

修士論文

ミュー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

京都大学理学研究科

村上 明

2010年2月1日

本論文では、T2K 長基線ニュートリノ振動実験のビームコミッショニングの結果を元に、ミュオンモニターとニュートリノビームモニターが要求される性能を持ち、T2K 実験の物理ランに向けての検出器の達成状況を評価する。

2009 年 4 月から開始された T2K(Tokai to Kamioka) 長基線ニュートリノ実験はミュオンニュートリノ消失モードにおける振動パラメータの精密測定および未発見の電子ニュートリノ出現モードの探索を目指す。本実験における特徴の一つとして、生成されるニュートリノビームの方向を SK の方向から僅かにずらす「off-axis 法」が挙げられる。ビーム軸方向をスーパーカミオカンデの方向に対してずらすことで、SK でのニュートリノ振動確率が最大になるエネルギー領域にニュートリノスペクトルをしぼることができる。一方でニュートリノビームの方向と SK でのニュートリノのエネルギー分布の間には強い相関があるため、ビーム方向を非常に良い精度でモニターする必要がある。物理目標達成のために求められる精度は 1mrad である。このためのビームモニターとしてビーム軸上にミュオンモニター「MUMON」とニュートリノビームモニター「INGRID」を設置する。

MUMON と INGRID は共に複数の検出器をグリッド状に配置した構造を持ち、各検出器での信号量からビーム形状を再構成し、ビーム中心を測定、ビーム方向を決定する。MUMON はビームダンプ直後に設置され、パイオンの崩壊でニュートリノと同時に生成されるミュオンを観測することでリアルタイムにビーム方向を測定する。INGRID は、MUMON よりさらに 170m 下流に設置され、直接ニュートリノを観測することでビーム方向を測定する。

2009 年に行われたビームコミッショニングにおいて、MUMON で、電磁ホーンによるパイオンの収束を確認すると同時に、陽子ビーム強度の変化に対して線形な応答をすること、ビーム方向を 1 mrad 以上の精度で安定に測定できること、陽子ビームの入射位置のずれに対する感度を持つことを確認した。これらの性能評価から、MUMON が T2K 実験で要求される性能を満たしていると保証した。

12 月には INGRID で T2K 実験初のニュートリノ反応イベントを観測、その後も順調に観測数を増やした。コミッショニングと平行して INGRID の検出器シミュレーションを構築し、12 月のコミッショニングでのニュートリノ検出数を再現することができた。このシミュレーションを用いて、ビーム方向の測定精度を評価し、ニュートリノビームモニターとして T2K 実験の要求を満たすことを確認した。

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>ニュートリノ振動</b>	1
1.1	ニュートリノ振動実験の現状 . . . . .	3
<b>第 2 章</b>	<b>T2K 長基線ニュートリノ振動実験</b>	4
2.1	実験概要・目的 . . . . .	4
2.1.1	オフアクシス法 . . . . .	5
2.2	大強度陽子加速器施設 J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) . . . . .	6
2.3	電磁ホーン . . . . .	7
2.4	陽子ビームモニター . . . . .	8
2.5	ミュオンモニター：MUMON . . . . .	9
2.6	ニュートリノ前置検出器群 . . . . .	9
2.6.1	ニュートリノビームモニター：INGRID . . . . .	9
2.6.2	オフアクシス検出器 . . . . .	9
2.7	後置検出器：スーパーカミオカンデ . . . . .	10
<b>第 3 章</b>	<b>T2K ビームラインにおけるデータ収集について</b>	11
3.1	T2K ビームラインモニターのデータ収集システム (ビームライン DAQ) について . . . . .	11
3.1.1	概要 . . . . .	11
3.1.2	読み出し回路：Flash ADC . . . . .	14
3.2	GPS を用いたスーパーカミオカンデでの T2K イベントとビームラインモニターでのビームイベントの同期について . . . . .	16
3.2.1	概要 . . . . .	16
3.3	ビームラインモニター間のイベント同期の保証 . . . . .	17
3.3.1	概要 . . . . .	17
3.3.2	スピル番号を用いてのイベント同期の問題と解決 . . . . .	18
3.4	GPS を用いた時間測定の安定性 . . . . .	19
3.4.1	概要・装置 . . . . .	19
3.4.2	GPS 受信機の性能評価 . . . . .	21
3.4.3	GPS の”Good GPS Status” . . . . .	24
<b>第 4 章</b>	<b>ミュオンモニター：MUMON</b>	25
4.1	概要・目的 . . . . .	25
4.2	要求性能 . . . . .	25

4.3	基本設計 . . . . .	26
4.4	ビーム方向の測定方法 . . . . .	26
4.5	検出器 . . . . .	27
4.5.1	シリコン検出器 . . . . .	28
4.5.2	平行平板型イオンチェンバー . . . . .	29
4.6	平行平板イオンチェンバー内のガスモニター・コントロール . . . . .	31
<b>第 5 章</b>	<b>ニュートリノビームモニター：INGRID</b>	<b>34</b>
5.1	概要・目的 . . . . .	34
5.2	基本設計 . . . . .	35
5.3	ニュートリノ反応検出システム . . . . .	37
5.3.1	シンチレータ . . . . .	37
5.3.2	波長変換ファイバー . . . . .	37
5.3.3	MPPC . . . . .	39
5.4	データ取得システムの概要 . . . . .	41
<b>第 6 章</b>	<b>モンテカルロシミュレーションを用いた INGRID 検出器の性能評価</b>	<b>44</b>
6.1	モンテカルロシミュレーション . . . . .	44
6.1.1	ニュートリノビームラインシミュレーション：Jnubeam . . . . .	44
6.1.2	ニュートリノ反応シミュレーション：NEUT . . . . .	45
6.1.3	INGRID 検出器シミュレーション：GEANT4 . . . . .	47
6.2	イベントセレクション . . . . .	48
6.2.1	検出効率 . . . . .	59
6.3	シミュレーションを用いたビームプロファイルの再構築 . . . . .	62
6.3.1	ビームプロファイル中心の測定精度 . . . . .	64
<b>第 7 章</b>	<b>T2K ビームコミッショニング</b>	<b>66</b>
7.1	概要・目的 . . . . .	66
7.1.1	ビームライン制御システムの安定性 . . . . .	67
7.2	MUMON 解析 . . . . .	67
7.2.1	解析方法 . . . . .	68
7.2.2	電磁ホーンによるパイオンの収束 . . . . .	68
7.2.3	陽子ビーム強度に対する応答の線形性 . . . . .	69
7.2.4	モニターの時間安定性 . . . . .	72
7.2.5	陽子ビームの標的への入射位置のずれに対する感度 . . . . .	74
7.3	INGRID 解析 . . . . .	77
7.3.1	検出器のセットアップ . . . . .	78
7.3.2	解析方法 . . . . .	79
7.3.3	11 月コミッショニングの解析 . . . . .	82
7.3.4	トリガータイミングの調整 . . . . .	83
7.3.5	ニュートリノ反応の検出 . . . . .	85
7.3.6	ビームプロファイルの再構成 . . . . .	92

---

<b>第 8 章</b>	<b>2010 年からの物理ランに向けての考察</b>	<b>94</b>
8.1	物理ランにおける”Good Spill” 判定 . . . . .	94
8.2	イベント同期と GPS システムについて . . . . .	94
8.3	2009 年コミショニングの結果から MUMON で言えること . . . . .	95
8.4	2009 年コミショニングの結果から INGRID で言えること . . . . .	96
8.5	総括 . . . . .	98
<b>謝辞</b>		<b>100</b>
<b>参考文献</b>		<b>101</b>

## 第 1 章

# ニュートリノ振動

素粒子物理学の標準理論では、ニュートリノは質量を持たない中性のレプトンとして扱われている。しかし近年、太陽ニュートリノや原子炉ニュートリノの観測で電子ニュートリノの数が減っている、あるいは大気ニュートリノの観測や加速器ニュートリノ実験でミューオンニュートリノの数が減る、という現象が観測された。これは、ニュートリノが飛行中に別のフレーバーに変わるニュートリノ振動現象によると考えられている。ニュートリノ振動は、ニュートリノが質量をもつ場合にのみ起きる現象で、これにより、ニュートリノの質量の存在が実証された。これは素粒子物理学の標準理論を超えた事象として注目されている。

標準的なシナリオでは、ニュートリノ振動は、3 世代フレーバーの固有状態  $|\nu_\alpha\rangle$  ( $\alpha = e, \mu, \tau$ ) は 3 つの異なる質量固有状態  $|\nu_i\rangle$  ( $i = 1, 2, 3$ ) が混じり合った状態であるために起こると考えられる。その混合は 3 つの混合角 ( $\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$ ) と一つの CP 位相  $\delta$  を用いて次のように表される。

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

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

ここで、 $s_{ij}, c_{ij}$  はそれぞれ  $\sin\theta_{ij}, \cos\theta_{ij}$  ( $\theta_{ij}$  は  $\nu_i$  と  $\nu_j$  の混合角) を表す。この 3 世代の混合行列  $U_{ij}$  は Maki-Nakagawa-Sakata 行列 (MNS 行列) と呼ばれる [1]。

ここでは、最も簡単な場合として 2 つのフレーバー間  $\nu_\alpha, \nu_\beta$  の振動を考えることにする。この 2 つのフレーバー固有状態は質量固有状態  $|\nu_1\rangle, |\nu_2\rangle$  を用いて、

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

と表される。質量固有状態の時間発展は、

$$\begin{pmatrix} |\nu_1(t)\rangle \\ |\nu_2(t)\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{-i(E_1 t - p_1 x)} & 0 \\ 0 & e^{-i(E_2 t - p_2 x)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1(t=0)\rangle \\ |\nu_2(t=0)\rangle \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

と表せる。これより  $\nu_\alpha, \nu_\beta$  のフレーバー固有状態の時間発展は

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

となる。 $E_i, p_i$  はそれぞれ  $\nu_i$  のエネルギー、運動量を表す。

時刻  $t = 0$ , 位置  $x = 0$  で生成されたニュートリノが距離  $L$  だけ飛行した場合を考える。ニュートリノの運動は相対論的 ( $m_i \ll E_i$ ) であるため、

$$t \approx L \quad (1.6)$$

$$p_i = \sqrt{E_i^2 - m_i^2} \approx E_i - \frac{m_i^2}{2E_i} \quad (1.7)$$

と近似でき、式 (1.3) は

$$\begin{pmatrix} |\nu_\alpha(t)\rangle \\ |\nu_\beta(t)\rangle \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} e^{-i\frac{m_1^2 L}{2E_1}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{m_2^2 L}{2E_2}} \end{pmatrix} U^{-1} \begin{pmatrix} |\nu_\alpha(t=0)\rangle \\ |\nu_\beta(t=0)\rangle \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

となる。従って、 $x = 0$  においてフレーバー  $\alpha$  であったニュートリノが距離  $x = L$  を飛行した後にフレーバー  $\beta$  になっている確率  $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$  は

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha \rangle|^2 \quad (1.9)$$

$$= \sin^2 2\theta \sin^2 \left( \frac{1.27 \Delta m_{ij}^2 [eV^2] L [km]}{E_\nu [GeV]} \right) \quad (1.10)$$

となる。ここで、 $\Delta m_{ij}^2$  は質量固有状態  $i, j$  間の質量二乗差 ( $\Delta m_i^2, \Delta m_j^2$ ) である。逆に、フレーバー  $\alpha$  のままである確率  $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha)$  は

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \quad (1.11)$$

$$= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left( \frac{1.27 \Delta m_{ij}^2 [eV^2] L [km]}{E_\nu [GeV]} \right) \quad (1.12)$$

となる。

これらより、ニュートリノは  $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$  をパラメータとして、飛行距離  $L$  およびニュートリノエネルギー  $E_\nu$  の関数としてフレーバー間で振動することがわかる。また、このような振動は、フレーバー固有状態が質量固有状態と異なっており ( $\theta \neq 0$ )、かつ質量固有状態が縮退していない ( $\Delta m^2 \neq 0$ ) 場合に起こることがわかる。

次章から説明する T2K 実験では距離  $L_{FD} = 295$  km である。ミューオンニュートリノ消失モードを考えた際に、振動の効果が最大になる条件は

$$\frac{1.27 \Delta m_{23}^2 [eV^2] 295 [km]}{E_\nu [GeV]} = \frac{\pi}{2} \quad (1.13)$$

である。ここで、 $\Delta m_{23}^2$  を  $\Delta m_{23}^2 = 2.31 \sim 3.43 \times 10^{-3} eV^2$  とする ([4]) と、T2K 実験の後置検出器でこの条件を満たすニュートリノエネルギーは  $E_\nu \sim (0.55 \sim 0.82)$  GeV になる。T2K 実験ではオフ軸ス法と呼ばれる実験手法を用いることで、後置検出器で観測されるニュートリノのエネルギーをこの領域にしばることができ、ニュートリノ振動に対して非常に高い感度を持った測定を行うことができる。

## 1.1 ニュートリノ振動実験の現状

ニュートリノ振動について、現在までに行われた様々な実験・観測によって分かっていることをまとめる。

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

$\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  の振動モードに関しては、スーパーカミオカンデでの大気ニュートリノ観測 [5] で発見され、加速器を用いた K2K 実験 [3] により確立された。MINOS の最新の結果 [4] によると、振動パラメータは  $2.31 \times 10^{-3} < \Delta m_{23}^2 < 3.43 \times 10^{-3} eV^2, \sin^2 2\theta > 0.78$  (90 % C.L.) である。

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

$\nu_e \rightarrow \nu_x$  ( $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$  及び  $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ ) の振動モードに関しては、スーパーカミオカンデ [5] や SNO 実験 [6] による太陽ニュートリノ観測や KamLAND 実験 [7] による原子炉ニュートリノの観測により確立された。振動パラメータは  $\Delta m_{12}^2 \sim 8 \times 10^{-5} eV^2, \tan^2 \theta_{12} \sim 0.5$  である。

### $\Delta m_{13}^2, \theta_{13}$

$\theta_{13}$  を介した  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  の振動モードは未だ見つかっておらず、振動パラメータも CHOOZ 実験による原子炉ニュートリノの観測 [8] により  $\sin^2 2\theta_{13} < 0.1$  と上限値しか分かっていない。



## 第 2 章

# T2K 長基線ニュートリノ振動実験

本章では 2009 年から開始された長基線ニュートリノ振動実験 T2K の目的と概要について説明する。

### 2.1 実験概要・目的

T2K 実験の概略図を図 2.1 に示す。

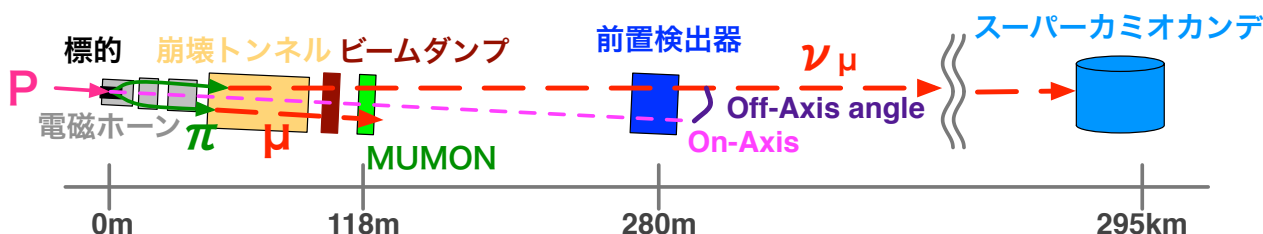


図 2.1 T2K 実験の概観図

T2K(Tokai to Kamioka) 実験 [21] とは 2009 年 4 月から開始した東海-神岡間の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 で加速した陽子ビームを炭素標的に衝突させ、パイオンを生成する。生成したパイオンは 3 台の電磁ホーンによって収束され、94 m の崩壊トンネル内でミュオンとミュオンニュートリノへの二体崩壊を起こす。その崩壊から生じるニュートリノを 295 km 離れた岐阜県飛騨市の世界最大級の 5 万トン水チェレンコフ観測装置スーパーカミオカンデで観測する。

T2K 実験初期の 5 年間での物理目標は次の二つである。

- ミュオンニュートリノ消失モード ( $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$ ) での、振動パラメータ ( $\sin^2 2\theta_{23}, \Delta m_{23}^2$ ) の精密測定を行う。振動パラメータに対する感度は、 $\delta(\sin^2 2\theta_{23}) \sim 0.01, \delta(\Delta m_{23}^2) \sim 10^{-5} \text{ eV}^2$  (90 % C.L.) である。
- 未発見の電子ニュートリノ出現モード ( $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ) の世界初の観測を行う。 $\sin^2 2\theta_{13}$  に対する感度は、 $\Delta m_{13}^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$  に対して 0.0060 (90% C.L.) まで到達できる。

物理目標を達成するために、T2K 実験が持つ大きな特徴は次の二つである。

- 0.75 メガワット の大強度陽子ビームを用いた世界最高峰の強度のニュートリノビームと、世界最大のニュートリノ観測装置スーパーカミオカンデを用いた、これまでにない高統計実験である。前

身のニュートリノ振動実験である K2K 実験のおよそ 50 倍の強度のニュートリノビームが生成されることが見込まれる。

- 「オフアクシス法」と呼ばれる実験手法を用いることで、スーパーカミオカンデでの振動確率が最大になるようにニュートリノエネルギーを調整する。大規模な実験で使用されるのは世界初である。

ここで、「オフアクシス法」について説明する。

### 2.1.1 オフアクシス法

T2K 実験では生成したパイオンが図 2.2 のように、ミュオンとミュオンニュートリノに崩壊することで、ニュートリノを生成する。

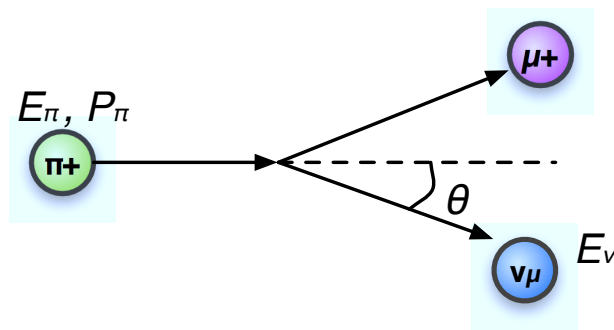


図 2.2 パイオンがミュオンとニュートリノに崩壊する模式図。崩壊角  $\theta$  を持つてニュートリノが生成される。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (2.1)$$

このときのニュートリノエネルギーは親のパイオンのエネルギーとその崩壊角に依存する。ニュートリノの崩壊角を  $\theta$  とすると、ニュートリノのエネルギー  $E_\nu$  は

$$E_\nu = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2(E_\pi - P_\pi \cos\theta)} \quad (2.2)$$

と表される。ここで、 $m_\pi, m_\mu$  はそれぞれ親パイオン、ミュオンの質量を、 $E_\pi, P_\pi$  は親パイオンのエネルギー、運動量を表す。

図 2.3 は角度  $\theta$  を変化させた際の、親パイオンの運動量とニュートリノエネルギーの関係を示す。角度  $\theta = 0$  (オンアクシス) の方向に放出されるニュートリノのエネルギーは親パイオンの運動量に比例するが、僅かにずれた方向 ( $\theta = 2.0$  度,  $2.5$  度) に放出されるニュートリノのエネルギーは  $2 \text{ GeV}/c \leq P_\pi \leq 6 \text{ GeV}/c$  で親パイオンの運動量に関係なく、ほぼ一定の値を取ることがわかる。

T2K 実験では、ビーム軸を後置検出器であるスーパーカミオカンデの方向に対して  $2.5$  度ずらすことによって、スーパーカミオカンデに向かうニュートリノのエネルギーを振動確率が最大になる領域 ( $0.5 \sim 0.7 \text{ GeV}$ ) にしぼることができる (図 2.4)。これがオフアクシス法であり [9]、有効な統計量を増加させ、また電子ニュートリノ出現モードのバックグラウンドになる高エネルギーのニュートリノによる中性パイオンの生成も減少させることができる。

しかし同時に、ビーム方向とスーパーカミオカンデでのニュートリノフラックス、ニュートリノスペクトルのピークの間に関係が生まれる。先行研究 [17] によると、ビームの方向が  $1 \text{ mrad}$  すれると、

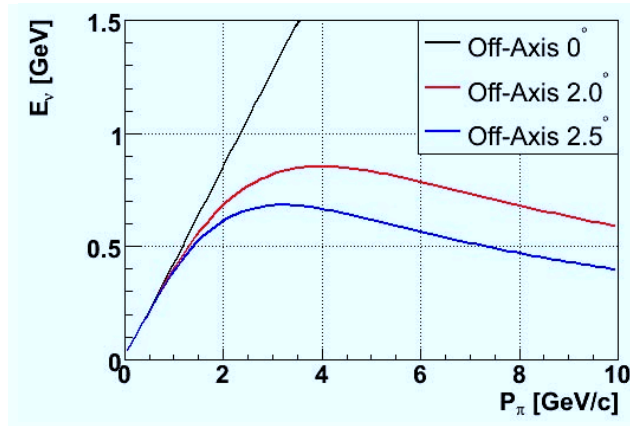


図 2.3 ビーム軸に対する角度 (Off-axis 角) を変化させた際の親パイオンの運動量とニュートリノのエネルギーの関係。

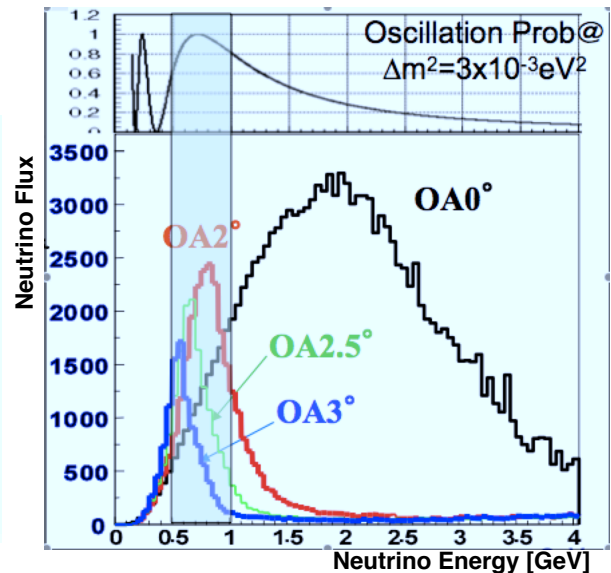


図 2.4 スーパーカミオカンデでの振動確率 (上) と、いくつかの Off-axis 角に対するニュートリノエネルギースペクトル (下)。下図の水色の部分がスーパーカミオカンデでの振動確率が最大になるエネルギー領域を示す。

スーパーカミオカンデでのニュートリノスペクトルのピークエネルギーが約 13 MeV 変化し、フラックスは約 3 % 変化する。ニュートリノエネルギーの 13 MeV のふらつきはニュートリノエネルギースペクトルのピーク値 (約 650 MeV) に対して、2 % 程度のふらつきに相当する。また、フラックスの 3 % のふらつきはスーパーカミオカンデで予測されるニュートリノ事象数の不定性につながる。エネルギースケール、スーパーカミオカンデでの事象予測が振動パラメータの決定精度に及ぼす影響については既に研究がなされており [18]、これによると、スーパーカミオカンデでのニュートリノ事象の予測数、ニュートリノのエネルギースケールの不定性がそれぞれ 5 %, 2 % 以内であれば、ミュオン消失モードの振動パラメータに対して、統計誤差よりも小さい系統誤差での測定が実現できる。このため、1 mrad よりも十分良い精度でビーム方向をモニターすることが、T2K 実験において最重要な課題になる。

## 2.2 大強度陽子加速器施設 J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex)

J-PARC の航空写真を図 2.5 に示す。T2K 実験で使用する陽子ビームは線形加速器 (LINAC) から 3 GeV 陽子シンクロトロン (RCS)、30 GeV 陽子シンクロトロン (MR) の順に加速された後、MR 内側のニュートリノビームラインへ蹴り出される。

### 陽子ビーム

T2K 実験で使用する陽子ビームは図 2.6 のような時間構造を持つ。

表 2.1 に現在のビーム設計値をまとめる。ただし、ビームエネルギー 30 GeV で、ビームパワー 750 kW を達成するために、今後パラメータは変わる可能性がある。

MR で加速された陽子ビームはあるタイミングでキッカー磁石で急激に曲げられることにより、ニュー

## To Super-Kamiokande

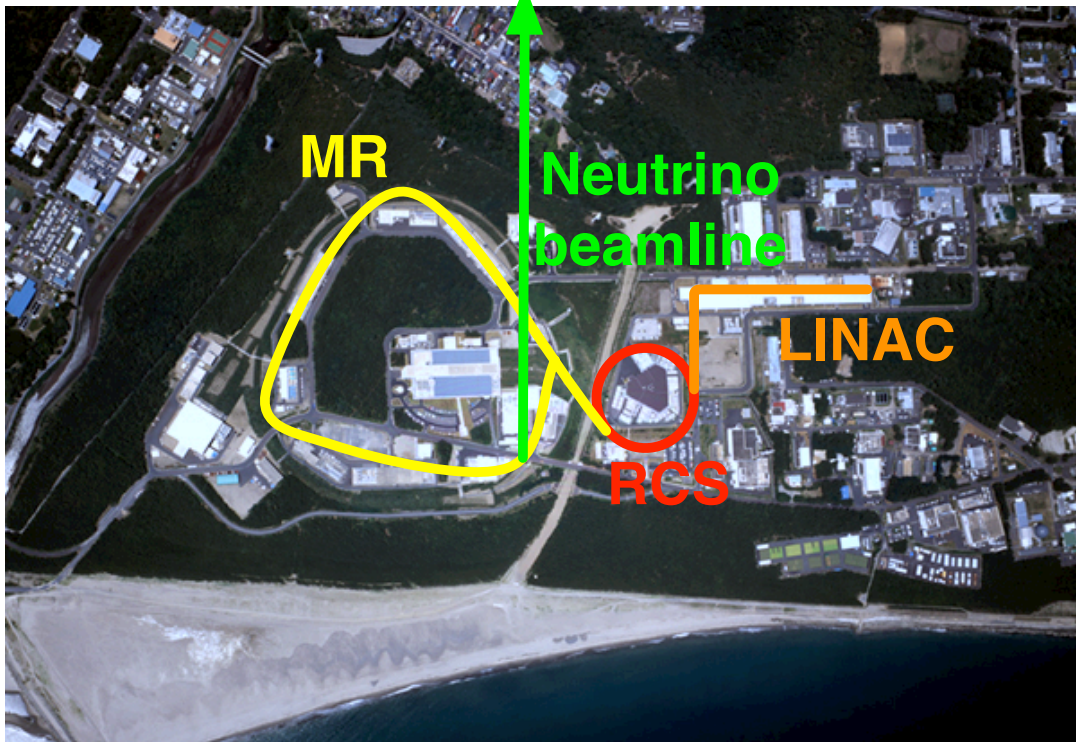


図 2.5 J-PARC の航空写真 (2009 年 7 月 16 日撮影)。J-PARC 公式 HP より引用。

トリノビームラインに一度に取り出される (早い取り出し)。

表 2.1 T2K 実験の陽子ビームのパラメータ

ビームエネルギー	30 GeV
ビームパワー	750 kW
スピル間隔	2.11 sec (現状は 3.52 sec)
スピルあたりの陽子数	$3.3 \times 10^{14}$ proton / spill
バンチ数	8 bunches / spill (現状は 6 bunch / spill)
バンチ間隔	598 nsec (現状は 581 nsec)
バンチ幅	58 nsec

### 2.3 電磁ホーン

図 2.7 は、T2K で使用する電磁ホーンの模式図である。第 1 ホーンは内部に標的を収容し、陽子ビームが標的に入射し、生成した二次粒子 (主に荷電パイオンと荷電ケイオン) を集める役割を果たす。第 2、第 3 ホーンは、生成粒子をビーム軸方向に収束させる役割をもっていて、内部導体の形は荷電粒子が効率良く収束されるように最適化されている [22]。

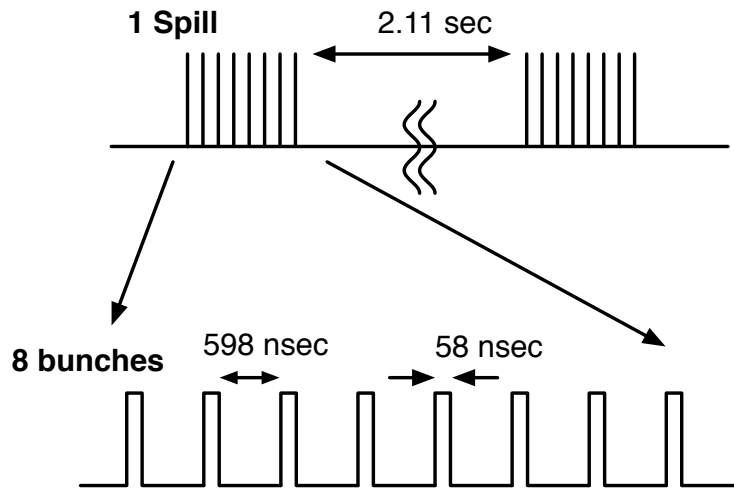


図 2.6 T2K 陽子ビームの時間構造。1 スpillあたり 8 バunch構造の設計になっている。

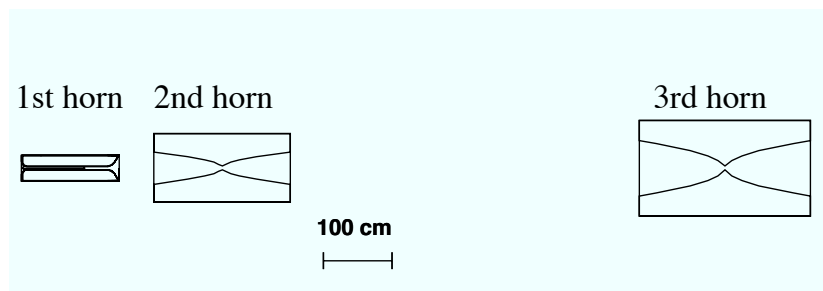


図 2.7 T2K で使用する電磁ホーンの模式図。標的は第 1 ホーンの内部に収容される。3 台の電磁ホーンからなり、最大 320 kA の電流でトロイダル磁場を励磁し、標的から出てきた荷電粒子を収束させる。

## 2.4 陽子ビームモニター

MR から蹴り出された陽子ビームを効率よく炭素標的の中心に当てるために、ビームライン上に設置された陽子ビームモニターでビームを監視しつつ、電磁石でビームを制御する。

T2K 実験で用いる陽子ビームモニターは下の通りである。

- ビーム強度モニター：CT (Current Transformer)
- ビーム位置モニター：ESM (Electro Static Monitor)
- ビームプロファイルモニター：
  - SSEM (Segmented Secondary Emission Monitor)
  - OTR (Optical Transition Radiation) monitor
- ビームロスモニター (BLM)：イオンチェンバー (Ar + CO<sub>2</sub>)

これらは図 2.8 のように標的までのビームラインに沿って設置されている。

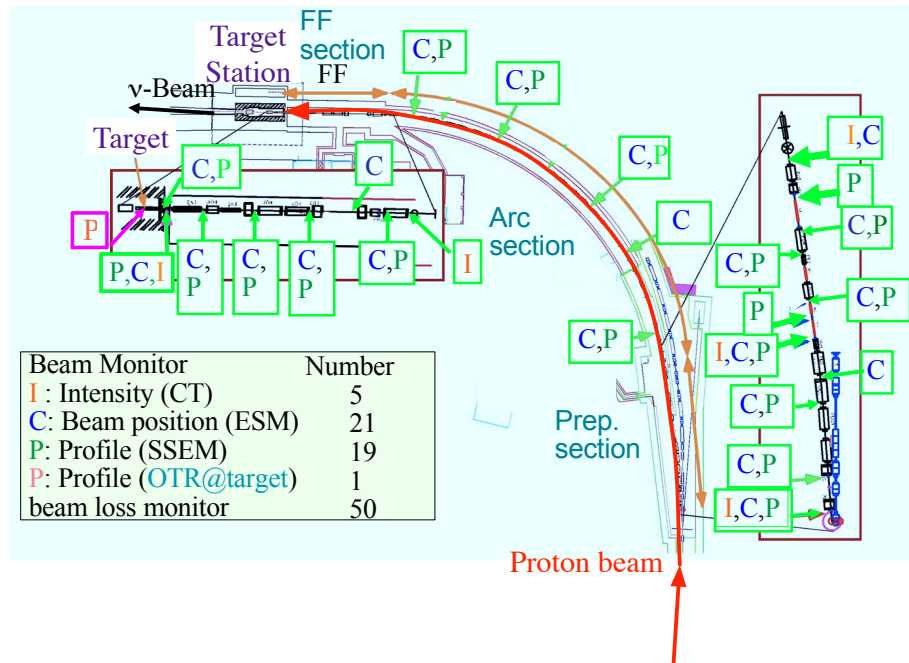


図2.8 1次ビームライン上の陽子ビームモニターの設置位置と台数。全長約300mにおよぶビームライン上に分散して設置されている。

## 2.5 ミューオンモニター：MUMON

ビーム中の陽子、崩壊しなかったパイオン、及び低エネルギーのミューオンなどは標的から110m下流のビームダンプによって吸収される。ミューオンモニター (MUMON) はビームダンプ直後に設置され、ビームダンプを貫通してくる高エネルギーミューオン (運動量5 GeV/c以上) を捉える。ミューオンのプロファイルから各ビームバンチ毎にニュートリノビーム方向を測定する。詳細は第4章にて述べる。

## 2.6 ニュートリノ前置検出器群

ビーム標的から280mに建設された前置検出器ホールにはビーム軸上のオン軸検出器 INGRID とスーパーカミオカンデに向かう方向にあるオフ軸検出器の2種類の検出器が設置されている。

### 2.6.1 ニュートリノビームモニター：INGRID

ニュートリノビームモニター (INGRID) はビーム軸上におかれ、ニュートリノを捉えることで、ニュートリノビームの方向を測定する。詳細は第5章にて述べる。

### 2.6.2 オフ軸検出器

オフ軸検出器は後置検出器スーパーカミオカンデに向かう方向に設置され、振動前のニュートリノのフラックス、フレーバー及びエネルギーの測定を行う。測定結果を元にシミュレーションを用いてスーパーカミオカンデでのニュートリノのフラックスおよびエネルギースペクトルを予測する。

## 2.7 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は質量 5 万トン (有効体積 0.0225 万トン) の純水を用いた大型水チェレンコフ検出器である。J-PARC から 295 km 離れた岐阜県飛騨市の神岡鉱山の地下 1000 m にある。

スーパーカミオカンデは、ニュートリノ反応から放出された荷電粒子が水中を飛行する際に発するチェレンコフ光を観測することでニュートリノを捉える。スーパーカミオカンデの水タンクの壁面には 20 インチの光電子増倍管 (PMT) が約 1 万本敷き詰められている。PMT でチェレンコフ光を観測すると、リング状に見え、それぞれでの信号の大きさと時間情報からチェレンコフリングのフィッティングを行い、粒子の生成点やエネルギー、運動方向、種類などを求める。

ミュオンからのチェレンコフ光ははっきりとしたリングイメージになる (図 2.9) のに対して、電子は電磁シャワーを起こすためリングイメージは縁がぼやけた形になる (図 2.10)。このようにリングの形の情報を用いることで、ミュオンと電子を識別する。

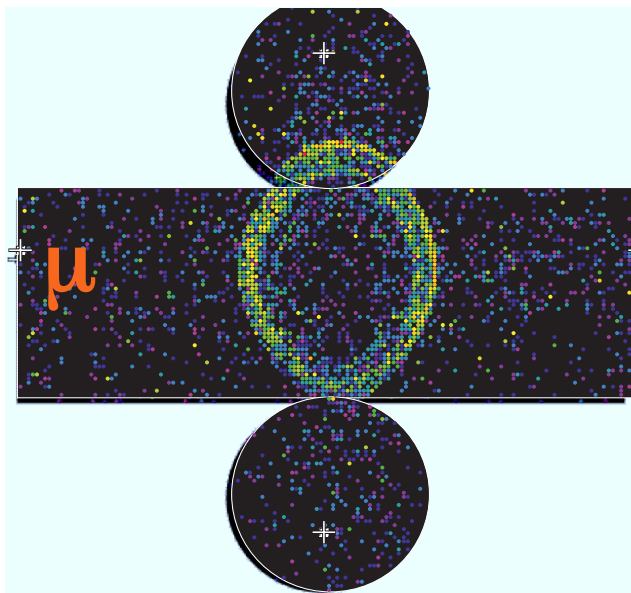


図 2.9 スーパーカミオカンデでのミュオンによるチェレンコフリングの例。はっきりとしたリングイメージが見える。

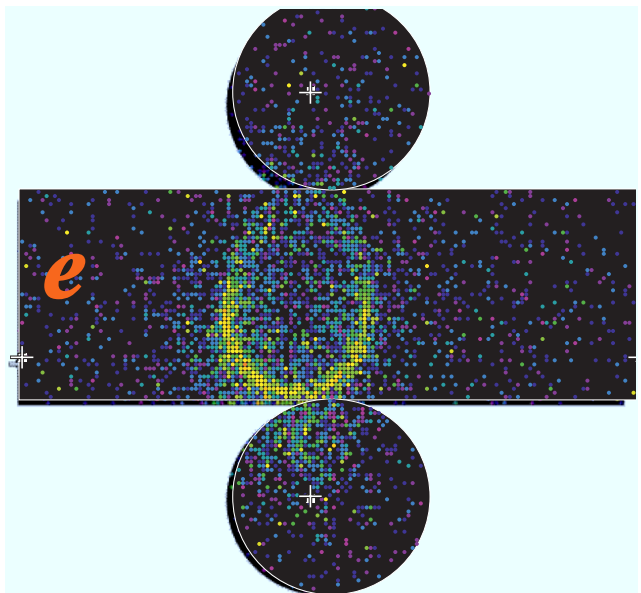


図 2.10 スーパーカミオカンデでの電子によるチェレンコフリングの例。図 2.9 に比べ、電磁シャワーによるぼやけたリングイメージが見える。

## 第 3 章

# T2K ビームラインにおけるデータ収集について

本章では、T2K 実験の内、ビームラインモニターのデータ収集システムと、GPS を用いたスーパーカミオカンデの T2K イベントとビームラインモニターの観測イベントの同期システムについて述べる。

### 3.1 T2K ビームラインモニターのデータ収集システム (ビームライン DAQ) について

#### 3.1.1 概要

T2K ビームラインモニターのデータ収集システム (ビームライン DAQ) は、スピル毎に各ビームモニターの測定データを収集する。

求められることは以下の通りである。

- 陽子ビームの強度、位置、プロファイルとミュオンビームの強度とプロファイル、電磁ホーンの電流をモニターし、陽子ビームを評価する。第 2 章で述べた通り、スーパーカミオカンデに向かうニュートリノビームの方向のずれは常に 1 mrad 以下にしなければならない。スピル毎にビームの状態をモニターし、異常があれば即座に制御磁石にフィードバックをかけて、ビームを最適化する。
- ビームモニターだけでなく、ニュートリノ前置検出器、スーパーカミオカンデにおいて、ビームタイミングに合わせたデータ収集を行う。ビームモニター、前置検出器、スーパーカミオカンデのそれぞれにビームが到達するまでにタイムラグがある。そのタイムラグを考慮し、各検出器にビームが到達するタイミングに合わせてデータ収集が行えるように調整する。
- ビームラインモニターでの測定と、ニュートリノ前置検出器、スーパーカミオカンデでの測定をスピル毎に同期させる。スピル毎に各検出器のデータを評価するために、スピルの通し番号を各検出器のデータにつける。

これらを実現するために、ビームライン DAQ が行っていることについて述べていく。

T2K ビームラインモニターのデータ収集システム (ビームライン DAQ) は、全長 300m のビームライン上に分散して設置されたモニターのデータをスピル毎に収集する。分散して設置されたビームモニターのデータを読み出すために、読み出し回路も 5 つの建屋 (D3, NU1, NU2, TS, Muon hut) に分散して設置さ



れている。その位置関係を図 3.1 に示す。各建屋はオプティカルケーブルとネットワークケーブルでつながっており、タイミング信号やデータのやり取りが可能である。NU1 に設置されている制御 PC でビームライン DAQ を一括制御している。

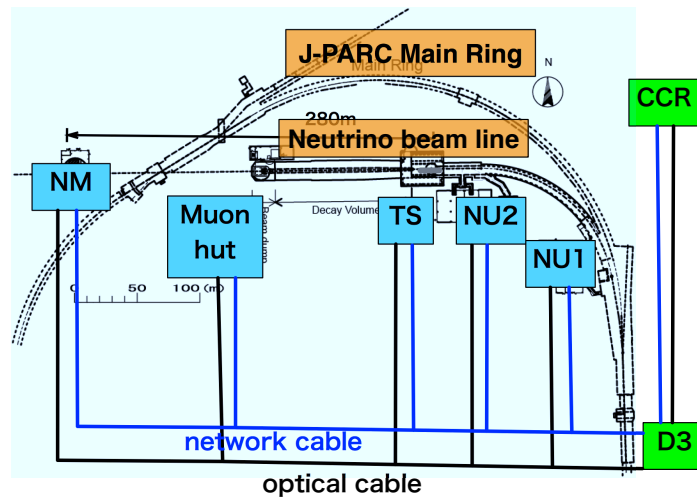


図 3.1 ビームラインとビームモニターの読み出し回路が置かれている建屋の位置関係。このうちビームラインモニターの読み出し回路が設置されているのは D3, NU1, NU2, TS, Muon hut である。CCR は加速器制御を行う場所で、キッカー磁石の制御もここから行う。NM はニュートリノ前置検出器のモニター棟である。各建屋はオプティカルケーブルとネットワークケーブルを介して通信することができる。

最大 8 バンチスピルの構造の T2K ビームに対して、バンチ毎のビームの状態をモニターするためにビームライン DAQ では Flash ADC を用いた波形読み出しを行っている。バンチ間隔は 581 nsec と短く、バンチ毎に逐一データを読み出すのは処理が追いつかないが、波形読み出しを行うことで、各バンチごとの解析が可能である。

図 3.2 がビームライン DAQ のデータ収集の概略図になる。

D3 と呼ばれる建物でビームと同期した「取り出しタイミング」が生成されて、この信号が速い取り出しキッカー電磁石を励磁させる装置と NU1 へ配られる。D3 で受け取ったタイミング信号はオプティカルケーブルを介して NU1 に設置されている Local Time Clock (LTC) という VME モジュールに送られる。LTC モジュールは入ってきたタイミングの数と、GPS を用いて付けたタイムスタンプを記録する (GPS を用いたタイムスタンプについては後述)。このタイミング信号の数をニュートリノビームラインのスピル番号とする (16bit の数字)。その後、LTC モジュールは各建屋にパルス信号を送る。これが各ビームモニターのデータ収集のためのトリガー信号 (ビームトリガー) となる。同時に、分散配置された読み出し回路からのデータを同期させるために、LTC モジュールはスピル番号も各建屋に送る。各ビームモニターへのビームトリガーはキッカー磁石を励磁させる 20  $\mu$ sec 前の取り出しタイミングを元に生成される。

各建屋では、NU1 から配られたトリガー信号がさらに分割され、建屋内の複数の読み出し機器に配られる。各ビームモニターでビームの測定を行うためには、モニターにビームが到達するタイミングで Flash ADC の波形読み出しを開始する (ゲートを開く) 必要がある。図 3.3 はビームの到達時間とモニター (CT1) でのゲートを開くタイミングの関係図である。地下のモニターから地上の読み出し機器までの遅延時間 (delay) を考慮した上で、NU1 からのトリガーに対するビームの到達時刻 (beam timing @ FADC) を予め計算しておく。ビームライン DAQ では余裕を持って、ゲート開始のタイミングをビームタイミング

の  $1\ \mu\text{sec}$  前になるように、各読み出し機器での遅延時間を調整し、ゲートタイミングを最適化した。

収集した各ビームモニターのデータは各建屋に置かれた PC を介して、NU1 のビームライン DAQ 制御 PC(EB) に送られる。EB 上では各建屋からのデータを一つに結合させ、スピル毎のビームデータとして記録する。この結合させたデータをスピル毎に解析することで、全ビームモニターを用いたリアルタイムのビームモニタリングを行う。

LTC モジュールからのトリガー信号はビームラインモニターだけでなく、ニュートリノ前置検出器ホールにも配っている。ただし、前置検出器の場合はキッカー磁石の励磁の  $20\ \mu\text{sec}$  前の取り出しタイミングだけでなく、 $80\ \mu\text{sec}$  前と  $100\ \text{msec}$  前の取り出しタイミングによるトリガーも配られている。

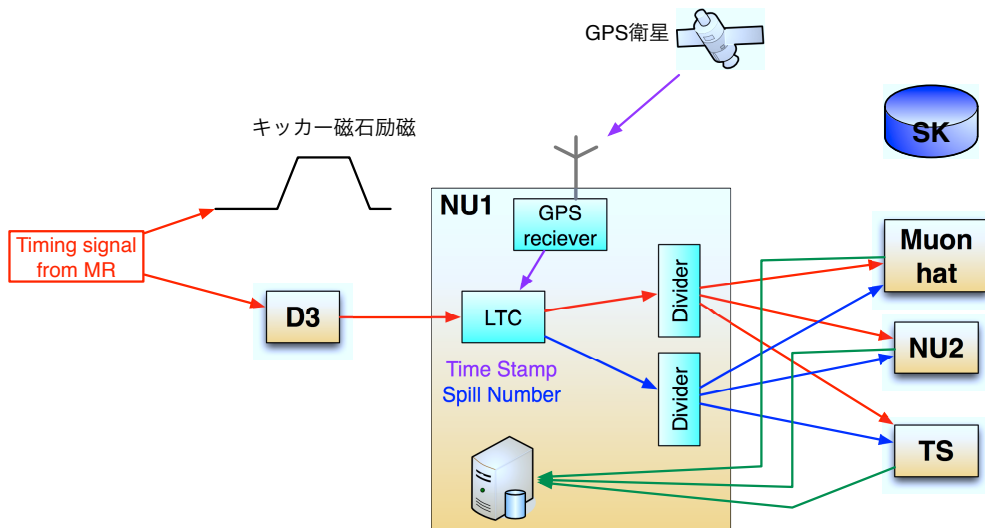


図 3.2 ビームライン DAQ の概略図。赤い矢印がタイミング信号、青い矢印がスピル番号、緑の矢印がビームデータの流れを表す。後の詳細は本文参照のこと。

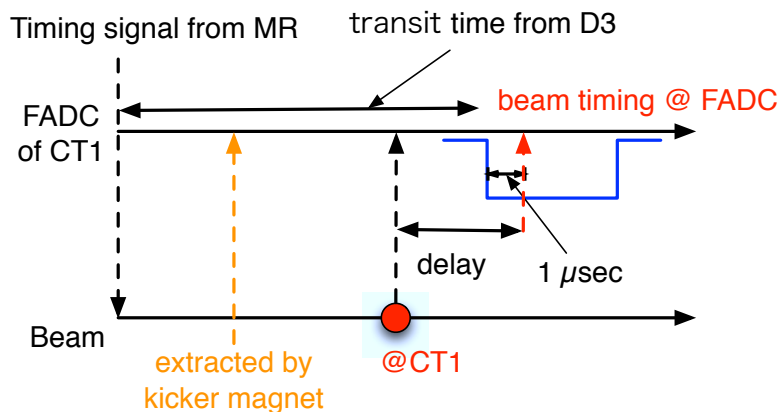


図 3.3 CT1 でのビームタイミングとゲートタイミングの模式図。MR からタイミング信号が送られ、ビームがキッカーで曲げられ CT1 に到達する間での時間に、地下の CT1 から地上の Flash ADC(FADC) に信号が届く遅延時間を足したものが Flash ADC に信号が届く時間になる。Flash ADC のゲートを開くタイミングはビームタイミングの  $1\ \mu\text{sec}$  前に調整した。

### 3.1.2 読み出し回路：Flash ADC

ビームモニターの信号は波形読み出しを行う。こうすることでバンチごとの信号量からより詳しいビーム情報を得る事ができる。波形読み出しには2種類のFlash ADC回路を用いている。それぞれについて簡単に述べる。

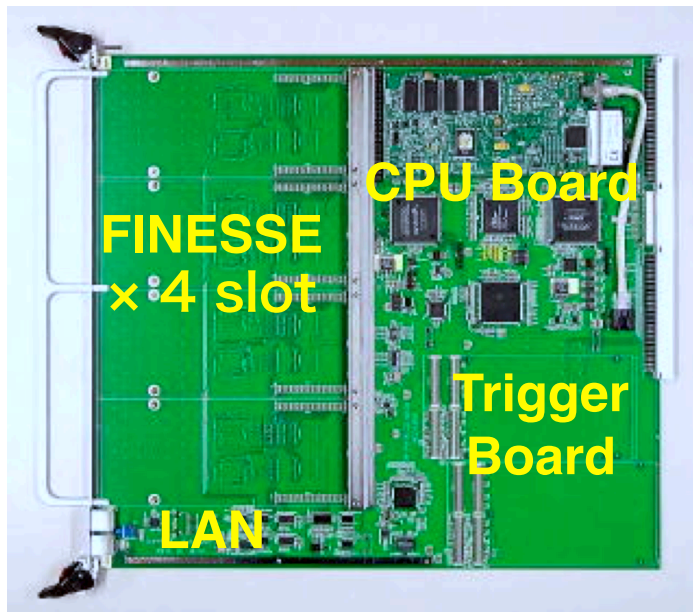


図 3.4 COPPER の写真



図 3.5 UW-FADC の写真

#### COPPER-FINESSE

COPPER は高エネルギー加速器研究機構で開発された読み出し回路である [23]。親ボードである COPPER は VME9U クレータの slots に挿入され、独自に CPU を搭載し、内蔵のイーサネットポートを通じて外部とのデータ通信を行う。COPPER のボード前面の slots には子ボードである FINESSE 65MHz Flash ADC を最大4枚挿入して使用する。ボードの背面には子ボードであるトリガーボードを挿入して使用する。表 3.1 に FINESSE の仕様をまとめる。

表 3.1 FINESSE 65MHz Flash ADC の仕様

最大サンプリングレート	65 MHz
入力レンジ	$\pm 1 \text{ V}$ (内部ゲイン $\times 1$ ), $\pm 200 \text{ mV}$ (内部ゲイン $\times 5$ )
サンプリング精度	12bit
チャンネル数/ボード	8ch
内部ゲイン	$\times 1$ または $\times 5$

COPPER-FINESSE によるデータ収集は次のような方法で行う。各 FINESSE にはゲートの時間とサンプリング周波数を決めるための NIM 信号をいれる。ビームタイミングに合わせて外部から COPPER にビームトリガーを配り、ゲートを開いて、AD 変換を行う。変換後から 150 nsec (AD 変換が十分に完了

する時間)後に、今度は COPPER にパルス信号を配る (図 3.6)。これは COPPER 上の収集データを外の PC へ吸い出すために必要な信号である。この処理をしなければ、収集したデータは COPPER 上に残ったままで、データ収集を続けるうちに消えていく。このパルス信号をデータ吸い出しトリガーと呼ぶ。COPPER に外からデータ吸い出しトリガーが配られたと認識させるためには、吸い出しトリガーの幅が 50 nsec 以上出なければならない。

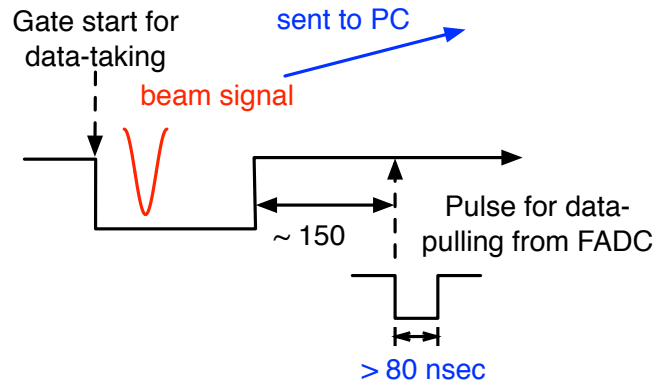


図 3.6 COPPER のデータ収集の略図。データを吸い出すためのトリガーを AD 変換後にいれる必要がある。

外部からのトリガーは COPPER 背面のトリガーボードを介して直接配ることができるが、VME9U クレイトに設置された I/O モジュール (GP-IO) に配ることで、GP-IO から同クレイト内の COPPER に一括してトリガーを配ることができる。T2K 実験では後者の方法を採用している。

読み出しに使用するモニターはビームモニター SSEM, MUMON と電磁ホーンの電流モニターである。

### UW-FADC

UW-FADC はワシントン大学で開発された Flash ADC である。表 3.2 に仕様をまとめる。

表 3.2 UW-FADC のスペック

サンプリングレート	160 MHz
入力レンジ	± 500mV
サンプリング精度	12bit
チャンネル数/ボード	8ch
内部ゲイン	× 1

UW-FADC は VME6U クレイトのスロットに搭載して使用する。VME クレイトには UW-FADC の他に、I/O モジュールと VME クレイトコントローラー (Bit3) が搭載される。ゲートを開くトリガーは各 UW-FADC に個別に配る。ゲートを開く時間は各 UW-FADC に NIM 信号を入れて制御する。

読み出しに使用するビームラインモニターは ESM, CT である。

## 3.2 GPS を用いたスーパーカミオカンデでの T2K イベントとビームラインモニターでのビームイベントの同期について

### 3.2.1 概要

T2K 実験は J-PARC で生成したニュートリノをスーパーカミオカンデで測定することで、ニュートリノ振動の効果を見る。スーパーカミオカンデでは T2K ビームによるニュートリノ観測だけでなく、太陽ニュートリノ観測など他の観測のためのデータも取り続けられている。その中から T2K の J-PARC で蹴り出した陽子ビーム由来のニュートリノイベントのデータを選択的に記録するためには、スーパーカミオカンデに T2K ニュートリノビームが到達する時刻の把握が必須である。スーパーカミオカンデの各 PMT はセルフトリガーで、光量とその測定時刻を記録しているため、T2K ニュートリノビームの到達時刻さえ分かれば、その前後の PMT ヒットの情報を T2K イベントとして記録すれば良い。T2K ではニュートリノビームの前後  $500 \mu\text{sec}$  以内の PMT ヒットを T2K イベントとして記録している (図 3.7)。

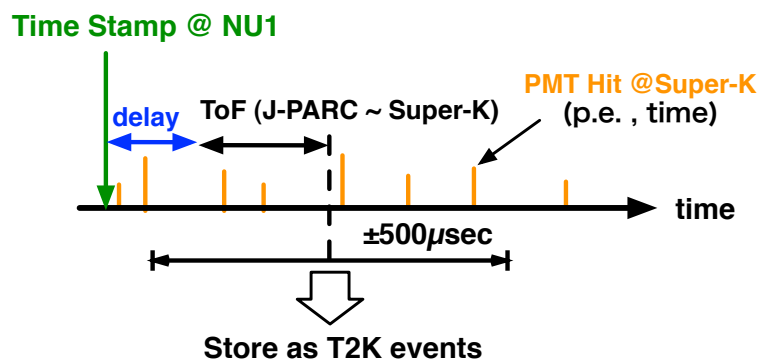


図 3.7 スーパーカミオカンデでのゲートの概略図。ビームトリガーにケーブルや読み出し回路による遅延時間とニュートリノの飛行時間 (ToF) を足した時間の前後  $500 \mu\text{sec}$  内の PMT の信号を T2K 実験のイベントとして記録する。

スーパーカミオカンデでのニュートリノ観測を行うためには次の二つことが問題になる。

#### J-PARC とスーパーカミオカンデでの絶対時間のずれ

スーパーカミオカンデにニュートリノビームが到達する時刻は NU1 でスピルに対してつけるタイムスタンプを元に算出する (図 3.7)。J-PARC とスーパーカミオカンデでそれぞれ独立した時計を使用していると、両者の間の絶対時間が常に一致しているとは限らない (通常は必ずずれてくる)。そうするとスーパーカミオカンデでのビーム到達時間を正確に見積もることができなくなる。

#### ビームラインモニターとスーパーカミオカンデでの観測イベントの同期

スピル毎に記録したタイムスタンプはその都度スーパーカミオカンデに転送する。その際、J-PARC からのタイムスタンプとスーパーカミオカンデで受け取っているものが同じスピルのものであることを確認しなければならない。確認を怠ると、タイムスタンプはスピル毎に問題なく転送されているが、実は一つ前のスピルの時刻であったという場合が起こりうる。そうすると、J-PARC の前置検出器での振動前のニュートリノフラックスとスーパーカミオカンデでの振動後のニュートリノフラックスの違いを見るニュートリノ振動解析が行えない

これらの問題を解決するために、T2K では以下のことを行っている。

### GPS の時間情報の利用

GPS の時間情報を用いるということは、共通の時計を J-PARC とスーパーカミオカンデで利用することになるので、両者間の絶対時間がずれることはほとんどない。また、GPS の時間情報を用いることで、絶対時間のずれを抑えるだけでなく、数十ナノ秒の精度でタイムスタンプをつけることができる。T2K では両者に同型の GPS 受信機を設置している。

### スピル番号の転送

スピル毎のタイムスタンプと共にスピル番号をスーパーカミオカンデに送り、受け取ったスピル番号を J-PARC 側に送り返す、ということをやすることで、J-PARC から送ったスピルとスーパーカミオカンデで受け取ったスピルが常に同じものであることを保証する。

これらの案が効果的に問題を解決するためには、1.GPS の安定性、2. ビームラインモニター間のイベント同期、3. スーパーカミオカンデへのスピル転送の安定性、を保証する必要がある。これらについて行ったことを述べていく。

## 3.3 ビームラインモニター間のイベント同期の保証

### 3.3.1 概要

ビームラインモニターの全ての測定データが常に同じビーム由来であること (イベント同期) を保証するために、次のようなことを行っている。NU1 の LTC モジュールからビームトリガーと平行してスピル番号を各建屋に送り、各 Flash ADC に配る。各 Flash ADC はモニターの測定データに、受け取ったスピル番号をつけて、NU1 の DAQ 制御 PC(EB) に送る。EB 上で結合された全モニターのデータに付随するスピル番号が、LTC から送った数字と一致していれば、イベント同期が取れていると判断できる。

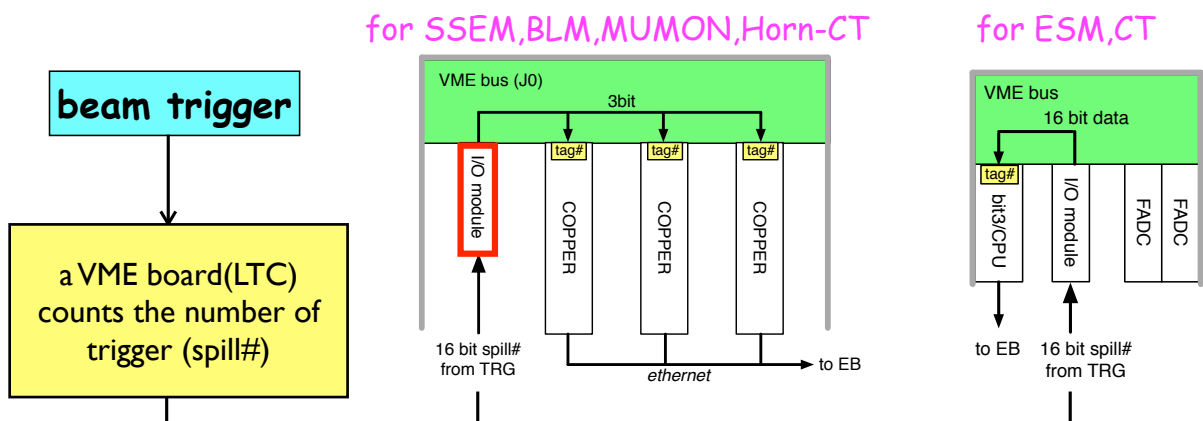


図 3.8 COPPER と UW-FADC でのスピル番号の分配の概要。NU1 の LTC で数えたスピル番号を COPPER と UW-FADC が搭載されている VME の I/O モジュールに配る。VME9U の I/O モジュール (GP-IO) は同クレート内の COPPER に対して、受け取ったスピル番号の下位 3bit を分配する。各 COPPER ではモニターデータにそのスピル番号がつけられる。VME6U の I/O モジュールは受け取ったスピル番号をそのまま VME コントローラー (Bit3) に渡し、データにスピル番号がつけられる。

図 3.8 は COPPER-FINESSE, UW-FADC でのスピル番号分配の模式図になる。

UW-FADC は VME6U クレートに搭載された I/O モジュールが NU1 の LTC からのスピル番号を受け取り、同クレート内の UW-FADC のデータと共に VME コントローラー (Bit3) を介して EB へ送られる。この I/O モジュールは外部からの 16bit のスピル番号を受け取り、そのままデータにつける。この際に特に何の条件もない。

一方、COPPER-FINESSE は少し方法が違う。COPPER を挿入する VME9U クレートに搭載される I/O モジュール (GP-IO) は 16bit のスピル番号を受け取り、そのうち下位 3bit(0~7) の部分を同クレート内の COPPER に配る。LTC から送ったスピル番号との比較の際には下位 3bit の範囲で行う。イベント同期を保証する際には送ったスピル番号との一致の他に、前回のスピルの際に送った番号との差が 1 であることも要求するため、3bit の数字でも十分イベント同期は保証できる。

この GP-IO がスピル番号を同クレート内の COPPER に配るタイミングは、GP-IO に COPPER へのデータ吸い出しトリガーが入った際に、その時のスピル番号を配る。この時、データ吸い出しトリガーの幅が 80 nsec 以上でなければ、スピル番号を GP-IO が読み込めず、COPPER に新しいスピル番号を配ることができない。吸い出しトリガー幅が 80 nsec 以下である場合は、LTC から新しいスピル番号が配られても、COPPER が受け取るスピル番号は以前に GP-IO から配られた際のままである。

### 3.3.2 スピル番号を用いてのイベント同期の問題と解決

スピル番号を用いてのイベント同期システムを構築し、試験する中で、スピル番号を正しく読み込むことができているもの (図 3.9) もあれば、一部の COPPER でまれにスピル番号を正しくよめないもの (図 3.10) もあった。これはデータ吸い出しトリガーの幅が 80 nsec よりも若干狭く設定されていたためであった。このとき、スピル番号が正しく読み込むことができなくても、吸い出しトリガー幅が 50 nsec 以上であるため測定データは COPPER から正しく読み出し吸い出すことができていた。この信号幅を十分広い 150nsec に設定し、動作確認を行ったところ、設定前はスピル番号の分配が正しく行われていなかった COPPER が全て正しく分配が行われるようになった事を確認した。以後、常にスピル番号の分配が全ビームモニターでのイベント同期を監視しているが、現時点では目立った異常は見られない。

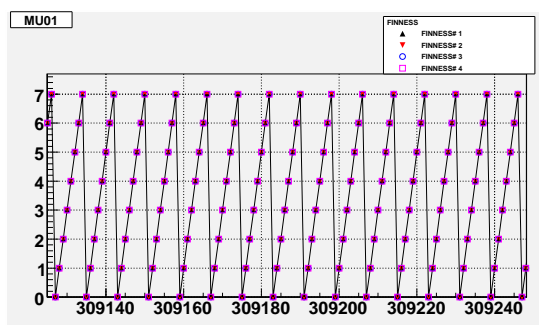


図 3.9 COPPER が読み込んだスピル番号の推移：正常な場合。横軸はスピル番号であり、縦軸は COPPER のデータのスピル番号を示す。スピル番号に同期して COPPER でのスピル番号も変化している。

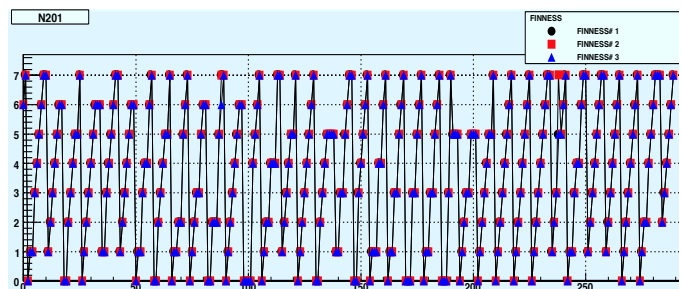


図 3.10 COPPER が読み込んだスピル番号の推移：異常な場合。1 ずつ変化しているスピル番号に対して、希にスピル番号変化しない場合が見られる。

### 3.4 GPS を用いた時間測定の実験

#### 3.4.1 概要・装置

GPS システムのブロックダイアグラムを図 3.11 に示す。J-PARC とスーパーカミオカンデで同じシステムを用いている。

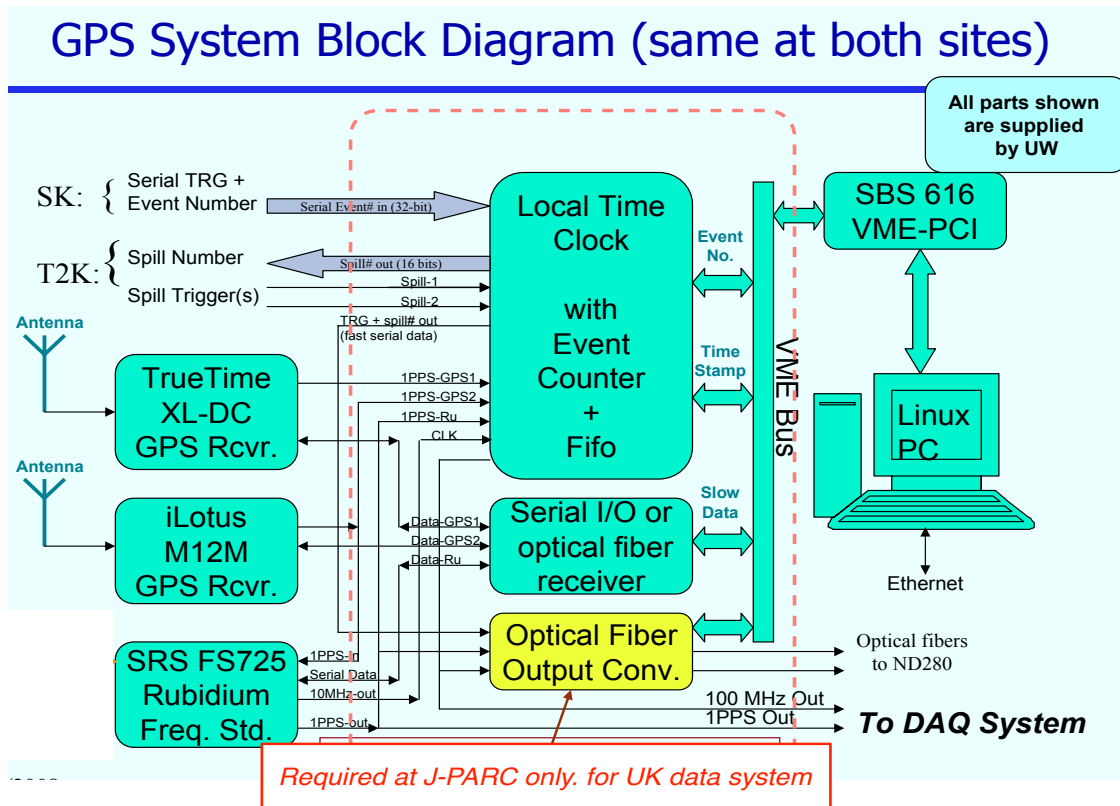


図 3.11 GPS システムの概要。GPS からの時間情報を受信機が受け取った後、1PPS 信号を LTC モジュールへ、その他の情報(日時、受信機から見えている GPS 衛星の数、位置情報)は PC へ送られる。

GPS 衛星には高性能の原子時計が搭載されており、1 秒毎にその時の UNIX 時間と GPS 衛星の位置の情報が送られてくる。

GPS 受信機は GPS からの 1 秒毎の信号を受け取ると、パルス信号を出す。これを 1PPS という (One Pulse Per Sec)。これを LTC(Local Time Clock) モジュールに入れる。LTC モジュールとは 100MHz のクロックで動作し、外部から信号が入ったときのクロック数を記録するカウンターである。これで 1PPS の LTC を記録しておく。J-PARC の MR からの取り出しタイミングも同じ LTC モジュールに入れ、タイミングの LTC のクロック数を記録しておく (ただし、キッカー励磁前の 20  $\mu$ sec, 100 msec で分けて数える。)。このとき、ビームトリガーが入力される直前の 1PPS の時刻を  $T_{1PPS}$ 、このときの LTC カウントを  $LTC_{1PPS}$ 、またビーム信号が入力された時の LTC カウントを  $LTC_{beam}$  とすると、次の式から

ビームタイミングが LTC モジュールに入った直前の 1PPS の時刻を  $T_{1PPS}$ 、LTC を  $LTC_{1PPS}$ 、ビームタイミングの LTC を  $LTC_{beam}$  としておく。すると次の式からビームタイミングの絶対時間  $T_{beam}$  が計算できる (図 3.12)。



$$T_{beam} = T_{1PPS} + \frac{LTC_{beam} - LTC_{1PPS}}{1 \times 10^6} \quad (3.1)$$

実際には、 $T_{1PPS}$  には GPS 衛星と GPS 受信機間の伝送時間  $T_{trans}$  やモジュール内の処理やケーブルによる Delay 時間  $T_{delay}$  も含まれている。

$$T_{beam} = (T_{GPS} + T_{trans} + T_{delay}) + \frac{LTC_{beam} - LTC_{1PPS}}{1 \times 10^6} \quad (3.2)$$

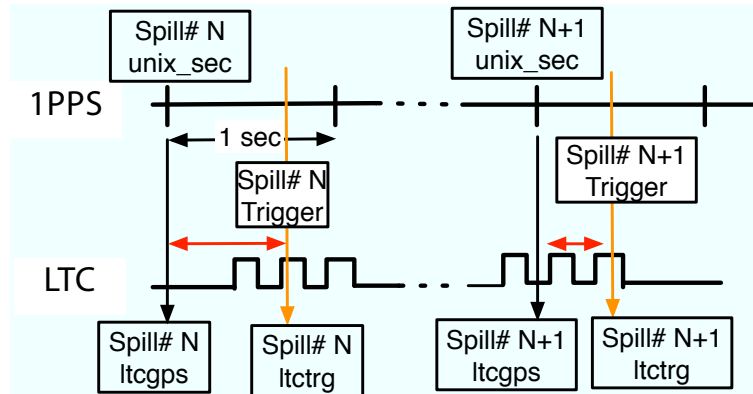


図 3.12 ビームトリガー時間の計算方法。ビームトリガー（橙色, Spill# N Trigger）が LTC モジュールに入ると直前の 1PPS 時間 (Spill# N unix\_sec) に、両者の LTC カウントの差 (Spill# N ltctr - Spill# N ltcgps) を時間に直したものを足してビームトリガー時間を計算する。

このようにして求めたビームタイミング時間に、ケーブルや読み出し回路による遅延時間、J-PARC とスーパーカミオカンデ間のニュートリノの飛行時間 (ToF : Time Of Flight) を加えることで、スーパーカミオカンデにニュートリノが到達する絶対時間がわかる。後は、スーパーカミオカンデの方で記録した PMT のヒット時間を元に、ビームタイミングの前後  $500\mu\text{sec}$  以内の PMT ヒットを T2K イベントとして記録する。J-PARC とスーパーカミオカンデの間で共通の時計を用いていること becoming ため、両者間の絶対時間の差はかなり小さくできる。

J-PARC とスーパーカミオカンデでは同型の GPS 受信機を使用している。J-PARC には 2 つの GPS 受信機と 1 つの原子時計が設置されている。それぞれの情報は次の通りである。

#### GPS 受信機 1 : TT

- 製品名 : Symmetricom/TrueTime XL-DC (図 3.13)
- 時間測定精度 : r.m.s. で 40nsec 程度

#### GPS 受信機 2 : Mot

- 製品名 : M12M Timing Oncore Receiver (図 3.14)
- 時間測定精度 : r.m.s. で 10nsec 程度

#### 原子時計 : Rub

- 製品名 : FS725 Benchtop rubidium frequency standard (図 3.15)

- 時間測定精度：r.m.s. で 1nsec 程度



図 3.13 GPS 受信機 1 の写真

図 3.14 GPS 受信機 2 の写真。  
ボード上の大きな黒いチップで情報  
を処理している。

図 3.15 原子時計の写真

### 3.4.2 GPS 受信機の性能評価

実際に LTC モジュールにタイミング信号を入れて、各モジュールの性能評価を行った。主に評価した項目は

- GPS Status
- 各モジュールでのトリガー時間の差

長期的な安定性も見たいため、実際に MR から来るスケジュールタイミングではなく、ニュートリノビームラインの中でローカルに生成したダミータイミング信号を主に用いて試験を行った。実験本番の際は、オンラインでこれらを監視するシステムを構築し、監視を続けている。

#### GPS Status

GPS 受信機からは時間情報だけでなく、受信機の動作状況についての情報も出力される。様々なメッセージが出力されるが、基本的にハードウェア的に異常がないかのメッセージになる。正常な動作の場合は「GPS 衛星との同期が成功」「GPS からの時間情報のデータが存在する」「連続する 1PPS 信号の時間間隔の 1 秒からのズレが 100nsec 以内」の 3 つのメッセージが出力される。10<sup>4</sup> 程度のダミートリガー (実際の実験時間に換算すると 10 時間程度) に対して、全くエラーメッセージは表示される事無く正常に動作した。

#### 各モジュールでのトリガー時間の差

二つの GPS 受信機と原子時計で測定したトリガー時間の差と値のふらつきを調べた。トリガー時間の差の平均値はモジュール毎のケーブルの長さやモジュール内での処理の違いによる時間差であると考えられる。

GPS 受信機 1 の時間測定精度を  $\sigma_{TT}$ 、GPS 受信機 2 の時間測定精度を  $\sigma_{Mot}$ 、原子時計の時間測定精度を  $\sigma_{Rub}$  とすると、図 3.16 から

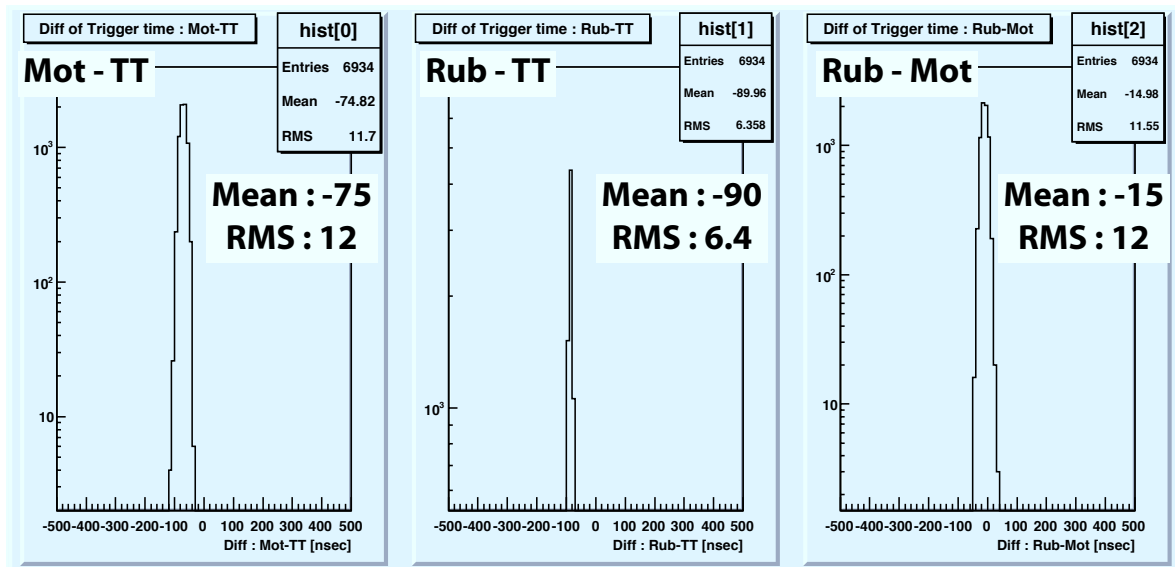


図 3.16 トリガー時間差のヒストグラム。左から GPS 受信機 1 と 2 のトリガー時間差、GPS 受信機 2 と原子時計のトリガー時間差、GPS 受信機 1 と原子時計のトリガー時間差を示す。

$$\begin{aligned} \sqrt{\sigma_{TT}^2 + \sigma_{Mot}^2} &= 12 \\ \sqrt{\sigma_{TT}^2 + \sigma_{Rub}^2} &= 6.4 \\ \sqrt{\sigma_{Mot}^2 + \sigma_{Rub}^2} &= 12 \end{aligned}$$

となり、これを解いて、

$$\sigma_{TT} = 4.5[nsec], \quad \sigma_{Mot} = 11[nsec], \quad \sigma_{Rub} = 4.5[nsec]$$

を得る。これは前身の実験の K2K 実験の時のデータ (図 3.17) と比べると格段に飛躍していることがわかる (K2K 実験の際は 100 nsec 程度の時間測定精度)。これは GPS 受信機の性能の向上などが考えられる。(2000 年までは、米国の GPS を利用した民生用のレシーバを使うと精度が悪くなるようになっていた (軍事目的のためわざと精度を悪くしていた)。2000 年 5 月 2 日以後はこれがなくなっていることも考えられる。)

ケーブルや読み出し回路での遅延時間が全モジュールで同じであれば、トリガー時間差の平均値は理想的には 0 である。実際にはわずかに違うため、0 にはならないが、ある一定の値になるはずである。一定の値であれば、その差の分だけ補正をかけてトリガー時間を求めれば良い (ただし、どのモジュールを基準にするかの問題はあがる)。しかし、平均値が時間変化すると単に引けば良いだけでなく、トリガー時間測定の安定性に関わってくる。そこで今年の 4 月から 11 月までのデータを用いてトリガー時間差を計算し、その変化を見た。図 3.18 がその結果である。

データを取っていない時期があり、点の数が少ないため、はっきりとは言えないが、GPS 受信機 1 と他のトリガー時間差の平均値のみが 7/5 から 8/5 の時期と、11/25 から 12/7 の時期に、断続的に変化している。各点でのトリガー時間差のふらつきはほぼ同じであるため、測定精度が悪くなったのではなく、オフ

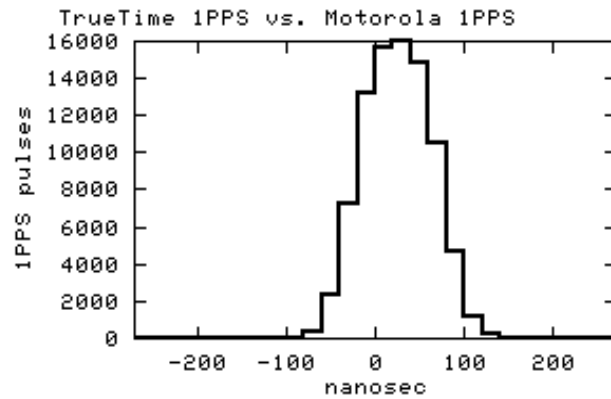


図 3.17 K2K の時の 1st, 2ndGPS 受信機で測定したトリガー時間の差のヒストグラム (1998 年頃のデータ)[10]。図 3.16 の一番左のプロットに相当する。

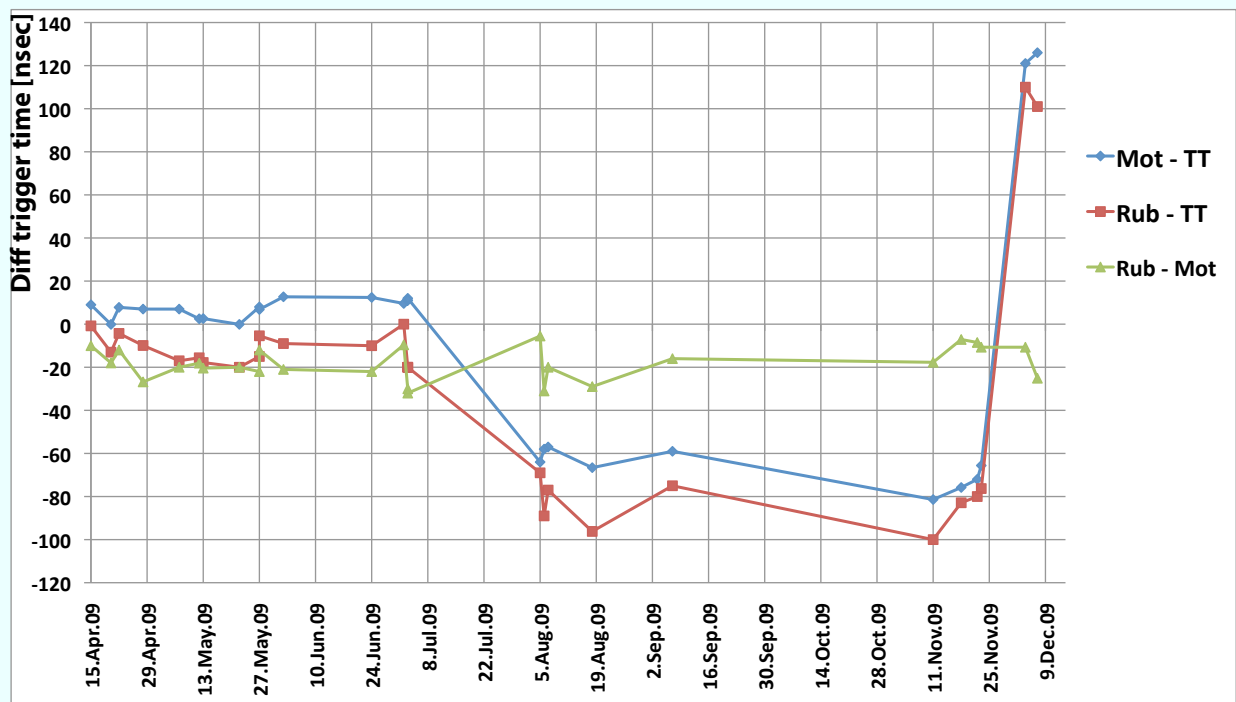


図 3.18 GPS 受信機 1 と 2 のトリガー時間差 (Mot-TT, 青色)、GPS 受信機 1 と原子時計のトリガー時間差 (Rut-TT, 赤色)、GPS 受信機 2 と原子時計のトリガー時間差 (Rut-Mot, 緑色) の時間歴。横軸が日時で、縦軸が各 GPS モジュール間のトリガー時間差を表す。

セットの値が断続的に変化したものと考えられる。11月あたりでは200nsec近くオフセットの値が変化している。この変化があった時のGPS Statusは正常であったため、GPS statusのチェックではオフセットの変化には対応できない。原因究明については現状では結論は出ていないが、原因の可能性の一つとしてこの変化が起きた時期にGPS受信機の電源をリセットしていた。電源をリセットすることによって環境設定が変化した可能性が考えられるまたGPSモジュールの温度によって動作が変わりうるため、温度計をつけるなどして、動作の温度依存性を調べる方針である。

他ふたつのモジュールに関してはこのような問題は起こっていない。

### 3.4.3 GPS の”Good GPS Status”

T2K 実験では、GPS での測定から次の条件を満たすスピルを、”Good GPS Status”として評価する。

1. GPS1 受信機 1 と GPS 受信機 2 でのビームトリガー時間の差が 200 nsec 以下であること
  2. もし、1. の条件が満たされなかった場合は、GPS1 の動作状況にエラーが出ておらず、かつ  $|\delta T_1 - \delta T_3| \leq 200 \text{ nsec}$  であること。ここで  $\delta T_1, \delta T_3$  は GPS 受信機 1, 原子時計の一つ前のスピルとのビームトリガー時間の差を表す。
  3. もし、2. の条件が満たされなかった場合は、GPS2 の動作状況にエラーが出ておらず、かつ  $|\delta T_2 - \delta T_3| \leq 200 \text{ nsec}$  であること。
- もし、3. の条件が満たされなかった場合には、このスピルは”Bad GPS Status”と判断する。

この GPS によるスピルの評価は、ビームモニターによるビームの評価と合わせてスピル毎の”Good Spill”判定に用いられる。ニュートリノ振動解析の際にはビームラインで判定した”Good SPill”なスピルのデータのみを扱う。

12月のビームコミッショニングでは、”Bad GPS Status”と判定されたスピルは一つもなく、合計 23715 スピルに対して、全て条件 1 が満たされていた (このスピル数はビームトリガーだけでなく、ダミートリガーによるスピルも含まれている)。

## 第 4 章

# ミュオンモニター：MUMON

本章では、ミュオンモニター検出器 (MUMON) の概要について述べる。

### 4.1 概要・目的

ミュオンモニター (MUMON) は、ビームダンプ直後に設置され、 $\pi$  中間子の崩壊によってミュオンニュートリノと同時に生成されるミュオンのプロファイル中心を測定することで、ニュートリノビーム中心の方向を各バンチ毎に得る検出器である。 $\pi$  中間子生成標的からは 117 m 下流に位置するため、1 mrad のビーム方向のずれは MUMON ではプロファイル中心の 11.7 cm のずれとなって観測される。この精度でビーム方向を保証するために、MUMON ではプロファイル中心を 3 cm の精度で測定することを目指す。

### 4.2 要求性能

ビーム軸上におかれる MUMON が安定に精度良くビーム方向をモニターするためには以下のことが要求される。

#### ニュートリノビーム方向を 1mrad 以内の精度でモニターできる

ニュートリノビーム方向に 1mrad の不定性があると、スーパーカミオカンデで観測されるニュートリノエネルギースケールに 2%、ニュートリノフラックスに 10 % 程度の不定性が生まれる ([17])。この不定性では T2K 実験の目標感度を実現することができない。ビームターゲット下流 117m に設置された MUMON での 1mrad は 11cm に相当する。この精度でビーム方向を測定するために MUMON では 3cm の精度でビーム方向を測定することで、十分精度良い測定を目指す。

#### 長期間にわたり安定な運用が可能である

MUMON はニュートリノビームの方向をリアルタイムにモニターできる唯一の検出器である。MUMON がなんらかのトラブルで運用できない状況ではニュートリノビームの方向がずれた場合に早急に対処できないため、T2K 実験全体を止めることになる。そのため、MUMON は長期間 (まずは T2K 実験の第一フェイズの 5 年間) に渡り安定に運用が可能であることが求められる。

MUMON 設置場所でシミュレーションから予想される吸収線量 [15] は約 100kGy/year と非常に高く、放射線耐性の低い検出器では動作しなくなることが予想される。そのため MUMON は高い放射線耐性を

有するように設計されている。また MUMON が放射化してしまうと、迅速なメンテナンスが困難になるため、放射化しにくい素材を用いている。

### 低強度から最大強度の広いダイナミックレンジのビームを測定できる

T2K ビーム設計強度 (30 GeV,  $3.3 \times 10^{14}$  protons/spill, 8 bunch) の陽子ビームに対してミューオンモニター中心で予想されるミューオンフラックスは  $1 \times 10^7$  muons/cm<sup>2</sup>/bunch である。ミューオンモニターはこの高強度のビームに対して精度良い測定を行わなければならない。また T2K 実験開始直後のビームコミッショニング時の低強度ビーム (1 バンチあたりの陽子数は設計値の 1 % 程度) に対しても精度良い測定が要求される。

### バンチ毎の速いビーム測定が可能である。

バンチ毎にビームプロファイルを再構成するため、検出器の応答はビームバンチ間隔 (約 600 nsec) より速くなければならない。読み出し回路に Flash ADC (COPPER-FINESSE) を用いることで、波形データから各バンチでの信号量を求める。

## 4.3 基本設計

MUMON に入射するミューオンのプロファイルはシミュレーションより図 4.1 のように予想される。先行研究 [15] より、ミューオンプロファイルの中心がミューオンモニターの中心にあるとき、プロファイルを 2 次元ガウシアンでフィットしてプロファイル中心を求めるのに必要な領域は ± 50 cm であることが分かった。しかし、陽子ビームの照射位置が標的中心から 5 mm ずれるとミューオンモニターでのプロファイル中心は約 20 cm ずれるが、そのときでもプロファイル中心の位置をおさえるためには、さらに 20 cm 以上領域を広げる必要がある。よって、 $150 \times 150$  cm<sup>2</sup> の領域をミューオンモニターの覆う領域とする。

MUMON の概観を図 4.2 に示す。上流側 (図 4.2 の架台の左側) の  $150$  cm  $\times$   $150$  cm の領域に 49 ch の半導体検出器 (後述) が等間隔で配置されている。下流側 (図 4.2 の架台の右側) の  $150$  cm  $\times$   $150$  cm の領域には 7 本の平行平板型イオンチェンバーのチューブが 25 cm 間隔で設置されている。各チューブには 7ch の電極が配置されている。2 種類の独立した検出器を用いる事で、互いの信号のクロスチェックを行うことができる。また、片方の検出器に何らかのトラブルが起きても、もう片方の検出器で測定が続けられるので、MUMON でのビームモニターができなくなる可能性を抑えることができる。

MUMON 架台には駆動機構が搭載されており、イオンチェンバーは全体を上下左右に 25cm (チャンネル 1 つ分の間隔) だけ動かすことで、ビームを用いた相対キャリブレーションを行う。半導体検出器のキャリブレーションは領域全体を移動可能なキャリブレーション用半導体検出器を 1 チャンネル設置し、これを各チャンネルの設置位置まで動かすことで 1 チャンネルずつのキャリブレーションが可能である。

## 4.4 ビーム方向の測定方法

MUMON に荷電粒子ビームが入射すると、半導体検出器、イオンチェンバーの各チャンネルでは通過した荷電粒子数に応じた大きさの信号量 (電荷量 [C]) が検出される。各チャンネルで検出した信号量から 2 次元のビームプロファイルを再構成し、2 次元ガウシアンでフィットすることにより、その中心とビームの広がり ( $\sigma$ ) を計算する。

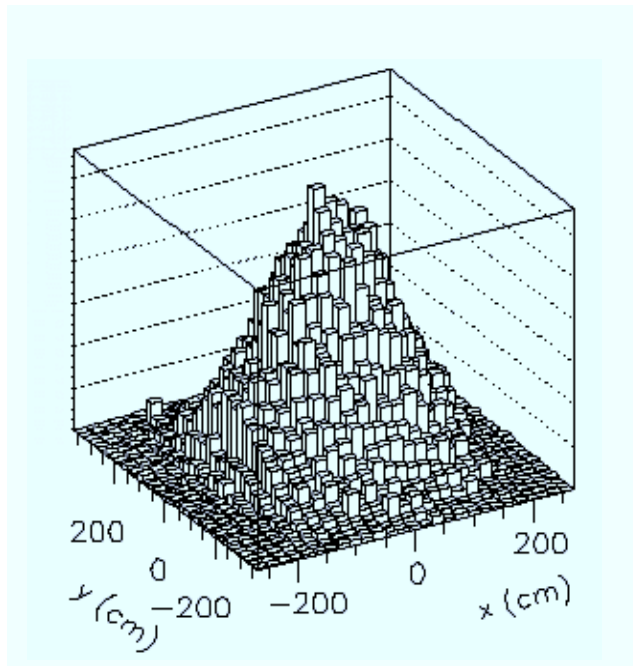


図 4.1 シミュレーションによる MUMON に入射するミューオンのプロフィール

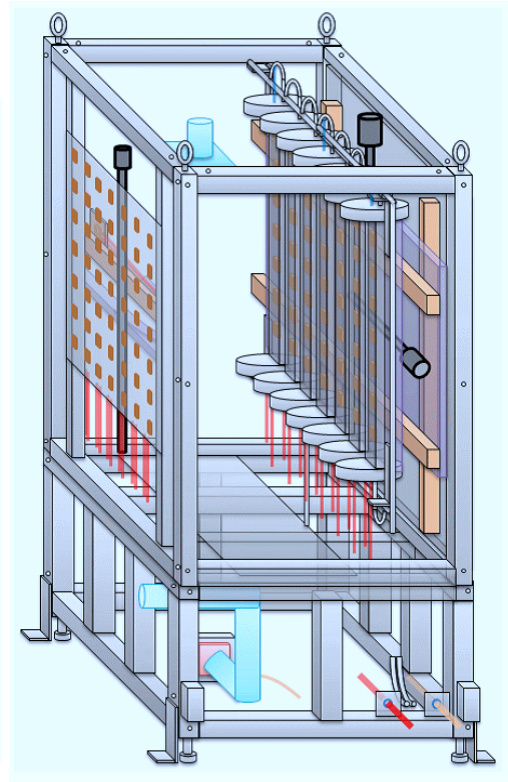


図 4.2 MUMON の概観図：ビームは図の左側より入射する。上流側 (図で左側) に 49ch の半導体検出器が設置され、下流 49ch に 7 本の平行平板イオンチェンバーが設置される。

図 4.3 に 2009 年 4 月のビームコミッショニング時に、MUMON の半導体検出器で再構成したビームプロフィールを示す。左図はビームプロフィールの立体プロットである。 $(x, y) = (0 \text{ cm}, 0 \text{ cm})$  がビーム中心を示す。 $z$  軸は各チャンネルでの収集電荷量を示す。右端の数値は 2 次元ガウシアンでフィットした際に得られてきたビームプロフィール中心と広がりである。

## 4.5 検出器

MUMON で使用する各検出器の組み合わせは、表 4.1 のようにビーム強度によって変える予定である。

表 4.1 MUMON の検出器の組み合わせ

ビーム強度	固体検出器	平行平板イオンチェンバーのガス
約 200 kW 以下	シリコン PIN フォトダイオード	Ar + 2% N <sub>2</sub>
最大強度 (750 kW) まで	CVD ダイヤモンド検出器 (現在 R&D 中)	He + 1% N <sub>2</sub>

以下では半導体検出器とイオンチェンバーの原理と設計について簡単に触れる。



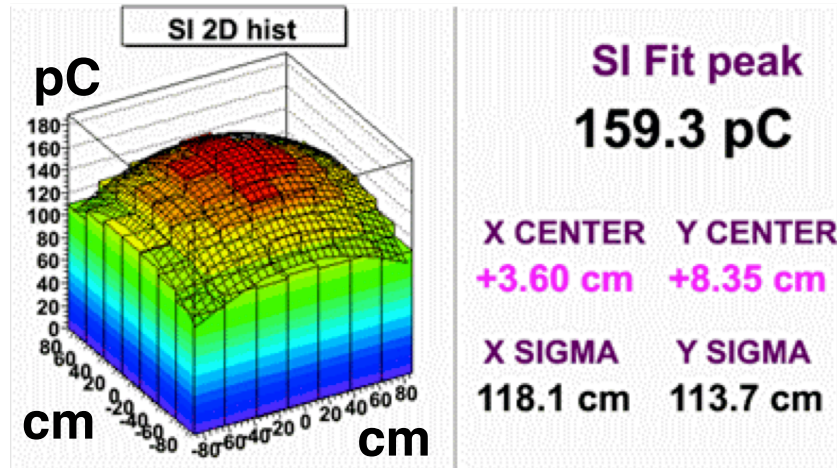


図 4.3 ビームコミッショニング時に MUMON の半導体検出器で再構成したビームプロファイルの例 (半導体検出器 49ch を用いた結果)。49ch での信号からビームプロファイルを作成し、2 次元ガウシアンでフィットを行い、中心位置と電荷を求めている。

### 4.5.1 シリコン検出器

半導体検出器として浜松ホトニクス製シリコン PIN フォトダイオード S3590-08(図 4.4, 表 4.2) を用いている。シリコン半導体検出器は広く使用されている検出器であり、その動作・特性は良く知られている。T2K 実験の前身の長基線ニュートリノ振動実験 K2K においてもミューオンモニターとして採用され、安定に動作していた実績を持つ。

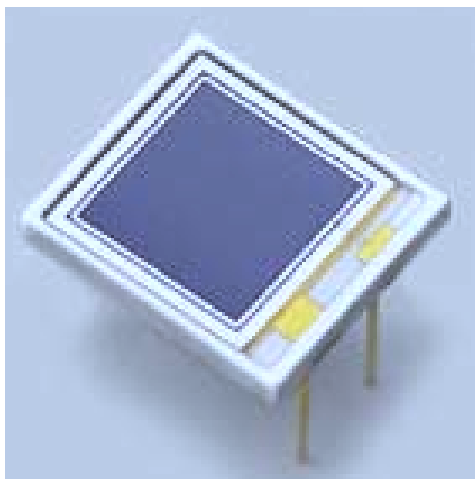


図 4.4 シリコン PIN フォトダイオード S3590-08 の写真。浜松ホトニクス web サイトより引用

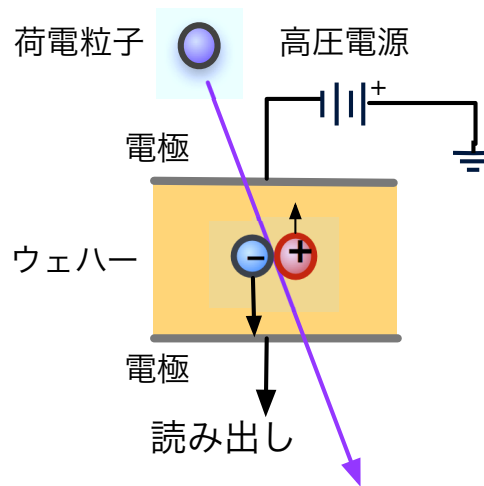


図 4.5 シリコン検出器の簡単な動作原理

図 4.5 のように、荷電粒子の通過によってウェハー内の空乏層に生じた電子・ホール対の移動によって誘導された電流を読み出す (図 4.5) ことで信号を得る。

MUMON ではシリコン PIN フォトダイオードに 80 V の電圧をかけて使用する [15]。

表 4.2 シリコン PIN フォトダイオード S3590-08 の仕様

有効面積	10 mm × 10 mm
空乏層の厚さ	300 $\mu\text{m}$
最大印加電圧	100 V

### 放射線損傷

シリコン PIN フォトダイオードを高強度のビーム環境で使用する際に問題になるのは放射線損失である。一般に、シリコンダイオードに大量の放射線が照射されると、型反転現象 (p 型半導体が n 型半導体に変化する現象) により pn 接合が壊れ、正常に動作しなくなってしまう。T2K 設計強度のビーム運転の際には、約 1 週間で動作しなくなるとの見積もりがある [15]。しかし、100MeV の電子ビームを長時間照射させたテストでは、動作しなくなると見積もられる量のビームを照射しても、10% 程度の信号の減少に留まった。これについては現在調査中 (シリコン PIN フォトダイオードは pn 接合ではなく、pin 接合である違いが考えられるが、今後動作になくなるまでの照射試験を行うなどして、放射線損失について研究を行う予定)。

### 4.5.2 平行平板型イオンチェンバー

図 4.6 に平行平板型イオンチェンバーの動作原理を示す。高電圧の印加された向かい合う電極板間に、希ガスなどのガスが充填されている。この領域を荷電粒子が通過すると、そのトラックに沿ってガス原子が電離されて電子・陽イオン対が生成される。生成された電子と陽イオンは電極間に印加された電場によって各電極へと移動を始める。電荷の移動によって電極上に電圧が誘導される。この電圧変化による電荷の移動を信号として読み出すことができる。ガス中の電子・陽イオンの移動速度が出力される信号量に大きく関わってくる。陽イオンの移動度は、 $2 \text{ cm}^2 / \text{V} / \text{sec}$  (Ar),  $10 \text{ cm}^2 / \text{V} / \text{sec}$  (He) (大部分が  $\text{He}_2^+$  になって移動するため、 $20 \text{ cm}^2 / \text{V} / \text{sec}$ ) である。一方電子は、 $10^3 \text{ cm}^2 / \text{V} / \text{sec}$  であり、陽イオンの移動速度は電子に比べ遅いため、MUMON で測定する信号はほぼ電子によるものである。

### 検出器応答の変化の要因

イオンチェンバーの応答が変化する要因として次のことが考えられる。

- ガスを移動中の電子と陽イオンが衝突して元の原子に戻る (電荷の再結合) ことで信号が減少する。
- 電子親和性の高いガスが混入していると、電子が吸着されて陰イオンとなり (電子吸着)、移動速度が落ちるため、速い読み出しにおいては信号が減少して見える。特に、酸素は大気から混入しやすいため常に監視しておかなければならない。
- ヘリウムの準安定励起状態は約 20 eV の高い励起エネルギーを持つため、他の原子と衝突し、励起エネルギーを他の原子に渡す事で新たな電子・陽子対を生成することがある。このような電離過程を penning イオン化と呼び、これによってガス検出器の応答量が増える事を Jesse 効果と呼ぶ。ヘリウムガスの場合、窒素やアルゴンを 0.5% 混入させる事で、収集電荷量が 40 % から 50 % 程度増加する (図 4.8,[19])。

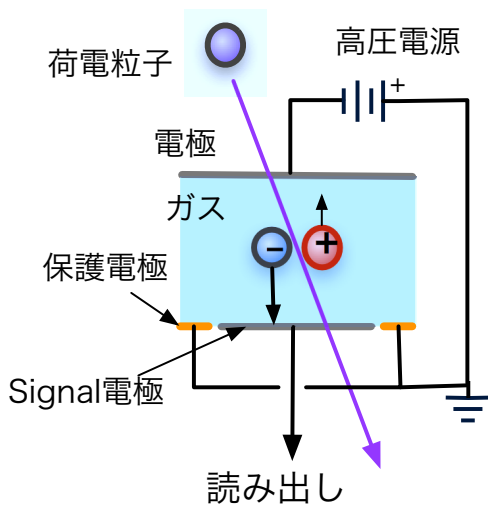


図 4.6 平行平板型イオンチェンバーの動作原理

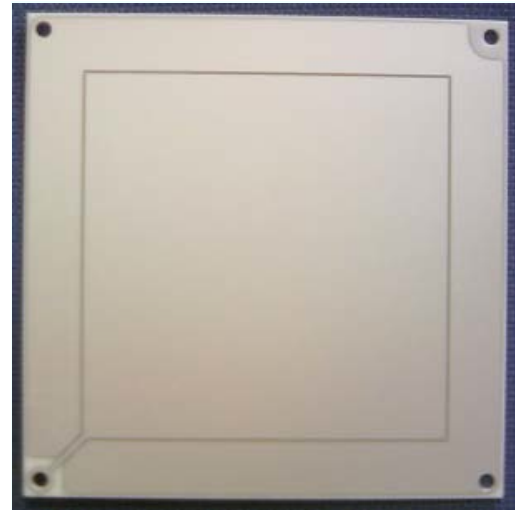


図 4.7 平行平板イオンチェンバーの Signal 電極 (中央の領域)。周辺溝の外側が保護電極。対になる電極はこのような溝がないものになる。

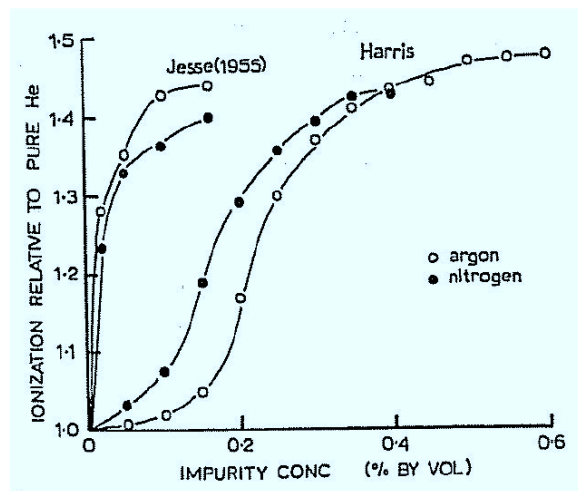


図 4.8 アルゴン、および窒素の混合によるヘリウムガス電離量の増加

### 平行平板イオンチェンバーの構造

イオンチェンバーに使われている素材は全て高放射線耐性・難放射化のものを用いている。イオンチェンバーの筐体は総アルミ製で、全長約 2 m, 容積 12 L である。両端は直径 23.5 cm の円形フランジと、インコネルとアルミの合金で作られた O-ring によって密封されている。フランジにはガスパイプが溶接されており、常に一定の流量で内部のガスを置換する事で、純度を保持する。筐体内部には 25 cm 間隔で 7 つの電極プレート対が並んでいる (図 4.10)。電極プレートは高放射線耐性を有するセラミック製で、表面には銀と白金の合金による電極が蒸着されている。また、電極プレートの信号側は電場を一様にするため、図 4.7 のように信号電極の周りに保護電極を持っている。

高電圧電極への電圧供給、及び信号電極からの信号読み出しには、潤工社製ポリイミド同軸ケーブルを使用している。ポリイミドは 1 MGy 以上の放射線耐性を有する樹脂であり、絶縁性にも優れている。チェンバー内部だけでなく、MUMON の信号・高電圧の配線は全てこのポリイミド同軸ケーブルを用い

ている。

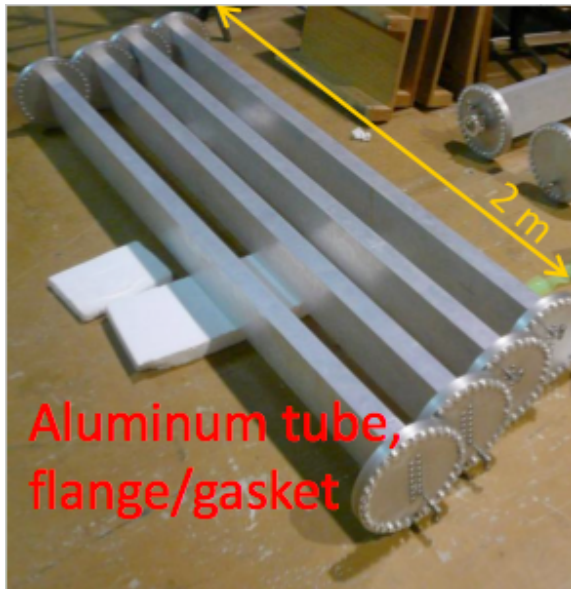


図 4.9 平行平板型イオンチェンバーの外観の写真。

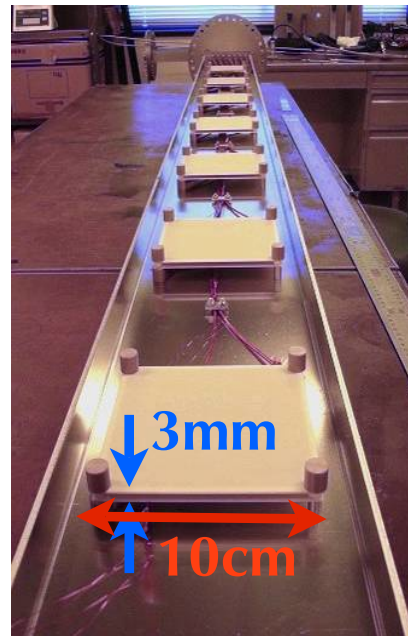


図 4.10 平行平板型イオンチェンバーの内部の写真 (外部の筒を外した状態)

表 4.3 平行平板イオンチェンバーの一つの電極プレートのスペック

電極プレート面積	100 mm × 100 mm
Signal 電極面積	75 mm × 75 mm
電極間距離	3 mm
印加電圧	200 V

## 4.6 平行平板イオンチェンバー内のガスモニター・コントロール

イオンチェンバーの応答は荷電粒子が入射した際の電離数にほぼ比例するため、密封されたガスの密度にも比例する。気体の状態方程式より、

$$\frac{P}{T} = n \times R \tag{4.1}$$

である (P:圧力, T:温度, n:ガスの密度, R:気体定数を示す) から、イオンチェンバーの応答は密封ガスの圧力と温度にも依存する。イオンチェンバー 49 チャンネルでのビームプロファイル中心の測定精度を目標の 3 cm 以内に抑えるために、イオンチェンバーの圧力と温度による不定性は合わせて 1% 以内で安定させる必要がある。また、大気中からチェンバーに酸素が混入した場合、チェンバーの応答に大きく影響するため、チェンバー内のガス中の酸素濃度もモニターする。これらのモニター・コントロールシステムの概観を図 4.11 に示す。

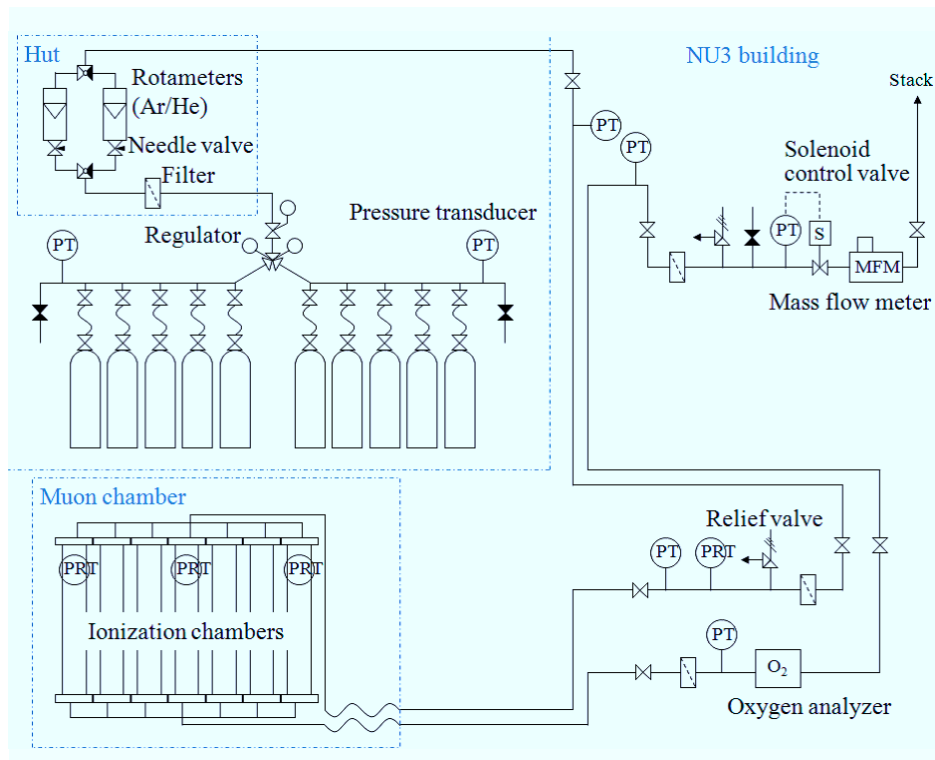


図 4.11 イオンチェンバーのガス圧力・温度コントロールシステムの概略図。PT が圧力計で、PRT が温度計を表す。"Solenoid control valve"に接続された圧力計でモニターしているガスラインの圧力変化に対して、valve の弁を調整し、ガスの流量を変化させることでガス圧を一定に保つ。イオンチェンバーの場所に示された温度計 (PRT) はイオンチェンバー内に設置されている。この温度計でモニターしているチェンバー内の温度変化に対して、MUMON 内の空調を調整することで、温度を一定に保つ。

### ガス圧力モニター・コントロール

ガスラインの数カ所 (図 4.11 の PT) で圧力をモニター。"Solenoid control valve"に接続された圧力計でモニターしているガスラインの圧力変化に対して、valve の弁を調整し、ガスの流量を変化させることでガス圧を一定に保つ。テストの結果、0.1 kPa (0.1% 相当) 以内の変動で一定にコントロールできた。

### 温度モニター・コントロール

イオンチェンバーの数カ所 (図 4.11 の四角い橙色) で MUMON 架台内の温度をモニター。外気の温度変化に対して、MUMON 架台内に設置したヒータの出力調整によりイオンチェンバー内の温度を一定に保つ。図 4.11 のシステム試験のセットアップでは 3 カ所チェンバーに温度計を貼付けている形になっているが、これはチェンバー内に温度計を設置している。温度試験の際のみチェンバー内にも温度計を設置して、チェンバーの外に設置した温度計との温度差をみるためである。チェンバー内部の温度 (IC1,4,7) は安定するまでに 4 時間程度かかっているが、安定してからは 0.5 °C 以内で一定にコントロールできている。このときの平衡点 314 K (41 °C) であった。また、チェンバー間 (IC1,4,7) の温度差は 1.5 °C 以内で抑えられることを確認した。

以上により、チェンバー内の温度の平衡点に対して、 $(0.5 + 1.5)/314 \times 100 \sim 0.6\%$  以内で全チェンバーの温度を一定に保つ事に成功した。

ガス圧力・温度モニターの試験より、イオンチェンバーのガス圧力・温度由来の不定性は

$\sqrt{(0.001)^2 + (0.006)^2} \sim 0.6\%$  程度であることから、要求以上の水準でのコントロールが可能であることを確認した。

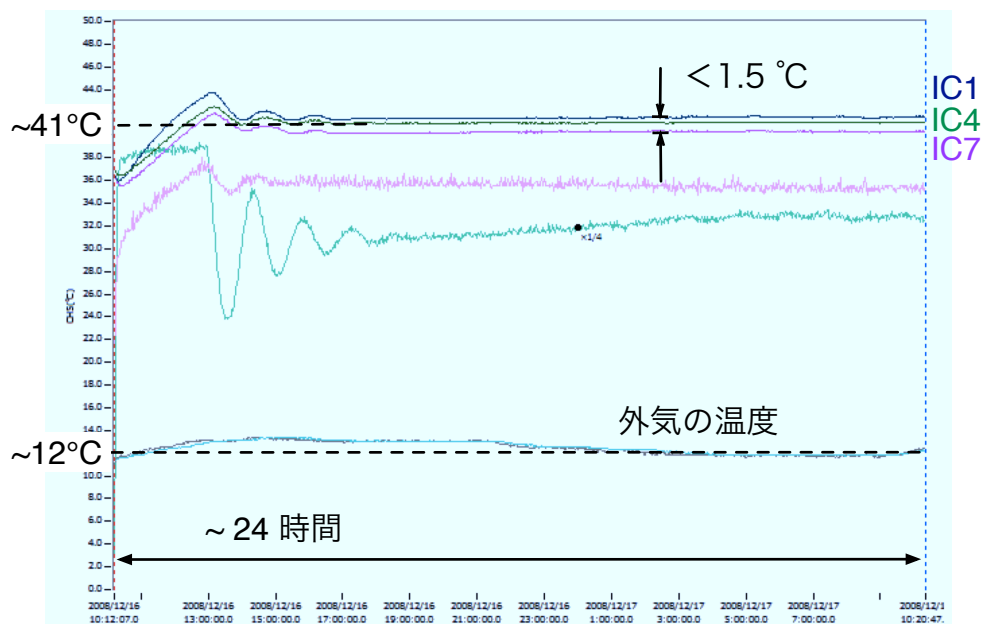


図 4.12 約 24 時間の温度コントロール試験の結果。IC1,4,7 がチェンバー内部の温度を表す。温度が安定するまでに 4 時間程度かかっているが、安定してからは IC1,4,7 での温度は 1.5 °C 以内に抑えられている。

#### 酸素濃度モニター

酸素濃度計を図 4.11 の示す位置に設置し、イオンチェンバーから出てきたガスの酸素濃度をモニターする。現在のところ、ガス中の酸素濃度は数 ppm と極めて低く抑えられており、問題ないレベルである。

## 第 5 章

# ニュートリノビームモニター：INGRID

本章では、MUMON と同様に、ビーム軸上に設置され、ニュートリノビームの方向とフラックスをモニターするニュートリノビームモニター「INGRID」の概要について述べる。

### 5.1 概要・目的

ニュートリノビームモニター「INGRID」は MUMON と同様にニュートリノビームの方向を 1 mrad の精度で測定するために、標的の下流 280 m のニュートリノ検出器ホールに設置されている。MUMON との相違点は、ニュートリノを直接観測することで、ビーム方向を測定する点である。ニュートリノ反応によって生じた荷電粒子を観測する事で、ニュートリノ反応数を検出器上の各位置で測定。その数を元にニュートリノビームプロファイルを再構成し、ビーム方向を測定する。

標的の下流 280 m に設置された INGRID でビーム方向を 1 mrad の精度で測定するには、ビームプロファイルの中心を 28 cm の精度で測定する必要がある。また、図 5.1 のように、ニュートリノ検出器ホールではニュートリノは 10 m 程度の広い領域に分布していることが予想される。これらを考慮し、INGRID には以下の性能が要求される。

#### ニュートリノビームのプロファイルを再構成するための十分な領域をカバーしている

INGRID 単体で図 5.1 のような広がったビームのプロファイルを再構成し、ビーム中心の測定を可能にするために、 $\pm 5$  m の領域をカバーする。

#### 大質量の標的を持つ

INGRID は陽子ビーム強度が設計値の 1% での運転の際に約 1 ヶ月の統計量でビーム方向を測定できるように設計されている。この際、 $\pm 5$  m の領域でのニュートリノイベントは 2000 イベント / ton / month である [17]。また、設計強度では  $2.4 \times 10^{18}$  pot の統計量でビーム方向を測定できるように設計されている。ニュートリノ反応の検出効率を 20% 程度とすると、設計値の 1% で約 1 ヶ月の運転の際の統計誤差を系統誤差の 2% 以下に抑えるため、各観測点で 7.11 トンのターゲット質量が設置されている。

#### 「INGRID で観測されるニュートリノは 3 GeV/c 以下のエネルギーを持つ

図 5.2 はシミュレーションで得られた、スーパーカミオカンデに向かうニュートリノの親パイオンの運動量分布である。この図から、6 GeV/c 以下のパイオンが支配的であることがわかる。ニュートリノは主にパイオンからの二体崩壊で生成されるため、スーパーカミオカンデに向かうニュートリノは 3 GeV/c 以

下のエネルギーを持つ。INGRIDはこのエネルギーのニュートリノに対して高い検出感度を持つ必要がある。

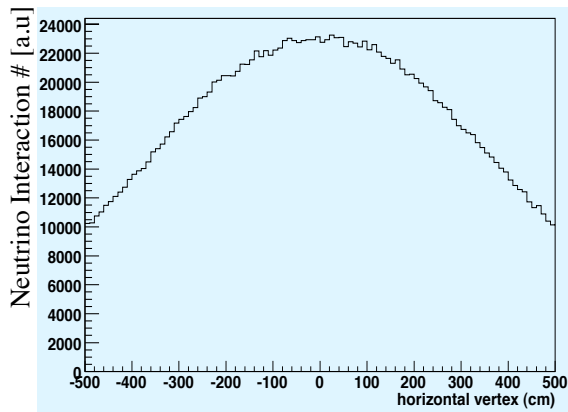


図 5.1 シミュレーションによる標的の下流 280 m の前置検出器ホールでのニュートリノビームの水平方向のプロファイル。鉛直方向には  $\pm 50$  cm の領域を積分している。縦軸はニュートリノ反応数に相当する。

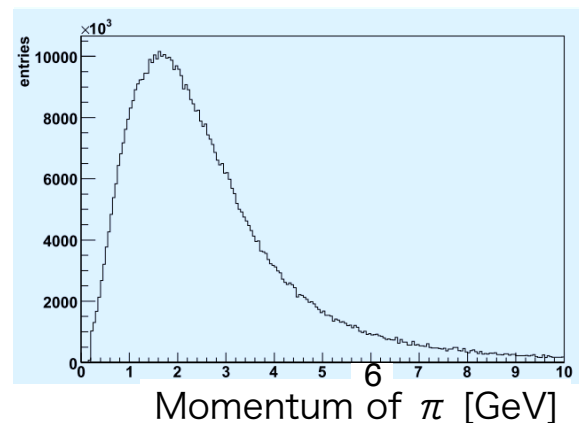


図 5.2 シミュレーションによるスーパーカミオカンデに向かうニュートリノの親パイオンの運動量分布。6 GeV 以下のパイオンが支配的である。

## 5.2 基本設計

図 5.3 はニュートリノ前置検出器ホールでの INGRID の設置位置を示したものである。ニュートリノ前置検出器ホールは地上部から深さ約 23 m の B1 フロアー、29 m の SS フロアー、34 m の B2 フロアーの 3 層構造をしている。図 5.4 は INGRID の概観図である。INGRID は 16 個のニュートリノ検出器モジュールからなり、水平・垂直方向にそれぞれ 7 つずつ十字に設置し、ビーム中心から  $\pm 5$  m の領域をカバーする。水平モジュールは SS フロアーに、垂直モジュールは B2 から B1 にかけて設置されている。残り 2 個は SS フロアーの空いた空間に設置する。

各ニュートリノ検出器モジュールは約 120 cm (W)  $\times$  120 cm (H)  $\times$  86 cm (D) の大きさを持ち、鉄とシンチレータ層のサンドウィッチ構造で、鉄 9 枚とシンチレータ層 11 層からなる (図 5.5)。鉄は 1 モジュールあたり約 7.11 トンで、ニュートリノの反応標的となる。

シンチレータ層はビームに対して垂直平面上 (X-Y 平面上) に 1203 mm  $\times$  50 mm  $\times$  10 mm のシンチレータバーが互いに直交する方向に敷き詰められており、X-Y 方向に対して感度を持つ。それによって、鉄でのニュートリノ反応によって生成される荷電粒子のトラックを再構成することができる。以降、このシンチレータ層をトラッキングプレーンと呼ぶ。固定フレームを含めたトラッキングプレーンの概略図を図 5.7, 5.8 に示す。シンチレータ 24 本  $\times$  2 層は、接着剤 (セメダイン) で接着された上で、4 辺をアルミバーで固定され、両側面はそれぞれ 4 枚のアルミパネルと 1 枚の遮光用プラスチックパネルで覆われている。アルミパネルとプラスチックパネルの隙間、アルミパネル間の隙間はゴム (EPDM) を接着して光漏れを防いでいる。トラッキングプレーンの読み出しチャンネルは 48 個で、モジュールあたり 11 枚のトラッキングプレーン、INGRID 全体は 16 個のモジュールからなるので、トラッキングプレーンの読み出しチャンネル総数は  $48 \times 11 \times 16 = 8448$  チャンネルとなる。

各モジュールの側面は、宇宙線やニュートリノ検出ホールの壁で反応して生成された荷電粒子によるバックグラウンドイベントを排除するため VETO 用のシンチレータ層 (VETO プレーン) で覆われてい



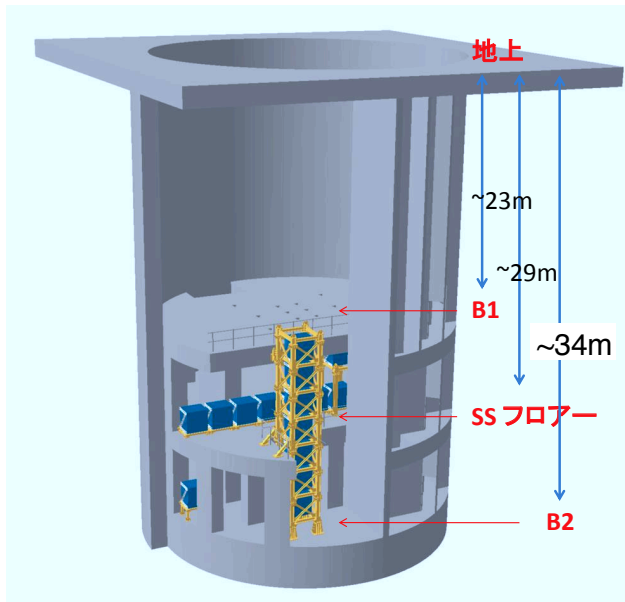


図 5.3 ニュートリノ前置検出器ホールでの IN-GRID の設置位置

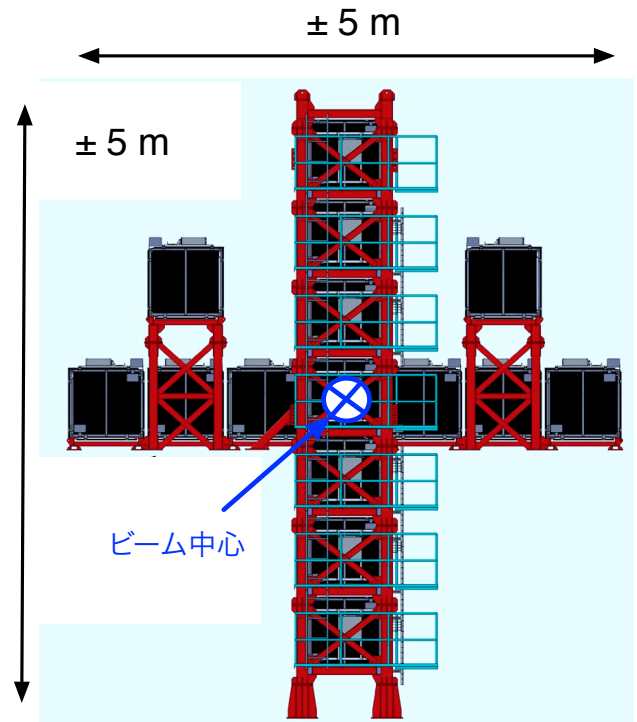


図 5.4 INGRID の概観図

る。(図 5.6) VETO プレーンのデザインは、1 層構造でシンチレータ 22 枚からなることはトラッキングプレーン (図 5.7) と同じである。VETO プレーンは、粒子の通過位置がわかるようビーム奥行き方向にセグメント化されている。」VETO プレーンは隣り合うモジュール間には 1 プレーンしか設置しないため、合計 52 枚になり、総チャンネルは  $22 \times 52 = 1144$  である。

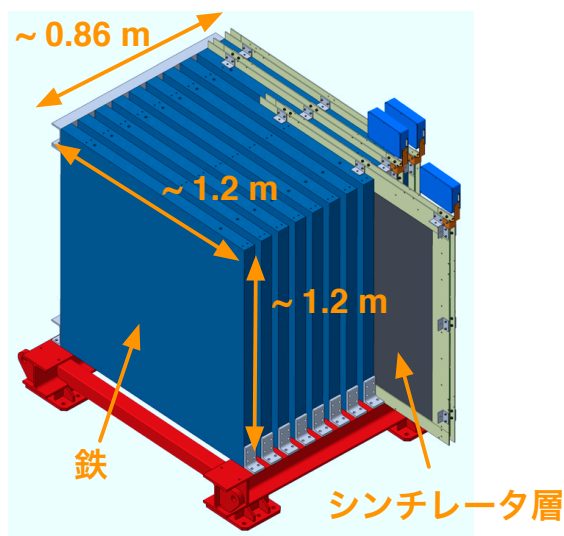


図 5.5 INGRID モジュールの概観図。鉄とシンチレータ層のサンドウィッチ構造からなる。シンチレータ層はビーム軸に垂直な面にセグメント化する。

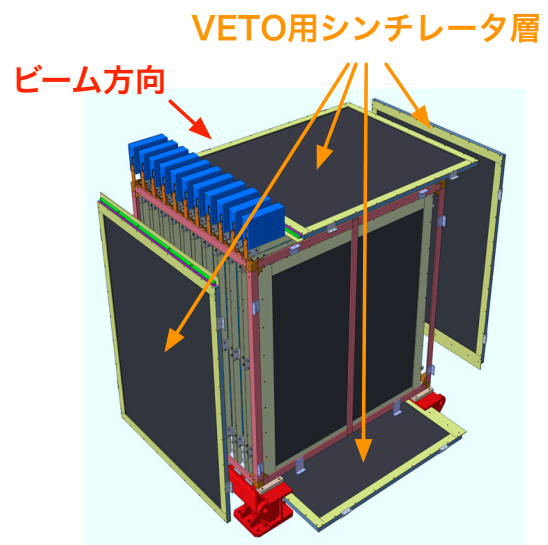


図 5.6 INGRID モジュールの概観図。VETO プレーンでモジュール側面をおおう

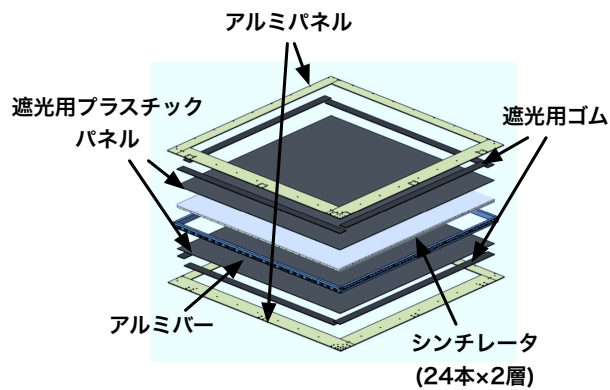


図 5.7 INGRID トラッキングプレーンの概略図

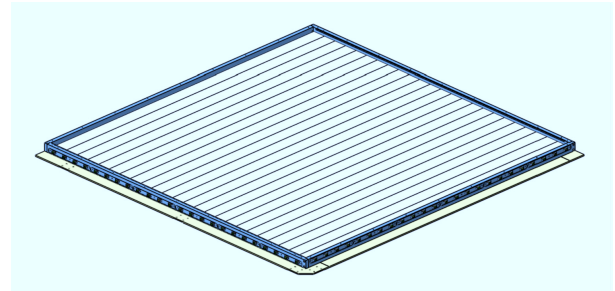


図 5.8 トラッキングプレーンの組み立て途中の図。シンチレータバーはこのように一方向 (X 方向) に敷き詰めた後、その上に先ほどの方向と垂直になる方向 (Y 方向) にシンチレータを敷き詰める。こうすることで、互いに直交する X-Y 方向にシンチレータバーが並べられた形になる。

## 5.3 ニュートリノ反応検出システム

INGRID では、ニュートリノ反応によって生成された荷電粒子がシンチレータを通過し、シンチレーション光が発生する。その光をシンチレータを貫通している穴に挿入された波長変換ファイバーで吸収・再発光して、光検出器 MPPC (Multi Pixel Photon Counter) まで伝送し、光量を読み出す。以下では、この検出システムの各構成要素の概要についてまとめる。

### 5.3.1 シンチレータ

INGRID で使用するシンチレータはアメリカのフェルミ国立加速器研究所で開発された、押し出し成型シンチレータ [20] である。ポリスチレンに 2,5-diphenyloxazole (PPO)、1,4bis(5-phenyloxazol-2-yl)benzene (POPOP) を質量比 1% : 0.03% の割合で混ぜ合わせたもので、発光量が最大となる波長は 420 nm である。2007 年 12 月から翌年 2 月にかけて、INGRID 用のシンチレータが同研究所で製作された。総数は予備を含めると 10272 本で、総重量は約 6.2ton である。

シンチレータ 1 本のサイズは、120 cm (W) × 5 cm (H) × 1 cm (D) である。製造過程で、5 cm × 1 cm の中央に直径 3 mm 程度の穴が逆側まで空けてあり、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読み出す。側面には製造過程で酸化チタンベースの反射材をコーティングしてある。トラッキングプレーン製作の際に光検出器で光量読み出す面とは逆側の面に反射材 (ELJEN Technology 社製の Ej-510) をコーティングし、光量の減少を抑えている。

### 5.3.2 波長変換ファイバー

シンチレータ単体では、中央で発光した光信号を端で読み出すまでに減衰し、十分な光量を得られない。そのため、シンチレータ内で発生した光は波長変換ファイバーを用いて集光し、光検出器まで送られ、信号として読み出す。INGRID で使用する波長変換ファイバーはクラレ社の Y-11(200)MS である。直径は 1 mm である。発光・吸収波長を図 5.10 に示す。INGRID で使用するシンチレータの発光量が最大になる波長は 420 nm であるが、これはファイバーの吸収率が最大になる波長領域と一致する。また、ファイバーの発光波長は INGRID で用いる光検出器 MPPC の量子効率の高い波長領域と一致する。シン

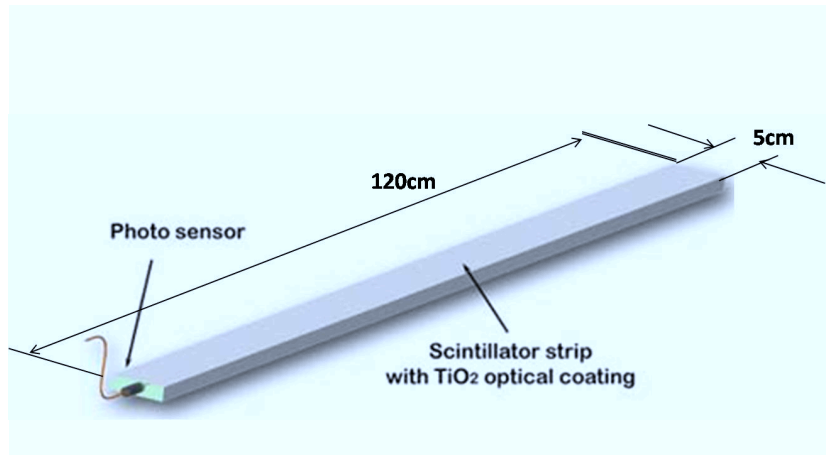


図 5.9 INGRID シンチレータの模式図。5 cm × 1 cm の中央には直径 3 mm 程度の穴が逆側まで空けてあり、波長変換ファイバーを通す。側面は酸化チタンベースの反射材 (白色) がコーティングしてある。また図の Photo sensor の逆側の面には反射材がコーティングしてあり、光量の減少を抑えている。

チレーション光の読み出しにファイバーを用いることで高い検出効率を得られる。

ファイバーはシンチレータと同じ長さに揃え、光検出器で読み出す側とは逆側の端面には反射材 (EJ-510) を塗布し、光検出器側の端面には GOMI connector を接着剤 (ELJEN Technology 社製 EJ-500 optical cement) で接続する。GOMI connector (図 5.11) は T2K 京都大学グループによって開発されたプラスチック製の 2 つのパーツからなるコネクタで、ファイバー端面と光検出器とが密着した形で接続することができ、光漏れを防ぐ構造をしている (図 5.12)。また、取り付け外しが容易で測定の実現性も高い。光検出器との接続面については、ダイヤモンドカッターで研磨することで、光の反射を防ぎ、製作の実現性を高めている。

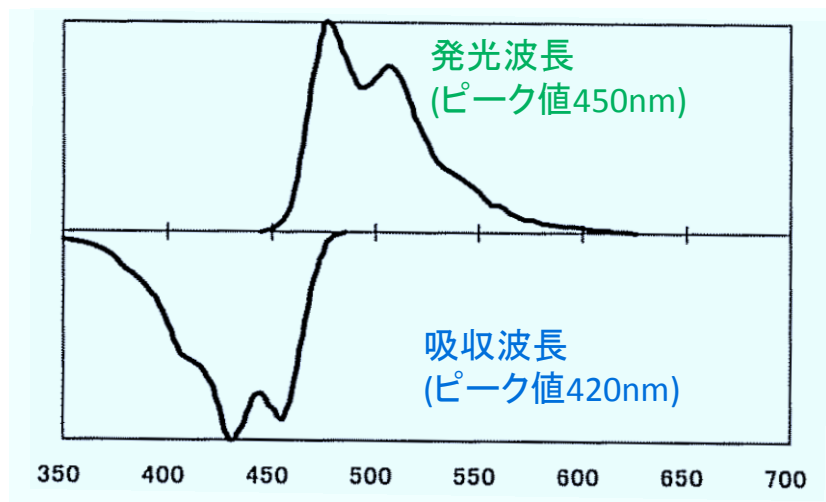


図 5.10 クラレ社製の Y-11(200)MS の吸収・発光スペクトル。クラレ社のカタログから抜粋。吸収波長はシンチレーション光の波長と、発光波長は MPPC の量子効率の高い波長にそれぞれ近い値を示す。

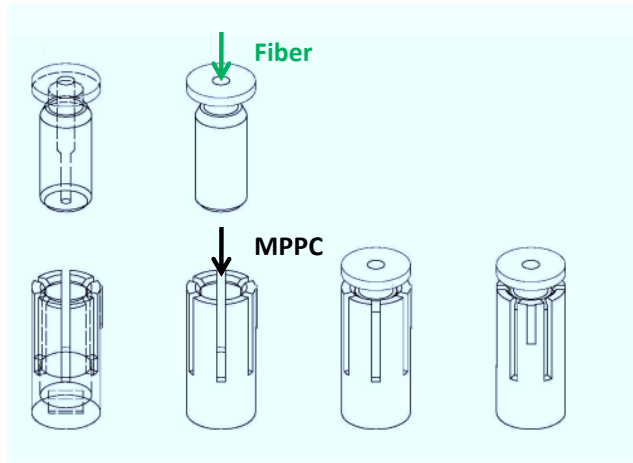


図 5.11 T2K 京都大学グループによって開発された GOMI connector の模式図。プラスチック製で、ファイバーと光検出器 (MPPC) との接続に用いる。

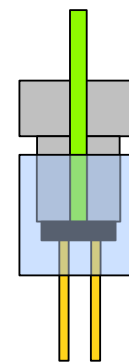


図 5.12 GOMI connector を用いたファイバー (緑色) と光検出器 (MPPC:黒色) との接続図。ファイバーの端面が光検出器の受光面に押し付けられた形になり、光漏れがない構造になっている。

### 5.3.3 MPPC

INGRID の光検出器として浜松ホトニクス社製の 1.3 mm × 1.3 mm の MPPC (Multi Pixel Photon Counter, 図 5.13) が用いられる。MPPC は近年開発された半導体検出器で、非常にコンパクト、磁場に影響を受けず動作する、低い印加電圧で動作する、高いゲイン・光子検出率、などといった特性を持つ。MPPC (図 5.13) は中央の四角い面 (受光面) で光子を検出する。受光面には多数の APD (Avalanche Photo Diode) ピクセルがグリッド上に並べられている。INGRID で用いられる MPPC は 50 μm ピッチで APD が並べられている (図 5.14)。ここでは MPPC の特性として、ゲイン、ノイズレート、クロストーク & アフターパルス、光子検出効率 (PDE)、温度依存性について挙げる。

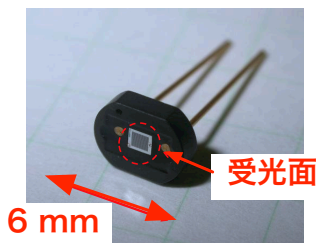


図 5.13 半導体光検出器 MPPC の写真。大きさは約 6 mm で非常にコンパクト。中央の四角い面が受光面になる。

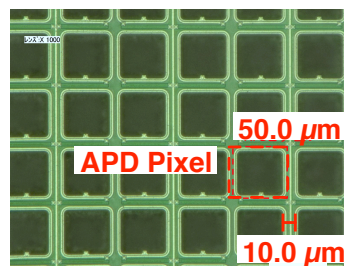


図 5.14 MPPC 受光面の拡大図。四角い濃緑の部分が APD ピクセル。一辺は 50 μm、ピクセル間隔は 10 μm。

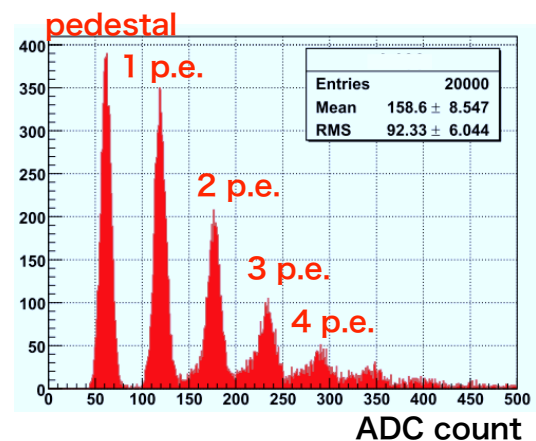


図 5.15 MPPC による ADC 分布。グラフの左からペDESTALピーク、1 p.e. ピーク、2 p.e. ピークとはっきりとしたピーク構造が見える。(p.e. とは photoelectron(光電子) の略)

## ゲイン

APD ピクセルへの印加電圧がある閾値 (ブレイクダウン電圧 ( $V_{bd}$ )) を超えると、動作モードが変化する (ガイガーモード)。このモードでは、APD に光子が入射し、生成された電子・ホール対がガイガー放電を起こし、約  $10^6$  倍され、各ピクセルで 1 個の光子を検出することが可能になる。このときの増幅率をゲインと呼ぶ。ゲインは元々一つの光電子が APD ピクセル内部でどのくらいの電荷量まで増倍されたかで定義され、ブレイクダウン電圧からの印加電圧差 ( $\Delta V$ ) に依存する。INGRID で使用する MPPC には、 $50\mu\text{m} \times 50\mu\text{m}$  角の APD ピクセル 667 個が並べられている。各 APD ピクセルをガイガーモードで動作させることで、高いフォトンカウンティング能力を持たせ、図 5.15 の ADC 分布のように光電子数ごとにはっきり分かれたピーク構造を観測することができる。図 5.15 ではペDESTALピークと 1p.e. ピークの ADC カウントの差がゲインに相当する。

## ノイズレート

MPPC は熱電子由来のガイガー放電、トンネル効果によっても信号が検出される。ノイズレートは温度と  $\Delta V$  に依存し、INGRID で使用する MPPC では、 $20^\circ\text{C}$ 、 $\Delta V = 1.0$  において、500 kHz 程度で光子による信号と区別がつかない。また、後述するクロストーク&アフターパルスによって、MPPC ノイズは見かけ上増加して観測される場合がある。

## クロストーク&アフターパルスによる見かけ上の信号量の増加

MPPC の信号が見かけ上増加してしまう現象として、クロストークとアフターパルスがある。

クロストークは、ある APD ピクセルで発生した電子・ホール対の増幅過程で発生する二次的な光子が隣のピクセルで検出される現象である。この増幅過程はピコ秒のオーダーのため、二つのピクセルでほぼ同時に光子が検出されたように見える。結果、本来 1 つの光電子による信号が 2 つ以上の光電子による信号に見えてしまう。

アフターパルスは、増幅過程の途中で増幅された電子の一部が半導体中の格子欠陥にトラップされ、一定時間後解放された電子が再び増幅過程を引き起こす現象である。クロストークとは違い、始めの信号から遅れて検出されるが、本来 1 つの光電子による信号が 2 つ以上の光電子による信号に見えてしまうという点において、クロストークと同様の現象である。

いずれの現象も ADC 分布からでは元の信号と区別ができないため、事前に測定しておいたクロストーク&アフターパルスレートをを用いて、実際に検出された信号量から差し引く。

## 光子検出効率 (PDE : Photon Detection Efficiency)

MPPC の光子検出効率 (PDE) は、APD ピクセルの量子効率と APD ピクセルの有感領域、APD ピクセル内部でアバランシェが起こる確率に依存する。波長変換ファイバーの発光波長 450 nm に対して、MPPC は  $\Delta V = 1.1$  V 付近で PMT の約 2 倍の高い PDE を持つ。

## 温度依存性

MPPC のブレイクダウン電圧は温度依存性を持つ。印加電圧が一定の状況でブレイクダウン電圧が変化すると  $\Delta V$  が変化するため、ゲイン、ノイズレート、クロストーク&アフターパルス、PDE も温度に従って変化する。

INGRID の MPPC は  $\Delta V = 1.1 \text{ V}$  で動作させる。温度が  $20^\circ\text{C}$  である場合の MPPC の性能を表 5.1 にまとめる。

表 5.1  $20.0^\circ\text{C}$ での MPPC の基礎特性と  $\Delta V$  依存性。印加電圧が一定であれば  $\Delta V$  は  $+1.0^\circ\text{C}$  で  $-0.06 \text{ V}$  変化する。

	$\Delta V = 1.5$ での値	+0.1 V あたりの増加率
ゲイン	$7.5 \times 10^5$	$0.47 \times 10^5$
クロストーク&アフターパルスレート	0.18	0.023
PDE	$\times 2.1$ (reference PMT)	0.11

## 5.4 データ取得システムの概要

MPPC の出力信号はまず、フロントエンドボードで AD 変換 (波高情報) 及び、TD 変換 (時間情報) され、次いでバックエンドボードへ送られる。外部から与えられるゲート時間の間に MPPC から出力された信号がデジタル変換され、読み出されるが、現在のファームウェアではゲートの最後  $50 \text{ nsec}$  には TDC データが取れない。また、ゲート終了後、 $100 \text{ nsec}$  は不感時間になっている (この間に読み出しボード上でリセットが行われる)。ゲート時間は  $10 \text{ nsec}$  の単位で  $100 \text{ nsec} \sim 2000 \text{ nsec}$  の範囲内で調整できる。1 回のゲートとその後のリセットをまとめてサイクルと呼ぶ。INGRID の読み出しシステムは各 MPPC の 23 サイクル分のデータを各フロントエンドボードのバッファに保持しており、外部から 1 回のデータ読み出し命令を与えると、23 サイクル分のデータが出力される。

フロントエンドボードとバックエンドボードの役割を以下にまとめる。

- フロントエンドボード (写真 5.16)
  - トラッキングプレーン 1 層あたり、1 枚使用。
  - MPPC からの信号を AD 変換・TD 変換する
  - 1 枚のボードにつき、64 チャンネル分の読み出しが可能
  - MPPC への印加電圧の調整や温度モニターを行う。
- バックエンドボード
  - 各フロントエンドボードとの通信
  - 各フロントエンドボードへのデータ所得のためのトリガーの配布
  -

INGRID でデータ取得を行うためのトリガーには 3 種類ある。

- Periodic Trigger
- Cosmic Trigger
- Beam Trigger

Cosmic Trigger Mode は宇宙線測定を行う際に用いるトリガーである。

Beam Trigger Mode はニュートリノビームのデータを測定するためのトリガーである。NU1 の LTC モジュールからのビームトリガーに対して、23 サイクルのデータ取得を開始する (図 5.18)。陽子ビームに対するビーム強度モニター CT1、INGRID でのゲート時間の関係図を図 5.19 に示す。CT1 でゲートを開くタイミングは、MR からのスケジュールタイミングに対して、陽子ビームが CT1 まで到達するのにか

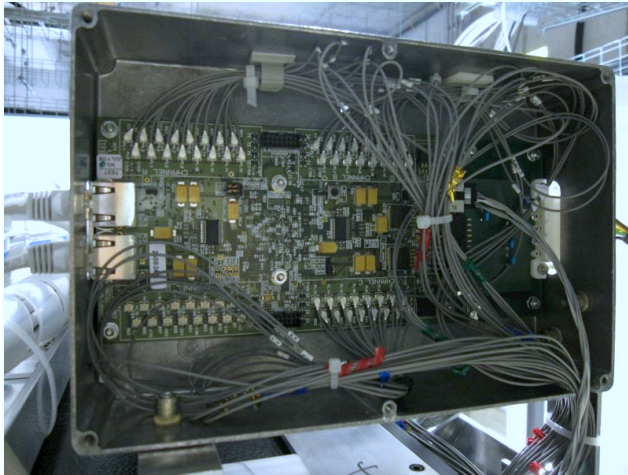


図 5.16 設置し終えた Front-end ボードの写真。緑色のボードが Front-end ボードがそれである。写真はボードのケーブルリングを行った後、専用のアルミのケースに入れ、トラッキングプレーンに固定した状態である。

かる時間に、地下に設置してある CT1 から地上の読み出し回路までのケーブルと読み出し回路による遅延時間を足した時刻の  $1 \mu\text{sec}$  前に設定した。同様に INGRID でゲートを開くタイミングは、陽子ビームが INGRID まで到達する時間に、各モジュールから読み出し部までの遅延時間を足したタイミングになる。11 月コミッシュンングの際にはサイクル 11 にビームタイミングを合わせた (図 5.19)。INGRID の測定データの解析の際には、スパル毎のビームタイミングのふらつきを抑えるため、CT1 でのゲート開始からのビームタイミングまでの経過時間と  $1 \mu\text{sec}$  との差を元に補正する。

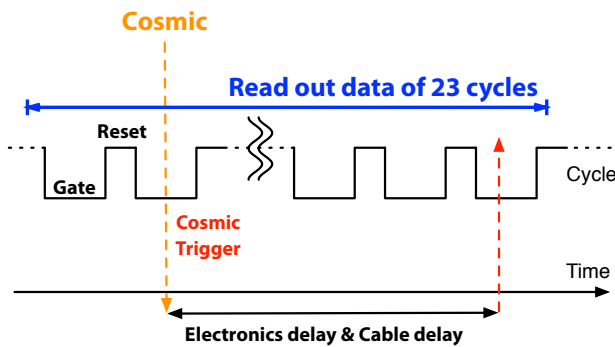


図 5.17 Cosmic Trigger Mode のデータ取得の流れ。Cosmic Trigger が生成された時間に読み出し回路とケーブルによる遅延時間を足した時刻から 23 サイクル前までの MPPC のデータを外部ディスクに書き出す。

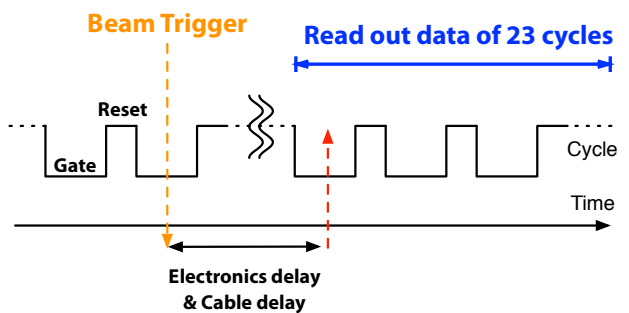


図 5.18 Beam Trigger Mode のデータ取得の流れ。MR からのタイミング信号を元に生成したビームトリガーを受けて、サイクルを開始。23 サイクルの測定が終わるとデータを外部ディスクに書き出す。

Periodic Trigger Mode は一定周期でデータ取得用のトリガーを発生させ、MPPC のデータを記録するためのトリガーモードである。MPPC のノイズ信号を用いたゲインのキャリブレーションや、データ取得システムのテスト、バックグラウンド測定に用いる。

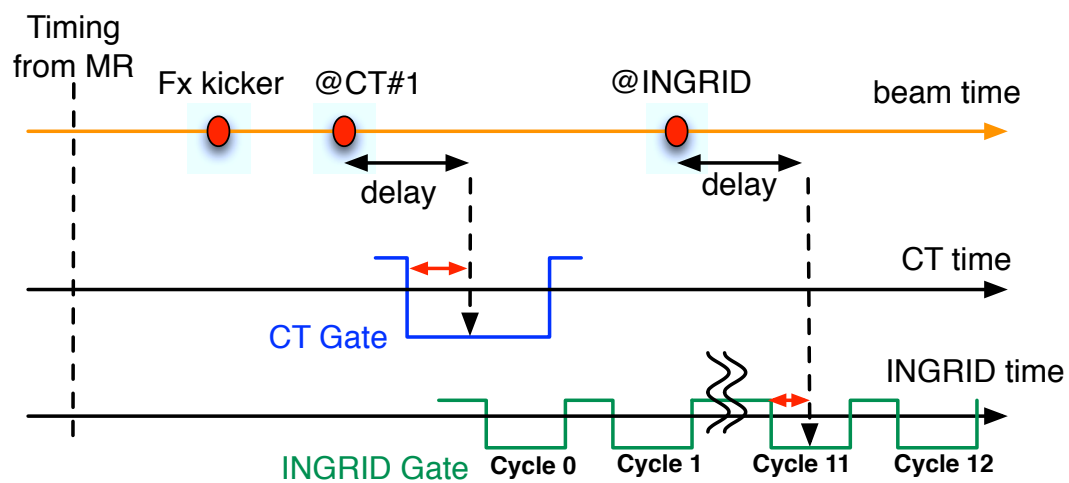


図 5.19 陽子ビームと CT1、INGRID の間でのタイミングの関係。Fx kicker のタイミングで陽子ビームが蹴り出される。delay とは検出器から読み出し回路までのケーブルと読み出し回路内の遅延時間を表す。



## 第 6 章

# モンテカルロシミュレーションを用いた INGRID 検出器の性能評価

本章では INGRID 検出器の検出効率の見積もりをモンテカルロシミュレーションを用いて行う。

### 6.1 モンテカルロシミュレーション

ここではニュートリノ検出効率と INGRID でのビームプロファイル中心の測定精度の見積もりに用いたモンテカルロシミュレーションについて述べる。INGRID 検出器でのニュートリノ反応をシミュレーションするためには、いくつかのステップを踏む。まず、ビームラインシミュレーションを用いて、炭素標的に陽子を入射させてニュートリノを生成、ターゲットから 280m 下流に位置する INGRID 検出器での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。次に、そのニュートリノ情報からニュートリノ反応シミュレーションにより、INGRID モジュールの質量の大部分を占める鉄ターゲットとのニュートリノ相互作用をシミュレートし、二次粒子を生成する。最後に、その二次粒子と INGRID 検出器との相互作用をシミュレートする。次にそれぞれのステップについて説明する。

#### 6.1.1 ニュートリノビームラインシミュレーション：Jnubeam

ニュートリノビームシミュレーション (Jnubeam) は、ニュートリノビームを生成する過程のシミュレーションを行うプログラムで GEANT3[11] を用いて構成されている。陽子ビームを炭素ターゲットに入射させ、ハドロン生成プロセスをシミュレートして、 $\pi$  中間子や  $K$  中間子を生成する。これらの粒子は 3 台の電磁ホーンの磁場により前方に収束され、崩壊トンネルで主に  $\mu$  と  $\nu$  に崩壊する。この生成されたニュートリノのうち、INGRID 検出器のおかれた領域に入ってきたニュートリノの情報のみを記録する。

図 6.1~6.3 に電磁ホーンのカレントを変化させた際の予想される INGRID でのニュートリノフラックスを示す。ニュートリノの親粒子である  $\pi$  中間子や  $K$  中間子が電磁ホーンでどのくらい収束されるかによって、INGRID 検出器のおかれた領域でのニュートリノフラックスが異なる。3 台全ての電磁ホーンのカレントが 320kA(最大出力) の場合(図 6.1) は  $\nu_\mu$  が大部分を占めるが、全ての電磁ホーンのカレントが 0kA の場合(図 6.3) は  $\nu_\mu$  だけでなく  $\bar{\nu}_\mu$  の割合も大きくなっている。電磁ホーンは、カレントを流す方向によって、親粒子の電荷の片方を収束し、片方を発散させる。電磁ホーンのカレントが 0kA の場合は親粒子の電荷選択が行われないため、 $\bar{\nu}_\mu$  が多く混入している。これはこの効果が表れている。

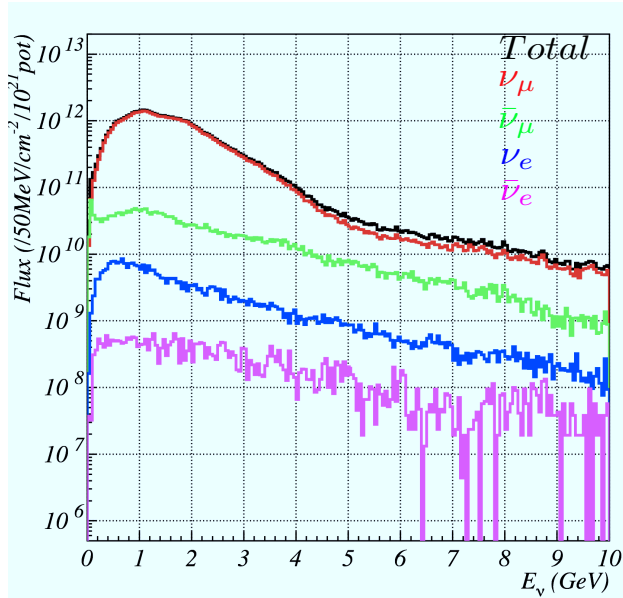


図 6.1 予想される INGRID の設置場所でのニュートリノフラックス (Horn 1,2,3 = 320 kA)。

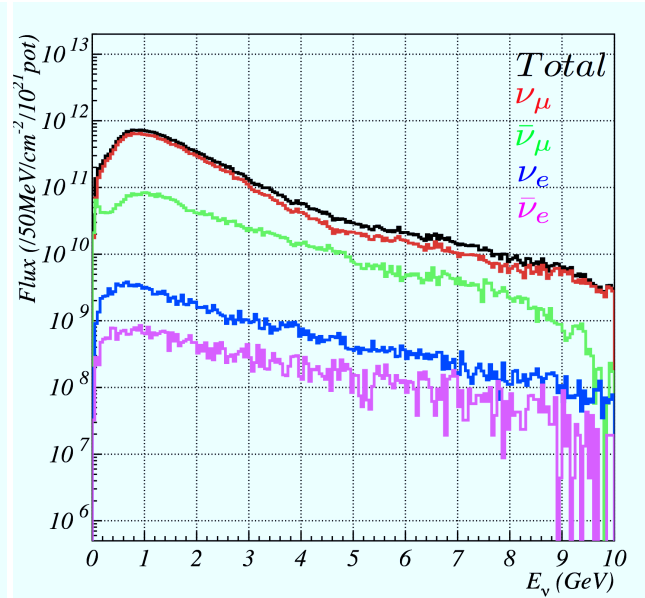


図 6.2 予想される INGRID の設置場所でのニュートリノフラックス (Horn 1 = 320 kA, 2,3 = 0 kA)

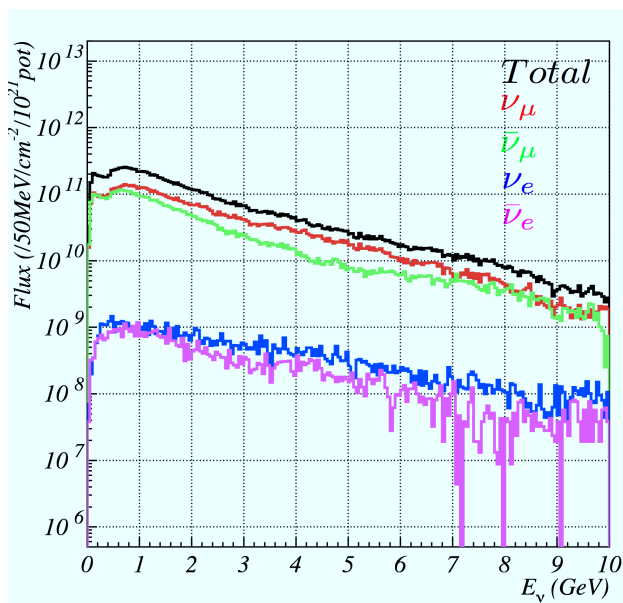


図 6.3 予想される INGRID の設置場所でのニュートリノフラックス (Horn 1,2,3 = 0 kA)。

### 6.1.2 ニュートリノ反応シミュレーション：NEUT

ニュートリノ反応シミュレーション (NEUT[13]) では Jnubeam で得たニュートリノの情報とニュートリノ反応断面積を元に、原子核の核子との相互作用をシミュレートし、生成された二次粒子の情報 (エネルギー、運動量、種類など) を得ることができる。INGRID 検出器の質量のうち大部分を鉄が占めるため、検出器内でニュートリノが反応する場合はほぼ鉄と反応すると考えられる。本研究では簡単のため、

NEUT 内では INGRID モジュールと同体積の鉄ターゲットとニュートリノとの相互作用のみを考慮し、生成される二次粒子を INGRID 検出器シミュレーションに使用する。NEUT で扱う相互作用の主なものを以下に挙げる。荷電カレント反応については、反応の略称も示す。

- 荷電カレント準弾性散乱 (CC Quasi-Elastic = CC-QE) :  $\nu + N \rightarrow l + N'$
- 荷電カレント  $1\pi$  生成反応 (CC- $1\pi$ ) :  $\nu + N \rightarrow l + \pi + N'$
- 荷電カレントコヒーレント  $\pi$  生成反応 (CC- $1\pi$  に含む) :  $\nu + {}^{16}O \rightarrow l + {}^{16}O + \pi$
- 荷電カレント深非弾性散乱 (CC Deep Inelastic = CC-DIS) :  $\nu + N \rightarrow l + N' + multi \pi$
- 中性カレント弾性散乱 :  $\nu + N \rightarrow \nu + N'$
- 中性カレント  $1\pi$  生成反応 :  $\nu + N \rightarrow \nu + N' + \pi$
- 中性カレントコヒーレント  $\pi$  生成反応 :  $\nu + {}^{16}O \rightarrow \nu + {}^{16}O + \pi$
- 中性カレント深非弾性散乱 :  $\nu + N \rightarrow \nu + N' + multi \pi$

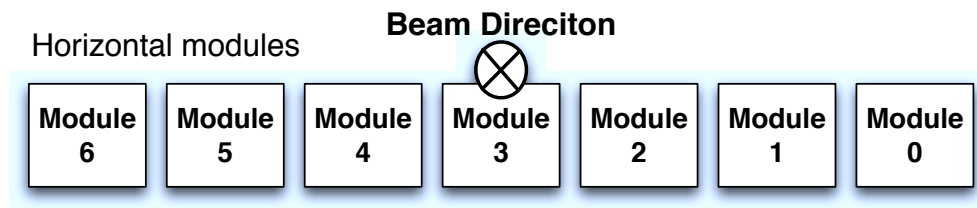


図 6.4 水平モジュールの略図とビーム方向

表 6.1 水平モジュールでの期待されるニュートリノ反応数 [interactions/ton/10<sup>21</sup>pot]。上から Horn 1,2,3 = 0kA、Horn 1 = 320kA, 2,3 = 0kA、Horn 1,2,3 = 320kA。水平モジュールのビームに対する位置は図 6.4 を参照。

Module#	$\nu_\mu$	$\bar{\nu}_\mu$	$\nu_e$	$\bar{\nu}_e$
0	$7.9 \times 10^4$	$2.1 \times 10^4$	$1.4 \times 10^3$	$4.2 \times 10^2$
1	$9.6 \times 10^4$	$2.6 \times 10^4$	$1.6 \times 10^3$	$4.0 \times 10^2$
2	$10.7 \times 10^4$	$2.9 \times 10^4$	$1.7 \times 10^3$	$4.4 \times 10^2$
3	$10.6 \times 10^4$	$3.0 \times 10^4$	$1.6 \times 10^3$	$4.2 \times 10^2$
0	$2.1 \times 10^5$	$1.6 \times 10^4$	$2.5 \times 10^3$	$3.5 \times 10^2$
1	$2.5 \times 10^5$	$2.1 \times 10^4$	$2.8 \times 10^3$	$3.8 \times 10^2$
2	$2.8 \times 10^5$	$2.6 \times 10^4$	$2.9 \times 10^3$	$3.9 \times 10^2$
3	$3.0 \times 10^5$	$2.7 \times 10^4$	$2.9 \times 10^3$	$3.9 \times 10^2$
0	$3.9 \times 10^5$	$1.1 \times 10^4$	$3.8 \times 10^3$	$3.2 \times 10^2$
1	$5.2 \times 10^5$	$1.5 \times 10^4$	$4.4 \times 10^3$	$3.1 \times 10^2$
2	$6.3 \times 10^5$	$1.8 \times 10^4$	$5.3 \times 10^3$	$3.4 \times 10^2$
3	$6.7 \times 10^5$	$2.0 \times 10^4$	$5.5 \times 10^3$	$3.4 \times 10^2$

図 6.4 に示す水平モジュールのうち、モジュール 0 から 3 について、Jnubeam 及び、NEUT を用いて予測されるニュートリノ反応数を表 6.1 に示す。INGRID 全体で期待されるニュートリノ反応数は、表

6.1 より表 6.2 のように求められる。ここで、残り半分のモジュールでの反応数はニュートリノビームが中心に対してシンメトリーな形状をしており、かつ INGRID も中心に対してシンメトリーな構造を持っているため、残りのモジュールでの期待反応数は対称な位置のモジュールの反応数を用いた。また、垂直モジュールでの反応数は同様の理由で水平モジュールの値をそのまま用いた。また、Horn 1,2,3 = 0 kA の場合は  $\nu_\mu$  だけでなく、 $\bar{\nu}_\mu$  によるニュートリノ反応も多く混入している (30% 程度)。そのため Horn 1,2,3 = 0 kA の場合は  $\nu_\mu$  と  $\bar{\nu}_\mu$  によるニュートリノ反応を、その他の場合は  $\nu_\mu$  によるニュートリノ反応を INGRID 検出器シミュレーションで扱った。

表 6.2 電磁ホーンのカレントの設定値とニュートリノ反応の期待数

Horn current [kA]	Neutrino interaction [interactions/14modules/10 <sup>14</sup> pot]
Horn 1,2,3 = 0	1.2
Horn 1 = 320, 2,3 = 0	2.8
Horn 1,2,3 = 320	5.5

この値に INGRID の検出効率をかけると、INGRID で期待されるニュートリノ検出数になる。

### 6.1.3 INGRID 検出器シミュレーション : GEANT4

INGRID 検出器のシミュレーションは GEANT4[12] を用いて構成した。Jnubeam で得たニュートリノの情報を元に NEUT でニュートリノ反応をシミュレートし、二次粒子を得る。その二次粒子の検出器内での運動や鉄層での相互作用、シンチレータ層での相互作用をシミュレートし、どのシンチレータでどの粒子がどの程度のエネルギー損失を起こしたかを計算した。シミュレーションでは実機のデザインと同様に 14 モジュールを十字に配置した (ただし、シミュレーションプログラムを走らせる際は水平方向のモジュール群と垂直方向のモジュール群について別々に行った)。各モジュール内のコンポーネントは、簡単のため鉄層とシンチレータ層の部分のみを実機と同じように構成し、周りのアタッチメントは除いた。

今回の検出器シミュレーションではシミュレーションが実験データをどこまで再現できるかを確認する。そのため、実験データの解析と同じ解析方法を用いて、ニュートリノ検出数を見積もり、実験データと比較する。過去に INGRID の設計を決める際にも検出器シミュレーションが行われた [17] が、その時は荷電カレント反応 (主に荷電カレント準弾性散乱) で生成されたミュオンに対する検出器のパフォーマンスを見積もるために、ミュオンのみを考慮したシミュレーションが行われた。しかし、実際は図 6.5 のように、荷電カレント反応の中でもミュオンが生成される荷電カレント準弾性散乱反応以外の反応も多く、また中性カレント反応も無視できない割合で起こる。今回のシミュレーションでは NEUT で扱われるニュートリノ反応を全て考慮した。また、INGRID 検出器実機の設計値も過去の研究から表 6.3 に挙げる変更がなされている。これらの変更点を検出器シミュレーションに反映させた。

INGRID 検出器の検出効率を見積もるために以下のプロセスでシミュレーションを行った。

1. Jnubeam を用いて、ある強度の陽子ビームが炭素ターゲットに入射した際の、INGRID 設置場所に到達するニュートリノのベクトル情報 (位置、運動量) を得る。
2. NEUT を用いて、INGRID がカバーする表面積とほぼ同じ面積 11m × 11m の領域に、INGRID モジュールと同じ表面積である程度の厚さの鉄ターゲットを並べ、ニュートリノ反応シミュレーションを行い、ニュートリノ反応数、反応が起こった位置、生成された全ての粒子の運動量、種類を

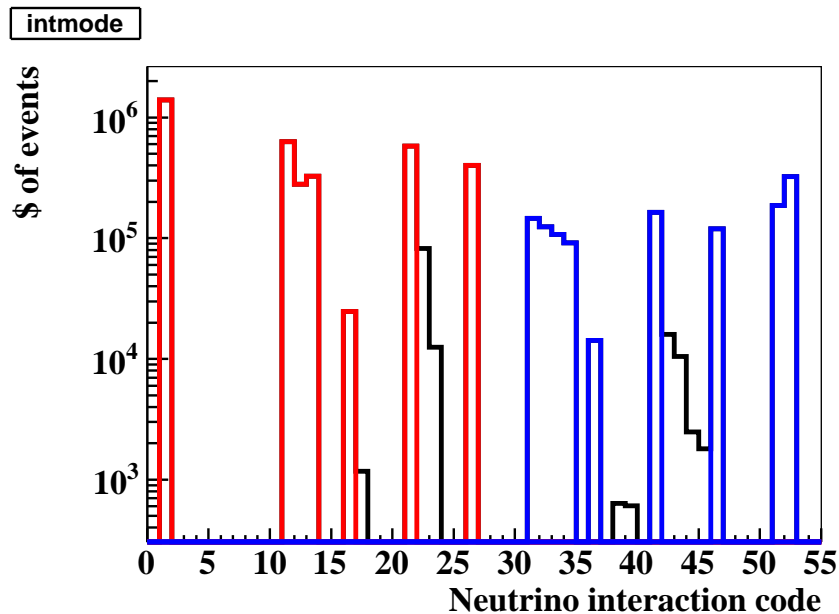


図 6.5 INGRID で起こるニュートリノ反応分布。横軸はニュートリノ反応の番号。赤色が荷電カレント反応で、青色が中性カレント反応。反応番号 1 が荷電カレント準弾性散乱 (CCQE) を表す。NEUT の節で挙げたニュートリノ反応のうち、CCQE 以外の荷電カレント反応は赤色、中性カレント反応は青色、NEUT の節では挙げなかったその他の反応が黒色を表す。CCQE 以外の反応も無視できない割合で起こることがわかる。

表 6.3 INGRID の初期 (NGRID) の設計値と INGRID 実機の設計値の違い

	NGRID	INGRID 実機
鉄層の厚さ	10cm	6.5 cm
シンチレータ層の面積	100cm × 100cm	120cm × 120cm
シンチレータ 1 本の幅	10cm	5cm

得る。

3. ビーム方向 (奥行き方向) を  $z$  方向として、ニュートリノ反応点の  $(x, y)$  からどのモジュールで反応が起こったかを判定する。1 モジュール内の 9 枚の鉄層の中どの層で反応が起きるかは、どの層も一様の確率で反応すると仮定して、乱数を振り決定する。
4. ニュートリノ反応の結果出てくる粒子をトラッキングし、その軌跡や粒子の種類、シンチレータ層で落とすエネルギー量などを記録する。さらに、鉄層とシンチレータ層の原子核と反応し、生成された粒子に対しても同様の処理を行う。
5. シミュレーションのデータ解析は特定のイベントセレクション (後述) を行い、ニュートリノ検出数を計算する。

## 6.2 イベントセレクション

この節では検出器シミュレーションで得たデータの解析方法を述べる。典型的なニュートリノ反応イベントを模式的に図 6.6 に示す。ニュートリノ反応で生成された荷電粒子が複数の平面的シンチレータ

でエネルギーを落とし、光らせる。実験データにはニュートリノ反応により生成された粒子のシンチレータでの信号の他に、検出器ノイズによる信号や、宇宙線による信号、ND ホールの壁で起きたニュートリノ反応により生成された荷電粒子の信号などのバックグラウンドが混入すると考えられる。特に MPPC はノイズレートが高い。バックグラウンドを極力減らすため、データに対して種々のイベントセレクトを行う。このイベントセレクトの方法をコミッシュニングデータの解析とシミュレーションデータの解析とで同じにし、コミッシュニングで観測されたデータとシミュレーションの結果を比較する。最終的な INGRID のデータ解析では、シンチレータの信号からニュートリノ反応点、荷電粒子の軌跡の再構成を行い、ニュートリノ反応であると判定する。しかし、現時点ではこの再構成を行えるまでには至っていない。したがって、コミッシュニングデータに対して今回行った解析ではモジュール毎にイベントセクションを行い、ニュートリノ反応かバックグラウンドかの判定、ニュートリノ反応数を計算した。図 6.7 のような二つのモジュールを荷電粒子が跨いだようなイベントに対しては、それぞれのモジュールでのシンチレータの信号を元にニュートリノ反応かどうかを判定する。どのモジュールでニュートリノ反応が起こったかを定めることができないため、1つのニュートリノ反応をモジュール内での二つの反応として扱ってしまう。ただし、後に述べるイベントセクションによって、この片方のモジュールでの反応は除かれる。

イベントセレクトの方法とその結果について述べていく。

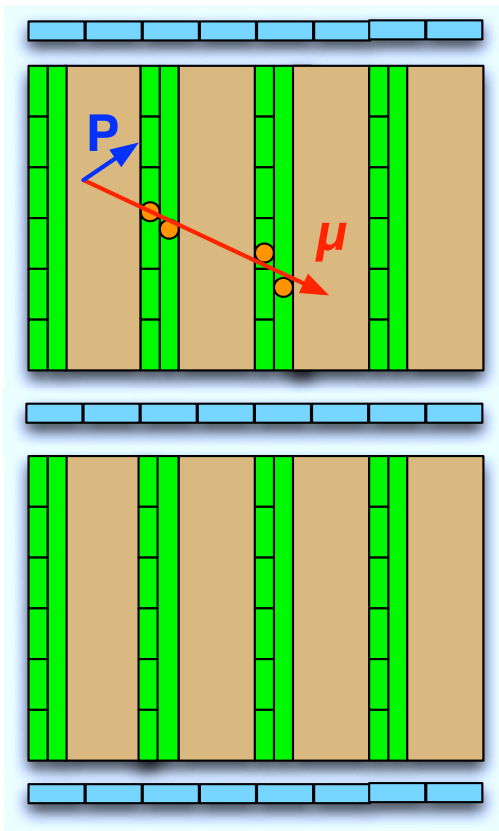


図 6.6 典型的なモジュール内の反応の例 (荷電カレント準弾性散乱)。緑色がシンチレータ層で、水色が VETO プレーン、灰色が鉄層を示す。この図は水平モジュールを上から見下ろしたものになる。下のモジュールはニュートリノ反応が起こったモジュールの隣のモジュールになる。

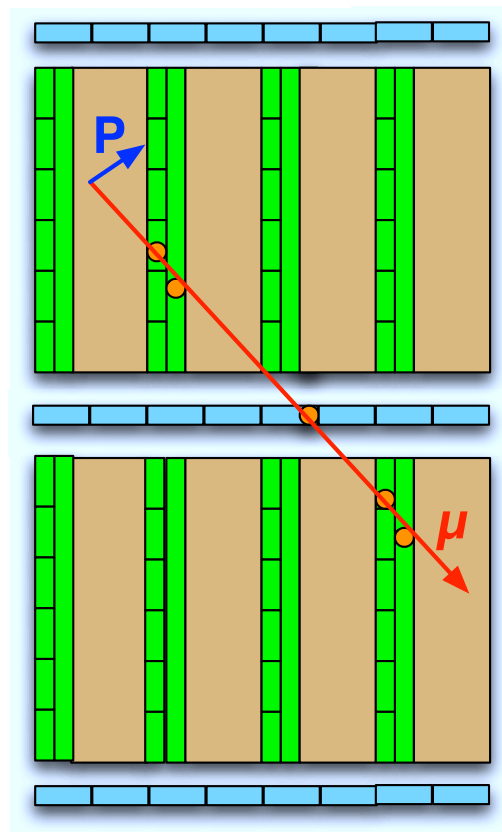


図 6.7 荷電粒子が二つのモジュールを跨ぐイベントの例 (荷電カレント準弾性散乱)。図の説明は 6.6 と同じ。図の上のモジュールでのニュートリノ反応から放出されたミュオンが図の下のモジュールまで届いている。

ヒットの定義、エネルギー・光子数変換

INGRID 実機を用いた MPPC ノイズ試験と宇宙線試験の結果から、トラッキングプレーンのシンチレータについては 2.5p.e. 以上、VETO プレーンのシンチレータについては 3.5p.e. 以上の信号をヒットと定義し、それ以下の信号はノイズとしてカットする。実験データもシミュレーションもそのヒットの定義に合わせる。しかし、シミュレーションで得られるデータは荷電粒子がシンチレータで落としたエネルギーであり、光子数 (p.e.) ではない。そのためエネルギーを光子数に変換する必要がある。これについては過去に行われた INGRID 検出器で使用するシンチレータのビームテストの結果を用いる。このビームテストにおいて、3GeV 電子ビームを INGRID で用いるシンチレータの端から 50cm の所にシンチレータに対して垂直に照射した際、その平均光量が 15.0 p.e. であった。

図 6.8 の粒子の物質中でのエネルギー損失の計算より、3.0 GeV 電子の炭素中でのエネルギー損失は  $2.8 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$  である。シンチレータの構成は CH なため、炭素と同じエネルギー損失と仮定する。INGRID 用シンチレータの密度は  $1.0 \text{ g cm}^{-3}$  なので、3 GeV 電子に対するエネルギー損失は 2.8 MeV と見積もった。従って、シンチレータ端から 50cm の位置での 2.8 MeV のエネルギー損失は 15.0 p.e. の光量に対応する。この関係を用いてエネルギーと光子数の変換を行う。その結果、先ほどの閾値の 2.5p.e. と 3.5p.e. はそれぞれ 467 keV、653 keV 相当と見積もった。この結果はファイバーの光量の減衰による場所依存性は考えていない。また、光電子の統計揺らぎからくるシンチレーション光の揺らぎも考慮していない。

図 6.9 は INGRID でシミュレーションから得られた、ニュートリノ反応で生成されたミュオンのエネルギー分布で、ピークエネルギーは 0.75 GeV である。3 GeV 電子と 0.75 GeV ミュオンがシンチレータで落とすエネルギー損失の違いを考慮して、0.75 GeV ミュオンが INGRID のシンチレータで落とす平均光量は 11.3 p.e. であると見積もれる。

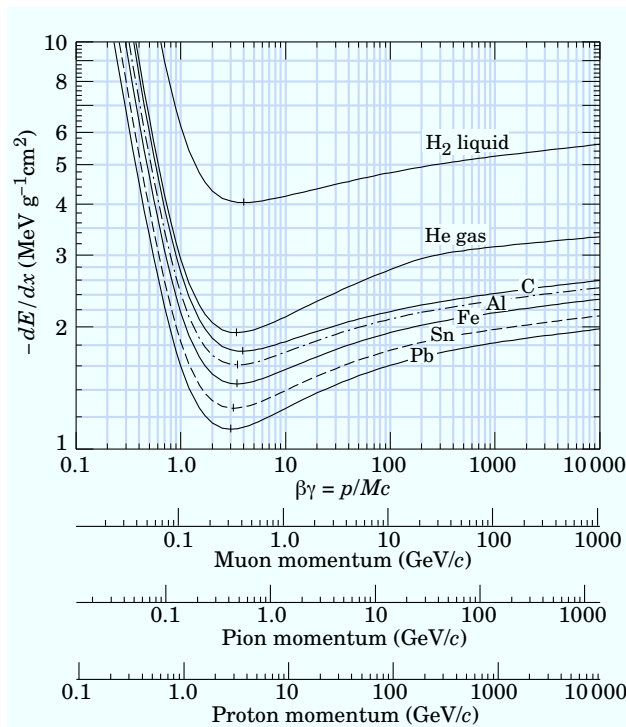


図 6.8 粒子の物質中での平均エネルギー損失

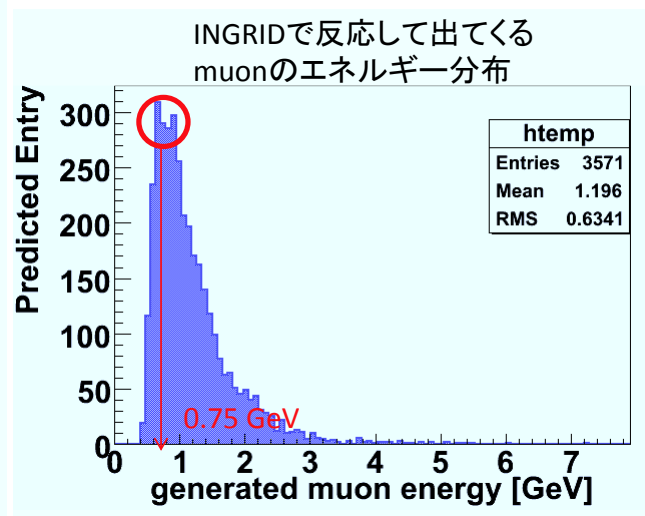


図 6.9 INGRID 内でのニュートリノ反応で生成されるミュオンのエネルギー分布

### 全ヒット数に対するカット

中性カレント反応の場合に多く見られるが、モジュール内でニュートリノ反応が起こったにもかかわらずどのモジュールにもヒットが無い場合 (図 6.10) がある。これは荷電粒子が全く生成されなかったり、生成されたが運動エネルギーが低く、鉄層で止まってしまう場合がある。検出器シミュレーションでは全くヒットが無いイベントもデータとして残せるが、実験ではヒットがないニュートリノイベントには感度がない。そのため、シミュレーションではニュートリノ反応がモジュール内で起こった際に、全ヒットの数を計算し、一つもヒットが無い反応に対しては INGRID 実機では検出できないとし、除いた。そのため、シミュレーションで発生させたニュートリノ反応数と、INGRID で検出されたニュートリノ反応数は一致しない。

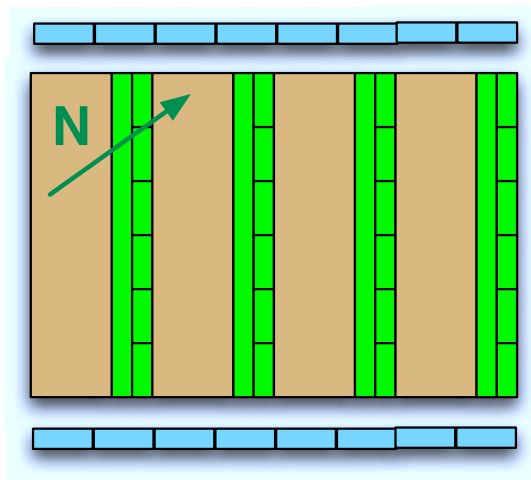


図 6.10 モジュール内部でニュートリノ反応が起こったが、全くヒットがなかった場合 (中性カレント弾性散乱)。こういうイベントに対して INGRID 実機は検出感度を持たないため、今回のシミュレーションの解析からは除いた。

### アクティブプレーン数カット

1つのトラッキングプレーン内の X シンチレータ層と Y シンチレータ層で同時にヒットがあるプレーンをアクティブプレーンと呼ぶ。荷電粒子が INGRID モジュール内を飛行すると、複数のプレーンがアクティブプレーンと判定される。一方で検出器のノイズのうち閾値 2.5p.e. を超える大きさのもの (アクシデンタルヒット) がトラッキングプレーンの X-Y 層のそれぞれで発生した場合、アクティブプレーンと誤認してしまう。このようなバックグラウンドイベントを除くために、アクティブプレーンが一定数以上であることを要求する。

図 6.11 は陽子ビームが出ていない時の実験データを用いたアクティブプレーン数分布になる。それに対して、図 6.12~6.14 はシミュレーションデータでのアクティブプレーン数分布を示す。

アクティブプレーンが 0 になる場合は次の事が考えられる。一つは、中性カレント反応で主に中性子が出てきて、それがエネルギー損失をほとんど起こさず鉄で止まってしまう場合である。二つは、モジュールの端の方で起こった荷電カレントで陽子と荷電粒子が出てきて、荷電粒子は角度を持ってモジュール外に逃げていき、陽子が鉄で止まってしまう場合である。シミュレーションではニュートリノ反応が全てモジュール内部で起こる場合を考えたが、アクティブプレーンが 11 であるイベントもいくつかある。これ



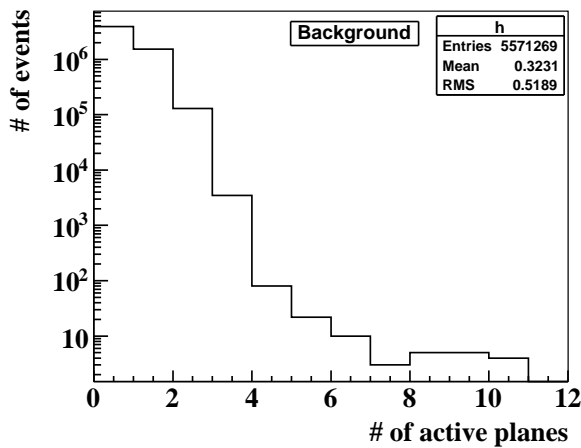


図 6.11 アクティブプレーン数分布：ビームが出ていない時の実験データ（バックグラウンドデータ）

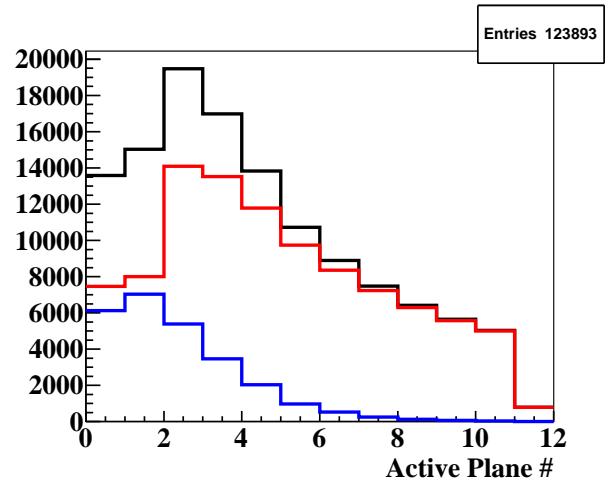


図 6.12 アクティブプレーン数分布：Horn 1,2,3 = 0 kA。赤線が荷電カレント反応、青線が中性カレント反応、黒線が両者の和を示す。

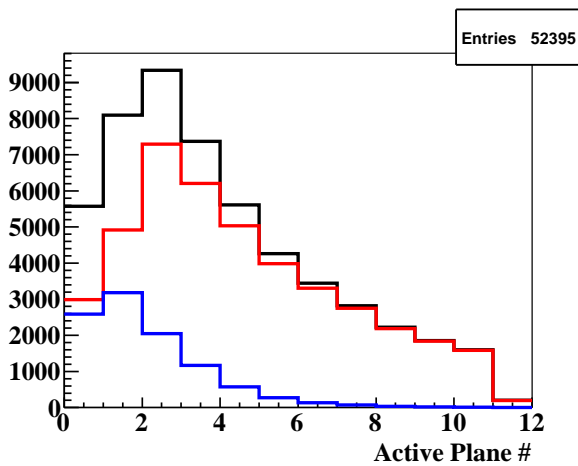


図 6.13 アクティブプレーン数分布。Horn 1 = 320 kA, 2,3 = 0 kA。グラフの説明は図 6.12 と同じ。

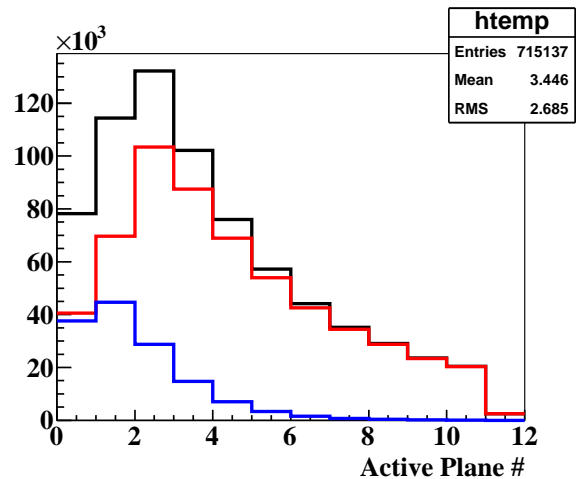


図 6.14 アクティブプレーン数分布。Horn 1,2,3 = 320 kA。グラフの説明は図 6.12 と同じ。

は 1 番目の鉄でニュートリノ反応が起きて、荷電粒子が 10 枚のトラッキングプレーンをアクティブにする。さらに、生成された荷電粒子の一部が後方に散乱して 1 枚目のトラッキングプレーンもアクティブになった場合である。

アクティブプレーン数の閾値を変化させた際の検出効率の変化を図 6.15~6.17 に示す。検出効率の計算は「アクティブプレーン数>横軸の数字」のカットをかけた際に残ったイベント数を、シミュレーションで発生させたニュートリノ反応の数 (INGRID モジュール内で反応したニュートリノ数) で割った比とした。ニュートリノ荷電カレント反応の内、準弾性散乱反応 (CC-QE)、 $1\pi$  生成反応 (CC- $1\pi$ , コヒーレント  $\pi$  生成反応を含む)、深非弾性散 (CC-DIS)、のそれぞれでの検出効率の変化を図 6.18~6.20 に示す。荷電カレント反応  $\alpha$  ( $\alpha$ =CC-QE, CC- $1\pi$ , CC-DIS) に対して、「アクティブプレーン数>横軸の数字」のカットをかけた際に残ったイベント数を  $N_1^\alpha$ 、シミュレーションで発生させた元々の反応数を  $N_0^\alpha$  とすると、反応別の検出効率  $Eff_1^\alpha$  は

$$Eff_1^\alpha = \frac{N_1^\alpha}{N_0^\alpha} \tag{6.1}$$

と表せる。

これらより、カットするプレーン数に対して、1次関数的に検出効率が下がっている。

バックグラウンドを抑えて、かつ見たい荷電カレント反応に対する検出効率をなるべく落とさないように、今回はアクティブプレーン数が1以下のイベントをカットすることにした。

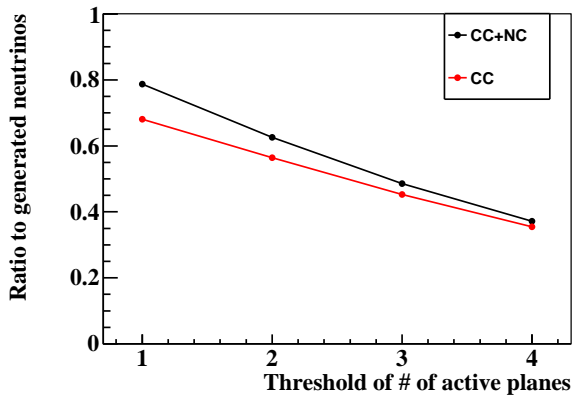


図 6.15 アクティブプレーン数の閾値を変化させた際の検出効率の変化 (Horn 1,2,3 = 0 kA)。(アクティブプレーン数) > (横軸の数字) のカットをかけた際に残ったイベント数と、シミュレーションで発生させたニュートリノ反応数の比を取った。

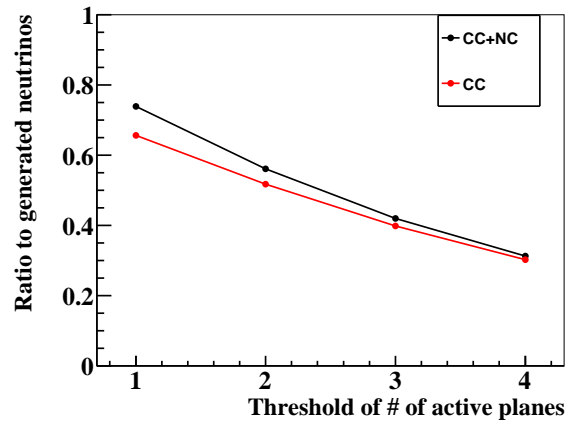


図 6.16 アクティブプレーン数の閾値を変化させた際の検出効率の変化 (Horn 1 = 320 kA, 2,3 = 0 kA)。図の説明は図 6.15 と同じ。

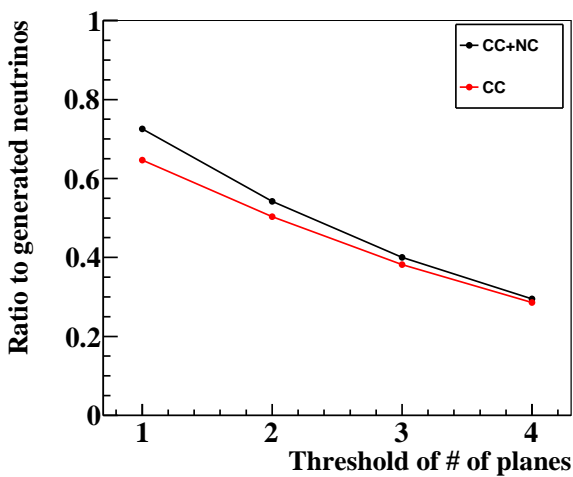


図 6.17 アクティブプレーン数の閾値を変化させた際の検出効率の変化 (Horn 1,2,3 = 320 kA)。図の説明は図 6.15 と同じ。

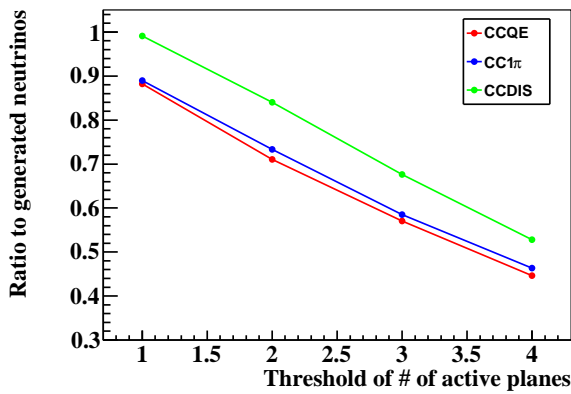


図 6.18 アクティブプレーン数の閾値に対する荷電カレント反応別の検出効率  $Eff_1^\alpha$  の変化 : Horn 1,2,3 = 0 kA。計算の詳細は本文参照。

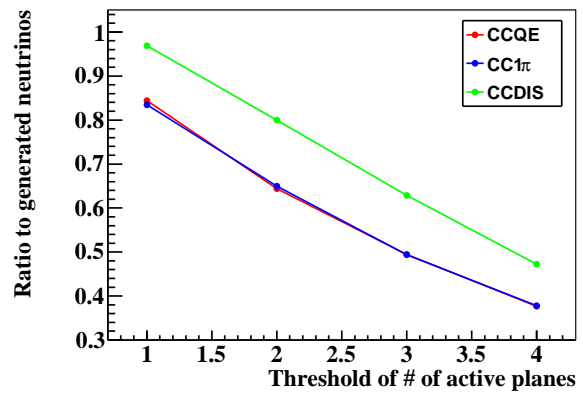


図 6.19 アクティブプレーン数の閾値に対する荷電カレント反応別の検出効率  $Eff_1^\alpha$  の変化 : Horn 1 = 320 kA, 2,3 = 0kA

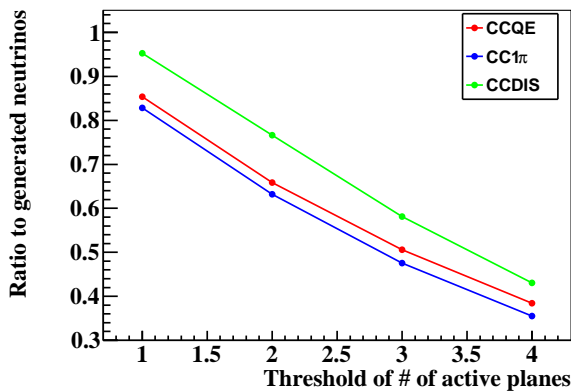


図 6.20 アクティブプレーン数の閾値に対する荷電カレント反応別の検出効率  $Eff_1^\alpha$  の変化 : Horn 1,2,3 = 320 kA

### 1 レイヤーあたりの光量カット

0.75 GeV ミューオンが INGRID シンチレータあたりに落とす光量は 11.3 p.e. である。一方、アクティブプレーンカットのところでアクシデンタルヒット起因のバックグラウンドの場合は 1 レイヤーあたりの光量は小さい。1 枚のシンチレータ層あたりの平均光量 (Total p.e. / # of Active layer) でカットをかける事で、バックグラウンドを除く。図 6.21 はニュートリノビームが来ない時のデータに対して、1 レイヤーあたりの光量の分布を示したものである。表 6.4 はカットする閾値を変化させた際に残ったイベント数を表す。この結果より、1 レイヤーあたりの光量カットの閾値を 6.5 p.e. 以上とすると、バックグラウンドは数% 程度に抑えられる。この残ったバックグラウンドは主に宇宙線起源と考えられる。

シミュレーションデータで「アクティブプレーン数 > 1」のカットをかけた後の、1 レイヤーあたりの平均光量分布を図 6.22~6.27 に示す。荷電カレント反応と中性カレント反応の場合で色分けした。バックグラウンドデータの場合とは違い、12 p.e. 付近にピークが立ち、高エネルギー側になだらかに連続なテールが見られる。また 100 p.e. 付近の高い光量のイベントも見られる。ピークが立っている 12 p.e. 程度の光量がニュートリノ反応で出てきた荷電粒子がシンチレータ層で落とす典型的なエネルギー損失にな

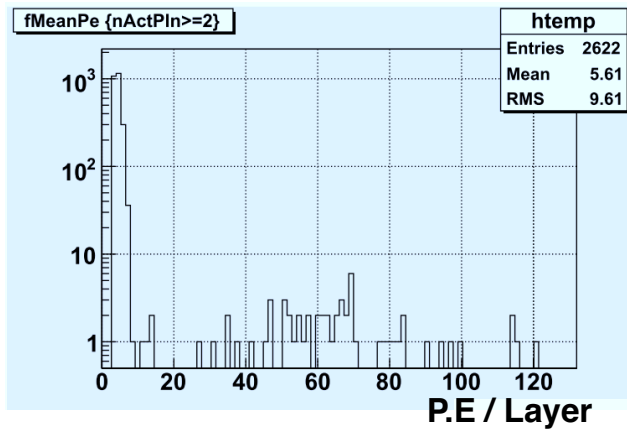


図 6.21 アクティブプレーン数あたりのカットをかけた後の、レイヤーあたりの平均光量分布：ビームが来ない時のデータ

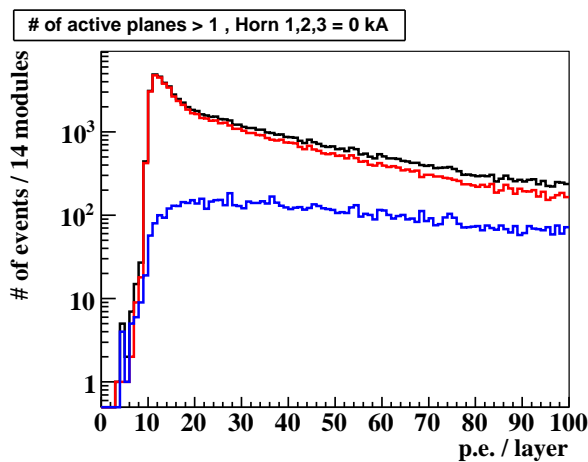


図 6.22 アクティブプレーン数カットをかけた後の、レイヤーあたりの平均光量分布：Horn 1,2,3 =0kA。赤線が荷電カレント反応、青線が中性カレント反応によるイベント。黒線がそれらの和になる。

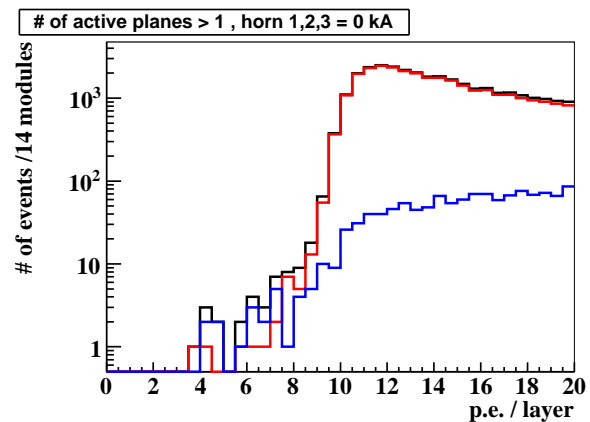


図 6.23 図??の低光量領域。

る。12 p.e. より高エネルギー側にシフトしているのはシンチレータに対して若干斜めに入射しているため、シンチレータ層の通過距離が長くなり、エネルギー損失量が増えているためと考えられる。高い光量イベントは鉄層のシンチレータ側の端でニュートリノ反応が起き、生成された荷電粒子、特に陽子が鉄層で止まらず、シンチレータ層で大きなエネルギー損失を起こす場合である。

「アクティブプレーン数>1」のカットをかけた上で、1レイヤーあたりの平均光量に対するカットの閾値を変化させた際の検出効率の変化を図 6.28~6.29 に示す。「アクティブプレーン数>1」のカット後に残ったイベントに対して、「1レイヤーあたりの平均光量>横軸の数字」のカットをかけて残ったイベント数を、シミュレーションで発生させたニュートリノ反応数で割って、検出効率を求めた。

また、はアクティブプレーン数カットの際と同じように、CC-QE, CC-1 $\pi$ , CC-DIS のそれぞれでの検出効率を求めたものを図 6.31~6.33 に示す。荷電カレント反応  $\alpha$  ( $\alpha$ =CC-QE, CC-1 $\pi$ , CC-DIS) に対して、「アクティブプレーン数>1」と「レイヤーあたりの平均光量>横軸の数字」のカットをかけて残ったイベント数を  $N_2^\alpha$ 、シミュレーションで発生させた元々の反応数を  $N_0^\alpha$  とすると、反応別の検出効率  $E f f_2^\alpha$  は

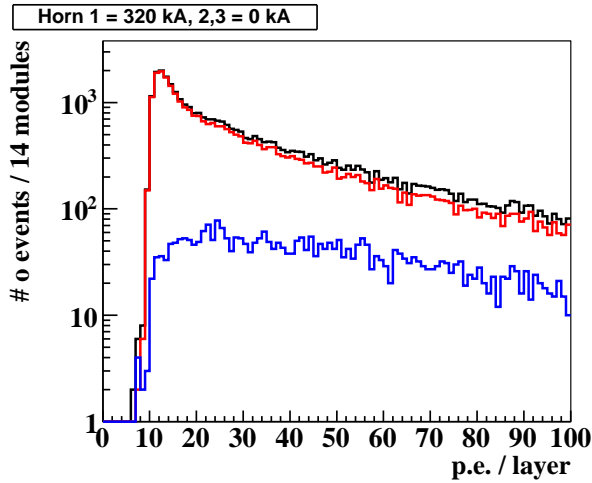


図 6.24 アクティブプレーン数カットをかけた後の、レイヤーあたりの平均光量分：Horn 1 = 320 kA, 2,3 = 0 kA。図の説明は 6.22 と同じ。

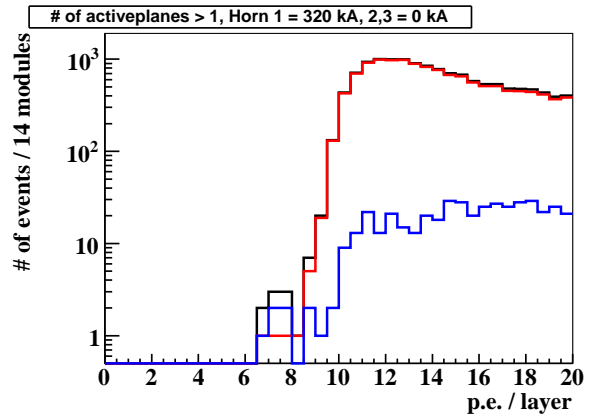


図 6.25 図 6.24 の低光量領域。

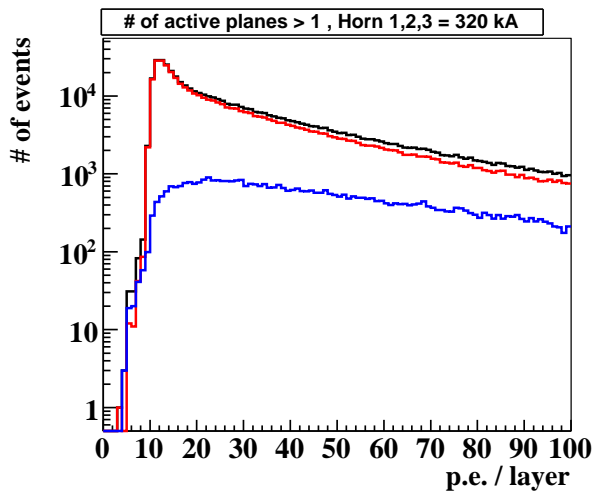


図 6.26 アクティブプレーン数カットをかけた後の、レイヤーあたりの平均光量分：Horn 1,2,3 = 320 kA。図の説明は 6.22 と同じ。

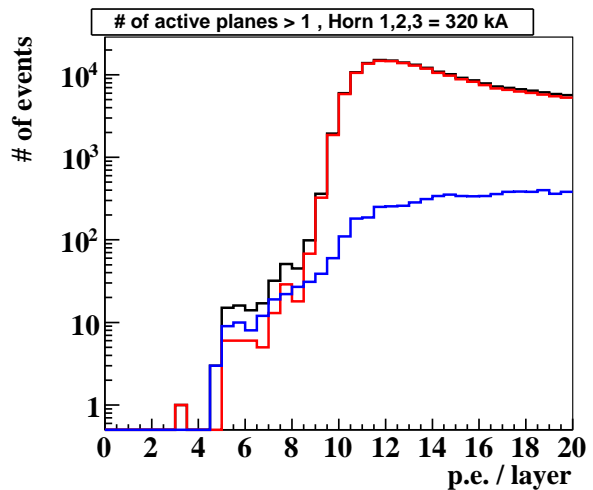


図 6.27 図 6.26 の低光量領域

$$Eff_2^\alpha = \frac{N_2^\alpha}{N_0^\alpha} \tag{6.2}$$

と表せる。

これらより、閾値が 9 p.e. 以下の場合、検出効率はほぼ一定であるが、10 p.e. をすぎたあたりから効率が落ち始めているのが分かる。今回のシミュレーションではシンチレータの光量の統計的な揺らぎ、波長変換ファイバーでの減衰の効果をしていないため、光量に対するカットは余裕を持ってかける。バックグラウンドの減少は表 6.4 より 8.5 p.e. から一定になるが、シミュレーションの結果からは 10 p.e. から検出効率が減少するため、10 p.e. 付近に閾値は設定したくない。そのため、今回は 6.5 p.e. に閾値を設定した。

表 6.4 ビームがない時の実データに対して「アクティブプレーン数 > 1」のカットの下で、平均光量のカットを変化させた際に残ったイベント数

Threshold [p.e.]	3.5	4.5	5.5	6.5	7.5	8.5	9.5	10.5
# of events	2009	958	304	105	65	61	61	61
Ratio to Total [%]	77	37	12	4	2	2	2	2

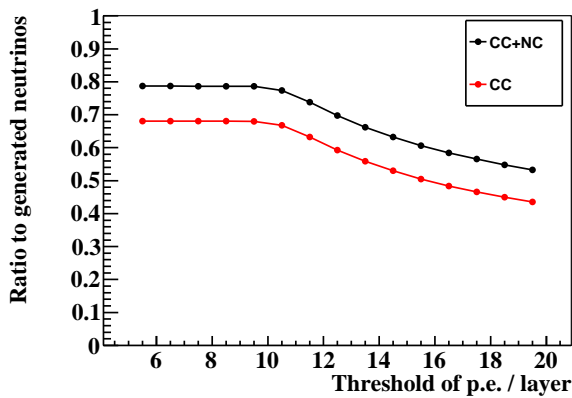


図 6.28 「アクティブプレーン数 > 1」のカットの下で、レイヤーあたりの平均光量カットの閾値を変化させた際の検出効率の変化：Horn 1,2,3 = 0 kA。「アクティブプレーン数 > 1」と「レイヤーあたりの平均光量 > 横軸の数字」のカットをかけて残ったイベント数をシミュレーションで発生させたニュートリノ反応数で割って、検出効率を計算した。

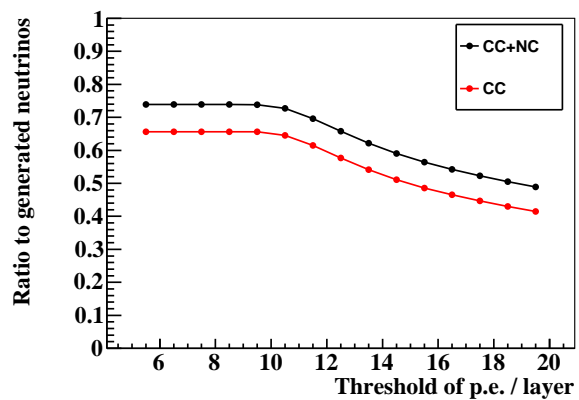


図 6.29 アクティブプレーン数 > 1」のカットの下で、レイヤーあたりの平均光量カットの閾値を変化させた際の検出効率の変化：Horn 1 = 320 kA, 2,3 = 0 kA

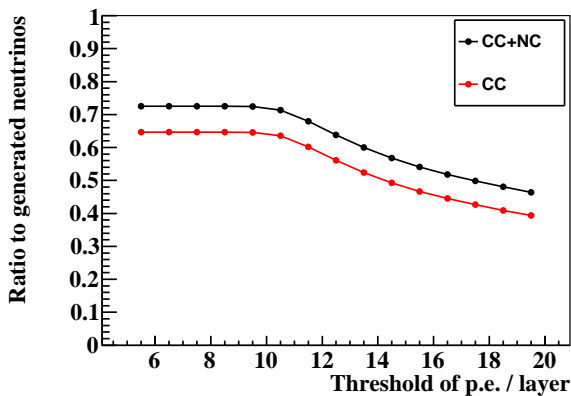


図 6.30 アクティブプレーン数 > 1」のカットの下で、レイヤーあたりの平均光量カットの閾値を変化させた際の検出効率の変化：Horn 1,2,3 = 320 kA

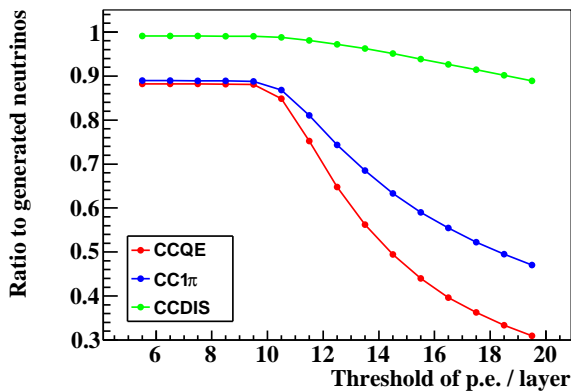


図 6.31 「アクティブプレーン数 > 1」のカットの下で、レイヤーあたりの平均光量カットの閾値を変化させた際の、CC-QE 毎の検出効率の変化を表す。Horn 1,2,3 = 0 kA。検出効率の計算は本文を参照。

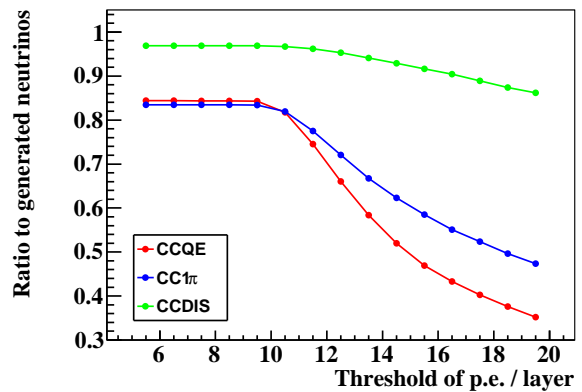


図 6.32 「アクティブプレーン数 > 1」のカットの下で、レイヤーあたりの平均光量カットの閾値を変化させた際の、CC-QE 毎の検出効率の変化を表す。ただし、Horn 1 = 320 kA, 2,3 = 0 kA

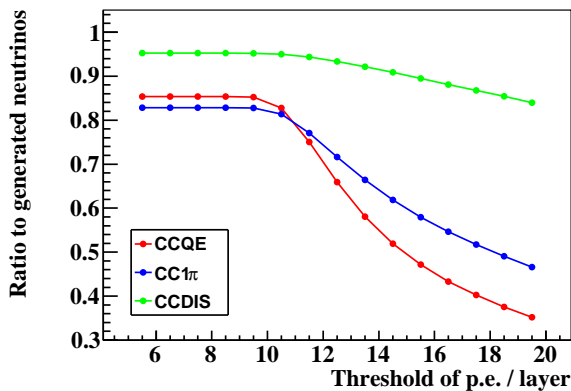


図 6.33 「アクティブプレーン数 > 1」のカットの下で、レイヤーあたりの平均光量カットの閾値を変化させた際の、CC-QE 毎の検出効率の変化を表す。ただし、Horn 1,2,3 = 320 kA

### upstream veto カット

INGRID が検出するイベントとしてモジュール内でのニュートリノ反応の他に、実際には宇宙線による信号、前置検出器ホールの壁とニュートリノが反応し生成されたミュオン(ロックミュオン)が INGRID で検出される場合が考えられる。これらのイベントを除去するために、次のカットを行う。

1. モジュール内のアクティブプレーンのうち一番ビーム上流にあるプレーンより、さらに上流に設置された VETO プレーンでヒットがある (図 6.34)。モジュール内でのニュートリノ反応はビーム前方に荷電粒子が放出されるので、上流側だけを VETO することで、モジュール内のニュートリノ反応を残しつつ、INGRID 外の壁でのニュートリノ反応で放出される荷電粒子(ロックミュオン)による事象や、宇宙線、隣のモジュールでニュートリノ反応が起きた事象を除去できる。
2. モジュールの一番目のトラッキングプレーンがアクティブな事象になる (図 6.35)。この場合は壁でニュートリノ反応が起き、出てきたミュオンがモジュールと反応する事象を除去できる。

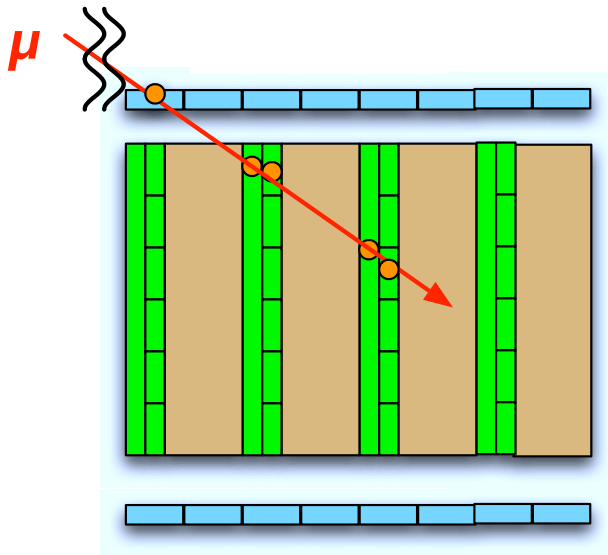


図 6.34 upstream veto cut 1 の概念図：緑色がシンチレータ層で、水色が VETO プレーン、灰色が鉄層を示す。

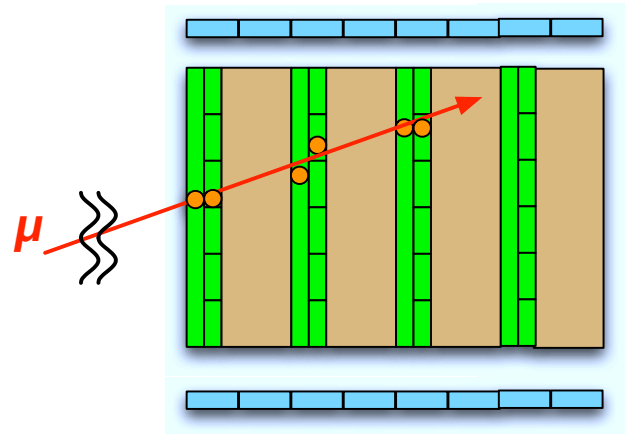


図 6.35 upstream veto cut 2 の概念図：緑色がシンチレータ層で、水色が VETO プレーン、灰色が鉄層を示す。

今回の検出器シミュレーションではモジュール内のイベントのみを仮定しているが、上記のカットで除かれるイベントがある。それは以下のような場合である。

- 鉄層の端でニュートリノ反応が起き、生成された荷電粒子が鉄層の直上流の VETO プレーンにヒットする場合 (図 6.37)
- ビーム方向に対して角度を持ったミュオンが隣のモジュールまで届く場合 (図 6.36)
- 1 番目の鉄層でニュートリノ反応が起きた際、生成された荷電粒子がビーム上流側に散乱し、1 番目のトラッキングプレーンにヒットし、アクティブプレーンにする場合 (図 6.38)

### 6.2.1 検出効率

検出効率は各イベントカット後に残ったイベント数を、モジュール内で起こったニュートリノ反応数 (検出器シミュレーションで生成したニュートリノ反応数) で割って計算する。

今回の検出効率を算出するにあたり、シミュレーションで用いたニュートリノの種類と陽子ビームの統計数を表 6.5 にまとめておく。統計数の参考値として、コミッショニング時に INGRID でのビーム方向測定に必要な統計数 [pot] を以下の数字を使って計算した。ここで "pot" とは "Proton On Target" の略で、標的への入射陽子数を表す。

- スピルあたりの陽子数：設計値  $3.3 \times 10^{14}$  proton/spill の 1% =  $3.3 \times 10^{12}$  proton / spill
- スピルサイクル：3.52 sec
- 実験時間：1 month = 30 day  $\times$  24 hour  $\times$  3600 sec
- 設計値の 1% 強度のビームで 1 ヶ月運転を行った際の統計数 =  $2.4 \times 10^{18}$  pot

表 6.6 に各電磁ホーンの設定でのカットをかけた際に残ったイベント数と検出効率をまとめる。また、表 6.7 に荷電カレント反応のみを扱った場合の検出効率を示す。この場合の検出効率は、各イベントカット後に残ったイベント数を、モジュール内で起こった荷電カレント反応 (シミュレーションで発生させた



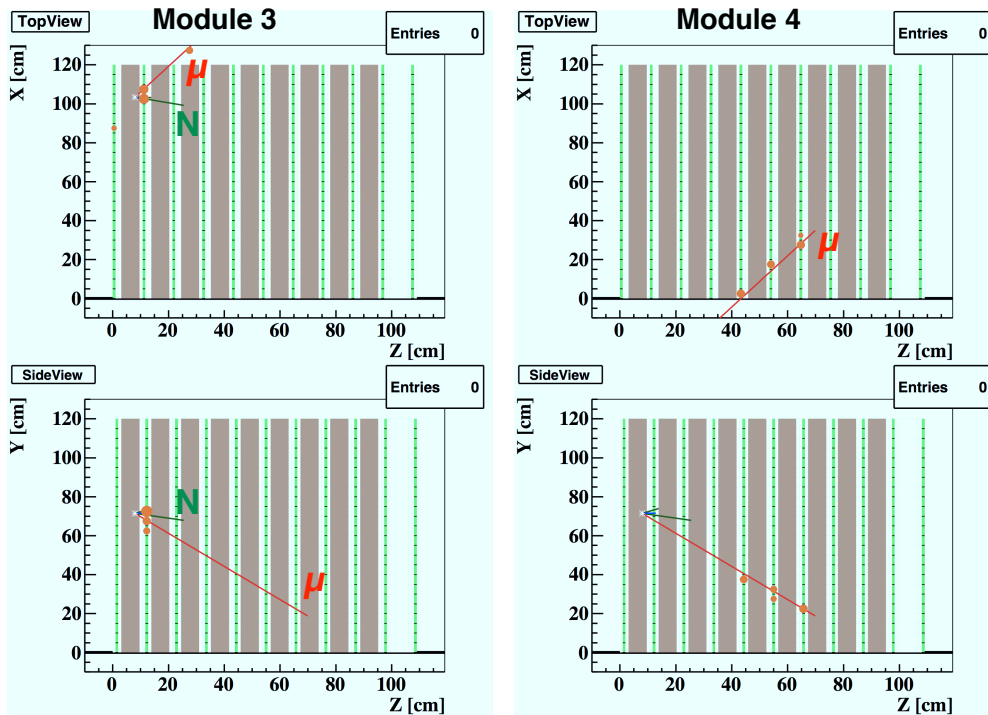


図 6.36 シミュレーションデータでの upstream veto cut 1 で除かれる例。緑色がシンチレータ層、黄土色が鉄層になる。角度を持ったミューオンが VETO プレーンを通過し、隣のモジュールまで届いている。

表 6.5

Horn setting	Total pot [pot]
Horn 1,2,3 = 0	$1 \times 10^{19}$
Horn 1 = 320, 2,3 = 0	$1 \times 10^{18}$
Horn 1,2,3 = 320	$1 \times 10^{19}$

荷電カレント反応) の数で割って計算した。

各カットに以下の番号をつける。

1. アクティブプレーン数 > 1
2. レイヤーあたりの平均光量 > 6.5 p.e.
3. upstream veto カット

検出器シミュレーションの検出効率に各モジュールでの期待されるニュートリノ反応数をかけたものが、INGRID で期待されるニュートリノ検出数になる。この期待ニュートリノ反応数には  $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_e, \bar{\nu}_e$  の全ての寄与を考慮する。表 6.2 より INGRID で期待されるニュートリノ検出数は表 6.8 のように見積もられる。

表 6.6 シミュレーションにより見積もった検出効率。カット番号については、本文参照のこと。

Horn setting	Event cut	events/14modules	efficiency %
All horn 0kA	no cut	121000	100
	1	95270	78.7
	1 + 2	95206	78.7
	1 + 2 + 3	87331	72.2
1st horn 320kA	no cut	52353	100
2nd horn 0kA	1	38690	74.0
3rd horn 0kA	1 + 2	38690	74.0
	1 + 2 + 3	35802	68.4
All 320kA	no cut	720000	100
	1	522322	72.6
	1 + 2	522273	72.5
	1 + 2 + 3	485005	67.4

表 6.7 シミュレーションにより見積もった荷電カレント反応に対する検出効率。カット番号については、本文参照のこと。

Horn setting	Event cut	events/14modules	efficiency %
All horn 0kA	no cut	88770	100
	1	80907	91.1
	1 + 2	80906	91.1
	1 + 2 + 3	74993	84.5
1st horn 320kA	no cut	39025	100
2nd horn 0kA	1	34372	88.0
3rd horn 0kA	1 + 2	34372	88.0
	1 + 2 + 3	31897	81.7
All 320kA	no cut	533025	100
	1	465638	87.4
	1 + 2	465619	87.4
	1 + 2 + 3	433361	81.3

表 6.8 INGRID で期待されるニュートリノ検出数

Horn setting	Expected Neutrino detections [events/14modules/10 <sup>14</sup> pot]
Horn 1,2,3 = 0	0.87
Horn 1 = 320, 2,3 = 0	1.91
Horn 1,2,3 = 320	3.71

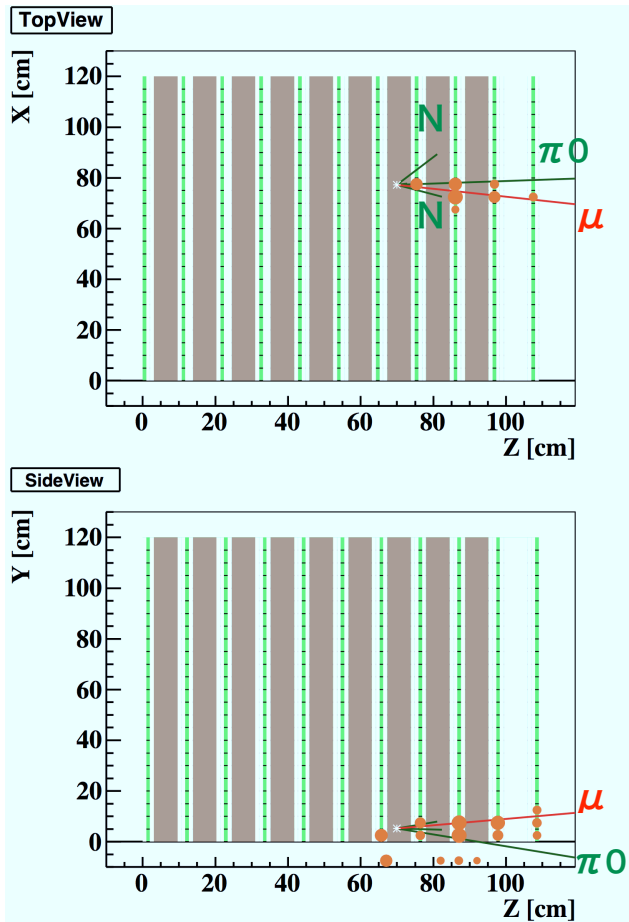


図 6.37 シミュレーションデータでの upstream veto cut 1 で除かれる例。緑色がシンチレータ層、黄土色が鉄層になる。鉄層の端 (モジュール底) でニュートリノ反応が起き、生成された荷電粒子の一部がビーム上流側に散乱し、モジュール下側の VETO プレーンにヒットを残している。

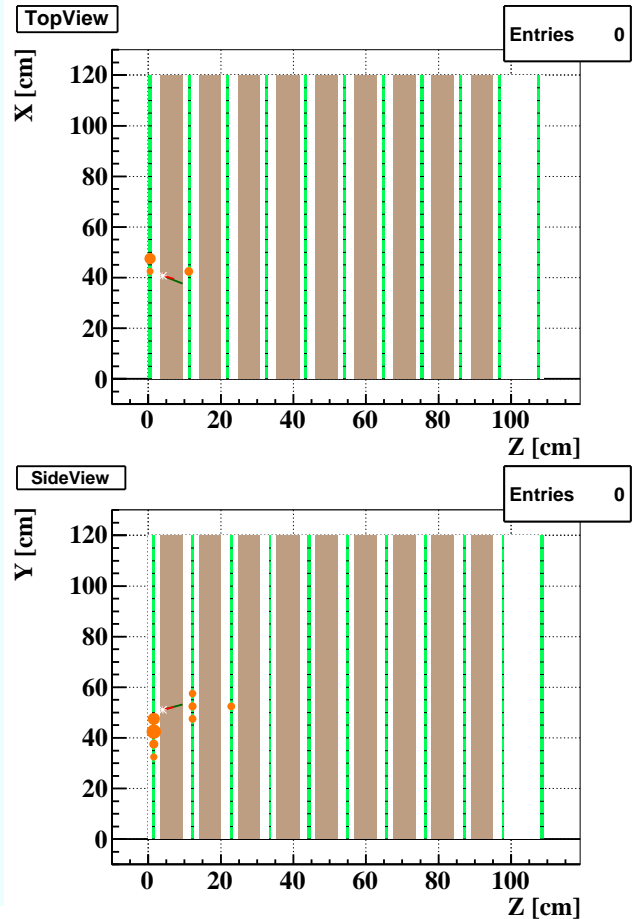


図 6.38 シミュレーションデータでの upstream veto cut 2 で除かれる例。緑色がシンチレータ層、黄土色が鉄層になる。1 番目の鉄層でニュートリノ反応が起き、ビーム上流側に散乱した荷電粒子が 1 番面のトラッキングプレーンにヒットする場合

### 6.3 シミュレーションを用いたビームプロファイルの再構築

この節では検出器シミュレーションを用いたビームプロファイルの再構成を行う。今回の検出器シミュレーションは陽子ビームがターゲット中心に当たった場合のみである。そのため理想的にはモジュール中心にピークを持ったビームプロファイルが再構成される。

再構成の方法は次のようにして行う。水平モジュール、垂直モジュールそれぞれで、各モジュールでのニュートリノ反応数の 1 次元ヒストグラムを作成する。それをガウシアンでフィットすることで、ビームの中心位置 (Mean) と、その広がり ( $\sigma$ ) を算出した。

図 6.39~6.44 が各電磁ホーンの設定の際のデータを用いて再構成したビームプロファイルになる。

今回使用した検出器シミュレーションで既に分かっているバグが一つある。それは検出器がビーム軸に対して垂直方向に +18 cm 上にズレていることである。垂直方向のビームプロファイル中心が軒並み + 方向にズレているのは、そのためである。そのため、垂直方向については、シミュレーションの検出器の設置位置を正しく直した上で、再度プロファイル中心を求める必要がある。

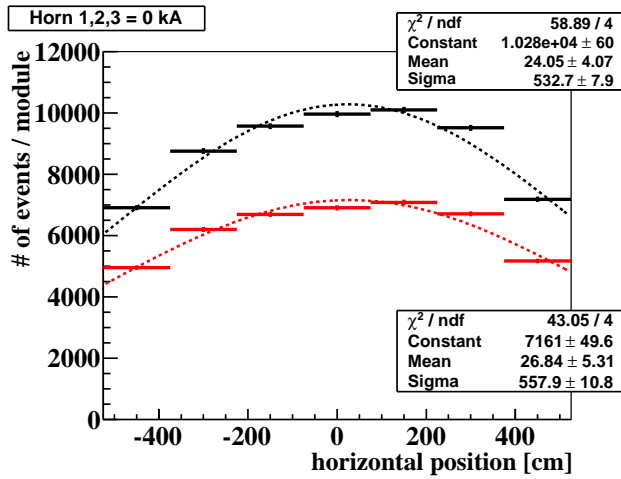


図 6.39 Horn 1,2,3 = 0 kA での水平方向のビームプロファイル。黒い線がカットなし、赤い線が全てのカットをかけた後のビームプロファイルを示す。

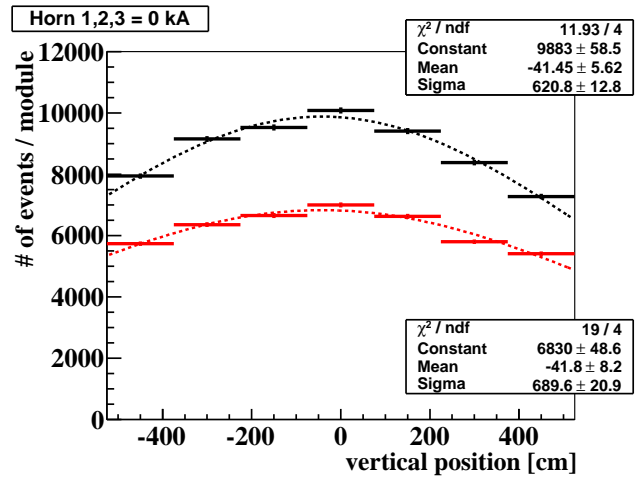


図 6.40 Horn 1,2,3 = 0 kA での垂直方向のビームプロファイル。黒い線がカットなし、赤い線が全てのカットをかけた後のビームプロファイルを示す。

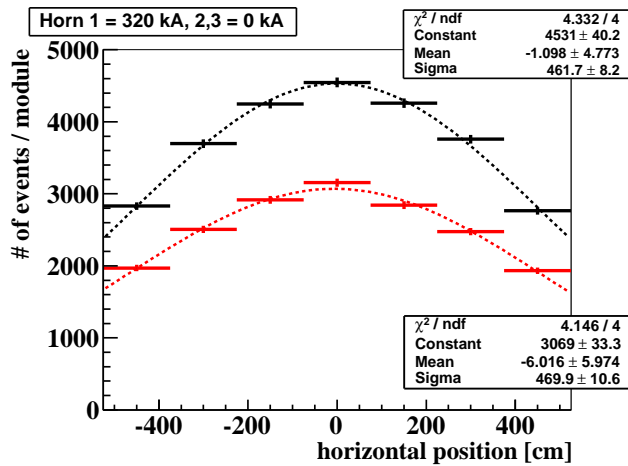


図 6.41 Horn 1 = 320 kA, 2,3 = 0 kA での水平方向のビームプロファイル。黒い線がカットなし、赤い線が全てのカットをかけた後のビームプロファイルを示す。

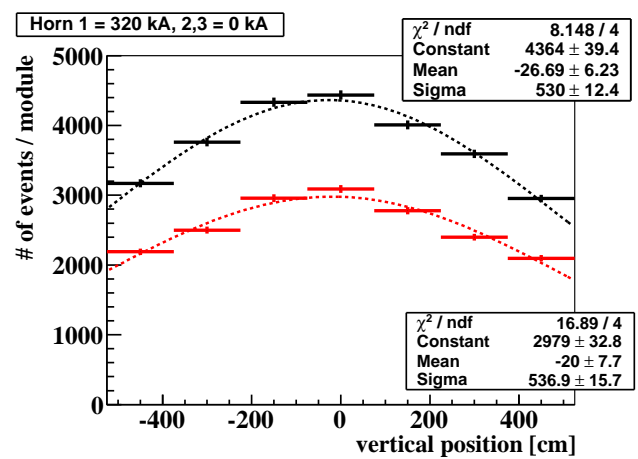


図 6.42 Horn 1 = 320 kA, 2,3 = 0 kA での垂直方向のビームプロファイル。黒い線がカットなし、赤い線が全てのカットをかけた後のビームプロファイルを示す。

表 6.9 フィット結果のまとめ (水平方向)

Horn setting [kA]	Center [cm]	Sigma [cm]
Horn 1,2,3 = 0, No cut	$24.1 \pm 4.1$	$532.7 \pm 7.9$
Horn 1,2,3 = 0, All cut	$26.8 \pm 5.3$	$557.9 \pm 11$
Horn 1 = 320, 2,3 = 0, No cut	$-1.1 \pm 4.8$	$461.7 \pm 8.2$
Horn 1 = 320, 2,3 = 0, All cut	$-6.02 \pm 6.0$	$467.0 \pm 11$
Horn 1,2,3 = 320, No cut	$-1.65 \pm 1.1$	$411.6 \pm 1.6$
Horn 1,2,3 = 320, All cut	$-0.875 \pm 1.3$	$408.6 \pm 1.9$

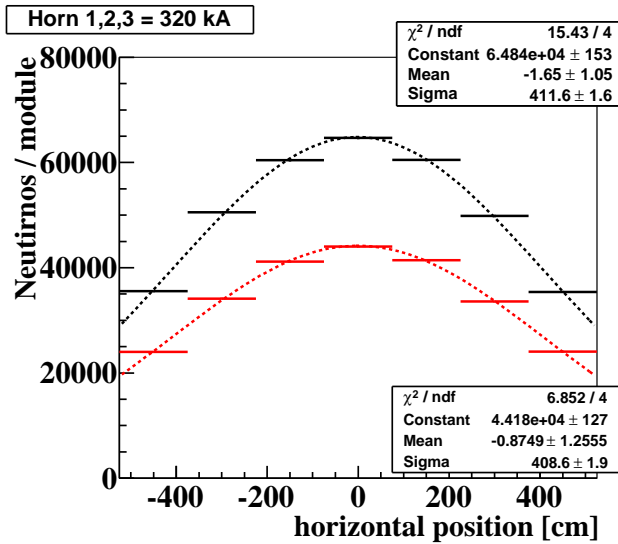


図 6.43 Horn 1,2,3 = 320 kA での水平方向のビームプロファイル。黒い線がカットなし、赤い線が全てのカットをかけた後のビームプロファイルを示す。

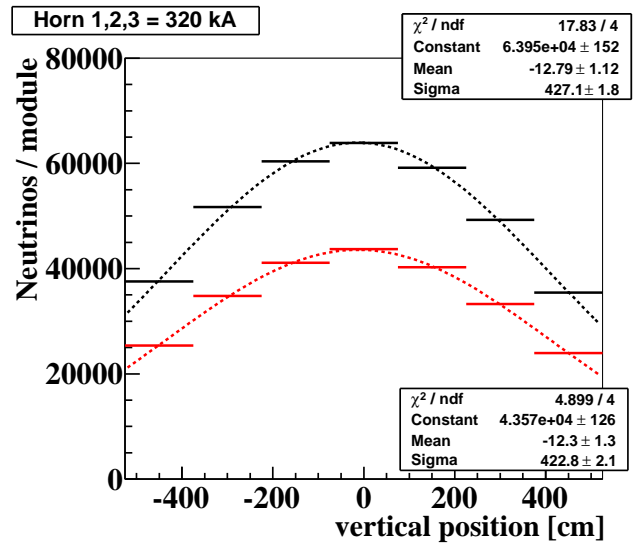


図 6.44 Horn 1,2,3 = 0 kA での垂直方向のビームプロファイル。黒い線がカットなし、赤い線が全てのカットをかけた後のビームプロファイルを示す。

表 6.10 フィット結果のまとめ (垂直方向)

Horn setting [kA]	Center [cm]	Sigma [cm]
Horn 1,2,3 = 0, No cut	-41.5 ± 5.6	621 ± 13
Horn 1,2,3 = 0, All cut	-41.8 ± 8.2	690 ± 21
Horn 1 = 320, 2,3 = 0, No cut	-26.7 ± 6.2	530 ± 12
Horn 1 = 320, 2,3 = 0, All cut	-20.0 ± 7.7	537 ± 16
Horn 1,2,3 = 320, No cut	-12.8 ± 1.1	427 ± 1.8
Horn 1,2,3 = 320, All cut	-12.3 ± 1.3	423 ± 2.1

水平方向に関しては、電磁ホーンが入っている場合はフィット誤差の範囲内でビーム軸上にビームプロファイルの中心がのっている。しかし、陽子ビームを標的中心に入射させているのにも関わらず、Horn 1,2,3 = 0 kA の場合は再構成したプロファイル中心がビーム軸 (原点) からフィット誤差より大きくずれている。現時点で、考えられる原因は、今回使用したビームラインシミュレーション Jnubeam ではパイオンの崩壊 1 回につき、1000 回ループを回して、ニュートリノを生成していて、INGRID の中心領域には同一パイオン起源のニュートリノがいくつも入っていることである。最新のコードではこの問題は解決されているため、早急に最新のコードを用いて再解析を行う必要がある。

### 6.3.1 ビームプロファイル中心の測定精度

INGRID で求められるビーム方向の測定精度は 28 cm (1 mrad) である。この数字に対して、表 6.9 より、Horn 1 = 320 kA, 2,3 = 0 kA と Horn 1,2,3 = 320 kA の場合はイベントカット後でも要求精度を満たしている。特に Horn 1,2,3 = 320 kA の場合は 1 cm 程度の精度でのビーム方向の測定が期待できる。

垂直方向 (表 6.10) に関しては、垂直モジュールがビーム軸に対して + 18 cm 上に設置してある。単

純にフィット結果おプロファイル中心を -18 cm シフトさせると、Horn 1 = 320 kA, 2,3 = 0 kA と Horn 1,2,3 = 320 kA の場合はイベントカット後も要求精度は満たしている。ただし、INGRID のモジュールの設置位置が変わると、入射するニュートリノフラックスも変化するため、正確な評価をするためには検出器の位置を修正した後、再度シミュレーションする必要がある。INGRID は左右・上下対称な構造をしているため、垂直方向のモジュールに関しても水平方向のモジュールと同様の結果が期待できる。

Horn 1,2,3 = 0 kA の場合は今回の結果だけでは、ビーム方向の測定精度が目標の 1 mrad を達成できていない。これはビームラインシミュレーション `Jnubeam` に問題があると思われる。最新のコードではこの問題は直っているため、早急に `Jnubeam` をアップデートし、再解析を行う必要がある。

## 第 7 章

# T2K ビームコミッショニング

本章では、2009 年の 4, 5 月と 11,12 月に行われたビームコミッショニングでの MUMON と INGRID の結果を主に報告する。

### 7.1 概要・目的

2009 年に行われたビームコミッショニングでは主にビームモニターの性能を評価し、物理ランに向けて検出器の準備が整っているかを判断した。また、陽子ビームの標的上での照射効率、電磁ホーンによるパイオンの収束効果、ニュートリノビームの方向、をビームモニターを用いて評価し、ニュートリノビーム自身の評価も行った。

2009 年のビームコミッショニングは 4,5 月と 11,12 月に分かれて行われた。以下にビームコミッショニングが行われた期間、電磁ホーンの設定、標的に陽子ビームを照射した回数(ショット数)、照射した陽子数をまとめる。陽子ビームの出力は 4 月の運転から順調に伸びて、12 月には 50 kW 相当 (T2K 設計強度の 6%) のビーム強度を達成した。

- Run# 23 ( 4/23, 24, 27, 28 )
  - 1 バンチビームのみの運転を行った。
  - ビーム強度  $\sim 4 \times 10^{11}$  proton / bunch
  - スピル周期 : 6 sec に 1 スピルの連続運転を約 30 分間行った。
  - 第 1 電磁ホーンの電流を変化させて (最大 273 kA)、収束効果を確認した。第 2,3 電磁ホーンは運転せず。
- Run# 24 ( 5/22, 23, 25, 27, 28 )
  - 1 バンチビームと 2 バンチビームでの運転を行った。
  - ビーム強度  $4 \sim 7.1 \times 10^{11}$  proton / bunch
  - スピル周期 6 sec での連続運転を約 30 分間試した。
  - 最大ビーム出力 1.13 kW ( $7.1 \times 10^{11}$  proton / bunch  $\times$  2 bunches 6 秒周期)、ただし 5 スピルのみ
- Run# 23,24 の合計照射陽子数は約  $2.2 \times 10^{14}$  protons である。
- Run# 27 ( 11/20, 21, 22, 25 )
  - 1 バンチビームから最大 6 バンチビームで運転した。
  - ビーム強度  $\sim 4 \times 10^{11}$  proton / bunch

- 高強度ビーム運転： $4 \times 10^{12}$  proton / bunch  $\times$  2 bunches ( $\sim 13$  kW 相当)、 $2 \times 10^{12}$  proton / bunch  $\times$  6 bunches ( $\sim 25$  kW 相当)
- スピル周期 3.52 sec での連続運転を試した。
- 電磁ホーンは3台とも運転せず。
- 合計照射陽子数は約  $8 \times 10^{14}$  protons である。
- Run# 28 ( 12/12, 13, 18, 19, 20, 23, 24 )
  - スピル周期：3.52 sec
  - 高強度ビーム運転： $5 \times 10^{12}$  proton / bunch  $\times$  6 bunch ( $\sim 50$  kW 相当) を達成。
  - 連続運転： $2 \times 10^{12}$  proton/bunch  $\times$  6 bunches ( $\sim 20$  kW) を 20 $\sim$ 30 分間行った。
  - 第1電磁ホーンのみ 320 kA と、電磁ホーン3台 320 kA (最大出力) での運転を行った。
  - 合計照射陽子数は約  $4 \times 10^{16}$  protons である。

### 7.1.1 ビームライン制御システムの安定性

コミッショニングでのイベント同期システムと GPS 受信機の動作について評価する。

#### イベント同期システムの評価

4,5月のコミッショニングの際には一部の COPPER についてスピル番号を用いたイベント同期の問題が解決しなかったため、それらについては別の方法でイベント同期を行った。COPPER 上で外部から来たスピル番号を受け取ってデータに付け加えるのとは別に、FINESSE 上でゲートが入った数を数えている(ゲートカウント)。スピル番号が上手く読めている COPPER のゲートカウントと読めていないもののゲートカウントが一致する事で COPPER 間でのイベント同期を保証した。COPPER と UW-FADC 間やその他の検出器とのイベント同期は、スピル番号が上手く読めている COPPER のスピル番号が一致する事でイベント同期を保証した。このようにスピル番号が上手く読めている COPPER を介する事で、全体でのイベント同期を保証した。

11,12月のコミッショニングの際には全 COPPER で正常にスピル番号が読み込めるようになったため、スピル番号を用いたイベント同期の保証を行った。11,12月のコミッショニングの間は、全スピルに対してスピル番号によるイベント同期に成功した。

#### GPS 受信機の精度・安定性

GPS 受信機の動作状況については4,5,11,12月のコミッショニング中は特に致命的なエラーも起きる事なく、安定して動作していた。

GPS 受信機と原子時計でのトリガー時間の測定精度については、第3章で評価した程度の精度 ( $\sigma_{TT} = 4.5nsec, \sigma_{Mot} = 11nsec, \sigma_{Rub} = 4.5nsec$ ) であった。ただし、第3章で述べた通り、実験時期によってGPS受信機のトリガー測定時間のオフセットが最大 100 nsec シフトするという現象が見られた。これについては現在調査中で、明確な結論は出ていない。

## 7.2 MUMON 解析

4,5月と11,12月に行われたコミッショニングでの MUMON の結果について述べる。今回、MUMON で行った解析の項目は以下の通りである。



- 電磁ホーンによるパイオンの収束効果の確認
- 陽子ビーム強度に対する収集電荷の応答
- 応答の時間安定性
- 陽子ビームの標的への入射位置のずれに対する感度

4,5月のコミッショニングの解析に用いた検出器はシリコン検出器のみである。イオンチェンバーの信号も測定することができたが、シリコン検出器に比べて小さい (Flash ADC の読み出し波形のピークの高さで10分の1程度) ため、ビームプロファイルを再構成した際に精度良い結果が得られない。そのため、4,5月の解析ではシリコン検出器の結果のみを用いた。

11,12月のコミッショニングではビーム強度も4,5月の際に比べ上がり、イオンチェンバーでも精度良い測定が行えるほどの大きさの信号が読み出せるようになった。11,12月のコミッショニングデータはシリコン検出器、イオンチェンバー検出器の両方について解析を行う。

2009年のコミッショニングのビーム強度は低い (4,5月はT2K設計値の1%程度、11,12月は最大6%程度) が、先行研究 [15][16] の結果から、シリコン検出器がT2K設計ビーム強度の1%程度から100%近くまで同様の測定精度を持つ事が確認されている。そのため、このコミッショニングで確認された性能と同様の性能が高強度のビームに対しても期待できる。

### 7.2.1 解析方法

MUMONでは、COPPER-FINESSEを用いた波形読み出しを行っている。65 MHzの周期で波形をサンプリングしているため、1サンプル間隔が15 nsecに相当する。また、1 Vのダイナミックレンジを2048分割して読み出すため、1 ADC countが0.5 mVに相当する。読み出した信号の波形を時間積分することで信号量(電荷)を求める。

信号の積分開始はビームが到達する約2サンプル(約30 nsec)前からにしている。ビームが到達するタイミング(パルスの立ち下がりタイミング)は陽子ビーム強度モニターCT5でのビームタイミングを元にバンチ毎に計算し、ビームのふらつきをキャンセルした。1バンチビームの場合(図7.1)、積分開始時間から37サンプル(約570 nsec)以内の領域(図7.1の赤い矢印の領域)までを信号としている。その他の領域(図7.1の青い矢印の領域)をペDESTALとして扱う。信号領域の積分値からペDESTAL分を引く事で、収集電荷を求める。

5月のビームコミッショニングでは6バンチビームの運転を行った。その際図7.2のようなバンチ構造をMUMONで検出することができた。このような複数バンチの場合、最初の積分開始時間(図7.2の $T_1$ )から最後のバンチでの積分開始時間(図7.2の $T_6$ ) + 37サンプル(約570 nsec)の間を信号領域とし、残りの領域をペDESTAL領域として扱う。

シリコン検出器、イオンチェンバーの49chそれぞれで電荷量を求めて、ビームプロファイルを再構成する。それを2次元ガウシアンでフィットすることでビームプロファイルの中心と広がり求めた。

### 7.2.2 電磁ホーンによるパイオンの収束

電磁ホーンの電流を変化させた際に、MUMONでのビームプロファイル・収集電荷量の変化を見た。7.3は $4 \times 10^{11}$  proton / bunch  $\times$  1 bunchの陽子ビームが標的中心に当たった際のシリコン検出器で再構成したビームプロファイルを水平方向(X方向)へ射影した図である。黒線が第1,2,3電磁ホーンが運転していない場合、赤線が第1電磁ホーンのみ275 kAの電流を流した場合、青線が第1,2,3電磁ホーンに

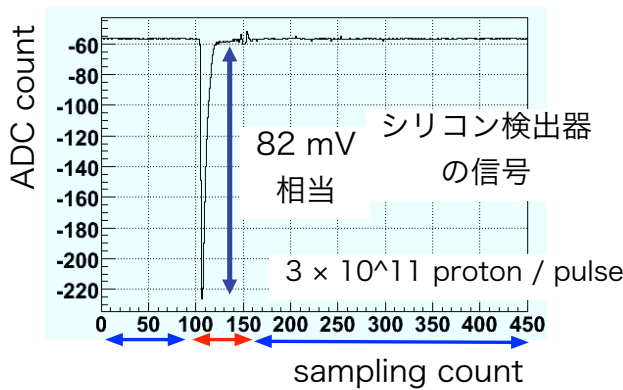


図 7.1 1 バンチビームに対する MUMON の Flash ADC 波形(シリコン検出器 1ch 分)。赤い矢印の領域が信号領域、青い矢印の領域がペデスタル領域として扱う。

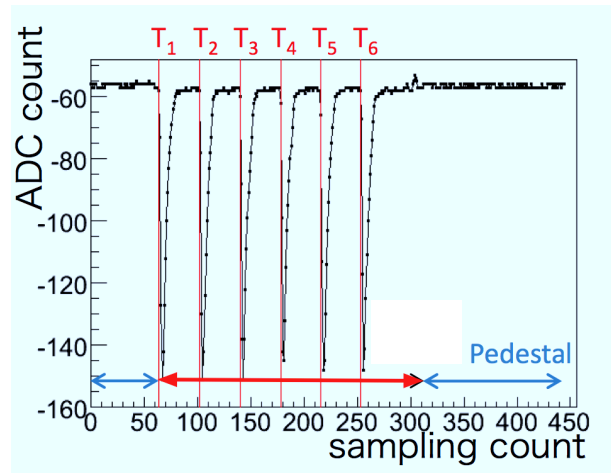


図 7.2 6 バンチビームに対する MUMON の Flash ADC 波形(シリコン検出器 1ch 分)。 $T_i$  は  $i$  バンチ目のビームタイミングを示す。積分領域は赤い矢印の範囲である。

320 kA の電流を流した場合のビームプロファイルである。各色の点線はプロファイルの中心と広がりを求めるために水平方向の射影プロファイルを 1 次元ガウシアンでフィットした際の結果を示す。この時のフィット結果を 7.2 にまとめる。電磁ホーンによって、ミュオンの親粒子のパイオンがビーム前方に収束されたことにより、MUMON に到達するビームのフラックスが増加し、ビームプロファイルがよりシャープになった効果が見えている。

図 7.5 と 7.6 は電磁ホーン 3 台の電流を変化させた際の、MUMON で再構成したビームプロファイルの中心電荷と水平方向 (X 方向) の広がりの変化を表す。赤点は第 1 電磁ホーンのみを運転させた場合、青点は第 1,2,3 電磁ホーン全てを運転させた場合の値を表す。ビームの中心電荷と広がりとは 2 次元のビームプロファイルを 2 次元ガウシアンでフィットして得た (例: 図 7.4)。この時、陽子ビームの強度は 1 % 程度で安定していた。また、この図に示すデータは、異なる二つの測定セットアップのデータを用いている。そのため、陽子ビームプロファイルモニター OTR で測定したビームの広がりを見るとビームがはっきりと 2 つの状態に分かれている。同じセットアップのデータで解析を行うために、ビームの広がりが 3.5 mm 以下のデータのみを用いた。この測定の結果、電磁ホーンの電流が増加すると、MUMON でのビームの中心電荷が増加し、広がりが狭くなる結果が得られた。これは、親パイオンが収束され、ビームプロファイルがよりシャープになる効果が見えていると考えられる。特に第 1 電磁ホーンの増加に対して、急激に変化しているのが分かる。標的は第 1 電磁ホーンの中に設置してあり、生成直後のパイオンは第 1 電磁ホーンで収束される。そのため第 1 電磁ホーンでの収束効果が MUMON でのビームプロファイルに特に影響を与えている。

垂直方向 (Y 方向) のビームプロファイルに対しても、水平方向と同様の結果が得られた。

### 7.2.3 陽子ビーム強度に対する応答の線形性

陽子ビーム強度の変化に対して、MUMON での信号量が線形に変化するかを見た。図 7.8 は 4,5 月と 11,12 月の際の CT5 で測定した陽子ビーム強度とシリコン検出器 49 チャンネルでの総収集電荷量の相関を表す。電磁ホーンの設定は違うが、これらから  $2 \times 10^{11} \sim 1.3 \times 10^{13}$  proton / spill、つまり T2K 設計ビーム強度の約 4 % までのビーム強度に対して、MUMON での収集電荷量は線形に変化している (1 次関

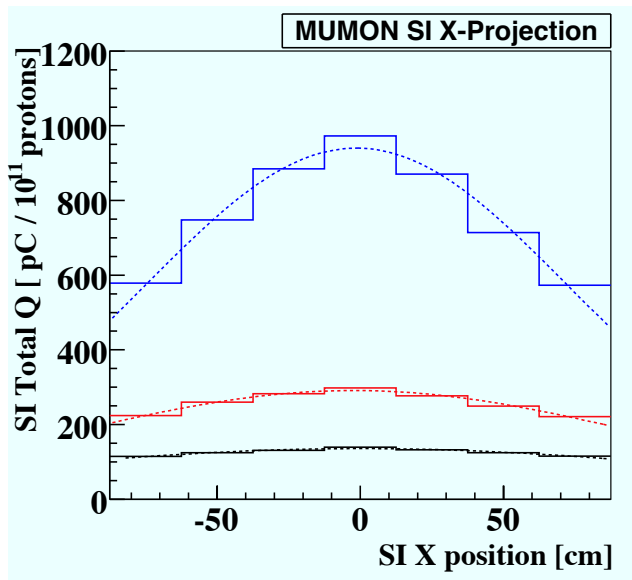


図 7.3  $4 \times 10^{11}$  proton / pulse 陽子ビームに対する MUMON(シリコン検出器) で再構成したビームプロファイル (水平方向 (X 方向) への射影図)。黒色が第 1,2,3 電磁ホーンが運転していない場合、赤色が第 1 電磁ホーンのみ に 320 kA の電流を流した場合、青色が第 1,2,3 電磁ホーンに 320 kA の電流を流した場合になる。点線はプロファイルの中心と広がりを求めるためにガウシアンでフィットした際の結果を示す。

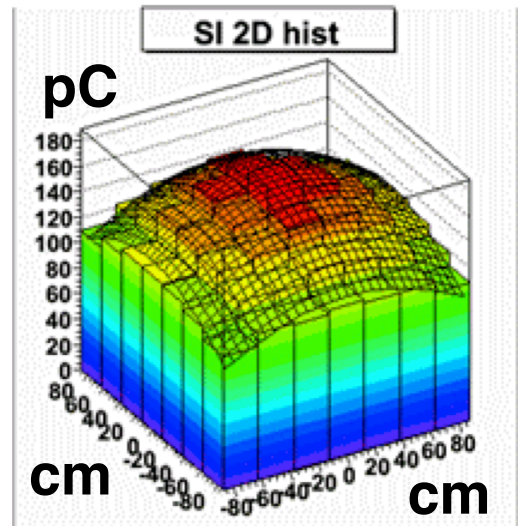


図 7.4 MUMON(シリコン検出器) で再構成した 2次元ビームプロファイルの例。プロファイル上にかかっている網状の線が2次元ガウシアンでフィットした結果である。

表 7.1 水平方向のビームプロファイル (図 7.3) のフィット結果。括弧の中は第 1,2,3 電磁ホーンの電流が 0 kA の際の結果との比を示す。

Horn setting	Peak Charge [ pC / $10^{11}$ protons ]	Beam x-size ( $\sigma$ ) [ cm ]
Horn 1,2,3 = 0 kA	136	128
Horn 1 = 275 kA, 2,3 = 0 kA	291 ( $\times 2.1$ )	100 ( $\times 0.78$ )
Horn 1,2,3 = 320 kA	940 ( $\times 6.9$ )	74 ( $\times 0.58$ )

表 7.2 垂直方向のビームプロファイルのフィット結果。括弧の中は第 1,2,3 電磁ホーンの電流が 0 kA の際の結果との比を示す。

Horn setting	Peak Charge [ pC / $10^{11}$ protons ]	Beam y-size ( $\sigma$ ) [ cm ]
Horn 1,2,3 = 0 kA	134	136
Horn 1 = 275 kA, 2,3 = 0 kA	287 ( $\times 2.1$ )	108 ( $\times 0.79$ )
Horn 1,2,3 = 320 kA	919 ( $\times 6.6$ )	79 ( $\times 0.58$ )

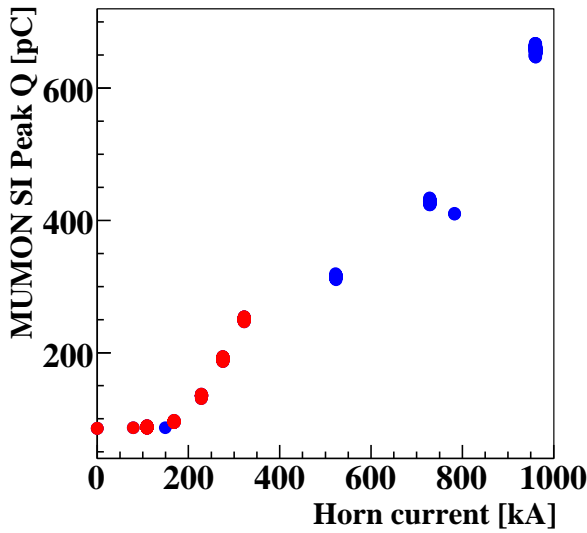


図 7.5 電磁ホーンの電流を変化させた際の、MUMON で再構成したビームプロファイルの中心収集電荷の変化。横軸は電磁ホーン 3 台の電流の合計値を示す。縦軸はビームプロファイルを 2 次元ガウシアンでフィットした際の中心での電荷を示す。赤い点が第 1 電磁ホーンのみ電流を流した場合、青い点が電磁ホーン 3 台それぞれに電流を流した場合を表す。

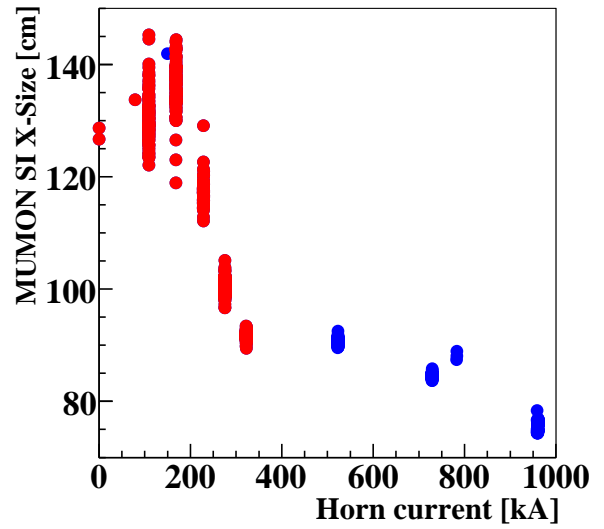


図 7.6 電磁ホーンの電流を変化させた際の、MUMON で再構成したビームプロファイルの  $\sigma$ (水平方向) の変化。横軸は電磁ホーン 3 台の電流の合計値を示す。縦軸はビームプロファイルを 2 次元ガウシアンでフィットした際の  $\sigma$ (水平方向) を示す。赤い点が第 1 電磁ホーンのみ電流を流した場合、青い点が電磁ホーン 3 台それぞれに電流を流した場合を表す。

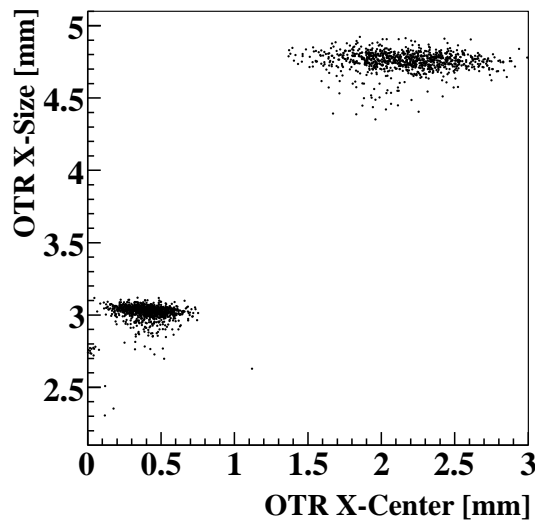


図 7.7 OTR で測定した陽子ビームの標的上の水平方向の中心値 (X-Center) と広がり (X-Size) の相関図。異なる二つのビーム状態が見えるのは、異なる二つのセットアップでの測定が混ざっているためである。

数でフィットした際の、測定点のフィット線からのずれは1%程度であった)。これによりは陽子ビーム強度の増加に対して、ミュオンを含む生成荷電粒子の強度の増加をMUMONで観測できたと言える。

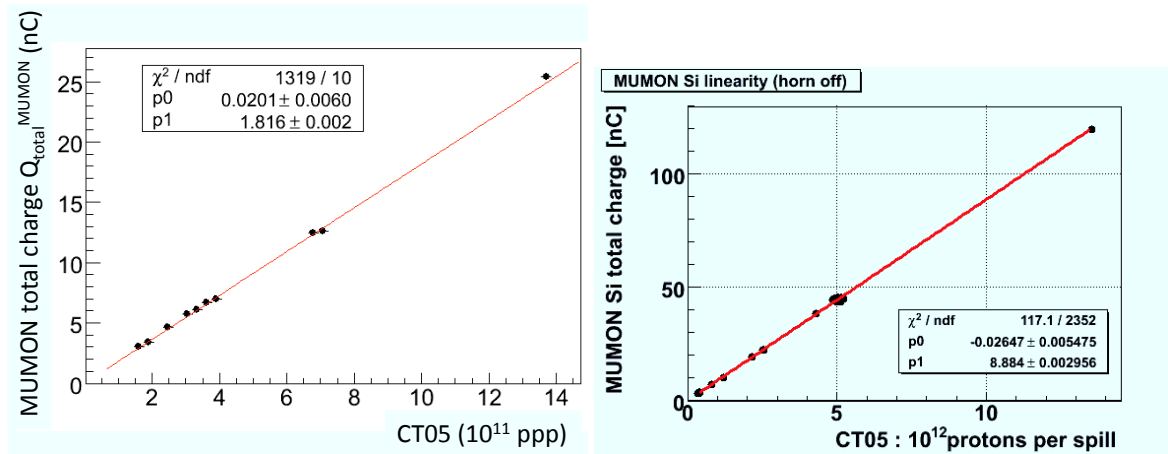


図 7.8 陽子ビームが標的中心に当たった際の CT5 での陽子ビーム強度と MUMON での総収集電荷量の相関。横軸はスピルあたりの陽子数、縦軸は MUMON のシリコン検出器で測定した総電荷量を示す。左図は 4,5 月の際の結果で、第 1 電子ホーンに 273 kA の電流を流していた。右図は 11,12 月の際の結果で、電磁ホーンは運転していなかった。陽子ビーム強度に対して、MUMON でのミュオンフラックスの変化が線形であることを示している。

### 7.2.4 モニターの時間安定性

一定時間連続して同じ条件の陽子ビームを出した際に、MUMON の測定がどれほどの精度で安定するかを確かめた。用いたデータは 12 月コミッショニング時に、 $2.2 \times 10^{12}$  proton / bunch  $\times$  6 bunch のビームで、425 スピル、3.52 秒周期、約 25 分間の連続運転を行った際のデータである。このとき、電磁ホーンの電流は 3 台とも 320 kA であった。6 bunch のビームに対して、各バンチでの収集電荷量を合計して、ビームプロファイルを再構成し、中心位置、総収集電荷量を求めた。

シリコン検出器で測定したビームプロファイル中心位置の分布を図 7.9 と図 7.10 に示す。また、イオンチェンバーで測定したビームプロファイル中心位置の分布は図 7.11、7.12 に示す。これら結果は電磁ホーンの電流のふらつき、陽子ビームのふらつきと MUMON のノイズによる測定のみが含まれた結果になる。MUMON での 1 mrad は 11.8 cm に相当し、MUMON が目指す目標のビーム方向測定精度は 0.3 mrad は 3.5 cm に相当する。この数値に対して今回のシリコン検出器の測定精度は r.m.s. で、水平方向に 2.9 mm, 垂直方向に 1.8 mm と目標の精度の一桁良い精度で安定した測定が行えていることがわかる。また、イオンチェンバーもシリコン検出器ほどではないが、水平方向に 4.3 mm, 垂直方向に 2.3 mm を要求を十分に満たす水準での測定が行えている。さらに、図 7.13 はシリコン検出器、イオンチェンバーでのビームプロファイル中心から算出したビーム方向の時間安定性を示す。横軸はスピル番号である。縦軸の原点がビーム軸を意味する。これより、連続運転の際のビーム方向が時間に依存して変化することなく、目標の 1 mrad 以内で安定していることを確認した。

ただし、図 7.9~図 7.10 より、プロファイル中心の位置がシリコン検出器で (-6.7 cm, 5.2 cm)、イオンチェンバーで (-5.8 cm, 6.6 cm) と、1 cm 程度ずれている。これに関しては両者のアライメントに間違いがなかったかの確認をする必要がある。

同じ連続運転中のシリコン検出器・イオンチェンバーで測定した総電荷量の分布を図 7.14 と 7.15 に示

す。CT05 で測定した陽子数 (図 7.16) で規格化する事で、ビームのふらつきをキャンセルした。これよりビーム強度を共に 0.5 % のふらつきで精度良くモニターできることを確認した。この時の陽子ビーム強度モニター CT5 でのビーム強度のふらつきが 0.5 % 程度であり、主には CT5 の測定のふらつきが見える。MUMON で非常に良い精度の測定が行えていることがわかる。

MUMON でミュオンビームの強度を監視しておく事で、間接的にニュートリノビームの強度を監視することになる。何らかのトラブルで、ニュートリノビームの強度が減少しても、MUMON でリアルタイムに感知し、即座にフィードバックをかけることができる。こうすることで、要求される強度のニュートリノビームを安定して供給し続けることができ、スムーズな実験運用が可能である。

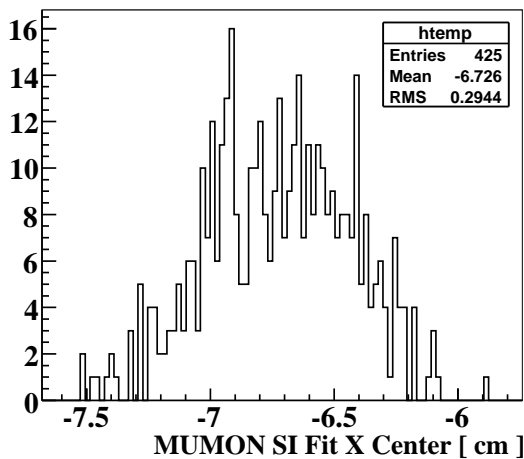


図 7.9 12 月の 25 分間の連続運転の際のシリコン検出器で測定したビームプロファイル中心の水平方向の分布。r.m.s. で 2.9 mm の精度での安定した測定が行えている。

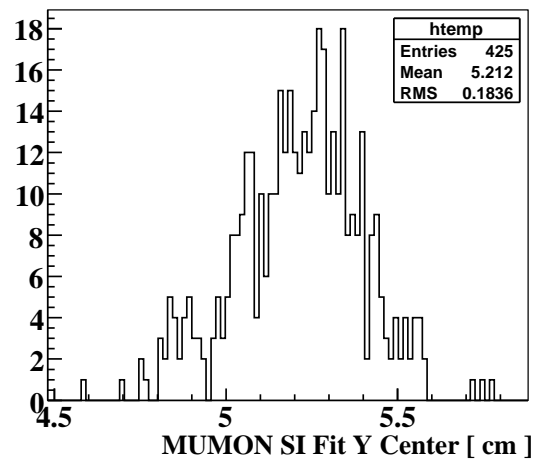


図 7.10 12 月の 25 分間の連続運転の際のシリコン検出器で測定したビームプロファイル中心の垂直方向の分布。r.m.s. で 1.8 mm の精度での安定した測定が行えている。

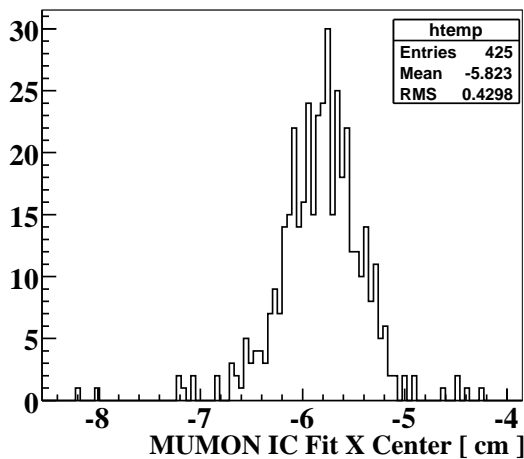


図 7.11 12 月の 25 分間の連続運転の際のイオンチェンバーで測定したビームプロファイル中心の水平方向の分布。r.m.s. で 4.3 mm の精度での安定した測定が行えている。

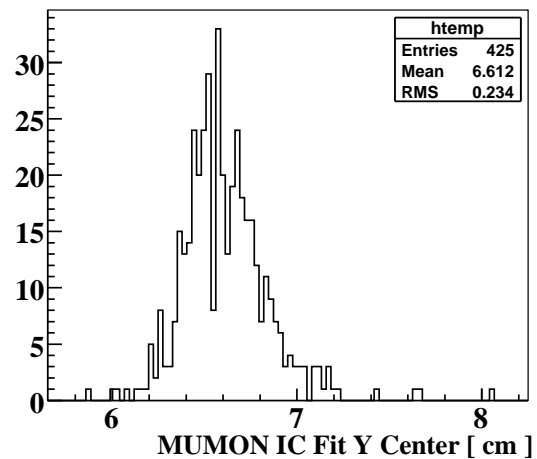


図 7.12 12 月の 25 分間の連続運転の際のシリコン検出器で測定したビームプロファイル中心の垂直方向の分布。r.m.s. で 2.3 mm の精度での安定した測定が行えている。

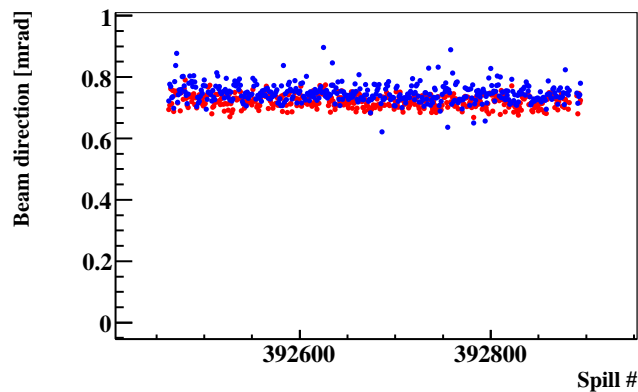


図 7.13 12 月の 25 分間の連続運転の際のシリコン検出器・イオンチェンバーで測定したビーム方向の時間安定性。赤い点がシリコン検出器、青い点がイオンチェンバーによる測定結果である。T2K 実験で許されるビーム方向のずれは 1 mrad 以内である。

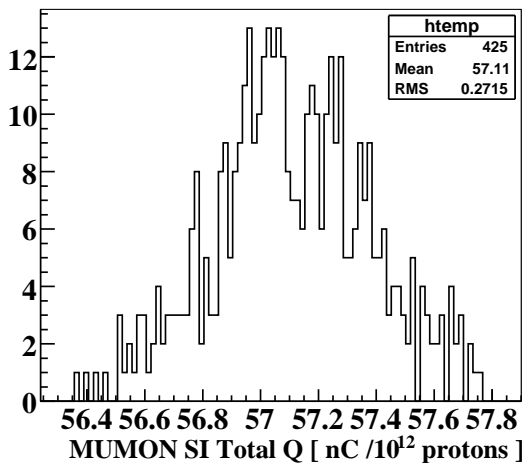


図 7.14 12 月の 25 分間の連続運転の際のシリコン検出器で測定した総収集電荷量の分布。電荷は CT5 での測定ビーム強度で規格化してある。

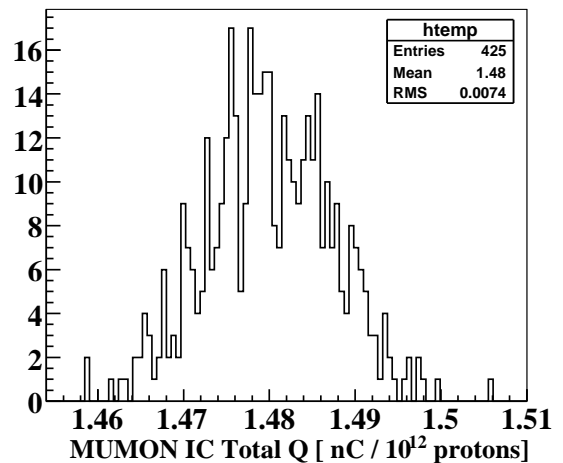


図 7.15 12 月の 25 分間の連続運転の際のイオンチェンバーで測定した総収集電荷量の分布。電荷は CT5 での測定ビーム強度で規格化してある。

### 7.2.5 陽子ビームの標的への入射位置のずれに対する感度

ビームプロファイルモニターを用いて測定したビームの標的上での入射位置と MUMON でのビームプロファイルの中心位置の相関を見る。ビームプロファイルモニターはビーム軸上に置かれ、直接陽子ビームが照射する形になるため、大強度ビームの際には使用できなくなる可能性がある。そのため、大強度ビームの際もビームが標的中心に入射しているかをモニターするためには、MUMON が陽子ビームの入射位置に対して測定感度を持つ必要がある。

ビームの標的上での入射位置のモニターとして用いるのは、OTR と SSEM18,19 である。これらの検出器と標的、MUMON の位置関係は図 7.17 になる。OTR は標的直上流に置かれ、測定したビームプロファイルの中心をビームの標的上での入射位置とする。SSEM18 と 19 は、それぞれでのビームプロファイル中心の 2 点を結ぶ線を標的上まで外挿し、標的上での入射位置を算出する。OTR だけでなく、

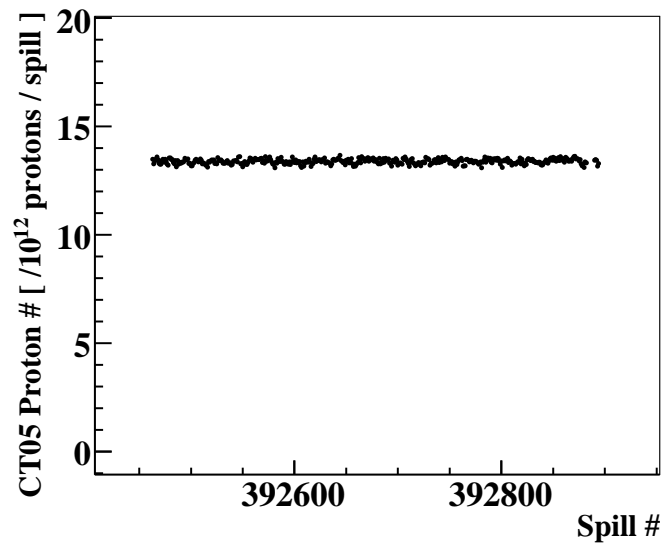


図 7.16 12 月の 25 分間の連続運転の際の CT5 で測定した陽子ビーム強度の時間安定性。時間に依存した変化もなく、縦軸の陽子数は r.m.s. で 0.5 % の非常に小さいふらつきであった。

SSEM18-19 を用いるのは標的と OTR のビーム上流に置かれたバッフル (標的上流コリメータ) のビームに対する影響が OTR だけでは測定できないためである (ただし、OTR でのビーム位置が中心から 10 mm 以下の範囲に限ると、バッフルの影響は考えなくても良い)。ビーム方向が傾き、バッフルに当たってしまうと、ビームの強度・方向・プロファイルが変わってしまう。バッフルにビームが当たらないようにする必要ためには、角度のあるビームは使えない。SSEM19 から標的までバッフルに当たる事なくビームが飛行するためには、ビーム軸に対する角度が  $\pm$  約 3 mrad 以下である必要がある。

また、標的位置で陽子ビームがビーム軸に対して 0.1 mrad の角度を持っていたとすると、たとえ標的中心にビームが入射したとしても、MUMON でビームプロファイルが中心から 1cm ずれることになる (電磁ホーンによる二次粒子の収束がないとして、単純にビームをそのまま MUMON までを外挿した)。この測定においては、極力ビーム軸に平行なビームが望ましい。

4,5 月のデータに対しては、ビーム角度がビーム軸に対して  $\pm$  0.3 mrad 以下で、かつ水平方向のビームサイズが 3mm 以上 5 mm 以下のデータを用いた。ビーム軸に対して平行で、シャープなビームを用いることで、陽子ビームの入射位置のずれによる影響を見た。4,5 月ときは電磁ホーン 1 のカレントが 273 kA であったため、陽子ビームの入射位置のずれによる効果だけでなく、電磁ホーンによる収束も影響している。

11,12 月のデータは電磁ホーン 3 台とも運転をしなかった場合の測定になる。また、+X 方向にビームを振る際 (OTR での測定位置で +6 mm ~)、陽子ビームの制御が上手くいかず、SSEM18-19 の測定結果から求めたビーム方向が約 0.5 mrad になってしまった。この部分のデータを除いてしまうと、+X 方向のデータがほとんど無くなってしまうため、今回の解析にはこのデータも含めた。

図 7.18 は 4,5 月のデータで、第 1 電磁ホーンのカレントが 273 kA の状態での OTR で測定した標的上のビームの水平方向の位置と MUMON で測定したビーム中心の水平方向の位置の相関を表す。図 7.19 は SSEM18 と SSEM19 で測定したビーム位置の 2 点を標的の表面まで外挿して得た標的上の位置と MUMON で測定したビーム中心の水平方向の位置の相関を表す。ともに、標的の中心付近 ( $\pm$  5 mm) で



は負の相関が見られるが、標的の端付近 ( $\pm 10 \text{ mm}$ ) では急激に相関関係が逆転している。

図 7.20 は 11,12 月のデータで、電磁ホーンの 3 台全て運転しなかった場合の OTR で測定した標的上のビームの水平方向の位置と MUMON で測定したビーム中心の水平方向の位置の相関を表す。図 7.21 は SSEM18 と SSEM19 で測定したビーム位置の 2 点を標的の表面まで外挿して得た標的上での位置と MUMON で測定したビーム中心の水平方向の位置の相関を表す。電磁ホーンの運転があった 4,5 月のデータとは逆の相関関係が見られる。

ここで、陽子ビームの入射位置の標的中心からのずれと電磁ホーンの収束効果が MUMON でのビームプロファイルの中心位置にどのような影響を与えるのかについて簡単に述べる。電磁ホーンは凸レンズの集光作用のように、外に逃げようとするパイオンを磁場によりビーム軸の方へ収束させる。磁場の強さはホーン中心からの距離に反比例する。また、標的中で生成されたパイオンが吸収されてしまう可能性がある。

生成されたパイオンの標的中の運動時間や、電磁ホーン中の運動時間の違いによって、パイオンのビームプロファイル中心が変わる。以下では電磁ホーンの磁場毎に考察する。

### 電磁ホーンの磁場がない場合

第 1 電磁ホーンの磁場がない時に、陽子ビームが標的中心に入射した場合の模式図を図 7.22 に示す。図の左から陽子が標的中心に入射し、標的の上下方向にパイオンが生成される。生成されたパイオンのうち、上側に向かうパイオンと下側に向かうパイオンでは、同じ時間だけ標的の内を運動する。そのため、標的によるパイオン吸収の割合も同じになり、標的の表面から上下に同じ数のパイオンが放出されることになる。結果、パイオンのビームプロファイル中心はビーム軸上に乗る。

一方、図 7.23 のように、陽子ビームが標的端に入射した場合、上側に生成されたパイオンに比べ、下側に生成されたパイオンの方が、標的の時間内の運動時間が長い。そのため、下側に生成されたパイオンの方が標的に吸収される割合が多い。結果、パイオンのビームプロファイル中心はビーム軸上側に若干ずれる。これが電磁ホーンの磁場がない状態で、陽子ビームの入射位置が標的中心からずれた場合に、MUMON でのビームプロファイルがビーム軸からずれる理由と考えられる。

### 電磁ホーンの磁場がある場合

第 1 電磁ホーンの磁場がある時に、陽子ビームが標的中心に入射した場合の模式図を図 7.24 に示す。この場合は、標的の上下方向に生成されたパイオンは、ビーム軸に対して対称な運動を行う。そのため、パイオンのビームプロファイル中心はビーム軸上になる。

陽子ビームが標的端に入射した場合 (図 7.25)、上側に生成されたパイオンに比べ、下側に生成されたパイオンの方が標的の内での運動時間差から少なくなる。さらに、上側に生成されたパイオンは電磁ホーンの磁場を長く受けるため、図 7.25 のように運動方向が曲げられすぎて、逆側を向いてしまう。下側に生成されたパイオンは、逆に電磁ホーンの磁場を受ける時間が短くなるため、図 7.25 のようにビーム軸の方へ収束しきれない。結果、パイオンのビームプロファイル中心はビーム軸下側に若干ずれる。これが電磁ホーンの磁場がある状態で、陽子ビームの入射位置が標的中心からずれた場合に、MUMON でのビームプロファイルがずれる理由である。

実際の陽子ビームはある程度広がりを持つため、電磁ホーンの磁場がない場合は図 7.22 と図 7.23、電磁ホーンの磁場がある場合は図 7.24 と図 7.25 を重ね合わせた結果が MUMON で見える。4,5 月と 11,12 月のデータで逆の相関が見られるのはこのためであると考えられる。

電磁ホーンが運転している場合 (図 7.18、7.19) については、全体的に統計数が少なく、特に標的の端付近でのふるまいについては何とも言えない。しかし、中心付近については、標的上の陽子ビーム入射位置

のずれに対して MUMON でもビーム方向のずれを測定できると言える。ただし、相関係数については、今後同様の測定を行い、統計数を増やす必要がある。

電磁ホーンが運転していない場合(図 7.20、7.21)については、電磁ホーンが運転している場合と逆の相関関係が見える。中心付近から  $\pm 8 \text{ mm}$  までの範囲で MUMON でのビーム中心と標的上でのビーム位置が線形な相関を持っているのが分かる。また、標的の端付近では負の相関に逆転する傾向も見られる。しかし、ビーム位置の原点に対して、MUMON では  $3 \text{ cm}$  程度ビーム中心がずれて観測されている。MUMON のビーム中心の測定は前節の時間安定性の試験から  $2 \text{ mm}$  程度で安定しているため、これは優位なズレである。MUMON の設置位置をもう一度精査し直す等して、今後原因を特定する。

今回の標的付近での測定結果から、陽子ビームの入射位置が標的中心から  $1 \text{ mm}$  ずれると、MUMON でのビーム位置が数センチ単位でずれることが確認できた。前節の結果より、MUMON のビーム中心測定が  $2 \text{ mm}$  の非常に良い精度で安定していることを考えると、MUMON で標的上でのビーム位置に対して非常に良い感度を持っていることが確認できた。

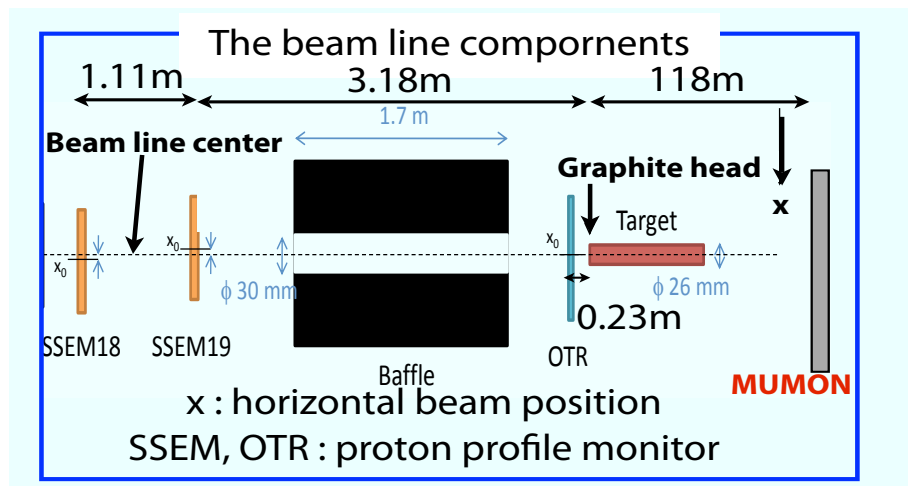


図 7.17 SSEM18,19 と OTR, 標的, MUMON の位置関係 (水平方向について)。陽子ビームは図の左側から入射する。

### 7.3 INGRID 解析

INGRID では、4,5 月は陽子ビームの強度が低く、またショット数も少なかったため、ニュートリノイベントは観測できなかったが、11 月のランで T2K 実験初のニュートリノイベントの観測に成功した(図 7.26)。その後も観測数を増やし、それらの観測タイミングを元に、データ取得のトリガーを微調整した。11,12 月での照射陽子数は期待よりも少なかったため、再構成したビームプロファイルからのビーム方向の測定精度は不十分であったが、今後統計数を増やしていけば、精度良い測定が行える事を確認した。

本節では 11,12 月のコミッショニング結果について述べる。まず、解析方法について簡単に述べた後、ニュートリノイベント検出数を求め、検出器シミュレーションとの比較を行う。さらに、本コミッショニングのデータだけでビームプロファイルの再構築を行った際の、ビーム方向の測定精度を算出し、シミュレーションとの結果と合わせて、INGRID でのビーム方向の測定精度について評価した。

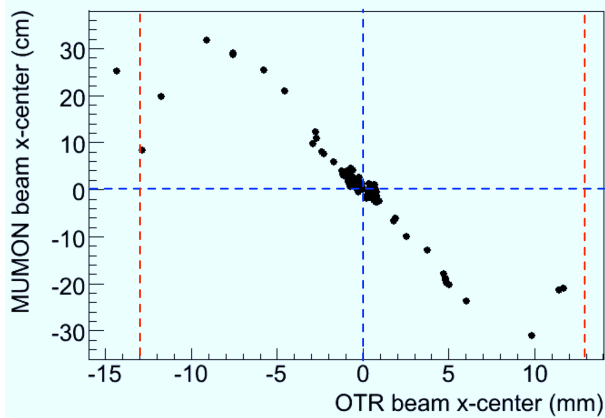


図 7.18 第 1 電磁ホーンの電流が 273 kA (第 2,3 は 0 kA) で、OTR で測定した陽子ビームの入射位置と MUMON で測定したビーム中心位置の相関 (水平方向)。赤い点線は標的の端 (中心から 13 mm, 設計値) を示す。標的の中心付近 (-5 mm ~ +5 mm) では負の相関が見られるが、標的の端付近 (中心から 10 mm 以上) では急激に相関関係が変わっている。

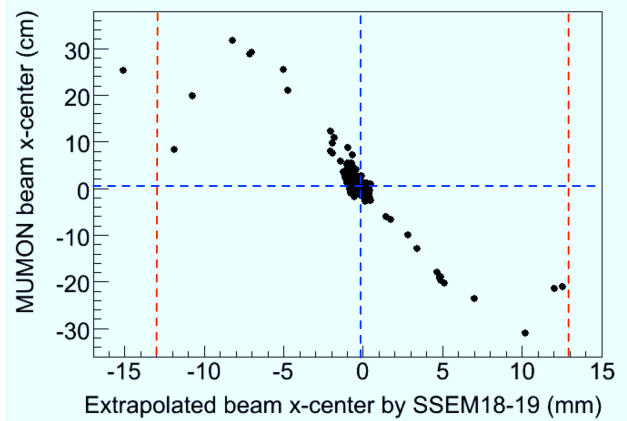


図 7.19 第 1 電磁ホーンの電流が 273 kA (第 2,3 は 0 kA) で、SSEM18-19 から外挿して求めた陽子ビームの入射位置と MUMON で測定したビーム中心位置の相関 (水平方向)。赤い点線は標的の端を示す。図 7.18 と同様の傾向が見られる。

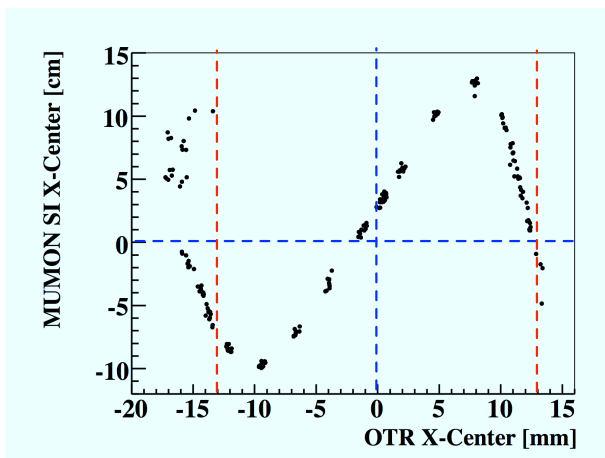


図 7.20 電磁ホーンを 3 台とも運転しない場合の、OTR で測定した陽子ビームの入射位置と MUMON で測定したビーム中心位置の相関 (水平方向)。赤い点線は標的のはしを示す。標的の中心付近では正の相関が見られるが、標的の端付近 (中心から 10 mm 以上) では急激に相関関係が変わっている。

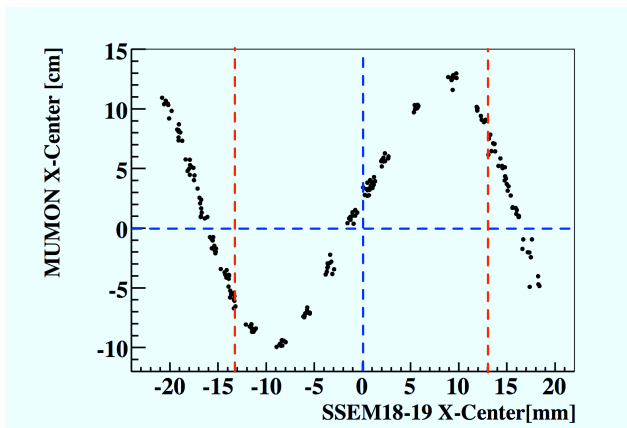


図 7.21 電磁ホーンを 3 台とも運転しない場合の、SSEM18-19 から外挿して求めた陽子ビームの入射位置と MUMON で測定したビーム中心位置の相関 (水平方向)。赤い点線は標的のはしを示す。図 7.20 と同様の傾向が見られる。

### 7.3.1 検出器のセットアップ

11,12 月のコミッションングでの INGRID の設定を以下にまとめた。

- MPPC への印加電圧 =  $\Delta V = 1.1 \text{ V}$
- TDC の閾値 = 2.5 p.e. 相当
- サイクルの積分時間 (ゲート時間), リセット時間 (11 月コミッションング時)

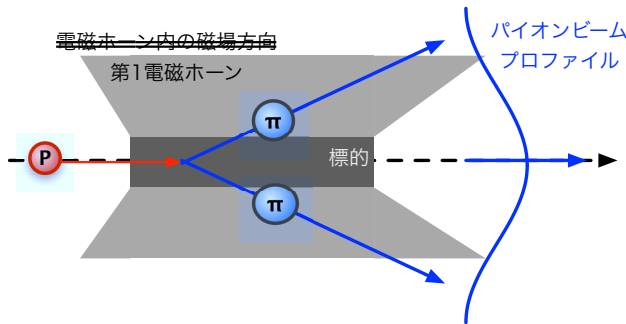


図 7.22 第1電磁ホーンの磁場がない状態で、陽子が標的中心に入射した場合に生成されたパイオンの運動の模式図。黒い点線はビーム軸を表す。詳細は本文参照

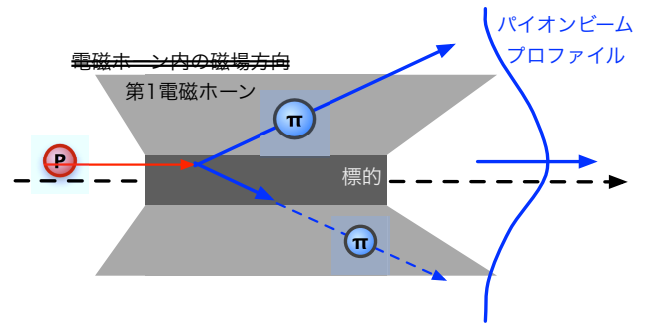


図 7.23 第1電磁ホーンの磁場がない状態で、陽子が標的端に入射した場合に生成されたパイオンの運動の模式図。黒い点線はビーム軸を表す。詳細は本文参照

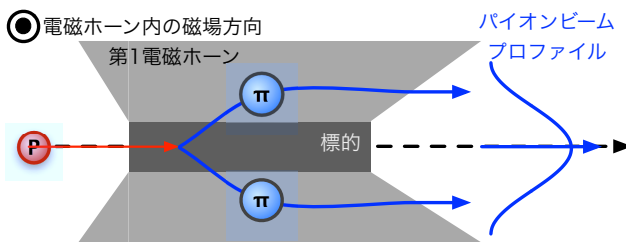


図 7.24 第1電磁ホーンの磁場がある状態で、陽子が標的中心に入射した場合に生成されたパイオンの運動の模式図。詳細は本文参照

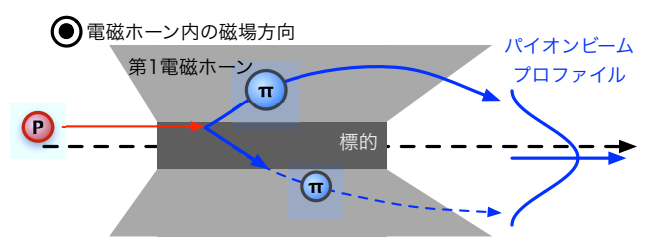


図 7.25 第1電磁ホーンの磁場がある状態で、陽子が標的端に入射した場合に生成されたパイオンの運動の模式図。詳細は本文参照

- ゲート時間 = 1500 nsec
- リセット時間 = 100 nsec
- サイクル 10 番目にビームの 1 バンチ目が来るように調整した。
- サイクルの積分時間 (ゲート時間), リセット時間 (12 月コミッショニング時)
  - ゲート時間 = 480 nsec
  - リセット時間 = 100 nsec
  - サイクルの 5 番目にビームの 1 バンチ目が来るように調整した。
  - ゲート時間 + リセット時間 = 580 nsec ~ バンチ間隔 になるように調整した。
- トリガーモード
  - Beam Trigger Mode と Periodic Trigger Mode を用いた。
  - Periodic Trigger Mode の周期は 1 秒に設定。

### 7.3.2 解析方法

解析方法の概要を図 7.27 に示す。

#### Raw data → Calibration data

各 MPPC からの ADC 値と TDC 値を、キャリブレーションデータを元に光電子数 (p.e.) と時刻 (nsec) に直す。ADC 値の変換は、INGRID のデータ取得開始後の初め 500 トリガー分の MPPC の ADC 分布か

First INGRID neutrino event candidate

Nov. 22, 2009  
20:25:48 JST

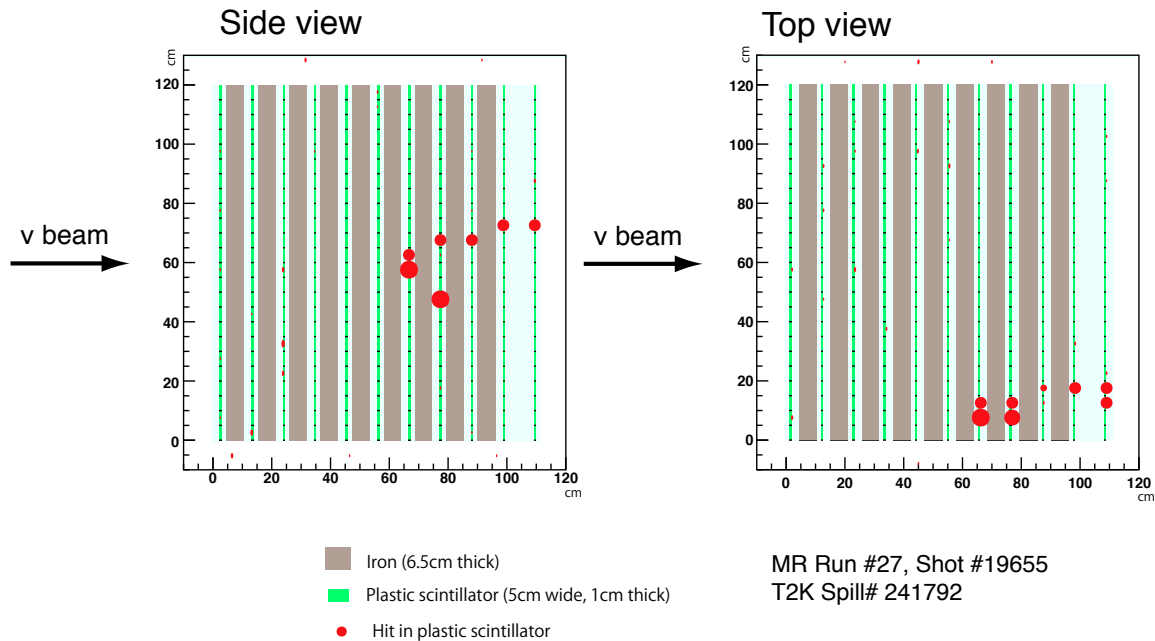


図 7.26 INGRID モジュール内での T2K 実験初のニュートリノイベント (11/22)。左図がモジュールを横から見た図 (Side view)、右図がモジュールを上から見た図 (Top view) になる。座標軸はモジュール内での座標系を示す。赤い点が MPPC からの信号 (ADC 値) を表す。点の大きさは値の大きさに相当する。モジュール後方の大きな点がニュートリノ反応により生成された荷電粒子による信号で、その他の小さい点は MPPC ノイズによる信号と考えられる。

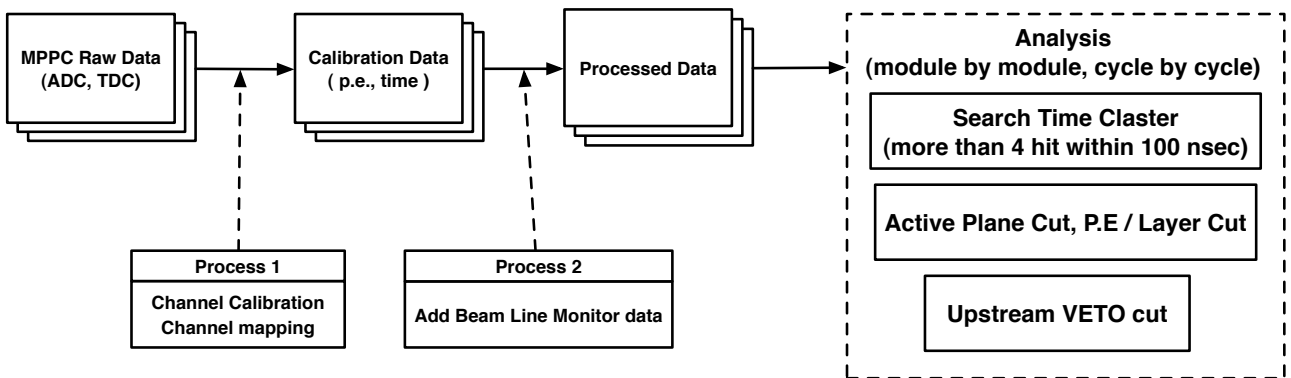


図 7.27 コミッショニングでの INGRID の解析方法の概略図。詳細は本文参照のこと

ら求めたゲイン (= (1p.e. ピーク) - (ペDESTALピーク)) を用いて行う (図 7.28)。MPPC のダークノイズ由来の 1 p.e. peak を用いている。TDC 値の変換は仕様値の 2.5 nsec / ch を用いて、 $Time [nsec] = TDC \times 2.5 [nsec] - (Trigger Time [nsec])$  で、トリガーからの経過時間を求める。

Calibration data → Processed data

上流のビームモニター CT1 で測定したビームタイミングや、陽子ビーム強度・標的上の照射位置、電磁ホーンのカレント値などの情報を加える。解析の際にビームの条件で場合分けするのに用いる。

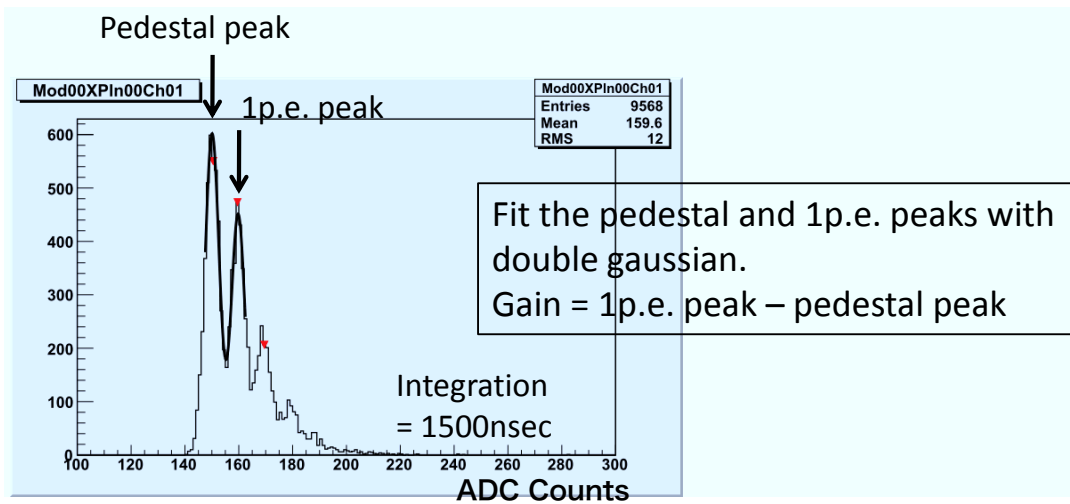


図 7.28 MPPC の ADC 分布図 (積分時間  $1.5 \mu\text{sec}$  の場合)。ペダスタルピークと 1p.e. ピークをダブルガウシアンを用いてフィットし、ゲインを求めている。

#### Analysis (module by module, cycle by cycle)

種々のイベントセレクションを行う。セレクションはモジュール毎、サイクル毎に行う (あるモジュールであるサイクルのことを、ここでは便宜上イベントと呼ぶ)。

TDC 閾値 ( $2.5 \text{ p.e.}$ ) を超えた MPPC からの信号をヒットとする。ニュートリノ反応で放出される荷電粒子が複数のシンチレータ層を突き抜ける。その際、複数のヒットを同時に発生させる。まずは、このようなヒットの時間的な集まり (タイムクラスター) を以下のようにして探す (タイムクラスターサーチ (図 7.29))。

1. サイクル内のヒットを時間順に並べる。
2. 測定時間の早いヒットから、次の (a)~(d) を繰り返す。
  - (a)  $i$  番目のヒットに対して  $(i+3)$  番目のヒットの測定時間を調べて、 $50 \text{ nsec}$  以内であれば、 $i \sim (i+3)$  番目の 4 つのヒットの測定時間の平均時間を求める。
  - (b) (a) で計算した平均時間から  $\pm 50 \text{ nsec}$  以内のヒットをタイムクラスターとする。
  - (c) タイムクラスター内のヒットで最も光量の高いヒットの測定時間をそのタイムクラスターの測定時間とする。
  - (d) このタイムクラスターに含まれるヒットを除いて、(a)~(d) を繰り返す。

次にタイムクラスター内のヒットに対して、アクティブプレーン数とレイヤーあたりの平均光電子数を計算して、アクティブプレーン数が 2 以上かつレイヤーあたりの平均光電子数が  $6.5 \text{ p.e.}$  以上のイベントを残す (Active Plane Cut, P.E. / Layer Cut)。最後に、全てのアクティブプレーンよりビーム上流に位置する VETO チャンネルにヒットがあるか、もしくは一番目のトラッキングプレーンがアクティブになるかのどちらかに当てはまるイベントは除く (Upstream VETO cut)。こうして残ったイベントをニュートリノ反応イベントの候補として扱う。

アクティブプレーン数カットとレイヤーあたりの平均光電子数カット、Upstream VETO カットは INGRID の検出器シミュレーション (第 6 章) の際に説明したものと同一カットなので、ここでは説明を

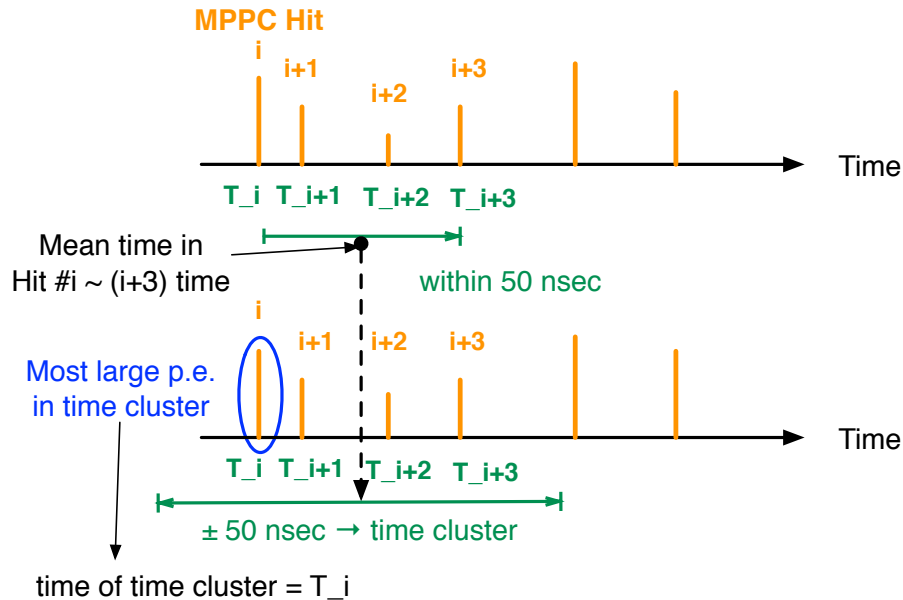


図 7.29 タイムクラスターサーチの流れ。橙色の線はヒットを表し、高さが光量の大きさを示す。詳細は本文参照

割愛する。

以下では、11,12月のコミッショニングデータに対して解析を行った結果について述べる。

### 7.3.3 11月コミッショニングの解析

11月のコミッショニングでは初のニュートリノイベント観測と、ニュートリノ観測時刻を元にトリガータイミングの調整を行った。そのために MPPC のゲート時間を長くとしている。

また、11月のコミッショニング時はモンテカルロの章で説明したイベントカットのうち「1レイヤーあたりの平均光量 > 6.5 p.e.」ではなく、「1ヒットあたりの平均光量 > 7.5 p.e.」を用いて INGRID のトリガータイミングの調整を行った。しかし、ヒットあたりの平均光量の場合、MPPC のダークノイズが TDC の閾値 (2.5 p.e.) を超えた場合、荷電粒子によるヒットと MPPC のダークノイズによるヒットの平均をとった光量になる。このときの平均光量は MPPC ダークノイズに引っ張られて低くなってしまい、ニュートリノイベントをミスする可能性がある。12月のコミッショニングでは解析方法を見直し、INGRID 検出器シミュレーションの章で説明したような1レイヤーあたりの平均光量で判断するようにした。

ここでは実際に11月コミッショニングでのトリガータイミングの調整を行った際の解析、つまり「1ヒットあたりの平均光量 > 7.5 p.e.」を用いた方法について述べる。

#### バックグラウンドデータ

ビームが出ていない場合の、10000トリガー分のデータを用いて、バックグラウンドレートを求める。データは Periodic Trigger Mode (トリガーレート = 1 Hz) を用いて取得した。

ビームの解析方法と同じ方法・同じイベントセレクションで解析し、残ったイベントをバックグラウンドイベントとして評価した。

図 7.30 がバックグラウンドデータを用いた、アクティブプレーン数分布とレイヤーあたりの平均光電子数分布の相関を示す。アクティブプレーン数が小さく、平均光電子数が小さいイベントは MPPC ノイ

ズによるものと考えられる。その他の領域は宇宙線によるイベントと考えられる。この図の中で「アクティブプレーン数 > 1」「1 ヒットあたりの平均光電子数 > 7.5 p.e.」の条件をかける。

図 7.33 はアクティブプレーン数カットと 1 ヒットあたりの平均光電子数カットをかけた後の時間分布を示す。バックグラウンドデータは一樣な時間分布をしている。

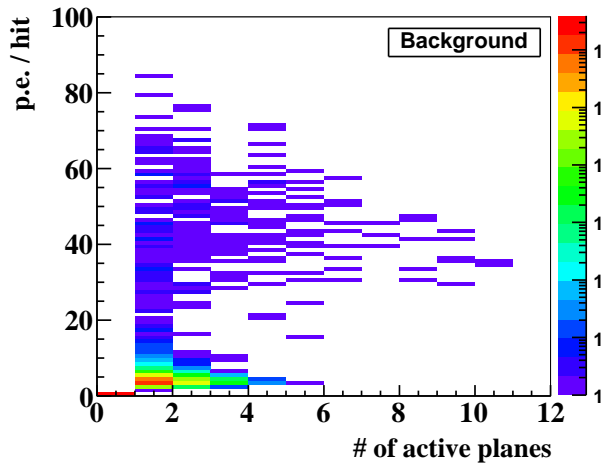


図 7.30 11 月の際のビームが出ていない場合のバックグラウンドデータ。MPPC の積分時間は 1.5  $\mu\text{sec}$ 。MPPC ノイズと宇宙線による信号からなる。

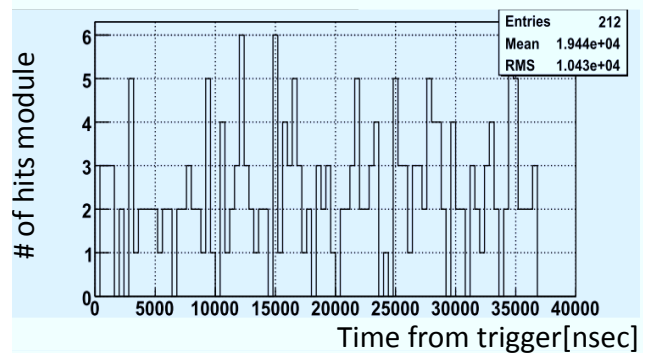


図 7.31 バックグラウンドデータにアクティブプレーンカットと 1 レイヤーあたりの平均光電子数カットをかけた後の時間分布。Upstream VETO Cut はかけていない。

表 7.3 にバックグラウンドレートをまとめた。

表 7.3 INGRID のバックグラウンドレート (積分時間 = 1.5  $\mu\text{sec}$ , Upstream VETO Cut なし)

バックグラウンドレート [ events / 100 nsec ]	$6.3 \pm 0.4 \times 10^{-5}$
-----------------------------------	------------------------------

### 7.3.4 トリガータイミングの調整

11 月のコミッショニングでは合計 910 スピルの運転が行われた。このうちほとんどが 1 バンチスピル (1 バンチ目にビームが入っている) であった。このデータに対して「アクティブプレーン数 > 1」「ヒットあたりの平均光量 > 7.5 p.e.」のイベントセレクションを行った (Upstream VETO カットなし) 結果、31 イベントが残った (図 7.32)。この時に期待されるバックグラウンドイベントは 19.1 (Upstream VETO カットなし) である。

図 7.34 はその 31 イベントの時間分布である。17  $\mu\text{sec}$  あたりに重なってイベントが見られる。事前に設定したトリガータイミングでは 16900 nsec あたり (図 7.34 の赤い点線あたり) にビームの 1 バンチ目が来ることが期待される。このタイミングに 5 イベントが集まっており、ニュートリノビーム由来のイベントと考えられる。

図 7.34 に対して、CT1 で測定したビームタイミングとバンチ間隔を元に、各イベントの時間を調整したものが図 7.35 である。赤い斜線は各ビームバンチのタイミングを中心にした  $\pm 100$  nsec の範囲 (ビームウィンドウ) を示す。13 イベントがこの範囲内に残った。これら全てのイベントを目で確認したところ、5 つがモジュール内でニュートリノ反応が起きたイベント (図 7.26 のようなイベント) で、8 つがホー



ルの壁で反応したニュートリノ反応によるイベントであった(図 7.37)。これにより、100 nsec の精度でトリガータイミングをビームタイミングに調整した。11月のコミッショニングデータに対して、Upstream VETO カット をかけなかったのは、統計数が低いため、極力ビームによるニュートリノイベントを除きたくなかったためである。

今回の結果から、一連のイベントセレクションと測定時間によるカットによってニュートリノ反応イベントを残せる事が確認できた。

また、31 イベントのうち、イベントカットの後にも残ったが、ビームウィンドウ内に入らなかったイベントはニュートリノイベント以外の他のイベントは宇宙線イベントがほとんどであった(図 7.36)

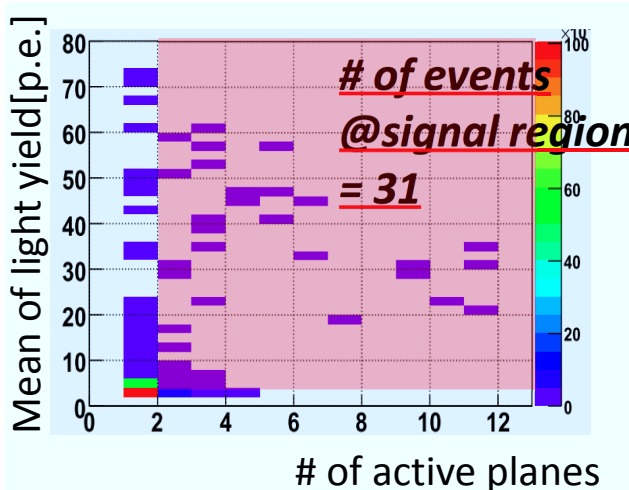


図 7.32 11月ビームデータによるイベント分布。MPPC の積分時間は  $1.5 \mu\text{sec}$ 。MPPC ノイズと宇宙線による信号からなる。

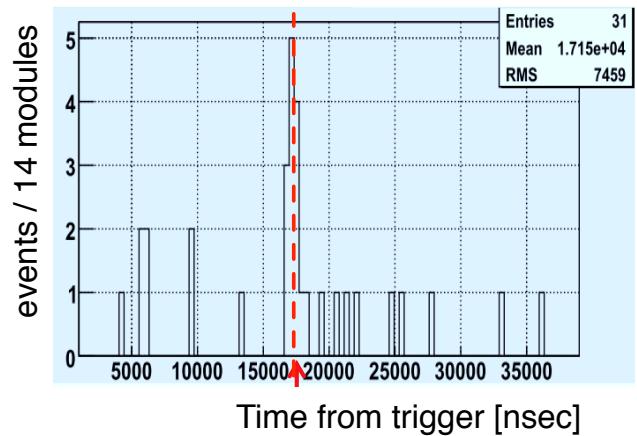


図 7.33 ビームデータにアクティブプレーンカットと1レイヤーあたりの平均光電子数カットをかけた後の時間分布。Upstream VETO Cut はかけていない。17  $\mu\text{sec}$  あたりにクラスターが見られる。

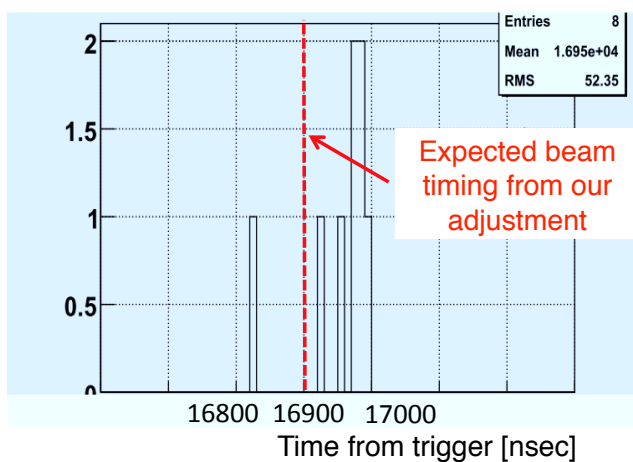


図 7.34 図 7.33 のクラスターあたりを拡大した図。赤い点線あたりが事前に設定したトリガータイミングから予想されるビームタイミング(1バンチ目)

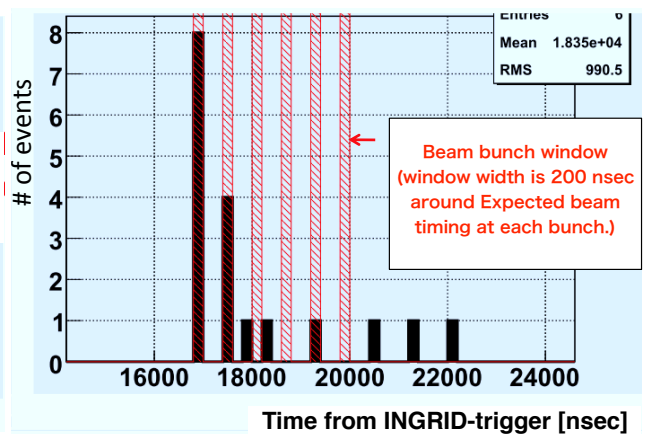


図 7.35 図 7.34 に対してタイミング補正を行ったもの。CT1 で測定したビームタイミングを元に各イベントのトリガータイミングを補正した。赤い斜線の範囲が予想されるビームタイミングを中心に  $\pm 100 \text{ nsec}$  を表す。

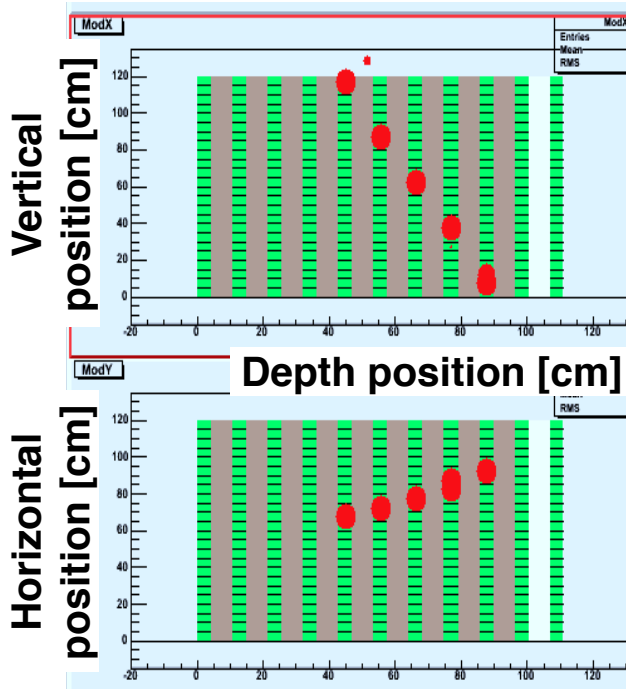


図 7.36 11 月ビームのイベントセレクションで残ったイベント：ビームウィンドウ内に入らなかった。宇宙線イベントと考えられる。

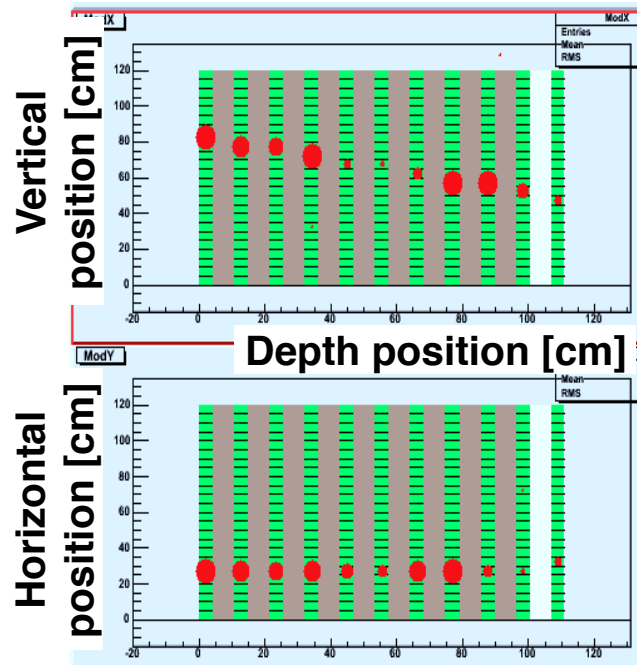


図 7.37 11 月ビームのイベントセレクションで残ったイベント：ホール壁で起こったニュートリノ反応イベントの例

### 7.3.5 ニュートリノ反応の検出

12 月のコミッショニングでは、11 月に調整したトリガータイミングでニュートリノ検出の統計数を貯め、この結果をシミュレーションと比較した。また、各モジュールでのニュートリノ検出数からビームプロファイルを再構成できるほどの統計数は貯められなかったが、現時点での統計数でのビームプロファイルの再構成を評価した。測定・解析方法は 11 月のコミッショニングと同じを取る。ただし、トリガータイミングを調整したため、MPPC のゲート時間を 480 nsec に狭め、ノイズ信号を抑えた。

また、解析方法を 11 月のコミッショニング時から見直し、「ヒットあたりの平均光量 > 7.5 p.e.」ではなく、「1 レイヤーあたりの平均光量 > 6.5 p.e.」に変更した。

#### バックグラウンドレート

MPPC のゲート時間を 11 月コミッショニングから変更し、解析方法を変えたため、バックグラウンドレートを見積もった。その結果を表 7.4 にまとめる。

表 7.4 INGRID のバックグラウンドレート (ゲート時間 = 480 nsec)

	Upstream VETO カットなし	Upstream VETO カットあり
バックグラウンドレート [ events / 100 nsec ]	$6.2 \pm 0.3 \times 10^{-5}$	$1.5 \times 10^{-5}$

### 陽子ビームのターゲット上での入射位置

今回のコミッショニングでは、1次ビームラインの磁石の設定を最適化させたり、陽子ビームをわざと標的中心から外した際のビームモニターの応答を見たりしたため、陽子ビームの入射位置が標的中心からずれたデータも多く含まれる。先行研究 [17] によると、陽子ビームがターゲットから 3 mm ずれると、INGRID ではビームプロファイルの中心が 22.4 cm ずれて観測される。ビームプロファイルの中心がずれると各モジュールでのニュートリノ反応数が変化する。図 7.38～図 7.40 はターゲット直上流に置かれている陽子ビームモニター OTR を用いて測定した陽子ビームの位置である。これより、特に電磁ホーンが 3 台とも入っていない時に陽子ビームが中心に当たっていないスピルも多く見られる。今回のビームコミッショニングでは陽子ビームの統計量が予定ほど多くなかったため、これらのショットを除去してしまうと、解析に使用できるデータが減ってしまい(図 7.41)、ニュートリノ検出数の統計誤差が大きくなってしまう。今回のコミッショニングでのニュートリノ検出数を算出する際には、OTR で測定した標的上での陽子ビーム入射位置に対して、中心から 10 mm 以内のデータを用いることにする。検出器シミュレーションとの比較の際にはこの点を念頭に置く。

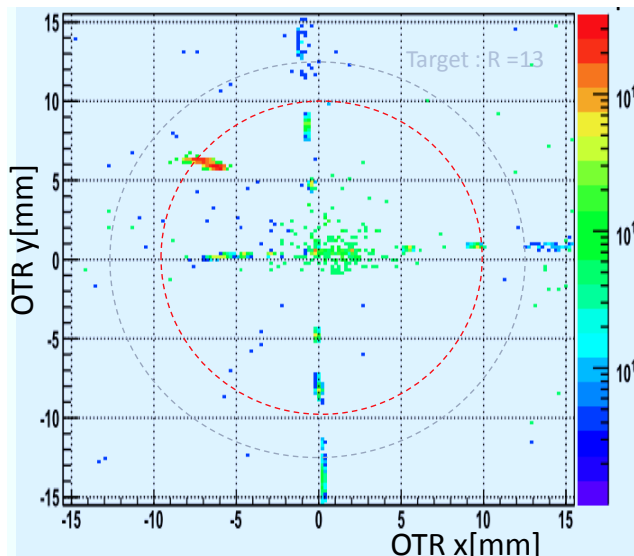


図 7.38 OTR による陽子ビームのターゲット上での照射位置：Horn 1,2,3 = 0 kA。点の色は統計数を表す(紫から赤に行くほど多い)。標的半径 13 mm (灰色の点線) に対して、半径 10 mm (赤い点線) 以内に大半のビームが集まっている。

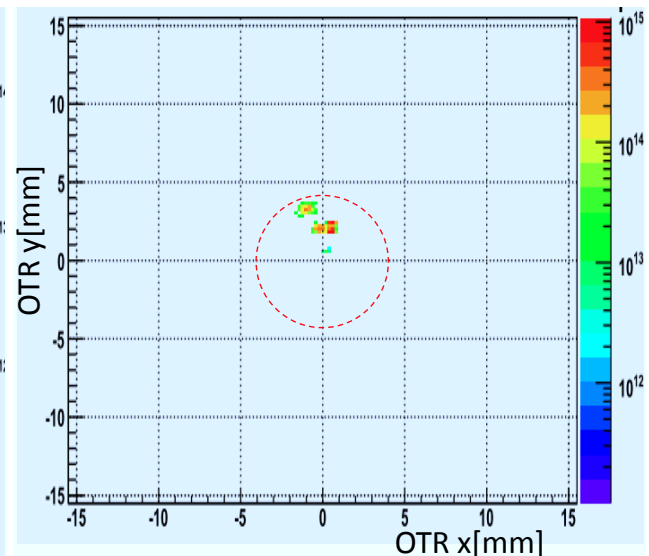


図 7.39 OTR による陽子ビームのターゲット上での照射位置：Horn 1 = 320 kA, 2,3 = 0 kA。点の色は統計数を表す(紫から赤に行くほど多い)。半径 4mm (赤い点線) 以内に全てのビームが集まっている

### ニュートリノ検出数

12月には3つの電磁ホーンカレントの設定で実験を行った。第1,2,3電磁ホーンに320 kAの電流を流した場合の解析結果について具体的に見ていく。

図 7.42 は 12 月コミッショニングの各電磁ホーンの設定の際のアクティブプレーン分布になる。どの場合も、アクティブプレーン数が小さい場合から大きくなるにつれて右肩下がりに落ちていく。プレーン数が小さい場合は、ランダムに検出される MPPC のダークノイズが、2 枚の重なり合うシンチレータの層で同時になった場合であると考えられる。「アクティブプレーン数 > 1」のカットをかけることで、こういったノイズによるアクシデンタルなイベントを除去できる。これらの分布に対して、「アクティブプレーン

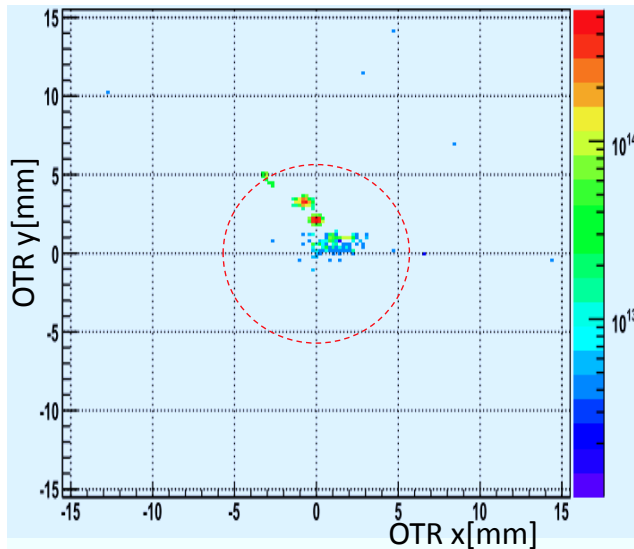


図 7.40 [OTR による陽子ビームのターゲット上での照射位置 : Horn 1,2,3 = 320 kA。点の色は統計数を表す (紫から赤に行くほど多い)。半径 6mm (赤い点線) 以内にほぼ全てのビームが集まっている。

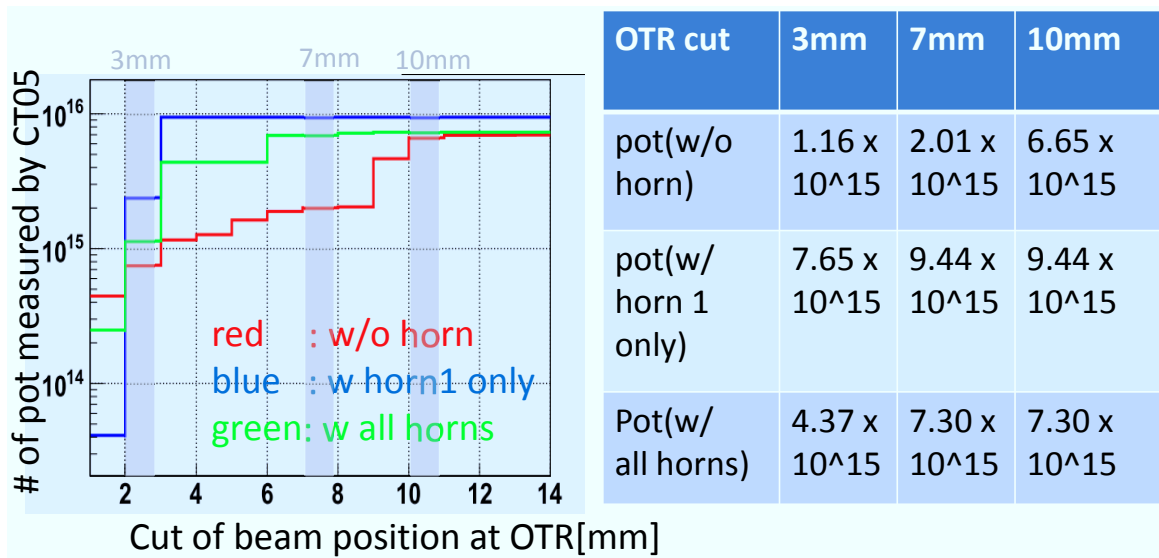


図 7.41 OTR による陽子ビームの位置と CT5 で測定した陽子の統計数の関係 (左図)。ビーム位置のカットをかけた際に残った陽子の統計数 (右図)。中心から半径 10 mm 以内でカットしても解析データはほとんど減らないが、3 mm 以内でカットすると 2 割から 8 割減る。

数 > 1」のカットをかける。

図 7.43 は「アクティブプレーン数 > 1」のカットをかけた後の、レイヤーあたりの平均光量分布になる。図 7.44 は 20 p.e. 以下の低い光量の範囲を拡大して見た図になる。5 p.e. 付近の低い光量のイベントは、MPPC のダークノイズによるイベントと考えられる。第 6 章で述べたシミュレーションの結果より、ニュートリノ反応によるレイヤーあたりの平均光量分布でも、5 ~ 8 p.e. 付近のイベントがごく僅かに (約 10<sup>5</sup> のニュートリノイベントに対して、10<sup>1</sup> 程度) 見られるが、5 p.e. 以下となるとほぼ見られない。光量が高い範囲は宇宙線によるイベントか、ニュートリノイベントと考えられる。これらの分布に対し

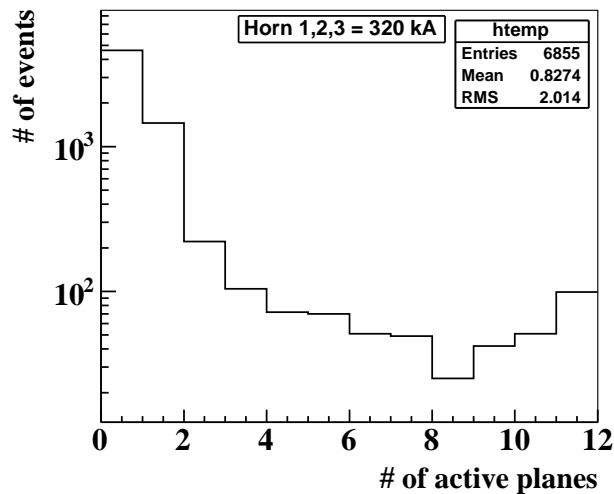


図 7.42 12月コミッションングデータのアクティブプレーン数分布 (Horn 1,2,3 = 320 kA)

て、「レイヤーあたりの平均光量数 > 6.5 p.e.」のカットをかける。

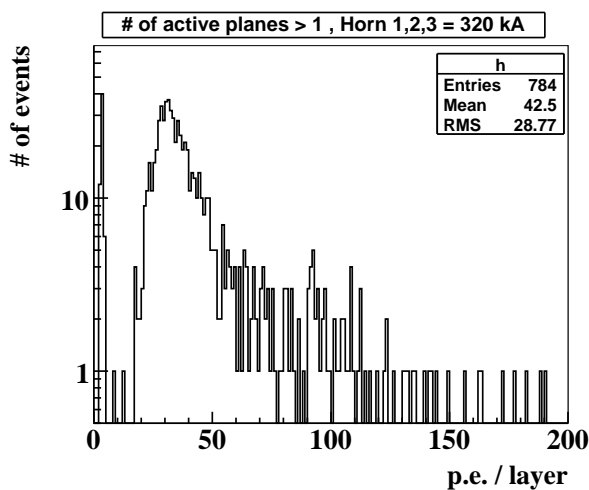


図 7.43 12月コミッションングデータの1レイヤーあたりの平均光量分布 (Horn 1,2,3 = 320 kA)。アクティブプレーン数 > 1 のカットをかけた後。

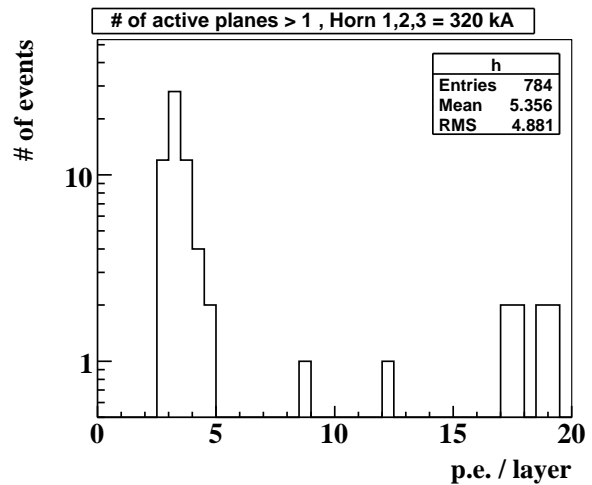


図 7.44 12月コミッションングデータの1レイヤーあたりの平均光量分布 (Horn 1,2,3 = 320 kA) : 低光量領域。アクティブプレーン数 > 1 のカットをかけた後。

図 7.45 は「アクティブプレーン数 > 1」「1レイヤーあたりの平均光量 > 6.5 p.e.」のカットをかけて、シグナル領域に残っているイベントの時間分布を表す。横軸は INGRID の読み出し機器にトリガーがはいつてからの経過時間を示す。12月には最大6バンチスピルの運転を行ったが、そのスパル構造がはっきりと見えている。11月に調整したトリガータイミングでは、5番目のサイクルに1バンチ目のビームが入ると予想される。各バンチで予想されるビームタイミングと実際に測定したイベントの時刻を差をバンチ毎に計算した。その値の分布が図 7.46 になる。この図の横軸の 0 が各バンチで予め予想したビームタイミングを示す。11月時の測定結果から、予想ビームタイミングの  $\pm 100$  nsec 以内のイベントをニュートリノイベント候補とする。

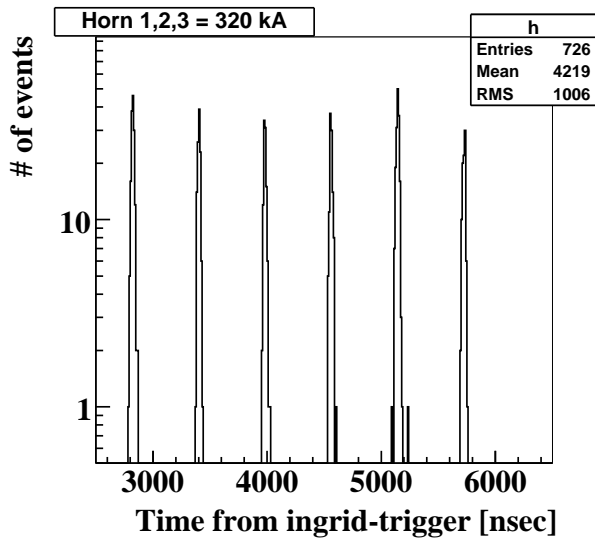


図 7.45 12月コミッショニングデータのアクティブプレーン数と1レイヤーあたりの平均光量によるカットをかけた後に残ったイベントの時間分布 (Horn 1,2,3 = 320 kA)。横軸は INGRID の読み出し機器にトリガーが入ってからの経過時間を表す。6 バンチスピルの構造がはっきりと見えている。

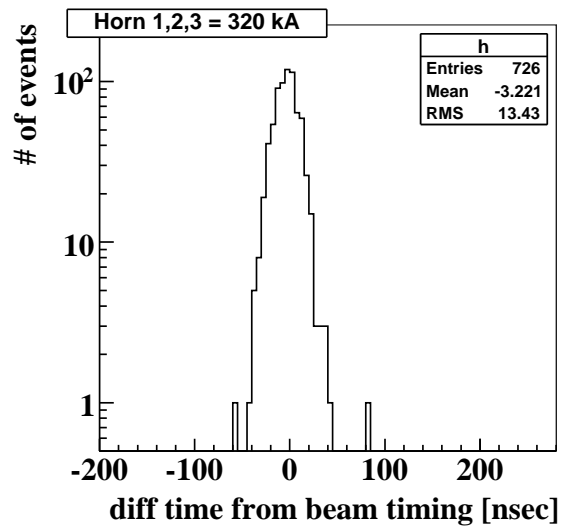


図 7.46 各バンチで予想されるビームタイミングとイベントの測定時刻の差の分布 (Horn 1,2,3 = 320 kA)。横軸の 0 が予想したビームタイミングを示す。横軸の 0 から  $\pm 100$  nsec 以内のイベントをニュートリノイベント候補として扱う。

ニュートリノイベント候補の内、宇宙線や壁でのニュートリノ反応で生成された荷電粒子によるイベントを除くために、upstream VETO カットをかける。このカットで落ちるイベントのほとんどが図 7.47 のような、壁でのニュートリノ反応から出てきた荷電粒子が INGRID のモジュールと反応したイベントであった。また、ごく希に図 7.48 の宇宙線のような角度を持った荷電粒子によるイベントも見られた。

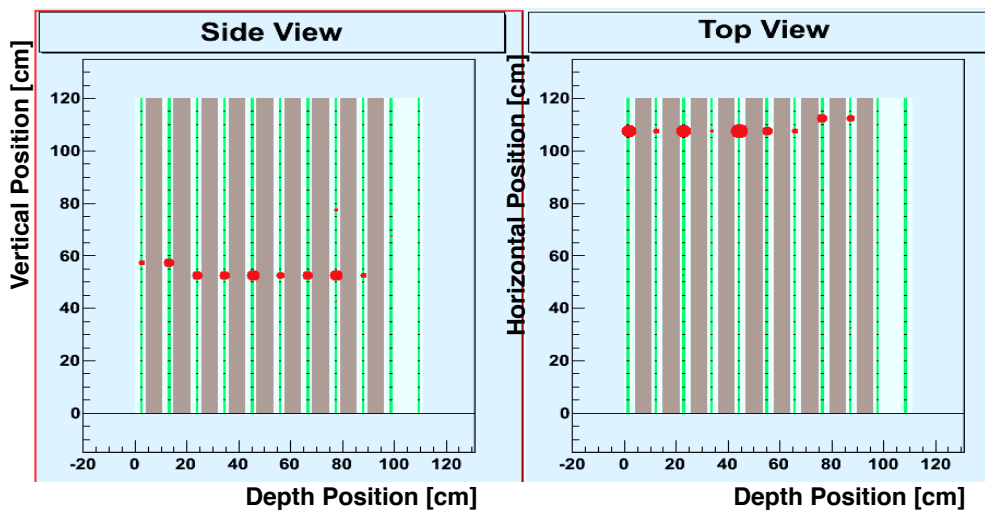


図 7.47 12月のコミッショニングでニュートリノイベント候補の内、upstream VETO カットで落ちたイベントの例 1。左がモジュールの水平方向からモジュールを見た図で、右が垂直方向からモジュールを見た図になる。緑がシンチレータ、肌色が鉄、赤色がシンチレータでのヒットを意味する。INGRID 検出器外の壁で起こったニュートリノ反応から出てきた荷電粒子が INGRID モジュールと反応した。このイベントのサイクルは 9 番目であった。

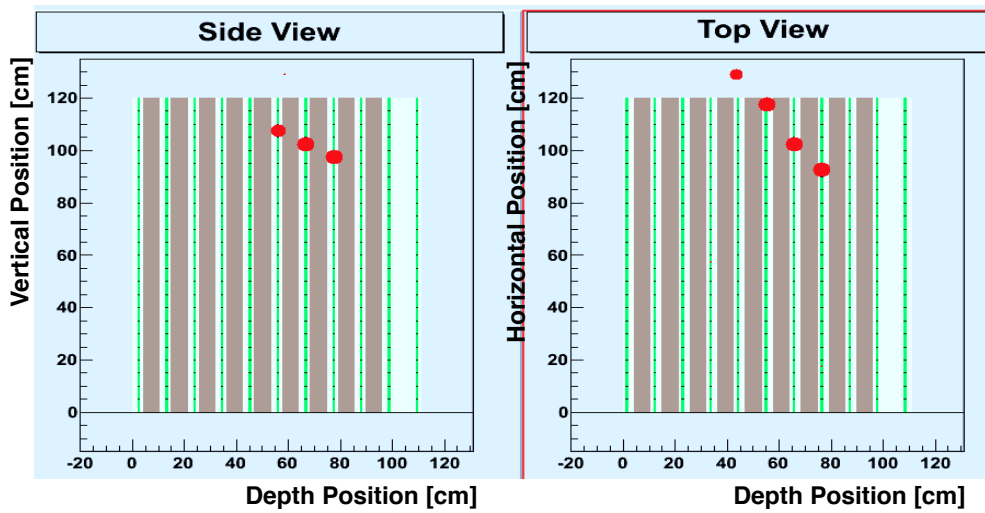


図 7.48 12月のコミッショニングでニュートリノイベント候補の内、upstream VETO カットで落ちたイベントの例 2。左がモジュールの水平方向からモジュールを見た図で、右が垂直方向からモジュールを見た図になる。緑がシンチレータ、肌色が鉄、赤色がシンチレータでのヒットを意味する。INGRID 検出器に対して斜め上から来た荷電粒子がモジュール内で反応を起こしている。このイベントのサイクルは9番目であった。

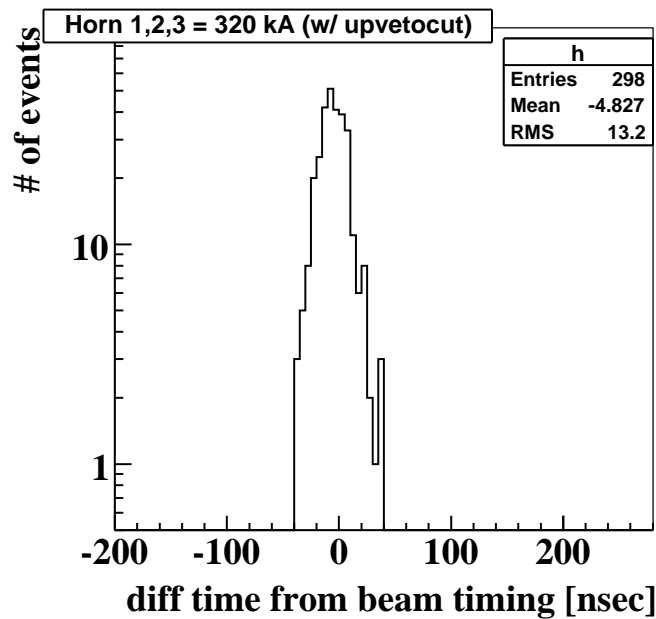


図 7.49 upstream VETO カットをかけた後の各バンチで予想されるビームタイミングとイベントの測定時刻の差の分布 (Horn 1,2,3 = 320 kA)。VETO カットをかける前 (図 7.46) とニュートリノイベント候補の数は変化なし。

図 7.49 は upstream VETO カットをかけた後に、最終的にビームウィンドウ内に残ったニュートリノイベント候補の時間分布を表す。最終的なニュートリノイベント検出数を算出する際は、予想されるバックグラウンド数をニュートリノイベント候補の数から引いた。電磁ホーン 1,2,3 の電流が 320 kA のデータの合計サイクル数の内、ビームタイミングに合っているサイクル数の合計は 4042 サイクルであった。1 サイクル中のビームウィンドウは 200 nsec であるため、4042 サイクル分のビームウィンドウ中に予想されるバックグラウンド数は表 7.4 を用いて 0.1 イベントと予想される。このバックグラウンド数をニュートリノイベント候補数から引いた数をニュートリノ検出数とした。

同様の解析を Horn 1 = 320 kA, 2,3 = 0 kA と Horn 1,2,3 = 0 kA の場合に対して行った。表 7.5, 7.6 にニュートリノ検出数をまとめた。今回の誤差は検出数の統計誤差のみを考慮した。

表 7.5 12月コミッショニングでのニュートリノ検出数のまとめ

Horn current	total protons / $10^{15}$	neutrino events	neutrino events / $10^{14}$ pot
Horn 1,2,3 = 0 kA	6.65	49	$0.73 \pm 0.11$
Horn 1 = 320 kA, 2,3 = 0kA	9.44	173	$1.8 \pm 0.1$
Horn 1,2,3 = 320 kA	7.3	298	$4.1 \pm 0.2$

表 7.6 12月コミッショニングでのニュートリノ検出数のまとめ : Horn 1,2,3 = 0 kA の時との比

Horn current	Ratio to No Horn
Horn 1,2,3 = 0 kA	1
Horn 1 = 320 kA, 2,3 = 0kA	$2.5 \pm 0.4$
Horn 1,2,3 = 320 kA	$5.6 \pm 0.9$

### INGRID 検出器シミュレーションとの比較

第 6 章より、INGRID で期待されるニュートリノ検出数は表 7.7 になる。誤差については、12 月に照射された陽子数の合計から期待されるニュートリノ検出数を算出し、その統計誤差のみを考慮した。

表 7.7 INGRID で期待されるニュートリノ検出数のまとめ

Horn current setting	neutrino events / $10^{14}$ pot	Ratio to No horn
Horn 1,2,3 = 0 kA	$0.87 \pm 0.11$	1
Horn 1 = 320 kA, 2,3 = 0kA	$1.9 \pm 0.13$	$2.2 \pm 0.33$
Horn 1,2,3 = 320 kA	$3.7 \pm 0.22$	$4.3 \pm 0.6$

12 月コミッショニングでのニュートリノ検出数は検出器とシミュレーションと誤差の範囲内で一致していることを確認した。



### 7.3.6 ビームプロファイルの再構成

図 7.50 と図 7.51 に 12 月コミッショニングのデータのうち、Horn 1,2,3 = 320 kA の場合のデータを用いたビームプロファイルの再構成の結果を示す。Horn 1,2,3 = 320 kA の場合の入射陽子数は  $7.3 \times 10^{15}$  であった。これは設計値の 1% 強度のビームで約 1 ヶ月間測定した際の統計数  $2.4 \times 10^{18}$  の 0.3% 程度の非常に低い統計数である。この条件でビームプロファイルを再構成し、プロファイル中心を出した。

各ビームプロファイルをガウシアンでフィットし、中心位置を出した結果が表 7.8 である。水平方向のビームプロファイルは、upstream VETO cut をかけなければ、中心モジュール (module# 3) にピークを持ち、中心軸対称なプロファイルが見えているが、cut をかけると統計が足りず一様なプロファイルになってしまう。フィットを行い求めたビームプロファイルの中心位置の測定精度は目標の 1 mrad (INGRID の設置位置で 28.0 cm に相当) は達成していない。

垂直方向のビームプロファイルは、upstream VETO cut をかけない場合もビームプロファイルは水平方向に比べて、プロファイルのピークが中心モジュールからずれていて、中心軸対象な形ではない。ただし、統計数が低く、誤差も大きいため、現時点では何とも言えない。フィットを行い求めたプロファイルの中心測定精度も水平方向と同様 1 mrad には到達していない。

Horn 1 = 320 kA, 2,3 = 0 kA と Horn 1,2,3 = 0 kA の場合は Horn 1,2,3 = 320 kA の場合に比べて、低統計である。さらに電磁ホーンによるビーム収束効果が弱く、ビームが広がっており、プロファイルの再構成の精度はより悪くなる。そのため、ここでは触れないでおく。

一方、検出器シミュレーションは INGRID 実機でのニュートリノ検出数を誤差範囲内で再現している。このシミュレーションである程度の統計数の場合に INGRID で達成できるビームプロファイル中心の測定精度を予測する。第 6 章の最後の節の表 6.9 と表 6.10 にシミュレーションのフィット結果を示す。

図 7.8 と同じ Horn 1,2,3 = 320 kA のシミュレーションのフィット結果を見てみると、 $1 \times 10^{19}$  pot に対して、ビームプロファイル中心は  $(-0.875 \pm 1.3, -12.3 \pm 1.3)$ (All cut の場合) と見積もることができた。垂直方向の測定に関しては、シミュレーションの方にバグがあったため、バグを修正した後に最後シミュレートする必要がある。ここでは水平方向に関して評価する。INGRID に求められるビーム方向の測定精度は 1 mrad であり、INGRID での 28 cm のプロファイル中心のずれに相当する。この要求値に対して、シミュレーション結果より 1.3 cm の測定精度が得られた。この値はビーム方向の 0.05 mrad の非常に小さいふらつきに相当する。このときの統計数  $1 \times 10^{19}$  pot は設計値の 1% 強度のビームで約 4 ヶ月に相当するが、設計値の 2% で連続運転すれば約 2 ヶ月、4% で運転すれば 1 ヶ月もかからない期間貯まる統計数である。2009 年 12 月のコミッショニングでは、設計値の 4% のビーム強度で 20~30 分間の連続運転を達成していることを考慮すると、4% での約 1 ヶ月間の定常運転は容易に実現可能な水準であると思われる。

Horn 1 = 320 kA, 2,3 = 0 kA の場合のシミュレーション結果は  $3.3 \times 10^{14}$  pot ~ 設計強度 1.5% で約 1 ヶ月の統計量で、 $(-6.02 \pm 6.0, -20.0 \pm 7.7)$ (All cut の場合) であった。これも水平方向について考えると、Horn 1,2,3 = 320 kA の結果より悪い精度であるが、0.2 mrad の精度でビーム方向を測定することが期待できる。

Horn 1,2,3 = 0 kA にはニュートリノビームラインシミュレーション Jnubeam のバグにより、正しくビームプロファイル中心を測定することができない。最新版の Jnbeam のコードではこの問題が直っているため、早急にコードのアップデートを行い、再解析する必要がある。

以上より、INGRID では統計数さえ貯めれば、ビーム方向の 1 mrad 以下の精度での測定が期待できる。

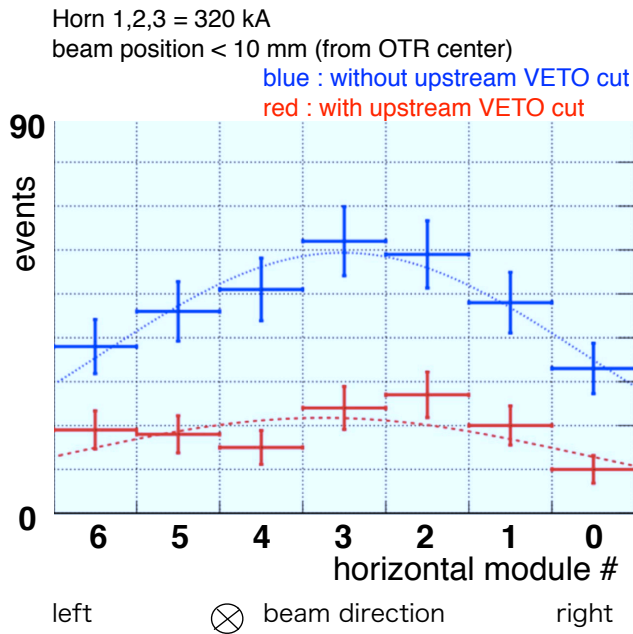


図 7.50 12月の INGRID でのビームプロファイル (水平方向) : Horn 1,2,3 = 320 kA。OTR で測定した陽子ビームの標的上の位置で、中心から 10 mm 以内のデータを用いた。青線が upstream VETO cut なし、赤線が upstream VETO cut ありの場合。誤差は各モジュールでの反応数の統計誤差を考慮した。

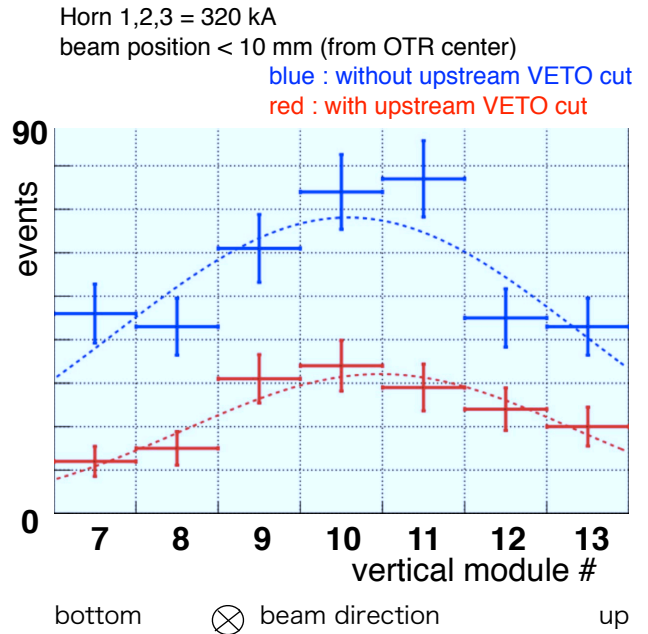


図 7.51 12月の INGRID でのビームプロファイル (垂直方向) : Horn 1,2,3 = 320 kA。OTR で測定した陽子ビームの標的上の位置で、中心から 10 mm 以内のデータを用いた。青線が upstream VETO cut なし、赤線が upstream VETO cut ありの場合。誤差は各モジュールでの反応数の統計誤差を考慮した。

表 7.8 12月の INGRID でのビームプロファイル中心の測定結果 : Horn 1,2,3 = 320 kA。水平方向と垂直方向のビームプロファイルを 1次元ガウシアンを用いてフィットを行い、中心位置を求めた。ビーム測定の目標精度 1 mrad は INGRID では 28.0 cm に相当する。

	beam profile center (horizontal)	beam profile center (vertical)
without upstream VETO cut	$3.0 \pm 39.0$ cm	$12.0 \pm 34.5$ cm
with upstream VETO cut	$37.5 \pm 87.0$ cm	$70.5 \pm 42.0$ cm

## 第 8 章

# 2010 年からの物理ランに向けての考察

本章では、2009 年に行われたビームコミッショニングの結果を元に、2010 年から開始される物理ランを開始するにあたり、本研究から判断できることを述べる。

### 8.1 物理ランにおける”Good Spill” 判定

T2K 実験の物理ランではビームスピル毎にビームモニターと GPS 受信機での測定データから、このスピルが要求水準以上のビームであるかを判定する (要求を満たしていれば、”Good Spill”としてそのスピル番号を記録する)。以下の条件が 2009 年の段階での”Good Spill”の判定基準である (ただし、この判定はまだ暫定的なものであり、今後の議論で変更される)。これらを全て満たすものを”Good Spill”とする。

- GPS モジュールの測定結果が”Good GPS Status”である。
- 電磁ホーンに設定値通りの電流が流れている。
- Nominal な陽子ビームである (ビームサイズ  $\sigma = 6\text{mm}$ , 標的中心に照射。陽子ビームモニターで測定)。
- MUMON でのビーム方向のずれがビーム軸から 1 mrad 以内である。

ニュートリノ前置検出器とスーパーカミオカンデでの測定データを解析する際は、この”Good Spill”なビームスピルによるイベントデータのみを解析する。さらに、ある程度のニュートリノ検出の統計が溜まったら、INGRID によって最終的なニュートリノのビーム方向を測定する。その期間のニュートリノビーム方向がビーム軸からのずれが 1 mrad 以内で抑えられていればオフ軸検出器とスーパーカミオカンデそれぞれでニュートリノエネルギー毎のニュートリノフラックスを算出し、ニュートリノ振動解析を行う。

本研究でこれまで述べてきたことから、物理ランに向けての達成度を述べる。

### 8.2 イベント同期と GPS システムについて

**イベント同期** 第 3 章で述べた通り、ニュートリノ振動解析を行う上で、J-PARC でのニュートリノ観測イベントとスーパーカミオカンデでのニュートリノ観測イベントが常に同期していなければならない。そのために、スピル番号を用いたビームラインモニター間でのイベント同期と、GPS の時間情報を用いたスーパーカミオカンデでの T2K ニュートリノイベントの観測、ビームラインモニターとのイベント同期を確認した。結果、ビームラインモニターとスーパーカミオカンデのイベント同

期は安定して行われていると言える。また、今後何か問題がおきても、スピル番号の一致を監視するシステムが動いているため、即座に問題発見・解決に取り組むことができ、無駄な測定を抑え、実験スケジュールへの影響を小さくできる。

前置検出器に関しては、現在ビームラインモニターと同様に NU1 の LTC モジュールからビームトリガーとスピル番号が配られている。しかし、前置検出器が受け取ったスピル番号を NU1 に返送する等して、スピル転送が正常に行われているかの確認は行われていない。コミッショニング時の INGRID では、前置検出器のモニター室でビームラインモニターの情報(イベントディスプレイ)をスピル毎に確認することで、イベント同期の確認を行っていた。その間は、スピル番号がビームモニターと前置検出器で異なるということは起きなかった。今後は物理ランに向けて、イベント同期の保証を自動化する必要がある。

**GPS システムの性能** J-PARC 側での GPS を用いたトリガー時間の測定は 10 nsec 程度の非常に良い精度で行うことができている。スーパーカミオカンデでの T2K イベントデータの収集は問題なく行えると言える。2009 年中に J-PARC 側の GPS 受信機 1 の時刻のオフセットが時期によって違っているという現象が起こった。これに関しては現在調査中であり、早急に原因究明を行わなければならない。しかし、GPS 受信機 2 は安定して動作しており、GPS 受信機 1 より数 nsec だけ時間測定の精度が悪いが、こちらも十分な水準での測定が行うことができる。

以上により、J-PARC とスーパーカミオカンデでのイベント同期は物理ランに置いても保証されることが期待できる。

### 8.3 2009 年コミッショニングの結果から MUMON で言えること

2009 年のビームコミッショニングで確認できた MUMON の性能を以下にまとめる。

#### 電磁ホーンによるパイオンの収束効果の確認

電磁ホーンの電流を挙げた際に、MUMON でのビームプロファイルがシャープになり、電磁ホーンの収束効果に対して MUMON が測定感度があることを確認した。これはミュオンの親パイオンが電磁ホーンにより前方に収束されたためである。そのため、親パイオンの 2 体崩壊からミュオンと同時に生成されるニュートリノビームも電磁ホーンで収束されることが期待できる。

T2K 実験で重要な、ニュートリノ振動に高い感度を持つニュートリノのエネルギー領域は 0.65 GeV 付近の低エネルギー領域である。この領域のニュートリノはエネルギーの低いパイオンからしか生成されない。しかし、エネルギーの低いパイオンは標的上で生成されても、ビーム軸に対して角度を持って標的から放出されるため、電磁ホーンで前方に収束されないと、スーパーカミオカンデまで到達できない。MUMON で電磁ホーンの収束効果を監視することは、ニュートリノ振動に高い感度のある実験を安定して続けることにつながる。

#### 陽子ビーム強度に対する収集電荷の応答

T2K 設計ビーム強度の 1%~約 4% の範囲での陽子ビーム強度の変化に対して、MUMON での収集電荷は線形に変化することを確認した(線形な応答からのずれは 1% 程度であった)。陽子ビームの変化に対して高い感度を持つことは、ニュートリノ生成数の変化に対しても高い測定感度を持つことにつながる。T2K の物理目標を達成するためには、ニュートリノのフラックスのふらつきを 5% 以内に抑えなければならない。陽子ビーム強度の変化に対して 1% 以内で線形に変化することから、MUMON はニュートリノフラックスの変化に対して物理的な要請以上の測定精度を持つと

言える。

#### 応答の時間安定性

$2.2 \times 10^{12}$  proton / bunch  $\times$  6 bunch (T2K 設計値の約 4% のビーム強度) で約 25 分間、3.52 のスピル周期での連続運転の際に、MUMON でのビームプロファイル中心の測定精度 (水平方向の精度, 垂直方向の精度) は、シリコン検出器で (2.9 mm, 1.8 mm)、イオンチェンバーで (4.3 mm, 2.3 mm) で安定していた。T2K の物理目標達成のためにビーム方向を 1 mrad 以内の精度で抑える必要がある。1 mrad の精度でのビーム方向の測定の為に、MUMON でのビームプロファイル中心位置の測定精度は 3 cm 以下に抑えなければならない。この目標精度に対して、約一桁高い精度を持つことを確認した。

また、MUMON での総電荷量を陽子ビームモニター CT5 で規格化した値が、シリコン・イオンチェンバーともに 0.5 % 程度のふらつきで安定していた。このときの CT5 でのビーム強度のふらつきが 0.5 % 程度であり、主には CT5 の測定のふらつきが見えている。MUMON での総電荷量を安定して測定することは、ミューオンの生成数を安定して監視することであり、ニュートリノの生成数の監視にもつながる。T2K 実験の要請としてスーパーカミオカンデに向かうニュートリノフラックスのふらつきは 5 % 以内に抑えなければならないが、MUMON ではその一桁高い精度での測定が可能であることを確認した。

#### 陽子ビームの標的への入射位置のずれに対する感度

陽子ビームの標的への入射位置にふらつきがあると、生成されるニュートリノビームの方向もふらつくことが考えられる。ビームモニターは陽子ビームの入射位置に対して感度ある測定を行う必要がある。MUMON でのビームプロファイルの中心位置と陽子ビームプロファイルモニター (SSEM18-19, OTR) で測定した陽子ビーム入射位置との相関を見た際、標的中心付近では、1 mm の陽子ビームの入射位置のずれに対して、MUMON では数 cm のプロファイル中心位置のずれとして観測された。MUMON の安定性は 2 mm 程度であるため、陽子ビームの標的への入射位置のずれに対して、MUMON は十分な感度を持つことが言える。

以上により、MUMON は T2K 実験で要求される精度以上の測定精度を持つことが確認できた。物理ラン時に、MUMON での測定したビームフラックスが 5 % 以上、ビームプロファイル中心の位置が 3 cm 以上変化するようなことがあれば、即座に陽子ビームの制御システムにフィードバックをかけ、ビームをチューニングすることで、常に質の高いビームを供給し続けることができる。

2009 年のコミッショニングではビーム強度が T2K 設計値の約 5% 以下であったが、先行研究 [16] より、設計値付近のビームに対しても、MUMON は低強度同様の測定精度を持つことが確認されている。物理ランが開始され、ビーム強度が増加した場合でも、MUMON は実験要求通りの測定が行えることが期待できる。

## 8.4 2009 年コミッショニングの結果から INGRID で言えること

2009 年コミッショニングにおいて、まず重要なのは T2K 実験で初のニュートリノ観測に成功したことである。この観測を皮切りに、INGRID でのデータ収集のトリガータイミングの調整、ニュートリノ検出、ビームプロファイル中心の測定を行った。以下ではそれぞれについてまとめる。

#### トリガータイミングの調整

2009 年 11 月のコミッショニングにおいて、「アクティブプレーン数 > 1」と「ヒットあたりの平

均光量  $> 7.5$  p.e.」のイベント選択を行った結果、31 イベントのニュートリノイベント候補が残り、さらに、INGRID で予想されるビームタイミングに 5 イベントが集まっていた。さらに、ビームモニター CT1 で測定したビームタイミングとバンチ間隔を元に、これら 31 イベントの測定時間を調整したところ、各バンチ毎で期待されるビームタイミングから 100 nsec 以内の範囲に合計 13 イベントのニュートリノ反応候補が残った。これら全てのイベントを目で確認したところ、5 つがモジュール内で起きたニュートリノ反応で、残り 8 つが前置検出器ホールの壁でのニュートリノ反応であり、どちらも陽子ビームに由来するニュートリノイベントであった。これにより、100 nsec の精度でトリガータイミングをニュートリノビームタイミングに調整した。

### ニュートリノ検出

2009 年 12 月のコミッショニングにおいて、11 月に調整したトリガータイミングでのニュートリノ検出を行った。11 月のコミッショニングとは違い、「アクティブプレーン数  $> 1$ 」「レイヤーあたりの平均光量  $> 6.5$ 」「upstream VETO カット」の 3 つのイベント選択によるニュートリノ検出を行った。このイベント選択の後、各バンチで予想されるビームタイミングの 100 nsec 以内に残ったニュートリノイベント数は、Horn 1,2,3 = 0 kA のデータで 49 イベント /  $6.65 \times 10^{15}$  pot, Horn 1 = 320 kA, 2,3 = 0 kA のデータで 173 イベント /  $9.44 \times 10^{15}$  pot, Horn 1,2,3 = 320 kA のデータで 298 イベント /  $7.3 \times 10^{15}$  pot であった。コミッショニングと平行して進めていた INGRID シミュレーションを用いて、同様の解析を行った結果、12 月のコミッショニング時の検出数を統計誤差範囲内で再現できた。このとき用いた INGRID 検出器シミュレーションの検出効率は 72.2 % (Horn 1,2,3 = 0 kA), 68.4 % (Horn 1 = 320 kA, 2,3 = 0 kA), 67.4 % (Horn 1,2,3 = 320 kA) であった。現時点での解析方法での INGRID 実機の検出効率はこの程度であると見積もれる。

### ビームプロファイル中心の測定

INGRID は  $3.3 \text{ times } 10^{12}$  proton / spill のビーム強度で約一ヶ月の統計量  $\sim 2.4 \times 10^{18}$  pot でビームプロファイル中心を 1 mrad の精度で求めることができるように設計されている。今回のコミッショニングの統計数は、ビームプロファイル中心の測定に必要な統計数の 1 % 程度であった。そのため、実験データからはビームプロファイル中心の測定精度は目標の 28 cm (ビーム方向にして 1 mrad に相当) を達成できなかった。しかし、INGRID 検出器シミュレーションを用いた結果、Horn 1,2,3 = 320 kA の場合に  $1 \times 10^{19}$  pot (約 4% のビーム強度で 1 ヶ月分) の統計量でビームプロファイル中心の測定精度は (1.3 cm, 1.3 cm) であった。これは目標の 28 cm より一桁以上良い精度で測定が行えている。また、Horn 1 = 320 kA, 2,3 = 0 kA の場合は  $3.6 \times 10^{18}$  pot (約 1.5% のビーム強度で 1 ヶ月分) の統計量で測定精度は (6.0 cm, 7.7 cm) であった。これは目標の約 4 倍程度良い精度である。Horn 1,2,3 = 0 kA の場合はニュートリノビームラインシミュレーションの方にバグがあり、ビームプロファイル中心位置がずれる原因であると考えている。早急にバグを直した上で、再解析を行いたい。

2009 年 12 月のビームコミッショニングでは T2K 設計値の 4% 程度のビーム強度で約 25 分間の連続運転が行われた。このことから設計値の 4% のビーム強度での物理ランは容易に達成できると思われる。そうなれば、INGRID でのビームプロファイル中心の測定精度は要求の 28 cm より良い精度で行えることが期待できる。

2009 年のコミッショニングでは INGRID のビーム方向の測定精度が要求の 1 mrad を達成できるとシミュレーションにより評価した。次の段階として、3 GeV 以下のニュートリノに対する検出感度の向上を目指す。

図 8.1 は INGRID 検出器シミュレーションを用いた際の、INGRID で検出されたニュートリノエネルギー分布 (Horn 1,2,3 = 320 kA) を示す。黒い線がまったくカットしていない場合の検出されたニュートリノのエネルギー分布で、赤い線が、「アクティブプレーン数 > 1」「レイヤーあたりの平均光量 > 6.5 p.e.」「upstream VETO カット」のカットをかけた場合に検出されたニュートリノエネルギー分布である。表 8.1 は、カットをかけなかった場合とかけた場合に検出されたニュートリノの内、エネルギーが 3 GeV 以下の割合を計算した結果である。これより、全てのカットをかけた場合は 3 GeV 以下のニュートリノの割合は 10 % 程度ほど落ちている。つまり、現在の解析方法では 3 GeV 以下のニュートリノに対して感度を上げることができない。今行っているアクティブプレーン数カットやレイヤーあたりの平均光量カットは MPPC ノイズによるアクシデンタルなイベントをカットしているため、同時にエネルギーの低い荷電粒子も誤ってカットする傾向のものであり、仕方がない。肝心なのはこれらのイベント選択をかけた後に、3 GeV 以下のニュートリノの割合が増えるカットを行うことである。

INGRID 初期設計 (NGRID) を決める際に行われた先行研究 [17] で、INGRID で行っているカットと同等のカットをかけた後に、再構成したミュオン方向とビーム方向のなす角度  $\theta_{\mu}^{rec}$  によるカットをかけることで、3 GeV 以下のニュートリノの純度を上げたという成果がある。図 8.2 はその再構成したミュオンの角度とニュートリノのエネルギーの相関を示す。これよりミュオンの角度が大きい領域ほど、3 GeV 付近の低エネルギーニュートリノの割合が多いのが分かる。[17] の際に行われた  $\theta_{\mu}^{rec} > 20$  度のカットをかけると、3 GeV 以下のニュートリノの割合がかける前の 20% 増加した。ただし、ニュートリノの検出効率は 60% 減少してしまう。(なお、NGRID のシミュレーションではニュートリノ反応で生成される粒子のうち、ミュオンのみを扱っていたため、ミュオンの角度分布でカットをかけた。)

統計数さえを増やせば、INGRID でニュートリノビーム方向を目標精度で測定することができる。次の段階として、3 GeV 以下のニュートリノに対する検出感度を挙げるために、このようなミュオン角度カットのようなカットが必要になる。それに向けて、イベント選択の方法について研究していく必要がある。その第一歩として、単純に再構成した荷電粒子の軌跡のなかで一番長いものの角度を元にカットをかけるだけでも一定の成果が得られると期待できる。ミュオンは高い貫通力を持つため、比較的長い軌跡を残す傾向にある。単純に長い軌跡を残す荷電粒子を選んでもミュオンである割合が高い。

ニュートリノエネルギーに制限をかけるカットにより、3 GeV 以下のニュートリノに対する高い感度を持つことが保証するために、今後早急にシミュレーションによる解析を進める。

表 8.1 INGRID で検出するニュートリノの内 3 GeV 以下のエネルギーのニュートリノの割合 (シミュレーション)

cut condition	# of Neutrino ( $E_{\nu} \leq 3\text{GeV}$ ) / # of Neutrino (all energy)
No cut	0.74
All cut	0.63

## 8.5 総括

本研究の総括として以下にまとめる。

- ビームライン DAQ によるデータ収集、スーパーカミオカンデとのイベント同期は安定して動作している。
- MUMON によるスピル毎のニュートリノビームの方向の測定は、実験要求以上の精度で実現して

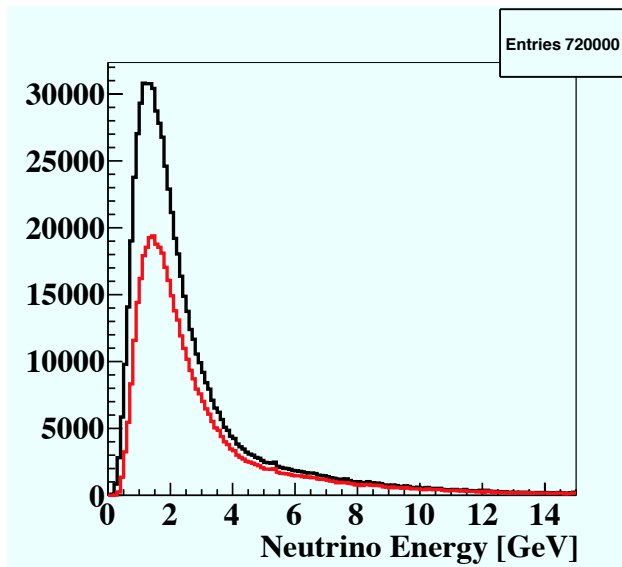


図 8.1 INGRID で検出したニュートリノのエネルギー分布 (Horn 1,2,3 = 320 kA : INGRID シミュレーション)。黒色がカットなし、赤色がアクティブプレーン数カット + レイヤーあたりの平均光量カット + upstream VETO カットを行ったもの。

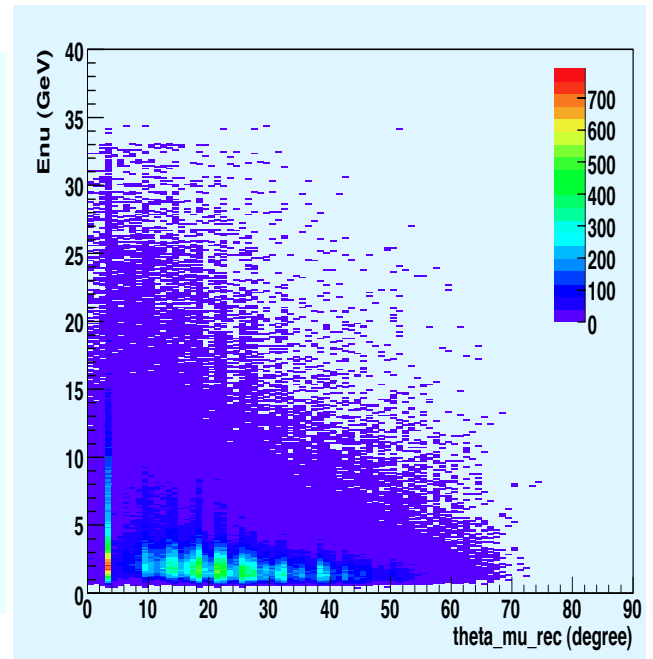


図 8.2 ニュートリノのエネルギーと再構成されたミュオンの方向とビーム方向のなす角度の相関 (シミュレーション)。ミュオンの角度が大きい領域ほどニュートリノエネルギーが低い割合が多くなっている。

いる。

- INGRID による最終的なニュートリノビームの方向の決定は、シミュレーション結果からニュートリノ検出数さえ増えれば、実験要求の精度での測定が期待できる。次のステップとして、3 GeV 以下のエネルギーのニュートリノに対する検出感度を高める解析方法が必要である。これに関しては先行研究もなされているため、全くの手探りという訳ではない。

以上により、T2K 実験におけるニュートリノビームの方向を測定するビームモニターは物理ランに向けて順調に運用されていると言える。



# 謝辞

私の修士2年間をこの論文に取りまとめるにあたり、振り返ってみると、様々な方にお世話になりっぱなしの2年間でした。この高エネルギーの業界に入ったのは大学院になってからで、右も左も分からない私でしたが、周りの方々の力強い支えがあったからこそ、こうして今、修士論文の場で、謝辞を述べる事ができているのだと思います。ここに感謝の意を表します。

中家剛教授には、何も分からなかった私に対して様々な場所での研究機会を与えて頂きました、たった2年間でここまで多岐に渡った研究をさせていただいたことに対して感謝の上もございません。

市川温子准教授には、この修士論文を取りまとめるまで、本当にお世話になりました。日頃からのご指導と叱咤激励がなければ、自分の研究を修士論文に取りまとめるどころまでできませんでした。また、この修士論文執筆に際しましても、適切な助言と温かなお心遣いがあったからこそこうして無事に形にすることができました。ありがとうございました。

東京大学大学院理学系研究科に栄転なさいました横山将志准教授には、MUMONの宇治でのビームテストの際に何度もお世話になりました。また、普段から暴走しがちな私に対して的確な助言をしていただき、ありがとうございました。

KEKの坂下健さんをはじめT2KDAQグループの方々にはT2K実験でのデータ収集システムについて丁寧なご指導をしていただきありがとうございました。この分野に関して初心者だった私に丁寧なご指導をしていただきありがとうございました。

松岡広大、久保一さんには修士1回生のころまだ何も分からなかった私に対して現場での作業やデータ解析の際に多くのご指導を頂きました。また、普段から何気ない相談に乗っていただき、ありがとうございます。

南野さん、大谷さんには研究面だけでなく、私生活面でも様々な相談に乗っていただきありがとうございました。

同期の家城くん、内藤くん、前田くん、皆と日々切磋琢磨して研究に取り組めたことを幸せに思います。ありがとう。

最後になりましたが、家族の支えなしには今の私はありませんでした。家族への感謝の言葉で締めくくりたいと思います。

2010年1月 村上明

## 参考文献

- [1] Z.Maki, M.Nakagawa, and S.Sakata. Remarks on the unified model of elementary particles. Prog. Theor. Phys., Vol. 28, p. 870, 1962.
- [2] Y. Ashie et al. [Super-Kamiokande Collaboration], “Evidence for an oscillatory signature in atmospheric neutrino oscillation,” Phys. Rev. Lett. 93, 101801 (2004).
- [3] E. Aliu et al. [K2K Collaboration], “Evidence for muon neutrino oscillation in an accelerator-based experiment,” arXiv:hep-ex/0411038.
- [4] 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)
- [5] 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, 179 (2002).
- [6] S. N. Ahmed et al. [SNO Collaboration], “Measurement of the total active B-8 solar neutrino flux at the Sudbury Neutrino Observatory with enhanced neutral current sensitivity,” Phys. Rev. Lett. 92, 181301 (2004).
- [7] T. Araki et al. [KamLAND Collaboration], “Measurement of neutrino oscillation with KamLAND: Evidence of spectral distortion,” arXiv:hep-ex/0406035.
- [8] M.Apollonio et al. Search for neutrino oscillation with on a long base-line at the chooz nuclear station. Eur.Phys.J.C27,331,2003
- [9] D.Beavis et al. [BNL-E88 9collaboration], “Long baseline neutrino oscillation experiment at the ags,” BNL-52459, 1995.
- [10] H. G. Berns, R. J. Wilkes, “GPS Time Synchronization System for K2K,” IEEE Trans.Nucl.Sci. 47 (2000) 340-343
- [11] GEANT-Detector Description and Simulation Tool, Application Software Group, Computing and Networks Division, CERN (1993)
- [12] S.Agostinelli et al. [GEANT4 Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. B 506, 250 (2003)
- [13] Y. Hayato, “NEUT,” Nucl. Phys. Proc. Suppl. 112, 171 (2002).
- [14] J-PARC Neutrino Facility Technical Design and Development (Internal) Report,May (2005).
- [15] 松岡広大. T2K 長基線ニュートリノ振動実験ミューオンモニターの開発. Master’s thesis, 京都大学大学院 理学研究科, (2007).
- [16] 久保一. NuMI ニュートリノビームラインを用いた T2K 実験ミューオンモニターの長期試験 (FNAL T968 実験). Master’s thesis, 京都大学大学院 理学研究科, (2008).
- [17] 栗本佳典. T2K 実験におけるニュートリノビームモニターの開発. Master’s thesis, 京都大学大学院 理学研究科, (2006).

- [18] 平出克樹 修士論文 J-PARC ニュートリノ振動実験のための off-axis 前置検出器の基本設計および APD 読み出し系の開発 2005
- [19] S. J. Harris and C. E. Doust. Energy per ion pair measurements in pure helium and helium mixtures. Radiation Research, Vol. 66, p. 11, 1976.
- [20] A. Pla-Dalmau et al. FNAL-NICADD Extruded Scintillator. FERMILAB-PUB-05-344, Sep 2005
- [21] Y. Itow et al., "The JHF-Kamioka neutrino project," arXiv:hep-ex/0106019
- [22] "J-PARC ニュートリノ実験施設 中間報告書," KEK-Internal 2003, April, 2004, <http://neutrino.kek.jp/jhfnu/>
- [23] Development of a PCI Based Data Acquisition Platform for High Intensity Accelerator Experiments, 2003. hep-ex/0305088.