

修士論文

新検出器 Baby MIND を導入した T2K-WAGASCI 実験の
最適化と解析アルゴリズムの構築

京都大学理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻
物理学第二分野 高エネルギー物理学研究室
安留健嗣

平成 31 年 3 月 17 日



概要

本研究のテーマである T2K-WAGASCI 実験は、主に水を標的とする WAGASCI モジュールとプラスチックを標的とするプロトンモジュールを標的検出器として、J-PARC 加速器施設と T2K ビームラインで作られたニュートリノビームを用い、ニュートリノと原子核の反応を精密に調べるための実験である。T2K-WAGASCI 実験は 2018 年までパイロットランを行っていたが、2019 年度 4 月から本実験を予定している。本実験ではミューオン検出器として Baby MIND 検出器と Side MRD 検出器を新しく導入する。標的モジュール内でのニュートリノ荷電カレント反応により前方に放出されるミューオンを Baby MIND 検出器で、横方向に放出されるミューオンを Side MRD 検出器で検出し、その運動量を測定する。Baby MIND 検出器は鉄コア磁石を持っているため、ミューオンの電荷を識別し、ニュートリノと反ニュートリノを区別して測定を行う。

本論文では、T2K-WAGASCI 実験における新検出器 Baby MIND のコミッショニングや解析アルゴリズムの開発、さらにニュートリノ反応断面積測定に向けたセットアップの決定や測定精度の見積もりについて報告する。Baby MIND 検出器については、J-PARC ニュートリノビームを用いたコミッショニングランの解析を通して、飛跡検出器としての性能を議論した。その結果ミューオンの電荷識別、運動量を測定するための飛跡を再構成するために、十分な位置分解能、検出効率を持っていることを確認した。シミュレーションを行い、新しい Detector Module を追加することでミューオンのイベント数を 15% 程度増やすことができることがわかった。J-PARC のニュートリノビーム生成からニュートリノの 2 次反応、および WAGASCI 検出器群の粒子シミュレーションをすべて包括したモンテカルロシミュレーションを構築し、断面積測定において検出器のパフォーマンスを最大に活かすための検出器の配置を決定した。測定において最大の系統誤差となる、ニュートリノフラックスの系統誤差を評価し、T2K-WAGASCI 実験が目指している精度の良い測定が実現可能であることを確認した。また、Baby MIND の磁場により曲がった飛跡およびミューオンの電荷と運動量を推定するアルゴリズムを開発し、モンテカルロシミュレーションとコミッショニングのデータを用いて Baby MIND の電荷識別能力と運動量推定精度を評価した。1.5 GeV/c までの運動量を持つミューオンについて、90% 程度の電荷識別能力、10% 程度の分解能を持つことがわかった。どちらも WAGASCI 実験を遂行していく上では十分な精度である。最後に簡単な機械学習モデルを用いて電荷識別能力と粒子のエネルギーを推定し、開発したアルゴリズムと同等の性能を持つことを確認した。

目次

第 1 章	ニュートリノ	7
1.1	ニュートリノとは	7
1.1.1	ニュートリノ振動	7
1.1.2	PMNS 行列	11
1.1.3	振動パラメータに関する測定原理と現在までの測定結果	12
1.2	ニュートリノと原子核の多体効果	14
1.2.1	ニュートリノと原子核の反応の種類	14
1.2.2	原子核の多体効果	18
1.3	T2K-WAGASCI 実験の現状と本論文の構成	20
第 2 章	T2K 実験	22
2.1	概要	22
2.1.1	物理目的	22
2.1.2	ニュートリノビームライン	23
2.1.3	前置検出器	25
2.1.4	後置検出器スーパーカミオカンデ	26
2.1.5	オフアキシス法	28
2.2	2018 年度までの結果	30
2.3	加速器ニュートリノ振動実験の課題	34
第 3 章	T2K-WAGASCI 実験	36
3.1	T2K-WAGASCI 実験とは	36
3.2	検出器	37
3.2.1	WAGASCI モジュール	38
3.2.2	プロトンモジュール	39
3.2.3	Side MRD	40
3.2.4	Baby MIND	42
3.2.5	電荷識別の重要性	42
3.3	目的と測定の流れ	45
3.4	フラックスの差し引き	47
3.4.1	概要	47

3.4.2	差し引きのプロセス	48
3.4.3	結果	51
3.4.4	フラックスの差し引きによるニュートリノ断面積測定の原理	52
第 4 章	Baby MIND 検出器	54
4.1	検出器の詳細	54
4.1.1	Magnet Module	54
4.1.2	Detector Module	57
4.1.3	エレクトロニクス	61
4.1.4	データ取得ソフトウェア	63
4.2	モジュール間の距離の最適化	64
4.2.1	概要	64
4.2.2	シミュレーションのセットアップ	65
4.2.3	モジュール間の距離とイベント数	65
4.2.4	モジュール間の距離と電荷識別能力	67
4.3	インストール	70
4.4	アップグレードの検討	72
4.4.1	概要	72
4.4.2	構成要素	73
4.4.3	シミュレーションによる検討	74
4.4.4	結論	77
第 5 章	シミュレーションによるスタディ	78
5.1	モンテカルロシミュレーションの開発	78
5.1.1	JNUBEAM	78
5.1.2	NEUT	80
5.1.3	Geant4 を用いた WAGASCI シミュレーションフレームワーク	82
5.2	全体配置の最適化	84
5.2.1	目的	84
5.2.2	水なし WAGASCI モジュールの検討	84
5.2.3	標的モジュールの順序	85
5.2.4	標的モジュールと BabyMIND との距離の最適化	89
5.2.5	NINJA 検出器を踏まえた配置の最適化	91
5.3	微分断面積測定における誤差の評価	96
5.3.1	概要	96
5.3.2	2 種類のオフ軸ス角におけるニュートリノフラックス系統誤差の相関	96
5.3.3	フラックスを差し引いて微分断面積を求めるときの統計誤差の評価	97
第 6 章	Baby MIND 検出器のコミッショニング	100
6.1	データ取得状況	100

6.2	セットアップ	101
6.3	データクオリティ	102
6.4	性能評価	104
6.4.1	MPPC のゲイン光量分布	104
6.4.2	ヒット検出効率	109
6.4.3	検出器のアラインメント	111
6.4.4	時間分布	112
6.4.5	ニュートリノ反応のイベントレート	113
第 7 章	解析アルゴリズムの開発	118
7.1	飛跡再構成アルゴリズムの開発とその評価	118
7.1.1	簡易アルゴリズム	118
7.1.2	飛跡再構成方法の評価	121
7.2	運動量推定用アルゴリズムの開発とその評価	123
7.2.1	飛程による運動量再構成	123
7.2.2	曲率による運動量再構成	125
7.3	電荷識別用アルゴリズムの開発とその評価	131
7.3.1	逐次外挿法による電荷識別	131
7.3.2	コミッショニングデータとモンテカルロシミュレーションの比較	133
7.4	機械学習を用いた電荷識別とエネルギー推定	135
7.4.1	電荷識別	140
7.4.2	エネルギー推定	142
第 8 章	結論	144
付録 A	MUMON	146
A.1	概要	146
A.2	Diamond 検出器の性能評価	147
付録 B	多重散乱と電荷識別の関係性	154
付録 C	CERN におけるビームテスト	157
C.1	Detector Module のビームテスト	157
C.2	Baby MIND のビームテスト	159
付録 D	Baby MIND の磁石電源の INGRID に対する影響	163
付録 E	Baby MIND のコミッショニング時に起きた問題の克服	166
E.1	ND280 と共有していた電源パイプからの電圧スパイク	166
E.2	B2 に設置されていた INGRID 検出器のグラウンド接続の不備	169
付録 F	ニュートリノフラックスの系統誤差	170

F.1	フラックス系統誤差のフォーマット	170
F.2	共分散行列の求め方	171
F.3	2種類のオフアクシス角におけるニュートリノフラックス系統誤差の評価	174
付録 G	ラインフィッティングによる電荷識別	179
G.1	アルゴリズム	179
G.2	アルゴリズムの評価	180
参考文献		192

第1章

ニュートリノ

1.1 ニュートリノとは

1930年、Wolfgang Ernst Pauli は β 崩壊による電子のスペクトラムがなだらかな連続分布になっていることから、 β 崩壊には中性子、電子、陽子以外に”検出にかからない軽い中性粒子”が反応に関わっていると推測した [1]。その後、Enrico Fermi が Pauli が予言した”見えない中性粒子 (小さい中性子という意味で neutrino と呼ばれた)”を含んだ β 崩壊のモデルを作り上げた。さらに 1956 年に Frederick Reines と Clyde Lovrain Cowan が原子炉からの反電子ニュートリノを検出し、そのイベントレートが理論予測と一致したことからニュートリノの存在が証明された [2]。1962 年には、Leon Max Lederman, Melvin Schwartz, Jack Steinberger らが行った実験によって、ニュートリノには少なくとも 2 種類があることが示された [3]。彼らはブルックヘブンの π^+ ビームを用いて、 π が崩壊して出てくるニュートリノを再び標的に衝突させて出てくる粒子を調べた。測定では最終的に μ イベントが 34 (宇宙線の背景事象が 5) であり、電子シャワーイベントが 6 イベントだけであった。この結果は π の崩壊で生成したニュートリノが β 崩壊で生成するニュートリノとは異なることを示している。軽いニュートリノの種類の数 (世代数) は、スタンフォードの SLC 実験および CERN の LEP 実験によって調べられた [4]。LEP 実験では、 e^+, e^- の衝突実験により、Z ボソンのハドロニックな崩壊幅を求め、その結果がニュートリノの世代数が 3 とした場合とよく合ったため、軽いニュートリノの世代数は 3 であると結論した。1975-77 年の間に、スタンフォードの e^+e^- 衝突実験によって τ 粒子が発見され [5]、それと対になるニュートリノは 2000 年の DONUT 実験により直接観測された [6]。現在までに存在が確認されているニュートリノは電子ニュートリノ (ν_e)、ミューニュートリノ (ν_μ)、タウニュートリノ (ν_τ) の 3 種類 (フレーバー) であり、実験事実によりそれぞれのフレーバー (ν_e, ν_μ, ν_τ) は荷電カレント反応により e, μ, τ に変化する。

1.1.1 ニュートリノ振動

ニュートリノは標準理論の中では左巻きのみが存在し、質量がないものとされている。しかし、1962 年に牧二郎、中川昌美、坂田昌一はニュートリノは質量が存在すれば、時間発展とともにその種類 (フレーバー) を変えるという理論を提唱した [7]。3 種類のニュートリノに質量があり、各フレーバーのニュートリノが異なる質量固有状態の重ね合わせであるとすれば、ニュートリノは時間とともにそのフレーバーを変えると現象が起こりうる。この理論を、論文 [8] を参照しながら概説する。

まず、ニュートリノの質量固有状態を ν_1, ν_2, ν_3 とする。以下ではフレーバーの固有状態と質量固有状態を添え字, " α ($\alpha = e, \mu, \tau$)", " i ($i=1, 2, 3$)" で区別する。このとき各フレーバーの固有状態はそれぞれの質量固有状態の和で表されると仮定する。すなわち、

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (1-1)$$

と書く。ここで登場する U を Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS) 行列と呼ぶ。反応において ν_α の相手になるのは l_α (対応する荷電レプトン) だけであることから、 ν_α は互いに直交しているはずである。このような直交している3つのベクトルを作るためには、少なくとも3つの ν_i がなければならず、それぞれの質量が縮退しているでなければ ν_i も互いに直交している。以下では質量が縮退していない場合を考える。以上のことは式 1-2 にまとめられる。

$$\begin{aligned} \delta_{\alpha\beta} &= \langle \nu_j | \sum_j U_{j\beta}^* \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \\ &= \sum_{i,j} U_{j\beta}^* U_{\alpha i} \langle \nu_j | \nu_i \rangle = \sum_i U_{i\beta}^* U_{\alpha i} \end{aligned} \quad (1-2)$$

式 1-2 は行列 U がユニタリーであることを主張している。標準理論における左巻きニュートリノの反応は以下で記述できる。

$$L_{SM} = -\frac{g}{2} \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} (\bar{l}_{L\alpha} \gamma^\lambda \nu_{L\alpha} W_\lambda^- + \nu_{L\alpha} \gamma^\lambda l_{L\alpha} W_\lambda^+) \quad (1-3)$$

式 1-3 の L は左巻きであることを意味する。ニュートリノのフレーバー固有状態が質量固有状態であるならば、式 1-3 は式 1-4 と変形される。

$$L_{SM} = -\frac{g}{2} \sum_{\alpha=e,\mu,\tau, i=1,2,3} (\bar{l}_{L\alpha} \gamma^\lambda U_{\alpha,i} \nu_{L\alpha} W_\lambda^- + \nu_{L\alpha} \gamma^\lambda U_{\alpha,i}^* l_{L\alpha} W_\lambda^+) \quad (1-4)$$

このラグランジアンを基に実際にニュートリノのフレーバーが変化するダイアグラムを書き、そこからファインマン振幅を計算することができる。真空中におけるニュートリノのフレーバー変化のダイアグラムを図 1.1.1 に示す。

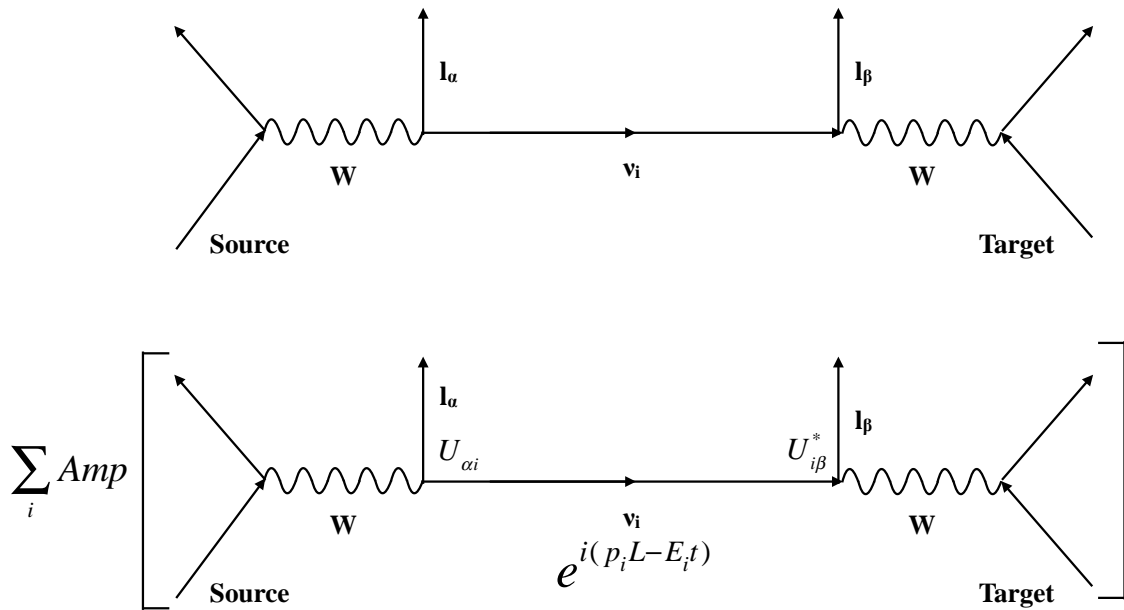


図 1.1.1 フレーバー変化のダイアグラム (上) とその振幅を計算するためのダイアグラム (下)

図 1.1.1 の下図は $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ のフレーバー変化を表す振幅をダイアグラムで表したものである。ここで平面波の寄与を表す $e^{i(p_i L - E_i t)}$ における p, E はニュートリノの運動量・エネルギーを表し、 L, t は Source を $(0, 0)$ とおいたときの Target までの距離と時間を表す。ここでそれぞれの質量固有状態に関して、式 1-5 のような近似を行う。

$$p_i = \sqrt{(E^2 - m_i^2)} \simeq E - \frac{m_i^2}{2E} \tag{1-5}$$

この近似により、平面波の寄与は次のように変形される。

$$e^{i(p_i L - E_i t)} = e^{i((E - \frac{m_i^2}{2E})L - E t)} = e^{iE(L-t)} e^{-im_i^2 \frac{L}{2E}}$$

結局図 1.1.1 の下図は式 1-6 の形にまとまる。

$$\left| \sum_i U_{\alpha i} e^{-im_i^2 \frac{L}{2E}} U_{i\beta}^* \right|^2 \tag{1-6}$$

$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ は式 1-6 を計算することで求められる。U がユニタリーであることを仮定して計算する。

$$\begin{aligned}
\left| \sum_i U_{\alpha i} e^{-im_i^2 \frac{L}{2E}} U_{i\beta}^* \right|^2 &= \sum_i U_{\alpha i} e^{-im_i^2 \frac{L}{2E}} U_{i\beta}^* \sum_j U_{j\alpha}^* e^{im_j^2 \frac{L}{2E}} U_{\beta j} \\
&= \sum_i U_{\alpha i} U_{i\beta}^* U_{i\alpha} U_{\beta i} + \sum_{i>j} 2\text{Re}(U_{\alpha i} U_{i\beta}^* U_{j\alpha}^* U_{\beta j} e^{-im_i^2 \frac{L}{2E}}) \\
&= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re} \left(U_{\alpha i} U_{i\beta}^* U_{j\alpha}^* U_{\beta j} \sin^2 \left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E} \right) \right) \\
&\quad + 2 \sum_{i>j} \text{Im} \left(U_{\alpha i} U_{i\beta}^* U_{j\alpha}^* U_{\beta j} \sin \left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{2E} \right) \right) \tag{1-7}
\end{aligned}$$

また、反ニュートリノの振動確率 $P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$ は CPT 定理を用いると

$$P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) = P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha)$$

であることから、ニュートリノの場合の計算は $i \leftrightarrow j$ という置き換えをした場合に相当するので式 1-7 の虚数項の符号を変えるだけでよい。ゆえに、式 1-8 のように書ける。

$$\begin{aligned}
P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re} \left(U_{\alpha i} U_{i\beta}^* U_{j\alpha}^* U_{\beta j} \sin^2 \left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E} \right) \right) \\
&\quad - 2 \sum_{i>j} \text{Im} \left(U_{\alpha i} U_{i\beta}^* U_{j\alpha}^* U_{\beta j} \sin \left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{2E} \right) \right) \tag{1-8}
\end{aligned}$$

特に、 $\alpha \neq \beta$ の場合を考える。U がユニタリーであることから、

$$\sum_i U_{i\alpha}^* U_{\beta i} = 0$$

となることを利用する。また $\Delta_{ij} = \Delta m_{ij}^2 \frac{L}{2E}$ と置く。

$$\begin{aligned}
e^{im_1^2 \frac{L}{2E}} \text{Amp}^*(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \sum_i U_{i\alpha}^* U_{\beta i} e^{im_i^2 \frac{L}{2E}} e^{im_1^2 \frac{L}{2E}} \\
&= U_{3\alpha}^* U_{\beta 3} e^{2i\Delta_{31}} + U_{2\alpha}^* U_{\beta 2} e^{2i\Delta_{21}} - (U_{3\alpha}^* U_{\beta 3} + U_{2\alpha}^* U_{\beta 2}) \\
&= 2i(U_{3\alpha}^* U_{\beta 3} e^{i\Delta_{31}} \sin \Delta_{31} + U_{2\alpha}^* U_{\beta 2} e^{i\Delta_{21}} \sin \Delta_{21}) \tag{1-9}
\end{aligned}$$

式 1-9 から、 $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta), P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$ を求めることができる。

$$\begin{aligned}
P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= |e^{im_1^2 \frac{L}{2E}} \text{Amp}^*(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)|^2 \\
&= 4(|U_{\alpha 3} U_{\beta 3}|^2 \sin^2 \Delta_{31} + |U_{\alpha 2} U_{\beta 2}| \sin \Delta_{21} \\
&\quad + 2|U_{3\alpha}^* U_{\beta 3} U_{2\alpha}^* U_{\beta 2}| \sin \Delta_{31} \sin \Delta_{21} \cos(\Delta_{32} + \delta_{32})) \tag{1-10}
\end{aligned}$$

ただし、 $\delta_{32} = \arg(U_{3\alpha}^* U_{\beta 3} U_{2\alpha} U_{\beta 2}^*)$ とする。 $P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$ については $\delta_{32} \rightarrow -\delta_{32}$ とすれば良い。

これらの式からニュートリノのフレーバー変化に関して次のことがわかる。

- 真空中において、ニュートリノのフレーバー変化は $\frac{L}{E}$ に従って振動するので、このフレーバー変化をニュートリノ振動と呼ぶ。

- 式 1-7 からニュートリノの質量が 0 であればフレーバー変化は起こらない。
- 式 1-7 からニュートリノのフレーバー固有状態が複数の質量固有状態の重ね合わせでなければ、フレーバー変化は起こらない。もし質量固有状態の混合がなければ、

$$U_{\alpha i} U_{\beta \neq \alpha i} = 0$$

となるため、式 1-7 は $\delta_{\alpha\beta}$ となる。

- \hbar, c を含めると、式 1-7 や式 1-8 中の $\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E}$ は次のように書ける。

$$\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E} = 1.27 \Delta m_{ij}^2 (\text{eV}^2) \frac{L(\text{km})}{E(\text{GeV})}$$

- 式 1-7 と式 1-8 を比較すると、混合行列 U に含まれる複素位相 δ_{CP} の値は $0, \pi$ ではない値 (CP 対称性を破る値) ならば、ニュートリノと反ニュートリノの振動確率が異なる、すなわち CP 対称性が破れる。

1.1.2 PMNS 行列

前説でユニタリー行列と仮定した U はニュートリノの 3 種類のフレーバー固有状態に対する、質量固有状態の混合割合を示すものである。3×3 の行列の自由度は複素空間上では 18 あるが、ユニタリー性によりそのうちの 9 つが束縛されるため残る自由度は 9 となる。このうち、3 つの自由度はレプトン場における l_α の位相の再定義によって吸収でき、2 つの自由度はニュートリノと反ニュートリノが区別できる粒子 (ディラック粒子) であれば ν_i の位相の再定義によって吸収できる。ゆえに、最終的に物理的に意味のある自由度は 4 つとなる。この中で回転の自由度が 3 つあるため、残る 1 つは複素位相となる。以上のことを考慮に入れると PMNS 行列 U は、次の形で書くことができる。

$$U = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \quad (1-11)$$

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

式 1-11 中の c_{ij}, s_{ij} はそれぞれ $\cos \theta_{ij}, \sin \theta_{ij}$ を意味する。また δ_{CP} の位置についてであるが、 s_{13} が特別であるわけではなく、例えば s_{12} の積として導入してもよい。

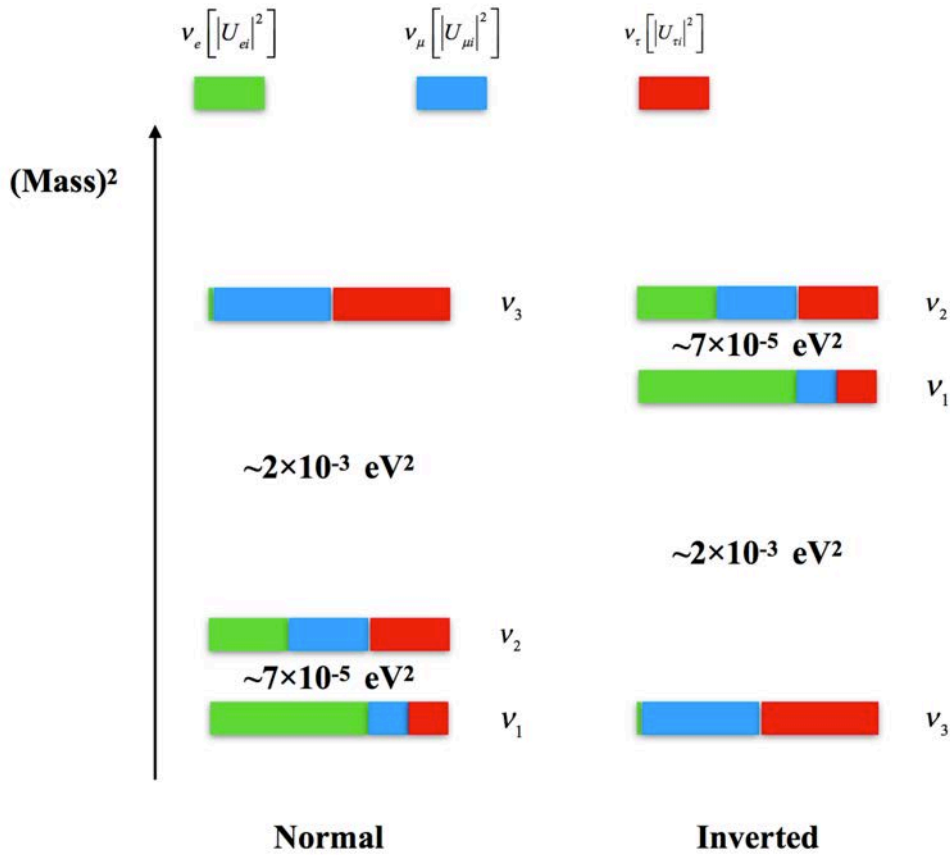


図 1.1.2 質量固有状態の混合割合を 2 パターンで分けたもの。表中の数字は質量固有状態の二乗差 (測定データ) を表している。

図 1.1.2 は、 ν_1, ν_2, ν_3 に対する ν_e, ν_μ, ν_τ の混合割合を示したものである。 ν_1, ν_2 の質量差は太陽ニュートリノの物資中の振動測定のデータから決まっているが、 ν_1, ν_3 の大小関係はわかっていないため、質量の順序は $\nu_1 < \nu_2 < \nu_3$ の正階層 (Normal) か、 $\nu_3 < \nu_1 < \nu_2$ の逆階層 (Inverted) の 2 種類の可能性が存在する。これをニュートリノの質量階層と呼ぶ。 Δm_{21}^2 の値が十分に小さく、 $\Delta m_{21}^2 \frac{L}{E} \simeq 0$ と考えて良い状況であればニュートリノ振動の確率はその主要項を計算すればよく、以下のように近似できる。

$$\begin{aligned}
 P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &\simeq 4|U_{\alpha 3}U_{\beta 3}|^2 \sin^2\left(\Delta m_{32}^2 \frac{L}{4E}\right) \quad (\alpha \neq \beta) \\
 P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) &\simeq 1 - 4|U_{\alpha 3}|^2(1 - |U_{\alpha 3}|^2) \sin^2\left(\Delta m_{32}^2 \frac{L}{4E}\right)
 \end{aligned}
 \tag{1-13}$$

以上は反ニュートリノについても同様の式が成り立つ。ゆえに δ_{CP} の値に注目する場合は、主要項以外の δ_{CP} が含まれる項を考慮しなければならない。

1.1.3 振動パラメータに関する測定原理と現在までの測定結果

ここでの振動パラメータは $\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}, \Delta m_{21}^2, \Delta m_{32}^2, \delta_{CP}$ を指す。

$$\theta_{23}, |\Delta m_{32}^2|$$

$|\Delta m_{32}^2|$ の値はスーパーカミオカンデを用いた大気ニュートリノの観測実験により初めて測定された [9]。その後は加速器を用いた長基線ニュートリノ実験においても測定が進められている。式 1-13 を用いると $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$ は次の式で近似できる。

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) \simeq 1 - 4|U_{\mu 3}|^2(1 - |U_{\mu 3}|^2) \sin^2 \left[1.27 \Delta m_{32}^2 \frac{L(\text{km})}{E(\text{GeV})} \right] \quad (1-14)$$

式 1-11 より $U_{\mu 3} = \cos \theta_{13} \sin \theta_{23}$ であり、長基線ニュートリノ実験は θ_{23} に高い感度を持つ。現在では大気ニュートリノや、K2K 実験, T2K 実験, MINOS 実験, NO ν A 実験といった長基線ニュートリノ振動実験から精度良く求められている。

$$\theta_{13}$$

原子炉では例えばウラン (^{235}U) の核分裂反応により生じた $\frac{A}{Z}\text{X}$ が β 崩壊することで、 $\frac{A}{Z}\text{X} \rightarrow \frac{A}{Z+1}\text{X}' + e^- + \bar{\nu}_e$ の反応を起こし反電子ニュートリノを生成する。原子炉からのニュートリノは、検出器内で逆 β 崩壊を起こし、生成した陽電子と中性子の捕獲信号によって検出される。式 1-13 に従い、振動確率の主要項のみをとってくれば $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$ は次の式でかける (\hbar, c を考慮する)。

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) \simeq 1 - 4|U_{e 3}|^2(1 - |U_{e 3}|^2) \sin^2 \left[1.27 \Delta m_{32}^2 \frac{L(\text{km})}{E(\text{GeV})} \right] \quad (1-15)$$

ここで、式 1-11 より $U_{e 3} = \sin \theta_{13} e^{-i\delta_{\text{CP}}}$ であるから、この大きさをとれば $U_{e 3}$ は θ_{13} のみに依存する。 Δm_{32}^2 の値は大気ニュートリノの測定データを用いて適切な L を選べば (原子炉で発生する反電子ニュートリノのエネルギーは数 MeV 程度)、 θ_{13} を求めることができる。2012 年までは θ_{13} の上限値しかわかっていなかったが、現在では θ_{13} の値は原子炉から生成される $\bar{\nu}_e$ の消失実験により、振動パラメータのうちで最高の精度で求められている。

$$\theta_{12}, \Delta m_{21}^2$$

太陽で生成したニュートリノ (太陽ニュートリノ) は、MSW 効果という物質効果により真空とは異なる振動が観測される。太陽ニュートリノの観測結果により、 ν_1 が ν_2 よりも軽いこと、および $\theta_{12}, \Delta m_{21}^2$ が推定された。

KamLAND 実験では原子炉ニュートリノの観測から $\theta_{12}, \Delta m_{21}^2$ を測定した。 $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$ の式において、具体的に $U_{e 3}$ を代入すると以下の式の形に書ける。

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) \simeq \cos^4 \theta_{13} \left(1 - \sin^2 \theta_{12} \sin^2 \frac{\Delta m_{21}^2 L}{E} \right)$$

式 1-15 と異なるのは基線長が違うためである。KamLAND では原子炉で生成した $\bar{\nu}_e$ の消失事象を観測し、 $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$ のパラメータ空間でフィッティングをすることで $\theta_{12}, \Delta m_{21}^2$ を推定した。現在では SNO やスーパーカミオカンデによる太陽ニュートリノのニュートリノ振動の測定結果 ([10], [11]), KamLAND での原子炉ニュートリノの観測実験 [12] から、それぞれの振動パラメータが求められている。

$$\delta_{\text{CP}}$$

δ_{CP} は式 1-10 の全ての項を書き下し、 $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ を計算した時に現れる。

$$P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = 2 \cos \theta_{13} \sin 2\theta_{13} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23} \sin \delta_{CP} \\ \times \sin \left(\Delta m_{31}^2 \frac{L}{4E} \right) \sin \left(\Delta m_{32}^2 \frac{L}{4E} \right) \sin \left(\Delta m_{21}^2 \frac{L}{4E} \right)$$

δ_{CP} に関しては T2K 実験が 95% の確率で $\delta_{CP} \neq 0, \pi$ であることを示したが、詳しくは第 2 章で紹介する。

現在までに測定されているニュートリノ振動パラメータの Bestfit の値と 3σ の範囲 (δ_{CP} に関しては 2σ) を表 1.1.1 に示す。

表 1.1.1 2018 年時点で測定されているニュートリノ振動パラメータ [13]。 δ_{CP} の括弧なしは正階層、括弧内は逆階層を表す。

Parameter	best-fit	3σ
$\Delta m_{21}^2 [10^{-5} \text{eV}^2]$	7.37	6.93-7.96
$\Delta m_{32}^2 [10^{-3} \text{eV}^2]$	2.54	2.42-2.66
$\sin^2 \theta_{12}$	0.297	0.250-0.354
$\sin^2 \theta_{23}, \Delta m_{32}^2 > 0$	0.425	0.381-0.615
$\sin^2 \theta_{23}, \Delta m_{32}^2 < 0$	0.589	0.384-0.636
$\sin^2 \theta_{13}, \Delta m_{32}^2 > 0$	0.0215	0.0190-0.0240
$\sin^2 \theta_{13}, \Delta m_{32}^2 < 0$	0.0216	0.0190-0.0242
δ_{CP}/π	1.38 (1.31)	$2\sigma: (1.0-1.9), (2\sigma: (0.92-1.88))$

現在までの測定データ [14], [15] を用いて U の各行列要素を求めると、次のようになる。値の幅は 3σ の信頼区間を意味する。

$$U = \begin{pmatrix} 0.799 - 0.844 & 0.516 - 0.582 & 0.141 - 0.156 \\ 0.242 - 0.494 & 0.467 - 0.678 & 0.639 - 0.774 \\ 0.284 - 0.521 & 0.490 - 0.695 & 0.615 - 0.754 \end{pmatrix}$$

1.2 ニュートリノと原子核の多体効果

現在のニュートリノ振動実験、特に長基線ニュートリノ振動実験では観測するイベント数が少ないため統計誤差が支配的であるが、イベント数がたまるにつれて系統誤差が効くようになってくる。その中でもニュートリノと原子核の反応にまつわる系統誤差が、全体の誤差の中で大きな割合を占めている。これはニュートリノと原子核とが反応する際の多体効果が原因である。

1.2.1 ニュートリノと原子核の反応の種類

ニュートリノと原子核の反応は大きく分けて荷電カレント反応 (Charged Current(CC) interaction) と中性カレント反応 (Neutral Current (NC) interaction) の 2 種類があるが、本研究はフレーバーを識別するのに用いる荷電カレント反応を扱う。ゆえに以下では荷電カレント反応に絞って説明を行う。

- 荷電カレント準弾性散乱 (Charged Current Quasi Elastic interaction:CCQE)

荷電カレント準弾性散乱反応 (図 1.2.1) は、ニュートリノが核子と準弾性散乱を行う 2 体の反応である。T2K のニュートリノエネルギー領域ではもっとも支配的な反応であり、この反応ではニュートリノのエネルギーは以下のように荷電レプトンの運動量、角度から再構成することができる。

$$E_\nu = \frac{m_N E_\mu - \frac{m_\mu^2}{2}}{m_N - E_\mu + p_\mu \cos \theta_\mu} \quad (2-1)$$

式 2-1 中の $m_N, m_\mu, E_\mu, p_\mu, \theta_\mu$ はそれぞれ中性子、ミューオンの質量、ミューオンのエネルギー、運動量、角度を表す。また式 2-1 は標的が自由核子の場合であり、原子核中の核子との反応では様々な多体効果の影響を受ける。

- 2p2h 反応

2p2h 反応 (図 1.2.2) は、原子核で他の核子と相関状態にある核子との反応である。ニュートリノの断面積のデータや電子-原子核散乱実験などからほとんど確実に存在する反応であると考えられているが、その断面積の不定性は大きい。CCQE と区別することが難しく、エネルギーの再構成に影響を及ぼす。

- 共鳴による中間子の生成反応 (Single pion production via resonances)

共鳴による中間子の生成反応 (図 1.2.3) は、ニュートリノと原子核内の核子の共鳴反応によって例えば Δ^{++} ができて、 Δ^{++} が崩壊することによって π^+ が生成される反応である。 Δ の共鳴反応では、 Δ^+ が p, γ と崩壊して γ 線を放出する反応もある。もし π を検出し損ねると、CCQE 反応と区別がつかなくなってしまうので、断面積の誤差やニュートリノ振動測定に効いてしまう。ニュートリノ振動測定においては、CCQE と間違えると再構成するときのエネルギーを誤ってしまう。

- コヒーレント π 生成反応 (Coherent π production)

コヒーレント π 生成反応 (図 1.2.4) は、ニュートリノが原子核とコヒーレントに反応し、 π を放出する反応である。原子核に移行する運動量は小さいため、生成したレプトンと π はニュートリノの運動方向に運動する。1GeV 以下のニュートリノについては、コヒーレント π 生成反応の寄与は小さいが、 Δ 共鳴反応と同じく生成した π を検出できないと誤差になってしまう。

- 深非弾性散乱 (Deep Inelastic Scattering:DIS)

深非弾性散乱反応 (図 1.2.5) は、数 GeV 程度のニュートリノにとって支配的な反応である。数 GeV のニュートリノは原子核内のクォークが見えるようになるため、DIS 反応はニュートリノとクォークの反応と言って良い。本研究は CCQE のような飛跡の本数が少ない反応の測定を目指しているので、DIS のような飛跡がいくつも残るような反応は背景事象とはなりにくい。

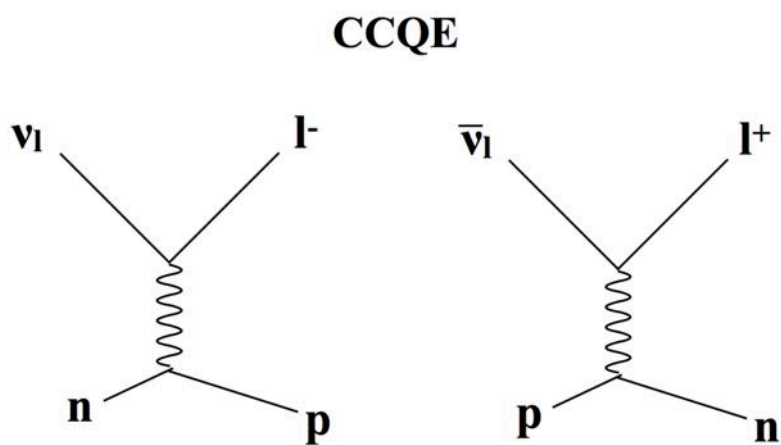


図 1.2.1 ニュートリノ (左) と反ニュートリノ (右) の CCQE 反応のダイアグラム

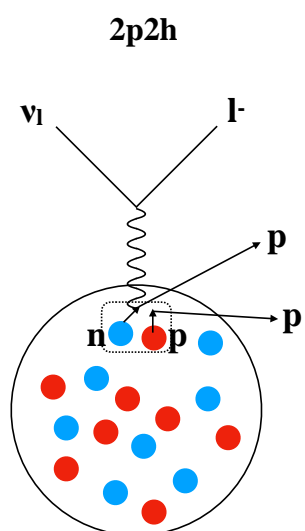
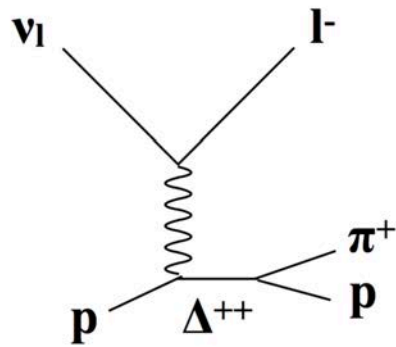
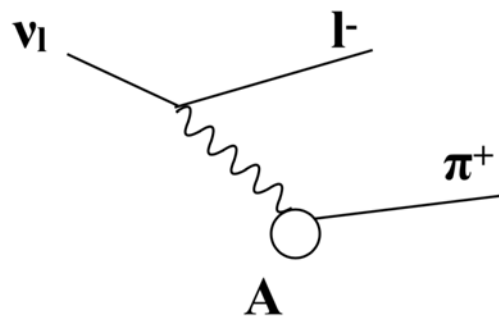


図 1.2.2 2p2h 反応のダイアグラム

Single meson production via resonances

図 1.2.3 Δ 共鳴反応のダイアグラム

Coherent π production

図 1.2.4 コヒーレント π 生成反応のダイアグラム

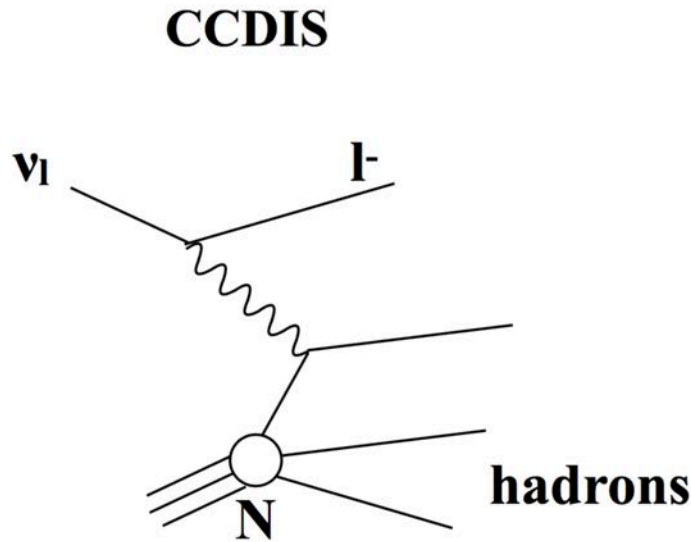


図 1.2.5 CCDIS 反応のダイアグラム

1.2.2 原子核の多体効果

2009 年以前は加速器ニュートリノ実験ではニュートリノと原子核の反応は 1 つの核子との反応であるとして取り扱われてきた。このモデルでは、初期状態の核子は結合エネルギーとフェルミ運動量によって特徴付けられ、CCQE 反応のほとんどのパラメータが他の実験から精度よく求められていた。軸性ベクトルのフォームファクターに関する次式の M_A のみが大きな不定性を持っていた。

$$F_A = F_0(1 + Q^2/M_A^2)^{-2}$$

2009 年に MiniBooNE と NOMAD のニュートリノの CCQE 反応の断面積データとモデルの比較が行われた [16]。図 1.2.6 がその結果である。

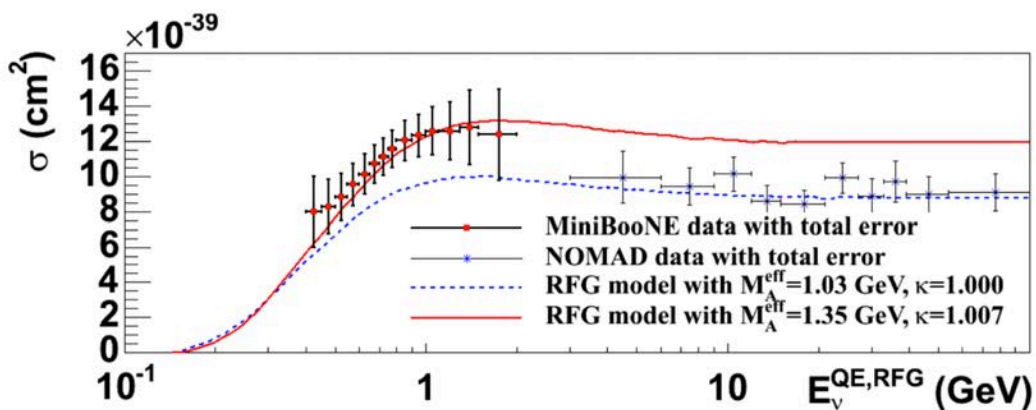


図 1.2.6 複数のモデルと実データとのフィッティング [16]。高エネルギー側では $M_A^{eff} = 1.03 \text{ GeV}$ の Relativistic Fermi Gas (RFG) model と整合しており、低エネルギー側では $M_A^{eff} = 1.35 \text{ GeV}$ の RFG model と整合している。

NOMAD のデータは他実験においても認知されている $M_A = 1.03$ GeV の結果を好むが、MiniBooNE のデータはそのモデルとは異なるパラメータを好んでいた。2009 年から Martini や Nieves はこの違いはニュートリノと原子核内の複数の核子が散乱する効果によると提唱したが ([17], [18], [19])、それぞれのモデルで予測された断面積は非常に異なるものであった。図 1.2.7 に、Martini と Nieves のモデルにおける断面積の値の違いを示す。

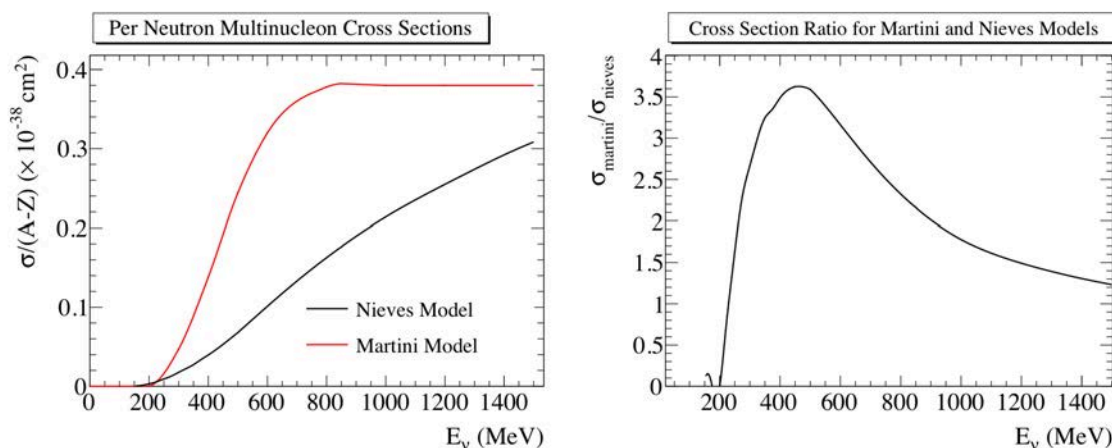


図 1.2.7 Martini と Nieves のモデルの違い [20]

2p2h 反応は原子核の多体効果の一つである。本研究の対象となる T2K 実験のニュートリノフラックスのピークエネルギーはおおよそ 0.6 GeV であるが、そのエネルギー領域においては 2p2h 反応と CCQE 反応が混在しており、識別が難しい。また高エネルギー側にもフラックステールが伸びており (図 1.2.8)、高エネルギー側でしか起きない反応の寄与も混合する。このような場合は、シミュレーションによって複数の反応の寄与を調べ、シグナルと背景事象を正確に予測することが必要である。しかし、図 1.2.7 で示したように、多体効果を考慮したシミュレーションにおいては、モデルによる不定性が大きく系統誤差の要因となる。この系統誤差は断面積だけでなく、ニュートリノのエネルギーを誤って再構成することにもなり、ニュートリノ振動の測定誤差としても効いてくる。

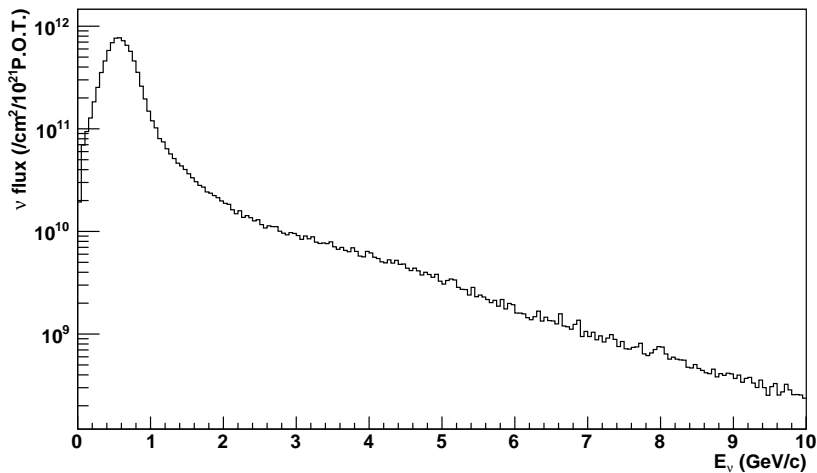


図 1.2.8 T2K 前置検出器のニュートリノモードにおける ν_{μ} フラックス

本研究ではこの問題に取り組み、ニュートリノと原子核の反応を理解することで断面積測定やニュートリノ振動測定にかかる誤差を削減することを目指している。フラックスの差し引きという手法を用いて高エネルギーニュートリノの寄与を抑え、複雑に絡むあう反応の寄与を分けて断面積を測定することでデータをより正確に表現するモデルを選ぶ。このようにしてモデルの不定性を抑えれば、ニュートリノ振動にかかる系統誤差を減らすことを期待できる。

1.3 T2K-WAGASCI 実験の現状と本論文の構成

本研究のテーマである T2K-WAGASCI 実験は、主に水を標的とする WAGASCI モジュールとプラスチックを標的とするプロトンモジュールを標的検出器として、J-PARC 加速器施設と T2K ビームラインで作られたニュートリノビームを用い、ニュートリノと原子核の反応を精密に調べるための実験である。ニュートリノと原子核の反応には様々なモデルがあるが、原子核の多体効果によりモデルの不定性が大きいいため、T2K-WAGASCI 実験によってニュートリノと原子核の微分断面積を精密に測定し、モデルの不定性を抑えることを目指している。ニュートリノの荷電カレント反応の微分断面積を求めるために、ミュオン検出器として Baby MIND 検出器と Side MRD 検出器を導入する。標的モジュール内でのニュートリノ荷電カレント反応により前方に放出されるミュオンを Baby MIND 検出器で、横方向に放出されるミュオンを Side MRD 検出器で検出し、その運動量を測定する。Baby MIND 検出器は鉄コア磁石を持っているため、ミュオンの電荷を識別し、ニュートリノと反ニュートリノを区別して測定を行う。

2019 年 1 月までに標的モジュール (WAGASCI モジュールとプロトンモジュール) の製作、性能評価およびパイロットランとしての断面積測定、ミュオンレンジ検出器 (Baby MIND, Side MRD) の製作および Baby MIND のインストールを完了している。2019 年 4 月から WAGASCI 本実験の物理測定を計画しており、水およびプラスチック標的におけるニュートリノの微分断面積の測定を行う。さらに、T2K-WAGASCI 実験での測定と T2K の別の前置検出器の測定結果を組み合わせることで、より精度の高いニュートリノ微分断面積を導出し、ニュートリノ反応モデルの不定性を抑制する。

本論文は WAGASCI 本実験の物理測定を最適化するための研究と位置付けることができる。本論文は以下のように構成される。第 2 章では T2K 実験の概要を説明する。T2K-WAGASCI 実験の詳細な説明は第 3 章で行う。第 4 章では WAGASCI 実験で用いるすべての検出器を組み込んだ、モンテカルロシミュレーションの開発状況、全体配置の最適化、ニュートリノフラックスの系統誤差の評価を行う。第 5 章では Baby MIND 検出器の詳細な説明を行い、引き続き第 6 章でニュートリノビームを用いたコミッショニングランによる性能評価を行う。第 7 章において、開発した飛跡再構成アルゴリズム、電荷識別アルゴリズム、運動量推定アルゴリズムの性能を評価する。また機械学習による電荷識別、運動量推定も行う。以上の研究成果を第 8 章にてまとめる。

第 2 章

T2K 実験

2.1 概要

2.1.1 物理目的

図 2.1.1 は T2K 実験の概要図である。T2K 実験は J-PARC から 295 km 離れたスーパーカミオカンデ (SK) に向けてニュートリノビーム (ν_μ) を飛ばし、ニュートリノ振動を測定する実験であり、2009 年に始まった。T2K 実験のニュートリノフラックスは大部分を ν_μ または $\bar{\nu}_\mu$ が占めているので、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の出現を観測するか、 ν_μ の消失を観測することでニュートリノ振動を測定できる。それゆえ、1.1.3 の式 1-14にあるように、 θ_{23}, δ_{CP} の測定に高い感度を持っている。 δ_{CP} についてははっきりしたことは何もわかっていないが、 δ_{CP} の値が $0, \pi$ と異なる値であることを示すことで、レプトンセクターにおける CP 対称性の破れの発見に繋がるため、このパラメータの測定が T2K 実験の最も重要な物理目的である。

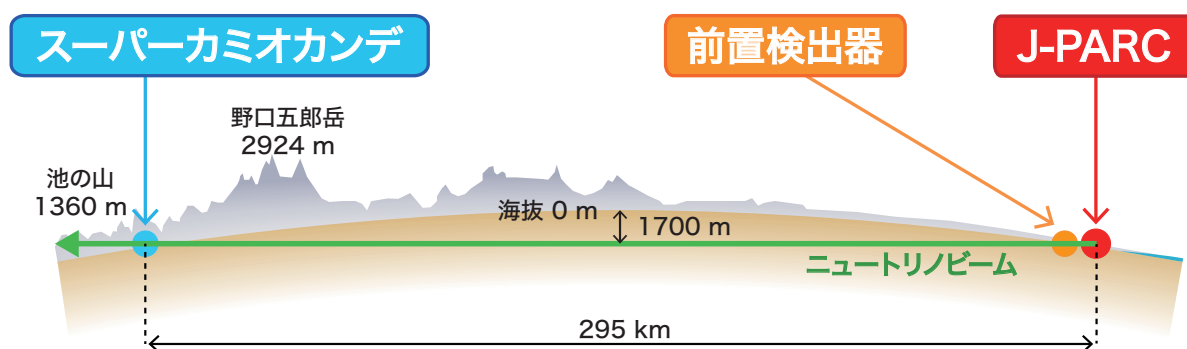


図 2.1.1 T2K 実験の概要図

2.1.2 ニュートリノビームライン

T2K 実験のニュートリノビームは、Japan Proton Accelerator Research Complex (J-PARC) (図 2.1.2) で作られる。Linear accelerator (Linac) で 400 MeV まで加速された H^- が陽子に変換され、Rapid-cycling synchrotron (RCS) に入射される。RCS で 3 GeV まで、Main ring (MR) synchrotron で 30 GeV に加速されて標的に打ち込まれる。陽子ビームは 2.48 s 毎のスピルという単位で加速される。各スピルは 4.1 μs の幅を持ち、その中には図 2.1.3 に示すように 8 つのバンチ構造がある。

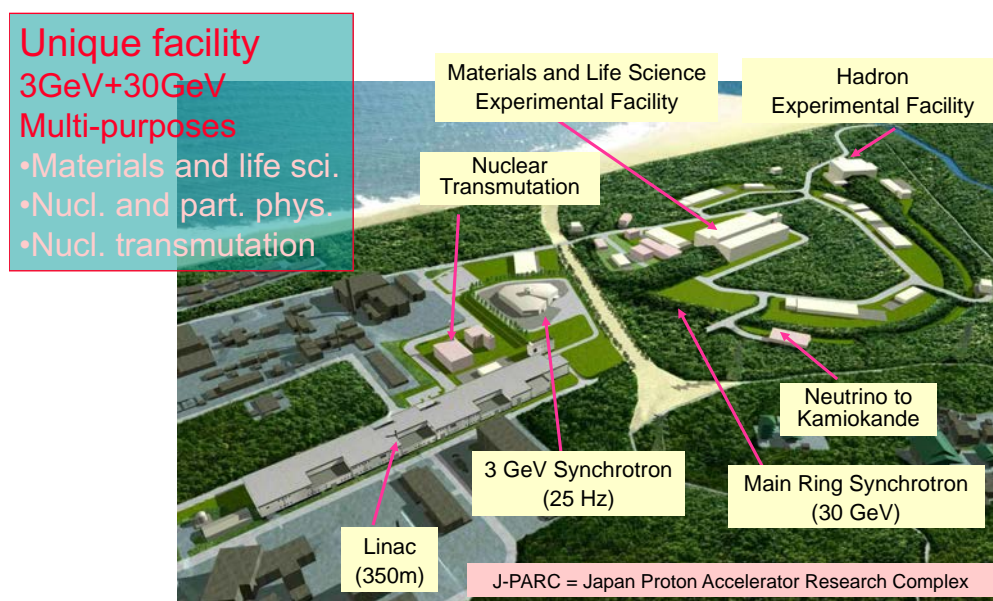


図 2.1.2 J-PARC の外観

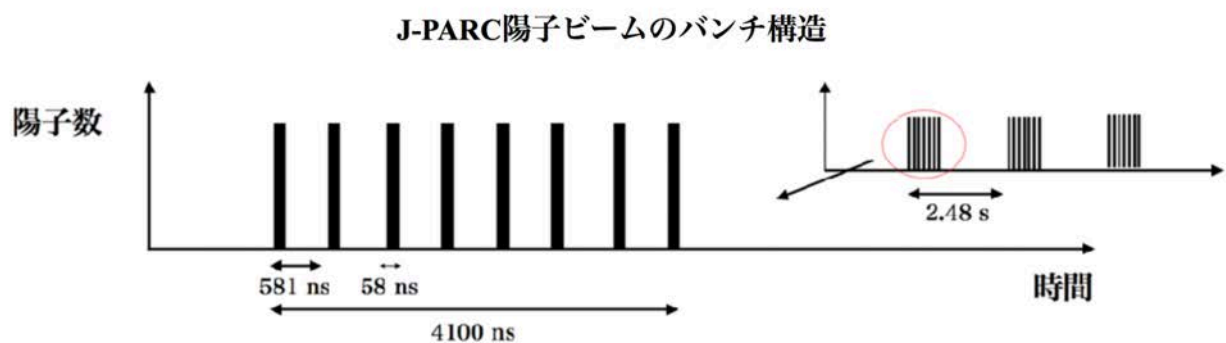


図 2.1.3 J-PARC MR からの陽子ビームの時間構造

J-PARC MR からの陽子ビームの各パラメータを表 2.1.1 に示す。J-PARC で加速された陽子ビームは図 2.1.4 に示した T2K のニュートリノビームラインにて、標的に打ち込まれる。T2K 実験では標的に打ち込む陽子の数を Protons On Target (P.O.T.) と呼ぶ。現在のビーム強度では 1 年間のビームタイムで運転すると 10^{21} P.O.T. 程度となり、ニュートリノフラックスやイベント数の基準値としてよく用いられる。

表 2.1.1 J-PARC MR からの陽子ビームの各パラメータ

パラメータ	現在値
ビーム強度	485 kW
陽子運動エネルギー	30 GeV
陽子数 (/spill)	2.4×10^{14}
スピル間隔	2.48 s
スピル幅	$4.1 \mu\text{s}$
バンチ数	8 bunches/spill
バンチ間隔	581 nsec
バンチ幅	58 nsec

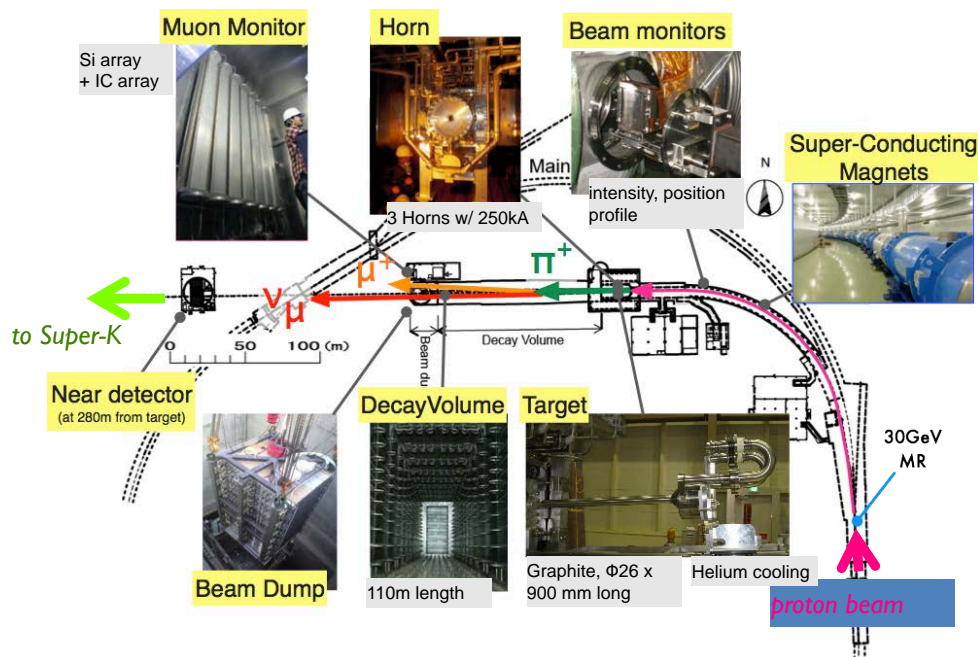
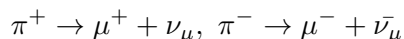


図 2.1.4 T2K ニュートリノビームライン。マゼンタの矢印で示したところは第一次ビームライン、それ以降は第二次ビームラインと呼ばれる。

MR から取り出された陽子ビームは、一次ビームラインと呼ばれる常伝導磁石と超伝導磁石からなるビームラインで、SK の方向に曲げられる。一次ビームラインに続く二次ビームラインはターゲット

トステーション (TS), ディケイボリウム、ビームダンプ、ミューオンモニターで構成されている。一次ビームラインから輸送された陽子ビームは、長さ 91.4 cm, 直径 2.6 cm の炭素標的と衝突する。標的と衝突した陽子は、様々なハドロン反応を起こすが最も支配的な反応はパイオン (π) を生成する反応であり、生成された荷電パイオンが次のように崩壊することでニュートリノが生成される。



できる限り多くのニュートリノを利用するためには、生成した π^\pm をできる限り収束させることが必要であり、T2K では 3 つの電磁ホーンを用いて π^+ または π^- を図 2.1.5 の原理で収束させる [21]。ニュートリノを多く集めたい場合は π^+ を、反ニュートリノを多く集めたい場合は π^- を収束させれば良い。このとき、ホーンの電流を π^+ を収束する値 (250 kA) にしてビームラインを運転することを”Forward Horn Current (FHC)” モード, 逆の場合を”Reversed Horn Current (RHC)” モードと言う。ディケイボリウムは 96 m 長の鉄のトンネルであり、相対論的な寿命を持つ π が μ と ν_μ に崩壊するのに十分な長さに設計されている。トンネルの終点には炭素および鉄のブロックとコンクリートの壁で作られたビームダンプがあり、ニュートリノと高エネルギーのミューオンを除くすべての粒子を吸収する。ビームダンプの背後、標的から 118 m の位置には muon monitor (MUMON)[22] があり、ミューオンを測定する。荷電パイ粒子の崩壊は二体崩壊であるため、ミューオンのプロファイルからニュートリノのプロファイルを推定することができる。MUMON の特徴は、ニュートリノビームの方向をバンチごとにリアルタイムで推定することができるという点である。MUMON については、付録 A で詳しく説明する。

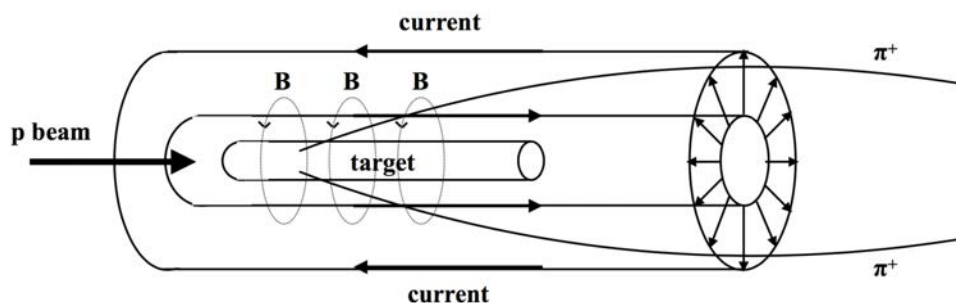


図 2.1.5 電磁ホーンで π^+ を収束する原理

2.1.3 前置検出器

T2K には生成直後のニュートリノを測定する前置検出器として INGRID[23] と ND280 という二つの検出器 (図 2.1.6) がある。このうち INGRID 検出器はビーム軸上を中心に各位置でニュートリノを検出し、ニュートリノビームのプロファイルを調べる役割を果たしている。図 2.1.6 に示したように INGRID は、鉛直方向に 7 モジュール、水平方向に 7 モジュールを配置した十字の検出器である。一つのモジュールは 1.24 m × 1.24 m × 0.95 m の大きさを持っており、鉄 9 層、シンチレータ層 11 層からできている。標的の大部分を担う鉄の質量は一つのモジュールあたり 7.1 ton である。ND280 は標的から 280 m の位置に置かれた前置検出器であることからこのように呼ばれている。ND280 はビーム軸から 2.5° だけずれた位置に設置されており、スーパーカミオカン

デ方向のニュートリノを測定している。検出器の構成要素は、Pi Zero Detector (P0D)[24], Time Projection Chamber (TPC)[25], Fine Grained Detector (FGD)[26], Electromagnetic Calorimeter (ECal)[27], Side Muon Range Detector (SMRD)[28] およびソレノイド磁石である。ND280 の磁石は 0.2 T の磁場で、荷電粒子の電荷と運動量を高精度で求めることができる。ND280 はプラスチックと水を標的としており、100% 水標的であるスーパーカミオカンデ (SK) とは構成物質という点で違いがある。また SK がニュートリノの反応で出てくる荷電粒子に 100% のアクセプタンスを持っているのに対し、ND280 のアクセプタンスは前方方向に限られている。これらの相違点は、ND280 で制限するニュートリノ断面積の系統誤差となって現れてしまう。本研究で述べる WAGASCI 実験は主に水を標的とする検出器も用いるため、この問題を克服することが期待されている。

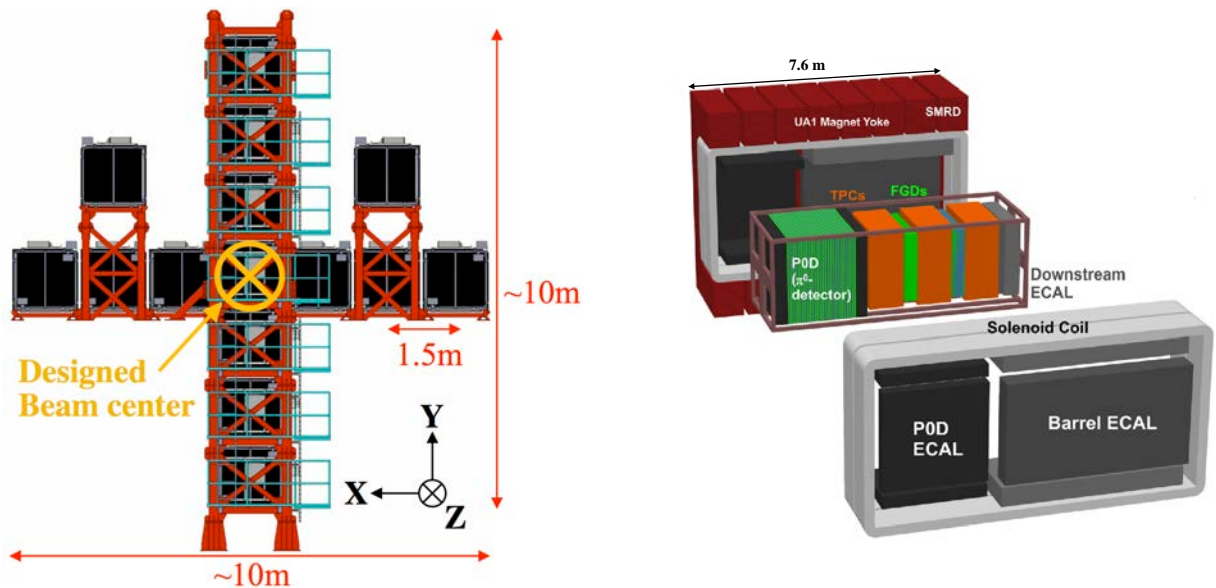


図 2.1.6 T2K の前置検出器。左が INGRID, 右が ND280。見やすいように、磁石とコイルを広げた状態で図示している。

2.1.4 後置検出器スーパーカミオカンデ

スーパーカミオカンデ (SK)[29] は、J-PARC から西に 295 km 離れた場所に建設された地上ベースの世界最大の水チェレンコフ検出器である (図 2.1.7 にその外観, 図 2.1.8 に内部の写真を示した)。直径 39.3 m, 高さ 41.4 m の大きさで、中は 50 kt の超純水で満たされている。

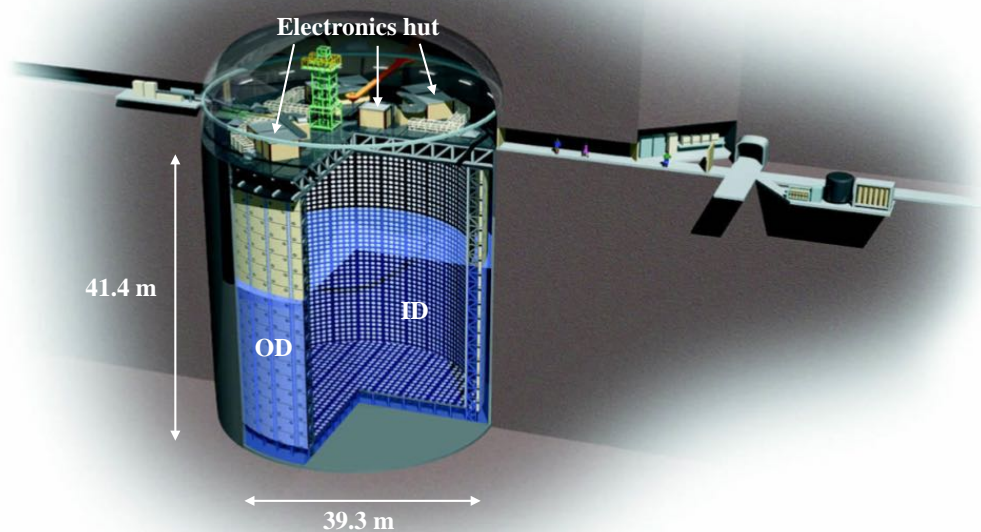


図 2.1.7 T2K の後置検出器、スーパーカミオカンデ検出器の概観図

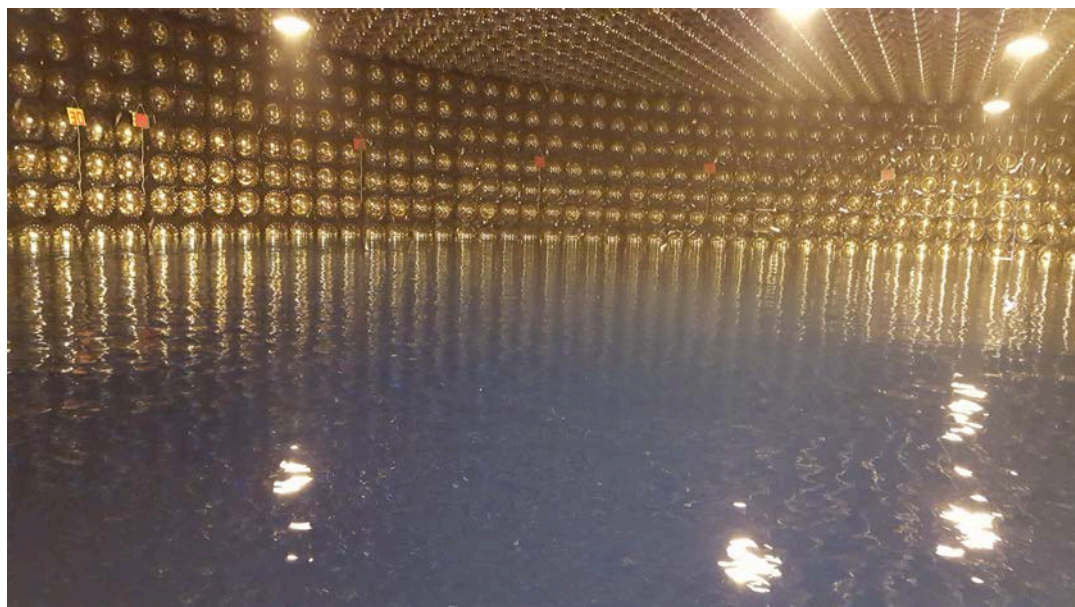


図 2.1.8 T2K の後置検出器、スーパーカミオカンデ検出器の ID から撮った写真。壁面に取り付けられているものが PMT である。

SK は宇宙線の Veto カウンターの役割を果たす Outer Detector(OD) と、ニュートリノ反応による荷電レプトンのチェレンコフ光を検出する Inner Detector(OD) に分かれている。ID は 11129 個の 50 cm 口径の PMT が検出器内すべての表面の 40% をカバーし、ニュートリノと水が反応してで

きるミューオンまたは電子のチェレンコフ光を検出する。OD は 1885 個の 20 cm 口径の PMT が取付けられており、背景事象となる宇宙線ミューオンを 100% の効率で除去することができる。SK は μ, e のそれぞれのチェレンコフ光から、ニュートリノ反応点、エネルギー、方向等の情報を求めることができる。また、 μ と e について非常に高い識別能力を持っている。図 2.1.9 は μ, e のチェレンコフ光によるイベントディスプレイを、シミュレーションによって作り出したものである。 μ のチェレンコフ光の場合は再構成されたリングの端が比較的綺麗であるが、 e では電磁シャワーの影響でファジーに見えるため、主にこの情報から粒子を区別し、それによって反応を起こしたニュートリノが ν_μ か ν_e かを判断する。T2K 実験においては SK で背景事象 ν_e 事象を観測する、 ν_μ 事象を測定することで振動パラメータを決定する。

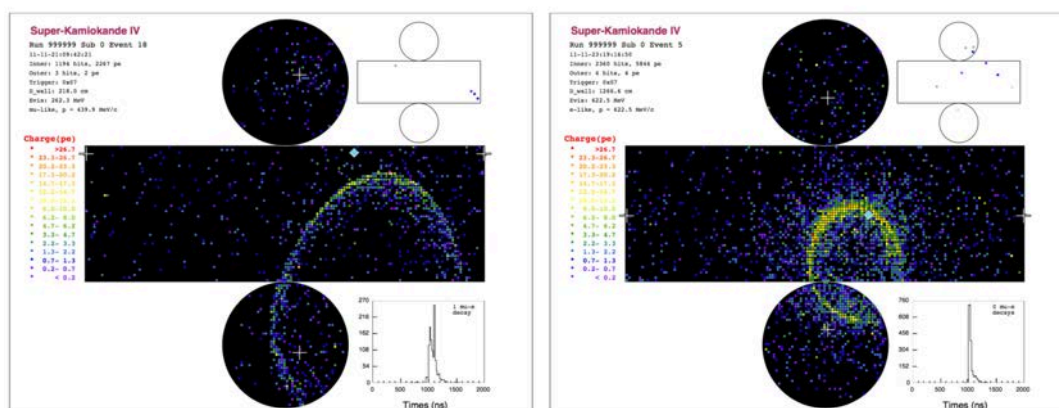


図 2.1.9 μ (左) と e (右) のチェレンコフ光 (シミュレーション)

2.1.5 オフアクシス法

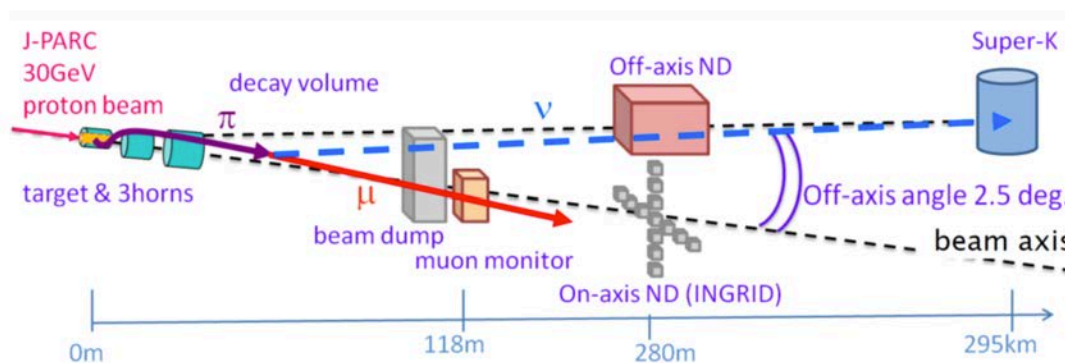


図 2.1.10 T2K の検出器の配置

T2K 実験では各検出器を図 2.1.10 のように配置している。SK に飛んでいくニュートリノの方向はビームライン軸から 2.5° ずれている。この角度をオフアクシス角と呼ぶ。オフアクシス角はニュートリノフラックスを決める上で決定的なパラメータである。荷電パイ粒子が崩壊してニュート

リノが生成される崩壊は二体崩壊であり、実験室系におけるニュートリノのエネルギーは、 π の質量、運動量、エネルギーをそれぞれ m_π, p_π, E_π 、ミューオンの質量を m_μ 、ニュートリノの方向と荷電パイ粒子の進行方向とのなす崩壊角を θ_ν として式 1-1 のように求められる。

$$E_\nu = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2(E_\pi - p_\pi \cos \theta_\nu)} \quad (1-1)$$

式 1-1 に基づいて、 E_ν を p_π の関数として表すと図 2.1.11 となる。図 2.1.12 はニュートリノ振動確率とオフ軸角を変えたときのエネルギースペクトラムを表す。図 2.1.11 より、 θ_ν が大きくなるほどグラフはより平坦な形になる。すなわち、検出器をビーム軸からずらしてある崩壊角のニュートリノを検出するようにすることで、ある E_ν をとる p_π の値の範囲が大きくなりニュートリノのフラックスはよりモノクロマティックなものに近づいていく。これがオフ軸法の特長の一つである。さらに、 θ_ν が大きくなるほどグラフのピークをとる p_π の値が小さくなることから、ニュートリノフラックスの最大値をとるエネルギーは小さくなるのがわかる。 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ のニュートリノ振動の確率は図 2.1.12 のように E_ν に依存しているため、ニュートリノ振動の確率が最大となる場所にニュートリノのフラックスの最大値をとるエネルギーを選べば良い。T2K 実験ではこの目的のためにオフ軸角を 2.5° に設定している。

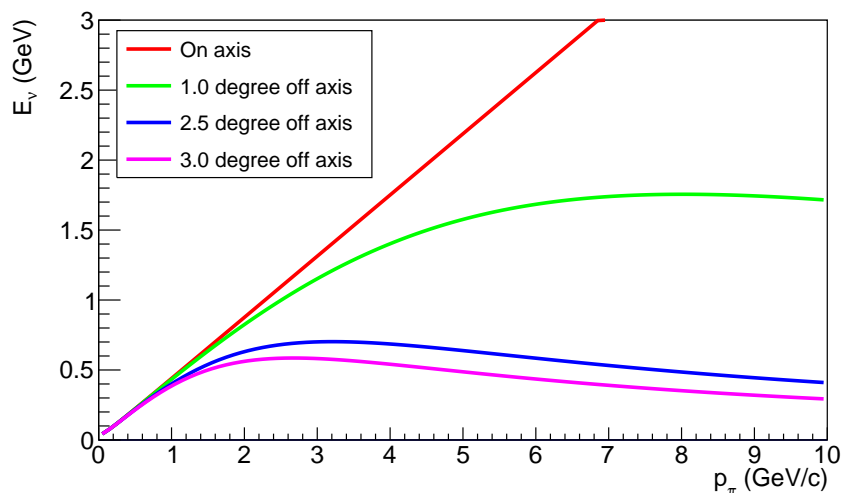


図 2.1.11 異なる崩壊角に対する親パイオンの運動量とニュートリノエネルギーの関係

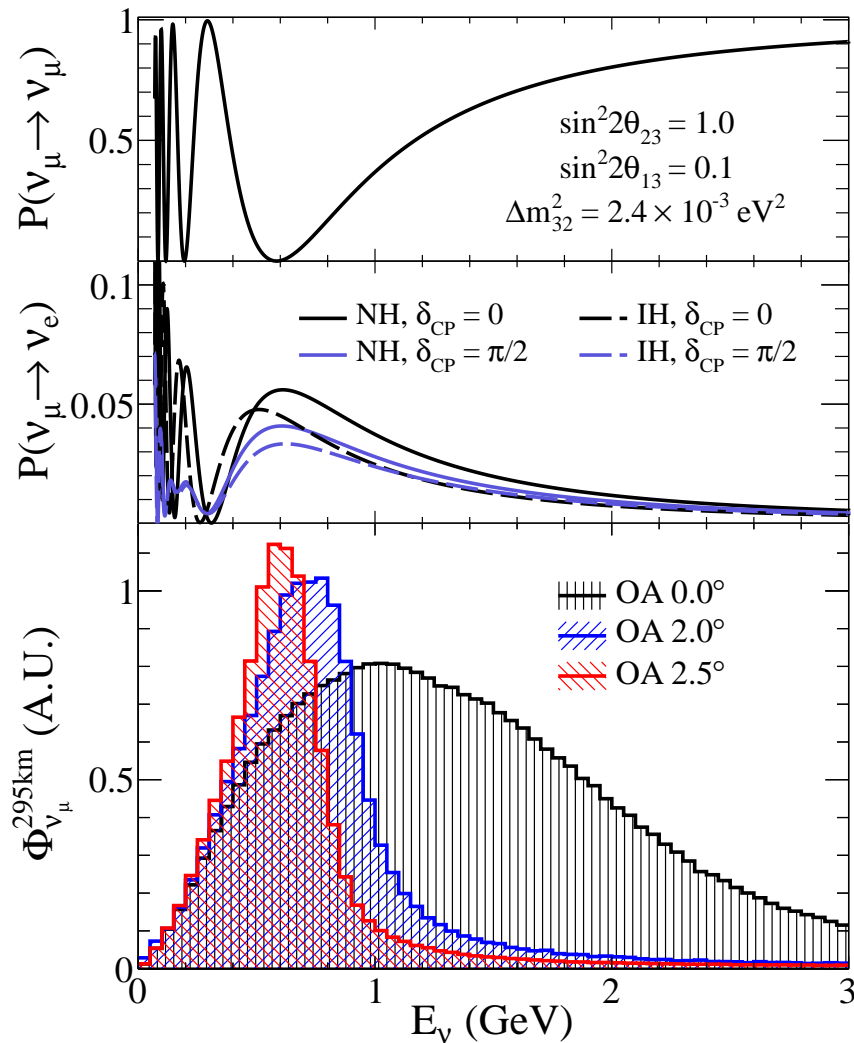


図 2.1.12 ニュートリノ振動の確率とエネルギーの関係、および異なるオフアキス角におけるニュートリノフラックスの違い。 ν_μ の残存確率 (上図), $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の出現確率 (中図), オフアキス角ごとのニュートリノフラックス (下図)。

2.2 2018 年度までの結果

T2K 実験において、2010 年 1 月 20 日から 2018 年 5 月 31 日までに蓄積した P.O.T. とビーム強度の変遷を図 2.2.1 に示す。2018 年 5 月 31 日時点において合計で 3.16×10^{21} P.O.T. を蓄積しており、T2K が J-PARC に要求した P.O.T. (7.8×10^{21} P.O.T.) の 40 % 程度に達した。ビーム強度は 485 kW に達し、次回のビーム運転では 500 kW を目指す。また図 2.2.2 に年ごとの積算 P.O.T. をプロットしたものを示す。この図から、現在では 2-3 ヶ月の加速器運転では $5.0 - 6.0 \times 10^{20}$ P.O.T. 程度を期待できることがわかる。

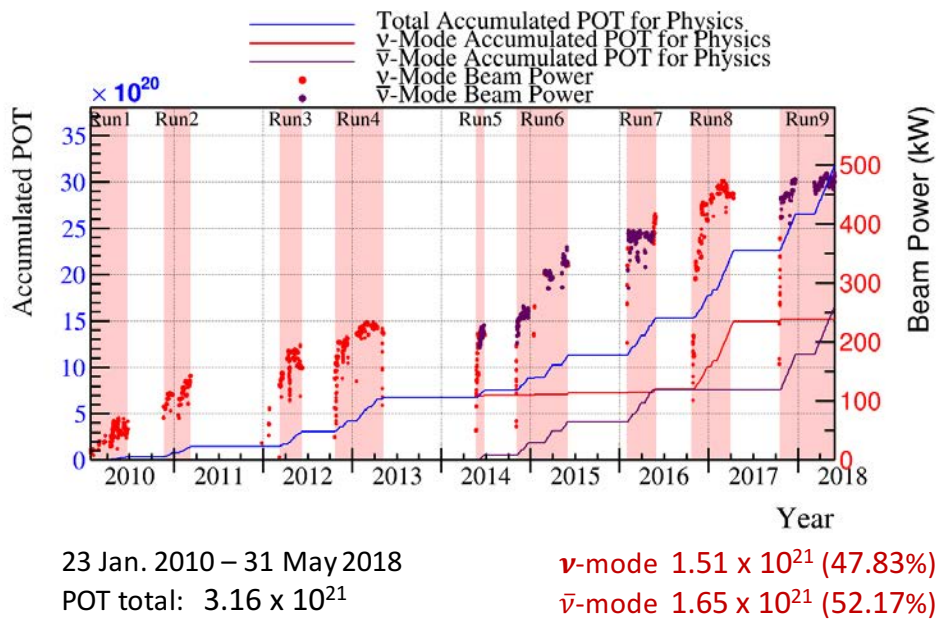


図 2.2.1 2010 年 1 月 20 日から 2018 年 5 月 31 日までに蓄積した P.O.T. とビーム強度の変遷。実線は蓄積した P.O.T., 点はビーム強度を表す。また紫は反ニュートリノモード (RHC) での運転, 赤はニュートリノモード (FHC) での運転を表す。青い実線は、合計の P.O.T. を表す。

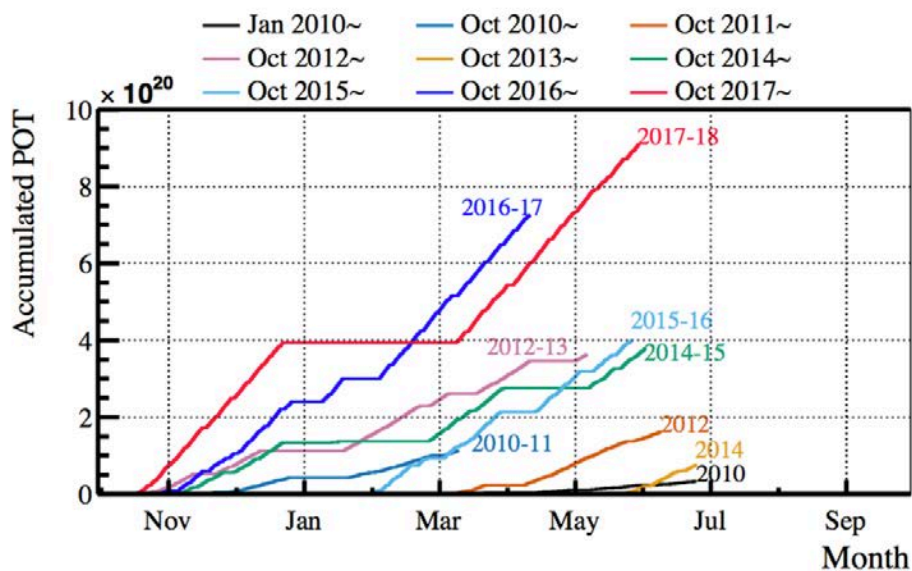


図 2.2.2 Run ごとの積算 P.O.T.

以下では、2010 年 1 月から 2017 年 5 月までに取得した 2.2×10^{21} P.O.T. (ν 1.47×10^{21} P.O.T., $\bar{\nu}$ 0.76×10^{21} P.O.T.) のデータを用いてニュートリノ振動パラメータの測定を行った結果を紹介する [30]。図 2.2.3 ($\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ sample), 図 2.2.4 ($\nu_e, \nu_e \pi^+, \bar{\nu}_e$ sample) は、それぞれ観測された $\nu_\mu / \bar{\nu}_\mu$ サン

プル, $\nu_e/\nu_e\pi^+/\bar{\nu}_e$ サンプルの再構成されたエネルギースペクトルである。

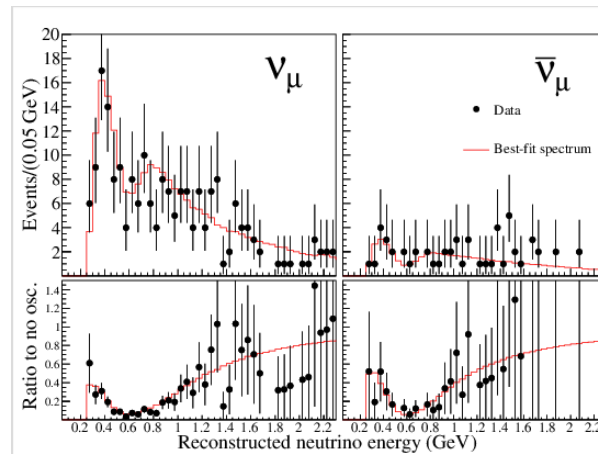


図 2.2.3 SK で観測された ν_μ (左), $\bar{\nu}_\mu$ (右) サンプルの再構成されたエネルギー分布とシミュレーション (MC) との比較。赤の実線は MC で予測し、最もデータと合うように振動パラメータを合わせたときのイベントレートを表す。下のグラフは、ニュートリノ振動がないと仮定したときのイベントレートに対する比の値をデータと MC で比較したもの [30]

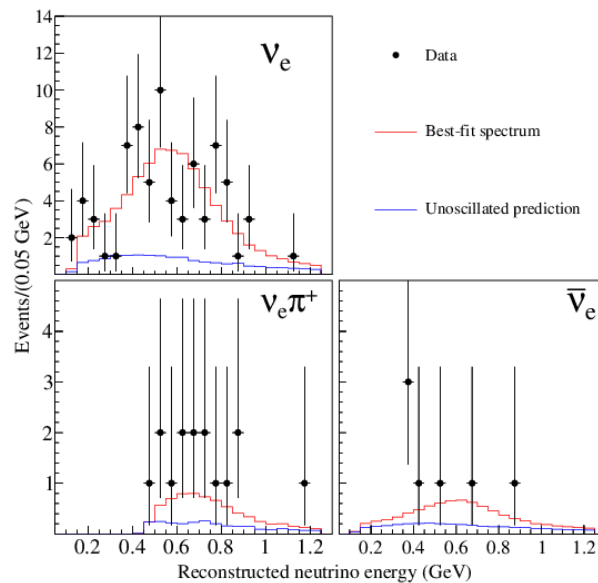


図 2.2.4 SK で観測された ν_e (左上), $\nu_e\pi^+$ (左下), $\bar{\nu}_e$ (右下) のシグナルの再構成されたエネルギー分布と MC との比較。赤の実線は MC で予測し、最もデータと合うようにパラメータを合わせたときのイベントレートを表す。青の実線ニュートリノ振動がないと仮定したときのイベントレートを表す [30]

最尤法を用いてニュートリノ振動のパラメータをフィッティングした結果を図 2.2.5, 図 2.2.6 に示す。 θ_{23} は過去の測定結果と同様に依然として最大混合、すなわち 45° 付近にあり、 θ_{13} は原子炉による測定値と無矛盾である。

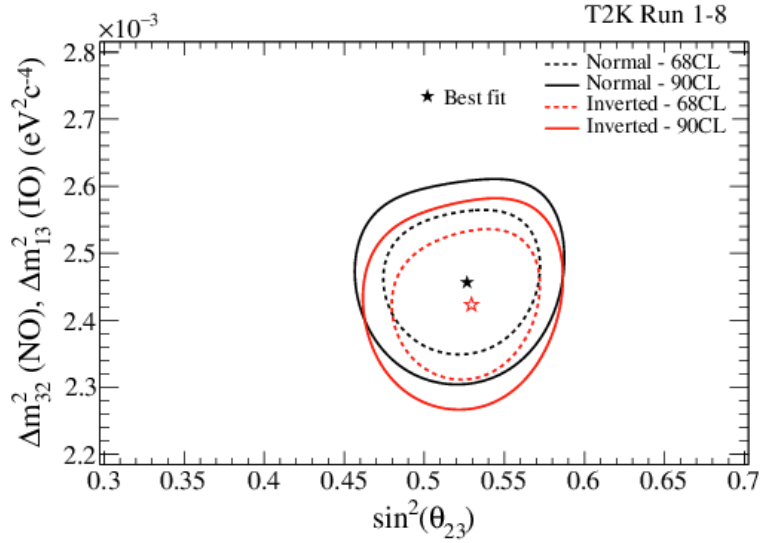


図 2.2.5 $\sin^2(\theta_{23}), \Delta m_{32}^2$ に最尤法を用いた結果 [30]。黒と赤はそれぞれ質量階層性が正階層のときと逆階層を仮定した場合を表す。実線は 90% の信頼度曲線、点線は 68% の信頼度曲線。星はベストフィットを表す。

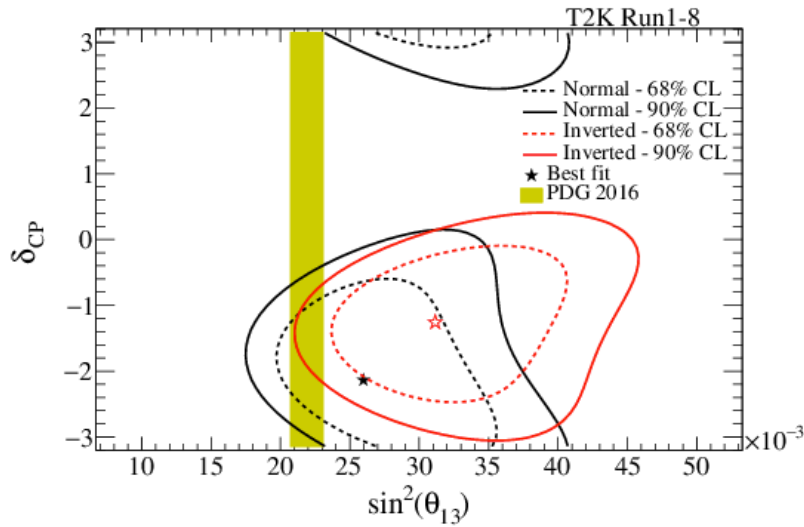


図 2.2.6 $\sin^2(\theta_{13}), \delta_{CP}$ に最尤法を用いた結果。黒と赤はそれぞれ質量階層性が正階層のときと逆階層のときを表し、実線は 90% の信頼度曲線、点線は 68% の信頼度曲線。星はベストフィットを表す。黄色い帯は、原子炉実験で求められた 68% の信頼区間を表す [30]

図 2.2.6 の結果と原子炉実験による $\sin^2 \theta_{13}$ の値を用いて、 δ_{CP} の Negative Delta Log Likelihood (χ^2 に対応する) を求めたのが、図 2.2.7 である。 δ_{CP} が $0, \pi$ であることは 2σ の信頼度で除外された。これによって、T2K 実験は 2σ の信頼度でレプトンにおける CP 対称性の破れの兆候を捉えたことになる。

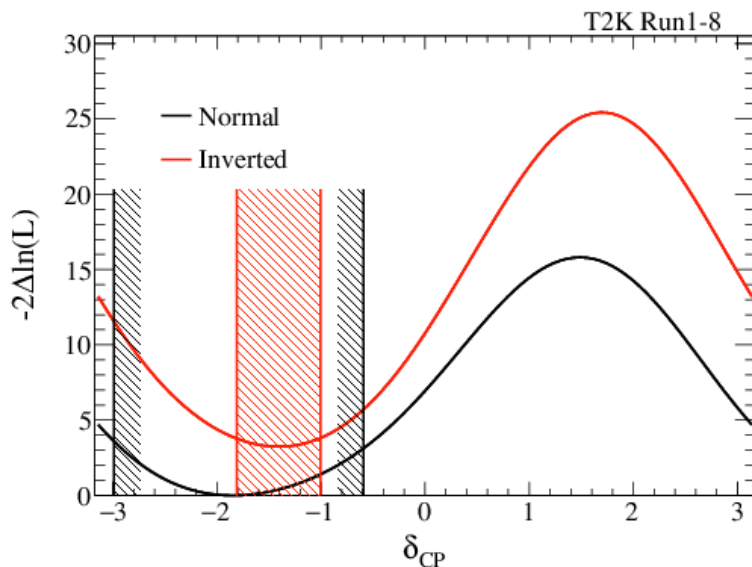


図 2.2.7 最尤法で求めた δ_{CP} についての Negative Delta Log Likelihood の値を正階層 (黒), 逆階層 (赤) の場合で表したものである。正階層を仮定したときの 2σ の信頼区間 (黒), 逆階層を仮定したときの 2σ の信頼区間 (赤)[30]

2.3 加速器ニュートリノ振動実験の課題

T2K 実験は現在までにニュートリノモード, 反ニュートリノモード両方含めて 3.16×10^{21} P.O.T. の統計量に達した。これは要求量 (7.5×10^{21}) P.O.T. の 40% に匹敵する。しかし、振動パラメータ測定においては現在でもなお統計誤差が支配的である。統計量を獲得するにはビーム強度を上げるか、検出器の質量を増やすという 2 種類の方法があるが、T2K 実験はこの両方の方向でアップグレードを考えている。ビーム強度について、T2K 実験は図 2.3.1 のような推移でビーム強度と統計量を拡大していく計画を立てている。MR のビーム強度は現在時点で 485 kW を達成しており、2021 年からこれを 750 kW まで高める計画を立てている。またホーン電流を 250 kA から 320 kA に高め、 ν のフラックスを 10% 増やす見込みである。検出器のアップグレードとしてはスーパーカミオカンデの 10 倍の有効体積を持つハイパーカミオカンデの建設が計画されている。

統計量が増えてくると、各ニュートリノ振動のサンプルの統計量に付随する 5%-9% ほどの系統誤差の影響がより大きくなっていく。T2K 実験では ND280 のアップグレードを通してこの系統誤差を削減する計画を立てており、また系統誤差の削減は T2K-WAGASCI 実験の大きな目的の一つである。もし、現在の系統誤差を 4% まで削減できた場合、図 2.3.2[31] のように T2K 実験が δ_{CP} が $-\frac{\pi}{2}$ であると仮定したときに、CP の破れの証拠を 3σ の確度で掴むことができるまでの P.O.T. を 2.0×10^{21} P.O.T. だけ減らすことができる。これは、現在のビーム強度で 2 年分のデータを取ることに匹敵する改善となる。

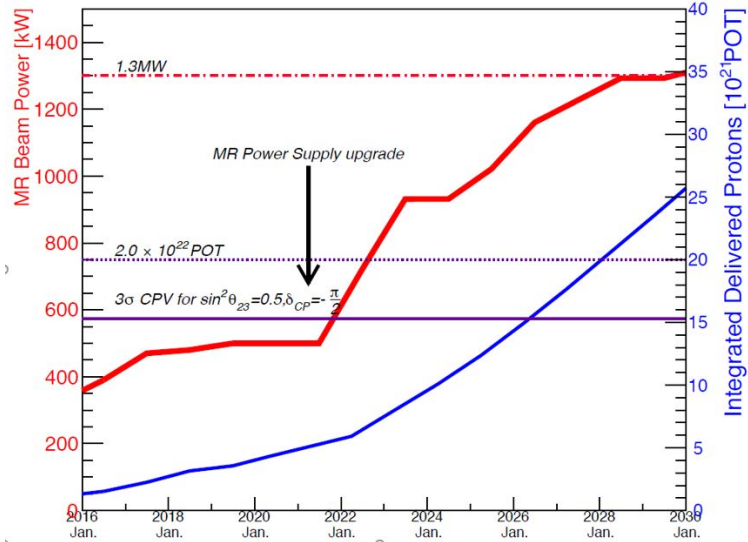


図 2.3.1 T2K 実験が計画している統計量の推移。赤線は MR のビーム強度、青線は積算 P.O.T. を表す。

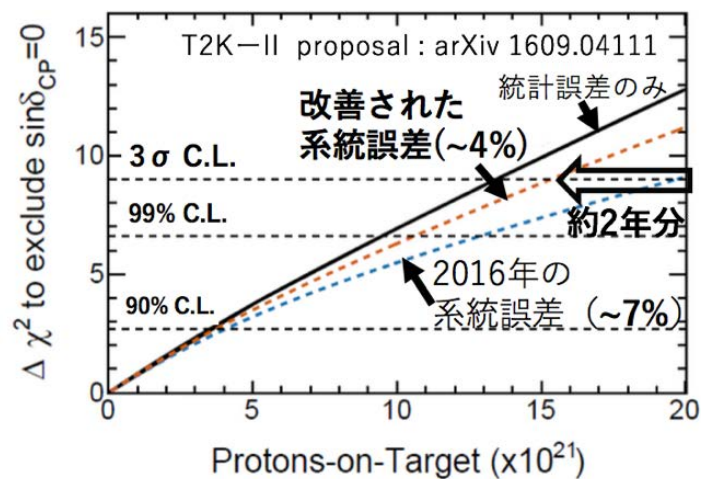


図 2.3.2 δ_{CP} が $-\frac{\pi}{2}$ であると仮定したときの CP 対称性の破れの探索感度を積算 P.O.T. の関数で表したもの [31]。黒線は統計誤差のみを考慮したときの感度、青線は 2016 年の系統誤差を用いたときの感度、オレンジの線は 4% まで系統誤差を削減できたとした場合の感度を表す。

第3章

T2K-WAGASCI 実験

3.1 T2K-WAGASCI 実験とは

T2K-WAGASCI 実験は J-PARC 加速器と T2K ビームラインで生成されたニュートリノを、3次元格子状に組み立てられたシンチレータを持ち、主に水を標的とする WAGASCI モジュール、プラスチック標的のプロトンモジュールによって検出し、ニュートリノと水の反応断面積の精密測定を目指す実験である。WAGASCI モジュールを用いた実験はこれまでにパイロットランとして、INGRID モジュール 1 台を下流においてミュオン検出器とすることで、オン軸とオフ軸角 1.5° で測定が行われてきた。その結果ニュートリノに対する水とプラスチックの断面積の比、水と鉄の断面積の比が数 % の精度で測定されてきた。しかし、パイロットランではいくつかの課題があった。

- ニュートリノの反応により生じるミュオンの電荷を識別する検出器を持たなかったためニュートリノと反ニュートリノを区別することができなかった。
- ミュオンの運動量を精度良く測定する検出器がなかった。
- WAGASCI モジュールのアクセプタンスは高いが、ミュオン検出器のアクセプタンスは低かった。

以上の理由により、微分断面積の測定は行われていなかった。WAGASCI 本実験は以下の計画で行う。

- 磁場を持った検出器を用いてニュートリノと反ニュートリノとを区別する。
- ミュオンの運動量を飛程と磁場を用いて精度よく測定する。
- WAGASCI モジュールを囲むようにミュオン検出器を配置し、ミュオンに対するアクセプタンスを大きくする。

ニュートリノの反応で生じるミュオンの運動量を測定することで微分断面積の精密測定を目指している。ND280 は異なるオフ軸角で同様の測定を行っており、T2K-WAGASCI 実験の測定と ND280 で測定された微分断面積を組み合わせることで、モノクロマティックに近いフラックスに対する微分断面積の測定が可能となる。前章で述べたようにニュートリノと原子核の多体効果を記述するモデルは複数存在するが、すべての測定データを再現する統一的なモデルは存在しない。T2K-WAGASCI 実験の断面積の精密測定により、モデルの妥当性を検証しニュートリノと原子核の

反応の理解を深め、ニュートリノ反応を伴う実験、特に T2K 実験の系統誤差を削減することを目指している。

3.2 検出器

T2K-WAGASCI 実験で用いられる検出器は全部で 4 種類である。すべての検出器において、ニュートリノ反応からの荷電粒子をプラスチックシンチレータでとらえ、その蛍光を波長変換ファイバーで伝搬させて、光検出器 MPPC(5 章で詳説) で読み出すという方法をとられている。検出器全体のセットアップを図 3.2.1 に示す。

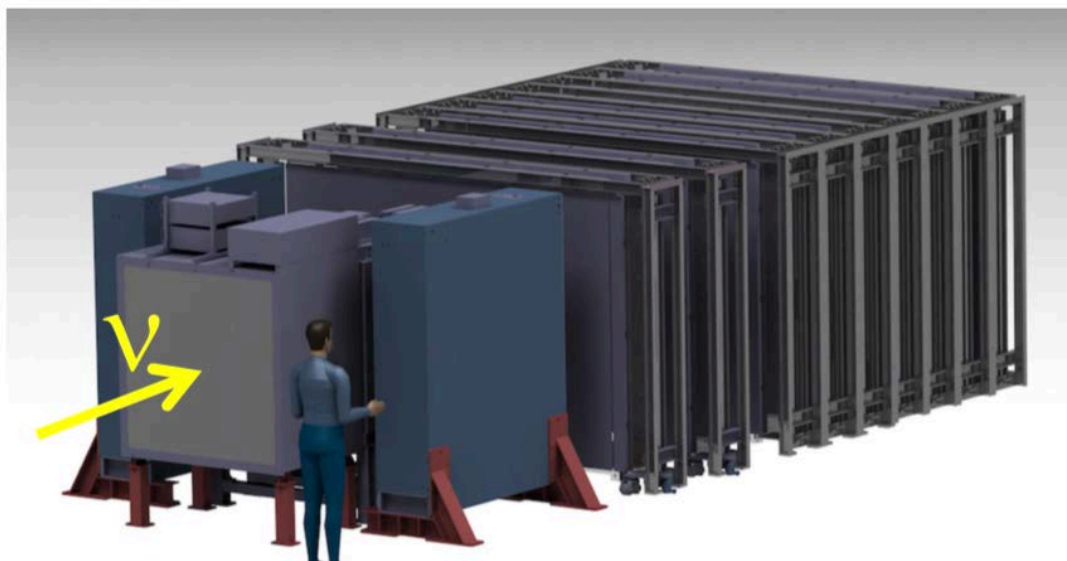


図 3.2.1 検出器全体のセットアップ

3.2.1 WAGASCI モジュール

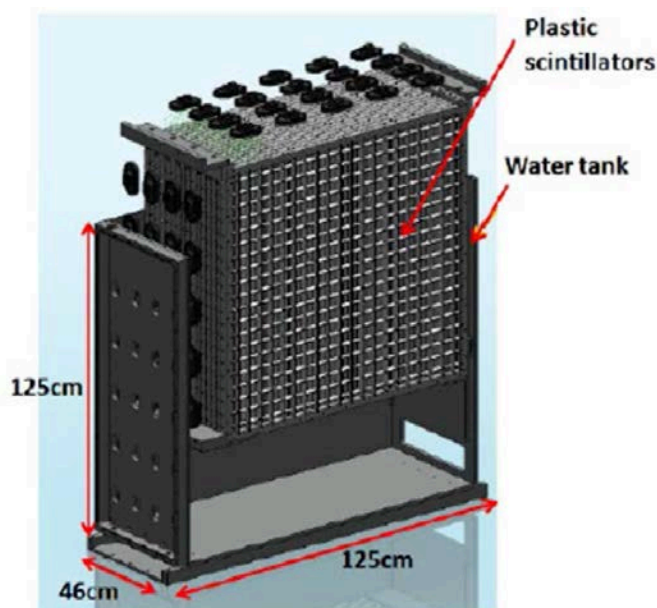


図 3.2.2 WAGASCI モジュールの外観

”WATER Grid And SCIntillator”から文字を取り、WAGASCI モジュールと呼ばれている。主に水を標的とし、プラスチックシンチレータを3次元格子状に並べて、あらゆる方向に飛んだ粒子に感度を持つ検出器である。図 3.2.2 は WAGASCI モジュールの外観を表している。WAGASCI モジュールは 1020 mm×25 mm のシンチレータを X または Y 方向に並べた平行シンチレータ層と、格子構造を持つグリッドシンチレータ層の2種類を交互に重ねることのできる角度に飛んだ粒子に対しても感度があるような構造をしている。図 3.2.3 に示した2種類のシンチレータを用いて、平行シンチレータとグリッドシンチレータを図 3.2.4 に示すように組み上げていく。WAGASCI モジュールはこの平行シンチレータモジュールを X 方向、Y 方向にそれぞれ8層、グリッドシンチレータ層を16層持ち合計で1280チャンネルを持つ。最小電離損失粒子 (MIP) に対するシンチレータの光量は先行研究 [32] により、17 p.e.(光電子数)であることが測定されている。また、シンチレータの間に水を500 kg程度含むことができ、水とプラスチックの体積比は、およそ4:1である。WAGASCI モジュールは2台あり、1台目の WAGASCI モジュールは2015-2016年に製作され主にオン軸での断面積測定に貢献した。2台目の WAGASCI モジュールは2016-2017年に製作され、オフ軸での断面積測定に貢献した。WAGASCI 本実験では2台の WAGASCI モジュールを同時に利用し、今までよりも精度を上げた断面積の測定を目指す。WAGASCI モジュールとプロトンモジュールはニュートリノ反応の標的となる検出器であるため、以下この二つをまとめて標的モジュールと呼ぶ。

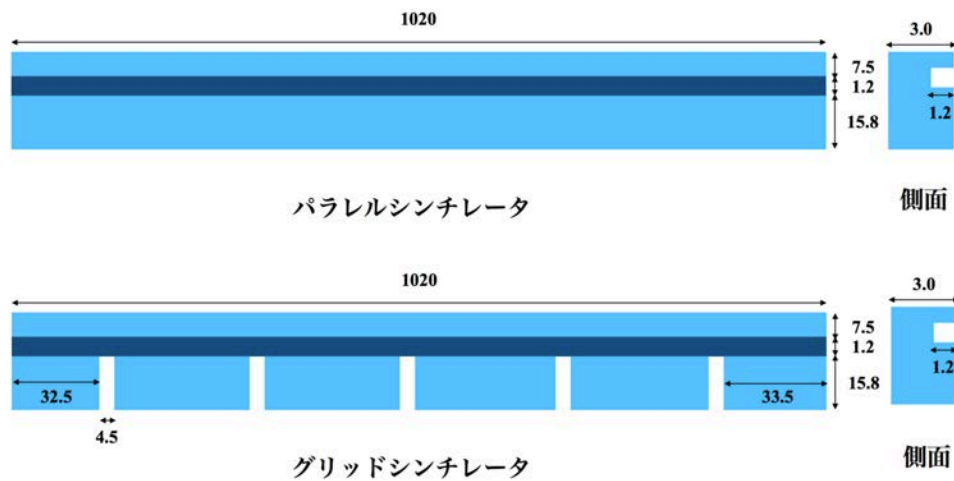


図 3.2.3 パラレルシンチレータ (上) とグリッドシンチレータ (下) の構造。色の濃くなっている部分に波長変換ファイバー (Kuraray Y-11) を通す。

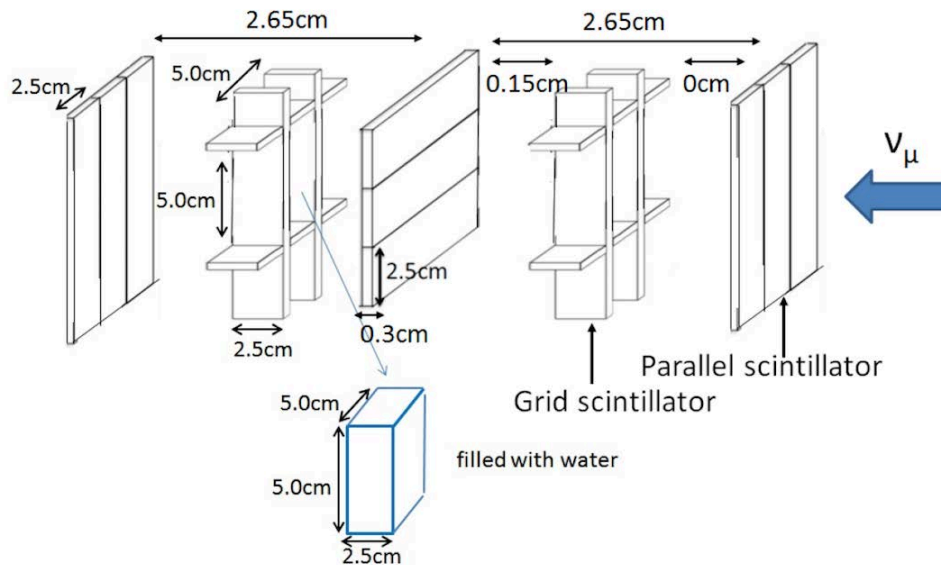


図 3.2.4 WAGASCI モジュールの構造

3.2.2 プロトンモジュール

プロトンモジュールは、プラスチックシンチレータの多層構造を持ち、プラスチックシンチレータ自体をニュートリノ反応の標的にした検出器である。飛程の短い陽子の飛跡もとらえられるため、このような名がつけられた。図 3.2.5 にプロトンモジュールの外観、トラッキングモジュールの構造を示してある。プロトンモジュールに使われているシンチレータは 2 種類あり、それぞれ INGRID タイプと SciBar タイプと呼ばれている。どちらも断面にファイバーを通すための穴があげられてい

る。INGRID タイプは $1203 \text{ mm} \times 50 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$, SciBar タイプは $1203 \text{ mm} \times 25 \text{ mm} \times 13 \text{ mm}$ の大きさを持つ。SciBar タイプは INGRID-type のシンチレータに比べて幅が半分であることから位置分解能が 2 倍程度よく、また厚みが大いことから幅あたりのニュートリノ反応数も多い。これらの理由でプロトンモジュールの中心付近には SciBar タイプのシンチレータが使われている。MIP に対するシンチレータの光量の平均は先行研究 [33] の結果から、INGRID タイプが 28.3 p.e., SciBar タイプが 57.2 p.e. と測定されている。プロトンモジュールの総チャンネル数は 1204 チャンネルで、プラスチック部分の全質量は 556 kg である。プロトンモジュールは 2010 年に製作され、今日に至るまでニュートリノ反応の断面積測定に貢献を果たしてきた。

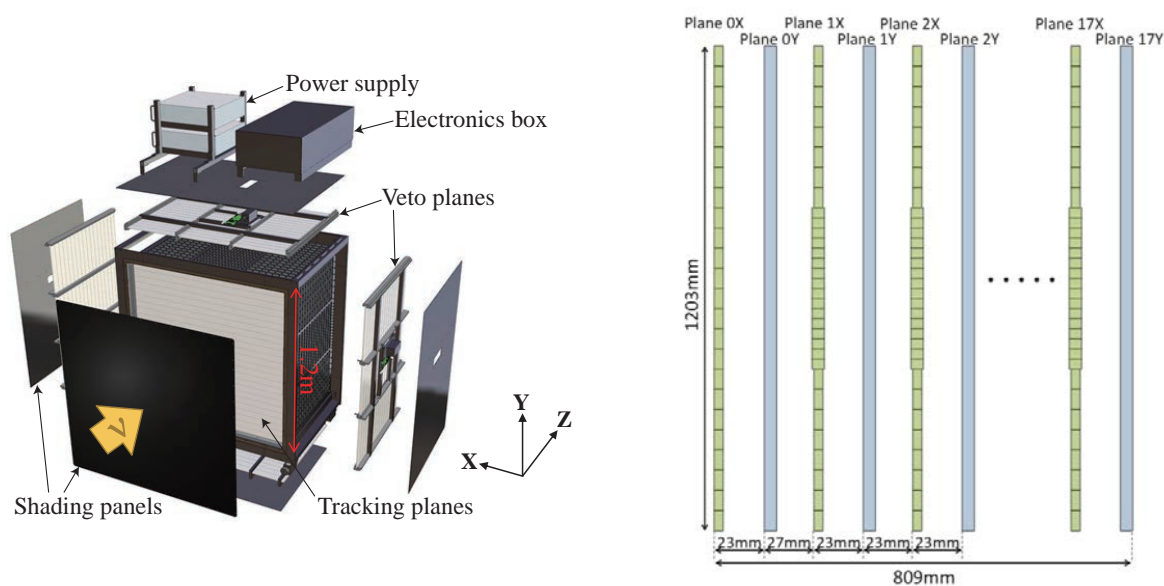


図 3.2.5 プロトンモジュールの外観 (左) とトラッキングモジュールの構造 (右)

3.2.3 Side MRD

Side MRD (Side Muon Range Detector) は 2017-2018 年に製作されたミュオンレンジ検出器である (図 3.2.6)。鉄モジュールとシンチレータモジュールの多層構造で、鉄モジュールは 11 層、シンチレータモジュールは 10 層ある。WAGASCI モジュール、プロトンモジュールで生成され、ビーム軸に対して横方向に散乱したミュオンを検出しその運動量を測定する。1 層のシンチレータモジュールは $1800 \text{ mm} \times 200 \text{ mm} \times 7 \text{ mm}$ の大きさのシンチレータ 8 枚で構成されている。図 3.2.7 のように、波長変換ファイバーは、S 字のカーブを連続させるように埋め込んであり、左右で光検出器 MPPC につながっている。Side MRD のシンチレータは 20 cm の幅を持っているので仮にファイバーを中心付近にまっすぐ通してしまうと、端にヒットがあっても十分な光量がファイバーに伝わらない。ファイバーを長くし、減衰による光量の減少を考慮してもこのようにファイバーを配置する方が効率よく光量を稼ぐことができる。先行研究 [34] により、平均光量は 20 p.e., 時間分解能は 1.15 ns, 位置分解能は 6.1 cm であることがわかっている。Side MRD は水平方向に並べたシンチレータモジュールしか持たず、粒子の X 方向にしか感度がないように見える。しかし、MPPC の両読みを利用した信号の時間差を利用することで、粒子の Y 方向の位置を 6 cm 程度の精度で求めるこ

とができる。

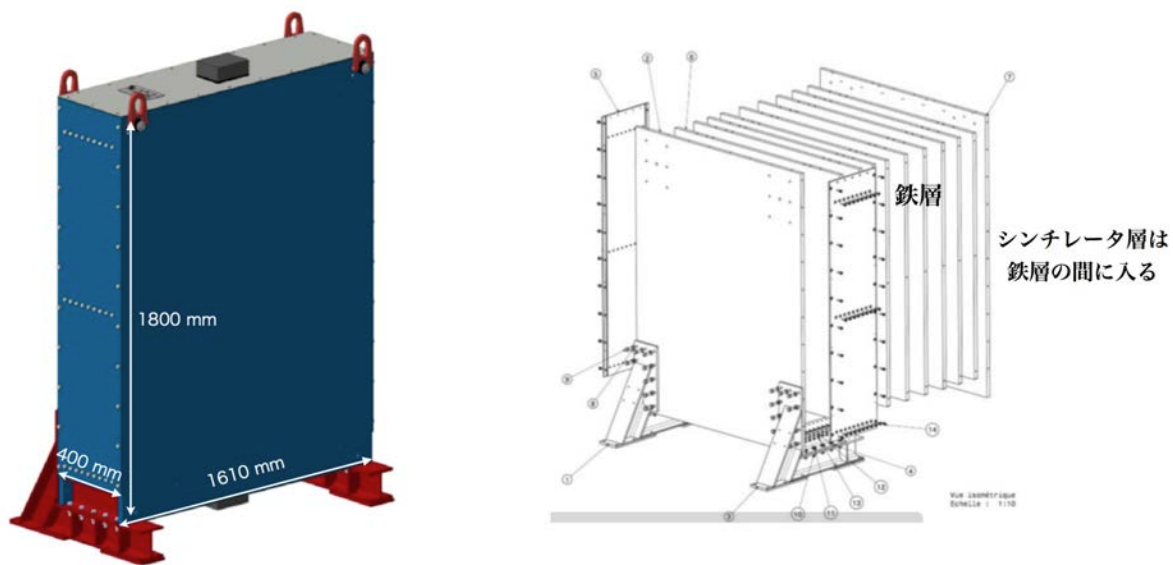


図 3.2.6 Side MRD の外観 (左) と内部構造 (右)



図 3.2.7 Side MRD で使われているシンチレータ。片面に波長変換ファイバー (Kuraray Y-11) を埋め込んである。

3.2.4 Baby MIND

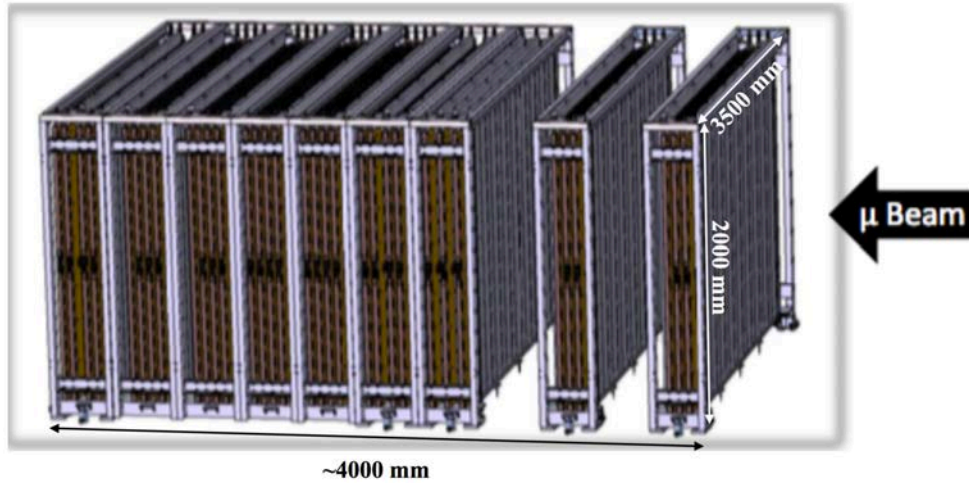


図 3.2.8 BabyMIND の外観

BabyMIND は 2016 年から 2017 年に製作されたミュオンレンジ検出器 (図 3.2.8) である。Baby MIND の MIND は”Magnetized Iron Neutrino Detector”の頭文字からきており、その名の通り鉄コア磁石を搭載し、ミュオンの曲がる方向によってその電荷を識別することができる。Baby MIND の構造や特徴についての詳細な説明は第 5 章で行うこととして、ここでは T2K-WAGASCI 実験における電荷識別の重要性を明らかにする。

3.2.5 電荷識別の重要性

T2K-WAGASCI 実験は水、プラスチックにおけるニュートリノおよび反ニュートリノの断面積測定を目指しており、粒子の電荷を識別することは特に反ニュートリノモードにおいて重要となる。図 3.2.9 にニュートリノモード、反ニュートリノモードにおける $\nu, \bar{\nu}$ の荷電カレント反応で発生した μ^- と μ^+ の運動量分布を示す。また、1.5 GeV/c 以下の運動量を持つミュオンおよび全体に対する積分量を表 3.2.1 に示す。特に 1.5 GeV/c 以下の運動量を持つミュオンを選んだのは、この範囲の運動量を持つミュオンは Baby MIND で静止するため、比較的精度の高い飛程による運動量再構成が可能であるためである。図 3.2.9 や表 3.2.1 から、ニュートリノモードにおける誤った電荷 ($\bar{\nu}$ から発生する μ^+) を持つミュオンの割合は、2.1% と非常に小さいことがわかる。逆に反ニュートリノモードでは誤った電荷 (ν から発生する μ^-) を持つミュオンの割合がおよそ 23% を占めており、反ニュートリノの反応とニュートリノの反応を区別する必要がある。そのためミュオン検出器に対し電荷を識別する能力が要求される。

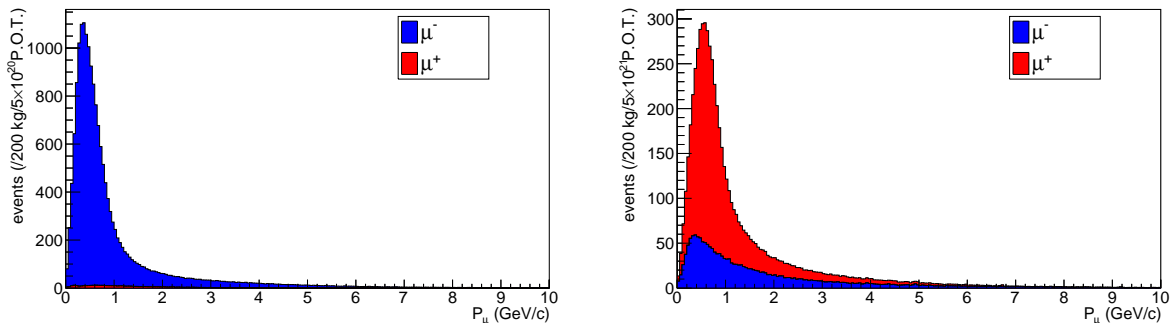


図 3.2.9 ニュートリノモード (左) と反ニュートリノモード (右) における水との反応で出てくるミューオンの運動量分布。赤は μ^+ の分布、青は μ^- の分布を示す

表 3.2.1 ニュートリノモードと反ニュートリノモードにおける μ^- と μ^+ の運動量ごとのイベント数と割合

ニュートリノモード			反ニュートリノモード		
P_μ	0 - 1.5 GeV/c	All	P_μ	0 - 1.5 GeV/c	All
μ^-	1.46×10^4 (97.9%)	1.73×10^4 (97.4%)	μ^-	1.11×10^3 (23.6%)	1.90×10^3 (29.4%)
μ^+	2.68×10^2 (2.1%)	4.63×10^2 (2.6%)	μ^+	3.59×10^3 (76.4%)	4.44×10^3 (70.6%)
Total	1.49×10^4	1.78×10^4	Total	4.70×10^3	6.34×10^3

反ニュートリノモードにおいて、 $\bar{\nu}$ に対する ν の寄与の割合が大きいのは、反ニュートリノの反応では、レプトンがニュートリノの運動方向に対して後方に生成される反応が抑制されるためである。ニュートリノとクォークとの反応を重心系で考える。ニュートリノの場合、図 3.2.10 のように反応前後でヘリシティも角運動量も保存している。ところが反ニュートリノの場合、図 3.2.11 に示したように、 $\bar{\nu}_\mu$ が後方に生成されるとヘリシティ保存則が成り立たないため、この反応は抑制される。ゆえに、 ν_μ と $\bar{\nu}_\mu$ の断面積に違いが生じるため、 $\bar{\nu}_\mu$ を取束させる反ニュートリノモードにおけるニュートリノの寄与はニュートリノモードにおける反ニュートリノの寄与よりも高くなる。さらに反ニュートリノの反応においてはレプトンは前方に散乱されやすい傾向にあることが予想される。

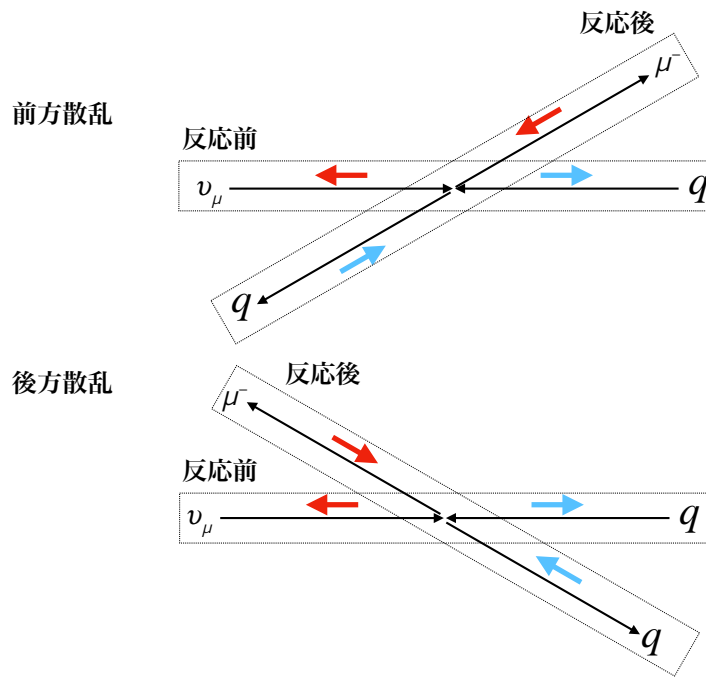


図 3.2.10 ν_μ とクォークの反応。赤と青い矢印はそれぞれのスピンの方向を表す

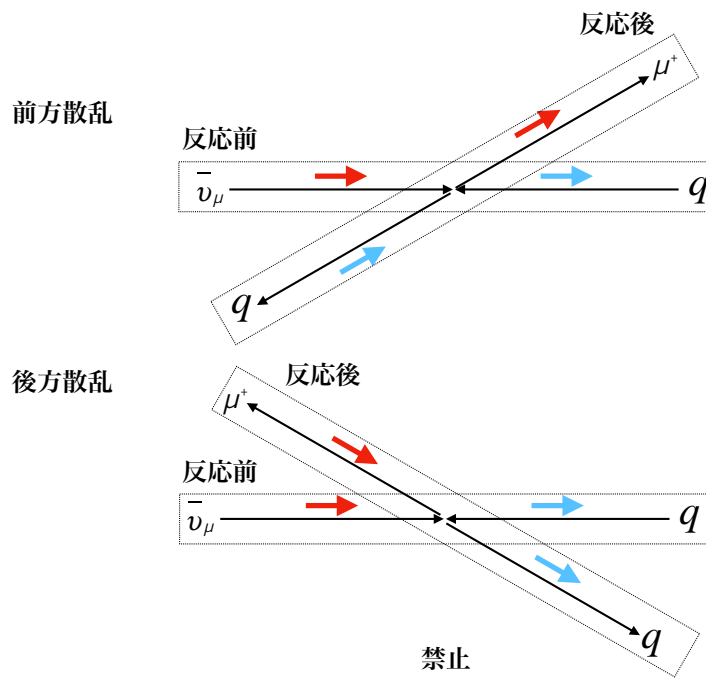


図 3.2.11 $\bar{\nu}_\mu$ とクォークの反応

図 3.2.12 はシミュレーションにより、ニュートリノ反応で発生したミュオンの角度分布を表したものである。図 3.2.12 から、ミュオンの角度分布は特に μ^+ の場合にビーム軸方向に集中しており、電荷識別が重要なのはビーム軸方向であることがわかる。この理由で T2K-WAGASCI 実験は標的モジュールから下流にミュオンの電荷を識別できる検出器 (Baby MIND) を設置している。

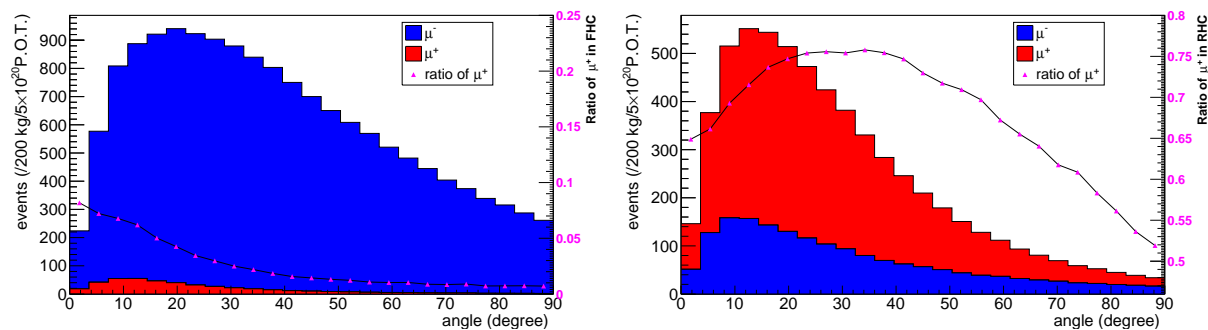


図 3.2.12 シミュレーションによるニュートリノモード (左) と反ニュートリノモード (右) におけるミュオンの角度分布。赤は μ^+ の分布、青は μ^- の分布を示す。紫の点は μ^- に対する μ^+ の割合を示す。

3.3 目的と測定の流れ

T2K-WAGASCI 実験は、ニュートリノ-原子核反応のモデルを検証しその不定性を抑えることで、T2K 実験の系統誤差を削減することを目指す。現在 T2K ではスーパーカミオカンデのニュートリノ事象数予測に対して $\nu_e\pi^+$ サンプルを除いて、5%-9% 程度の系統誤差がある (表 3.3.1)。

表 3.3.1 スーパーカミオカンデの事象数予測に対する 2018 年における T2K 実験の系統誤差 [30]

Source [%]	ν_μ	ν_e	$\nu_e\pi^+$	$\bar{\nu}_\mu$	$\bar{\nu}_e$
ND280-unconstrained cross section	2.4	7.8	4.1	1.7	4.8
Flux & ND280-constrained cross section	3.3	3.2	4.1	2.7	2.9
SK detector systematics	2.4	2.9	13.3	2.0	3.8
Hadronic reinteractions	2.2	3.0	11.5	2.0	2.3
Total	5.1	8.8	18.4	4.3	7.1

$\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ サンプルにかかる系統誤差について、フラックスと断面積の誤差が最大の寄与を持っていることがわかる。ゆえに、T2K の系統誤差を削減するにはまずフラックスと断面積に対する理解が必須である。フラックスに関してはすでに不定性を半分程度減らす目処が立っている。T2K-WAGASCI 実験では断面積にかかる誤差を減らす。第 1 章で述べたように、1 GeV 以下のニュートリノと原子核の反応は多体効果の影響が大きく、複雑である。図 3.3.1[35] に ND280 による π 生成を伴わない Charged Current 反応 ($CC0\pi$) の測定例を載せる。

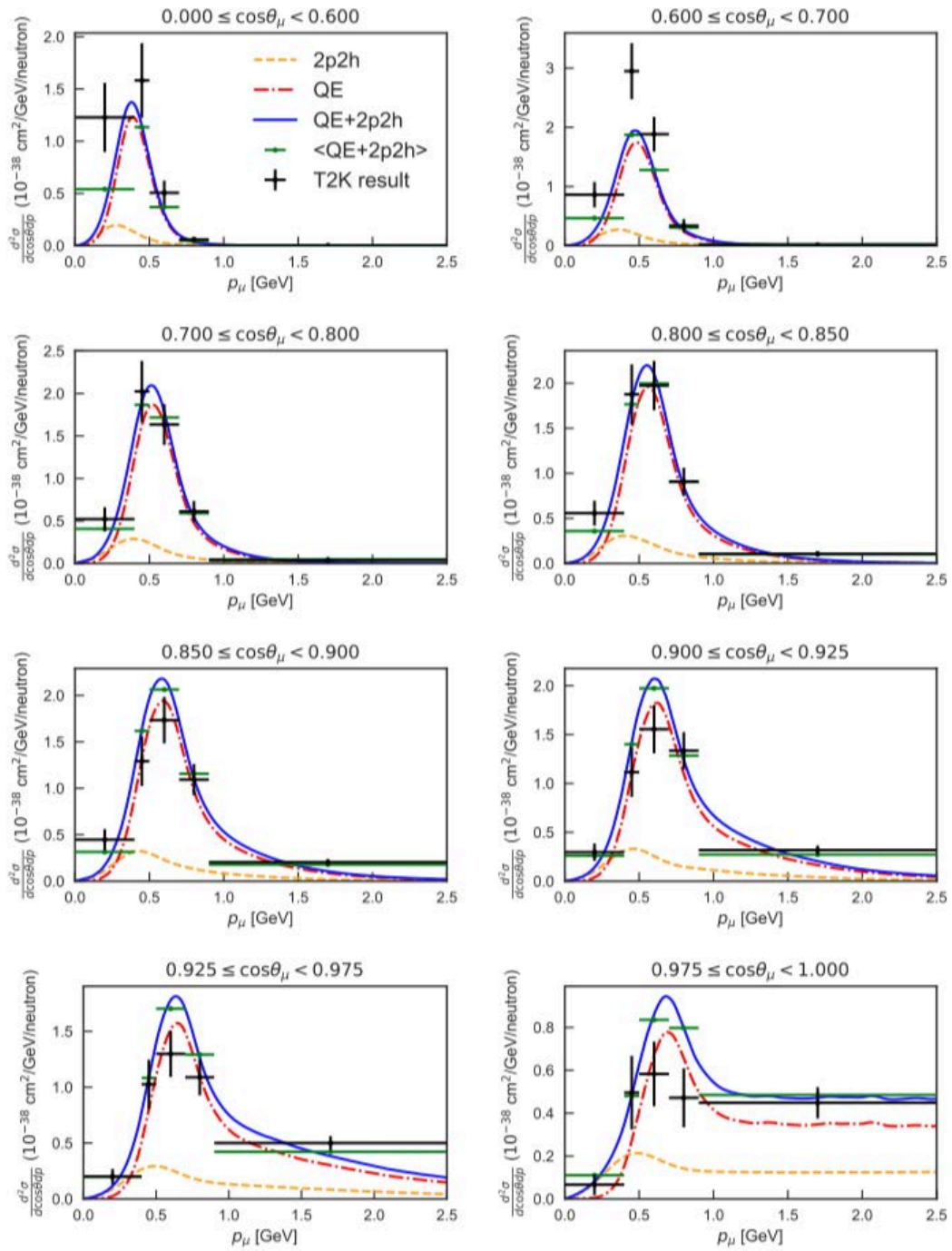


図 3.3.1 ND280 で測定された $\text{CC}0\pi$ 反応の二重微分断面積のデータとモデルの比較 [35]

図 3.3.1 で示されている通りモデルとの乖離が見られるが、この原因を特定することはできていない。T2K のニュートリノフラックスはエネルギー幅が狭いが長い高エネルギーテールを持つことが要因の一つである。そこで、T2K-WAGASCI 実験ではニュートリノの微分断面積を精度良く測定し、この結果を ND280 の測定結果と比較することで正しいモデルに迫る。このためにフラックスの差し引きという手法 (次節で詳説) を用いる。オフアキシス 2.5 度に設置されている ND280 における予測フラックスと、オフアキシス 1.5 度に設置された WAGASCI モジュールで予測されるフラックスを差し引くことでテールのないフラックスを得る。従って ND280 で測定されたイベントと WAGASCI モジュールで測定されたイベントを同様に差し引くことで、差し引きされたフラックスでの微分断面積を導出する。図 3.3.2 に測定の流れを示す。T2K-WAGASCI 実験において、ニュートリノ反応モデルを正確に評価することができればニュートリノ断面積の系統誤差の削減に大きく貢献することができるため、表 3.3.1 に述べた合計の系統誤差を削減することができる。第 2 章で述べたように 5% – 9% 程度の系統誤差を 4% 程度に削減することは、T2K 実験が CP の破れの証拠を掴むことにとって統計量の 2 年分に匹敵する貢献となる。

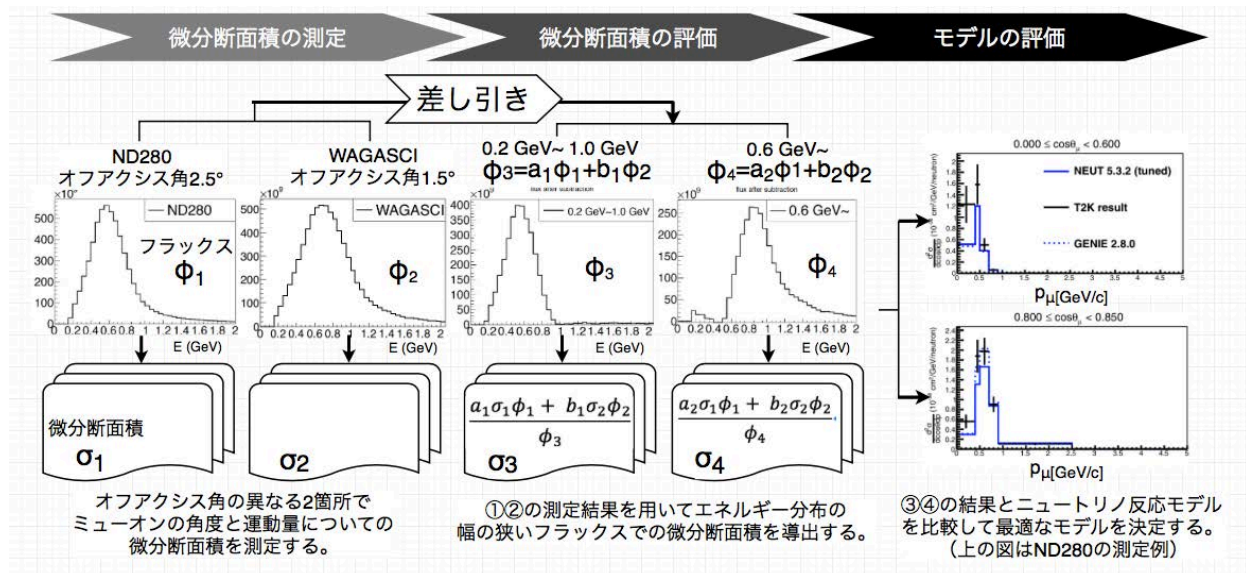


図 3.3.2 WAGASCI モジュール群と ND280 を用いたニュートリノ反応断面積測定の流れ

3.4 フラックスの差し引き

3.4.1 概要

前節で触れたように、T2K-WAGASCI 実験は ND280 の測定結果と組み合わせることでテールのないフラックスを得て、精度の高いニュートリノ反応断面積測定を行う予定である。そのため ND280 とは異なるオフアキシス角に WAGASCI モジュールを配置する。オフアキシス角が異なることでエネルギーピークとその幅が異なるからである (図 3.4.1)。WAGASCI モジュールを配置するニュートリノモニター棟 B2 階の配置図を図 3.4.2 に示す。B2 階の空きスペースを考えると、検出器群を置くスペースとしてオフアキシス角 1.5° かオフアキシス角 1.06° の二つの候補が存在する。

本章ではどちらがより差し引きの恩恵を得られるかも検討する。ただし、ここではニュートリノモードにおける ν_μ 反応の寄与のみを考えることにする。

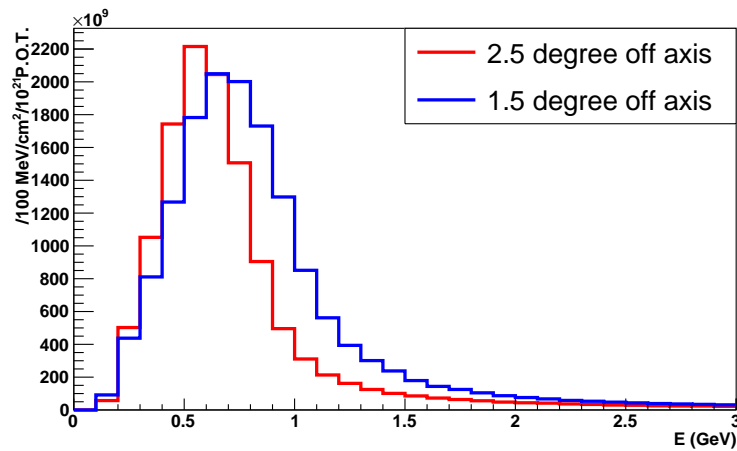


図 3.4.1 ND280 でのニュートリノフラックス (2.5 degree off axis) と WAGASCI モジュールでのニュートリノフラックス (1.5 degree off axis) のエネルギースペクトル

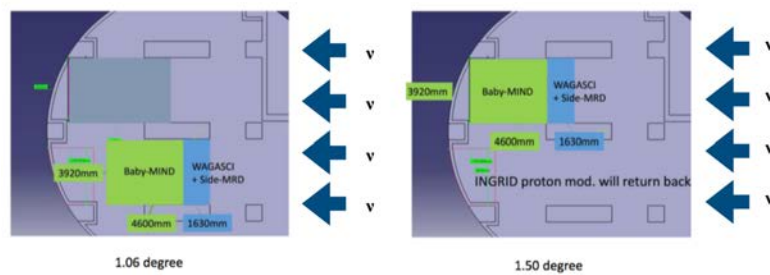


図 3.4.2 実験ホール B2 階で、WAGASCI モジュール群を配置する候補地。オフアキシス角 1.06° (左) と 1.5° (右)。

3.4.2 差し引きのプロセス

フラックスの差し引きは、片方のフラックスをスケールしてもう片方のフラックスから差し引く。一方のフラックスをスケールして取り除くために、テール部分が合うようにスケールしたもう片方のフラックスを差し引いている (図 3.4.3, 図 3.4.3)。図 3.4.4, 図 3.4.6 に得られたフラックスのスペクトラムを載せる。

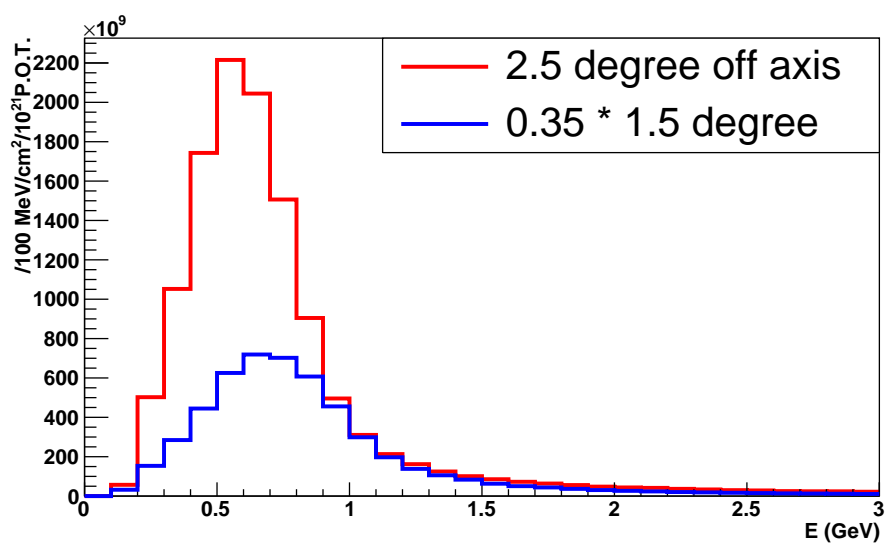


図 3.4.3 ND280 で測定されるフラックスとスケールされたオフアキシス 1.5° のフラックス

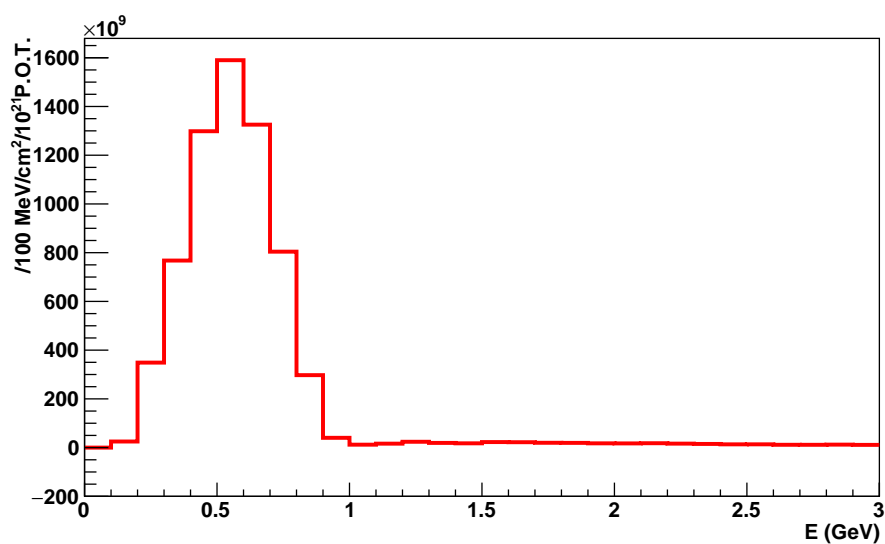


図 3.4.4 ND280 で測定されるフラックスからスケールされたオフアキシス 1.5° のフラックスを差し引いたもの

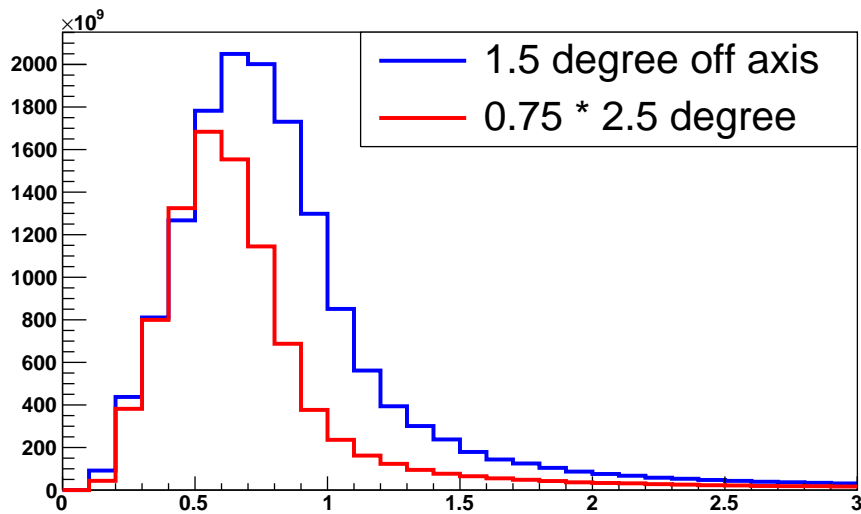


図 3.4.5 オファクシス 1.5° で測定されるフラックスとスケールされた ND280 のフラックス

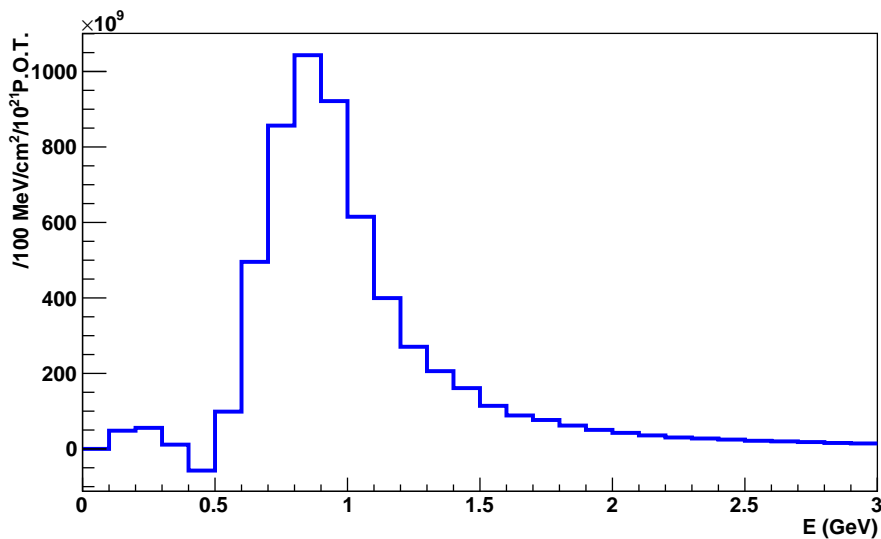


図 3.4.6 オファクシス角 1.5° で測定されるフラックスからスケールされた ND280 のフラックスを差し引いたもの

以上はフラックスに対する差し引きであるが、微分断面積の評価を行う際にはそれぞれの検出器で測定されたイベント数についても同様のことを行うことになる。次節にシミュレーションの結果をまとめるが、検出器を設置する位置を決めるため、ND280 のフラックスとオフアクシス角 1.06° の場合についての比較も示す。

3.4.3 結果

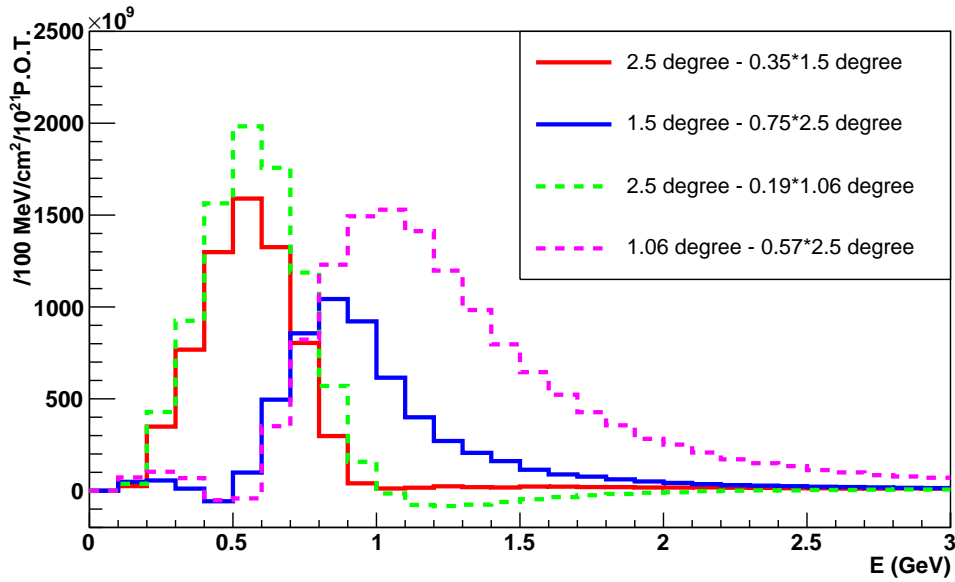


図 3.4.7 オフアキシス 1.5° または 1.06° におけるフラックスと ND280 におけるフラックスとの差し引きで得られるスペクトル

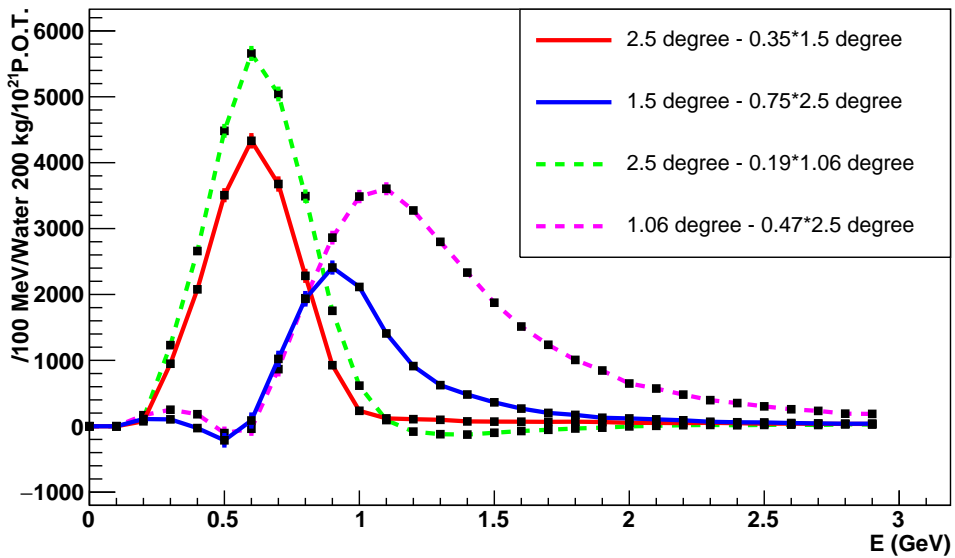


図 3.4.8 オフアキシス 1.5° または 1.06° で測定されるイベント数を ND280 で測定されるイベント数から差し引きして得られる反応事象のニュートリノのエネルギースペクトル

図 3.4.7, 図 3.4.8 は、それぞれフラックスとニュートリノ反応数のスペクトラムを差し引いたものである。差し引きされたスペクトラムはより幅が狭い方がよく、またテール部分の寄与が可能な限り

少ない方が良い。この観点から見るとオフ軸 1.5° に検出器をおいた方が、フラックス差し引きの恩恵をより強く受けることが期待できる。ゆえに、T2K-WAGASCI 実験では検出器をオフ軸 1.5° に設置することに決めた。

3.4.4 フラックスの差し引きによるニュートリノ断面積測定の実理

1 GeV 程度のニュートリノ反応では、反応後の観測値から元のニュートリノのエネルギーをモデルに頼らずに再構成することはできない。そのため断面積の測定は通常フラックス平均で行われる。前節で得たエネルギー幅の狭いスペクトラムはフラックス平均の断面積を用いた解析において大きな意味を持つ。このことを全断面積のフラックス平均のニュートリノ反応断面積測定を仮定して説明するが、微分断面積でも同様である。測定するフラックス平均のニュートリノ反応断面積 (σ) とは、ニュートリノフラックスを $\phi(E_\nu)$ 、エネルギーごとのニュートリノ断面積を $\sigma(E_\nu)$ として以下の式で定義される。

$$\sigma = \frac{\int \sigma(E_\nu)\phi(E_\nu)dE_\nu}{\int \phi(E_\nu)dE_\nu} \quad (4-1)$$

本節ではフラックス平均の断面積を引数を持たない σ で表し、エネルギー毎の断面積のことを $\sigma(E_\nu)$ と表す。1 種類のオフ軸でフラックス平均の断面積の測定を行う場合、それは以下の式で求められる。

$$\sigma = \frac{N^{\text{obs}}}{\epsilon T \langle \phi \rangle} \quad (4-2)$$

ここで N^{obs} は背景事象を除いた後の観測されたニュートリノイベント数、 ϵ は検出効率、 T は標的原子核数、 $\langle \phi \rangle$ はフラックスの総量を表す。次に 2 種類のオフ軸のフラックスを用いてフラックス平均の断面積の測定を行う場合を考える。添字の ND, WG をそれぞれ ND280, WAGASCI モジュールとする。このとき σ_{ND}, σ_{WG} はそれぞれ以下のように求まる。

$$\sigma_{ND} = \frac{N_{ND}^{\text{obs}}}{\epsilon_{ND} T_{ND} \langle \phi_{ND} \rangle} \quad (4-3)$$

$$\sigma_{WG} = \frac{N_{WG}^{\text{obs}}}{\epsilon_{WG} T_{WG} \langle \phi_{WG} \rangle} \quad (4-4)$$

ND280 と WAGASCI モジュールのフラックスを差し引きすると、それぞれ 0.5 GeV をピークに持つものと 0.9 GeV をピークに持つものの二つが得られる。それぞれを $\phi_{0.5\text{GeV}} = \phi_{ND} - a\phi_{WG}$ 、 $\phi_{0.9\text{GeV}} = \phi_{WG} - b\phi_{ND}$ とおく。これらのフラックスで平均化された断面積 $\sigma_{0.5\text{GeV}}, \sigma_{0.9\text{GeV}}$ は以下のように計算される。

$$\begin{aligned}
\sigma_{0.5\text{GeV}} &= \frac{\int \sigma(E_\nu) \phi_{0.5\text{GeV}}(E_\nu) dE_\nu}{\int \phi_{0.5\text{GeV}}(E_\nu) dE_\nu} \\
&= \frac{\int \sigma(E_\nu) \phi_{ND}(E_\nu) dE_\nu - a \int \sigma(E_\nu) \phi_{WG}(E_\nu) dE_\nu}{\int \phi_{0.5\text{GeV}}(E_\nu) dE_\nu} \\
&= \frac{N_{ND}^{\text{obs}}}{\epsilon_{ND} T_{ND} \langle \phi_{0.5\text{GeV}} \rangle} - a \frac{N_{WG}^{\text{obs}}}{\epsilon_{WG} T_{WG} \langle \phi_{0.5\text{GeV}} \rangle} \\
\sigma_{0.9\text{GeV}} &= \frac{N_{WG}^{\text{obs}}}{\epsilon_{WG} T_{WG} \langle \phi_{0.9\text{GeV}} \rangle} - b \frac{N_{ND}^{\text{obs}}}{\epsilon_{ND} T_{ND} \langle \phi_{0.9\text{GeV}} \rangle}
\end{aligned} \tag{4-5}$$

T2K-WAGASCI 実験では、ミューオンの運動量とその角度に関するパラメータ $(p, \cos \theta)$ で分割して、二重微分断面積を求め、この結果をいくつかのニュートリノモデルと比較して、現状最もニュートリノ反応を正確に記述するモデルを確立することを一つの目的としている。式 4-3 においても同様にニュートリノモデルとの比較は可能であるが、式 4-5 の特長は分母の $\langle \phi_{0.5\text{GeV}} \rangle$, $\langle \phi_{0.9\text{GeV}} \rangle$ がよりエネルギー幅の少ない分布をしているということである。前章で述べたように原子核の多体効果により、様々な反応モードのニュートリノ反応断面積が複雑にエネルギーに依存しているため、モデルとの比較が難しい。しかし、エネルギー幅が小さければその分テールの影響を抑えて精密な検証が可能となる。

第 4 章

Baby MIND 検出器

4.1 検出器の詳細

BabyMIND は 18 層の Detector Module と 33 層の Magnet Module から構成されている。T2K-WAGASCI 実験のパイロットランでミュオンレンジ検出器として用いられた INGRID は電荷を識別することができなかったが、本実験では電磁石を持った Baby MIND をミュオンレンジ検出器として用いることで、飛跡の曲がる方向から電荷を識別することができる。

4.1.1 Magnet Module



図 4.1.1 Magnet Module の外観

Magnet Module は鉄の板にコイルを巻きつけた構造をしている。図 4.1.1 に外観を示す。Baby MIND の電磁石は一様な磁場を作り、その磁場が外部に漏れないように作られている。鉄板には二箇所にもスリットが空いている。上下のそれぞれの領域にコイルを巻くこともできたが、磁場が一様な

領域をより大きく確保するために2つのスリットが採用された。そこで、一枚のアルミニウムストリップを編みこむように上から下にスリットを通して巻くことで、フラックスリターンの影響を最小化する工夫をとった(図 4.1.2)。表 4.1.1 に、Magnet Module の基本情報を示す。

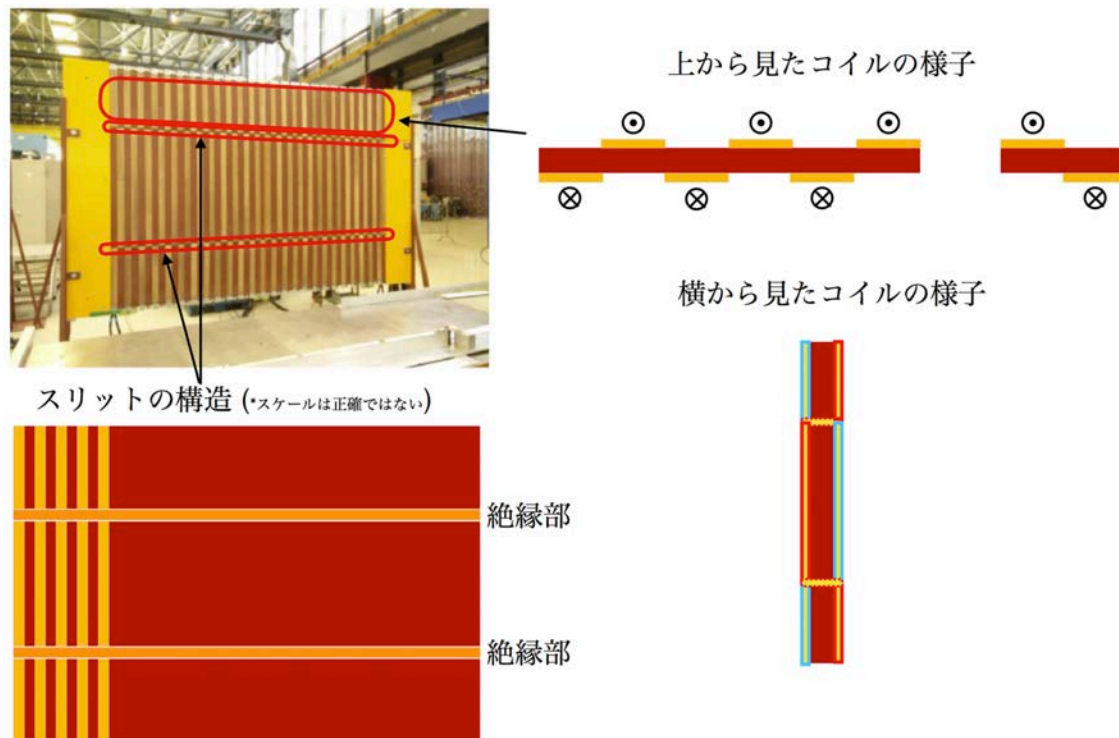


図 4.1.2 Magnet Module のコイルの巻き方。上から見たコイルの様子では、左上のアルミニウムリボンに電源の + につないだ時の電流の流れを表す。

表 4.1.1 Magnet Module の基本情報

モジュールの数	33
鉄プレートの大きさ (m ³)	3.5 × 2 × 0.03
スリットの大きさ (m ²)	2.8 × 0.01
フラックスリターン用のプレートの大きさ (m ³)	0.32 × 2 × 0.01
コイルの大きさ (m ²)	2.8 × 0.05
コイルの材質	アルミニウム

磁場はピックアップコイルで測定する。測定はピックアップコイル (PC)1 から 9 までの磁場の平均をとったもの(図 4.1.3 において白で示されたもの)と PC10 単体の磁場を測定したもの(図 4.1.3 において黒で示されたもの)の2種類の方法で行われた。図 4.1.4 にその測定結果を示す。140A を印加した際の磁場の場所依存性はどちらの場合でも 5% 程度のふらつきに収まっている。このように、Magnet Module は上中下の領域内で 1.5 T の磁場を生み出しており、図 4.1.5 はその磁場分布である。

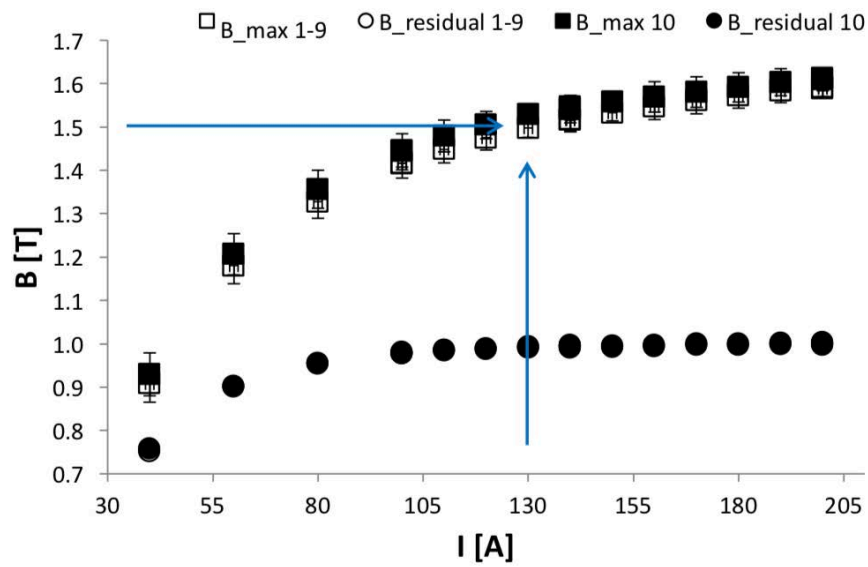


図 4.1.3 電流と磁場の対応関係。丸は residual の磁場を、四角は電流を印加した際の磁場を表す。白は PC1-PC9 までの磁場測定の平均。黒は PC10 のみの磁場測定の結果を表す。

表 4.1.2 140 A の電流を印加した際の各場所における磁場 [T]

B (T)	左	中	右
上	1.52	1.55	1.50
中	1.50	1.54	1.49
下	1.52	1.55	1.50

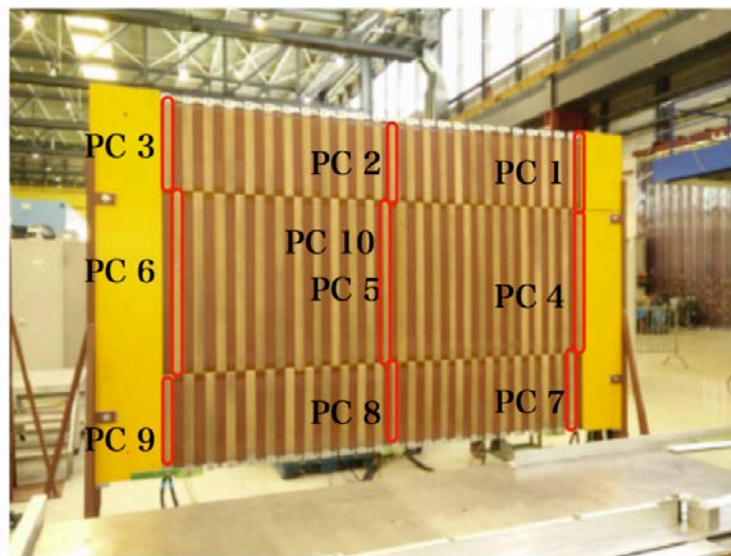


図 4.1.4 磁場測定に用いられたピックアップコイル。PC1 から PC9 までの平均と PC10 のみの磁場を測定した。

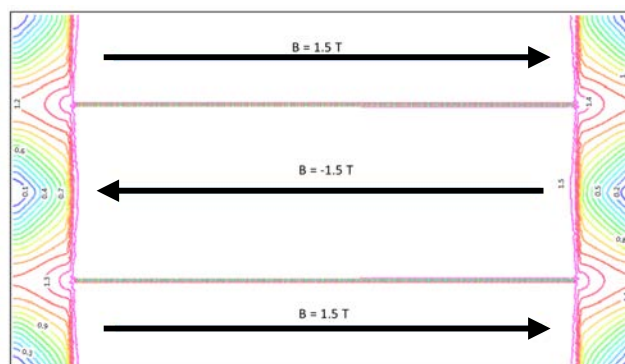


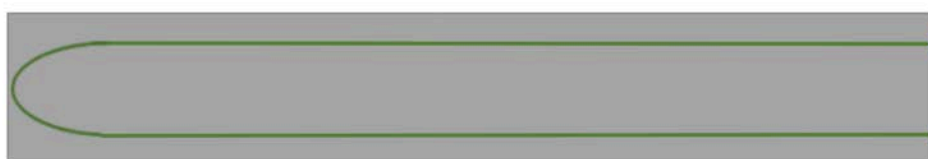
図 4.1.5 鉄の前面から見た磁場分布

4.1.2 Detector Module

検出器の構成要素は主にプラスチックシンチレータ、波長変換ファイバー、MPPCである。

プラスチックシンチレータは重さの 1.5% の PTP と 0.01% の POPOP を混ぜたポリスチレンの板であり、 $30\ \mu\text{m}$ から $100\ \mu\text{m}$ の反射材が塗布されている。一つの Detector Module は X 層、Y 層の 2 種類から成る。X 層はシンチレータをビーム軸を横切るように水平方向に並べた層であり、Y 層はシンチレータを鉛直方向に並べた層である。それぞれの層に使われているシンチレータについては、その大きさ、数、ファイバーの接着方法が異なっている。X 層のシンチレータは $210\text{mm} \times 1950\text{mm} \times 7.5\text{mm} \times 16$ 枚であり、Y 層のシンチレータは $3000\text{mm} \times 31\text{mm} \times 7.5\text{mm} \times 95$ 枚である。BabyMIND の磁石の中で荷電粒子は鉛直方向に曲がるため、Y 層のシンチレータをより細かいセグメンテーションにすることで電荷識別能力を向上させている。

X層のシンチレータ



Y層のシンチレータ

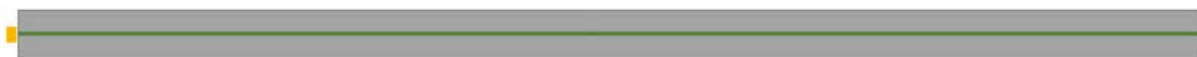


図 4.1.6 X 層、Y 層のシンチレータに埋め込まれたファイバー。黄色い部分は MPPC を表す

シンチレーション光の波長は MPPC の感度波長範囲の下限付近であるため、信号を効率よく検出するためにはそれよりも高波長の光に変換しできる限り光を失わずに MPPC に伝達する必要がある

る。波長変換ファイバー (Wave Length Shifter, WLS) は、シンチレーション光を吸収しそれよりも高い波長の光を再発光し、その一部を全反射によって光検出器に伝達する。波長変換ファイバーはクラレの口径 1.1mm の WLS Y11 マルチクラッド S 型を用いている。S 型とはポリエチレン繊維の揃ったファイバーコアを意味しており、他のタイプに対して曲げに強い。また、複数の反射率を持つ物質を重ねるマルチクラッドを用いることでシングルクラッドと比較して全反射の条件が緩くなり、より多くの光を検出器に伝達することができる。Baby MIND で用いるファイバーに使われている変換済 Y11 の吸収・発光スペクトラムによれば、再発光波長は MPPC の感度波長領域内にあることがわかっている。波長変換ファイバーを通すために、図 4.1.6 のようにシンチレータには溝がある。Y 層において両端に読み出し口を作っているのは、ファイバーの減衰長を考慮したためである。Y11 のファイバーの減衰長はおよそ 3 m であり、端でシンチレータが光った場合は半分程度の光を失ってしまうため、両端から読み出すことでそれを補完している。X 層では Baby MIND の下方にはエレクトロニクスを設置するスペースなく、すべてのエレクトロニクスを上方に設置しなくてはならないという要求から、片方で読み出し口を作るという工夫を行っている。X 層のシンチレータは幅が広いので、ファイバーをシンチレータの中心に通すだけでは、効率よく光を伝達させることができない。そこで、U 字型にファイバーを通すことで場所による MPPC の光量の違いを最小化している。

MPPC は、ガイガーモードの APD (avalanche photodiode) とクエンチング抵抗をユニットとする多数のピクセルを二次元的に配列させた半導体光検出器である。MPPC の基本的な仕様は表 4.1.3 に示し、図 4.1.7 に MPPC の等価回路、光子数を数えるイメージ図を載せた。

表 4.1.3 MPPC の基本仕様 [36]

型名	S12571-025
受光面のサイズ (mm ²)	1×1
ピクセルの数	1600
ピクセルのサイズ (μm)	25
動作電圧 (V)	65±10
ダークカウント (kcps, >0.5 p.e. @25 °C)	100
感度波長範囲 (nm)	320 から 900
最大感度波長 (nm)	450



図 4.1.7 MPPC の等価回路 (左) と MPPC のフォトカウンティングのイメージ (右)[36]

MPPC 内の空乏層に荷電粒子が通過した場合、電子・正孔対が形成され電場によって電子は加速される。電子は電界が高くなると内部の結晶格子と衝突しながら一定の速度でドリフトするようになるが、さらに電界が高くなる領域では結晶格子に衝突したときに新たな電子・正孔対を生成するようになる。これが連鎖的に起こることをアバランシェ増倍といい、この増倍方法によって MPPC は小型ながらも非常に高いゲインを得ることができる。MPPC はピクセル内に入射した光子の数によらず一定の出力を返すため、図 4.1.7 にあるように、アバランシェ増幅を起こしたピクセルの数に比例した電荷を得る。このようにして、ピクセルの密度を適切に選べば線型性の良いフォトカウンティングができる。さらに、MPPC は磁場の影響を受けないので磁場を本質的な機能とする Baby MIND とは非常に相性の良い光検出器である。

Detector Module は X 層、Y 層からなるハーフモジュールが 2 層重なって構成されている。図 4.1.8 はハーフモジュールが組み上がるまでの様子を示したものである。シンチレータには反射材を塗布しており、横にシンチレータを敷き詰めると反射材の部分が不感領域となる。そこで、対になるハーフモジュールはシンチレータの場所をずらすことで不感領域が出ないように配慮している。さらに、図 4.1.9 のように Y 層のシンチレータ同士が 1/3 ずつ重なり合うように配置することで、位置分解能を上昇させている。幅 3 cm のシンチレータが、オーバーラップのある二箇所とオーバーラップのない一箇所の 3 つの領域に分けられるため、1 cm 程度の分解能を期待できる。

Detector Module の性能は CERN のビームテストで測定された。表 4.1.4 はその一部をまとめたものである。具体的なセットアップやプロットは付録 C に記載する。

表 4.1.4 CERN のビーム試験により評価された Detector Module の性能

特性	X 層のシンチレータ	Y 層のシンチレータ
光量 (photo electron (p.e.)/MIP)	37	67
時間分解能 (ps)	707	データなし
検出効率 (%)	99.9	99.9

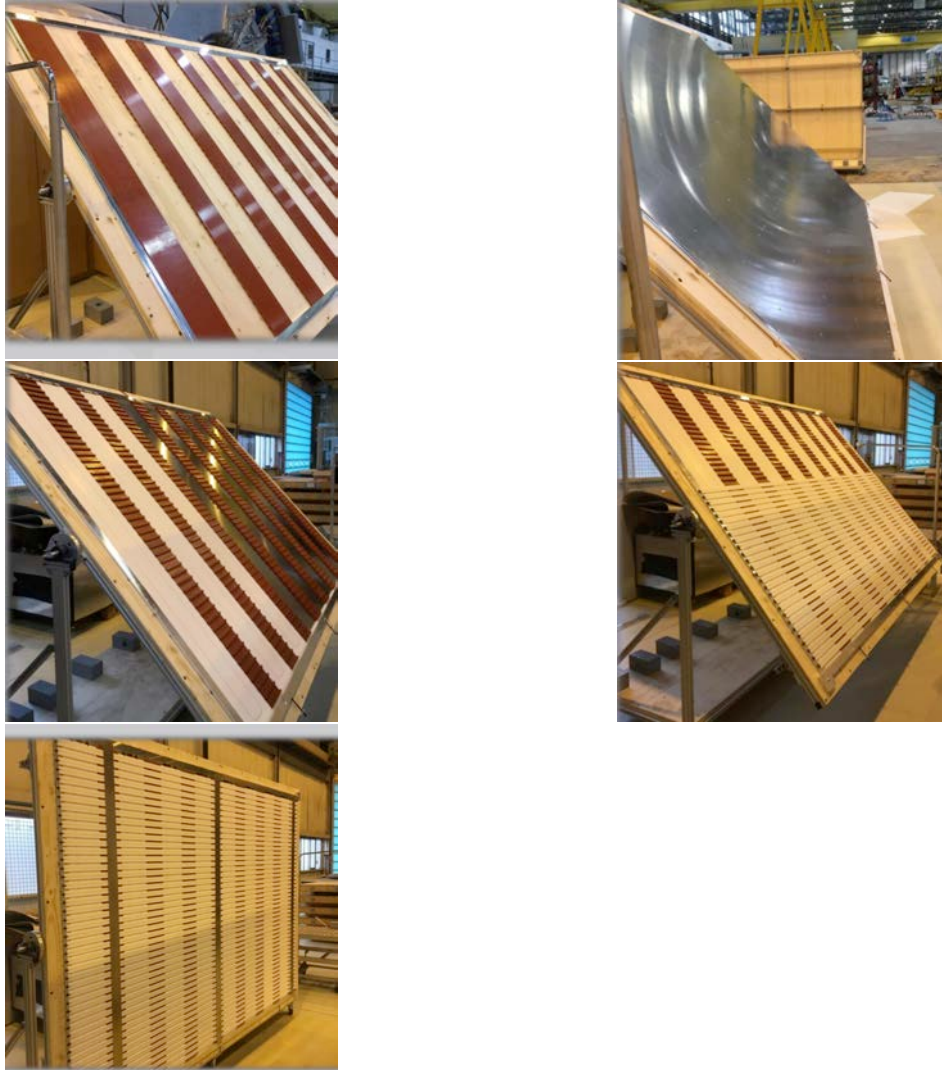


図 4.1.8 ハーフモジュールの組み立て。アルミの枠にプラスチックのスペーサーを固定し (左上)、その上にアルミのプレートを載せる (右上)。スペーサーの間に X 層のシンチレータをはめる (左中)。8 枚分のシンチレータをはめたら、Y 層のシンチレータをその上に重ねていく (右中)。左下はハーフモジュールが組み立てられたもの。

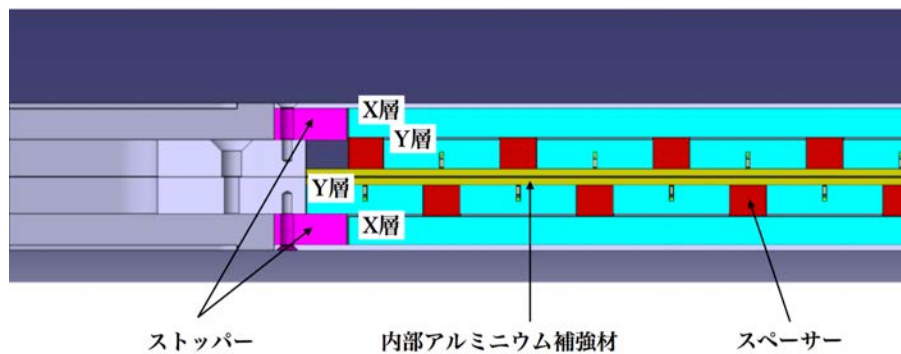


図 4.1.9 オーバーラップの様子をサイドから見たもの。青：シンチレータ、赤：スペーサー、黄：内部アルミニウム補強材、紫：ストッパー

4.1.3 エレクトロニクス

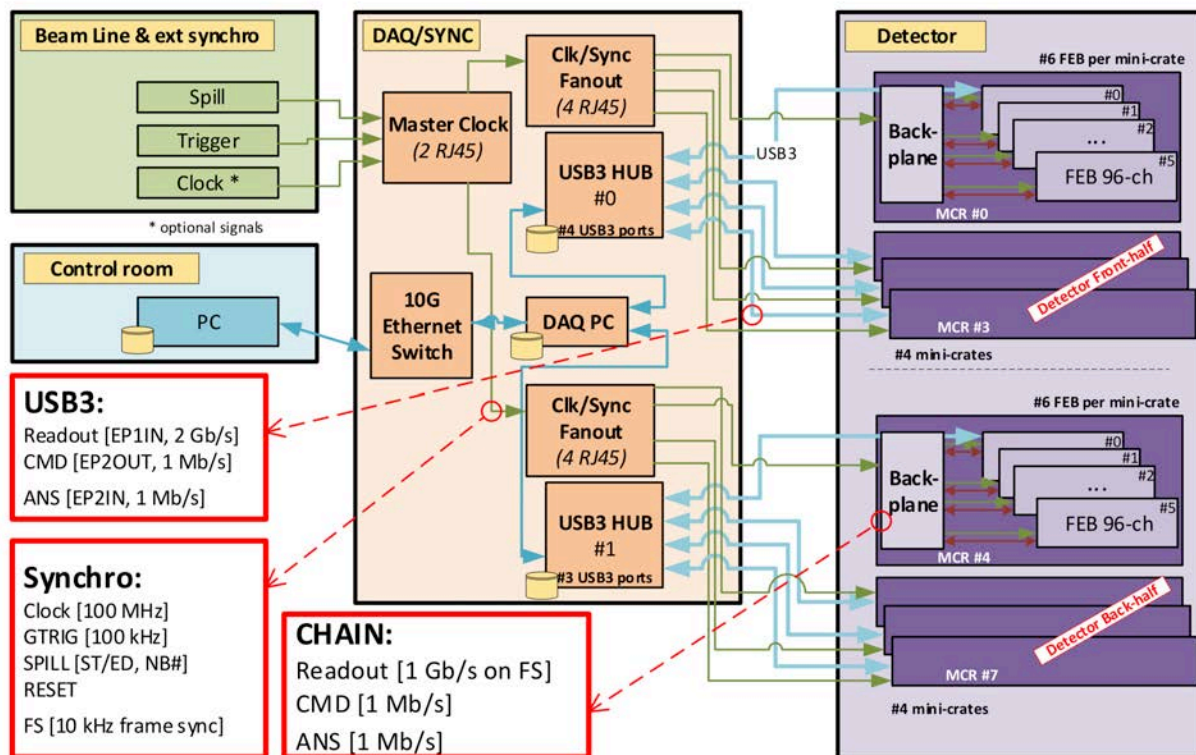


図 4.1.10 データ取得のダイアグラム

図 4.1.10 にデータ取得のダイアグラムを示す。Detector の枠に入っているものが Baby MIND で使われているエレクトロニクスである。

4.1.3.1 FEB

Front End Board(FEB) は、MPPC で読んだ信号をデジタル化する。一つの FEB は 3 つの信号処理用の ASIC チップ CITIROC を搭載し、一枚で 32×3 個の MPPC の信号を読みだせる。CITIROC からは 32 ch の信号が逐次出力され、それを ADC チップでデジタル化する。一方 WAGASCI モジュールでは、ASIC としてデジタル化まで行える SPIROC を用いている。双方の性能を表 4.1.5 で比較すると、時間分解能やデッドタイムの改善により CITIROC は SPIROC よりも精度の高い測定ができる。また増幅率の高い High Gain と増幅率の低い Low Gain の両方で測定することができる。

表 4.1.5 SPIROC と CITIROC の基本性能の比較

エレクトロニクス	SPIROC	CITIROC
時間分解能	3 ns	100 ps
デッドタイム	200 ms	10 μ s
トリガーアウトプット	1	32
チャンネルあたりストックできるアナログ信号	16	1
チップあたりのチャンネル数	36	32

FEB での信号の読み出しと書き出しは以下の原理に基づいて行われる。CITIROC は 2 つの閾値を設定できる。一つは信号のトリガーとなる閾値 (閾値 1) であり、もう一つはデータを書き出す閾値 (閾値 2) である。閾値 1 は CITIROC 内で共有し、閾値 2 はチャンネルごとに設定する。32 ch のうち一つのチャンネルで閾値 1 を越えると L1HOLD(HG/LG) の状態となり、10ms のゲートが開く。この状態でアナログパルスが入ってきたら、閾値 2 を超えたものについてのデータを書き出す。このとき、1 つのチャンネルに対して閾値 2 を超えた二つのアナログパルスが順次入ってきたとする。ADC のアナログメモリが 1 チャンネルあたり 1 つしかないので、1 つのチャンネルに閾値 2 を超えた 2 つのアナログパルスが入ってきたとしても両方の ADC 値を記録することができない。そのとき、2 つのパルスの振幅を比較し、振幅が大きいパルスについては rising time (閾値を上回ったときの時間) と falling time (閾値を下回ったときの時間) および High Gain, Low Gain の ADC 値を書き込むのに対し、振幅が小さいパルスについては rising time と falling time のみを書き込む。図 4.1.11 に、この読み出しの概念を示す。

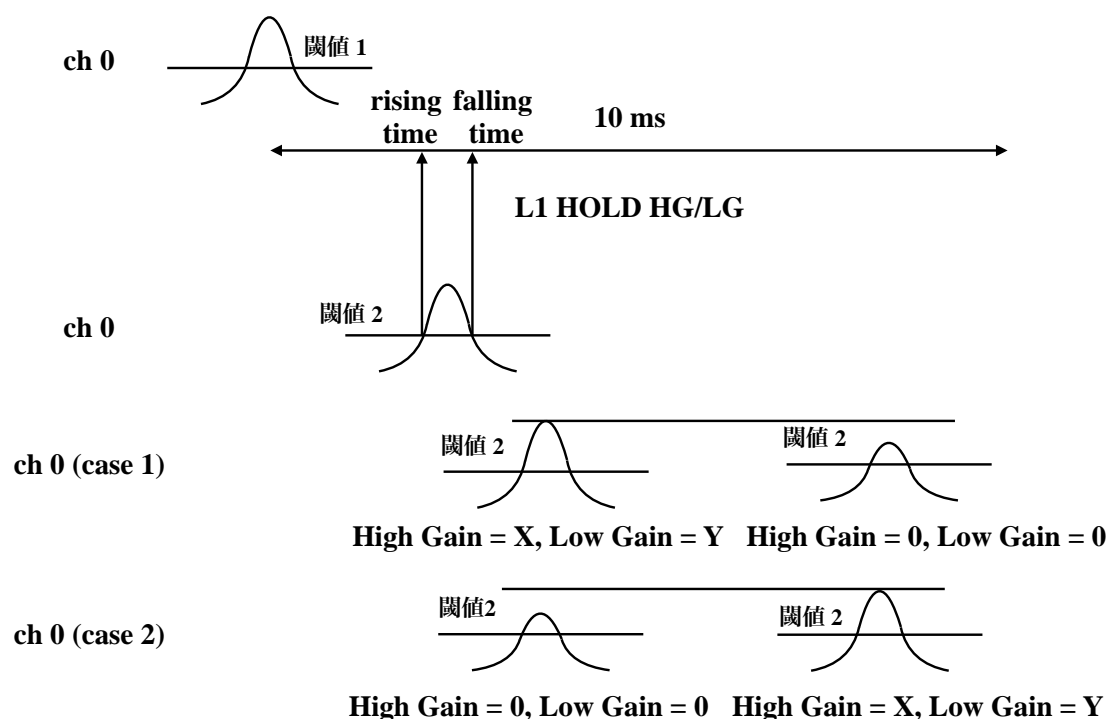


図 4.1.11 CITIROC の読み出しシステム。32 ch のうちあるチャンネル (ここでは ch0) でトリガーがかかり L1HOLD 状態になる。ch1 では一つのアナログ信号だけが入り、立ち上がりの時間 (rising time) と立ち下がるの時間 (falling time) と High Gain 値, Low Gain 値が記録された場合を表す。ch2 では二つのアナログ信号が入るが、一つ目のアナログパルスの信号の振幅の方が大きい場合を表す。ch3 では二つ目のアナログパルスの信号の振幅が大きい場合を表す。

4.1.3.2 MCR

Mini-Crate(MCR) は、信号の読み出しを行う FEB を収納する。Back plane によりマスタークロックから送られてくるクロック信号を受け取り、FEB からの情報を USB を通してソフトウェアを動かす PC に送信するという役割を果たしている。1 つの MCR で 6 つの FEB を収納でき、FEB は 1 枚で 96 ch まで読み出せるので 1 台の MCR で 580 ch を読むことができる。

4.1.4 データ取得ソフトウェア

Baby MIND の試運転においては Windows ベースのソフトウェアを用いた。データ取得の開始・終了・中断、トリガーモードの選択、データ取得のゲートタイミングの変更を行うことができる。また FEB ごとに加えて FEB 内の一つ一つのチャンネルごとに ADC カウントの閾値を決めることができ、それぞれの MPPC の個体値に合わせて最適化できる。Baby MIND 試運転時には非常に使いやすいソフトウェアであったが、FEB と直接 USB で接続したホストコンピュータからでしか操作が

できないこと、データ取得中に USB トラブルで、たまにいずれかの FEB のアプリケーションが閉じてしまうということが問題であった。この点は本実験までには改善する予定である。

4.2 モジュール間の距離の最適化

4.2.1 概要

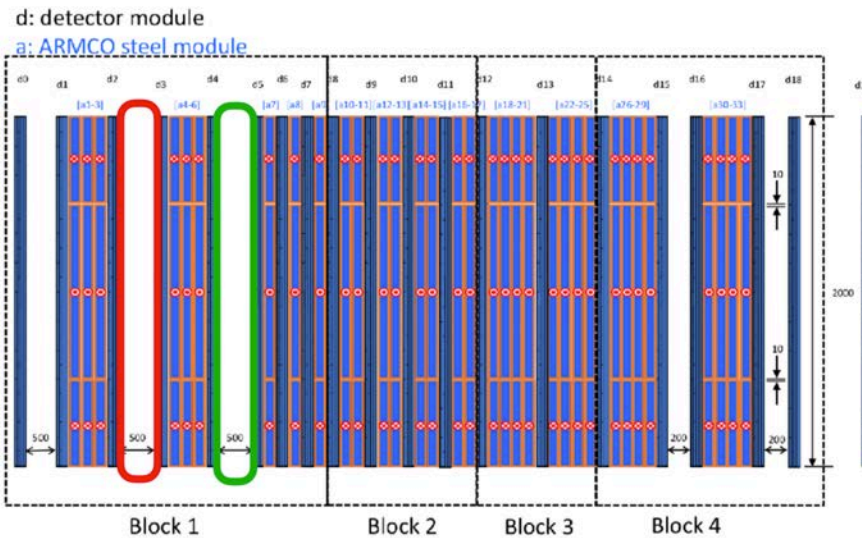


図 4.2.1 CERN のビームテスト時の Baby MIND のセットアップ。図中の数字の単位は mm。左側がビームに対して上流。

図 4.2.1 は CERN のビームテストのときに用いられたモジュールの配置である。最初のモジュールは本実験における標的モジュールの役割を果たすもので、これ以降の study においても考えないものとする。図中の Block1 では 500 mm の隙間が 3 箇所開けられている。隙間が大きいとミューオンに対するアクセプタンスが減少する一方角度分解能が向上するため、荷電粒子に対する電荷識別能力が向上することが期待できる。アクセプタンスと電荷識別能力のどちらの影響が本実験の測定に対して支配的であるかを判断することで、この隙間を最適化することができる。本実験のための最適化は以下のように行った。

- 磁場を考慮しない簡単なシミュレーションを用いてミューオンが検出器で静止するイベント数を求め、統計誤差が隙間距離にどのように依存しているかを求める。
- 隙間距離と電荷識別能力との関係を比較する。
- アクセプタンスと電荷識別能力のどちらがより誤差に効いているかを比較する。

イベント数をミューオンが静止するものに限定したのは、飛程で運動量を測定するためである。飛跡の曲率で運動量を測定することも原理的には可能であるが、第 7 章で述べるようにあまり精度が高くないため、ここではミューオンが静止しないイベントは考えないことにした。

4.2.2 シミュレーションのセットアップ

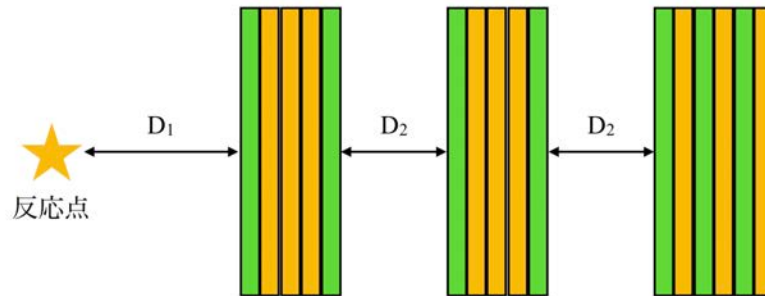


図 4.2.2 シミュレーションでの概念図。緑の長方形は Detector Module, 黄色い長方形は Magnet Module を表す。

図 4.2.2 に、シミュレーションの概念図を示す。考慮する隙間は、モジュール間の距離 (D_2) である。標的モジュールと Baby MIND との距離 (D_1) は 100 cm で固定した。ニュートリノ反応は 5 章で説明する NEUT によりシミュレートされたものを用い、その中でミュオンが発生したイベントのみを選ぶ。そのミュオンの運動方向、エネルギーを用いて検出器内でミュオンが静止したか検出器外へ飛んでいくかどうかを計算する。

Baby MIND の磁場や多重散乱の影響を全く考慮しない非常に簡単なシミュレーションであるが、各セットアップにおけるイベント数を比較するためには十分であると判断した。イベント数は、標的あたり 5.0×10^{20} 個の陽子に相当する反ニュートリノビーム ($\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$) を、有効質量 200 kg の水ターゲット検出器に照射した場合に相当する。

4.2.3 モジュール間の距離とイベント数

図 4.2.3 に発生したミュオンの運動量と角度分布を載せる。これらのミュオンに対し、 D_2 を 50 cm と 10 cm とに変えて静止ミュオンのイベント数を比較した。

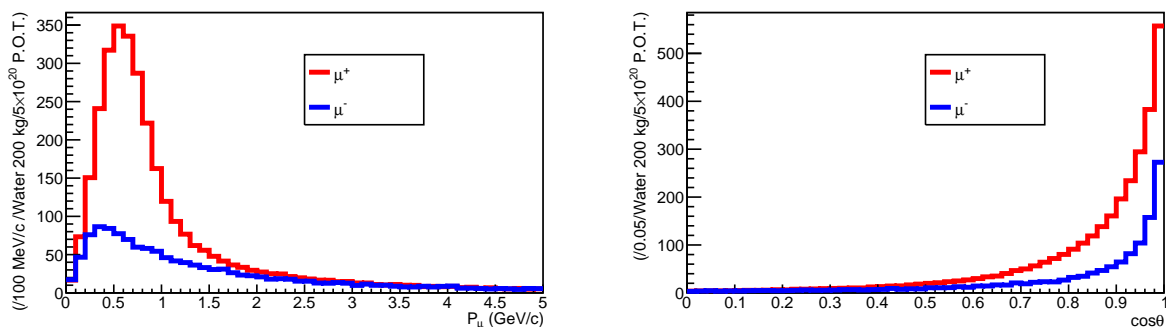


図 4.2.3 NEUT でシミュレートされたミュオンに関する分布。左図：運動量分布。右図：角度の余弦の分布。

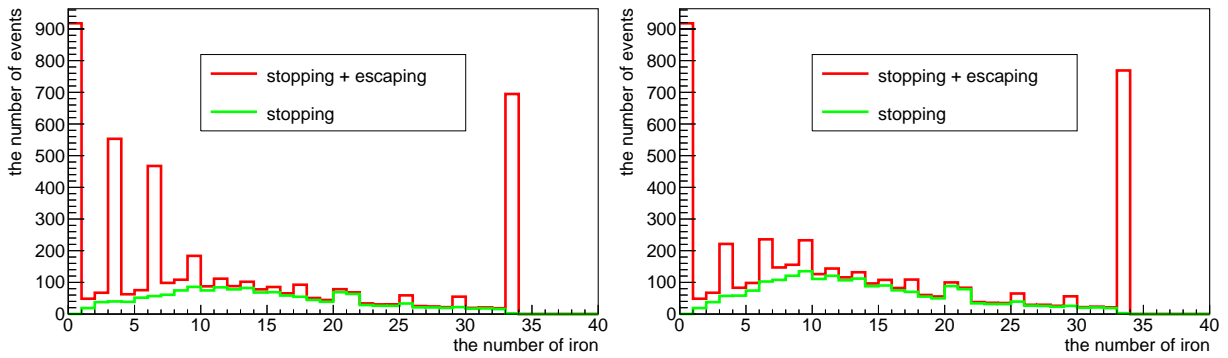


図 4.2.4 ミューオンが貫通した Magnet Module 数の分布。緑がミューオンが静止した数、赤が静止したミューオンと検出器外に抜けたミューオンの総数。左は $D_2 = 50$ cm, 右は $D_2 = 10$ cm の場合

表 4.2.1 Baby MIND でミューオンが静止したイベント数の割合

セットアップ	静止したイベント数 (全体に対する割合 (%))	全体のイベント数
$D_2 = 50$ cm	1.5×10^3 (32%)	4.6×10^3
$D_2 = 10$ cm	2.0×10^3 (45%)	4.6×10^3

図 4.2.4 は Baby MIND 内でミューオンが貫通した Magnet Module の数についてヒストグラムで表したものである。表 4.2.1 は数値で表したものである。 D_2 が小さくなることで 13% 程度イベント数を得している。

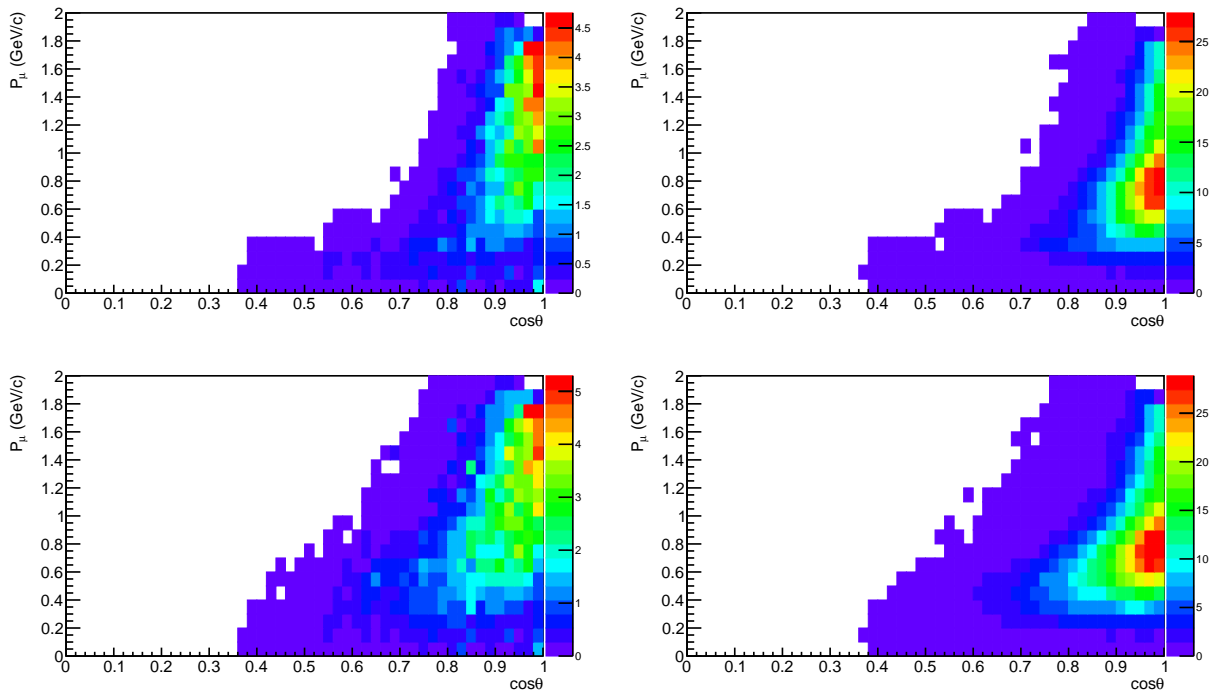


図 4.2.5 選択されたイベントの運動量-角度分布。左図は μ^- , 右図は μ^+ に関するもの ($D_1 = 50$ cm(上), $D_1 = 10$ cm(下))

図 4.2.5 は、具体的にどの運動量空間のミュオンがどの程度失われているのかを見るために、ミュオンが検出器内で静止したイベントの運動量-角度分布である。 μ^+ の場合で比較すると、 $\cos\theta = 0.7$ 付近のイベント数に差が見られる。

これらの結果を電荷識別能力と関連づけるために、統計誤差に対応するパラメータ S を導入する。

$$S = \frac{1}{\sqrt{\frac{\epsilon}{2\epsilon-1}N_{\bar{\nu}}^{\text{obs}} + \frac{1-\epsilon}{2\epsilon-1}N_{\nu}^{\text{obs}}}}$$

$N_{\nu}(N_{\bar{\nu}})$ を検出器内でミュオンが静止した (反) ニュートリノ反応数とし、 $N_{\nu}^{\text{obs}}(N_{\bar{\nu}}^{\text{obs}})$ はその中で電荷識別で (反) ニュートリノとして判断されたイベント数とする。 ϵ を電荷識別効率、つまりミュオンの電荷を正しく識別できる割合として、さらに電荷識別能力は ν と $\bar{\nu}$ のどちらにも同じように作用し、運動量にもよらないとしその誤差は考えないと以下の関係が成り立つ。

$$N_{\nu}^{\text{obs}} = N_{\nu}\epsilon + N_{\bar{\nu}}(1 - \epsilon), N_{\bar{\nu}}^{\text{obs}} = N_{\bar{\nu}}(1 - \epsilon) + N_{\nu}\epsilon$$

この式を N_{ν} に関して解き、その統計誤差 (割合) を $\sqrt{N_{\nu}}/N_{\nu}$ としたものが S である。このように定められた S はイベント数と電荷識別の影響を同時に考慮することができる。図 4.2.6 は、この S を用いて 2 つの距離のパターンを比較したものである。例えば、運動量が 0.7 GeV/c のミュオンについて S が 0.08 となるような ϵ を求めると、50 cm, 10 cm の場合で 100%, 80% である。隙間を 40 cm 広げることで電荷識別能力が 20% 程度向上しない限りは、隙間をできる限り小さくする方が得であることを意味する。次に隙間の大きさと電荷識別能力との関係性を求める。

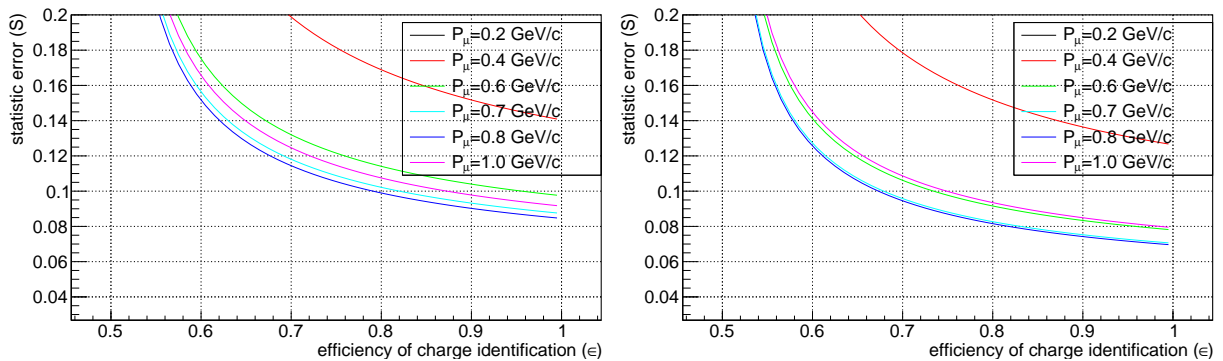


図 4.2.6 電荷識別能力と統計誤差の関係性を運動量ごとに示したもの ($D_1 = 50$ cm(左), $D_1 = 10$ cm(右))

4.2.4 モジュール間の距離と電荷識別能力

本節では電荷識別能力を問題とするので、Baby MIND の磁場を考慮する。そのため、Geant4 を用いて Baby MIND のジオメトリーを図 4.2.7 のように単純化して再現した。ただし、ここでの Geant4 シミュレーションは第 5 章で述べるフルセットアップの Geant4 シミュレーションとは異なるものである。

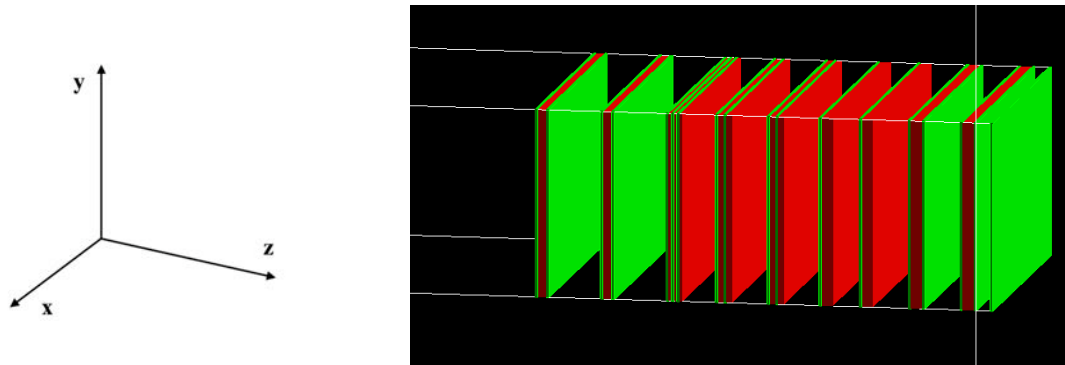


図 4.2.7 シミュレーションにおける軸方向の定義（左）と Baby MIND のシミュレーションにおけるジオメトリ（右）。ビームは左から右に入射する。緑色は Detector Module, 赤色は Magnet Module を表す。

実際の Detector Module は図 4.1.9 で示したようなシンチレータ同士のオーバーラップが見られるが、ここでは X 層には 20 cm 幅のシンチレータ 16 枚、Y 層には 2 cm の幅のシンチレータを 95 枚並べることで単純化した。磁場は、鉄の中だけに x 軸方向に 1.5 T の磁場がかかるようにした。また反応点は最上流 Detector Module から 100 cm 離れたところに設定した。そこから、 μ^+ または μ^- を 2 : 1 の割合で打ち出し、Baby MIND 内に残った飛跡から電荷を再構成し真の情報と比較して電荷識別能力を調べた。この時のミュオンビームは NEUT でシミュレートされた時のプロファイルを大まかには再現するようにした。

電荷識別アルゴリズムは 7.3 で詳細な検討をするが、ここでは簡単に $y = az^2 + bz + c$ でフィットして a の符号でミュオンの電荷を判断した。Baby MIND は Magnet Module の中で上, 中, 下の 3 つの領域で磁場の方向が異なるので、ミュオン軌道を以下のように分類して電荷識別を行った。

1. ミュオン軌道が上の領域 (500 mm から 1000 mm) または下の領域 (-1000 mm から -500 mm) から始まる場合

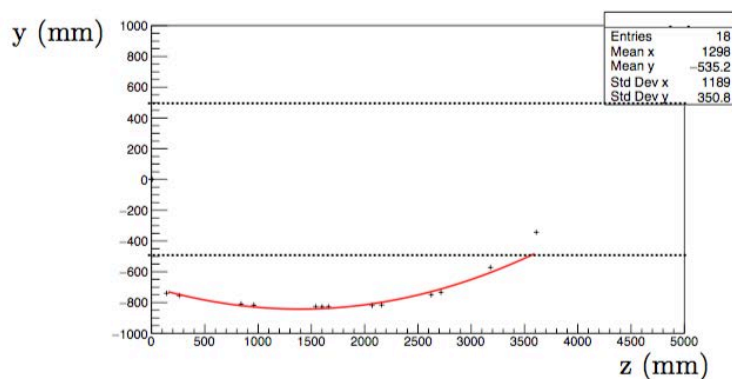


図 4.2.8 下の領域から飛行するミュオン軌道の例

中間の領域にシンチレータのヒットがあっても 2 次関数でフィットするのは、図 4.2.8 のように、ミュオン軌道が最初に通過した領域に限定する。このとき $a < 0$ ならば μ^+ , $a > 0$ ならば μ^- とする。

2. ミューオントラックが中間の領域 (-500 mm から 500 mm) から始まる場合

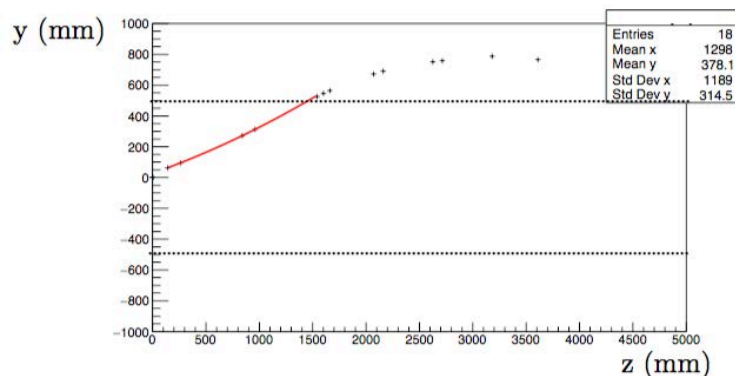


図 4.2.9 中間の領域から飛行するミューオントラックの例

上または下にシンチレータのヒットがあっても 2 次関数でフィットするのは図 4.2.9 のように、中間に限定する。このとき $a < 0$ ならば μ^- , $a > 0$ ならば μ^+ とする。ただし、ミューオントラックが中間の領域 (-500 mm から +500 mm) から始まるが中間の領域内のシンチレータのヒットが 3 層以内の場合には図 4.2.10 のように、最初のヒットを無視して、次に通過した領域内のヒットに対して 2 次関数フィットを行う。

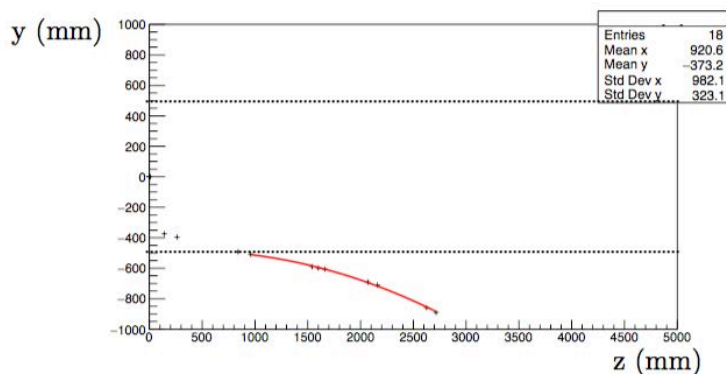


図 4.2.10 中間の領域から飛行して中間の領域に 4 層目のヒットがないミューオントラックの例

このようなアルゴリズムのもとで、モジュール間の距離をそれぞれ 300 mm と 100 mm に設定して電荷識別能力を調べた。Geant4 シミュレーションを行っていた時期にインストールの計画が進められ、場所の制約によりモジュール間の距離を 500 mm 開けることが難しくなった。そのため、Geant4 シミュレーションにおいては 300 mm と 100 mm の場合を比較した。図 4.2.11 はシミュレーションにより得られた a の分布である。これらの図から示されるように μ^+ と μ^- は $a = 0$ 付近でよく分かれていることがわかる。

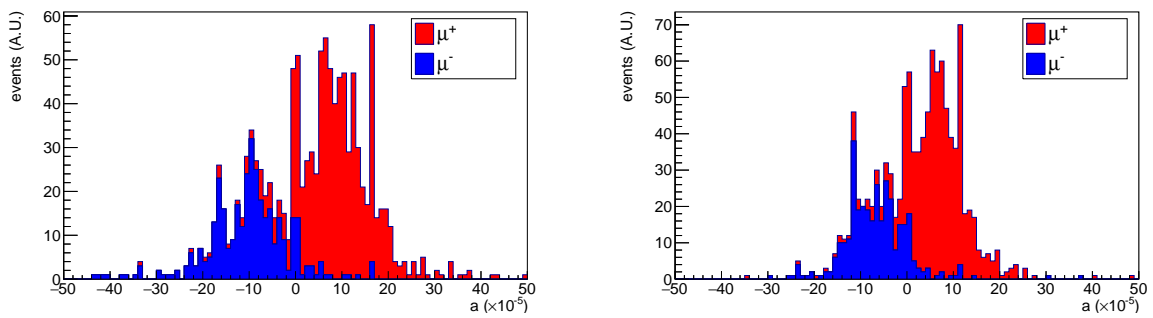


図 4.2.11 モジュール間の距離を 300 mm (左), 100 mm (右) にした時の 2 次の係数の分布

電荷識別能力は図 4.2.12 で表される。この図から、両者の場合に明らかな差異は認められない。電荷識別能力が 10% 程度増加しない限り隙間をなくした方が良いという前節の結果を重ね合わせると、モジュール間の距離はできる限り小さくしてアクセプタンスとイベント数を稼いだ方が良い、という結論が導かれる。このことはコラボレータ内でも同意を得られ、モジュール間の隙間は可能な限り小さくしてインストールすることとした。

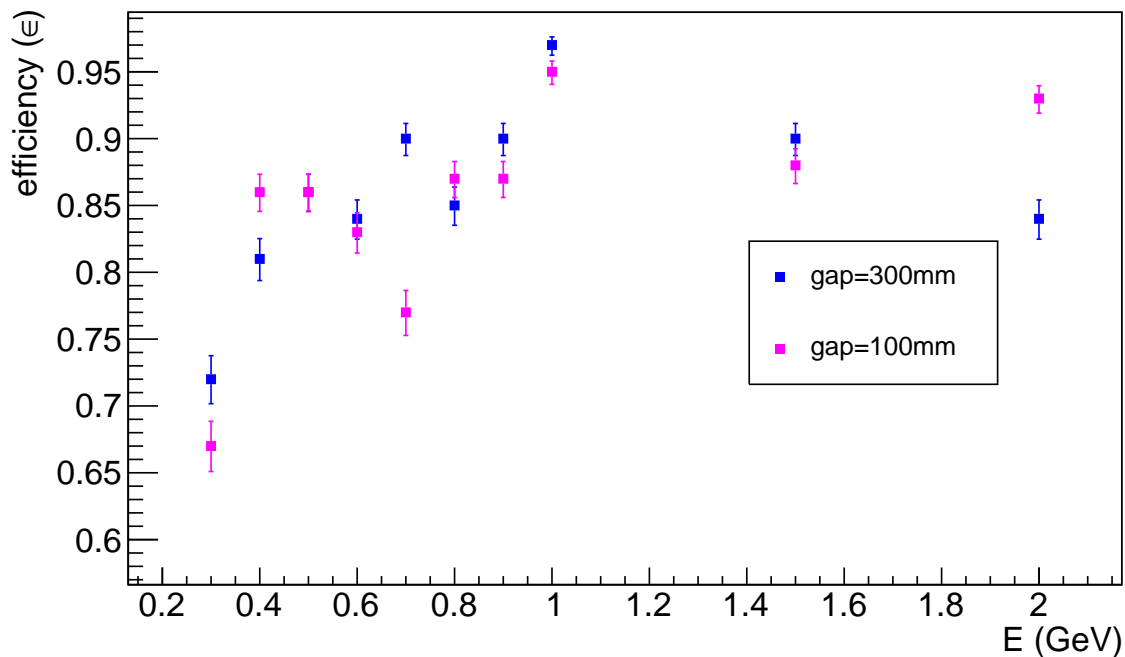


図 4.2.12 モジュール間の隙間が 300 mm の時と 100 mm の時の電荷識別能力の比較。横軸はミュオンのエネルギーを表す。

4.3 インストール

Baby MIND 検出器は 2018 年 1 月の下旬に CERN から輸送され、モジュールのインストールは 2 月 5 日から 2 月 16 日の 2 週間で完了した。図 4.3.1 はそのときの様子を表したものである。図 4.3.1 の右下図の通り、Module 間の隙間はほとんどなくなった。検出器をインストールした後、ニュート

リノビームタイムが開始される3月9日までの間に、エレクトロニクスのインストール、ケーブリング、電磁石電源の準備を行った(図 4.3.3)。磁場の向きは電源に取り付けられた配線盤をつなぎ直すことで容易に変えられる。電磁石電源の電流値および電圧値を遠隔で操作し、かつその出力を遠隔でモニタリングし記録するシステムも整えた(図 4.3.3)。最後に電源が ON になっている場合に周囲に警告を発するための LED ライトと、緊急事態の際のインターロックシステムとして停止ボタンを準備した。



図 4.3.1 Baby MIND インストール中の写真。step1. ニュートリノモニター棟の地上階からインストールを行う場所にクレーンで移動させる。step2. モジュールを一つ一つクレーンで持ち上げて B2 フロアに移動させ、フレームに収納していく。step3. モジュールを収納したフレームを所定の場所に移動させる。step4. 最下流の検出器をインストールする。

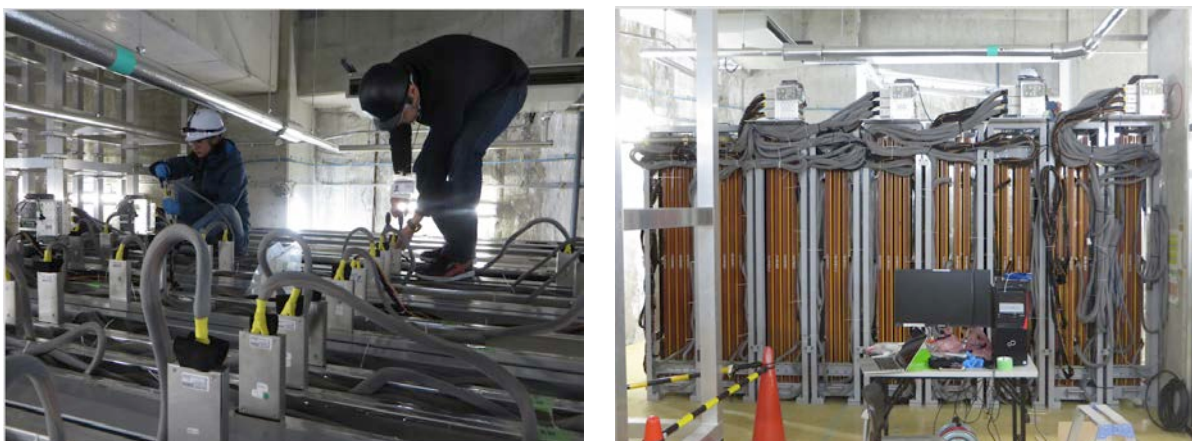


図 4.3.2 ケーブリング中の検出器の上面(左)と側面(右)

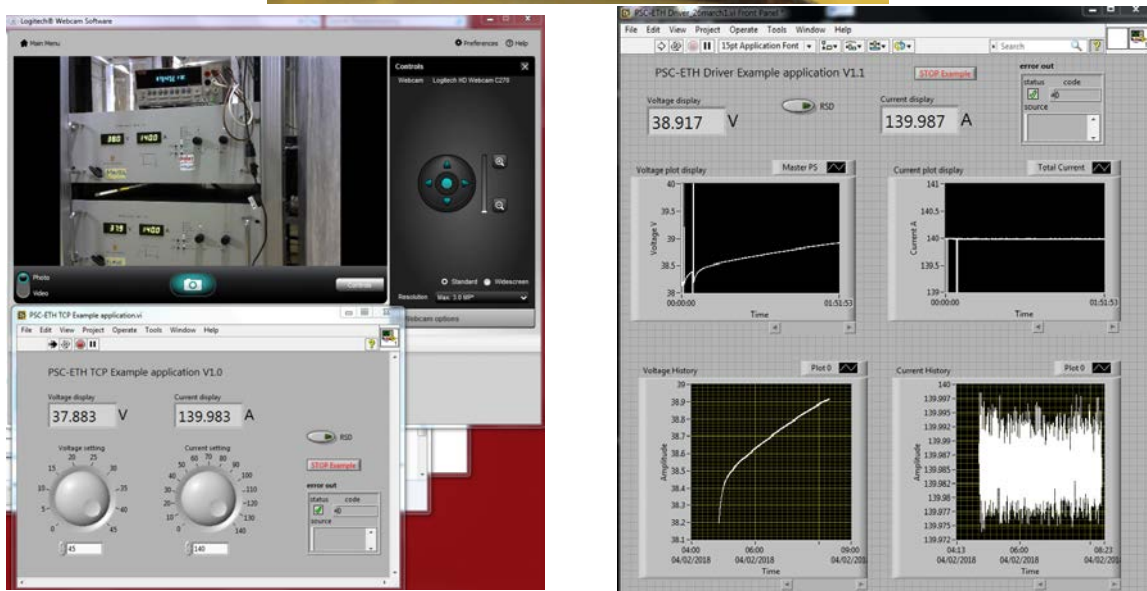


図 4.3.3 上:電源からの配線。赤は電源のプラス、青はマイナスに接続している。また赤い線はこの後 Baby MIND の上流部へ、青い線は下流部に伸びている。左下:遠隔で電源の出力を変更するシステム。右下:Labview を用いた電源の出力を監視するシステム (左上図:電源を ON にしてからの相対的な時間に対する電流の変化。右上図:相対的な時間に対する電圧の変化。左下図:電流変化のヒストリープロット。右下図:電圧変化のヒストリープロット)。

4.4 アップグレードの検討

4.4.1 概要

Baby MIND は第 7 章で述べるように、400 MeV/c 以上の運動量を持つミュオンに対して十分な電荷識別能力、また飛程による運動量推定能力を持つが、200 MeV/c から 300 MeV/c 付近の運動量を持つミュオンを再構成することは難しい。Baby MIND の上流から二つ目の Detector Module までの配置は、図 4.4.1 のように Detector Module、Magnet Module、Magnet Module、

Magnet Module, Detector Module となっており、低運動量のミュオンは 2 つ目までの Detector Module には届かずに止まる。



図 4.4.1 2 つ目の Detector Module までのモジュールの配置。黄色は Magnet Module, 青は Detector Module を表す。



図 4.4.2 アップグレードの計画

この配置は低運動量の荷電粒子の電荷識別のために必要と思われたことからきているが、そもそも 2 つ目の Detector Module にヒットを残さない場合は電荷識別は不可能である。それならば、Magnet Module の間に新しく Detector Module を入れて、より多くの低運動量のミュオンを検出したほうが得である。そこで検出器のアップグレードとして、図 4.4.2 で示したように Magnet Module の 2 つの間に新しい Detector Module をインストールすることを提案した。

4.4.2 構成要素

追加する Detector Module に必要なものは、基本的には 4.1 で述べた Baby MIND の Detector Module において用いられているものと同じである。エレクトロニクスにはまだ余裕があり、数十チャンネルを追加することは可能である。しかし、該当する場所の Magnet Module の隙間は狭く、既存の Detector Module ほど多くのチャンネルを持ったモジュールをインストールすることは難しい。そこで、どのようなシンチレータを使うべきか検討した。現在あるリソースを使う場合、2 種類の候補がある。Side MRD 検出器で使われたシンチレータと WAGASCI モジュールで使われたシンチレータである。WAGASCI モジュールのシンチレータの方が幅が小さいので位置分解能が良い。

追加する Detector Module の全体の大きさは、3000 mm(幅) × 1500(高) mm × 数 mm(厚さ) を想定している。もし WAGASCI シンチレータを用いる場合はシンチレータを 3 枚、SideMRD のシンチレータの場合は 2 枚を直列につなげることになる。シンチレータの光量、光ファイバーの減衰長を考えるとどちらの場合にしても一つなぎのシンチレータ 1 セットに対して、2 個の MPPC が必

要である。チャンネル数の限られている既存の電子学をそのまま使うとすると、チャンネル数の制限のために Side MRD のシンチレータを用いるオプションしか選べないが、新しく電子学もインストールすれば WAGASCI モジュールのシンチレータを使うオプションも可能になる。問題は、その手間と WAGASCI モジュールのシンチレータを用いることで見込める効果が釣り合うかどうかである。そこで二つのオプションをシミュレーションで比較した。

表 4.4.1 チャンネル数の比較

シンチレータの種類	読み出し	#ch/pln	#FEB	#cable	コネクタ
WAGASCI モジュール	2	120	4	8	要準備
Side MRD	2	20	1	2	準備済

4.4.3 シミュレーションによる検討

4.4.3.1 イベント数の向上

WAGASCI シンチレータと Side MRD シンチレータを用いたときの飛跡の再構成は少し異なっている。基本的には第 7 章で述べるアルゴリズムを用いているが、WAGASCI シンチレータは Baby MIND シンチレータのセグメンテーションと同じ程度の位置分解能を持つので、アルゴリズムの中に追加した Detector Module も加えている。しかし、Side MRD シンチレータは位置分解能が比較的悪いので、アルゴリズムには入れずにミュオンが静止したかしていないかを判断するために用いた。イベント選択は以下の通りである。

1. 有効領域

WAGASCI モジュール、プロトンモジュールの飛跡再構成アルゴリズムは 3 層以上のシンチレータにヒットがあることを要求している。これにもとづいて有効領域は図 4.4.3、図 4.4.4 のように定めた。

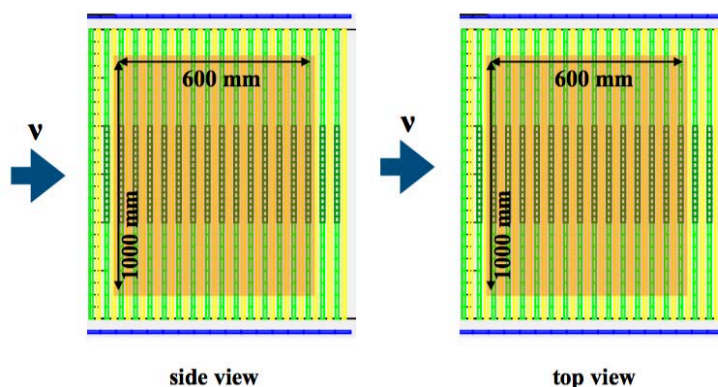


図 4.4.3 プロトンモジュールの有効領域

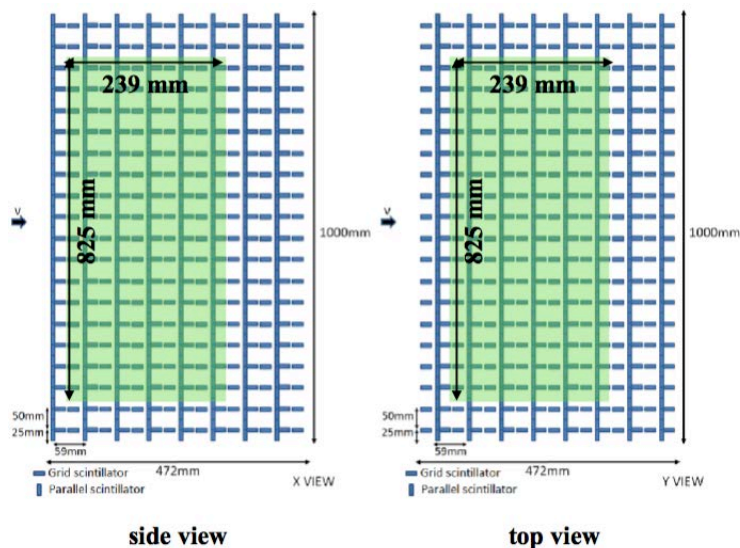


図 4.4.4 WAGASCI モジュールの有効領域

有効体積に対応する質量は、プロトンモジュール, WAGASCI モジュール 1 台についてそれぞれ表 4.4.2 のようになる。

表 4.4.2 検出器の標的質量

検出器	水	プラスチック
プロトンモジュール	0 kg	340 kg
WAGASCI モジュール	133 kg	33 kg

2. トラックマッチング

標的モジュールで起きたニュートリノ反応について飛跡を再構成する (第 7 章参照)。複数の飛跡からミュオントラックと思われるものを選ぶ。その飛跡が SideMRD または BabyMIND に接続していなければ除外する。

3. フルコンテナ (FC)

最終的に標的検出器からの飛跡がミュオン検出器の中で静止しているものだけを選ぶ (具体的には第 7 章参照)。

図 4.4.5 は、アップグレード前後のイベント数を比較したものである。アップグレードをしない場合と比較して、Side MRD シンチレータを用いた場合でも 13% の増加が見込める。Side MRD シンチレータを用いた場合と WAGASCI シンチレータを用いた場合を比較すると、4 層目から 9 層目にかけて WAGASCI シンチレータを用いた場合に有意にイベント数が上昇している。これは、飛跡の再構成に追加した Detector Module を使用しているためであると考えられる。図 4.4.6 は、プロトンモジュールを上流に 158cm, WAGASCI モジュールを上流に 30 cm に置いた場合のミュオン静止イベントの角度分布を表す。WAGASCI モジュールの方に顕著なイベント数の増加が見られる。これは、Baby MIND との距離の違いを反映している。プロトンモジュールは WAGASCI モジュールより上流にあるため、低運動量のミュオンはエスケープしてしまうか途中の WAGASCI モジュール

ルで止まってしまう。それゆえ、追加する Detector Module の効果は少ない。しかし、WAGASCI モジュールは Baby MIND に最接近しており、その間には何もないたため効果が大きい。その効果は図 4.4.6 によれば、セグメンテーションの細かさにはほとんどよらないことがわかる。

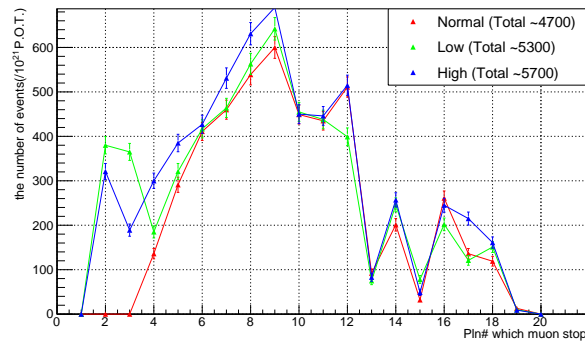


図 4.4.5 ミューオントラックの終点を含む層の分布。レジェンドの Total は総イベント数を表す。Low は Side MRD のシンチレータを用いる場合を、High は WAGASCI のシンチレータを用いる場合を表す。normal はアップグレード前の状態を表す。また 2 層目と 3 層目のモジュールは追加した Detector Module を表す。4 層目とは現在の Detector Module の 2 層目を意味する。

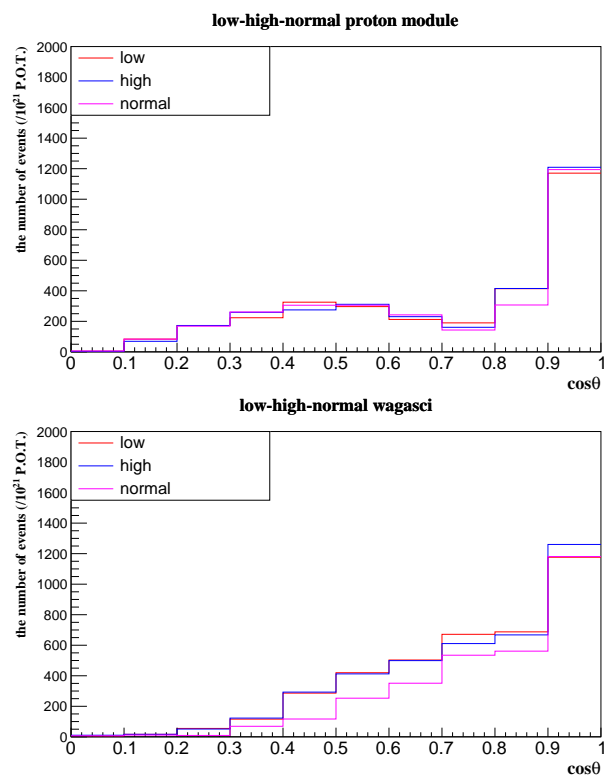


図 4.4.6 アップグレード前後のミューオンの角度ごとのイベント数。反応点はプロトンモジュール (上), WAGASCI モジュール (下)。low は Side MRD シンチレータを用いた場合、high は WAGASCI シンチレータを用いた場合、normal はシンチレータを追加していない場合を表す。

4.4.4 結論

本節では言及していないが運動量分解能についても調べ、Side MRD シンチレータと WAGASCI シンチレータでほとんど差がないことがわかった。シミュレーションの結果をもとにすると、Side MRD のシンチレータを用いる方が費用や労力を加味して合理的な選択であると考えられるため、新しく追加する Detector Module には Side MRD のシンチレータを用いることを決定した。

第 5 章

シミュレーションによるスタディ

5.1 モンテカルロシミュレーションの開発

J-PARC からのニュートリノの検出をシミュレートするためにはいくつかのステップを踏まなければならない。まず、陽子ビームを標的に打ち込み、ハドロン反応を通してニュートリノビームを生成する。生成したニュートリノビームのフラックスを用いて、プラスチックや水標的とのニュートリノ反応をシミュレートする。最後に、ニュートリノ反応からの二次粒子を検出器の中で発生させて、検出器の応答を調べる。本研究では、これらの過程を 3つのシミュレーションに分けて行った。それぞれ、ニュートリノビームの生成には JNUBEAM, ニュートリノ反応には NEUT, 検出器による二次粒子の検出には GEANT4 を用いた。

5.1.1 JNUBEAM

JNUBEAM[37] は、J-PARC の加速器で作られるニュートリノビームを再現するためのシミュレーションである。具体的には、ビームラインに設置されたバツフル、炭素標的、ホーン磁石、ヘリウム容器、ディケイボリウム、ビームダンプのジオメトリーを正確に再現して陽子ビームを炭素標的に打ち込み、そこで発生する反応をシミュレートする。さらに発生した粒子がホーン磁石により収束・発散する様子をシミュレートし、粒子の崩壊や反応により発生するニュートリノについて、標的から 280 m 離れた WAGASCI 検出器群のある位置におけるフラックス、運動量、エネルギー、角度等を予測する。

JNUBEAM でシミュレートしたニュートリノモードおよび反ニュートリノモードのときの WAGASCI 実験サイトにおける、各フレーバーのニュートリノのフラックスをそれぞれ図 5.1.1 に示す。表 5.1.1 はその総イベント数と割合を示したものである。

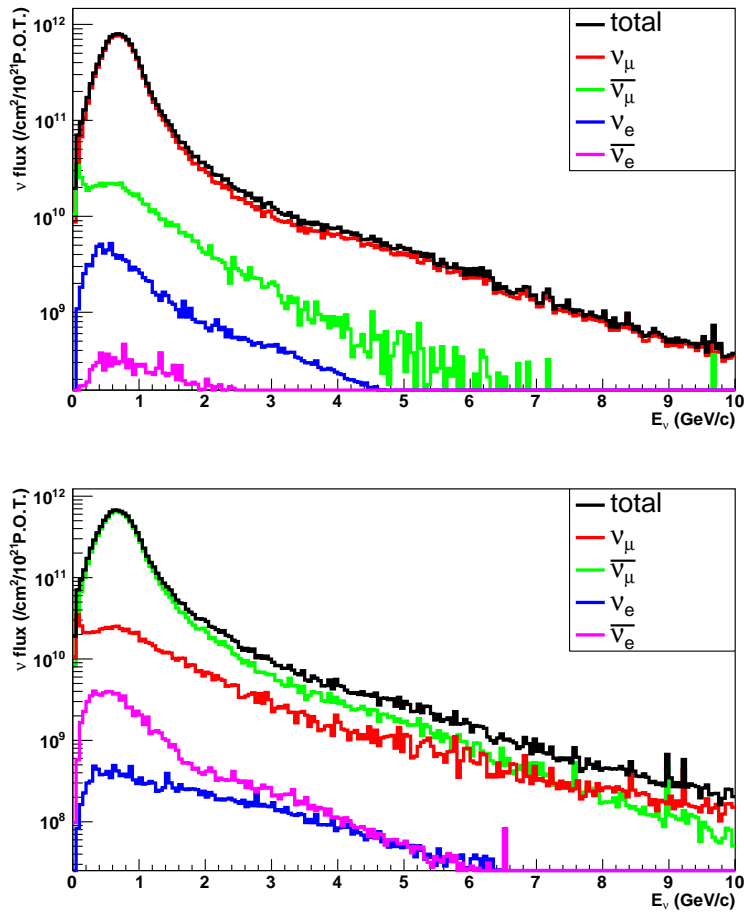


図 5.1.1 ニュートリノモード (上), 反ニュートリノモード (下) のときの WAGASCI 検出器群の位置におけるシミュレートされたフラックス

表 5.1.1 ニュートリノモード, 反ニュートリノモードでのニュートリノフレーバーごとのフラックス

ニュートリノモード (/cm ² /10 ²¹ P.O.T.)			
ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	ν_e	$\bar{\nu}_e$
1.17×10^{13} (93.4%)	6.89×10^{11} (5.5%)	1.19×10^{11} (1.0%)	1.63×10^{10} (0.1%)
反ニュートリノモード (/cm ² /10 ²¹ P.O.T.)			
ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	ν_e	$\bar{\nu}_e$
8.73×10^{11} (8.4%)	9.47×10^{12} (90.6%)	2.12×10^{10} (0.2%)	8.96×10^{10} (0.9%)

図 5.1.1 の通り、ニュートリノモードでは ν_μ のフラックスが支配的である。反ニュートリノモードのフラックスは ν_μ が比較的多く紛れているが、なお $\bar{\nu}_\mu$ のフラックスが支配的である。反ニュートリノモードにおける ν_μ の $\bar{\nu}_\mu$ に対する割合が、ニュートリノモードにおける $\bar{\nu}_\mu$ の ν_μ に対する紛れ込みよりも大きいのは、次の理由によっている。ニュートリノはそのほとんどが陽子の崩壊による π 中間子から生成されるが、陽子は炭素原子核中の陽子と中性子と反応するとバリオン数保存や電荷保存則により π^- よりも π^+ の方を多く生成する。例えば陽子と陽子が反応して π 中間子が生成するときの反応例を示す。

$$\begin{aligned}
p + p &\rightarrow p + p + \pi^0 \\
p + p &\rightarrow p + p + \pi^+ + \pi^- \\
p + p &\rightarrow p + n + \pi^+ (+\pi^0) \\
p + p &\rightarrow n + n + \pi^+ + \pi^+
\end{aligned}
\tag{1-1}$$

電磁ホーンによって反ニュートリノモードでは π^- の崩壊で生じる $\bar{\nu}$ が収束されるが、少なからず発散しきれない π^+ が存在し ν に崩壊する。ニュートリノモードにおける π^- よりも反ニュートリノモードにおける π^+ の方が発散しきれない絶対数が多いため、反ニュートリノモードにおける ν_μ の $\bar{\nu}_\mu$ に対する割合が、ニュートリノモードにおける $\bar{\nu}_\mu$ の ν_μ に対する紛れ込みよりも大きくなる。

5.1.2 NEUT

NEUT[38] はニュートリノと核子、原子核との相互作用をシミュレートするプログラムライブラリであり、カミオカンデグループにより開発された。JNUBEAM のフラックスをインプットとしてニュートリノの反応、原子核内の二次反応をシミュレートし、反応の種類に応じて生成される粒子の種類、エネルギー、運動量、位置の情報を JNUBEAM のフラックスファイルに追加する形で出力する。NEUT ではニュートリノ反応の種類を表 5.1.2 のように分類している。

表 5.1.2 NEUT におけるニュートリノ反応の種類 (ν の場合)。 l^- はニュートリノのフレーバーに対応する荷電レプトン。

荷電カレント反応		中性カレント反応	
準弾性散乱	$\nu + n \rightarrow l^- + p$	弾性散乱	$\nu + p \rightarrow \nu + p$
2p2h 反応	$\nu + n + X \rightarrow l^- + p + X \quad (X=n \text{ or } p)$		$\nu + n \rightarrow \nu + n$
Δ 共鳴反応	$\nu + n \rightarrow l^- + p + \gamma$ $\nu + n \rightarrow l^- + p + \eta$ $\nu + n \rightarrow l^- + \Lambda + K^+$	Δ 共鳴反応	$\nu + n \rightarrow \nu + \Lambda + K^0$ $\nu + n \rightarrow \nu + \Lambda + K^+$ $\nu + n \rightarrow \nu + n + \gamma$ $\nu + p \rightarrow \nu + p + \gamma$ $\nu + n \rightarrow \nu + n + \eta$ $\nu + p \rightarrow \nu + p + \eta$
1 π 生成反応	$\nu + p \rightarrow l^- + p + \pi^+$ $\nu + n \rightarrow l^- + p + \pi^0$ $\nu + n \rightarrow l^- + n + \pi^+$ $\nu + O \rightarrow l^- + O(16) + \pi^+$	1 π 生成反応	$\nu + p \rightarrow \nu + n + \pi^+$ $\nu + n \rightarrow \nu + p + \pi^-$ $\nu + p \rightarrow \nu + p + \pi^0$ $\nu + n \rightarrow \nu + n + \pi^0$ $\nu + O \rightarrow \nu + O(16) + \pi^0$
マルチ π 生成反応	$\nu + n \text{ or } p \rightarrow l^- + n \text{ or } p + \text{multi } \pi$	マルチ π 生成反応	$\nu + n \text{ or } p \rightarrow \nu + n \text{ or } p + \text{multi } \pi$
深非弾性散乱	$\nu + n \text{ or } p \rightarrow l^- + n \text{ or } p + \text{mesons}$	深非弾性散乱	$\nu + n \text{ or } p \rightarrow \nu + n \text{ or } p + \text{mesons}$

水を標的とした場合について、図 5.1.1 で示した JNUBEAM のフラックスを用いてニュートリノモードおよび反ニュートリノモードで期待されるイベント量を水 200 kg, 5×10^{20} P.O.T. で規格化して求めたものを図 5.1.2, 表 5.1.3 に示す。イベント数は $\nu, \bar{\nu}$ の両方の反応の寄与を含んでいる。ニュートリノモードと反ニュートリノモードでは、総イベント数でおよそ 3:1 の違いがある。ニュートリノモードにおける ν のフラックスの割合、断面積の大きさが、反ニュートリノモードにおける $\bar{\nu}$ のフラックスの割合、断面積の大きさよりも大きいためである。

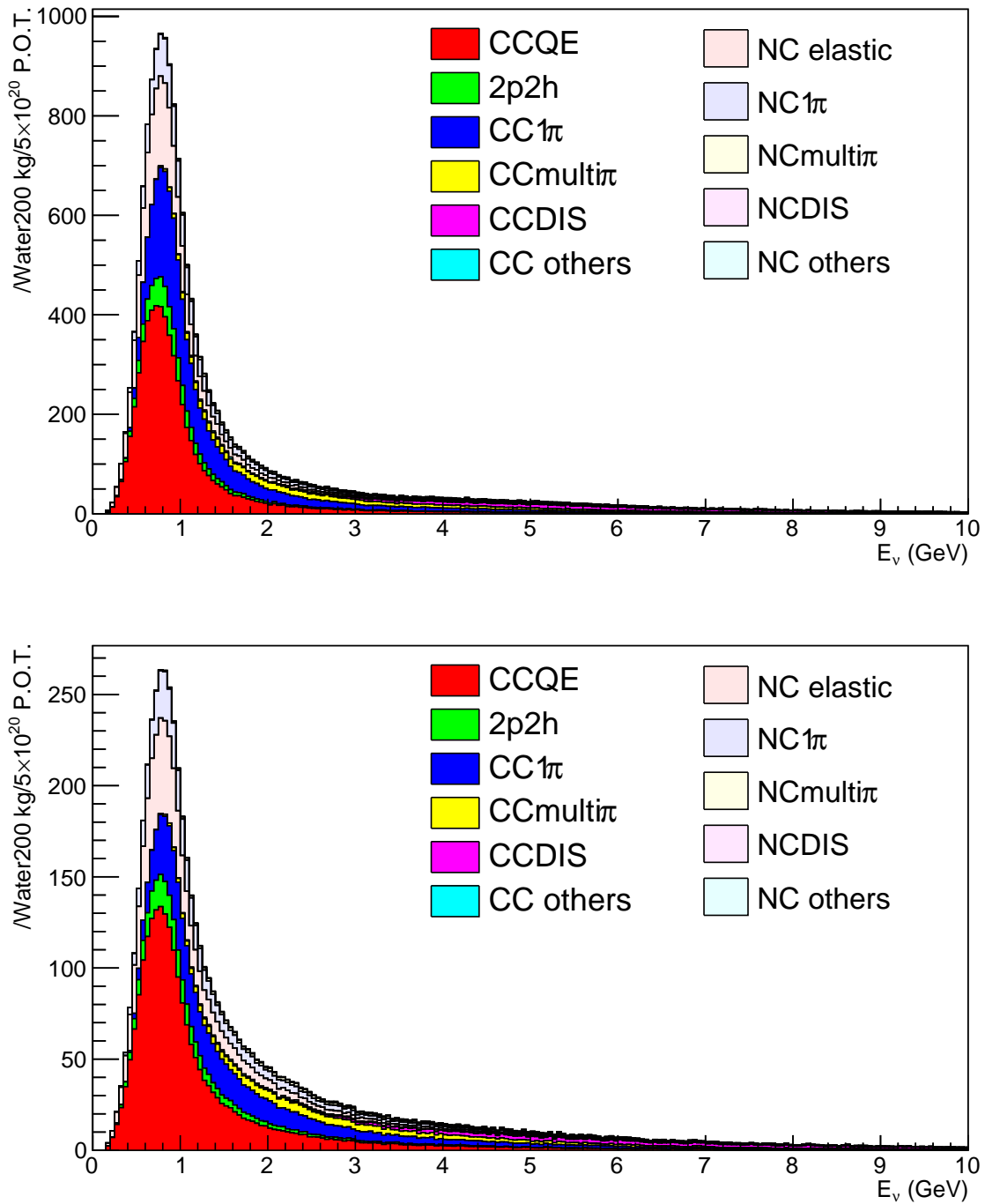


図 5.1.2 ニュートリノモード (上), 反ニュートリノモード (下) のときの水 200 kg, 10^{21} P.O.T. で規格化された予想反応イベント数。横軸はニュートリノエネルギー

表 5.1.3 ニュートリノモード, 反ニュートリノモードでの水 200 kg, 5×10^{20} P.O.T. で規格化された予想イベント数の比較

ニュートリノモード			反ニュートリノモード		
CC interaction	NC interaction	All	CC interaction	NC interaction	All
1.26×10^4 (72.3%)	4.83×10^3 (27.7%)	1.74×10^4	4.29×10^3 (71.1%)	1.74×10^3 (28.9%)	6.03×10^3

5.1.3 Geant4 を用いた WAGASCI シミュレーションフレームワーク

Geant4[39] は粒子シミュレーションのツールキットである。NEUT で得られたニュートリノ反応およびその 2 次反応で生成されたすべての粒子の情報をインプットとして、検出器内での粒子と物質の反応をシミュレートする。本研究では、Geant4 シミュレーションの中に WAGASCI 実験で使用するすべての検出器（WAGASCI モジュール、プロトンモジュール、Side MRD, Baby MIND）が組み込まれている。現在では Baby MIND および Side MRD に関してはジオメトリの再現に止まり、シンチレータや MPPC のデータに基づいたシミュレーションのチューニングは行っていない。しかし、ニュートリノ検出器であるプロトンモジュール、WAGASCI モジュールに関してはすでに測定データに基づいて詳細なチューニングがなされている。そのため、シンチレータでのクエンチング、ファイバー中の減衰や伝搬時間、MPPC のノイズ、検出効率、クロストークやアフターパルスや光量に関する非線形性などの点で、実際の検出器をシミュレーションで再現している。図 5.1.3 は Geant4 で構築した各検出器の外観である。Baby MIND における磁場は、シミュレーションでも忠実に再現している (図 5.1.4)。

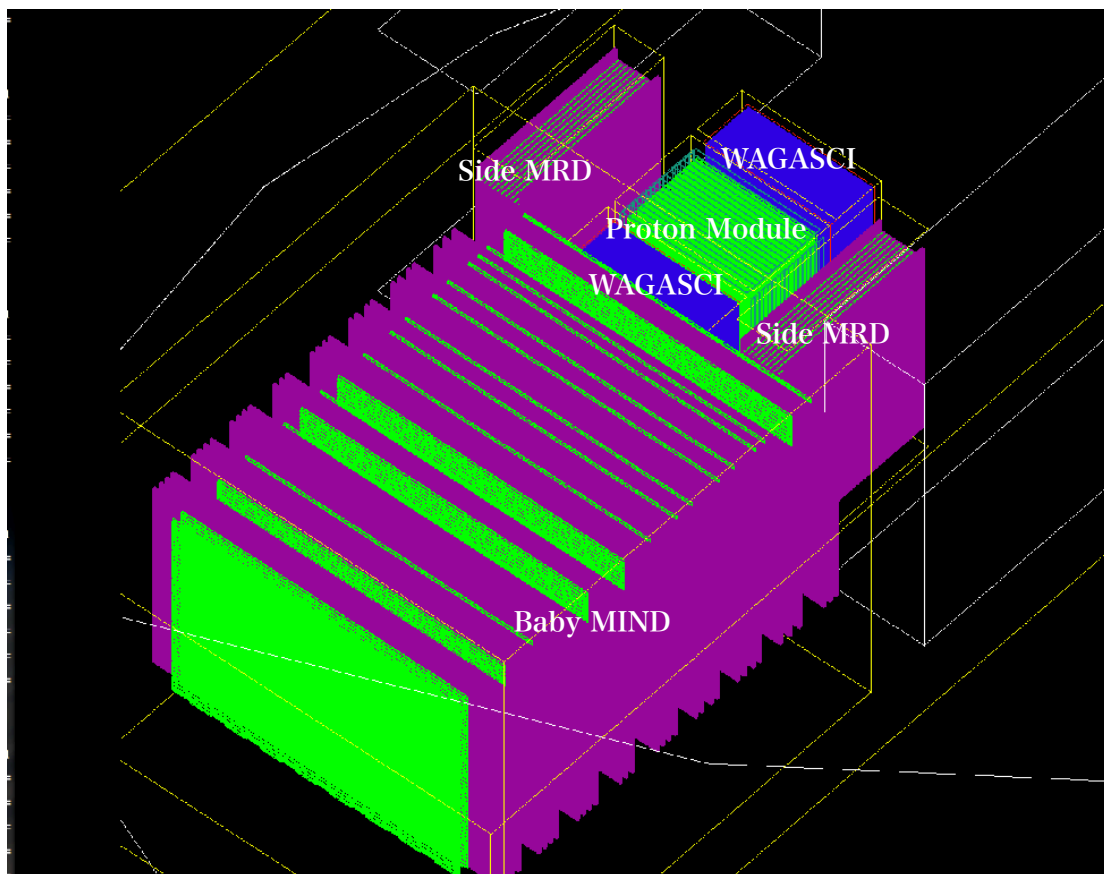


図 5.1.3 Geant4 で構築した WAGASCI 検出器群

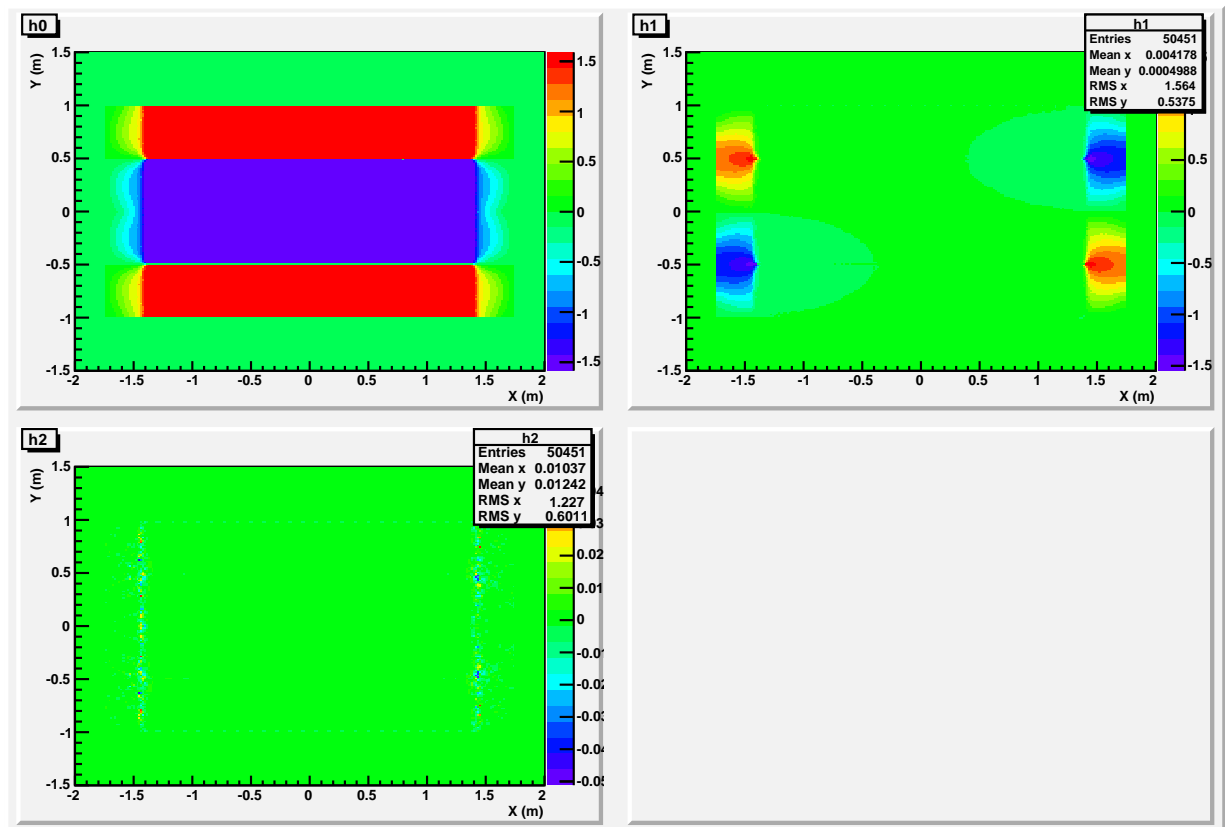


図 5.1.4 Geant4 シミュレーションで再現されている Magnet Module の磁場分布。左上、右上、左下の順に X 方向、Y 方向、Z 方向の磁場分布を表す。

図 5.1.3 の配置は一例であり、最適な配置を決める方法について次節で説明する。ニュートリノ反応点は Geant4 シミュレーションの中で次のように決めた。

1. 標的モジュール 3 つのうち、ニュートリノ反応を生成するモジュールを選ぶ。
2. ニュートリノの反応位置 (X, Y) が検出器の断面積の中にあるか外にあるかを判断し、外にあるイベントは捨てる
3. ニュートリノ反応の z 位置は、検出器のビーム軸方向の厚さを考慮してランダムに決める。

プロトンモジュールにニュートリノ反応点を置いたときのイベントディスプレイを図 5.1.5 に示す。各検出器でのヒット、Baby MIND 内での粒子の磁場で曲がった飛跡がよくわかる。

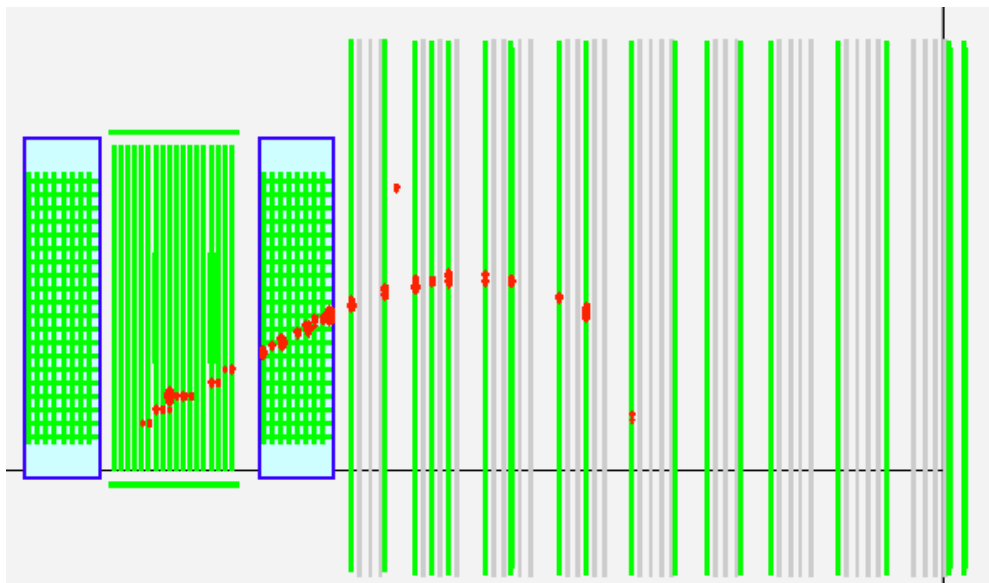


図 5.1.5 ニュートリノ反応点がプロトンモジュールにある場合の YZ 面のイベントディスプレイ。検出器は左から WAGASCI モジュール、プロトンモジュール、WAGASCI モジュール、Baby MIND である。赤丸がシンチレータのヒット位置、その大きさは光量に対応している

5.2 全体配置の最適化

5.2.1 目的

第 3 章で述べたように、T2K-WAGASCI 実験に用いられる検出器はプロトンモジュール、WAGASCI モジュール、Side MRD、Baby MIND である。加えて、NINJA コラボレーションとの共同プロジェクトとして、NINJA 検出器が Baby MIND をミュオン検出器として共有することも考慮に入れた。これらの配置を前節で説明したモンテカルロシミュレーションをもとに最適化した。最適化する際の基準として特に我々が興味を持っている位相空間のイベント数を高くするような配置を選んだ。興味のある位相空間とは、T2K 実験の ND280 によって測定されたミュオンについての微分断面積において、測定結果とモデルがあっていない領域である。ND280 の測定結果で実データとモデルに乖離が見られるのは $0.000 \leq \cos \theta \leq 0.600$, $0.600 \leq \cos \theta \leq 0.700$ と $0.975 \leq \cos \theta \leq 1.000$ の位相空間においてであり、T2K-WAGASCI 実験では特にこの領域における、モデルと実データの比較を行いたい。

5.2.2 水なし WAGASCI モジュールの検討

検出器の配置を決める際、WAGASCI モジュールの標的を水を満たさずにプラスチックのみにするか、水とプラスチックにするかを検討した。前者では 2p2h 反応で生成される運動量の低い陽子を検出できる可能性がある一方、後者では水標的によるイベント数を確保し、より精度の高い水標的の微分断面積の測定ができる。そこで、水を含まない WAGASCI モジュールと、水を含む WAGASCI モジュールを配置したときのイベント数の違いを統計誤差を用いて比較した。

図 5.2.1 は、水を抜いた WAGASCI モジュールと水を入れた WAGASCI モジュールを両方とも

最上流においたときの統計誤差を比較したものである。水を抜いた WAGASCI では微分断面積を測定するのに十分な統計を得られないことがわかる。この結果をもとに、2つの WAGASCI モジュールに水を入れて水標的のイベント数を増やすことを決定した。

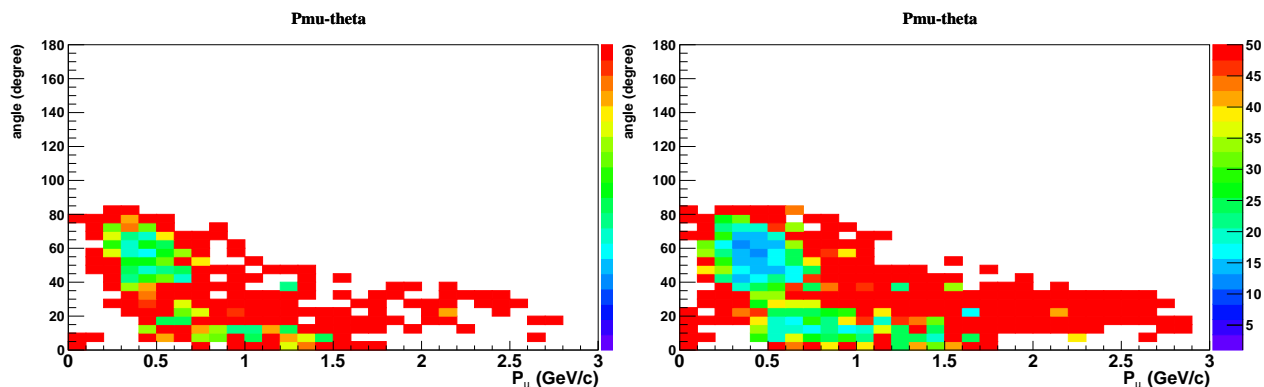


図 5.2.1 水を抜いた WAGASCI モジュール (左), 水を入れた WAGASCI モジュール (右) を最上流においた場合の統計誤差 (%)

5.2.3 標的モジュールの順序

プロトンモジュール, WAGASCI モジュール 2 台の並ぶ順番を決めた。水標的とプラスチック標的におけるイベント数をどちらにおいても十分稼ぐことで、前置検出器の測定データと 2 種類の原子核標的と比較できる。よって、水標的とプラスチック標的のイベント数を十分に期待できる配置を選んだ。3つの検出器の配置として考えられるものは図 5.2.2 の 3 種類である。

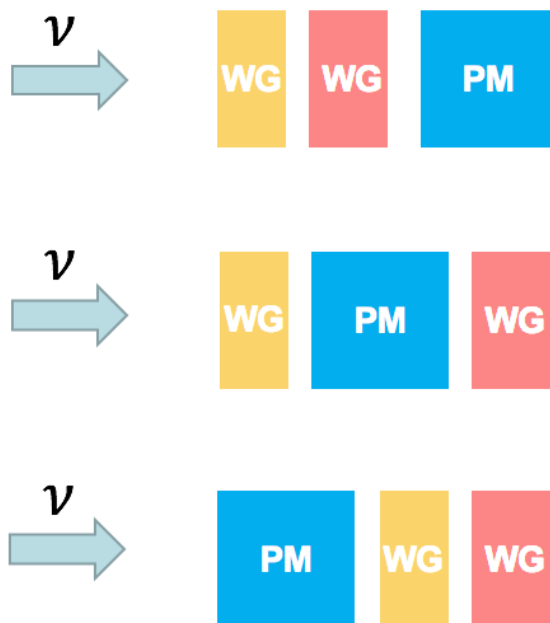


図 5.2.2 3 台の標的モジュールの配置

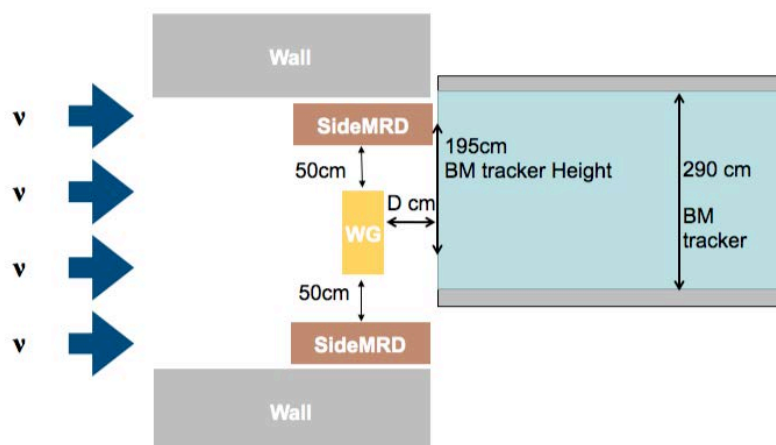


図 5.2.3 シミュレーションにおける配置

厳密には、図 5.2.2 の他に 3 機の標的モジュールを 1 列に並べない方法も考えられるが、それは検出器をおく場所の空間的制限により除外された。これらのどの配置が良いかを定めるためには、イベント数と標的検出器とミュオン検出器との距離依存性を調べるのが良い。そこで、プロトンモジュールと WAGASCI モジュールの場合のそれぞれにおいて、SideMRD と BabyMIND の中でミュオンが止まるイベント数と検出効率を BabyMIND までの距離を変えて見積もった。ミュオンが静止するイベント数を選んだのは、飛程を用いて運動量を測定するためである。

具体的には、それぞれのモジュールが下流、中流、上流に配置されている状況に対応して、シミュレーションでの配置を示した図 5.2.3 において $D(\text{cm})$ を 20, 120, 175 と変化させた。各位相空間について、検出効率は次のように定義する。

$$\text{検出効率} = \frac{\mu \text{ がミュオン検出器で検出され、静止したと判定されたイベント数}}{\text{有効体積内で } \nu \text{ が反応した荷電カレント反応の数}}$$

ここでのイベント選択は 4.4 のものと同じである。ただし Side MRD 内でミュオンが静止していることを要求するために、フルコンテインカットを Side MRD の条件も加えて表 5.2.1 のように設定する。

表 5.2.1 静止ミュオンを選ぶためのイベント選択。チャンネルは、Baby MIND の場合はビーム軸に対して垂直方向のチャンネルを意味し、Side MRD の場合はビーム軸と平行方向のチャンネルを意味する。プレーンは Baby MIND の場合はビーム軸と平行方向の Detector Module の番号を意味し、Side MRD の場合はビーム軸に対し垂直方向のシンチレータモジュールを意味する。

検出器	条件
Side MRD	$2 \text{ ch} \leq \text{終点チャンネル} \leq 8 \text{ ch}$ かつ $2 \text{ pln} \leq \text{終点プレーン} \leq 9 \text{ pln}$
Baby MIND (YZ 面)	$10 \text{ ch} \leq \text{終点チャンネル} \leq 85 \text{ ch}$ かつ $2 \text{ pln} \leq \text{終点プレーン} \leq 17 \text{ pln}$
Baby MIND (XZ 面)	$2 \text{ ch} \leq \text{終点チャンネル} \leq 15 \text{ ch}$ かつ $2 \text{ pln} \leq \text{終点プレーン} \leq 17 \text{ pln}$

得られた結果を次に示す。

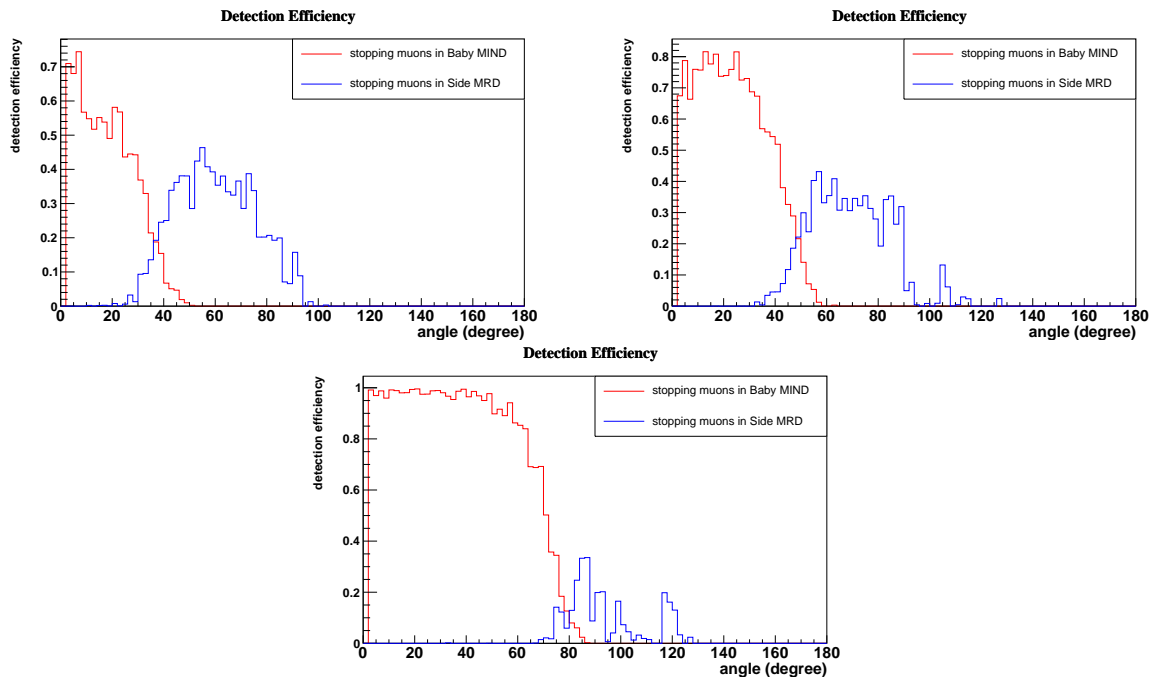


図 5.2.4 BabyMIND から上流に 175 cm(左上), 120 cm(右上), 20 cm(下) 離れた場所での WAGASCI モジュールでの反応の検出効率

図 5.2.4 は、ミュオン散乱角ごとの検出効率を表す。この結果より、BabyMIND に近づくほどアクセプタンスが大きくなることに対応して検出効率が増加していく様子が見取れる。さらに、Side MRD に対するアクセプタンスは、上流に 175 cm, 120 cm のところにある場合についてはほとんど対等であるが最下流に配置された場合は検出効率が激減する。表 5.2.2 にプロトンモジュールを中央および最下流に配置したときの総イベント数を示す。表 5.2.2 からプロトンモジュールおよび WAGASCI モジュール 2 台を含めた総イベント数は検出器の順序にはほとんどよらないことがわかる。

表 5.2.2 2 種類の配置での総イベント数 ($/10^{21}$ P.O.T.) の比較

配置	Baby MIND で検出する総イベント数	Side MRD で検出する総イベント数
配置 A (WG+PM+WG)	1.0×10^4	3.6×10^3
配置 B (WG+WG+PM)	1.1×10^4	2.6×10^3

以上の結果をまとめる。まず、検出器の順序によって総イベント数はそれほど大きく変化しない。しかし、検出器の位置によって検出効率は大きく変化する。またプロトンモジュールと WAGASCI モジュール 2 台を合わせた有効体積はほとんど同程度である。ゆえに、図 5.2.5 の配置において、水標的と CH 標的のイベント数をバランスよく稼ぐことができる。表 5.2.3 はプラスチック標的と水標的でのイベント数である。図 5.2.6 にプロトンモジュールと WAGASCI モジュールのイベント分布、図 5.2.7 に検出効率を載せる。大角度のイベント数において差が見られる。これは、プロトンモジュールと WAGASCI モジュールにおける検出効率が異なるためである。このシミュレーションでは検出器の配置のベースラインを決めたが、WAGASCI モジュールにおける大角度の検出効率とプロトンモジュールにおけるそれとを合わせるため、ここから検出器の微調整が必要である。

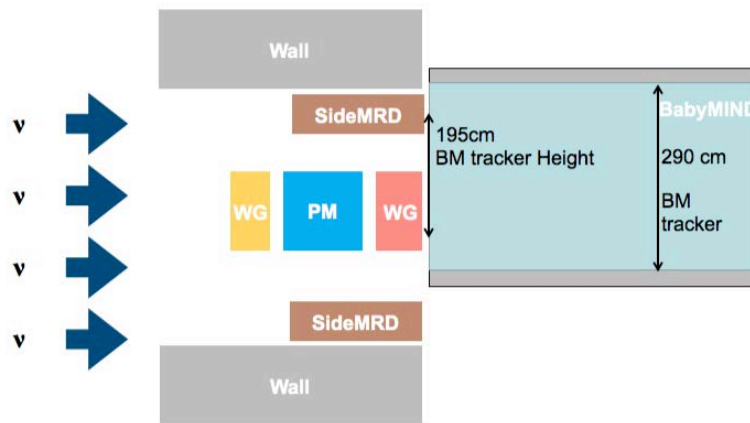


図 5.2.5 基本の配置案

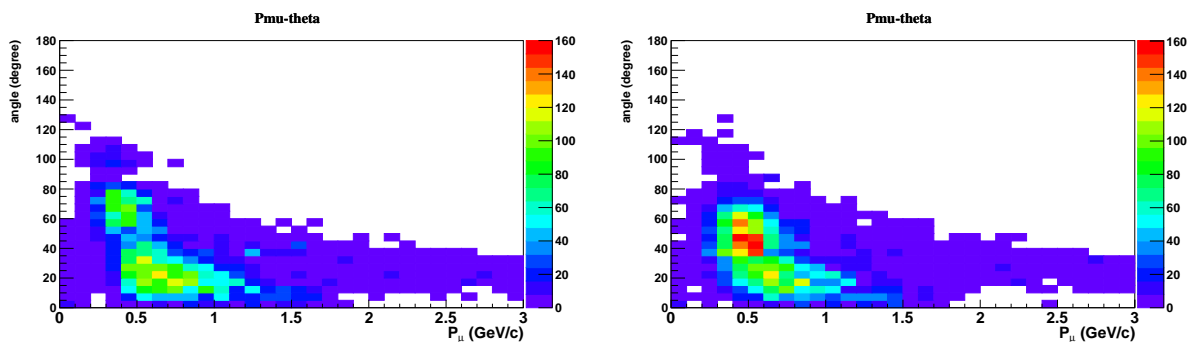


図 5.2.6 図 5.2.5 のセットアップでのプロトンモジュール (左), WAGASCI モジュール (右) でのイベント数

表 5.2.3 図 5.2.5 で期待されるイベント数

検出器	プロトンモジュール	WAGASCI モジュール
ミュオンが Side MRD で静止したイベント数 ($/10^{21}$ P.O.T)	2.0×10^3	2.0×10^3
ミュオンが Baby MIND で静止したイベント数 ($/10^{21}$ P.O.T)	4.9×10^3	5.2×10^3

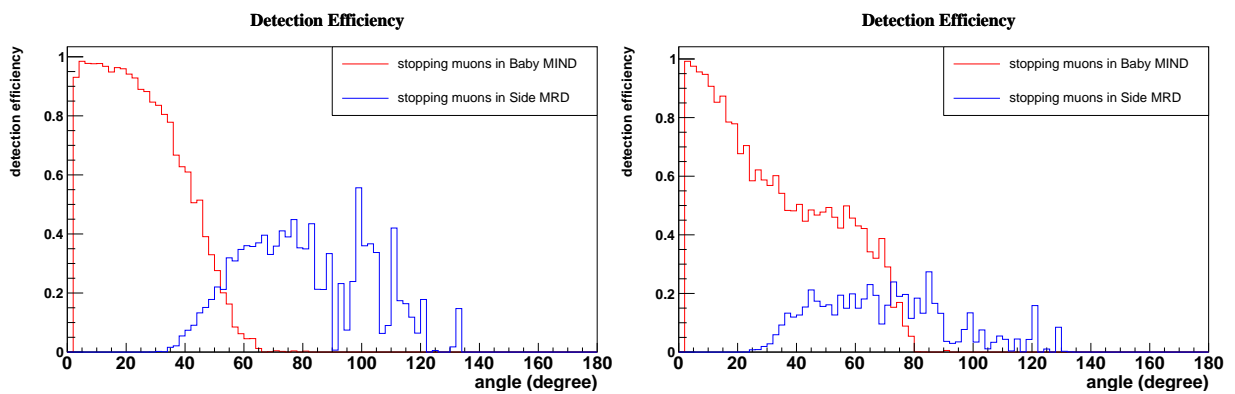


図 5.2.7 図 5.2.5 のセットアップでのプロトンモジュール (左), WAGASCI モジュール (右) での検出効率

5.2.4 標的モジュールと BabyMIND との距離の最適化

次に標的モジュールと Baby MIND との距離を最適化するために、最下流 WAGASCI モジュールと BabyMIND との距離を 50 cm, 30 cm, 10 cm と変えながら、プロトンモジュールと最上流 WAGASCI モジュールは最下流 WAGASCI モジュールになるべく近づけてシミュレーションを行った。

図 5.2.8, 図 5.2.9 に検出効率を、表 5.2.4 にイベント数を求めた。

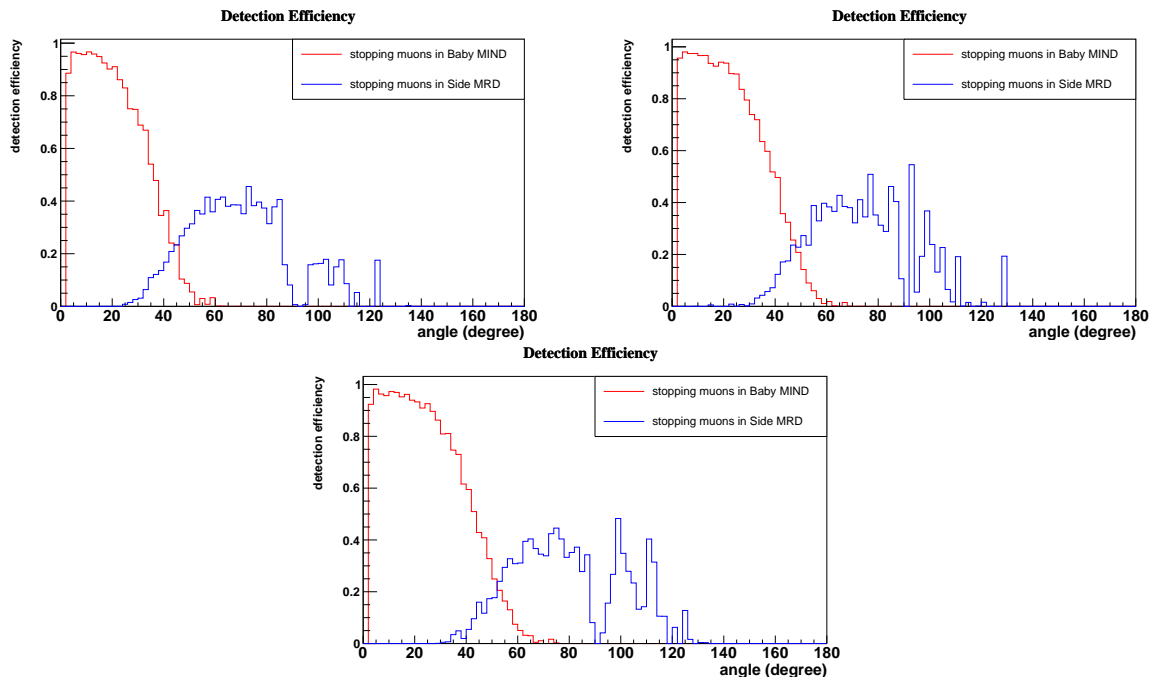


図 5.2.8 BabyMIND から上流に 50 cm(左上), 30 cm(右上), 10 cm(下) 離れた場所でのプロトンモジュールでの検出効率

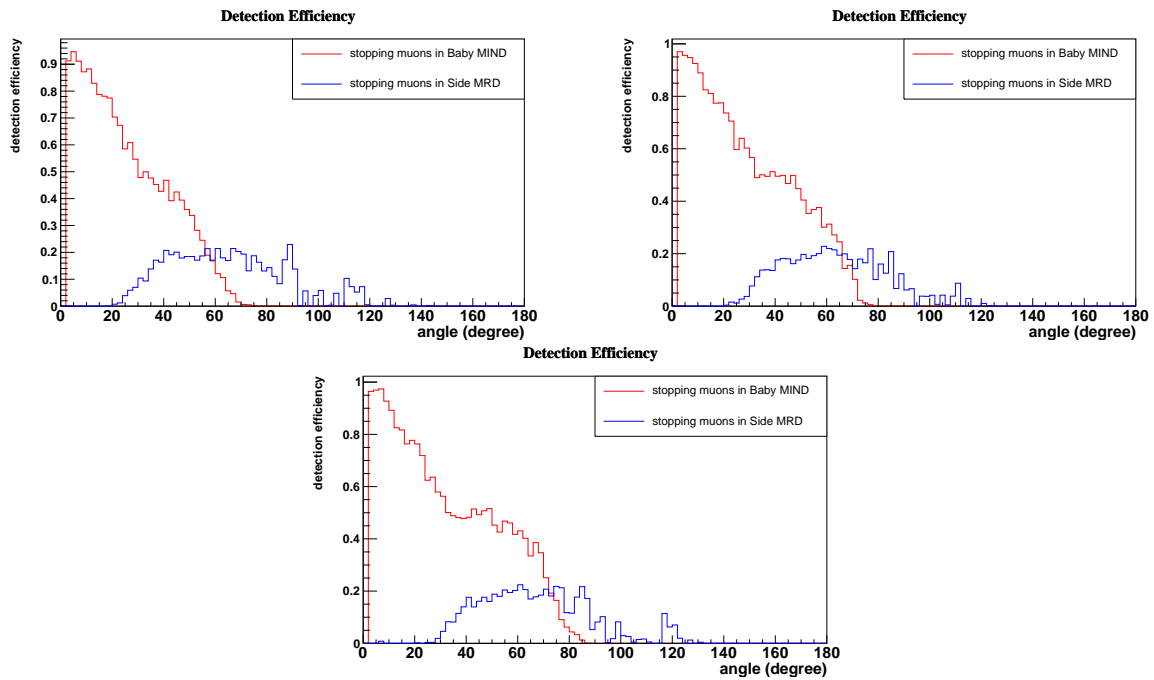


図 5.2.9 BabyMIND から上流に 50 cm(左上), 30 cm(右上), 10 cm(下) 離れた場所での WAGASCI モジュールでの検出効率

表 5.2.4 BabyMIND からの距離を変えたときの各ミュオン検出器で検出されるイベント数

検出器	50 cm		30 cm		10 cm	
	BM	SMRD	BM	SMRD	BM	SMRD
プロトンモジュール (/10 ²¹ P.O.T)	4.5×10^3	3.9×10^3	5.0×10^3	3.0×10^3	5.4×10^3	3.1×10^3
WAGASCI モジュール (/10 ²¹ P.O.T)	3.9×10^3	2.3×10^3	5.4×10^3	2.2×10^3	5.8×10^3	2.1×10^3

どちらの検出器の場合においても、50 cm から 10 cm へと変化するにつれて全イベント数は上昇する。図 5.2.10, 図 5.2.11 はそれぞれの配置におけるプロトンモジュールと WAGASCI モジュールのイベント分布を表す。イベント数の上昇は主にミュオンが大角度に散乱するイベント数に起因しており、WAGASCI 実験が注目している位相空間におけるイベント数の増加を促している。ゆえに、ここでのシミュレーションの結論では全ての検出器をなるべく Baby MIND に近づけた方が良い、ということになる。

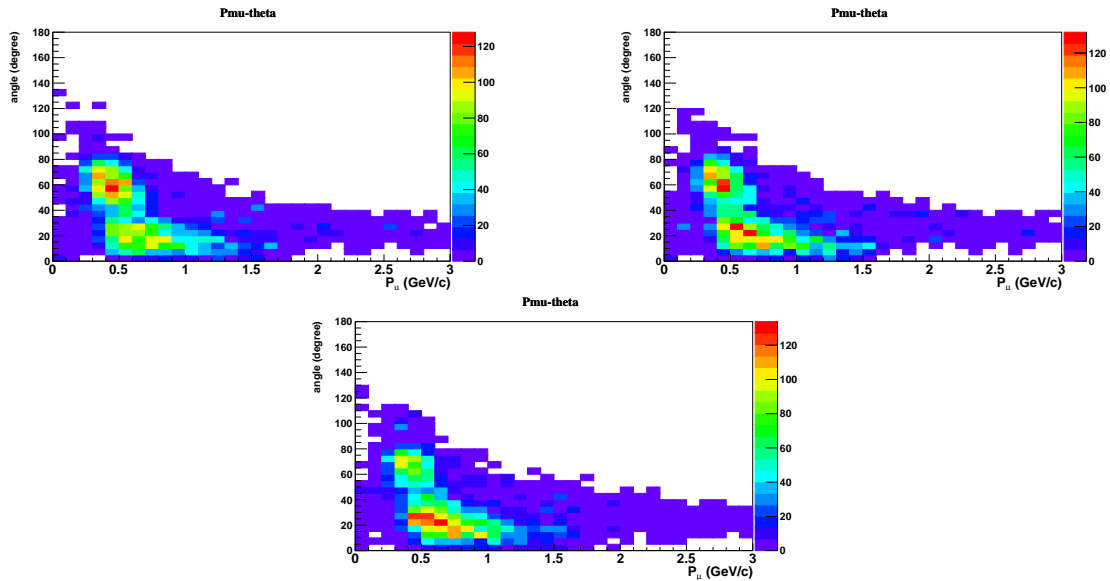


図 5.2.10 BabyMIND から上流に 50 cm(左上), 30 cm(右上), 10 cm(下) 離れた場所でのプロトンモジュールでのイベント数

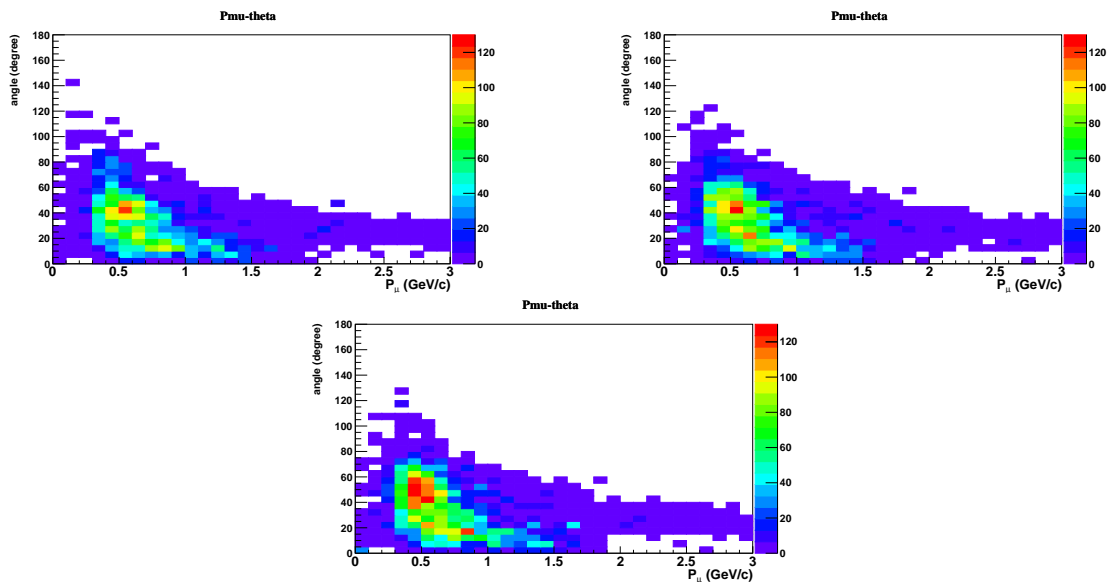


図 5.2.11 BabyMIND から上流に 50 cm(左上), 30 cm(右上), 10 cm(下) 離れた場所での WAGASCI モジュールでのイベント数

5.2.5 NINJA 検出器を踏まえた配置の最適化

ここまでのシミュレーションは、T2K-WAGASCI 実験に関わる検出器のみを前提としたものであった。2018 年 8 月頃 NINJA 実験と共同で実験を行う計画が提案された。NINJA 実験はエマルジョンを用いてニュートリノ反応を精密に測定することを目指した実験である [40]。2019 年のビーム運転において計画されている NINJA 検出器のサイズは WAGASCI モジュールとほぼ同程度であり、NINJA 検出器をどこに配置するかによって、WAGASCI 実験も NINJA 実験もそのパフォーマンスが大きく左右される。

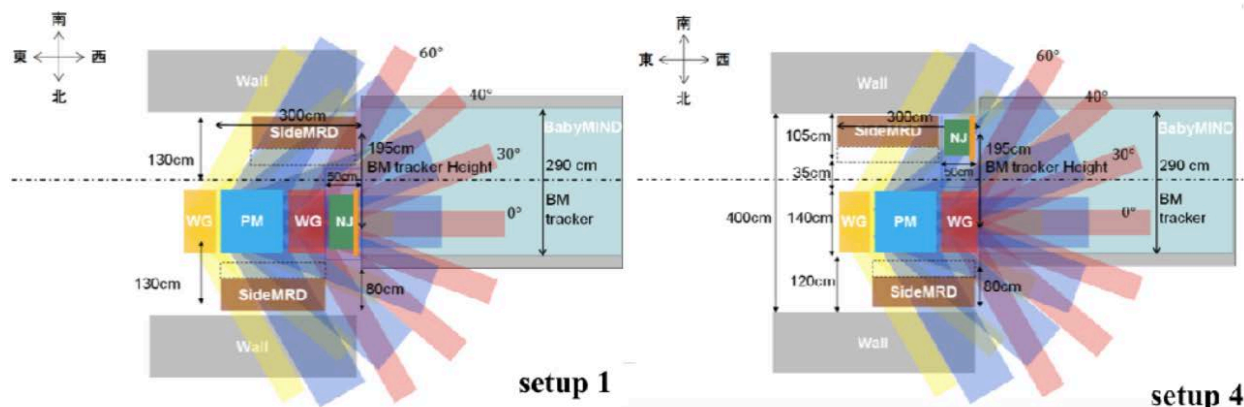


図 5.2.12 NINJA 検出器を含めた新しい配置案。色のついた帯は各検出器からミュオンの飛ぶ角度を表している。WG は WAGASCI モジュール, PM はプロトンモジュール, NJ は NINJA 検出器を表す。

図 5.2.12 は NINJA 検出器を含めた新しい配置案である。NINJA 検出器はミュオンの同定のためにミュオン検出器を必要とする。セットアップ 1 は、NINJA 検出器にとっては BabyMIND のアクセプタンスが大きくなるという点で優れているが、WAGASCI モジュールにとっては BabyMIND と南側の SideMRD のアクセプタンスが悪い。NINJA 検出器を最上流 WAGASCI の後ろに設置する案 (セットアップ 2) も検討されたが、Baby MIND へのアクセプタンスが小さく除外された。また INGRID 検出器と NINJA 検出器を最上流 WAGASCI の前に置く案 (セットアップ 3) も提案された。セットアップ 4 は、大角度に散乱するミュオンのイベント数が減る可能性があることから除外された。候補として残ったセットアップ 1, 3 の二つのセットアップにおけるミュオンの角度ごとのイベントレートを比較した結果を図 5.2.13, 図 5.2.14 に示す。セットアップ 1 では、プロトンモジュールのイベント数の変化は無視できるが、WAGASCI モジュールについては、大角度においてイベント数が大きく減少する。セットアップ 3 では NINJA 実験はミュオン検出器として INGRID を用いるためミュオンのアクセプタンスが悪く、電荷識別ができない。今までの study の結果から、WAGASCI モジュールは上流に置くとイベント数が顕著に減ってしまうが、プロトンモジュールではそれほど大きくは減少しない。そこでセットアップ 5 が提案された。

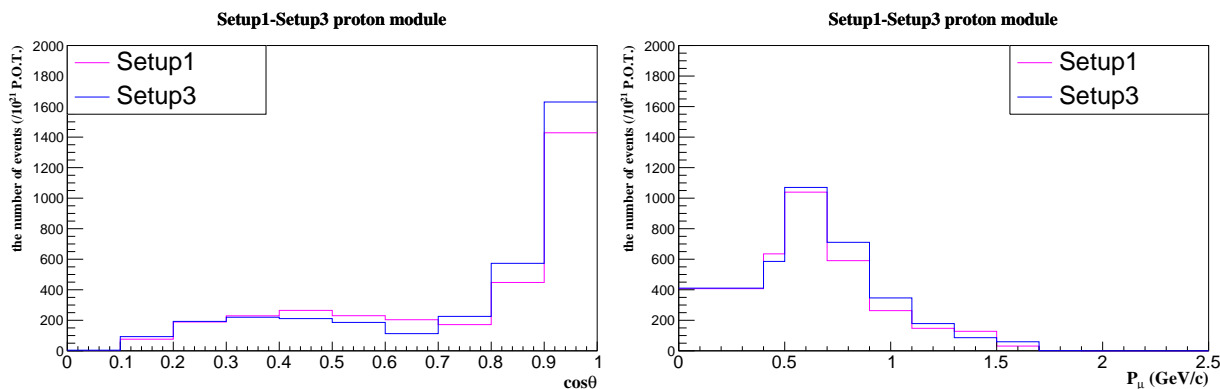


図 5.2.13 プロトンモジュールにおけるセットアップ 1 とセットアップ 3 の角度ごと (左), 運動量ごと (右) のイベントレートの比較

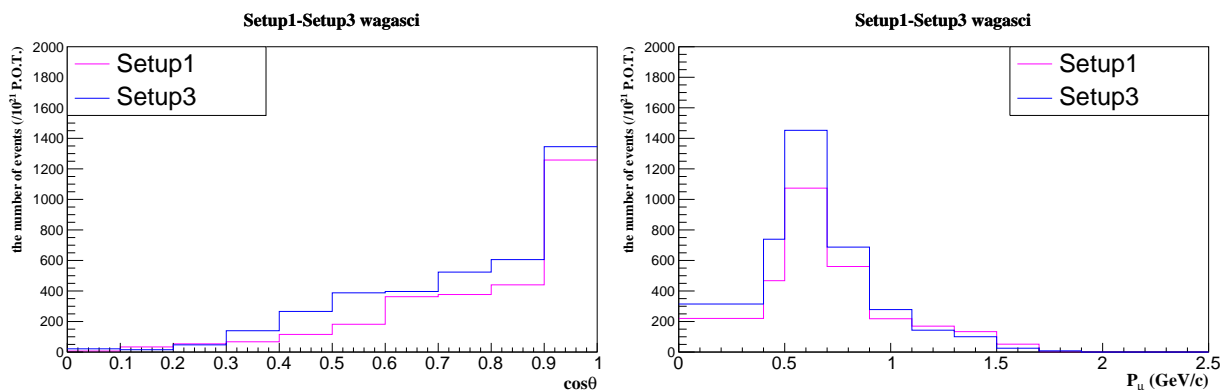


図 5.2.14 WAGASCI モジュールにおけるセットアップ 1 とセットアップ 3 の角度ごと (左), 運動量ごと (右) のイベントレートの比較

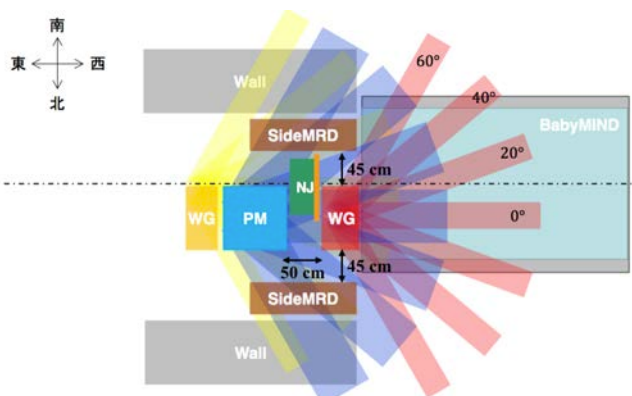


図 5.2.15 セットアップ 5

図 5.2.15 のセットアップなら、セットアップ 1 のときに問題となっていた WAGASCI モジュールの大角度のイベント数を回復させられる可能性がある。具体的には、最下流の WAGASCI モジュールは BabyMIND のアクセプタンスを広く使えるようになる上、最上流の WAGASCI モジュールは Side MRD のアクセプタンスを有効に使うことができる。しかし、NINJA 検出器は WAGASCI 実験のすべての検出器がインストールされた後にインストールされるため、このセットアップには NINJA 検出器をインストールする際に問題がある。この問題を解決するため北側の Side MRD を上流にずらし、北西側から NINJA 検出器をインストールすることが提案された。上流 WAGASCI モジュールやプロトンモジュールの大角度のイベント数を増やすという意味もある。この場合 Side MRD をどの程度上流にずらす必要があるかを検討する必要がある。インストールの問題だけ考えると、40 cm 程度の間隔が Side MRD と BabyMIND との間であれば十分であり、それ以上の間隔を空けるかどうかは WAGASCI サイドのイベント数で決められた。

図 5.2.16 は、北側の Side MRD を上流に動かしたときの WAGASCI モジュールにおけるイベント数の角度分布を表す。オフセットが増えるほど大角度のイベント数は回復する。一方、プロトンモジュールにおける大角度のイベント数は減少するため、プロトンモジュールの大角度のイベント数がセットアップ 3 と同程度になるようなオフセット値を見つけると、Side MRD のオフセットの距離を最適化できる。結果として、セットアップ 5 に対して 50 cm-60 cm 程度の距離をとれば良いということがわかった。これをセットアップ 6 と呼ぶ。セットアップ 6 は興味のある位相空間だけ

を見れば、セットアップ 3 に対して同程度のイベント数を確保できる上、NINJA 実験として Baby MIND を高いアクセプタンスで使用でき、電荷識別も可能である。さらに標的モジュールを南北方向に調整できるため、まだ最適化の余地がある。上流 WAGASCI モジュールとプロトンモジュールを北方向にずらす場合、アクセプタンスとオフセットの関係性を考慮すると、北側の SideMRD をセットアップ 6 から少し下流に戻す方が得である。そこで、図 5.2.17 のセットアップ 7 を考えた。

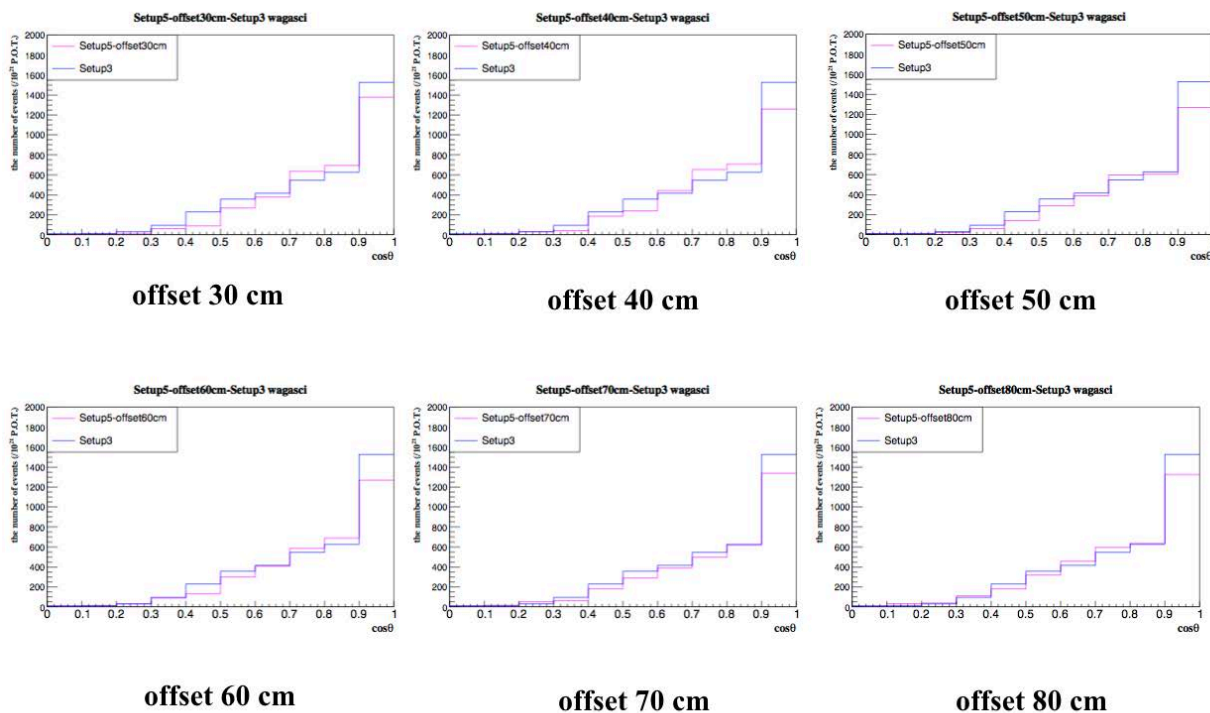


図 5.2.16 セットアップ 5 において北側の SideMRD を上流にずらす距離を変えたときの WAGASCI モジュールのイベント数の比較。赤枠はプロトンモジュールの大角度のイベント数がセットアップ 3 と同程度になる二つのセットアップを示す

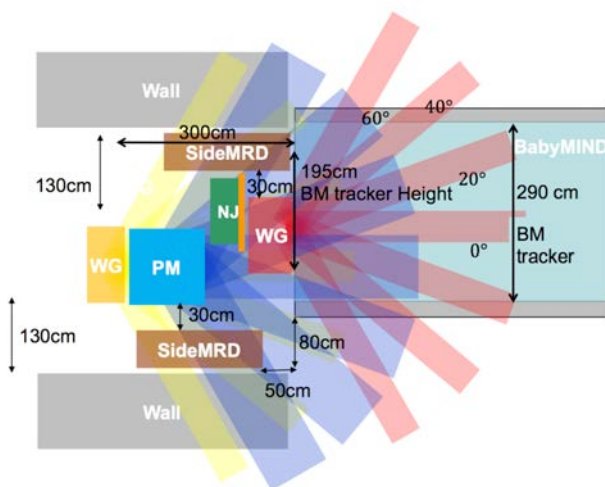


図 5.2.17 セットアップ 7

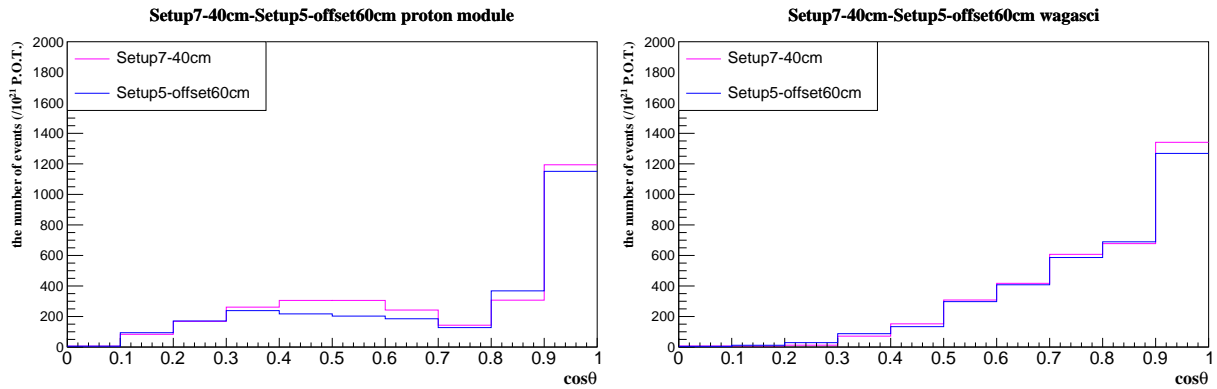


図 5.2.18 セットアップ 6 とセットアップ 7 の角度ごとのイベントレートの比較 (プロトンモジュール (左), WAGASCI モジュール (右))

図 5.2.18 で示されたセットアップ 7 とセットアップ 6 を比較すると、プロトンモジュールのイベント数においてセットアップ 7 の方が優れていることがわかった。このように最適化されたセットアップ 7 と、WAGASCI 実験にとって最善と見なされていたセットアップ 3 のイベント数を図 5.2.19 を用いて比較する。プロトンモジュールのイベント数について、前方のイベント数はセットアップ 3 に対してかなり減少するが、もともとイベント数の多いところなので微分断面積の測定の精度はそれほど減少しない。それよりも大角度のイベント数が増える効果を期待できる。WAGASCI モジュールでは逆のことが起きているが、プロトンモジュールでイベント数の期待できない $0.7 \leq \cos\theta \leq 0.9$ でのイベント数が多く相補完の関係にある。以上のことからセットアップ 7 なら、WAGASCI-NINJA プロジェクトとして推進する価値があると結論した。

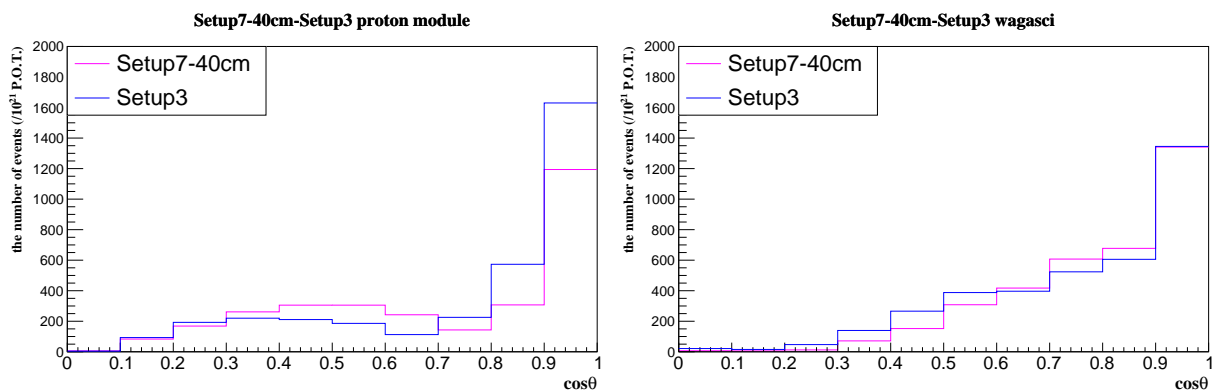


図 5.2.19 セットアップ 3 とセットアップ 7 の角度ごとのイベントレートの比較 (プロトンモジュール (左), WAGASCI モジュール (右))

5.3 微分断面積測定における誤差の評価

5.3.1 概要

ニュートリノフラックスの系統誤差は、ND280 や WAGASCI 実験のパイロットランの微分断面積の測定において最大の系統誤差になっている。フラックスの系統誤差を正しく理解・評価することはニュートリノの断面積の測定には必須である。T2K 実験のニュートリノは陽子ビームを炭素標的に照射し、生成された π 中間子などのハドロンの崩壊により生成される。フラックスの系統誤差は、ハロン生成過程に含まれるモデルの不定性とビームラインの構成要素の配置や設定に関する不定性に由来するが、現在はハロンモデルの不定性が支配的である。フラックスの系統誤差を削減するためには、CERNA61/SHINE 実験により、ハロン生成の測定が行われている。現在のハロンモデルは、T2K 標的よりも小さい標的 (thin target) の測定結果から制限されている。T2K 標的とほぼ同じ大きさの標的 (replica target) を用いた測定も行われており、フラックスの系統誤差を現在の半分程度に下げることが期待されているが、その結果はまだリリースされていない。本研究では thin target によるデータを用いてハロンモデルを制限したときの系統誤差を考える。

5.3.2 2種類のオフ軸ス角におけるニュートリノフラックス系統誤差の相関

T2K-WAGASCI 実験の解析では、ND280 と WAGASCI の測定結果を組み合わせることでより精度の高い微分断面積の測定を目指す。ND280, WAGASCI 実験サイトの個々の断面積測定におけるフラックスの系統誤差は、およそ 9%-10% 程度である (付録 F)。3 章で論じたように、WAGASCI 実験サイトのフラックスと ND280 検出器のフラックスを差し引きしたフラックス $\phi_{0.5\text{GeV}}, \phi_{0.9\text{GeV}}$ をフラックス平均の断面積測定に用いるため、ここでは $\phi_{0.5\text{GeV}}, \phi_{0.9\text{GeV}}$ の系統誤差を見積もる。特にニュートリノモードで測定を行うため、 ν_μ フラックスのみを考える。第 3 章で行ったように差し引きの係数 a, b を用いると $\phi_{0.5\text{GeV}}, \phi_{0.9\text{GeV}}$ は次式のように表せる。また第 3 章より $a = 0.35, b = 0.75$ であることがわかっている。

$$\begin{aligned}\phi_{0.5\text{GeV}} &= \phi_{\text{ND}} - a \times \phi_{\text{WG}} \\ \phi_{0.9\text{GeV}} &= \phi_{\text{WG}} - b \times \phi_{\text{ND}}\end{aligned}\tag{3-1}$$

$\phi_{\text{ND}}, \phi_{\text{WG}}$ をそれぞれニュートリノエネルギーを統合した ND280 と WAGASCI モジュールのフラックスとする。このとき $\phi_{0.5\text{GeV}}, \phi_{0.9\text{GeV}}$ の系統誤差は式 3-2 のように表せる。

$$\sigma_{\phi_{0.5\text{GeV}}}^2 = \sigma_{\phi_{\text{ND}}}^2 + a^2 \sigma_{\phi_{\text{WG}}}^2 - 2a\rho_{\phi_{\text{ND}}, \phi_{\text{WG}}} \sigma_{\phi_{\text{ND}}} \sigma_{\phi_{\text{WG}}}\tag{3-2}$$

$$\sigma_{\phi_{0.9\text{GeV}}}^2 = \sigma_{\phi_{\text{WG}}}^2 + b^2 \sigma_{\phi_{\text{ND}}}^2 - 2b\rho_{\phi_{\text{ND}}, \phi_{\text{WG}}} \sigma_{\phi_{\text{ND}}} \sigma_{\phi_{\text{WG}}}\tag{3-3}$$

$\sigma(\phi)$ はフラックスの相対的な系統誤差、 ρ は相関係数を表す。ND280 と WAGASCI 位置でのフラックスの系統誤差と相関を求める方法は付録 E に記載して、結果のみ示す。

$$\sigma_{\phi_{\text{ND}}} = 8.89, \sigma_{\phi_{\text{WG}}} = 8.62, \rho_{\phi_{\text{ND}}, \phi_{\text{WG}}} = 0.967$$

したがって、 $\sigma_{\phi_{0.5\text{GeV}}}$, $\sigma_{\phi_{0.9\text{GeV}}}$ の誤差はそれぞれ、10.2%, 11.6% となる。

相関係数の値から ND280 と WAGASCI 実験サイトのフラックスは強い相関を持つことがわかる。ゆえに、差し引いたフラックスに対しても過去の測定と同程度の系統誤差を期待できる。最初に述べたように T2K の別グループの解析により、ハドロンモデルの不定性によるフラックスの系統誤差は今までの半分程度に改善されることが期待されている。ビームラインの構成要素の不定性に起因する系統誤差は 4% のまま変わらず、また ND280 と WAGASCI の系統誤差の相関係数も変わらないと仮定すると、現在 8% ほどあるハドロンモデルの系統誤差が半減すれば、差し引きフラックスに対する合計の系統誤差は 6% 程度まで減少する見込みである。これは検出器の合計の誤差と同程度であり、フラックスの系統誤差が支配的であった過去の断面積の測定に比べて、より高精度の測定が期待できる。

5.3.3 フラックスを差し引いて微分断面積を求めるときの統計誤差の評価

WAGASCI 実験ではミューオンの角度と運動量に関する二重微分断面積を測定する。ミューオンの角度ごとにミューオンの運動量をいくつかのビン (i) に分けたときの微分断面積は

$$\left(\frac{d\sigma_{0.5\text{GeV}}}{dpd\Omega} \right)_i = \left(\frac{N_{ND,i}^{\text{obs}}}{\epsilon_{ND,i} T_{ND} \langle \phi_{0.5\text{GeV}} \rangle} - a \frac{N_{WG,i}^{\text{obs}}}{\epsilon_{WG,i} T_{WG} \langle \phi_{0.5\text{GeV}} \rangle} \right) \quad (3-4)$$

$$\left(\frac{d\sigma_{0.9\text{GeV}}}{dpd\Omega} \right)_i = \left(\frac{N_{ND,i}^{\text{obs}}}{\epsilon_{ND,i} T_{ND} \langle \phi_{0.9\text{GeV}} \rangle} - b \frac{N_{WG,i}^{\text{obs}}}{\epsilon_{WG,i} T_{WG} \langle \phi_{0.9\text{GeV}} \rangle} \right) \quad (3-5)$$

式 3-4 中のイベント数の統計誤差を計算する。イベント数は 200 kg、 5.0×10^{20} P.O.T. で規格化する。図 5.3.1 と図 5.3.2 はそれぞれ差し引いた後のフラックスのエネルギースペクトラムおよび標的と反応するミューオンの運動量分布である。

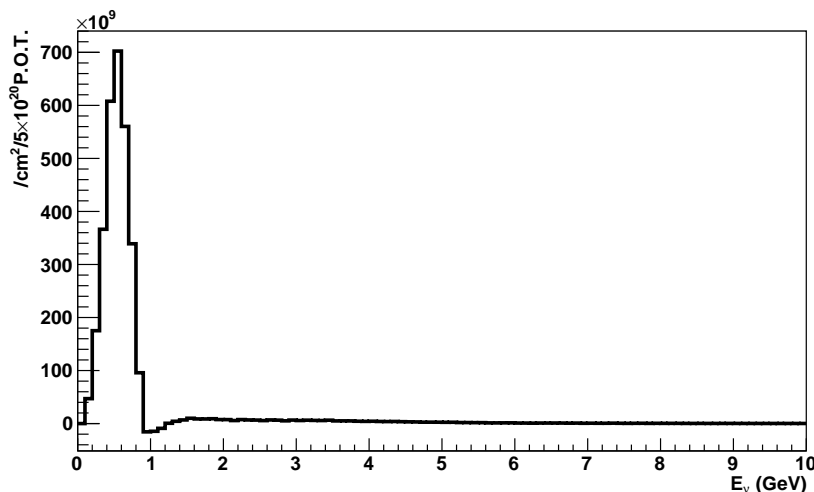


図 5.3.1 ND280 のフラックスから WAGASCI のフラックスを差し引いたフラックスのエネルギースペクトラム

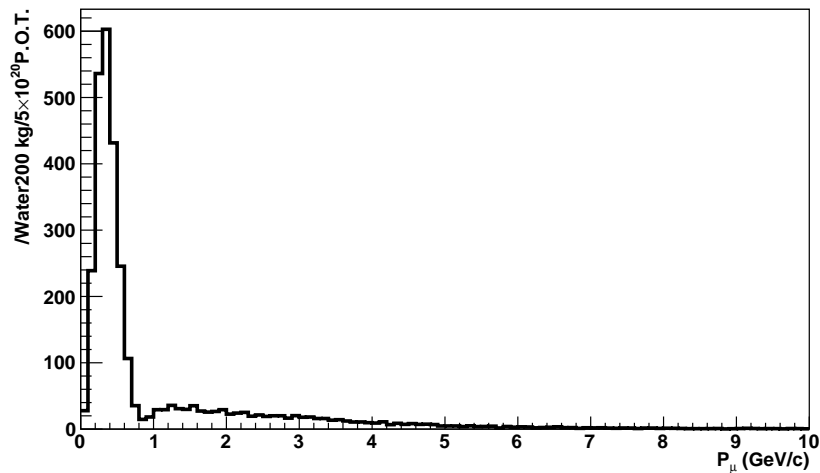


図 5.3.2 ND280 のミュオン運動量分布から WAGASCI のミュオン運動量分布を差し引いたもの

図 5.3.1 から、フラックスが 0 より大きい値を持つニュートリノのエネルギーは 0.1 GeV から 0.9 GeV なので、この範囲のイベント数の統計誤差を計算する。厳密には ND280 と WAGASCI モジュールの統計誤差の両方を考慮する必要があるが、ND280 のデータは WAGASCI の統計誤差に対して無視できるほどたまっているため、ここでは WAGASCI モジュールのイベント数の統計誤差のみを考慮した。式 3-4 の統計誤差、およびニュートリノフラックスの系統誤差と合計の誤差を図 5.3.3 に示す。主要なエネルギー領域において合計の誤差は 10% 超程度であり、今までの ND280 の測定結果に付随する誤差と同程度である。高エネルギーのテールを除去し、エネルギー幅の狭いフラックスを用いているため既存の ND280 を用いた結果よりも精度の高い測定ができると考えられる。ハドロン生成に起因する系統誤差はさらに低減する見込みであり、その意味でも既存の結果より精度は向上する。

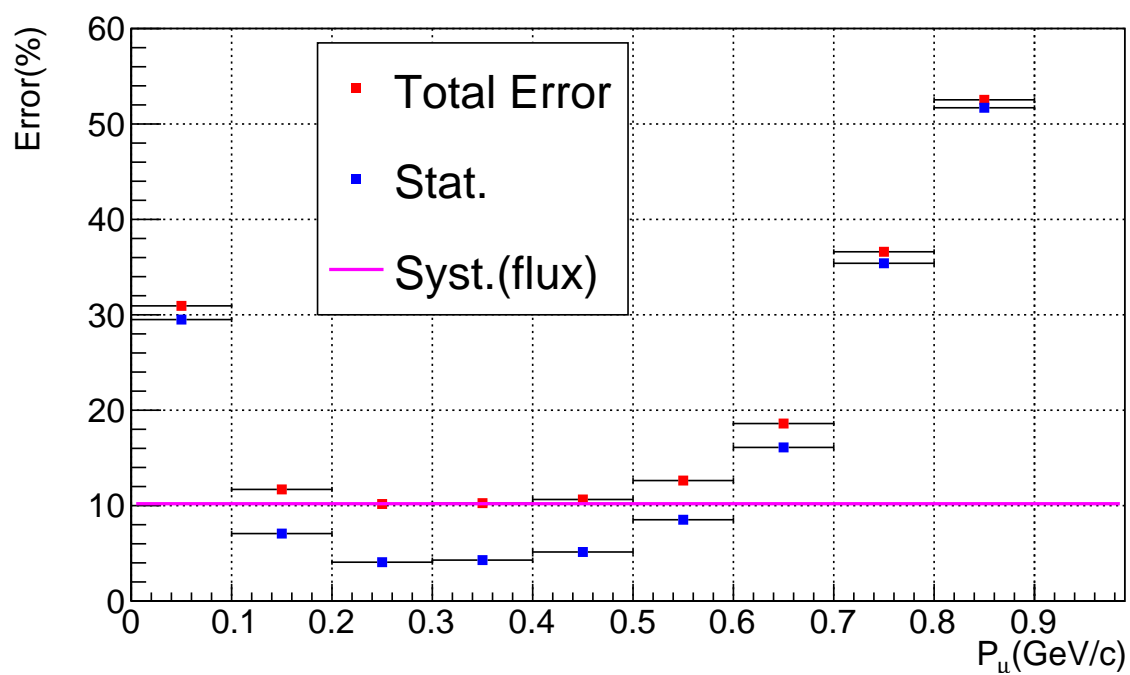


図 5.3.3 差し引いたイベント数に対する統計誤差 (青点)、ニュートリノフラックスの系統誤差 (紫線)、合計の誤差 (赤点)

第 6 章

Baby MIND 検出器のコミッショニング

6.1 データ取得状況

図 6.1.1 に Baby MIND 検出器のオペレーションの状況をまとめた。ニュートリノビームが出る 2018 年 3 月 9 日までは検出器のインストール、エレクトロニクスのセットアップを終えていたが、電磁石の電源を入れるための準備が整っていなかった。これらの準備が整ったのは 3 月の下旬であった。ND280 の電磁石には大電流が流れており、その電磁石と電力ラインを Baby MIND が共有していたため、ND280 と Baby MIND の電磁石を同時に使う場合は ND280 の電磁石に影響が出ないことを確認する必要があった。しかし、当初は ND280 の電磁石電源が修復中であったために干渉する心配がなく、3 月下旬には Baby MIND の電源を入れることができた。リモートで電流値を設定、監視するシステムが整ったのは 4 月下旬であった。ちょうどその頃に ND280 の電磁石電源の修復が完了し、干渉テストをするまでは Baby MIND の電源を再び切ることになった。最終的に Baby MIND と ND280 の電磁石を同時に入れることができたのは 5 月 25 日であり、そこから 1 週間は電磁石の電源を入れたままデータを取得した。

データ取得系のファームウェアの調整も併行して行われていたため、コミッショニングランで解析可能なデータは 5 月 2 日のものからである。図 6.1.1 に示した通り、5 月 2 日以降でニュートリノビームが出ているときに Baby MIND の電磁石電源を入れたままデータを取得できたのは、5 月 4 日から 5 月 7 日までの 4 日間と 5 月 25 日から 5 月 31 日までの 7 日間である。これらのデータはすべて反ニュートリノモードでのデータである。

Date	Data Taking	Firmware	Beam	Baby-MIND	ND280	comments
9.March~13.March	24h	6.2 v. 306	ON	OFF	OFF	
14.March	cosmic	6.2 v. 306	OFF	ON (test)	OFF	Phase1: BM magnet on, Beam off
15.March~21.March	24h	6.2 v. 306	ON	OFF	OFF	
22.March	cosimic	6.2 v. 306	OFF	ON (test)	OFF	Phase1: BM magnet on, Beam off
23.March~28.March	24h	6.2 v. 306	ON	OFF	OFF	
29.March~10.April	Day	6.2 v. 306	ON	Day operation	OFF	Phase2: BM magnet on, Beam on
11.April~24.April	Day	6.2 v. 349	ON	Day operation	OFF	Gtrig Greset & Spill Reset wrong
24.April	Morning	6.2 v. 349	ON	OFF	ON	ND280 magnet repair work started
25.April ~ 2.May	No	6.2 v. 349	ON	OFF	ON	ND280 magnet was on
2.May	No	6.3 v. 351	OFF	Test	ON	Phase3(test): BM magnet on, ND280 magnet on
3.May	No	6.3 v. 351	ON	OFF	ON	Upgrading Firmware version
4.May~7.May	24 h	6.3 v. 351	ON	24h operation	OFF	24h operation started
7.May ~ 10.May	24 h	6.3 v. 351	ON	OFF	ON	
10.May	No	6.3 v. 351	OFF	Test	ON	AC fail circuit was modiiied & test again
13.May	24h	6.3 v. 351	ON	OFF	ON	FEB13(ch26) is recovered
14.May ~ 16.May	24h	6.3 v. 351	ON	OFF	ON	Daily operation
17.May	No	6.3 v. 351	OFF	Test	ON	B 2 INGRID failed during the test FEB11(Acis2 & 69-95),FEB(ch1) are recovered.
18.May	Night	6.3 v. 351	ON	OFF	ON	All channels were good
18.May~23.May	24h	6.3 v. 351	ON	OFF	ON	Daily operation
24.May	OFF	6.3 v. 351	OFF	Test	ON	After grounding work everything is OK
24.May night ~31.May	24h	6.3 v. 351	ON	ON	ON	Phase 3 : Now everything is ON !!!!

- **Beam mode is always RHC**
- **Beam stopped due to the accelerator trouble in May**
- **Beam study was done from 9:30-19:00 on May 24th**

図 6.1.1 コミッショニング時におけるデータ取得の要約。Data Taking の欄で Cosmic とあるのはビームが OFF であることを意味する。Firmware について、現在のデータ解凍ソフトは Firmware が 6.3 v.351 にしか対応しておらず、コミッショニングにおける有効なデータは 5 月 2 日以降の 1 ヶ月分である。橙色の帯は Baby MIND の電磁石電源を入れた状態でニュートリノビームデータを取得していた時期を表す。

6.2 セットアップ

Baby MIND コミッショニング時には図 6.2.1 のように、上流から順にプロトンモジュール, WAGASCI モジュール, INGRID, Baby MIND と配置されていた。このときには INGRID が WAGASCI モジュールとプロトンモジュールのミュオンレンジ検出器として使われた。

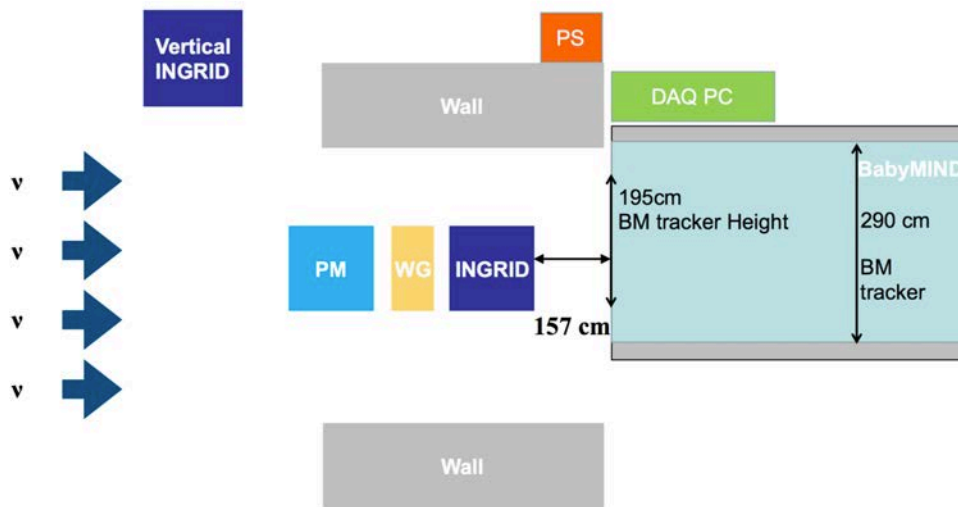


図 6.2.1 コミッショニング時の検出器の配置 (上から見た図)。PS は Baby MIND の電磁石電源を指す。Vertical INGRID は T2K 実験においてニュートリノモニターとして使われている INGRID モジュールを指す。単に INGRID と書いてあるものは T2K-WAGASCI 実験パイロットランにおいて、ミューオン検出器として用いられた INGRID モジュールのことである。

図 6.2.1 の通り、Baby MIND の電磁石電源は Vertical INGRID の近くに設置されており電源からのノイズが INGRID に影響を与える恐れがあった。この影響を調べるため、Baby MIND の電磁石電源を入れた状態と入れない状態の INGRID のデータクオリティを確認した。詳細は付録 D に記載するが、結論として INGRID への影響はほとんどないことがわかった。

6.3 データクオリティ

Baby MIND のコミッショニングデータの解析のために、電磁石電源を入れていた 8 日間のデータと電磁石電源を切っていた 8 日間のデータを選んだ。電磁石電源を入れていた 11 日間のうち残りの 3 日間は加速器のトラブルやデータ取得時の問題で比較的データ量が少ないため、この解析では使わなかった。合計で 6.3×10^{19} P.O.T. 分だけニュートリノビームデータを取得した。Baby MIND の磁石電源を入れるまでには長い道のりがあったが、それらの問題とその克服方法は付録 E に記載する。

取得したニュートリノビームデータの中で特徴的なものを選択し、イベントディスプレイとして示す。図 6.3.1 は Baby MIND の外からやってきた粒子の飛跡である。図 6.3.2 は 3 つの飛跡に見え、ミューオンとパイオンが生成していると考えられることから $CC1\pi$ イベントの候補である。

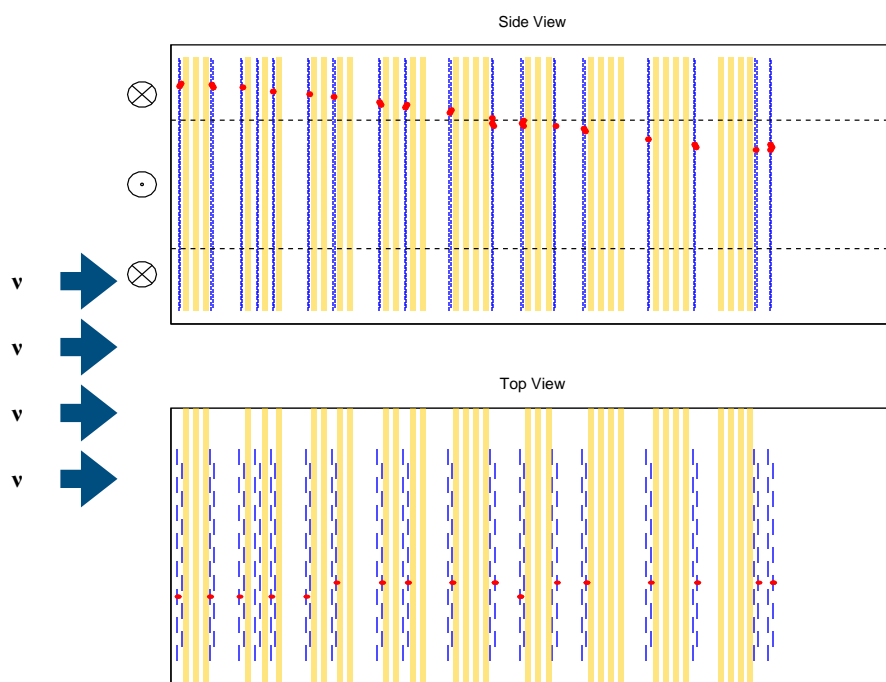
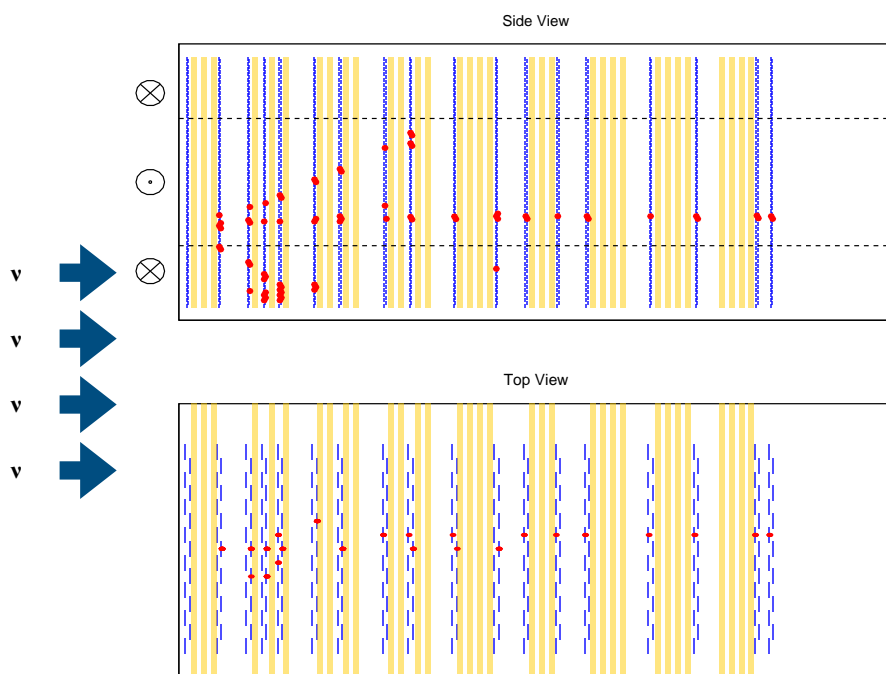


図 6.3.1 検出器外からやってきた粒子の飛跡

図 6.3.2 Baby MIND 内のニュートリノ反応イベント。長い飛跡がミュオンで短い飛跡が π 中間子や陽子であると思われる。

5月に4番目の Detector Module の FEB が一つケーブルの接続不良で作動しないトラブルがあり、ケーブルが補充されたのが5月19日であるためそれまで1つの FEB のデータを取得できていなかった。図 6.3.3 に5月16日に取得したデータ, 5月19日に取得したデータを用いてそれぞれチャンネルのヒット数分布を作った。ケーブルが修繕されて4番目の Detector Module が正常に機能していることがわかる。

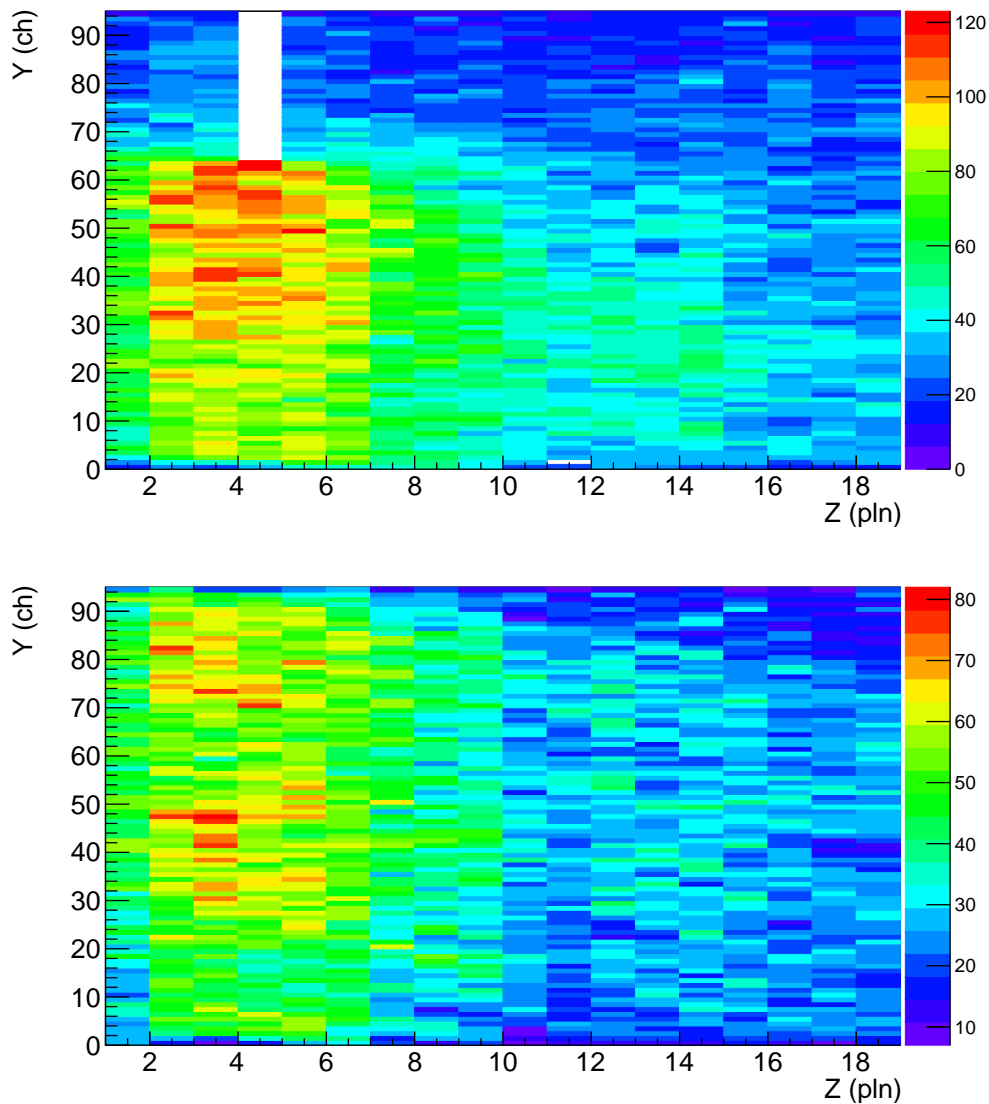


図 6.3.3 各チャンネルにおけるヒット数分布 (5月16日のデータ (上), 5月19日のデータ (下))

6.4 性能評価

6.4.1 MPPC のゲイン光量分布

ダークノイズにより MPPC のキャリブレーションを行った。Baby MIND のエレクトロニクスでは増幅率の高い High Gain と増幅率の低い Low Gain の両方を測定することができるが、ここでの

ADC カウントは High Gain を用いる。

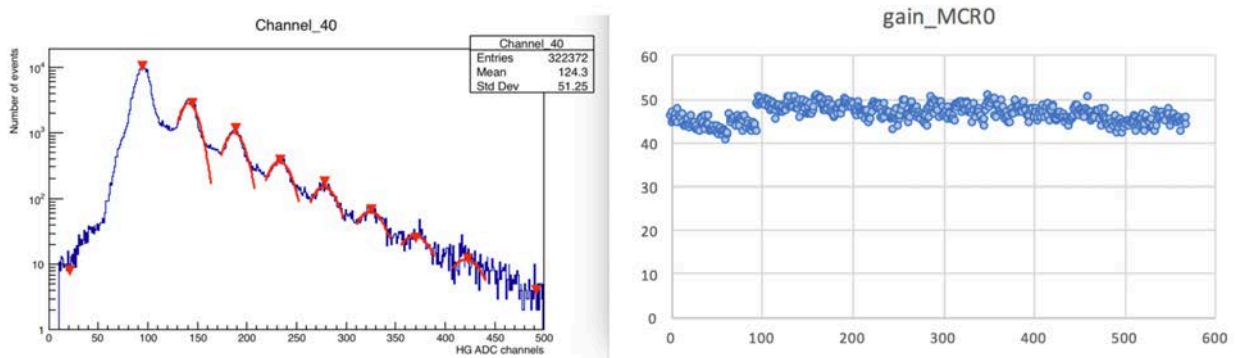


図 6.4.1 ダークノイズを用いて MPPC からの信号の ADC 分布をプロットしたもの（左図）とピーク間の距離を求めて各チャンネルごとに 1 p.e. の ADC カウントをプロットしたもの（右図）

図 6.4.1 の左図は CITIROC の閾値 1 を 200 カウント程度、閾値 2 を 10 カウント程度に設定して、ダークノイズで取得した ADC カウントの分布である。最初の山は 1 p.e. または 2 p.e. であり、それ以降は順次 1 光電子数分大きい信号である。その間隔から 1 p.e. の ADC カウントを見積もった。例として 8 つある MCR のうち MCR0 に含まれる 580 チャンネルの MPPC について、1 p.e. の ADC カウントの一様性を調べたものを図 6.4.1 に示す。図 6.4.1 の右図のように、MCR0 の各チャンネルについて 1 p.e. の ADC カウントのふらつきは $\pm 10\%$ 程度におさまっていて、個体差は少ないといえる。MCR0 については 1 p.e. の ADC カウントは平均して 47 カウントである。

閾値 1 のトリガーがかかると、各チャンネルについて閾値 2 によってデータの書き出しを決定する。キャリブレーション時には閾値 2 は 1 p.e. 以下に設定されていたため、図 6.4.1 の左図に見られる最初のピークはペDESTAL ではなく、1 p.e. または 2 p.e. である。ペDESTAL を決定するためには、別の方法をとらなければならないがコミッションングランでは細かいキャリブレーションを行っていなかったため、ここでは最初のピークを 1 p.e. と仮定してペDESTAL を最初のピークの ADC カウントから 1 p.e. の ADC カウントを引いた値 (50 程度) とする。もし最初の山が 2 p.e. であれば、光量は 1 だけずれることになる。最小電離損失粒子 (MIP) に対する平均光量をミューオン飛跡候補の ADC カウント分布から求める。飛跡候補として飛跡の長さが 13 層以上であることを要求した。この飛跡に対して High Gain の ADC カウントからペDESTAL を引き、それを 1 p.e. の ADC カウントで割ったものを MIP の光量 (Light Yield:L.Y.) として分布を求めたものを図 6.4.2 に示す。

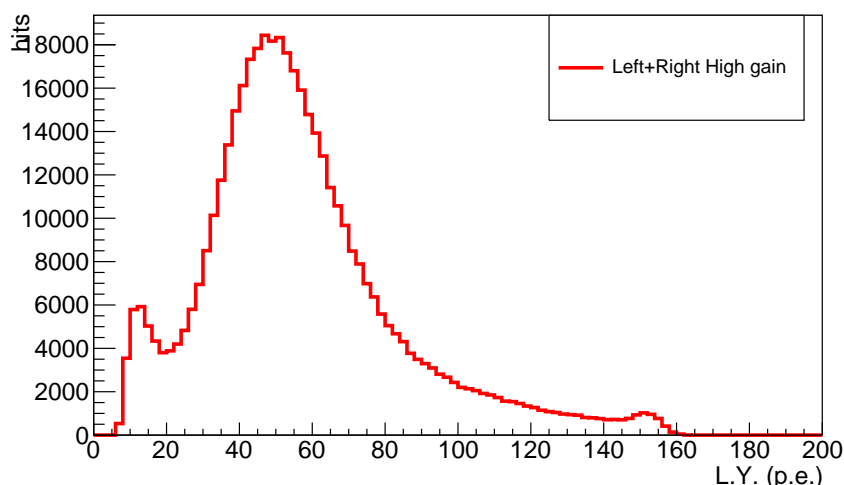


図 6.4.2 左右の MPPC の信号を合算したときの Y 層の MIP 候補の光量分布。

光量が 160 付近のピークは、High Gain のダイナミックレンジの限界で ADC カウントが飽和していることが原因と思われる。ニュートリノビームに対する MPPC の threshold は 150 ADC カウント程度に設定していたので、光量に換算すると 3 p.e. を threshold に設定していたことになる。図 6.4.2 において、10 p.e. にピークが見えている原因は調査中であるが、シンチレータのチャンネル間のクロストークが原因ではないかと考えられる。Y 層については、左右の合計の光量は 50 p.e. 程度と見積もることができる。

Baby MIND のエレクトロニクスは同じスピル中の二つの信号の電荷量測定ができない。電荷量が測定できなくても、閾値を超えた信号があれば検出することはできる。Baby MIND のヒットデータは水平方向に並べられているシンチレータ層 (X 層) における信号と、鉛直方向に並べられているシンチレータ層 (Y 層) における信号を同時に検出できたものとして定義される。取得されたヒットデータの中には図 6.4.3 のように High Gain の値を持たないものがある。

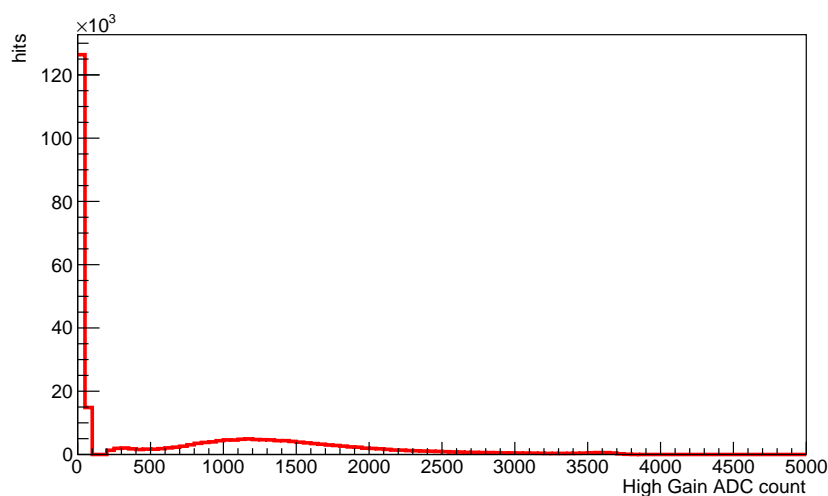


図 6.4.3 High Gain の ADC カウント分布。半分近くのヒットについて ADC の値が 0 である。

図 6.4.3 では半分近くのヒットについて High Gain の ADC の値が 0 である。この原因は現在究明中であるが、一つの原因として CITIROC システムのアナログパルス信号の読み出しが挙げられる。4.1.3 で説明したように、L1HOLD 状態で一つのチャンネルに複数のアナログパルスが入ってきた場合は、振幅が小さい方の High Gain, Low Gain の値が 0 となる。しかし、立ち上がりと立ち下りの時間については、同じ L1HOLD 状態に入ってきた複数のアナログパルスに対して書き込まれるので、Time Over Threshold, TOT(図 6.4.4) を用いて、光量を再構成することができる。図 6.4.5 は、TOT と High Gain の ADC の値から求めた光量の値の相関を示す。図 6.4.6 は、ある TOT の範囲ごとに求めた平均の光量である。図 6.4.6 の相関を用いれば、TOT を測定することで光量を推定することができる。図 6.4.7 はこの手法で光量を再構成したものである。光量は Detector Module の片方の信号だけを用いて計算している。二つの分布にそれほど違いがないことから TOT からの光量推定は十分機能していると考えられる。

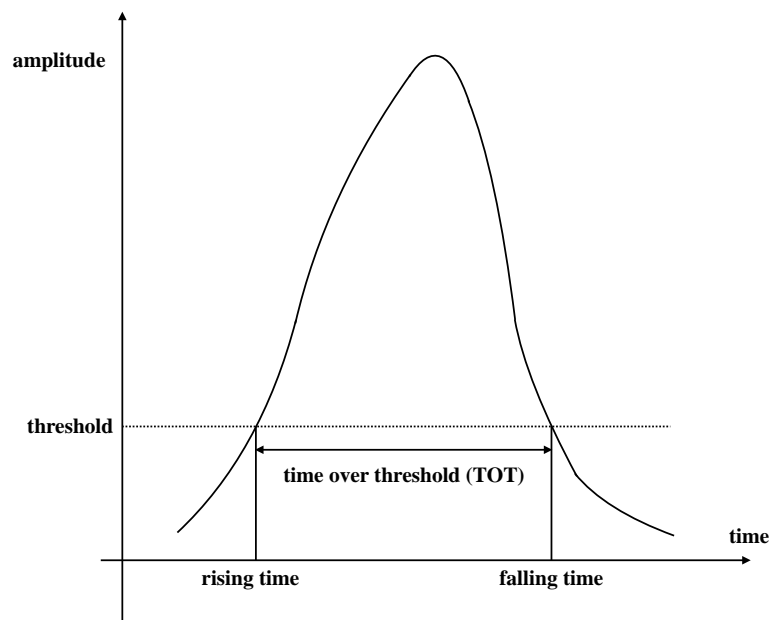


図 6.4.4 TOT の定義

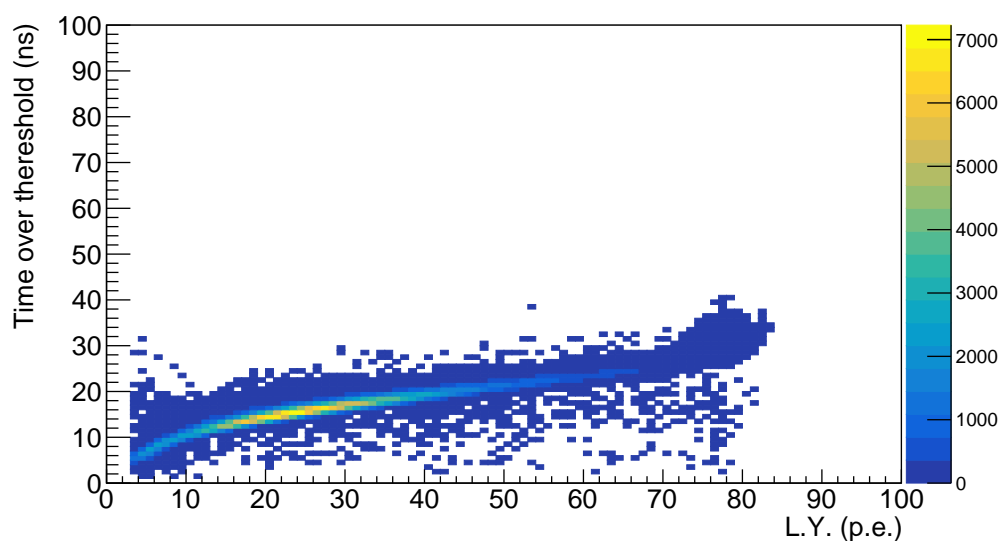


図 6.4.5 TOT と ADC により測定された光量の相関。この図では ADC 値が 0 のものを排除している。

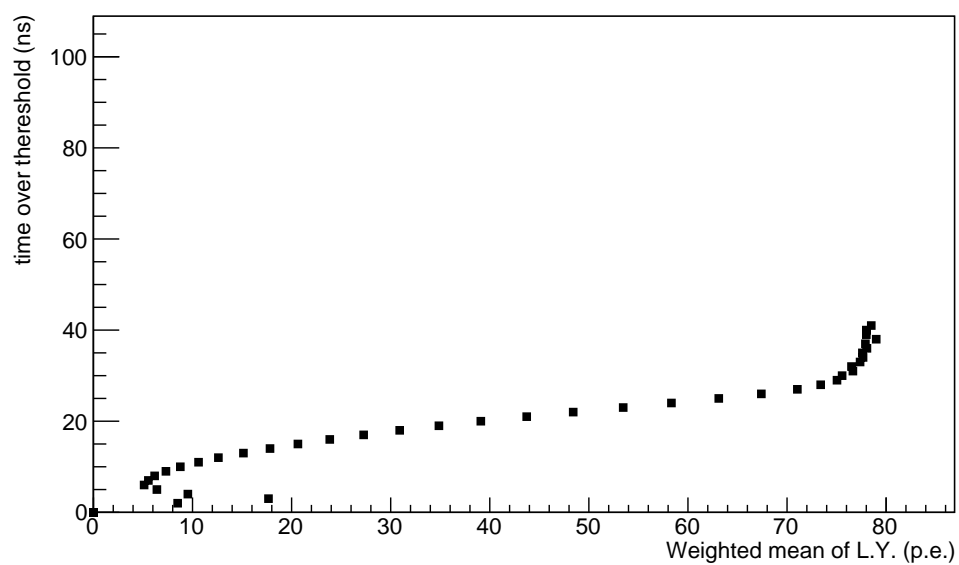


図 6.4.6 TOT と平均光量分布の相関

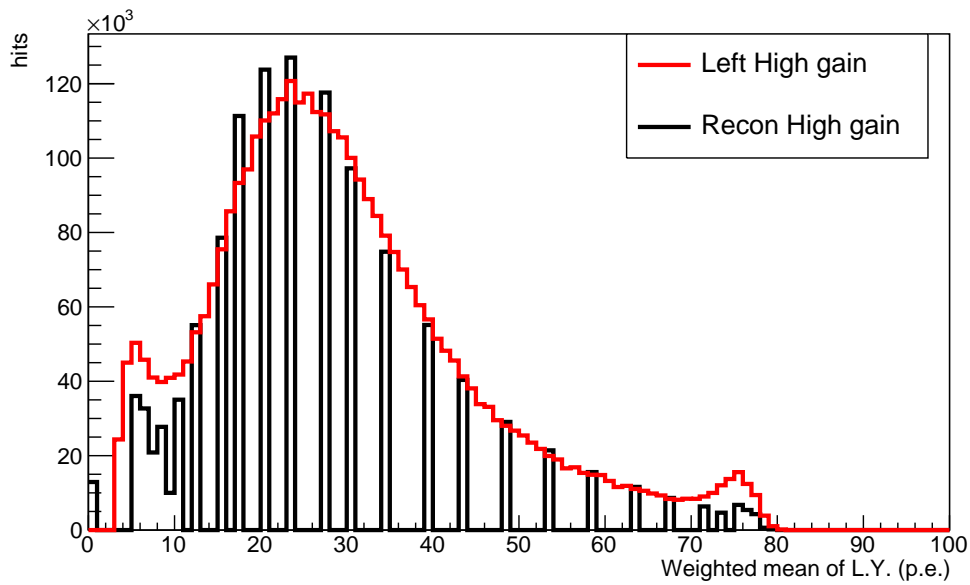


図 6.4.7 TOT から再構成した光量分布 (ヒストグラム) と 1 つの MPPC の信号による High Gain から求めた光量分布 (赤)

6.4.2 ヒット検出効率

Baby MIND のヒット検出効率を計算する手法を 2 番目の Detector Module を例にとって説明する。図 6.4.8, 図 6.4.9 のように 2 つ目の Detector Module をマスクした状態で飛跡を再構成し、1 番目, 3 番目, 4 番目の Detector Module のヒットをつなぐ。その後で図 6.4.10 のようにマスクした Detector Module のヒットを確認し、予想される場所から ± 3 ch 以内にヒットがあれば検出成功イベントとする。

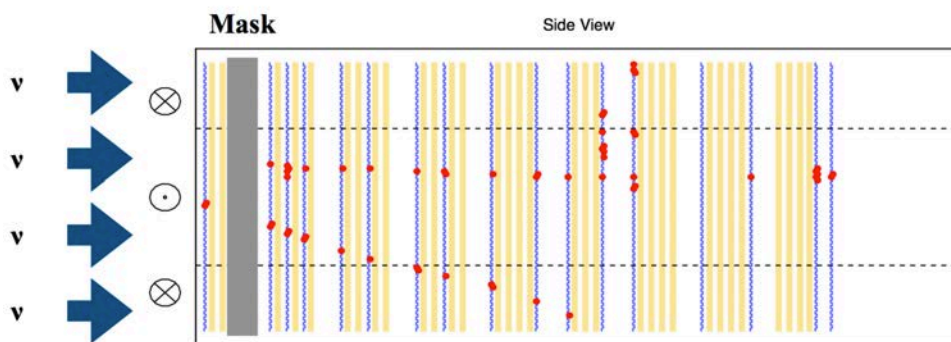


図 6.4.8 2 つ目の Detector Module をマスクする。

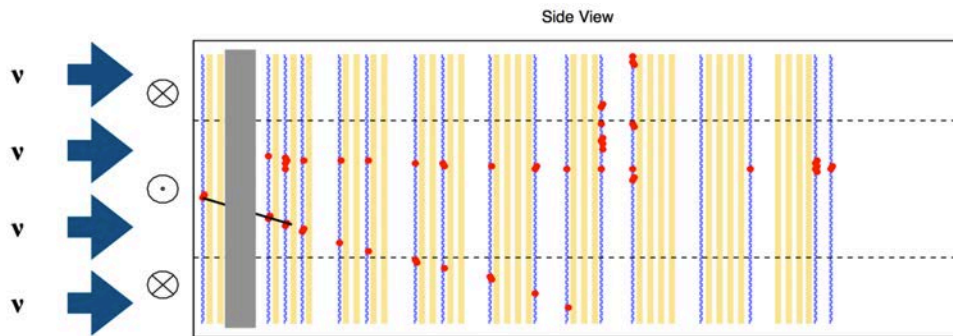


図 6.4.9 2つ目の Detector Module をマスクした状態で 1, 3, 4 の Detector Module のヒットをつなぐ。

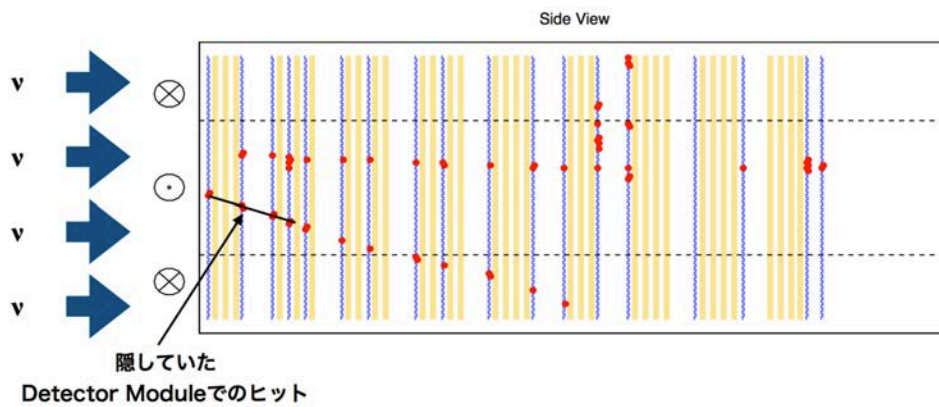


図 6.4.10 1, 3, 4 の Detector Module のヒットを繋いだ直線に対して、 $\pm 3\text{ch}$ (90 mm) 内にヒットがあれば検出成功イベントとする。

ヒットの検出効率は以下の式で求められる。

$$\text{ヒット検出効率} = \frac{\text{検出成功のイベントの数}}{\text{検出成功のイベントの数} + \text{検出失敗のイベントの数}}$$

図 6.4.11 は 2 番目の Detector Module の検出効率を求めたものである。どの角度においても 97% 以上の検出効率を確保できていることがわかる。

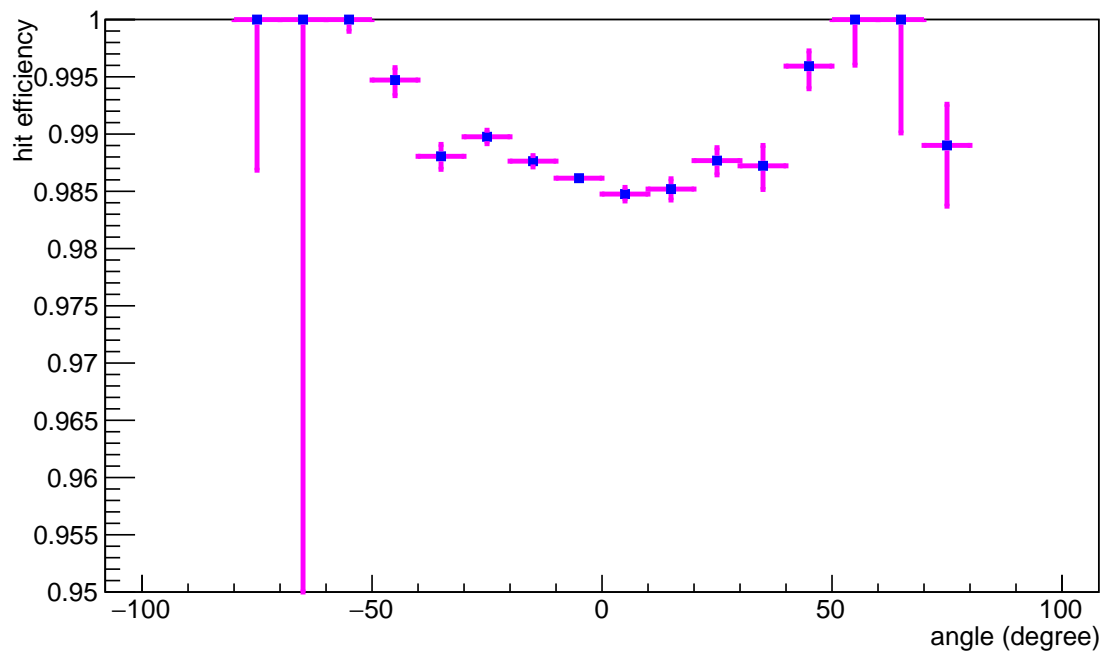


図 6.4.11 2 番目の Detector Module の Y 層におけるヒット検出効率。横軸は飛跡の角度

6.4.3 検出器のアライメント

検出器のシンチレータレベルのアライメントは CERN のビームテストの時に実施されている。J-PARC にインストールした際には各 Detector Module 毎にインストールしたので、ここでは Detector Module レベルでのアライメントを行う。すなわち Detector Module の高さが、基準に対してどの程度ずれているかを調べる。通常、飛跡の予想位置と実際のヒット位置との差分 (residual) のプロットを作る場合、ひとつなぎの飛跡に対して直線フィッティングを行い予測点を求めてから、アライメントをとりたい Detector Module の点との比較を行う。しかし、Baby MIND の飛跡は YZ 面では曲線の飛跡となるため、直線のフィッティングは機能しない。第 7 章で述べるように曲線の飛跡に対する再構成アルゴリズムを用いてアライメントを取る方法もあるが、ここでは別の方法を用いた。まず、基準とする Detector Module を 3 番目、4 番目、5 番目の Detector Module とする。これらは一つのフレームの中に入っており、フレーム内での Detector Module の高さのふらつきは 2, 3 mm 以内にあることを測定により確認している。最上流のフレームを避けたのはインストールの都合上、そのフレームだけ他のフレームに対して 13 mm 程度高く設置されているためである。1 番目と 2 番目の Detector Module は 3, 4 番目の Detector Module を用いてアライメントを行い、6 番目以降の Detector Module についてはそれより 2 つ前までの 2 つの Detector Module を基準として順次アライメントを行った。磁場の影響をできる限り抑えるため、Baby MIND の電磁石電源を入れていない 8 日間のデータセットのうちで、飛跡は 1 番目の Detector Module から 18 番目の Detector Module まですべてを貫通しているもの (1.5 GeV/c 以上の比較的高エネルギーの粒子) を選択した。ただし、残留磁場が 1.0 T 程度あるので、それでも飛跡は曲がる。このセレクションを用いて求めた 1, 2, 6, 7 番目の Detector Module の飛跡の予想位置と実際のヒッ

ト位置の差分の分布を図 6.4.12 に示す。図 6.4.12 から、1 番目, 2 番目の Detector Module においては、residual 分布の平均が負の方向、つまり下方向にずれていることから、それぞれ 8.0 mm, 11 mm 程度 reference とする Detector Module に対して上にずれていることがわかる。これは一つ目のフレームが 10 mm 程度高く設置されていることの反映である。

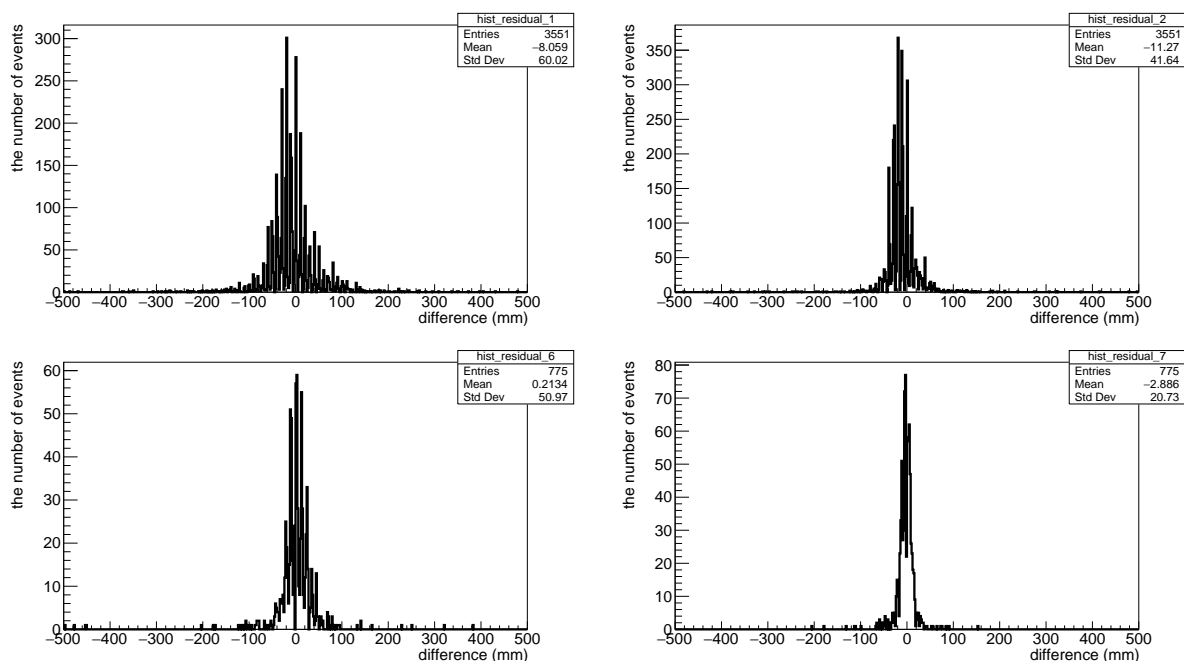


図 6.4.12 1 番目の Detector Module(左上), 2 番目の Detector Module(右上), 6 番目の Detector Module(左下), 7 番目の Detector Module(右下) の residual 分布

表 6.4.1 は各 Detector Module について調節した高さを表したものである。このアラインメント補正では、実際に位置がずれているのか磁場等の影響で residual 分布の平均がずれているのかを完全には区別できない。すべての residual 分布の平均を 0 にするような補正を行うと、後半の層での reference に対するずれが実際よりもずっと大きくなってしまふ恐れがあるため、residual 分布の mean の値が ± 5 mm 以上の場合に Detector Module の高さを調節した。シンチレータの位置分解能は X 層で 170 mm 程度, Y 層で 10 mm 程度であるため、5 mm の精度で十分である。

表 6.4.1 各 Detector Module ごとに調整した高さ

Detector Module	1	2	3	4	5	6	7	8	9
調節した高さ (mm)	8.0	11.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	-5.0	-2.0
Detector Module	10	11	12	13	14	15	16	17	18
調節した高さ (mm)	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	5.0	0.0	0.0	0.0

6.4.4 時間分布

Baby MIND で検出された飛跡の時間情報を測定すると、もし正確にヒット時間を測定できていれば第 2 章で説明したように J-PARC ニュートリノビームの 8 バンチ構造が見えるはずである。

J-PARC では 2.48 s 周期でスパルというまとまりの陽子ビームを標的に照射する。スパルにはさらに 8 つのバンチ構造があり、それぞれ 581 ns の間隔で陽子が照射される。Baby MIND のエレクトロニクス の時間分解能は数 ns であり、ニュートリノビームの 8 バンチ構造を見るには十分な精度がある。Baby MIND で飛跡を再構成し、その飛跡の時間情報をプロットしたものを図 6.4.13 に示す。ほとんどのイベントは期待通りのタイミングで検出できており、8 バンチ構造ははっきりと見えているので時間情報は正確に取得できていると考えられる。数イベント程度バンチのまとまりの中にないイベントもある。このイベントは宇宙線による背景事象であると思われるが、他の原因も探っている。

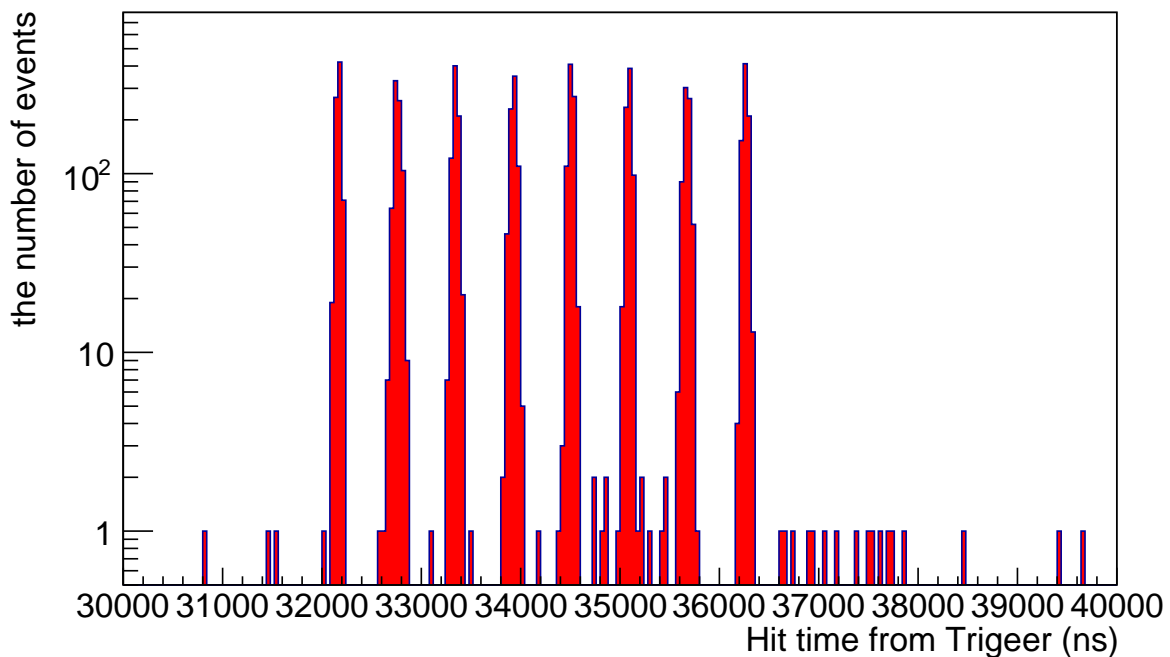


図 6.4.13 Baby MIND で再構成したの飛跡の時間分布。縦軸はログスケールである。

6.4.5 ニュートリノ反応のイベントレート

WAGASCI 実験では Baby MIND をミューオン検出器として用いるが、ニュートリノ標的検出器としても利用できる。そこで、コミッションの 16 日間のデータセットを用いて Baby MIND で検出されたニュートリノ反応のイベントレートを見積もり、これをシミュレーションと比較し Baby MIND の性能を確認する。ニュートリノイベントを選び出すためのセレクションは以下の通りである。

1. ヒット時間のカット

それぞれのバンチの中心から ± 250 ns 内にあるヒットを選択した。また各バンチごとにヒットを分け、飛跡の再構成は各バンチごとに行った。

2. Veto カット

1 層目と 2 層目の Detector Module の間の鉄を有効領域とするため、1 番目の Detector

Module を Veto として用いる。すなわち、飛跡のヒットは 2 番目の Detector Module から始まることを要求する。

3. 飛跡のカット

飛跡の最後のヒットが 4 番目以上の Detector Module にあるものを選択する。長い飛跡を選ぶことで、飛跡らしさを要求して背景事象を減らす。

4. 有効領域カット

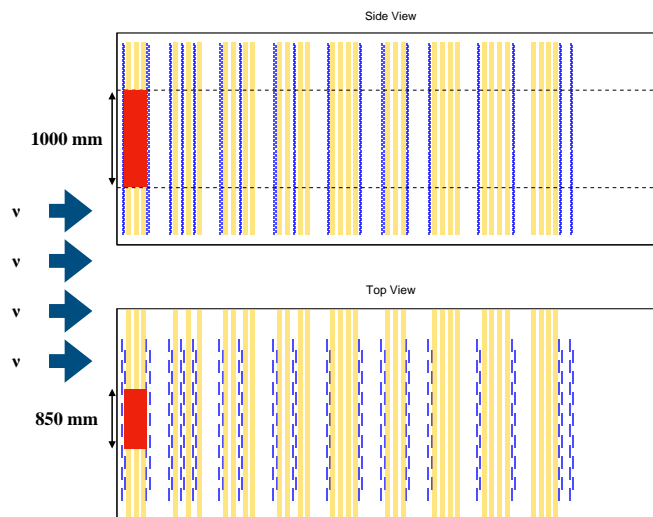


図 6.4.14 Baby MIND の有効領域 (赤く塗られた部分)。

この解析での有効領域を図 6.4.14 のように定める。有効領域内の鉄の質量は、602 kg である。この領域で発生したニュートリノ反応を選ぶために、2 番目の Detector Module から中央の鉄モジュールに粒子の飛跡を外挿して、その始点が上で定めた領域にあることを要求する。これは外からの粒子による背景事象を減らすためである。粒子の飛跡の外挿のために用いる直線は 2 番目の Detector Module から 5 番目の Detector Module のヒットを用いる。荷電粒子の飛跡は磁場で曲がるため、すべてのヒットを用いるよりも直線フィッティングでは角度分解能が良いからである。図 6.4.15 はそれぞれ有効領域内外のニュートリノ反応の候補のイベントである。

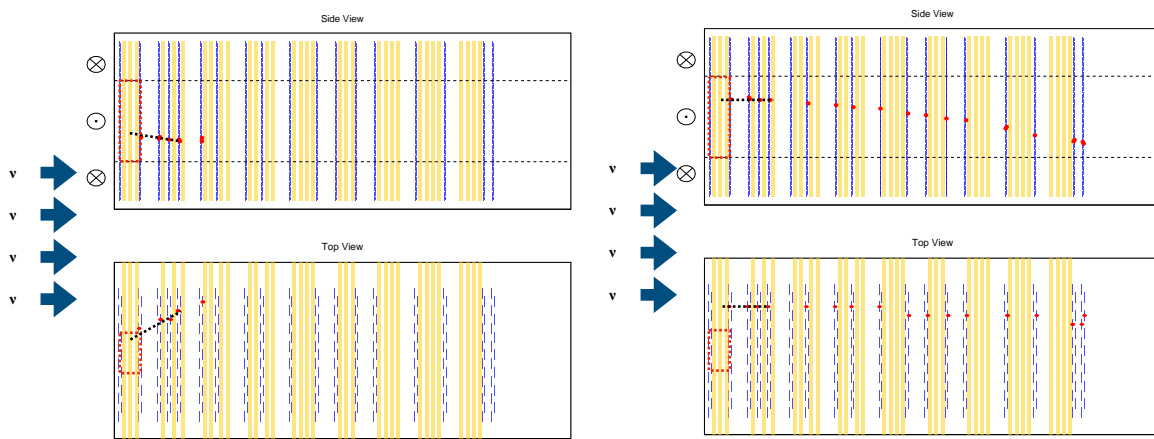


図 6.4.15 有効領域内 (左), 外 (右) からのニュートリノ反応候補

以上のセレクションの後の角度分布および飛跡の最下流のヒットの Detector Module 番号の分布を、シミュレーションデータと比較した。図 6.4.16 はその結果である。シミュレーションではニュートリノ反応の中でも荷電カレント反応、つまりミュオンが発生する反応に限った。分布の形を比較するために、シミュレーションのイベント数はデータの総イベント数で規格化した。

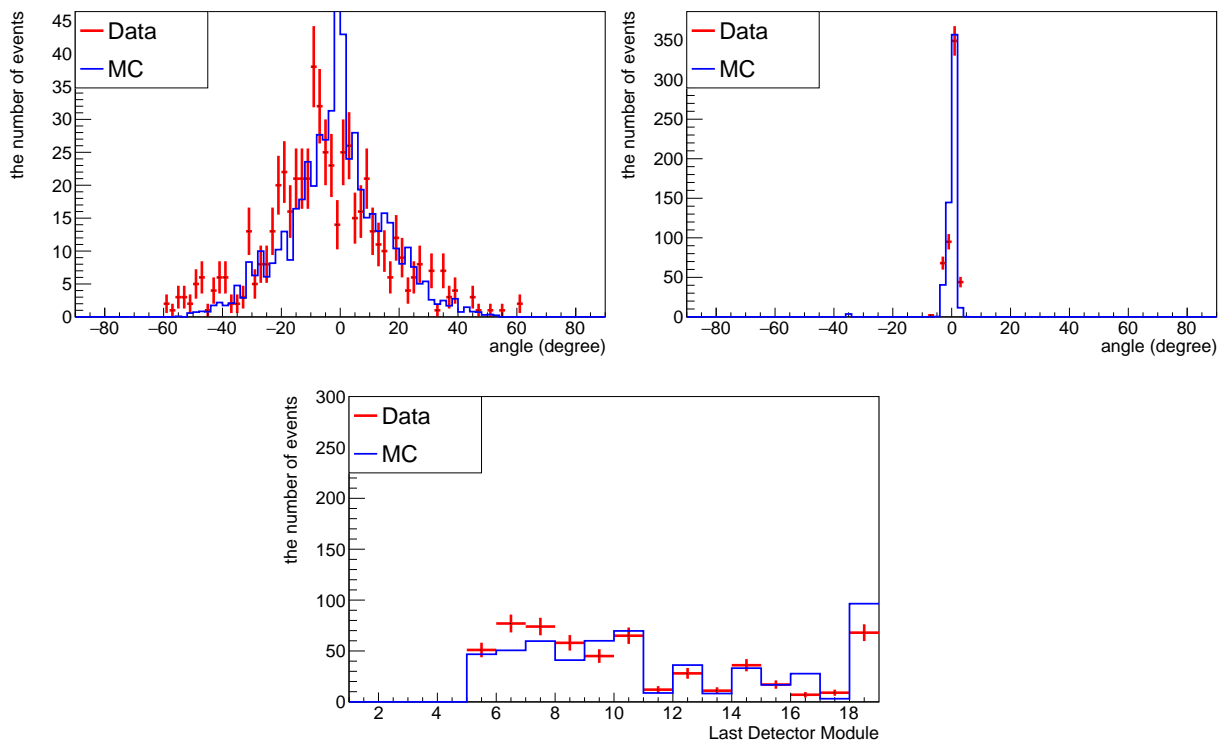


図 6.4.16 コミッショニングデータと MC の分布の比較。左上：YZ 面での角度分布, 右上：XZ 面での角度分布, 下：飛跡の最下流のヒットの Detector Module の分布。シミュレーションのイベント数はデータの総イベント数で規格化した。

YZ 面についてはデータがやや負の方向にずれているが、およそ一致している。XZ 面については

データと MC の結果が比較的よく合っている。XZ 面での幅が極端に狭いのは、シンチレータの幅が大きく YZ 面に比べて角度分解能が悪いため、角度が小さく再構成されるためである。飛跡の最下流のヒットの Detector Module 番号の分布は粒子の運動量に対応しており、その形はよく合っていると考えられる。16 日間のデータを 10^{17} P.O.T で規格化して、1 日ごとのイベントレートを求めたものを図 6.4.17 に示す。

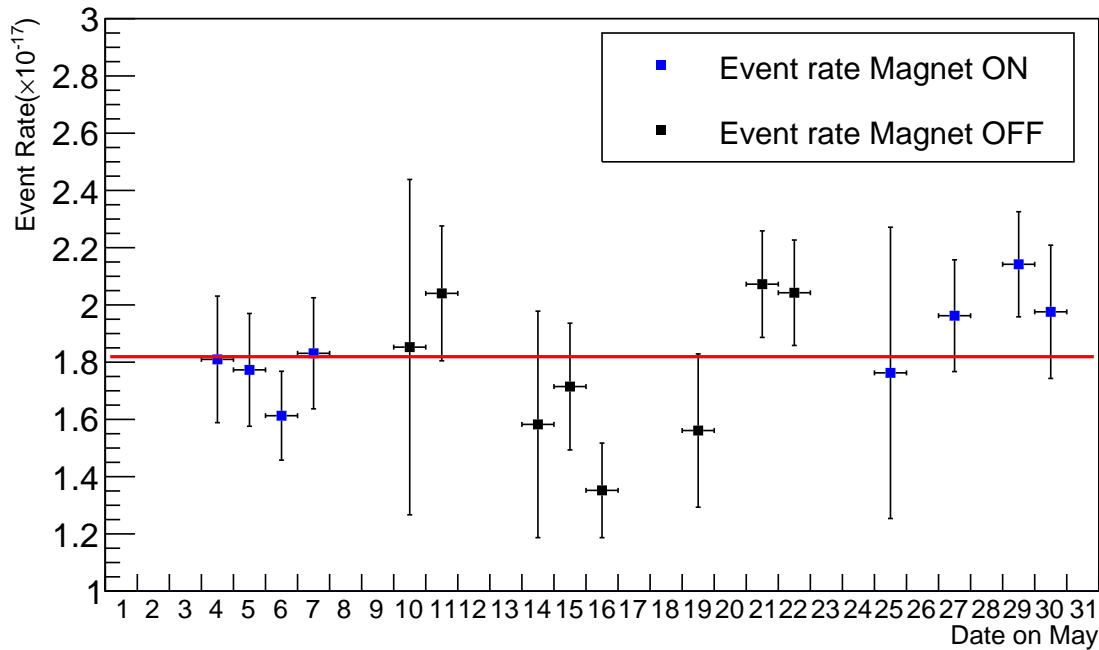


図 6.4.17 16 日間のデータセットにおけるイベントレート。青い点は電磁石電源を入れているデータ、黒い点は電磁石電源を入れていないデータを表す。誤差棒は統計誤差のみを考慮している。赤い直線はすべてのデータの平均値である。

図 6.4.17 より 1 日ごとのイベントレートとしては安定していると思われる。1 日ごとのイベントレートの平均を求め、ニュートリノのイベントレートは $(1.82 \pm 0.053) \times 10^4$ events/ 10^{21} P.O.T. と求められた。この結果をシミュレーションと比較する。シミュレーションでのイベントレートは第 5 章で述べた Geant4 シミュレーションを用いて、データのとおり同じイベントセレクションを用いて見積もった。また、荷電カレント反応のみの場合と中性カレント反応を含む場合の 2 パターンを考えてイベントレートを求めた。

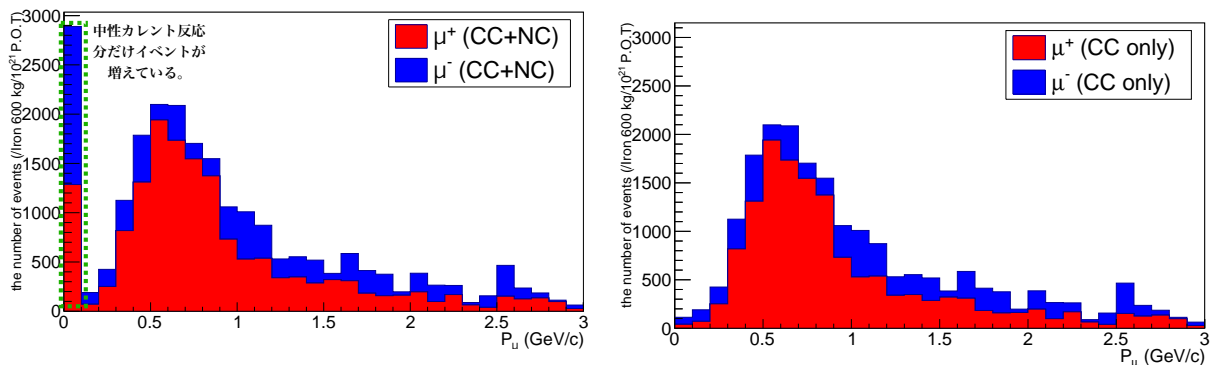


図 6.4.18 シミュレーションにおける中性カレント反応を含むミュオンの運動量分布 (左) と中性カレントを含まないミュオンの運動量分布 (右)

図 6.4.18 はそれぞれ中性カレント反応を含む場合と含まない場合のミュオンの運動量分布の比較である。図 6.4.18 では中性カレント反応の場合はミュオンの運動量を 0 としてイベントを加えているので、0 GeV/c のところに大きなピークがある。この分布の積分値からイベント数を求め、シミュレーションとデータの結果を表 6.4.2 で比較した。

表 6.4.2 データと MC のイベントレートの比較

	データ	MC (NC+CC)	MC (CC only)
イベントレート (/10 ²¹ P.O.T)	1.82 ± 0.053 (stat.) $\times 10^4$	2.26×10^4	1.98×10^4

データと NC+CC 反応を仮定したシミュレーションのイベントレートは 24% 程度のずれが見られる。これは以下のことが原因と考えられる。

- 誤差の評価が正確に行われていない。
統計誤差のみが考慮され、ニュートリノフラックス、ニュートリノ反応に関する系統誤差が全く考慮されていないため、データとシミュレーションのイベントがどの程度一致しているかを評価することは難しい。主要な系統誤差だけを考慮すれば 10% 程度と予想できる。この誤差はデータとシミュレーションの不一致を説明するには足りていないので、他にも原因があると考えられる。
- モンテカルロシミュレーションと実際の Baby MIND の検出器応答が異なる。
現在のシミュレーションでは Baby MIND のシンチレータのクエンチングやファイバー中の光の減衰等が考慮されていないため、シンチレータのヒット検出効率は非常に高く綺麗な飛跡を持つ。ゆえに、飛跡の検出効率はシミュレーションのデータの方が高いと考えられるため、それに対応してイベントレートがデータよりも大きく見積もられている可能性が考えられる。今後コミッションングの解析をしていく上では、Baby MIND の検出器の応答を Geant4 シミュレーションの計算に組み込み、イベントレートの系統誤差を踏まえて評価を行うつもりである。

第7章

解析アルゴリズムの開発

7.1 飛跡再構成アルゴリズムの開発とその評価

WAGASCI 実験パイロットランの解析では、標的モジュールに対してセルオートマトン (後述) を用いた飛跡再構成を行ってきた。この手法は直線の飛跡に対しては非常に有効な方法であるが、曲線の飛跡に適用すると飛跡の有無を調べることはできても飛跡の角度や終点といった基本的な情報を大きく見誤る。磁場を有する Baby MIND では、曲線の飛跡の再構成が重要である。本節では、単純なアルゴリズムを用いて曲線の飛跡を再構成する手法を構築し、その性能を評価した。ただし、Baby MIND では YZ 面においてのみ粒子の飛跡が曲がるため、飛跡再構成は YZ 面を考えている。

7.1.1 簡易アルゴリズム

簡易アルゴリズムでは標的モジュールでの飛跡再構成の結果を用いて再構成された飛跡が、Baby MIND の 1 層目のヒットと接続するかどうかを調べる。標的モジュールの飛跡が、Baby MIND 1 層目の Detector Module のヒットに接続した場合に、Baby MIND 内でのヒットを 2 層目から順に調べていき飛跡を再構成していく。連続して 2 つの Detector Module にヒットが確認できなければ、そこで終了とする。

7.1.1.1 標的モジュールでの飛跡再構成

標的モジュールにおける飛跡の数や各飛跡の始点位置、終点位置、角度はセルオートマトンを用いた飛跡再構成から計算する。セルオートマトンとは、ある状態を持つ「セル」と呼ばれるユニットが、時間とともに一定のルールに従ってその状態を変えするというモデルである。ここでの時間はステップという離散的な時間を表す。セルの状態はステップ t において隣接するセルの状態から、定められたルールに従って変えられる。一度セルの初期状態を決めればそれ以降のセルの状態は一意に定まる。WAGASCI モジュールではこの方法が使われている。ここでは図 7.1.1 のプロトンモジュールを例にその概要を説明する [33], [41]。トラッキングプレーン内において隣り合ったヒットチャンネルをクラスターとして一つにまとめ、隣り合ったトラッキングプレーン、または間に 1 枚隔てたトラッキングプレーンの二つのセルを線でつなぐ。この時に繋がれた線がセルに対応する。1 つのクラスターを共有している 2 つのセルに含まれた 3 つのクラスターに対し、最小二乗法によるフィッティングを行い、 $\chi^2 \leq 500$ のものを隣接していると呼ぶ。すべてのセルの初期状態を 0 とし、ステップ t で

隣接しているセルについて下流のセルの状態が上流の状態と同じ場合はステップ $t+1$ にて、下流のセルの状態が1増える。このルールのもとでは、トラッキングプレーンの数に依存したあるステップ（プロトンモジュールの場合は17）で、それ以上変化が起きなくなる。次に状態の大きいセルから状態が1小さいセルへと遡っていき、最終的に状態が0のセルまでたどり着いたとき、遡る過程で通過したセル同士をつなぎ合わせたものが飛跡の候補となる。最後に、飛跡の候補に対して飛跡らしさに順位をつける。

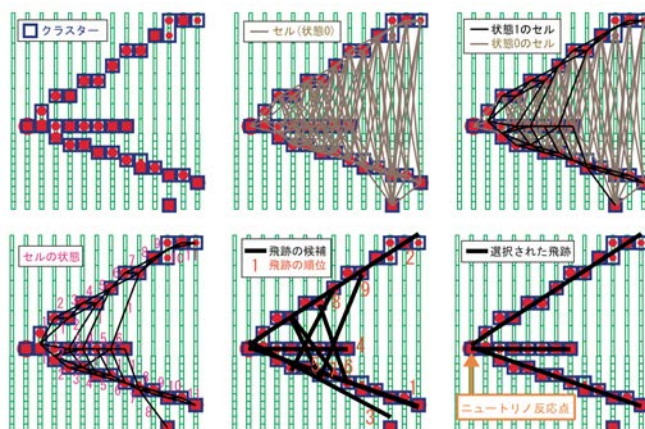


図 7.1.1 セルオートマトンを利用した飛跡再構成 [33]。左上図はトラッキングプレーンでのヒットをクラスターでまとめた様子を表す。中上図は、すべてのセルを図示している。右上図は、ステップを一つ進めたときの各セルの状態を表す。左下図はすべてのステップが終わったときの各セルの状態を表す。中下図は、状態の大きい方から一つずつ遡ったときの飛跡らしさに順位をつけている様子を表す。右下図は、最終的に再構成された飛跡を表す。

7.1.1.2 標的モジュールと Baby MIND とのトラックマッチング

本章では、例として WAGASCI モジュール 1 台と Baby MIND を用いた、トラックマッチングおよび飛跡再構成について述べる。標的モジュールにおいて再構成された飛跡の角度を用いて、飛跡の終点位置から Baby MIND の最上流の Detector Module まで外挿する。外挿した直線と最上流の Detector Module のシンチレータ面との交点を中心位置として、 ± 5 ch の幅にあるヒットを探す。ヒットが少なくとも一つあれば、成功とする (図 7.1.2)。ヒットが複数ある場合は、その y 座標の平均を取り 1 層目のシンチレータでのヒット点とする。

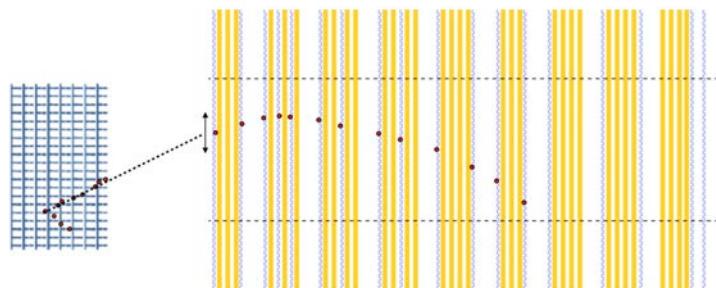


図 7.1.2 トラックマッチング成功例。YZ 面における WAGASCI モジュール (左) と Baby MIND (右)。WAGASCI モジュールの青い部分はシンチレータ層を示す。Baby MIND の黄色い層は Magnet Module, 青い層は Detector Module を示す。赤い丸はどちらもヒット点を表す。

7.1.1.3 Baby MIND2 層目のシンチレータのヒット接続

1 層目のトラックマッチングに成功した飛跡に対し、2 層目の Detector Module のヒットを確認する。1 層目と 2 層目の間には Magnet Module が 3 層あるため、荷電粒子は磁場により曲がるが、隣り合う Detector Module をつなぐ直線とのずれは、無視できると考えてマッチするヒットを探す。図 7.1.3 のように、標的モジュールで再構成された飛跡を 2 層目まで外挿し 1 層目のときと同様に、外挿した点を中心とする幅 (± 15 ch) の中にヒットあるかどうかを確認する。15 ch まで広げたのは、飛跡が曲がっていても検出効率を維持するためである。2 層目以降は、複数ヒットがある場合はその中でも外挿した点に最も近い点を選ぶ。2 層目でヒットが見つからなかったとしても、2 層目の前で飛跡が止まっているのではなく、2 層目において荷電粒子の検出に失敗している可能性があるため再構成を続行する。

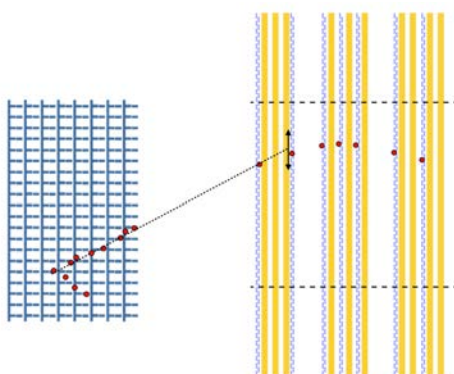


図 7.1.3 Baby MIND2 層目でのヒット再構成

7.1.1.4 Baby MIND3 層目以降のシンチレータのヒットの接続

2 層目にヒットがなかった場合、標的モジュールで再構成された飛跡を 3 層目まで外挿する。外挿した点を中心とする幅 (± 30 ch) の中にヒットあるかどうかを確認する。2 層目のヒット確認と比べて幅を広くしたのは、外挿の距離が広がるので、曲がった飛跡に対する直線の近似はさらに悪くなるためである。

2層目にヒットがあった場合、1層目と2層目のヒットを通る直線を3層目に外挿し、その点を中心とする (± 15 ch) 幅の中にヒットがあるかどうかを確認する (図 7.1.4)。4層目以降のヒットについても n 層目と $n+1$ 層目のヒットを通る直線を $n+2$ 層目に外挿し、同様のヒット確認を行う。ヒットがない層が1層のみであれば、2層目にヒットがなかった場合と同様に接続を続けるが、ヒットがない層が連続して2層になったときは飛跡がこれより前の層で止まっているとみなし、接続を終了する。選ばれたヒットの集合を一つの飛跡とみなす。ただし最終的にヒットの数が1つ以下であれば、飛跡とは見なさないことにする。

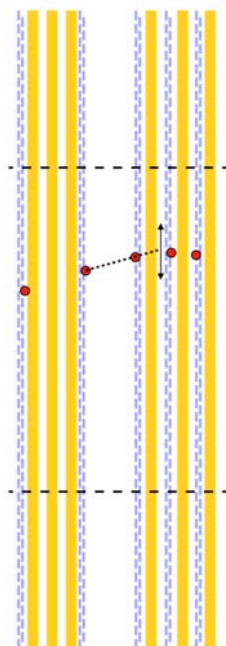


図 7.1.4 2層目にヒットがある場合の3層目のヒット確認

7.1.2 飛跡再構成方法の評価

このアルゴリズムの性能を評価するために、シミュレーションにおいて再構成されたミュオン
の飛跡の終点を真のミュオンの終点と比較した。曲線の飛跡に対しアルゴリズムがうまく働かない
のなら、途中で飛跡が切れてしまい終点の座標が大きく異なる。逆にアルゴリズムがうまく働くの
なら、終点の位置を精度よく推定できるはずである。Geant4 の Particle Gun を用いて 300 MeV/c,
600 MeV/c, 1000 MeV/c のミュオンを z 軸に平行に BabyMIND の 1 層目の Detector Module
の中心から打ち出し、ミュオンの終点位置に関する真の情報と再構成された飛跡の最終 Detector
Module におけるヒット位置を比較し、 x, y, z の位置の相違を調べた。XY 面では飛跡は曲がらずに
直線になるものの、今回はこの飛跡再構成アルゴリズムを適用してみた。

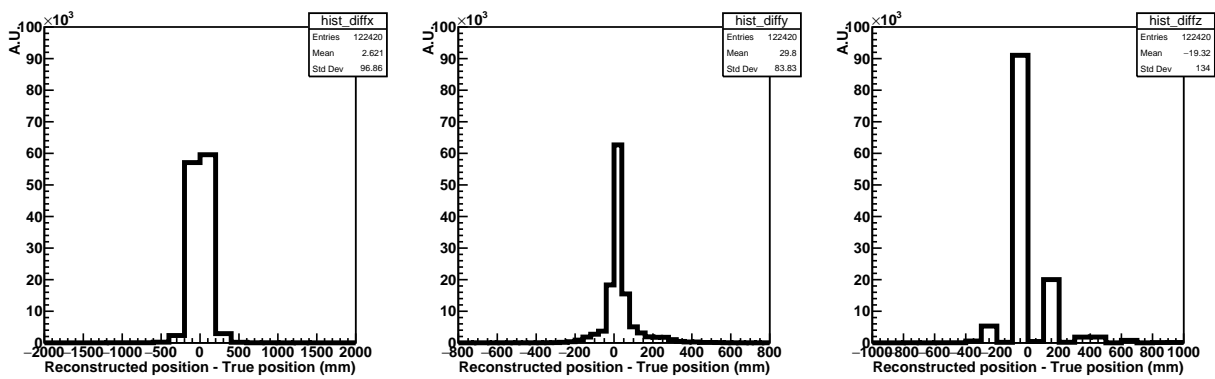


図 7.1.5 シミュレーションにおいて、300 MeV/c の μ^- を入射したときの真の飛跡と再構成された飛跡における終点位置の相違。左図から x, y, z を表す。

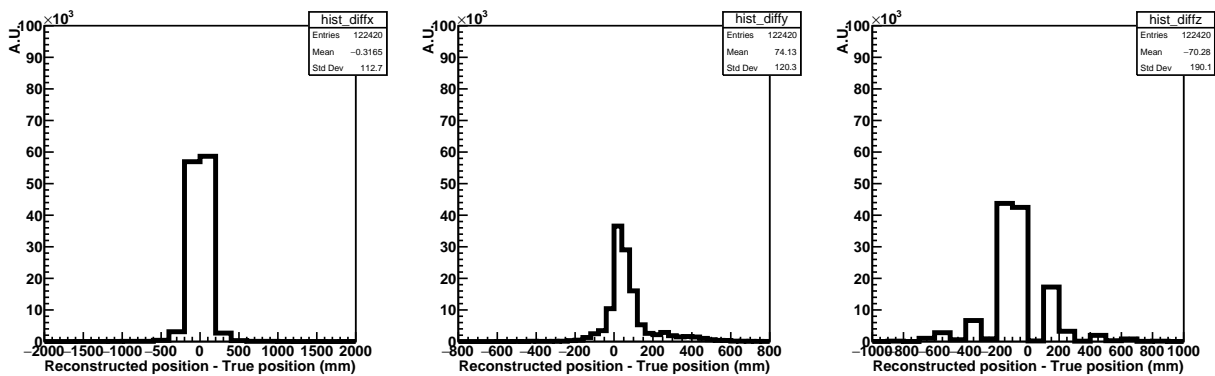


図 7.1.6 シミュレーションにおいて、600 MeV/c の μ^- を入射したときの真の飛跡と再構成された飛跡における終点位置の相違。左図から x, y, z を表す。

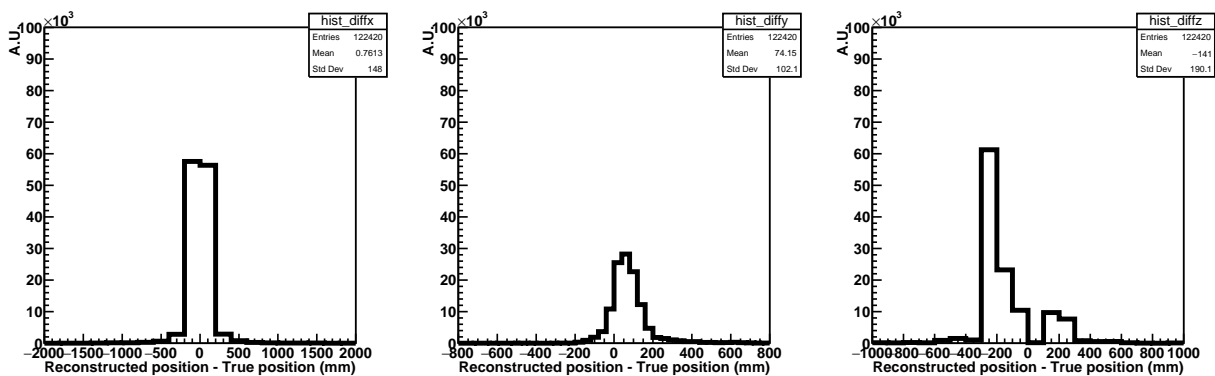


図 7.1.7 シミュレーションにおいて、1000 MeV/c の μ^- を入射したときの真の飛跡と再構成された飛跡における終点位置の相違。左図から x, y, z を表す。

図 7.1.5 から図 7.1.7 は Baby MIND 内で静止したミュオンについて、再構成された飛跡の終点の座標と真の座標の差の分布を表す。これらの図において y, z 座標のピーク位置が 0 からずれてい

るのは、次の理由によるものである。ミュオンが静止する位置は面の密度の違いから、Detector Module よりも Magnet Module である確率が高い。たとえミュオンが Magnet Module で静止したとしても、再構成される飛跡はその Magnet Module よりも前にある Detector Module にヒットを残す。ゆえに、再構成される飛跡の z 位置が小さく出てしまう。300 MeV/c よりも 1000 MeV/c のミュオンについてこの影響が強く見られるのは、下流になるほど Detector Module の割合が Magnet Module の割合よりも少ないセットアップのためである。

y 座標についてもピーク位置のずれが見られる。 μ^- は磁場によって鉛直下方向に曲がるため、下流の Magnet Module 内にある真の終点の y 座標との差をとると正の値となる。また、 x 座標については一見非常に精度良く再構成できているように見えるが、これは軸平行のミュオンを打ち出していることと、 x 方向について Baby MIND の磁場の影響は無視できることが原因だと考えられる。

以上から、飛跡の終点は検出器の性能の範囲内で正しく再構成できていると言え、このアルゴリズムは曲線の飛跡再構成のための一つの有効な手法であると結論できる。

7.2 運動量推定用アルゴリズムの開発とその評価

本節では、標的モジュールから Baby MIND にミュオンが飛んだ場合に、飛程を用いて運動量を推定する手法と曲率から運動量を推定する手法を開発し評価する。

7.2.1 飛程による運動量再構成

7.1 で述べた方法で、標的モジュールから Baby MIND までの飛跡を再構成する。ミュオンはプラスチック、水、空気、鉄を通るが、空気でのエネルギー損失は十分小さいため、ここでは無視する。ミュオンのエネルギー損失に最も寄与する物質は鉄なので、水とプラスチックの物質量は鉄に換算することとする。ミュオンは、最後のヒットを残した Detector Module より一つ下流の Magnet Module で静止しているということがほとんどである。そこで、飛程の計算ではヒットを残した最下流の Detector Module と、その一つ下流の Detector Module の間にある Magnet Module の長さの半分を飛程に加えるという措置をとった。

このように計算した飛程を、Particle Data Group(PDG)[13] に載っている鉄中のミュオンの飛程と運動量の関係を示した表をもとに作ったグラフ図 7.2.1 で、運動量に対応させる。

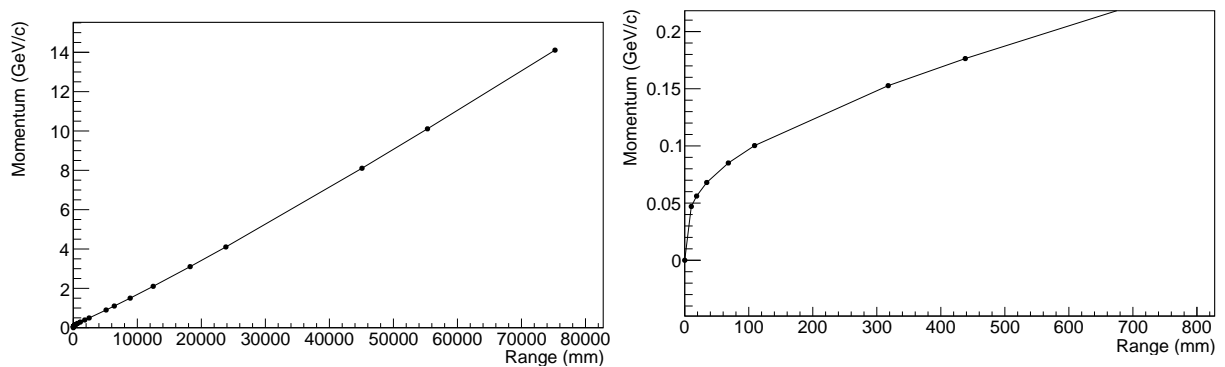


図 7.2.1 鉄中の密度で規格化したミュオンの飛程と運動量の関係。右図は左図の低運動量領域を拡大したもの

7.2.1.1 シミュレーションによる評価

飛程による運動量推定の精度を調べるために、第5章で述べたモンテカルロシミュレーションを用いて真のミュオンの運動量と再構成されたミュオンの運動量を比較した。Baby MIND 内で静止したイベントを選ぶため、表 7.2.1 の条件を満たすようにイベントを選択した。

表 7.2.1 静止ミュオンを選ぶためのイベントセレクション。チャンネル (ch) とはビーム軸に垂直な方向のチャンネルを表し、プレーン (pln) とは Detector Module の番号を表す。

view	条件
YZ 面	$10 \text{ ch} \leq \text{終点チャンネル} \leq 85 \text{ ch}$ かつ $2 \text{ pln} \leq \text{終点プレーン} \leq 17 \text{ pln}$
XZ 面	$2 \text{ ch} \leq \text{終点チャンネル} \leq 15 \text{ ch}$ かつ $2 \text{ pln} \leq \text{終点プレーン} \leq 17 \text{ pln}$

フルコンテナカットにより、Baby MIND で検出されるミュオンの運動量は高々 1.5 GeV/c であるため、以下飛程の運動量推定では真の運動量が 1.5 GeV/c までのものを考える。まず、運動量分解能を調べるため、真の運動量と再構成された運動量の差をヒストグラムに詰めて、その標準偏差を求めた (図 7.2.2)。図 7.2.3 には標準偏差を運動量領域毎に示す。

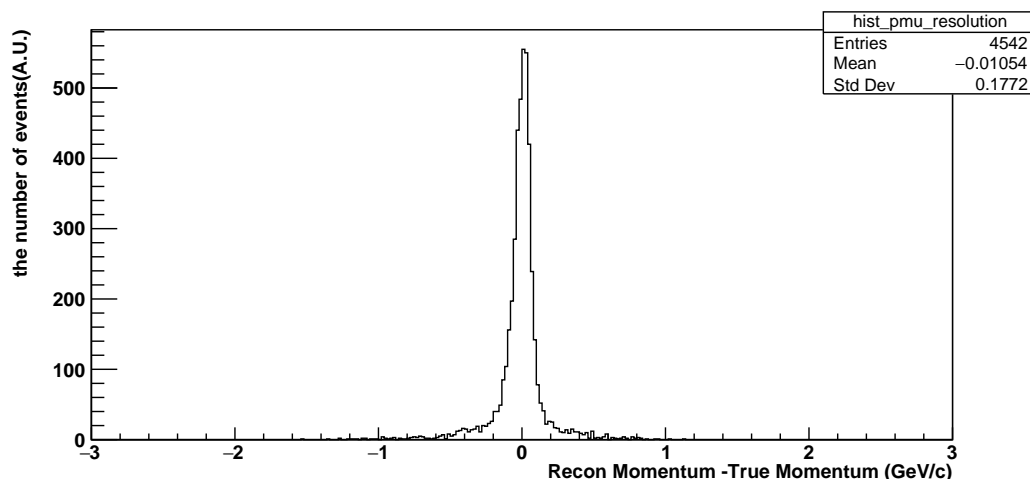


図 7.2.2 真の運動量と再構成された運動量との差のヒストグラム。平均は-0.011 (GeV/c), 標準偏差は 0.177 GeV/c

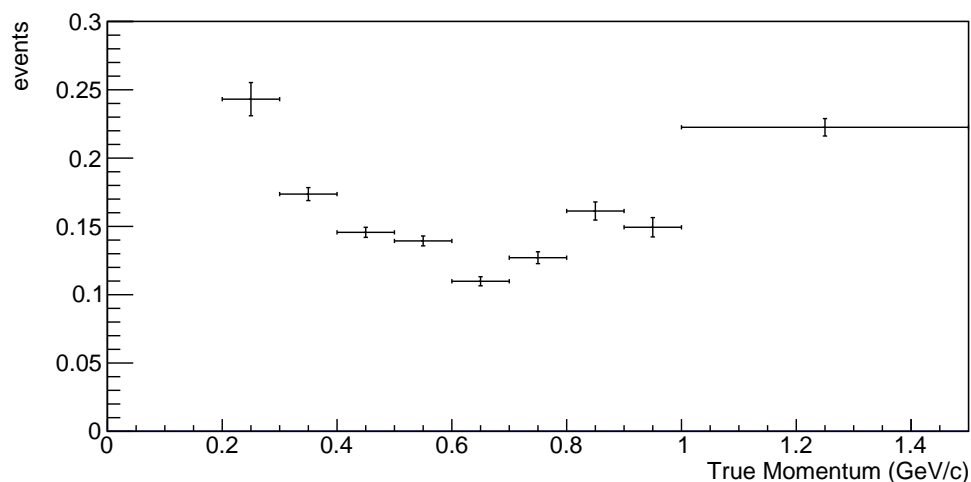


図 7.2.3 運動量ごとに調べた運動量分解能

図 7.2.2 から、分布は 0 を中心にほとんど対称であり全体で 0.18 GeV/c 程度の分解能があることがわかる。図 7.2.3 からは、0.6 GeV/c 程度のミュオンについては運動量分解能は 0.1 GeV/c 程度を期待できる。最終的に T2K-WAGASCI 実験で測定を計画している微分面積は 1 ビンが 0.1 GeV/c から 0.2 GeV/c 程度のものなので本研究のためには十分な精度があると考えられる。

7.2.2 曲率による運動量再構成

曲率によって運動量を再構成する手法として逐次外挿法を用いる。他にもラインフィッティングという手法を開発したが、詳細は付録 G に記載する。ここでの逐次外挿法とは、求めたい飛跡情報をフリーパラメータとして与え、各 Detector Module 位置での予想される飛跡位置を計算し、実際のヒット座標との差により χ^2 を計算し、それを最小にするパラメータを求めることをいう。この手

法はフリーパラメータの中に入射位置、運動量や電荷を含めることで、運動量や電荷を再構成するアルゴリズムとして機能することになる。ここでは入射位置と運動量をフリーパラメータに組み込む場合のみを考え、この手法を電荷識別として利用する場合は次節で述べる。初期運動量、Detector Module1 層目の入射角度、 y 座標の3つがフィットパラメータとなる。

7.2.2.1 飛跡位置の予想

図 7.2.4 は、Baby MIND の Detector Module の 1 層目から Baby MIND の 2 層目までのヒットの位置関係を示している。

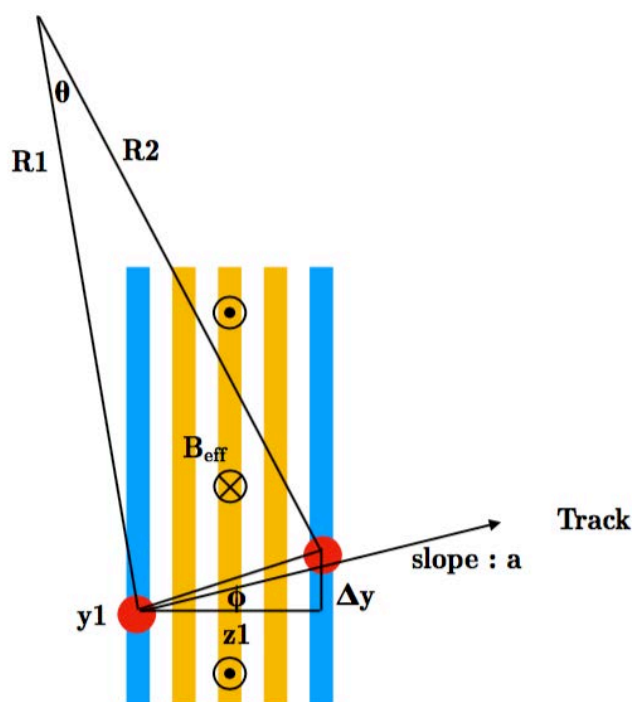


図 7.2.4 Detector Module1 層目から 2 層目までのヒットの位置関係。 θ は飛跡の曲がり角である。 z_1 は 1 層目と 2 層目の間の距離。 ϕ, a はミューオンの入射角度と傾き。 Δy はヒット間の y 座標の差

図 7.2.4 で示すように、2 つの Detector Module の間には Magnet Module がある領域とない領域に分かれているため磁場は均一ではない。有効磁場 B_{eff} を導入して、そこに含まれる Magnet Module の全磁場長を Detector Module 間の距離で割ったものとして定義する。そこで Baby MIND を Detector Module ごとに領域を分割すると合計 17 に分けられるが、それぞれの領域における有効磁場は次の表 7.2.2 のように与えられる。この有効磁場を用いることで、各領域内においては均一の磁場が働いていると考えることができる。逐次外挿法では各領域ごとに上流での飛跡のヒットの y 座標から次の y 座標を求めるので、 Δy を図 7.2.4 中に示すように定義した既知パラメータ $R_1, R_2, z_1, \phi, \theta$ を用いて表すことが必要である。

表 7.2.2 各領域ごとの有効磁場

領域	1	2	3	4	5	6	7	8	9
有効磁場 (T)	0.90	0.00	0.64	0.64	0.19	0.82	0.32	0.82	0.32
領域	10	11	12	13	14	15	16	17	
有効磁場 (T)	0.94	0.00	0.90	0.00	0.50	0.95	0.69	0.00	

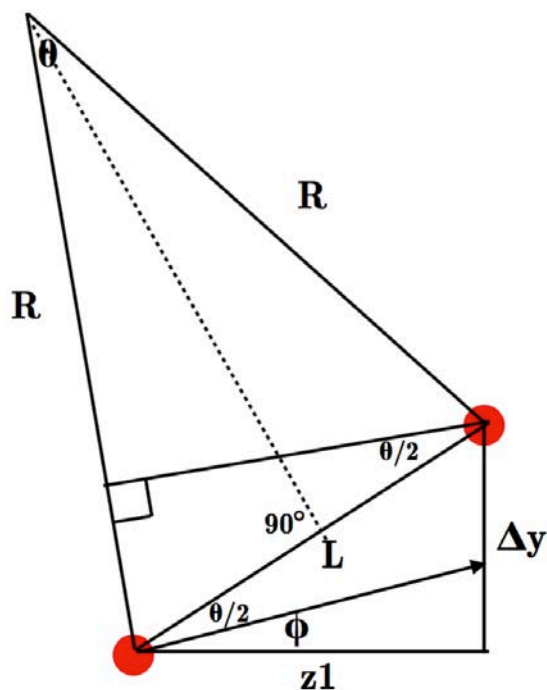


図 7.2.5 Δy 導出の補足図。赤い丸はヒットを表す。厳密には粒子はエネルギー損失により運動量を減少させるため、曲率半径は常に変化する。しかし、各領域内においてはその運動量の減少は小さく、曲率の変化は十分小さいと考えられるため一定として考える。

図 7.2.5 より、ミュオンはエネルギー損失により徐々に運動量を失っていくため、曲率半径も順次変化していく。ただし、一つの領域内での変化は小さいとして、 $R_1 \simeq R_2 \simeq R$ と近似する。

$$\Delta y = z_1 \tan\left(\frac{\theta}{2} + \phi\right) \quad (2-1)$$

$$\frac{z_1}{L} = \cos\left(\frac{\theta}{2} + \phi\right) \quad (2-2)$$

ここで $L = 2R \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)$ であることを用いると、式 2-2 は式 2-3 のように書き換えられる。

$$\begin{aligned} z_1 &= 2R \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \times \cos\left(\frac{\theta}{2} + \phi\right) \\ &= R(\sin(\theta + \phi) - \sin \phi) \end{aligned} \quad (2-3)$$

式 2-3 から

$$\theta = \arcsin\left(\frac{z_1 + \sin\phi}{R}\right) - \phi \quad (2-4)$$

式 2-1 と式 2-4 により、 Δy を計算することができる。

7.2.2.2 逐次外挿法のための漸化式

前節で導いた Δy 等を用いて、磁場のある領域と磁場のない領域における漸化式は、 P_i を YZ 面に射影した運動量として次のように立てることができる。

磁場のある領域

$$\begin{aligned} a_i &= \frac{Y_i - Y_{i-1}}{z_i - z_{i-1}} \\ R_i &= \frac{P_i}{0.3B_i} \\ Y_{i+1} &= Y_i + \Delta Y_i \\ P_{i+1} &= P_i - \Delta P_i \end{aligned} \quad (2-5)$$

磁場のない領域

$$\begin{aligned} a_i &= \frac{Y_i - Y_{i-1}}{z_i - z_{i-1}} \\ Y_{i+1} &= Y_i + a_i(z_{i+1} - z_i) \\ P_{i+1} &= P_i - \Delta P_i \end{aligned} \quad (2-6)$$

ここで P は粒子の運動量を表し、 i 番目の領域でのエネルギー損失を ΔP_i と表す。比較すべきヒットの y 座標としては Detector Module 内でヒットがあったチャンネルを用いる。

7.2.2.3 逐次外挿法の評価

飛程による運動量再構成手法を評価したときと同じシミュレーション、同じイベントセレクションを用いた。図 7.2.6 は、再構成された飛跡とそれをフィッティングしたときの結果の一例を示す。

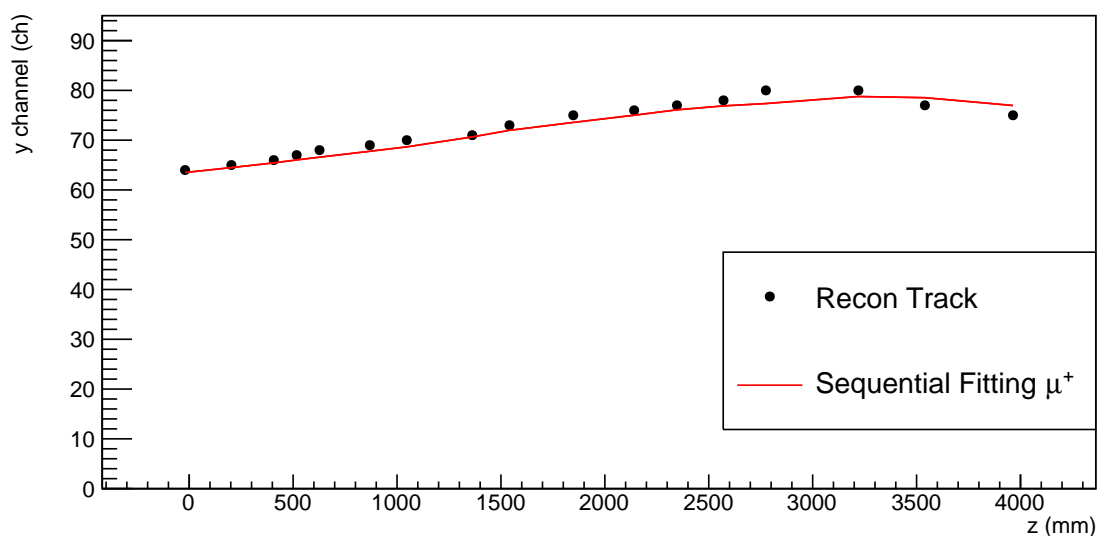


図 7.2.6 ヒット (黒丸) とフィットで得られた飛跡 (赤線)

図 7.2.6 からフィットで得られた飛跡はヒットから 0.5 ch から 1.0 ch 程度のずれはあるが、それほど大きく離れていないため良いフィッターとして機能していることがわかる。このときのパラメータと χ^2 の関係を図 7.2.7 に示す。 χ^2 の極小領域は比較的大きな範囲に広がっており、結果としてベストフィットのパラメータと真のパラメータがずれてしまっている。真の運動量と再構成した運動量との差の分布を図 7.2.8 に示す。曲率による運動量再構成では、飛程による運動量再構成に比べて運動量を過大に見積もることが多いことがわかる。

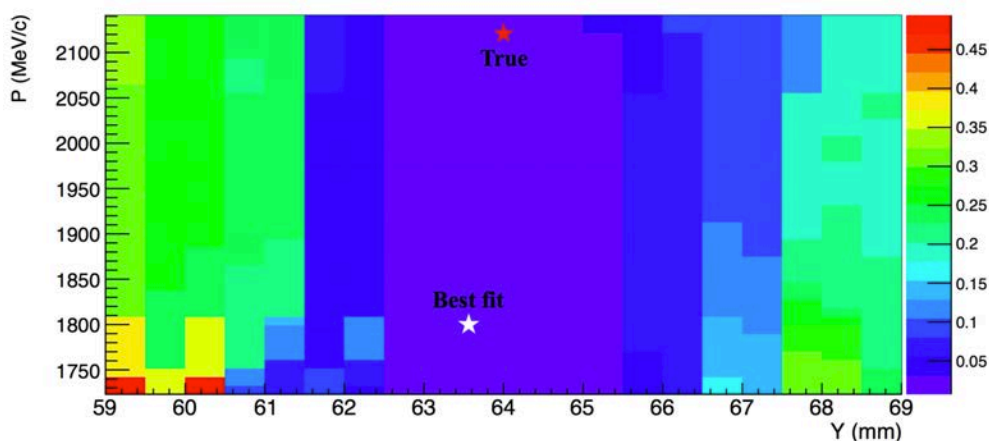


図 7.2.7 a_1 (入射の傾き) の値をベストフィット値に固定したときの χ^2 の分布の一例。カラースケールは χ^2 値を示す。ベストフィット点は白星, 真の点は赤星で示してある。

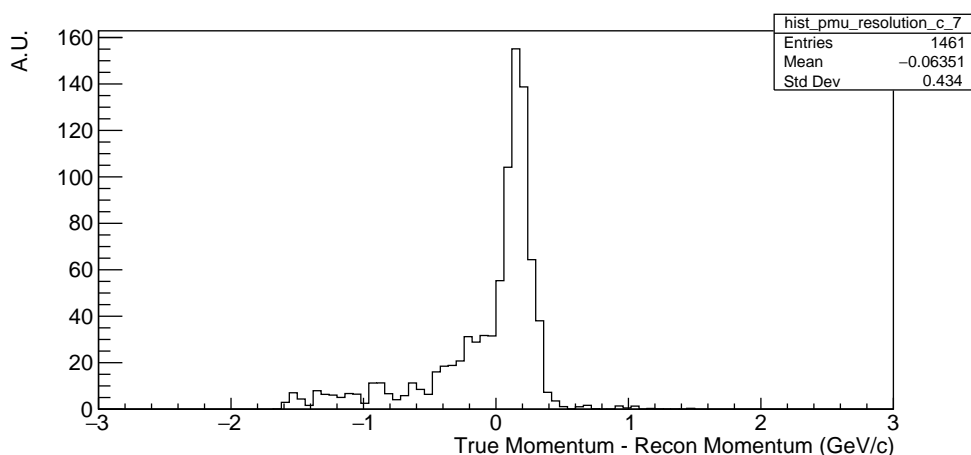


図 7.2.8 真の運動量と逐次外挿法により再構成された運動量との差の分布。平均は-64 (MeV/c), 標準偏差は 434 MeV/c

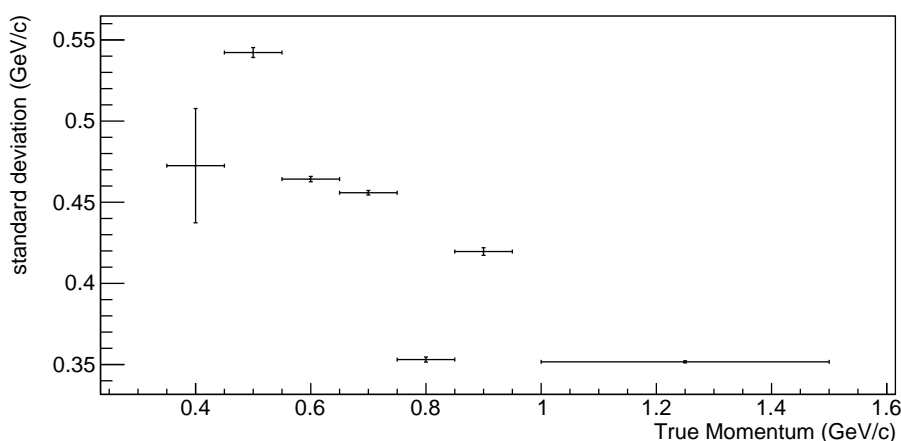


図 7.2.9 運動量ごとに調べた運動量分解能

図 7.2.9 は、運動量領域毎に逐次外挿法の運動量分解能を求めたものである。運動量が大きくなるほど測定精度は向上しているが、それでも曲率による運動量推定では全体で 0.43 GeV/c 程度のばらつきはあり、飛程による運動量再構成に比べると精度は悪い。しかし曲率により運動量を再構成する手法は、静止することなく Baby MIND からエスケープするミュオンの運動量を再構成することができるため、イベント数を少しでも稼ぐ上で非常に重要なものである。どの運動量領域で運動量を過大に見積もることがあるのかを明らかにするため、真の運動量と再構成した運動量の相関を図 7.2.10 に示した。

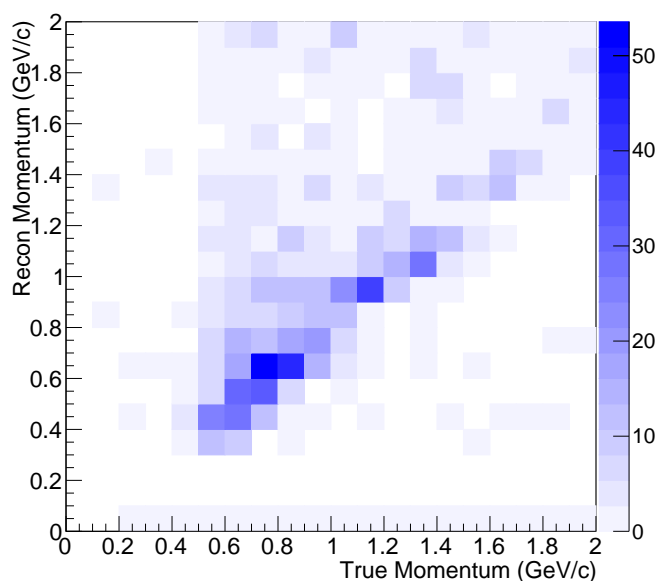


図 7.2.10 真の運動量と逐次外挿法により再構成された運動量との相関。

全体として運動量を高く再構成する傾向にあり、現在この原因を究明中である。

7.2.2.4 今後の展望

このアルゴリズムにおいては Baby MIND 内で静止したミュオンについては、飛程により運動量を再構成することで 10%-20% 程度の精度で運動量を推定することができる。同じミュオンについて、曲率を用いて運動量を推定すると良くて 30% 程度の精度まで落ちてしまう。しかし、曲率を用いて運動量を再構成する方法はまだ改良の余地がある。その一つは、ミュオンの飛跡の長さを用いてパラメータの範囲を制限し、その上でフィッティングを行う方法である。また、今回示したアルゴリズムには多重散乱の影響が含まれていない。カルマンフィルターで用いられている技術を応用して、各層において多重散乱による誤差を含めてヒット位置の y 座標を決めていくことで精度の向上を図りたい。

7.3 電荷識別用アルゴリズムの開発とその評価

7.3.1 逐次外挿法による電荷識別

前節で説明したアルゴリズムに、パラメータとしてミュオンの電荷を加えることで、電荷の識別を行う。

このアルゴリズムを用いた場合の電荷識別の効率を、飛程による運動量の再構成手法を評価したときと同じ反ニュートリノモードのシミュレーションを用いて調べた。電荷識別のパラメータとして A_{seqfit} を定義する。

$$A_{\text{seqfit}} = \frac{1/\chi^2(\mu^+) - 1/\chi^2(\mu^-)}{1/\chi^2(\mu^+) + 1/\chi^2(\mu^-)}$$

ここで $\chi^2(\mu^+)$ は、 μ^+ を仮定してフィッティングをしたときの χ^2 値を表す。 A_{seqfit} は μ^+ の場合には正の値、 μ^- の場合には負の値をとる傾向があると期待される。シミュレーションデータに逐次外挿法を施して得られた A_{seqfit} の分布を図 7.3.1 に載せる。図 7.3.1 から、パラメータ A_{seqfit} が負の領域にも多少 μ^+ の寄与が入り込んでしまっていることがわかる。これはヒット数が少ないときにこのアルゴリズムがうまく機能しないことが原因だと考えられる。しかし、概ね μ^+ , μ^- の寄与が分かれている。

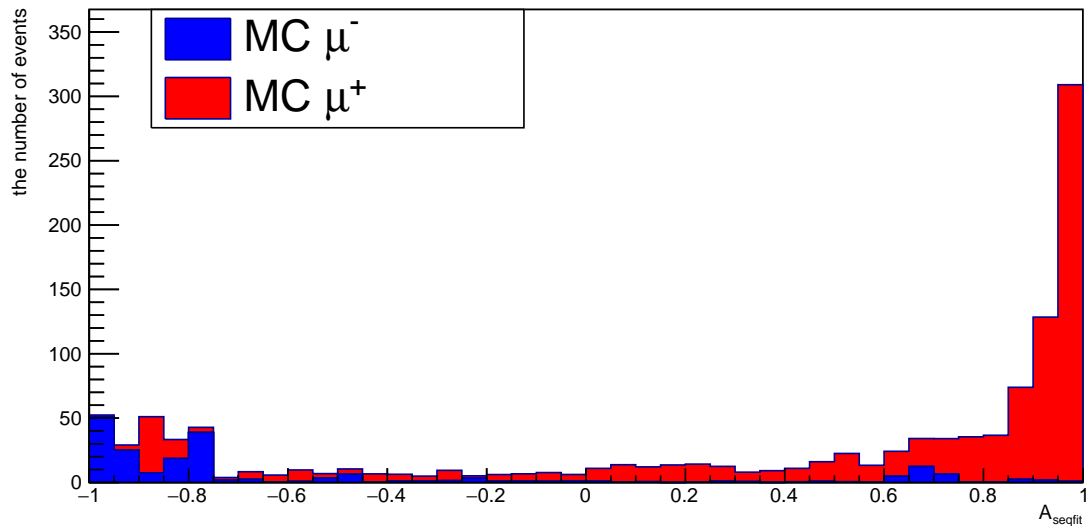


図 7.3.1 A_{seqfit} の分布。青いヒストグラムは真の μ^- イベント、赤いヒストグラムは真の μ^+ イベントを表す。

図 7.3.2 はこのシミュレーションのデータを用いて、 A_{seqfit} の閾値に対する μ^+ の純度と μ^+ の選択効率の関係を求めたものである。

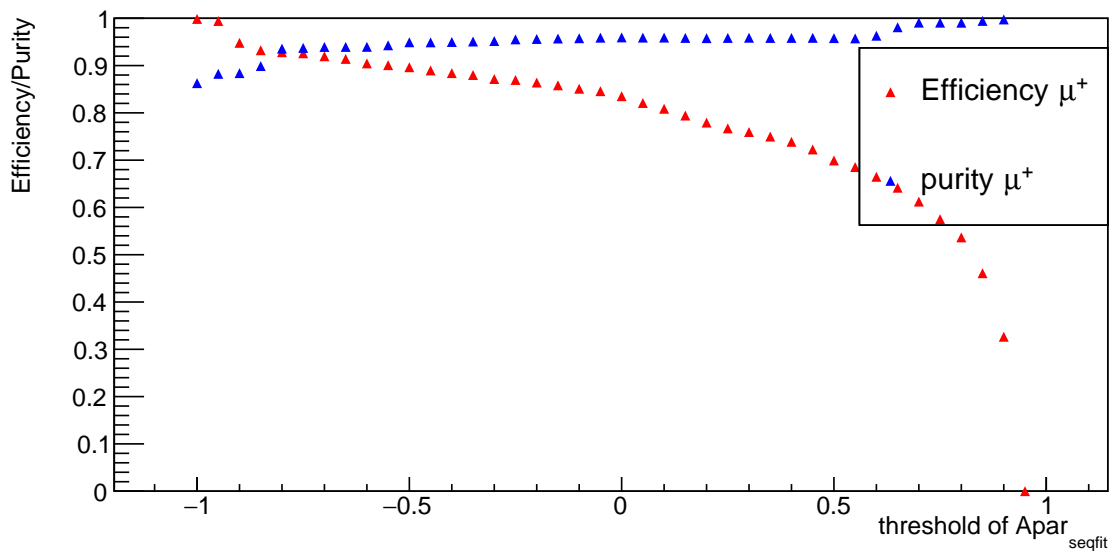


図 7.3.2 逐次外挿法における選択効率と μ^+ の純度

もし電荷識別を行わない場合、反ニュートリノモードにおける ν_μ のイベント数は全体のおよそ 30% を占める。現在では $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ の断面積比について 20% の不定性があるため、 $\bar{\nu}_\mu$ の断面積測定にかかる背景事象 ν_μ の誤差はおよそ 6% である。第 5 章で議論したように、T2K-WAGASCI 本実験は最終的に、系統誤差は 6% となることが期待されている。ゆえに、 ν_μ の誤差 6% は無視できないものとなる。 ν_μ の誤差が 2% 程度であれば十分無視できるものであり、そのためにはミュオンの電荷識別において μ^+ を 90% の純度で選択することが要求される。そのためには閾値を -0.8 にすればよい。閾値をこの値に設定したときの μ^+ に対する選択効率を図 7.3.3 に示す。どの運動領域についても 90% 以上の高い選択効率を得られている。

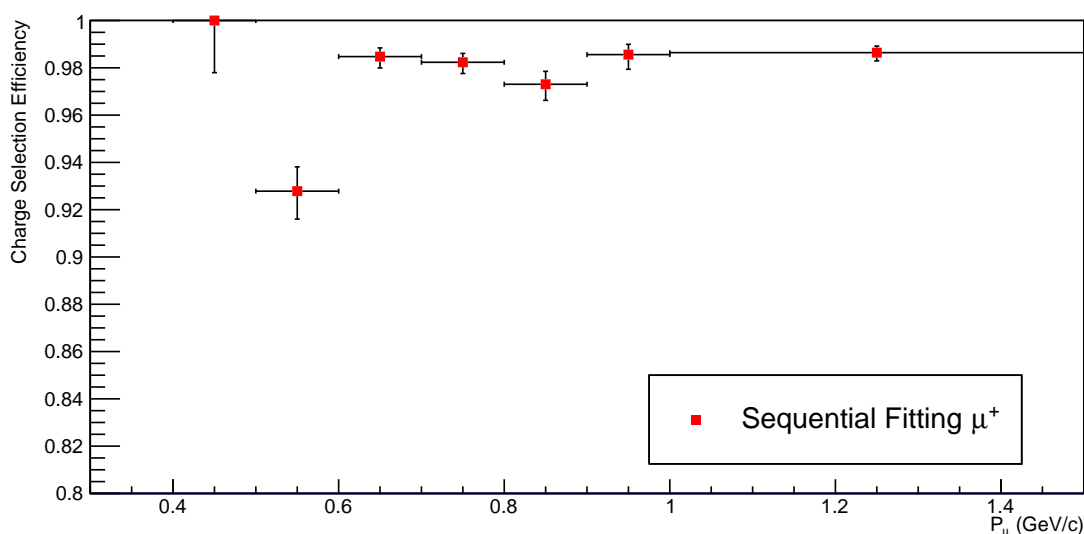


図 7.3.3 A_{seqfit} を -0.80 にしたときの逐次外挿法における選択効率

7.3.2 コミッショニングデータとモンテカルロシミュレーションの比較

Baby MIND が期待通りの性能を持っているかを確認するために、シミュレーションとコミッショニングデータを 2 通りのサンプルを用いて比較する。一つ目は標的モジュールで反応したイベントサンプル (サンプル 1) であり、もう一つは Baby MIND 内の反応のイベントサンプル (サンプル 2) である。

7.3.2.1 標的モジュールにおけるニュートリノ反応サンプルを用いた比較

シミュレーションでは、下流の WAGASCI モジュールでニュートリノ反応を発生させそこで発生したミュオンを Baby MIND で検出して飛跡を再構成した。コミッショニングのセットアップでは Baby MIND に最も近い INGRID 内のニュートリノ反応により発生したミュオンを Baby MIND で検出しその飛跡を再構成し、このときの結果とシミュレーションの結果を比較することにする。

ヒット数が少なすぎると電荷識別の効率がよくないことから、ここでは Baby MIND の飛跡が少なくとも 5 ヒットを持つことを要求した。最終的に残ったイベントの角度分布をシミュレーションと

比較したものを図 7.3.4 に示す。分布の形を比較するために、データの総量で MC 分布を規格化している。

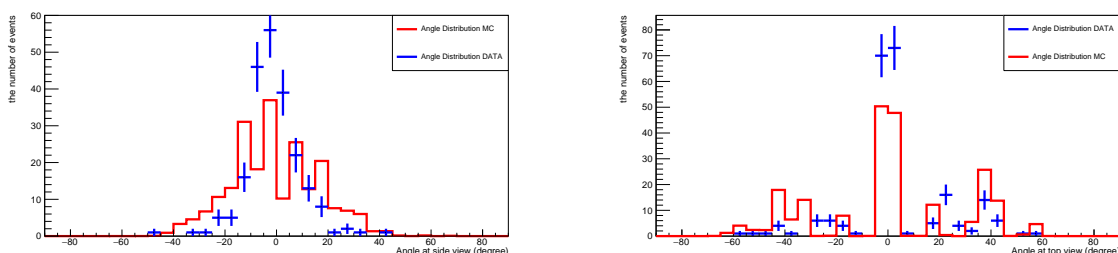


図 7.3.4 コミッシュニングデータとシミュレーションのサンプル 1 における YZ 面での角度分布 (左上), XZ 面での角度分布 (右上)。データの総量で MC 分布を規格化している。

YZ 面の分布に比べ、XZ 面の分布が歪んでいるのは X 層のシンチレータの位置分解能が、Y 層のシンチレータに比べて 1/8 倍程度であることが原因であると考えられる。コミッシュニングデータをより詳細に解析する場合は、シミュレーションに INGRID モジュールを組み込みデータとの比較を行うつもりである。

以上のような分布を持つデータに対し、逐次外挿法を用いて電荷識別を行った。シミュレーションデータはデータの総イベント数で規格化してある。図 7.3.5 をみると、逐次外挿法は全体的にデータとシミュレーションでよく合っていると見える。

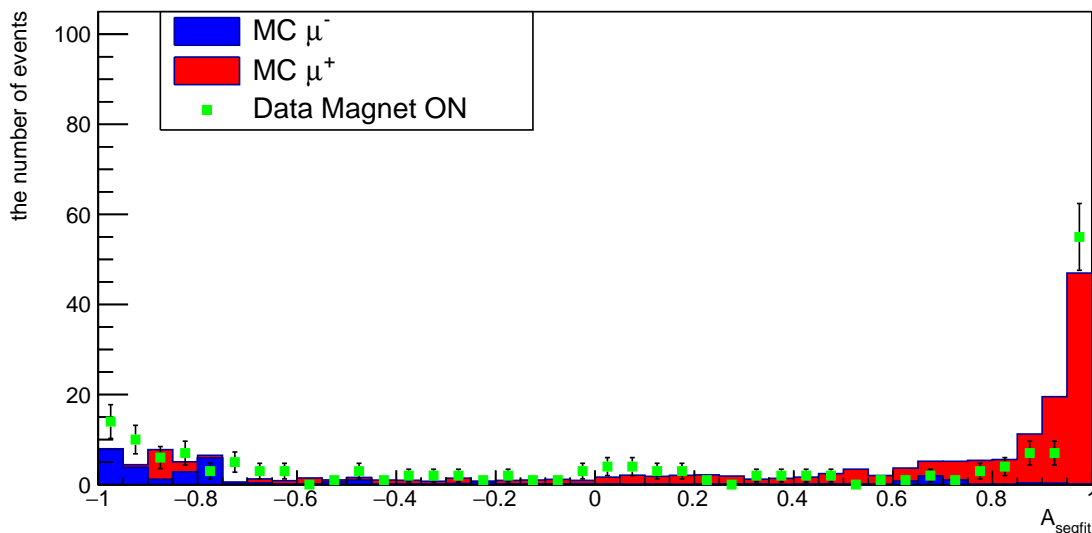


図 7.3.5 サンプル 1 を用いて電荷識別をしたときのデータと MC の比較

7.3.2.2 Baby MIND におけるニュートリノ反応サンプルを用いた比較

Baby MIND でのニュートリノ反応に関しては、すでに第 6 章のコミッシュニングデータのイベントレートの評価においてシミュレーションとデータの比較を行っている。その時と同じイベントセレクションを用いて、電荷識別の結果を比較する。図 7.3.6 は逐次外挿法を用いて電荷識別を比較した

ものである。形はデータとシミュレーションとでおよそ一致しているが一致していない領域も存在する。この原因については究明中であるが、Baby MIND の検出器応答が詳細に実装されていないことが一つの原因だと思われる。今後シミュレーションにおいて、Baby MIND の検出器応答を正確に実装して改善していく。

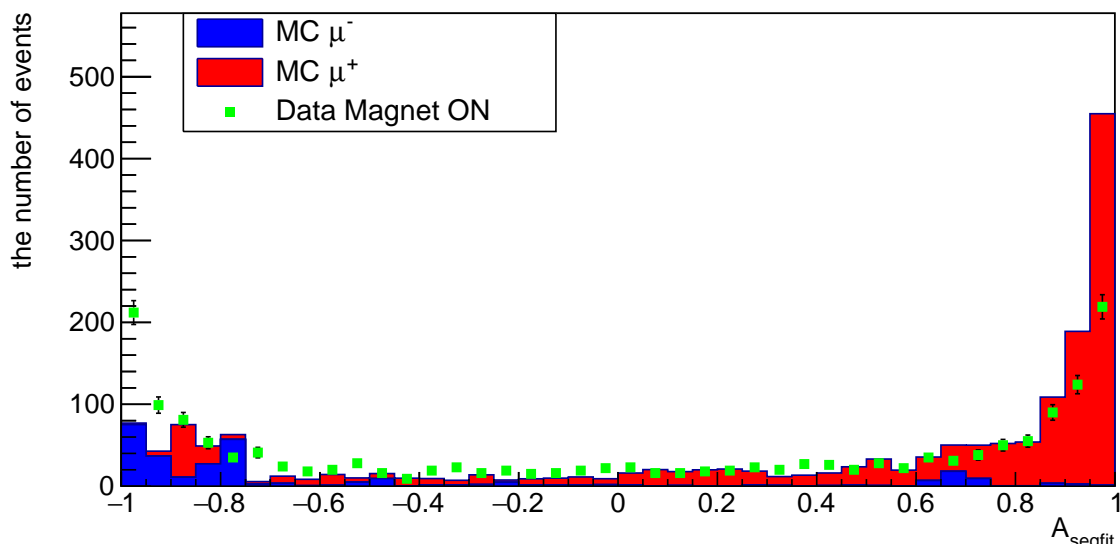


図 7.3.6 サンプル 2 を用いて電荷識別をしたときのデータと MC の比較

7.4 機械学習を用いた電荷識別とエネルギー推定

本研究では、Keras という python 上のライブラリー [42] を用いて機械学習を行った。はじめに、機械学習で行われている計算を簡単な例を用いて紹介する。機械学習で解きたい問題には大きく分けて 2 種類ある。一つは与えられたデータセットを離散的に分類したい場合 (例えばミュオンの電荷が正か負かの 2 種類に分類したい場合) であり、もう一つは連続的な値として推定したい場合 (例えばミュオンのエネルギーを推定したい場合) である。どちらの場合でも与えられたデータセットにおいて、入力値 x_0^0, x_1^0 に対して次のような計算を行い、出力値 x^2 を求める。

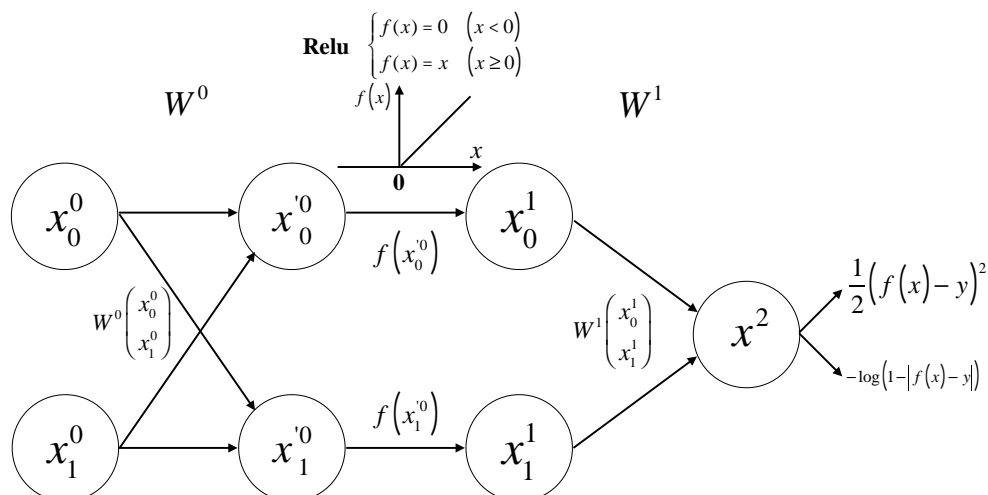


図 7.4.1 入力値から出力値を求めるまでの計算

図 7.4.1 において、 W^i は i 番目の計算における重み (一般に行列) である。重みによって計算された入力値 x_j^i は Relu という関数によって x_j^{i+1} へと計算される。Relu 関数は引数が 0 より小さければ 0 を返し、0 より大きければその引数をそのまま返すような関数である。機械学習ではこの計算において非線形関数が使われるが、Relu はその中でも代表的に使われる関数である。学習時には最後の出力値 x^2 に対し連続的な値を求めたい場合は $L = \frac{1}{2}(f(x) - y)^2$ を計算し、離散的な値を求めたい場合は $L = -\log(1 - |f(x) - y|)$ を用いて計算する。ここでの y は真の値を意味している。図 7.4.1 では 1 度の計算のみを示しているが、学習時にはこの計算を重みを変えて何度も繰り返す。重みは図 7.4.2 に示す誤差逆伝播法を用いて計算することができる。

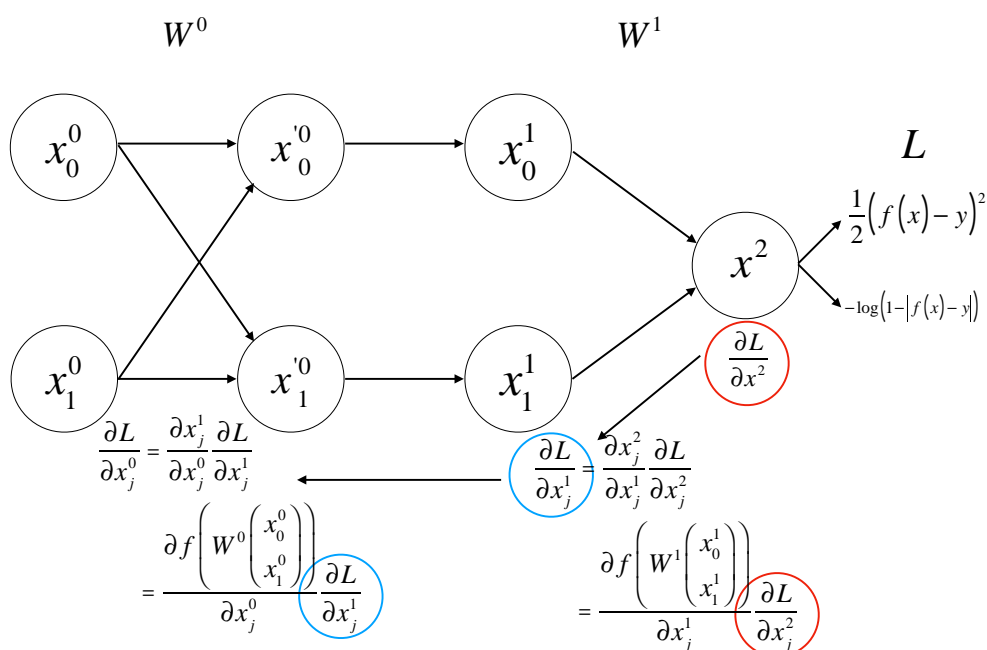


図 7.4.2 出力値から始めて出力値に対する微分を求めるまでの計算

重み W^i は L の値を最小にするように更新される。すなわち、ある関数 F が与えられたとき次式 4-1 の形で決められる。

$$W'^i = W^i + F\left(\frac{\partial L}{\partial x_0^i}, \frac{\partial L}{\partial x_1^i}\right) \quad (4-1)$$

ここで、 F の引数である $\frac{\partial L}{\partial x_0^i}, \frac{\partial L}{\partial x_1^i}$ はどちらも図 7.4.2 に述べたようにそれぞれ $i+1$ 番目の $\frac{\partial L}{\partial x_0^{i+1}}, \frac{\partial L}{\partial x_1^{i+1}}$ から求められるため、図 7.4.1 とは逆の順で計算が進むことから誤差逆伝播法という。このように新しい W'^i が求められるとそれに対応する出力値 x'^2 が求まり、これを繰り返すことで L を最小にする、すなわち真の値 y を推定する精度が向上するような重みが求められる。この重みを用いて求めたいデータを処理して、答えを計算する。実際の機械学習の計算はこれを応用したより実践的な方法で行われる。その一つの方法が畳み込みニューラルネットワーク (CNN) と呼ばれる方法である。本研究でもこの方法を用いている。CNN では、図 7.4.1 で計算したように i 番目の入力値全てを用いて $i+1$ 番目の出力値を計算するという方法を取らない。例えば入力データが 3×3 の行列で与えられているとする。このときフィルターと呼ばれる重み W を用いて計算を行う。ここでは重み W を 2×2 の行列であるとする。すると図 7.4.3 で示したような計算が行われ、最終的に 2×2 の行列を得る。

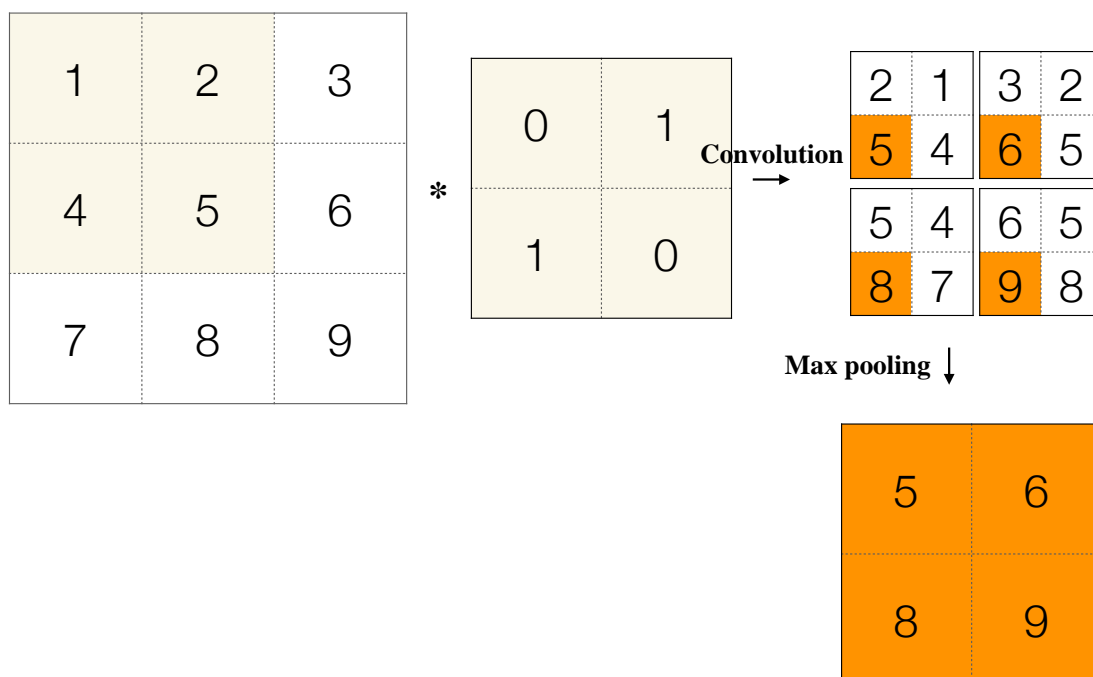


図 7.4.3 畳み込みの計算例。フィルターを 3×3 の行列に重ねながら、重なった部分で行列の計算を行うことを畳み込み (Convolution) と呼び、それぞれにおいて最大の値を持つものを選び出して 2×2 の行列を作ることを max pooling と呼ぶ。

実際には、2×2 の行列を N 個用意してこの計算を行うので、それに対応して最終的に N 個の 2×2 行列ができることになる。このように計算を行うことを畳み込みニューラルネットワークと呼ぶが、計算の方法には様々な組み合わせ方がありそれらを全て紹介することは不可能なので、本研究で用いた計算モデルに必要なものを説明することにする。本研究で用いた計算モデルを図 7.4.4 に示す。

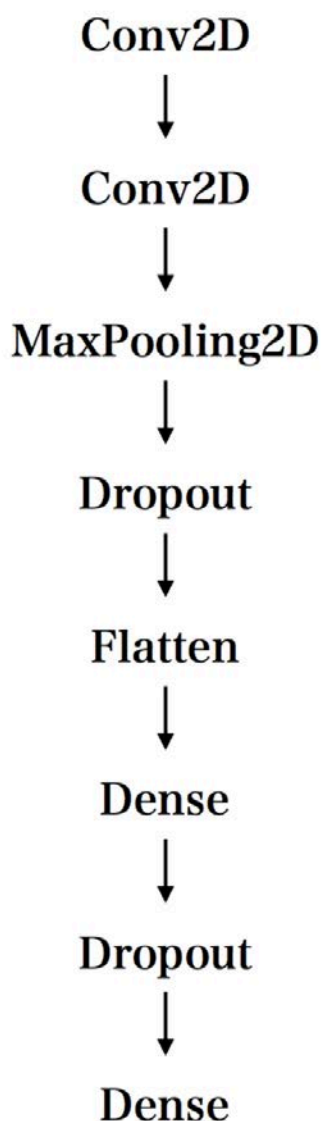


図 7.4.4 本研究で用いた計算モデル

Conv2D, MaxPooling は図 7.4.3 で説明したものと同一方法である。Flatten は得られた行列を一次元的に並び替えることを意味するが、その際に一定の確率で行列要素の値を抜くことを Dropout という。例えば得られた行列 2×2 行列が 10 個得られ、そのうち 50% の確率で Dropout するときには一次元配列には 20 個の要素が並ぶことになる。これは情報が多すぎることで問題となる過学習を避けるための方法である。Dense とは 1 次元に並んだ数を再び 2×2 の行列などに戻すことをいう。計算の最後には Softmax という過程で、問題に対応する出力値を返す。例えば二値分類であれば (0.2, 0.8) のように 2 つの値を返し、0 らしい確率, 1 らしい確率を出力値とする。これをもとに L を計算し、それぞれの重みを更新する。以上の計算を繰り返して、 L を最小にする重みを決定する。これが CNN の一つの手法である。

7.4.1 電荷識別

入力とするデータは 95×18 の行列である。これは Baby MIND の Detector Module の持つ Y 層の 95 チャンネルと Detector Module 18 層に対応している。Baby MIND の飛跡を 95×18 の 2D ヒストグラムに詰めて、ヒットのあるビンに対応する行列要素の値を 1, ヒットのないビンに対応する行列要素の値を 0 とする (図 7.4.5)。

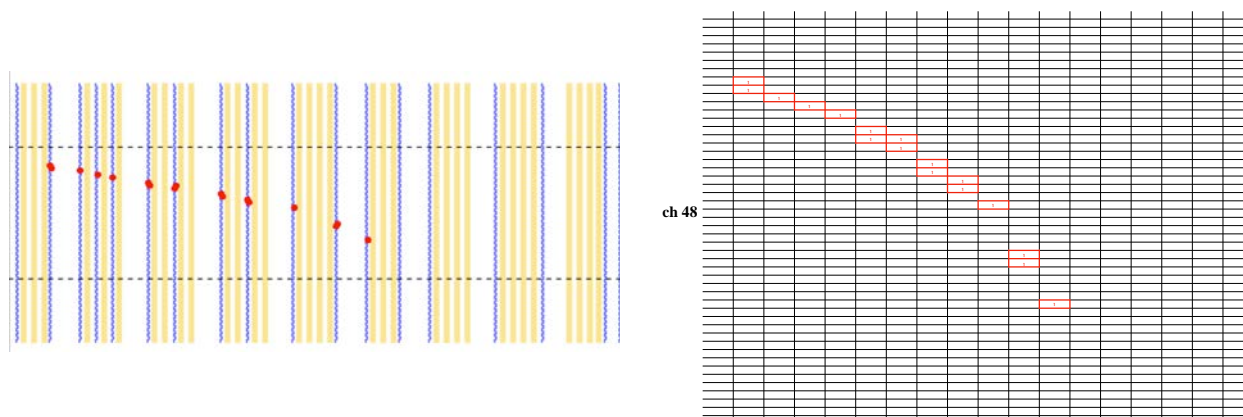


図 7.4.5 飛跡 (左) を 18×95 の行列に直したもの (右)。右図は 95 チャンネル全てを書きおらず、1が入っているマス目を赤く囲い、0が入っているマス目は空白のままである。

まず、Geant4 シミュレーションによって z 軸上に運動するエネルギー 200 MeV-2200 MeV を持つ正負ミューオンを 100 MeV ごとに生成し、それらのヒットデータを図 7.4.5 のように変形する。行列データを学習用とテスト用の 2 つに分け、初めに学習用のデータを用いてミューオンの電荷を識別する最適な重みを決定する。その後で、テスト用のデータに最適化された重みを適用し、ミューオンの電荷の識別能力を評価する。例えば 400 MeV のミューオンに対して行った学習の結果を図 7.4.6 に示す。

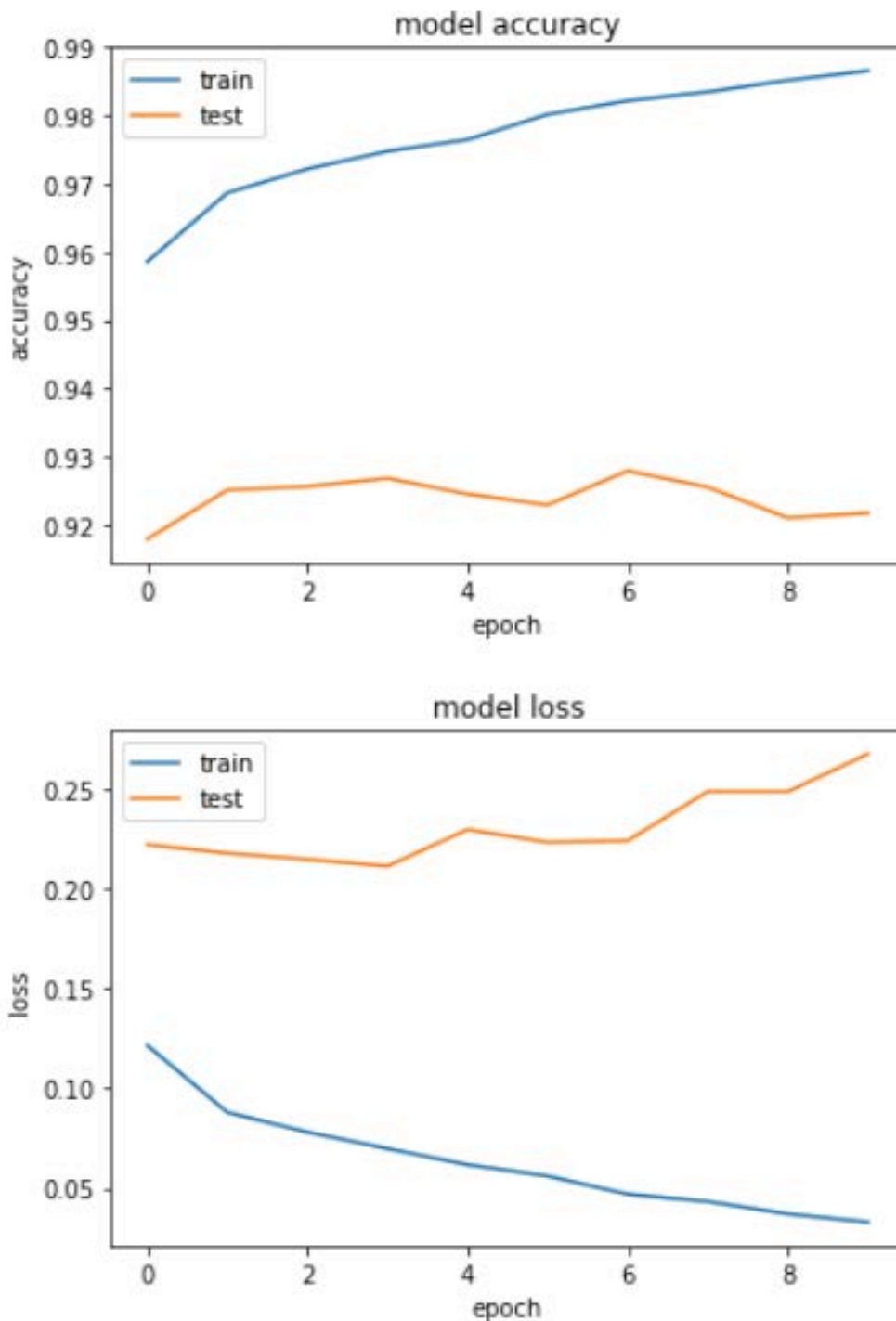


図 7.4.6 400 MeV のミュオンに対する学習用のデータ (train) とテストデータ (test) に対する、電荷を正しく識別できた割合 (accuracy) と損失関数 $L(\text{loss})$ の変動。epoch は、図 7.4.4 に示した工程を繰り返した回数を表す。

このプロットから、最終的な重みの値は学習用のデータに対しておよそ 98.6% の正確さを持ち、テスト用のデータに 92% の正確さを持つことがわかる。電荷識別の効率をテストデータに対する accuracy の値と定義すると、上記で述べたエネルギー領域に対する電荷識別能力は図 7.4.7 で与えられる。

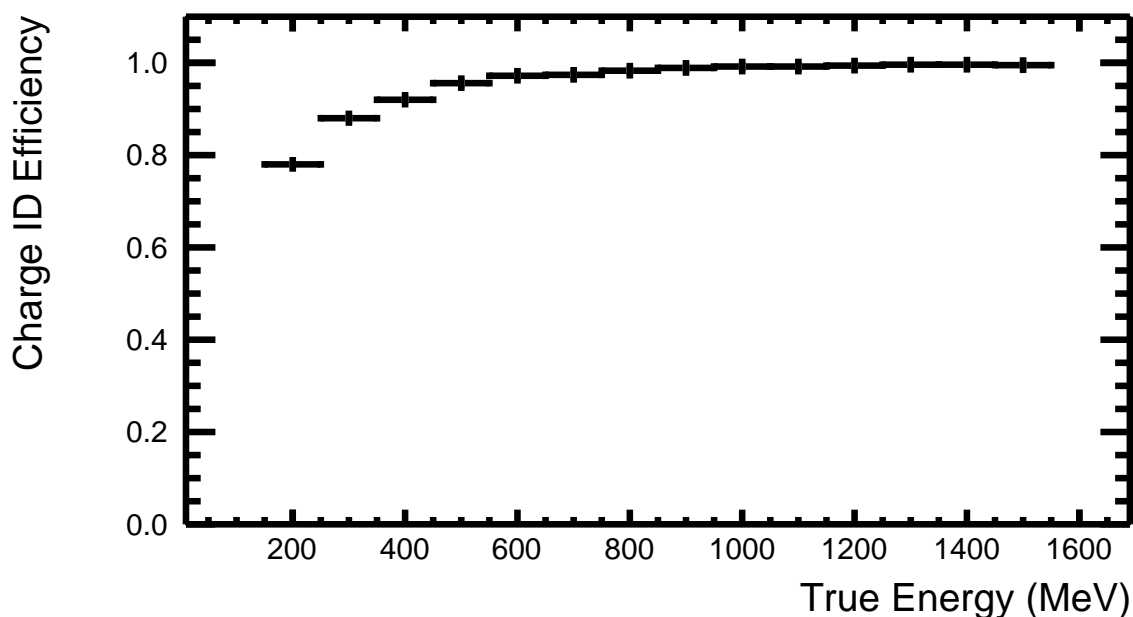


図 7.4.7 機械学習による Baby MIND の電荷識別能力の評価

非常に高い識別能力を持っているように見える。実際にはニュートリノ反応から生じるミュオンサンプルを学習用データ、テストデータに用いる必要があるため、機械学習の精度を議論する場合にはより詳細な解析が必要である。

7.4.2 エネルギー推定

エネルギー推定を行う場合は、電荷識別の時に用いたモデルと同じものを用いるが、最後の損失関数にのみ変更が生じる。データセットは (200 MeV-300 MeV), (300 MeV-400 MeV) のように 100 MeV ごとにミュオンのデータをわけ、それぞれのミュオンのエネルギーをその中央値の値と定義する。電荷識別のときと同じように学習用のデータとテスト用のデータに分けて機械学習を行う。450 MeV のミュオンに対する結果を図 7.4.8 に示す。

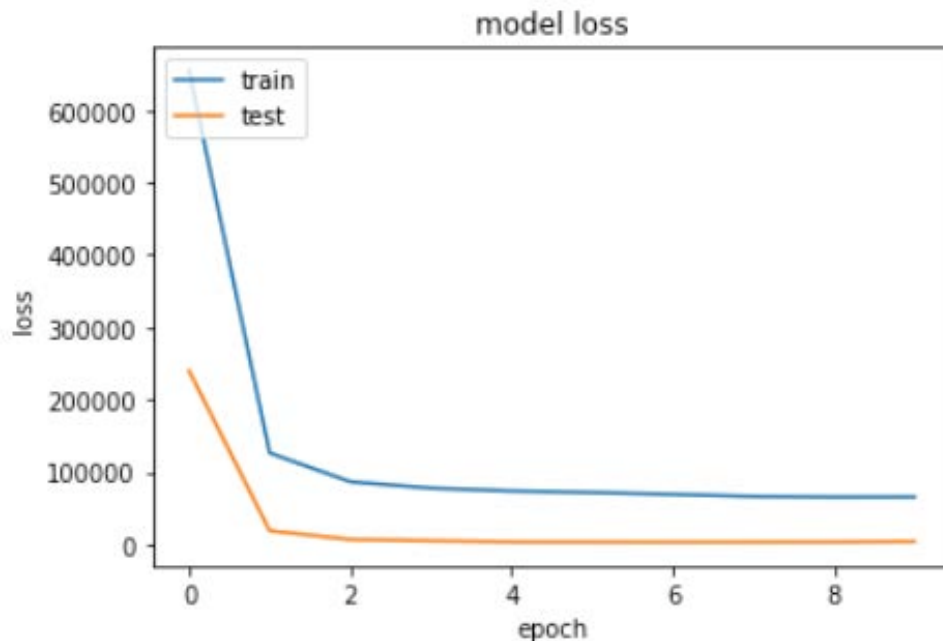


図 7.4.8 450 MeV ミューオンに対する損失関数 $L(\text{loss})$ の変動。テストデータに対する最終的な y 軸の値は 3883 MeV であり、分解能は 13.8% である。

エネルギー分解能を損失関数の平方根と定義する。各エネルギー領域における結果は図 7.4.9 となる。

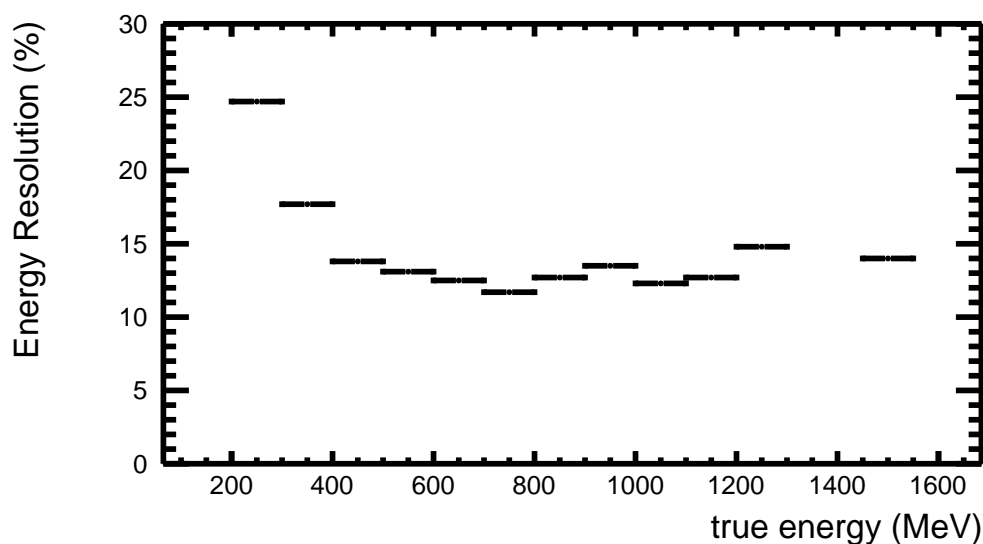


図 7.4.9 機械学習による Baby MIND のエネルギー分解能の評価

450 MeV 以上のミューオンに関しては分解能が 15% 弱となっていることから、本シミュレーションで生成したミューオンに対しては、本章で述べた飛程による運動量推定と同程度の分解能があると言える。今回用いた機械学習のモデルは非常に簡単なものであり、より最適化されたモデルを用いることで、さらに精度のよい推定ができることが期待できる。

第 8 章

結論

本研究では、T2K-WAGASCI 実験における新検出器 Baby MIND のコミッショニングや解析アルゴリズムの開発、さらにニュートリノ反応断面積測定に向けた最適化や測定精度の見積もりを行った。

コミッショニングにおいて、光検出器の基本的な評価に加え、各 Detector Module の位置測定、ヒット検出効率の評価を行い飛跡検出器として十分な性能を持っていることを確認した。また、Baby MIND の曲がった飛跡に対する飛跡再構成アルゴリズム、荷電粒子の電荷・運動量を推定するアルゴリズムを開発し、それらをコミッショニングデータ、シミュレーションデータに適用することで、Baby MIND の電荷識別能力と運動量分解能を評価した。電荷識別効率は反ニュートリノモードに対して 95% 程度、運動量分解能は最大で 10% 程度を達成でき、電荷を識別するミューオンレンジ検出器として高い性能を持つことを確認した。

来年度の物理測定に向けて、ニュートリノフラックスの生成から二次反応、および検出器の応答のすべてを包括するモンテカルロシミュレーションを確立した。このシミュレーションを用いて、物理測定においてもっとも効率よくニュートリノ反応イベントを取得することができる配置を探し、その最適解を決定することができた。さらに、ニュートリノと水の断面積測定における最大の系統誤差となるニュートリノフラックスの系統誤差を 10% 程度と見積もり、ND280 と同等の精度での断面積測定を期待できることを明らかにした。また Baby MIND のアップデート計画を提案し、イベント数を 13% 程度増やすことができることをシミュレーションで確認した。

今後は今まで開発したアルゴリズムの改良に加え、Baby MIND の新しい Detector Module の製作・設置、物理測定のためのデータ取得システムの整備を進め、フラックスの差し引きによるエネルギー幅の狭いニュートリノビームに対する、精度の良い微分断面積の測定および評価を行うことで、ニュートリノ反応モデルの妥当性を検証する。ニュートリノ反応モデルを確立することで、最終的に T2K 実験の系統誤差を削減し、CP 対称性の破れの感度をすることを旨とする。

謝辞

今までの2年間は大学院に入学する前の27年間で、すべて凝縮させても足りないほど充実した、価値のあるものでした。中家剛教授は、そのような価値を創造していく場をいくつも与えてくださり、感謝の念に耐えません。いつも多忙な市川温子准教授には要人の張り込みのようにじっと待ち、時に私の研究のヒントを聞き出すために必死になっていたためか、ごくたまに恐れのような感情を芽生えさせてしまったことがあるように思います。修士課程2年の研究生活を送るにあたって、数多くのヒントをいただきましたことを、心より感謝申し上げます。木河達也助教授は深夜を過ぎてもメールの返事を送ってくださり、修論の添削時には校正マシーンも顔負けなくらい拙文を修正しながらたくさんコメントをくださり畏敬の念を禁じ得ません。また Roger Wendell 氏の英語校正に感謝します。

修論の重要なテーマである Baby MIND に関連した全てにおいて、現在では WAGASCI 実験のコンピーナーである Etam Noah Messomo には大変お世話になりました。また、コミッションングでは Sasha, Saba, Marat, Andrey, Patrik, John と楽しく研究させてもらいました。

"I am greatly proud of sharing the research life with you !"

優しく WAGASCI 実験に迎えてくださったコンピーナー、横浜国立大学准教授の南野彰宏氏に多くのアドバイスをもらいながら研究をさせていただきました。誠にありがとうございます。コミッションング時の WAGASCI の運用・解析において、東京大学の大学院生竹馬さん・田村さん、そして大阪市立大学の金さんには大変お世話になりました。さらに、東海村の素敵な生活を共有した数多くの先輩・同期の方々(芦田さん、平本さん、藤田君、久木田君、田中君)、免許のない私の代わりに黙って車を運転してくれた小田川くん・田島くんに感謝申し上げます。芦田さんには、MUMON の最初の解析でお世話になっただけでなく、「修論は質と量、すなわち”質量”が大事である」と教えていただきました。言葉通り、非常に「重い」修論になったのではないかと思います。

4ヶ月ほどのコミッションングにおいて高エネルギー加速器研究機構の塚本さん、中平さんには苦勞をかけてしまいましたが、快く対応をしていただきました。坂下さん、仲吉さんには電磁石電源の試験で大変お世話になりました。検出器のインストールでは、第一鉄工の皆様方の協力に対して、深く御礼申し上げます。

お世話になりました京都大学高エネルギー物理学研究室の皆様にも、感謝しています。修士課程二年目に同室となった中桐さんには、Root で美しいグラフを作るコツを教授していただきました。ふがいない私のために、吉田さんは修論用のテプラの使い方を教えてくださいました。また修士論文を印刷する際には潘さんにお世話になりました。田中さんには機械学習の導入でお世話になりました。

奨学金面では、2018年度の公益財団法人岩垂奨学会を受給させていただきました。

また、私が東京を離れ京都に来た後に、心配になったのか京都に実家に移してまで見守ってくれて好きなだけ研究活動をさせてくれる両親に厚く感謝申し上げます。

付録 A

MUMON

A.1 概要

MUMON は T2K の第二次ビームラインに位置し、主に π の崩壊によってディケイボリュームの中で発生したミュオンを検出し、ニュートリノプロファイルをバンチごとに測定することのできる検出器である (図 A.1.1)。

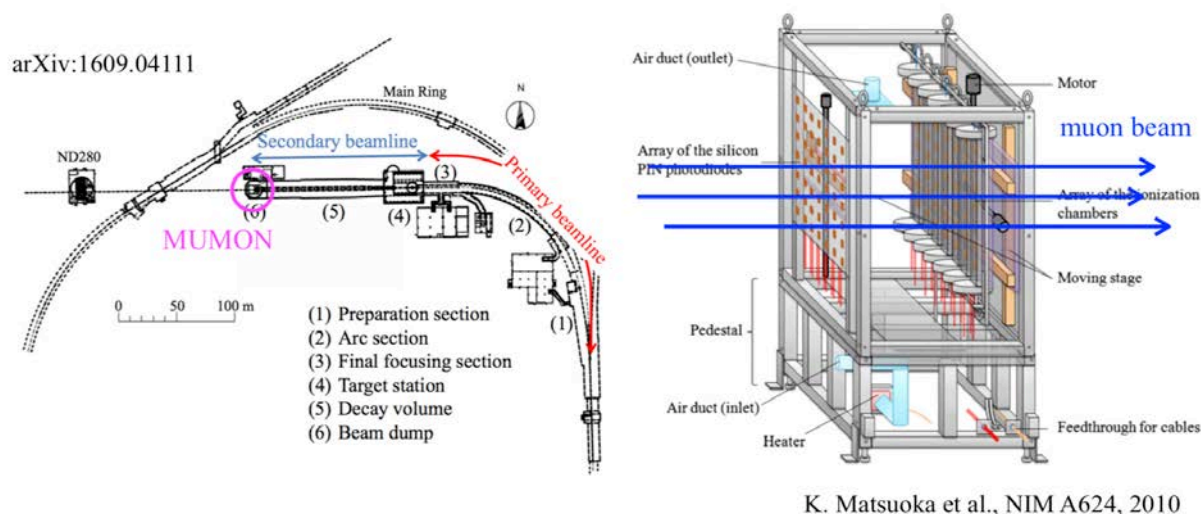


図 A.1.1 T2K ビームラインにおける MUMON の位置 (左) と MUMON 検出器の外観 (右)

ミュオン検出器は現在、アルゴンガスを用いたイオンチェンバー (IC) と Si を用いた半導体検出器の 2 種類の検出器で構成されており、これらの性能は先行研究 ([22], [44]) において詳細に報告されている。IC, Si 検出器はともに現在までの T2K のビーム強度においてはほとんど問題なく機能しているが、今後 T2K のビーム強度が高まるにつれて、放射性耐性が心配されている。ビーム強度が上がり、検出器の放射線ダメージが蓄積されると精度が悪化しミュオンのプロファイルを正確に測定できなくなる。新しい検出器として、人工 Diamond, Electron Multiplier Tube (EMT) を用いた検出器が候補になっている。EMT 検出器は先行研究 [45] により試作機が作られ、その性能評価からミュオンのプロファイルを測定するために有用な検出器であることが示唆されており、放射性耐性を評価するためのビームテストも予定されている。Diamond 検出器は T2K 実験において 2013 年頃

からインストールされており、T2K の 2013 年の取得データ (Run44-Run56) を用いて解析が行われて以降、その解析はアップデートされないままとなっている。そこで、本章では T2K の取得データ (Run56-Run74) を用いて Diamond 検出器の性能を議論する。

A.2 Diamond 検出器の性能評価

Diamond と Si はその特性が非常に異なっており (表 A.2.1)、高い放射性耐性, 低ノイズ, 高時間分解能が期待されている。

表 A.2.1 Diamond と Si の特性の比較

元素	Diamond	Si
配位エネルギー (eV)	43	13-20
バンドギャップ (eV)	5.47	1.12
電子-正孔対を生成するエネルギー (eV)	13	3.6
比誘電率	11.9	5.7
抵抗率 (Ωcm)	$> 10^{13}$	$O(10^{15})$
電子移動度 (cm^2/Vs)	1900	1350
正孔移動度 (cm^2/Vs)	2300	480

T2K 実験において Diamond 検出器は 3 種類 (A, B, C) あり、各 2 つずつ計 6 個がインストールされた。インストールされた場所とその配置を図 A.2.1 に示す。

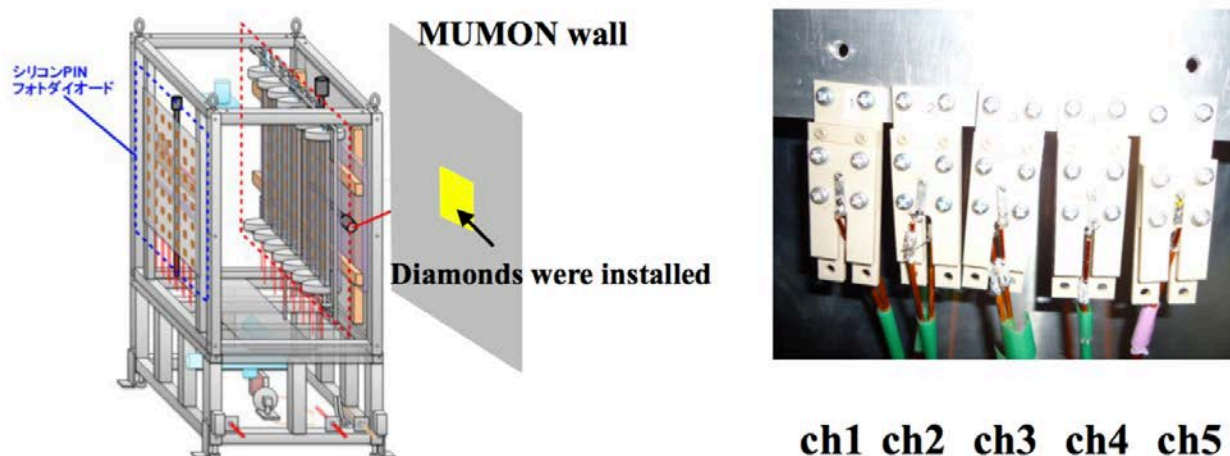


図 A.2.1 T2K 実験でインストールされたダイヤモンド検出器の位置 (左) とその配置 (右)

それぞれの Diamond 検出器の特徴を図 A.2.2 に示す。

表 A.2.2 各 Diamond 検出器の特徴

	A1, A2	B1, B2	C1, C2
大きさ	3.8 mm×3.8 mm×0.5 mm	4.0 mm×4.0 mm× 0.5 mm	4.5 mm × 4.5 mm × 0.5 mm
ダイヤモンドのエッジ	メタル化	メタル化されていない	メタル化
インストール時期	2012 年以前	2012 年以前	2013 年
チャンネル	ch1, ch5	ch2, ch4	ch0, ch3
結晶の製造元	element 6	element 6	element 6
電極の製造元	element 6	element 6	CIVIDEC

このような Diamond 検出器に対し、波形、波形におけるテール部分の寄与、ビーム強度の分解能、線形性、安定性をそれぞれ解析した。

A.2.0.1 波形

T2K の Run49 (FHC モード, ビーム強度 220 kW) のビームデータで観測された Diamond 検出器の波形と IC, Si 検出器の波形を比べた (図 A.2.2)。

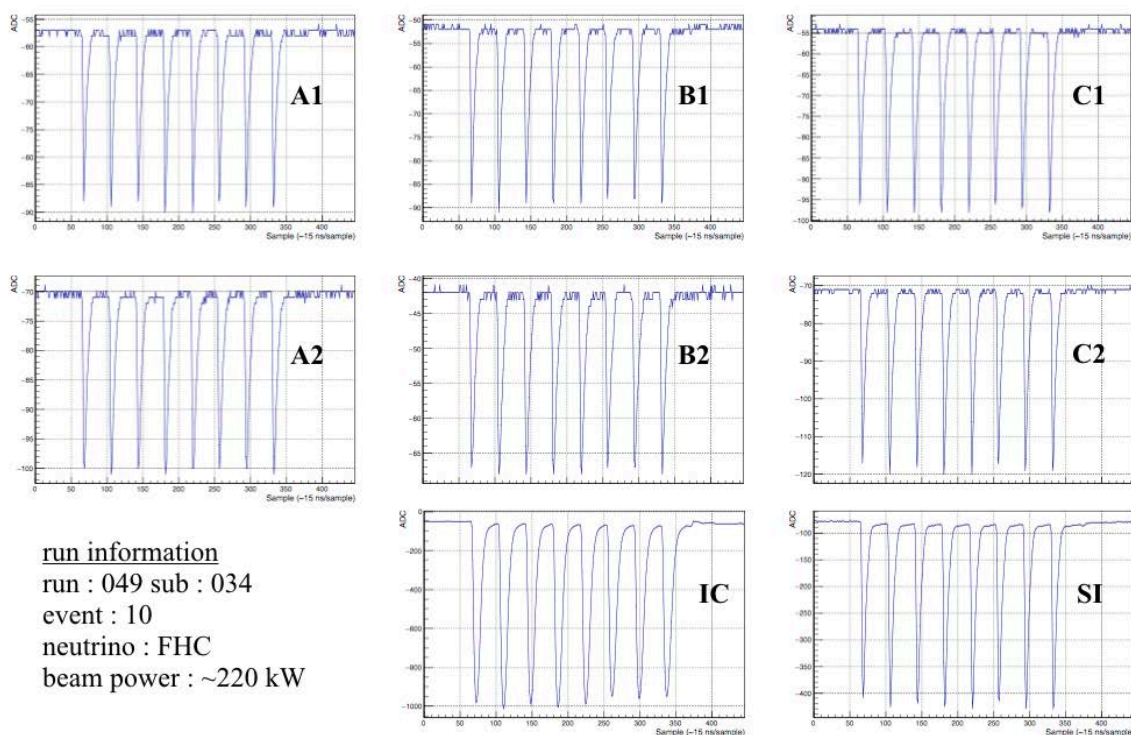


図 A.2.2 Diamond 検出器の波形。縦軸は ADC カウント, 横軸はサンプル数を表す。

ピークの高さを比べると、Diamond 検出器は Si 検出器に対しおよそ 1/8 倍程度である。図 A.2.2 に示した波形は典型的な波形であるが、特に A1 のチャンネルについては Run57-Run60 の間のケーブル調整のときにトラブルがあったせい、Run61 以降では異常な波形パターンが観測された (図 A.2.3)。

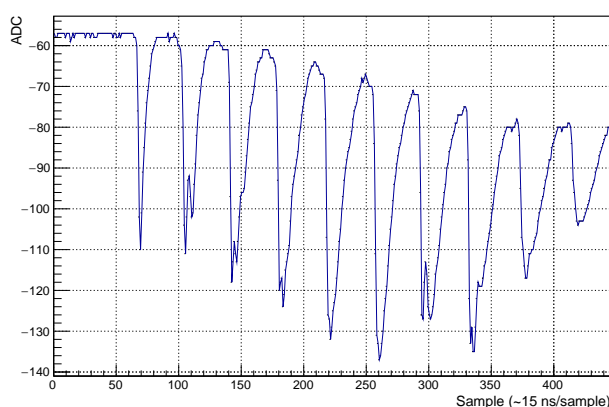


図 A.2.3 A1 の異常な波形

これ以降の解析において A1 チャンネルが他のチャンネルと異なるパターンを示すことがあるが、それはこの波形によるものであると考えられる。

A.2.0.2 テール部分の寄与

波形の最後のテール部分の合計の取量の、一つ目のバンチに含まれる合計の取量に対する割合をその波形のテール部分の寄与であると定義 (図 A.2.4) して、これを T2KRun72 (FHC, 450 kW) で取得したデータを用いてそれぞれの Diamond 検出器について調べた。その結果は A.2.5 に示してある。

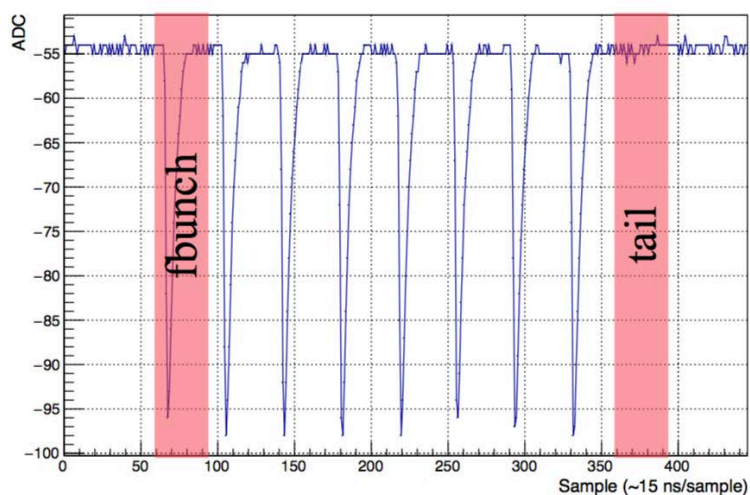


図 A.2.4 テールの定義

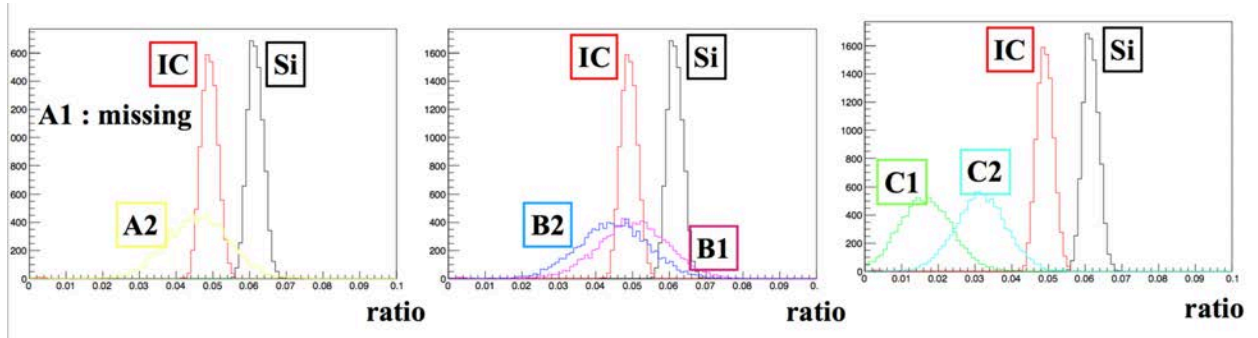


図 A.2.5 テールの寄与

それぞれの Diamond 検出器は、Si や IC に比べてテール部分の寄与は少なくその点では良好な検出器であると考えられる。

A.2.0.3 ビーム強度の分解能

ミュオンの強度を次のように定義する。

$$\text{強度} = \frac{\text{一つの波形から得られる合計の ADC カウント}}{\text{ビームモニターで得られる 1spill あたりの P.O.T.}}$$

この強度を Run72 のデータを用いてそれぞれの Diamond 検出器について求めた。

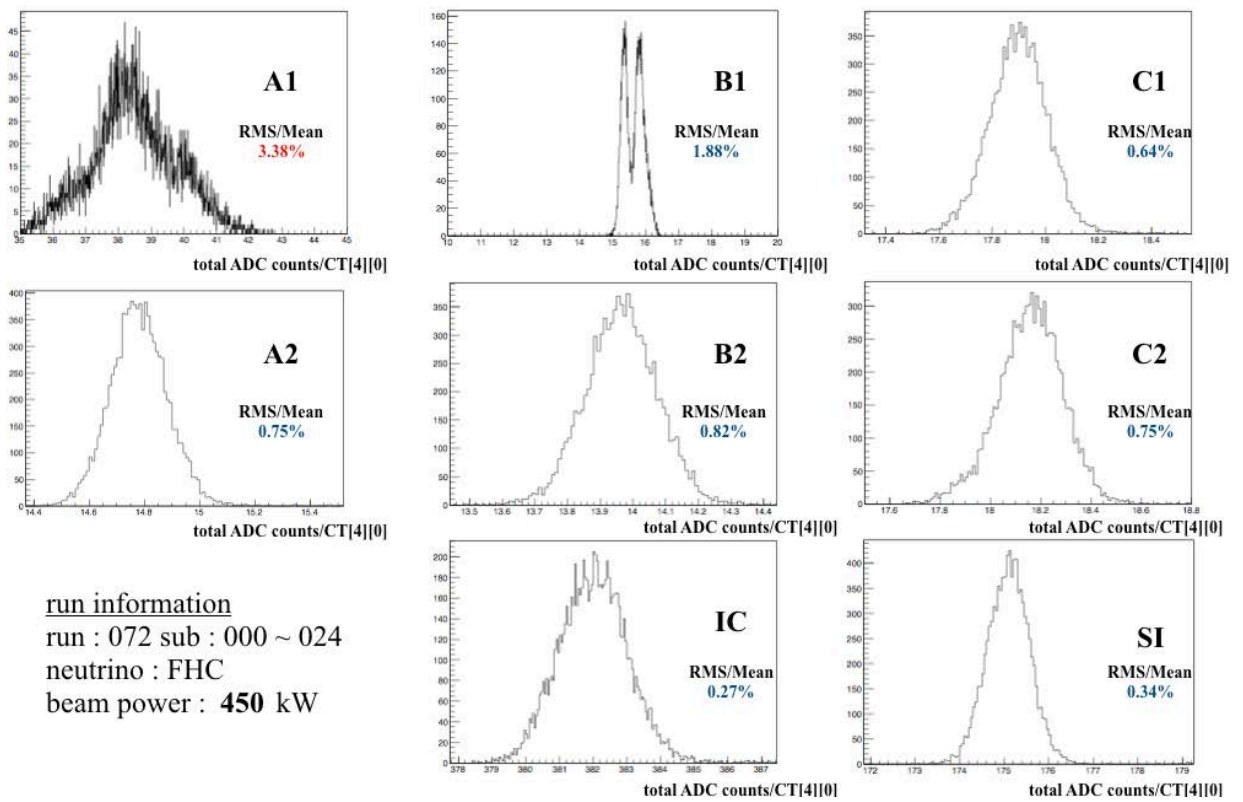


図 A.2.6 ミュオンの強度の分解能

先行研究 [22] より分解能は 3% 程度であれば十分良い性能を持っていると言えるので、図 A.2.6

の結果から A1 チャンネルを除くどの Diamond 検出器もビーム強度を測定するのに良い性能を持っていることがわかる。

A.2.0.4 線形性

Diamond 検出器の線形性を調べるためには、測定した収量についていくつかの補正が必要である。一つ目はホーン電流の不定性に関する補正である。二つ目はビーム幅に関する補正である。陽子ビーム強度が大きくなるほど、陽子密度が大きくなるため電磁相互作用によりビームの幅はより大きくなる。すなわち同じ P.O.T. に対して、ビーム強度が高くなるほど MUMON で得られる収量は見かけ上少なくなる。3つ目はビームの位置の不定性に関する補正である。ホーンのビーム位置は、ビームタイムを通して $\pm 0.5\text{cm}$ に止まっており、これがミュオンフラックスに与える影響は 1% 以下であると予想されるため、本研究ではこの補正を加えずに解析を行った。これらに関する補正は先行研究 [44] に詳しい。以上の補正を加えて Diamond 検出器の線形性を調べた。

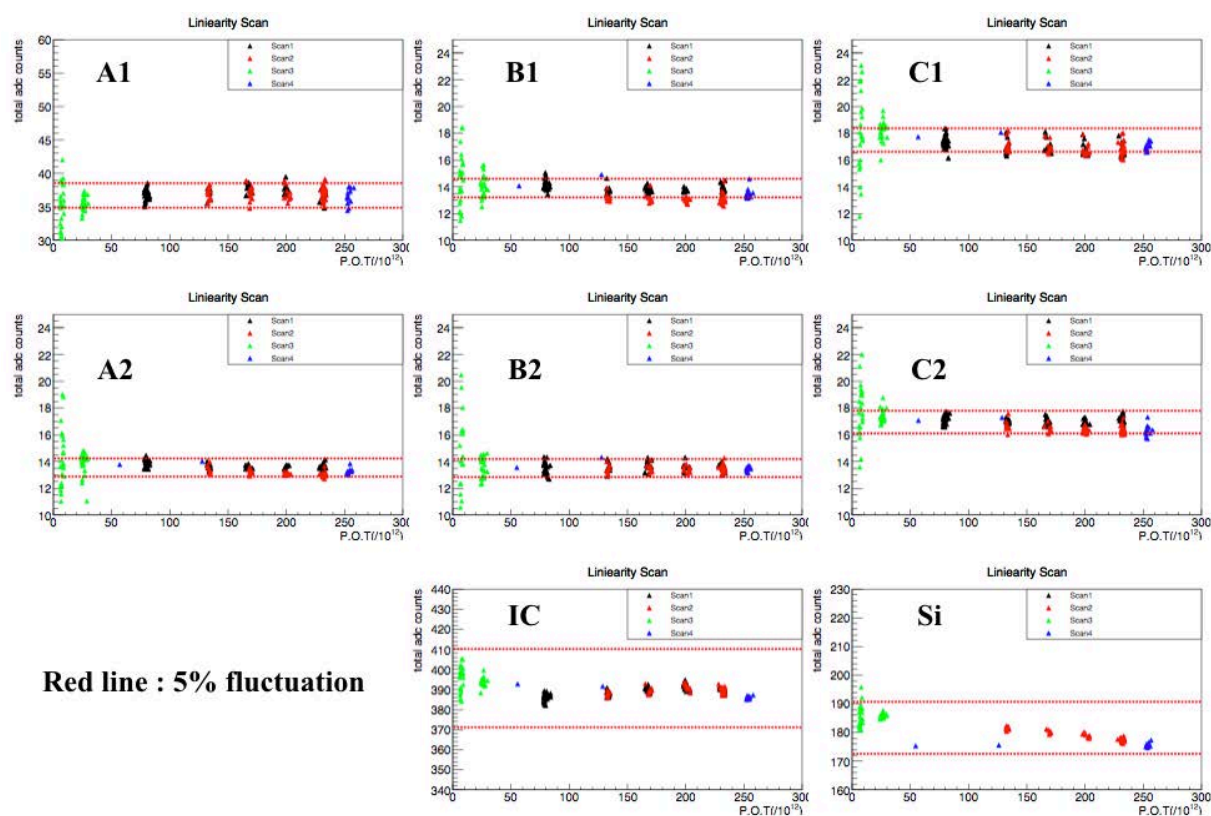


図 A.2.7 線形性。横軸は P.O.T., 縦軸は補正を加えた後の P.O.T. で規格化した合計の ADC カウントを表す。点線は収量の中心から $\pm 5\%$ のふらつきを表す。

図 A.2.7 から、Si, IC には劣るものの Diamond 検出器の線形性は muon のプロファイルを測定する上では十分良いということがわかる。

A.2.0.5 安定性

Diamond 検出器を研究する最大の動機とあって良いのが Diamond の安定性の評価である。表 A.2.1 によれば、Diamond 検出器は Si 検出器よりも高い放射線耐性、すなわち収量の安定性を持つ

ことが予想される。本研究では T2K の RHC モード (Run56-Run68) までのデータと FHC モード (Run72-74) のデータセットを用いて安定性を評価した。

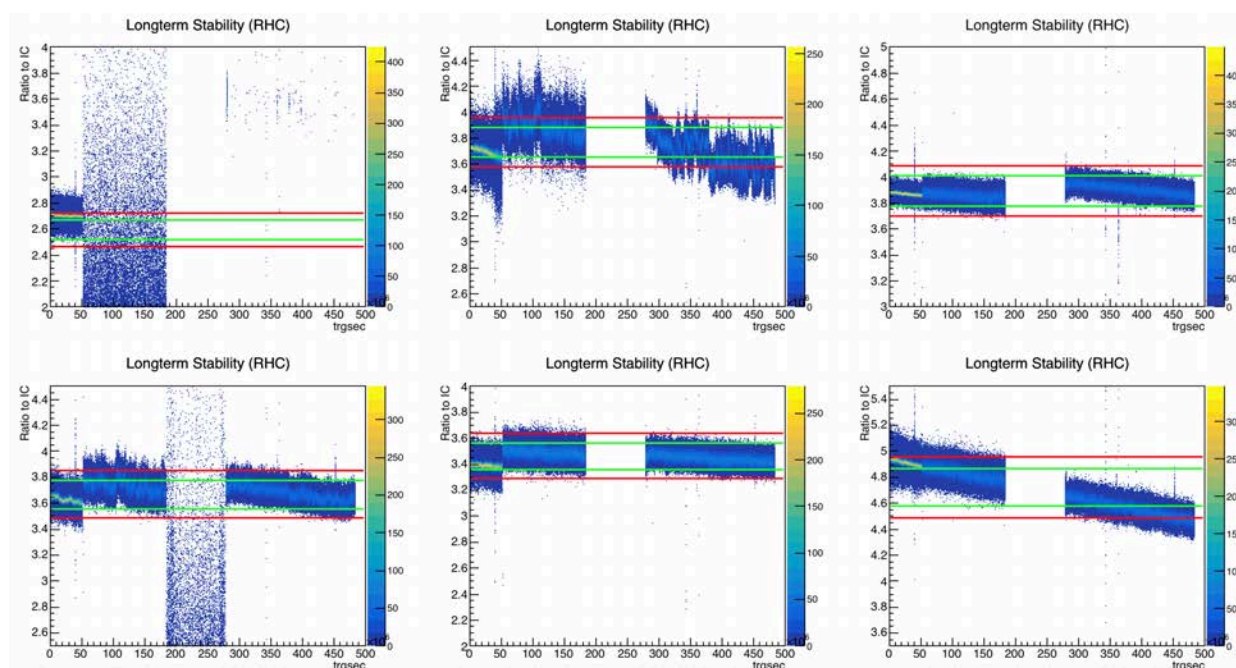


図 A.2.8 RHC モードでの安定性。横軸は Run56 が始まった瞬間を基準としたときの積算 P.O.T., 縦軸は IC 検出器に対する補正後の ADC カウントの比を表す。緑の線はプロットの中心から $\pm 3\%$ のふらつき, 赤の線はプロットの中心から $\pm 5\%$ のふらつきを表す。

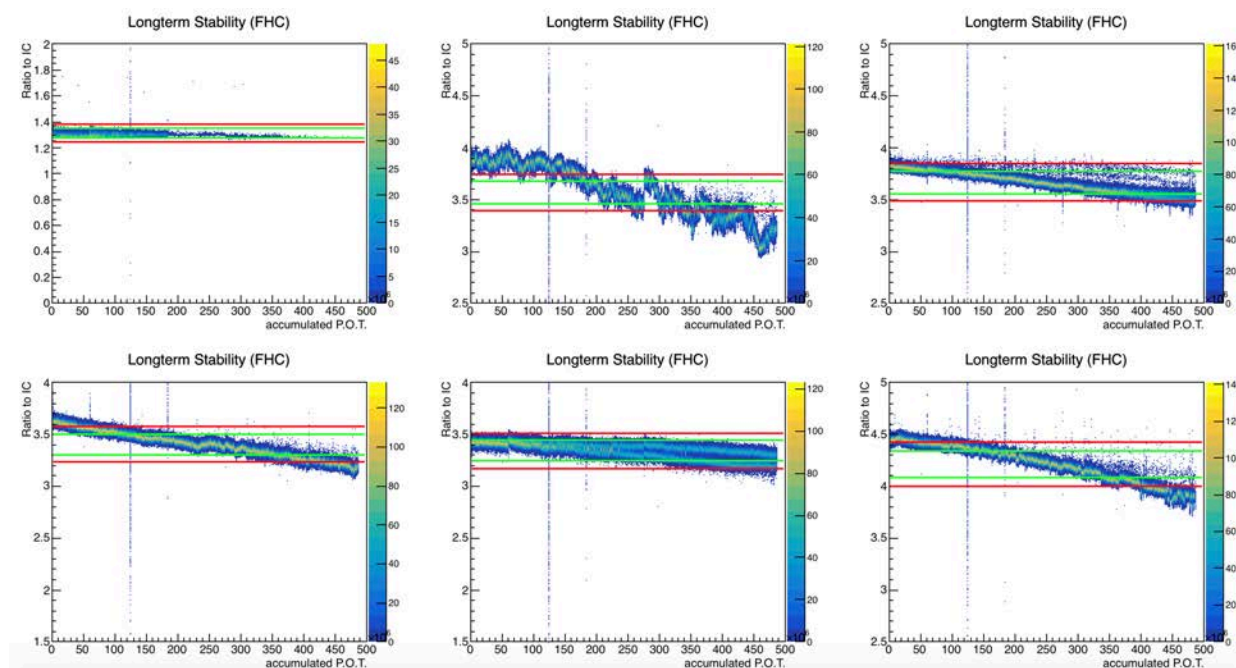


図 A.2.9 FHC モードでの安定性。横軸は Run72 が始まった瞬間を基準としたときの積算 P.O.T., 縦軸は IC 検出器に対する補正後の ADC カウントの比を表す。緑の線はプロットの中心から $\pm 3\%$ のふらつき, 赤の線はプロットの中心から $\pm 5\%$ のふらつきを表す。

RHC モードでの安定性 (図 A.2.8) を見ると、B2, C1 チャンネルに関してはギリギリ 5% のふらつきに止まっていると言えるが、FHC モードでは (図 A.2.9) どの Diamond 検出器も大きく 5% 範囲を超えてしまっていることがわかる。Si 検出器は FHC モードにおいても図 A.2.10 のように 3% 以内のふらつきである。

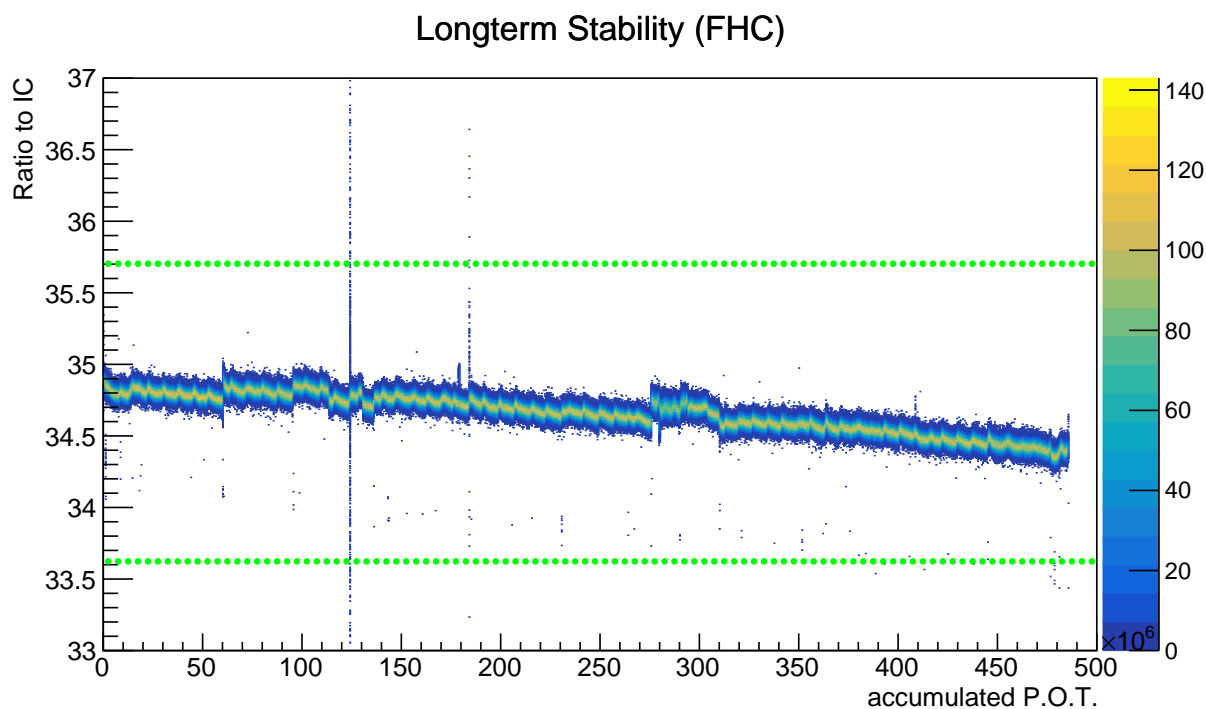


図 A.2.10 Si 検出器の FHC モードでの安定性。横軸は Run72 が始まった瞬間を基準としたときの積算 P.O.T., 縦軸は IC 検出器に対する補正後の ADC カウントの比を表す。緑の線はプロットの中心から $\pm 3\%$ のふらつきを表す。

この結果を受けて、Diamond 検出器は Si 検出器よりも放射線耐性に優れているという結論はできない。

A.2.0.6 考察

Diamond 検出器は Si 検出器や IC 検出器と比べて収量は少ないが、テール部分の寄与、強度の分解能、線形性に関しては Si 検出器と比べても遜色ない性能を持っている。安定性に関しては、T2K 実験にインストールされた Diamond 検出器は Si 検出器よりもはるかに劣っているように見える。このことから、Diamond 検出器を放射線耐性に強い検出器として、Si 検出器の後継とするためにはより詳細な研究が必要である。

付録 B

多重散乱と電荷識別の関係性

Baby MIND で電荷識別を行う際には、粒子の多重散乱の影響を考慮する必要がある。粒子の多重散乱に関する理論式と Geant4 に組み込まれているモデルの一つを利用して、多重散乱によって粒子が受ける影響と、磁場による影響の大きさを比較する。多重散乱の理論式は粒子の散乱角が 10° 程度より小さければ以下のように近似できる [46]。

$$\langle \theta^2 \rangle = 2 \frac{\chi_c^2}{1 + F^2} \left[\frac{1 + v}{v} \ln(1 + v) - 1 \right] \quad (0-1)$$

式 0-1 において、 θ が粒子の初期運動方向に対する散乱角、 F は式中で考慮されているモーリエ分布の割合を意味する。また v, χ_c^2 は以下を満たす。

$$\begin{aligned} v &= 0.5 \frac{\Omega}{1 - F} \\ \Omega &= \chi_c^2 / \chi_a^2 \\ \chi_c^2 &= 0.157z \left(\frac{Z(Z+1)}{A} \frac{x}{p^2 \beta^2} \right) \\ \chi_a^2 &= 2.007 \times 10^{-5} Z^{\frac{2}{3}} [1 + 3.34(Zz\alpha/\beta)^2] / p^2 \end{aligned} \quad (0-2)$$

式 0-2 中の記号はそれぞれ以下のパラメータである。

- Z : 粒子が運動する物質の原子番号
- A : 粒子が運動する物質の質量数
- x (g/cm^2) : 密度で規格化した粒子の飛程
- p (GeV/c) : 粒子の運動量
- z : 粒子の電荷
- α : 超微細構造定数

散乱角 θ_s を次のように定義する。

$$\theta_s = \sqrt{\frac{\langle \theta^2 \rangle}{2}}$$

理論式である式 0-1 に対して、Geant4 に標準に組み込まれているモデルの一つ QGSP_BERT を用いて散乱角を調べる。

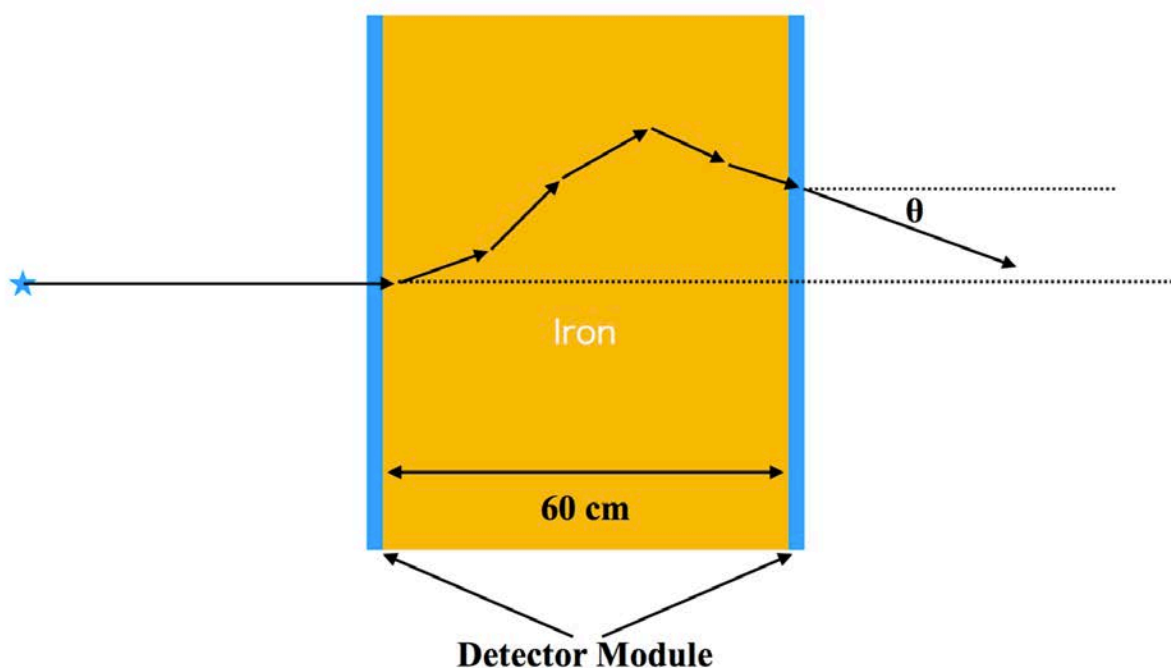


図 B.0.1 シミュレーションにおける多重散乱をテストするためのセットアップ。黄色い部分は鉄で青い部分は Detector Module を表す。

図 B.0.1 のセットアップの通り、60 cm の幅の鉄中に様々な運動量を持つミュオンを飛ばし、鉄から出てくるミュオンの散乱角を調べる。Baby MIND の鉄の幅は 60 cm ではないが、多重散乱の効果を大きくするためにこの幅とした。

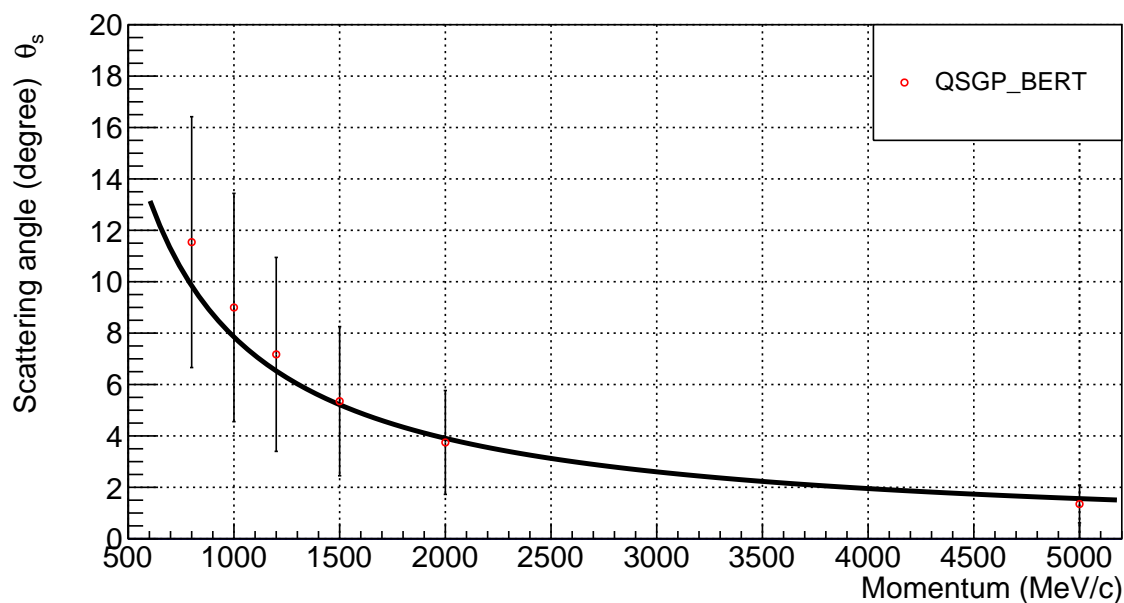


図 B.0.2 理論式による多重散乱の角度 (実線) と Geant4 のモデルによる多重散乱の角度 (赤い点) をプロットしたもの。誤差棒は散乱角における 1σ のふらつきを意味する。

図 B.0.2 は、シミュレーションの結果と理論式で求めた多重散乱の式を比較したものである。 1σ の範囲でよく一致している。次に、磁場による影響で粒子が曲がる時の角度を簡単な場合で計算する。仮に $1 \text{ GeV}/c$ のミュオンが z 軸平行に飛行しており、そのまま x 方向に 1.5 T の磁場がかかっている鉄中を 60 cm だけ進むことを考える。 1.5 T は Baby MIND の磁場と同じにしてある。このとき、ミュオンのエネルギー損失による曲率の変化を考えなければ、曲がる角度はおよそ 8.5° である。図 B.0.2 によれば $1 \text{ GeV}/c$ のミュオンが 60 cm の鉄中を進む場合の散乱角はおよそ 9° であり、磁場による角度と同程度であることがわかる。低エネルギーのミュオンに関しては粒子の多重散乱の影響が強く電荷の識別が非常に困難であることが予想される。ある程度運動量が高くなれば、ランダムに散乱角が決まる多重散乱の影響よりも連続的に同じ方向に曲がる磁場の効果が強くなり、電荷の識別能力が飛躍的に向上することが期待できる。

付録 C

CERN におけるビームテスト

C.1 Detector Module のビームテスト

Baby MIND の Detector Module に用いられているシンチレータは CERN の 10 GeV のミュオンビームを用いて各性能が評価された。Horizontal モジュールについて、シンチレータの左端からヒットがあった位置までの距離に依存する光量分布、検出効率、時間分解能を図 C.1.1, 図 C.1.2, 図 C.1.3 に示す。同様に Vertical モジュールの光量分布、検出効率を以下の図 C.1.4 に示す。

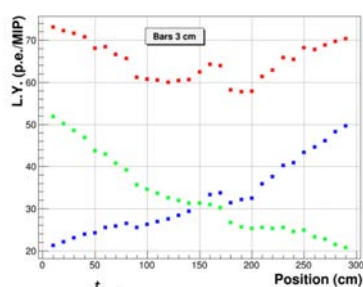


図 C.1.1 Horizontal モジュールの光量分布。緑の点が左の MPPC で信号を読みだしたときの光量、青い点が右の MPPC で信号を読みだしたときの光量、赤い点が二つの MPPC の光量の和を表す。

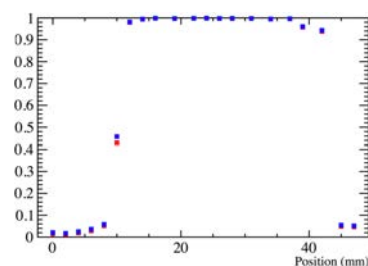


図 C.1.2 Horizontal モジュールの検出効率。シンチレータの厚さが 3 cm(青) の場合と 5 cm(赤) の場合を示す。

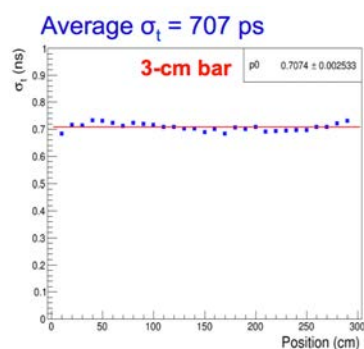


図 C.1.3 Horizontal モジュールの時間分解能

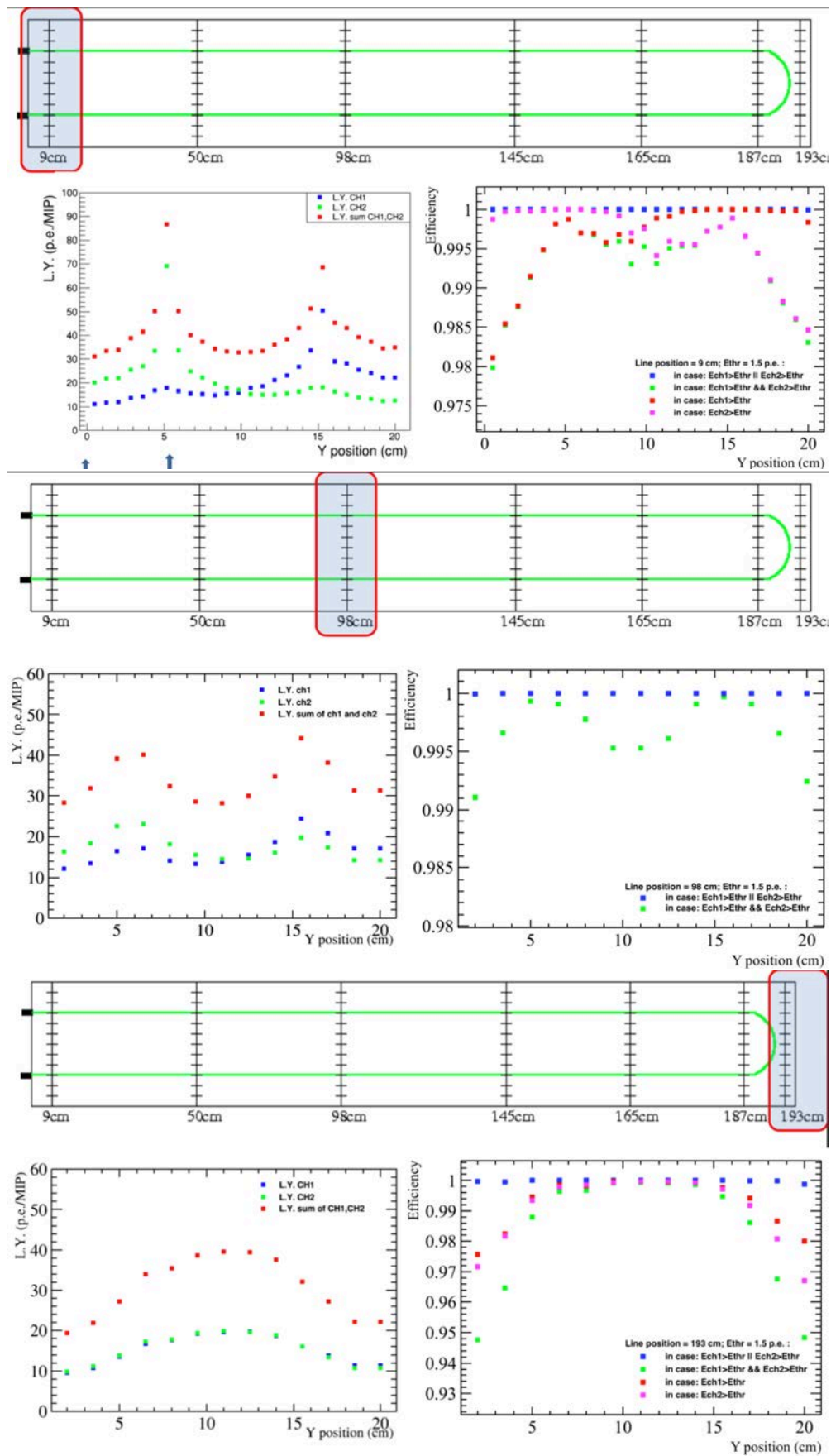


図 C.1.4 上から 9cm, 98 cm, 193 cm 付近の光量分布 (左下) と検出効率 (右下) を表す。光量分布において、青は上の MPPC, 緑は下の MPPC で測定した光量で赤はその合計を表す。検出効率において、青は上の MPPC の閾値が 1.5 p.e. 以上か下の MPPC の閾値が 1.5 p.e. 以上のときのヒットを選択した場合、緑は上の MPPC の閾値が 1.5 p.e. 以上かつ下の MPPC の閾値が 1.5 p.e. 以上のときのヒットを選択した場合、赤は上の MPPC の閾値が 1.5 p.e. 以上のヒットを選択した場合、紫は下の MPPC の閾値が 1.5 p.e. 以上のヒットを選択した場合をそれぞれ表す。

C.2 Baby MIND のビームテスト

Baby MIND は当初の予定では nuStorm (neutrinos from STORed Muons [47]) 実験の MIND (Magnetized Iron Neutrino Detector) 検出器の試作機として設計され、その性能は CERN のビームテストにより評価された。ビームテストは CERN の施設の中でも Proton Synchrotron (PS) Complex の西域にある T9 ビームライン (図 C.2.1) において、実施された。

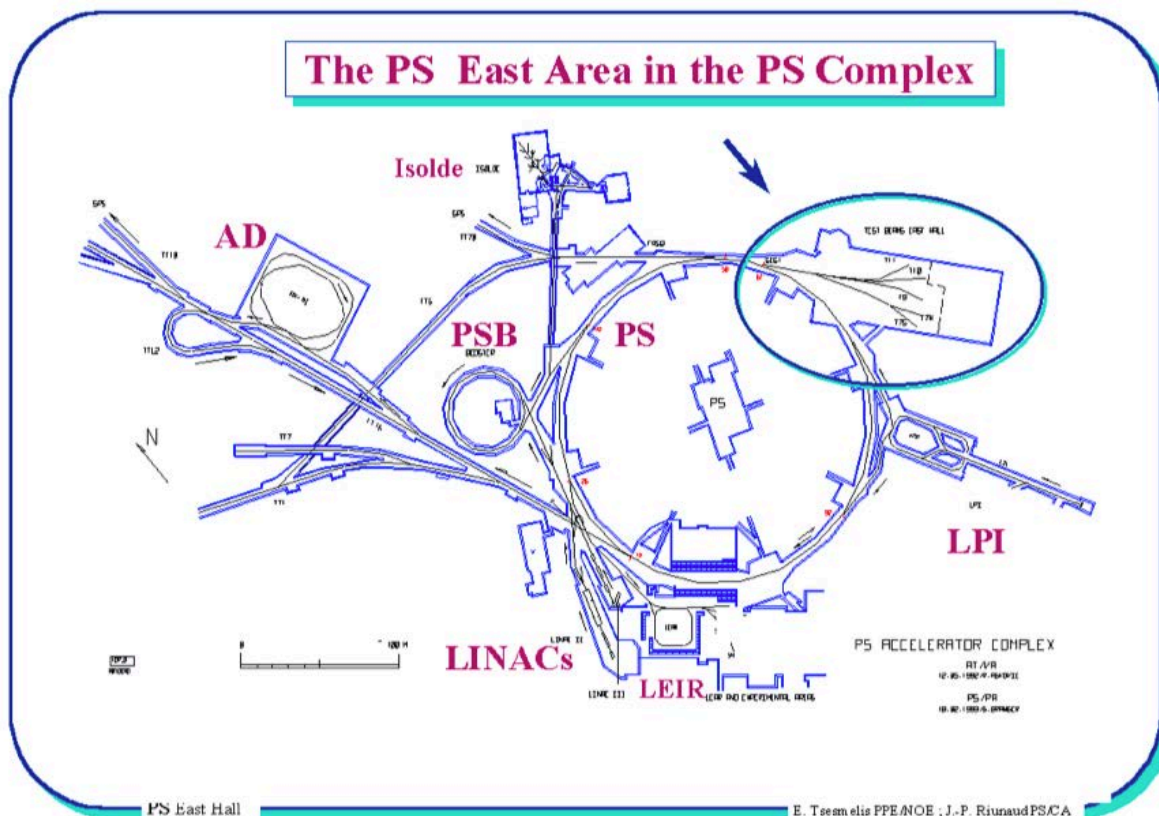


図 C.2.1 PS Complex 周辺の地図。丸で囲われた区域が T9 ビームライン

T9 ビームラインはハドロン、電子、ミューオンビームをそれぞれ 0.5 GeV-10 GeV の領域で生成することができ、Baby MIND のビームテストでは 0.5 GeV-5.0 GeV までの正負ミューオンビーム、ハドロンビームを用いた。図 C.2.2 にある通り、AIDA と呼ばれる初段トラックモジュールの後ろに Baby MIND を置くというセットアップで行われた。



図 C.2.2 ビームテスト時のセットアップ

AIDA 検出器は図 C.2.3 のように、十字の形にシンチレータ層を重ね合わせた構造をしている。

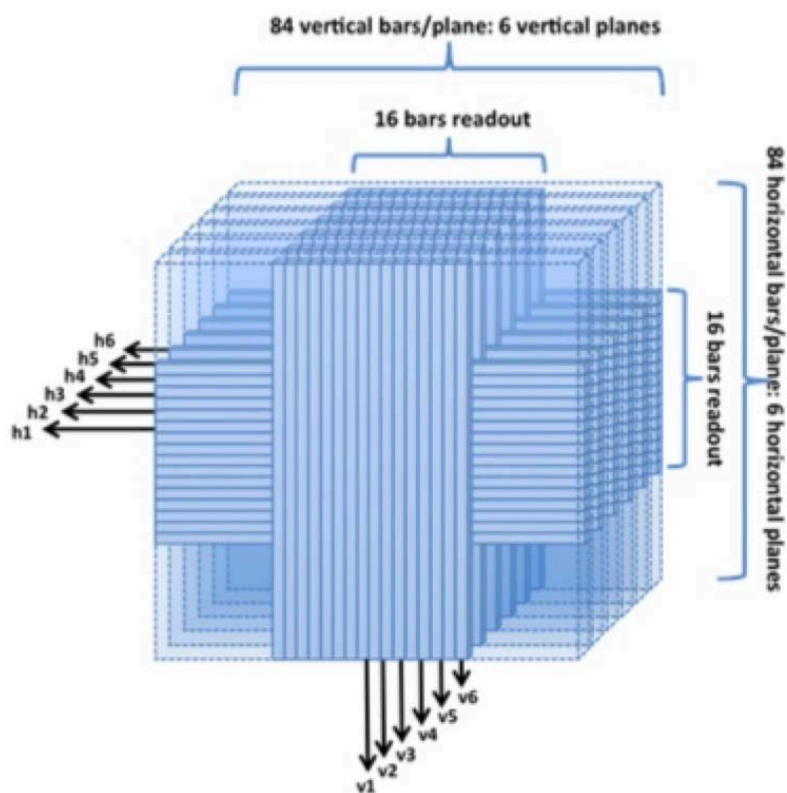


図 C.2.3 AIDA の構造

ビームテスト時に得られたチャンネルごとのゲインを図 C.2.4 に示す。

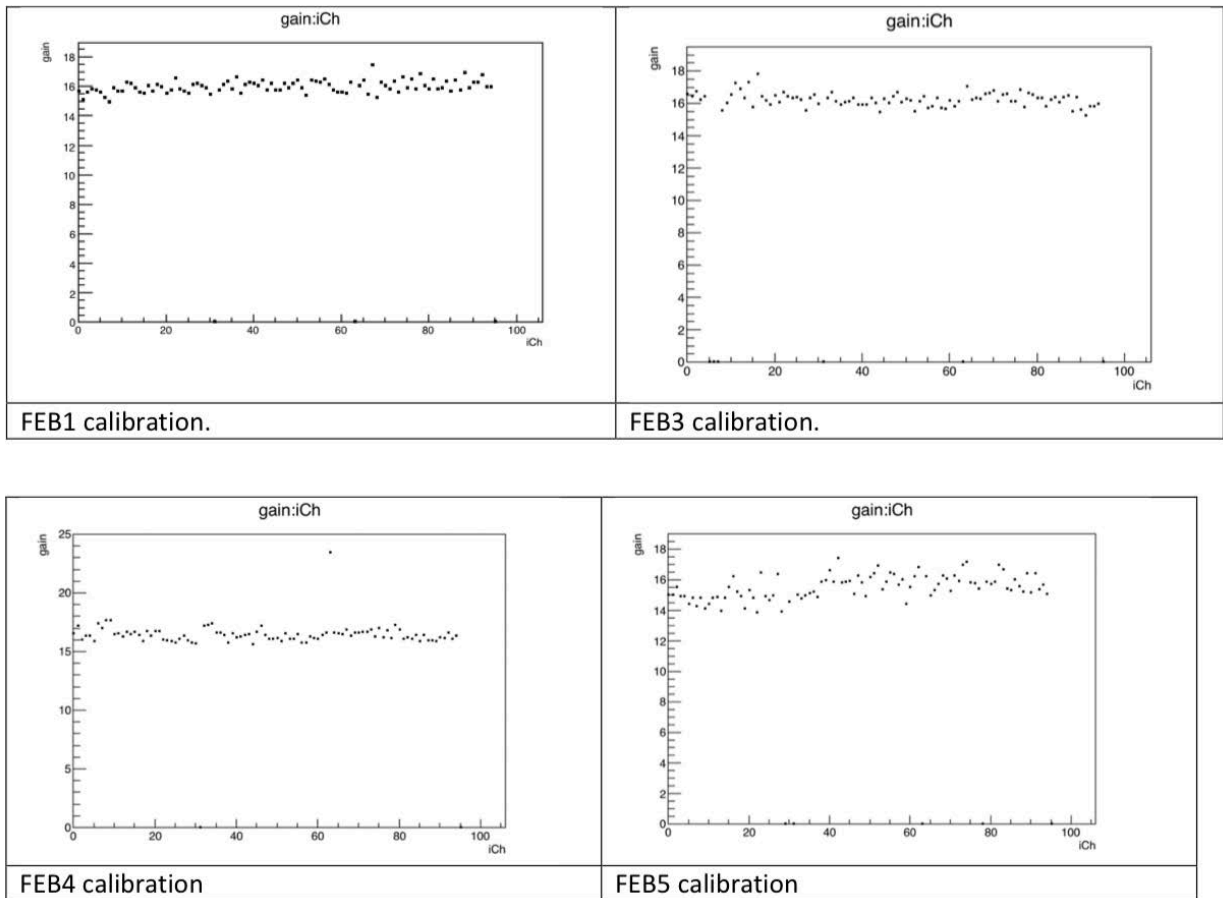


図 C.2.4 ビームテストで得られたゲインの一様性。縦軸は光量, 横軸は各 FEB のチャンネル (96 チャンネル) を表す。

また図 C.2.5 はテストビームのデータからミュオン候補のイベント、 π 中間子候補のイベントを選び出しイベントディスプレイにしたものである [48]。

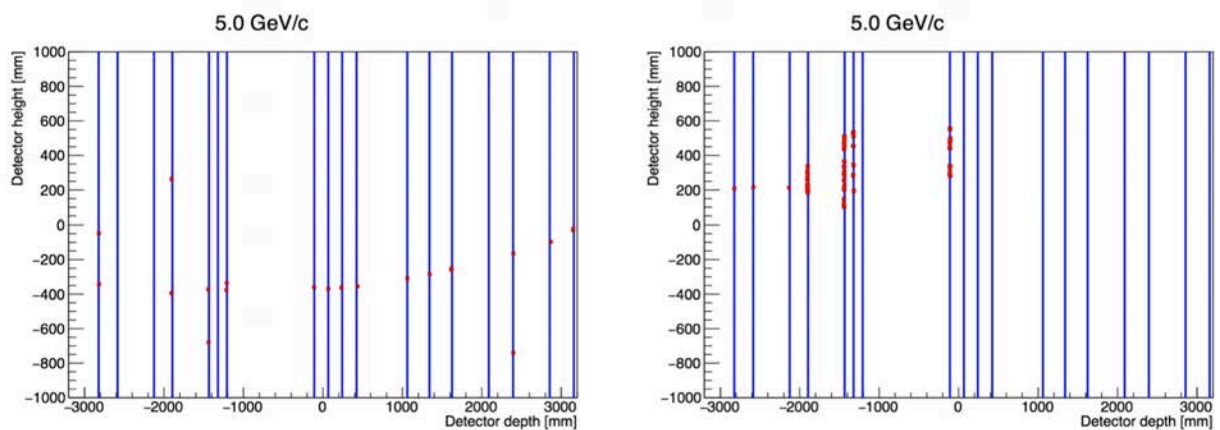


図 C.2.5 ミュオン候補のイベント (左) と π 候補のイベント (右)

先行研究において [48]、ビームテストの結果を用いてミューオンに対する電荷識別能力が調べられている。その結果を図 C.2.6 に示す。

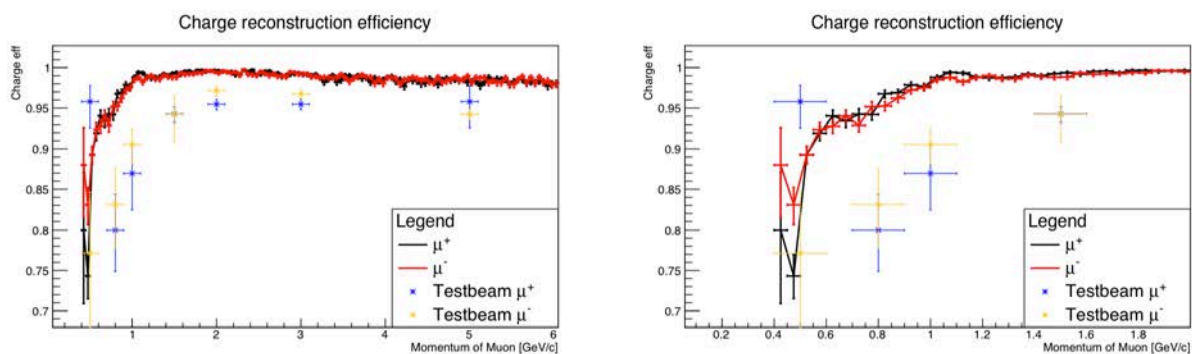


図 C.2.6 全てのイベントに対する電荷識別の結果 (左) とミューオン候補のみに対する電荷識別の結果 (右)。

付録 D

Baby MIND の磁石電源の INGRID に対する影響

INGRID のゲインの相対値の変化 (図 D.0.1)、INGRID のノイズレートの変化 (図 D.0.2)、INGRID のペDESTALの変化 (図 D.0.3)、INGRID のペDESTALの幅の変化 (図 D.0.4) である。電源を入れる前と後のパラメータの割合 (Ratio) は次の式に従って計算した。

$$\text{Ratio} = \frac{\text{電源を入れた後のパラメータの値} - \text{電源を入れる前のパラメータの値}}{\text{電源を入れる前のパラメータの値}}$$

Gain

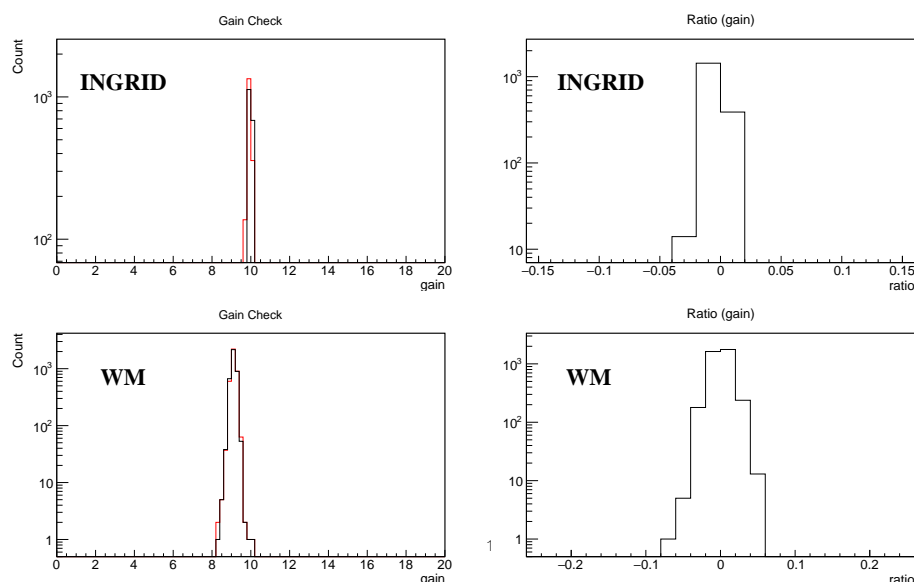


図 D.0.1 Baby MIND の磁石電源を入れる前と入れた後のデータにおける INGRID のゲインの相対値の変化。INGRID モジュールは Baby MIND に最も近い vertical module を選んだ。WM は Baby MIND が置かれたフロアの一つ上に置かれた WAGASCI モジュールである。左図の赤い線は電源を入れた後のゲイン、黒い線は電源を入れる前のゲインを示す。

Noise rate

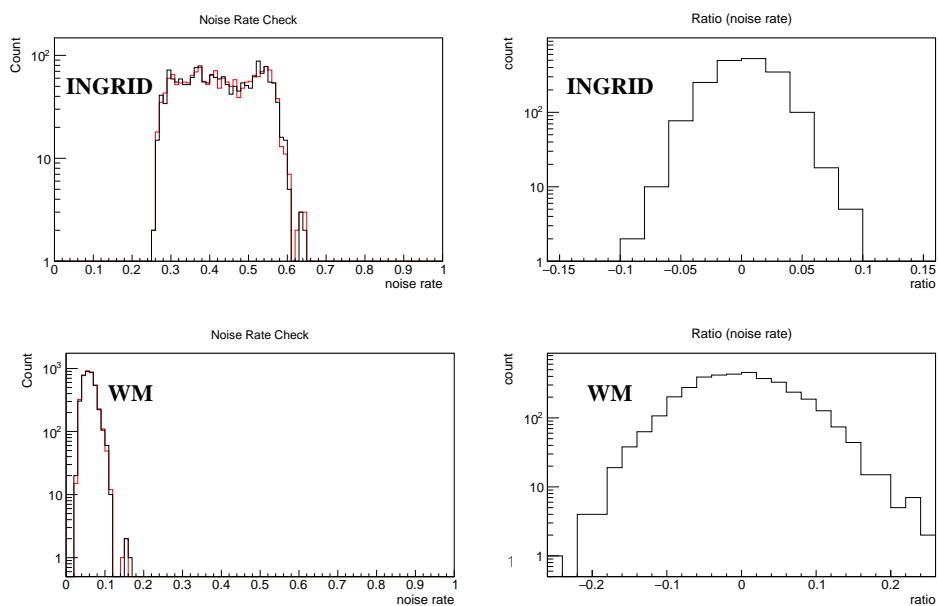


図 D.0.2 Baby MIND の磁石電源を入れる前と入れた後のデータにおける INGRID のノイズレートの変化

Pedestal

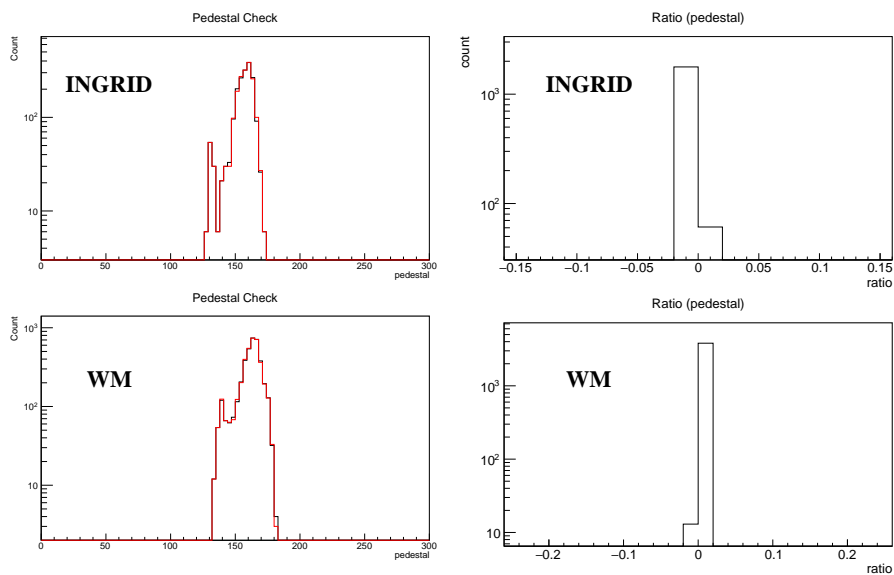


図 D.0.3 Baby MIND の磁石電源を入れる前と入れた後のデータにおける INGRID のペDESTALの変化

Pedestal width

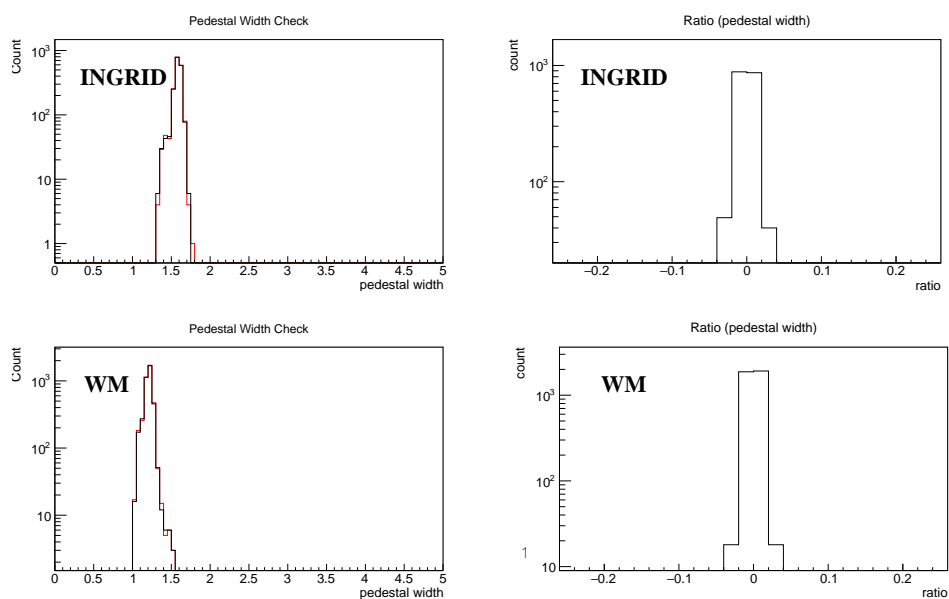


図 D.0.4 Baby MIND の磁石電源を入れる前と入れた後のデータにおける INGRID のペDESTALの幅の変化

図 D.0.1 から図 D.0.4 のどれを見ても、Baby MIND の磁石電源の影響は見られない。また同様のチェックを Baby MIND と同じフロアにある WAGASCI モジュールについても実施したが、Baby MIND の磁石電源の影響は見られなかった。

付録 E

Baby MIND のコミッショニング時に起きた問題の克服

Baby MIND の電磁石電源に関わる全ての準備が整ったのは 2018 年 4 月 24 日であり、ND280 の電磁石との干渉がなければ 5 月初めにはフルセットアップでの運転が可能となるはずだった。しかし、以下で述べる問題によりフルセットアップでの運転は 5 月 25 日まで延びることになった。

E.1 ND280 と共有していた電源パイプからの電圧スパイク

Baby MIND の磁石電源は ND280 の電磁石と 400 V の 3 相電源ラインを共有していた。2009 年の測定において、ND280 の電力変換器が 400 V の電源ラインに電圧のスパイクを作り出していることがわかっていった。図 E.1.1 はその測定結果を表したものである。変換器の前では生じていなかったスパイクが、変換器の後には確認されている。

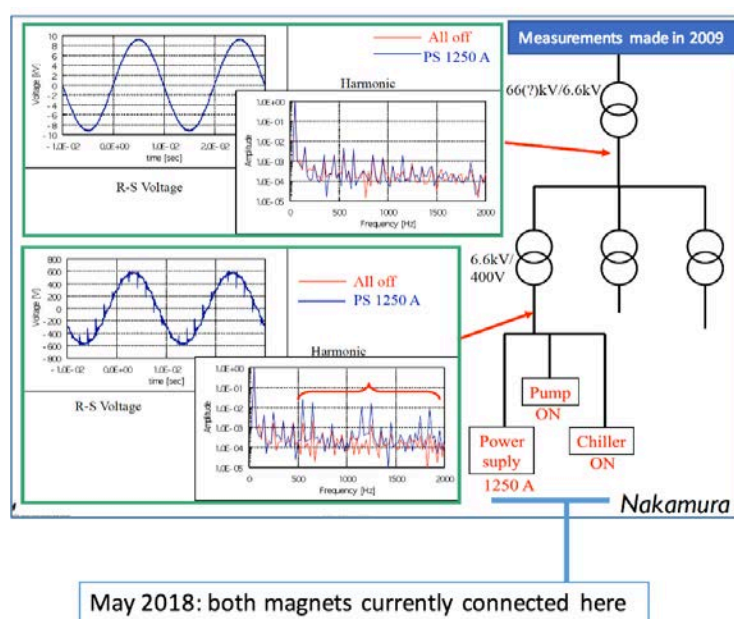


図 E.1.1 2009 年に測定された電源ラインのスパイク

Baby MIND の 400 V 電源ラインのブレーカーが B2 エリアに設置されたのは 2018 年 2 月 21 日である。ビームが始まったのは 3 月 9 日であるが、ND280 の電磁石は修繕中であり、修繕が完了したのは 4 月 24 日である。ND280 の電磁石と Baby MIND の磁石を同時に入れるテストを行なったのは、5 月 2 日である。このときのテストでは Baby MIND に通常の電流 (140 A) を流し、ND280 の磁石電源を徐々に上げていきながら、問題が生じるかどうかを調べた。ND280 の電流を 2900 A まで入れることができればテストは成功であったが結果的に、1500 A を超えたところで Baby MIND の AC fail 回路が働いて、Baby MIND の電源が落ちてしまった。その後の詳細な分析によると、ND280 の電磁石に 2900 A の電流を流した状態ですでに 2009 年に見られたのと同じようなスパイクが 400 V 電源ラインに確認された。

次に、Baby MIND の磁石電源が 400 V 電源ラインにどのような影響を与えるかを調べるためのテストを行なった。Baby MIND のブレーカーは 400 V 電源ラインに影響を与えていないことを確認した後、ND280 の電磁石に 2900 A を流した状態で Baby MIND に電流 2.6 A だけ流したところ、ND280 の電力変換器が誘起しているスパイクを Baby MIND の磁石電源が反射していることがわかった。図 E.1.2 はその様子を表したものである。

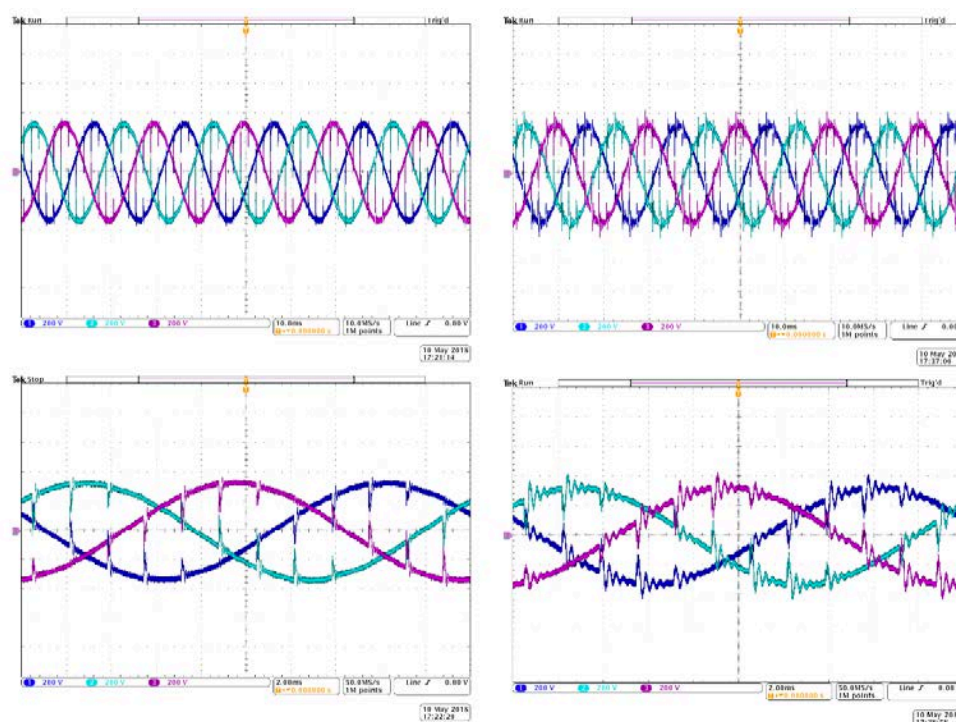


図 E.1.2 Baby MIND の電源を入れる前 (左図) と Baby MIND の電源を入れた後 (右図) のスパイク

Baby MIND の磁石電源のスイッチを OFF にした場合、流す電流を変えた時のスパイクの様子を示したものが図 E.1.3 である。これによると、磁石電源のアウトプットを ON にすると反射が見られるが、電流の大きさとスパイクにはあまり相関が見られない。

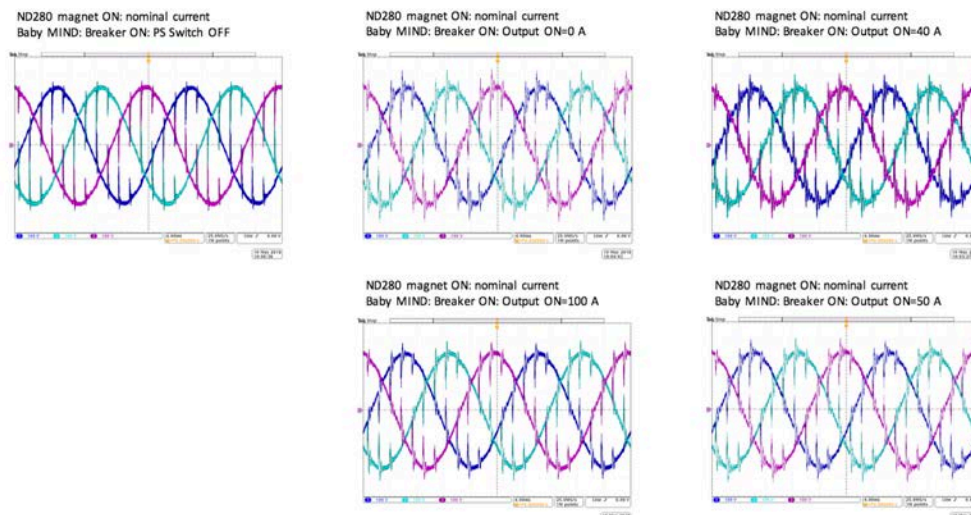


図 E.1.3 スイッチを OFF にした場合 (左上図), 電流をそれぞれ、0 A (中上図), 40 A (右上図), 100 A (中下図), 50 A (右下図) にしたときのスパイクの様子

以上の測定結果からだけでは、Baby MIND の磁石電源が 400 V 電源にノイズを加えているかどうかを結論することはできない。しかし、Baby MIND の保護回路は、ND280 の電磁石の電力変換器が生み出すスパイクに反応して AC fail となることがわかった。ゆえに、ND280 の電磁石と Baby MIND の磁石電源が同時に動くためには、少なくとも Baby MIND の保護回路の修正が必要である。そのため 2018 年 5 月 10 日、その修正を実施した。図 E.1.4 は保護回路の概念図を表したものである。

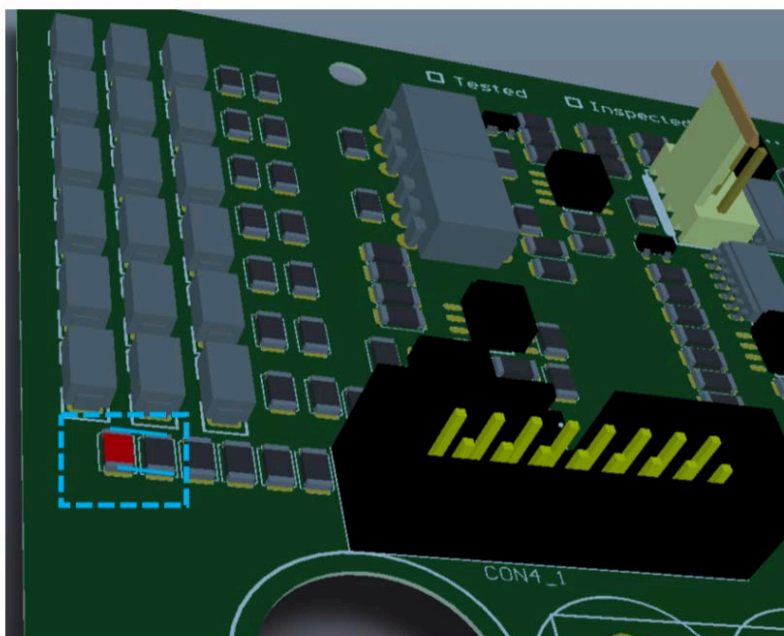


図 E.1.4 保護回路の概念図。赤い部分が付け替えられた抵抗を表す

行なった修正は、5.6 k Ω の抵抗を取り外し、15 k Ω の抵抗と 470 nC の静電容量を持つコンデン

サーを取り付けたことである。この修正は磁石電源の AC fail 回路をより鈍感にすることに対応するため、今回のコミッショニングのための応急措置であった。しかし、その後のテストによりこの修正により ND280 の電磁石電源を通常の 2900 A にあげた状態で、Baby MIND に通常の電流 (140 A) を流しても AC fail とはならず運転させることができた。

E.2 B2 に設置されていた INGRID 検出器のグラウンド接続の不備

テストのために ND280 の電磁石電源と Baby MIND の電磁石電源を同時に ON にしたのは、5 月 15 日、17 日の 2 日であったが、どちらにおいても B2 エリアに設置されていた INGRID が落ち、それに伴い T2K のニュートリノモニターを行う 14 基の INGRID モジュールの DAQ が止まってしまった。これは、Baby MIND の磁石電源を入れたことと相関があると思われ、その原因の究明を行った。結果的に B2 エリアに WAGASCI パイロットランのコミッショニングのために、設置されていた INGRID モジュールのグラウンド接続に不備があったことが原因であると特定された。図 E.2.1 には、作業を行う前と行った後のグラウンド接続の様子を示した。

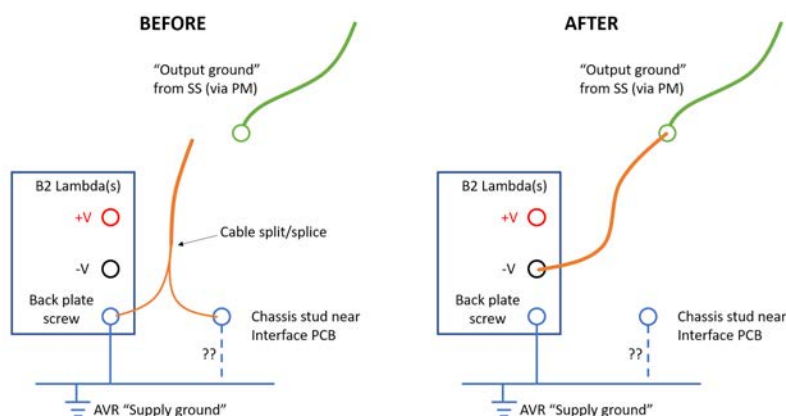


図 E.2.1 グラウンド接続の不備を解消する前 (左図) と後 (右図) の概念図。B2 Lambda は、INGRID のエレクトロニクスに電圧を供給する電源である。作業の前には電圧電源のグラウンドが浮いている状態であった。作業後には、SS エリア (B2 エリアの一つ上の階) のグラウンドと接続した。

作業を行う前は、エレクトロニクスの電圧電源のグラウンドが適切ではなく、この不備を解消することで INGRID の DAQ は Baby MIND の磁石電源を入れても正常に機能した。

付録 F

ニュートリノフラックスの系統誤差

F.1 フラックス系統誤差のフォーマット

T2K-WAGASCI 実験の解析では、ND280 と WAGASCI が異なるフラックスの微分断面積を測定できることを利用して両者のフラックスを差し引きし、より精度の高い微分断面積の評価を行う予定である。ND280 と WAGASCI におけるフラックスの系統誤差を以下で導出する。それぞれの検出器において、ニュートリノのエネルギーのビンを、0.0 GeV から 10.0 GeV/c まで 0.0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 1.0, 1.2, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0, 3.5, 4.0, 5.0, 7.0, 10.0 の 20 に分ける。ニュートリノの種類としては反ニュートリノを含めた 2 フレーバー ($\nu_\mu, \nu_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_e$) を考慮する。J-PARC のホーンの極性は +250 kA、すなわちニュートリノモードのみを考える。フラックスの系統誤差を求めるには、系統誤差を引き起こす不定性に対して次式を行列要素とする共分散行列が必要である。

$$V_{i,j} = \sigma_i \sigma_j \rho_{i,j}$$

ここで i ビンのエネルギーにおけるフラックスの標準偏差を σ_i 、 i, j ビンのフラックスの相関係数を $\rho_{i,j}$ とする。本解析ではこの値をフラックス Φ_i, Φ_j によって規格化したものを用いる。

$$V_{i,j}^{\text{frac}} = \frac{\sigma_i \sigma_j \rho_{i,j}}{\Phi_i \Phi_j}$$

この $V_{i,j}^{\text{frac}}$ のことを $V_{i,j}$ と表記する。フラックスの共分散行列を次の表 F.1.1 のように定義する。共分散行列は 160 のビンからなるため、160 × 160 の正方行列となる。

表 F.1.1 フラックスの共分散行列のビンニング

ビン数	検出器	フレーバー	ホーンの極性
0-19	ND280	ν_μ	FHC
20-39	ND280	$\bar{\nu}_\mu$	FHC
40-59	ND280	ν_e	FHC
60-79	ND280	$\bar{\nu}_e$	FHC
80-99	WAGASCI	ν_μ	FHC
100-119	WAGASCI	$\bar{\nu}_\mu$	FHC
120-139	WAGASCI	ν_e	FHC
140-159	WAGASCI	$\bar{\nu}_e$	FHC

F.2 共分散行列の求め方

共分散行列を求める手順を以下にまとめた。

1. 標準の設定にて JNUBEAM を走らせる。
2. 系統誤差の要因となる設定の数値を 1σ だけ変更し、JNUBEAM を走らせる。必要であれば $+1\sigma$ ではなく $\pm 1\sigma$ の両方を考慮する。
3. 1, 2 で得たフラックスをハドロン反応モデルによりチューニングする。
4. 3 で得た標準設定のフラックスに対して、 1σ だけ設定をずらしたフラックスの割合を各ビンごとに計算する。
5. 4 で得た差をもとにその系統誤差の共分散行列を計算する。

以上の手順をビームラインの構成要素の一つであるホーンの強度に関する不定性による系統誤差を例に説明する。図 F.2.1 はホーンの標準値 250 kA、そこから 1σ だけずらした 245 kA および 255 kA の各設定で JNUBEAM を走らせたときの WAGASCI で予測されるニュートリノスペクトラムである。図 F.2.1 からわかる通り、ホーン電流のばらつきによるニュートリノフラックスへの影響は非常に小さい。次に、このフラックスに対してハドロンの生成モデルでチューニングしたスペクトラムを図 F.2.2 に示す。図 F.2.2 に示したプロットは 3 GeV/c で切れているが、フラックス系統誤差のフォーマットで説明したものと同一エネルギービンになっている。チューニングした後の標準設定のプロットに対して、 $\pm 1\sigma$ だけずらしたそれぞれのフラックスの割合を計算する (図 F.2.3)。ここで N はモデルのパラメータを振りながら図 F.2.3 を作った数を表す。今の場合 $N = 1$ である。図 F.2.3 の値を用いて計算すると、ホーン電流のばらつきに対する共分散行列が求まる (図 F.2.4)。このような手順で各要因に対して共分散行列を作り、その対角成分をとることで系統誤差を算出する。

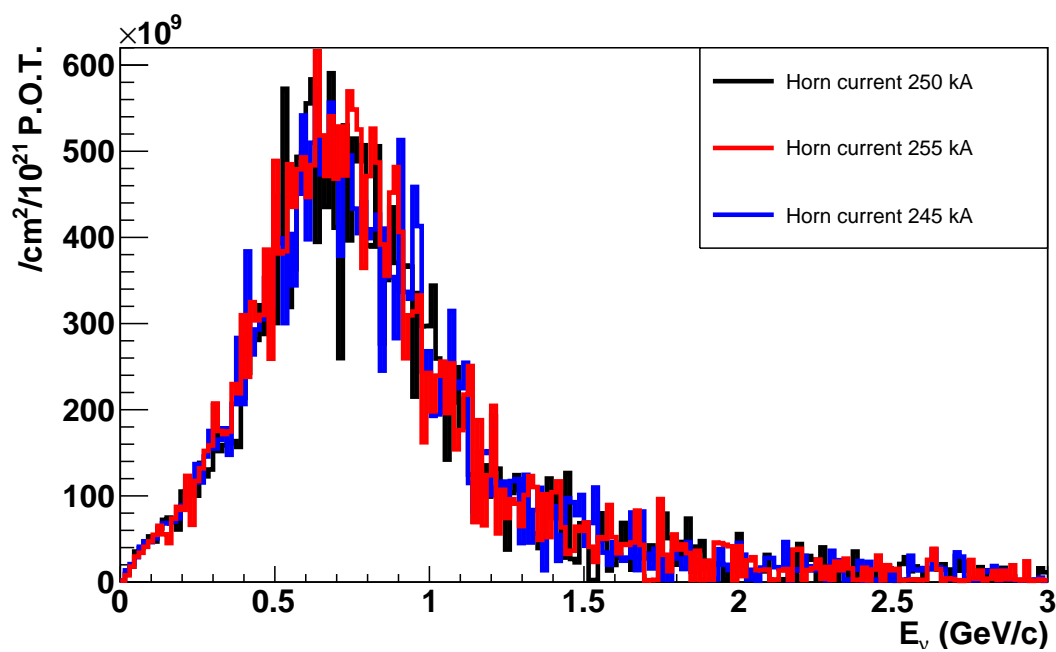


図 F.2.1 250 kA(黒), 255 kA(赤), 245 kA(青) の各設定で JNUBEAM を走らせたときの WAGASCI で予測されるニュートリノスペクトラム

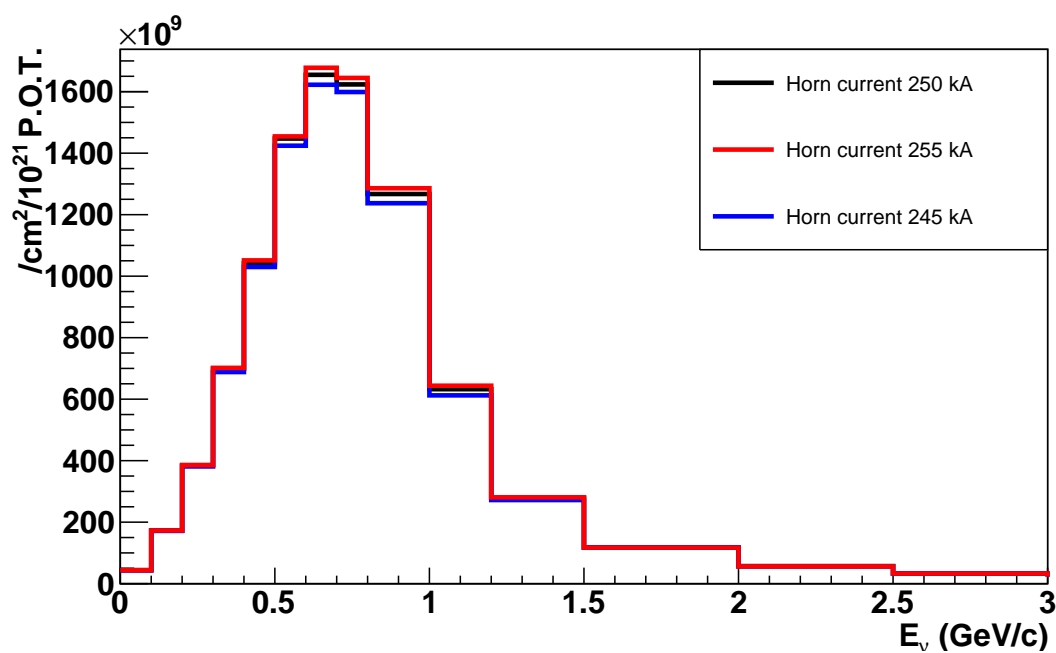


図 F.2.2 図 F.2.1 のスペクトラムをチューニングした後のニュートリノスペクトラム

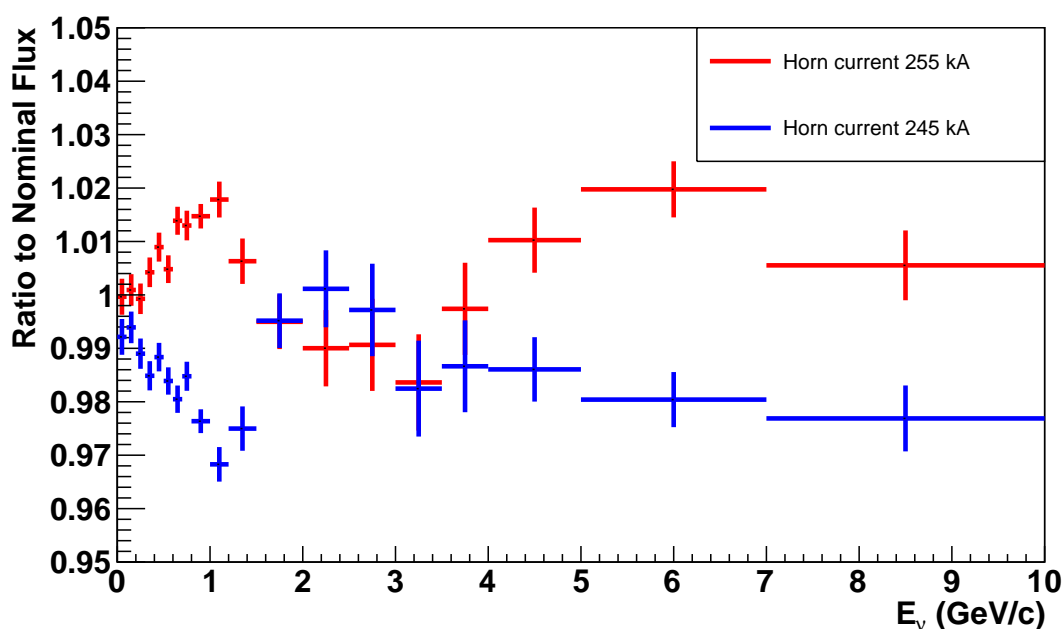


図 F.2.3 標準設定のプロットに対して、 $\pm 1\sigma$ だけずらしたそれぞれのフラックスの割合。赤が 255 kA の 250 kA に対するフラックスの割合で青が 245 kA の 250 kA に対する割合。

共分散行列を求める際には実際には次の式に従って計算する。

$$V_{i,j} = \frac{\sum_{k=1}^N (\Phi_i^k / \Phi_i^{\text{nominal}})(\Phi_j^k / \Phi_j^{\text{nominal}})}{N}$$

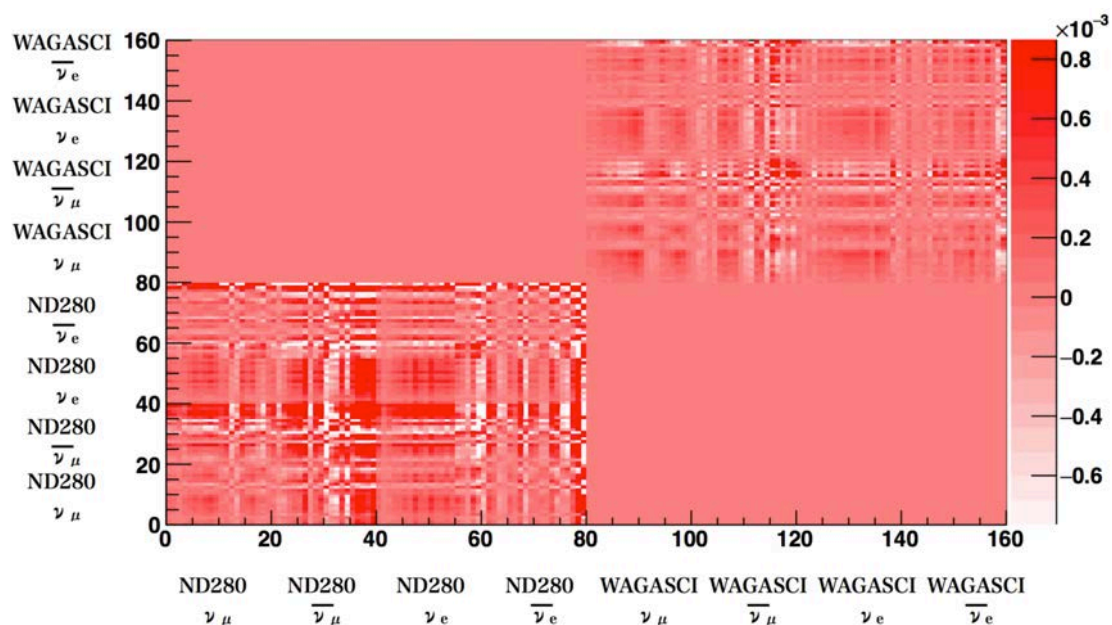


図 F.2.4 ホーン電流のばらつきに対するフラックスの共分散行列

F.3 2種類のオフ軸角におけるニュートリノフラックス系統誤差の評価

共分散行列の作成方法は付録に示した。その手順で各共分散行列を求め、すべての共分散行列を足し合わせて作った合計の共分散行列および相関行列を図 F.3.1, 図 F.3.2 に示す。相関行列は共分散行列の行列要素 $V_{i,j}$ を次で定義される $C_{i,j}$ を行列要素とする行列である。

$$C_{i,j} = \frac{V_{i,j}}{\sqrt{V_{i,i}V_{j,j}}}$$

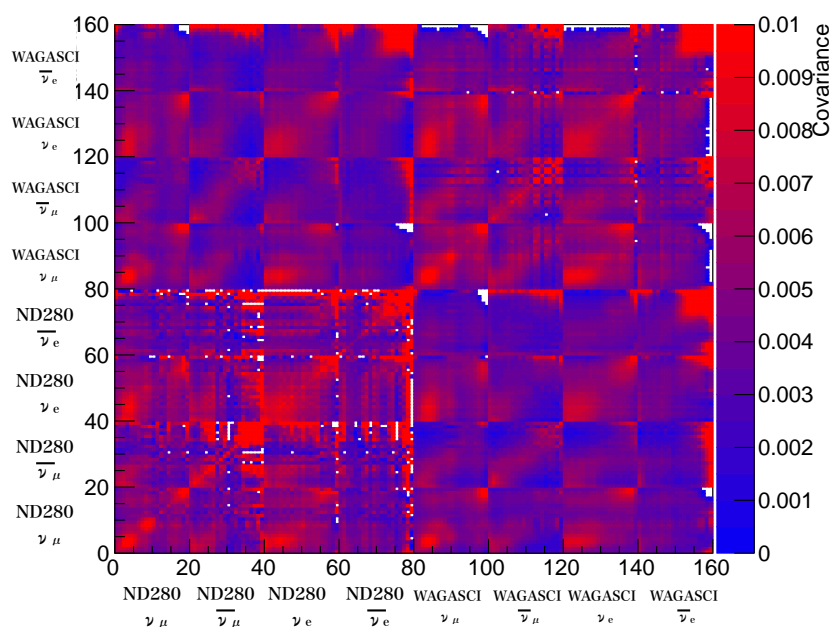


図 F.3.1 系統誤差のすべての源に対する共分散行列

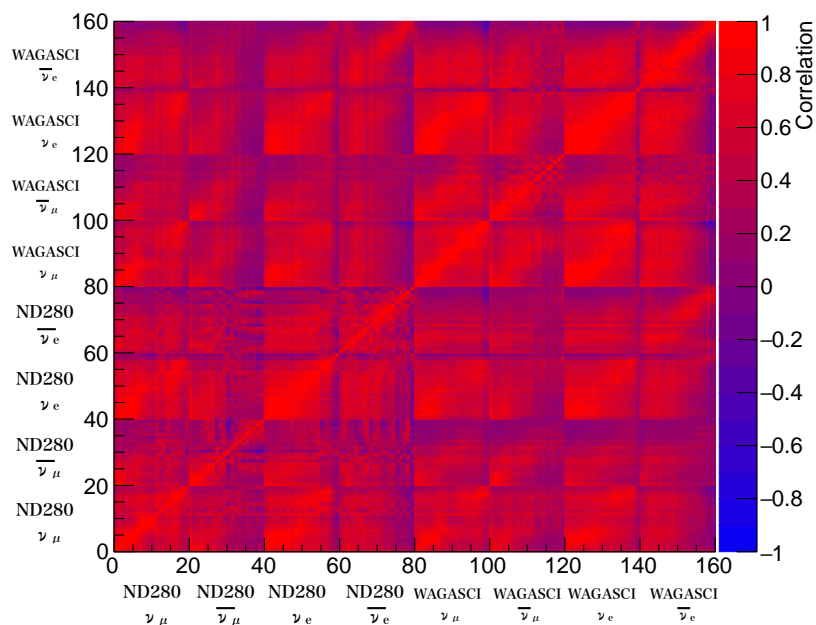


図 F.3.2 系統誤差のすべての源に対する相関行列

各系統誤差の源の共分散行列の対角成分をとり、系統誤差の値をエネルギービンごとに並べたものを図 F.3.3 に示す。図 F.3.3 に示したものはハドロン反応の不定性に由来する系統誤差の合計、ビームラインの構成要素に由来する系統誤差の合計、すべての系統誤差の合計の3種類である。

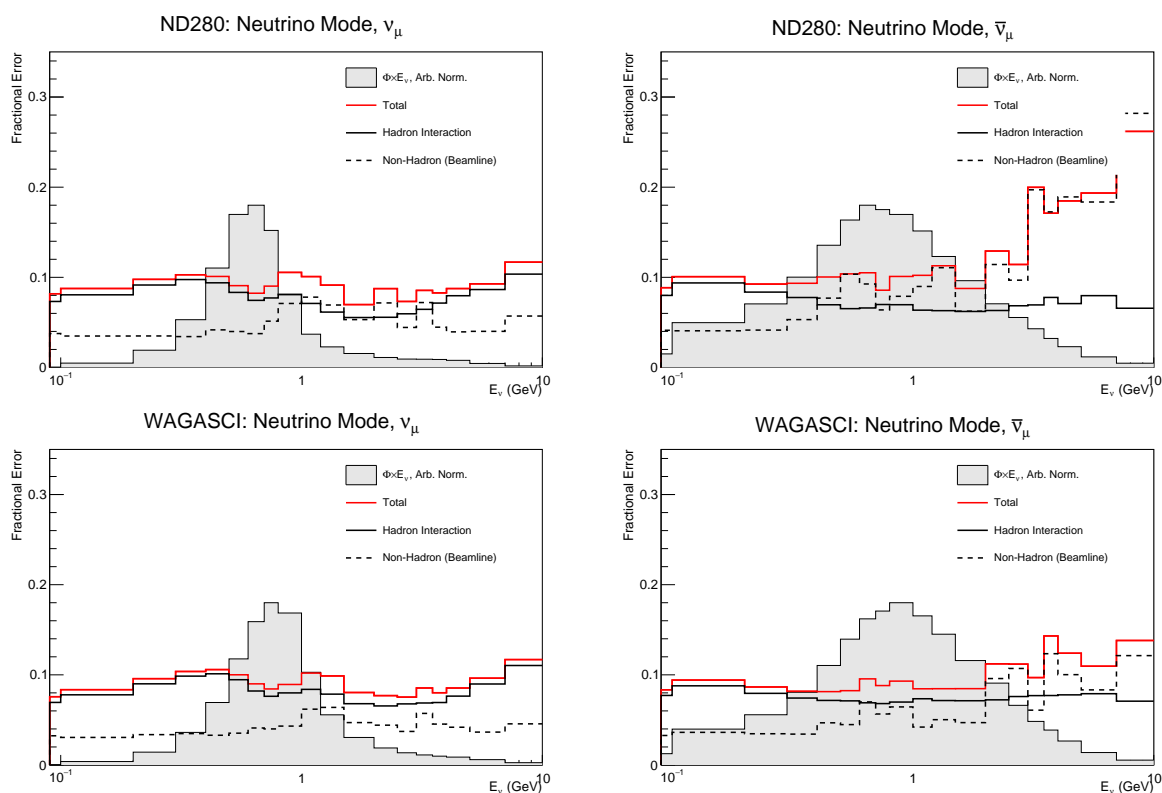


図 F.3.3 ハドロン反応の不定性に由来する系統誤差（実線），ビームラインの構成要素に由来する系統誤差（破線），合計の系統誤差（赤線），標準設定のフラックス（灰色）を ND280- ν_μ (左上), ND280- $\bar{\nu}_\mu$ (右上), ND280- ν_e (左下), ND280- $\bar{\nu}_e$ (右下) について表したもの。

本論では合計の系統誤差について述べた。付録では、ハドロンの不定性に由来する誤差とそれ以外の不定性に由来する誤差を図 F.3.4, 図 F.3.5 に示す。

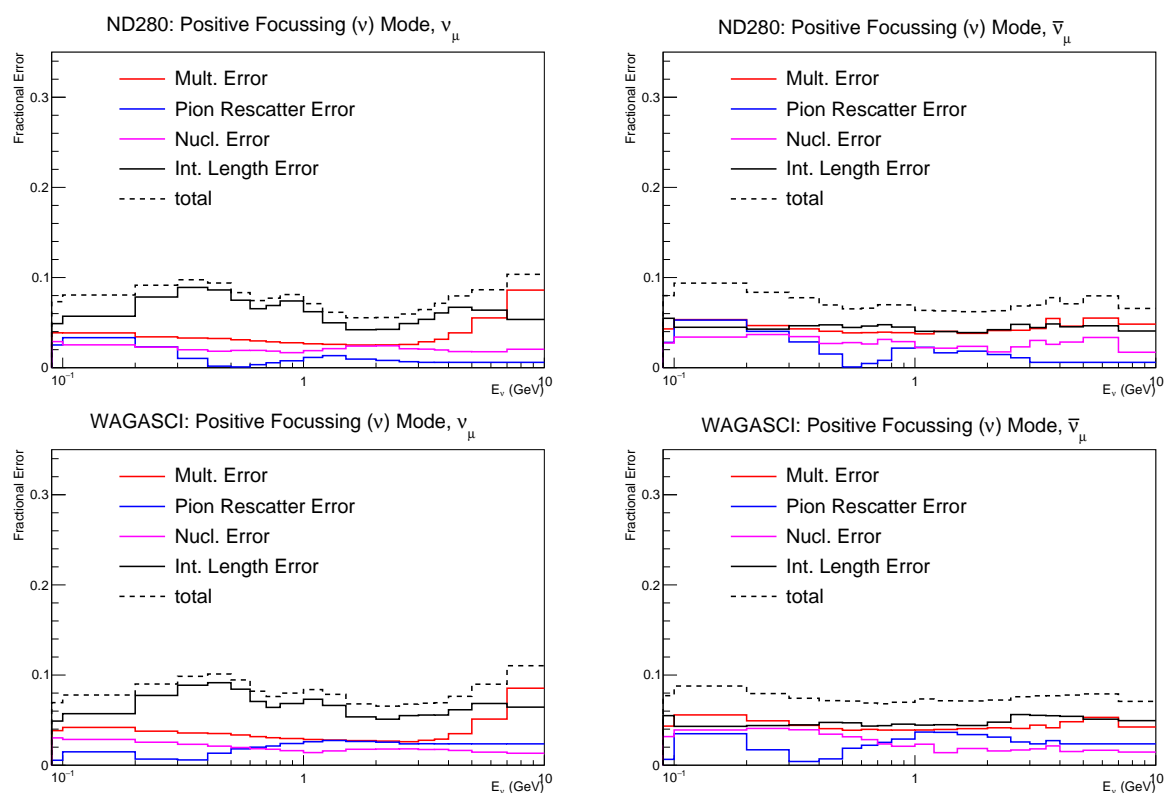


図 F.3.4 ハドロンの不定性に由来する系統誤差の詳細を ND280- ν_μ (左上), ND280- $\bar{\nu}_\mu$ (右上), ND280- ν_e (左下), ND280- $\bar{\nu}_e$ (右下) について表したものの。Mult. Error: 中間子のマルチプレシティに起因する系統誤差, Pion Rescatter Error: π 中間子が再反跳することに起因する系統誤差, Nucl. Error: バリオンの二次的反応に起因する系統誤差 int.Length Error: ハドロンの反応長に起因する系統誤差。

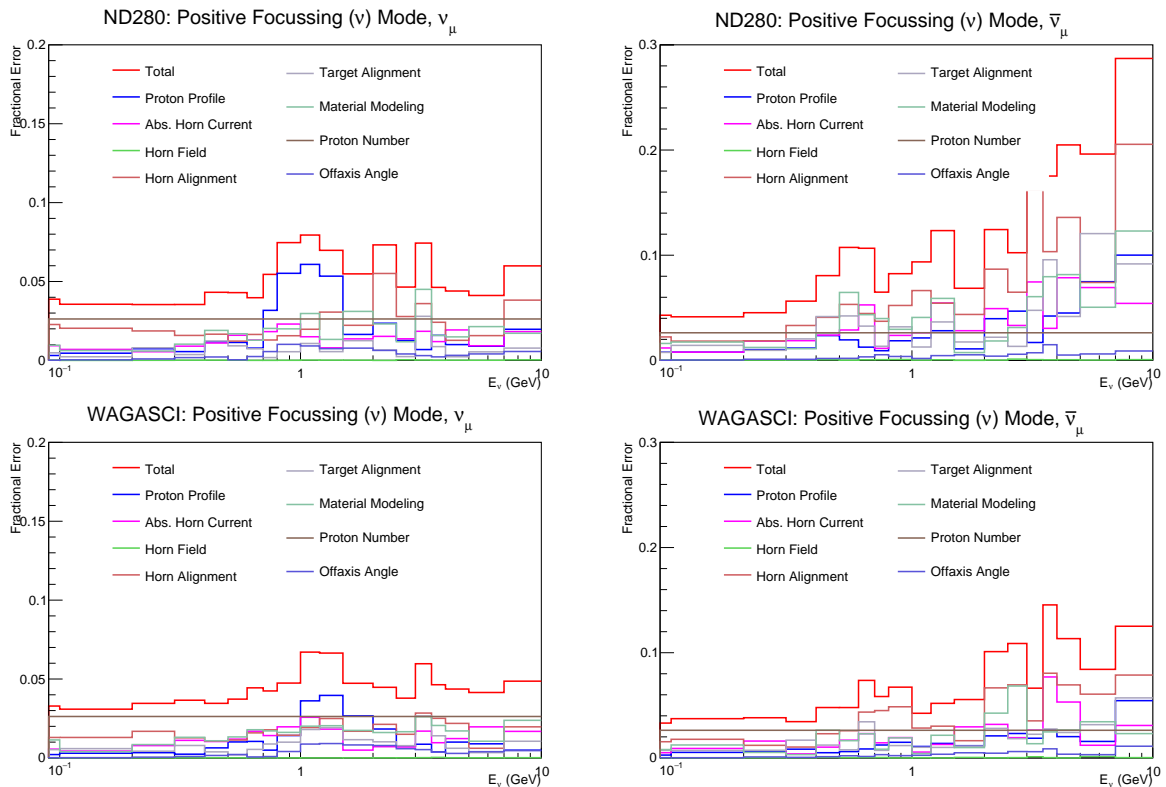


図 F.3.5 ビームラインの構成要素に由来する系統誤差の詳細を ND280- ν_{μ} (左上), ND280- $\bar{\nu}_{\mu}$ (右上), ND280- ν_e (左下), ND280- $\bar{\nu}_e$ (右下) について表したものの。Proton Profile: 陽子ビームの広がり起因する系統誤差, Abs. Horn Current: ホーン電流の不定性に起因する系統誤差, Horn Field: ホーンによる磁場の非対称性に起因する系統誤差, Horn Alignment: ホーン配置の不定性に起因する系統誤差, Target Alignment: 炭素標的の配置の不定性に起因する系統誤差, Material Modeling: Cooling Water と Strip Line のモデルの不定性に起因する系統誤差, Photon Number: P.O.T の不定性に起因する系統誤差, Offaxis Angle: INGRID の中心位置の不定性に起因する系統誤差。

付録 G

ラインフィッティングによる電荷識別

電荷識別を行う異なる方法としてラインフィッティングを用いてミューオンの電荷を識別する手法を考えた。その精度は本編に述べた逐次外挿法に及ばないため、付録に記すことにした。

G.1 アルゴリズム

7.1 で述べた方法で Baby MIND 内のヒットを飛跡として再構成し、そのヒットに対し次のアルゴリズムを施す。

1. 図 G.2.4 のように飛跡内で隣り合う Detector Module のヒットを結ぶ直線を引く。

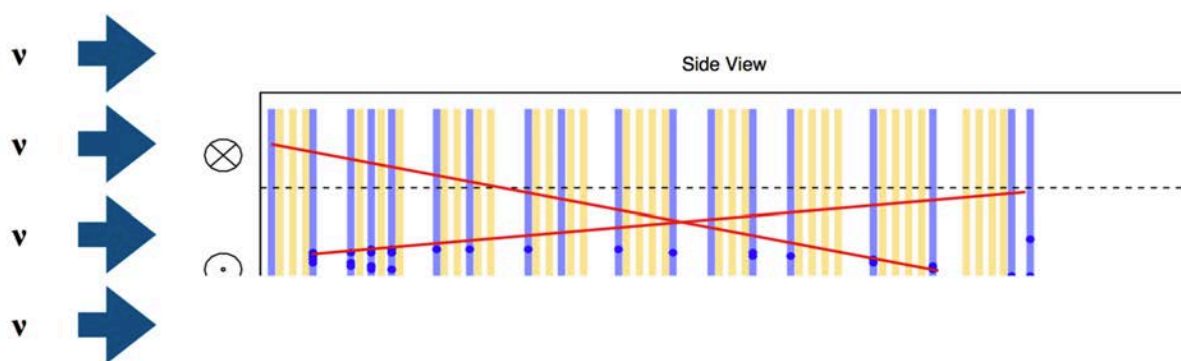


図 G.1.1 1 番目の Detector Module と 2 番目の Detectot Module のヒットを通る直線、15 番目の Detector Module のヒットと 16 番目の Detector Module のヒットを通る直線を示したもの

2. 直線より上にあるヒットの数と下にあるヒットの数を数える。中間の領域において直線より上にあるヒットと直線との距離の和を N_{over} , 下にあるヒットと直線との距離の和を N_{under} とする。Baby MIND の磁場はすでに述べたように、上下の領域と中間の領域で磁場の向きが切り替わる。このことを考慮するため、一つの飛跡が複数の領域にまたがる場合、それぞれの領域に分割し、このアルゴリズムを適用する。上下の領域では、直線より下にあるヒットと直線と

の距離の和を N_{over} とする。

3. 上流から順に全ての隣り合う Detector Module のヒットについて、1,2 を繰り返し N_{over} , N_{under} それぞれについて、総和を $N_{\text{over}}, N_{\text{under}}$ として再定義する。
4. パラメータ A_{linefit} を計算する。

$$A_{\text{linefit}} = \frac{N_{\text{over}} - N_{\text{under}}}{N_{\text{over}} + N_{\text{under}}}$$

A_{linefit} は μ^+ の場合には正の値、 μ^- の場合には負の値をとる傾向があることが期待される。

G.2 アルゴリズムの評価

図 G.2.1 は逐次外挿の評価で使用したシミュレーションデータと同じものを用いて、パラメータ A_{linefit} の分布を求めたものである。

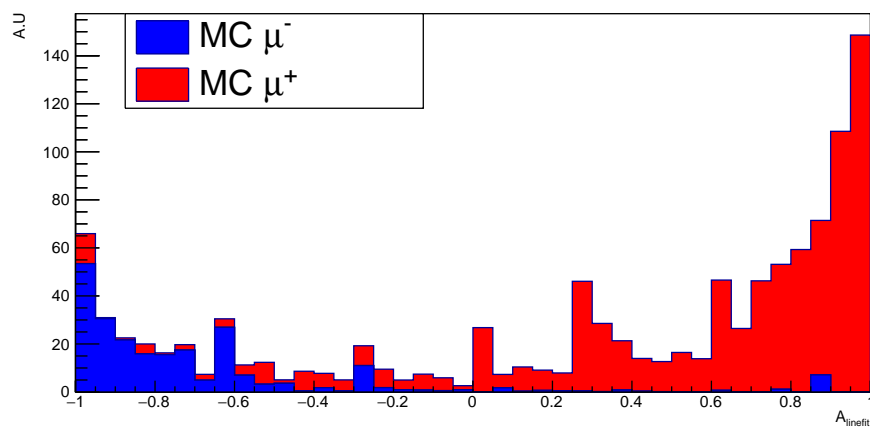


図 G.2.1 A_{linefit} の分布。青いヒストグラムは真の μ^- イベント、赤いヒストグラムは真の μ^+ イベントを表す。

シミュレーションのデータを用いて、 A_{linefit} に対する μ^+ の純度と μ^+ の選択効率の関係を求めたものを図 G.2.2 に示す。

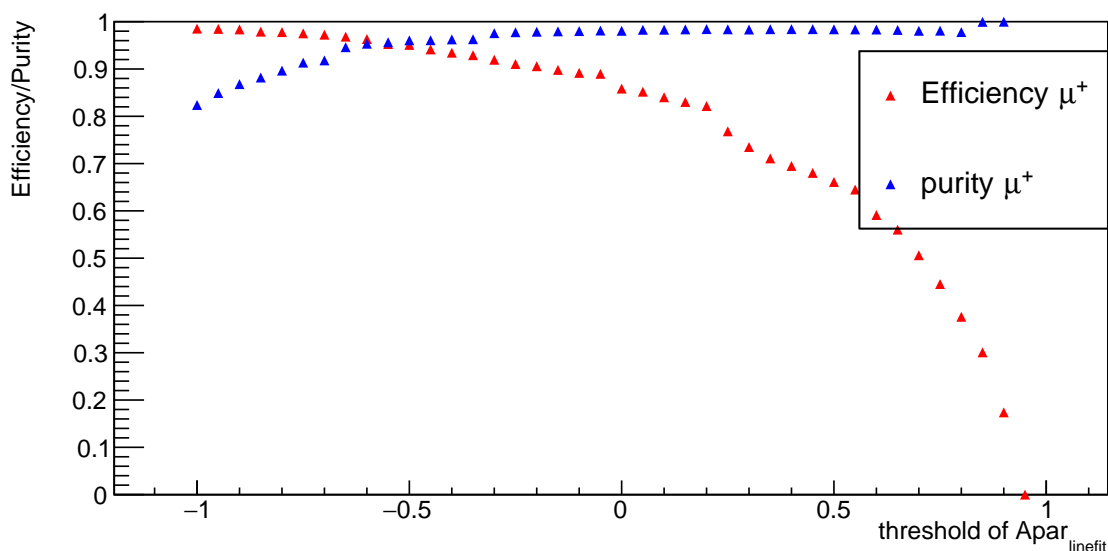


図 G.2.2 逐次外挿における A_{linefit} に対する μ^+ の選択効率と μ^+ の純度

逐次外挿の場合と同じ理由で、 A_{linefit} に対する μ^+ の純度を 90% にするような閾値を選ぶ。図 G.2.2 より、閾値を -0.7 とすれば良いことがわかる。この値に設定したときの μ^+ に対する選択効率を図 G.2.3 に示す。0.4 GeV/c の運動量を除いて良い選択効率 (95% 以上) を得られていることがわかる。図 7.3.3 と比較すると、運動領域全体を通して μ^+ を選ぶアルゴリズムとしては同程度の性能を持っていると判断できる。

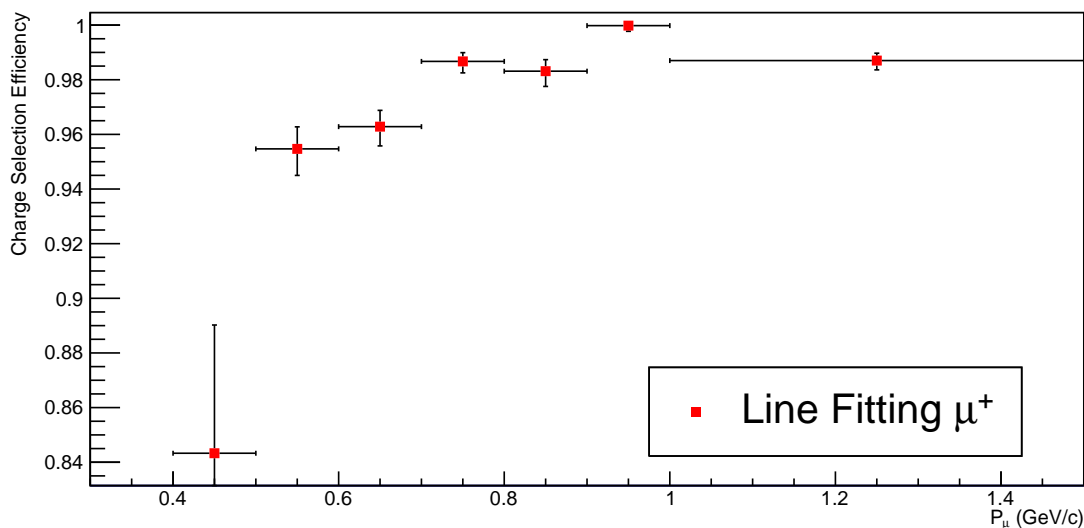


図 G.2.3 A_{linefit} を -0.7 にしたときのラインフィッティングにおける選択効率

逐次外挿と同様に、二つのイベントサンプル (サンプル 1, サンプル 2) を用いてコミッシュニングデータと MC のデータを比較したものを図 G.2.4, 図 G.2.5 に示す。逐次外挿による電荷識別の方が傾向が合っている。

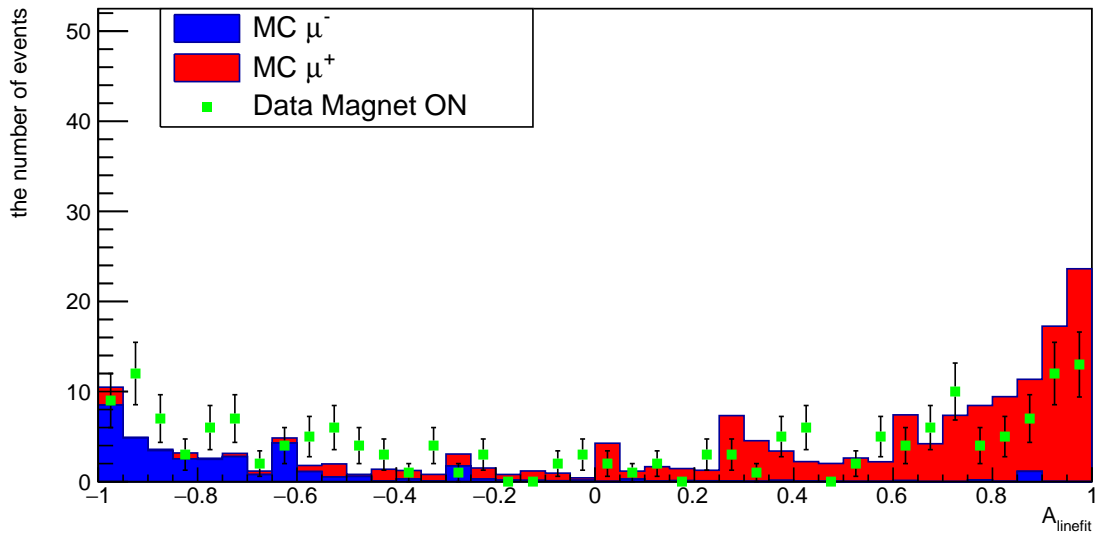


図 G.2.4 サンプル 1 を用いて電荷識別をしたときのデータと MC の比較

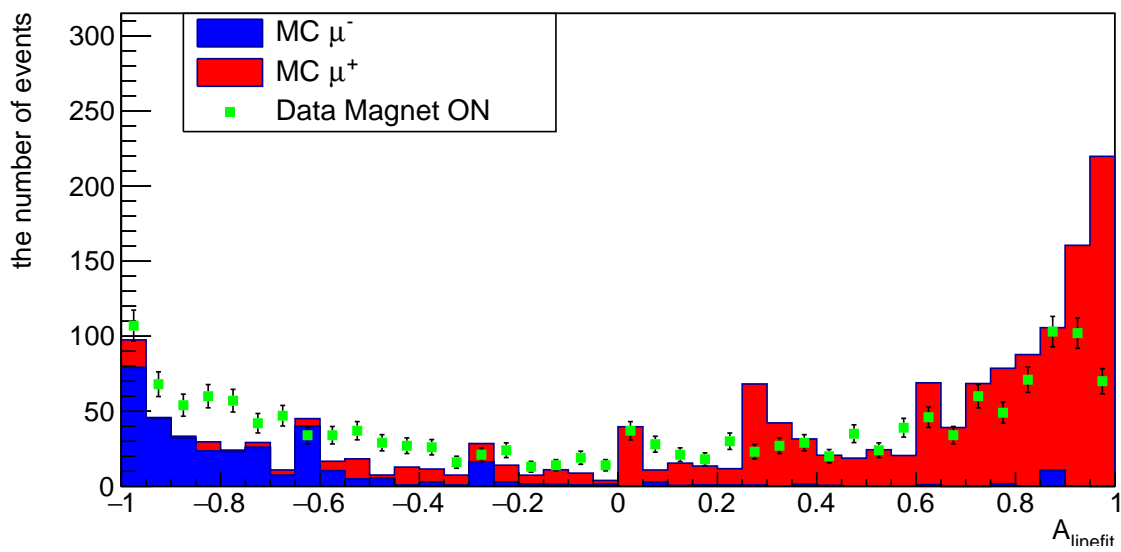


図 G.2.5 サンプル 2 を用いて電荷識別をしたときのデータと MC の比較

目次

1.1.1	フレーバー変化のダイアグラム	9
1.1.2	ニュートリノの質量階層性	12
1.2.1	CCQE 反応のダイアグラム	16
1.2.2	2p2h 反応のダイアグラム	16
1.2.3	Δ 共鳴反応のダイアグラム	17
1.2.4	コヒーレント π 生成反応のダイアグラム	17
1.2.5	CCDIS 反応のダイアグラム	18
1.2.6	複数のモデルと実データとのフィッティング	18
1.2.7	Martini と Nieves のモデルの違い	19
1.2.8	T2K 前置検出器のニュートリノモードにおける ν_μ フラックス	20
2.1.1	T2K 実験の概要図	22
2.1.2	J-PARC の外観	23
2.1.3	J-PARC MR からの陽子ビームの時間構造	23
2.1.4	T2K ニュートリノビームライン	24
2.1.5	電磁ホーンの原理と試作品	25
2.1.6	T2K の前置検出器	26
2.1.7	スーパーカミオカンデの概観図	27
2.1.8	スーパーカミオカンデの ID 写真	27
2.1.9	μ と e のチェレンコフリング (シミュレーション)	28
2.1.10	T2K 検出器の配置	28
2.1.11	異なる崩壊角に対する親パイオンの運動量とニュートリノエネルギーの関係	29
2.1.12	ニュートリノ振動確率のエネルギー依存性	30
2.2.1	2010 年 1 月 20 日から 2018 年 5 月 31 日までに蓄積した P.O.T. とビーム強度の変遷	31
2.2.2	年ごとの積算 P.O.T.	31
2.2.3	SK で再構成した ν_μ (左), $\bar{\nu}_\mu$ (右) サンプルのエネルギー分布と MC との比較	32
2.2.4	SK で再構成した ν_e (左上), $\nu_e\pi^+$ (左下), $\bar{\nu}_e$ (右下) のシグナルのエネルギー分布と MC との比較	32
2.2.5	$\sin^2(\theta_{23}), \Delta m_{32}^2$ に最尤法を用いた結果	33
2.2.6	$\sin^2(\theta_{13}), \delta_{CP}$ に最尤法を用いた結果	33
2.2.7	δ_{CP} についての Likelihood 関数	34

2.3.1	T2K 実験が計画している統計量の推移 [31]	35
2.3.2	δ_{CP} が $-\frac{\pi}{2}$ であると仮定したときの CP 対称性の破れの確度	35
3.2.1	T2K-WAGASCI 実験の検出器全体のセットアップ	37
3.2.2	WAGASCI モジュールの外観	38
3.2.3	パラレルシンチレータとグリッドシンチレータの構造	39
3.2.4	WAGASCI モジュールの構造	39
3.2.5	プロトンモジュールの外観とトラッキングモジュールの構造	40
3.2.6	Side MRD の外観と内部構造	41
3.2.7	Side MRD で使われているシンチレータ	41
3.2.8	BabyMIND の外観	42
3.2.9	ニュートリノモードと反ニュートリノモードにおけるミューオンの運動量分布	43
3.2.10	ν_{μ} とクォークの反応	44
3.2.11	$\bar{\nu}_{\mu}$ とクォークの反応。赤と青い矢印はそれぞれのスピンの方向を表す	44
3.2.12	シミュレーションによるニュートリノモードと反ニュートリノモードにおけるミューオンの角度分布	45
3.3.1	ND280 で測定された $CC0\pi$ 反応の二重微分断面積のデータとモデルの比較	46
3.3.2	WAGASCI モジュール群と ND280 を用いたニュートリノ反応断面積測定の流れ	47
3.4.1	ND280 と WAGASCI モジュールでのフラックス	48
3.4.2	WAGASCI モジュール群を配置する候補	48
3.4.3	ND280 で測定されるフラックスとスケールされたオフアクシス 1.5° のフラックス	49
3.4.4	ND280 で測定されるフラックスからスケールされたオフアクシス 1.5° のフラックスを差し引いたもの	49
3.4.5	オフアクシス 1.5° で測定されるフラックスとスケールされた ND280 のフラックス	50
3.4.6	オフアクシス角 1.5° で測定されるフラックスからスケールされた ND280 のフラックスを差し引いたもの	50
3.4.7	オフアクシス 1.5° または 1.06° におけるフラックスと ND280 におけるフラックスとの差し引きで得られるスペクトル	51
3.4.8	オフアクシス 1.5° または 1.06° で測定されるイベント数を ND280 で測定されるイベント数から差し引きして得られる反応事象のニュートリノのエネルギースペクトル	51
4.1.1	Magnet Module の外観	54
4.1.2	コイルとスリットのポンチ絵	55
4.1.3	電流と磁場の対応関係	56
4.1.4	磁場測定に用いられたピックアップコイル	56
4.1.5	鉄の前面から見た磁場分布	57
4.1.6	X 層、Y 層のシンチレータに埋め込まれたファイバー。黄色い部分は MPPC を表す	57
4.1.7	MPPC の等価回路と MPPC のフォトカウンティングのイメージ	58
4.1.8	ハーフモジュールの組み立て	60
4.1.9	シンチレータオーバーラップの様子をサイドから見たもの	60

4.1.10	データ取得のダイアグラム	61
4.1.11	CITIROC の読み出しシステム	63
4.2.1	CERN のビームテスト時の Baby MIND のセットアップ	64
4.2.2	シミュレーションでの概念図	65
4.2.3	NEUT でシミュレートされたミュオンに関する分布	65
4.2.4	ミュオンが貫通した Magnet Module 数の分布	66
4.2.5	選択されたイベントの運動量-角度分布	66
4.2.6	電荷識別能力と統計誤差の関係を運動量ごとに示したもの	67
4.2.7	シミュレーションにおける軸方向の定義と Baby MIND のジオメトリー	68
4.2.8	下の領域から飛行するミュオントラックの例	68
4.2.9	中間の領域から飛行するミュオントラックの例	69
4.2.10	中間の領域から飛行して中間の領域に 4 層目のヒットがないミュオントラックの例	69
4.2.11	モジュール間の距離を変えたときの a の分布	70
4.2.12	電荷識別能力の比較	70
4.3.1	Baby MIND インストール中の写真	71
4.3.2	ケーブリングの様子	71
4.3.3	Baby MIND 磁石電源に関する写真	72
4.4.1	2 つ目の Detector Module までのモジュールの配置。黄色は Magnet Module, 青は Detector Module を表す。	73
4.4.2	アップグレードの計画	73
4.4.3	プロトンモジュールの有効領域	74
4.4.4	WAGASCI モジュールの有効領域	75
4.4.5	アップグレード前後の μ のイベント数の比較	76
4.4.6	アップグレード前後のミュオンの角度ごとのイベント数の比較	76
5.1.1	ニュートリノモード, 反ニュートリノモードのときの WAGASCI 検出器群の位置におけるシミュレートされたフラックス	79
5.1.2	ニュートリノモード, 反ニュートリノモードのときの水 200 kg, 10^{21} P.O.T. で規格化された予想反応イベント数	81
5.1.3	Geant4 で構築した WAGASCI 検出器群	82
5.1.4	Geant4 で再現した Baby MIND の磁場分布	83
5.1.5	ニュートリノ反応点がプロトンモジュールにある場合のイベントディスプレイ	84
5.2.1	水を抜いた WAGASCI モジュール, 水を入れた WAGASCI モジュールを最上流においた場合の統計誤差	85
5.2.2	3 台の標的モジュールの配置	85
5.2.3	シミュレーションにおける配置	86
5.2.4	BabyMIND から上流に 175 cm, 120 cm, 20 cm 離れた場所での WAGASCI モジュールでの反応の検出効率	87
5.2.5	基本の配置案	88

5.2.6	基本配置でのプロトンモジュール, WAGASCI モジュールでのイベント数	88
5.2.7	基本配置でのプロトンモジュール, WAGASCI モジュールでの検出効率	88
5.2.8	BabyMIND から上流に 50 cm, 30 cm, 10 cm 離れた場所でのプロトンモジュールでの検出効率	89
5.2.9	BabyMIND から上流に 50 cm, 30 cm, 10 cm 離れた場所での WAGASCI モジュールでの検出効率	90
5.2.10	BabyMIND から上流に 50 cm, 30 cm, 10 cm 離れた場所でのプロトンモジュールでのイベント数	91
5.2.11	BabyMIND から上流に 50 cm, 30 cm, 10 cm 離れた場所での WAGASCI モジュールでのイベント数	91
5.2.12	NINJA 検出器を含めた新しい配置案	92
5.2.13	プロトンモジュールにおけるセットアップ 1 とセットアップ 3 の角度ごと, 運動量ごとのイベントレートの比較	92
5.2.14	WAGASCI モジュールにおけるセットアップ 1 とセットアップ 3 の角度ごと, 運動量ごとのイベントレートの比較	93
5.2.15	セットアップ 5	93
5.2.16	セットアップ 5 において北側の SideMRD を上流にずらす距離を変えたときの WAGASCI モジュールのイベント数の比較	94
5.2.17	セットアップ 7	94
5.2.18	セットアップ 6 とセットアップ 7 の角度ごとのイベントレートの比較	95
5.2.19	セットアップ 3 とセットアップ 7 の角度ごとのイベントレートの比較	95
5.3.1	ND280 のフラックスから WAGASCI のフラックスを差し引いたフラックスのエネルギースペクトラム	97
5.3.2	ND280 のミューオン運動量分布から WAGASCI のミューオン運動量分布を差し引いたもの	98
5.3.3	差し引いたイベント数に対する統計誤差, ニュートリノフラックスの系統誤差, 合計の誤差	99
6.1.1	コミッショニング時におけるデータ取得の要約	101
6.2.1	コミッショニング時の検出器の配置	102
6.3.1	外からやってきた粒子の飛跡	103
6.3.2	Baby MIND 内のニュートリノ反応イベント	103
6.3.3	各チャンネルにおけるヒット数分布	104
6.4.1	MPPC の信号の ADC 分布とチャンネルごとの 1 p.e. の ADC カウント	105
6.4.2	左右の MPPC の信号を合算したときの MIP 候補の光量分布	106
6.4.3	High Gain の ADC カウント分布	106
6.4.4	TOT の定義	107
6.4.5	TOT と ADC により測定された光量の相関	108
6.4.6	TOT と平均光量分布の相関	108

6.4.7	TOT から再構成した光量分布と High Gain から求めた光量分布	109
6.4.8	ヒット検出効率の説明 1	109
6.4.9	ヒット検出効率の説明 2	110
6.4.10	ヒット検出効率の説明 3	110
6.4.11	2 番目の Detector Module におけるヒット検出効率	111
6.4.12	アラインメント補正前の 1, 2, 6, 7 番目の Detector Module の residual 分布	112
6.4.13	Baby MIND で再構成したの飛跡の時間分布	113
6.4.14	Baby MIND の有効領域	114
6.4.15	有効領域内外からのニュートリノ反応候補	115
6.4.16	コミッシュニングデータと MC の分布の比較	115
6.4.17	16 日間のデータセットにおけるイベントレート	116
6.4.18	シミュレーションにおける中性カレント反応を含むミュオンの運動量分布と中性 カレントを含まないミュオンの運動量分布	117
7.1.1	セルオートマトンを利用した飛跡再構成	119
7.1.2	トラックマッチング成功例	120
7.1.3	Baby MIND2 層目でのヒット再構成	120
7.1.4	2 層目にヒットがある場合の 3 層目のヒット接続	121
7.1.5	シミュレーションにおいて、300 MeV/c の μ^- を入射したときの真の飛跡と再構成 された飛跡における終点位置の相違	122
7.1.6	600 MeV/c の μ^- を入射したときの真の飛跡と再構成された飛跡における終点位置 の相違	122
7.1.7	シミュレーションにおいて、1000 MeV/c の μ^- を入射したときの真の飛跡と再構 成された飛跡における終点位置の相違	122
7.2.1	鉄中の密度で規格化したミュオンの飛程と運動量の関係	124
7.2.2	真の運動量と再構成された運動量との差のヒストグラム	125
7.2.3	運動量ごとに調べた運動量分解能	125
7.2.4	Detector Module1 層目から 2 層目までのヒットの位置関係	126
7.2.5	Δy 導出の補足図	127
7.2.6	再構成された飛跡とフィッティング曲線	129
7.2.7	Best Fit のときの a_1 (入射の傾き) の値を固定したときの χ^2 の分布の一例	129
7.2.8	真の運動量と逐次外挿法により再構成された運動量との差の分布。縦軸の単位は GeV/c。	130
7.2.9	運動量ごとに調べた運動量分解能	130
7.2.10	真の運動量と逐次外挿法により再構成された運動量との相関	131
7.3.1	A_{seqfit} の分布	132
7.3.2	逐次外挿法における μ^+ の選択効率と A_{seqfit} の閾値に対する μ^+ の純度	132
7.3.3	A_{seqfit} を-0.80 にしたときの逐次外挿法における選択効率	133

7.3.4	コミッシュニングデータとシミュレーションのサンプル 1 における YZ 面での角度分布, XZ 面での角度分布	134
7.3.5	サンプル 1 を用いて電荷識別をしたときのデータと MC の比較	134
7.3.6	サンプル 2 を用いて電荷識別をしたときのデータと MC の比較	135
7.4.1	入力値から出力値を求めるまでの計算	136
7.4.2	誤差逆伝播法	137
7.4.3	畳み込みの計算例	138
7.4.4	本研究で用いた計算モデル	139
7.4.5	飛跡とそれを 95×18 の行列に直したもの	140
7.4.6	400 MeV のミューオンに対する学習用のデータ (train) とテストデータ (test) に対する、電荷を正しく識別できた割合 (accuracy) と損失関数 $L(\text{loss})$ の変動	141
7.4.7	機械学習による Baby MIND の電荷識別能力の評価	142
7.4.8	450 MeV ミューオンに対する損失関数 $L(\text{loss})$ の変動	143
7.4.9	機械学習による Baby MIND のエネルギー分解能の評価	143
A.1.1	T2K ビームラインにおける MUMON の位置 と MUMON 検出器の外観	146
A.2.1	T2K 実験でインストールされたダイヤモンド検出器の位置と配置	147
A.2.2	Diamond 検出器の波形	148
A.2.3	A1 の異常な波形	149
A.2.4	テールの定義	149
A.2.5	テールの寄与	150
A.2.6	ミューオンの強度の分解能	150
A.2.7	線形性	151
A.2.8	RHC モードでのダイヤモンド検出器の安定性	152
A.2.9	FHC モードでのダイヤモンド検出器の安定性	152
A.2.10	Si 検出器の FHC モードでの安定性	153
B.0.1	シミュレーションにおける多重散乱をテストするためのセットアップ	155
B.0.2	理論式による多重散乱の角度と Geant4 のモデルによる多重散乱の角度をプロットしたもの	155
C.1.1	Horizontal モジュールの光量分布。緑の点が左の MPPC で信号を読みだしたときの光量、青い点が右の MPPC で信号を読みだしたときの光量、赤い点が二つの MPPC の光量の和を表す。	157
C.1.2	Horizontal モジュールの検出効率。シンチレータの厚さが 3 cm(青) の場合と 5 cm(赤) の場合を示す。	157
C.1.3	Horizontal モジュールの時間分解能	157
C.1.4	光量分布と検出効率	158
C.2.1	CERN の PS Complex 周辺の地図	159
C.2.2	ビームテスト時のセットアップ	160

C.2.3	AIDA の構造	160
C.2.4	ビームテストで得られたゲインの一様性	161
C.2.5	ミューオン候補のイベントと π 候補のイベント	161
C.2.6	全てのイベントに対する電荷識別の結果とミューオン候補のみに対する電荷識別の結果	162
D.0.1	Baby MIND の磁石電源を入れる前と入れた後のデータにおいて INGRID のゲインの相対値の変化	163
D.0.2	Baby MIND の磁石電源を入れる前と入れた後のデータにおける INGRID のノイズレートの変化	164
D.0.3	Baby MIND の磁石電源を入れる前と入れた後のデータにおける INGRID のペDESTAL の変化	164
D.0.4	Baby MIND の磁石電源を入れる前と入れた後のデータにおける INGRID のペDESTAL の幅の変化	165
E.1.1	2009 年に測定された電源ラインのスパイク	166
E.1.2	Baby MIND の電源を入れる前と Baby MIND の電源を入れた後のスパイク	167
E.1.3	Baby MIND に流す電流を変えた時のスパイクの様子	168
E.1.4	保護回路の概念図。赤い部分が付け替えられた抵抗を表す	168
E.2.1	グラウンド接続の不備を解消する前と後の概念図	169
F.2.1	250 kA, 255 kA, 245 kA の各設定で JNUBEAM を走らせたときの WAGASCI で予測されるニュートリノスペクトラム	172
F.2.2	図 F.2.1 のスペクトラムをチューニングした後のニュートリノスペクトラム	172
F.2.3	標準設定のプロットに対して、 $\pm 1\sigma$ だけずらしたそれぞれのフラックスの割合	173
F.2.4	ホーン電流のばらつきに対するフラックスの共分散行列	173
F.3.1	系統誤差のすべての源に対する共分散行列	174
F.3.2	系統誤差のすべての源に対する相関行列	175
F.3.3	ニュートリノフラックスの系統誤差の合計	176
F.3.4	ニュートリノフラックスの系統誤差のうちハドロン反応の不定性に由来するもの	177
F.3.5	ニュートリノフラックスの系統誤差のうちハドロン反応の不定性に由来するもの以外	178
G.1.1	ラインフィッティングの説明	179
G.2.1	A_{linefit} の分布	180
G.2.2	逐次外挿における μ^+ の選択効率と A_{linefit} に対する μ^+ の純度	181
G.2.3	ラインフィッティングにおける選択効率	181
G.2.4	サンプル 1 を用いて電荷識別をしたときのデータと MC の比較	182
G.2.5	サンプル 2 を用いて電荷識別をしたときのデータと MC の比較	182

表目次

1.1.1	2018年時点で測定されているニュートリノ振動パラメータ [13]。 δ_{CP} の括弧なしは正階層、括弧内は逆階層を表す。	14
2.1.1	J-PARC MR からの陽子ビームの各パラメータ	24
3.2.1	ニュートリノモードと反ニュートリノモードにおける μ^- と μ^+ の運動量ごとのイベント数と割合	43
3.3.1	スーパーカミオカンデの事象数予測に対する 2018 年における T2K 実験の系統誤差	45
4.1.1	Magnet Module の基本情報	55
4.1.2	140 A の電流を印加した際の各場所における磁場 [T]	56
4.1.3	MPPC の基本仕様 [36]	58
4.1.4	CERN のビーム試験により評価された Detector Module の性能	59
4.1.5	SPIROC と CITIROC の基本性能の比較	62
4.2.1	Baby MIND でミュオンが静止したイベント数の割合	66
4.4.1	チャンネル数の比較	74
4.4.2	検出器の標的質量	75
5.1.1	ニュートリノモード, 反ニュートリノモードでのニュートリノフレーバーごとのフラックス	79
5.1.2	NEUT におけるニュートリノ反応の種類 (ν の場合)	80
5.1.3	ニュートリノモード, 反ニュートリノモードでの水 200 kg, 5×10^{20} P.O.T. で規格化された予想イベント数の比較	81
5.2.1	静止ミュオンを選ぶためのイベント選択	86
5.2.2	2 種類の配置での総イベント数 ($/10^{21}$ P.O.T.) の比較	87
5.2.3	図 5.2.5 で期待されるイベント数	88
5.2.4	BabyMIND からの距離を変えたときの各ミュオン検出器で検出されるイベント数	90
6.4.1	各 Detector Module ごとに調整した高さ	112
6.4.2	データと MC のイベントレートの比較	117
7.2.1	静止ミュオンを選ぶためのイベントセレクション	124
7.2.2	各領域ごとの有効磁場	127

A.2.1	Diamond と Si の特性の比較	147
A.2.2	各 Diamond 検出器の特徴	148
F.1.1	フラックスの共分散行列のビンニング	170

参考文献

- [1] W. Pauli, “Dear radioactive ladies and gentlemen” , Phys. Today 31N9 27 (1978)
- [2] F. Reines and C. L. Cowan et al., “Detection of the free antineutrino” , Phys. Rev. 117(1960)
- [3] G. Danby et al., “Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos” , Phys. Rev. Lett. 9, 36 (1962)
- [4] S. Schael et al. (ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, SLD, LEP Electroweak Working Group, SLD Electroweak Group, SLD Heavy Flavour Group), “Precision electroweak measurements on the ZZ resonance” , Phys. Rept. 427 257 (2006)
- [5] M.L.Perl et al., ”Evidence for Anomalous Lepton Production in $e^+ - e^-$ Annihilation” , Phys. Rev. Lett. 35, 1489 (1975)
- [6] K. Kodama et al. (DONUT Collaboration), “Observation of tau neutrino interactions” , Phys. Lett. B 504, 218 (2001)
- [7] Z.Maki, M.Nakagawa, and S.Sakata. ”Remarks on the unified model of elementary particles” Prog. Theor. Phys. Vol. 28, p. 870 (1962)
- [8] B.Keyser, Neutrino Mass, Mixing, Flavor Change, arXiv:hep-ph/0211134
- [9] Y.Fukuda et al, Measurement of the Flux and Zenith-Angle Distribution of Upward Throughgoing Muons by Super-Kamiokande, PRL. 82, 2644
- [10] S.N.Ahmed et al. [The SNO collaboration], ” Measurement of the Total Active 8B Solar Neutrino Flux at the Sudbury Neutrino Observatory with Enhanced Neutral Current Sensitivity” , Phys.Rev.Lett.92,181301 (2004)
- [11] S.Fukuda et al. [Super-Kamiokande Collaboration], ” Determination of solar neutrino oscillation parameters using 1496 days of Super-Kamiokande-I data” , Phys. Lett. B 539 (2002)
- [12] T.Araki et al. [The KamLAND collaboration], ” Measurement of Neutrino Oscillation with KamLAND: Evidence of Spectral Distortion” , Phys.Rev.Lett.94,081801 (2005)
- [13] M. Tanabashi et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D 98, 030001 (2018)
- [14] Ivan Esteban et al, Updated fit to three neutrino mixing: exploring the accelerator-reactor complementarity, arXiv:1611.01514
- [15] NuFIT 3.2 (2018), www.nu-fit.org
- [16] S. Bhadra et al, Letter of Intent to Construct a nuPRISM Detector in the J-PARC Neutrino Beamline, arXiv:1412.3086
- [17] M. Martini, M. Ericson, G. Chanfray and J. Marteau,Phys. Rev. C 81, 045502 (2010) [arXiv:1002.4538 [hep-ph]]

-
- [18] M. Martini, M. Ericson and G. Chanfray, Phys. Rev. C84, 055502 (2011) [arXiv:1110.0221 [nucl-th]]
- [19] J. Nieves, I. Ruiz Simo and M. J. Vicente Vacas, Phys.Rev. C 83, 045501 (2011) [arXiv:1102.2777 [hep-ph]]
- [20] T. Dealtry et al. T2K-TN-172 (2014)
- [21] A. K. Ichikawa, “Design concept of the magnetic horn system for the T2K neutrino beam”, Nucl. Instrum. Meth. A 690 27 (2012)
- [22] K. Matsuoka et al., Design and performance of the muon monitor for the T2K neutrino oscillation experiment, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A 624, 591 (2010)
- [23] K. Abe et al. (T2K Collaboration), “Measurements of the T2K neutrino beam properties using the INGRID on-axis near detector”, Nucl. Instrum. Meth. A 694 211 (2012)
- [24] S. Assylbekov et al., “The T2K ND280 Off-Axis Pi-Zero Detector”, Nucl. Instrum. Meth. A 686 48 (2012)
- [25] N. Abgrall et al., “Time Projection Chambers for the T2K Near Detectors”, Nucl. Instrum. Meth. A 637 25 (2011)
- [26] P. A. Amaudruz et al., “The T2K Fine-Grained Detectors”, Nucl. Instrum. Meth. A 696 1 (2012)
- [27] D. Allan et al., “The electromagnetic calorimeter for the T2K near detector ND280”, Journal of Instrum. 8 10019 (2013)
- [28] S. Aoki et al., “The T2K Side Muon Range Detector (SMRD)”, Nucl. Instrum. Meth. A 698 135 (2013)
- [29] Y. Fukuda et al. (Super-Kamiokande Collaboration), “The Super-Kamiokande detector”, Nucl. Instrum. Meth. A 501 418 (2003)
- [30] Search for CP Violation in Neutrino and Antineutrino Oscillations by the T2K Experiment with 2.2×10^{21} Protons on Target, Phys. Rev. 121, 171802
- [31] K.Abe et al., ”Proposal for an Extended Run of T2K to 20×10^{21} POT”, arXiv 1609.04111
- [32] 田村陸 ”ニュートリノ-原子核反応断面積測定のためのニュートリノ検出器の構成と性能” 東京大学修士論文
- [33] 木河達也 ”T2K 実験新ニュートリノ検出器の開発及び製作とそれを用いたニュートリノ反応の研究” 京都大学修士論文
- [34] 岡本浩大 他, J-PARC WAGASCI プロジェクトの横方向ミューオン検出器用シンチレータの性能評価, 日本物理学会 2018 年次大会
- [35] First measurement of the ν_μ charged-current cross section on a water target without pions in the final state, K.Abe et.al Phys.Rev.D 97, 012001
- [36] 浜松ホトニクス社 MPPC カタログ
- [37] K.Abe et al [T2K collaboration], T2K neutrino flux prediction, Phys.Rev. D87 (2013) no.1, 012001
- [38] Y.Hayato, ” NEUT” , Nucl. Phys. Proc. Suppl. 112, 171 (2002)
- [39] R.Brun et al. ” GEANT-Detector Description and Simulation Tool” Cern Program Library

Long Write-up W5013 (1993)

- [40] 平本綾美 ”ニュートリノ反応測定実験に用いる高位置分解能 Scintillating Fiber Tracker の開発” 京都大学修士論文
- [41] Tatsuya Kikawa, ”Measurement of Neutrino Interactions and Three Flavor Neutrino Oscillations in the T2K Experiment”
- [42] <https://keras.io/ja/>
- [43] 斎藤康毅, ゼロから作る Deep Learning Python で学ぶディープラーニングの理論と実践 (第12版), オーム社, 2018
- [44] K. Suzuki et al., Measurement of the muon beam direction and muon flux for the T2K neutrino experiment , Prog. Theor. Exp. Phys., 053C01 (2015)
- [45] A new electron-multiplier-tube-based beam monitor for muon monitoring at the T2K experiment, Y. Ashida et al., Prog. Theor. Exp. Phys., 103H01 (2018)
- [46] W.R.Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments
- [47] P. Kyberd et al [nuSTROM Collaboration], nuSTORM: Neutrinos from STORed Muons, arXiv:1206.0294
- [48] Sven-Patrick Hallsjo, Simulation studies of a detector for nuSTORM, NuFact 2018