

修士論文

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

京都大学大学院理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻  
物理学第二教室 高エネルギー物理学研究室  
木河達也

2011年1月27日



## 概要

本論文では、T2K 長基線ニュートリノ振動実験において前置検出器ホールに新たに設置された新型ニュートリノ検出器 Proton Module の開発、製作、試験の過程及び 2010 年 11 月 16 日から 12 月 25 日まで取得したビームデータによるニュートリノ反応の測定結果をモンテカルロ・シミュレーションとの比較を交えて報告する。

2009 年 4 月に開始した T2K 実験は未発見である電子ニュートリノ出現の振動モードの発見とニュートリノ消失の振動モードの振動パラメータの精密測定を目的とした長基線ニュートリノ振動実験である。茨城県東海村の大強度陽子加速器施設 J-PARC により生成されたニュートリノビームを生成点直後に設置された前置検出器と 295km 離れた岐阜県飛騨市神岡町に位置するスーパーカミオカンデで観測する。T2K 実験の振動解析における系統誤差のうち、ニュートリノ反応の不定性が生む系統誤差が主要因の一つである。その不定性を抑制するために、新型検出器 Proton Module をニュートリノビーム軸上に設置し、ニュートリノ反応を高精度で測定することにした。

Proton Module は細長いシンチレータを並べた飛跡検出器であり、シンチレータ自身がニュートリノ標的となり、ニュートリノ反応点からの様々な二次粒子をシンチレータで検出する。それにより、ニュートリノ反応モードを識別し、それぞれの反応モードのイベント数を測定することにより、ニュートリノ反応の不定性を抑制する。

本研究では、まず Proton Module の構成要素であるシンチレータ、ファイバー、光検出器 MPPC の性能を評価し、それらが要請を満たしていることを確認した。次に GEANT4 を用いて開発した検出器シミュレーションにより Proton Module のデザインを最適化し、決定したデザインにおいてニュートリノ反応の精密測定をするために、十分な性能が期待できることを示した。また、そのシミュレーションをもとに、シンチレータのヒット情報から荷電粒子の飛跡を再構成する方法や、宇宙線やビーム由来のバックグラウンドイベントを排除し、ニュートリノイベントを効率的に選択する方法を確立した。2010 年 4 月からは実機の製作を開始し、7 月に Proton Module は完成した。完成後は MPPC の暗電流、宇宙線によりすべてのチャンネルのシンチレータ、ファイバー、MPPC 及びエレクトロニクスが正常に動作していることを確認し、10 月に前置検出器ホールにインストールした。11 月 16 日からはビームデータの取得を開始し、11 月 18 日に最初のニュートリノイベントを観測することに成功した。その後もデータ取得を続け、12 月 25 日まで取得したビームデータをもとに Proton Module が安定して動作していることを確認した。また取得したビームデータの解析結果をモンテカルロ・シミュレーションと比較することで、ニュートリノ反応についての研究を行った。

# 目次

概要	i
目次	ii
第 1 章 ニュートリノ振動	1
1.1 ニュートリノ振動とは	1
1.2 ニュートリノ振動実験の現状	3
1.2.1 ニュートリノ振動の確立	3
1.2.2 ニュートリノ振動パラメータの測定	3
第 2 章 T2K 実験	6
2.1 概要・目的	6
2.2 J-PARC ニュートリノビームライン	8
2.2.1 ニュートリノビームの生成	8
2.2.2 off-axis 法	9
2.2.3 ミューオンモニター：MUMON	11
2.3 前置検出器：ND280	11
2.3.1 on-axis 検出器：INGRID	12
2.3.2 off-axis 検出器	13
2.4 後置検出器：スーパーカミオカンデ	14
第 3 章 新型ニュートリノ検出器 Proton Module	16
3.1 導入の動機	16
3.2 要請	18
3.3 基本設計	18
3.4 Proton Module の構成要素	20
3.4.1 プラスチックシンチレータ	20
3.4.2 波長変換ファイバー	21
3.4.3 MPPC (Multi Pixel Photon Counter)	22
3.4.4 その他のパーツ	26
3.5 データ取得システム	27
3.5.1 エレクトロニクス	27
3.5.2 トリガー	29

3.5.3	データ取得ソフトウェア	30
第 4 章	デザインの決定	31
4.1	基本構造	32
4.2	トラッキングプレーン 1 層の構造	33
4.3	トラッキングプレーンの配置	34
4.4	Veto プレーンの構造	36
4.5	検出器全体のデザイン	37
4.6	検出器の移動のための設計	39
第 5 章	ハードウェアの性能評価試験	40
5.1	MPPC の基礎特性試験	40
5.1.1	試験方法	40
5.1.2	解析方法	41
5.1.3	試験結果	43
5.2	シンチレータの性能評価試験	44
5.2.1	試験方法	44
5.2.2	試験結果	45
5.3	シンチレータの重さと寸法の測定	46
5.4	ファイバーの性能評価試験	46
5.4.1	試験方法	46
5.4.2	試験結果	47
5.5	性能評価試験のまとめ	48
第 6 章	モンテカルロ・シミュレーションの構築	49
6.1	JNUBEAM によるニュートリノビームラインシミュレーション	49
6.2	NEUT によるニュートリノ反応シミュレーション	52
6.3	GEANT4 による検出器シミュレーション	53
6.4	バックグラウンドイベントのシミュレーション	56
第 7 章	解析方法の確立	59
7.1	飛跡再構成方法の確立	59
7.1.1	セル・オートマトン	59
7.1.2	セル・オートマトンを応用した飛跡の再構成	59
7.1.3	飛跡再構成方法の評価	61
7.2	イベント選択	62
7.3	検出効率	67
7.4	現在の解析における課題	68
第 8 章	実機の製作及び試験	69
8.1	実機の製作	69
8.2	組立後の MPPC の試験	71

8.2.1	ダークカウントの確認 . . . . .	71
8.2.2	組立前の基礎特性との比較 . . . . .	72
8.3	組立後の宇宙線試験 . . . . .	74
8.3.1	宇宙線データの取得 . . . . .	74
8.3.2	トラッキングプレーンの宇宙線試験 . . . . .	75
8.3.3	宇宙線イベント数の確認 . . . . .	78
8.3.4	Veto プレーンの宇宙線試験 . . . . .	79
8.3.5	ヒット検出効率の評価 . . . . .	81
8.3.6	TDC の動作確認 . . . . .	82
8.4	インストール及びビームデータ取得の準備 . . . . .	82
8.4.1	インストール . . . . .	82
8.4.2	データ取得システムの構築 . . . . .	83
8.4.3	印加電圧の調整 . . . . .	83
8.4.4	デッドチャンネル . . . . .	84
第 9 章	ビームデータの取得及び解析 . . . . .	85
9.1	ニュートリノイベントの観測 . . . . .	85
9.2	性能評価 . . . . .	87
9.2.1	MPPC の安定性 . . . . .	87
9.2.2	ヒット時間 . . . . .	88
9.3	ニュートリノ反応数 . . . . .	89
9.3.1	イベント選択 . . . . .	89
9.3.2	データ取得の安定性の評価 . . . . .	92
9.4	モンテカルロ・シミュレーションとの比較 . . . . .	93
9.4.1	ニュートリノ反応点 . . . . .	93
9.4.2	FLUKA と GFLUKA での比較 . . . . .	94
第 10 章	今後の展望 . . . . .	96
10.1	バックグラウンドの排除 . . . . .	96
10.2	粒子識別 . . . . .	97
10.3	3 次元飛跡の再構成 . . . . .	97
10.4	CCQE 反応と CC non-QE 反応の区別 . . . . .	97
10.5	INGRID を用いた解析 . . . . .	97
第 11 章	結論 . . . . .	100
謝辞	. . . . .	101
付録 A	T2K 実験補足 . . . . .	102
A.1	T2K 実験の現状 . . . . .	102
A.2	将来計画 . . . . .	104
付録 B	シンチレータの宇宙線試験補足 . . . . .	105

---

B.1	端面の反射材による効果の評価	105
B.1.1	試験方法	105
B.1.2	試験結果	106
B.2	接着したシンチレータの性能評価	106
B.2.1	試験方法	106
B.2.2	試験結果	107
付録 C	モンテカルロ・シミュレーション補足	109
C.1	既存の検出器への影響の見積もり	109
付録 D	飛跡再構成方法補足	111
D.1	ハフ変換を用いた飛跡再構成	111
D.1.1	ハフ変換	111
D.1.2	ハフ変換を応用した飛跡再構成方法	112
D.2	セル・オートマトン補足	113
付録 E	ハードウェアの準備	115
E.1	ファイバーの製作	115
E.2	MPPC の準備	115
E.3	シンチレータの準備	116
E.4	ケーブルの準備	117
付録 F	アップグレード計画	118
F.1	Veto プレーンの改善	118
F.2	ミュオンレンジ検出器の設置	118
表目次		120
図目次		121
参考文献		130

# 第 1 章

## ニュートリノ振動

### 1.1 ニュートリノ振動とは

ニュートリノは 1930 年にヴォルフガング・パウリによりその存在仮説が提唱され<sup>\*1</sup>[1]、1956 年にフレデリック・ライネスとクライド・コーワンによりその存在が証明された<sup>\*2</sup>[2] 中性レプトンである。ニュートリノには電子ニュートリノ ( $\nu_e$ )、ミューニュートリノ ( $\nu_\mu$ )、タウニュートリノ ( $\nu_\tau$ ) の 3 世代<sup>\*3</sup>とそれぞれの反粒子が存在し、これらは電子、ミューオン、タウオンと対をなしている。ニュートリノは弱い相互作用しかせず、素粒子物理学の標準模型においては質量を持たないものとされている。しかし 1962 年、牧二郎、中川昌美、坂田昌一はニュートリノが質量を持ち、時間発展とともに  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$  の型の間で変化するニュートリノ振動という現象を理論的に提唱した<sup>[4]</sup>。その理論について以下、簡略に説明する。

まずニュートリノは質量を持ち、その弱い相互作用の固有状態  $|\nu_\alpha\rangle$  ( $\alpha = e, \mu, \tau$ ) と質量の固有状態  $|\nu_i\rangle$  ( $i = 1, 2, 3$ ) は異っており、弱い相互作用の固有状態は以下のように質量の固有状態の混合状態として表されると仮定する。

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{MNS}^{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (1.1)$$

$U_{MNS}$  は牧・中川・坂田行列 (MNS 行列)<sup>\*4</sup>と呼ばれる 3 行 3 列のユニタリー行列であり、以下のように表される<sup>\*5</sup>。

$$\begin{aligned} U_{MNS} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{12}s_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & c_{13}s_{23} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta} & c_{12}s_{23} - s_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.2)$$

ここで  $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ ,  $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$  であり  $\theta_{ij}$  は質量の固有状態  $\nu_i$  と  $\nu_j$  の混合角、 $\delta$  は複素位相である。 $\delta$  が 0 でない場合、MNS 行列は虚部を含み、それは CP 対称性の破れを生むため、 $\delta$  は CP 位相と呼ばれる。以下では簡単のため 2 世代間での混合を考える。弱い相互作用の固有状態  $|\nu_\alpha\rangle, |\nu_\beta\rangle$  は質量の固有

<sup>\*1</sup>  $\beta$  崩壊において反応の前で観測されるエネルギーの合計が一致しない理由を未知の観測にかからない粒子がエネルギーを運ぶと仮定 (ニュートリノ仮説)

<sup>\*2</sup> 原子炉からの反ニュートリノを用いて  $\nu_e + p \rightarrow e^+ + n$  の反応を確認

<sup>\*3</sup> LEP 加速器実験により弱い相互作用をする軽いニュートリノが 3 世代であることが確かめられている [3]

<sup>\*4</sup> ポンテコルボ・牧・中川・坂田行列 (PMNS 行列) と呼ばれる場合もある

<sup>\*5</sup> ニュートリノがマヨラナ粒子の場合、混合行列にはマヨラナ位相が付加されるが、後述のニュートリノ振動の式にはマヨラナ位相は現れない

状態  $|\nu_1\rangle, |\nu_2\rangle$  の混合状態として表される。

$$\begin{pmatrix} |\nu_\alpha\rangle \\ |\nu_\beta\rangle \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

質量の固有状態の時間発展は、

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-i(E_i - p_i x)} |\nu_i(0)\rangle \quad (i = 1, 2) \quad (1.4)$$

と表される。ここで  $E_i, p_i$  は  $\nu_i$  のエネルギー、運動量を表す。よって弱い相互作用の固有状態の時間発展は

$$\begin{pmatrix} |\nu_\alpha(t)\rangle \\ |\nu_\beta(t)\rangle \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} e^{-i(E_1 t - p_1 x)} & 0 \\ 0 & e^{-i(E_2 t - p_2 x)} \end{pmatrix} U^{-1} \begin{pmatrix} |\nu_\alpha(t=0)\rangle \\ |\nu_\beta(t=0)\rangle \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

と表される。ニュートリノは相対論的 ( $m_i \ll E_i$ ) であるため、 $t \approx L, p_i = \sqrt{E_i^2 - m_i^2} \approx E_i - \frac{m_i^2}{2E_i}$  と近似することができ、

$$\begin{pmatrix} |\nu_\alpha\rangle \\ |\nu_\beta\rangle \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} e^{-i\frac{m_1^2 L}{2E_1}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{m_2^2 L}{2E_2}} \end{pmatrix} U^{-1} \begin{pmatrix} |\nu_\alpha(t=0)\rangle \\ |\nu_\beta(t=0)\rangle \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

と近似することができる。これより  $\nu_\alpha$  が距離  $L$  を飛行した後に  $\nu_\beta (\alpha \neq \beta)$  になる確率は、質量固有状態  $i, j$  間の質量二乗差  $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$  を用いて

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha \rangle|^2 \\ &= \sin^2 2\theta \sin^2 \left( \frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E_\nu} \right) \\ &= \sin^2 2\theta \sin^2 \left( \frac{1.27 \Delta m_{12}^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}]}{E_\nu [\text{GeV}]} \right) \end{aligned} \quad (1.7)$$

と表される。また飛行後に  $\nu_\alpha$  のままである確率は、

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) &= 1 - P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \\ &= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left( \frac{1.27 \Delta m_{12}^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}]}{E_\nu [\text{GeV}]} \right) \end{aligned} \quad (1.8)$$

となる。実際にはニュートリノは3世代あるため、式 1.7, 1.8 では不十分であり、3世代での振動確率は、

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re}(U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin^2 \left( \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E_\nu} \right) \\ &\quad + 2 \sum_{i>j} \text{Im}(U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin^2 \left( \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E_\nu} \right) \end{aligned} \quad (1.9)$$

と表される。

このようにニュートリノ振動はニュートリノが有限の質量を持ち、弱い相互作用の固有状態と質量固有状態が異なり、さらに3つの質量固有状態が1つに縮退していない場合に起こり、3つの混合角  $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$  と2つの独立な質量二乗差  $\Delta m_{ij}^2$  ならびに1つの位相  $\delta$  によって記述される。これはニュートリノが質量をもたないという標準理論に加えてレプトンフレーバー保存則<sup>\*6</sup>を破る現象である。

<sup>\*6</sup> 素粒子反応の前後でレプトンの総数から反レプトンの総数を引いた数は変化しないという法則

## 1.2 ニュートリノ振動実験の現状

### 1.2.1 ニュートリノ振動の確立

ニュートリノ振動は1998年、スーパーカミオカンデ共同実験グループの大気ニュートリノ<sup>\*7</sup>の観測により発見され<sup>[6]</sup>(図1.1)、2004年、KEK<sup>\*8</sup>からスーパーカミオカンデにニュートリノを放射するK2K実験により、その存在が確立された<sup>[7]</sup>(図1.2)。これによりニュートリノが質量をもっていることが証明された。また2010年にはOPERA実験<sup>\*9</sup>を実施する研究チームによりはじめて振動現象を直接的に確認したと発表された<sup>[8]</sup>(図1.3)。

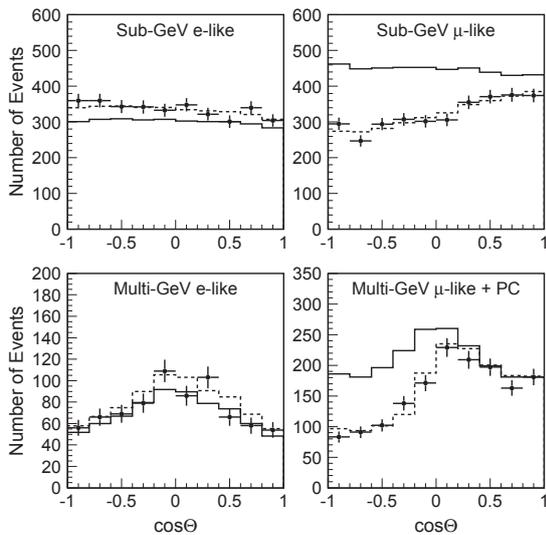


図1.1 スーパーカミオカンデによる大気ニュートリノの観測結果  
実線がニュートリノ振動がない場合、破線がニュートリノ振動を仮定した場合のベストフィット

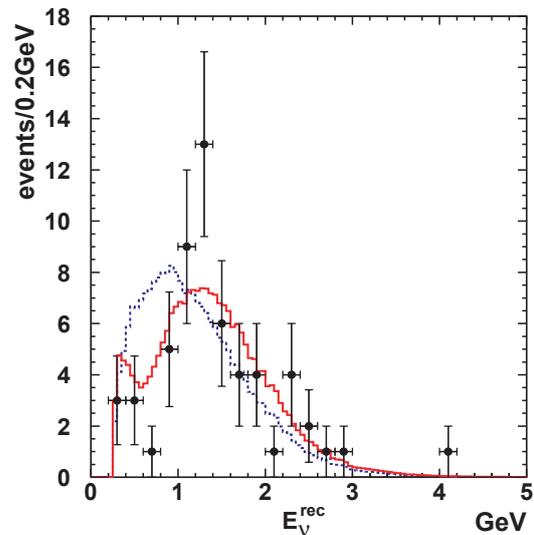


図1.2 K2K実験最終結果  
青線がニュートリノ振動がない場合、赤線がニュートリノ振動を仮定した場合のベストフィット

### 1.2.2 ニュートリノ振動パラメータの測定

ニュートリノ振動が確立されてからは、ニュートリノ振動パラメータを測定することで、ニュートリノを研究するフェーズへと移行した。ニュートリノ振動パラメータである、3つの混合角 $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ 、2つの質量二乗差 $\Delta m_{12}^2, \Delta m_{23}^2$ 、及びCP位相 $\delta$ の測定の現状は以下の通りである。

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

スーパーカミオカンデの大気ニュートリノ観測<sup>[6]</sup>、K2K実験<sup>[7]</sup>、MINOS実験<sup>[9]\*10</sup>によって測定されており、 $2.1 \times 10^{-3} \text{eV}^2 < \Delta m_{23}^2 < 2.7 \times 10^{-3} \text{eV}^2$  (90% C.L.),  
 $\sin^2 2\theta_{23} > 0.92, \theta_{23} = 45 \pm 8^\circ$  (90% C.L.)である。

\*7 宇宙線(主に陽子)が大気中の原子核と衝突し生成される、パイ中間子やミューオンの崩壊から生じるニュートリノ

\*8 高エネルギー加速器研究機構

\*9 Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus: CERNで生成されたミューニュートリノが振動して現れたタウニュートリノを730km離れたGran Sasso研究所のOPERA検出器で検出する長基線ニュートリノ振動実験

\*10 Main Injector Neutrino Oscillation Search: アメリカにおける加速器を用いた長基線ニュートリノ振動実験

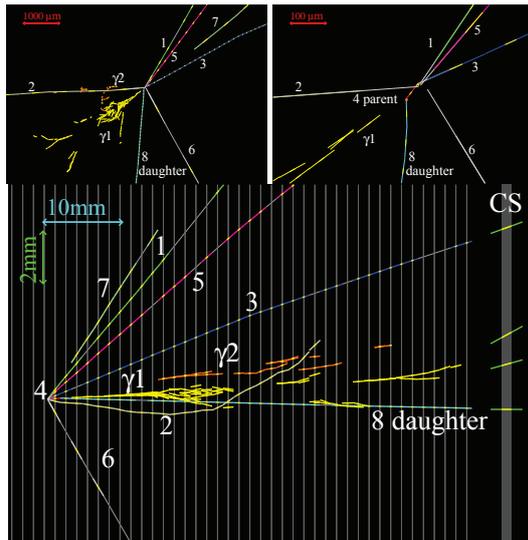


図 1.3 OPERA 実験において初観測されたタウニュートリノ出現イベントの候補  
8 番の飛跡がタウオンの崩壊による娘粒子とされている。

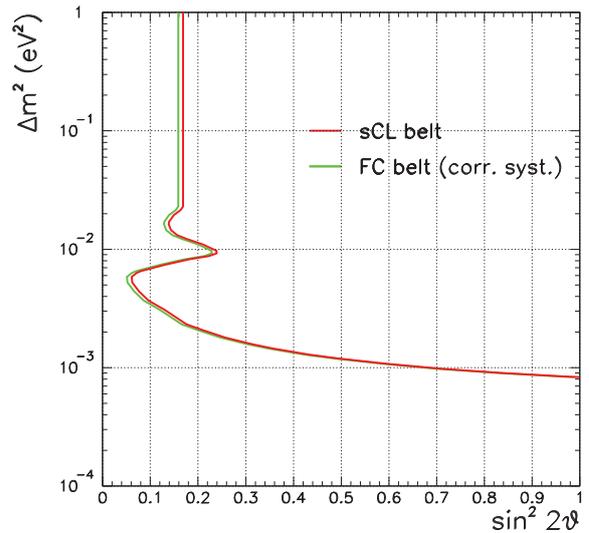


図 1.4 CHOOZ 実験により測定された  $\sin^2 2\theta_{13}$  の上限値 (90% C.L.)

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

スーパーカミオカンデ、SNO<sup>\*11</sup>による太陽ニュートリノ観測<sup>[10][11]</sup>と KamLAND<sup>\*12</sup>での原子炉ニュートリノの観測<sup>[12]</sup>から測定されており、 $\Delta m_{12}^2 = 8.0_{-0.4}^{+0.6} \times 10^{-5} \text{eV}^2$  (68% C.L.),  $\theta_{12} = 33.9_{-2.2}^{+2.4} \text{°}$  (68% C.L.) である。

$\theta_{13}$

CHOOZ 実験<sup>\*13</sup>により  $\sin^2 2\theta_{13} < 0.14$  ( $@\Delta m_{13}^2 = 2.4 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ , 90% C.L.) という上限が与えられているのみであり (図 1.4)<sup>[13]</sup>、これまで有限の値は測定されていない。

$\delta$

MNS 行列 (式 1.2) からわかるように、 $\delta$  は  $\theta_{13}$  が 0 でないときに、初めて意味を持つ量であり、その測定は  $\theta_{13}$  が有限の値で測定されて、初めて可能となるため、現在は全く未知である。

これまでの混合角の測定値より牧・中川・坂田行列 (MNS 行列) は以下のように求められる。

$$U_{MNS} \sim \begin{pmatrix} 0.8 & 0.5 & < 0.2 \\ 0.4 & 0.6 & 0.7 \\ 0.4 & 0.6 & 0.7 \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

$< 0.2$  の成分が  $\theta_{13}$  が未測定のため決定できない成分である。この行列はクォークにおける混合行列であるカビボ・小林・益川行列 (CKM 行列)<sup>\*14[5]</sup>

$$V_{CKM} \sim \begin{pmatrix} 0.974 & 0.221 & 0.004 \\ 0.221 & 0.973 & 0.040 \\ 0.009 & 0.039 & 0.999 \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

<sup>\*11</sup> Sudbury Neutrino Observatory : 地下 2000m に設置した 1000t の重水からなる太陽ニュートリノ検出器

<sup>\*12</sup> Kamioka Liquid Scintillator Anti-Neutrino Detector : 神岡鉱山の地下 1000m の位置に置かれた 1000t 液体シンチレータ検出器

<sup>\*13</sup> フランスの Chooz にある原子炉を用いたニュートリノ振動実験

<sup>\*14</sup> 6 種類のクォークの弱い相互作用の結合の強さを表すユニタリー行列。ニコラ・カビボが発表した 2 世代での混合行列 (カビボ行列) を小林誠と益川敏英が 3 世代の行列式にしたものである。

と比べると非対角成分が大きく、ニュートリノには大きな混合があることがわかる。また、ニュートリノ振動実験により質量二乗差の絶対値が測定されたが、ニュートリノの質量の絶対値は分かっておらず、また質量の固有状態の質量階層が図 1.5 の左のような階層 (通常階層) か右のような階層 (逆階層) のどちらかは解明されていない。

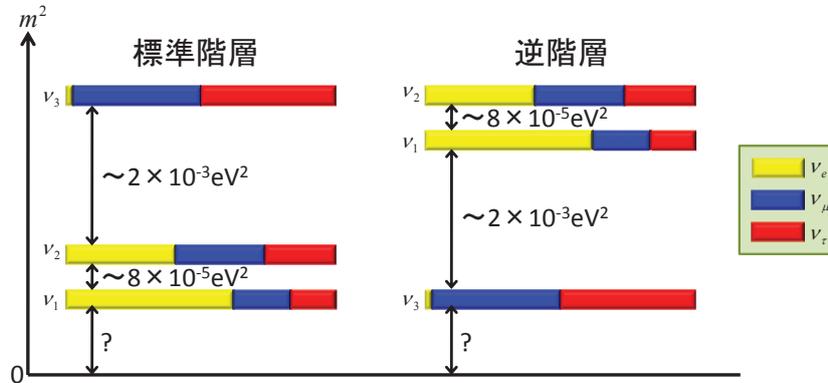


図 1.5 質量階層

このようにニュートリノ振動実験により、ニュートリノの多くの性質が解明された一方で未だ解明されていない謎も残っている<sup>\*15</sup>。中でも CP 位相  $\delta$  の測定による、レプトンセクターにおける CP 対称性の破れの検証は、宇宙から反物質が消えた起源を解明する手がかりとなる可能性があるため、ニュートリノ物理における究極の課題の 1 つとなっている。しかし、そのためには混合角  $\theta_{13}$  が 0 でない値で決定されることが不可欠であるため、 $\theta_{13}$  の測定は現在のニュートリノ物理における、重要な課題となっており、熾烈な国際競争となっている<sup>\*16</sup>。

<sup>\*15</sup> ニュートリノ振動実験とは直接的に関係ないが、ニュートリノがマヨラナ粒子であるか、ディラック粒子であるかという謎も解明されていない。この謎はニュートリノレス二重ベータ崩壊が発見されれば、解明される。

<sup>\*16</sup> 後述の T2K 実験 (日本) のほかに、Double Chooz (フランス)、Daya Bay (中国)、RENO (韓国) といった原子炉を用いたニュートリノ振動実験や、T2K 実験と同じ加速器を用いたニュートリノ振動実験である Nova (アメリカ) が推進されている。

## 第2章

# T2K 実験

### 2.1 概要・目的



図 2.1 T2K 実験

東海-神岡間長基線ニュートリノ振動実験<sup>[14]</sup>(T2K 実験<sup>\*1</sup>) は 2009 年 4 月に開始した加速器型長基線ニュートリノ振動実験である。茨城県東海村に新しく建設された大強度陽子加速器施設 J-PARC<sup>\*2</sup>[15] の 50GeV 陽子シンクロトロンからの大強度陽子ビームにより K2K 実験の約 50 倍の強度<sup>\*3</sup>のほぼ純粋なミュニュートリノビームを生成し、それを生成点直後に設置された前置検出器と 295km 離れた岐阜県飛騨市神岡町に位置する後置検出器、スーパーカミオカンデで観測する (図 2.1)。

T2K 実験は実験開始から 5 年間で、 $5 \times 10^{21}$ POT の照射を目指す。POT とは Protons On Target の略であり、ニュートリノの生成のために、加速器から標的に照射された陽子数を意味する。この 5 年間における実験の目的と  $5 \times 10^{21}$ POT の照射を達成した際に期待される感度は以下ようになる。

#### 電子ニュートリノ出現イベントの探索

最大の目的は未発見の振動モード  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  を発見し、唯一未知の混合角  $\theta_{13}$  の有限の測定をすることである。 $E_\nu \sim 1\text{GeV}$ ,  $L \sim 300\text{km}$  において、この振動モードの振動確率  $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$  は以下の

\*1 Tokai to Kamioka (J-PARC E11)

\*2 Japan Proton Accelerator Research Complex の略であり、KEK と JAEA が共同で建設した。

\*3 世界の他の施設 (NuMI など) と比べても 2 倍以上の強度

ように近似できる\*4。

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{23} \sin^2 \left( \frac{1.27 \Delta m_{23}^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}]}{E_\nu [\text{GeV}]} \right) \quad (2.1)$$

この振動モードは  $\sin^2 2\theta_{13}$  に対する感度が高く、T2K 実験では、5 年間のデータ取得により、 $\Delta m_{23}^2 = 2.4 \times 10^{-3} \text{eV}^2$  において、現在の上限値の 20 倍にあたる  $\sin^2 2\theta_{13} \sim 0.006$  まで探索が見込まれている (図 2.2, 2.3)。

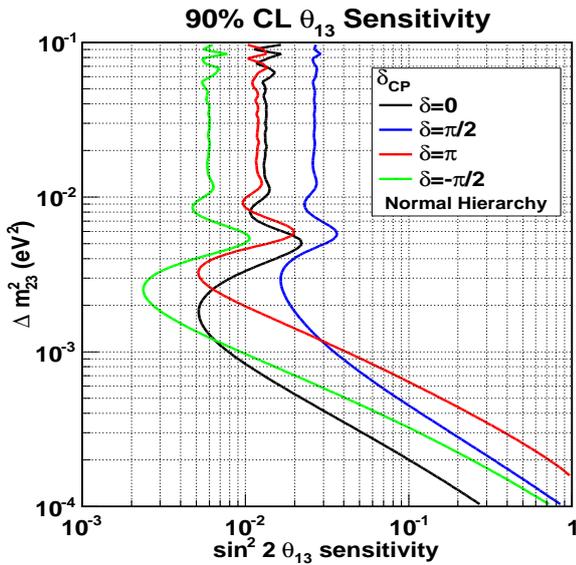


図 2.2 T2K 実験の  $\theta_{13}$  への感度 (90% C.L.)  
 $\sin^2 2\theta_{12} = 0.8704$ ,  $\sin^2 2\theta_{23} = 1.0$ ,  $\Delta m_{12}^2 = 7.6 \times 10^{-5} \text{eV}^2$ ,  $5 \times 10^{21} \text{POT}$ , 標準階層, 系統誤差=10% のとき

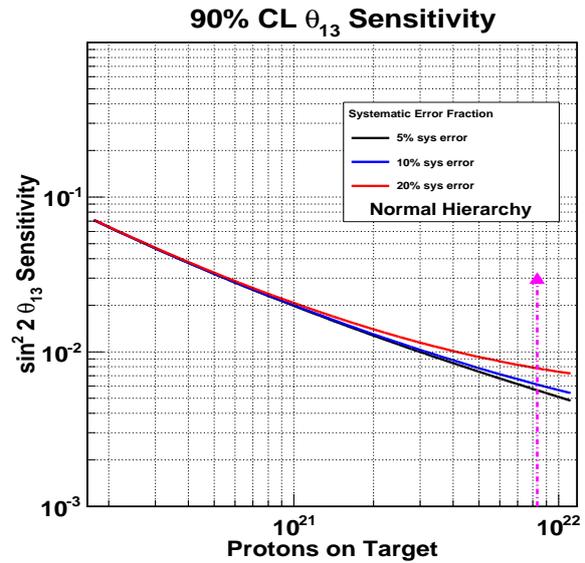


図 2.3 T2K 実験の  $\theta_{13}$  への感度 (90% C.L.)  
 $\sin^2 2\theta_{12} = 0.8704$ ,  $\sin^2 2\theta_{23} = 1.0$ ,  $\Delta m_{12}^2 = 7.6 \times 10^{-5} \text{eV}^2$ ,  $\Delta m_{23}^2 = 2.4 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ ,  $\delta_{CP} = 0$ , 標準階層のとき

### ミューニュートリノ消失の振動パラメータの精密測定

ミューニュートリノが振動しミューニュートリノ以外のニュートリノに変化するモードの振動確率  $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_x)$  は  $E_\nu \sim 1 \text{GeV}$ ,  $L \sim 300 \text{km}$  において以下のように近似できる。

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_x) = \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \left( \frac{1.27 \Delta m_{23}^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}]}{E_\nu [\text{GeV}]} \right) \quad (2.2)$$

この振動モードは既に確立されているが、振動パラメータ ( $\theta_{23}$ ,  $\Delta m_{23}^2$ ) をより精密に測定をする。5 年間のデータ取得で、期待される感度は  $\delta(\sin^2 2\theta_{23}) \sim 0.01$ ,  $\delta(\Delta m_{23}^2) \sim 10^{-5} \text{eV}^2$  である。

ニュートリノの反応断面積は非常に小さく、また電子ニュートリノ出現の振動確率  $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$  も小さいことがわかっているため、この測定には高統計かつ低バックグラウンドが要求される。T2K 実験では世界最高強度の J-PARC のニュートリノビームと世界最大級のニュートリノ検出器\*5スーパーカミオカンデにより高統計を実現し、後述の off-axis 法によりバックグラウンドを抑制することにより、上記のような高感度での測定が可能になる。T2K 実験の現状や将来計画については付録 A に記述する。

\*4 ここでは  $\Delta m_{13}^2 \sim \Delta m_{23}^2 \gg \Delta m_{12}^2$  という近似を用いている

\*5 2011 年現在、世界最大のニュートリノ検出器は IceCube である。IceCube は南極の氷の中に光電子増倍管やエレクトロニクスの内蔵された球体の光センサーモジュールを 5160 個埋め込むことにより構成された  $1 \text{km}^3$  もの体積を持つ巨大検出器である。

## 2.2 J-PARC ニュートリノビームライン

### 2.2.1 ニュートリノビームの生成

J-PARC の陽子加速器は 400MeV 線形加速器 (LINAC<sup>\*6</sup>)、3GeV シンクロトロン (RCS<sup>\*7</sup>)、50GeV シンクロトロン (MR<sup>\*8</sup>) から構成される<sup>\*9</sup>(図 2.4, 2.5)。LINAC により生成された陽子ビーム<sup>\*10</sup>は、RCS、MR により加速され、速い取り出し<sup>\*11</sup>によりニュートリノビームラインへ送られる。ニュートリノビームラインへ送られる陽子ビームは、図 2.6 のような時間構造をもち、1つの陽子ビームの塊をバンチ、8バンチから構成されるビーム構造をスパイルと呼ぶ。その陽子ビームのパラメーターを表 2.1 にまとめる。



図 2.4 J-PARC ビームライン概略図



図 2.5 50GeV シンクロトロン (MR) の一部

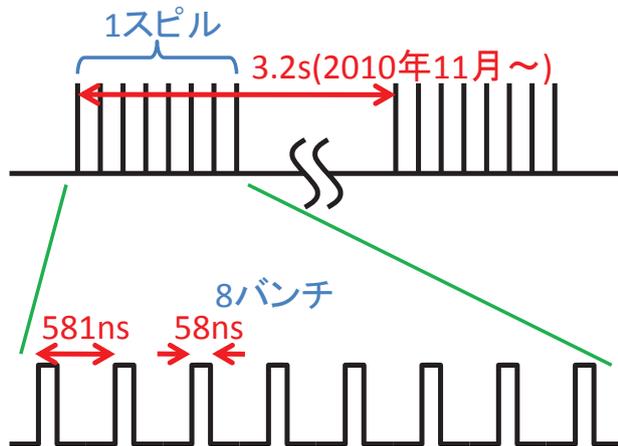


図 2.6 T2K 実験における陽子ビームの時間構造

表 2.1 T2K 実験の陽子ビームパラメータ (現在値は 2011 年 1 月の値)

	設計値	現在値
ビームエネルギー	50GeV	30GeV
ビーム強度	750kW	115kW
スパイル中の陽子数	$3.3 \times 10^{14}$	$7.5 \times 10^{13}$
スパイル幅	5.6μsec	4.6μsec
スパイル間隔	2.11sec	3.2sec
バンチ数	8	8
バンチ幅	58nsec	58nsec
バンチ間隔	約 700nsec	581nsec

<sup>\*6</sup> LINear ACcelerator

<sup>\*7</sup> Rapid-Cycling Synchrotron

<sup>\*8</sup> Main Ring

<sup>\*9</sup> T2K 実験の他に、陽子ビームにより生成された  $\pi$  中間子や K 中間子を用いたハドロン実験や中性子を利用したタンパク質などの構造解析、ミュオンを用いた超伝導や磁性材料の研究のために利用されている

<sup>\*10</sup> LINAC で加速された負水素イオンを RCS への入射の際に、荷電変換フォイルを用いて陽子に変換する

<sup>\*11</sup> 立ち上がり時間の速いキッカー電磁石により、周回軌道を回っている陽子を一度のキッカーの励磁で一気に取り出す方法

ニュートリノビームラインへ送られた陽子ビームはグラファイト標的<sup>\*12</sup>に照射され、ハドロン反応により、 $\pi$  中間子を含む多数のハドロンが生成される。生成された  $\pi$  中間子 ( $\pi^+$ ) は3台の電磁ホーン<sup>\*13</sup>(図2.7)により平行に収束される。収束された  $\pi$  中間子はグラファイト標的から 94m 下流に位置する崩壊領域<sup>\*14</sup>で以下のように崩壊する。



この崩壊により、ミューニュートリノビームが生成される。ビームに含まれる陽子、崩壊しなかった  $\pi$  中間子及び低エネルギーのミューオンは崩壊領域の終端に位置するビームダンプによって吸収される。

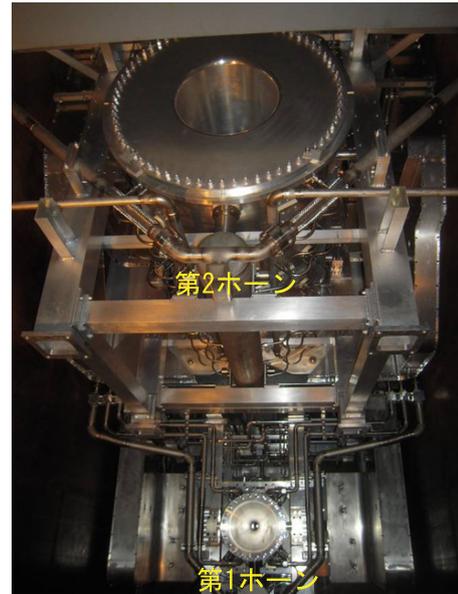


図 2.7 電磁ホーン

### 2.2.2 off-axis 法

T2K 実験の大きな特徴として off-axis 法を採用したことが挙げられる。off-axis 法とはニュートリノビームの中心軸 ( $\pi$  中間子の収束軸) を検出器の方向からずらすことにより、幅の狭いエネルギー分布のニュートリノビームを得る方法である。この方法の着想自体は 1995 年に BNL-E889 グループにより発表されたものであるが<sup>[16]</sup>、実際に採用したのは T2K 実験が世界初である。

#### 2.2.2.1 off-axis 法の原理

まず off-axis 法の原理について述べる。式 2.3 の崩壊により生成されるニュートリノのエネルギー  $E_\nu$  は、図 2.8 のようにニュートリノと親粒子である  $\pi$  中間子の進行方向の成す角を  $\theta$ 、 $\pi$  中間子の質量、エネルギー、運動量を  $m_\pi, E_\pi, p_\pi$  としたとき以下のように表される。

$$E_\nu = \frac{m_\pi^2 - m_\nu^2}{2(E_\pi - p_\pi \cos \theta)} \quad (2.4)$$

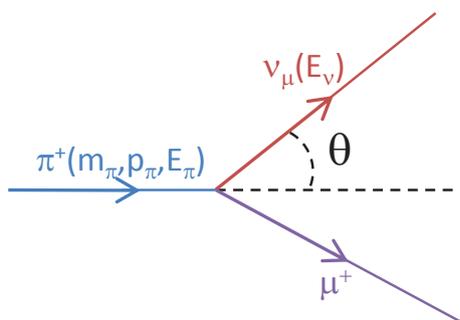


図 2.8  $\pi$  中間子の崩壊

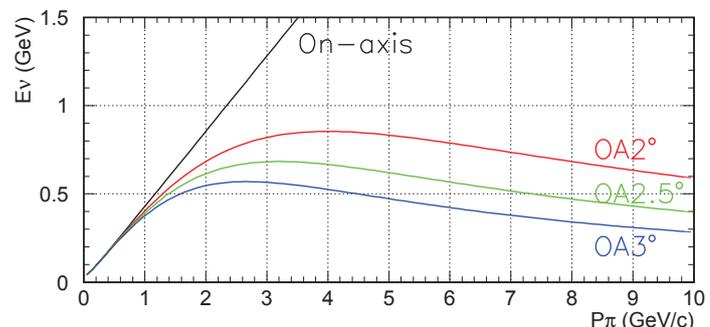


図 2.9  $\pi$  中間子の運動量とニュートリノのエネルギーの関係

<sup>\*12</sup> 直径 26mm、長さ 91cm の円筒状であり、陽子ビーム照射に伴う発熱の冷却のためにヘリウムガスが流されている

<sup>\*13</sup> 同軸構造をした装置であり、パルス電流を流すことによりトロイダル磁場を作り出す

<sup>\*14</sup> ヘリウムガスの封入された長さ約 100m の密閉容器

この式より導かれる  $\theta=0^\circ$  (on-axis),  $2^\circ$ ,  $2.5^\circ$ ,  $3^\circ$  のときの、 $p_\pi$  と  $E_\nu$  の関係は図 2.9 のようになる。 $\theta=0^\circ$  (on-axis) の場合は、 $E_\nu$  は  $p_\pi$  に比例しているのに対し、 $\theta=2^\circ, 2.5^\circ, 3^\circ$  の場合は、 $E_\nu$  は  $p_\pi$  への依存度が低い。これにより、親粒子である  $\pi$  中間子の運動量が広い範囲に分布していたとしても、 $\pi$  中間子の収束軸からずれた方向においては、狭いエネルギー範囲に集中したニュートリノを得ることができる。

2.2.2.2 T2K 実験における off-axis 法

基線長 295km の T2K 実験においてミュニュートリノの振動確率は式 2.1, 2.2 より、図 2.10 の上図のようになる。振動確率が最大となる条件は

$$\frac{1.27\Delta m_{12}^2[\text{eV}^2]295[\text{km}]}{E_\nu[\text{GeV}]} = \frac{(2n-1)\pi}{2} \quad (n \text{ は正の整数}) \quad (2.5)$$

であり、振動確率が最大となるエネルギーのうち、最大のエネルギーは、約 0.7GeV である。

J-PARC のビームラインにより生成されるニュートリノビームは  $0^\circ$  の方向 (on-axis) においては約 2GeV にピークを持つ広いエネルギー分布となる (図 2.10)。そのエネルギー領域において、振動確率は低く、スーパーカミオカンデにおいてバックグラウンドとなる  $\pi^0$  を生成するニュートリノ反応 (2.4 で詳述) の反応断面積が大きい (図 2.11)。T2K 実験においては図 2.12 のように、スーパーカミオカンデ方向から約  $2.5^\circ$  ずれた軸上に  $\pi$  中間子を収束させる。これにより振動確率が最大となる約 0.7GeV にシャープなピークを持つエネルギー分布のニュートリノビームを生成することができ (図 2.10)、バックグラウンドとなる  $\pi^0$  を生成するニュートリノ反応を起こしやすい高エネルギーのニュートリノを減少させ

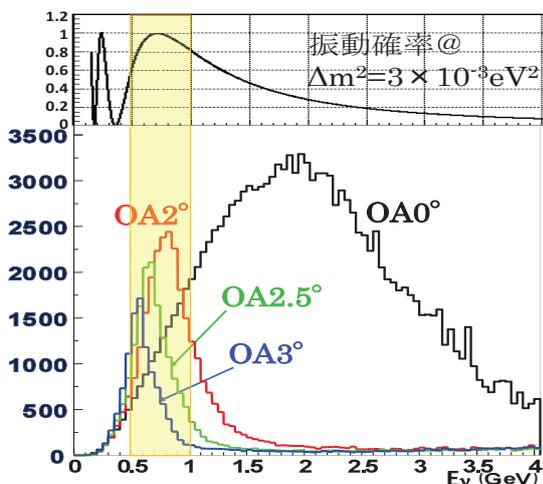


図 2.10 ニュートリノ振動確率 (上) と off-axis 法によるニュートリノエネルギー分布 (下)

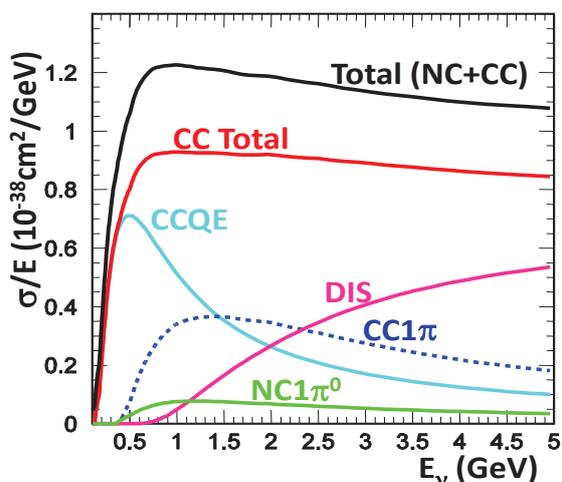


図 2.11 ニュートリノの反応断面積

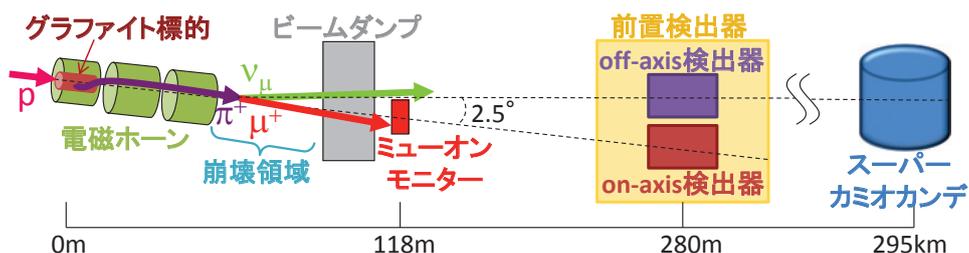


図 2.12 T2K 実験のビームライン

る。一方で off-axis 法を採用することにより、ビーム方向とスーパーカミオカンデにおけるニュートリノビームの強度やエネルギーの間に強い相関が生まれる<sup>\*15</sup>。そのため後述のミュオンモニター MUMON とニュートリノビームモニター INGRID により、ビームの方向を高精度で監視する。

### 2.2.3 ミュオンモニター：MUMON

ミュオンモニター (MUMON)<sup>[17]</sup> は、 $\pi$  中間子の崩壊によりニュートリノとともに生成されるミュオンの位置プロファイルを測定することでニュートリノビームの方向と強度を間接的ではあるが、バンチごとにリアルタイムで監視する検出器であり、シリコン PIN フォトダイオードとイオンチェンバーという2つの独立した検出器アレイで構成される (図 2.13)。ミュオンモニターはビームダンプ直後のグラファイト標的から 118m の地点に設置されており、ビームダンプを突き抜けるエネルギーの高いミュオンのプロファイルを測定する。



図 2.13 ミュオンモニター

## 2.3 前置検出器：ND280

T2K 実験においてはグラファイト標的から 280m の地点に前置検出器 (ND280<sup>\*16</sup>) を設置する。この前置検出器はビーム軸上に位置する on-axis 検出器 (INGRID) と  $\pi$  中間子の平均崩壊地点とスーパーカミオカンデを結ぶ直線上に位置する off-axis 検出器から構成される (図 2.14, 2.15)。

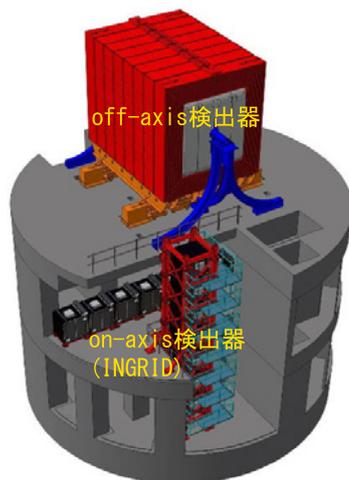


図 2.14 前置検出器の概略図 (上流側から)

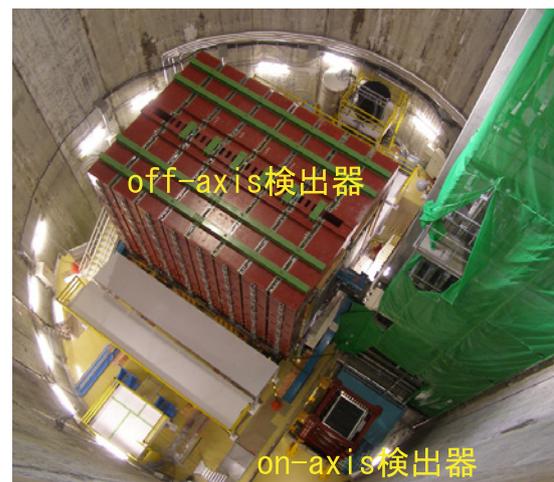


図 2.15 前置検出器ホールの写真 (上から)

<sup>\*15</sup> ビーム方向が 1mrad ずれるとスーパーカミオカンデにおけるニュートリノビームの強度が約 3% 変化し、エネルギーピークが約 13MeV 変化することが予測されている。

<sup>\*16</sup> ND は Near Detector の略、280 はグラファイト標的から 280m に位置することを意味する

### 2.3.1 on-axis 検出器 : INGRID

on-axis 検出器、INGRID<sup>\*17</sup>[18] はニュートリノビームの方向を高精度で監視するための検出器である。INGRID は十字に配置された縦型モジュール 7 台、横型モジュール 7 台と非十字モジュール 2 台<sup>\*18</sup>の計 16 台の同一モジュールからなり、ニュートリノビーム中心から垂直方向、鉛直方向に ±5m の領域を覆う (図 2.16)。各モジュールは鉄の層 9 層とシンチレータ層 11 層のサンドイッチ構造となっており (図 2.17)、重さは約 7t である。鉄がニュートリノ標的となり、ニュートリノ反応で生成された荷電粒子をシンチレータで検出し、図 2.19 のように各モジュールでのニュートリノ反応数からニュートリノビーム中心を測定する。

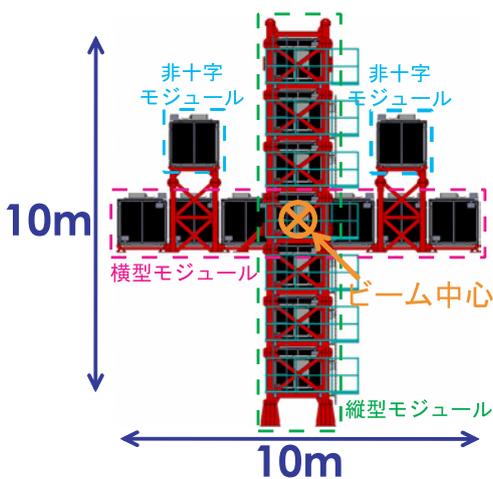


図 2.16 on-axis 検出器 INGRID  
ビーム中心には 2 台のモジュールが重なっている

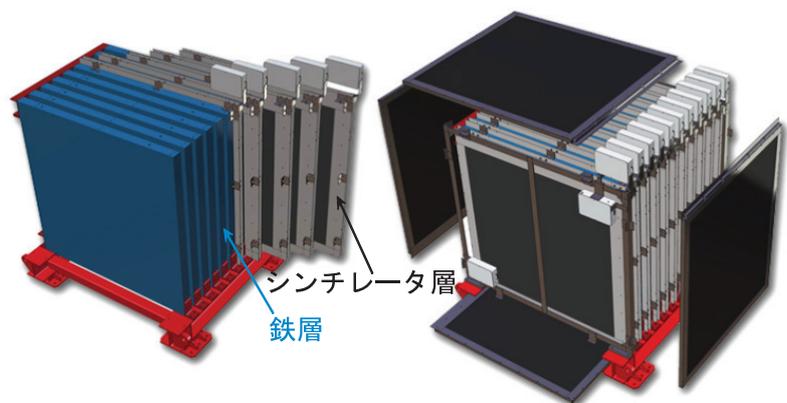


図 2.17 INGRID モジュール概略図

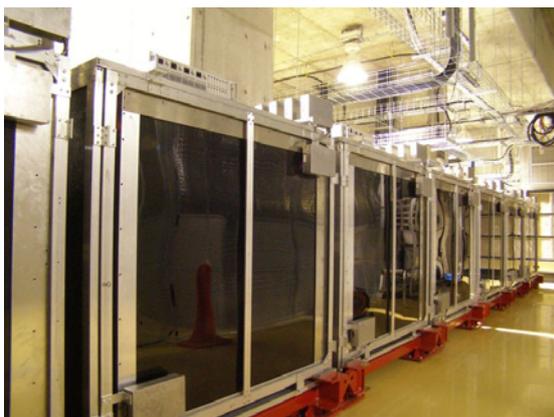


図 2.18 INGRID 横型モジュールの写真

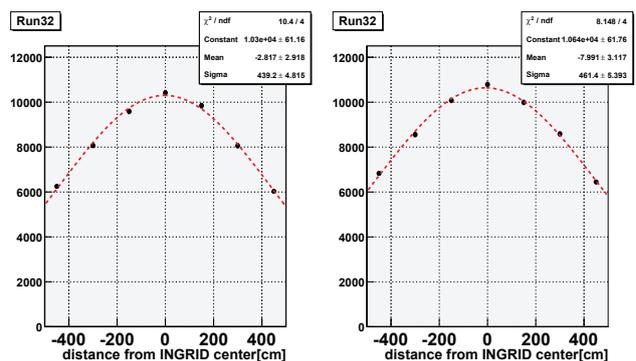


図 2.19 INGRID により求められたビームプロファイル (左が縦型モジュールにより求められた鉛直方向プロファイル、右が横型モジュールにより求められた水平方向プロファイル)

\*17 Interactive Neutrino GRID

\*18 非十字モジュールはニュートリノビームの歪みを測定するための検出器である

### 2.3.2 off-axis 検出器

off-axis 検出器は、スーパーカミオカンデ方向に向かう生成直後のニュートリノビームのフラックス、エネルギー Spektrum 及び反応断面積を高精度で測定するための検出器である。off-axis 検出器は、以下の装置から構成される複合型検出器である<sup>\*19</sup>。

#### UA1 Magnet

検出器全体を覆い、0.2T の磁場により荷電粒子の飛跡を曲げるための大型常伝導ダイポール電磁石。かつて CERN(欧州原子核研究機構) の UA1 実験<sup>\*20</sup> で使われていたものであり、CERN より寄贈された。

#### P0D ( $\pi^0$ Detector)

最上流に設置された  $\pi^0$  を生成するニュートリノ反応<sup>\*21</sup> の測定に特化した検出器。鉛薄膜とシンチレータと水標的層のサンドイッチ構造。

#### FGD (Fine Grained Detector)

セグメント化されたシンチレータからなる飛跡検出器<sup>[19]</sup>。ニュートリノ標的となり、反応点付近の粒子を検出する。2 台のモジュールから構成され、後方のモジュールは水のニュートリノ反応断面積を測定するためにシンチレータと水標的層のサンドイッチ構造となっている。

#### TPC (Time Projection Chamber)

読み出しに MicroMEGAS<sup>\*22</sup> を採用したタイムプロジェクションチェンバー<sup>[20]</sup>。ニュートリノ反応で生成された荷電粒子の飛跡の曲がり具合から、その運動量を測定し、また  $dE/dx$  から粒子識別をする。3 台のモジュールから構成され、2 台の FGD の前後と間に配置される。

#### ECAL (Electromagnetic CALorimeter)

UA1 Magnet 内側の最外層に位置し、P0D, TPC, FGD で起こったニュートリノ反応で生成される電子や  $\gamma$  が引き起こす電磁シャワーを捕え、そのエネルギーを測定する検出器。鉛層とシンチレータ層から構成される。

#### SMRD (Side Muon Range Detector)

UA1 Magnet の鉄層のギャップにシンチレータを設置した検出器<sup>[21]</sup>。大角度で散乱され、TPC に入射しなかったミュオンの飛程を測定し、エネルギーを再構成する。

UA1 Magnet が開いているときの off-axis 検出器の写真を図 2.20 に、off-axis 検出器におけるイベントディスプレイの例を図 2.21 に示す。

<sup>\*19</sup> off-axis 検出器は後置検出器であるスーパーカミオカンデとはまったく異なるタイプの検出器であるが、これはグラフィック標的から 280m の地点に一体型の大型水チェレンコフ検出器を設置した場合、ニュートリノフラックスの強度が強すぎて、多重イベントが多く発生し、機能しないためである。

<sup>\*20</sup> 陽子反陽子衝突実験。この実験により W ボソンと Z ボソンが発見された。

<sup>\*21</sup> 後述するが  $\pi^0$  を生成するニュートリノ反応はスーパーカミオカンデにおける電子ニュートリノ出現イベントの探索においてバックグラウンドの原因となる

<sup>\*22</sup> Micro-MEsh Gaseous Structure

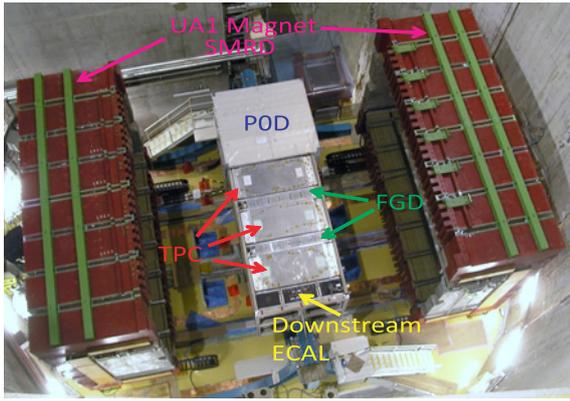


図 2.20 off-axis 検出器 (Magnet が開いている時)

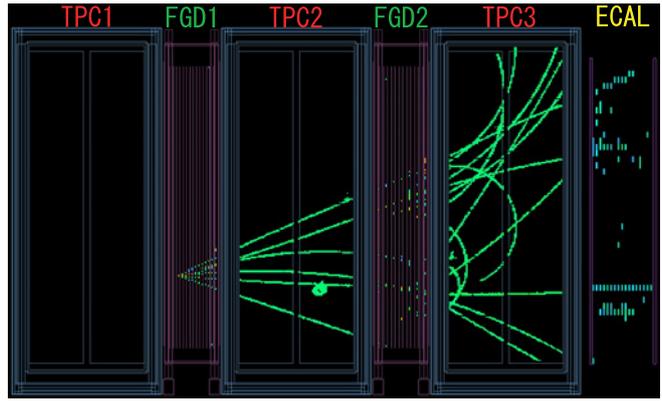


図 2.21 off-axis 検出器のイベントディスプレイ

## 2.4 後置検出器:スーパーカミオカンデ

後置検出器であるスーパーカミオカンデ<sup>\*23</sup>[22](図 2.22, 2.23) は 50kt の超純水を蓄えたタンクと、その内部に設置された 11200 本の 20 インチ光電子増倍管、1885 本の Veto 用光電子増倍管からなる大型水チェレンコフ検出器であり、J-PARC から 295km 離れた岐阜県飛騨市の神岡鉱山の地下 1000m に位置する<sup>\*24</sup>。有効質量は全体の 45% にあたる 22.5kt である。

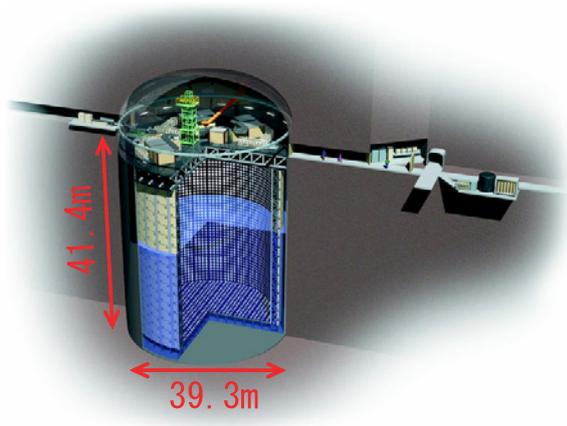


図 2.22 スーパーカミオカンデ概略図

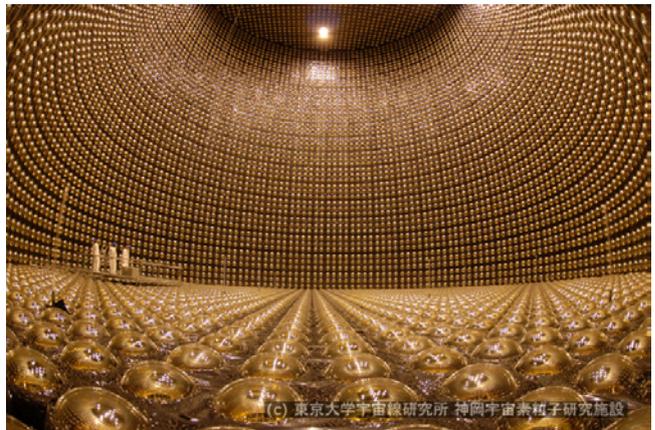


図 2.23 スーパーカミオカンデの内部

水がニュートリノ標的となり、ニュートリノ反応で生成された荷電粒子が

$$\beta > \frac{1}{n} \quad (n \text{ は水の屈折率}, \beta = \frac{v}{c}) \quad (2.6)$$

となるとき、

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta} \quad (2.7)$$

となる方向に円錐状のチェレンコフ光が放射される。このチェレンコフ光を壁に取り付けられた光電子増倍管で観測するとリング状になり、このリングから粒子の種類、生成点、エネルギー、運動方向を再構成

<sup>\*23</sup> スーパーカミオカンデは Super Kamioka Neutrino Detection Experiment と Super Kamioka Nucleon Decay Experiment の略であり、ニュートリノの観測以外に、陽子崩壊の探索も目的としている

<sup>\*24</sup> 宇宙線ミュオンが入射する頻度は地上の約  $10^{-5}$  倍の約 2Hz である

する。

スーパーカミオカンデにおいて観測されたニュートリノから、J-PARC の加速器により生成されたニュートリノを識別するためには、GPS<sup>\*25</sup>を用いる。GPS により J-PARC からニュートリノビームが発射された時刻とスーパーカミオカンデでニュートリノが観測された時刻を記録し (精度は 10ns)、その差が J-PARC とスーパーカミオカンデの間の飛行時間と等しかった場合、J-PARC の加速器により生成されたニュートリノによるイベントと判別する<sup>\*26</sup>。

ニュートリノの相互作用には様々なモードがあるが、2 体反応である荷電レプトン準弾性散乱 ( $\nu_l + n \rightarrow l + p$ ) は、生成された荷電レプトンの散乱角  $\theta_l$  とエネルギー  $E_l$  を測定すれば、式 2.8 のように、ニュートリノのエネルギー  $E_\nu$  を再構成することができ、T2K 実験のエネルギー領域では支配的なモードであるため、このモードをシグナルモードとして選択する<sup>\*27</sup>。

$$E_\nu = \frac{m_N E_\mu - m_\mu^2/2}{m_N - E_\mu + p_\mu \cos \theta_\mu} \quad (2.8)$$

ミュオンからのチェレンコフ光は図 2.24 のような明瞭なリングを形成するのに対し、電子は電磁シャワーを起こすため、電子からのチェレンコフ光によるリングは図 2.25 のように不明瞭になる。スーパーカミオカンデにおいては、この効果を利用することにより、ミュオンと電子を 1% 程度の誤認率で識別することができる。よってスーパーカミオカンデの電子ニュートリノイベントとミュニュートリノイベントの識別能力は優れている。また中性  $\pi$  中間子 ( $\pi^0$ ) が生成された場合、 $\pi^0$  は即座に 2 つの  $\gamma$  に崩壊するため<sup>\*28</sup>、図 2.26 のように  $\gamma$  の電磁シャワーによる不明瞭なリングが 2 つ観測される。しかし一方の  $\gamma$  を検出ミスしたり、または 2 つの  $\gamma$  が同じ方向に放出された場合、1 つの不明瞭なリングしか観測されず、電子ニュートリノイベントと区別がつかない。よって  $\pi^0$  を生成するニュートリノ反応は電子ニュートリノ出現モードの探索におけるバックグラウンドとなりうる。

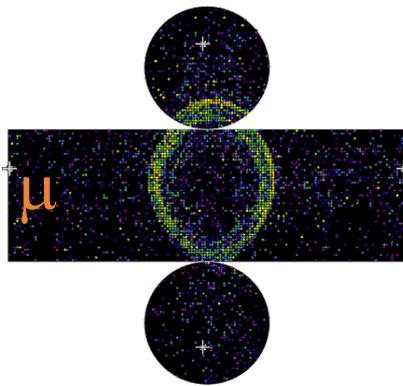


図 2.24 スーパーカミオカンデにおけるミュオンイベント (シミュレーション)

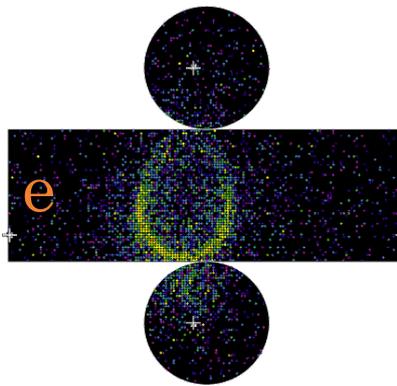


図 2.25 スーパーカミオカンデにおける電子イベント (シミュレーション)

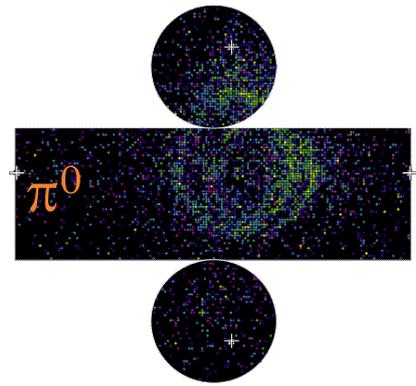


図 2.26 スーパーカミオカンデにおける  $\pi^0$  イベント (シミュレーション)

\*25 Global Positioning System

\*26 5 年間のビーム運転においてビーム時間ウィンドウにおいて大気ニュートリノが偶発的に観測される確率は 1% 未満である。

\*27 荷電レプトン準弾性散乱からの陽子の大半はチェレンコフ閾値を超えないため、荷電レプトン (ただしタウオンは同様の理由で観測されない) のみが観測される

\*28  $\pi^0$  の寿命は  $8.4 \times 10^{-17}$  秒

## 第3章

# 新型ニュートリノ検出器 Proton Module

### 3.1 導入の動機

ニュートリノの原子核との相互作用には、大別して荷電カレント反応 (CC<sup>\*1</sup>) と中性カレント反応 (NC<sup>\*2</sup>) がある。荷電カレント反応はニュートリノがクォークと  $W^\pm$  ボソンを交換し、荷電レプトンになる相互作用であり、中性カレント反応は  $Z^0$  ボソンを交換する相互作用である。またそれぞれの反応にも以下のような様々な反応モードがある。ここで  $N$  は核子、 $l$  は荷電レプトン、 $A$  は原子核をあらわす<sup>\*3</sup>。

- 荷電カレント準弾性散乱 (CCQE<sup>\*4</sup>) :  $\nu + N \rightarrow l + N'$  (図 3.1)
- 荷電カレント  $1\pi$  生成反応 (CC1 $\pi$ ) :  $\nu + N \rightarrow l + \pi + N'$  (図 3.2)
- 荷電カレントコヒーレント  $\pi$  生成反応 (CC coh. $\pi$ ) :  $\nu + A \rightarrow l + A + \pi$  (図 3.3)
- 荷電カレント深非弾性散乱 (CCDIS<sup>\*5</sup>) :  $\nu + N \rightarrow l + N' + \text{mesons}$  (図 3.4)
- 中性カレント弾性散乱 (NC elastic) :  $\nu + N \rightarrow \nu + N$  (図 3.5)
- 中性カレント  $1\pi$  生成反応 (NC1 $\pi$ ) :  $\nu + N \rightarrow \nu + N' + \pi$  (図 3.6)
- 中性カレントコヒーレント  $\pi$  生成反応 (NC coh. $\pi$ ) :  $\nu + A \rightarrow \nu + A + \pi$
- 中性カレント深非弾性散乱 (NCDIS) :  $\nu + N \rightarrow \nu + N' + \text{mesons}$

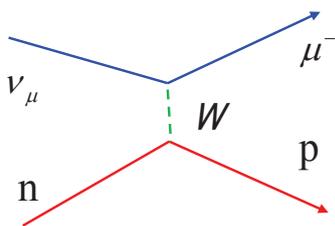


図 3.1 CCQE のダイアグラム

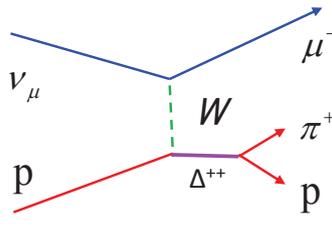


図 3.2 CC1 $\pi^+$  のダイアグラム

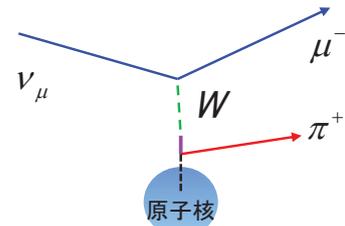


図 3.3 CC coh. $\pi$  のダイアグラム

\*1 Charged Current

\*2 Neutral Current

\*3  $A$  はニュートリノの標的が水の場合  $^{16}\text{O}$ 、鉄の場合  $^{56}\text{Fe}$ 、シンチレータの場合  $^{12}\text{C}$  が主要となる。

\*4 Charged Current Quasi Elastic

\*5 Charged Current Deep Inelastic Scattering

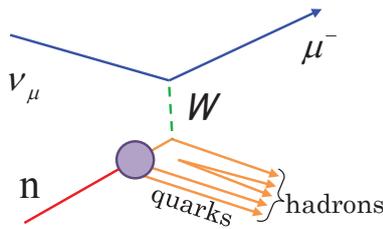


図 3.4 CCDIS のダイアグラム

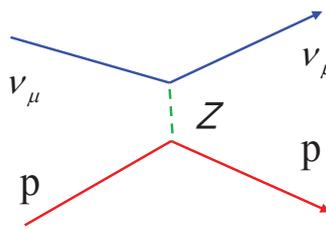


図 3.5 NC elastic のダイアグラム

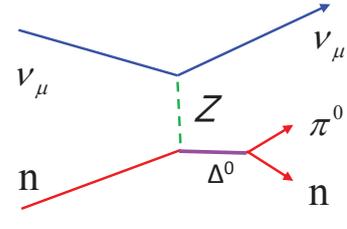


図 3.6 NCπ<sup>0</sup> のダイアグラム

T2K 実験においてはニュートリノのエネルギーを再構成することができる CCQE 反応をシグナルモードとして選択している。一方で CCQE 反応とよく似た CC1π 反応は、CCQE 反応と誤識別されることが多く、これはミュニュートリノ消失の測定における主要なバックグラウンドとなる。また電子ニュートリノ出現イベントの探索においては、2.4 で述べたように π<sup>0</sup> を生成するニュートリノ反応がバックグラウンドとなりうるが、中でも NC1π<sup>0</sup> 反応 ( $\nu + N \rightarrow \nu + N + \pi^0$ ) は主要なバックグラウンドとなる。よってそれぞれのニュートリノ反応についての十分な理解が不可欠となるが、それぞれの反応モードの反応断面積には 15~30% の不定性があり、それらは T2K 実験の振動解析において大きな系統誤差を生む。

T2K 実験においてはスーパーカミオカンデに向かうニュートリノの反応断面積を off-axis 検出器において精度よく測定する。しかしスーパーカミオカンデにおけるニュートリノフラックスはニュートリノ振動の効果により off-axis 検出器におけるニュートリノフラックスとは異なったエネルギー分布となる。よってスーパーカミオカンデにおけるニュートリノの反応の不定性をさらに抑制するためには、さまざまなエネルギー分布に対するニュートリノ反応を測定し、ニュートリノ反応のモデルをよりよく理解する必要がある。

T2K 実験のニュートリノビーム軸上は、2.2.2 で述べたように off-axis 検出器とは異なったエネルギー分布のニュートリノを得ることができるため、その測定のためには絶好の場所である。しかし T2K 実験におけるニュートリノビーム軸上の唯一の前置検出器である INGRID においてはニュートリノ反応で生成された陽子や π 中間子などのハドロンの大半は鉄で止められてしまい、検出することが困難であるため、ニュートリノ反応モードを区別することができない (図 3.7)。そのためニュートリノビーム軸上においてニュートリノ反応により生成された様々な粒子を検出し、ニュートリノ反応モードを区別することにより、ニュートリノ反応の不定性を抑制するために、ビーム軸上に新型ニュートリノ検出器を設置することを決定した。

またビーム軸上に新型検出器を設置するもう一つの動機として、ビーム軸上のニュートリノビームに対する理解を深めることが挙げられる。唯一の on-axis 検出器である INGRID においては、ニュートリノ反応で生成されたハドロン同様に、低エネルギーのミュオンも鉄で止められてしまうため検出することができないため、低エネルギーのニュートリノを検出することができない (図 3.8)。そのため、現状では T2K 実験のビーム軸上の低エネルギーニュートリノは測定されておらず、ニュートリノビームに対する理解が十分でない。新型検出器ではこの低エネルギーニュートリノを測定し、T2K 実験のニュートリノビームについてより理解を深めることが可能である。

さらに同じビーム軸上に設置されたシンチレータをニュートリノ標的とする新型検出器と鉄をニュートリノ標的とする INGRID で起きたニュートリノ反応数を比較することで、鉄の反応断面積を精密に測定することができる。鉄は密度が高く、ニュートリノと相互作用をする核子を多く含んでおり、また他の重金属と比べて安価であり、化学的にも安定しているため、T2K 実験の INGRID の他にも K2K 実験や

MINOS 実験においてもニュートリノ標的として用いられているが<sup>\*6</sup>、これまでその反応断面積は精密な測定がされておらず、不定性が大きい。INGRID と新型検出器で、この測定をすれば、そのデータは今後のニュートリノ物理において非常に有益なものとなる。

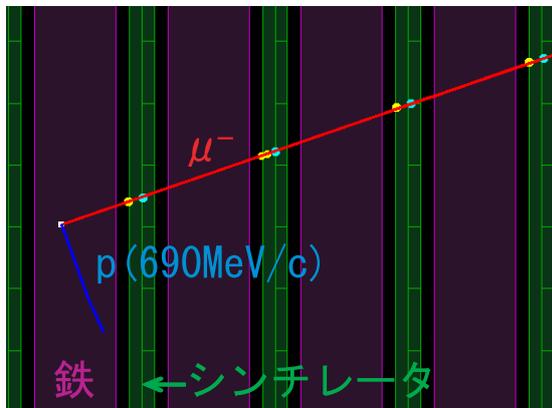


図 3.7 シミュレートされた INGRID における CCQE イベント (左がビーム上流)。陽子は鉄中で止められており検出できていない。

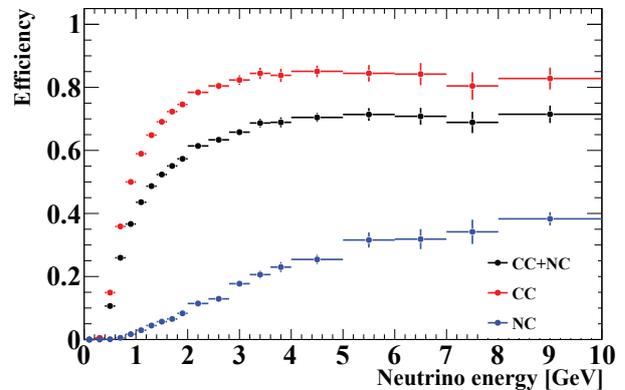


図 3.8 INGRID の検出効率<sup>[23]</sup>。0.4GeV 未満のニュートリノの検出効率は 0% である。

## 3.2 要請

新型検出器に対する要請は以下の通りである。

- ニュートリノ反応で生成された、全ての種類の荷電粒子を高効率で検出できること
- 検出された荷電粒子の粒子識別が可能なこと
- 宇宙線やビーム由来のバックグラウンドイベントを十分に抑制できること
- 1 年程度の期間で十分なニュートリノイベント数を観測できること
- 設置による既存の検出器への影響が小さいこと

## 3.3 基本設計

以上の要請から新型検出器として細長い棒状のプラスチックシンチレータを多数並べた飛跡検出器を設計した。シンチレータ自身をニュートリノ標的とし、ニュートリノ反応で生成された荷電粒子を、シンチレータで検出し、各シンチレータでのヒット情報から荷電粒子の飛跡を再構成する (図 3.9)。棒状のシンチレータを鉛直方向に並べた層と水平方向に並べた層を交互に配置することで、上と横から見た 2 次元飛跡を再構成し、それらの飛跡を合致させることにより、3 次元飛跡を再構成する (図 3.10)。以後、シンチレータが水平方向に走るように並べられた層を X 層、鉛直方向に走るように並べられた層を Y 層と呼び、またこのシンチレータ層をトラッキングプレーンと呼ぶ。トラッキングプレーン全体は別のシンチレータ層で表面を覆うことにより、壁でのニュートリノ反応により生成された粒子や宇宙線など外から入射する荷電粒子を、ニュートリノ反応により検出器内部で生成された荷電粒子と区別する。このシンチレータ層を以後、Veto プレーンと呼ぶ。この検出器では、各シンチレータの光量からエネルギー損失を測定する

<sup>\*6</sup> K2K 実験の MRD (Muon Range Detector)、MINOS 実験の前置検出器、後置検出器において鉄が用いられている

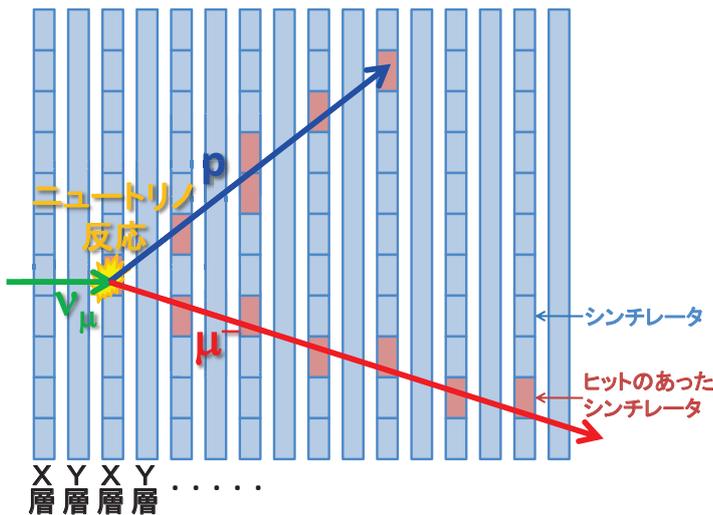


図 3.9 ニュートリノ検出の概念図

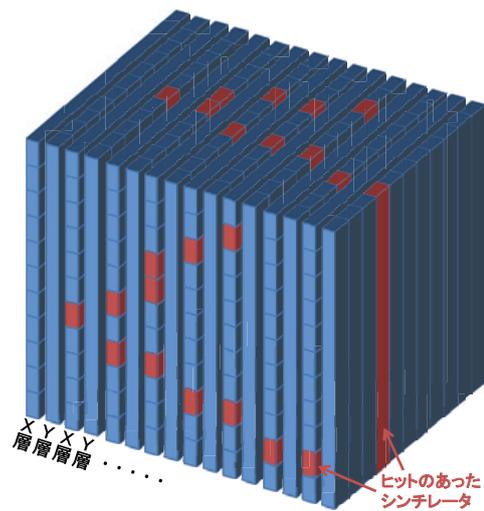


図 3.10 3次元飛跡の再構成

ことで  $dE/dx$  を求め、粒子識別を行う。

しかしシンチレータ内でのシンチレーション光の減衰長の短さのため、大型のシンチレータからのシンチレーション光を直接、光検出器で読みだすとなると、光検出器から遠い領域でのシンチレーション光に対して十分な光量を得られなくなり、場所による発光の一様性も確保できない。この問題を解決するために、シンチレーション光はシンチレータ内部に埋め込まれた波長変換ファイバーを用いて読みだす方法を用いた。この方法では、シンチレータからのシンチレーション光を波長変換ファイバーで一旦吸収し、再発光させ、ファイバー中を全反射により伝搬させることにより、長い減衰長を得ることができる。ファイバーからの光は T2K 実験のために開発された新型光検出器 MPPC (Multi Pixel Photon Counter)<sup>\*7</sup>により電気信号に変換する(図 3.11)。

この新型ニュートリノ検出器はシンチレータのみで構成されており、ほぼ全体に感度があるため<sup>\*8</sup>、ニュートリノ反応で生成されたすべての荷電粒子の飛跡を高い効率で再構成することができる。飛程の短い陽子の飛跡まで高効率で再構成することが期待できることから、この新型検出器を Proton Module と名付けた。この Proton Module は、2009 年春から開発を開始し、2010 年夏のビーム運転停止中に前置検出器ホールに設置し、2010 年秋に再開するビーム運転からビームデータの取得を開始する。設置場所は INGRID の横型モジュール、縦型モジュール、非十字モジュールの間の  $4\text{m} \times 1.1\text{m}$  のスペースである(図 3.12)。検出器のデザインについては第 4 章で述べる。

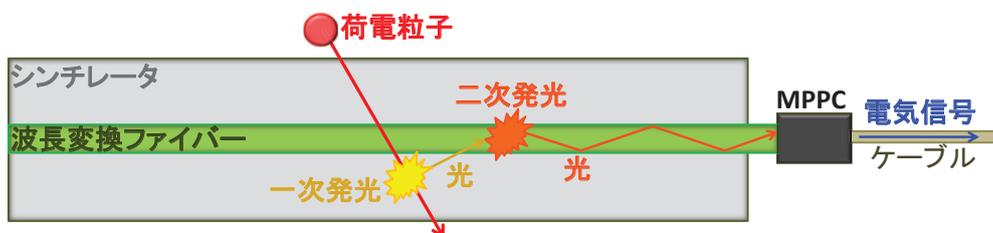


図 3.11 ファイバー MPPC 読み出しの概念図

<sup>\*7</sup> MPPC は、浜松ホトニクス株式会社の登録商標であり、このタイプのピクセル型半導体光検出器を一般的には PPD (Pixelated Photon Detector) と呼ぶ

<sup>\*8</sup> シンチレータ表面に塗られた反射材やシンチレータを並べた際のシンチレータ間の隙間は不感領域となる

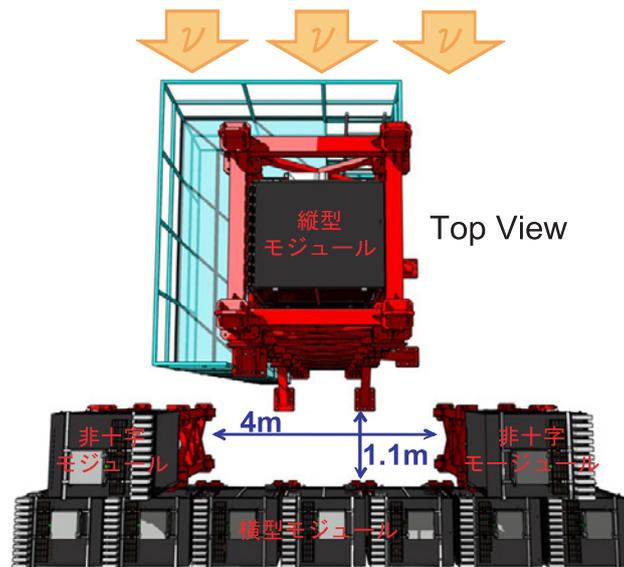


図 3.12 新型検出器の設置場所 (上から)

## 3.4 Proton Module の構成要素

### 3.4.1 プラスチックシンチレータ

Proton Module で使用するプラスチックシンチレータはアメリカのフェルミ国立加速器研究所 (FNAL) で開発及び製造された押出成型<sup>\*9</sup>のシンチレータである [24]。シンチレータの断面のサイズは  $5\text{cm} \times 1\text{cm}$  と  $2.5\text{cm} \times 1.3\text{cm}$  の 2 種類のものを使用する (図 3.13)。前者は INGRID で使用されたシンチレータのスペアであり、後者は K2K 実験、SciBooNE 実験<sup>\*10</sup>の SciBar 検出器 [25] で使用されたシンチレータのスペアであるため<sup>\*11</sup>、以後、前者を INGRID 型シンチレータ、後者を SciBar 型シンチレータと呼ぶ。INGRID 型シンチレータには直径 2~3mm 程度、SciBar 型シンチレータには直径 1.8mm の穴がシンチレータの中央にあいており、この穴に波長変換ファイバーを通してシンチレーション光を集光する。いずれのシンチレータも組成はポリスチレン<sup>\*12</sup>をベースとして蛍光剤である PPO<sup>\*13</sup>と POPOP<sup>\*14</sup>をそれぞれ質量比で 1%、0.03% 混ぜたものである。

発光波長は図 3.14 の青線のような分布に、シンチレータ中の透過率は図 3.14 のピンク線のような分布になり、それらをかかけた集光波長は 420nm において最大となる。シンチレータの側面には二酸化チタン ( $\text{TiO}_2$ ) をベースとした反射材<sup>\*15</sup>がコーティングされており、集光性を向上させると同時に、それぞれのシンチレータを光学的に分離している<sup>\*16</sup>。シンチレータの端面には、元々、反射材はコーティングされていなかったが、宇宙線を用いた試験の結果、端面にも反射材を塗布することにより、得られる光量が増えることがわかったため (付録 B.1 で詳述)、側面にコーティングされている反射材と同じタイプの二酸化

<sup>\*9</sup> 型枠に入れられた加熱可塑性した樹脂に圧力を加え、型枠から押し出すことで成形する製法。安価での製造が可能である。

<sup>\*10</sup> フェルミ研究所におけるニュートリノ反応断面積測定実験

<sup>\*11</sup> SciBar 検出器の開発の際に、フェルミ研究所製プラスチックシンチレータ、日本製プラスチックシンチレータ、バクロン、エリジェン社製液体シンチレータなどを試験した結果、光量と価格の点からフェルミ研究所製のシンチレータを選択した。

<sup>\*12</sup>  $(\text{C}_8\text{H}_8)_n$

<sup>\*13</sup> 2,5-ジフェニルオキサゾール ( $\text{C}_{15}\text{H}_{11}\text{NO}$ )

<sup>\*14</sup> 1,4-ビス [2-(5-フェニルオキサゾリル)] ベンゼン ( $\text{C}_{24}\text{H}_{16}\text{N}_2\text{O}_2$ )

<sup>\*15</sup> この反射材はシンチレータの集光波長がピークを持つ 420nm 付近の光に対して 95% 以上という高い反射率を示す

<sup>\*16</sup> 2 つのシンチレータを並べて配置したときの、クロストーク率は 0.5% 以下で、その影響は無視できるレベルである [41]

チタンをベースとした反射材 (ELJEN Technology 社の EJ-510) を塗布することにした。

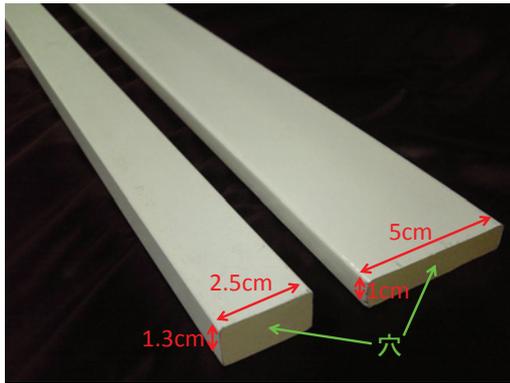


図 3.13 左が SciBar 型シンチレータ、右が INGRID 型シンチレータ

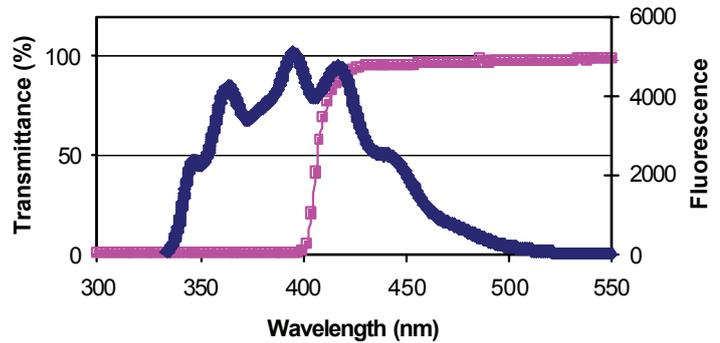


図 3.14 Proton Module で用いるシンチレータの発光波長 (青) と透過率 (ピンク)

### 3.4.2 波長変換ファイバー

波長変換ファイバーはシンチレータのシンチレーション光を吸収し、より長波長の光を再発光し、その光を全反射により光検出器まで伝搬する。Proton Module で用いるファイバーには以下のことが要請される。

- シンチレータからのシンチレーション光に対する高い吸収効率
- 光検出器が感度のある波長領域への十分な発光量
- 再発光した光の光検出器への高い伝搬効率

以上の要請から Proton Module 用のファイバーにはクラレ社の Y-11(200)MS<sup>[26]</sup> のファイバー径  $\phi=1\text{mm}$  のもの (図 3.15) を採用した。Y-11(200)MS の特性を表 3.1 に示す。



図 3.15 波長変換ファイバー Y-11(200)MS

表 3.1 Y-11(200)MS の特性

直径	1.0mm
コアの屈折率	1.59
内側クラッドの屈折率	1.49
外側クラッドの屈折率	1.42
最大吸収波長	430nm
最大発光波長	460nm
減衰長	~3m

減衰長は約 3 m と十分に長い。またこのファイバーの吸収波長のピークは 430nm であり (図 3.16)、これはシンチレータのシンチレーション光の集光波長のピーク 420nm とほぼ一致する (図 3.14)。発光波長のピークは 460nm であり (図 3.16)、これは MPPC の最大感度波長 440nm とほぼ一致する (図 3.17)。

このファイバーはマルチクラッド型とよばれるファイバーコアが屈折率の異なる複数のクラッドに囲まれたタイプである。マルチクラッド型は単一のクラッドからなるシングルクラッド型に比べ、図 3.18 のように光の全反射条件を満たす角度が大きい。これは伝搬される光量の増加につながる。

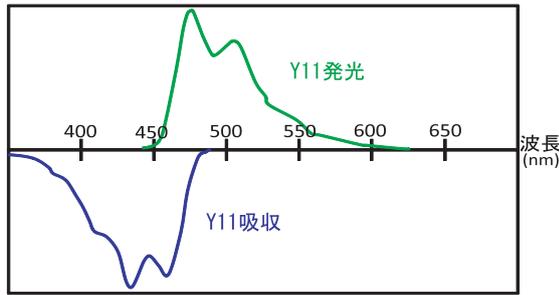


図 3.16 クラレ社 Y-11(200)MS の吸収・発光スペクトル

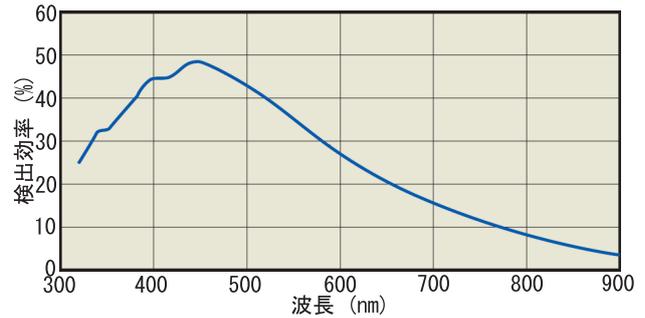


図 3.17 MPPC(S10362-13-050C) の検出効率の波長依存性

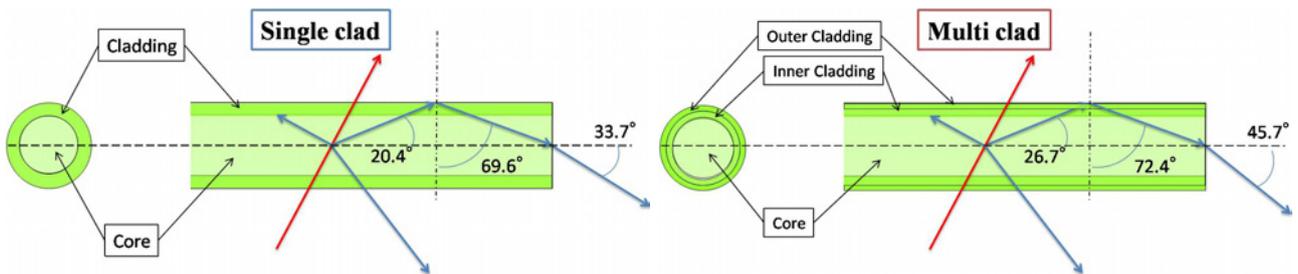


図 3.18 シングルクラッド型(左)とマルチクラッド型(右)の比較

またファイバーコアは S 型と呼ばれるポリスチレン繊維が揃ったものであり、繊維の揃っていない non-S 型に比べ曲げに強い。ファイバーは後述の GOMI コネクタにより MPPC と接続される。

### 3.4.3 MPPC (Multi Pixel Photon Counter)

ファイバーからの光は光検出器により電気信号へ変換する。Proton Module で用いる光検出器には以下のことが要請される。

- 単一光子を検出できるだけの高いゲインと高い検出効率  
(ファイバーからの光は微弱なため)
- 光量に対する広いダイナミックレンジ  
(光量からミュオン、 $\pi$  中間子、陽子のシンチレータ中でのエネルギー損失を見積もるため)
- サイズが小さいこと  
(光検出器のためのスペースは限られているため)
- 高い時間分解能  
(時間情報を用いて、ニュートリノイベントを宇宙線や暗電流によるバックグラウンドイベントと区別するため)

以上の要請から Proton Module で用いる光検出器には浜松ホトニクス社の MPPC (Multi Pixel Photon Counter, 図 3.19)<sup>[27][28]</sup> を採用した。MPPC は図 3.20, 3.21 のように 2 次元に並列接続された多数の APD(Avalanche PhotoDiode) のピクセルからなる新型の半導体光検出器である。

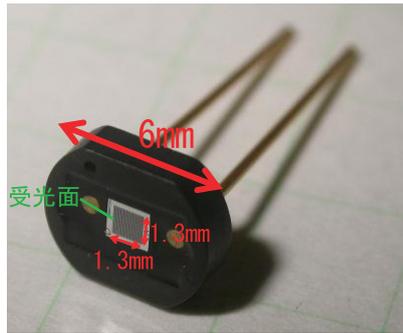


図 3.19 Proton Module で使用する MPPC

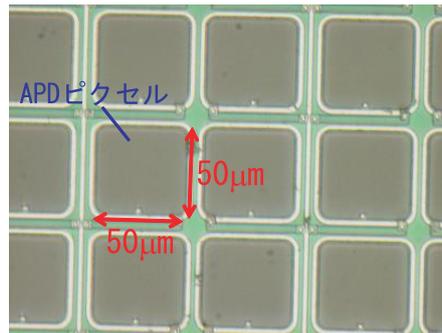


図 3.20 Proton Module で使用する MPPC の受光面

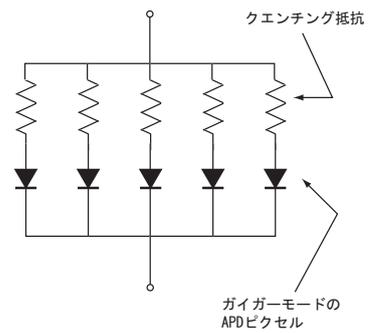


図 3.21 MPPC の等価回路

APD とはアバランシェ増幅<sup>\*17</sup>を利用して増幅されたシグナルを出力するフォトダイオードである。APD の動作にはノーマルモードとガイガーモードの 2 種類があり、表 3.2 にその違いを示す。

表 3.2 ガイガーモードとノーマルモードの比較

動作モード	動作電圧	ゲイン	出力シグナル
ノーマルモード	ブレイクダウン電圧未満	数 10 ~ 数 100	入射光子数に比例
ガイガーモード	ブレイクダウン電圧以上	$10^5 \sim 10^6$	入射光子数によらず一定

MPPC においてはブレイクダウン電圧より高い電圧を印加することで、全ての APD ピクセルをガイガーモードで動作させることにより、 $10^5 \sim 10^6$  という高いゲインを得ることができる。ガイガーモードで動作する 1 つの APC ピクセルが光子を検出したとき、出力する電荷  $Q_{single}$  は印加電圧  $V_{bias}$ 、ブレイクダウン電圧  $V_{bd}$  及び APD ピクセルのキャパシタンス  $C$  を用いて以下のように表される。

$$Q_{single} = C(V_{bias} - V_{bd}) \tag{3.1}$$

すべての APD ピクセルは並列に接続され、1 つの読み出しチャンネルにつながっているため、それぞれの APD ピクセルからのパルスは重なり合い 1 つのパルスになる。よって MPPC から出力される電荷の総和  $Q_{total}$  は、光子を検出した APD ピクセル数  $N_{fired}$  を用いて以下のように表される。

$$Q_{total} = N_{fired}Q_{single} = N_{fired}C(V_{bias} - V_{bd}) \tag{3.2}$$

このように MPPC の信号出力は光子を検出したピクセル数と  $(V_{bias} - V_{bd})$  に比例する。この  $(V_{bias} - V_{bd})$  をオーバー電圧と呼び、

$$\Delta V \equiv V_{bias} - V_{bd} \tag{3.3}$$

と定義する。光子を検出したピクセル数は入射する光が十分微弱であるとき、入射光量に比例する。また MPPC からの信号の ADC 分布は図 3.22 のようになり、ペDESTアルや 1p.e., 2p.e., 3p.e. (p.e. は photo electrons の略であり検出された光電子数を表す) のピークがはっきり見え、検出された光電子数を高精度で測定することができる。

<sup>\*17</sup> 強い電場のかけられた半導体内部において、加速された光電子は多数のキャリアを電離する。電離されたキャリアは加速され、他のキャリアを電離する。この連鎖により大電流が流れる現象をアバランシェ増幅という

MPPC の長所は以下の通りである。

- 光子カウント能力が優れている
- 非常に小型である
- 低いバイアス電圧 (~70V) で動作する
- 光子検出効率が高い (30~45%)
- ゲインが高い (~ 10<sup>6</sup>)
- 磁場の影響を受けない

一方で以下のような欠点もある。

- 温度に強く依存するため、温度制御が必要
- ノイズレートが高い (10<sup>5</sup> ~ 10<sup>6</sup> Hz)

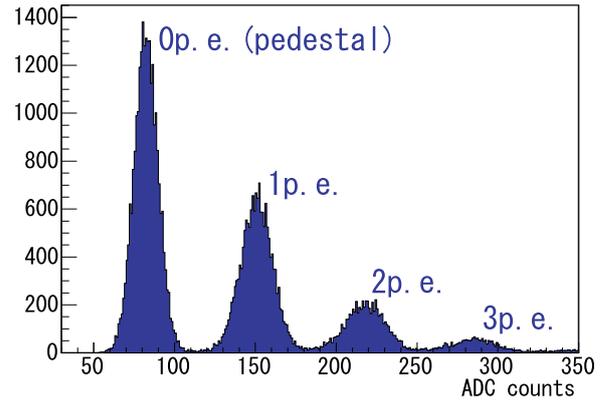


図 3.22 MPPC からの信号の ADC 分布

Proton Module が設置される前置検出器ホールは空調設備が完備されており、気温は常時 20 に保たれているため、温度制御に関しては問題ない。ノイズレートについては、ヒット時間を測定することにより、その影響を抑制する。Proton Module においては浜松ホトニクス社の MPPC、S10362-13-050C を使用する。S10362-13-050C の基本仕様を表 3.3 に示す。

表 3.3 S10362-13-050C の基本仕様

受光面のサイズ	1.3×1.3mm <sup>2</sup>
ピクセル数	667
ピクセルのサイズ	50×50μm <sup>2</sup>
動作電圧	70V(典型値)
ダークカウント (>0.5p.e. @25 )	<1.35×10 <sup>6</sup> Hz
感度波長範囲	320~900nm
最大感度波長	440nm

また MPPC には以下のような基礎特性がある。

### ゲイン

MPPC のゲイン\*18は以下の式で表される。

$$\text{ゲイン} = \frac{Q_{single}}{e} = \frac{C}{e}(V_{bias} - V_{bd}) = \frac{C}{e}\Delta V \quad (3.4)$$

よってゲインはオーバー電圧に比例する。一定のバイアス電圧のもとで、温度が上がると、ブレイクダウン電圧が上昇し、ゲインは小さくなる\*19。

### ノイズレート

MPPC は光子によって生成されたキャリアだけではなく、熱電子、トンネル効果などにより発生したキャリアによってもパルスが発生する\*20。このようなパルスをダークカウントといい、これ

\*18 1 光子によって励起された 1 電子の増幅により出力される電子の数

\*19 温度が上がると、格子振動が激しくなり、イオン化を起こすのに必要なエネルギーを得る前に、結晶と衝突するキャリアが多くなり、イオン化が起こりにくくなるためである。

\*20 常温においては熱電子の寄与がトンネル効果の寄与に比べてはるかに大きい

を光子検出によるパルスと区別することは困難である。1秒間あたりのダークカウント数をノイズレートとよぶ。ノイズレートは印加電圧を高いほど大きく、温度が高いほど大きい。MPPCのノイズレートはPMTと比べて<sup>\*21</sup>非常に高い( $10^5 \sim 10^6 \text{ Hz}$ )が、本研究においてはヒット時間を測定することにより、その影響を十分に抑制する。

#### クロストーク&アフターパルスレート

MPPCにおけるピクセル間のクロストークとはあるピクセルにおいて光子が検出され、電子雪崩が発生した際、その雪崩中で発生した光子が、周囲のピクセルに伝搬して別の電子雪崩を引き起こす現象をいう。アフターパルスとはMPPCの増幅領域に存在する結晶の格子欠陥<sup>\*22</sup>において電子雪崩が捕獲され、一定時間後に再放出されることにより再び電子雪崩が引き起こされる現象をいう。これらの現象はMPPCからの出力されるパルスを検出されるべきパルスに比べて増加させ、MPPCの線形性やダイナミックレンジに影響を及ぼす。パルスの波形から、これら2つの現象を区別することはできるが(図3.23)、電荷情報からは区別がつかない。波形情報でなく、電荷情報を測定し解析に用いる本研究においては、これらの起きる確率をまとめてクロストーク&アフターパルスレートとする。

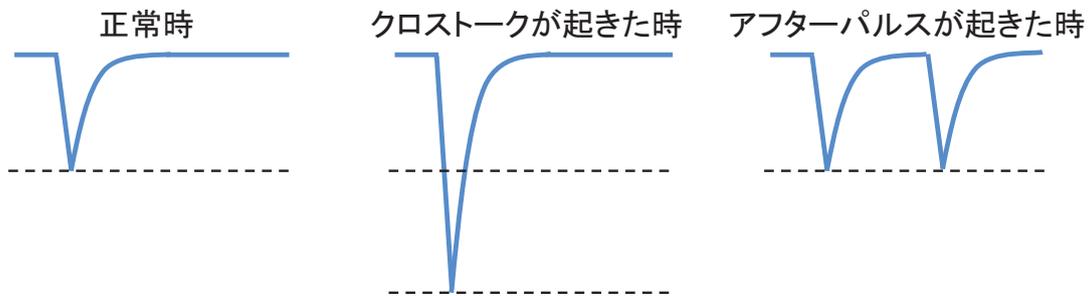


図 3.23 正常時とクロストーク、アフターパルスが起きたときの波形

#### 光子検出効率

光子検出効率 (PDE<sup>\*23</sup>) は入射した光子のうち検出できるものの割合であり、以下のように表すことができる。

$$\text{検出効率} = \text{量子効率} \times \text{開口率} \times \text{励起確率} \quad (3.5)$$

量子効率は入射した光子によって、キャリアが生成される確率である<sup>\*24</sup>。開口率は1ピクセルにおける受光部の面積の割合を表す。励起確率は光電子によってアバランシェ増幅が起きる確率を表す<sup>\*25</sup>。

<sup>\*21</sup> PMTのノイズレートは $\sim 10^3 \text{ Hz}$ である

<sup>\*22</sup> 結晶格子における原子の欠除や不純物原子の混入などによる格子配列の乱れ

<sup>\*23</sup> Photon Detection Efficiency

<sup>\*24</sup> 量子効率は受光感度  $S[\text{A/W}]$  と入射した光子の波長  $\lambda$  から

$$\text{量子効率} = \frac{S \times 1240}{\lambda} \times 100$$

と表される

<sup>\*25</sup> 印加電圧が高いほど励起確率は大きくなる

MPPC へのバイアス電圧を上昇させると、ゲインや検出効率、時間分解能が高くなる一方、ノイズレートやクロストーク&アフターパルスレートも高くなってしまいます。これらの影響を考慮し、実機においては MPPC のバイアス電圧はゲインが約  $7 \times 10^5$  となるオーバー電圧 1.4V 付近にバイアス電圧を調整することにした。MPPC は後述の PCB コネクタにより同軸ケーブルと接続され、MPPC からの信号はケーブルを伝搬し、後述の Trip-t Front end Board(TFB) により読み出される。

### 3.4.4 その他のパーツ

#### 3.4.4.1 GOMI コネクタ

GOMI コネクタ\*26[29] は T2K 京都大学グループにより開発されたファイバーと MPPC を接続するためのプラスチック製のコネクタである。GOMI コネクタはファイバー用と MPPC 用の 2 つのパーツからなり (図 3.24, 3.25)、それらを組み合わせることでファイバーの端面と MPPC の受光面を接近させることができる (図 3.26)。これによりファイバーと MPPC の間での光量の損失を最小限にし、またコネクタの構造上、光漏れも防ぐことができる。

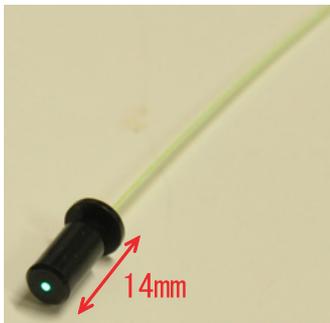


図 3.24 ファイバー用 GOMI コネクタ

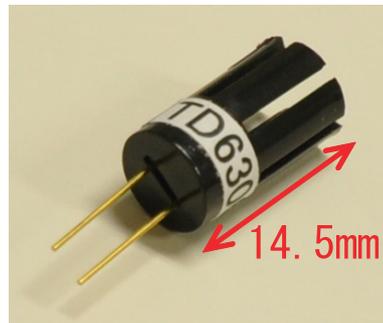


図 3.25 MPPC 用 GOMI コネクタ

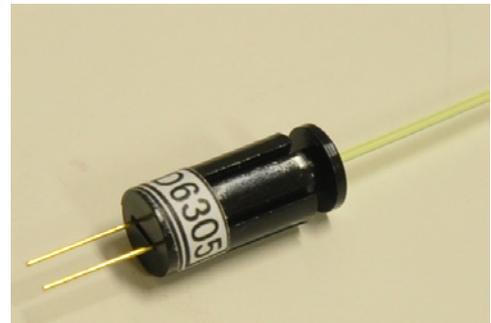


図 3.26 接続した GOMI コネクタ

#### 3.4.4.2 PCB コネクタ

MPPC は小型の PCB コネクタ\*27 (プリント基板用コネクタ、図 3.27) により同軸ケーブルと接続する (図 3.29, 3.28)。

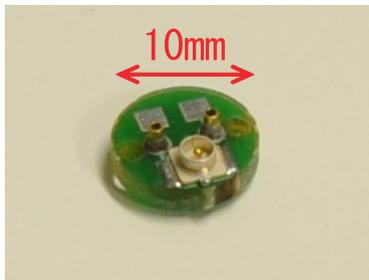


図 3.27 PCB コネクタ

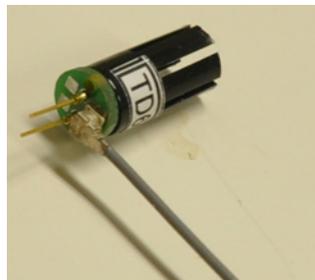


図 3.28 接続した PCB コネクタ

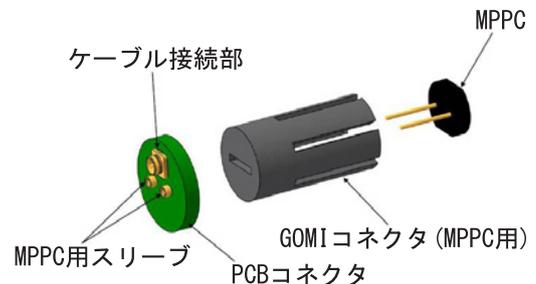


図 3.29 PCB コネクタによる接続の概念図

\*26 General Optical MPPC Injection Connector 及び開発者の五味氏に由来する

\*27 Printed Circuit Board Connector

### 3.4.4.3 同軸ケーブル

MPPC と読み出しボード (TFB) をつなぐ同軸ケーブルはヒロセ電機の同軸ケーブル U.FL-2LP-068N1-1700 を使用した。Proton Module においてはヒット時間を測定するため、全てのチャンネルからの信号のケーブル中の伝搬時間が等しくなるように、ケーブルの長さは全て 1250mm<sup>\*28</sup>とした。

## 3.5 データ取得システム

Proton Module のデータ取得システムは既存の前置検出器と共通のシステムを採用した。前置検出器のデータ取得システムはイギリスのラザフォード研究所、インペリアル大学、オックスフォード大学が中心となり開発されたものであり、これまでのビーム運転により十分に安定した動作が確認されている。

### 3.5.1 エレクトロニクス

エレクトロニクスは Trip-t Front end Board(TFB) と Back End Board(BEB) から構成される。まず MPPC からの電気信号は同軸ケーブルを伝搬して TFB(図 3.30, 3.31) によりデジタル変換される。TFB

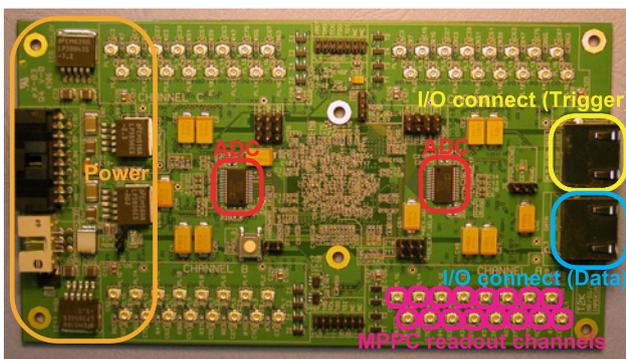


図 3.30 TFB の表側

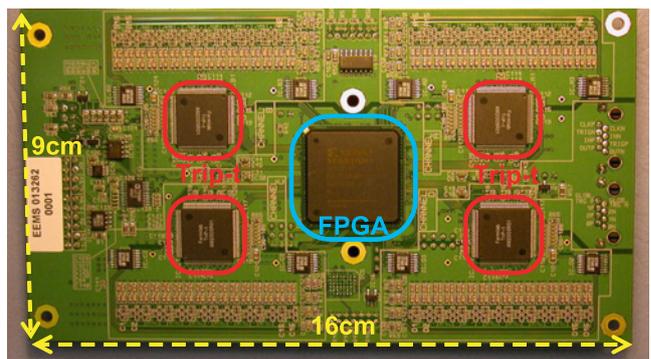


図 3.31 TFB の裏側

は Trip-t<sup>\*29</sup>[30] と呼ばれるチップを 4 枚用いた読み出しボードであり、TFB1 枚で最大 64 個の MPPC の同時読み出しを行うことができる。TFB は以下のような機能を持ち、その仕様は表 3.4 の通りである。

- 電荷量のデジタル化 (ADC)
- ヒット時間のデジタル化 (TDC)
- 各 MPPC への印加電圧の調整  
(各 MPPC のブレークダウン電圧が異なるため、すべての MPPC を同じオーバー電圧において動作させるためには、各 MPPC への印加電圧の調整が必要となる。)

\*28 この長さは TFB からの距離が最も遠いチャンネルにおいて必要な最短な長さであり、後述の詳細な検出器のデザインが決定した後で決定した

\*29 TRIGGER and Pipeline with Timing : フェルミ研究所により開発された信号読みだし用チップ。D0 実験での使用実績がある。

表 3.4 TFB の基本仕様

ADC のダイナミックレンジ	0~ 500p.e.
ADC のノイズレベル	<0.21p.e.
ADC の非線形性	<5%
TDC の時間分解能	2.5ns
MPPC への印加電圧の調整範囲	0~5V
MPPC への印加電圧の調整のビット数	8 ビット

TFB は STP ケーブル (Shielded Twisted Pair Cable) により BEB(図 3.32) と接続される。BEB は、Readout Merger Module(RMM) , Cosmic Trigger Module(CTM), Master Clock Module(MCM) から構成され<sup>\*30</sup>、それぞれ次のような機能を持つ。



図 3.32 Back End Board (BEB)

#### RMM

トリガー信号や制御信号を TFB に送り、TFB からのデータを統合して PC に転送する。

#### CTM

TFB からヒット情報を読み込み、宇宙線トリガーを生成する。指定した ADC カウントの閾値を超えているチャンネルをヒットチャンネルとし、ヒットチャンネルが 2 チャンネル以上ある TFB をヒット TFB としたとき、CTM は指定した TFB がすべてヒット TFB であった場合に宇宙線トリガーを生成する。この TFB の指定の仕方は最大 4 通りまで設定することができ、そのうちいずれかで条件を満たしたときに宇宙線トリガーが生成される。

#### MCM

ビームラインからビームトリガー、CTM から宇宙線トリガーを受け取り、RMM を通じて TFB にトリガー情報を送る。

TFB,BEB とともに FPGA<sup>\*31</sup>により制御されており、ファームウェアのアップグレードにより、システムのバグを修正したり、動作を変更することができる。TFB と BEB により構成されるエレクトロニクスの概要を図 3.33 に示す。

<sup>\*30</sup> RMM, CTM, MCM は同一のボードを用いており、ファームウェアの書き換え、どの用途にも使用できる

<sup>\*31</sup> Field-Programmable Gate Array

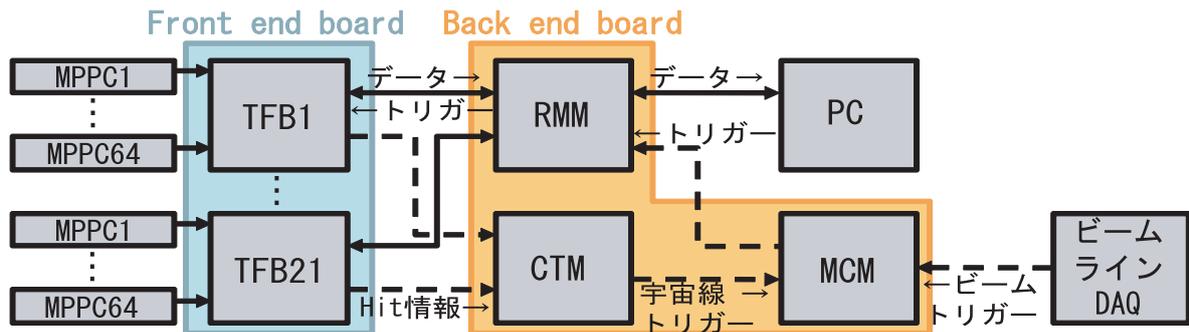


図 3.33 エレクトロニクス概要

### 3.5.2 トリガー

データ取得の際のトリガーは以下の3種類のモードがあり、それらを組み合わせて複数のトリガーモードによりデータを取得することもできる。

#### ビームトリガー

ビームデータを取得するためのトリガーであり、ビームラインより送られる。

#### 宇宙線トリガー

宇宙線データを取得するためのトリガーであり、TFBのヒット情報からCTMにより生成される。

#### ピリオディックトリガー

一定の周期で発生するトリガーであり、MPPCのダークカウントによるゲイン、ノイズレートの測定などに用いられる。

いずれのトリガーモードにおいても、トリガー信号を受けたTFBはゲートとその後の読み出しボードのリセットからなるサイクルを23サイクル繰り返す。その23サイクル分のデータをバッファに保持し、一度にBEBに転送する。ゲート時間は100nsec~2000nsecで調整することができ、リセット時間は100nsである。このリセット時間は不感時間となる。前置検出器においてはサイクルの時間間隔がビームのバンチの時間間隔(580ns)と等しくなるように、ゲート時間を480nsecに設定し(図3.34)、また2009年のビームコミッショニングにおいてビームのバンチのタイミングに合わせてゲートが開くようにトリガーの遅延時間を調整した。Proton Moduleにおいても同様の設定でデータ取得を行う。

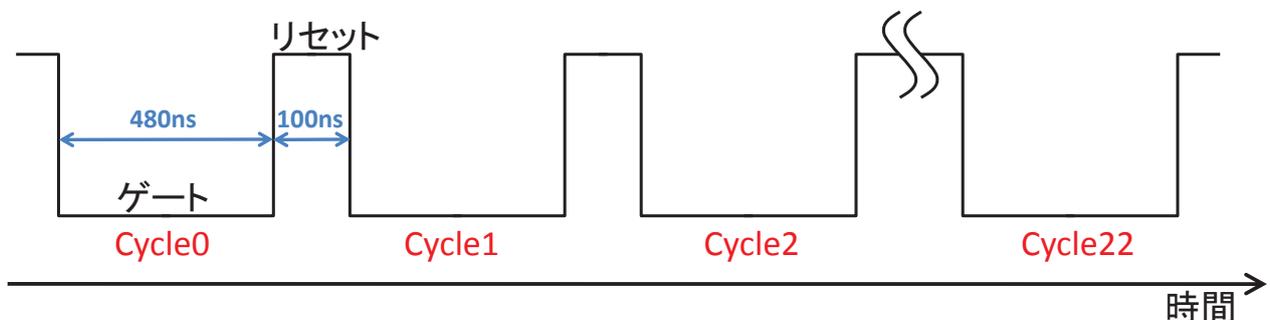


図 3.34 ゲートとリセットの時間

### 3.5.3 データ取得ソフトウェア

Proton Module のデータ取得システムは MIDAS<sup>\*32</sup>[31][32] により制御する。MIDAS は PSI と TRIUMF により開発されたデータ収集用ミドルウェアであり、T2K 実験のビームラインや前置検出器のデータ取得システムにおいて採用されている。MIDAS はイベントビルダ、遠隔操作用 WWW インターフェイスなどを提供しており、データ取得の開始、終了、中断やトリガーモードの変更などの様々な操作やデータ取得状況の確認を遠隔地からウェブブラウザにより行うことができる (図 3.35)。データの出力は MIDAS 独自のファイルフォーマット (MIDAS ファイル) を用いる<sup>\*33</sup>。

MIDAS experiment "INGRID"		Fri Dec 18 17:24:19 2009 Refr:3			
Run #6106	Stopped	Alarms: On	Restart: Yes	Data dir: /data/ingrid/	
Start: Fri Dec 18 17:23:51 2009		Stop: Fri Dec 18 17:24:12 2009			
Equipment	FE Node	Events	Event rate[/s]	Data rate[MB/s]	Analyzed
FPN00	fpn00@t2kingridfpn0.ingriddaq	1	0.0	0.000	N/A
FPN01	fpn01@t2kingridfpn1.ingriddaq	1	0.0	0.000	N/A
FPN02	fpn02@t2kingridfpn2.ingriddaq	0	0.0	0.000	N/A
EB	Ebuilder@t2kingridlogger.ingriddaq	0	0.0	0.000	N/A
Channel	Events	MB written	Compression	GB total	
#0: ingrid_00006106_0000.daq.mid	2	0.992	N/A	700.119	
17:24:15[fpn00,DEBUG] [DEBUG1 ] MFE: Run stop update: stopPending=0 lastEvent=0 lastEventLogged = 0					
daqWatcher [t2kingridlogger.ingriddaq]	mhttpd [t2kingridlogger.ingriddaq]	Logger [t2kingridlogger.ingriddaq]			
Ebuilder [t2kingridlogger.ingriddaq]	ODBEdit [t2kingridlogger.ingriddaq]	TimTest [t2kingridom.ingriddaq]			
fpn00 [t2kingridfpn0.ingriddaq]	fpn01 [t2kingridfpn1.ingriddaq]	fpn02 [t2kingridfpn2.ingriddaq]			

図 3.35 INGRID における MIDAS 画面

\*32 Maximum Integration Data Acquisition System

\*33 解析を行う際に、MIDAS ファイルから必要な情報のみを取り出して ROOT ファイル [33][34] に変換をする

## 第 4 章

# デザインの決定

Proton Module に使用できるシンチレータは表 4.1 の通りである。

表 4.1 Proton Module に使用できるシンチレータ

タイプ	幅 (mm)	厚さ (mm)	長さ (mm)	質量 (g)	本数
INGRID 型	5	1	1299	約 650	105
			1203	約 600	634
			1119	約 560	118
SciBar 型	2.5	1.3	3000	約 1000	283

また Proton Module に与えられた前置検出器ホールにおけるスペースは INGRID の縦型モジュール、横型モジュール、非十字モジュールの間の  $4\text{m} \times 1.1\text{m}$  の領域である。これらの制限のもとで最高の性能を得るため、モンテカルロ・シミュレーションにより検出器のデザインを、最適化した。

ここで行ったモンテカルロ・シミュレーションの手順は以下の通りである。まずビームラインシミュレーションプログラム JNUBEAM を用いて、J-PARC の加速器によるニュートリノ生成をシミュレートし、前置検出器ホールの Proton Module の設置位置におけるニュートリノビームを予測する。次にニュートリノ反応シミュレーションプログラム NEUT を用いて、ニュートリノ反応による二次粒子の生成をシミュレートする。最後に GEANT4 を用いて構築した検出器シミュレーションにより、ニュートリノ反応により生成された二次粒子の Proton Module における検出をシミュレートする。

デザイン決定時には、モンテカルロ・シミュレーションのチューニングが十分でなく、シンチレータの反射材による不感領域は再現されていなかった。また実際のシステムにおいてはシンチレータ中での荷電粒子のエネルギー損失により、シンチレーション光が発せられ、それをファイバーで吸収、再発光、伝搬し、MPPC で検出するが、デザイン決定時のモンテカルロ・シミュレーションにおいては、シンチレータ中でのエネルギー損失に対する、シンチレータ、ファイバー、MPPC のレスポンスが再現されていなかった。そのため、今回は、あるシンチレータでニュートリノ反応からの二次粒子によるエネルギー損失がわずかでもあった場合、そのシンチレータにおいてヒットがあったと定義した。その後、モンテカルロ・シミュレーションは十分なチューニングを行ったので、それについては、第 6 章で詳細に述べる。

## 4.1 基本構造

Proton Module において飛跡が再構成されるイベントは Proton Module におけるニュートリノイベント以外に、Proton Module の外側でおきたニュートリノ反応からの二次粒子や宇宙線が Proton Module に入射するイベントがあり、それらを十分に排除する必要がある。宇宙線は偶発的に入射するため、ヒット時間により、大半を排除することができるが、外側でおきたニュートリノ反応からの二次粒子は、Proton Module におけるニュートリノイベントと同じタイミングでヒットが観測されるためヒット時間からは、ニュートリノイベントと区別することができない。またシンチレータのヒット情報を用いても、再構成された飛跡において粒子の進行方向を判別することができないため、外部から入射した粒子が、Proton Module 内部で静止したイベントと Proton Module におけるニュートリノ反応で生成された粒子が外部に突き抜けたイベントを正確に区別することは難しい。

ここで Proton Module を設置するビーム中心軸上におけるニュートリノビームの相互作用により生成された二次粒子がビーム軸のビーム進行方向となす角度の分布を図 4.1 に示す。これを見るとビームの下流方向 (90° 未満) に放出される二次粒子が大半を占めていることがわかる。これは Proton Module 内部で反応するニュートリノだけでなく、外部で反応するニュートリノについてもいえることである。よって外部から進入する粒子を効率よく排除し、Proton Module におけるニュートリノイベントを効率よく選択するために、データ取得後のイベント選択において、Proton Module

の上流から粒子が Proton Module に入射するイベントを排除し (図 4.2)、Proton Module 内部におけるニュートリノ反応による粒子が下流に放出されるイベントを選択することにし (図 4.3)、それが可能な構造を設計した。

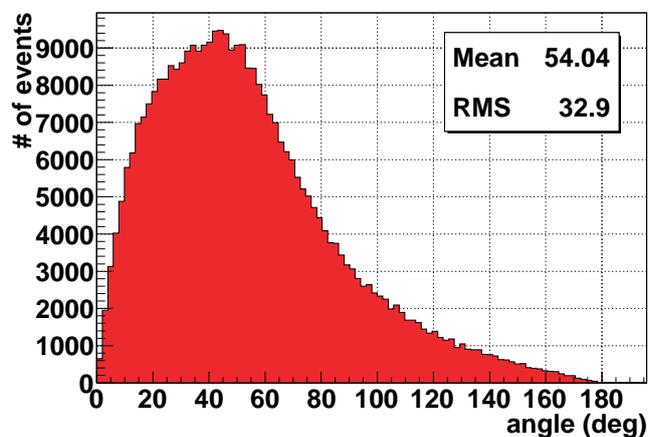


図 4.1 ニュートリノ反応から二次粒子の散乱角

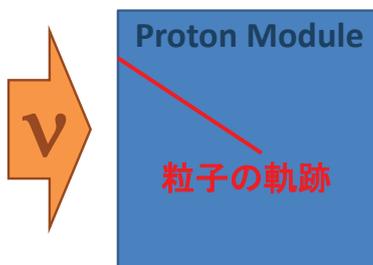


図 4.2 排除するイベント

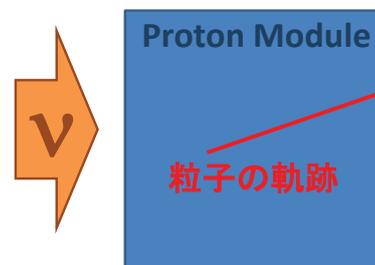


図 4.3 選択するイベント

## 4.2 トラッキングプレーン 1 層の構造

最初にトラッキングプレーンの構造を決定する。トラッキングプレーンは3次元飛跡を再構成するためにX層とY層を交互に配置する。外部からProton Moduleに入射する粒子の大半は正面から入射してくるため、最上流のX層とY層は、正面からProton Moduleに進入する荷電粒子を検出し、排除するためのものとし、残りの層をニュートリノ標的としての有効領域とし、その領域におけるニュートリノ反応のみを選択することにした。X層とY層が同じ構造でも、それらがはみ出すことなく重なるように、1層を正方形に近い形状で構成する。

Proton Moduleに使用できるシンチレータのうち大半を占めるのは長さ1203mmのINGRID型シンチレータと長さ3000mmのSciBar型シンチレータである。これらが無駄なく使って、トラッキングプレーンをつくるために、3000mmのSciBar型シンチレータを1203mm×2本に切断し、それを1203mmのINGRID型シンチレータと組み合わせて1203mm×1200mmのトラッキングプレーンを構成することにした。切断後の1203mmのSciBar型シンチレータは566本となる。3000mmのSciBar型シンチレータを切断した際に余る594mm(実際には切断時に刃に削られるので591mm程度となる)のシンチレータは、オプティカルセメントで接着してトラッキングプレーンのシンチレータとして使用することを検討したが、宇宙線を用いた試験により接着後のシンチレータは十分な性能が得られないことがわかったため、今回は使用しないことにした(付録B.2で詳述)。

SciBar型シンチレータはINGRID型シンチレータに比べて、幅が狭いため、位置分解能が高く、また厚いため、幅当たりのニュートリノ反応数も多くなる。よってSciBar型シンチレータは最も検出効率が高くなる領域で有効に使用すべきである。そのため、モンテカルロ・シミュレーションを用いてニュートリノ反応点と検出効率の関係を見積もった。

この見積もりに用いた、仮の検出器モデルはINGRID型シンチレータのみを24枚並べたものを1層とし、それを20mmずつ距離を置いて、X層とY層を交互に22層配置したものである。また検出効率については、複数の飛跡を再構成することができるかを評価するために、CCQE反応からの陽子とミュオンの両方が検出できる効率を見積もった。

本研究において確立した、シンチレータのヒットから粒子の飛跡を再構成する方法について、7.1で述べるが、デザイン決定時には、まだこの方法が確立されていなかったため、陽子とミュオンの両方がそれぞれ別のシンチレータで3層以上のヒットを起こす効率を見積もった。3層以上のヒットを要求したのは、シンチレータのヒットが一直線上にあるかを判別するためには最低で3点でのヒットが必要となるためである。陽子とミュオンが別のシンチレータでヒットを起こすことを要求したのはたとえ陽子とミュオンがともに3層以上でヒットを起こしたとしても、それらが同じシンチレータであった場合、1本の飛跡しか再構成することができないためである。シミュレーションの結果、見積もられたニュートリノ反応点と検出効率の関係は図4.4, 4.5のようになった。

これを見ると、トラッキングプレーンの中心部においては、端と比べて検出効率が高くなる。これは、トラッキングプレーン端においてニュートリノ反応が起きたイベントは、二次粒子が、シンチレータで3層以上のヒットを起さずに、端から抜け出してしまう確率が多いためである。よってSciBar型シンチレータは各トラッキングプレーンの中心部に配置することにした。ただ最上流のX層とY層は正面から進入する粒子を検出するためのものであり、高い位置分解能は要求されないためINGRID型シンチレータのみで構成することにした。

INGRID型シンチレータとSciBar型シンチレータを組み合わせて1203mm×1200mmのトラッキン

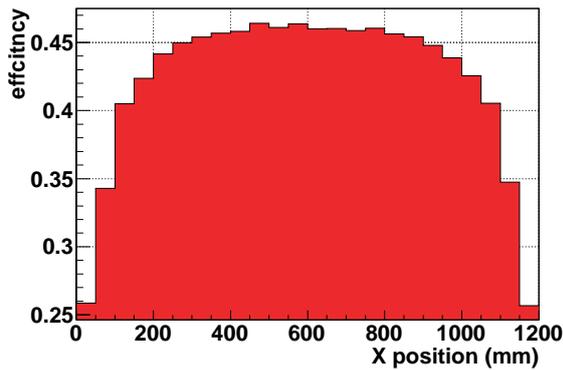


図 4.4 反応点の X 座標と検出効率  
1 ピンは INGRID 型シンチレータの幅 (5cm)

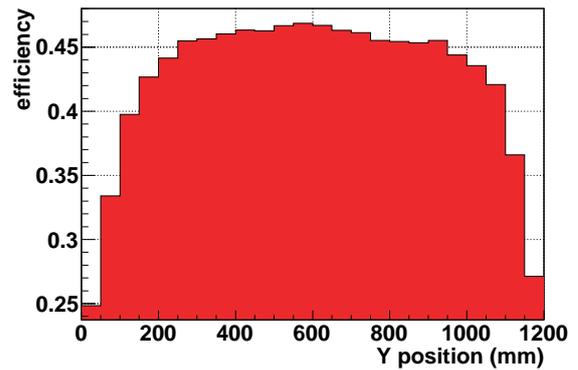


図 4.5 反応点の Y 座標と検出効率  
1 ピンは INGRID 型シンチレータの幅 (5cm)

グプレーンを構成するには 25 通りの組み合わせがあり、それぞれの組み合わせでトラッキングプレーンを構成した場合、Proton Module に使用できるシンチレータを用いて、つくることができるプレーン数と総チャンネル数は表 4.2 のようになる。ただしシンチレータに不良品が含まれていたり、切断時などに失敗し使用できなくなるものがあると、必要数以上の本数が必要となるため、INGRID 型シンチレータと SciBar 型シンチレータについて、それぞれの必要数の 3% のスペアを確保しておくことを必須とした。

表 4.2 トラッキングプレーンの構成

1 層の INGRID 型の本数	0	...	14	15	16	17	18	19	...	24
1 層の SciBar 型の本数	48	...	20	18	16	14	12	10	...	0
1 層のチャンネル数	48	...	34	33	32	31	30	29	...	24
最大プレーン数	10	...	26	30	<u>34</u>	<u>34</u>	<u>34</u>	32	...	26
総チャンネル数	480	...	884	990	<u>1088</u>	1054	1020	928	...	624

これを見ると 1 層を INGRID 型シンチレータ 16 本と SciBar 型シンチレータ 16 本で構成したとき、つくることができるプレーン数及びチャンネル数が最大となる。よってトラッキングプレーン 1 層は INGRID 型シンチレータ 16 本と SciBar 型シンチレータ 16 本で構成し、16 本の SciBar 型シンチレータを中心部に、INGRID 型シンチレータを 8 本ずつ端に配置する構造を決定した。この構成ではトラッキングプレーン 2 層のチャンネル数が 64 チャンネルとなり、TFB1 枚の最大読み出しチャンネル数と一致するため、TFB のすべての読み出しチャンネルを無駄なく使い、必要な TFB 数を最小限に抑えることができる。

### 4.3 トラッキングプレーンの配置

次にトラッキングプレーンの配置を決定する。各トラッキングプレーン間の距離と検出器の性能の関係を見積もるため、モンテカルロ・シミュレーションによりトラッキングプレーン間の距離を 20mm, 23mm, 26mm, 29mm としたときの検出器の性能を見積もった。

まず CCQE 反応からの陽子とミュオンがそれぞれ 3 層以上でヒットを起こす効率を図 4.6 に示す。ここでは陽子とミュオンが別のシンチレータでヒットを起こすことを要求していない。これを見るとその効率はプレーン間の距離が近いほど高い。これはプレーン間の距離が遠いとニュートリノ反応からの二

次粒子が、シンチレータで 3 層以上のヒットを起こさずに、端から抜け出してしまふ確率が増えるためである。

次に CCQE 反応からの陽子とミュオンが別のチャンネルでそれぞれ 3 層以上でヒットを起こす効率を図 4.7 に示す。これを見ると、陽子とミュオンが別のシンチレータでヒットを起こすことを要求しないときは、効率が最も高かった距離が 20mm のときの効率が 23mm のときより低くなっていることがわかる。これはプレーン間の距離が近いと、陽子とミュオンが同じシンチレータでヒットを起こす確率が増えるためである。

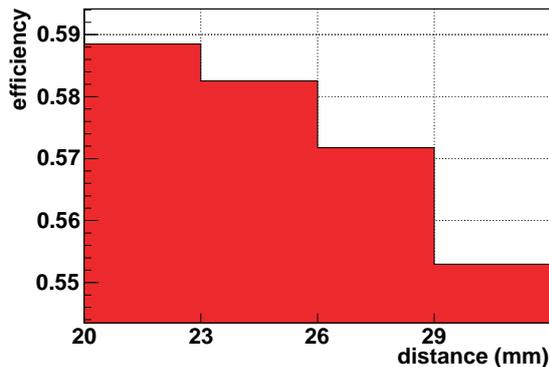


図 4.6 プレーン間の距離と検出効率  
(別のシンチレータでのヒットを要求しない場合)

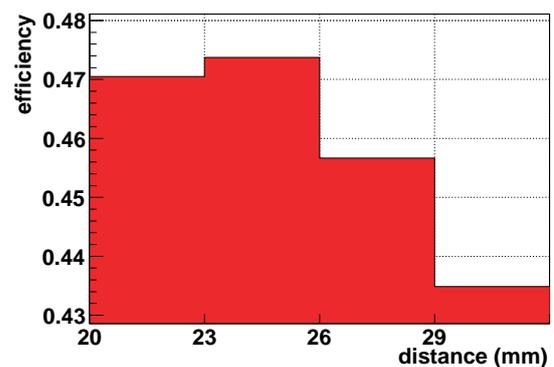


図 4.7 プレーン間の距離と検出効率  
(別のシンチレータでのヒットを要求する場合)

Proton Module においてはニュートリノ反応点からの複数の荷電粒子を高効率で検出することが要求されるため、トラッキングプレーン間の距離は 23mm に決定した。ただし INGRID 型シンチレータのみで構成された最上流の 2 層と SciBar 型シンチレータと INGRID 型シンチレータから構成されたその他の 34 層の間の距離は構造上の理由から 27mm とした。以上のことから、トラッキングプレーン間の距離は図 4.8 のように、トラッキングプレーンの構造は図 4.9 のように決定した。またトラッキングプレーンの座標系を図 4.9 に示すように、ビーム方向を Z 軸、それに垂直な水平軸、鉛直軸を X 軸、Y 軸と設定する。

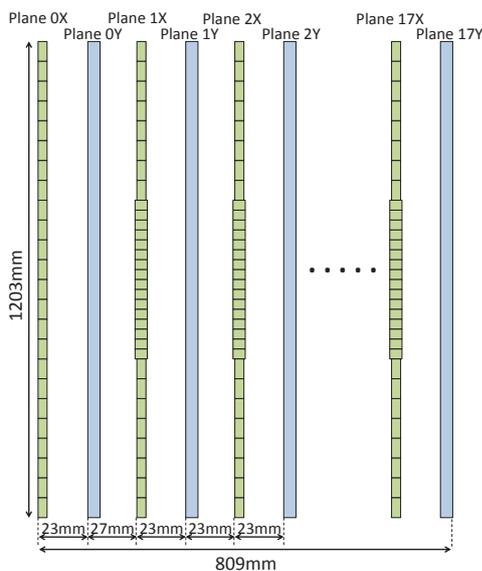


図 4.8 トラッキングプレーンの配置

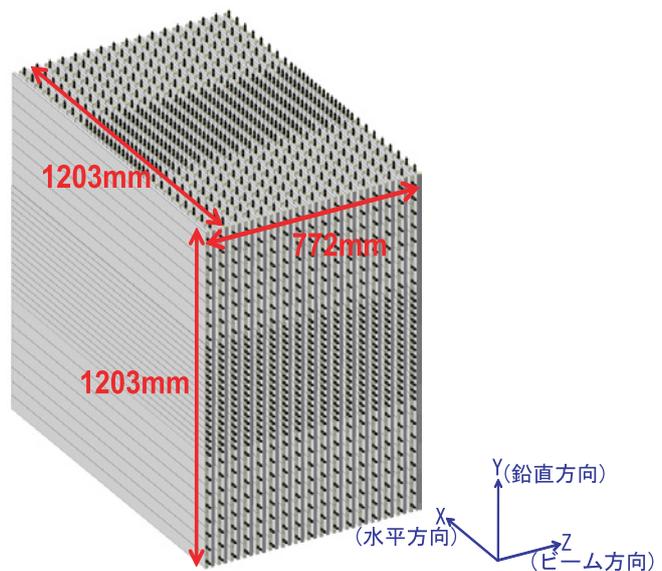


図 4.9 最上流のプレーンを除いたトラッキングプレーン

## 4.4 Veto プレーンの構造

Veto プレーンはトラッキングプレーンの上下左右に配置され、トラッキングプレーンの最上流の層と共に、トラッキングプレーンの有効領域を囲み、Proton Module の外部から進入する粒子を検出し、それらを Proton Module 内部でのニュートリノイベントにより生成される粒子と区別する。

外部から進入する粒子を効率よく排除し、Proton Module におけるニュートリノイベントを効率よく選択するために、上流から Veto プレーンを通り Proton Module に入射した粒子を検出し、それらのイベントを排除する(図 4.10) 一方、Proton Module 内部から下流に突き抜ける粒子はニュートリノイベントの候補として選択する(図 4.11)。

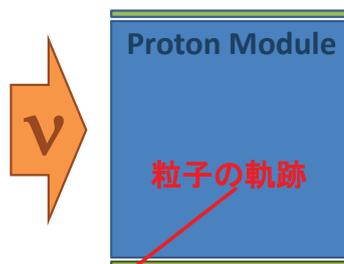


図 4.10 排除するイベント

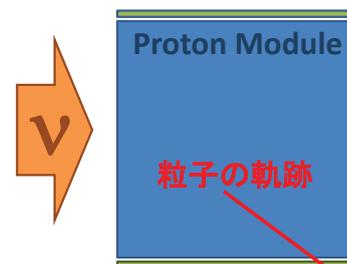


図 4.11 選択するイベント

そのためには Veto プレーンにおいてビーム軸方向 (Z 方向) の位置情報を得られることが必要となるため、Veto プレーンのシンチレータはビーム軸と垂直方向に走るように配置することにした。

外部から入射する粒子を、効率よく検出するために、Veto プレーンは、最小限の隙間で、トラッキングプレーンを覆わなくてはならない。まずトラッキングプレーンの最上流の層と Veto プレーンの隙間を小さくするためには、Veto プレーンをトラッキングプレーンに十分近づけて配置すべきである。後述のシンチレータの固定のための構造や読み出しの構造のスペースを考慮し、Veto プレーンはトラッキングプレーンから 50mm 離れたところに配置することにした。

また Veto プレーン間の隙間を小さくするため、Veto プレーンのシンチレータはトラッキングプレーンのシンチレータより長い 1250mm の INGRID 型シンチレータを用いることにした。この 1250mm のシンチレータは 1299mm の INGRID 型シンチレータを切断したものを用いる。ただ下の Veto プレーンのみ構造上の理由からトラッキングプレーンと同じ 1203mm の INGRID 型シンチレータを用いる。また Veto プレーンがトラッキングプレーンの 772mm の奥行き (Z 方向) を十分に覆うように、Veto プレーン 1 枚のシンチレータの数を 17 本とし、Veto プレーンの奥行き方向の長さが 850mm と、トラッキングプレーンの奥行きより十分に長くなるようにした。また、それぞれの Veto プレーンには TFB を 1 枚取り付け、その TFB で Veto プレーン 1 枚に含まれる 17 チャンネルの読み出しする。1 枚の Veto プレーンは図 4.12 のようになり、上流から見た Veto プレーンの取り付け位置は図 4.13 のようになる。

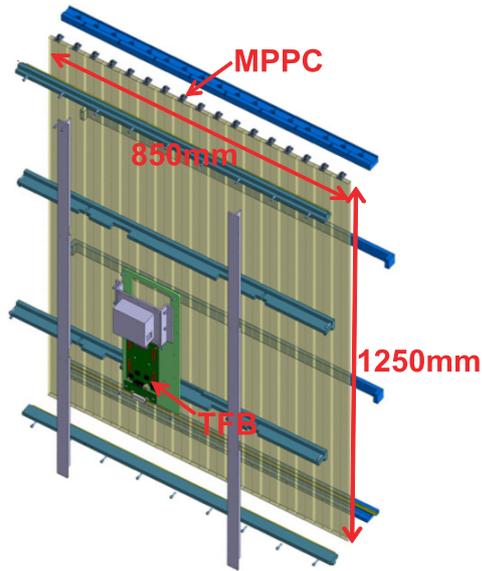


図 4.12 上左右の Veto プレーンの構造  
下の Veto プレーンはシンチレータの長さが 1203mm

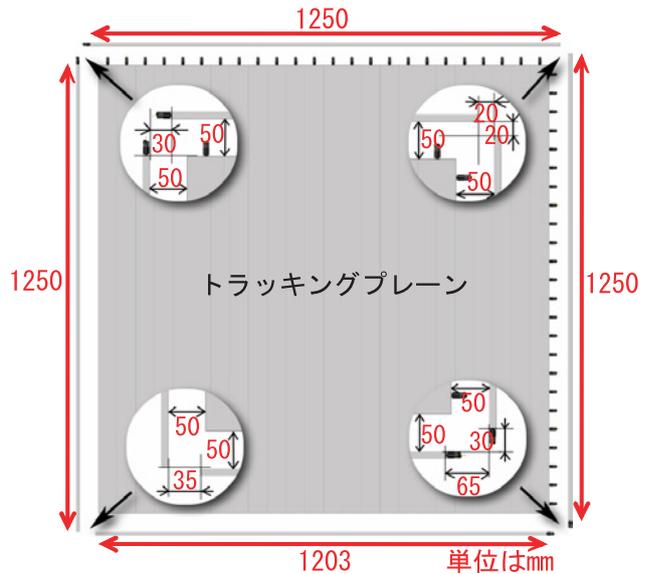


図 4.13 上流から見た Veto プレーンの位置

### 4.5 検出器全体のデザイン

トラッキングプレーンのシンチレータの固定や全体の遮光のために図 4.14 のような Proton Module 専用開発されたフレームを用いる。まずフレームの内側の壁に図 4.15 のような溝の刻み込まれた板を取り付ける。その溝に図 4.16 のようにシンチレータを 1 本ずつはめ込むことでシンチレータを固定する。

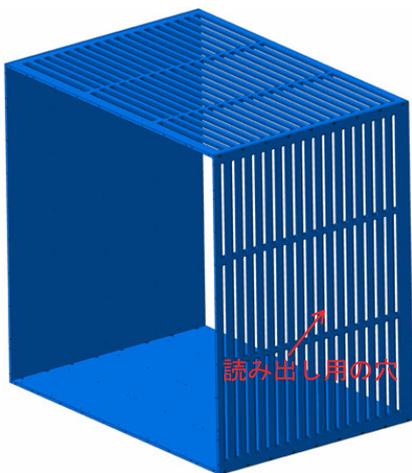


図 4.14 Proton Module のフレーム

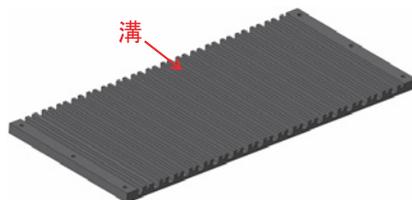


図 4.15 シンチレータ固定のための溝が刻まれた板

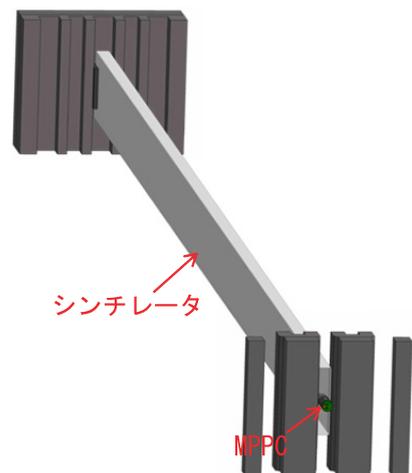


図 4.16 シンチレータの固定

フレームの上流から見て、上の面と右の面には読み出しのための穴があいており、その穴を通してシンチレータの穴にファイバーを挿入する (図 4.17)。ファイバーの先端は留め具で固定し、MPPC をとりつけ、同軸ケーブルで TFB と接続する (図 4.18)。

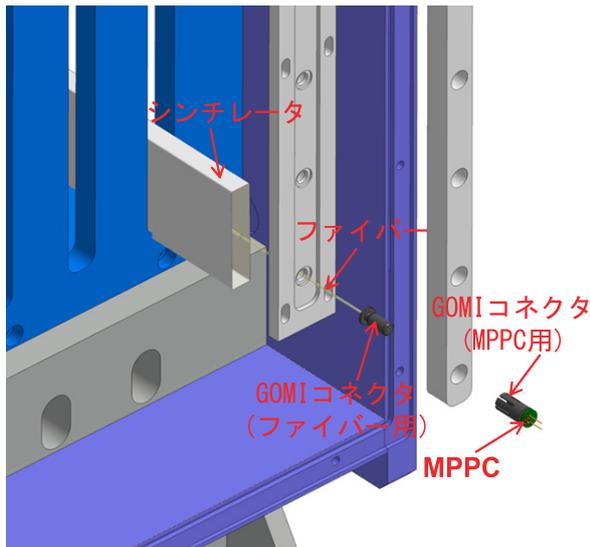


図 4.17 ファイバーと MPPC の取り付け

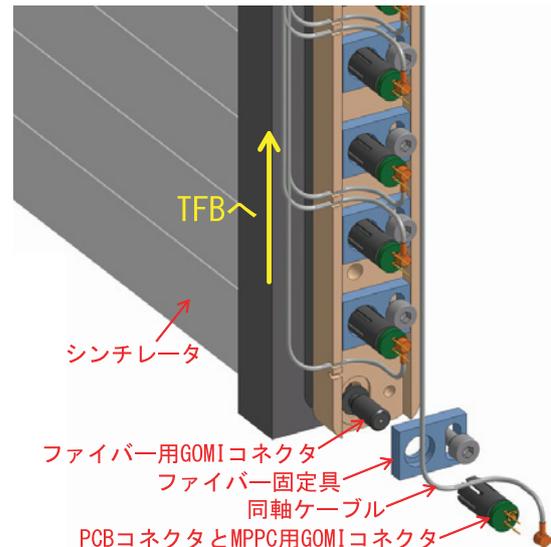


図 4.18 ケーブルとの接続

トラッキングプレーン用の TFB は図 4.19 のような箱の中に並べて配置され、TFB1 枚でトラッキングプレーン 2 層の読み出しをする。この箱はフレームの右上に取り付ける。フレームの上下左右には Veto プレーンを取り付け、さらに全体を覆い隠すように前後上下左右に遮光パネルを取り付ける。フレームの左上には TFB の低圧電源と MPPC の高圧電源を取り付ける。Proton Module 全体の構造は図 4.20 のようになる。

検出器全体の大きさは 1.42m×1.42m×0.96m であり、ニュートリノ標的となるトラッキングプレーンのシンチレータの総重量は 556kg、総チャンネル数は 1204 である。

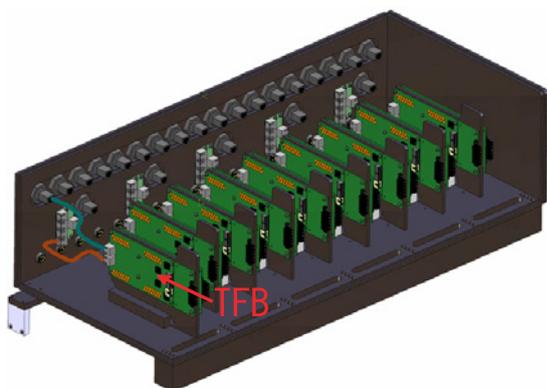


図 4.19 エレクトロニクスボックス

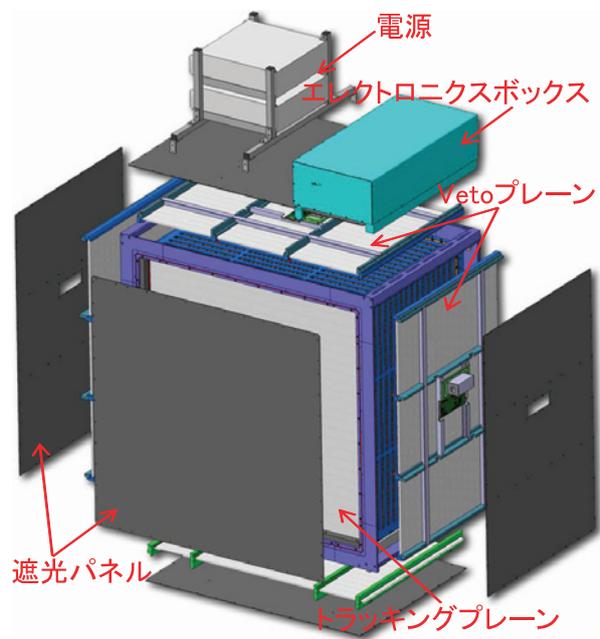


図 4.20 Proton Module 全体の概略図

## 4.6 検出器の移動のための設計

Proton Module の底部にはローラーを取り付け、図 4.21 のように前置検出器ホールの床に取り付けたレール上に設置する。これにより、ビーム中心から水平方向に  $\pm 1.5\text{m}$  の領域を容易に移動させることができる。

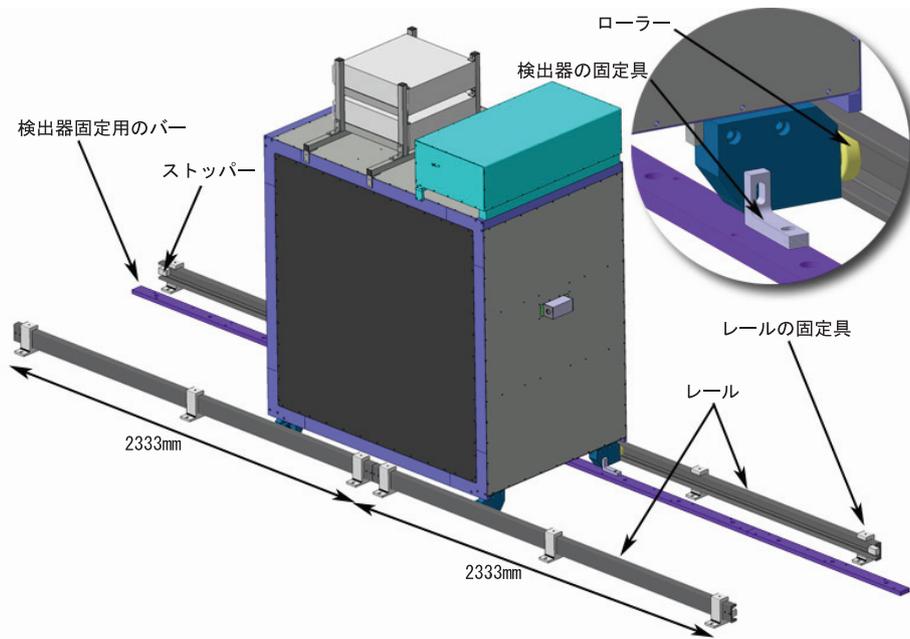


図 4.21 Proton Module 用レールのデザイン

Proton Module は最初はビーム中心軸上に設置し、その場所におけるニュートリノビームの反応断面積や低エネルギーニュートリノを測定する。その測定について物理結果を出せるだけの十分な統計がたまったら、ビーム中心から水平方向に  $1.5\text{m}$  移動させ、その場所において同様の測定を行う (図 4.22)。ビーム中心からずれた場所におけるニュートリノビームのエネルギー分布はビーム中心におけるそれとは異なるため、Proton Module における測定結果を比較することで、ニュートリノ反応や T2K 実験のニュートリノビームについてより理解を深めることができる。将来的には INGRID の非十字モジュールを移動して、よりビーム中心からずれた場所における測定を行う予定である (図 4.23)。

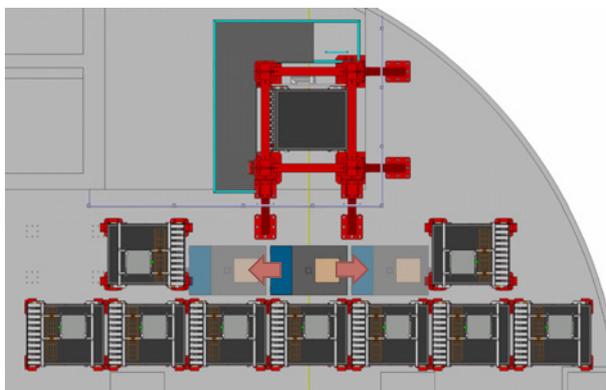


図 4.22 レールによる検出器の移動 (上から見たとき)

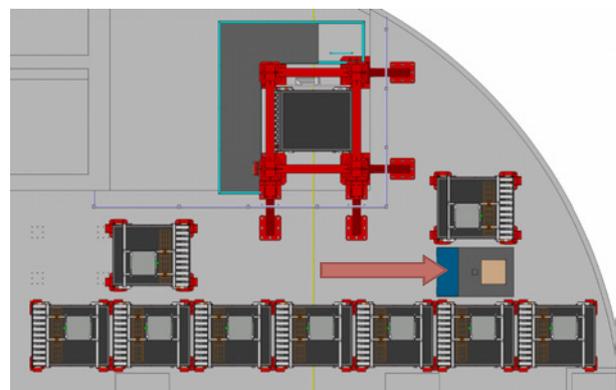


図 4.23 将来的な移動計画 (上から見たとき)

## 第5章

# ハードウェアの性能評価試験

### 5.1 MPPC の基礎特性試験

#### 5.1.1 試験方法

MPPC をガイガーモードで動作させるためには、ブレイクダウン電圧を正しく知る必要がある。またゲイン、ノイズレートといった基礎特性も、要請を満たしていることを確認する必要がある。よって Proton Module で用いる 1204 個すべての MPPC の基礎特性を事前に測定した。ここで測定する各 MPPC の基礎特性は組立後にそれらの測定値を組立前のものと比較することで、MPPC の付け間違いがないかを確認するためにも利用する。

この測定は 1204 個のうち 1116 個はフランスの LLR Ecole Polytechnique で 88 個は京都大学で行った。MPPC の基礎特性は温度に依存するため、ゲイン、ブレイクダウン電圧、ノイズレートは 15℃, 20℃, 25℃ における値を測定し、クロストーク&アフターパルスレートは 20℃ における値のみ測定した。

ゲイン、ブレイクダウン電圧、クロストーク&アフターパルスレートの測定においては遮光した恒温槽の中に MPPC を入れて、温度を制御した状態で、MPPC に LED からの 1p.e. レベルの光をあてて、その信号を ADC で読み出す (図 5.1)。この時、ADC へのゲートは LED の発光と同期して周期的に送られる。一方、ノイズレートの測定は、同様のセットアップにおいて、LED を発光させない状態で行った。基礎特性への要請は表 5.1 に示す通りである。

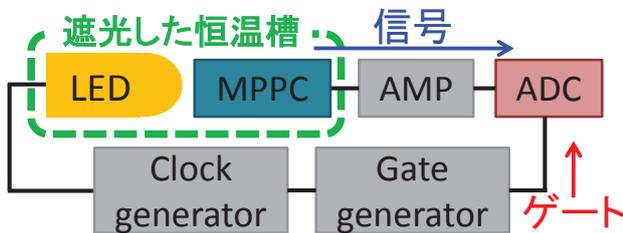


図 5.1 MPPC の基礎特性試験のセットアップ

表 5.1 MPPC の基礎特性への要請

基礎特性	要請
ブレイクダウン電圧	>65V <70V
ゲイン	$> 5 \times 10^5$
ノイズレート	<1500kHz
クロストーク&アフターパルスレート	<0.3

### 5.1.2 解析方法

解析には 0p.e.(ペDESTAL) と 1p.e. のピークを用いる。まず 0p.e. と 1p.e. のピークの ADC カウントの平均値  $ADC_{0p.e.}$ ,  $ADC_{1p.e.}$  と、それぞれのイベント数  $N_{0p.e.}$ ,  $N_{1p.e.}$  を以下のように決定する。

1. ADC 分布における 0p.e. と 1p.e. のピークを検出する\*1(図 5.2)。
2. 検出されたピークの値を初期値として二重ガウス関数で 2 つのピークをフィットする (図 5.3)。
3. 2. のフィッティングで得られたパラメータを初期値として、二重ガウス関数で再度フィットする (図 5.4)。
4. 3. のフィッティングで得られた二重ガウス関数の 2 つの平均値を  $ADC_{0p.e.}$ ,  $ADC_{1p.e.}$  とする。またフィット結果の二重ガウス関数を、それぞれのピークの平均値から  $\pm 3\sigma$  の範囲において積分した結果を  $N_{0p.e.}$ ,  $N_{1p.e.}$  とする (図 5.5)。

この結果から、それぞれの基礎特性を以下のようにして算出する。

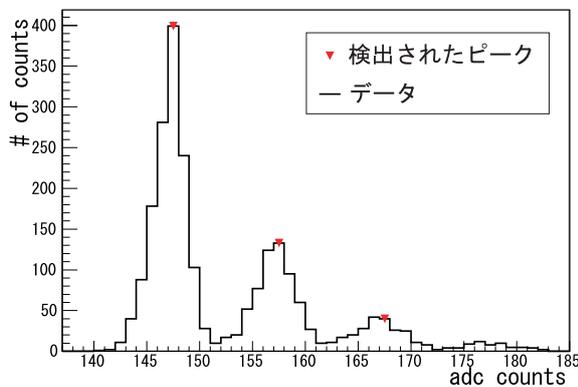


図 5.2 ピーク検出

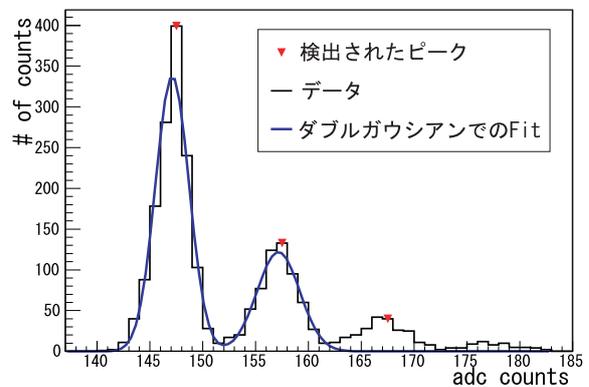


図 5.3 二重ガウス関数でフィット

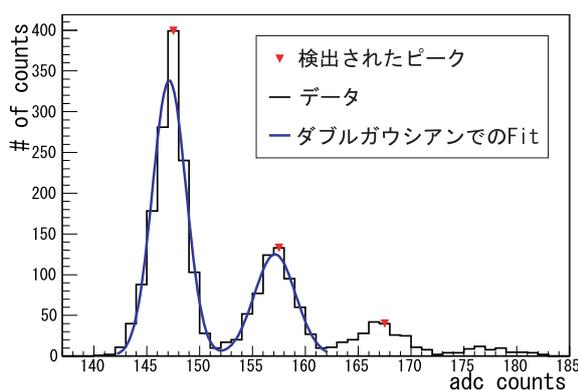


図 5.4 二重ガウス関数で再フィット

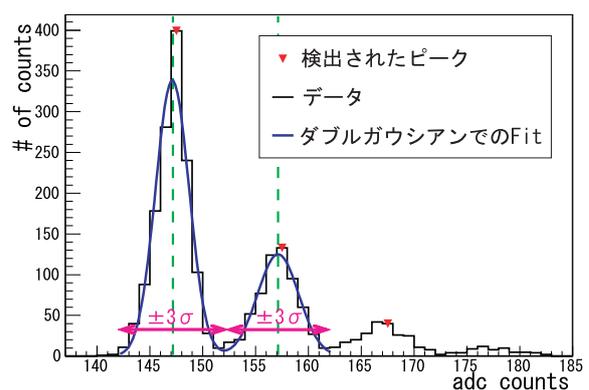


図 5.5 ピークから  $\pm 3\sigma$  の範囲で積分

\*1 データ解析プログラム ROOT<sup>[33][34]</sup> のピーク検出機能 (TSpectrum クラス) を用いる

5.1.2.1 ゲインの算出

ゲインは 0p.e. と 1p.e. のピークの ADC カウント数  $ADC_{0p.e.}$ ,  $ADC_{1p.e.}$  から以下のようにして求めることができる。

$$\begin{aligned} \text{ゲイン} &= \frac{Q_{single}}{e} \\ &= \frac{1p.e.あたりの ADC カウント数 \times 1ADC \text{ カウントあたりの電荷量}}{e} \\ &= \frac{(ADC_{1p.e.} - ADC_{0p.e.}) \times 1ADC \text{ カウントあたりの電荷量}}{e} \end{aligned} \quad (5.1)$$

5.1.2.2 ブレークダウン電圧の算出

ゲインとブレークダウン電圧  $V_{bd}$  は

$$\text{ゲイン} = \frac{Q_{single}}{e} = \frac{C}{e}(V_{bias} - V_{bd}) = \frac{C}{e}\Delta V \quad (5.2)$$

という関係である。オーバー電圧  $\Delta V (\equiv V_{bias} - V_{bd})$  が低いときゲインが低くなり、0p.e. と 1p.e. のピークを別々に検出することができなくなるため、ゲインを測定することができない。よってゲインを測定できる印加電圧の範囲で印加電圧とゲインの関係を測定し、その結果を 1 次関数でフィットし、その 1 次関数により外挿された、ゲインが 0 となる印加電圧をブレークダウン電圧の測定値する (図 5.6)。

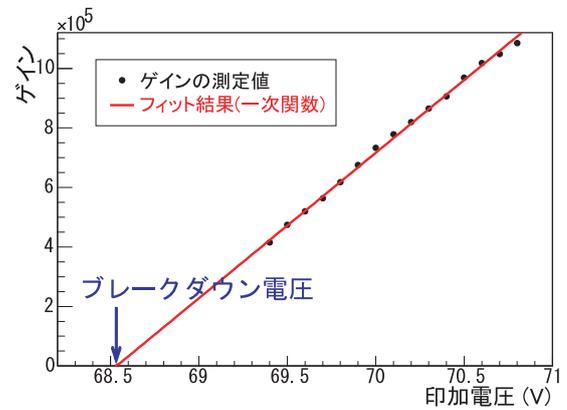


図 5.6 ブレークダウン電圧の算出方法

5.1.2.3 ノイズレートの算出

ノイズレートは検出された光電子数が期待値  $\lambda$  のポアソン分布となることを仮定し、0p.e. と 1p.e. のイベント数  $N_{0p.e.}$ ,  $N_{1p.e.}$ 、総イベント数  $N_{total}$ 、ゲート時間  $T_{gate}$  から、以下のようにして見積もる。

$$\begin{aligned} \text{ノイズレート} &= \frac{\sum_{i=1}^{\infty} i \times N_{ip.e.}}{T_{gate} \times N_{total}} \\ &= \frac{N_{total} \times \lambda}{T_{gate} \times N_{total}} \\ &= \frac{\ln(N_{total}) - \ln(N_{0p.e.})}{T_{gate}} \end{aligned} \quad (5.3)$$

5.1.2.4 クロストーク&アフターパルスレートの算出

クロストークやアフターパルスがない場合、検出された光電子数はポアソン分布になることが期待される。よって 0p.e. のイベント数  $N_{0p.e.}$  からポアソン分布を仮定して (期待値を  $\lambda$  とする)、期待される 1p.e. のイベント数  $N_{1p.e.}^{exp}$  を見積もることができる。実際にはクロストークやアフターパルスが起きるため、光子が 1 個しか入射していないイベントにおいても見かけ上の光電子数は 2p.e. 以上となることがあるため、観測される 1p.e. のイベント数  $N_{1p.e.}$  は  $N_{1p.e.}^{exp}$  より少なくなる。この差からクロストーク&アフターパルスレートを以下のように見積もる。

$$\begin{aligned}
 \text{クロストーク\&アフターパルスレート} &= \frac{N_{1p.e.}^{exp} - N_{1p.e.}}{N_{1p.e.}^{exp}} \\
 &= \frac{N_{0p.e.} \times \lambda - N_{1p.e.}}{N_{0p.e.} \times \lambda} \\
 &= \frac{N_{0p.e.}(\ln N_{total} - \ln N_{0p.e.}) - N_{1p.e.}}{N_{0p.e.}(\ln N_{total} - \ln N_{0p.e.})} \quad (5.4)
 \end{aligned}$$

### 5.1.3 試験結果

ゲイン、ブレイクダウン電圧、ノイズレート、クロストーク&アフターパルスレートの測定結果を図 5.7, 5.8, 5.9, 5.10 に示す。

これより Proton Module で用いる全 1204 個の MPPC のゲイン、ブレイクダウン電圧、ノイズレート、クロストーク&アフターパルスレートが要請を満たしていることを確認した。

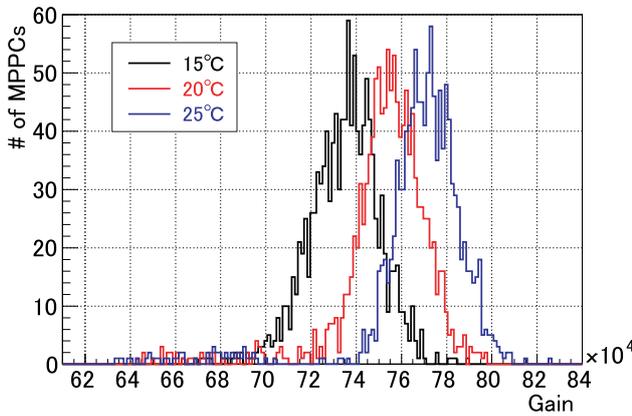


図 5.7 ゲイン ( $\Delta V = 1.4V$  のとき) の測定値

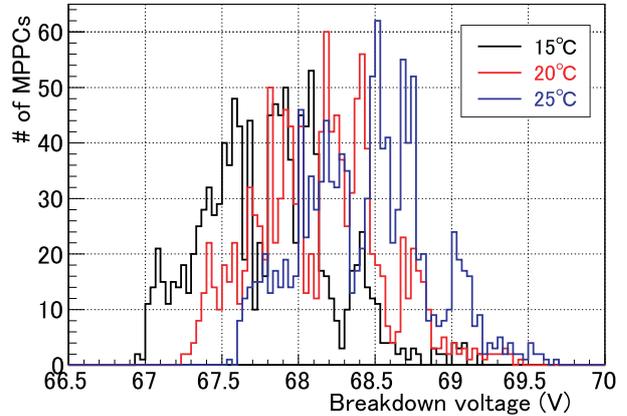


図 5.8 ブレイクダウン電圧の測定値

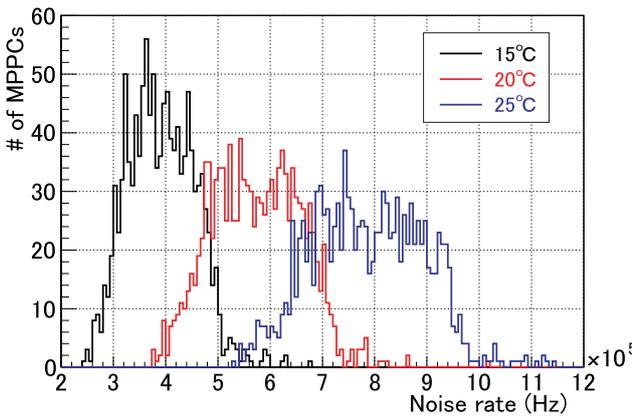


図 5.9 ノイズレート ( $\Delta V = 1.4V$  のとき) の測定値

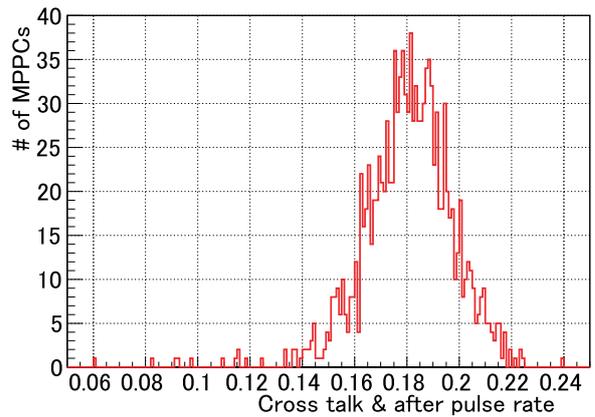


図 5.10 クロストーク&アフターパルスレート ( $\Delta V = 1.4V$  のとき) の測定値

## 5.2 シンチレータの性能評価試験

### 5.2.1 試験方法

フェルミ研究所製のシンチレータは SciBar においても INGRID においても、光量が極端に低いものはほとんどなかったため、組み立て前にすべてのシンチレータの性能を試験する必要はないと判断した。ただ極端な経年劣化がないことを確認するため<sup>\*2</sup>、無作為に抽出した 1203mm の INGRID 型シンチレータと切断後の 1203mm の SciBar 型シンチレータのそれぞれ 15 本について、宇宙線により性能を評価した<sup>\*3</sup>。この性能評価試験においては各シンチレータにおける平均光量の 15 本での平均値と RMS から光量が十分多いかということと、そのばらつきが十分に小さいかということの評価する。宇宙線試験のセットアップを図 5.11 に示す。

性能を評価するシンチレータの上下に同じサイズのトリガー用シンチレータを取り付け、すべてのシンチレータにファイバーを通して MPPC に接続する。トリガー用シンチレータの MPPC からの信号はディスクリミネータに送られる。ディスクリミネータは入力信号が閾値を超えたとき、NIM 信号<sup>\*4</sup>をコインシデンスへ送る。ディスクリミネータの閾値は 3p.e. における波高程度に設定した。コインシデンスは上下のトリガー用シンチレータのディスクリミネータから同時に NIM 信号が送られてきたときに、ゲートジェネレータへ NIM 信号を送り、ゲートジェネレータは ADC のゲート信号をつくる。すべてのシンチレータの MPPC からの信号は増幅器により増幅され、ADC へと送られ、ADC はゲート信号が送られたとき、すべてのチャンネルからの信号を読み込む。そのとき取得された上下のトリガー用シンチレータからの光量が共に 5p.e. 以上であったときのみ、ADC データをディスクに記録する。この記録された ADC カウント  $ADC_{measured}$  は MPPC の基礎特性試験のときに、測定された 0p.e. と 1p.e. のピークの ADC カウント  $ADC_{0p.e.}$ ,  $ADC_{1p.e.}$  により、以下のように光量に変換する。

$$\text{光量} = \frac{ADC_{measured} - ADC_{0p.e.}}{ADC_{1p.e.} - ADC_{0p.e.}} \quad (5.5)$$

上下のトリガー用シンチレータに用いる MPPC はノイズレートの低いものを選定し、トリガー用シンチレータに宇宙線が入射していないにもかかわらず、MPPC のダークカウントにより、宇宙線が入射しているものとされてしまうイベントを抑制する。試験中は室温を 20 に制御し、MPPC のオーバー電圧は 20 で 1.4V となるように設定した。

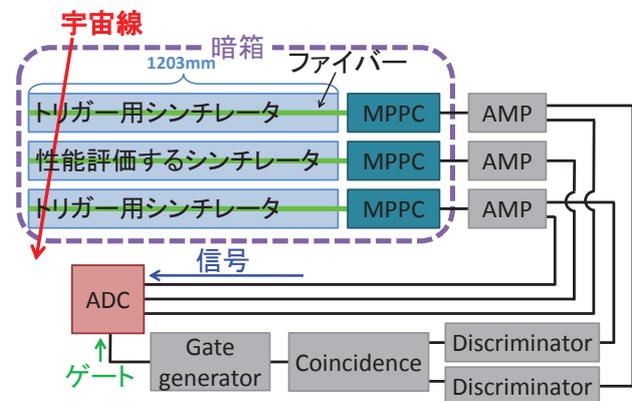


図 5.11 シンチレータの性能評価試験のセットアップ

<sup>\*2</sup> INGRID 型シンチレータは 3 年前、SciBar 型シンチレータは 8 年前に製造されたものである

<sup>\*3</sup> シンチレータのほとんどが KEK(茨城県つくば市)か J-PARC(茨城県東海村)にあったが、データ取得用 PC やモジュール、暗箱の都合で試験は京都で行った。この際、大量のシンチレータの移動が容易でなかったため 15 本にとどめた。

<sup>\*4</sup> NIM は Nuclear Instruments Modules の略であり、放射線・原子力測定機器に関する規格である。NIM 信号は立ち上がりの速い負極性の 800mV のパルスである。

シンチレータ 1 本の性能評価のために 10000 イベントの宇宙線データを取得し、データ取得終了後に性能を評価するシンチレータを交換する。その際に、トリガー用シンチレータ、ファイバー、MPPC などは交換せず同じものを用い、交換後の測定はセットアップの設定を変えずに行った。

また各シンチレータの平均光量のばらつきを評価する際に、測定誤差の影響を差し引くために、INGRID 型シンチレータ SciBar 型シンチレータのそれぞれにおいて性能を評価するシンチレータに同じものをセットしなおして 15 回測定をした。この試験の要請は平均光量の平均値が 20p.e. 以上、ばらつき (RMS/平均値) が 10% 未満である。

### 5.2.2 試験結果

INGRID 型シンチレータと SciBar 型シンチレータの典型的な光量分布を図 5.12, 5.13 に示す。

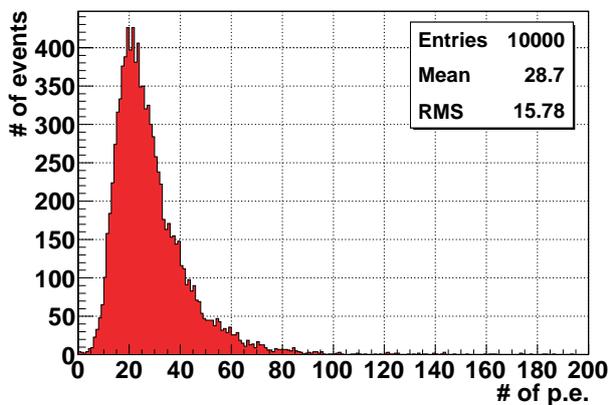


図 5.12 INGRID 型シンチレータの典型的な光量分布

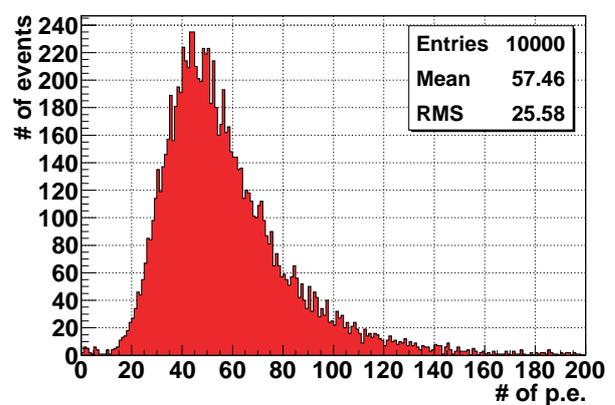


図 5.13 SciBar 型シンチレータの典型的な光量分布

各シンチレータにおける平均光量の 15 本での平均値と RMS を求め、RMS/平均値を光量のばらつき  $\delta_{diff}$  とした。また同じシンチレータでの測定からも同様に光量のばらつき  $\delta_{same}$  を求め、シンチレータによる光量のばらつき  $\delta_{sci}$  を

$$\delta_{sci} = \sqrt{\delta_{diff}^2 - \delta_{same}^2} \tag{5.6}$$

と求めた。INGRID 型シンチレータと SciBar 型シンチレータの平均光量の平均値とばらつきを表 5.2 に示す。

表 5.2 シンチレータの光量

	15 本のシンチレータ		同じシンチレータ 光量のばらつき	シンチレータによる 光量のばらつき
	光量の平均	光量のばらつき		
INGRID 型	28.3	7.12%	2.41%	6.70%
SciBar 型	57.2	4.29%	2.21%	3.68%

この結果、INGRID 型シンチレータ、SciBar 型シンチレータともに要請を満たす十分な光量が得られることを確認した。SciBar 型シンチレータからの光量は INGRID 型シンチレータに比べて 2 倍近く多いがこれは主に 2 つの効果によるものである。1 つは SciBar 型シンチレータが INGRID 型シンチレータに比べて厚いため、荷電粒子のシンチレータ中におけるエネルギー損失が大きいということである。もう

1 つは SciBar 型シンチレータが INGRID 型シンチレータに比べて幅が狭いため、シンチレーション光のファイバーへの集光効率が高いことである。

また光量のばらつきも十分に小さく、要請を満たしていることを確認した。以上のことから INGRID 型シンチレータ、SciBar 型シンチレータともに、十分な性能を示していることを確認した。

### 5.3 シンチレータの重さと寸法の測定

Proton Module においてはシンチレータ自身がニュートリノ標的となるため、シンチレータの質量の違いは、ニュートリノ反応数の違いとなり、測定に大きな影響を及ぼす。そのため Proton Module に用いたすべてのシンチレータはデジタルはかりで重さを測定した。その結果、図 5.14、5.15 のように各シンチレータ間での重さのばらつきが十分に小さいことを確認した。

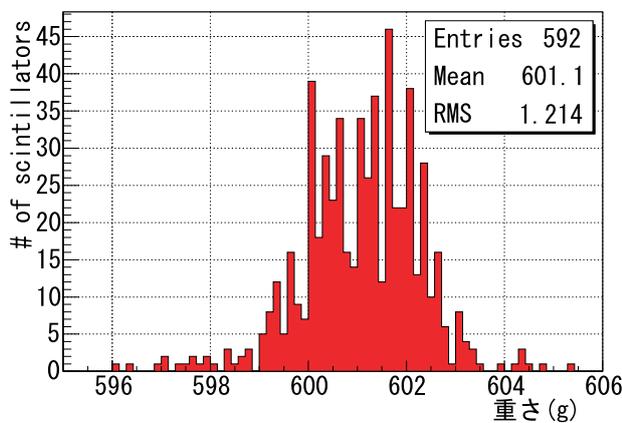


図 5.14 INGRID 型シンチレータの重さの測定値

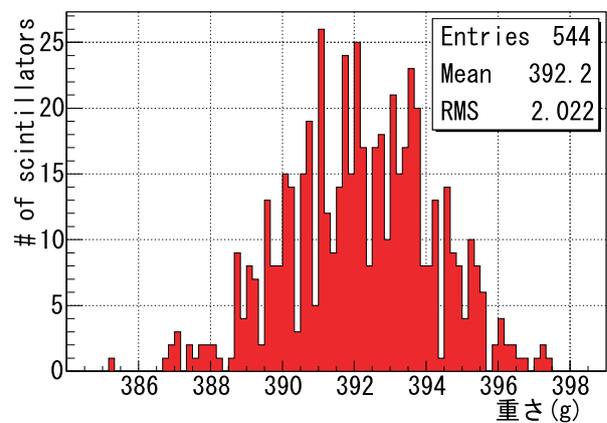


図 5.15 SciBar 型シンチレータの重さの測定値

また無作為に抽出した INGRID 型シンチレータ 228 本と SciBar 型シンチレータ 228 本については厚さ、幅、長さも測定した。その結果は表 5.3 に示す通りであり、厚さ、幅、長さもばらつきが十分小さいことを確認した。

表 5.3 シンチレータの寸法の測定値

タイプ	長さ (mm)		幅 (mm)		厚さ (mm)	
	平均	RMS	平均	RMS	平均	RMS
INGRID 型	1203.0	0.155	50.00	0.0884	9.82	0.119
SciBar 型	1203.7	0.101	25.09	0.0827	12.74	0.426

### 5.4 ファイバーの性能評価試験

#### 5.4.1 試験方法

Proton Module で用いる 1204 本のファイバーのうち、無作為に抽出した 120 本は宇宙線により性能を試験した。宇宙線試験のセットアップを図 5.16 に示す通りであり、基本的なセットアップはシンチレータの性能評価試験と同じである。異なる点はトリガー用のシンチレータの長さが短いことである。

性能を評価するファイバーに用いるシンチレータの長さは実機に用いるものと同じ 1203mm であるのに対し、トリガー用のシンチレータは 100mm とし、それらは評価するファイバーに用いるシンチレータの読み出し側と逆の端に設置した。この目的は、ファイバー中での減衰の効果が最も大きくなる、MPPC から最も離れた領域での宇宙線イベントのみを選択し、ファイバー中の光の減衰が十分に小さいことを確かめるためである。

なお試験には INGRID 型シンチレータを用いた。これは SciBar 型シンチレータに比べ

て得られる光量が少ない INGRID 型シンチレータにおいても、十分な光量が得られることを確かめるためである。また INGRID 型シンチレータほうが幅が広く、宇宙線データの統計量が一定時間において、より多く得られる。

セットアップの設定はシンチレータの性能評価試験と同じで、上下のトリガー用シンチレータで同時に 5p.e. 以上の光量が得られたとき、データを取得する。試験中の室温や MPPC のオーバー電圧もシンチレータの試験と同様に 20℃, 1.4V となるように設定した。

ファイバー 1 本の性能評価のために 2000 イベントの宇宙線データを取得し、取得後に性能を評価するファイバーを交換する。交換の際に、トリガー用ファイバー、シンチレータ、MPPC などは交換せず同じものを用い、交換後の測定もセットアップの設定を変えなく行った。

またシンチレータの試験と同様に平均光量のばらつきを評価する際に、測定誤差及び統計誤差の影響を差し引くために、性能を評価するファイバーに同じものをセットしなおして 15 回測定をした。この試験の要請は平均光量の平均値が 20p.e. 以上、ばらつきが 10% 未満である。

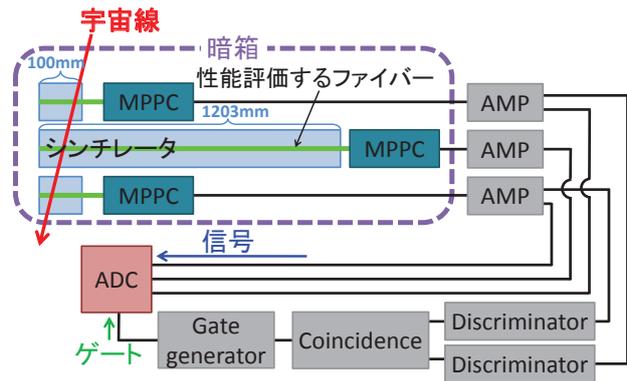


図 5.16 ファイバーの性能評価試験のセットアップ

### 5.4.2 試験結果

ファイバー 1 本についての測定における、典型的な光量分布を図 5.17 に、また 120 本のファイバーの平均光量の分布を図 5.18 に示す。

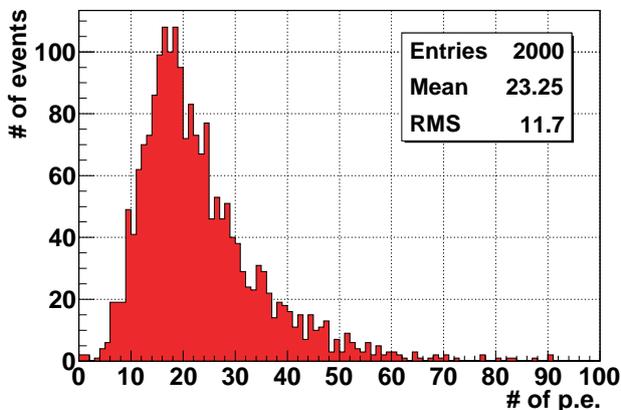


図 5.17 1 本のファイバー試験での典型的な光量分布

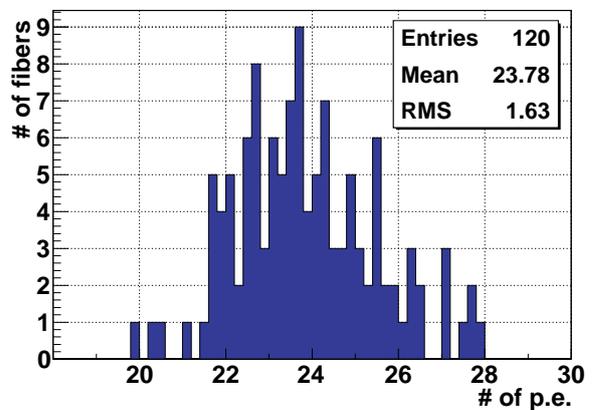


図 5.18 120 本のファイバーからの平均光量分布

すべてのファイバーについて、十分な光量が得られており、ファイバー中での減衰が十分に小さいことを確認した。各ファイバー間での得られる光量のばらつき (RMS/平均) は 6.85% である。また同じファイバーでの測定における光量のばらつきは 2.72% であったため、ファイバーによる光量のばらつき<sup>\*5</sup>は

$$\sqrt{(6.85\%)^2 - (2.72\%)^2} = 6.29\% \quad (5.7)$$

であり、十分に小さく、要請を満たしていることがわかる。以上のことからファイバーが十分な性能を示していることを確認した。

## 5.5 性能評価試験のまとめ

Proton Module で使用する 1204 個の MPPC はすべてが要請を満たしていることを確認した。シンチレータ、ファイバーについても性能が十分であることを確認した。個々のシンチレータやファイバーに問題がないことは、検出器組み立て後の試験の試験により確かめることにした。その際に、問題が見つかった場合には、検出器の構造上、容易に交換することが可能である。

---

<sup>\*5</sup> ファイバーによる光量のばらつきの原因としては、ファイバー自体の個体差の他に、GOMI コネクタとの接着による不定性や端面の研磨の不定性があると考えられる

## 第 6 章

# モンテカルロ・シミュレーションの構築

J-PARC の加速器により生成されたニュートリノを Proton Module で検出することをシミュレートするためには、いくつかのステップを踏む必要がある。まず、ニュートリノの生成と生成されたニュートリノの Proton Module への伝搬をシミュレートする。次に、ニュートリノと Proton Module の相互作用による二次粒子の生成をシミュレートする。最後に、生成された二次粒子の Proton Module における検出をシミュレートする。

本研究においては、これらのシミュレーションをビームラインシミュレーション (JNUBEAM)、ニュートリノ反応シミュレーション (NEUT)、検出器シミュレーション (GEANT4) を用いて行った (図 6.1)。

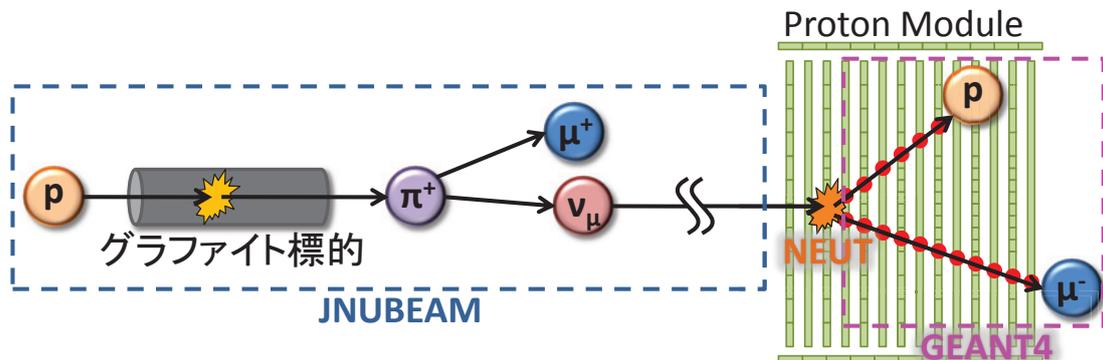


図 6.1 Proton Module におけるモンテカルロ・シミュレーションの概念図

### 6.1 JNUBEAM によるニュートリノビームラインシミュレーション

JNUBEAM は、T2K 実験のビームラインにおいてニュートリノビームを生成する過程をシミュレートするプログラムであり、GEANT3<sup>\*1</sup>[35] をベースに作られている。具体的にはグラファイト標的に加速器からの陽子を入射させたときの二次粒子の生成、生成された二次粒子の電磁ホーンによる収束または発散、二次粒子の崩壊によるニュートリノの生成をシミュレートし、ターゲットから 280m 下流のビーム中心軸上に位置する Proton Module に入射するニュートリノの情報 (エネルギー、運動量、位置、フレーバーなど) を予測する。JNUBEAM は陽子ビームの強度、グラファイト標的への入射位置、入射角度、電磁ホーンの電流などを入力パラメータとし、指定した領域における、ニュートリノフラックスファイルを

\*1 GEometry ANd Tracking

出力する。

JNUBEAM への入力パラメータは、2010 年 1 月から 6 月までのビーム運転における平均値を用い、それらは表 6.1 の通りである。これらのパラメータは 2010 年 11 月からのビーム運転においても大きな変化はない。JNUBEAM には様々なバージョンがあるが、最新版である 10d を用いた。

表 6.1 JNUBEAM への入力パラメータ

MR からの陽子の運動量		30.9238GeV
グラファイト標的への入射位置 (中心からのずれ)	x	-0.037cm
	y	0.084cm
グラファイト標的への入射角度	dx/dz	0.000044
	dy/dz	0.000004
電磁ホーンの電流	第 1	250.71kA
	第 2	248.96kA
	第 3	248.09kA

JNUBEAM において、陽子ビームとグラファイト標的の相互作用による  $\pi$  中間子、K 中間子などハドロン生成は GFULKA<sup>\*2</sup>によりシミュレートされているが、FLUKA<sup>[36]</sup> など別の生成モデルによりハドロン生成をシミュレートし、そのハドロン情報を JNUBEAM に入力して、ニュートリノ生成をシミュレートすることもできる。ハドロン生成モデルは不定性が大きいとため、生成されるニュートリノフラックスはハドロン生成のシミュレーションプログラムにより、最大で 20% の違いがある (図 6.2, 表 6.2)。

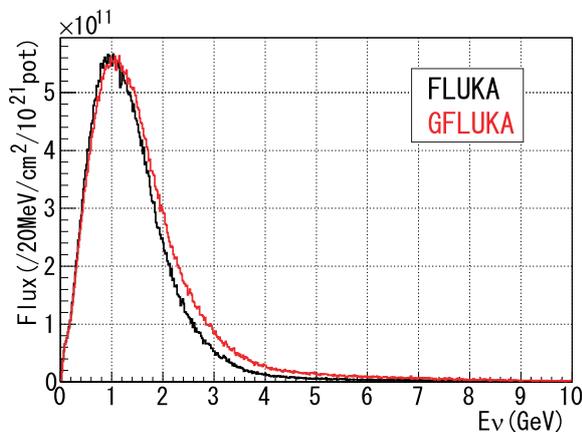


図 6.2 FLUKA と GFLUKA のハドロン生成モデルを用いた場合の Proton Module に入射するニュートリノのエネルギー分布

表 6.2 FLUKA と GFLUKA のハドロン生成モデルを用いた場合の Proton Module における  $10^{21}$  POT あたりニュートリノフラックス (/cm<sup>2</sup>)

	FLUKA	GFLUKA
$\nu_{\mu}$	$4.46 \times 10^{13}$	$4.99 \times 10^{13}$
$\bar{\nu}_{\mu}$	$1.97 \times 10^{12}$	$3.21 \times 10^{12}$
$\nu_e$	$3.56 \times 10^{11}$	$3.81 \times 10^{11}$
$\bar{\nu}_e$	$4.02 \times 10^{10}$	$4.64 \times 10^{10}$
計	$4.70 \times 10^{13}$	$5.36 \times 10^{13}$

これは、30GeV の陽子をグラファイト標的に照射したときのハドロン生成を測定したデータがこれまでに存在しなかったためである。このハドロン生成の測定は、現在 CERN の NA61 実験<sup>\*3[37]</sup> で精力的に進められており、NA61 実験の最新結果<sup>[38]</sup> により、FLUKA によるシミュレーション結果が実験デー

\*2 GEANT3 に FLUKA を実装したもの

\*3 CERN の Super Proton Synchrotron(SPS) からの 30GeV の陽子ビームをグラファイト標的に照射し、生成されるハドロンを TPC と TOF カウンターにより測定する

タを非常に良く再現していることがわかった\*4。そのため本研究においては、ハドロン生成のシミュレーションプログラムとして FLUKA(2010) を用いた。

FLUKA のハドロン生成モデルを用いて JNUBEAM によるビームシミュレーションの結果、Proton Module が移動できるビーム中心から水平方向に  $\pm 5\text{m}$  の領域におけるニュートリノビームフラックスは図 6.3 のようになる。Proton Module をビーム中心軸上に設置したときに Proton Module に入射する各フレーバーのニュートリノのエネルギー分布は図 6.4 のようになり、すべてのエネルギー領域においてミューニュートリノが大半を占めていることがわかる。

また Proton Module の設置位置を図 6.5 のように変えた場合、Proton Module に入射するニュートリノのエネルギー分布の違いは図 6.6 のようになる。これより、ビーム中心から  $\pm 5\text{m}$  の移動により、エネルギー分布が十分に異なるニュートリノフラックスを得ることができることがわかる。それぞれの場所での  $10^{21}\text{ POT}^*5$  あたりの各フレーバーのニュートリノフラックスは表 6.3 のようになり、全ての場所において、入射するニュートリノのほとんどがミューニュートリノであることがわかる。

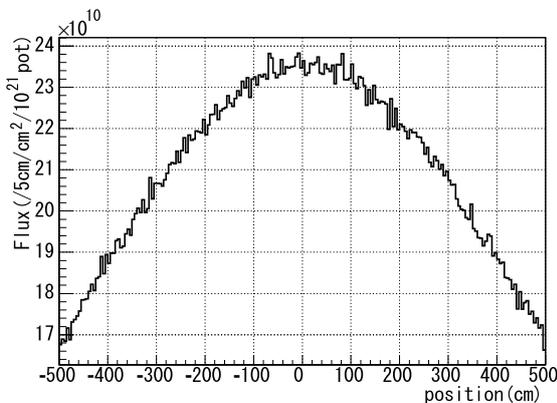


図 6.3 Proton Module の移動可能範囲におけるニュートリノフラックス

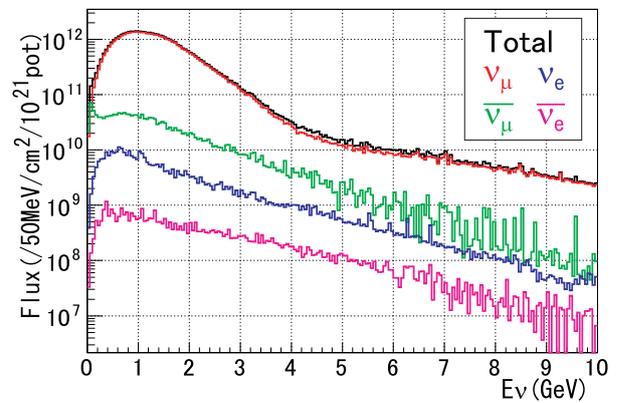


図 6.4 各フレーバーのニュートリノのエネルギー分布

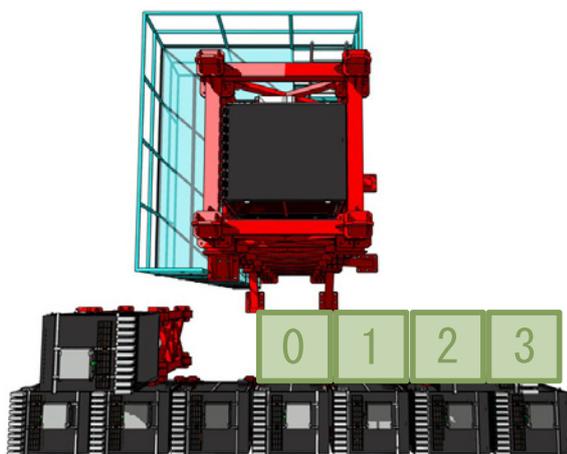


図 6.5 Proton Module の設置位置 (上から)

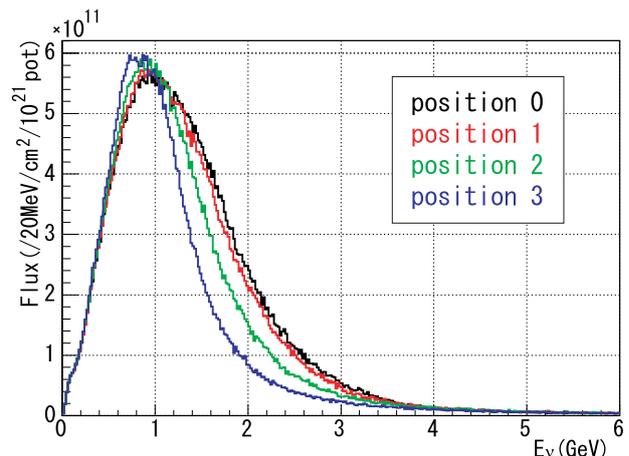


図 6.6 各設置位置におけるニュートリノフラックスのエネルギー分布

\*4 GFLUKA, FLUKA の他に MARS, GCALOR などのハドロン生成モデルによるシミュレート結果が測定値と比較された

\*5  $10^{21}\text{ POT}$  とは  $750\text{ kW}$  のビーム強度 (設計値) において 1 年間で照射される陽子数である

表 6.3 各設置場所における  $10^{21}$ POT あたりのニュートリノフラックス ( $/\text{cm}^2$ )

	Position 0	Position 1	Position 2	Position 3
$\nu_\mu$	$4.46 \times 10^{13}$	$4.31 \times 10^{13}$	$3.92 \times 10^{13}$	$3.38 \times 10^{13}$
$\bar{\nu}_\mu$	$1.97 \times 10^{12}$	$1.94 \times 10^{12}$	$1.81 \times 10^{12}$	$1.65 \times 10^{12}$
$\nu_e$	$3.56 \times 10^{11}$	$3.52 \times 10^{11}$	$3.34 \times 10^{11}$	$3.08 \times 10^{11}$
$\bar{\nu}_e$	$4.02 \times 10^{10}$	$3.82 \times 10^{10}$	$3.91 \times 10^{10}$	$3.76 \times 10^{10}$
計	$4.70 \times 10^{13}$	$4.54 \times 10^{13}$	$4.14 \times 10^{13}$	$3.58 \times 10^{13}$

## 6.2 NEUT によるニュートリノ反応シミュレーション

NEUT<sup>[39]</sup> は、ニュートリノと核子、原子核との相互作用 (ニュートリノ反応と生成された二次粒子の原子核内の反応) をシミュレートするプログラムライブラリであり\*<sup>6</sup>、カミオカンデグループにより開発された\*<sup>7</sup>。その後も改良が続けられ、スーパーカミオカンデ、K2K 実験、SciBooNE 実験などにおいても用いられているよく理解されたプログラムである。

NEUT におけるニュートリノ反応と二次粒子の原子核内の反応はニュートリノ核子散乱実験のデータをもとに再現されている。NEUT は JNUBEAM により生成されたニュートリノフラックスファイルからニュートリノの情報を入力すると、ニュートリノフラックスファイルにニュートリノ反応モードや反応で生成された二次粒子のエネルギー、運動量、位置、種類の情報を加えたファイル (NEUT ファイル) を出力する。Proton Module におけるニュートリノ標的はシンチレータなので、今研究においては、NEUT によりシンチレータ (CH) とのニュートリノ反応をシミュレートした。NEUT においては、ニュートリノのシンチレータに対する反応断面積は図 6.7 のように定義されている。

Proton Module をビーム中心軸上に設置した時、Proton Module と反応したニュートリノの エネル

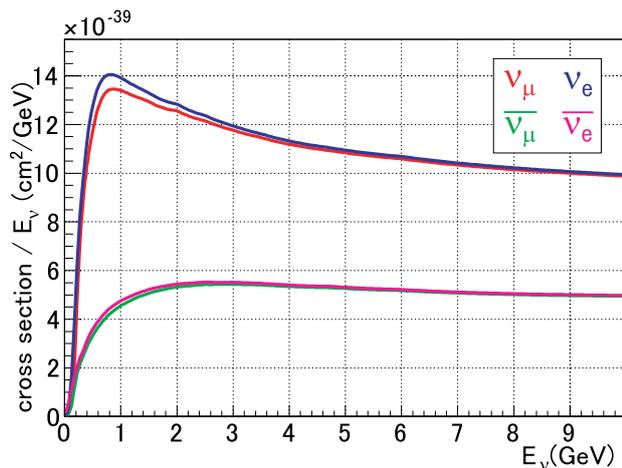


図 6.7 NEUT におけるニュートリノのシンチレータ (CH) との反応断面積

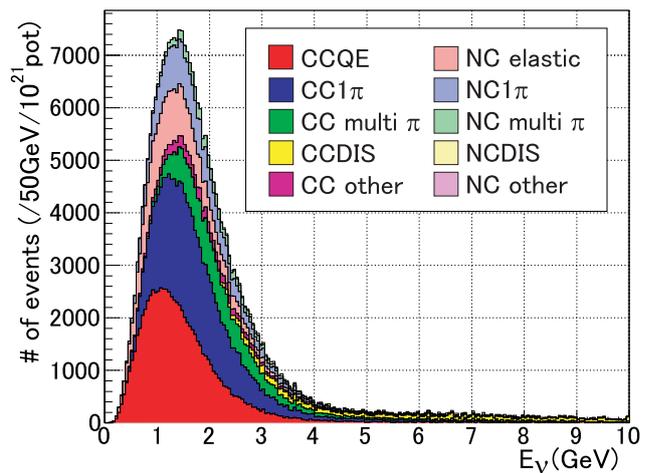


図 6.8 Proton Module において相互作用をしたニュートリノのエネルギー分布と反応モード

\*<sup>6</sup> 同種のシミュレーションプログラムとして、NUANCE, NUGEN, GENIE などがある

\*<sup>7</sup> 当初はカミオカンデにおける陽子崩壊の探索におけるニュートリノバックグラウンドの研究のために開発された

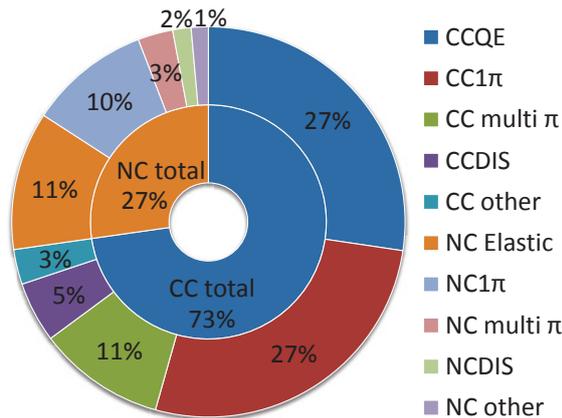


図 6.9 反応モードの割合

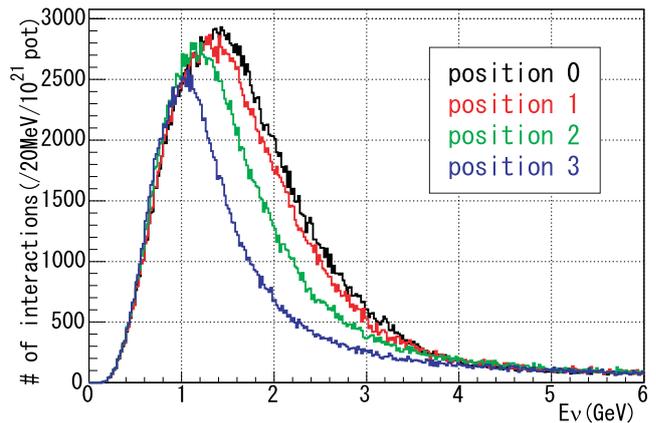


図 6.10 各設置位置において反応したニュートリノのエネルギー分布

ギー分布とそのニュートリノ反応モードを図 6.8 に、反応モードの割合を図 6.9 に示す。

Proton Module の設置場所を移動した場合、各場所における  $10^{21}$ POT あたりのニュートリノ反応数は表 6.4 のようになり、そのエネルギー分布は図 6.10 のようになる。反応したニュートリノ数を見てもほとんどがミューニュートリノである。それに続くのは反ミューニュートリノであり、その 2 つで全体の約 99% を占める。よって本研究におけるシミュレーションはミューニュートリノと反ミューニュートリノのみを用いて行った。

表 6.4 各設置場所における  $10^{21}$ POT あたりのニュートリノ反応数

	Position 0	Position 1	Position 2	Position 3
$\nu_\mu$	$2.87 \times 10^5$	$2.74 \times 10^5$	$2.41 \times 10^5$	$1.83 \times 10^5$
$\bar{\nu}_\mu$	$5.52 \times 10^3$	$5.33 \times 10^3$	$4.65 \times 10^3$	$3.85 \times 10^3$
$\nu_e$	$2.68 \times 10^3$	$2.66 \times 10^3$	$2.57 \times 10^3$	$2.03 \times 10^3$
$\bar{\nu}_e$	$1.55 \times 10^2$	$1.66 \times 10^2$	$1.73 \times 10^2$	$1.75 \times 10^2$
計	$2.96 \times 10^5$	$2.83 \times 10^5$	$2.49 \times 10^5$	$1.89 \times 10^5$

### 6.3 GEANT4 による検出器シミュレーション

GEANT4<sup>\*8[40]</sup> は、CERN により開発された、粒子が物質中で起こす振る舞いや反応をシミュレートするツールキットであり、Proton Module の検出器シミュレーションは GEANT4 を用いて構築した。

この検出器シミュレーションにおいては NEUT ファイルから、ニュートリノ反応による二次粒子の情報を読み込み、その二次粒子のシンチレータとの相互作用をシミュレートし、さらにその相互作用に伴うシンチレータの発光、ファイバー中の光の伝搬、MPPC による光の検出をシミュレートする。シンチレータ中でのクエンチング、ファイバー中での光の減衰や伝搬時間、MPPC のノイズ、検出効率、クロストーク、アフターパルスや光量に対する出力の非線形性<sup>\*9</sup>も測定値や理論値を元に再現した。

<sup>\*8</sup> JNUBEAM(GEANT3) や NEUT は FORTRAN で書かれているが、GEANT4 は C++ で書かれている

<sup>\*9</sup> MPPC のピクセル数が有限であることに起因する

まず INGRID 型シンチレータのエネルギー損失に対する光量や、ファイバー中での光の減衰は 2007 年に T2K 実験 INGRID グループによって高エネルギー加速器研究機構富士実験室で行われたビームテスト\*10の結果 [41][42] を元に、SciBar 型シンチレータのエネルギー損失に対する光量は、そのビームテストの結果と 5.2 の試験結果による INGRID 型シンチレータと SciBar 型シンチレータの光量比を元に再現した。ニュートリノ標的としてのシンチレータのサイズ、密度は 5.3 の測定値をもとに再現した。また MPPC のノイズ、クロストーク、アフターパルスは 5.1 の試験結果を元に再現した。個体差の激しい MPPC のノイズレートはチャンネルごとに個別に設定したが、それ以外のパラメータは全てのチャンネルに平均値を設定した。検出器シミュレーションにおけるハードウェアの設定値を表 6.11 にまとめる。

図 6.11 検出器シミュレーションにおける設定値

INGRID 型シンチレータの光量	60.6 p.e./MeV
SciBar 型シンチレータの光量	94.2 p.e./MeV
シンチレータの密度	1.032 g/cm <sup>3</sup>
ファイバーの減衰長	2417mm
ノイズレート	個別
クロストーク&アフターパルスレート	0.181

また INGRID 型シンチレータ、SciBar 型シンチレータの断面は図 6.12, 6.14 のようになり、外側の反射材の領域は荷電粒子が通過してもシンチレーション光が発せられないため不感領域となる。そのためシミュレーションにおいてシンチレータの有感領域は INGRID 型シンチレータ、SciBar 型シンチレータともに図 6.13, 6.15 のように実際のシンチレータの有感領域の形に近い 8 角形とすることで、反射材による不感領域を再現した。



図 6.12 INGRID 型シンチレータの断面 (周りの白い部分が反射材)

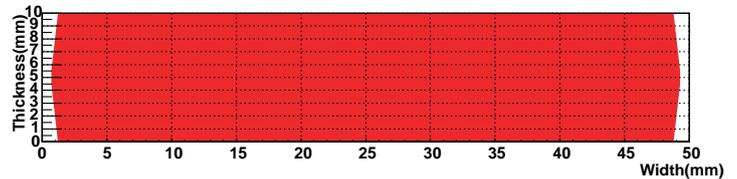


図 6.13 GEANT4 で再現した INGRID 型シンチレータの形 (赤の部分が有感領域、白の部分が不感領域)



図 6.14 SciBar 型シンチレータの断面 (周りの白い部分が反射材)

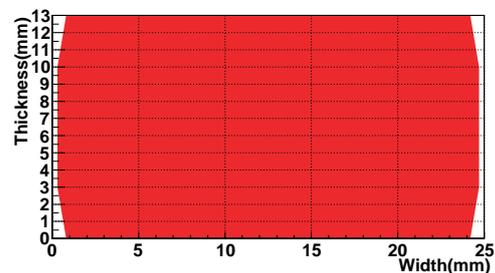


図 6.15 GEANT4 で再現した SciBar 型シンチレータの形 (赤の部分が有感領域、白の部分が不感領域)

\*10 INGRID の開発の際に、高エネルギー加速器研究機構富士実験室の 3GeV 電子ビームラインを用いて INGRID 型シンチレータの光量が試験された (試験期間は 5 日間)

GEANT4により構築した Proton Module を図 6.16 に、GEANT4によりシミュレートされた CCQE 反応の二次粒子 (ミュオンと陽子) の Proton Module 内での振る舞いの例を図 6.17 に示す。この例における陽子は、図 3.7 の INGRID で検出できなかった陽子よりも運動量が低いにもかかわらず、Proton Module において十分な数のヒットを起こしていることがわかる。

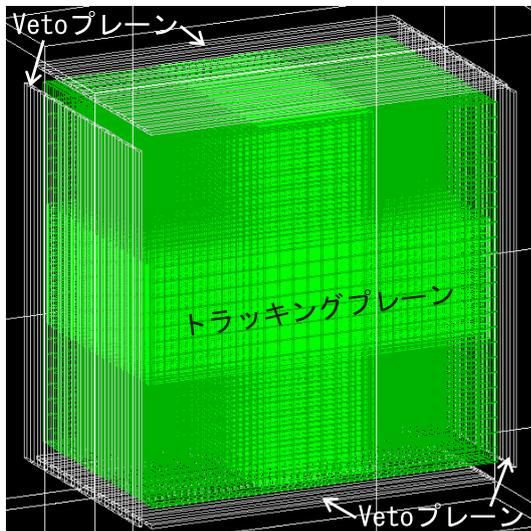


図 6.16 GEANT4 により構築した Proton Module (正面より)

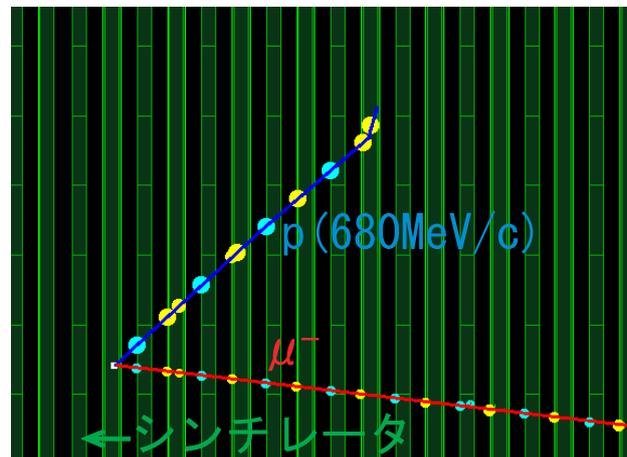


図 6.17 シミュレートされた Proton Module における CCQE イベント (左がビーム上流)

実際に Proton Module でニュートリノ反応からの二次粒子を検出した際に、図 6.17 に示すような飛跡は当然、直接見えるわけでなく、見ることができるのは各シンチレータにおけるヒット情報である。

ここからは様々な反応モードからの二次粒子の検出をシミュレートしたときの各シンチレータにおけるヒット情報によるイベントディスプレイを見ていく。まず CCQE 反応のイベントディスプレイの例を図 6.18 に示す。イベントディスプレイにおいては、左がビーム上流であり、緑の四角がトラッキングプレーンのシンチレータ、青の四角が Veto プレーンのシンチレータ、赤の丸がヒットを表し、この丸の面積はエネルギー損失に比例する。これを見ると、Proton Module のシンチレータのヒットからミュオンと陽子の飛跡を確認することができる。図 6.19 は  $CC1\pi^+$  反応の例であり、ミュオン、 $\pi$  中間子、陽子の 3 本の飛跡を確認できる。また図 6.20 に示す CCDIS 反応の例ではニュートリノ反応点からの多数の粒子が観測されている。NC elastic 反応においては終状態の荷電粒子が陽子のみであるため、イベントディスプレイにおいては図 6.21 のように、1 本の飛跡のみが観測される。またに NC $\pi^0$  反応のような、 $\pi^0$  の生成を伴う反応においては、 $\pi^0$  が 2 つの  $\gamma$  に崩壊し、それぞれの  $\gamma$  が一定距離飛行後、電磁シャワーを引き起こすため、図 6.22 のように離れた場所における 2 本の飛跡が観測される。

これらのイベントは例であるが、このように Proton Module において、様々なニュートリノ反応からの様々な粒子を検出できることが期待できる。

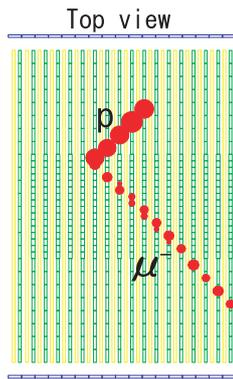
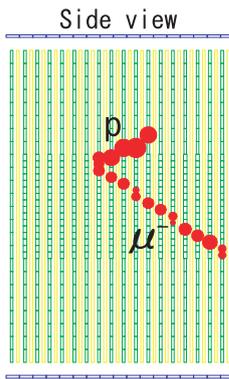


図 6.18 シミュレートされた CCQE 反応のイベントディスプレイ

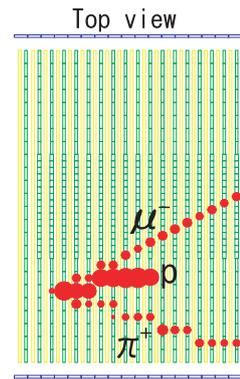
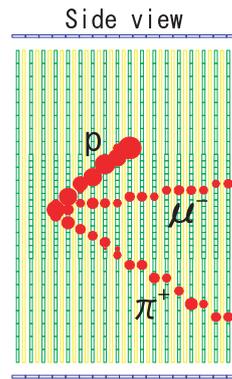


図 6.19 シミュレートされた CC1π<sup>+</sup> 反応のイベントディスプレイ

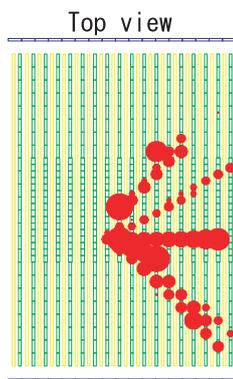
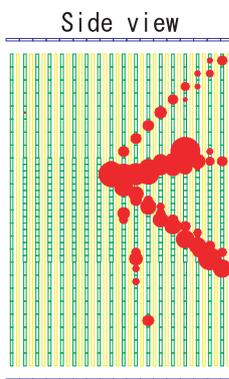


図 6.20 シミュレートされた CCDIS 反応のイベントディスプレイ

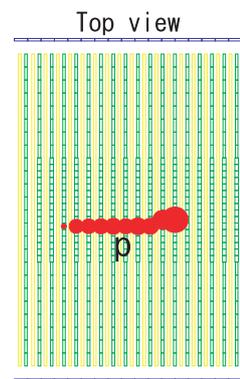
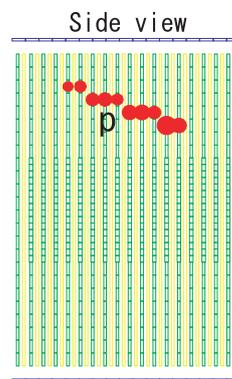


図 6.21 シミュレートされた NC Elastic 反応のイベントディスプレイ

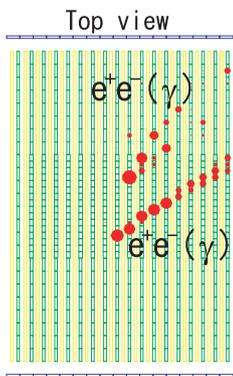
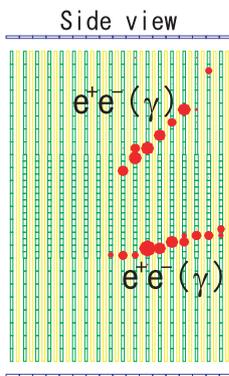


図 6.22 シミュレートされた NCπ<sup>0</sup> 反応のイベントディスプレイ

## 6.4 バックグラウンドイベントのシミュレーション

Proton Module においてニュートリノ反応が起きていないにもかかわらずヒットが観測されてしまう原因は大別して 3 つある。1 つは MPCC のダークカウントによるものであるが、ダークカウントによるイベントは荷電粒子がシンチレータで検出されたイベントに対して、観測される光量が低く、また偶発的に起きるため、光量と時間の情報からの大半を排除することができる。次に宇宙線が Proton Module に

入射してヒットが観測されるイベントがあるが、宇宙線の入射も偶発的なものであるため、ビームトリガーからヒットが期待される時間のデータのみを選択することで、大半を排除することができる。

最後にビーム由来のニュートリノが前置検出器ホールの壁でニュートリノ反応を起こした際に生成される二次粒子が Proton Module に入射するイベントがある。このイベントは Proton Module においてニュートリノイベントが観測される時間と同じタイミングで観測されるため、時間情報から排除することはできない。それらを Proton Module におけるニュートリノイベントと区別するために Veto プレーンを設置したが、その性能及びこのイベントの Proton Module への影響を見積もるために、このイベントのシミュレーションを行った。

このシミュレーションは、これまで述べた Proton Module によるニュートリノ検出のシミュレーションと同様に、JNUBEAM で前置検出器ホールの壁におけるニュートリノビームフラックスをシミュレートし、NEUT でそのニュートリノと前置検出器ホールの壁とのニュートリノ反応をシミュレートし、GEANT4 でニュートリノ反応からの二次粒子と前置検出器ホールの壁や Proton Module との相互作用をシミュレートすることで行った。前置検出器ホールの壁は図 6.23 に示すように、円形になっており、GEANT4 においても、それを再現した (図 6.24)。しかし壁のコンクリートの組成や密度は正確な値が不明であり、それらを正確に再現することができないため、このシミュレーションの精度はあまり高くない。

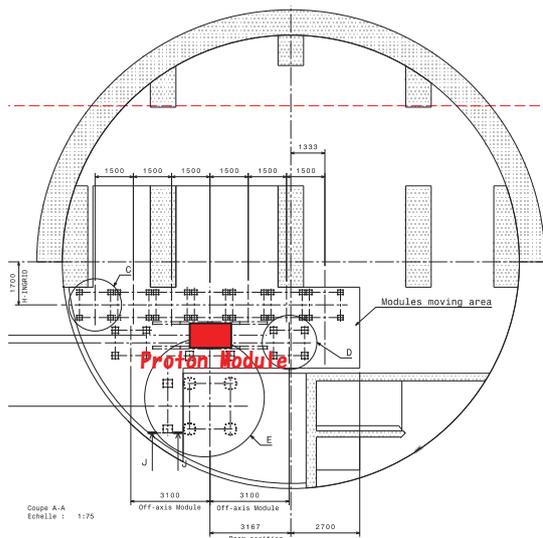


図 6.23 前置検出器ホールの形と Proton Module の設置位置 (下がビーム上流)

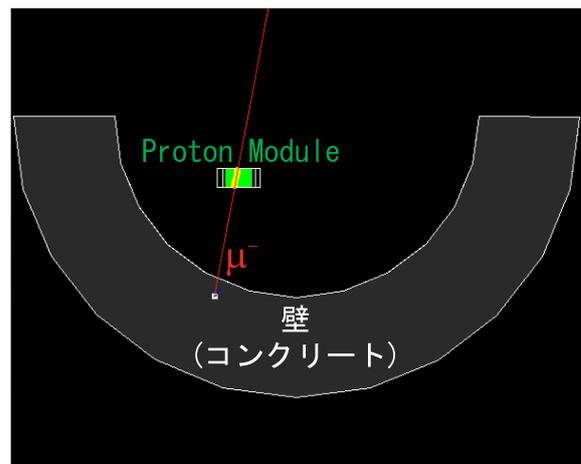


図 6.24 GEANT4 において前置検出器ホールの壁におけるニュートリノ反応からの二次粒子が Proton Module に入射したイベントの例 (下がビーム上流)

このシミュレーションの結果、壁で起きたニュートリノ反応からの二次粒子が Proton Module に入射し、ヒットを起こすイベントは  $10^{21}$  POT あたり  $3.52 \times 10^6$  イベントであり、Proton Module 内におけるニュートリノ反応数に比べて 10 倍以上多いことがわかった。

壁から Proton Module に入射する粒子のほとんどがミューオンであるが、そのうち大半は図 6.25 のように最上流のトラッキングプレーンか Veto プレーンで検出され、外からの粒子であると識別することができる。しかし、一部のミューオンは、図 6.26 のように、最上流のトラッキングプレーン、Veto プレーンの隙間や、それらの不感領域から Proton Module 内部に入り込んでしまうことがわかった。

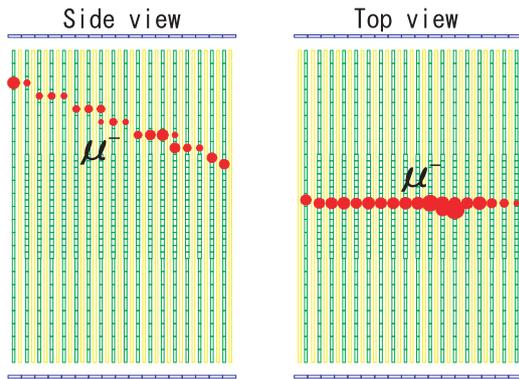


図 6.25 シミュレートされた壁での CCQE 反応で生成されたミュオンが Proton Module の最上流のトラッキングプレーンで検出された例

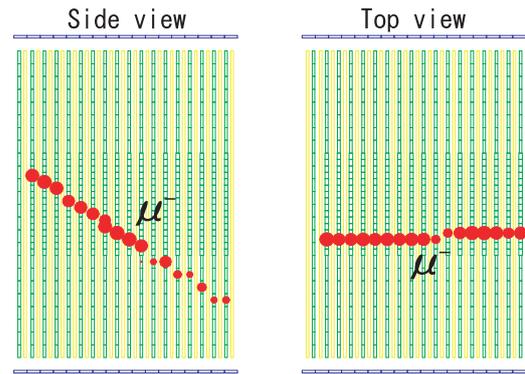


図 6.26 シミュレートされた壁での CCQE 反応で生成されたミュオンが Proton Module の最上流のトラッキングプレーンの隙間を抜けた例

それ以上に深刻なのは壁で起きたニュートリノ反応からの中性粒子の影響である。中性子や  $\gamma$  のような中性粒子は、最上流のトラッキングプレーンや Veto プレーンにおいて検出されることなく、Proton Module 内に進入し、内部で荷電粒子をたたき出すことがある<sup>\*11</sup>。外部から進入した  $\gamma$  が、Proton Module 内部で電磁シャワーを引き起こしたイベントの例を図 6.27 に、中性子が Proton Module 内部で陽子をたたき出したイベントの例を図 6.28 に示す。

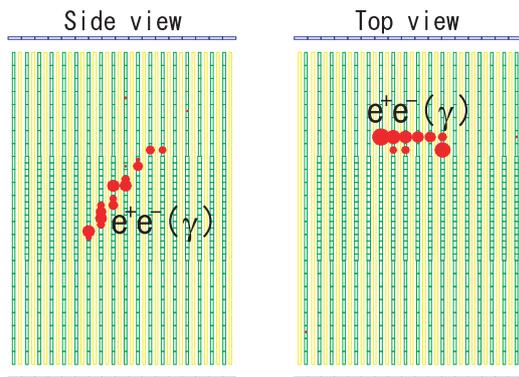


図 6.27 シミュレートされた壁での  $CC1\pi^0$  反応で生成された  $\pi^0$  の崩壊により生成された  $\gamma$  が Proton Module で検出された例

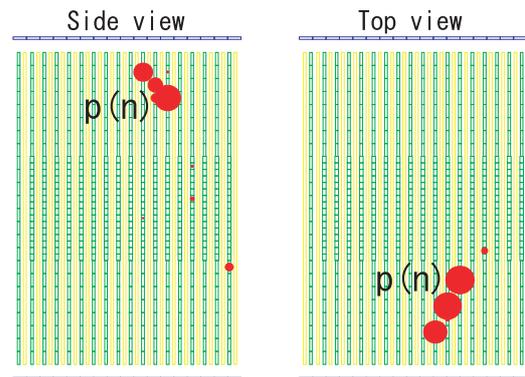


図 6.28 シミュレートされた壁での NC elastic 反応で放出された中性子が Proton Module で検出された例

これらは一見して、Proton Module におけるニュートリノイベントと区別がつかない。よって、これらは Proton Module の解析において主要なバックグラウンドとなりうる。このイベントの排除方法については 7.2 で述べる。

\*11 外部から進入する  $\gamma$  の大半はニュートリノ反応により生成された  $\pi^0$  の崩壊により生成されたものである

## 第 7 章

# 解析方法の確立

### 7.1 飛跡再構成方法の確立

Proton Module においては各シンチレータのヒット情報から上と横から見た粒子の 2 次元飛跡を別々に再構成し、それらの飛跡を合致させることで 3 次元飛跡を再構成する。2 次元飛跡を再構成する際に、ニュートリノ反応点からの複数の荷電粒子の飛跡を飛程が短くヒット数が少ないものでも高い効率で再構成し、また誤って実際には存在しない飛跡が構成されてしまうことを、十分に抑制することが求められる。

本研究においては、セル・オートマトン<sup>[43]</sup>と呼ばれる離散的計算モデルを応用した飛跡再構成方法を確立し<sup>\*1</sup>、第 6 章で述べたモンテカルロ・シミュレーションにおけるシンチレータのヒット情報に、この方法を適用しながら、飛跡再構成のアルゴリズムを最適化した。

#### 7.1.1 セル・オートマトン

セル・オートマトンは多数のセルから構成されるモデルである。各セルは特定の状態を持ち、その状態は時間の経過と共にに変化する。ここでの時間とは離散的な時間であり、以後、ステップと呼ぶ。ステップ  $t+1$  における、あるセルの状態はステップ  $t$  におけるそのセル自身と隣接するセルの状態から、定められたルールに基づき決定される。各セルの初期状態を決定すれば、ステップが進むとともに各セルの状態もこのルールの下で変化していく。

セル・オートマトンの代表的な例としてジョン・ホートン・コンウェイにより考案されたライフゲーム<sup>[44]</sup>と呼ばれるシミュレーションモデルがあり、付録 D.2 においてその例とともにセル・オートマトンを詳細に説明する。

#### 7.1.2 セル・オートマトンを応用した飛跡の再構成

Proton Module における荷電粒子の飛跡を再構成のためのセル・オートマトンにおいてセル、隣接、ルールを以下のように、設定する。

##### セル

まず各トラッキングプレーンにおいて隣接したヒットチャンネルを 1 つにまとめ、クラスターを形

---

<sup>\*1</sup> 高エネルギー実験において粒子の飛跡を再構成する方法として、ハフ変換<sup>[45]</sup>という特徴抽出法を用いた方法がよく使われている。本研究においてもハフ変換を用いた方法により、飛跡再構成を試みたが、この方法では複数の二次粒子が飛跡を残したときや、飛跡付近にノイズによるヒットがあったときに、誤って存在しない飛跡を構成してしまうことが多いことがわかった(付録 D.1 で詳述)。

成する(図7.1)。これは飛跡がビーム軸に対して斜めの粒子は1層のトラッキングプレーンの隣り合った複数のシンチレータでヒットする可能性があり、それらを1つの粒子によるヒットと扱うためである。次に、隣り合ったトラッキングプレーン、もしくは間に1枚を隔てたトラッキングプレーンの2つのクラスターを線でつなく。この線がセル・オートマトンにおけるセルとなる(図7.2)。ここで隣り合ったトラッキングプレーンだけでなく、間に1枚を隔てたトラッキングプレーンにおいてもセルを形成するのは、粒子がシンチレータの間隙を通り抜け、不感となったプレーンがあった場合にも飛跡を再構成するためである。

### 隣接

同じクラスターを共有している2つのセルのうち、一方はそのクラスターを上流側のクラスターとしており、もう一方はそのクラスターを下流側のクラスターとしているものの組み合わせが、隣接関係の候補となる。その2つのセルに含まれる3つのクラスター(1つは共有している)の位置について、最小二乗法によるフィッティングをする。その結果が $\chi^2 < 500\text{mm}^2$ であった場合のみ、2つのセルは隣接関係にあると定義する。

### ルール

すべてのセルの初期状態は0とする。ステップ $t$ にて隣接関係にある下流のセルの状態が自身の状態と同じセルはステップ $t+1$ にて状態が1増える。

このルールのもとでステップ0(初期状態)ではすべて0のセルの状態(図7.2)は、ステップ1においていくつかは1に変化する(図7.3)。その後もステップが進むにつれて、セルの状態も変化をしていくが、あるステップ(最大で17)までいくと、隣接関係にある下流のセルの状態が自身の状態と同じセルがなくなるため、それ以上、変化が起きなくなる(図7.4)。そのステップでのセルのうち、状態が1以上で、下流に隣接しているセルを持たないものを探す。そのセルから、上流に隣接しており状態が1つ小さいセルを順番にたどってゆき、最終的に状態が0のセルまでたどり着く。たどってゆく途中で通過したクラスターを最小二乗法によりフィッティングしたものが飛跡の候補となる(図7.5)。

飛跡の候補には、飛跡の長さ、クラスターをフィッティングときの $\chi^2$ の値、その飛跡に属するクラスターの総光量などから飛跡らしさの順位をつける。その順位が上位のものから順に、既に飛跡と定義された飛跡候補と共有していないクラスターの数え、それが2以上のもののみを、飛跡と定義する(図7.6)。再構成された飛跡のうち最も上流のクラスターの中心を再構成されたニュートリノ反応点とする。

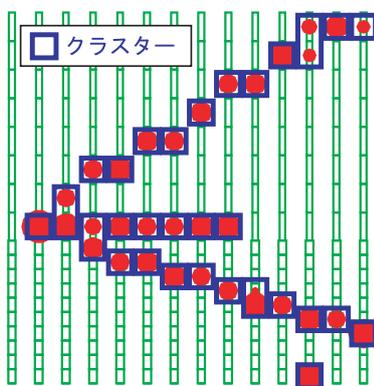


図7.1 クラスターの形成

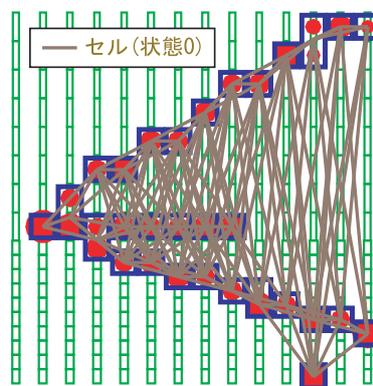


図7.2 セルの形成(セルは初期状態)

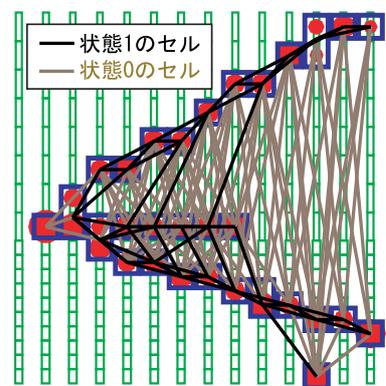


図7.3 ステップ1におけるセルの状態

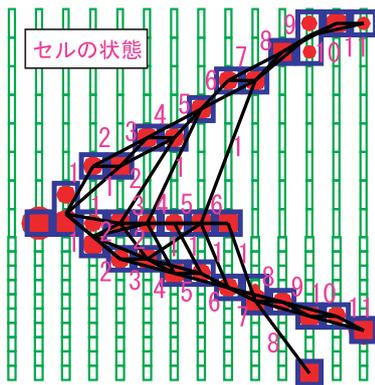


図 7.4 変化終了後のセルの状態

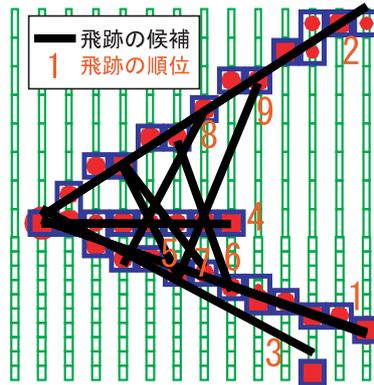


図 7.5 飛跡の候補を構成

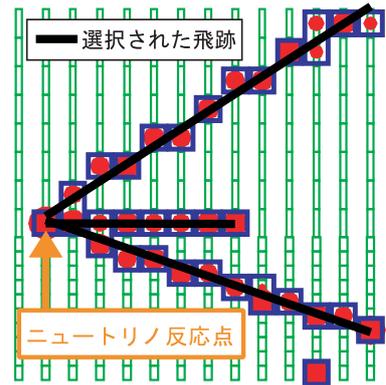


図 7.6 飛跡の選択

この方法では、図 7.7 のように飛跡が多数あった場合も、3 層以上のヒットから飛跡を再構成することが可能であり、またデルタ線<sup>\*2</sup>や MPPC のダークカウント、チャンネル間のクロストークによるヒットもそれらとニュートリノ反応の二次粒子によるヒットのうち、3 つ以上が隣り合ったトラッキングプレーンにおいて一直線上に現れない限り、誤って飛跡が構成されることもない。また不感のプレーンがあったとしても、図 7.9 のように 2 層以上続けて不感とならない限り、図 7.8 のように飛跡を再構成することができる<sup>\*3</sup>。

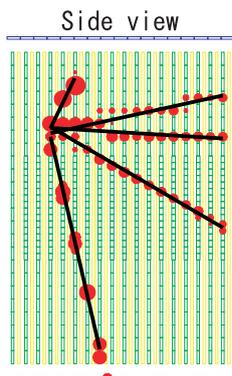


図 7.7 飛跡が 5 本あるイベントの飛跡再構成の例

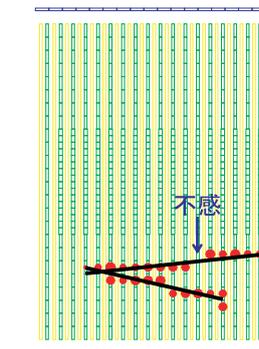
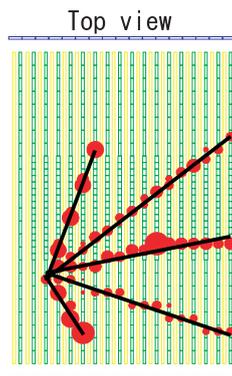


図 7.8 不感プレーンが 1 層あるイベントの例

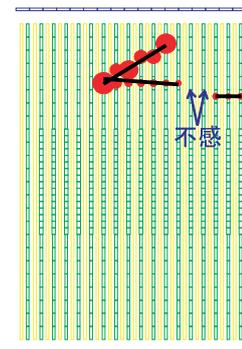


図 7.9 不感プレーンが 2 層続いたイベントの例

### 7.1.3 飛跡再構成方法の評価

モンテカルロ・シミュレーションによりシミュレートされた、Proton Module のヒット情報に、上記の方法を適用し再構成された飛跡を実際の飛跡情報と比較し、この飛跡再構成方法を評価した。

#### 7.1.3.1 再構成されたニュートリノ反応点の評価

まず再構成されたニュートリノ反応点と実際の反応点の X 座標、Y 座標、Z 座標の差を図 7.10, 7.11, 7.12 に示す。X 座標、Y 座標の差の分布を見ると、ほとんどが INGRID 型シンチレータ 1 枚の幅の範囲

<sup>\*2</sup> 荷電粒子が物質中を通過する際に、原子、分子などからたたき出される電子のうち、その電子自体が他の原子・分子を電離させられるエネルギーを持つもの

<sup>\*3</sup> 2 層以上続けて不感となった場合でも飛跡を再構成できるように、アルゴリズムを変更することは可能であるが、その場合、誤って実際には存在しない飛跡を構成してしまうことの方が多くなるため、そのような変更はしないことにした。

で正確に再構成されている。また Z 座標の差の分布を見ると、ほとんどがトラッキングプレーン間の距離の範囲で正確に再構成されている。これらよりニュートリノ反応点が高精度で再構成できていることがわかる。

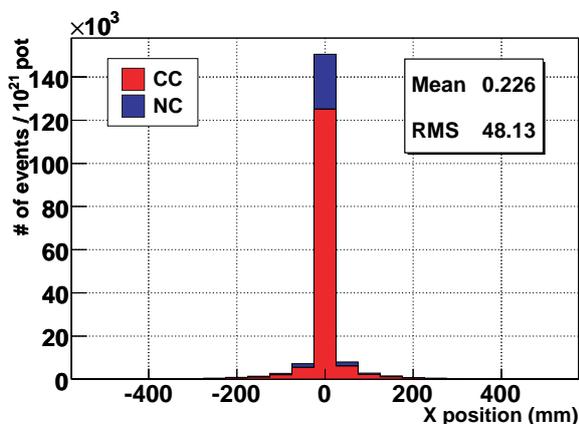


図 7.10 シミュレーションにより評価した、再構成された反応点 - 実際の反応点 (X 座標)  
1 ビンは INGRID 型シンチレータの幅 (5cm)

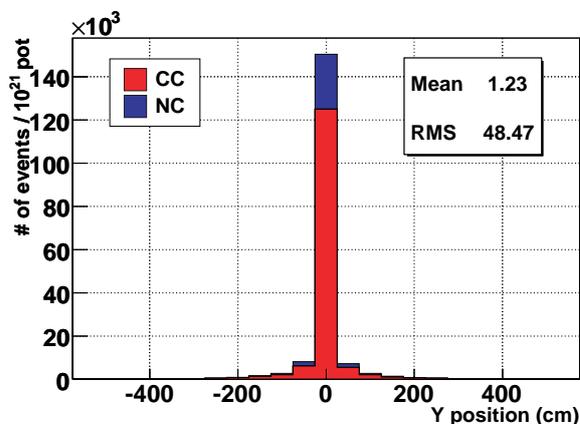


図 7.11 シミュレーションにより評価した、再構成された反応点 - 実際の反応点 (Y 座標)  
1 ビンは INGRID 型シンチレータの幅 (5cm)

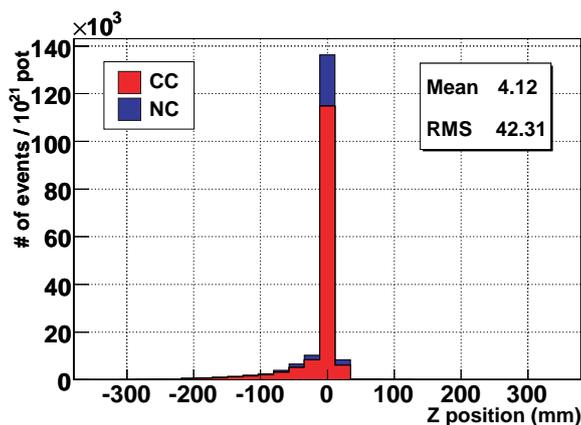


図 7.12 シミュレーションにより評価した、再構成された反応点 - 実際の反応点 (Z 座標)  
1 ビンはトラッキングプレーン間の距離 (2.3cm)

## 7.2 イベント選択

Proton Module において飛跡が再構成されるイベントはニュートリノイベント以外に、宇宙線や Proton Module の外側でおきたニュートリノ反応からの二次粒子が Proton Module に入射するイベントがあり、これらを十分に排除し、ニュートリノイベントのみを効率的に選択するために、以下のようなイベント選択基準を設定した。このイベント選択基準は、モンテカルロ・シミュレーションを元に決定したが、これは本研究において用いた一時的なものであり、将来的には、より高効率でバックグラウンドイベントを排除し、ニュートリノイベントを選択するイベント選択基準が求められる。今回用いたイベント選択基準は以下の通りである。

### 光量によるヒット選択

最初にヒットの選択について述べる。5.2で示したように荷電粒子がシンチレータの中心部を突き抜けた場合は、十分な光量を得ることができるが、荷電粒子がシンチレータの端をかすめた場合は、シンチレータ中でのエネルギー損失が小さく、わずかな光量しか得られない。そのようなイベントも検出することができれば、トラッキングプレーンの不感領域が小さくなり、検出効率は向上する。そのためにはMPPCからの信号をヒットと定義する閾値を下げればよいが、その閾値を下げすぎるとダークカウントの混入が顕著となる。

それらを考慮した上で、3p.e.以上の信号をヒットとして選択することにした。実際のMPPCからの信号のADC分布を式5.5の方法で光量分布に変換したものは図7.13のように、0p.e., 1p.e.などがすべて幅を持った分布となるため、3p.e.以上の信号をヒットとしてを選択するために、光量の閾値を2.5p.e.に設定することにした。

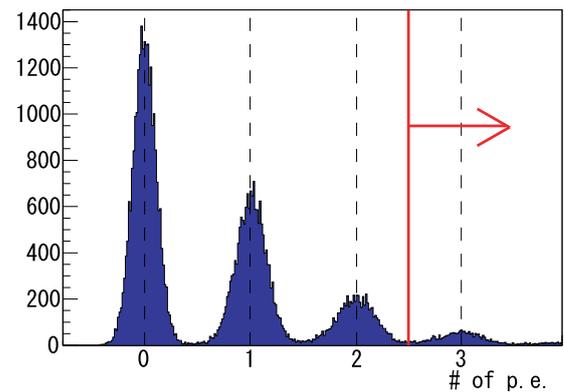


図 7.13 光量によるヒット選択

### トリガーからの時間によるヒット選択

3.5.2で述べたようにProton Moduleのゲート時間は480nsに設定するが、ビームのバンチ幅は58nsであるため、ビームによるヒットが期待される時間から一定の幅において観測されたヒットのみを選択し、それ以外のヒットは排除する。これにより偶発的なMPPCのダークカウントによるヒットを抑制し、ビーム由来のヒットイベントのみを効率的に選択する。ヒットを定義するために要求する時間の設定は、ビーム運転開始後に、ビームデータの測定値を元に決定した。これについては、第9章で後述する。

### アクティブプレーン数によるカット

ここからは、ヒット情報を用いたイベントの選択について述べる。最初に、取得したデータからビーム由来のヒットがあるイベントのみを選択し、MPPCのダークカウントによるヒットのみのイベントを排除する。まず、取得した全スピルの全バンチからヒットがあったチャンネルを含む層(以下アクティブプレーンと呼ぶ)がX層とY層の両方において3層以上あるイベントを選択する。セル・オートマトンによる飛跡再構成方法において、飛跡が再構成されるためには3層以上のヒットが要求されるため、飛跡の再構成をする前に、その要求を満たしていないイベントをここで排除する。

### アクティブプレーンあたりの光量によるカット

アクティブプレーン数によるカットのみでは、ダークカウントによるヒットのみのイベントの排除が十分でないため、アクティブプレーンにおける光量の総和をアクティブプレーンの数で割った値がある閾値未満のイベントを排除する。MPPCのダークカウントによるヒットはビーム由来のヒットに比べて光量が低いため、このカットによりダークカウントによるヒットのみのイベントの多くが排除されることが予想される。この閾値はビームデータを元に決定した。これについては、第9章で後述する。

飛跡の再構成によるカット

ここで、セル・オートマトンによる飛跡再構成方法を適用し、X 層、Y 層の両方で飛跡が再構成されたイベントのみを選択する。これにより、図 7.14 のようにヒットが一直線上にないイベントを排除する。

飛跡の合致によるカット

図 7.15 のように X 層と Y 層において再構成された飛跡が 2 層以上同じ層を共有していないイベントを排除する。ここまでのカットにより、ビーム由来のヒットイベントがないイベントが十分に排除されることが予想される。

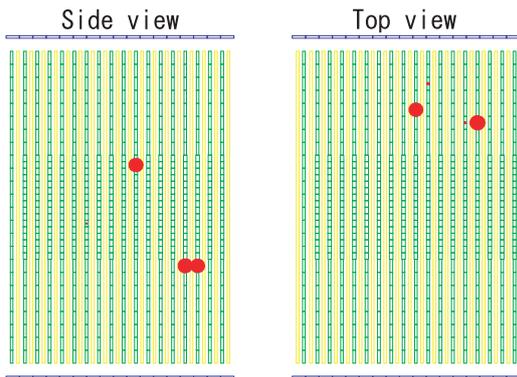


図 7.14 飛跡が再構成されないイベントの例

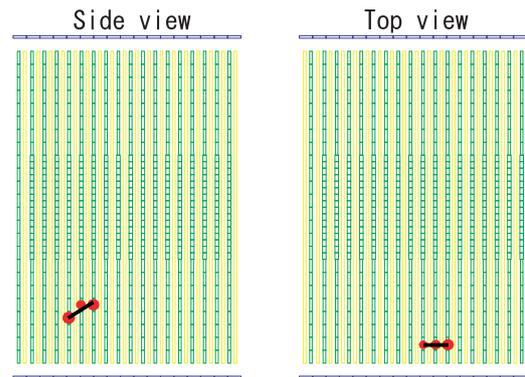


図 7.15 X 層と Y 層の飛跡が合致しないイベントの例

最上流のプレーンによるカット

ここからは外部から入射した粒子によるイベントを排除するためのカットとなる。図 7.16 にシミュレーションにより見積もられた、再構成された飛跡の最上流のヒットの Z 座標分布を示す。これを見るとバックグラウンドイベントのうち飛跡の最上流のヒットの Z 座標が上流の 2 層であるものが非常に多いことがわかる。これらは正面から Proton Module に進入した荷電粒子によるイベントであり、その典型的なイベントディスプレイを図 7.17 に示す。そのため飛跡の最上流のヒットが最上流のプレーンであるイベントを排除する。これは当初の予定通り、トラッキングプレーンの上流の 2 層を Veto プレーンと同様に外部からの粒子を識別するために用いることを意味する。

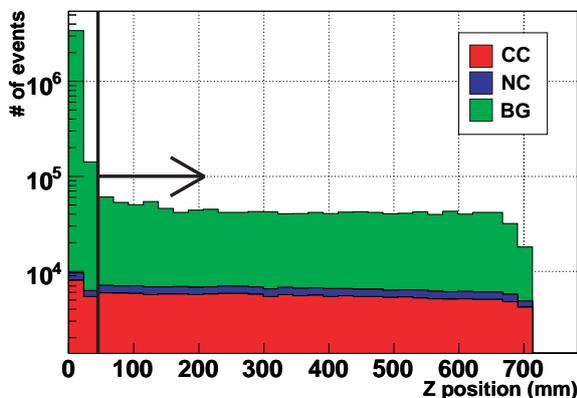


図 7.16 再構成された反応点の Z 座標分布  
1 ビンはトラッキングプレーン間の距離 (2.3cm)

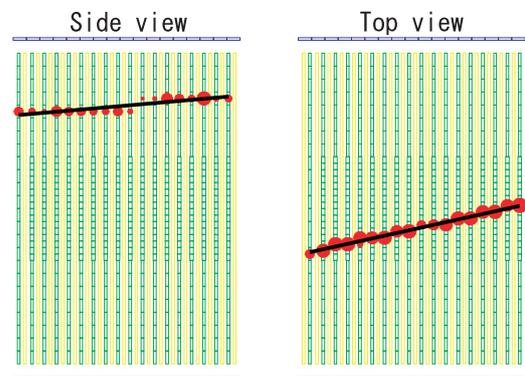


図 7.17 飛跡の最上流のヒットが最上流のプレーンがであるイベントの例

Veto プレーンによるカット

最上流のプレーンによるカットを適用後の飛跡の最上流のヒットの X 座標分布と Y 座標分布を図 7.18, 7.19 に示す。

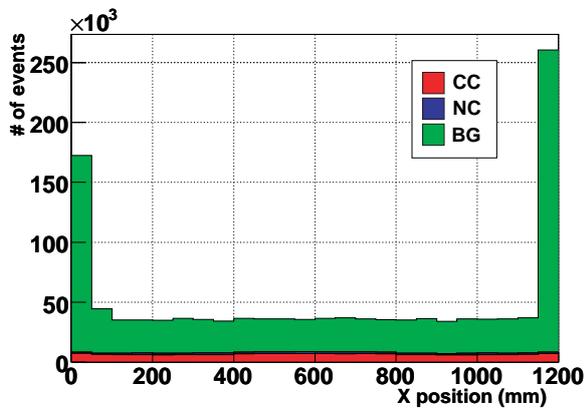


図 7.18 再構成された反応点の X 座標分布  
1 ビンは INGRID 型シンチレータの幅 (5cm)

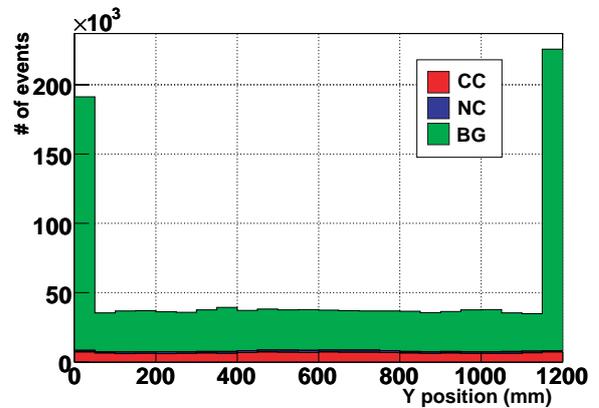


図 7.19 再構成された反応点の Y 座標分布  
1 ビンは INGRID 型シンチレータの幅 (5cm)

これより、飛跡の最上流のヒットがトラッキングプレーンの端のチャンネルであるイベントが多いことがわかる。これらは Proton Module の側面から進入した荷電粒子によるイベントである。そのようなイベントのほとんどは図 7.20 のように、再構成された飛跡の上流側の延長線上にある Veto プレーンにヒットを持つ。そのため飛跡の上流側の延長線上の位置から  $\pm 5\text{cm}$  以内の Veto プレーンにおいてヒットがあったイベントを排除する。一方で図 7.21 のような飛跡の下流側の延長線上にある Veto プレーンにヒットがあるイベントは排除しない。

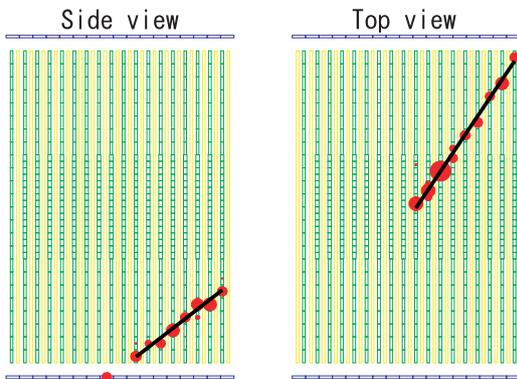


図 7.20 上流の飛跡上の Veto プレーンにヒットがあるイベントの例

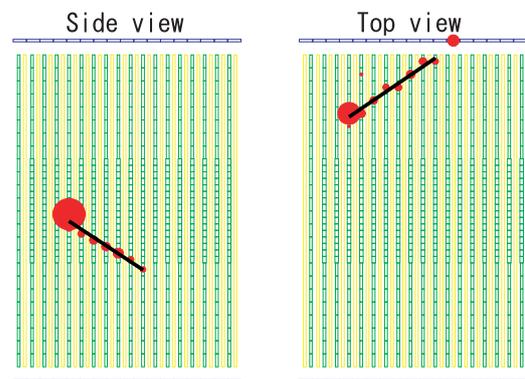


図 7.21 下流の飛跡上の Veto プレーンにヒットがあるイベントの例

端のチャンネルによるカット

図 7.22, 7.23 に Veto プレーンによるカットを適用したあとの飛跡の最上流のヒットの X 座標分布と Y 座標分布を示す。これを見ると Veto プレーンによるカットを適用したあとも、再構成された飛跡の最上流のヒットがプレーンにおける最も端のチャンネルであるバックグラウンドイベントが依然として多いことがわかる。これらの大部分はトラッキングプレーンの最上流の層と Veto プレーンの隙間から Proton Module 内部に進入した荷電粒子によるイベントであり、そのイベントのイベントディスプレイを図 7.24 に示す。このイベントを排除するために、再構成された飛跡の

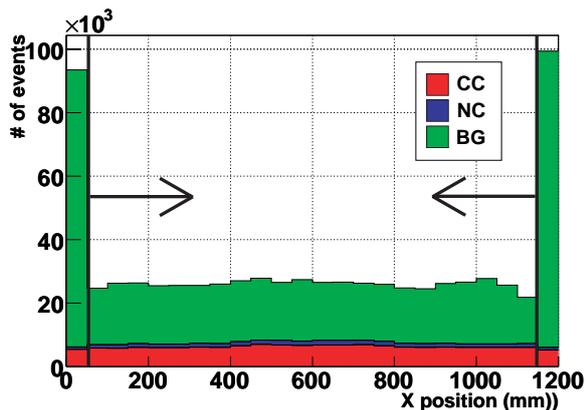


図 7.22 再構成された反応点の X 座標分布 (Veto プレーンによるカット後)  
1 ピンは INGRID 型シンチレータの幅 (5cm)

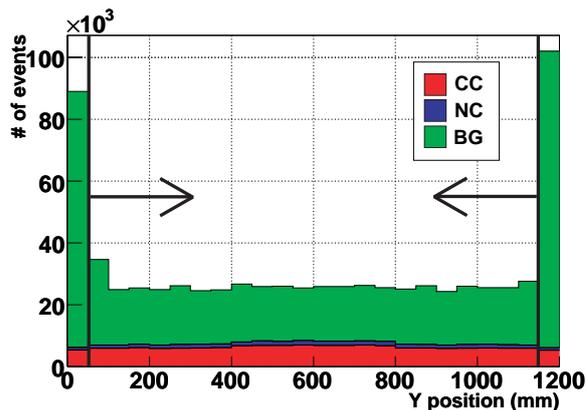


図 7.23 再構成された反応点の Y 座標分布 (Veto プレーンによるカット後)  
1 ピンは INGRID 型シンチレータの幅 (5cm)

最上流のヒットがプレーンにおける最も端のチャンネルであるイベントは排除することにした\*4。このカットにより、最も端のチャンネルで起きたニュートリノイベントも排除されてしまうため、Proton Module におけるニュートリノ標的としての有効領域はトラッキングプレーンから最上流のプレーンと端のチャンネルを除いたものになる。

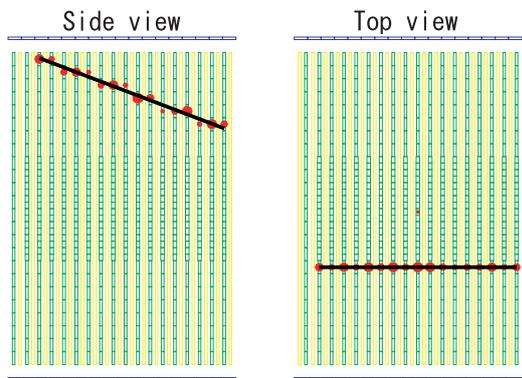


図 7.24 飛跡の最上流のヒットが最も端のチャンネルであるイベントの例

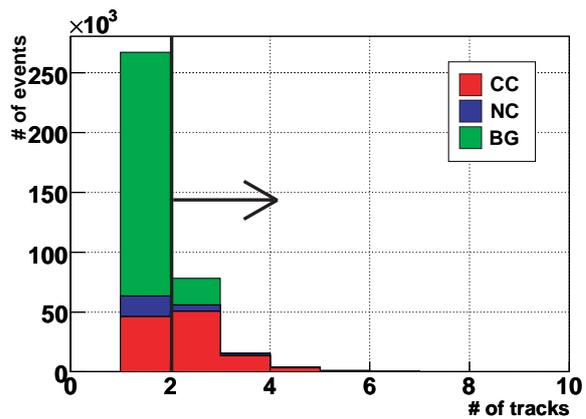


図 7.25 飛跡数分布

### 飛跡数によるカット

ここまでのカットで外部から入射する荷電粒子によるバックグラウンドイベントの大半は排除できたが、依然として、バックグラウンドの混入は深刻である。これは、外部から進入した  $\gamma$  や中性子などの中性粒子が検出器内部で荷電粒子を叩き出すイベントが排除できていないためである。この中性粒子によるバックグラウンドイベントによるイベントディスプレイの例を図 7.26 に示す。これを見ると一見して、ニュートリノイベントと区別がつかない。ここで図 7.25 にこれまでのカットを適用したイベントにおける、同じ反応点を共有している飛跡数の分布を示す。これを見ると、依然残っているバックグラウンドイベントの大半は飛跡数が 1 本であることがわかった。そこで飛

\*4 Veto プレーンによるカットを適用しなかった場合、Proton Module の側面から入射する荷電粒子がトラッキングプレーン間の隙間を通り抜けて、端のチャンネルで検出されずに、端から 2 チャンネル目以降のチャンネルでヒットを起こすイベントを排除することができないため、Veto プレーンによるカットが不要というわけではない

跡数が 1 本だけのイベントを排除することにした。このカットにより、外部から Proton Module に入射した中性子や  $\gamma$  が内部で荷電粒子をたたき出すイベントを排除する。以上のカットにより最終的に選択されるイベントは図 7.27 のような、反応点が有効領域内で、飛跡が 2 本以上のイベントのみである。

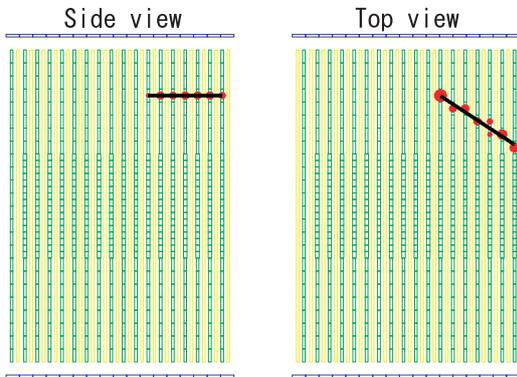


図 7.26 飛跡が 1 本であるイベントの例

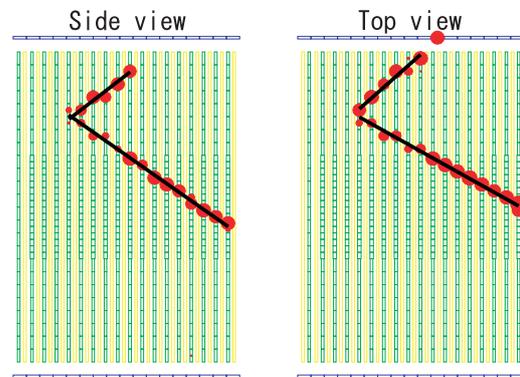


図 7.27 最終的に選択されるイベントの例

各選択基準により、 $10^{21}$ POT あたりの選択されるイベント数、全ニュートリノ反応数に対して選択されたイベントの割合 (ニュートリノ検出効率)、選択されたイベントのうちバックグラウンドイベントが占める割合 (バックグラウンドイベント混入率) は表 7.1 のようになり、このイベント選択による最終的なニュートリノ検出効率は 30.2%、バックグラウンドイベント混入率は 18.9% となった。

表 7.1 イベント選択により選択されたイベント数 ( $10^{21}$ POT あたり)

	ニュートリノ イベント数	バックグラウ ンドイベント数	ニュートリノ 検出効率	バックグラウンド イベント混入率
飛跡の再構成によるカット	$2.05 \times 10^5$	$3.43 \times 10^6$	81.7%	94.4%
飛跡の合致によるカット	$2.05 \times 10^5$	$3.43 \times 10^6$	81.7%	94.4%
最上流プレーンによるカット	$1.89 \times 10^5$	$7.84 \times 10^5$	75.2%	80.6%
Veto プレーンによるカット	$1.76 \times 10^5$	$4.38 \times 10^5$	70.1%	71.3%
端チャンネルによるカット	$1.39 \times 10^5$	$1.70 \times 10^5$	55.4%	54.9%
飛跡数によるカット	$7.60 \times 10^4$	$1.77 \times 10^4$	30.2%	18.9%

### 7.3 検出効率

7.2 で述べたイベント選択の結果、Proton Module の有効領域内において起きたニュートリノ反応に対する検出効率のニュートリノのエネルギーとの関係は、図 7.28 のようになる。荷電カレント反応は終状態に飛程の長いミューオンを含み、終状態の荷電粒子の数も多いため、中性カレント反応に比べて、検出効率が高い。また INGRID において検出が不可能な 0.4GeV 未満のニュートリノも Proton Module では検出効率は低いものの、検出が可能であることがわかる。

また荷電カレント反応のうち CCQE 反応と、それ以外の荷電カレント反応の検出効率のニュートリノのエネルギーとの関係を図 7.29 に示す。CCQE 反応の方が、それ以外の荷電カレント反応に比べて検出

効率が低いのが、これは CCQE 反応の終状態の荷電粒子が 2 個であるのに対し、それ以外の荷電カレント反応の多くは終状態の荷電粒子がそれ以上であるため、原子核内で捕獲されてしまったり、飛程が短かったり、他の粒子の飛跡と重なってしまい検出ミスしてしまった粒子があった場合でも、2 本以上の飛跡が再構成できる確率が高いためである。

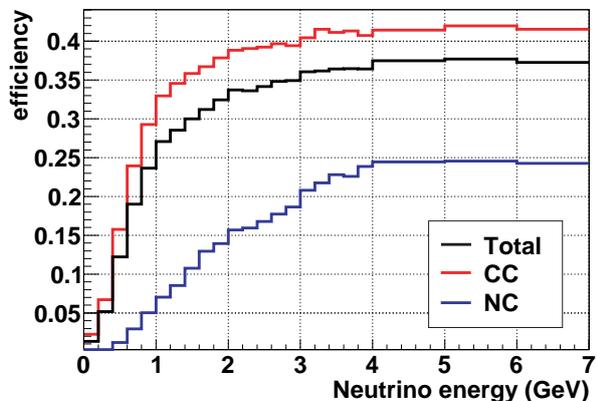


図 7.28 Proton Module の検出効率

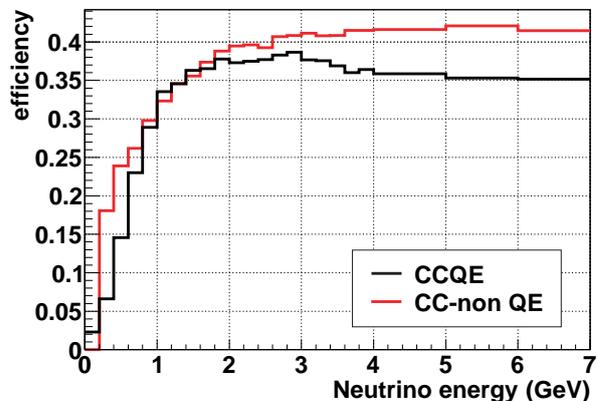


図 7.29 CCQE 反応と CC non-QE 反応検出効率

### 7.4 現在の解析における課題

本研究において、確立したイベント選択基準では、ニュートリノイベントの検出効率は 30.2%、バックグラウンド混入率は 18.9% であり、ニュートリノの反応断面積の精密測定のためには、より高度な選択基準が要請される。また現状ではまだ粒子識別の方法が確立できていない。イベント選択後の再構成された飛跡数別の反応モードの割合は図 7.30 のようになる。これを見るといずれの飛跡数においても、複数の反応モードが混ざり合っていることがわかる。よって飛跡数のみでは、反応モードの識別は不可能であり、粒子識別方法を確立した上で、反応モードの識別を行う必要がある。この方法確立に向けた展望については第 10 章で述べる。

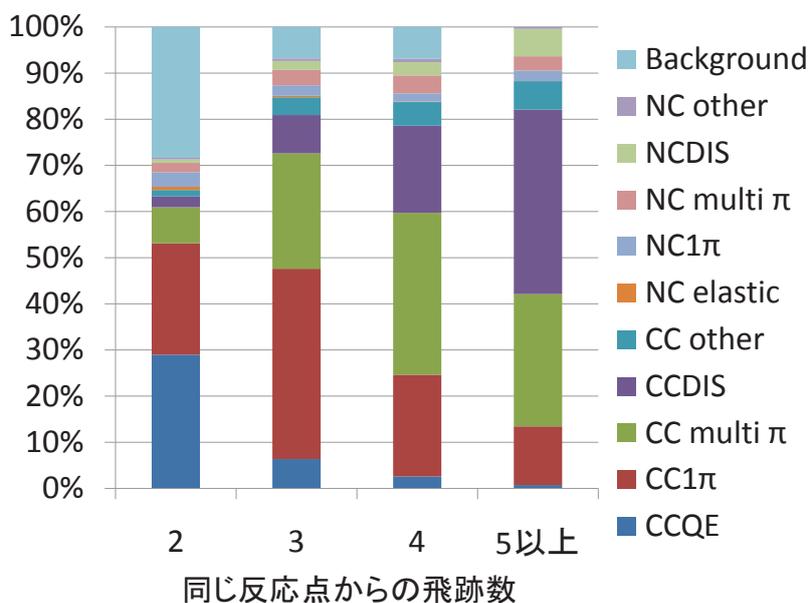


図 7.30 各飛跡数における反応モードの割合

## 第 8 章

# 実機の製作及び試験

### 8.1 実機の製作

2010 年 4 月から実機の製作を開始した。まず 4 月から 6 月にかけては、Proton Module のハードウェアの準備をした。4 月に京都大学において Proton Module 用のファイバー 1204 本を製作した。5 月は J-PARC の HENDEL 棟にてシンチレータ、MPPC、ケーブルの準備をし、6 月からは検出器の完成後に行う試験のためのデータ取得システムのセットアップを行った。それらの詳細な過程については付録 E に記述する。Proton Module のフレームは 3 月から 6 月にかけて製作された (図 8.1)。すべてのハードウェアの準備が完了した 6 月 20 日からは HENDEL 棟にて検出器の組立を開始した。

検出器の組立は、大掛かりな作業となるため、T2K 実験の共同研究者、技術者らの協力を賜り<sup>\*1</sup>、各日 2～4 人 (執筆者を含む) のシフトを組んで行った。その過程は以下の通りである。

1. フレームの溝にトラッキングプレーン用シンチレータを取り付ける (図 8.2)
2. Veto プレーン用シンチレータを Veto 用フレームに取り付ける (図 8.3)
3. 取り付けしたシンチレータの穴にファイバーを挿入する (図 8.4)

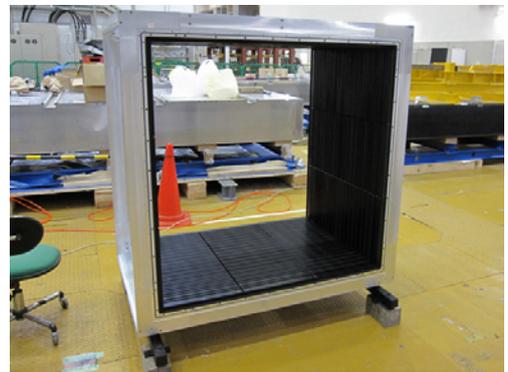


図 8.1 Proton Module 用フレーム  
内側には溝の刻まれた板が付いている



図 8.2 トラッキングプレーン用  
シンチレータの取り付け

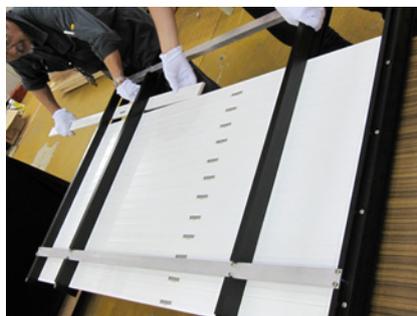


図 8.3 Veto プレーン用シンチ  
レータの取り付け

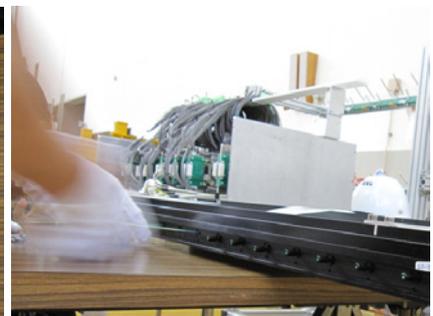


図 8.4 ファイバーの挿入

<sup>\*1</sup> 京都大学、大阪市立大学、LLR Ecole Polytechnique(フランス) の研究者、技術者の協力の元で行われた

4. ファイバーの端に MPPC を取り付ける (図 8.5)
5. 同軸ケーブルを TFB に取り付ける (図 8.6)
6. 同軸ケーブルの付いた TFB をエレクトロニクスボックスに取り付ける (図 8.7)
7. エレクトロニクスボックスをフレームの上に取り付け、同軸ケーブルを MPPC と接続する (図 8.8, 8.9)
8. Veto プレーンと遮光パネルを取り付ける (図 8.10)



図 8.5 MPPC の取り付け



図 8.6 TFB へのケーブルの取り付け

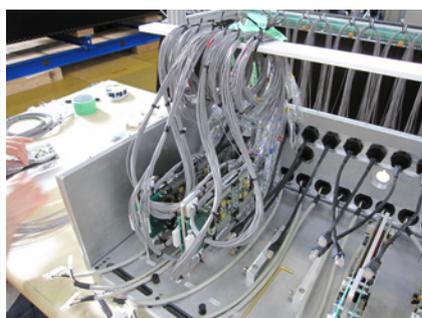


図 8.7 エレクトロニクスボックスへの TFB の取り付け



図 8.8 MPPC のケーブル接続 (横)



図 8.9 MPPC のケーブル接続 (上)



図 8.10 Veto プレーンの取り付け

組立は大きなトラブルもなく順調に進み、2010年7月30日に Proton Module は完成した (図 8.11)。



図 8.11 完成した Proton Module (正面から)

図 8.12 は Proton Module 上面の読み出し部、図 8.13 は Proton Module のエレクトロニクスボックス内部の写真である。



図 8.12 検出器上面の読み出し部 (遮光パネルで覆う前) 図 8.13 エレクトロニクスボックス内部 (蓋を被せる前)

## 8.2 組立後の MPPC の試験

### 8.2.1 ダークカウントの確認

#### 8.2.1.1 試験方法

組立完了後、接続ミスやケーブル、コネクタ、MPPC の破損がないかを確認するため、すべてのチャンネルの MPPC からのダークカウントを確認する試験を行った。この試験においては、ピリオディックトリガーモードにより、周期的にトリガーを生成し、MPPC からの信号の ADC データを取得する。

接続が正常なチャンネルの ADC 分布では、ペDESTアルのほかに MPPC からのダークカウントによるピークを確認することができる。しかし接続に問題があるチャンネルの ADC 分布では、MPPC からのダークカウントによる信号が届いていないため、ペDESTアルのピークしか確認できない。各 MPPC への印加電圧は、TFB から調整をする。この試験では 30 においてオーバー電圧が 1.4V となるよう印加電圧を調整した<sup>\*2</sup>。

#### 8.2.1.2 試験結果

この試験の結果、全 1204 チャンネル中 1192 チャンネルにおいては図 8.14 のように、ペDESTアルとダークカウントによるピークを確認できたが、12 チャンネルにおいては図 8.15 のように、ペDESTアルのピークしか確認できなかった。この問題のあった 12 チャンネルは、いずれも原因の究明が容易であり、その原因は表 8.1 に示す通りである。すべてのチャンネルを修繕した後<sup>\*3</sup>、再度同じ試験をした結果、すべてのチャンネルで図 8.14 のようなダークカウントによるピークを確認することができた。

<sup>\*2</sup> 30 は測定時の外気の温度である。30 におけるブレークダウン電圧は事前に測定していなかったが、25 と 20 のブレークダウン電圧により外挿して求めた。このようにして求めた 30 におけるブレークダウン電圧は正確な値ではないが、この試験においては MPPC がガイガーモードで動作しており、オーバー電圧が十分であれば問題ない。

<sup>\*3</sup> トラッキングプレーンのチャンネルの修繕のためには、遮光パネルと Veto プレーンを取り外さなければならない

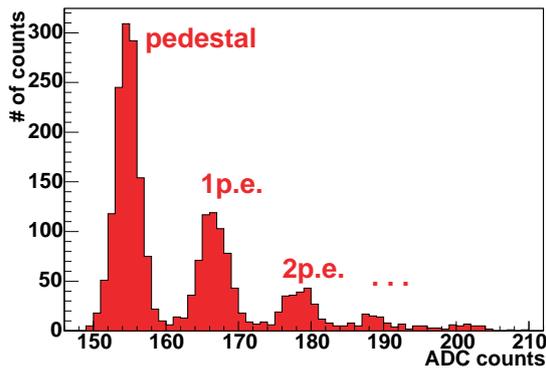


図 8.14 正常なチャンネルの ADC 分布

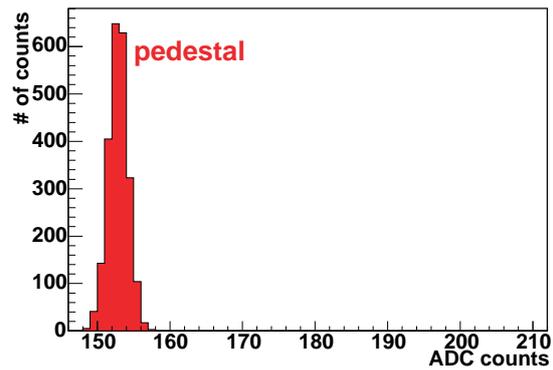


図 8.15 問題のあるチャンネルの ADC 分布

表 8.1 ダークカウントの確認試験で問題のあったチャンネルの原因

原因	チャンネル数
MPPC を GOMI コネクタに逆向きに取り付け	2
MPPC を PCB コネクタに逆向きに取り付け	4
PCB コネクタの破損	3
同軸ケーブルの破損	3

## 8.2.2 組立前の基礎特性との比較

### 8.2.2.1 試験方法

すべてのチャンネルが MPPC と正しく接続されていることを確認した後は、MPPC のゲインとノイズレートを測定し、チャンネル毎に組立前の測定値と比較した。これは MPPC を付け間違えていたり、組立前の測定後に MPPC の基礎特性が変化していないかを確認するためである。

ノイズレートは同じ温度、同じオーバー電圧のもとでも個体差が激しいため、付け間違いがあった場合、この比較により発見できる可能性が高い。ゲインは同じ温度、同じオーバー電圧のもとでの個体差は僅かであるが、ブレイクダウン電圧は個体差が激しく、チャンネルの付け間違いがあった場合、間違ったオーバー電圧を与えることになり、ゲインが異なった値を示すため、同様の比較により発見できる可能性が高い。

またこの試験は、遮光の試験も兼ねている。もし、顕著な光漏れがあった場合、MPPC においてその光が検出されるため、ノイズレートの測定値は実際の値より大きくなる。よって組立前と組立後のノイズレートの測定値の差が十分に小さければ、遮光は十分であることがいえる。

組立後の試験を行った環境 (HENDEL 棟) には空調設備がないため、MPPC の温度は制御することができない。そのため、外気の温度が 20 (組立前に測定をした温度) となったときに測定を行った<sup>\*4</sup>。この測定は、MPPC の温度が測定された外気の温度と同じ 20 である保証はないため、あまり精密な測定とはいえないが、MPPC の付け間違いを発見したり、組立前の測定値との比較をするためには、十分な精度であった。MPPC への印加電圧は 20 においてオーバー電圧が 1.4V(組立前の測定と同じ) となる

<sup>\*4</sup> 検出器完成直後の 8 月上旬は HENDEL 棟の気温が 30 付近であったが、MPPC の性能評価試験においては 30 での基礎特性を測定しておらず、またビーム運転の開始までには十分な時間があったため、気温が 20 付近となる 9 月中旬まで待って試験を行った。

ように調整した。ゲイン、ノイズレートの算出方法は組立前の試験と全く同じである (5.1.2 参照)。

8.2.2.2 試験結果

組立後と組立前の各チャンネルでのゲインの差を図 8.16 に、ノイズレートの差を図 8.17 に示す。

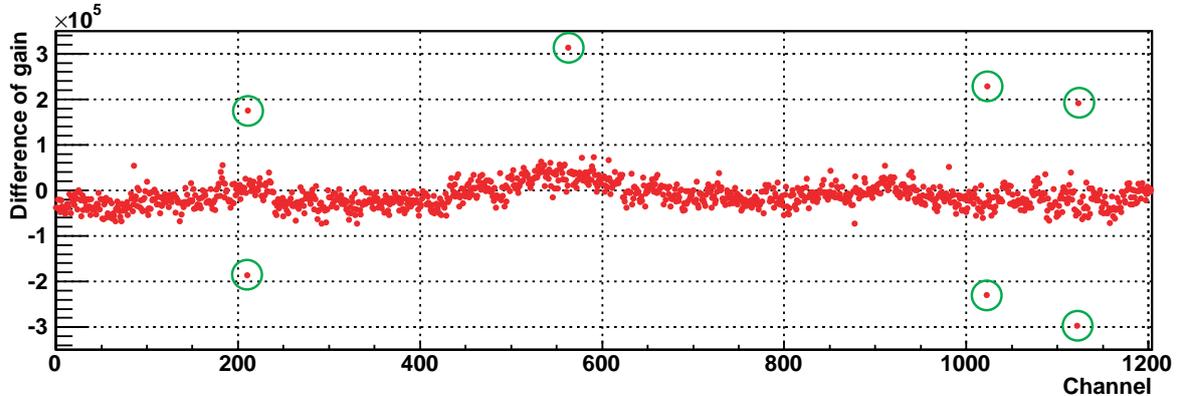


図 8.16 組立前と組立後のゲインの測定値の差 (緑色の丸で囲まれた点が差が激しいチャンネル)

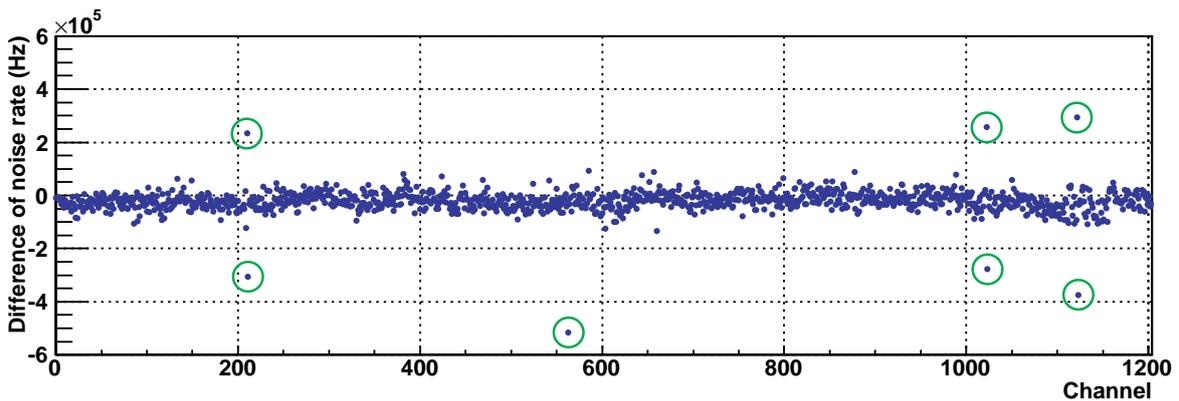


図 8.17 組立前と組立後のノイズレートの測定値の差 (緑色の丸で囲まれた点が差が激しいチャンネル)

これを見るとゲイン、ノイズレートともに、同じ 7 チャンネル (チャンネル番号 : 210, 211, 563, 1022, 1023, 1122, 1123) において組立前と組立後の測定値の差が激しい。そのうち 6 チャンネルは隣り合った 2 チャンネルにおいて一方が極端に大きく、一方が極端に小さい。これらのチャンネルは隣り合ったチャンネル間でのケーブルのつなぎ間違いまたは MPPC の付け間違いがあった。また残った 1 チャンネルは、誤ってシリアル番号の違う MPPC を付けていた (表 8.2)。

表 8.2 組立後の測定値が組立前と一致しなかったチャンネルの原因

原因	チャンネル数
隣り合ったチャンネル間でのケーブルのつなぎ間違い	4
隣り合ったチャンネル間での MPPC の付け間違い	2
MPPC のシリアル番号の間違い	1

それらを修繕した後、再び測定を行ったところ、修繕後と組立前の各チャンネルでのゲインの差は図 8.18 のように、ノイズレートの差は図 8.19 のようになった。これを見るとゲイン、ノイズレートともにすべてのチャンネルにおいて組立前と大きな差がない。よって、問題があったチャンネルが正しく修繕されており、基礎特性が組立前とほとんど変わらないことが確認できた。

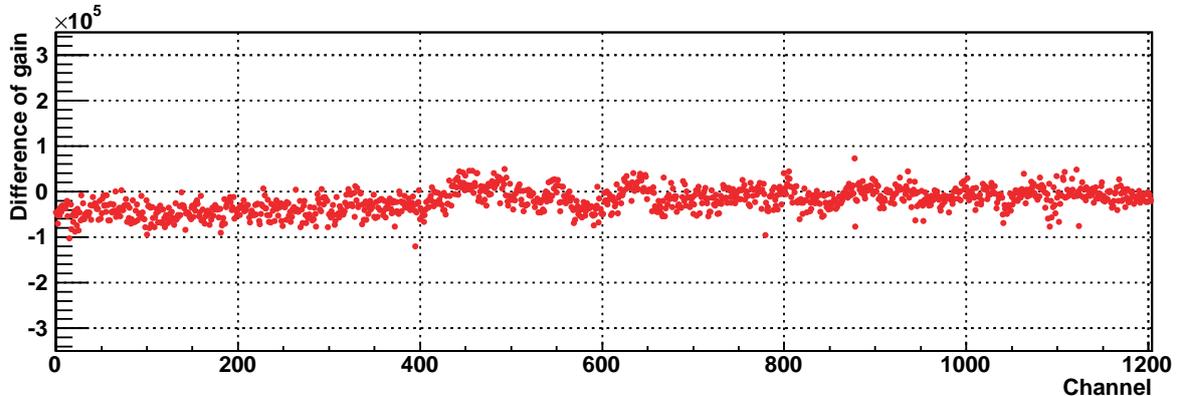


図 8.18 組立前と組立後 (修繕後) のゲインの測定値の差

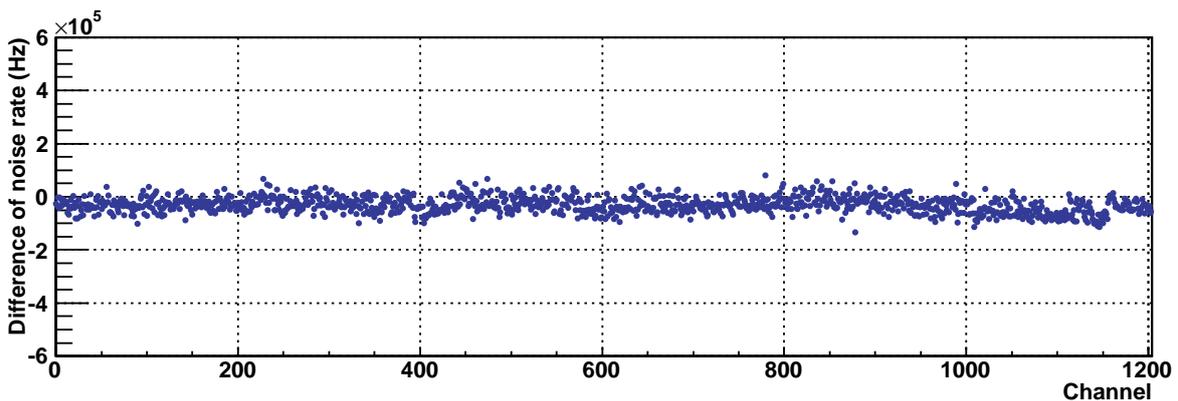


図 8.19 組立前と組立後 (修繕後) のノイズレートの測定値の差

## 8.3 組立後の宇宙線試験

### 8.3.1 宇宙線データの取得

MPPC の試験の後、光量が極端に少ないチャンネルがないこと、すべてのチャンネルが正常に動作していることを確認するため、宇宙線を用いた試験を行った。宇宙線データは各チャンネルのヒット情報をもとに、CTM により宇宙線トリガーをつくることで取得する。最初に CTM による宇宙線トリガーにより、宇宙線データが正常に取得できていることを確認するため、取得された宇宙線イベントをイベントディスプレイで確認した。

その結果、図 8.20, 8.21 のようにシンチレータのヒットから宇宙線の飛跡を確認することができ、CTM によるデータ取得が正常に行われていることが確認できたため、宇宙線試験を開始した。

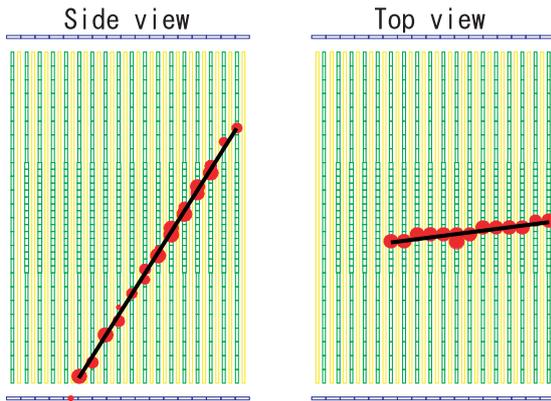


図 8.20 Proton Module により初観測された宇宙線イベント

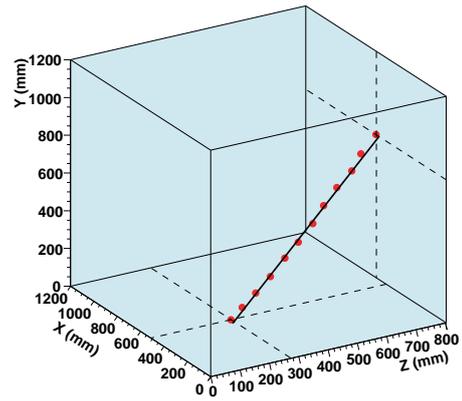


図 8.21 初観測された宇宙線イベントの 3 次元プロット

### 8.3.2 トラッキングプレーンの宇宙線試験

#### 8.3.2.1 試験方法

最初にトラッキングプレーンの試験を行った。宇宙線トリガーをつくるためのトラッキングプレーンでのヒット条件は図 8.22 に示すとおりであり、0, 1, 4, 5, 8, 9 の全てのプレーンまたは 8, 9, 12, 13, 16, 17 の全てのプレーンにおいてヒットがあったときに CTM により宇宙線トリガーが生成される。

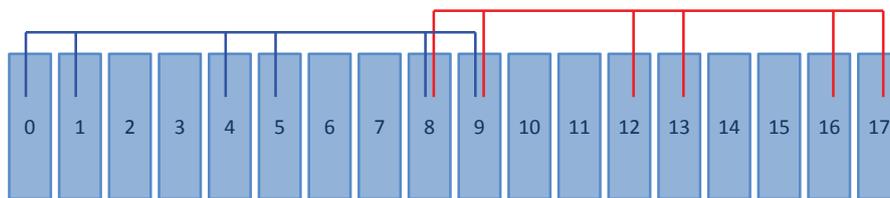


図 8.22 トラッキングプレーンの試験のための宇宙線トリガー生成のヒット条件

このヒット条件は、ヒットを要求するトラッキングプレーン間の距離を長いため、比較的水平的な宇宙線によるイベントのみが選択され、シンチレータの場所による宇宙線の入射角度分布の差を小さくすることができる。また宇宙線の入射するイベント数が極端に少なくなるチャンネルがなく、すべてのシンチレータにおいて十分な統計量を得ることができる。

データ取得時間は 12 時間であり、外気の温度が 20 となったときに、MPPC への印加電圧をオーバー電圧が 1.4V (@20 ) となるように調整し、測定を開始したが、測定期間中の外気の温度は図 8.23 のように  $\pm 1.5$  の範囲で変動している。温度が 1.5 変わると、ブレークダウン電圧が変わるため、ゲインが 5~10% 変化する。よって、この測定も精密な測定とはいえないが、シンチレータ、ファイバー、MPPC の問題により光量が極端に低いチャンネルを発見するためには十分であった。

データ取得後、各チャンネルにおいて宇宙線の入射が期待されるイベントのデータのみを選択し、そのイベントの平均光量から、シンチレータ、ファイバー、MPPC に問題がないかを確認した。最上流または最下流のプレーン以外のトラッキングプレーンのチャンネルにおける宇宙線イベントの選択方法は図 8.24 に示すように、上流と下流の同じ向きのトラッキングプレーンの同じ位置のチャンネルにおいて 5p.e. 以上のヒットがあったとき、その間に位置するシンチレータには宇宙線が入射していると考え、イ

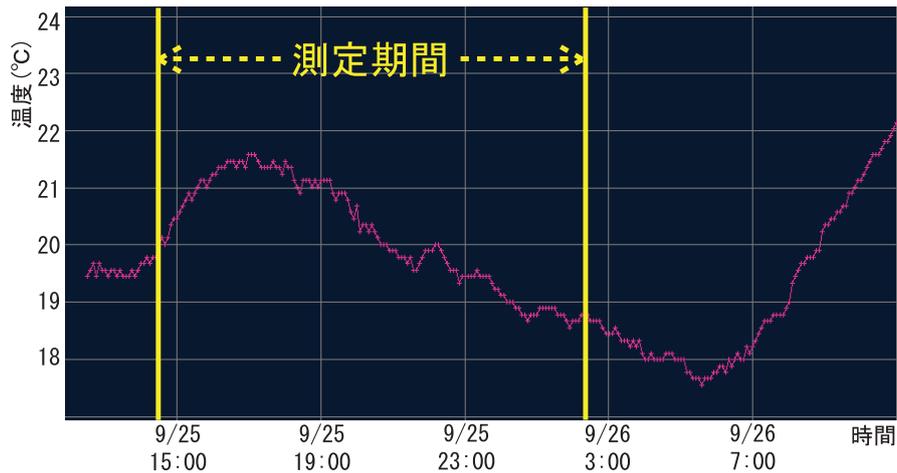


図 8.23 宇宙線試験中の外気の温度

イベントを選択した。最上流または最下流のプレーンのチャンネルにおける宇宙線イベントを選択するためには図 8.25 のように、上流もしくは下流の同じ向きのトラッキングプレーン 2 層の同じ位置のチャンネルにおいて 5p.e. 以上のヒットがあったとき、イベントを選択した。

図 8.26 のような宇宙線によるヒットイベントがあった場合、この選択基準により、選択されるのは、青色で示すヒットのみである。このイベント選択方法により、評価をするシンチレータのヒット情報を用いずに、宇宙線がそのシンチレータに入射しているイベントを選択することができる。

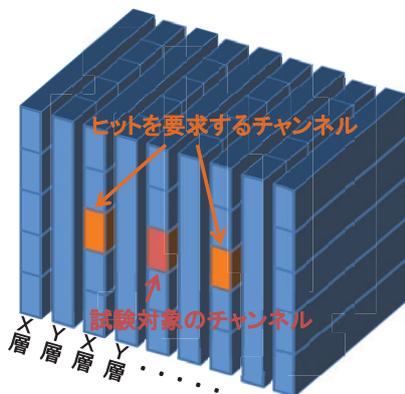


図 8.24 端のプレーン以外の宇宙線イベントの選択条件

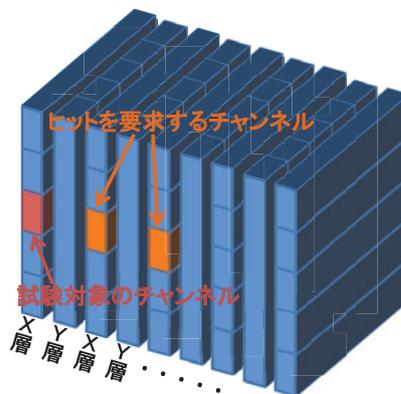


図 8.25 端のプレーンにおける宇宙線イベントの選択条件

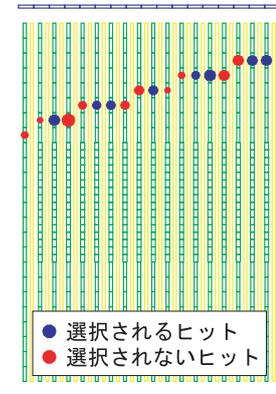


図 8.26 ある宇宙線イベントでのヒットイベント選択

8.3.2.2 試験結果

トラッキングプレーンの全シンチレータでのすべてのヒットイベントとイベント選択後のヒットイベントの光量分布を図 8.27 に示す。全ヒットイベントでは 10p.e. 以下の MPPC のダークカウントによるイベントが大半を占めているが、イベント選択後は、10p.e. 以下のイベント数は少なく、イベント選択によりダークカウントによるイベントを十分に排除することができていることがわかる。

イベント選択後の各チャンネルでの平均光量を図 8.28, 8.29 に示す。中央に配置されている SciBar 型シンチレータの光量は端に配置されている INGRID 型シンチレータに比べて高いが、これは 5.2 で述べたように、SciBar 型シンチレータの厚さや、幅の狭さによるものである。また Y 層のシンチレータの光

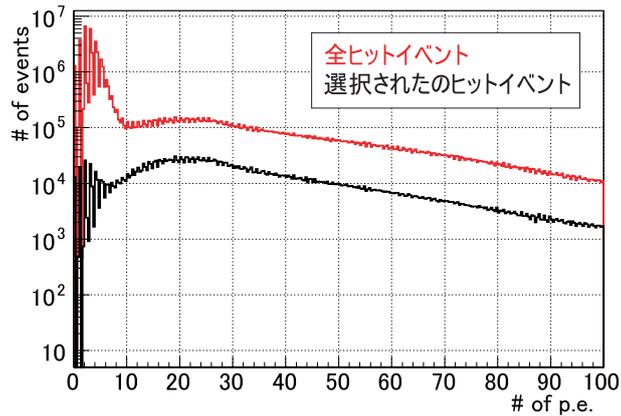


図 8.27 すべてのヒットイベントとイベント選択後のヒットイベントの光量分布

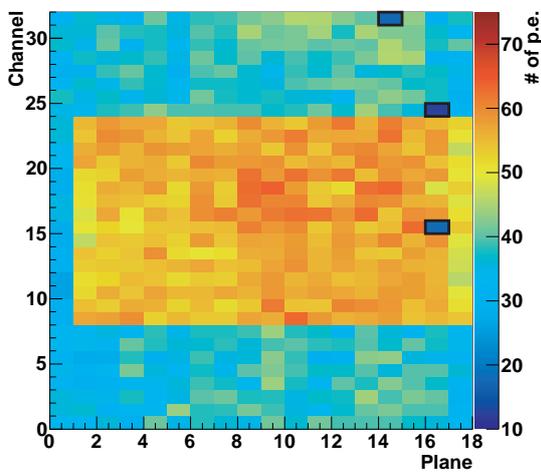


図 8.28 X 層の各シンチレータでの宇宙線イベントの平均光量  
(黒い四角で囲まれたチャンネルの光量が低い)

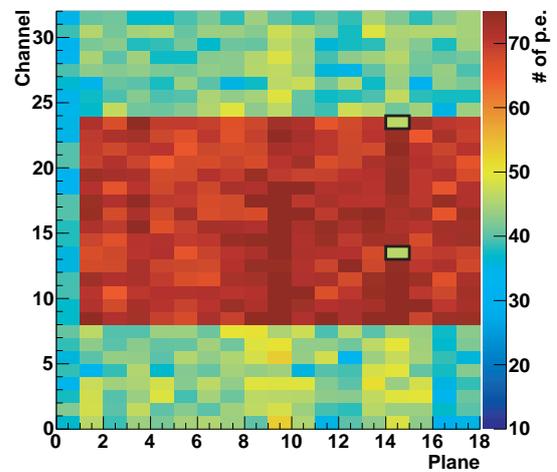


図 8.29 Y 層の各シンチレータでの宇宙線イベントの平均光量  
(黒い四角で囲まれたチャンネルの光量が低い)

量は X 層のシンチレータに比べて高いが、これは宇宙線が水平面に対して角度を持って入射してくるため、シンチレータを縦向きに置いたとき、宇宙線がシンチレータ中を通過する距離が長くなるためである。

この影響を考慮し、同じ向きに取り付けられた同じタイプのシンチレータ間で光量を比較したところ、INGRID 型シンチレータ 3 チャンネルと SciBar 型シンチレータ 2 チャンネルの計 5 チャンネルにおいて、光量が極端に少ないことがわかった。これらの光量が少ないチャンネルについて調査を行ったところ、原因は表 8.3 の通りであった。

表 8.3 宇宙線試験で光量が低かったチャンネルの原因

原因	チャンネル数
GOMI コネクタの接続不良	2
ファイバーにクラック	1
原因不明	2

原因が特定されたチャンネルは修繕し、原因不明のチャンネルについては、ファイバーを交換し、それでも光量が低いものは、MPPC を交換した。その後、再び光量測定をした結果、図 8.30, 8.31 のようにトラッキングプレーンのすべてのチャンネルにおいて十分な光量が得られた。

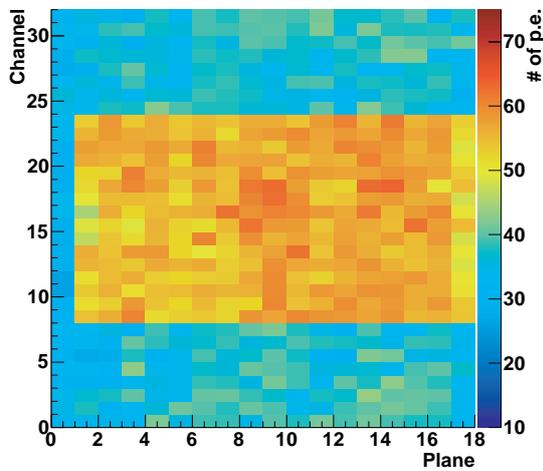


図 8.30 修繕後の X 層の各シンチレータでの宇宙線イベントの平均光量

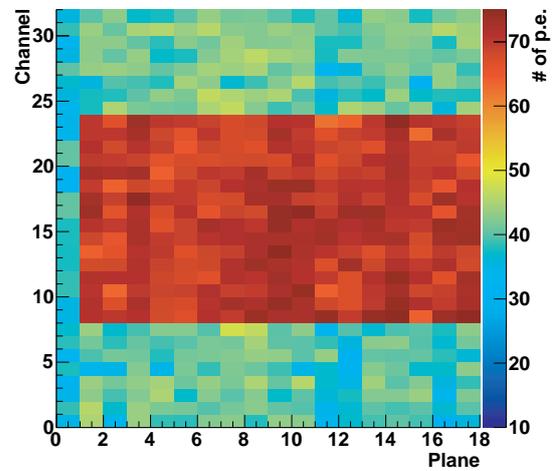


図 8.31 修繕後の Y 層の各シンチレータでの宇宙線イベントの平均光量

### 8.3.3 宇宙線イベント数の確認

取得した宇宙線データにおいて、これまでのイベント選択条件に、イベント選択をするチャンネル自身の光量も 5p.e. 以上であるという条件を加えてイベント選択を行い、各チャンネルにおいて選択されたイベント数を求めた。これはケーブルのつなぎ間違いがないことを確かめるためである<sup>\*5</sup>。もし隣り合ったチャンネル間でのケーブルのつなぎ間違いがあった場合、図 8.32 のように、一直線上にない 3 つのシンチレータにヒットを要求することになるため、つなぎ間違いのあるチャンネルのイベント数が周りの正常なチャンネルに比べて極端に少なくなることが予想される。

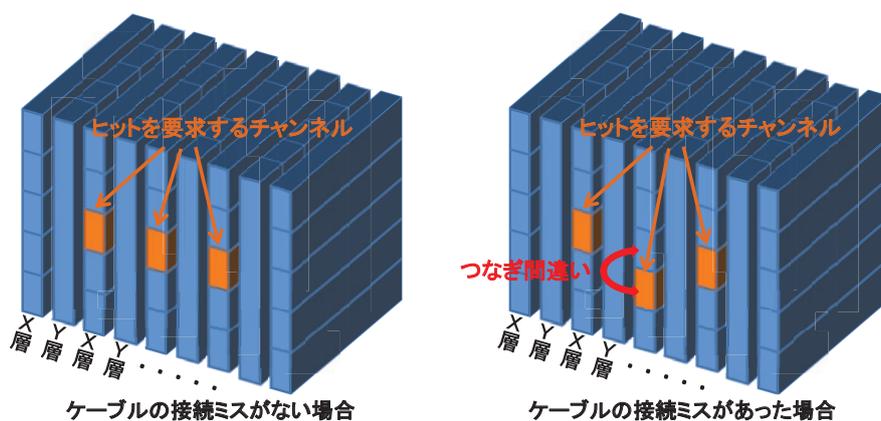


図 8.32 ケーブルミスがあった場合とない場合のイベント選択条件

<sup>\*5</sup> 8.2.2 において、MPPC の基礎特性の比較により、ケーブルのつなぎ間違いを発見したが、つなぎ間違えたチャンネルの MPPC の基礎特性の値が近かった場合、この方法ではつなぎ間違いを発見することができない

各チャンネルでの宇宙線イベント数は図 8.33, 8.34 のようになり、全てのチャンネルにおいて十分なイベント数が得られており、周りのチャンネルと比べて、イベント数が極端に少ないチャンネルもない。中央に配置されている SciBar 型シンチレータにおけるイベント数は端に配置されている INGRID 型シンチレータにおけるイベント数に比べて少ないが、これは SciBar 型シンチレータの幅が狭いため、イベント選択の条件が厳しくなるためである。このことから、すべてのチャンネルのケーブルが正しくつながれていることが確認できる。

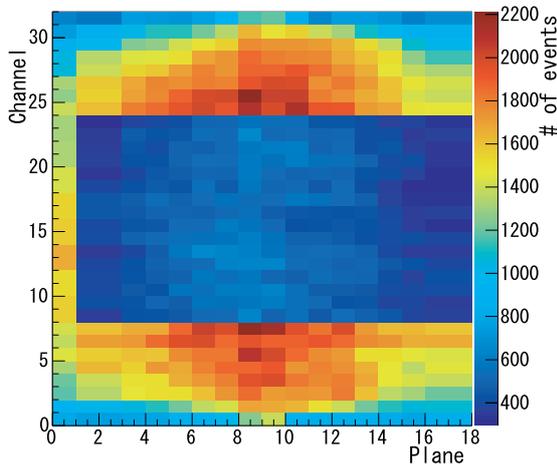


図 8.33 X 層の各シンチレータでの宇宙線イベント数

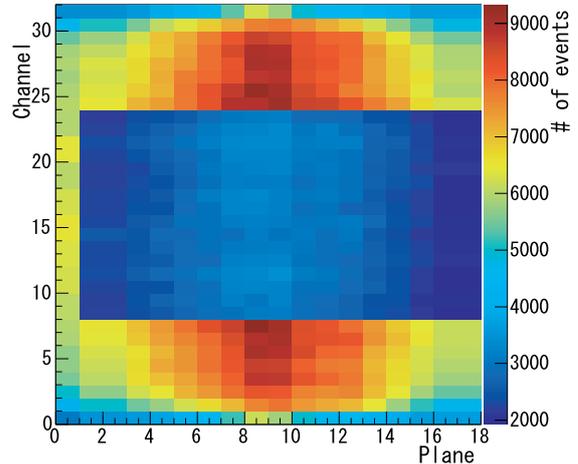


図 8.34 Y 層の各シンチレータでの宇宙線イベント数

### 8.3.4 Veto プレーンの宇宙線試験

#### 8.3.4.1 試験方法

次に Veto プレーンの試験を行った。Veto プレーンの試験のためには宇宙線トリガーをつくるためのトラッキングプレーンでのヒット条件を図 8.35 のように変更し、0, 1, 4, 5 のプレーンの全て、または、5, 8, 9 のプレーンの全て、または 8, 9, 12, 13 のプレーンの全て、または 12, 13, 16, 17 のプレーンの全てでヒットがあったときに、CTM が宇宙線トリガーを生成するように設定し直した。

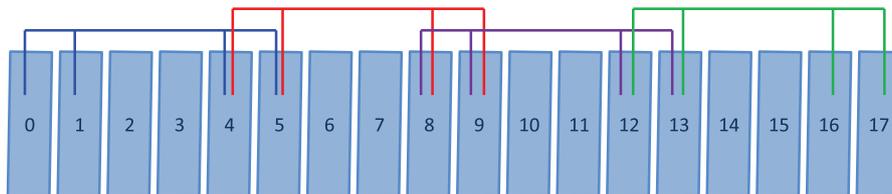


図 8.35 Veto プレーンの試験のための宇宙線トリガー生成のヒット条件

このヒット条件はヒットを要求するトラッキングプレーン間の距離を短くすることで、宇宙線がトラッキングプレーンから横に抜けて、Veto プレーンに入射するイベントが増えるように決定した。その他の設定はトラッキングプレーンの宇宙線試験時と同じで、データ取得時間は 12 時間であり、MPPC への印加電圧はオーバー電圧が 20 において 1.4V となるように調整した。

Veto プレーンの試験は、トラッキングプレーンの試験のように、評価するシンチレータの前後に配置されたシンチレータにヒットを要求することで評価するシンチレータ自身のヒット情報を用いずに、宇宙線が入射しているイベントを、選び出すことができない。そのため、評価するシンチレータ自身の光量に

閾値を設定し、その閾値以上の光量のイベントを選択することにより、MPPC のダークカウントによるイベントを排除し、宇宙線イベントのみを選択することにした。

8.3.4.2 試験結果

図 8.36, 8.37 に示す宇宙線が入射したサイクルと入射していないサイクルにおける光量分布の違いをみると 9.5p.e. 以上では宇宙線が入射していないサイクルにおけるイベント数が入射したサイクルにおけるイベント数に比べて十分に小さくなる。これは 9.5p.e. 以上では宇宙線によるイベントが MPPC のダークカウントによるイベントに比べて十分に大きいことを意味する。よって MPPC のノイズによるイベントを除き、宇宙線によるイベントの光量のみを見るために、各チャンネルにおいて 9.5p.e. 以上のイベントを選び、それらの平均光量を確認した。その結果を図 8.38, 8.39 に示す。

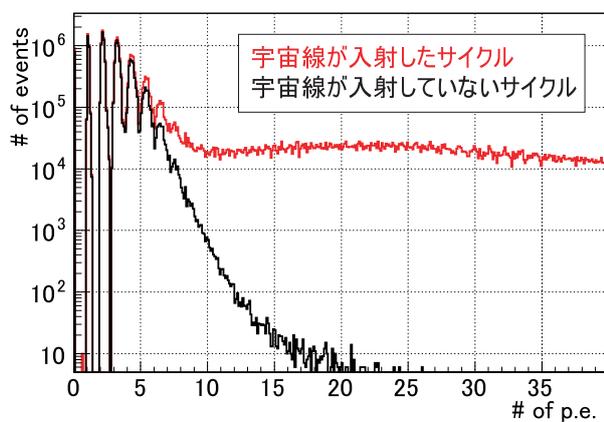


図 8.36 宇宙線の入射したサイクルと宇宙線が入射していないサイクルでの光量分布 (0~40p.e.)

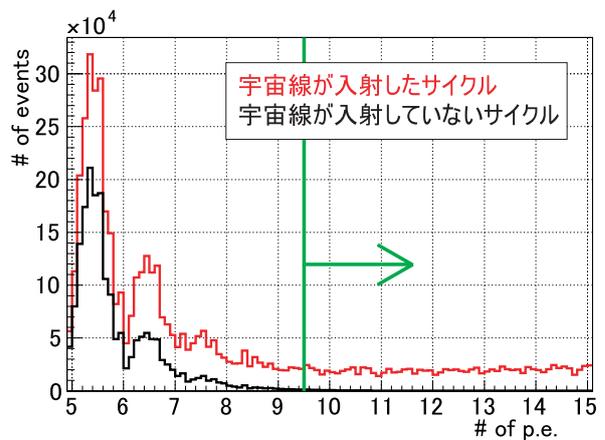


図 8.37 宇宙線の入射したサイクルと宇宙線が入射していないサイクルでの光量分布 (5~20p.e.)

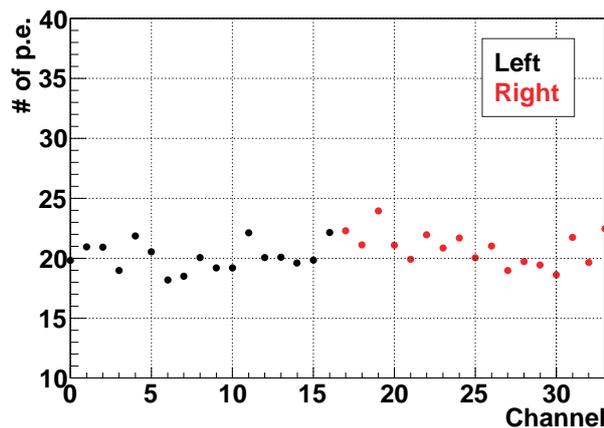


図 8.38 上下の Veto プレーンのシンチレータでの宇宙線イベントの平均光量

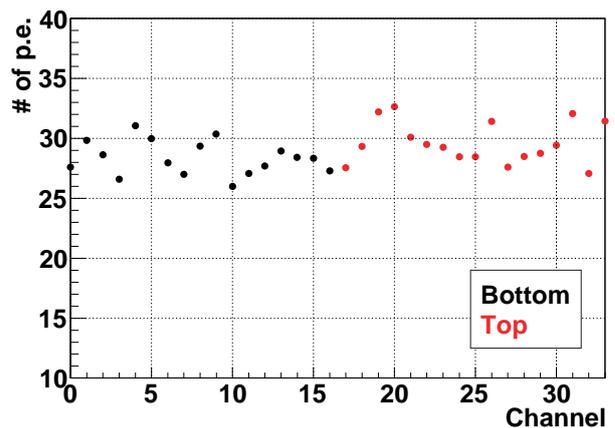


図 8.39 左右の Veto プレーンのシンチレータでの宇宙線イベントの平均光量

左右の Veto プレーンのシンチレータにおける光量は上下のそれを比べて多いが、これはトラッキングプレーンの試験のときと同様に、シンチレータの向きと宇宙線の入射角度による影響である。この試験により、Veto プレーンに光量が極端に低いチャンネルがなく、Veto プレーンのシンチレータ、ファイバー、MPPC が正常に動作していることを確認した。

### 8.3.5 ヒット検出効率の評価

#### 8.3.5.1 試験方法

これまで取得した宇宙線データから、宇宙線がトラッキングプレーンの 1 層を突き抜けたとき、その層において検出できる効率 (以下、ヒット検出効率と呼ぶ) を求めた。その算出方法は以下の通りである。

まずヒット検出効率を評価するプレーンにおけるヒットをすべて隠した状態で (図 8.40)、セル・オートマトンを用いた飛跡再構成方法により宇宙線の飛跡の再構成をする\*<sup>6</sup>(図 8.41)。評価するプレーンを突き抜ける飛跡が再構成されたとき、隠していたプレーンのヒット情報を確認する (図 8.42)。

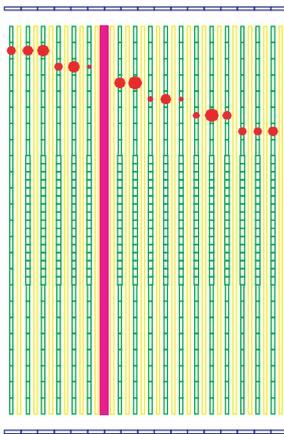


図 8.40 評価するプレーンのヒット情報を隠す

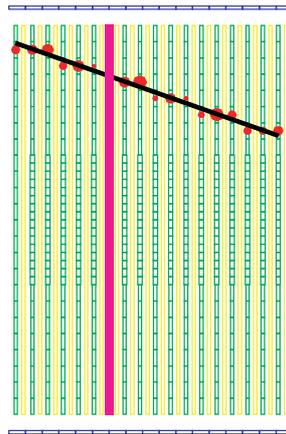


図 8.41 ヒット情報を隠したままで飛跡を再構成

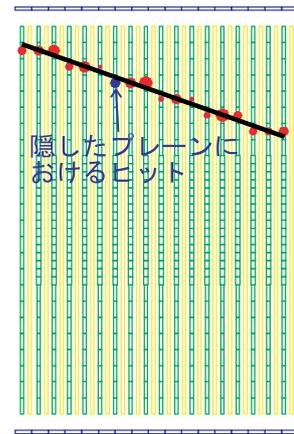


図 8.42 飛跡が評価するプレーンを突き抜けていれば評価するプレーンにヒットがあるか確認

そのトラッキングプレーンにおいて、再構成された飛跡から 50mm 以内のシンチレータにヒットがあれば、検出成功イベント、ヒットがなければ検出失敗イベントとし、トラッキングプレーンのヒット検出効率を

$$\text{ヒット検出効率} = \frac{\text{検出成功イベント数}}{\text{検出成功イベント数} + \text{検出失敗イベント数}} \quad (8.1)$$

と算出する。このヒット検出効率は入射角度に依存するため、入射角度別に評価をする。この評価試験においてはすべての角度に対して、95% 以上のヒット検出効率をもつことを要求する。

#### 8.3.5.2 試験結果

算出した X 層と Y 層の全トラッキングプレーンの平均ヒット検出効率を図 8.43, 8.44 に示す。X 層、Y 層ともに入射角度が 0° 付近において、ヒット検出効率が低くなっているが、これはシンチレータの反射材による不感領域が、0° 方向に伸びているため、荷電粒子がシンチレータにヒットを起こさずにその不感領域を通り抜けてしまう確率は、0° 付近において最大となるからである。

X 層、Y 層ともすべての角度に対して、97% 以上の高いヒット検出効率を得られており、Proton Module のトラッキングプレーンの検出性能が十分であると言える。

\*<sup>6</sup> 7.1 で述べたように、セル・オートマトンを用いた飛跡再構成方法においては、不感となった層があった場合でも飛跡を再構成することができる

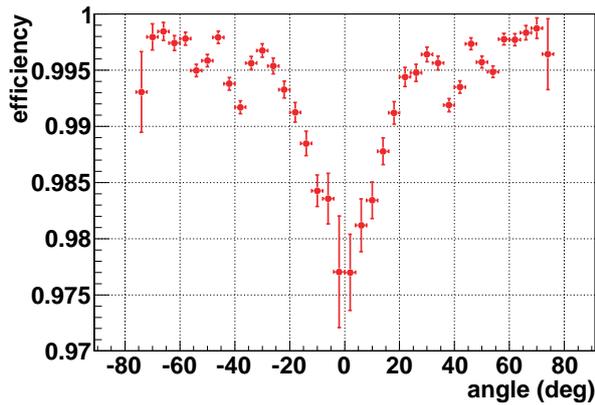


図 8.43 X 層のヒット検出効率

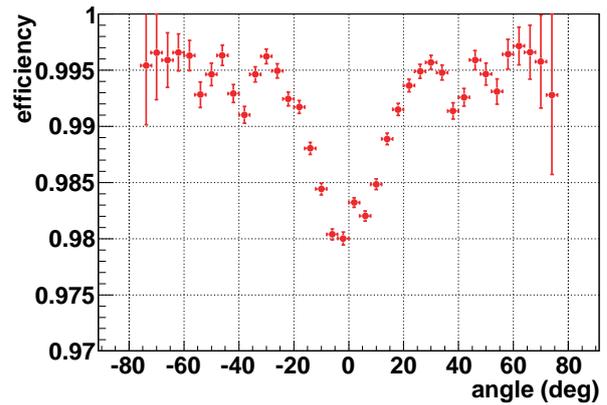


図 8.44 Y 層のヒット検出効率

### 8.3.6 TDC の動作確認

MPPC と TFB 間のケーブルの長さは全て等しくしているため、TFB の TDC が正常に動作していれば、宇宙線によるヒット時間は、ファイバー中での光の伝搬時間差などを除き、ほぼ等しくなるはずである。これまでの宇宙線試験における、TDC のヒット時間の分布を図 8.45 に示す。

9.5p.e. 以上のヒットの時間分布は、-3300ns 付近に集中しており、これは宇宙線トリガーで宇宙線イベントの期待される時間と一致している。図 8.46 に示す各チャンネルの平均ヒット時間分布を見ても、全 1204 チャンネルの平均ヒット時間が-3300ns 付近にあり、全てのチャンネルの TDC が正常に動作していることが確認できる。

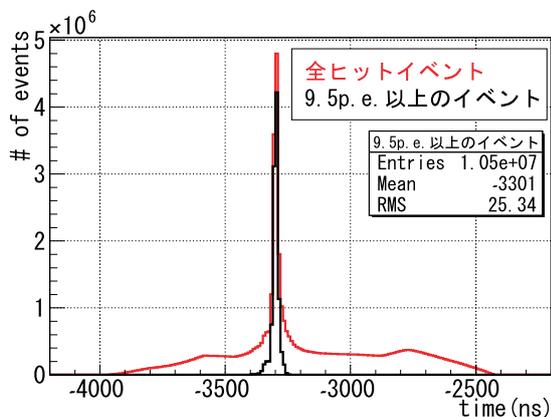


図 8.45 宇宙線試験におけるヒット時間分布

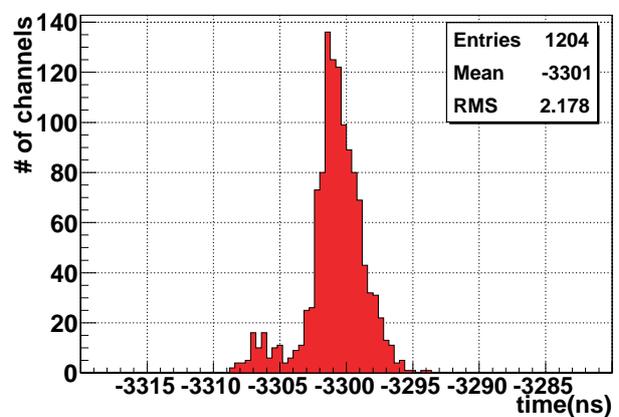


図 8.46 宇宙線試験における全 1204 チャンネルの 9.5p.e. 以上のイベントの平均ヒット時間

## 8.4 インストール及びビームデータ取得の準備

### 8.4.1 インストール

これまで試験から、Proton Module の全 1204 チャンネルのシンチレータ、ファイバー、MPPC 及びエレクトロニクスが正常に動作していることが確認できたため、10 月 20 日に Proton Module は前置検出器ホールにインストールされた (図 8.47, 8.48, 8.49)。



図 8.47 Proton Module 用のレールの設置



図 8.48 Proton Module のインストール作業

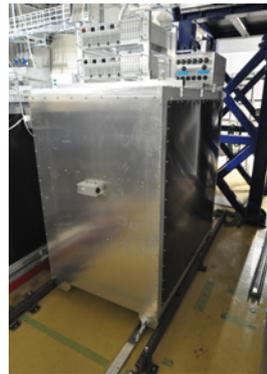


図 8.49 インストールが完了した Proton Module

### 8.4.2 データ取得システムの構築

インストール後、検出器と BEB を STP ケーブルで接続し (図 8.50, 8.51)、前置検出器ホールにおける Proton Module のデータ取得システムを構築し、宇宙線トリガーにより宇宙線データを取得することで、データ取得システムが正常に動作していることを確認した。

また図 8.52 のようなオンラインディスプレイを開発し、Proton Module の動作状況を、リアルタイムで確認できるようにし、検出器やデータ取得システムの異常を即時に発見できるシステムを構築した。

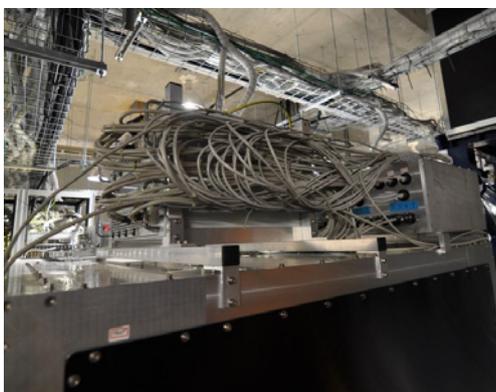


図 8.50 Proton Module のケーブル接続

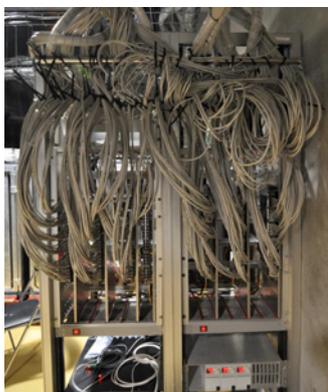


図 8.51 BEB とのケーブル接続

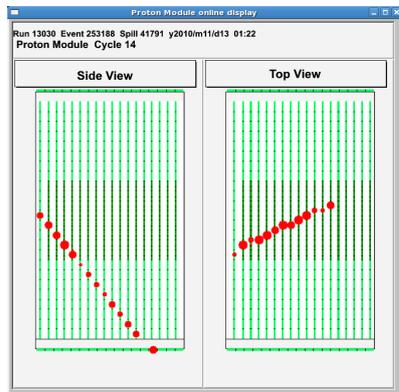


図 8.52 オンラインディスプレイで観測された宇宙線

### 8.4.3 印加電圧の調整

これまでの試験においては MPPC のオーバー電圧はすべて 1.4V となるようにしてきたが、インストール後には、各チャンネルの印加電圧を調整し、図 8.53 のようにすべての MPPC のゲインが  $7 \times 10^5$  付近に集中するようにした。

これは TDC の閾値に対応する光量がすべ

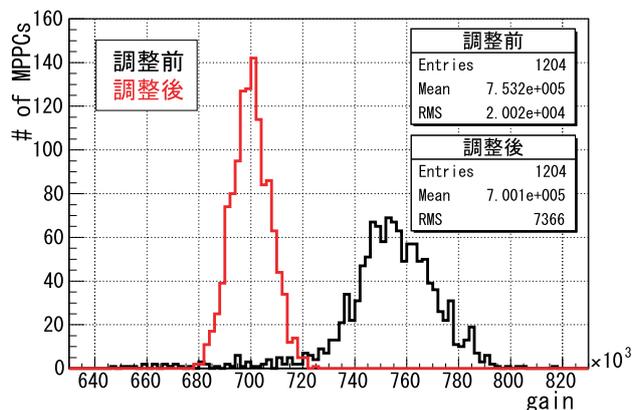


図 8.53 調整前と調整後の全 1204 チャンネルのゲイン

でのチャンネルについて等しくなるようにするためであり、この調整により TDC の閾値は 2.5p.e. 相当となるようにした。

### 8.4.4 デッドチャンネル

インストールから一週間後くらいから、1 つのチャンネルの動作に異常が見られるようになった。ピリオディックトリガーによりデータ取得をした際の、そのチャンネルの ADC 分布の時間推移を図 8.54 に示す。

これを見ると、最初はペDESTALピーク以外にダークカウントによる、1p.e. ピーク、2p.e. ピークを確認することができる。しかし、時間が経つにつれて、ペDESTALピークと 1p.e. ピークの間隔が小さくなり、ついにはペDESTALピークしか確認できなくなってしまった。問題のあるチャンネルの印加電圧を上げてみたら、一時的に回復し、1p.e. のピークが確認できるようになったが、すぐにペDESTALのみの分布に戻ってしまった。このチャンネルの TFB の読み出しチャンネルを隣のチャンネルと入れ替えてみたが、隣のチャンネルにおいて、ペDESTALのみの分布となった。このことから、問題があるのは TFB より上流のケーブルか MPPC であることがわかった。

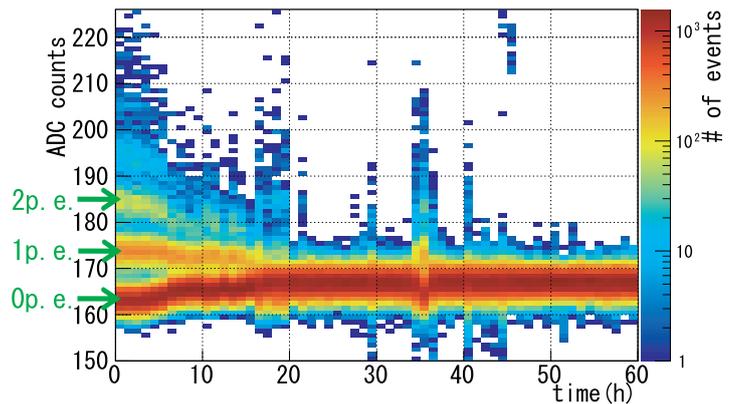


図 8.54 異常が見られたチャンネルにおける ADC 分布の時間推移

遮光パネルや Veto プレーンを取り除き、問題のあるチャンネルのケーブル、MPPC を交換することも検討したが、インストール後の MPPC やケーブルの交換は、困難であり、交換中に他のチャンネルにも影響を与えかねないこと、ビーム運転開始の直前であったこと、1 つの不感チャンネルが検出器に与える影響をモンテカルロ・シミュレーションにより見積もった結果、図 8.55 に示すようにその影響が非常に小さかったことから当面はこのままで測定を行うことに決めた。

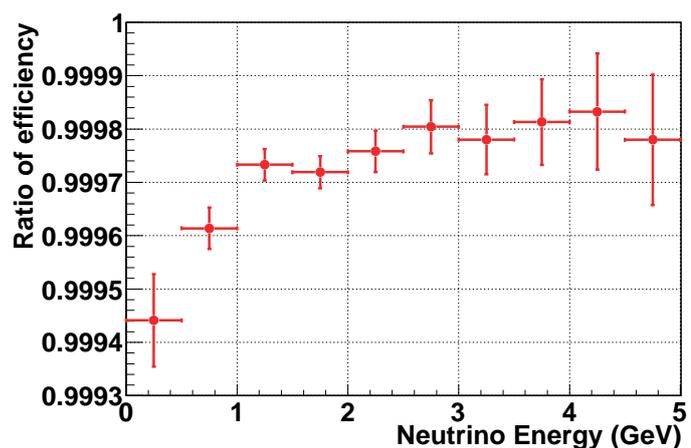


図 8.55 全てのチャンネルが有感の場合と 1 つ不感チャンネルがある場合の検出効率の比

このチャンネルは今後、予期しない動作をするおそれがあるため、データ取得の際は、このチャンネルから信号があった場合も、その信号を無視することで、このチャンネルを常に不感チャンネルとし<sup>\*7</sup>、測定データと比較をするモンテカルロ・シミュレーションにおいても、このチャンネルを不感チャンネルとしたものを用いた。

<sup>\*7</sup> ただし、問題のあるチャンネルが回復し、正常かつ安定な動作が確認されたときは、すぐにデータ取得に参加させるために、そのチャンネルの挙動を監視し続けた

## 第9章

# ビームデータの取得及び解析

### 9.1 ニュートリノイベントの観測

Proton Module インストール後のビーム運転は11月16日より開始し、18日にProton Moduleにおける最初のニュートリノイベントを観測することに成功した。図9.1にそのイベントのイベントディスプレイを、図9.2にそのイベントのヒットチャンネルにおけるヒット時間分布を示す。

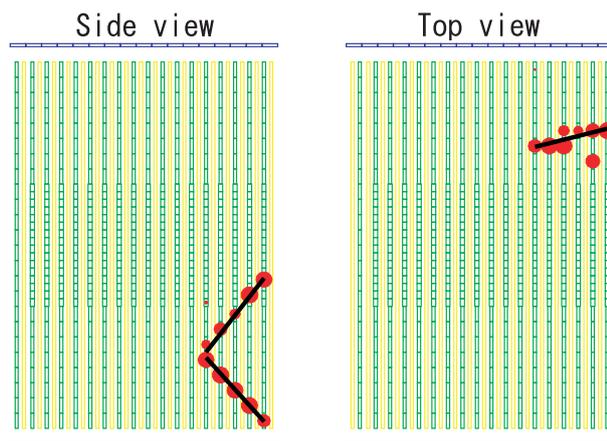


図 9.1 Proton Module における最初のニュートリノイベントのイベントディスプレイ

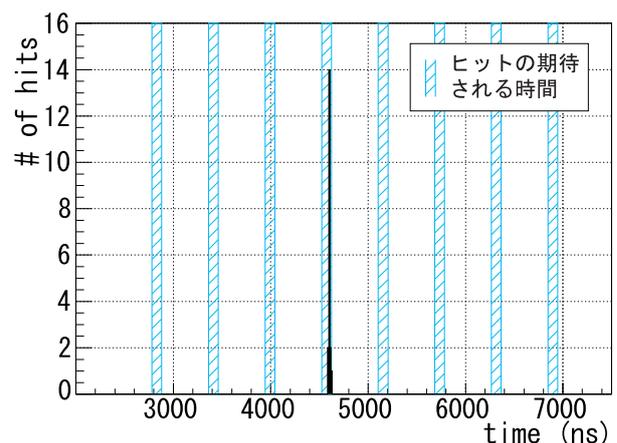


図 9.2 Proton Module における最初のニュートリノイベントのヒット時間分布

イベントディスプレイを見ると13層目のトラッキングプレーンでニュートリノ反応が起き、2つの荷電粒子が生成されていることが分かる<sup>\*1</sup>。またヒット時間分布をみると、4バンチ目のビームでヒットが期待される時間にヒット時間が集中しており、ビーム由来のイベントであることが分かる。

その後もProton Moduleは順調にデータ取得を続けている。ここで、これまでにProton Moduleで観測されたイベントを紹介する。まず典型的な外部から入射した荷電粒子によるイベントの候補を図9.3に示す。モンテカルロ・シミュレーションにより予測されたように、Proton Moduleにおいてヒットが観測されるイベントのほとんどが、このような外部から入射した荷電粒子によるイベントであった。次に図9.4~9.8に典型的なニュートリノイベントの候補を紹介する。モンテカルロ・シミュレーションで予測されたように、ニュートリノ反応点からの複数の飛跡を観測することができている。

<sup>\*1</sup> Top view においては粒子の飛跡が1つしか再構成されていないが、もう1つの粒子が17層目のトラッキングプレーンでシンチレータの間隙を通過していると思われる

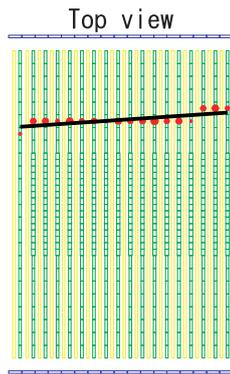
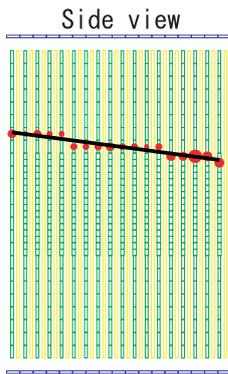


図 9.3 観測された外部から入射した荷電粒子によるイベントの候補  
光量が低いことから、ミュオンの飛跡であると思われる。

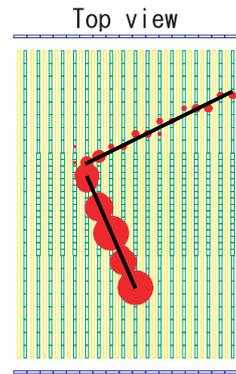
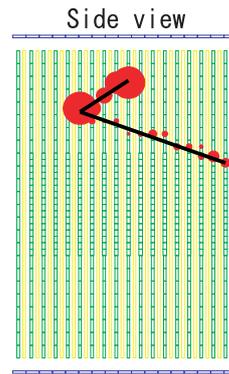


図 9.4 観測された CCQE 反応の候補  
2 つの飛跡が観測でき、エネルギー損失が大きい飛跡が陽子、小さい飛跡がミュオンのものであると思われる。

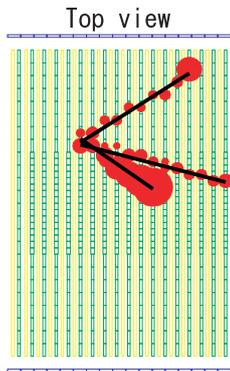
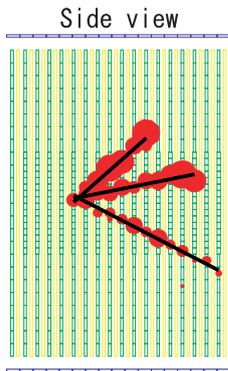


図 9.5 観測された  $CC1\pi^+$  反応の候補  
3 つの飛跡が観測でき、エネルギー損失が大きい飛跡が陽子、エネルギー小さい飛跡がミュオンと  $\pi$  中間子のものであると思われる。

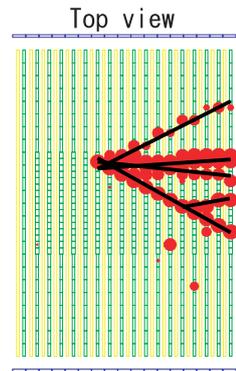
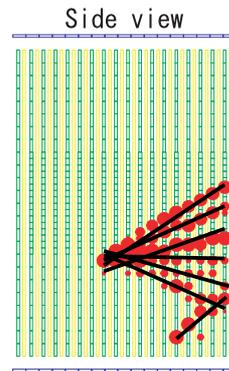


図 9.6 観測された DIS 反応の候補  
ニュートリノ反応と思われる点から多数の粒子が放出されている。

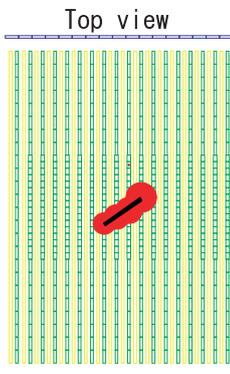
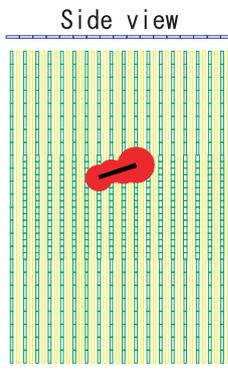


図 9.7 観測された NC Elastic 反応の候補  
1 つの飛跡が観測でき、エネルギー損失が大きいことから陽子と思われる。

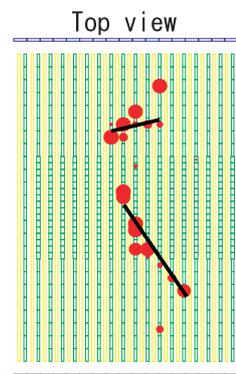
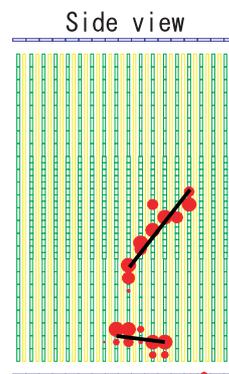


図 9.8 観測された  $NC\pi^0$  反応の候補  
離れた場所に 2 つの飛跡が観測されており、 $\pi^0$  の崩壊により生成された 2 つの  $\gamma$  だと思われる。

本論文ではインストール後のビーム運転開始から 2010 年の年末のシャットダウンまで取得したビームデータを用いて解析を行った。そのデータセットを表 9.1 に、またその期間の累積 POT 数の推移を図 9.9 に示す。Proton Module はその期間に照射されたビームスピルの 99.99% を取得することに成功した。取得に失敗したスピルはすべてデータ取得プログラムの切り替え時にビームが照射されてしまったものであり、データ取得システムのトラブルなどはこれまで起きていない。

表 9.1 解析に用いたデータセット

期間	11/16~12/25
総 POT 数	$4.06 \times 10^{19}$
総スピル数	584121
取得したスピル数	584071
データ取得効率	99.99%

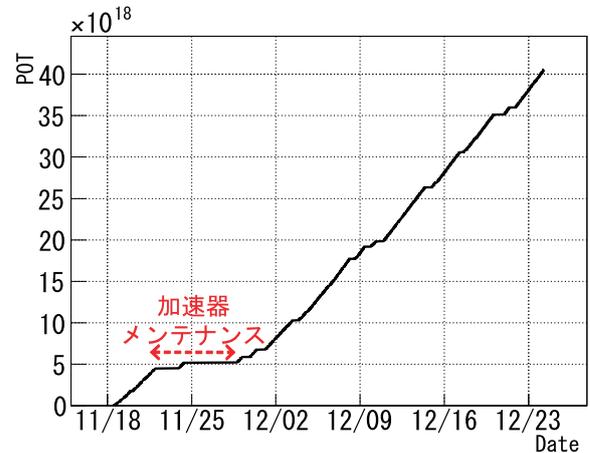


図 9.9 累積 POT 数の推移

## 9.2 性能評価

### 9.2.1 MPPC の安定性

ビーム運転中、MPPC のゲインはダークカウントを測定することで監視し続けた。図 9.10 に Proton Module に用いられている 1204 個の MPPC のうち、事前に異常が確認された 1 個を除いた 1203 個の MPPC のゲインの推移を示す。12 月 11 日以降でゲイン分布の幅が大きくなっているが、これは前置検出器ホールの温度に微妙な変化があったためであると思われる。ビーム運転期間において 1203 個の MPPC のゲインが  $7 \times 10^5$  から  $\pm 20\%$  の範囲に収まっており、MPPC が安定して動作しているといえる。

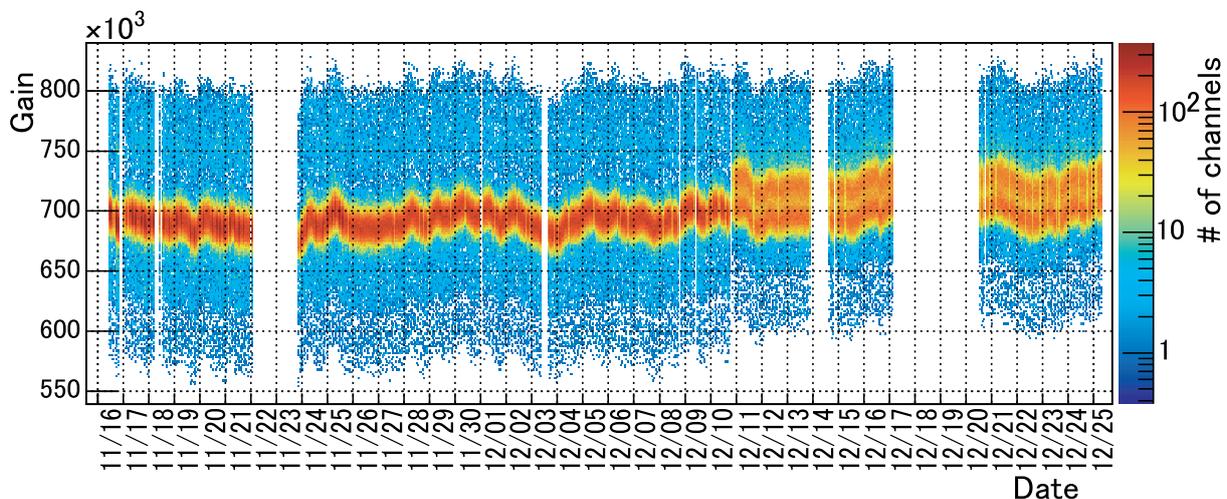


図 9.10 MPPC のゲインの推移

### 9.2.2 ヒット時間

Proton Module のエレクトロニクスが遅延時間は、23 サイクルのうち 5 番目から 12 番目のサイクルにビームによるヒットが観測されるように調整した。4 番目から 15 番目のサイクルにおいて観測されたヒットイベントのヒット時間を、図 9.11 に示す。これを見ると 5 番目から 12 番目のサイクルのヒットが期待される時間範囲で、他より多くのヒットイベントが観測されていることがわかる。

また 5 番目から 12 番目のサイクル (ビームサイクル) において観測されたヒットイベントのヒット時間とそれぞれのサイクルにおいてヒットが期待される時間範囲の中心値の差を図 9.12 に示す。これを見ると、ビーム由来と思われる光量が 9.5p.e. 以上のヒットイベントのヒット時間とヒットが期待される時間範囲の中心値の差は  $\pm 100\text{ns}$  以内に収まっており、Proton Module のビームトリガーによるビームデータの取得が正常に行われていることが確認できる。観測されたヒットイベントのヒット時間とヒットが期待される時間範囲の中心値の差の平均値は約 8.5ns ずれているが、これは想定内のずれである。

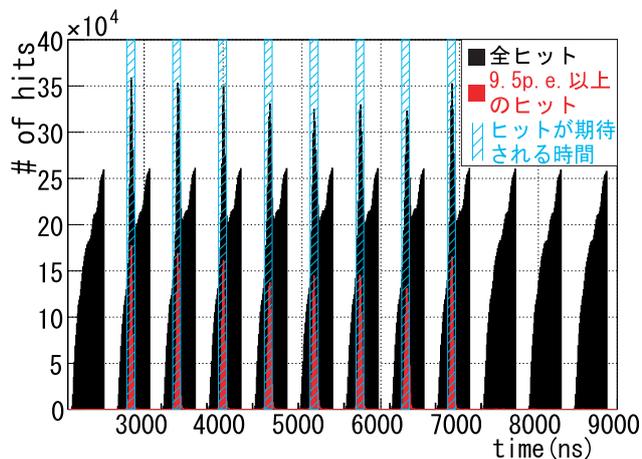


図 9.11 4 番目から 15 番目までのサイクルにおいて観測されたヒットイベントのヒット時間分布 (それぞれのピークがサイクルに対応する)

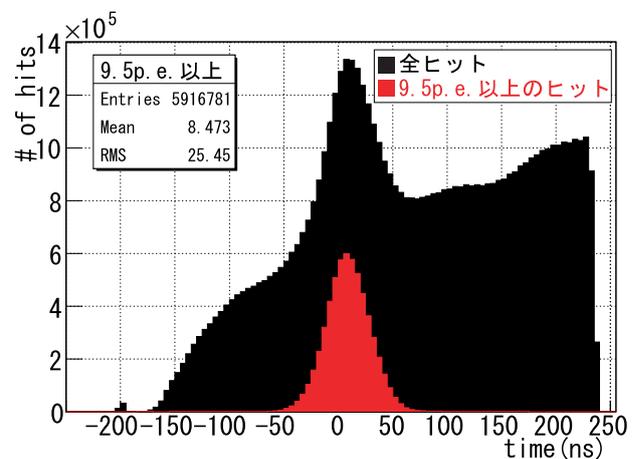


図 9.12 ビームサイクルにおいて観測されたヒットイベントのヒット時間と期待されるヒット時間範囲の中心値の差

MPPC のダークカウントは、それだけにより存在しない飛跡を構成させることは少ないが、本当の飛跡を再構成する上で妨げとなる。ヒットを定義するために要求するヒット時間の幅を狭くすることで、それらを抑制することができるが、その時間幅を狭めすぎると、ニュートリノイベントによるヒットを取り逃してしまうことがある。ビーム由来のヒットイベント全体でのヒット時間のばらつきを決めているのは、ほとんどが 58ns の陽子ビームのパンチ幅であるため、1つのニュートリノイベントにおけるヒット時間分布においては、そのヒット時間のばらつきはより小さい。よってヒットを定義するために要求するヒット時間の範囲は、すべてのイベントについて同じ範囲に設定するのではなく、イベント毎にそのヒット情報を用いて決定することにした。

まずヒットが期待される時間範囲にヒットがあるスパイルのみを選び出す。そのヒット時間から、ヒットを定義する時間範囲の中心値を決定し、その時間から決まった時間幅にあるヒットイベントのみを選択する。その中心値を決定する方法は、その中心値からのヒット時間のずれのばらつきが最も小さい方法を選択する必要がある。表 9.2 に中心値の決定方法と、その中心値からのヒット時間のずれの平均とばらつきを示す。これを見ると光量の重みをかけたヒット時間の平均を中心値と定義したとき、その時間からのヒット時間のばらつきが最も小さい。これは光量を重みとしてかけることで、MPPC のダークカウント

によるヒットの影響を小さくすることができるためである。よってヒットを定義する時間範囲の中心値は光量の重みをかけたヒット時間の平均とし、その時間幅は  $\pm 3\sigma$  にあたる  $\pm 15\text{ns}$  としたとした。

表 9.2 ヒット時間の中心値の決定方法

	相加平均	RMS	ガウス分布の平均	ガウス分布の $\sigma$
ヒット時間の平均値	-4.48	8.58	-3.37	7.75
光量の重みをかけたヒット時間の平均	1.32	6.16	2.17	5.10
光量 <sup>2</sup> の重みをかけたヒット時間の平均	2.83	6.19	3.68	5.13
光量 <sup>3</sup> の重みをかけたヒット時間の平均	3.46	6.31	4.30	5.28
ヒット時間の中央値	1.10	6.39	1.29	5.30

### 9.3 ニュートリノ反応数

#### 9.3.1 イベント選択

ビームデータについて 7.2 で述べたイベント選択を行った。最初にアクティブプレーン数とアクティブプレーンあたりの光量によるカットをする。このカットはビーム由来のイベントを選択するためのものである。そのため、ビームサイクルと非ビームサイクルにおいてこれらの分布を比較した。

アクティブプレーン数の分布を図 9.13 に示す。アクティブプレーン数が 3 以上というカットにより非ビームサイクルにおける MPPC のダークカウント由来と思われるイベントの多くを排除できているが、これだけではその排除が十分でない。

ここで選択されたイベントのアクティブプレーンあたりの光量の分布を図 9.14 に示す。非ビームサイクルにおけるイベントはアクティブプレーンあたりの光量が低い領域に集中している。非ビームサイクルにおいても、アクティブプレーンあたりの光量が高い ( $>10\text{p.e.}$ ) イベントが僅かにあるが、これらは宇宙線が入射したイベントであると思われる。この分布から、MPPC のダークカウントによるイベントを十分に排除し、ビーム由来のイベントを高い効率で選択するためにアクティブプレーンあたりの光量の閾値を  $6.5\text{p.e.}$  に設定することにした。

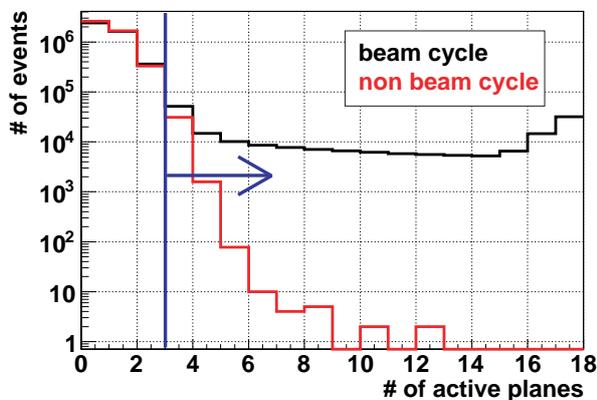


図 9.13 アクティブプレーン数の分布

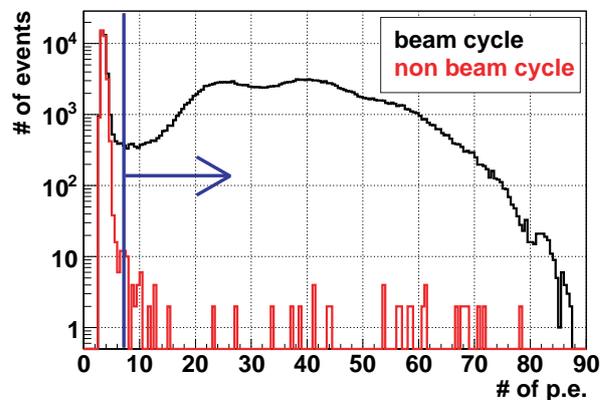


図 9.14 アクティブプレーン数が 3 以上のイベントのアクティブプレーンあたりの光量分布

ビームサイクルと非ビームサイクルにおけるアクティブプレーン数とアクティブプレーンあたりの光量の分布を図 9.15, 9.16 に示す。これらを比較するとアクティブプレーン数とアクティブプレーンあたりの光量のカットにより、ビームサイクルにおけるビーム由来のイベントを効率よく選択することができ、非ビームサイクルにおける大半のイベントを排除することができていることがわかる。

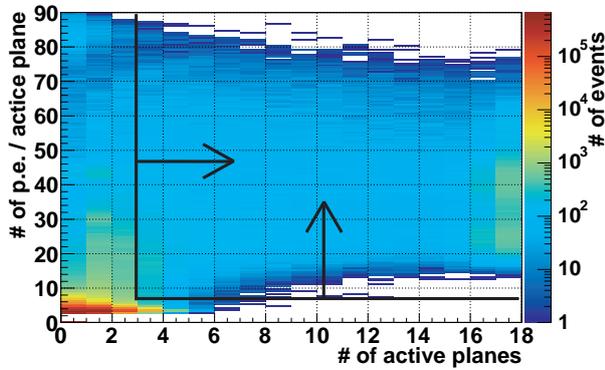


図 9.15 ビームサイクルにおけるアクティブプレーン数とアクティブプレーンあたりの光量

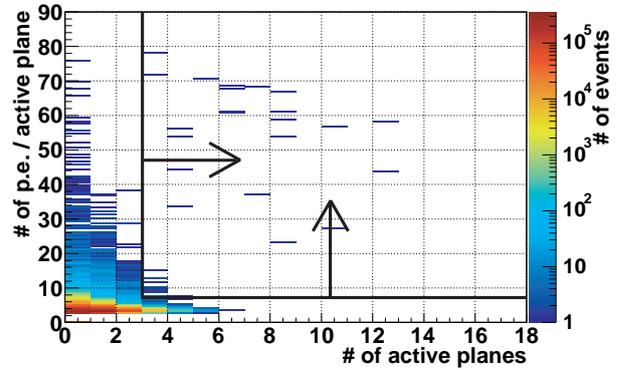


図 9.16 非ビームサイクルにおけるアクティブプレーン数とアクティブプレーンあたりの光量

ここで選択されたイベントに、セル・オートマトンを用いた飛跡再構成方法を適用し、飛跡が再構成されなかったイベントと再構成された飛跡が X 層と Y 層で合致しなかったイベントを排除した。

次のカットを行う前に、ここで測定データとモンテカルロ・シミュレーションの比較をした。ここまでのイベント選択で選択されたイベント数は測定データが  $1.94 \times 10^5$ 、モンテカルロ・シミュレーションが  $1.47 \times 10^5$  であり、そのイベントの反応点の Z 座標分布は図 9.17 のようになった。このモンテカルロ・シミュレーションによる予測は統計量を取得したビームデータと同じ  $4.06 \times 10^{19}$  POT に規格化したものであるが、その予測イベント数は、観測されたイベント数より少ない。6.4 で述べたように、バックグラウンドシミュレーションは壁のコンクリートの組成や密度の再現が十分でないため、精度が低い。また最上流のプレーンや Veto プレーンによるカットを行う前の、この段階においてはイベントの 90% 以上を外部からの粒子によるバックグラウンドイベントが占めることが予測されている。そのため、この測定データとモンテカルロ・シミュレーションの違いは、バックグラウンドシミュレーションにおける壁のコンクリートの組成や密度が正確に再現できていないことが原因であると考え、図 9.18 のように、トラッキングプレーンの最上流の層において検出されたイベント数が測定データとモンテカルロ・シミュレー

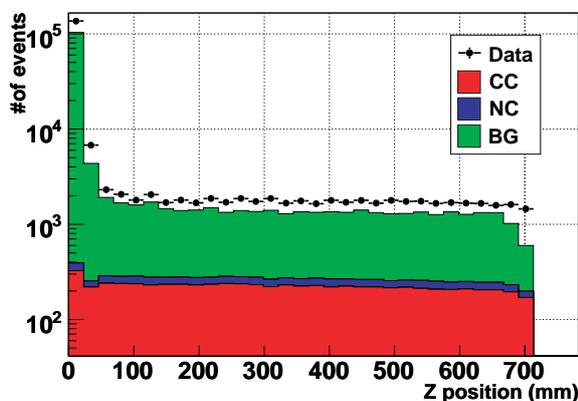


図 9.17 反応点の Z 座標分布 (バックグラウンドイベントの規格化前)

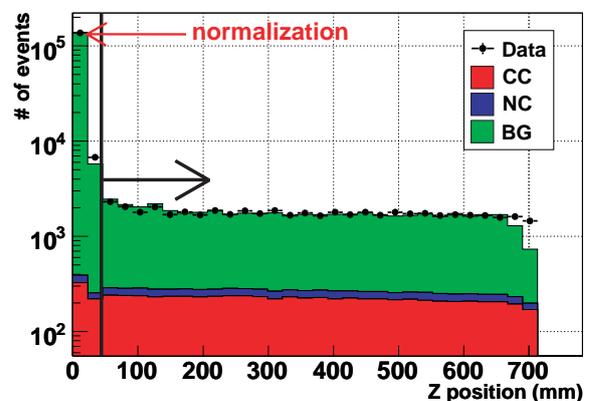


図 9.18 反応点の Z 座標分布 (バックグラウンドイベントの規格化後)

ションで等しくなるようにバックグラウンドシミュレーションのイベント数を規格化した。規格化されたバックグラウンドイベント数は、当初の予測値の1.34倍である。

ここから外部から入射した粒子によるイベントを排除するためにカットを行う。まず図9.18の反応点のZ座標分布を見ると、モンテカルロ・シミュレーションで予測されたように最上流の2層のプレーンにおけるイベントが多いため、そのイベントを排除した。このイベント選択後の反応点のX座標とY座標の分布は図9.19, 9.20のようになり、予測されたように端のチャンネルにおけるイベントが多い。

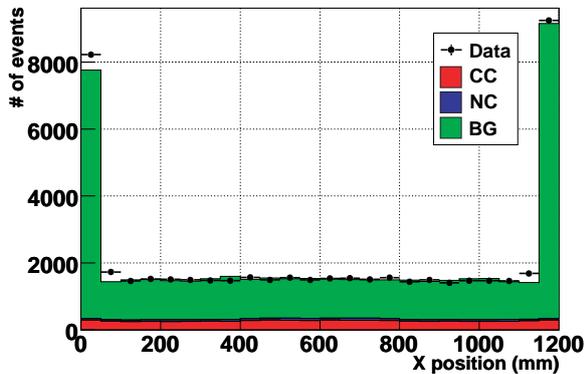


図 9.19 反応点の X 座標分布 (Veto プレーンによるカット前)

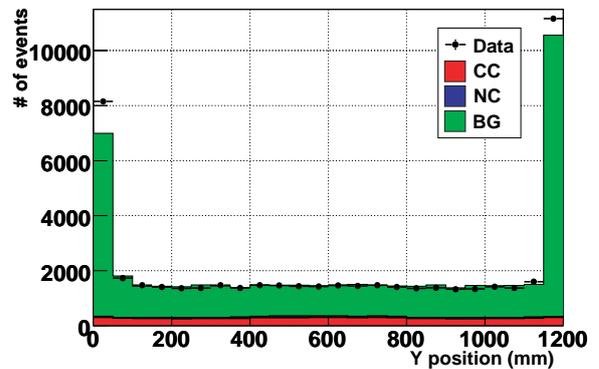


図 9.20 反応点の Y 座標分布 (Veto プレーンによるカット前)

Veto プレーンによるカットを適用すると、X 座標と Y 座標の分布を図 9.21, 9.22 のようになる。モンテカルロ・シミュレーションの通り、Veto プレーンによるカットだけでは端のチャンネルにおけるイベントを十分に排除することができていない。そのため端のチャンネルにおけるイベントを排除した。

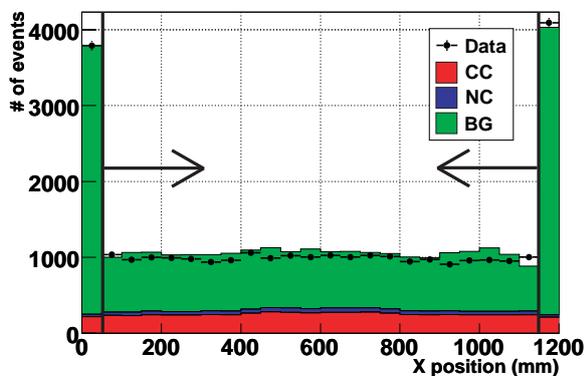


図 9.21 反応点の X 座標分布 (Veto プレーンによるカット後)

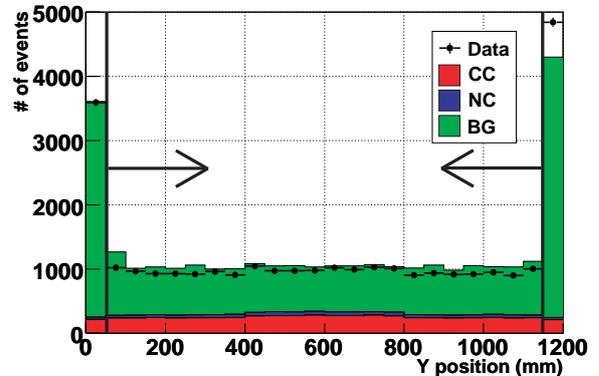


図 9.22 反応点の Y 座標分布 (Veto プレーンによるカット後)

そのイベント選択後の、同じ反応点からの飛跡数の分布は図 9.23 のようになる。この分布において飛跡数が 1 のイベントは予測より少なかったが、このイベントを排除し、残った飛跡数が 2 以上のイベントのみを選択した。このイベント選択により選択されたイベント数は表 9.3 のようになった。最終的に選択された測定データのイベント数は 4042 イベントであり、これはモンテカルロ・シミュレー

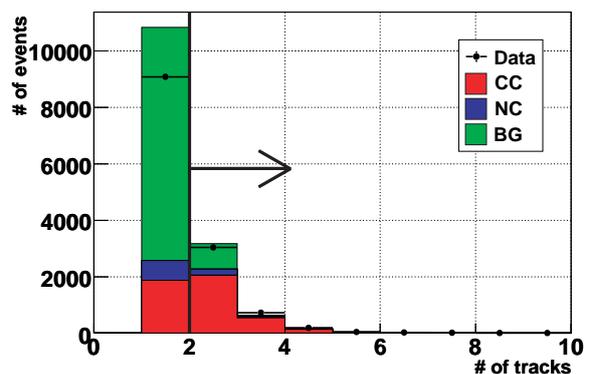


図 9.23 再構成された同じ反応点からの飛跡数

ションにより予測される 4045 イベントとほとんど一致している。

また、第7章で予測されていた、すべてのイベント選択後のバックグラウンドイベント混入率は 18.9% であったが、予測されるバックグラウンドイベント数を測定データを元に規格化したため、予測されるバックグラウンドイベント混入率は 23.8% となった。

表 9.3 イベント選択により選択されたイベント数

	観測された イベント数	モンテカルロ・シミュレーション		
		ニュートリノ	B.G.	計
アクティブプレーン数によるカット	253043			
プレーンあたりの光量によるカット	217701			
飛跡の再構成によるカット	194197	8330	186442	194772
飛跡の合致によるカット	194191	8325	186293	194618
最上流のプレーンによるカット	50835	7670	42623	50293
Veto プレーンによるカット	29594	7152	23820	30972
端のチャンネルによるカット	13120	5652	9224	14876
飛跡数によるカット	4042	3083	962	4045

### 9.3.2 データ取得の安定性の評価

加速器からグラフィット標的に打ち込まれた陽子数 (POT 数) は陽子ビーム強度モニターである CT\*<sup>2</sup>により、各スピルのバンチごとに測定されている。この CT により測定された POT 数と Proton Module において観測されたニュートリノイベント数を比較することで、Proton Module のデータ取得の安定性を評価した。

図 9.24 に 11 月 16 日のビームデータ取得開始からの累積 POT 数と Proton Module において観測されたニュートリノイベント数の推移を示す。これを見るとそれらが線形関係にあることが確認できる。

また図 9.25 に示す各日における 10<sup>16</sup>POT あたりの Proton Module におけるニュートリノイベント数

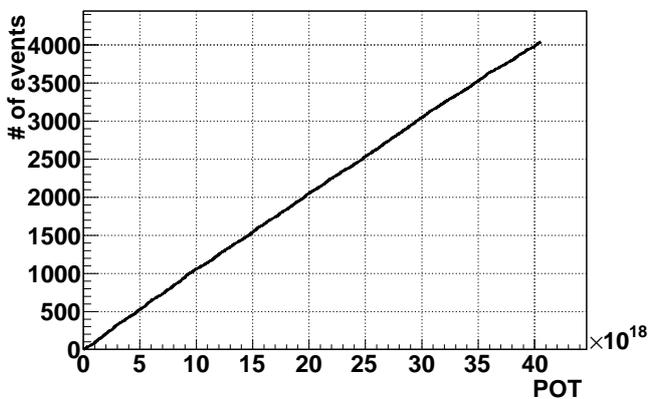


図 9.24 累積 POT 数と Proton Module における総ニュートリノイベント数の相関

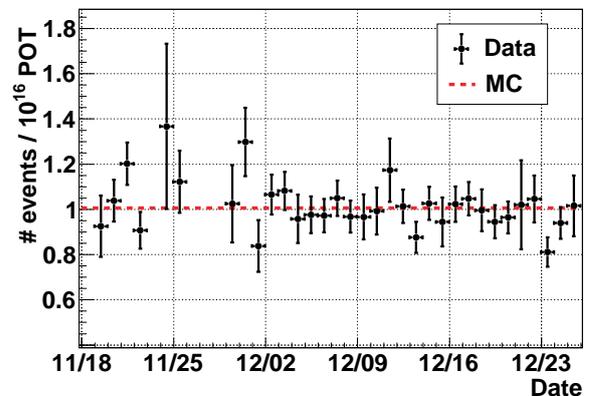


図 9.25 各日の 10<sup>16</sup>POT あたりの Proton Module におけるニュートリノイベント数

\*<sup>2</sup> Current Transformer

をみると、その値が、ほとんどモンテカルロ・シミュレーションによる予測値付近において、統計誤差の範囲で安定していることがわかる。

また各サイクルにおいて観測されたニュートリノイベント数は図 9.26 のようになる。これを見るとそのイベント数が統計誤差の範囲で一定であることがわかる。

以上のことから、Proton Module が安定してビームデータを取得していることが確認できる。

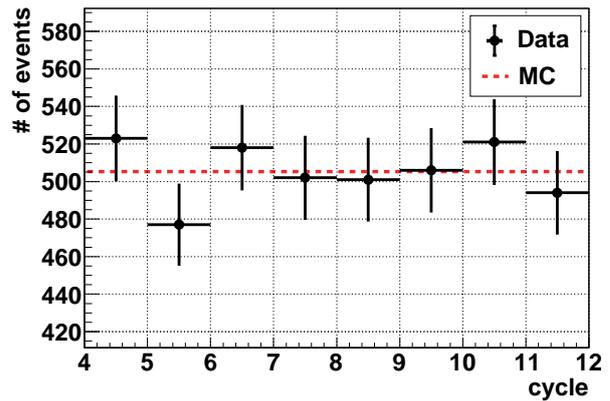


図 9.26 各サイクルにおいて観測されたニュートリノイベント数

## 9.4 モンテカルロ・シミュレーションとの比較

### 9.4.1 ニュートリノ反応点

測定データのイベント選択後の反応点の分布をモンテカルロ・シミュレーションによる予測と比較したものを図 9.27, 9.28, 9.29 に示す。

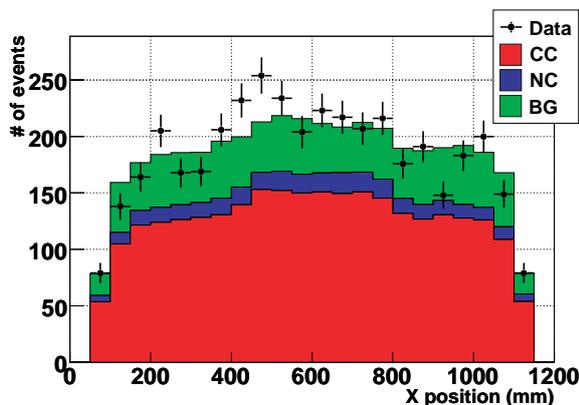


図 9.27 反応点の X 座標分布

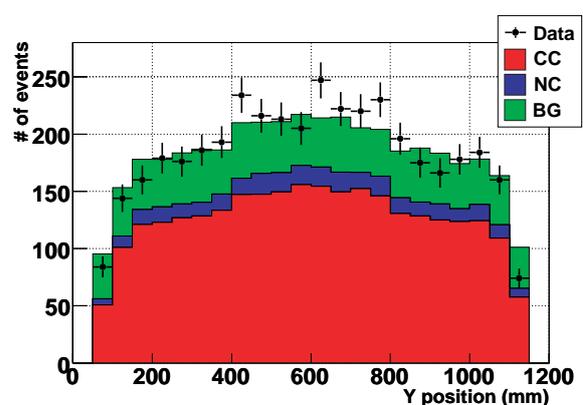


図 9.28 反応点の Y 座標分布

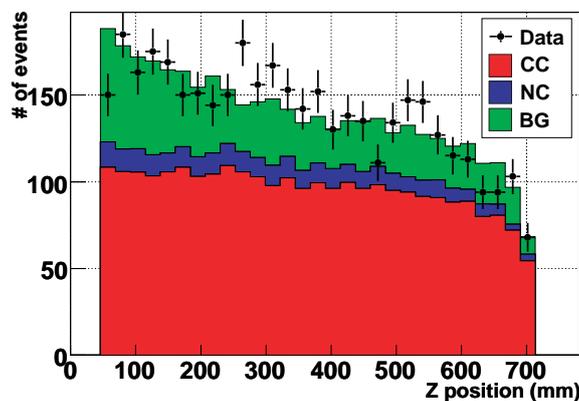


図 9.29 反応点の Z 座標分布

反応点の X 座標と Y 座標の分布において中心部におけるイベント数が多いのは、中心部において、検出効率が高い効果と、中心部に配置されている SciBar 型シンチレータが INGRID 型シンチレータより厚く、幅あたりのニュートリノ反応数が多い効果によるものである。

Z 座標分布を見ると、下流において、イベント数が少なくなっているが、これは下流におけるイベントは、その反応点より下流にあるシンチレータ数が少ないため、検出効率下がってしまうためである。またバックグラウンドイベントは上流においてより多いことがわかる。

現状では統計誤差が大きいものの、測定された反応点分布をモンテカルロ・シミュレーションにより予測された分布と比較すると、よく合っていることがわかる。

### 9.4.2 FLUKA と GFLUKA での比較

これまで比較してきたモンテカルロ・シミュレーションは、すべて FLUKA のハドロン生成モデルを用いて行ったものであるが、GFLUKA のハドロン生成モデルを用いて同様のシミュレーションを行った。

FLUKA と GFLUKA のハドロン生成モデルにより生成されるニュートリノフラックスは、6.1 で示したように、エネルギー分布に違いがある。ニュートリノ反応数は反応断面積がニュートリノのエネルギーに大きく依存するため、そのエネルギー分布の違いに敏感である。またニュートリノのエネルギー分布が変わると反応モードの割合が変わるため、飛跡数分布も大きく変わってくるはずである。よって FLUKA と GFLUKA を用いて予測されたニュートリノイベント数と飛跡数分布を測定データと比較した。

まずイベント選択後のニュートリノイベント数は表 9.4 の通りである。

表 9.4 イベント数の FLUKA, GFLUKA での見積値との比較

観測された イベント数	FLUKA			GFLUKA		
	ニュートリノ	B.G.	計	ニュートリノ	B.G.	計
4042	3083	962	4045	4095	960	5055

FLUKA を用いた場合の予測値は既に述べたように測定データとほとんど一致しているが、GFLUKA を用いた場合の予測値は測定データより約 20% 多い。

次に再構成された全飛跡数を比較した結果を図 9.30 に、そのうち同じ反応点を共有している飛跡数を比較した結果を図 9.31 に示す。

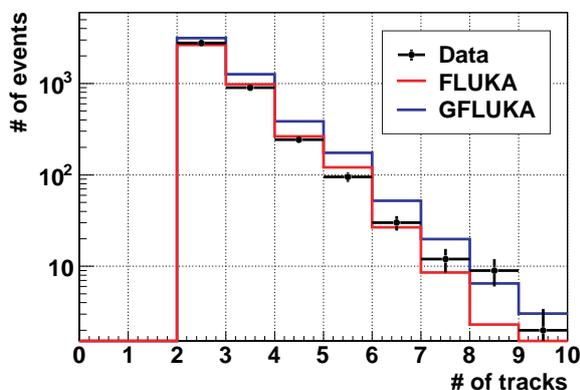


図 9.30 飛跡数分布の FLUKA, GFLUKA を用いた予測との比較

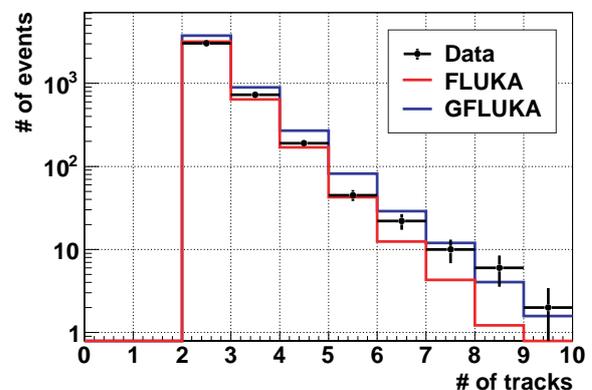


図 9.31 同じ反応点からの飛跡数分布の FLUKA, GFLUKA を用いた予測との比較

これらを見るといずれにおいても、FLUKA のハドロン生成モデルを用いたシミュレーションが Proton Module での測定データをより正確に再現していることがわかる。次に選択された反応数で規格化して FLUKA, GFLUKA における飛跡数を比較した結果を図 9.32, 9.33 に示す。

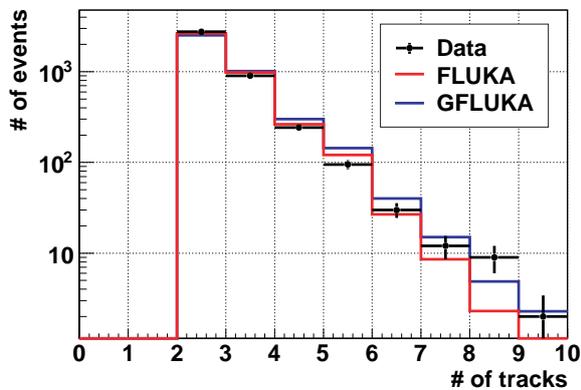


図 9.32 飛跡数分布の FLUKA, GFLUKA を用いた予測との比較 (反応数を規格化)

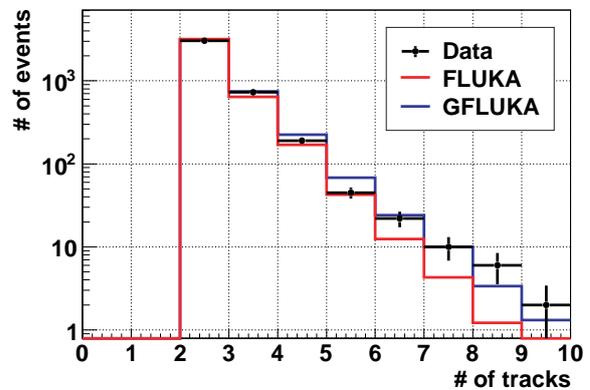


図 9.33 同じ反応点からの飛跡数分布の FLUKA, GFLUKA を用いた予測との比較 (反応数を規格化)

この結果においても FLUKA の方が、測定データをよく再現している。以上のように、NA61 実験同様に Proton Module においても FLUKA を用いたシミュレーションが実験データをよく再現しているが、現在の解析においては、ニュートリノ反応やビームフラックスの不定性に加えて、バックグラウンドシミュレーションに大きな不定性があり、FLUKA と GFLUKA の違いを見るためには、その不定性を無視することができない。今後は、バックグラウンドの抑制や、モンテカルロ・シミュレーションのチューニングを行うことにより、これらの不定性を十分に抑えた上で、この違いの評価をする。

## 第 10 章

# 今後の展望

### 10.1 バックグラウンドの排除

本研究の解析においてはバックグラウンドイベントを排除するために、同じ反応点からの飛跡数が 1 のイベントをすべて排除したが、その中には多くのニュートリノイベント含まれており、このカットにより、Proton Module のニュートリノイベント検出効率は 55.4% から 30.2% まで低下してしまっている。ここで排除されたニュートリノイベントにおいて再構成された飛跡の大半はミュオンによるものである。一方で排除されたバックグラウンドイベントにおいて、再構成された飛跡の大半は  $\gamma$  によるものである。それらのシミュレーションにおけるイベントディスプレイの例を図 10.1, 10.2 に示す。現在の解析に

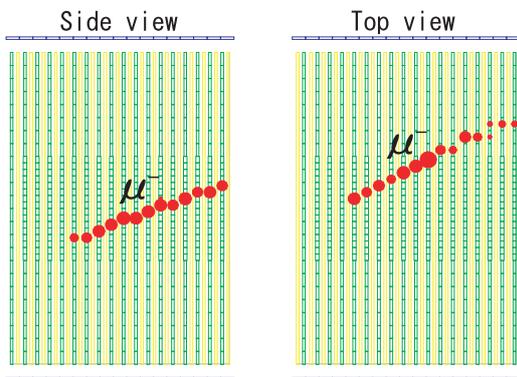


図 10.1 シミュレートされた CCQE 反応においてミュオンのみが検出されたイベントのイベントディスプレイ

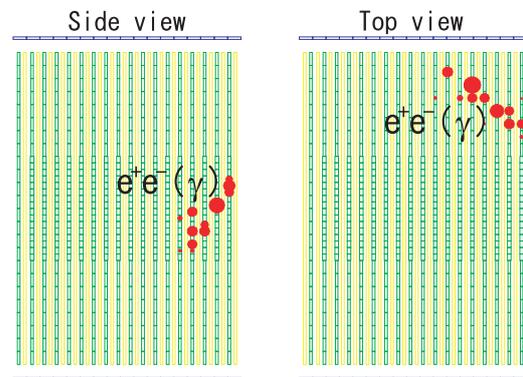


図 10.2 シミュレートされた外部から進入した  $\gamma$  が Proton Module で飛跡を残す電磁シャワーを起こしたイベントのイベントディスプレイ

おいては、これらのイベントはいずれも 1 つの飛跡が再構成されるイベントであり、区別することできていない。しかし、図 10.1, 10.2 を見るとニュートリノイベントからのミュオンによる飛跡は明瞭なものであるのに対し、バックグラウンドイベントの  $\gamma$  による飛跡は電磁シャワーを引き起こしているため、不明瞭になっている。今後は、この違いを用いてバックグラウンドイベントを排除し、飛跡数が 1 本のイベントについても、高い効率でニュートリノイベントのみを選択できるようにすることを目指す。その解析方法としては、ニュートリノイベントらしさを表す尤度関数を定義し、ある閾値以上のものをニュートリノイベント、それ以外をバックグラウンドイベントと区別する方法を考案している。

## 10.2 粒子識別

現状では Proton Module により再構成された飛跡の粒子の種類を識別する方法は、確立できていない。これはシンチレータにおけるエネルギー損失と飛跡の長さから見積もったの  $dE/dx$  の情報のみでは、十分な識別が不可能であることがわかったためである。今後はこれに加えて、飛程情報や、ヒット数の情報も含めたミュオンらしさ、陽子らしさを表す尤度関数を定義し、粒子識別を行う予定である。

## 10.3 3次元飛跡の再構成

現状では再構成された 2 次元飛跡を合致し、3 次元飛跡を再構成することができていないが、これは粒子識別ができるようになれば、その情報と飛跡の最上流点と最下流点の情報を用いて、2 次元飛跡を合致し、3 次元飛跡を再構成することができる。

## 10.4 CCQE 反応と CC non-QE 反応の区別

CCQE 反応を選択するために、飛跡を再構成し、粒子識別を行い、陽子とミュオンの飛跡が再構成されたイベントを選択することができたとしても、その中には、CC1 $\pi$  反応において、 $\pi$  中間子が検出されなかったイベントや、粒子識別の際に誤識別があったイベントなど、様々なバックグラウンドの混入が予想される。その中から CCQE 反応を選び出すためには、再構成された 3 次元飛跡と CCQE 反応の運動学的な効果を利用する予定である。CCQE 反応は 2 体反応であるため、ミュオンの運動量  $p_\mu$  と散乱角  $\theta_\mu$  が測定されれば、陽子の 3 次元運動量  $p_p$  を、

$$\mathbf{p}_p = (-p_{\mu x}, -p_{\mu y}, p_\nu^{rec} - p_\mu \cos \theta_\mu) \quad (10.1)$$

$$p_\nu^{rec} = \frac{1}{2} \frac{(M_p^2 - m_\mu^2) + 2E_\mu(M_n - V) - (M_n - V)^2}{-E_\mu + (M_n - V) + p_\mu \cos \theta_\mu} \quad (10.2)$$

と予測することができる。この予測された陽子の飛跡と実際に観測された陽子の飛跡のなす角を  $\Delta\theta_p$  とすると、 $\Delta\theta_p$  は

$$\cos \Delta\theta_p = \frac{-p_{\mu x} \tan \theta_{xz} - p_{\mu y} \tan \theta_{yz} + p_\nu^{rec} - p_\mu \cos \theta_\mu}{\sqrt{[(p_\nu^{rec})^2 + p_\mu^2 - 2p_\nu^{rec} p_\mu \cos \theta_\mu][\tan^2 \theta_{xz} + \tan^2 \theta_{yz} + 1]}} \quad (10.3)$$

と、計算することができる。CCQE 反応においては  $\Delta\theta_p$  は 0 付近に集中するが、それ以外の反応では、広い範囲に分布するようになる。これを用いて、よって  $\Delta\theta_p$  が 0 付近のイベントのみを選択することで、CCQE 反応を高効率で選択することができる。

## 10.5 INGRID を用いた解析

本論文における解析は、Proton Module のデータのみを用いて行ったが、今後は下流に位置する INGRID のデータも解析に用いる予定である。Proton Module でニュートリノ反応が起きたイベントにおいて、そのニュートリノ反応からの二次粒子が Proton Module を突き抜け、下流に設置された INGRID により検出されたとき、そのヒット情報も用いて解析を行う。実際のビームデータにおいて

Proton Module でのニュートリノ反応からの二次粒子が INGRID において検出されたときのイベントディスプレイを図 10.3 に示す。

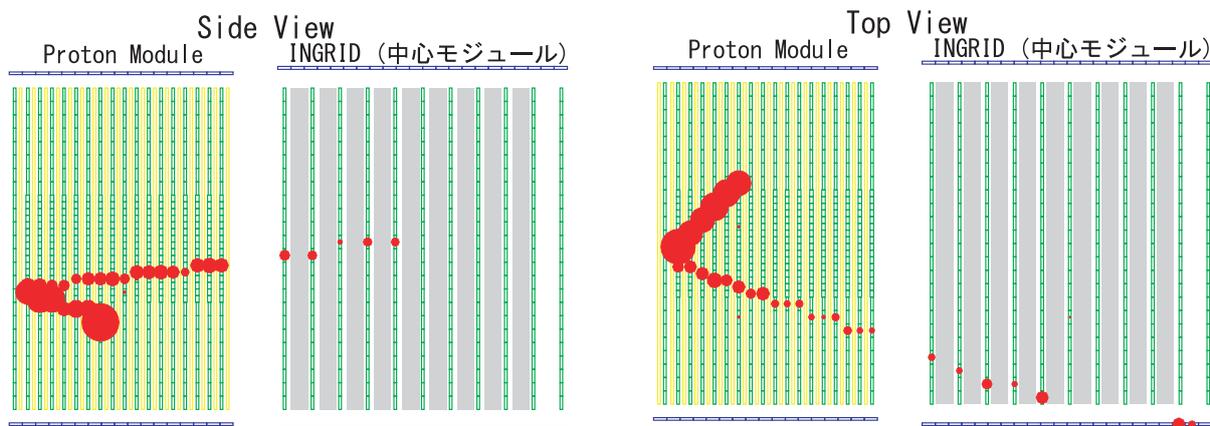


図 10.3 Proton Module におけるニュートリノ反応からの二次粒子が INGRID に入射したイベント

これにより、Proton Module におけるニュートリノ反応からの二次粒子が 3 層以上のヒットを起こす前に、下流に突き抜けてしまったイベントを検出することができるため、検出効率が上がるだけでなく、飛跡あたりのヒット数が増えることにより、位置や角度の精度も向上する。

またミュオンと  $\pi$  中間子の  $dE/dx$  は図 10.4 のように、大差がないため Proton Module のシンチレータにおける  $dE/dx$  だけではそれらの識別が困難であるが、Proton Module を突き抜けた粒子の INGRID の鉄における飛程を測定することで、それらを識別できることが期待できる。ミュオンの識別ができれば、荷電カレント反応と中性カレント反応の識別ができるようになる。これまで述べた識別方法を用いて CCQE 反応を選択するための解析の流れは図 10.5 のようになる。

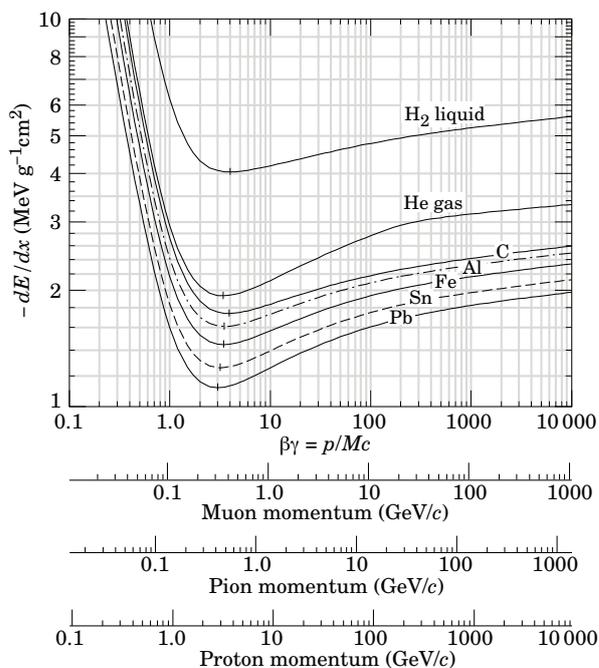


図 10.4 単位長あたりのエネルギー損失 ( $dE/dx$ )

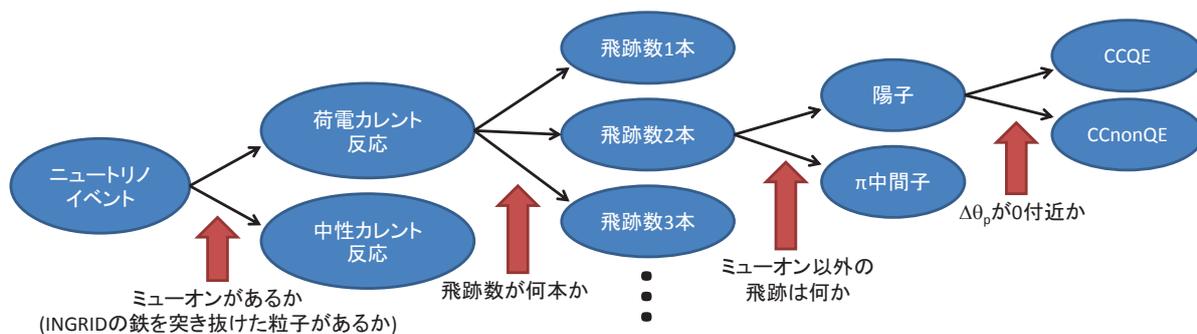


図 10.5 CCQE 反応の選択のための解析の流れ

さらには、INGRID を用いればニュートリノのエネルギーの絶対値を測定することも可能になる。二体反応である CCQE 反応はまたニュートリノが入射する方向はわかっているため、CCQE 反応で生成されたミュオンの散乱角とエネルギーを測定すれば、ニュートリノのエネルギーを再構成することができる。しかし Proton Module での CCQE 反応においては、生成されたミュオンの大半が Proton Module を突き抜けてしまうため、そのエネルギーを測定することができない。そこで鉄層を含む INGRID を用いれば、1.5GeV 以下のミュオンを止めることができ、その飛程を測定すれば、ミュオンのエネルギーを測定することができ、ニュートリノのエネルギーの再構成が可能となる。反応断面積はニュートリノエネルギーの関数となるため、そのエネルギーの絶対値を測定することができれば、その反応モデルをよりよく理解することができる。

このような解析方法の確立、改善をしたうえで、2011 年夏に Proton Module における最初の物理結果を出すことを目標に、ビームデータの取得、解析を続けていく。

## 第 11 章

# 結論

本研究においては、2009 年 4 月に開始された T2K 実験における新型ニュートリノ検出器 Proton Module の開発、製作、試験と取得したビームデータの解析を行った。Proton Module はシンチレータから構成された飛跡検出器である。シンチレータがニュートリノ標的となり、ニュートリノ反応により生成された様々な荷電粒子をシンチレータで検出することにより、それらの飛跡を再構成することができる。さらにシンチレータにおけるエネルギー損失から再構成された飛跡の粒子識別をし、ニュートリノ反応モードを識別することで、T2K 実験の振動解析において、主要な系統誤差の要因の一つとなっているニュートリノ反応の不定性を抑制することが期待される。

まず GEANT4 を用いて開発した検出器シミュレーションにより、検出器のデザインを最適化した。その結果、細長いシンチレータから構成されるシンチレータ層を、36 層配置する構造を決定した。次に Proton Module で用いる、シンチレータ、ファイバー、MPPC の性能を評価し、それらが要求される性能を満たしていることを確認した。またセル・オートマトンと呼ばれる離散的計算モデルを応用して、Proton Module のシンチレータのヒット情報から飛跡を再構成する方法を確立し、その飛跡再構成方法を用いて、検出効率 30.2%、バックグラウンドイベント混入率 23.8% でニュートリノイベントを選択する方法を確立した。

2010 年 4 月からは Proton Module の製作を開始し、7 月に Proton Module は完成した。完成後、MPPC の暗電流や宇宙線を用いて各チャンネルの動作を確認した。その結果、24 チャンネルにおいて問題が発見されたが、いずれも修理を施し、その後の試験により、全てのチャンネルが正常動作していることを確認した。Proton Module は 10 月に前置検出器ホールにインストールされ、11 月 16 日からビームデータの取得を開始した。12 月 25 日までの取得したデータを解析し、イベント選択の結果、4042 イベントのニュートリノイベントの候補が観測された。これはモンテカルロ・シミュレーションにより予測された 4045 イベントとほぼ一致している。また再構成されたニュートリノ反応点分布や、飛跡数分布もモンテカルロ・シミュレーションにより予測された分布と比較し、統計誤差の範囲で一致していることを示した。今後は尤度関数を用いて、粒子識別や、ニュートリノイベントとバックグラウンドイベントの識別をする解析方法を確立し、また Proton Module の後方に設置された INGRID におけるデータも解析に用いることにより、ニュートリノ反応の不定性の抑制を目指す。

# 謝辞

本論文を書き上げた今、本研究は多くの方々のサポートの上で成り立っており、そのような恵まれた環境で充実した研究生生活を送ることができた自分は幸せであったことを実感しております。

指導教員である中家剛教授には新しい検出器の開発を1からやってみたいと申し出た私に本研究の機会を与えていただき、また研究の方向性や、将来的な計画など様々な相談にのっていただきました。中家先生の温かいお言葉は研究を進めていくうえで、大きな心の支えでした。ここに甚大なる謝意を表します。

副指導教員である市川温子准教授には本研究に加えて、CdTe 検出器の R&D においても、多くのご指導、ご鞭撻を賜りましたことに衷心より感謝を申し上げます。いつも変なことに挑戦しようとする市川先生は、私の理想とする研究者像であります。

本研究のコンビナーである南野彰宏助教には、検出器の開発当初から本論文の執筆に至るまで、終始適切なご助言を賜り、研究の進捗状況のみならず、私の疲労状態などについても、気を配っていただいたことに、感謝の念に堪えません。南野先生のご指導と温かいお心遣いがあったからこそ、本研究を順調に遂行し、本論文をまとめることができました。

東京大学に栄転された横山将志准教授には、栄転後も私のホームディレクトリを覗き込むほど、私の研究を気にかけていただいたことに深謝いたします。

池田一得氏にはファイバーの製作の際に、御自身の研究でお忙しい中、約1ヶ月間、朝早くから夜遅くまで手伝っていただいたことに厚くお礼を申し上げます。

大谷将士氏にはデータ取得システム及びモニターシステムの構築の際、村上明氏にはモンテカルロ・シミュレーションの構築の際に様々なご助言やお力添えをいただいたことに感謝の気持ちでいっぱいです。

LLR Ecole Polytechnique の Michel Gonin 教授、Oscar Ferreira 氏、Christophe Bronner 氏には、開発、製作、試験とあらゆる過程で、サポートを賜りました。本当にありがとうございました。

検出器の組立の際には、鈴木研人くん、大阪市立大学の松村知恵さん、メカサポートの田井野さん夫妻に、完成後の検出器の試験のエレクトロニクスのセットアップやインストール後のデータ取得の準備の際には、Carl Metelko 氏をはじめとする T2K エレクトロニクスグループの方々に大変お世話になりました。

そして、研究生生活をともにした京都大学高エネルギー物理学研究室の皆様には、あらゆる場面で議論の相手になってくださったり、私の研究についての意見をくださったり、また時に(悪い?)お手本を示してくださいました。ありがとうございました。

最後に、ありとあらゆる場面で私を温かく見守り、支え続けてくれた家族に深く感謝し、この論文を締めくりたいと思います。

2011年1月27日 木河達也

## 付録 A

# T2K 実験補足

### A.1 T2K 実験の現状

2009年4月にミュオンモニターによりニュートリノの生成が間接的に確認され、T2K 実験が開始された(図 A.1)。11月には T2K 実験における最初のニュートリノイベントが INGRID で観測され(図 A.2)、12月には off-axis 検出器でもニュートリノが観測された(図 A.3)。2010年1月から物理データの取得を開始し、2月には J-PARC からのニュートリノがスーパーカミオカンデにおいて初観測された(図 A.4)。夏季シャットダウンのため6月に物理データの取得を一時中断し、10月に Proton Module とイ

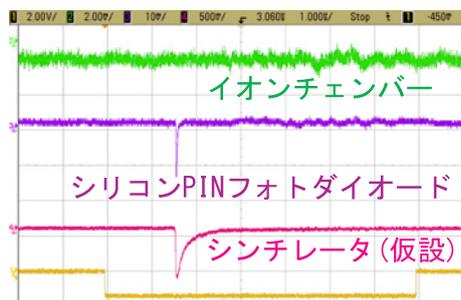


図 A.1 ミュオンモニターの初信号

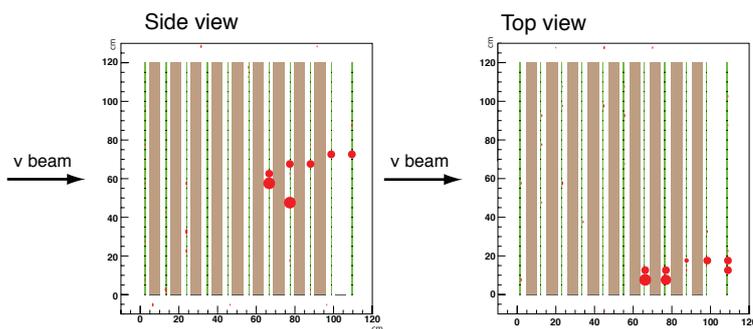


図 A.2 INGRID における T2K 実験初のニュートリノイベント

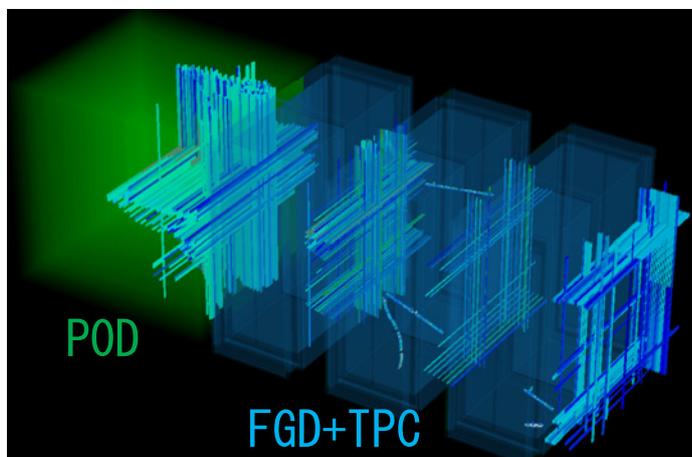


図 A.3 off-axis 検出器における初ニュートリノイベント  
UA1 Magnet と最上流の TPC は稼働していない

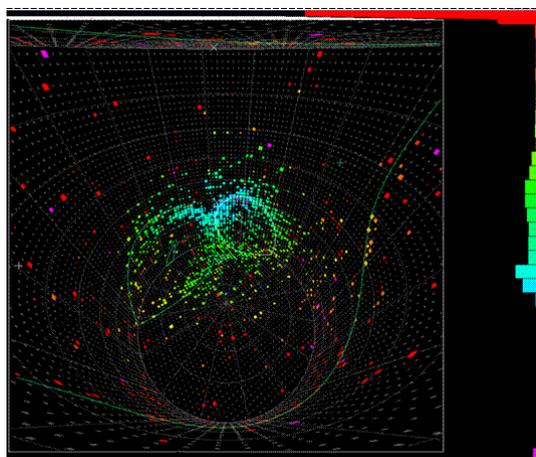


図 A.4 スーパーカミオカンデにおいて初観測された J-PARC からのニュートリノ

インストールされていなかった INGRID と ECAL の一部がインストールされた。11 月からデータ取得を再開し、12 月 25 日までに合計で  $7.5 \times 10^{19}$ POT の統計を獲得した (図 A.5)。

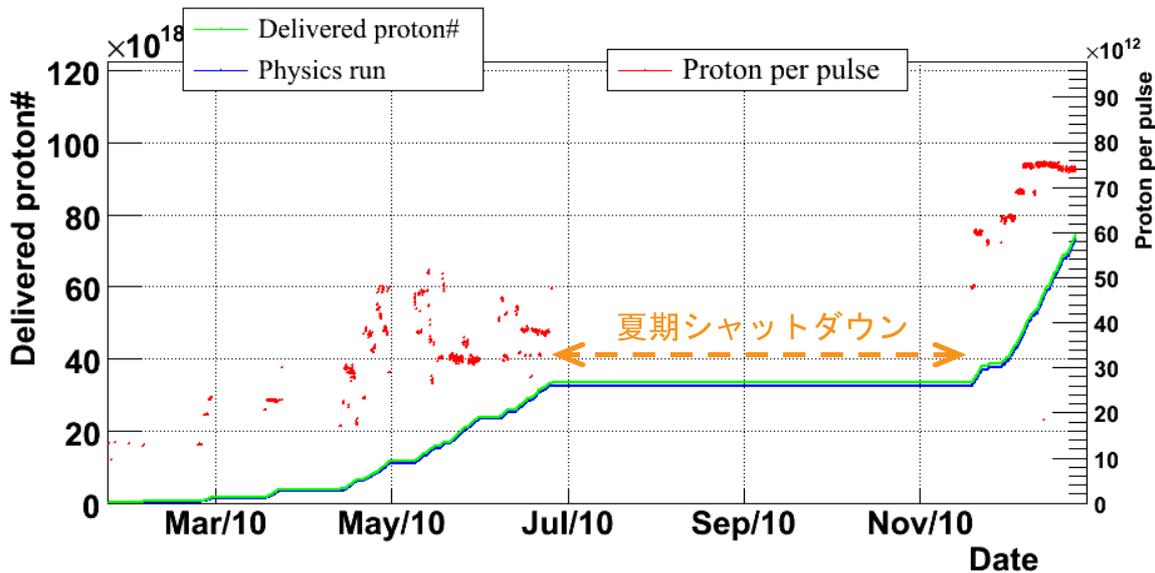


図 A.5 累積 POT 数とパルスあたりの POT 数の推移

これまで 2010 年 1 月から 6 月にかけて取得された物理データ (統計量:  $3.23 \times 10^{19}$ POT) の解析が行われている。スーパーカミオカンデにおいてイベント選択をした結果、ミューニュートリノイベントの候補 (図 A.6) が 8 イベント観測され、これは予測値と統計誤差と系統誤差の範囲で一致している。また電子ニュートリノ出現イベントの候補が 1 イベント発見された (図 A.7)。ただし電子ニュートリノ出現イベントの予測されるバックグラウンドイベント数<sup>\*1</sup>は 0.3 であり、現状では、まだ電子ニュートリノ出現イベントを発見したと言うことはできない。

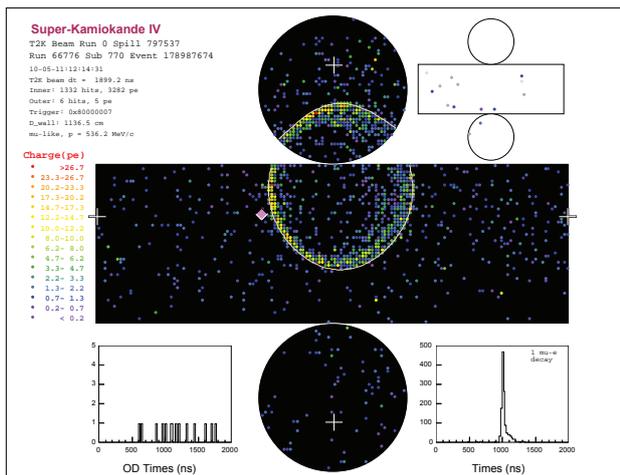


図 A.6 スーパーカミオカンデにおいて観測されたミューニュートリノイベントの候補の例

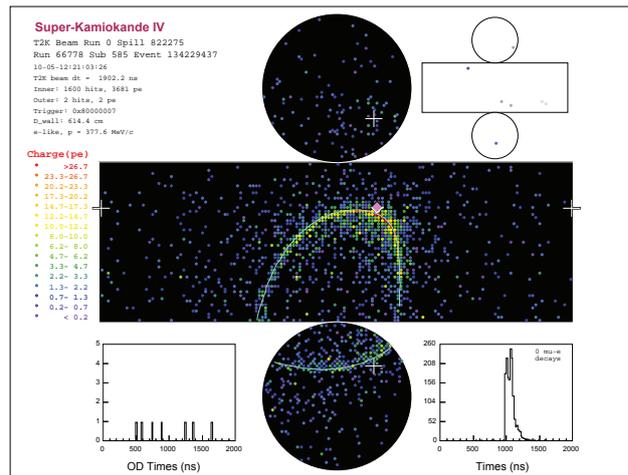


図 A.7 スーパーカミオカンデにおいて観測された電子ニュートリノ出現イベントの候補

\*1 バックグラウンドイベントにはビームにもともと含まれる電子ニュートリノが観測されるイベントとミューニュートリノが起こした  $\pi^0$  生成反応を電子ニュートリノと誤認識するイベントがある

## A.2 将来計画

T2K 実験において電子ニュートリノの出現の振動モードが発見され、 $\theta_{13}$  の有限の測定がされた時には、実験は CP 位相  $\delta$  の測定を目的とした、次のフェーズへと移行する。J-PARC のビーム強度を 1.66MW までアップグレードし、また後置検出器として新しい大型ニュートリノ検出器の建設した上で、 $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e$  と  $\bar{\nu}_{\mu} \rightarrow \bar{\nu}_e$  の振動確率の測定により、レプトンセクターにおける CP 対称性の破れの探索をする\*2。新しい大型ニュートリノ検出器としては、1Mt 水チェレンコフ検出器ハイパーカミオカンデ (図 A.8) と 100kt 液体アルゴン TPC(図 A.9) が候補に挙げられており、いずれも R&D が精力的にすすめられている\*3。

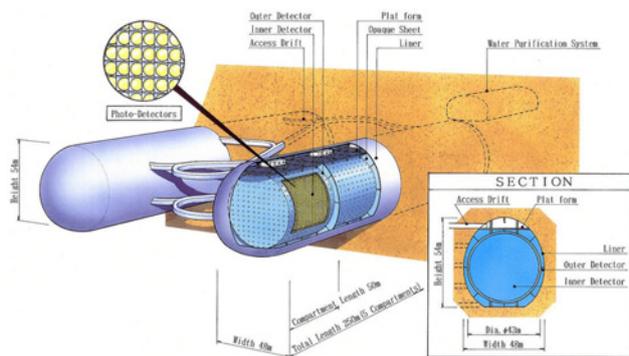


図 A.8 1Mt 水チェレンコフ検出器ハイパーカミオカンデ

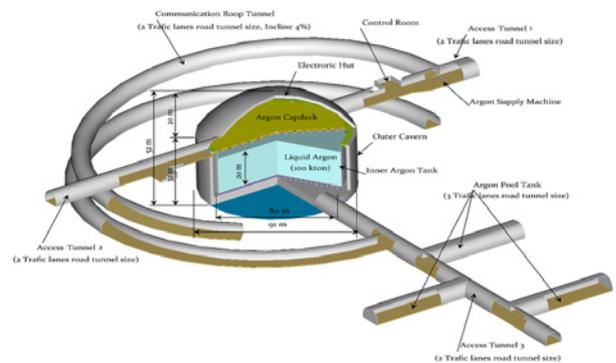


図 A.9 100kt 液体アルゴン TPC

\*2 反ニュートリノビームは電磁ホーン電流の方向を逆転することで得ることができる

\*3 設置候補地はハイパーカミオカンデが神岡鉱山、液体アルゴン TPC が隠岐の島である。いずれもスーパーカミオカンデ同様に陽子崩壊の探索も目的としている。

## 付録 B

# シンチレータの宇宙線試験補足

## B.1 端面の反射材による効果の評価

### B.1.1 試験方法

シンチレータの側面には、フェルミ研究所での製作時に反射材が塗布されたが、端面にはもともと反射材は塗布されていない。シンチレータの読み出し側から遠い場所ではファイバー中での光の減衰により光量が少なくなるため、シンチレータの読み出し側と逆側の端面に反射材を塗布することで、図 B.1 に示すように、端面でのシンチレーション光の反射により読み出し側から遠い場所におけるシンチレーション光のファイバーへの収集効率が上がり、光量が増えるのであれば、塗布することが望ましい。

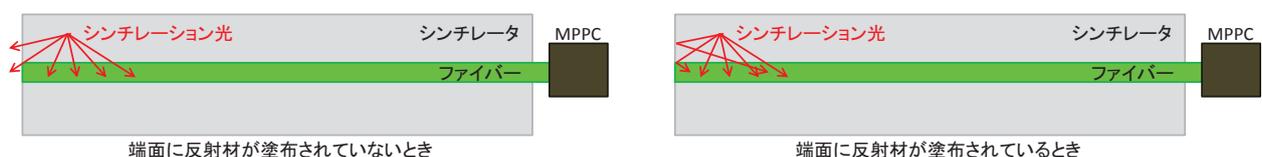


図 B.1 予想される端面への反射材の塗布による光量の増加の概念図

実際に端面への反射材の塗布により光量が増えることを確かめるために、シンチレータの性能評価と同じセットアップにおいて、シンチレータの読み出し側と逆側の端面に反射材を塗布する前後での光量を比較した。反射材には ELJEN Technology 社の EJ-510 を用いた。測定のセットアップは基本的に 5.4 のファイバーの性能評価試験と同じであり、反射材の塗布による、読み出し側と逆側の端における光量の変化を見るために、小型のトリガー用シンチレータを読み出し側と逆側の端に設置した (図 B.2)。まず反射材を塗る前に宇宙線による光量試験を行う。試験後にシンチレータの読み出し側と逆側の端面に反射材を塗布し、同じセットアップにおいて、再び光量試験を行う。

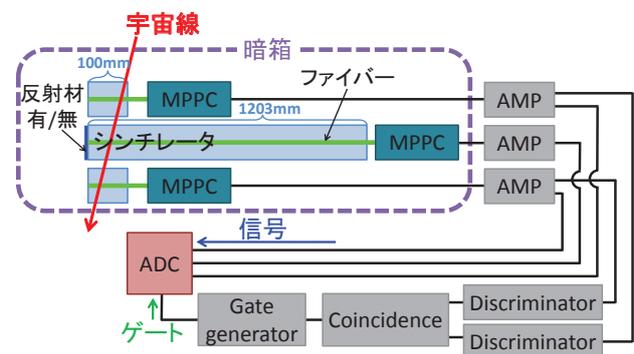


図 B.2 端面の反射材による効果の評価試験のセットアップ

またファイバーの読み出し側と逆側の端面にも反射材を塗布した場合、同様の理由で光量が増えるかも

しれないため、同じセットアップにおいて、ファイバーの端面にも反射材を塗布する前後で、光量試験を行った。シンチレータの端面の反射材の効果を試験する際に用いるファイバーの端面には反射材を塗布し、またファイバーの端面の反射材の効果を試験する際に用いるシンチレータの端面には反射材を塗布した。

### B.1.2 試験結果

シンチレータの端面への反射材の塗布による光量分布の変化の典型的な例を図 B.3 に、ファイバーの端面への反射材の塗布による光量分布の変化の典型的な例を図 B.4 に示す。

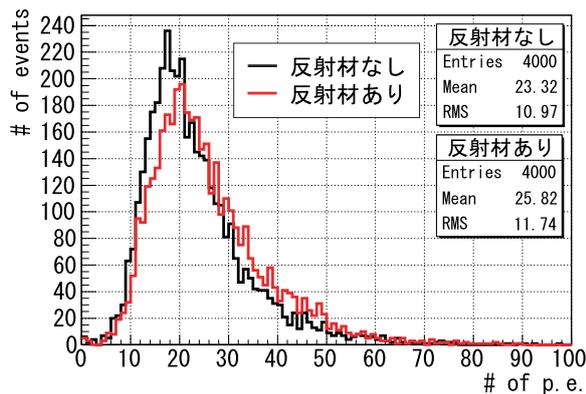


図 B.3 シンチレータの端面への反射材の塗布による光量分布の変化の典型例

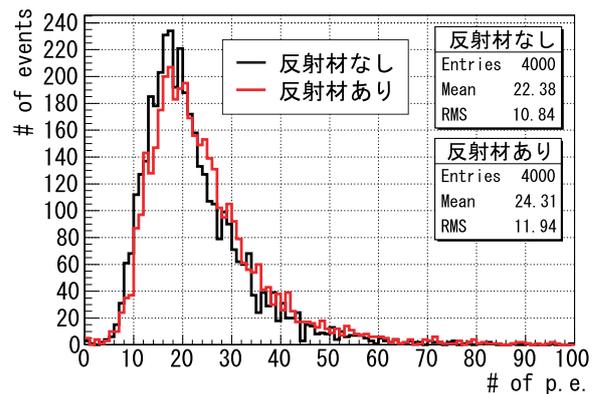


図 B.4 ファイバーの端面への反射材の塗布による光量分布の変化の典型例

いずれにおいても、反射材の塗布により、僅かではあるが光量が増加していることがわかる。8本のシンチレータ、8本のファイバーについて、測定した結果、反射材の塗布前後での、それぞれの平均光量の8本での平均値は表 B.1 のようになり、個々のシンチレータ、ファイバーで比較しても、すべてにおいて、反射材の塗布により平均光量が増加した。よってシンチレータ、ファイバーの端面に反射材を塗布することにより、得られる光量が増加することが確かめられたため、検出器の組立前に Proton Module で用いるすべてのシンチレータとファイバーの読み出し側と逆側の端面に反射材を塗布することにした。

表 B.1 反射材の塗布前後での平均光量の平均値

シンチレータの端面		ファイバーの端面	
反射材なし	反射材あり	反射材なし	反射材あり
23.1p.e.	24.9p.e.	22.4p.e.	24.4p.e.

## B.2 接着したシンチレータの性能評価

### B.2.1 試験方法

3000mm の SciBar 型シンチレータを 1203mm×2 本に切断した際に、約 591mm のシンチレータが余る。このシンチレータを、オプティカルセメントで接着したものをトラッキングプレーンのシンチレータとして使用することができれば、検出器のプレーン数、チャンネル数を増やすことができ、検出器の性能

を向上させることができるかもしれない。そのためには、接着されたシンチレータが十分な性能を持っていることが必須となる。そのため宇宙線を用いて、その性能を試験した。

この試験はまず 1203mm の SciBar 型シンチレータの光量を測定し、測定後、シンチレータの中心部である 601.5mm のところでシンチレータを 2 つに切断し、切断されたシンチレータをオプティカルセメントで接着する。その後、接着されたシンチレータの光量を同じセットアップにおいて測定する。この試験においてはシンチレータ全体での光量と、接着部付近での光量を測定した。基本的な試験方法は 5.2 のシンチレータの性能評価試験と同じであり、全体の光量の測定は図 B.5 のように光量測定をするシンチレータの上下にそれぞれ同じ大きさのトリガー用シンチレータを設置して行い、接着部付近での光量の測定は図 B.6 のように小型のトリガー用シンチレータを切断部の上下に設置して行った。

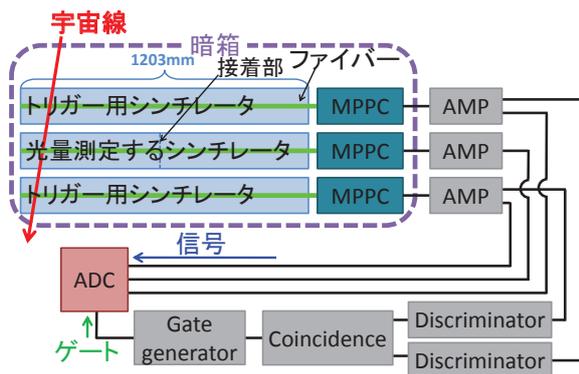


図 B.5 接着されたシンチレータの性能評価試験のセットアップ (全体の光量の測定)

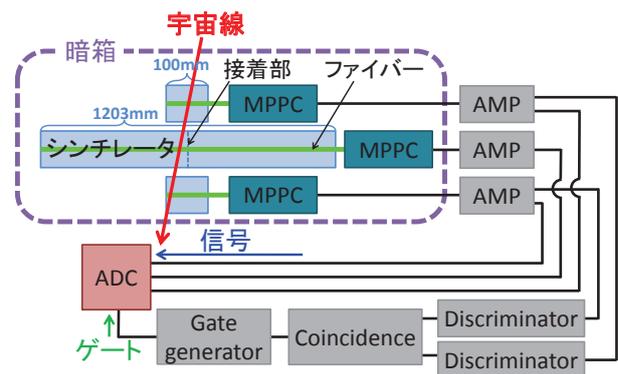


図 B.6 接着されたシンチレータの性能評価試験のセットアップ (接着部付近の光量の測定)

### B.2.2 試験結果

切断、接着によるシンチレータ全体での光量分布の変化の典型例を図 B.7 に、接着部付近での光量分布の変化の典型例を図 B.8 に示す。

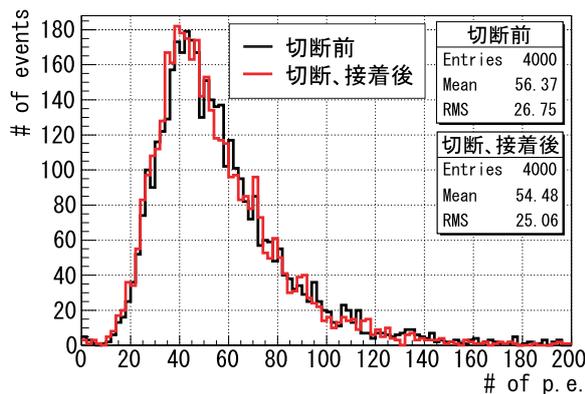


図 B.7 切断、接着によるシンチレータ全体での光量分布の変化の典型例

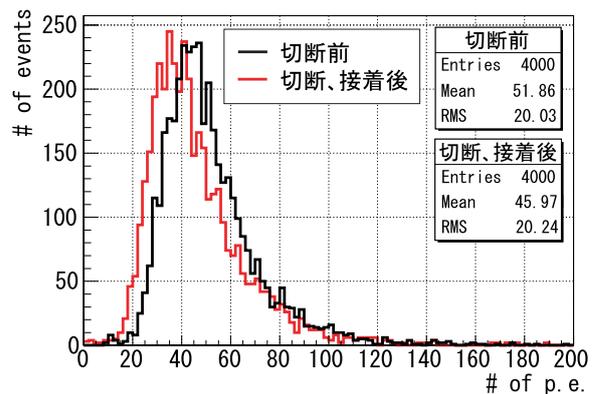


図 B.8 切断、接着による接着部付近での光量分布の変化の典型例

8 本のシンチレータについて測定した結果、それぞれの平均光量の 8 本での平均値は表 B.2 のようになった。これらを見ると、切断、接着による光量の低下は、シンチレータ全体では僅かであるが、接着部付近では顕著であることがわかる。局部での光量の低下は、その部分で検出効率が他の部分に比べて低

くなるだけでなく、光量から粒子識別を行う Proton Module においては、識別精度の低下につながる。よって、接着されたシンチレータは実機では使用しないことにした。

表 B.2 切断前と切断及び接着後の平均光量の平均値

全体の光量		接着部付近での光量	
切断前	切断及び接着後	切断前	切断及び接着後
56.7p.e.	54.9p.e.	51.7p.e.	45.3p.e.

## 付録 C

# モンテカルロ・シミュレーション補足

### C.1 既存の検出器への影響の見積もり

Proton Module の設置に伴う、既存の検出器への影響は十分に小さくなければならない。ここで、考慮すべき影響は Proton Module におけるニュートリノ反応からの二次粒子が既存の検出器に入射し、バックグラウンドとなってしまうイベントである。off-axis 検出器は Proton Module から十分に離れているため、その影響を受ける心配はないが、Proton Module の直後に位置する INGRID の横型モジュールはその影響が無視できない可能性がある。

よってモンテカルロ・シミュレーションにより、Proton Module におけるニュートリノ反応からの二次粒子が INGRID 横型モジュールに与える影響を見積もった。Proton Module におけるニュートリノ反応からの二次粒子の INGRID 横型モジュールの最前面の平面への入射位置は図 C.1 のようになる。

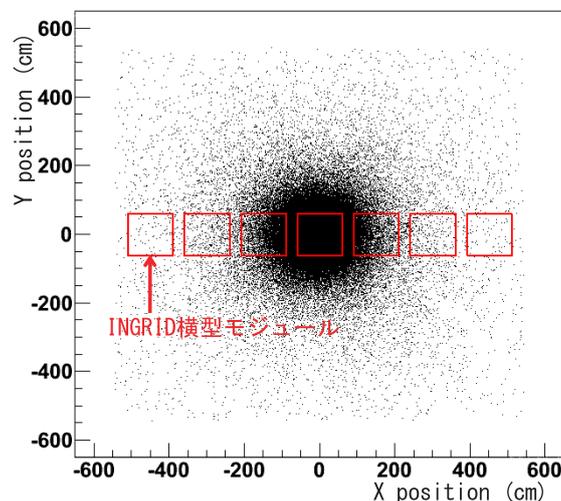


図 C.1 Proton Module におけるニュートリノ反応からの二次粒子の INGRID 横型モジュールの最前面の平面への入射位置

これを見ると、Proton Module の真後ろに設置されている INGRID 横型モジュールの中心モジュールへの二次粒子の入射が最も多いことがわかる。よって、以下 INGRID 横型モジュールの中心モジュールへの影響のみを考える。

第 6 章で述べたように、Proton Module においては  $\gamma$  や中性子などの中性粒子によるバックグラウンドイベントが主要となっているが、INGRID においては、 $\gamma$  による電磁シャワーや中性子に蹴飛ばされた陽子の大半が鉄層で止められるため、その影響は小さい。よって、ここでは荷電粒子 (大半はミューオン)

によるバックグラウンドイベントのみを考慮する。

まず Proton Module のニュートリノイベントからの二次粒子が INGRID の中心モジュールに入射するイベント数は  $10^{21}$ POT あたり  $9.1 \times 10^4$  イベントである。INGRID のプレーン 1 層のヒット検出効率は 99% 以上であり、外部からの荷電粒子検出のためのプレーンは 2 層あるため、バックグラウンドとなるイベント数は  $10^{21}$ POT あたり 9.1 イベント<sup>\*1</sup>以下となる。一方、INGRID の中心モジュールにおけるニュートリノイベント数は  $10^{21}$ POT あたり  $4.0 \times 10^6$  であり、Proton Module が引き起こすバックグラウンドイベント数と比べて十分に多いことがわかる。

よって Proton Module からの二次粒子の影響がもっとも大きい INGRID 横型モジュールの中心モジュールにおいても、その影響は十分に小さいといえる。

---

\*1  $9.1 \times 10^4 \times 0.01 \times 0.01 = 9.1$

## 付録 D

# 飛跡再構成方法補足

### D.1 ハフ変換を用いた飛跡再構成

本研究において、シンチレータのヒットから飛跡を再構成ために、セル・オートマトンを応用した飛跡再構成方法を確立し、最終的にその方法を採用したが、最初はハフ変換<sup>[45]</sup>という特徴抽出法<sup>\*1</sup>を用いた方法により飛跡を再構成する予定であった。ハフ変換は高エネルギー実験において、粒子の飛跡を再構成する方法として、よく用いられている方法であり<sup>[46]</sup>、T2K 実験の解析においても一部で用いられている。

#### D.1.1 ハフ変換

2次元平面 ( $xy$  平面) 上の直線は、原点からその直線に引いた法線の長さ  $r$  と  $x$  軸とのなす角  $\theta$  (図 D.1) を用いて以下のように表すことができる。

$$r = x \cos \theta + y \sin \theta \quad (\text{D.1})$$

ここで  $-\frac{\pi}{2} \leq \theta < \frac{\pi}{2}$  とすると、あらゆる直線に対する  $(r, \theta)$  を一意に決定することができる<sup>\*2</sup>。つまり  $r\theta$  平面上<sup>\*3</sup>における点は  $xy$  平面上の直線に対応する。2次元平面上における、ある点  $(x_0, y_0)$  を通過する直線は無数存在し (図 D.2)、これらは  $(r, \theta)$  を用いて以下のように表すことができる。

$$r(\theta) = x_0 \cos \theta + y_0 \sin \theta \quad (\text{D.2})$$

これは  $r\theta$  平面上の正弦曲線となり、この正弦曲線は  $xy$  平面上の点に対して一意に決まる。 $xy$  平面上における2つの点に対応する、 $r\theta$  平面上の正弦曲線を重ね書きした場合、その曲線が交わる点は、 $xy$  平面上の2つの点を通る直線に対応する点である。

これを一般化して考えると、図 D.3 のような  $xy$  平面上の直線上の点の集合に対応する  $r\theta$  平面上の正弦曲線は図 D.4 のように1点において交わり、それは元の  $xy$  平面上の直線に対応する点であるということになる。 $xy$  平面上にある複数の点を、 $r\theta$  平面上において正弦曲線が集中する点を探すことで、直線上にある点を見つけることができる。

<sup>\*1</sup> もともとは直線の検出をするためのものであったが、現在は一般化されて様々な形の検出のために用いられている

<sup>\*2</sup>  $0 \leq \theta < 2\pi, r \geq 0$  としても  $(r, \theta)$  は一意に決定することができる

<sup>\*3</sup> この  $r\theta$  平面はハフ空間と呼ばれる

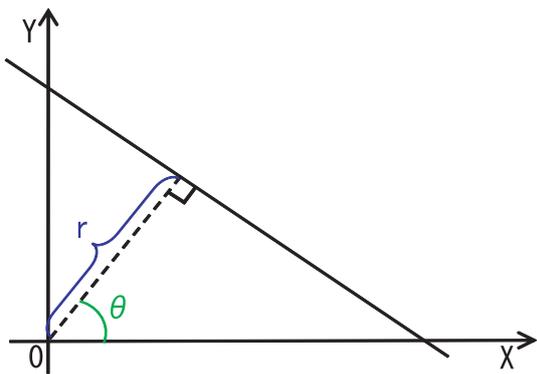


図 D.1  $xy$  平面における  $r$  と  $\theta$

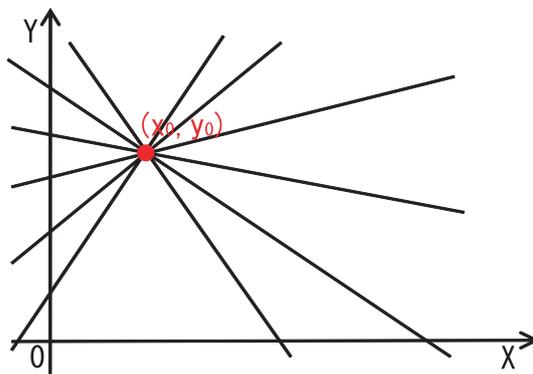


図 D.2 ある点を通る直線群

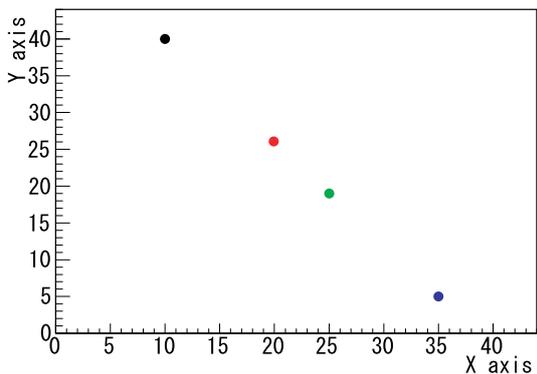


図 D.3  $xy$  平面において直線上にある点

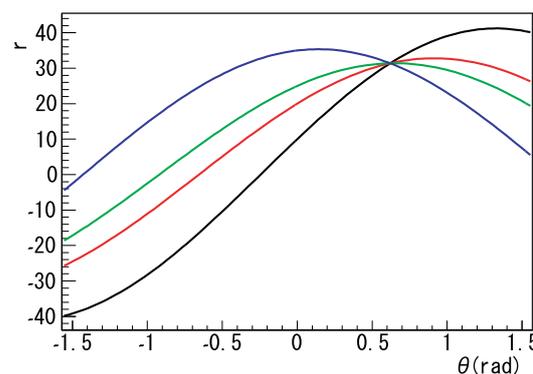


図 D.4  $r\theta$  平面における正弦曲線

### D.1.2 ハフ変換を応用した飛跡再構成方法

このハフ変換を利用して Proton Module のヒットの位置から一直線上にあるものを見つけ、飛跡を再構成する。Proton Module の飛跡を再構成するためには、まず図 D.5 のようなヒットがあったシンチレータの 2 次元位置 (X 層については YZ 平面上、Y 層については XZ 平面上) を図 D.6 のように  $r\theta$  平面にハフ変換する。

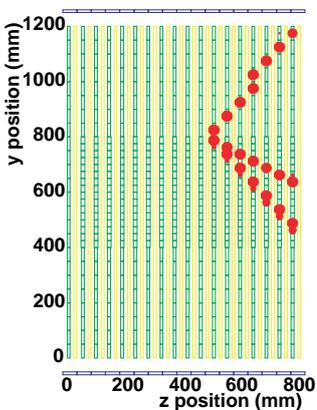


図 D.5 ヒットがあったシンチレータの 2 次元位置

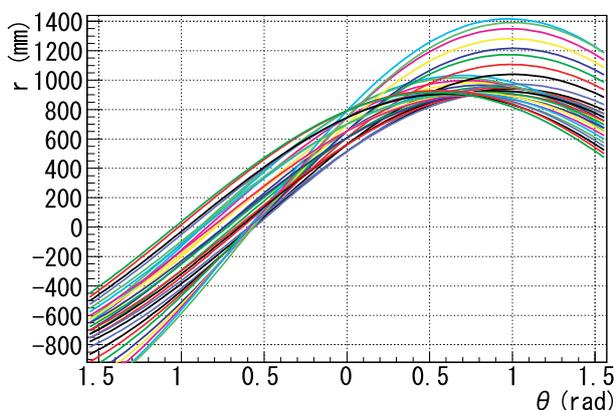


図 D.6 ヒットの位置をハフ変換した正弦曲線

各トラッキングプレーンにおける位置分解能が十分によい場合、 $r\theta$  平面において、1 つの飛跡に対応する曲線群は 1 点付近に集中するため、狭い範囲に集中する曲線群を探すことで飛跡を見つけることができ

るが、Proton Module においては、シンチレータの幅の位置分解能しかないため、1つの飛跡に対応する曲線群は十分に狭い範囲に集中しない(図 D.7, D.8)。集中する曲線群を探す際の集中を定義する範囲を広くすれば飛跡を見つけることができるが、Proton Module における3ヒットで飛跡が見つかることができるだけ、範囲を広くしてしまうと、複数の二次粒子が飛跡を残したときや、飛跡付近にノイズによるヒットがあったときに、誤って存在しない飛跡を構成してしまうことが多いことがわかった。

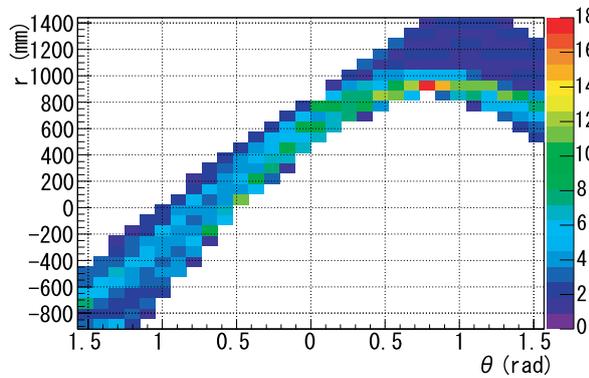


図 D.7  $r\theta$  平面において正弦曲線が集まっている点 (粗いピン)

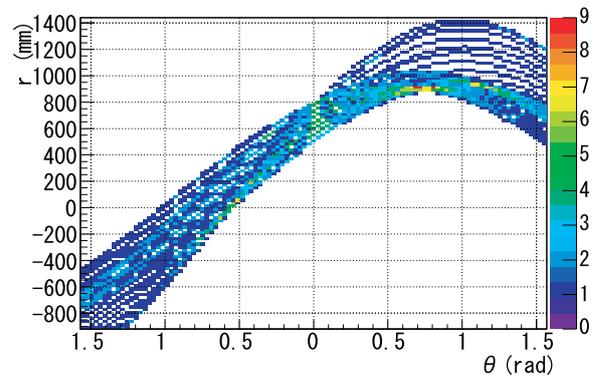


図 D.8  $r\theta$  平面において正弦曲線が集まっている点 (細かいピン)

## D.2 セル・オートマトン補足

セル・オートマトンとは 1940 年代末にジョン・フォン・ノイマンにより考案された<sup>\*4</sup>離散的計算モデルである。セル・オートマトンは多数の”セル”から構成され、各セルは有限種類の”状態”をもち、その状態は離散的な時間に対応する”ステップ”が進むにつれて、変化していく。その変化の仕方を決めるためには、セル間での”隣接”とステップ  $t$  でのあるセルとそのセルに隣接するセルの状態から、ステップ  $t+1$  におけるセルの状態の変化を決定する”ルール”を定義する必要がある。それらを定義したうえで各セルの初期状態を決定すれば、自動的にセルの状態が連鎖的に変化していく。

ここではセル・オートマトンの代表的な例であるライフゲーム<sup>[44]</sup>を紹介する。ライフゲームはジョン・ホートン・コンウェイによって考案されたセル・オートマトンである。ライフゲームにおけるセルは図 D.9 のような碁盤目状の格子における各マスである。各セルは上下左右の4つのセルと隣接している。各セルには白と黒の2つの状態があり<sup>\*5</sup>、ステップ  $t+1$  におけるあるセルの状態はステップ  $t$  におけるそのセル自身と隣接するセルの状態から以下のように決定される。

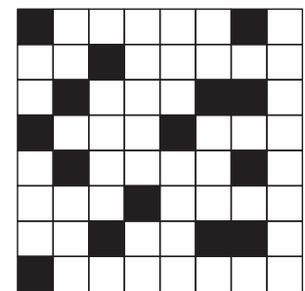


図 D.9 ライフゲームの例

- 白いセルに隣接する黒いセルが3つあれば、そのセルは次のステップで黒となる。(図 D.10)
- 白いセルに隣接する黒いセルが3つでなければ、そのセルは次のステップで白となる。(図 D.11)
- 黒いセルに隣接する黒いセルが2つか3つであれば、そのセルは次のステップで黒となる。(図

<sup>\*4</sup> 当初は機械による自己増殖の可能性を研究するために考案された

<sup>\*5</sup> 白のセルは死んでいるセル、黒のセルは生きているセルを表すことからライフゲームと呼ばれる

D.12)

- 黒いセルに隣接する黒いセルが 1 つ以下か 4 つ以上であれば、そのセルは次のステップで白となる。(図 D.13)

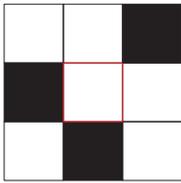


図 D.10 場合 1

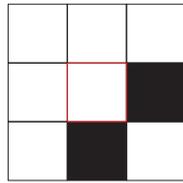


図 D.11 場合 2

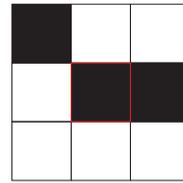


図 D.12 場合 3

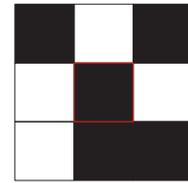


図 D.13 場合 4

このルールの下で各セルの初期状態を決定すれば、ステップが進むにつれて図 D.14 のように変化していく。

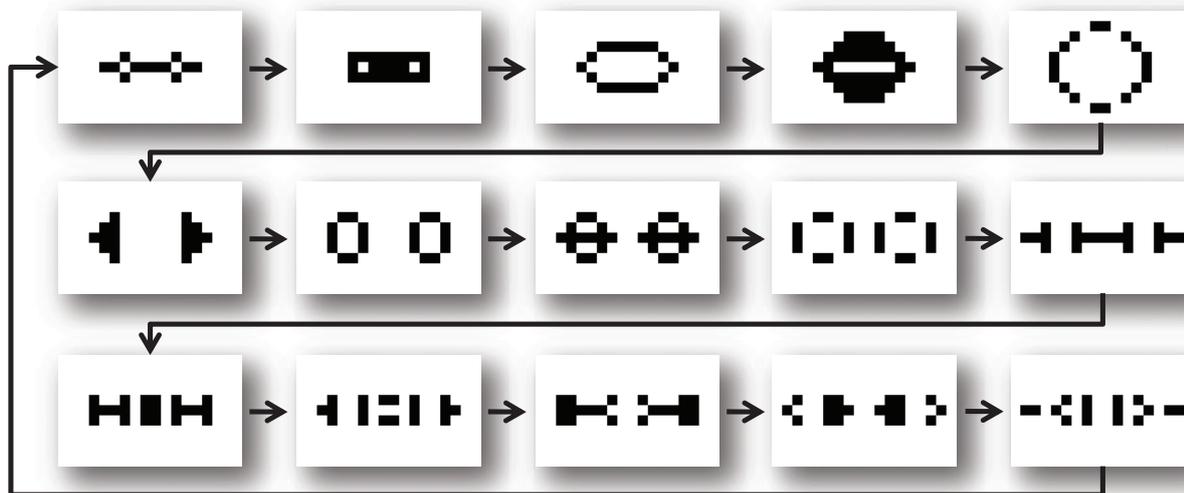


図 D.14 ライフゲームにおける状態の変化の例

今研究においてはこのモデルを、シンチレータのヒット情報から飛跡を再構成するために用いた。このライフゲームにおけるセル・オートマトンの定義を Proton Module における飛跡再構成のための定義と比較したものを表 D.1 にまとめる。

表 D.1 ライフゲームと Proton Module の飛跡再構成におけるセル・オートマトンの比較

	ライフゲーム	Proton Module における飛跡再構成
セル	正方形のマス	クラスターをつなぐ線
隣接	隣り合っていること	クラスターのフィッティングの結果、 $\chi^2 < 500\text{mm}^2$ であること
状態	白か黒	0 ~ 16

## 付録 E

# ハードウェアの準備

### E.1 ファイバーの製作

Proton Module 用のファイバーは 2010 年 4 月に京都大学において切断、GOMI コネクタの接着、端面の研磨、端面への反射材塗布を行った。その製作過程は以下の通りである。

1. ファイバーが巻かれたロールの上下の 2 カ所でファイバーを切断する (図 E.1)。  
(切断されたファイバーの長さは約 1400m となる)
2. 切断したファイバーの先端に GOMI コネクタをオプティカルセメント (ELJEN Technology 社の EJ-500) を接着する (図 E.2)。
3. GOMI コネクタに差し込まれたファイバーを上から吊るし、半日乾燥させる (図 E.3)。
4. GOMI コネクタのついたファイバーを実機で使用する長さに切断する (図 E.4)。  
(トラッキングプレーン用は 1224mm、上左右の Veto プレーン用は 1255mm、下の Veto プレーン用は 1211mm)
5. ファイバーの両端面をダイヤモンドバイト<sup>\*1</sup>(Fiber Fin) で研磨する (図 E.5)。
6. ファイバーの一方の端から光をあて、もう一方からその光が十分に伝搬されていることを目視で確認することでファイバーにダメージがないことを確認する。  
(すべてのファイバーで十分な光量が確認できた)
7. ファイバーの端面に反射材 (ELJEN Technology 社の EJ-510) を塗り、1 時間乾燥させる。
8. 1204 本中 120 本を無作為に抽出し、宇宙線により性能を試験する (5.4 参照)。

### E.2 MPPC の準備

1. MPPC に GOMI コネクタを取り付ける。
2. MPPC を入れた GOMI コネクタに MPPC のシリアル番号が書かれたシールを貼る。(図 E.6)
3. MPPC をシリアル番号順に配列して管理する。(図 E.7)

---

<sup>\*1</sup> ファイバー仕上げ工具

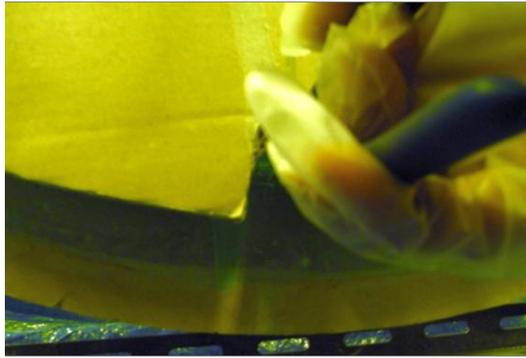


図 E.1 ロールに巻かれたファイバーの切断



図 E.2 ファイバーの接着



図 E.3 オプティカルセメントの乾燥



図 E.4 ファイバーの必要な長さへの切断

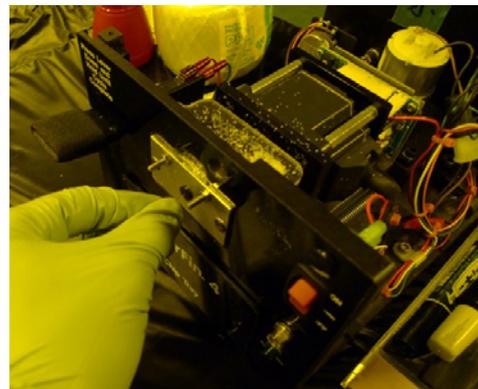


図 E.5 ファイバーの端面の研磨

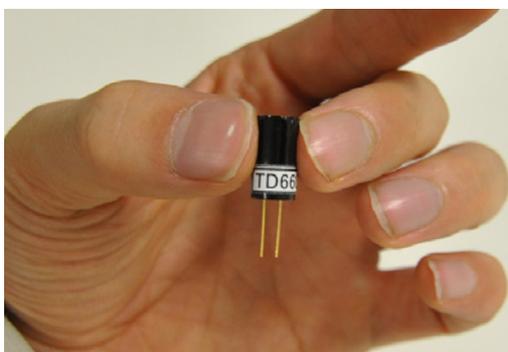


図 E.6 GOMI コネクタとシールを取り付けた MPPC



図 E.7 シリアル番号順にならべられた MPPC

### E.3 シンチレータの準備

1. 3m の SciBar 型シンチレータを 1.2m×2 本に切断する。
2. シンチレータの表面の汚れを布で拭き取ると同時に、シンチレータにひびや表面の反射材の剥げがないかを確認する。
3. シンチレータの穴にファイバーを通し、穴の大きさが十分であることを確認する。(図 E.8)  
(穴を通らないシンチレータは全部で 6 本あり、いずれも INGRID 型であった。)
4. シンチレータの読み出し側と逆の端面に反射材 (ELJEN Technology 社の EJ-510) を塗り、3 時間

乾かす。(図 E.9)

5. 4. を 3 回繰り返す。



図 E.8 穴が小さすぎてファイバーが通らなかったシンチレータ



図 E.9 端面に反射材を塗布したシンチレータ

## E.4 ケーブルの準備

1. ケーブルに TFB 上でのチャンネル番号に対応するタグを取り付ける。
2. ケーブルの片端に PCB コネクタを取り付ける。(図 E.10)
3. ケーブリングの際にケーブルが絡まらないように、上記のタグの番号順に 8 本ずつ番号に対応した色のケーブルタイで縛り、8 束、計 64 本のケーブルをまとめる。(図 E.11)

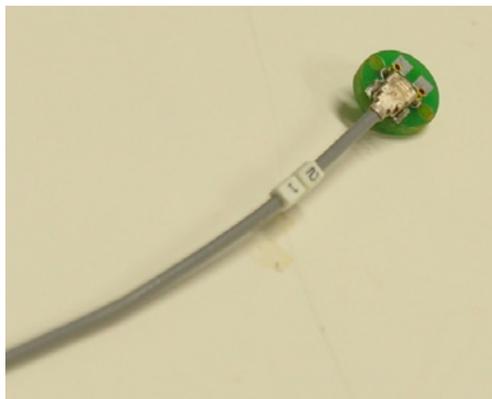


図 E.10 タグと PCB コネクタを取り付けたケーブル



図 E.11 番号順に束ねたケーブル

## 付録 F

# アップグレード計画

### F.1 Veto プレーンの改善

モンテカルロ・シミュレーション及びビームデータからトラッキングプレーンの最上流のプレーンと Veto プレーンの隙間を通過して Proton Module 内に進入する粒子が多いことがわかった。その粒子をブロックするために、図 F.1, F.2 のように最上流のプレーンと Veto プレーンの隙間に INGRID 型シンチレータを設置する予定である\*<sup>1</sup>。このアップグレードは 2011 年夏のシャットダウン中に行う予定である。

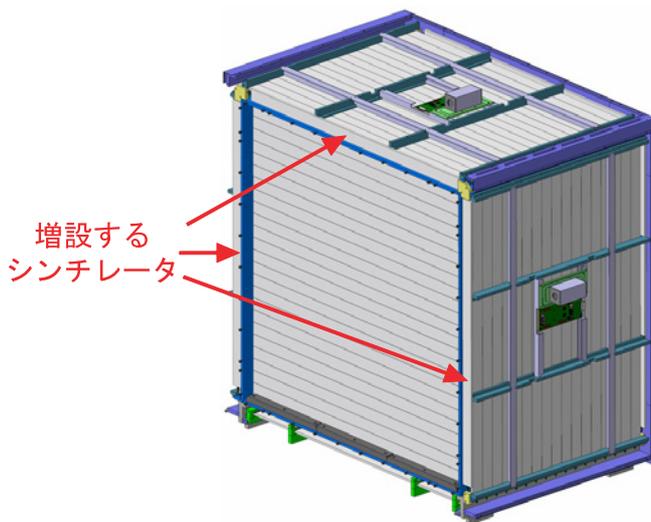


図 F.1 増設する Veto 用シンチレータ

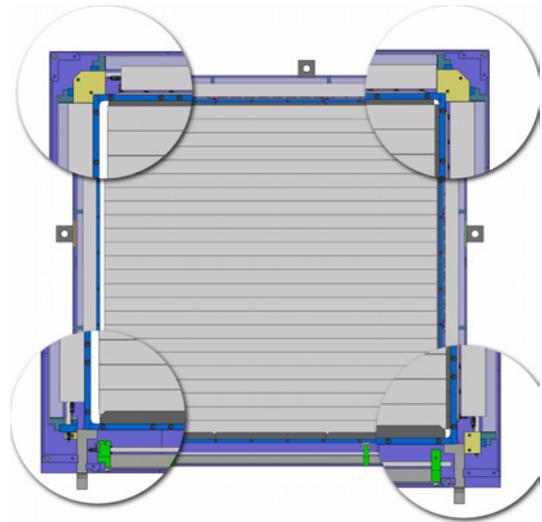


図 F.2 増設する Veto 用シンチレータの位置

### F.2 ミューオンレンジ検出器の設置

第 10 章で述べたように、今後の解析において、Proton Module における CCQE 反応からのミュオンが INGRID で止まったイベントを選択し、ニュートリノのエネルギーを測定する予定である。しかし約 1.8GeV 以上のミュオンは INGRID を突き抜けてしまうため、エネルギーの絶対値を測定することができず、その下限値を与えることしかできない。そのため Proton Module の下流に位置する INGRID

\*<sup>1</sup> 最上流のプレーンと上左右の Veto プレーンの隙間にのみ、シンチレータを設置する予定である。最上流のプレーンと下の Veto プレーンの隙間には構造上、シンチレータを設置することが困難である。

横型モジュールの中心モジュールの後方に、新たに INGRID と同じような鉄とシンチレータからなるミュオンレンジ検出器を設置することにより、高エネルギーのニュートリノのエネルギーも測定したいと考えている。

現在は、図 F.3 のように INGRID 横型モジュールの中心モジュールの後方には BEB のラックが設置されているが、図 F.4 のようにラックを下流方向に移動させれば、ミュオンレンジ検出器を設置するためのスペースを確保することができる。その必要性については、実際に INGRID を用いた解析を行った上で検討する。

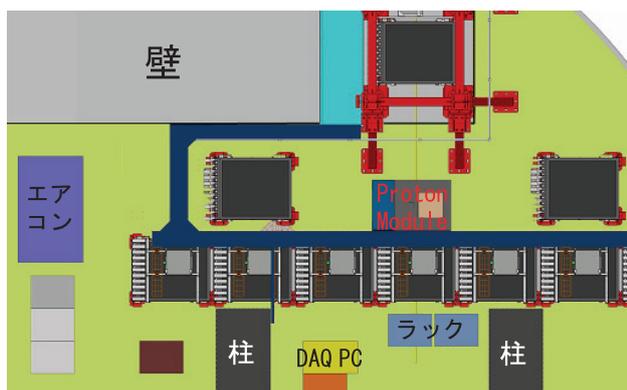


図 F.3 現在の配置

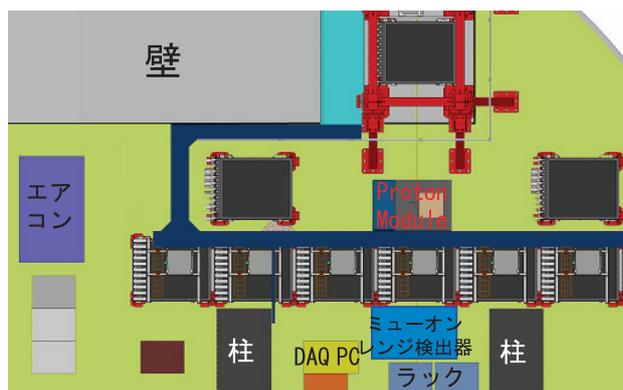


図 F.4 ミュオンレンジ検出器の設置

# 表目次

2.1	T2K 実験の陽子ビームパラメータ . . . . .	8
3.1	Y-11(200)MS の特性 . . . . .	21
3.2	ガイガーモードとノーマルモードの比較 . . . . .	23
3.3	S10362-13-050C の基本仕様 . . . . .	24
3.4	TFB の基本仕様 . . . . .	28
4.1	Proton Module に使用できるシンチレータ . . . . .	31
4.2	トラッキングプレーンの構成 . . . . .	34
5.1	MPPC の基礎特性への要請 . . . . .	40
5.2	シンチレータの光量 . . . . .	45
5.3	シンチレータの寸法の測定値 . . . . .	46
6.1	JNUBEAM への入力パラメータ . . . . .	50
6.2	FLUKA と GFLUKA のハドロン生成モデルを用いた場合の Proton Module における 10 <sup>21</sup> POT あたりニュートリノフラックス . . . . .	50
6.3	各設置場所における 10 <sup>21</sup> POT あたりのニュートリノフラックス . . . . .	52
6.4	. . . . .	53
7.1	イベント選択により選択されたイベント数 (10 <sup>21</sup> POT あたり) . . . . .	67
8.1	ダークカウントの確認試験で問題のあったチャンネルの原因 . . . . .	72
8.2	組立後の測定値が組立前と一致しなかったチャンネルの原因 . . . . .	73
8.3	宇宙線試験で光量が低かったチャンネルの原因 . . . . .	77
9.1	解析に用いたデータセット . . . . .	87
9.2	ヒット時間の中心値の決定方法 . . . . .	89
9.3	イベント選択により選択されたイベント数 . . . . .	92
9.4	イベント数の FLUKA, GFLUKA での見積値との比較 . . . . .	94
B.1	反射材の塗布前後での平均光量の平均値 . . . . .	106
B.2	切断前と切断及び接着後の平均光量の平均値 . . . . .	108
D.1	ライフゲームと Proton Module の飛跡再構成におけるセル・オートマトンの比較 . . . . .	114

# 図目次

1.1	スーパーカミオカンデによる大気ニュートリノの観測結果 . . . . .	3
1.2	K2K 実験最終結果 . . . . .	3
1.3	OPERA 実験において初観測されたタウニュートリノ出現イベントの候補 . . . . .	4
1.4	CHOOZ 実験により測定された $\sin^2 2\theta_{13}$ の上限値 . . . . .	4
1.5	質量階層 . . . . .	5
2.1	T2K 実験 . . . . .	6
2.2	T2K 実験の $\theta_{13}$ への感度 (1) . . . . .	7
2.3	T2K 実験の $\theta_{13}$ への感度 (2) . . . . .	7
2.4	J-PARC ビームライン概略図 . . . . .	8
2.5	50GeV シンクロトロン (MR) の一部 . . . . .	8
2.6	T2K 実験における陽子ビームの時間構造 . . . . .	8
2.7	電磁ホーン . . . . .	9
2.8	$\pi$ 中間子の崩壊 . . . . .	9
2.9	$\pi$ 中間子の運動量とニュートリノのエネルギーの関係 . . . . .	9
2.10	ニュートリノ振動確率と off-axis 法によるニュートリノエネルギー分布 . . . . .	10
2.11	ニュートリノの反応断面積 . . . . .	10
2.12	T2K 実験のビームライン . . . . .	10
2.13	ミュオンモニター . . . . .	11
2.14	前置検出器の概略図 . . . . .	11
2.15	前置検出器ホールの写真 . . . . .	11
2.16	on-axis 検出器 INGRID . . . . .	12
2.17	INGRID モジュール概略図 . . . . .	12
2.18	INGRID 横型モジュールの写真 . . . . .	12
2.19	INGRID により求められたビームプロファイル . . . . .	12
2.20	off-axis 検出器 . . . . .	14
2.21	off-axis 検出器のイベントディスプレイ . . . . .	14
2.22	スーパーカミオカンデ概略図 . . . . .	14
2.23	スーパーカミオカンデの内部 . . . . .	14
2.24	スーパーカミオカンデにおけるミュオンイベント . . . . .	15
2.25	スーパーカミオカンデにおける電子イベント . . . . .	15
2.26	スーパーカミオカンデにおける $\pi^0$ イベント . . . . .	15

3.1	CCQE のダイアグラム . . . . .	16
3.2	CC1 $\pi^+$ のダイアグラム . . . . .	16
3.3	CC coh. $\pi$ のダイアグラム . . . . .	16
3.4	CCDIS のダイアグラム . . . . .	17
3.5	NC elastic のダイアグラム . . . . .	17
3.6	NC $\pi^0$ のダイアグラム . . . . .	17
3.7	シミュレートされた INGRID における CCQE イベント . . . . .	18
3.8	INGRID の検出効率 <sup>[23]</sup> 。0.4GeV 未満のニュートリノの検出効率は 0% である。 . . . .	18
3.9	Proton Module によるニュートリノ検出の概念図 . . . . .	19
3.10	Proton Module による 3 次元飛跡の再構成 . . . . .	19
3.11	ファイバー MPPC 読み出しの概念図 . . . . .	19
3.12	新型検出器の設置場所 . . . . .	20
3.13	SciBar 型シンチレータと INGRID 型シンチレータ . . . . .	21
3.14	Proton Module で用いるシンチレータの発光波長と透過率 . . . . .	21
3.15	波長変換ファイバー Y-11(200)MS . . . . .	21
3.16	クラレ社 Y-11(200)MS の吸収・発光スペクトル . . . . .	22
3.17	MPPC(S10362-13-050C) の検出効率の波長依存性 . . . . .	22
3.18	シングルクラッド型とマルチクラッド型の比較 . . . . .	22
3.19	Proton Module で使用する MPPC . . . . .	23
3.20	Proton Module で使用する MPPC の受光面 . . . . .	23
3.21	MPPC の等価回路 . . . . .	23
3.22	MPPC からの信号の ADC 分布 . . . . .	24
3.23	正常時とクロストーク、アフターパルスが起きたときの波形 . . . . .	25
3.24	ファイバー用 GOMI コネクタ . . . . .	26
3.25	MPPC 用 GOMI コネクタ . . . . .	26
3.26	接続した GOMI コネクタ . . . . .	26
3.27	PCB コネクタ . . . . .	26
3.28	接続した PCB コネクタ . . . . .	26
3.29	PCB コネクタによる接続の概念図 . . . . .	26
3.30	TFB の表側 . . . . .	27
3.31	TFB の裏側 . . . . .	27
3.32	Back End Board (BEB) . . . . .	28
3.33	エレクトロニクス概要 . . . . .	29
3.34	ゲートとリセットの時間 . . . . .	29
3.35	INGRID における MIDAS 画面 . . . . .	30
4.1	ニュートリノ反応から二次粒子の散乱角 . . . . .	32
4.2	排除するイベント . . . . .	32
4.3	選択するイベント . . . . .	32
4.4	反応点の X 座標と検出効率 . . . . .	34
4.5	反応点の Y 座標と検出効率 . . . . .	34

4.6	プレーン間の距離と検出効率 (別のシンチレータでのヒットを要求しない場合) . . . . .	35
4.7	プレーン間の距離と検出効率 (別のシンチレータでのヒットを要求する場合) . . . . .	35
4.8	トラッキングプレーンの配置 . . . . .	35
4.9	最上流のプレーンを除いたトラッキングプレーン . . . . .	35
4.10	排除するイベント (Veto プレーンにヒットがあったとき) . . . . .	36
4.11	選択するイベント (Veto プレーンにヒットがあったとき) . . . . .	36
4.12	Veto プレーンの構造 . . . . .	37
4.13	Veto プレーンの位置 . . . . .	37
4.14	Proton Module のフレーム . . . . .	37
4.15	シンチレータ固定のための溝が刻まれた板 . . . . .	37
4.16	シンチレータの固定 . . . . .	37
4.17	ファイバーと MPPC の取り付け . . . . .	38
4.18	ケーブルとの接続 . . . . .	38
4.19	エレクトロニクスボックス . . . . .	38
4.20	Proton Module 全体の概略図 . . . . .	38
4.21	Proton Module 用レールのデザイン . . . . .	39
4.22	レールによる検出器の移動 . . . . .	39
4.23	将来的な移動計画 . . . . .	39
5.1	MPPC の基礎特性試験のセットアップ . . . . .	40
5.2	ピーク検出 . . . . .	41
5.3	二重ガウス関数でフィット . . . . .	41
5.4	二重ガウス関数で再フィット . . . . .	41
5.5	ピークから $\pm 3\sigma$ の範囲で積分 . . . . .	41
5.6	ブレイクダウン電圧の算出方法 . . . . .	42
5.7	ゲイン ( $\Delta V = 1.4V$ のとき) の測定値 . . . . .	43
5.8	ブレイクダウン電圧の測定値 . . . . .	43
5.9	ノイズレート ( $\Delta V = 1.4V$ のとき) の測定値 . . . . .	43
5.10	クロストーク&アフターパルスレート ( $\Delta V = 1.4V$ のとき) の測定値 . . . . .	43
5.11	シンチレータの性能評価試験のセットアップ . . . . .	44
5.12	INGRID 型シンチレータの典型的な光量分布 . . . . .	45
5.13	SciBar 型シンチレータの典型的な光量分布 . . . . .	45
5.14	INGRID 型シンチレータの重さの測定値 . . . . .	46
5.15	SciBar 型シンチレータの重さの測定値 . . . . .	46
5.16	ファイバーの性能評価試験のセットアップ . . . . .	47
5.17	1 本のファイバー試験での典型的な光量分布 . . . . .	47
5.18	120 本のファイバーからの平均光量分布 . . . . .	47
6.1	Proton Module におけるモンテカルロ・シミュレーションの概念図 . . . . .	49
6.2	FLUKA と GFLUKA のハドロン生成モデルを用いた場合の Proton Module に入射するニュートリノのエネルギー分布 . . . . .	50

6.3	Proton Module の移動可能範囲におけるニュートリノフラックス . . . . .	51
6.4	各フレーバーのニュートリノのエネルギー分布 . . . . .	51
6.5	Proton Module の設置位置 . . . . .	51
6.6	各設置位置におけるニュートリノフラックスのエネルギー分布 . . . . .	51
6.7	NEUT におけるニュートリノのシンチレータ (CH) との反応断面積 . . . . .	52
6.8	Proton Module において相互作用をしたニュートリノのエネルギー分布と反応モード . . . . .	52
6.9	反応モードの割合 . . . . .	53
6.10	各設置位置において反応したニュートリノのエネルギー分布 . . . . .	53
6.11	検出器シミュレーションにおける設定値 . . . . .	54
6.12	INGRID 型シンチレータの断面 . . . . .	54
6.13	GEANT4 で再現した INGRID 型シンチレータの形 . . . . .	54
6.14	SciBar 型シンチレータの断面 . . . . .	54
6.15	GEANT4 で再現した SciBar 型シンチレータの形 . . . . .	54
6.16	GEANT4 により構築した Proton Module . . . . .	55
6.17	シミュレートされた Proton Module における CCQE イベント . . . . .	55
6.18	シミュレートされた CCQE 反応のイベントディスプレイ . . . . .	56
6.19	シミュレートされた $CC1\pi^+$ 反応のイベントディスプレイ . . . . .	56
6.20	シミュレートされた CCDIS 反応のイベントディスプレイ . . . . .	56
6.21	シミュレートされた NC Elastic 反応のイベントディスプレイ . . . . .	56
6.22	シミュレートされた $NC\pi^0$ 反応のイベントディスプレイ . . . . .	56
6.23	前置検出器ホールの形と Proton Module の設置位置 . . . . .	57
6.24	GEANT4 において前置検出器ホールの壁におけるニュートリノ反応からの二次粒子が Proton Module に入射したイベントの例 . . . . .	57
6.25	シミュレートされた壁での CCQE 反応で生成されたミュオンが Proton Module の最上流のトラッキングプレーンで検出された例 . . . . .	58
6.26	シミュレートされた壁での CCQE 反応で生成されたミュオンが Proton Module の最上流のトラッキングプレーンの隙間を抜けた例 . . . . .	58
6.27	シミュレートされた壁での $CC1\pi^0$ 反応で生成された $\pi^0$ の崩壊により生成された $\gamma$ が Proton Module で検出された例 . . . . .	58
6.28	シミュレートされた壁での NC elastic 反応で放出された中性子が Proton Module で検出された例 . . . . .	58
7.1	クラスターの形成 . . . . .	60
7.2	セルの形成 . . . . .	60
7.3	ステップ 1 におけるセルの状態 . . . . .	60
7.4	変化終了後のセルの状態 . . . . .	61
7.5	飛跡の候補を構成 . . . . .	61
7.6	飛跡の選択 . . . . .	61
7.7	飛跡が 5 本あるイベントの飛跡再構成の例 . . . . .	61
7.8	不感プレーンが 1 層あるイベントの例 . . . . .	61
7.9	不感プレーンが 2 層続いたイベントの例 . . . . .	61

7.10	シミュレーションにより評価した、再構成された反応点 – 実際の反応点 (X 座標) . . . . .	62
7.11	シミュレーションにより評価した、再構成された反応点 – 実際の反応点 (Y 座標) . . . . .	62
7.12	シミュレーションにより評価した、再構成された反応点 – 実際の反応点 (Z 座標) . . . . .	62
7.13	光量によるヒット選択 . . . . .	63
7.14	飛跡が再構成されないイベントの例 . . . . .	64
7.15	X 層と Y 層の飛跡が合致しないイベントの例 . . . . .	64
7.16	再構成された反応点の Z 座標分布 . . . . .	64
7.17	飛跡の最上流のヒットが最上流のプレーンであるイベントの例 . . . . .	64
7.18	再構成された反応点の X 座標分布 . . . . .	65
7.19	再構成された反応点の Y 座標分布 . . . . .	65
7.20	上流の飛跡上の Veto プレーンにヒットがあるイベントの例 . . . . .	65
7.21	下流の飛跡上の Veto プレーンにヒットがあるイベントの例 . . . . .	65
7.22	再構成された反応点の X 座標分布 (Veto プレーンによるカット後) . . . . .	66
7.23	再構成された反応点の Y 座標分布 (Veto プレーンによるカット後) . . . . .	66
7.24	飛跡の最上流のヒットが最も端のチャンネルであるイベントの例 . . . . .	66
7.25	飛跡数分布 . . . . .	66
7.26	飛跡が 1 本であるイベントの例 . . . . .	67
7.27	最終的に選択されるイベントの例 . . . . .	67
7.28	Proton Module の検出効率 . . . . .	68
7.29	CCQE 反応と CC non-QE 反応検出効率 . . . . .	68
7.30	各飛跡数における反応モードの割合 . . . . .	68
8.1	Proton Module 用フレーム . . . . .	69
8.2	トラッキングプレーン用シンチレータの取り付け . . . . .	69
8.3	Veto プレーン用シンチレータの取り付け . . . . .	69
8.4	ファイバーの挿入 . . . . .	69
8.5	MPPC の取り付け . . . . .	70
8.6	TFB へのケーブルの取り付け . . . . .	70
8.7	エレクトロニクスボックスへの TFB の取り付け . . . . .	70
8.8	MPPC のケーブル接続 (横) . . . . .	70
8.9	MPPC のケーブル接続 (上) . . . . .	70
8.10	Veto プレーンの取り付け . . . . .	70
8.11	完成した Proton Module . . . . .	70
8.12	検出器上面の読み出し部 . . . . .	71
8.13	エレクトロニクスボックス内部 . . . . .	71
8.14	正常なチャンネルの ADC 分布 . . . . .	72
8.15	問題のあるチャンネルの ADC 分布 . . . . .	72
8.16	組立前と組立後のゲインの測定値の差 . . . . .	73
8.17	組立前と組立後のノイズレートの測定値の差 . . . . .	73
8.18	組立前と組立後 (修繕後) のゲインの測定値の差 . . . . .	74
8.19	組立前と組立後 (修繕後) のノイズレートの測定値の差 . . . . .	74

8.20	Proton Module により初観測された宇宙線イベント	75
8.21	初観測された宇宙線イベントの 3 次元プロット	75
8.22	トラッキングプレーンの試験のための宇宙線トリガー生成のヒット条件	75
8.23	宇宙線試験中の外気の温度	76
8.24	端のプレーン以外の宇宙線イベントの選択条件	76
8.25	端のプレーンにおける宇宙線イベントの選択条件	76
8.26	ある宇宙線イベントでのヒットイベント選択	76
8.27	すべてのヒットイベントとイベント選択後のヒットイベントの光量分布	77
8.28	X 層の各シンチレータでの宇宙線イベントの平均光量	77
8.29	Y 層の各シンチレータでの宇宙線イベントの平均光量	77
8.30	修繕後の X 層の各シンチレータでの宇宙線イベントの平均光量	78
8.31	修繕後の Y 層の各シンチレータでの宇宙線イベントの平均光量	78
8.32	ケーブルミスがあった場合とない場合のイベント選択条件	78
8.33	X 層の各シンチレータでの宇宙線イベント数	79
8.34	Y 層の各シンチレータでの宇宙線イベント数	79
8.35	Veto プレーンの試験のための宇宙線トリガー生成のヒット条件	79
8.36	宇宙線の入射したサイクルと宇宙線が入射していないサイクルでの光量分布 (0~40p.e.)	80
8.37	宇宙線の入射したサイクルと宇宙線が入射していないサイクルでの光量分布 (5~20p.e.)	80
8.38	上下の Veto プレーンのシンチレータでの宇宙線イベントの平均光量	80
8.39	左右の Veto プレーンのシンチレータでの宇宙線イベントの平均光量	80
8.40	評価するプレーンのヒット情報を隠す	81
8.41	ヒット情報を隠したままで飛跡を再構成	81
8.42	飛跡が評価するプレーンを突き抜けていれば評価するプレーンにヒットがあるか確認	81
8.43	X 層のヒット検出効率	82
8.44	Y 層のヒット検出効率	82
8.45	宇宙線試験におけるヒット時間分布	82
8.46	宇宙線試験における全 1204 チャンネルの 9.5p.e. 以上のイベントの平均ヒット時間	82
8.47	Proton Module 用のレールの設置	83
8.48	Proton Module のインストール作業	83
8.49	インストールが完了した Proton Module	83
8.50	Proton Module のケーブル接続	83
8.51	BEB とのケーブル接続	83
8.52	オンラインディスプレイで観測された宇宙線	83
8.53	調整前と調整後の全 1204 チャンネルのゲイン	83
8.54	異常が見られたチャンネルにおける ADC 分布の時間推移	84
8.55	全てのチャンネルが有感の場合と 1 つ不感チャンネルがある場合の検出効率の比	84
9.1	Proton Module における最初のニュートリノイベントのイベントディスプレイ	85
9.2	Proton Module における最初のニュートリノイベントのヒット時間分布	85
9.3	観測された外部から入射した荷電粒子によるイベントの候補	86
9.4	観測された CCQE 反応の候補	86

9.5	観測された $CC1\pi^+$ 反応の候補	86
9.6	観測された DIS 反応の候補	86
9.7	観測された NC Elastic 反応の候補	86
9.8	観測された $NC\pi^0$ 反応の候補	86
9.9	累積 POT 数の推移	87
9.10	MPPC のゲインの推移	87
9.11	4 番目から 15 番目までのサイクルにおいて観測されたヒットイベントのヒット時間分布	88
9.12	ビームサイクルにおいて観測されたヒットイベントのヒット時間と期待されるヒット時間範囲の中心値の差	88
9.13	アクティブプレーン数の分布	89
9.14	アクティブプレーン数が 3 以上のイベントのアクティブプレーンあたりの光量分布	89
9.15	ビームサイクルにおけるアクティブプレーン数とアクティブプレーンあたりの光量	90
9.16	非ビームサイクルにおけるアクティブプレーン数とアクティブプレーンあたりの光量	90
9.17	反応点の Z 座標分布 (バックグラウンドイベントの規格化前)	90
9.18	反応点の Z 座標分布 (バックグラウンドイベントの規格化後)	90
9.19	反応点の X 座標分布 (Veto プレーンによるカット前)	91
9.20	反応点の Y 座標分布 (Veto プレーンによるカット前)	91
9.21	反応点の X 座標分布 (Veto プレーンによるカット後)	91
9.22	反応点の Y 座標分布 (Veto プレーンによるカット後)	91
9.23	再構成された同じ反応点からの飛跡数	91
9.24	累積 POT 数と Proton Module における総ニュートリノイベント数の相関	92
9.25	各日の $10^{16}$ POT あたりの Proton Module におけるニュートリノイベント数	92
9.26	各サイクルにおいて観測されたニュートリノイベント数	93
9.27	反応点の X 座標分布	93
9.28	反応点の Y 座標分布	93
9.29	反応点の Z 座標分布	93
9.30	飛跡数分布の FLUKA, GFLUKA を用いた予測との比較	94
9.31	同じ反応点からの飛跡数分布の FLUKA, GFLUKA を用いた予測との比較	94
9.32	飛跡数分布の FLUKA, GFLUKA を用いた予測との比較 (反応数を規格化)	95
9.33	同じ反応点からの飛跡数分布の FLUKA, GFLUKA を用いた予測との比較 (反応数を規格化)	95
10.1	シミュレートされた CCQE 反応においてミューオンのみが検出されたイベントのイベントディスプレイ	96
10.2	シミュレートされた外部から進入した $\gamma$ が Proton Module で飛跡を残す電磁シャワーを起こしたイベントのイベントディスプレイ	96
10.3	Proton Module におけるニュートリノ反応からの二次粒子が INGRID に入射したイベント	98
10.4	単位長あたりのエネルギー損失 (dE/dx)	98
10.5	CCQE 反応の選択のための解析の流れ	98

A.1	ミューオンモニターの初信号	102
A.2	INGRID における T2K 実験初のニュートリノイベント	102
A.3	off-axis 検出器における初ニュートリノイベント UA1 Magnet と最上流の TPC は稼働していない	102
A.4	スーパーカミオカンデにおいて初観測された J-PARC からのニュートリノ	102
A.5	累積 POT 数とパルスあたりの POT 数の推移	103
A.6	スーパーカミオカンデにおいて観測されたミューニュートリノイベントの候補の例	103
A.7	スーパーカミオカンデにおいて観測された電子ニュートリノ出現イベントの候補	103
A.8	1Mt 水チェレンコフ検出器ハイパーカミオカンデ	104
A.9	100kt 液体アルゴン TPC	104
B.1	予想される端面への反射材の塗布による光量の増加の概念図	105
B.2	端面の反射材による効果の評価試験のセットアップ	105
B.3	シンチレータの端面への反射材の塗布による光量分布の変化の典型例	106
B.4	ファイバーの端面への反射材の塗布による光量分布の変化の典型例	106
B.5	接着されたシンチレータの性能評価試験のセットアップ (全体の光量の測定)	107
B.6	接着されたシンチレータの性能評価試験のセットアップ (接着部付近の光量の測定)	107
B.7	切断、接着によるシンチレータ全体での光量分布の変化の典型例	107
B.8	切断、接着による接着部付近での光量分布の変化の典型例	107
C.1	Proton Module におけるニュートリノ反応からの二次粒子の INGRID 横型モジュール の最前面の平面への入射位置	109
D.1	$xy$ 平面における $r$ と $\theta$	112
D.2	ある点を通過する直線群	112
D.3	$xy$ 平面において直線上にある点	112
D.4	$r\theta$ 平面における正弦曲線	112
D.5	ヒットがあったシンチレータの 2 次元位置	112
D.6	ヒットの位置をハフ変換した正弦曲線	112
D.7	$r\theta$ 平面において正弦曲線が集まっている点 (粗いピン)	113
D.8	$r\theta$ 平面において正弦曲線が集まっている点 (細かいピン)	113
D.9	ライフゲームの例	113
D.10	場合 1	114
D.11	場合 2	114
D.12	場合 3	114
D.13	場合 4	114
D.14	ライフゲームにおける状態の変化の例	114
E.1	ロールに巻かれたファイバーの切断	116
E.2	ファイバーの接着	116
E.3	オプティカルセメントの乾燥	116
E.4	ファイバーの必要な長さへの切断	116

---

E.5	ファイバーの端面の研磨 . . . . .	116
E.6	GOMI コネクタとシールを取り付けた MPPC . . . . .	116
E.7	シリアル番号順にならべられた MPPC . . . . .	116
E.8	穴が小さすぎてファイバーが通らなかったシンチレータ . . . . .	117
E.9	端面に反射材を塗布したシンチレータ . . . . .	117
E.10	タグと PCB コネクタを取り付けたケーブル . . . . .	117
E.11	番号順に束ねたケーブル . . . . .	117
F.1	増設する Veto 用シンチレータ . . . . .	118
F.2	増設する Veto 用シンチレータの位置 . . . . .	118
F.3	現在の配置 . . . . .	119
F.4	ミュオンレンジ検出器の設置 . . . . .	119

## 参考文献

- [1] W.Pauli, Letter of 4 December to L.Meitner et al. (1930)
- [2] F.Reines and C.L.Cowan et al. "Detection of the Free Antineutrino" Phys. Rev. 117 (1960)
- [3] The ALEPH Collaboration, the DELPHI Collaboration, the L3 Collaboration, the OPAL Collaboration, the SLD Collaboration, the LEP Electroweak Working Group and the SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups, "Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance" Phys. Rept. 427, 257 (2006)
- [4] Z.Maki, M.Nakagawa, and S.Sakata. "Remarks on the unified model of elementary particles" Prog. Theor. Phys. Vol. 28, p. 870 (1962)
- [5] M.Kobayashi and M.Maskawa, "CP-violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction" Prog. Theor. Phys. 49, 652 (1973).
- [6] Y.Ashie et al. [Super-Kamiokande Collaboration], "Evidence for an oscillatory signature in atmospheric neutrino oscillation", Phys. Rev. Lett. 93, 101801 (2004)
- [7] E.Aliu et al. [K2K Collaboration], "Evidence for muon neutrino oscillation in an accelerator-based experiment", arXiv:hep-ex/0411038 (2005)
- [8] N.Agafonova et al. [OPERA collaboration], "Observation of a first  $\nu_\tau$  candidate in the OPERA experiment in the CNGS beam", Phys. Lett. B691 (2010)
- [9] D.G.Michael et al. [MINOS Collaboration], "Observation of Muon Neutrino Disappearance with the MINOS Detectors in the NuMI Neutrino Beam " Phys. Rev. Lett. 97, 191801 (2006)
- [10] 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)
- [11] 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)
- [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.Apollonio et al. [CHOOZ collaboration], "Search for neutrino oscillations on a long base-line at the CHOOZ nuclear power station" Eur.Phys.J.C27 331 (2003)
- [14] Y.Itow et al. "The JHF-Kamioka neutrino project" arXiv:hep-ex/0106019 (2001)
- [15] Y.Yamazaki et al. "Accelerator Technical Design Report for J-PARC" KEK-Report 2002-13; JAERI-Tech 2003-044 (2003)
- [16] D.Beavis et al. [BNL-E889 Collaboration], "Long Baseline Neutrino Oscillation Experiment at the AGS" (1995)

- [17] K.Matsuoka et al. "Design and performance of the muon monitor for the T2K neutrino oscillation experiment" Nucl. Instrum. Meth. A 624, 591 (2010)
- [18] 南野彰宏、大谷将士, "T2K 実験ニュートリノビームモニター (INGRID)" 高エネルギーニューズ 29-1, 10 (2010)
- [19] T.Lindner and the T2K-FGD group "The Fine Grained Detector for the T2K experiment" J. Phys.: Conf. Ser. 136 042035 (2008)
- [20] N. Abgrall et al. "Time Projection Chambers for the T2K Near Detectors" arXiv:1012.0865 (2010)
- [21] M. Ziembicki et al. "The SMRD subdetector at the T2K near detector station" Acta Phys. Polon. B 41, 1579 (2010).
- [22] Y.Fukuda et al. [Super-Kamiokande Collaboration], "The Super-Kamiokande detector" Nucl. Instrum. Meth. A 501 418 (2003)
- [23] 村上明, "ミュオンビームモニター及びニュートリノビームモニターによる T2K 実験ニュートリノビームの評価" 京都大学修士論文 (2009)
- [24] A.Pla-Dalmau et al. "FNAL-NICADD Extruded Scintillator. FERMILAB-PUB-05-344" (2005)
- [25] K.Nitta et al. [K2K SciBar group], "The K2K SciBar Detector" Nucl. Instrum. Meth. A 535 (2004)
- [26] Kuraray Co. Scintillator Fiber Products (1994)
- [27] 浜松ホトニクス社 MPPC カタログ
- [28] M.Yokoyama et al. "Application of Hamamatsu MPPC to T2K Neutrino Detectors" Nucl. Instrum. Meth. A 610 (2009)
- [29] H.Kawamuko et al. "Fiber Connector for MPPC" PoS PD07, 043 (2007)
- [30] J.Estrada, C.Garcia, B.Hoenison, and P.Rubinov "MCM II and the Trip chip" D0 note 4009, Fermilab-TM-2226 (2003)
- [31] S.Ritt and P.Amaudruz "The MIDAS Data Acquisition System" Proc. IEEE 10th Real Time Conference, pp.309-312 (1997)
- [32] The Maximum Integrated Data Acquisition System, <https://midas.psi.ch/>
- [33] R. Brun and F. Rademakers "ROOT:An Object-Oriented Data Analysis Framework" Nucl. Instrum. Meth. A389 (1997)
- [34] ROOT — A Data Analysis Framework, <http://root.cern.ch/>
- [35] R.Brun et al. "GEANT-Detector Description and Simulation Tool" Cern Program Library Long Write-up W5013 (1993)
- [36] A.Fasso et al. "FLUKA: A Multi-Particle Transport Code", CERN-2005-10, INFN/TC-05/11, SLAC-R-773 (2005)
- [37] N. Antoniou et al. [NA61 Collaboration], "Study of hadron production in hadron-nucleus and nucleus-nucleus collisions at the CERN SPS" CERN-SPSC-2006-034; SPSC-P-330 (2006)
- [38] N.Abgrall et al. [NA61 Collaboration], "Report from the NA61/SHINE experiment at the CERN SPS", CERN-SPSC-2010-025; SPSC-SR-066 (2010)
- [39] Y.Hayato, "NEUT", Nucl. Phys. Proc. Suppl. 112, 171 (2002)
- [40] S.Agostinelli et al. [GEANT4 Collaboration], "Geant4: a simulation toolkit" Nucl. Instrum. Meth. B 506, 250 (2003)

- [41] 川向裕之, "T2K 長基線ニュートリノ振動実験 ニュートリノビームモニター INGRID に用いるシンチレーター及び光子検出器 MPPC の性能評価" 京都大学修士論文 (2007)
- [42] 大谷将士, "T2K 長基線ニュートリノ振動実験ニュートリノビームモニター INGRID の製作と性能評価" 京都大学修士論文 (2008)
- [43] J.Neumann, "The Theory of Self-reproducing Automata" A. Burks, ed., Univ. of Illinois Press, Urbana, IL (1966)
- [44] M.Gardner, "Mathematical Games" Scientific American 223 4 (1970)
- [45] Duda, R. O. and P. E. Hart "Use of the Hough Transformation to Detect Lines and Curves in Pictures" Comm. ACM, Vol.15 (1972)
- [46] P.V.C.Hough "Machine Analysis of Bubble Chamber Pictures" Proc. Int. Conf. High Energy Accelerators and Instrumentation (1959)