

T2K 長基線ニュートリノ振動実験における  
ニュートリノビームモニター INGRID を用いた  
Off-axis 角 1.65 度でのニュートリノ反応の測定  
( Measurement of Neutrino Interactions at Off-axis Angle  
of  $1.65^\circ$  Using the Neutrino Beam Monitor INGRID for  
the T2K Long Baseline Neutrino Oscillation Experiment )

理学研究科

数物系専攻

若松慶樹

## 概要

T2K 実験は東海 神岡間の長基線ニュートリノ振動観測実験であり、東海にある J-PARC から 295km 離れた神岡鉱山地下にあるスーパーカミオカンデにニュートリノビームを射出する。この実験の特徴の一つには、off-axis 法を用いていることが挙げられ、ビーム軸をスーパーカミオカンデ方向から  $2.5^\circ$  ずらすことにより、ニュートリノ振動確率がスーパーカミオカンデにおいて最大となる sub-GeV 領域のニュートリノを抽出することができる。ニュートリノビームのエネルギーピークは off-axis 角 (ビーム軸からの角度) によって変化し、大きい off-axis 角位置ではより低いエネルギーピークを持つ。ニュートリノビームの方向・安定性は、J-PARC 敷地内で複数の検出器を用いてモニターしており、その一つがビーム軸上 (on-axis) に位置し、ニュートリノを直接観測する飛跡検出器 INGRID である。INGRID は 14 台の独立したモジュールから成り、ニュートリノ生成標的から 280m 下流の地点にビーム中心から  $\pm 5\text{m}$  の領域をカバーするように十字型に配置されている。INGRID の各モジュールは鉄とシンチレータトラッカーのサンドイッチ構造からなっており、ミュオンニュートリノビームの方向と強度を監視することが主な役割である。INGRID を用いたビームモニターにおいては、ニュートリノと鉄の反応断面積の正確な理解が不可欠であるが、sub-GeV 領域に対応する既存の測定データは少なく不定性が大きい。そこで、我々は、on-axis ビームモニターに影響のない INGRID モジュールの 1 つを前置検出器ホール地下 2 階の off-axis 側に移動させることで大きな off-axis 角を実現し、sub-GeV 領域の反応断面積の測定を計画した。今回移動したモジュールの off-axis 角は  $1.65^\circ$  となっており INGRID 内で最大の off-axis 角を持つ。また 2014 年夏から T2K 実験初の長期反ミュオンニュートリノビーム運転が開始された。今回は、移設したモジュールで取得した反ミュオンニュートリノデータとモンテカルロシミュレーションの比較、反ミュオンニュートリノの反応断面積測定結果について発表する。

# 目次

1	序論	5
1.1	ニュートリノ	5
1.2	ニュートリノの反応	5
1.3	ニュートリノ振動	6
2	T2K 実験	8
2.1	実験概要	8
2.2	実験目的	8
2.3	Off-axis 法	9
2.4	研究機関	11
2.5	ニュートリノビームの生成	11
2.6	ミュオンモニター: MUMON	14
2.7	前置検出器	15
2.7.1	off-axis 検出器: ND280	15
2.7.2	on-axis 検出器: INGRID	17
2.8	後置検出器: スーパーカミオカンデ	17
2.9	実験の現状	19
3	前置検出器 INGRID	20
3.1	INGRID の概要	20
3.2	INGRID モジュール の構成	20
3.3	INGRID モジュール のイベントディスプレイ	21
3.3.1	プラスチックシンチレータ	21
3.3.2	波長変換ファイバー	21
3.3.3	トラッキングプレーン	22
3.3.4	MPPC (Multi-Pixel Photon Counter)	22
3.3.5	データ収集システム	23
3.4	Monte Carlo Simulation	25
3.4.1	JNUBEAM	25
3.4.2	NEUT	25
3.4.3	GEANT4	25
3.5	イベントセレクション	26
3.6	ニュートリノビーム方向の決定	29
3.7	前置検出器ホール地下 2 階へのモジュール移設	30
3.7.1	モジュール移設の目的	30
3.7.2	移設したモジュールについて	30
3.7.3	設置場所	31
4	off-axis 角 $1.65^\circ$ における反ニュートリノ反応の解析	32
4.1	ニュートリノフラックス	32
4.2	$\bar{\nu}_\mu \cdot \nu_\mu$ に対する Efficiency	34

4.3	解析に用いるデータの条件	36
4.4	解析に用いたデータ	38
4.5	MC の構成	39
4.6	バックグラウンドイベントに対する規格化定数の見積り	40
4.6.1	Front VETO プレーン での規格化	40
4.6.2	Front + Side VETO プレーン での 規格化	41
4.7	基本的な分布の比較	43
4.7.1	3次元飛跡として再構成されたイベント	44
4.7.2	バックグラウンドイベントの生成位置	48
4.7.3	VETO カット後のイベント	49
4.7.4	VETO カット + Fiducial Volume カット 後のイベント	53
4.8	B2 モジュールでのイベントレート	57
5	反ミューニュートリノと鉄の CC 反応断面積の測定	58
5.1	解析方法	58
5.1.1	$\bar{\nu}_\mu$ フラックス の総量 $\Phi_{\bar{\nu}_\mu}$	59
5.1.2	Fiducial Volume 中の鉄に含まれる核子数 $T^{Fe}$	59
5.1.3	CC 反応に対する Efficiency $\epsilon_{cc}$	61
5.2	シグナルイベント $N_{cc}^{Fe}(\bar{\nu}_\mu) _{sel}$ の抽出	61
5.2.1	Wall BG イベントの分離	61
5.2.2	$\nu_\mu$ イベントの分離	62
5.2.3	シンチレータ内でのイベントの分離	63
5.2.4	NC 反応の分離	63
5.3	反応断面積の算出	63
5.4	系統誤差の見積り	64
5.4.1	鉄の重さの不定性	64
5.5	ニュートリノフラックスの不定性	64
5.6	反応断面積測定結果	65
5.7	予想値との比較	65
6	結論	67
7	謝辞	68
8	追記	69
8.1	取得した実データの問題点	69

# 1 序論

## 1.1 ニュートリノ

ニュートリノとは重力相互作用と弱い相互作用しか行わない中性レプトンの1種である。そのため、非常に反応頻度が小さく、透過力が高いということが特徴にあげられる。1934年に $\beta$ 崩壊に関する研究の中で $\beta$ 線のエネルギースペクトルが連続スペクトルであるということから Pauli によって理論的に予言され、1956年に Reines と Cowan の原子炉を用いた実験によって電子ニュートリノの存在が確かめられた。1962年にはフレーバーの異なる $\mu$ ニュートリノが発見され、2000年には $\tau$ ニュートリノが発見された。1995年には CERN で行われた LEP 実験による、 $Z^0$  ボソンの崩壊幅測定によって、弱い相互作用を行う軽いニュートリノは3種類であるということが明らかになってきたため、ニュートリノの世代は現在 $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ の3種類とされている。また、各ニュートリノにはそれぞれ反粒子が存在している。ニュートリノの質量は非常に小さく、 $\beta$ 崩壊、 $\pi^+$ の崩壊、 $\tau^-$ の崩壊を用いた質量の直接測定が行われてきたが、質量の上限値しか分かっておらず、それらの上限値が非常に小さめ、ニュートリノの質量は標準理論では0とされていた。しかし、1998年にスーパーカミオカンデグループによってニュートリノ振動が観測されたことからニュートリノに有限の質量があることが明らかとなった。

## 1.2 ニュートリノの反応

ニュートリノの反応は大きく分けて2種類に分類できる。1つが荷電カレント反応 (Charged Current 反応: CC 反応) と呼ばれる反応であり、もう一つが中性カレント反応 (Neutral Current 反応: NC 反応) と呼ばれる反応である。これらの反応の違いは反応を媒介する粒子の違いによる。CC 反応は $W^\pm$  ボソンを交換する反応であるのに対し、中性カレント反応は $Z^0$  ボソンを交換する反応である。ここで主なニュートリノの CC 反応と NC 反応の例を挙げる。

- 荷電カレント準弾性散乱 (Charged Current Quasi Elastic) (図 1)
- 荷電カレント  $1\pi$  生成反応 (CC1 $\pi$ ) (図 2)
- 中性カレント弾性散乱 (NC elastic) (図 3)
- 中性カレント  $1\pi$  生成反応 (NC1 $\pi$ ) (図 4)

CC 反応では電荷のやり取りがなされるため反応の際にミューオン等の荷電粒子が放出されることが特徴に挙げられる。

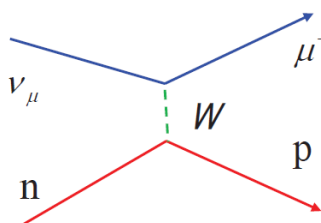


図 1 CCQE 反応

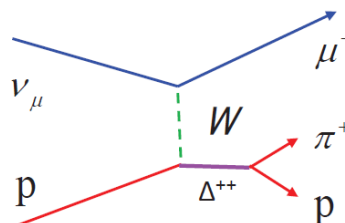


図 2 CC1 $\pi$  反応

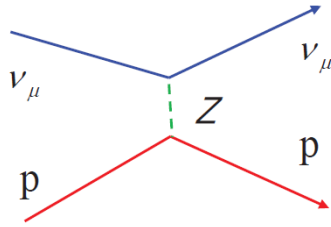


図3 NC elastic 反応

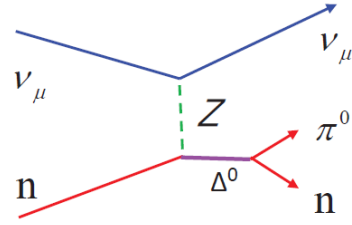


図4 NCπ<sup>0</sup> 反応

### 1.3 ニュートリノ振動

ニュートリノ振動とは、あるフレーバーのニュートリノが時間発展と共に別のフレーバーのニュートリノに変化する現象である。ニュートリノにはフレーバー固有状態と質量固有状態の2種類の側面が存在する。フレーバー固有状態はニュートリノが反応する際や実験装置で観測される際の、弱い相互作用を行うときの固有状態である。ここではフレーバー固有状態を  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$  と表す。一方、質量固有状態は自由空間を伝播する際に振る舞う状態であり  $\nu_1, \nu_2, \nu_3$  と表す。一般にフレーバー固有状態は質量固有状態と同一であるとは限らない。これらの固有状態が同一でない場合、フレーバー固有状態  $|\nu_l\rangle$  は質量固有状態  $|\nu_j\rangle$  の重ね合わせで表すことができる。

$$|\nu_l\rangle = \sum_j U_{lj} |\nu_j\rangle \quad (1)$$

3世代ニュートリノ振動を表す行列  $U_{lj}$  は Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata 行列 (PMNS 行列) と呼ばれるユニタリー行列であり、次の形で記述することができる。

$$\begin{aligned} U_{lj} &= \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (2) \end{aligned}$$

ここで、 $s_{kj} = \sin\theta_{kj}$ ,  $c_{kj} = \cos\theta_{kj}$  であり、 $\theta_{kj}$  は混合角と呼ばれる質量固有状態の座標系とフレーバー固有状態の座標系がなす角度である。(図5) さらに、 $\delta$  は CP 位相角と呼ばれる位相である。

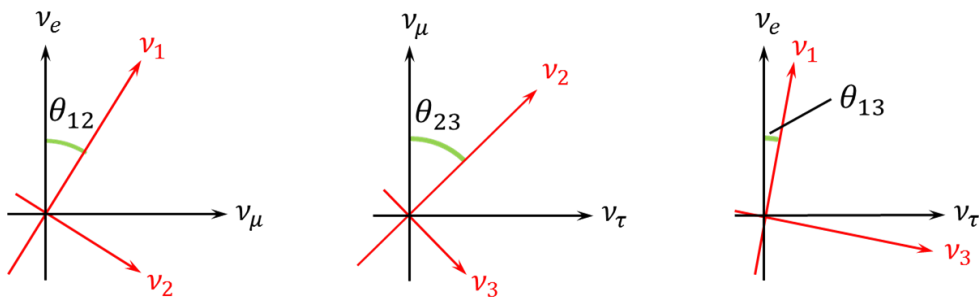


図5 混合角の定義

ニュートリノが伝搬するとき、各質量固有状態は別々の時間発展をする。各質量固有状態は安定であると考え、時刻  $t$  における質量固有状態の時間発展は

$$|\nu_j(t)\rangle = e^{-iE_j t} |\nu_j\rangle \quad (3)$$

と記述できる。ここで  $E_j$  はニュートリノのエネルギーである。フレーバー固有状態の時間発展は、

$$|\nu_l(t)\rangle = \sum_j U_{lj} |\nu_j\rangle e^{-iE_j t} \quad (4)$$

となる。ここでニュートリノの質量が運動量  $p$  に対して十分小さい ( $m_j \ll p$ ) と考えると、

$$E_j = \sqrt{p_j^2 + m_j^2} \simeq p + \frac{m_j^2}{2E} \quad (5)$$

となる。ここで  $E$  は時間によらないある定数とする。

ここで時刻  $t = 0$  にフレーバー固有状態  $\nu_\alpha$  であった物が時刻  $t$  で  $\nu_\beta$  になる確率を考える。

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; t) &= |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 \\ &= \left| \sum_{j=1}^3 U_{\alpha j} U_{\beta j} e^{-iE_j t} \right|^2 \\ &= \left| \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k} e^{-iE_j t} \right|^2 \\ &= \sum_{j=1}^3 |U_{\alpha j}|^2 |U_{\beta j}|^2 + \sum_{j \neq k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k} e^{-iE_j t} \end{aligned} \quad (6)$$

ここでユニタリー条件

$$\alpha\beta = \left| \sum_{j=1}^3 U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \right|^2 = \sum_{j=1}^3 |U_{\alpha j}|^2 |U_{\beta j}|^2 + \sum_{j \neq k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k} \quad (7)$$

より

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} + \sum_{j \neq k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k} (e^{-i(E_j - E_k)t} - 1) \quad (8)$$

実数部と虚数部にわけて書くと、

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} - 2 \sum_{j \neq k} \text{Re}(U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{jk}^2}{4E} L\right) \\ &\quad + 2 \sum_{j \neq k} \text{Im}(U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k}) \sin\left(\frac{\Delta m_{jk}^2}{2E} L\right) \end{aligned} \quad (9)$$

ここでオイラーの公式、

$$\text{Re}(e^{-i(E_j - E_k)t} - 1) = -2 \sin^2 \frac{(E_j - E_k)t}{2} \simeq -2 \sin^2 \left( \frac{\Delta m_{jk}^2}{4E} L \right) \quad (10)$$

$$\text{Im}(e^{-i(E_j - E_k)t} - 1) \simeq -\sin\left(\frac{\Delta m_{jk}^2}{2E} L\right) \quad (11)$$

$$\Delta m_{jk}^2 = m_j^2 - m_k^2, \quad L = ct \quad (12)$$

を用いた。ここで  $\Delta m_{jk}^2 = m_j^2 - m_k^2$  はニュートリノの質量固有状態の質量二乗差、 $L$  はニュートリノの飛行距離を表す。反ニュートリノの振動確率  $P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$  は  $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$  の式を  $U \rightarrow U^*$

とすればよいので、結果的に  $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$  の第 3 項の式の符号が変化する。

以上から  $\nu_\mu$  に関する振動確率は近似的に次のように書ける。

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \simeq \sin^2\theta_{23} \sin^2\theta_{13} \sin^2\left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E}\right) \quad (13)$$

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) \simeq 1 - \cos^2\theta_{13} \sin^2 2\theta_{23} \sin^2\left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E}\right) \quad (14)$$

もし PMNS 行列内の  $\delta$  がゼロで無ければ、 $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$  の第 3 項目がゼロではなくなり、CP を破る項

$$-8c_{12}s_{12}c_{23}s_{23}c_{23}^2s_{13}\sin\delta \sin^2\left(\frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E}\right) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{23}^2 L}{4E}\right) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E}\right) \quad (15)$$

が  $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$  に表れる。ここで  $c_{kj} = \cos\theta_{kj}$ ,  $s_{kj} = \sin\theta_{kj}$  である。

## 2 T2K 実験

### 2.1 実験概要

T2K 実験は、茨城県東海村にある J-PARC で生成したミュニュートリノビームを、岐阜県神岡鉱山地下にあるスーパーカミオカンデ (SK) でとらえる長基線ニュートリノ振動実験である。"T2K" の名称は "Tokai-to-Kamioka" から付けられたもので、2009 年に実験が開始された。ニュートリノビームは J-PARC で加速器を用いて生成され、スーパーカミオカンデに向けて出射される前に J-PARC 敷地内にある ND280 と呼ばれる検出器でニュートリノフラックスやエネルギーが測定され、295 km 飛行した後、スーパーカミオカンデで検出される。これら二つの測定を比較することで、各ニュートリノのフレーバーの増減を調べ、ニュートリノ振動パラメータを測定する実験である。

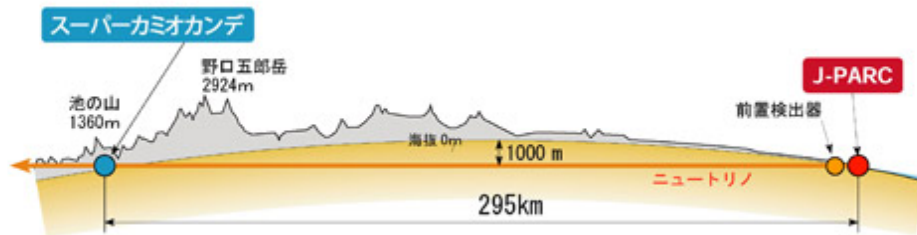


図 6 T2K 実験

### 2.2 実験目的

T2K 実験は次の 3 つの目的をもって実験が開始された。

- 未発見の電子ニュートリノ出現モードの探索

実験が計画された当時、唯一発見されていなかったミュニュートリノから電子ニュートリノに変化する出現モード  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  の探索とそのパラメータである混合角  $\theta_{13}$  の測定を行う。



- ミューニュートリノ消失の振動パラメータの精密測定

スーパーカミオカンデにおけるミューニュートリノイベント数の減少分は、スーパーカミオカンデはタウニュートリノに対し感度がないため、スーパーカミオカンデに飛来する間に  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  振動が起きたと考えられる。この ミューオンニュートリノ消失事象 ( $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ ) を測定することにより混合角  $\theta_{32}$  と質量二乗差  $\Delta m_{32}^2$  の精密測定を行う。

- ステライルニュートリノの探索

ステライルニュートリノとは、重力を除くその他の相互作用をしないとされるニュートリノである。T2K 実験では、ミューオンニュートリノ消失モードにおける、中性カレント反応事象数を計測することで、ステライルニュートリノへ振動するモードを探索する。

## 2.3 Off-axis 法

T2K 実験の特徴の 1 つに off-axis 法が挙げられる。off-axis 法とは J-PARC で生成するニュートリノビームの中心を後置検出器であるスーパーカミオカンデ方向からわずかにずらした方向に向けることである。これによって、スーパーカミオカンデにおける  $\nu_\mu$  のエネルギーを  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  の振動確率が最大となるようなエネルギーに設定することができる。J-PARC でニュートリノビームは  $\pi$  中間子の崩壊によって作られ、

親である  $\pi$  中間子と崩壊先のニュートリノのエネルギーは次の関係式で表される。

$$E_\nu = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2(E_\pi - p_\pi \cos\theta)} \quad (16)$$

ここで、 $E_\pi$  はニュートリノのエネルギー、 $m_\pi, E_\pi, p_\pi$  はそれぞれ  $\pi$  中間子の質量、エネルギー、運動量であり、 $m_\mu$  はミューオンの質量、 $\theta$  はニュートリノの散乱角である。(図 7) この式を用いて off-axis 角毎の  $\pi$  中間子の運動量  $p_\pi$  と ニュートリノのエネルギー  $E_\nu$  の相関関係をプロットしたのが図 8 である。図 8 を見ると、off-axis 角  $0^\circ$  の時には  $\pi$  中間子の運動量に比例して崩壊先のニュートリノのエネルギーも大きくなっていくことがわかる。一方、off-axis 角が  $2^\circ, 2.5^\circ, 3^\circ$  のもの、すなわち  $\pi$  中間子の進行方向 (ビーム軸方向) に対して斜め向きに出るニュートリノのエネルギーは  $p_\pi > 3 [\text{GeV}/c]$  の領域で  $p_\pi$  によらずほぼ一定であることが見て取れる。また、大きな off-axis 角になる程、ニュートリノのエネルギーは低くなる。図 9 にスーパーカミオカンデにおける off-axis 毎のニュートリノエネルギースペクトル (下) と  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  の振動確率 (上) を示す。T2K 実験では off-axis 角を  $2.5^\circ$  に設定することによって、スーパーカミオカンデにおける  $\nu_\mu$  のエネルギーピークを  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  の振動確率が最大となる  $0.5 \sim 0.9 \text{ GeV}$  の領域に設定している。これにより効率良く統計量を増加させる事ができ、またスーパーカミオカンデにおいて電子ニュートリノ出現事象のバックグラウンドとなる、高いエネルギーを持ったニュートリノの量を抑えることができる。しかしこれは、ビーム方向とスーパーカミオカンデにおけるニュートリノビームの強度、エネルギーの間に強い相関があるということであり、後述のミューオンモニター MUMON とニュートリノビームモニター INGRID を用いて、ビーム方向を精度良く監視する必要がある。

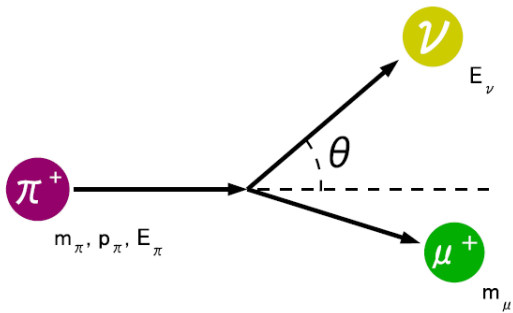


図7  $\pi$  中間子の崩壊の模式図

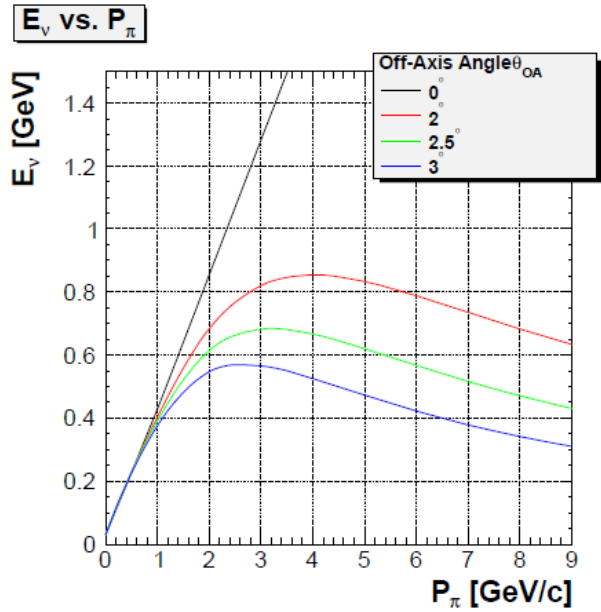


図8 off-axis 毎の親である  $\pi$  中間子の運動量とニュートリノのエネルギーの関係

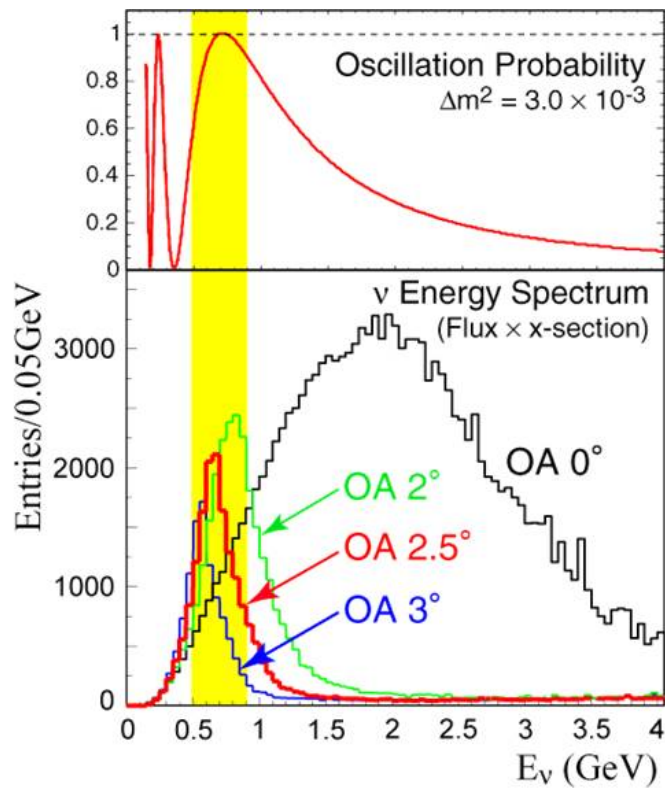


図9 スーパーカミオカンデにおける off-axis 毎のニュートリノエネルギースペクトルと  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  の振動確率

## 2.4 研究機関

J-PARC は Japan Proton Accelerator Reserch Complex の略称であり、素粒子物理、原子核物理、物質科学、生命科学、原子力など、幅広い分野の研究複合施設である。茨城県東海村に高エネルギー加速器研究機構 (KEK) と 日本原子力研究開発機構 (JAEA) の共同で建設され、実験施設には、3 GeV シンクロトロンからのビームを利用する物質・生命科学実験施設 (MLF) と、50 GeV シンクロトロンからからのビームを利用する原子核・素粒子実験施設 (ハドロン実験施設)、ニュートリノ実験施設がある。(図 10)



図 10 J-PARC の概略図

## 2.5 ニュートリノビームの生成

T2K 実験で用いるニュートリノビームは J-PARC の加速器を用いて生成されている。J-PARC の加速器は、400 MeV 線形加速器 (LINAC)、3 GeV シンクロトロン (RCS)、50 GeV シンクロトロン (MR) から構成される。イオン源において 25 Hz 周期で発生させた  $H^-$  を LINAC で加速させ、荷電変換フォイルによって陽子に変換し、RCS に入射する。RCS では計 2 つの陽子ビームの塊 (以降、バンチという) を 3 GeV まで加速し、25 Hz 周期で取り出している。この RCS で生成された 95% 以上の 3 GeV 陽子は MLF に取り出され、実験で用いられる中性子を生成するのに利用される。残りの 5% の陽子は MR に入射され、30 GeV (設計値は 50 GeV) まで加速される。MR では RCS から 25 Hz で受け取った陽子を 2 バンチずつ、4 回受け取り、計 8 バンチ (まとめて 1 スピルという) の陽子ビームを加速させている。(図 11) 加速した陽子ビームは速い取り出し (Fast Extraction: FX) と呼ばれる方法でニュートリノビームラインへと輸送される。また、遅い取り出し (Slow Extraction: SX) と呼ばれる方法により取り出された際には、ハドロン実験施設に輸送される。ビームが加速器内を 1 周する間に取り出すことを「速い取り出し」と言い、取り出し時間は周回時間である約  $5 \mu$  秒程度となっている。一方、遅い取り出しでは 2 秒かけて MR から陽子ビームを取り出していく。

図 12 にニュートリノビームラインの概略図を示した。ニュートリノビームラインに取り出された陽子ビームはまず超伝導磁石や常伝導磁石などで構成される一次ビームライン (Primary beamline) へ送られ、スーパーカミオカンデ方向へ約  $80^\circ$  曲げられた後に、二次ビームラインに導かれる。この一次ビームラインには、陽子ビームを的確にニュートリノ生成標的に当てるために、ビームの位置、形状、強度、ロスなどの各情報を測るための様々なビームモニター群が配置されている。一次ビームラインを通過したビームは二次ビームライン (Secondary beamline) に入る。二次ビームラインでは陽子をターゲットに照射し、ニュートリノビームを生成する。先に二次ビームラインでのビーム生成の一連の流れを図 13 に示しておく。

二次ビームラインに入った陽子ビームはまず、ターゲットステーションと呼ばれる場所で、ニュートリノ生成標的である直径 26 mm、長さ 900 mm 円柱形のグラファイト標的 (図 14) に照射される。陽子ビームがターゲットに照射されると  $\pi$  中間子を含む多数のハドロンが生成される。生成された  $\pi$  中間子は 3 台の電磁ホーン (図 15) を用いて収束される。電磁ホーンはアルミニウム合金の同軸構造をとっており、これに電流を流すことによってトロイダル磁場を内部に形成している。(図 16) 第一の電磁ホーンの長さは 1.5 m であり、ホーンの内部にニュートリノ生成標的が挿入されている。第二、第三の電磁ホーンの長さはそれぞれ 2 m、2.5 m となっている。収束させた  $\pi$  中間子は約 100m の崩壊トンネルに入り  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$  または  $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$  の反応によってニュートリノまたは反ニュートリノに崩壊する。これにより、ニュートリノビームが生成される。

崩壊トンネルを抜けた位置でビームダンプと呼ばれる鉄と炭素で構成されている長さ 2.8 m の構造体によって陽子や崩壊せずに残った  $\pi$  中間子等のハドロン、低エネルギーのミュオンが吸収される。先ほど生成されたニュートリノは透過力が高いため吸収されない。

ニュートリノと反ニュートリノは電荷の異なる  $\pi$  中間子から生成されるので、電磁ホーンに流す電流の向きを変える事でニュートリノビームを射出するか、反ニュートリノを射出するか選択することが可能である。ニュートリノビームを用いる際は電磁ホーンに内側から外側の向きに電流を流し  $\pi^+$  を収束させ、反ニュートリノビームを用いる際には電磁ホーンに流す電流を逆向きにする事で  $\pi^-$  を収束させる。

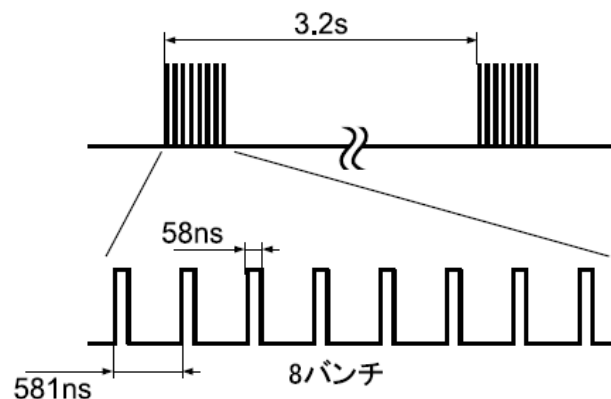


図 11 陽子ビームの構造

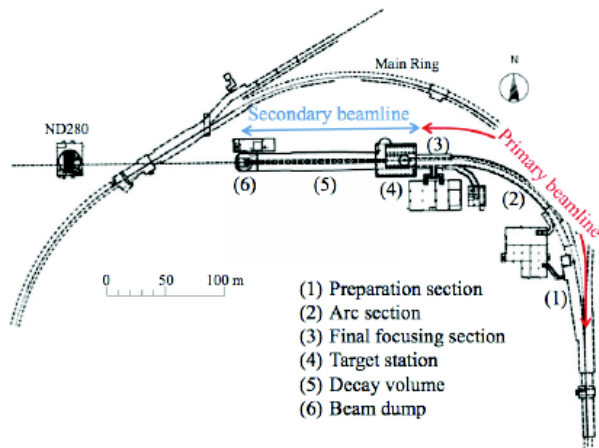


図 12 ニュートリノビームラインの概略図

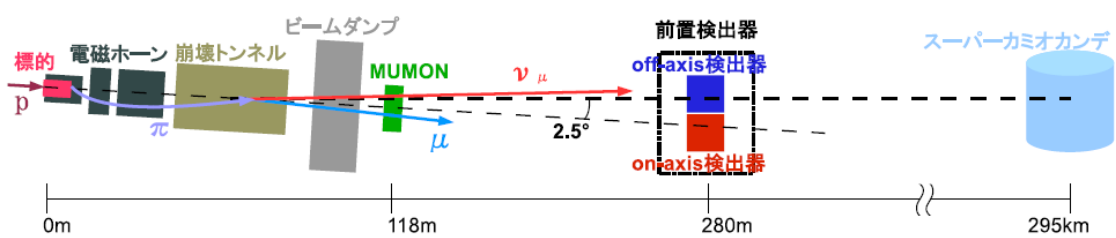


図 13 ニュートリノ生成過程と検出器の配置



図 14 ニュートリノ生成標的



図 15 第一電磁ホーン

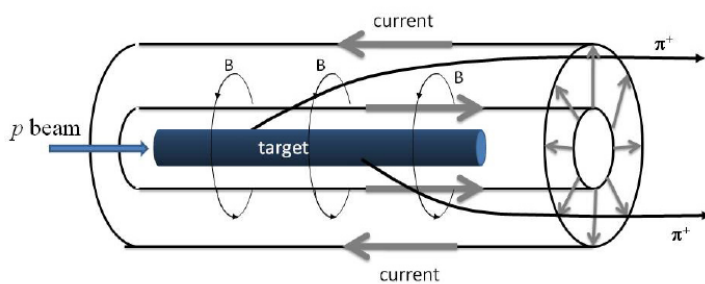


図 16 電磁ホーンの仕組み

## 2.6 ミューオンモニター: MUMON

ミューオンモニター (MUMON) は、ビームダンプを突き抜けてきた高エネルギーのミューオンのプロファイルと強度を測定し、ニュートリノビームの方向を間接的に測定する検出器である。ビームダンプ直後、グラファイト標的から下流 118 m に位置する。ミューオンモニターは 2 つの独立な検出器から構成されており、ビーム上流側には大きさ 10 mm×10 mm のシリコン PIN フォトダイオード (浜松ホトニクス S3590-08) を用い、下流側には長さ 2 m の平行平板型イオンチェンバーが 25 cm 間隔で 7 本設置されている。各イオンチェンバー内部には縦に 100 mm×100 mm の電極が 25 cm 間隔で 7 ch 配置されている。2 種類の異なる検出器を用いることで、互いの測定結果をチェックしあい、片側の検出器にトラブルが発生した際にも残りの検出器を用いてビームデータ取得を続ける事が可能である。それぞれの検出器において、150 × 150cm<sup>2</sup> の領域を 25 cm 間隔で 49 (7 × 7) 個のセンサーが覆っている。1 スピル毎のミューオンはシリコン PIN フォトダイオードとイオンチェンバーによって同時に検出され、それぞれで収集電荷量が求められる。1 スピル毎に求めた各チャンネルの収集電荷量は、実際の検出有効面積に合わせた 7 × 7 の 2 次元ヒストグラムに詰められる。得られたヒストグラムを、2 次元ガウス分布によりフィットを行うことでミューオンのプロファイルが再構成される。このプロファイル中心をミューオンビーム中心とする。また、シリコン PIN フォトダイオードとイオンチェンバーそれぞれで 49ch 分の総収集電荷量を陽子ビーム中に含まれる陽子数で割ることで、陽子数あたりのミューオンの生成量に対応する物理量 muon yield を求めている。陽子ビーム中に含まれる陽子数は、一次ビームラインで CT と呼ばれるトロイダルコイル内を通過する荷電粒子数に応じた誘導起電力を信号として読み出す電流トランスを用いて測定される。ビームプロファイルの再構成と muon yield の測定はシリコン PIN フォトダイオードとイオンチェンバーそれぞれで独立に行われる。

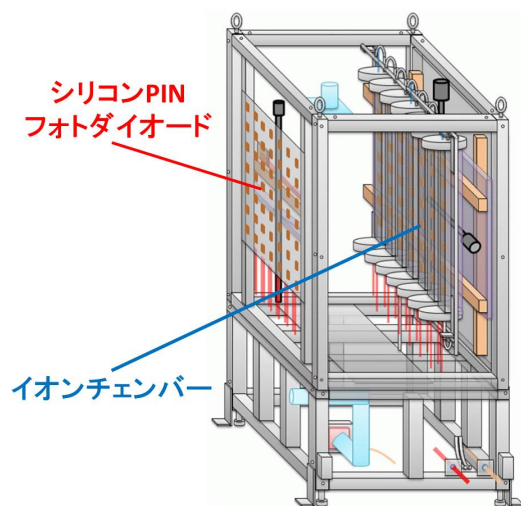


図 17 MUMON の概観図

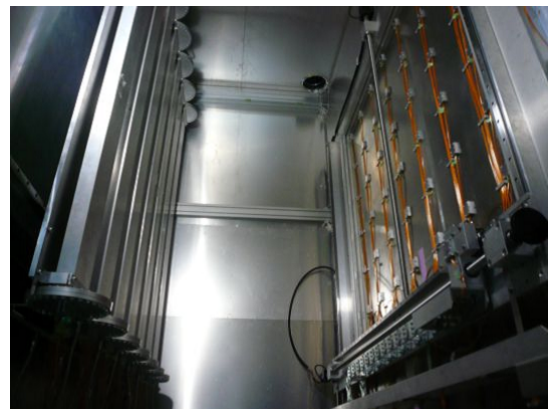


図 18 MUMON 内部の様子:シリコン PIN フォトダイオード (右)、イオンチェンバー (左)

## 2.7 前置検出器

前置検出器はニュートリノ生成標的から 280 m 下流に位置する前置検出器ホールに設置されており、off-axis 検出器と on-axis 検出器の 2 つの検出器からなっている。off-axis 検出器は ND280 と呼ばれ、スーパーカミオカンデと  $\pi$  中間子の平均崩壊点を結んだ off-axis 角  $2.5^\circ$  の線上にあり、on-axis 検出器は INGRID と呼ばれ、ニュートリノビームの中心軸上に設置されている。ND280 は前置検出器ホール地下 1 階に設置されており、INGRID は地下 1.5 階～地下 2 階にまたがって設置されている。(図 19)

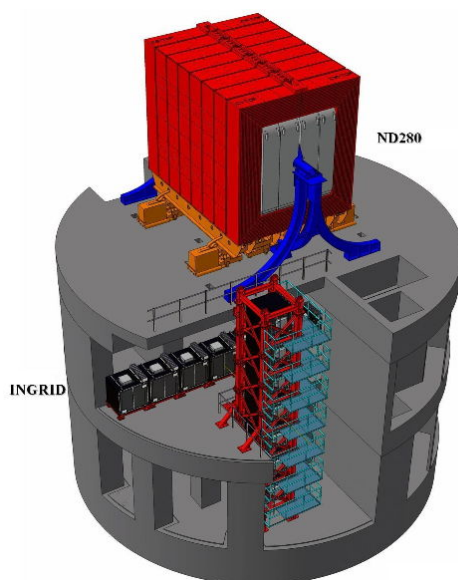


図 19 前置検出器 ND280(上) と INGRID(下)

### 2.7.1 off-axis 検出器: ND280

off-axis 検出器はスーパーカミオカンデ方向に置かれた複合検出器である。(図 20) off-axis 検出器はミュニュートリノビームのフラックス、エネルギーを直接測定し、その情報を元にスーパーカミオカンデにおけるミュニュートリノビームフラックスとエネルギースペクトルをシミュレーションを用いて予測する。この ND280 を用いて予測されるイベント数と実際にスーパーカミオカンデで観測されるイベント数を比較し、振動解析を行っている。また、J-PARC で生成されたミュニュートリノビームには約 10% 程度電子ニュートリノが混じっており、スーパーカミオカンデにおいて  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  振動解析の際のバックグラウンド事象となるため、電子ニュートリノのフラックスもエネルギーの関数として測定している。

ND280 は次の検出器からなる。

- UA1 Magnet  
ND280 検出器の外装を覆う大型双極中空電磁石。0.2T の磁場を発生させ、荷電粒子の飛跡を曲げるのに用いられている。粒子の運動量を決定する十分な分解能を持つ。
- POD ( $\pi^0$  Detector)  
最上流に設置された  $\pi^0$  生成反応の測定に特化した検出器。表面に鉛薄膜を被せたシンチレータトラッカー層と水標的層を交互に設置したサンドイッチ構造になっている。振動解析

の際にバックグラウンドになるニュートリノと水の  $\pi^0$  生成断面積を測定する。

- FGD( Fine Grained Detector)

FGD は 3 台の TPC の間に設置されている 2 台のシンチレータトラッカーである。ニュートリノ反応点の検出、FGD 内で止まる低エネルギー粒子のトラッキングと反応種類の識別を主目的とする。FGD では、低いエネルギーの飛跡を検出できるように、約  $1\text{ cm} \times 1\text{ cm} \times 200\text{ cm}$  の非常に細いシンチレータバーが使用されている。

- TPC(Time Projection Chamber)

ニュートリノ反応で生成された荷電粒子を識別し、その運動量測定を目的としたガス検出器である。2 台の FGD の間に設置されており、磁場によって曲げられた荷電粒子の飛跡の曲率から運動量を求め、またエネルギー損失を測定することで粒子識別を行なう。

- ECAL(Electromagnetic Calorimeter)

ECAL は UA1 Magnet で囲まれた検出器の内側部分を覆う様に設置されている。ここでは P0D, TPC, FGD でニュートリノ反応の際に生成された電子や  $\gamma$  線のエネルギーを測定し、 $\pi^0$  の再構成と、電子とミュオンとの識別を行う。

- SMRD(Side Muon Range Detector)

UA1 Magnet のヨーク部同士の約  $2\text{ cm}$  のすき間に設置されたシンチレータ検出器。FGD 内で大角度に散乱し、TPC で測定できなかったミュオンのエネルギーを測定することを目的としている。

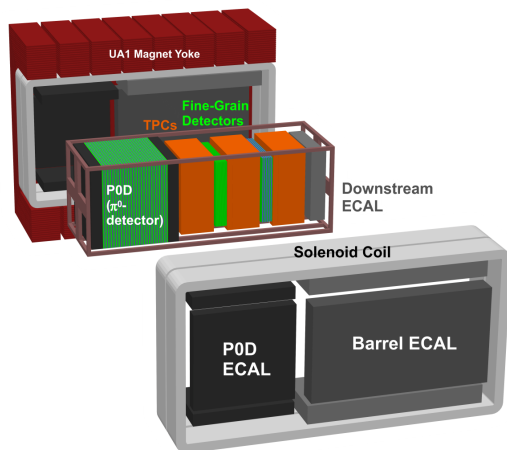


図 20 nd280 概略図

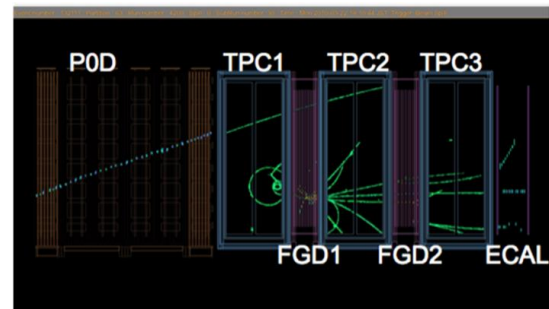


図 21 イベントディスプレイ



### 2.7.2 on-axis 検出器: INGRID

on-axis 検出器 INGRID はビーム中心軸上から縦横 10 m の領域に、独立した計 16 台のモジュールを十字架型に配置した検出器である。ビーム上流側から見て上流側に 7 台のモジュールを鉛直方向に積み上げ、その奥側に水平に 7 台のモジュールを並べている。水平に配置した 7 台のモジュール群の上方に、さらに 2 台のモジュールが設置されている。MUMON と同様にビームの安定性と方向を監視が目的であるが、ニュートリノを直接測定している点で MUMON と異なる。14 台の各モジュールで観測されたニュートリノイベントからニュートリノビームのプロファイルを再構成しビームの方向を測定している。詳しい説明は第 3 章で行う。

## 2.8 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岐阜県にある神岡鉱山地下 1000 m に位置する大型水チェレンコフ検出器である。質量 5 万トン (有効体積 2.5 万トン) の純水が蓄えられたタンク内の壁面に 11200 本の 20 インチ光電子増倍管 (PMT) (浜松ホトニクス R3600-05) が敷き詰められている。J-PARC から飛来したニュートリノがタンク内の水と反応すると、放出された荷電粒子が水中を進む際にチェレンコフ光を発する。チェレンコフ光は円錐状の放射となり、壁に設置された PMT でそのチェレンコフ光を大きなリングとして検出し、ニュートリノを捉える。これをチェレンコフリングと呼ぶ。各 PMT での光信号の大きさと光信号が到達した時間情報からリングを作った荷電粒子の反応点やエネルギー、進行方向などを求める。ミュオンは電子に比べ質量が大きく、まっすぐ進むため、はっきりとしたチェレンコフリングを形成し (図 24)、電子は電磁シャワーを起こすため、ぼやけたリングを形成する (図 25)。この違いにより荷電粒子の識別を行う事ができ、スーパーカミオカンデにおいてミュンニュートリノイベントと電子ニュートリノイベントを識別することが出来る。また、スーパーカミオカンデで観測されたニュートリノが、J-PARC で生成されたものであると識別するために、GPS を用いている。GPS を使って J-PARC でニュートリノビームが発射された時刻からスーパーカミオカンデにおけるニュートリノイベント観測時刻を予想し、実際にスーパーカミオカンデでイベントが観測された時刻がこれと等しい場合に、J-PARC で生成されたニュートリノによるイベントであると判別している。

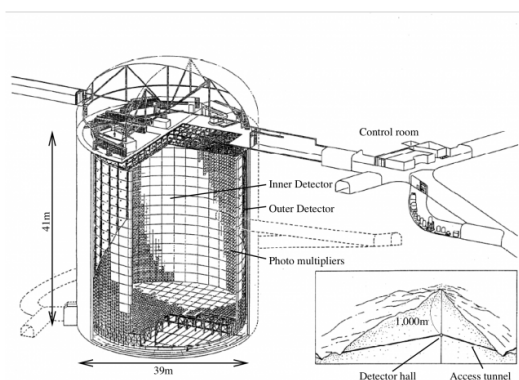


図 22 スーパーカミオカンデの概略図

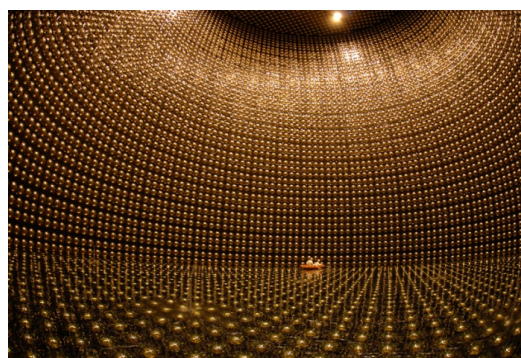


図 23 スーパーカミオカンデ内部の様子

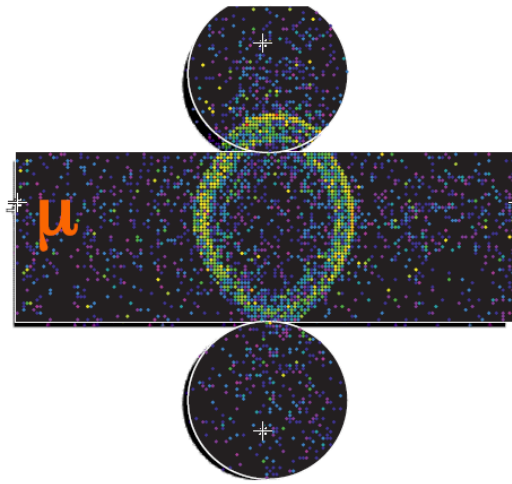


図 24 ミューオンによるチェレンコフリング

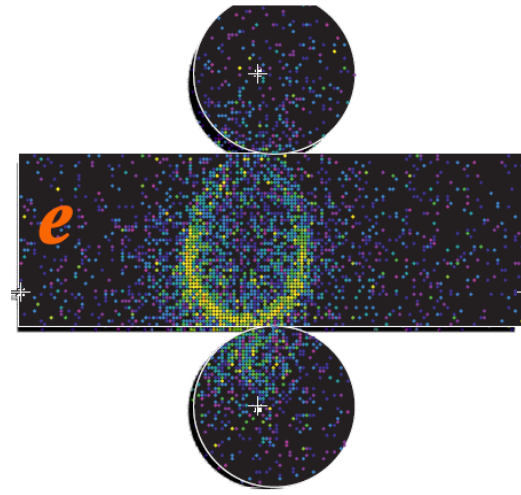


図 25 電子によるチェレンコフリング

## 2.9 実験の現状

2015年2月現在における、T2K実験での解析結果をまとめる。現在ニュートリノの質量固有状態  $\nu_1, \nu_2, \nu_3$  の質量  $m_1, m_2, m_3$  の質量の大小関係が完全にはわかっておらず、2通りの可能性が考えられる。 $m_1 < m_2 < m_3$  の場合を順階層性とよび、 $m_3 < m_1 < m_2$  の場合が逆階層性と呼ばれている。ニュートリノ振動パラメータを測定する際に、各振動パラメータの値がこの質量固有状態の質量階層性に左右されるので、T2Kでは順階層性の場合と逆階層性の場合の両方の場合について、振動パラメータを求めている。

- $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  振動解析

T2K実験では2013年11月20日に、当初からの目的であった電子ニュートリノ出現モードを  $7.3\sigma$  の統計的有意性をもって発見 (CP位相角  $\delta_{cp}$  がどのような値であったとしても  $\theta_{13} \neq 0$  であることを確認) した。これにより、全てのニュートリノ振動のモードが発見された。結果は以下の通りである。

$$\begin{aligned} \sin^2\theta_{13} &= 0.140_{-0.032}^{+0.038} \quad (\text{順階層性}, |\Delta m_{32}^2| = 2.4 \times 10^{-3} \text{eV}^2, \sin^2\theta_{23} = 0.5, \delta_{cp} = 0) \\ \sin^2\theta_{13} &= 0.170_{-0.037}^{+0.045} \quad (\text{逆階層性}, |\Delta m_{23}^2| = 2.4 \times 10^{-3} \text{eV}^2, \sin^2\theta_{23} = 0.5, \delta_{cp} = 0) \end{aligned}$$

- $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$  振動解析

T2K実験ではこの振動モードを用いて  $\theta_{23}, \Delta m_{32}^2$  の精密測定を行っている。結果は以下の通りである。

$$\begin{aligned} \sin^2\theta_{23} &= 0.514_{-0.056}^{+0.055}, \quad |\Delta m_{32}^2| = 2.51 \times 10^{-3} \text{eV}^2 (\text{順階層性}) \\ \sin^2\theta_{23} &= 0.170_{-0.037}^{+0.045}, \quad |\Delta m_{13}^2| = 2.48 \times 10^{-3} \text{eV}^2 (\text{逆階層性}) \end{aligned}$$

- CP位相角  $\delta_{cp}$

T2K実験の  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  振動解析によって、 $\theta_{13}$  と  $\delta_{cp}$  の取りうる値に制限が掛けられるようになった。T2K単体では、CP位相角  $\delta_{cp}$  に制限は掛けられないが、 $\delta_{cp}$  によらず  $\theta_{13}$  を制限することのできる、他の実験結果を合わせる事でCP位相角  $\delta_{cp}$  に制限を掛ける事が出来る。現段階のところ、順階層性・逆階層性のどちらの場合に対しても  $\delta_{cp} \simeq -\frac{\pi}{2}$  というCPが最大に破れている可能性が示唆されている。

- 反ニュートリノビーム

T2K実験では当初の目的であった、ミューニュートリノから電子ニュートリノへの振動モードを発見したことで、次の段階として反ミューニュートリノの振動パラメータの測定を開始した。2014年夏から反ミューニュートリノビームをスーパーカミオカンデに向け出射しデータを取得している。

### 3 前置検出器 INGRID

この章では本論文で解析に用いたモジュールである、on-axis 検出器 INGRID について説明する。

#### 3.1 INGRID の概要

INGRID (Interactive Neutrino Grid) モジュールはニュートリノ生成ターゲットから 280 m 下流のニュートリノビーム軸上に設置されている on-axis 前置検出器である。INGRID は 16 台の独立した検出器の集合体である。地面に対し垂直方向に 7 つの検出器を積み上げた「Vertical module」部、水平方向に 7 つの検出器を設置した「Horizontal module」部、「Horizontal module」部上方に存在する 2 つの「shoulder module」部からなっている (図 26)。INGRID の主な役割はニュートリノを直接測定し、ニュートリノビームの方向と安定性を測定、監視することである。

#### 3.2 INGRID モジュール の構成

INGRID の各モジュールの大きさは縦 1.2 m × 横 1.2 m × 奥行き 0.9 m。INGRID の各モジュールは 6.5 cm 厚の鉄プレートとトラッキングプレーン 11 枚を交互に配置したサンドイッチ構造からなる。トラッキングプレーンは縦横にセグメント化された 2 枚のシンチレータ層からなり、荷電粒子が通過した際に放出されるシンチレーション光は、波長変換ファイバーと MPPC (Multi-Pixel Photon Counter) で読み出される。飛来したニュートリノが INGRID モジュール内部の鉄プレートと反応し、出てきた 2 次粒子の飛跡をトラッキングプレーンで捕える事でニュートリノイベントを同定する。Vertical module 部・Horizontal module 部の計 14 台の INGRID モジュールで得られたニュートリノイベント数の分布からニュートリノビーム中心を再構成し、その方向を測定する。各 INGRID モジュールの回りにはニュートリノイベント以外のバックグラウンド事象を除去するために上下左右に VETO プレーンが設置されており、また最上流トラッキングプレーンも前方から飛来するバックグラウンドを除去するための VETO プレーンとして利用されている。

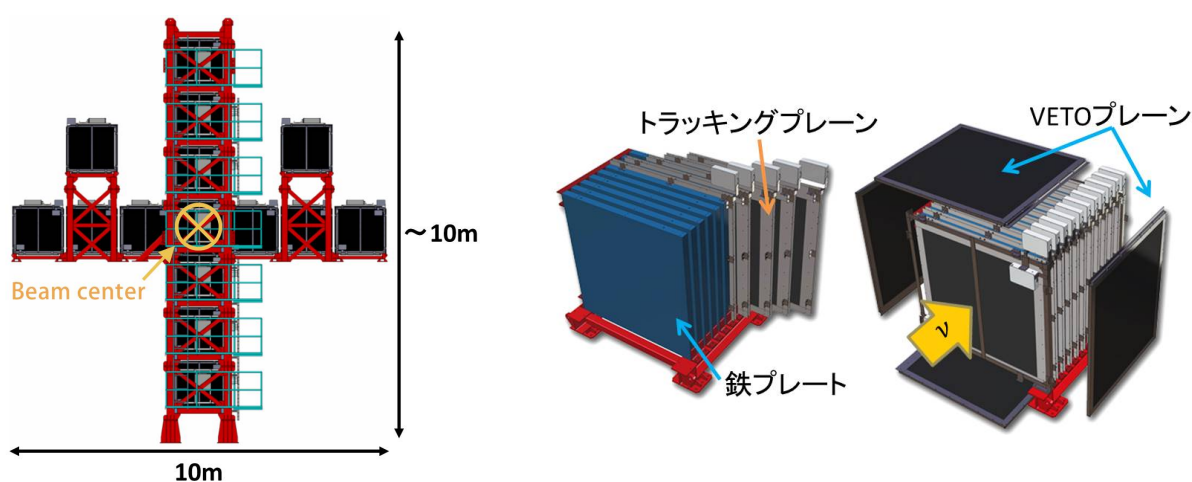


図 27 INGRID モジュール 拡大図

図 26 ビーム上流から見た INGRID

### 3.3 INGRID モジュールのイベントディスプレイ

図 28 に INGRID のイベントディスプレイを示した。ミューニュートリノがイラストの左側から入射し、鉄の原子核内の中性子と反応し、ミューオンが生成された反応を表している。荷電粒子がトラッキングプレーンを通るとシンチレータが発光し、粒子の通過位置を同定出来る。INGRID では側面と上方側から、これら通過位置のフィッティングを行い、ニュートリノ反応から生成された飛跡の再構成を行う。

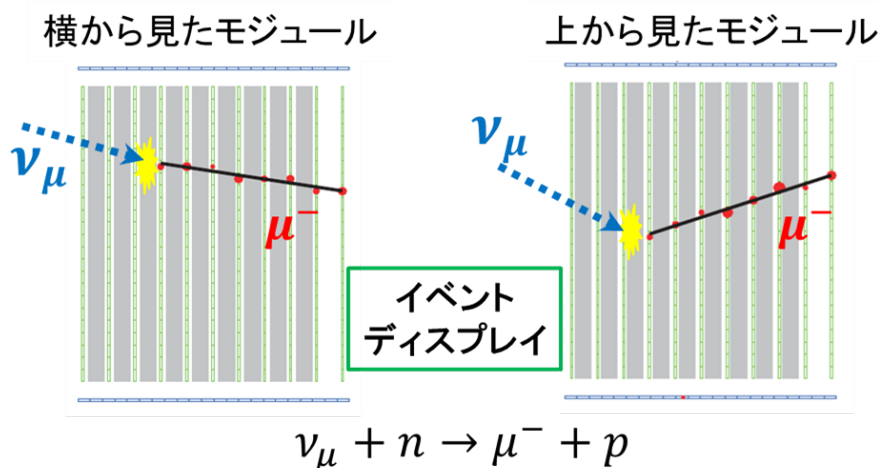


図 28 イベントディスプレイ

#### 3.3.1 プラスチックシンチレータ

INGRID のトラッキングプレーン・VETO プレーンに用いられているプラスチックシンチレータはアメリカのフェルミ国立加速器研究所で開発された、押し出し型シンチレータである。材質はポリスチレンにポリフェニレンオキシド (PPO), 1,4-ビス-[2-(5-フェニルオキサゾリル)]-ベンゼン (POPOP) を質量比でそれぞれ 1.0 %, 0.03 % 混ぜたもので、発光量が最大となる波長は 420 nm である。シンチレータの大きさは、長さ 120 cm, 幅 5 cm, 厚み 1 cm である。表面には反射材として酸化チタンがコーティングされている。シンチレータの断面を見ると、シンチレータ中央に直径 3 mm 程度の穴が空いており、この穴に波長変換ファイバーを通して、シンチレーション光を読み出している。MPPC で信号を読み出す面と反対側の断面には反射材 (ELJEN Technology EJ-510) を塗布し、シンチレーション光が外に漏れるのを抑えている。図 29 に INGRID プラスチックシンチレータの模式図を示す。

#### 3.3.2 波長変換ファイバー

INGRID で用いられている波長変換ファイバー (クラレ Y-11(200)MS) の直径は 1 mm である。この波長変換ファイバーの吸収率が最大となる波長は上記のプラスチックシンチレータの発光量が最大となる波長 (420 nm) とほぼ一致している。ファイバーはシンチレータと同様の長さにかットし、MPPC で光量を読み出す側のファイバー端面は、光量の損失を減らすため、ダイヤモンドバイトを用いたファイバー仕上げ工具で研磨している。読み出しと反対側の端面はダイヤモンドカッターで研磨後、上のシンチレーターと同様に反射材 (ELJEN Technology EJ-510) を塗布されている。

### 3.3.3 トラッキングプレーン

トラッキングプレーン1枚は、荷電粒子の通過位置を特定できるように、ビーム上流方向から見て手前に24本のシンチレータを横方向に並べ、その奥に24本のシンチレータを縦方向に並べた、計48本のシンチレータが網目のように配置された2層構造からなる。INGRID モジュール1台には11枚のトラッキングプレーンが取り付けられており、それぞれのトラッキングプレーンの間に鉄プレートが設置されている。ただし、ビーム上流から見て最下流のトラッキングプレーンの前には鉄プレートが挿入されていない。よって、INGRID モジュール1台には $48 \times 11 = 528$ 本のシンチレータがトラッキングプレーンとして用いられている。図30にトラッキングプレーン1枚の模式図を示す。

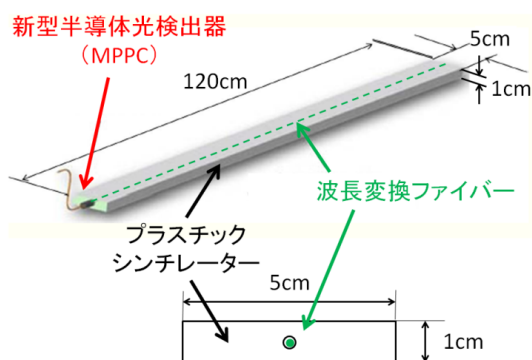


図29 プラスチックシンチレータの模式図

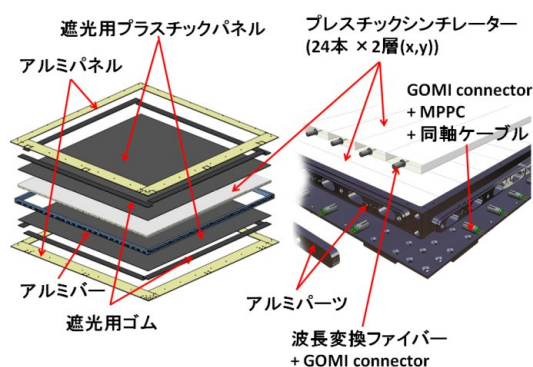


図30 トラッキングプレーン1枚の模式図

### 3.3.4 MPPC (Multi-Pixel Photon Counter )

T2K 実験前置検出器ではシンチレーション光の読み出しに MPPC を用いている。MPPC は高増幅率、低い動作電圧、高い光検出能力、磁場中で動作可能といった特徴を持つ半導体光検出器の1種で浜松ホトニクスによって製品化されている。MPPC は現在広く用いられている光検出器であるが、MPPC を実際の大型実験に採用したのは T2K 実験が世界初である。INGRID を含む T2K 前置検出器で用いられている MPPC の仕様は、表1の通りである。

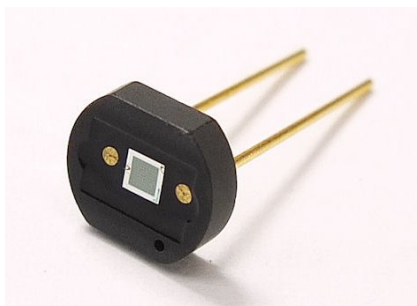


図31 MPPC 写真

項目	仕様
有効領域	$1.3 \times 1.3\text{mm}^2$
ピクセルサイズ	$50 \times 50\mu\text{m}^2$
ピクセル数	667
動作電圧	70V (設計値)
ゲイン	$7.5 \times 10^3$
光検出効率	30%
ダークノイズ (ゲイン = $7.5 \times 10^3$ の時)	$<1.35 \text{ Mcps}$ (閾値 0.5 p.e.) $<0.135 \text{ Mcps}$ (閾値 1.5 p.e.)

表1 MPPC (浜松ホトニクス S10362-13-050C)

### 3.3.5 データ収集システム

INGRID のデータ収集に用いられるエレクトロニクスは、フロントエンドボード (TFB) とバックエンドボード (BEB) に大別される。TFB は INGRID の MPPC からの信号を読み出すボードであり、BEB は TFB から読み出されたデータを統合しデータ収集用 PC に送る役割を果たしている。TFB は Trip-t Front-end Board と呼ばれる、アメリカのフェルミ国立加速器研究所で開発された Trip-t chip を 4 枚用いて製作された信号読み出しボードで、TFB 1 枚で最大 64ch の信号を読み出す事が可能である。TFB では以下の制御を行っている。

- MPPC からの電荷情報のデジタル化 (ADC)
- ヒット時間情報のデジタル化 (TDC)
- 各 MPPC の印加電圧の調整
- 温度情報のモニター

INGRID ではトラッキングプレーン 1 枚につき TFB を 1 枚、VETO プレーン 2 枚につき 1 枚使用している。よって、ビーム方向を測定している INGRID モジュール 14 台 (Horizontal module 部 + Vertical module 部) には MPPC からのデータ読み出しに TFB を、 $14 \text{ 台} \times (11 \text{ 枚 (トラッキングプレーン)} + 2 \text{ 枚 (VETO プレーン)}) = 182 \text{ 枚}$  使用している。soulder module でも同様にデータを読み出している。

次に BEB であるが、BEB は次の機能からなる。

- RMM (Read Out Manager Module)  
MPPC の信号読み出しボードである TFB に接続し、TFB からのデータを統合してデータ収集用 PC に送る。1 台の BEB で最大 48 台の TFB からの信号を処理することが可能である。ビーム方向を測定している INGRID には、182 枚の TFB を用いているので、計 4 台の BEB を用いてデータを転送している。
- CTM (Cosmic Trigger Module)  
TFB からイベント発生を受け取り、宇宙線トリガーを作る。
- MCM (Master Clock Module)  
ビームラインからビームの来るタイミングでビームトリガーを受け取り、宇宙線データ取得時には CTM で生成された宇宙線トリガーを受け取る。受け取ったトリガーは RMM を通して、TFB に送られる。

データ収集の流れを図 32 に示す。

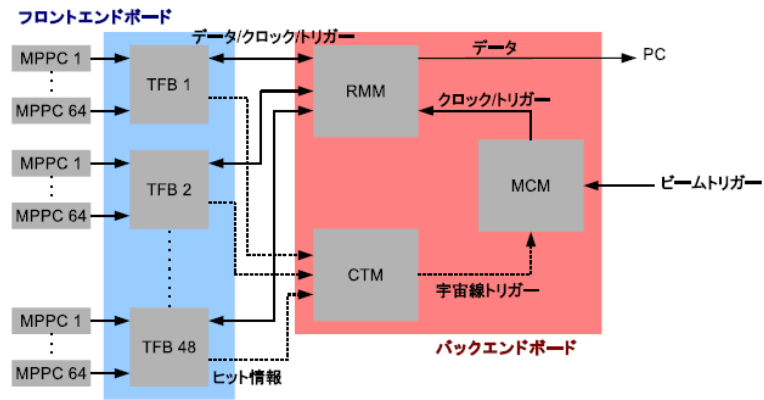


図 32 データ取得の流れ



### 3.4 Monte Carlo Simulation

本論文で用いた INGRID のモンテカルロシミュレーション (MC) は、大きく次の3つのステップに分けられる。1 つめはニュートリノビームラインシミュレーション ( JNUBEAM )、2 つめはニュートリノ反応シミュレーション ( NEUT )、3 つめは検出器シミュレーション ( GEANT4 ) である。JNUBEAM である位置におけるニュートリノのフラックス情報を予想し、NEUT でニュートリノと原子核との反応をシミュレートする。GEANT4 では反応の際に出てきた粒子の挙動と検出器の反応をシミュレートする。

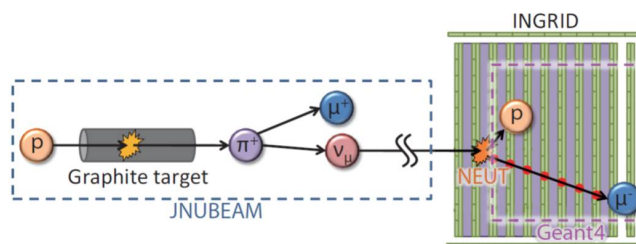


図 33 モンテカルロシミュレーションの流れ

#### 3.4.1 JNUBEAM

INGRID におけるニュートリノビームの情報は JNUBEAM というシミュレータを用いて得ている。陽子がニュートリノ生成標的であるグラファイト標的に衝突した際のハドロンの生成をシミュレートし、電磁ホーンによる収束、崩壊トンネルにおけるハドロンの崩壊を再現し、ニュートリノフラックス情報を得る。電磁ホーンの電流値などの J-PARC ニュートリノビームラインの情報とグラファイト標的からの相対的な位置関係を入力することで任意の場所でのニュートリノのエネルギースペクトル、ニュートリノフレーバー、ニュートリノフラックス量等の情報を得ることが出来る。今回用いた JNUBEAM は version: 11b ver3.2 (flux tuned) 及び version: 13a である。

#### 3.4.2 NEUT

鉄やコンクリートとのニュートリノ反応のシミュレーションには、NEUT が使われている。NEUT とはカミオカンデにおける大気ニュートリノや核子崩壊を調べるために開発されたシミュレータであり、その後も開発が継続され、スーパーカミオカンデや K2K 実験、SciBooNE 実験などでの使用実績がある。NEUT では先ほどの JNUBEAM で作られたニュートリノフラックスを入力し、任意の原子核と反応した際に出てくる、2 次粒子の種類、運動量、運動方向などの情報を得ることが出来る。今回用いた NEUT のバージョンは 5.1.4.2 である。

#### 3.4.3 GEANT4

ニュートリノと原子核が反応して発生した 2 次粒子の挙動を GEANT4 を用いてシミュレートする。このシミュレータを用いて INGRID が設置されている前置検出器ホールを仮想実験室内に再現し、ニュートリノ反応で発生した 2 次粒子が物質中を進む際のエネルギーロスや散乱、ファイバー中での光の減衰、MPPC で測定される光量 (p.e.) 等の情報をシミュレートすることが出来る。今回用いた GEANT4 は version : v9r2p01n00、GEANT4 での粒子の挙動を決定する physics List は、QGSP BERT model [1] を使用した。

### 3.5 イベントセレクション

ここでは INGRID でニュートリノ反応をどのように同定しているかを述べる。INGRID におけるイベントセレクションは、これまでの研究で開発されてきたものを用いる。[3,4,5] INGRID では以下の条件を 1 ヒット、1 サイクル毎に課し、全ての条件を通過したものをニュートリノイベントとしている。大まかに言うと、VETO プレーンにヒットが無く、INGRID 内部から飛跡が始まる事象を探索する。

#### 1. ヒットの時間的選別

INGRID では各 MPPC から 2.5 p.e 以上の信号が来た際に 1 ヒットとして扱っている。MPPC のダークノイズ等を除去するために、さらにヒットの選別を行う。1 サイクル、1 モジュール内で 100 ns 内に 3 つ以上のヒットが存在している場合にそのヒット群の時間平均との残差が 50 ns 以内であるヒットを各ヒット群から選択する。

#### 2. アクティブなトラッキングプレーンの枚数によるカット

各トラッキングプレーンの X 方向のシンチレータ層と Y 方向のシンチレータ層に同時にヒットがある場合、そのトラッキングプレーンをアクティブなプレーンと定義する。ノイズ除去のため、アクティブなプレーン数が 3 枚以上存在する事を要求する。

#### 3. 2次元飛跡の再構成

現在 INGRID ではセル・オートマトンと呼ばれるアルゴリズムを応用した飛跡再構成法が採用されており、以下にその手順を説明する。以下の操作は INGRID モジュールの Y-Z 平面 (Side View)、X-Z 平面 (Top View) に対してそれぞれ独立に行う。

- セルの作成

まず各トラッキングプレーンの X 方向のシンチレータ層、Y 方向のシンチレータ層において、隣り合ったヒットチャンネルを 1 つにまとめ、クラスター (集団) を形成する。粒子がトラッキングプレーンに斜めに入射する事を考慮し、このクラスターを 1 つの粒子によるヒットと考える。次に、各トラッキングプレーンに存在するクラスターと隣接するトラッキングプレーン、あるいはもう 1 枚隣のトラッキングプレーンに存在するクラスターを 1 本の線につなぐ。これを全てのクラスターについて行う。この線がセル・オートマトンのセルに対応する。ここで隣り合ったトラッキングプレーンだけでなく、間に 1 枚を隔てたトラッキングプレーンにおいてもセルを形成するのは、粒子がシンチレータの隙間を通り抜け、不感となったプレーンがあった場合にも飛跡を再構成するためである。

- 隣接関係の定義

次に、それぞれのセルに対して隣接しているセルを探す。ある 1 つのクラスターから 2 本以上のセルが出ている際に、そのクラスターから上流側に伸びたセルと、下流側に伸びたセルの組み合わせが、隣接関係の候補となる。その 2 本のセルに含まれる 3 つのクラスター (1 つは共有している) の中心位置を最小二乗法でフィッティングし、 $\chi^2 < 1.5$  であった場合に、それら 2 つのセルは隣接関係にあると定義する。この  $\chi^2$  の制限は粒

子の多重散乱と INGRID モジュール の構造から決定されたものである。

- 各セルの状態の更新

全てのセルは「状態」という1つの数値を持つ。このセルの状態はステップ (各段階) 毎に変化していく。状態の変化は次のルールに従う。

ルール:

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

最初の段階であるステップ0では、全てのセルの状態は0である。このルールに従い、次のステップに進むとステップ0の段階でルールを満たしていたセルの状態が1に変化する。その後もステップが進むにつれて、セルの状態が変化していくが、あるステップ (最大で17) までいくと、隣接関係にある下流のセルで状態が自身の状態と同じものがなくなるため、それ以上、変化が起きなくなる。そのステップでのセルのうち、状態が1以上で、自身の状態より大きい状態のセルと隣接関係を持たないセルを探す。それらのセルの下流側のクラスターを飛跡の探索開始点とする。複数の飛跡の探索点が存在する場合は、状態が大きいセルのクラスターから順に順位をつけ、飛跡の探索を行う。全ての探索開始点からのトラッキングが終了し、飛跡候補が出揃った後に、各飛跡において、より順位の高い飛跡候補と共有していないクラスター数を数え、それが2以上のもののみを飛跡と定義する。

#### 4. 3次元飛跡の再構成

上記の2次元飛跡の再構成を INGRID の Y-Z 平面 (Side View)、X-Z 平面 (Top View) に対してそれぞれ独立に行い、それぞれの平面で再構成した飛跡の Z 方向の始点位置がトラッキングプレーン2枚以内に収まっていることを要求する。条件を満たす複数の2次元飛跡が存在する場合は、より飛跡の Z 方向の始点位置に近い飛跡を採用する。Z 方向の始点位置からのズレが同じ場合は飛跡の Z 方向の終端位置に近い方を優先し、それも同じであった場合は、飛跡の長さあたりの総光量が近い方を採用する。

#### 5. 反応点の決定

3次元飛跡の再構成後、再構成された3次元飛跡の反応点を決定する。基本的に先ほど再構成された3次元飛跡の上流側の始点が反応点となるが、2本以上の3次元飛跡が再構成された際に、次の2つの条件を満たした飛跡は1つの共通の反応点から出たと判断される。

- 2本の3次元飛跡の Y-Z 平面 (Side View) での飛跡の Z 方向の始点位置の差と、X-Z 平面 (Top View) での Z 方向の始点位置の差の絶対値の和が1プレーン以下

$$|\Delta Z_X| + |\Delta Z_Y| \leq 1 \text{ (plane)} \quad (17)$$

- それぞれの飛跡の始点の X-Y 平面 (Front View) 上での距離が150 mm 以下

$$\sqrt{(\Delta X)^2 + (\Delta Y)^2} < 150 \text{ (mm)} \quad (18)$$

2つの3次元飛跡が共通の1つの反応点から出たと判断された時、より長い飛跡の始点位置が反応点となり、同じ長さの場合は飛跡の長さあたりの総光量が近い方をの始点位置を反応点とする。3本以上の飛跡の際も同様である。

#### 6. ビームタイミングカット

宇宙線のような荷電粒子由来のイベントを除外するために、ビームラインから送られてくるビームタイミングから 100 ns 以内のイベントのみを選択する。

#### 7. Upstream VETO カット

INGRID 外部から入射してきた荷電粒子を除外するため、再構成された3次元飛跡を、ビーム上流側へ外挿し、その飛跡と VETO プレーンのとの交点上にヒットがあった場合、そのイベントはバックグラウンド事象として除外する。これによって、偶然ビームタイミングと一致した宇宙線イベントや、前置検出器ホールを囲む壁内でニュートリノが反応し、壁内から出たミューオンなどの2次粒子がモジュールに入射する、サンドミューオンバックグラウンド等を除外することができる。

#### 8. Fiducial Volume カット

VETO プレーンには波長変換ファイバーやケーブル取り回しのため不感領域が存在し、その部分を通ったサンドミューオンや、偶然 VETO プレーンのシンチレーターを通過するイベントが存在するため、先の Upstream VETO カット だけではバックグラウンドの除去は不十分である。そのため、2枚目から8枚目までのトラッキングプレーンに挟まれ、XY 平面において各モジュール中心から  $\pm 50$  cm 四方の直方体の領域を Fiducial Volume (図 34, 図 35) と定義し、反応点がこの Fiducial Volume 内にあることを要求する。

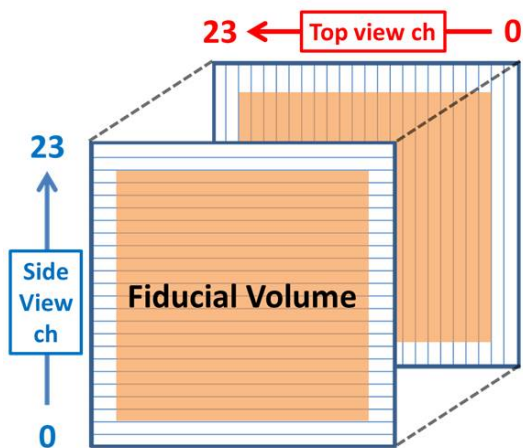


図 34 トラッキングプレーンのチャンネル対応と Fiducial Volume の定義

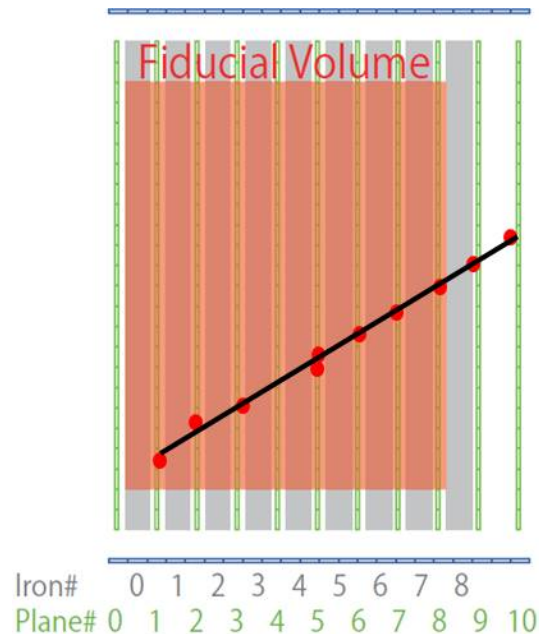


図 35 Fiducial Volume の定義 (Side View)

### 3.6 ニュートリノビーム方向の決定

Vertical module 部 と Horizontal module 部それぞれの中心モジュールから、各モジュール中心までの距離を横軸にとり、縦軸を各モジュールで観測されたニュートリノイベント数としてヒストグラムを描く。これをガウス分布でフィッティングし求めたそれぞれの平均値を、ビームの縦方向の中心、横方向の中心としている。(図 36) INGRID では 1 mrad の精度でビーム方向を決定することが要求されており、これは INGRID 位置において 28 cm 以下の精度でビーム中心を測定する事に対応する。

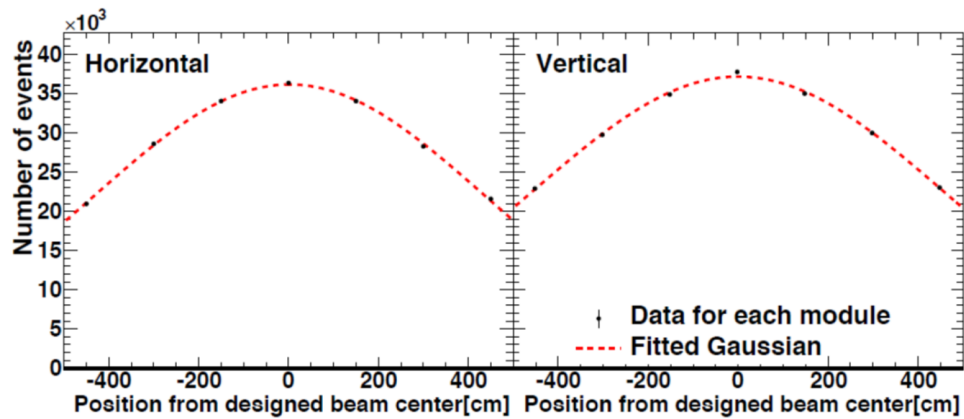


図 36 ニュートリノビーム方向の決定

## 3.7 前置検出器ホール地下 2 階へのモジュール移設

### 3.7.1 モジュール移設の目的

現在、ニュートリノ振動の解析においてニュートリノ反応モデルによる不定性が問題になっており、その不定性を抑えるために 1GeV 以下の低いエネルギーのニュートリノが鉄と反応する CC 反応断面積測定を計画した。1GeV より高いエネルギー領域でのミュニュートリノと鉄の CC 反応断面積測定は INGRID を用いて既に行われている [2]。低いエネルギーのニュートリノのイベントを観測するには 2.3 節でも述べたように、大きな off-axis 角でニュートリノを観測すれば良い。そのため INGRID の shoulder module の 1 つを前置検出器ホール地下 2 階に移設した。この移設したモジュールの off-axis 角は  $1.65^\circ$  となり、INGRID 内で最も大きな off-axis 角を持つモジュールとなった。今後、このモジュールを B2 モジュールと呼ぶ事にする。この移設後すぐに、T2K 実験初の反ニュートリノビームのデータ取得が開始され、移設したモジュールでも反ニュートリノのデータを取得することが出来た。本論文における B2 モジュールを用いた解析の主な目的は次の 2 つである。

- B2 モジュールで取得した反ニュートリノデータと MC の比較  
今回は  $1.65^\circ$  という大きな off-axis 角で取得した反ニュートリノデータを、MC が再現できているか確認する。
- B2 モジュールを用いた、反ニュートリノの CC 反応断面積測定  
B2 モジュールで取得したデータを用いて、反ミュニュートリノと鉄の CC 反応断面積を行う。鉄と反ニュートリノの CC 反応断面積は、T2K 実験でいまだ測られていないため測定を行った。

### 3.7.2 移設したモジュールについて

2014 年 3 月 14 日、我々のグループは INGRID の shoulder module の 1 つを前置検出器ホール地下 2 階に移設した。ビーム方向の監視にこのモジュールの移動による影響はない。図 37 に on-axis INGRID の配置を示す。図中の番号は MC と実データ解析で用いるモジュール番号である。移設したモジュールは shoulder module の 1 つであるモジュール 15 である。この移設したモジュールの構造は、他の INGRID モジュールと同じである。移設先は図 37 の右側奥である。詳細は後で述べる。これにより、INGRID モジュールの中で最も大きい off-axis 角  $1.65$  度を実現し、より低いエネルギー領域のニュートリノ反応を見ることが可能となった。B2 モジュールの解析に用いられるモジュール番号は 15 番のままとする。

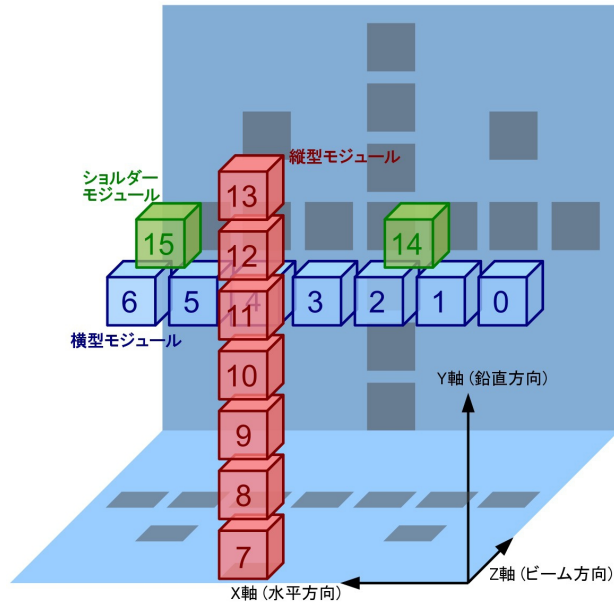


図 37 INGRID モジュールの配置

### 3.7.3 設置場所

B2 モジュールの移設位置を示す。図 38 は前置検出器ホール地下 2 階の見取図である。左上に既存の on-axis INGRID があり、薄いピンク色で描かれた Horizontal module 部は一つ上の階に設置されている。もう一方の Vertical module 部は地下 2 階と一つ上の階にまたがって設置されている。図 39 は B2 モジュールの写真である。

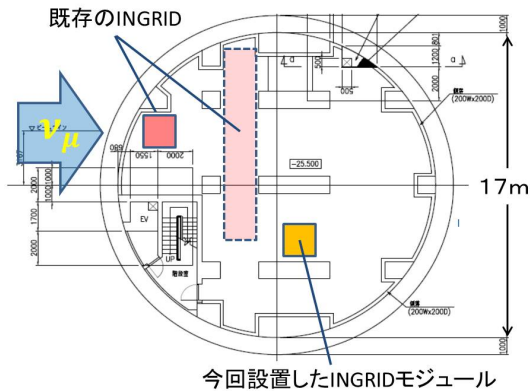


図 39 B2 モジュール写真

図 38 前置検出器ホール地下 2 階における見た B2 モジュール設置位置

## 4 off-axis 角 $1.65^\circ$ における反ニュートリノ反応の解析

### 4.1 ニュートリノフラックス

B2 モジュール 設置位置での反ニュートリノビーム時のニュートリノフラックスを JNUBEAM を用いてシミュレートした。図 40 は B2 モジュールと on-axis モジュール (モジュール 3) の Fiducial Volume 内に入射したニュートリノのエネルギー分布である。赤線が B2 モジュールの Fiducial Volume 内に入射した  $\bar{\nu}_\mu$  フラックス、青線は B2 モジュールの Fiducial Volume 内に入射した  $\nu_\mu$  フラックス、茶色線が on-axis モジュールの Fiducial Volume 内に入射した  $\bar{\nu}_\mu$  フラックス、灰色線が on-axis モジュールの Fiducial Volume 内に入射した  $\nu_\mu$  フラックスである。表 2 に B2、on-axis モジュールの Fiducial Volume 内に入射したフラックスと各フレーバーの占める割合、各フラックスの平均エネルギーを記載した。B2 モジュールでの  $\bar{\nu}_\mu$  フラックスは on-axis に比べ、シャープな低エネルギースペクトルを持っていることが分かる。B2 モジュールには on-axis モジュールの約 6 割の  $\bar{\nu}_\mu$  フラックス、約 7 割の  $\nu_\mu$  フラックスが入射しており、 $\bar{\nu}_\mu$ 、 $\nu_\mu$  の平均エネルギーは on-axis より低くなっていることが分かる。

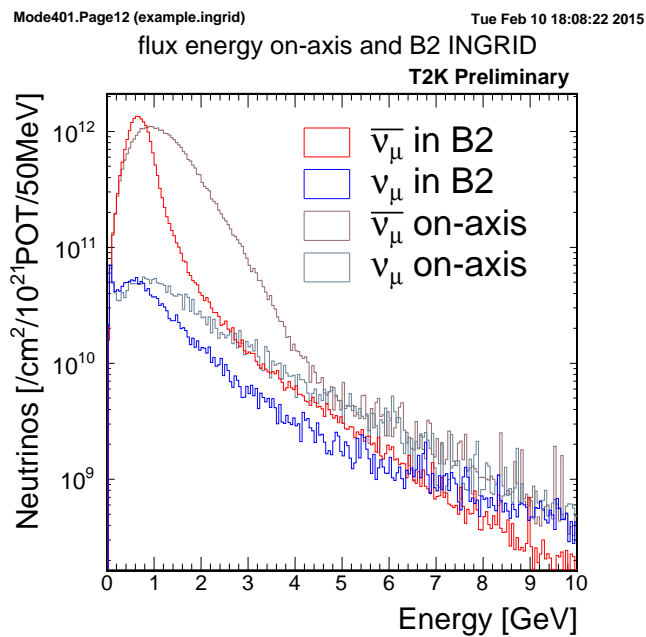


図 40 B2 モジュールと on-axis モジュールに入るフラックスの比較

		フラックス [ neutrinos/ cm <sup>2</sup> ]	平均エネルギー [GeV]
B2 モジュール (10 <sup>21</sup> POT あたり)	$\bar{\nu}_\mu$ :	$1.940 \times 10^{13}$ ( 91.4% )	0.8475
	$\nu_\mu$ :	$1.826 \times 10^{12}$ ( 8.6% )	1.593
on-axis モジュール (10 <sup>21</sup> POT あたり)	$\bar{\nu}_\mu$ :	$3.382 \times 10^{13}$ ( 92.8% )	1.314
	$\nu_\mu$ :	$2.611 \times 10^{12}$ ( 7.2% )	2.072

表 2 B2 と on-axis における フラックスの比較



次に B2、on-axis モジュールの Fiducial Volume 内で反応したニュートリノのエネルギー分布を示す (図 41)。各線の説明は図 40 と同じである。分布から反応するニュートリノのエネルギーも低いピークを持つことが確認できる。表 3 には、B2、on-axis モジュールの Fiducial Volume 内で反応したニュートリノ数と各フレーバーの割合、平均のエネルギーをまとめた。2 と比較すると、各位置でのイベントのフレーバー組成が大きく変わっていることが分かる。フラックスの B2、on-axis 共に  $\nu_\mu$  の含まれる割合は全体の約 10% 程度だったのに対し、反応したニュートリノでは 30% 程度にまで上がっている。これは  $\bar{\nu}_\mu$  に比べ  $\nu_\mu$  の反応断面積が大きいためであり、 $\bar{\nu}_\mu$  ビーム時には混入して来る  $\nu_\mu$  フラックス の寄与が無視できなくなる。

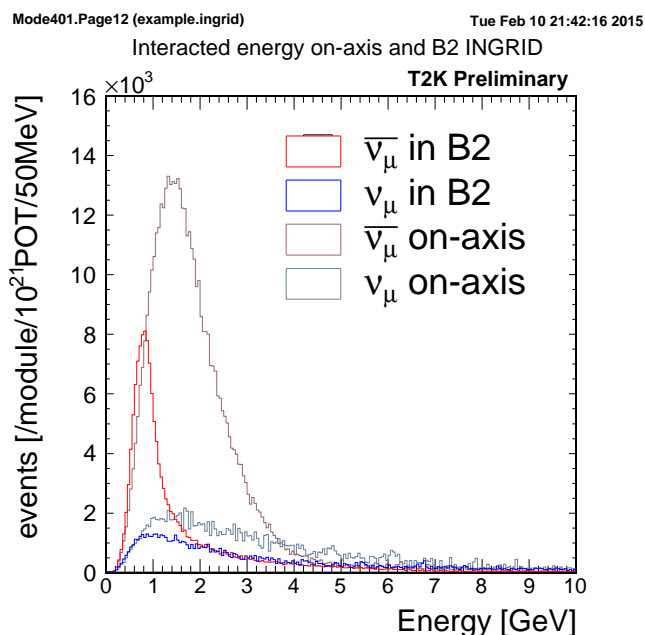


図 41 B2 モジュール と on-axis モジュール内で反応するニュートリノの比較

		イベント数 [ events / module ]	平均エネルギー [GeV]
B2 モジュール ( $10^{21}$ POT あたり )	$\bar{\nu}_\mu$ :	$1.516 \times 10^5$ ( 63.9% )	1.625
	$\nu_\mu$ :	$0.8526 \times 10^5$ ( 36.1% )	3.667
on-axis モジュール ( $10^{21}$ POT あたり )	$\bar{\nu}_\mu$ :	$4.745 \times 10^5$ ( 75.0% )	1.972
	$\nu_\mu$ :	$1.554 \times 10^5$ ( 25.0% )	4.113

表 3 B2 と on-axis における反応した イベント数 の比較

ニュートリノの反応断面積が反ニュートリノの反応断面積より大きいと上で述べたが、図 42 に MC 内で定義されている  $\nu_\mu$  に対する  $\bar{\nu}_\mu$  の全断面積比を示した。1 GeV 付近では  $\bar{\nu}_\mu$  の全断面積は  $\nu_\mu$  の 20% ~ 30% 程度となっており、2GeV 以上の領域では、エネルギーによらずに、約 40% 程度で推移している。

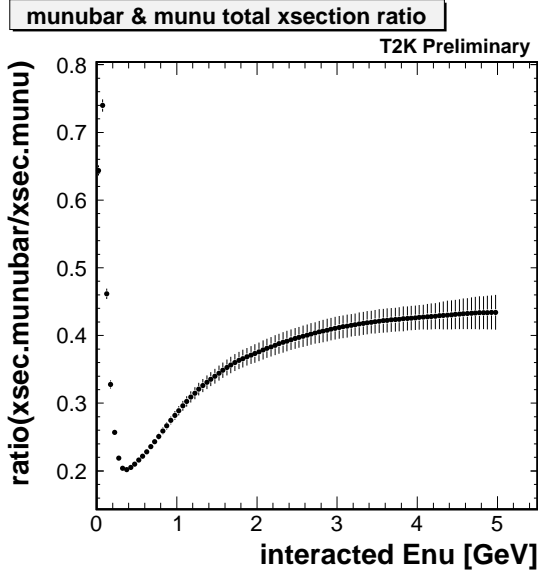


図 42  $\nu_\mu$  に対する  $\bar{\nu}_\mu$  の全断面積比

#### 4.2 $\bar{\nu}_\mu \cdot \nu_\mu$ に対する Efficiency

MC で B2 モジュールの  $\bar{\nu}_\mu$ 、 $\nu_\mu$  に対するイベントセレクションの efficiency を求める。そのために、MC でニュートリノを B2 モジュール内で反応させ、イベントセレクションを通過しニュートリノイベントと判断されたイベントについて考える。図 43 は B2 モジュールの Fiducial Volume 内で反応した  $\bar{\nu}_\mu$  と  $\nu_\mu$  及びイベントセレクションを通過した  $\bar{\nu}_\mu$  と  $\nu_\mu$  それぞれの分布をエネルギーの関数で描いたものである。

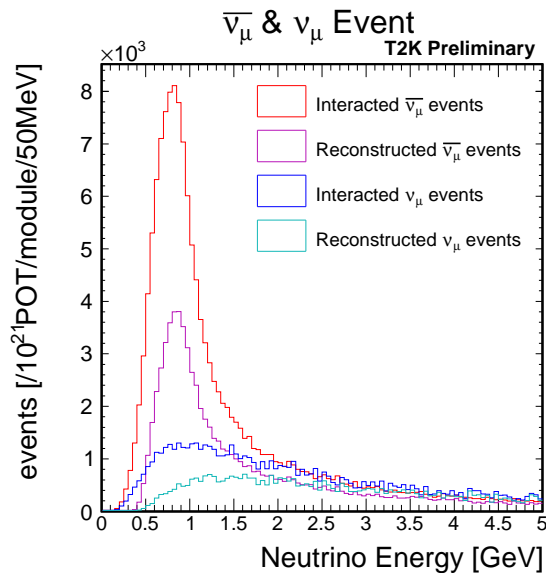


図 43 イベントセレクションを通過した  $\nu_\mu$  及び  $\bar{\nu}_\mu$  イベント

これらの分布を元に efficiency を算出した。(図 44)  
 今回、efficiency の定義は、

$$\text{efficiency} = \frac{\text{イベントセレクションを通過したイベント数}}{\text{Fiducial Volume 内で反応したニュートリノイベント数}} \quad (19)$$

とした。

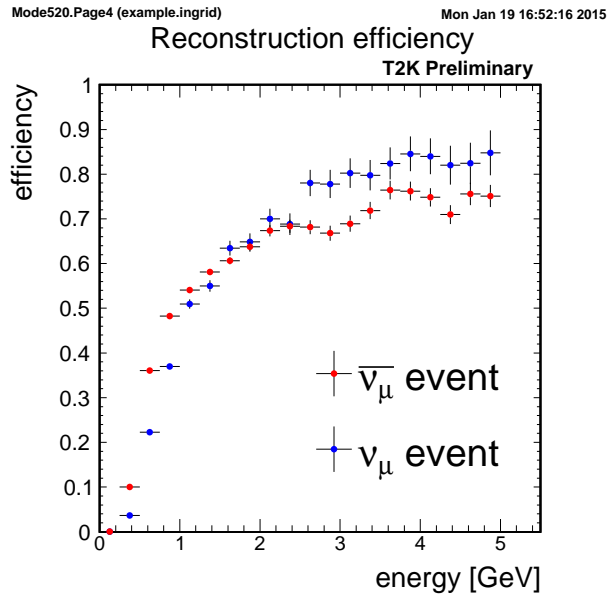


図 44  $\nu_\mu$  及び  $\bar{\nu}_\mu$  の efficiency

図 44 を見ると 1.5 GeV までの低いエネルギー領域までは  $\bar{\nu}_\mu$  の方が efficiency が高く、エネルギーが高くなっていくにつれて  $\nu_\mu$  の方が efficiency が高くなっていく。この傾向を理解するために  $\bar{\nu}_\mu$ 、 $\nu_\mu$  で Signal cut を通過したイベントの CC 反応・NC 反応の割合を見る。(表 4, 表 5) この表から、 $\bar{\nu}_\mu$ 、 $\nu_\mu$  共に セレクションを通過したイベントは CC 反応がほとんどであることがわかる。これは、イベントセレクションの際に、アクティブなプレーン数が 3 枚以上存在すること、すなわち鉄を 2 枚以上貫通することを要求するため、イベントセレクションを通過するイベントのほとんどが、ミュオン等の強い透過力を持つ粒子を生成する CC 反応イベントとなる。

ここで、 $\bar{\nu}_\mu$ 、 $\nu_\mu$  のエネルギー毎の CC 反応率 (図 45) を見ると、エネルギー領域にかかわらず、 $\bar{\nu}_\mu$  の CC 反応を起こす確率は約 65%、 $\nu_\mu$  が CC 反応を起こす確率は約 70% となっており、 $\nu_\mu$  の方が CC 反応を起こしやすいことが分かる。CC 反応はイベントセレクションを通りやすいので efficiency のグラフで 2GeV 辺りから  $\nu_\mu$  の efficiency がよいのはこのためである。これに反して、2GeV 以下で  $\nu_\mu$  が  $\bar{\nu}_\mu$  より efficiency が悪くなっている原因は、V-A 効果によるものである。V-A 効果によって  $\bar{\nu}_\mu$  が反応した際の 2 次粒子は大角度散乱を抑制されており、前方に飛ぶ粒子が多くなる [6]。一方で  $\nu_\mu$  は大角度散乱が許されているため  $\bar{\nu}_\mu$  より斜めに飛ぶ粒子が多くなる。このため、 $\nu_\mu$  が生成する 2 次粒子は、2 枚の鉄を貫通する前に INGRID 外部へ出ていく確率が  $\bar{\nu}_\mu$  のものより多くなるため、イベントセレクションを通りにくくなる。この 2 つの効果により、低エネルギー領域では  $\bar{\nu}_\mu$  の方が efficiency が高く、高エネルギー側では  $\nu_\mu$  の efficiency が高くなっていく。

	CC 反応	NC 反応
モジュール内で反応した $\bar{\nu}_\mu$ イベント	65.8%	34.2%
セレクションを通過した $\bar{\nu}_\mu$ イベント	95.5%	4.5%

表 4 セレクションを通過した  $\bar{\nu}_\mu$  の反応の種類

	CC 反応	NC 反応
モジュール内で反応した $\nu_\mu$ イベント	74.4%	25.6%
セレクションを通過した $\nu_\mu$ イベント	89.2%	10.8%

表 5 セレクションを通過した  $\nu_\mu$  の反応の種類

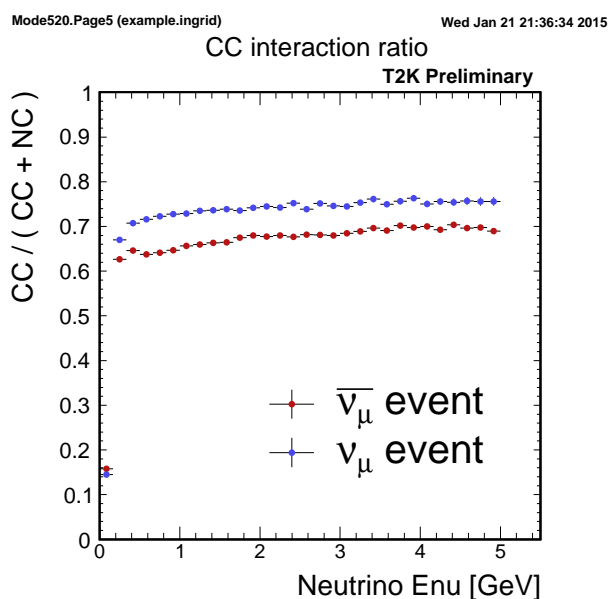


図 45  $\nu_\mu$  及び  $\bar{\nu}_\mu$  の CC 反応比率

### 4.3 解析に用いるデータの条件

T2K 実験では、物理解析に用いるビームデータには満たすべき条件が定められており、以下の条件を満たした Good spill と呼ばれるビームデータだけが解析に用いられる。

- 物理解析用データ取得  
ビームのランタイプがビーム軌道調整や DAQ テストのランではなく、あらかじめ解析用データ取得用に割り当てられていたランのビームデータであること。
- ビームトリガーの有無  
加速器側からのビームトリガーが来ているイベントであること。
- Good GPS status  
J-PARC でのビーム発射時刻から SK でのイベント到来予測時間を予測し SK でデータを取得している。T2K 実験では J-PARC、SK それぞれにおいて 2 台の GPS 受信機 (時間測

定精度の異なるモジュール)を用いており、J-PARCに2台のGPS受信機が存在するため、2通りのSKにおけるビーム到来時刻を計算することが可能であるが、時間の測定精度が異なるため、これらの2つの時刻にはずれが生じる。T2KではJ-PARCの2つのGPS受信機の時間分解能等を考慮して、2つのGPS受信機が正常に動作していると判断する条件として2つのビームトリガーの時刻の差を記録し、これが常に200 ns以下であることを要求する。

- CT5で測定した1spill当たりの陽子数  $> 10^{11}$

CT5とは陽子標の直近のビーム電流モニターであり、陽子ビーム中に含まれる陽子数をモニターしている。ビームラインにおいて、Machine Protection System (MPS) や Person Protection System (PPS) が作動した直後は加速器からのビームトリガーが来ていてもビームが来ない場合があり、そのようなイベントを避けるための条件である。

- Normal Condition カット

何らかのアクシデント(ビームライン上にある軌道修正用電磁石の不安定等)が起きた場合に問題があったイベントを除外する条件である。

- 電磁ホーンの電流値

3つの電磁ホーンのカレントがそれぞれ設定値の2%以内に抑えられている事を要求する。2%以内の変動であればSKで振動確率が最大となるニュートリノエネルギー(0.5 ~ 0.7 GeV)のフラックス変化を2% (T2K実験で課せられている許容値)よりも小さく抑えられる。

- MUMONによるカット

MUMONにおいてビーム方向がx, y方向共に1 mrad以内であることと、MUMONのシリコンPINフォトダイオードで得られたmuon yieldが各ランの平均値の5%以内に収まっていることを要求する。muon yieldの5%の変化はMUMONの測定分解能よりはるかに大きいため、測定に異常があることが考えられるためである。

#### 4.4 解析に用いたデータ

B2 モジュールの移設が完了し、2014 年 5 月 23 日から T2K のビーム運転・データ取得が開始された。ビームタイム前半は、これまでと同様にミュニュートリノデータ収集を行った。T2K 実験は 2013 年 5 月 23 日に起きた J-PARC ハドロン事故以来、長期間運転出来ていなかったため、これまでの Run 結果との整合を確認しながらデータを取得した。約 10 日間のミュニュートリノデータ取得の後、2014 年 6 月 3 日から反ミュニュートリノデータの取得を開始した。2014 年 6 月 25 日に反ニュートリノデータ取得を終了し、これが T2K 実験で初の長期反ミュニュートリノデータ取得となった。図 46 は、今回の on-axis INGRID 14 台での反ニュートリノビームのイベントレートの推移である。図中の赤い点線は取得期間中の平均のイベントレートを表している。イベントレートは  $0.562 \pm 0.001$  (stat) events/ $10^{14}$  POT であり、安定していることがわかる。反ミュニュートリノデータ取得前に行われた約 10 日間のミュニュートリノデータ取得における、イベントレートは  $1.72$  events/ $10^{14}$  POT であった。図 47 は、今回の取得データの反ニュートリノビーム方向の分布であり、表 7 は、その結果である [7]。表 7 でビーム中心の誤差は水平方向、鉛直方向共に  $\pm 28$ cm 以内に収まっている事からビーム方向は T2K 実験の基準を満たしているといえる。本論文は同期間に B2 モジュールで取得した反ニュートリノビームデータを用いて解析を行ったものである。

データ取得期間	6/3 ~ 6/25
モード	反ミュニュートリノ
総 POT 数	$5.09 \times 10^{19}$ POT

表 6 解析に用いた反ニュートリノデータ

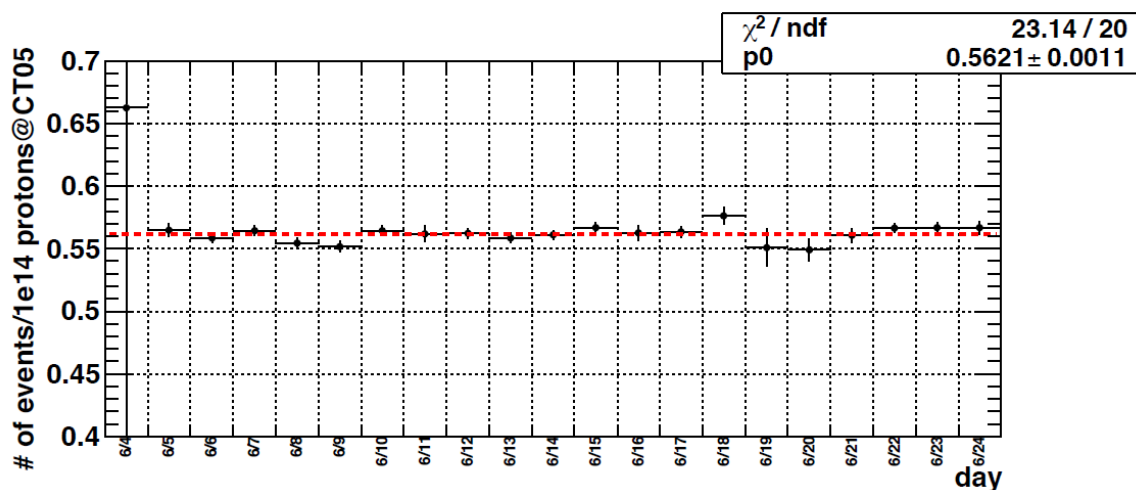


図 46 on-axis INGRID での反ニュートリノビームのイベントレート

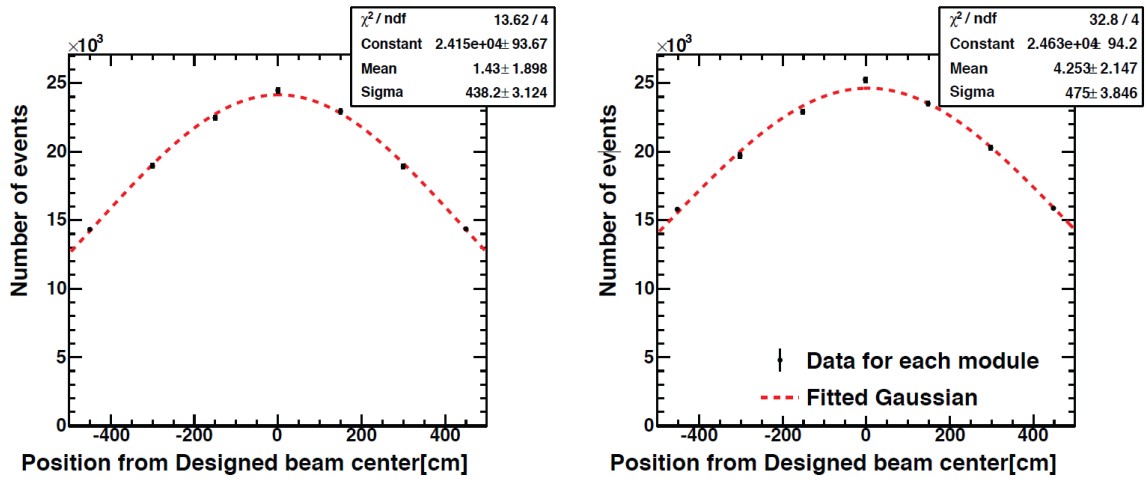


図 47 on-axis INGRID で測定された反ニュートリノビーム方向

	ビーム中心 [cm]	ビーム幅 [cm]
水平方向	$1.4 \pm 1.9(\text{stat}) \pm 6.9(\text{sys})$	$438.2 \pm 3.1(\text{stat})$
鉛直方向	$4.3 \pm 2.1(\text{stat}) \pm 8.1(\text{sys})$	$475.0 \pm 3.8(\text{stat})$

表 7 on-axis INGRID で測定された反ニュートリノビームの方向と幅

#### 4.5 MC の構成

今回の MC では GEANT4 シミュレーションを用いて、仮想実験室内に前置検出器ホールを再現した。on-axis INGRID、B2 モジュール、その両脇にある柱、前置検出器ホールを取り囲む壁を実際の位置関係で仮想空間内に設置し、解析を行った。B2 モジュール内でニュートリノ反応を発生させる MC サンプルをシグナル MC とし、前置検出器ホールを取り囲む壁と B2 モジュールの横にある柱の内部でニュートリノ反応を発生させる MC サンプルをバックグラウンド MC (BG MC) と呼ぶ。BG MC で生成されたニュートリノ反応からの 2 次粒子が B2 モジュールに入射し、イベントセレクションを通過するイベントをバックグラウンドイベント (BG) と考える。以降、壁からの BG を Wall BG、柱からの BG を Pillar BG と呼ぶ。前置検出器ホールを囲む壁内では図 48 の緑色と黄色の領域でニュートリノ反応を生成し、BG を見積もる。黄色の領域はフラックスの情報がまだ計算されていないため、緑色のフラックスの情報を用いて、BG を見積もる。壁の厚さは 5m、ビーム中心から縦  $\pm 10$  m、横  $\pm 10$  m の壁内領域でニュートリノを反応させた。これら 2 つの壁の下部で緑色、黄色の領域がとぎれている事が見取れる。実際はホールを 1 周する BG 源を導入したかったのだが、この部分を含む最新のフラックス情報がまだ計算されていないため、一部が欠けた BG 源になっている。2 つの柱の大きさは厚さ 1m、高さ 3m 奥行き 4m である。今回 MC で用いたフラックスの情報はシグナル MC と pillar BG MC に関しては JNUBEAM version: 11bver3.2 (flux tuned)、及び、Wall BG MC は現段階で最新である version: 13a を用いた。

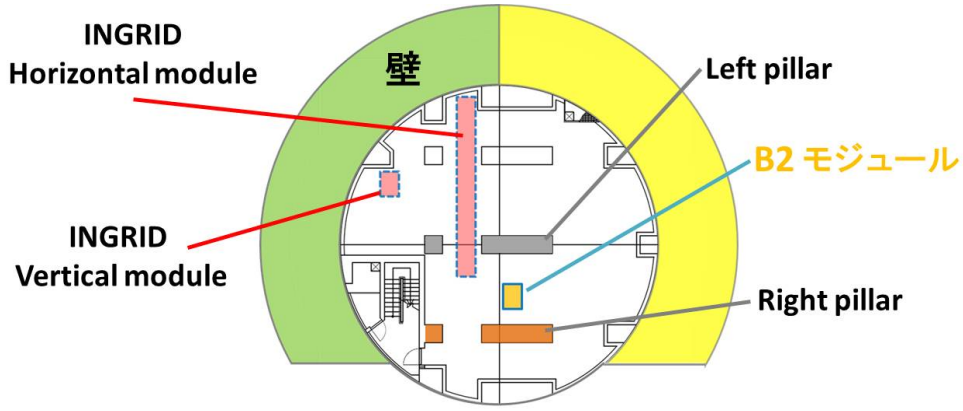


図 48 MC で設置した構造物

#### 4.6 バックグラウンドイベントに対する規格化定数の見積り

今回は 4.5 で述べたように BG 源として前置検出器ホールの壁と柱を考えてあるが、実際にはこれ以外の BG 源も存在すると考えられる。そのため MC を用いて BG を見積もる際に、3 次元飛跡として再構成されたイベントの中で、MC の VETO プレーンにヒットを残したイベント数を 実データの VETO プレーンにヒットを残したイベント数で規格化し BG を見積もった。規格化の係数  $C_{norm}$  は、

$$C_{norm} = \frac{N_{real\ data}^{veto} - N_{signal\ mc}^{veto}}{N_{bg\ mc}^{veto}} \quad (20)$$

という計算式で求める。各変数は次の通りである。

- $N_{real\ data}^{veto}$  : 実データで VETO プレーンにヒットを残した 3 次元飛跡イベント数,
- $N_{signal\ mc}^{veto}$  : シグナル MC で VETO プレーンにヒットを残した 3 次元飛跡イベント数,
- $N_{bg\ mc}^{veto}$  : バックグラウンド MC で VETO プレーンにヒットを残した 3 次元飛跡イベント数

具体的に規格化係数を求めてみる。VETO プレーンにヒットを残した 3 次元飛跡イベント数で規格化する際には、Front VETO プレーンにヒットを残した 3 次元飛跡数で規格化するか、Front + Side VETO プレーン のいずれかにヒットを残した 3 次元飛跡イベント数で規格化するか の 2 通りが考えられる。実データを見てみると、VETO カット で落ちたイベントは Front VETO プレーン:89.3% , Side VETO プレーン:10.7% と約 9 割が Front VETO プレーン で落ちていることがわかる。今回は両方で規格化係数を求め比較した。またバックグラウンド MC は大量に壁や柱内でニュートリノ反応を発生させても、そこで生成された 2 次粒子が B2 モジュールに入射する数は僅かなので統計誤差が大きくなっている。

##### 4.6.1 Front VETO プレーン での規格化

Front VETO プレーン にヒットを残した 3 次元飛跡イベント数で MC と実データを規格化する場合、まず各 MC サンプルで Front VETO プレーンにヒットを残した 3 次元飛跡イベント数を求める。それをまとめたものが表 8 である。 $\bar{\nu}_\mu$  シグナル MC で Front VETO プレーンにヒットを残す 3 次元飛跡イベントは 244 イベント、 $\nu_\mu$  シグナル MC では 290 イベントとなった。これらは、ニュートリノが直接 Front VETO プレーン 内で反応するイベント数であり、計 534 イベントと見積もられる。これを実データ中で Front VETO プレーン にヒットを残した 3 次元飛跡イベン



ト数 18978 イベント から差し引くことにより、18444 イベント が実データ中の BG イベント数と見積もられた。バックグラウンド MC で Front VETO プレーン を ヒットする イベントが計 11241 イベント あると見積もられるので、実データ中には MC で見積もった BG より 1.64 倍の BG が存在すると考えられ、各統計誤差の規格化 定数への寄与を考慮すると、

$$C_{norm}^{Front} = 1.64 \pm 0.03 \quad (21)$$

となった。

データの種類	Front VETO プレーンにヒットを残した 3 次元飛跡イベント数
実データ	18978 $\pm$ 138
シグナル MC	533 $\pm$ 6
BG MC	11241 $\pm$ 221

表 8 シグナル MC と BG MC の イベント数合計

データの種類	Front VETO プレーンにヒットを残した 3 次元飛跡イベント数
$\bar{\nu}_\mu$ シグナル MC	244 $\pm$ 2
$\nu_\mu$ シグナル MC	290 $\pm$ 5
Upstream Wall BG	11058 $\pm$ 216
Downstream Wall BG	0 $\pm$ 0
Right Pillar BG	20 $\pm$ 2
Left Pillar BG	163 $\pm$ 45

表 9 各 MC サンプルのコンポーネント

#### 4.6.2 Front + Side VETO プレーン での 規格化

次に Front VETO プレーン と Side VETO プレーン にヒットを残した 3 次元飛跡イベント数で BG 規格化定数を求める。同様に計算すると、

$$C_{norm}^{Front+Side} = 1.63 \pm 0.03 \quad (22)$$

となった。

データの種類	Front または Side VETO プレーンにヒットを残した 3 次元飛跡イベント数
実データ	21229 $\pm$ 146
シグナル MC	662 $\pm$ 7
BG MC	12656 $\pm$ 229

表 10 シグナル MC と BG MC の イベント数合計

データの種類	Front または Side VETO プレーンに ヒットを残した 3 次元飛跡イベント数
$\bar{\nu}_\mu$ シグナル MC	$290 \pm 3$
$\nu_\mu$ シグナル MC	$372 \pm 6$
Upstream Wall BG	$12355 \pm 224$
Downstream Wall BG	$1.2 \pm 0.7$
Right Pillar BG	$76 \pm 3$
Left Pillar BG	$226 \pm 47$

表 11 各 MC サンプルのコンポーネント

Front VETO プレーン と Front または Side VETO プレーン で求めた BG イベントの規格化定数は 統計誤差の範囲内で矛盾が無いことが分かる。INGRID のイベントセレクションでは、ニュートリノイベントに Front VETO プレーン と Side VETO プレーン のどちらにもヒットを残していない事を要求するので、Front VETO プレーンと Side VETO プレーンを用いて求めた規格化定数を用いる。これ以降の解析では各カットをかけた際の BG MC のイベント数はこの規格化定数を掛けた値を用いる。

## 4.7 基本的な分布の比較

第 3.5 節で述べたイベントセレクションを課した際の、実データと MC の基本的な分布を比較する。イベントセレクションで 3 次元飛跡として再構成されたイベント、VETO カット後のイベント、VETO カット + Fiducial Volume カット後のイベントの計 3 つの段階において MC と実データを比較する。物理量として、反応点 X (飛跡の始まった横方向の ch 番号)、反応点 Y (飛跡の始まった縦方向の ch 番号)、反応点 Z (飛跡の始まったトラッキングプレーンの番号)、飛跡の終端 (飛跡の終端のトラッキングプレーンの番号)、 $d_{pln}$  (飛跡の終端 - 反応点 Z)、Top angle (INGRID を Top View から見た飛跡のなす角度)、Side angle (INGRID を Side View から見た飛跡のなす角度)、Angle (Z 軸となす角) の 8 つの物理量について比較する。反応点 X は図 34 の Top View ch に対応し、INGRID をビーム上流方向から見た際に右から左にいくにつれ番号が大きくなっていく。反応点 Y は図 34 の Side View ch に対応し、下から上にいくにつれ番号が大きくなっていく。INGRID モジュールは 11 枚のトラッキングプレーンからなるが、飛跡の再構成の際に 3 枚以上のトラッキングプレーンにヒットがあることを要求するため、反応点 Z は 0~8 枚目のいずれかとなる。飛跡の終端は、飛跡の最下流のトラッキングプレーン番号である。INGRID から外へ出た飛跡に関しては飛跡の終端位置は 10 となる。 $d_{pln}$  は 2~9 までの値をとる。Top angle はビーム上流から見て左側への飛跡を正、右側への飛跡を負としている。(図 49) Side angle はビーム上流から見て上側への飛跡を正、下側への飛跡を負としている。(図 50) Angle は INGRID の中心軸と飛跡のなす角であり、

$$\text{Angle} = \tan^{-1} \sqrt{\tan^2 \theta_x + \tan^2 \theta_y} \quad (23)$$

の関係が成り立つ。

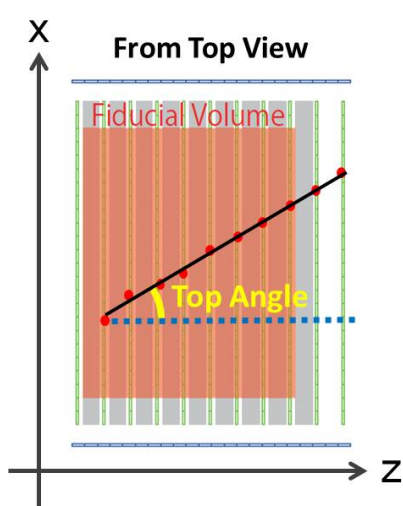


図 49 Top angle

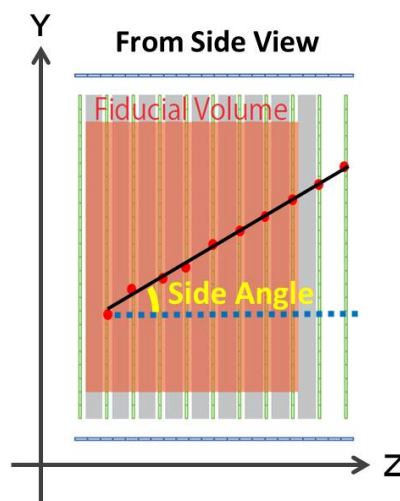


図 50 Side angle

#### 4.7.1 3次元飛跡として再構成されたイベント

まずは3次元飛跡として再構成されたイベントについて各分布を見ていく。

図 51 ~ 66 にそれぞれの分布を示す。全ての分布において、3次元再構成されたイベント中には大量のBG イベントが含まれている。まずは反応点に関する分布を見ていく。

反応点 X(図 51) で分布の右端に極端に BG イベントを多く含むピークが存在する。このピークはビーム上流側から見て、各トラッキングプレーン中の縦置きシンチレータ層左端のシンチレータに対応する。ビーム中心がビーム上流側から見て B2 の左側にあるため、左側から BG イベントが多く飛来する事が、このピークの要因である。反応点 X の ch0 が実データより少なく見積もられているのは、MC において B2 モジュールの右側から来る Wall BG(図 48 で欠けている部分) を見積もられていないからだと考えられる。

次に、反応点 Y (図 53) であるが、ch23 に多くの BG が含まれている。ch23 は各トラッキングプレーン中の横置きシンチレータの一番上側に対応する ch である。これも反応点 X と同様、ビーム中心が B2 モジュールの上側にあるため、B2 モジュールの上側で BG となるサンドミュオン等が多く生成され、各トラッキングプレーンの上側に位置する ch23 をよく通過するためである。この分布では、ch23 と ch0 で MC とデータがずれていることが見て取れる。後に述べるが、この3次元飛跡として再構成されたイベントに VETO カット と Fiducial Volume カット を施した後のイベント分布はよく一致しており、またほとんど BG イベントは含まれていない。つまり、シグナル MC の  $\bar{\nu}_\mu$  と  $\nu_\mu$  の分布は実データをよく再現していると考えられ、この分布でのズレは BG MC に問題があると考えられる。この ch23 の分布で MC の方が実データより多く見積もられているのは MC に前置検出器ホール地下 2 階の天井が考慮されていないからであると考えられる。今回の MC では GEANT4 で前置検出器ホールを再現する際に地下 2 階の床の構造体は考慮したが、天井の構造体は考慮していない。現実では上からやってきたサンドミュオンは天井のコンクリートに入射し、コンクリート内で止まるイベントがある程度存在するはずであるが、今回の解析では MC で地下 2 階の天井を設置していないため、この遮蔽効果は考慮されていない。MC で天井の構造体を考慮することで、MC のイベントは減ると考えられる。また ch0 が実データより MC が少ない理由として、床からの BG を見積もられていないためだと考えられる。床の構造体を考慮したと述べたが、GEANT4 での各粒子の時間発展 (エネルギーロスなど) にのみ考慮されており、その 1 つ前の段階であるニュートリノ反応シミュレーションには取り入れられていない。つまり B2 モジュール より下側から来る Wall BG に対する遮蔽効果は見積もられているが、ニュートリノがその床の構造体の中で反応し、出てきた 2 次粒子が B2 モジュールに入るイベントを考慮していない。B2 モジュールは床から非常に近いので、再構成されるイベントがいくらか存在すると考えられる。

反応点 Z (図 55) の分布では、0 枚目のトラッキングプレーンである Front VETO から、Upstream Wall BG の飛跡が多く始まっていることが分かる。反応点に関して概ね分布の傾向は一致している。

次に角度に関する分布を見ていく。Top angle の分布 (図 61) を見ると、マイナス側で MC の方が多くなっている。Top angle の定義 (図 49) を見ると、on-axis 側から来る粒子の Top angle はマイナスになることがわかる。この MC の過剰は B2 モジュールの右側から来る Wall BG(図 48 で欠けている部分) を見積もられていないことが原因だと考える。今回は Top angle がプラスになるようなイベント (図 48 で欠けている部分で生成される BG イベント) が見積もられていないので、実データの VETO にヒットを残した 3次元飛跡数で MC の BG 数を規格化する際に、BG の規格化定数が大きく見積もられる。その大きな規格化定数がマイナス側のイベントにも掛かるため、マイナス側で MC と実データがずれているように見えてしまう。このように非対称な BG 源を用い

て規格化をすると角度分布は大きくずれる。Side angle の分布 (図 63) では、Side angle = 20° の付近の MC イベントが実データに比べ少なくなっている。これは Side angle の定義 (図 50) から B2 モジュールの下側から来る BG に対応しており、前置検出器ホール地下 2 階の床内部で発生する BG を見積もっていないためだと考えられる。また、Side angle のマイナス側のイベント、すなわち B2 モジュールの上側から来る BG を多く見積もっているのは反応点 Y の分布で述べた天井の遮蔽効果が見積もれていないことが原因であると考えられる。3 次元飛跡として再構成されたイベントの段階で MC と実データを比較することで、BG MC の妥当性を確かめることが出来る。

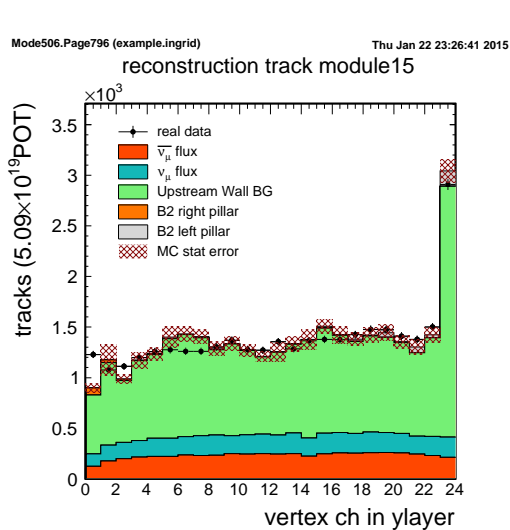


図 51 反応点 X

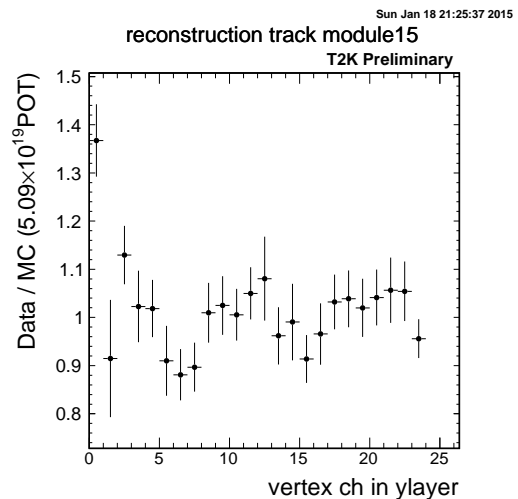


図 52 反応点 X についての実データの MC に対する比

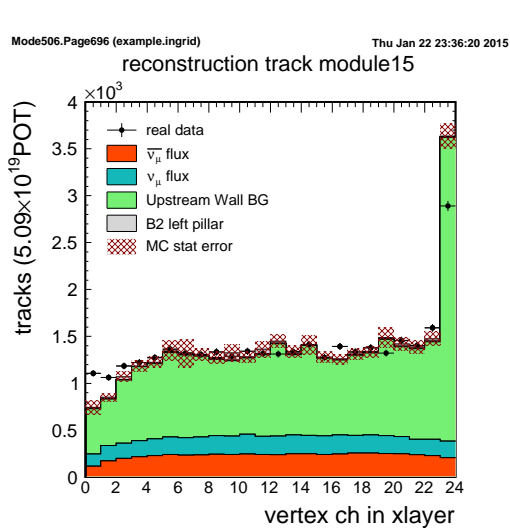


図 53 反応点 Y

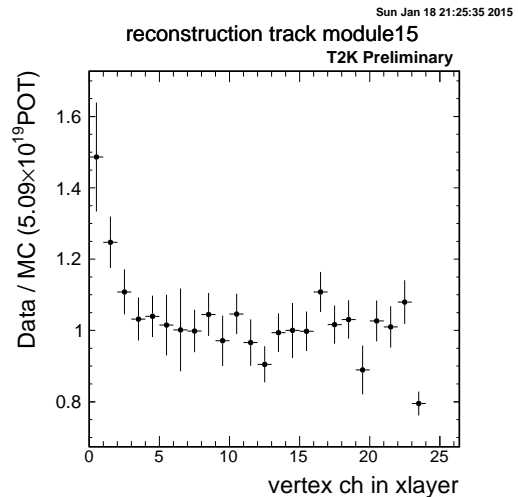


図 54 反応点 Y についての実データの MC に対する比

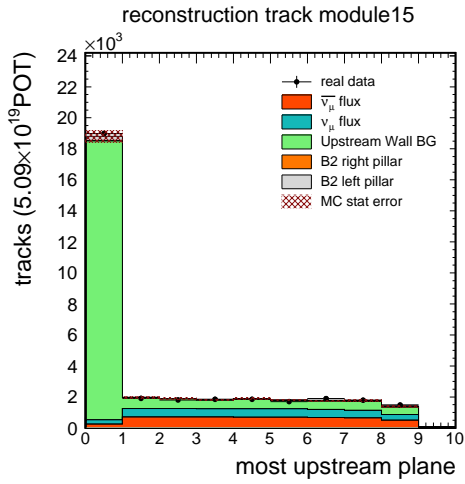


図 55 反応点 Z

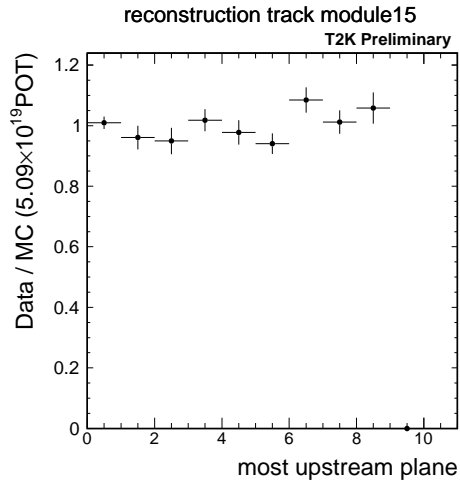


図 56 反応点 Z についての実データの MC に対する比

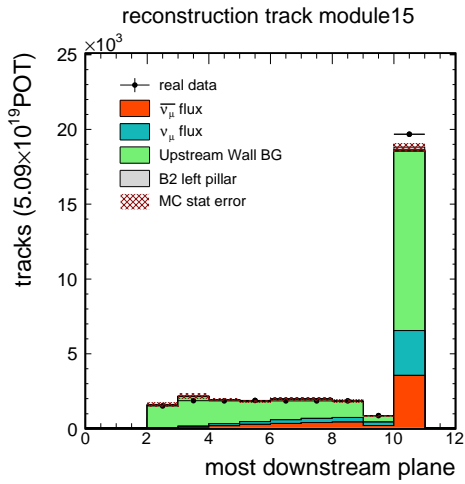


図 57 飛跡の終端

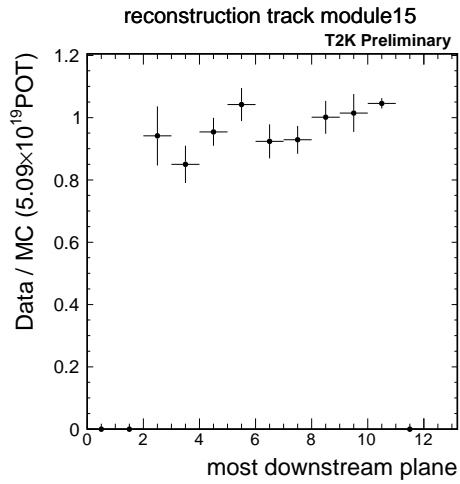


図 58 飛跡の終端 についての実データの MC に対する比

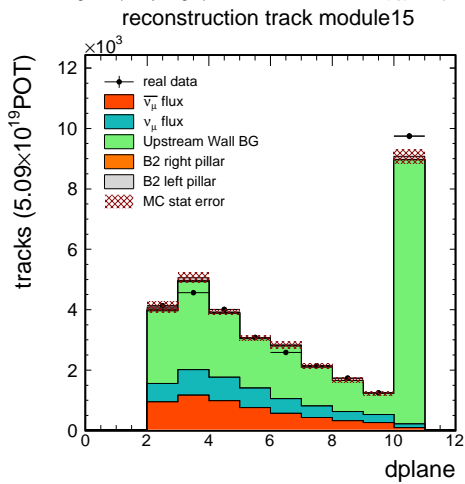


図 59 dplane

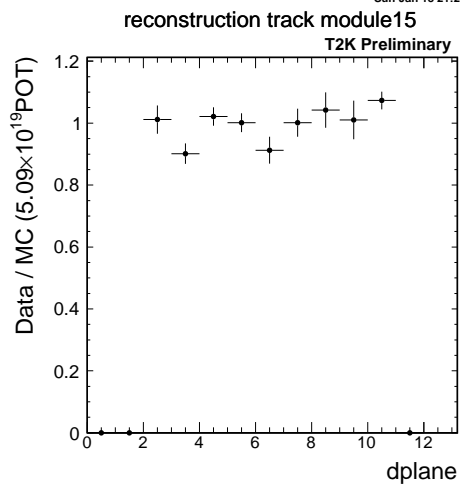


図 60 dplane についての実データの MC に対する比

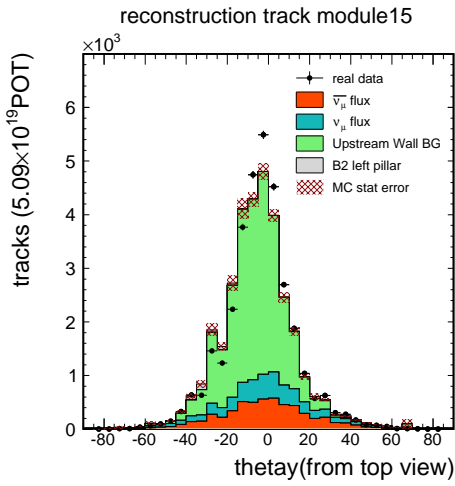


図 61 Top angle

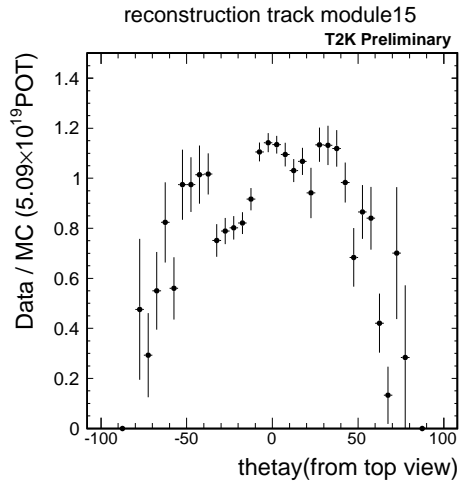


図 62 Top angle についての実データの MC に対する比

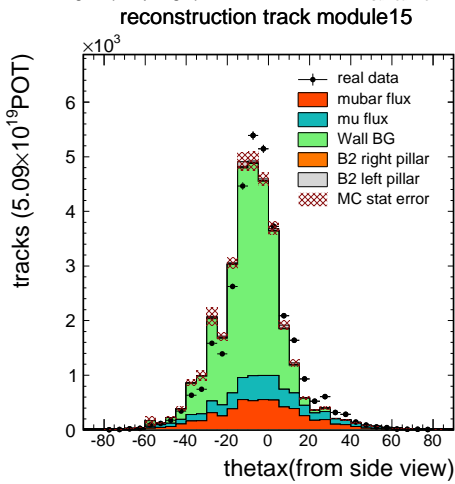


図 63 Side angle

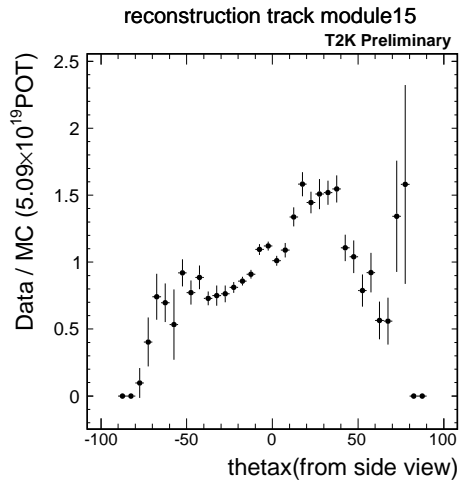


図 64 Side angle についての実データの MC に対する比

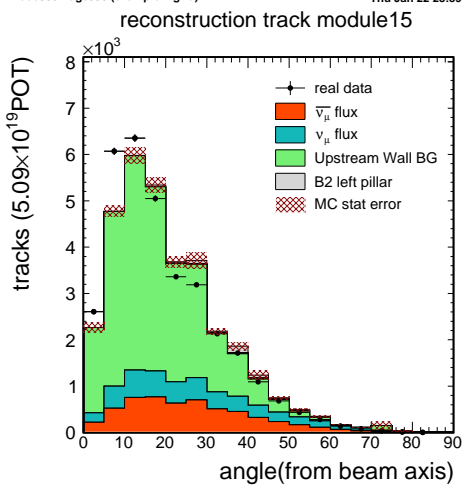


図 65 Angle

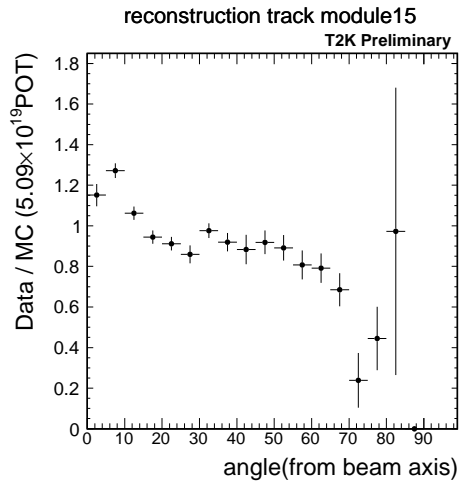


図 66 Angle についての実データの MC に対する比

表 12 は実データと MC で見積もられた、3 次元飛跡として再構成されたイベント数の結果である。BG イベントについては規格化後のイベント数であり、各誤差は統計誤差を表している。また表 13 は各 MC で見積もられたイベント数の詳細である。3 次元飛跡として再構成された実データ 33227 イベントに対し、MC で見積もったイベントは 33092 イベントであった。それぞれ統計誤差内で一致している。MC の結果を見ると、3 次元飛跡として再構成された段階では外部からの BG イベントが全体の約 70% を占めていることがわかる。

データの種類	3 次元飛跡として再構成されたイベント数
実データ	33227 ± 182
MC 全体	33092 ± 396
シグナル MC	9970 ± 22
BG MC	23121 ± 598

表 12 3 次元飛跡として再構成されたイベント数

MC の各コンポーネントの詳細	
$\bar{\nu}_\mu$ シグナル MC	5540 ± 10
$\nu_\mu$ シグナル MC	4430 ± 20
Upstream Wall BG	22584 ± 585
Downstream Wall BG	1.8 ± 0.9
Right Pillar BG	147 ± 7
Left Pillar BG	389 ± 78

表 13 3 次元飛跡として再構成された MC の各コンポーネントの内訳

#### 4.7.2 バックグラウンドイベントの生成位置

次に、Upstream Wall BG MC で B2 モジュールにヒットを残したイベントと 3 次元飛跡として再構成されたイベントそれぞれの生成位置を見る。図 67 は B2 モジュールにヒットを残した BG イベントの生成点を上から俯瞰で見た図であり、2 モジュール側から上流側壁内の BG 生成点を見た図である。xnu=0 の点線が on-axis を表しており、星マークは B2 モジュールの位置 ( xnu , ynu , znu ) = ( -623.9 , -481.9 , 233.5 ) に対応している。また図 68 では、点線の交点が B2 モジュールの位置に対応している。図 67、図 68 を見ると、B2 モジュールの真正面の壁から最も粒子が来ていることが分かる。同様に 3 次元飛跡として再構成された Wall BG イベントの生成位置 ( 図 69、図 70 ) を見ると、on-axis 側のイベントはほとんど無いことが分かる。on-axis 側はフラックスが B2 モジュール位置と比べて 2 倍近くあるため、on-axis 側から多くの BG が来ると考えていたが、実際に図 69 で xnu > -200 から来るイベント数を計算すると壁全体から来るイベントの 6% 程度であることが分かった。先ほど、反応点 Y、Side angle の実データと MC の分布の比較の際に、B2 モジュールの上方から来る BG イベントを MC が実データより多く見積もっている原因として、前置検出器ホール地下 2 階の天井を MC に設置していない事を述べたが、図 68 と図 70 において、y = -147.3 の高さ、厚さ 1.2m の天井が現実には存在している。



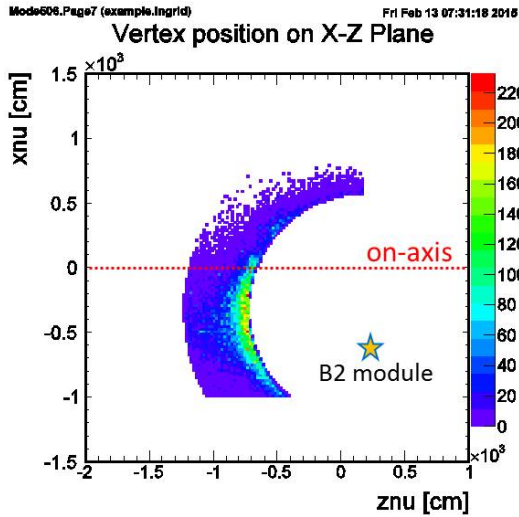


図 67 B2 モジュールに hit を残した Wall BG の生成位置 (ZX 平面)

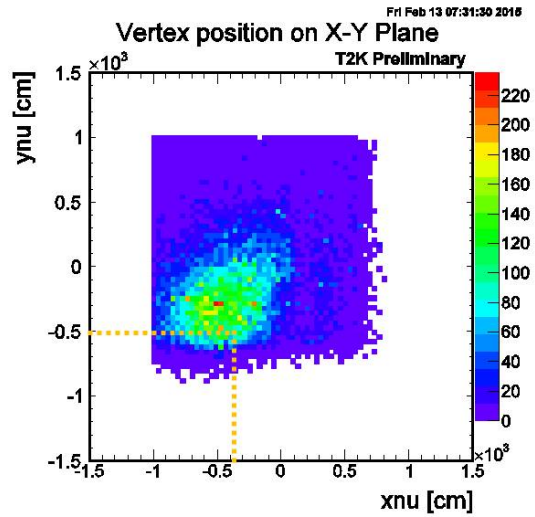


図 68 B2 モジュールに hit を残した Wall BG の生成位置 (XY 平面)

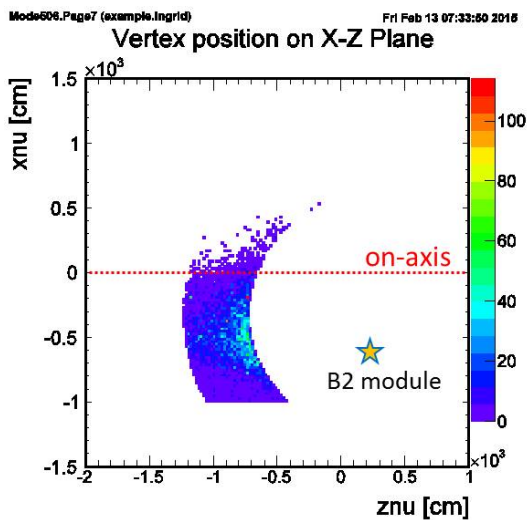


図 69 B2 モジュールで 3 次元飛跡として再構成された Wall BG の生成位置 (ZX 平面)

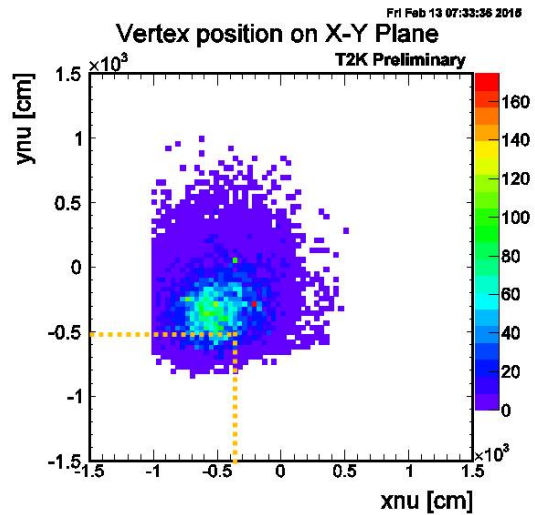


図 70 B2 モジュールで 3 次元飛跡として再構成された Wall BG の生成位置 (XY 平面)

#### 4.7.3 VETO カット後のイベント

次に 3 次元飛跡として再構成された上で VETO カットを通過したイベントの分布を図 71 ~ 図 86 に示す。全ての分布で VETO カット後にも BG イベントが残っていることが分かる。反応点 X(図 71) の分布を見ると、特に ch23 から飛跡が始まったイベントが多く残っていることが分かる。これは Front VETO plane と Side VETO plane の間に約 5 cm のケーブル取り回しのための不感領域が存在するためである (図 35)。Front VETO と Left VETO の間の不感領域を通過して VETO にヒットを残さずに 2 枚目以降のトラッキングプレーンからヒットを残すイベントがこの ch23 のピークである。反応点 Y(図 73) の分布にも同様の事が言える。Front VETO と Top VETO の間を通過して入射するイベントが反応点 Y の ch23 である。VETO カット後のイベントも概ね実データと MC は一致しており、データと MC のイベント数比の分布 (Data/MC) は 10% 程度のずれに収まっている。

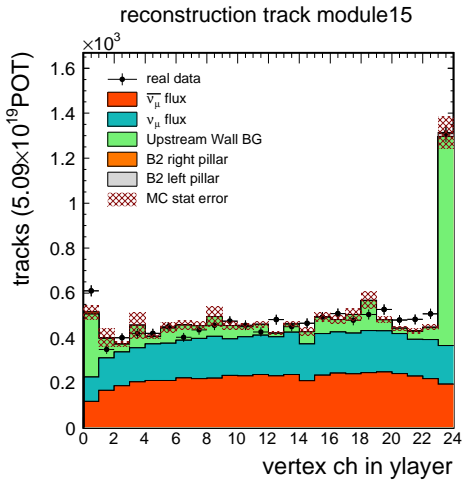


図 71 反応点 X

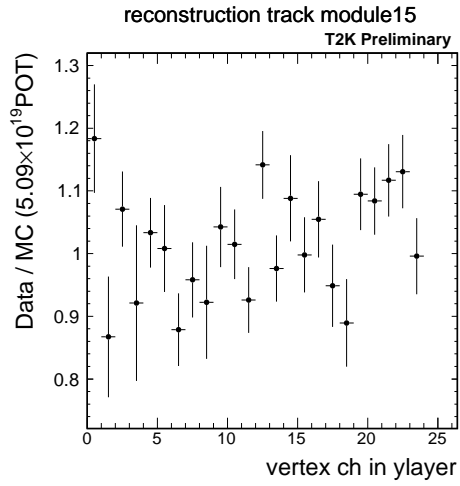


図 72 反応点 X についての実データの MC に対する比

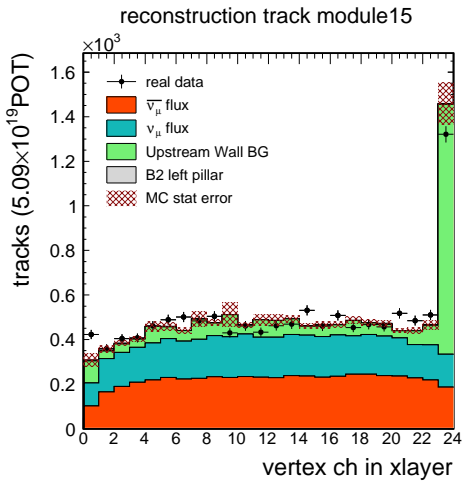


図 73 反応点 Y

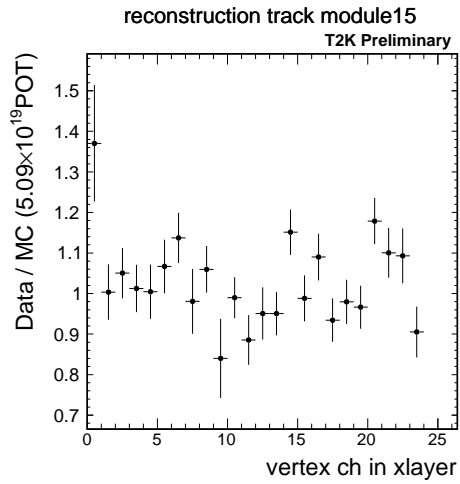


図 74 反応点 Y についての実データの MC に対する比

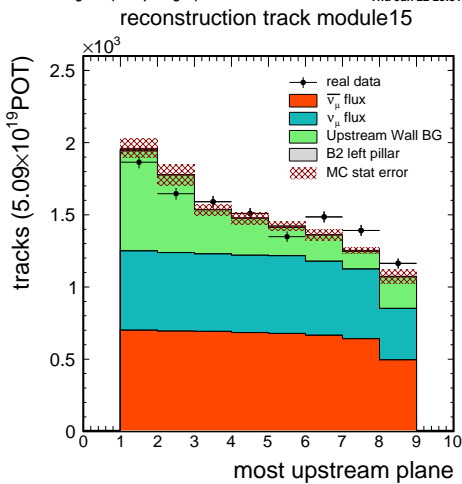


図 75 反応点 Z

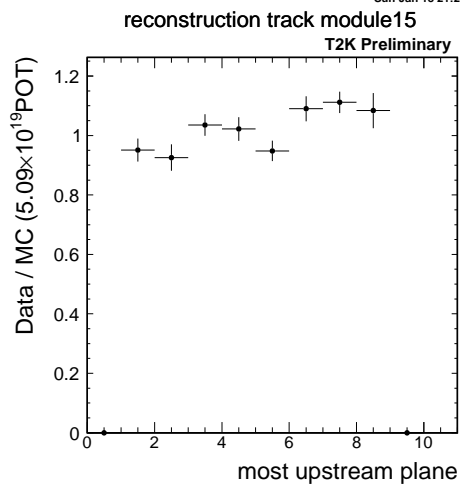


図 76 反応点 Z についての実データの MC に対する比

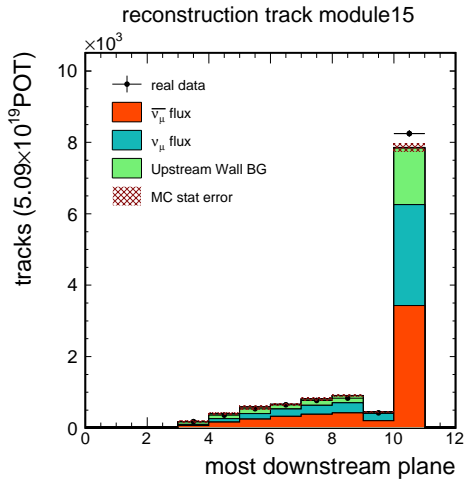


図 77 飛跡の終端

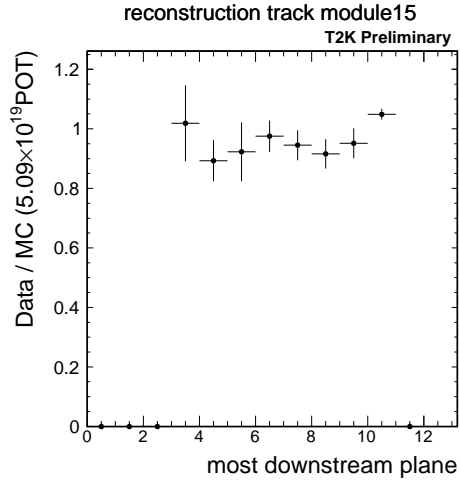


図 78 飛跡の終端 についての実データの MC に対する比

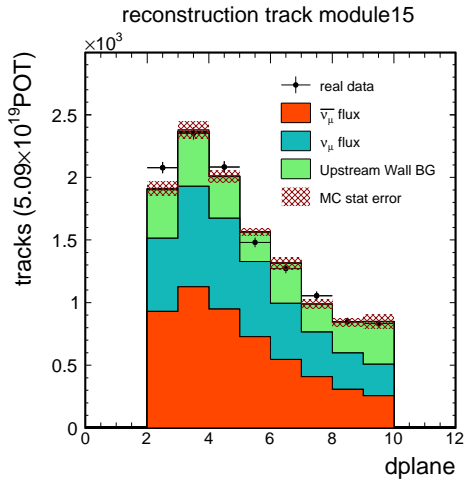


図 79 dplane

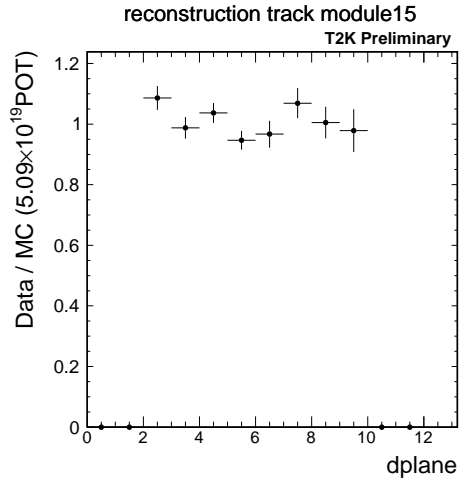


図 80 dplane についての実データの MC に対する比

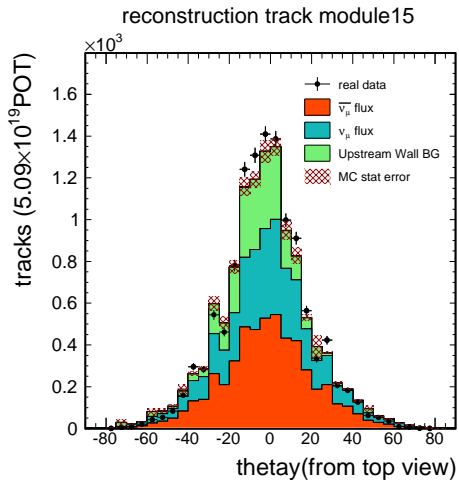


図 81 Top angle

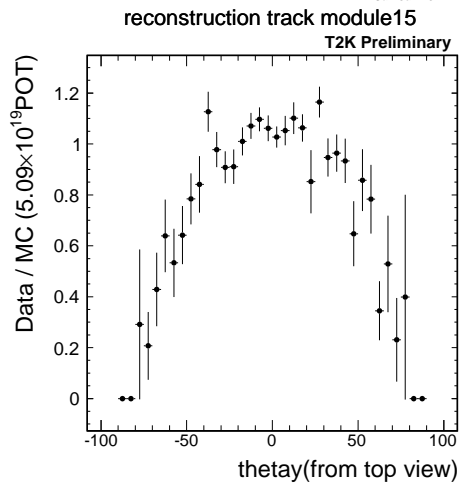


図 82 Top angle についての実データの MC に対する比

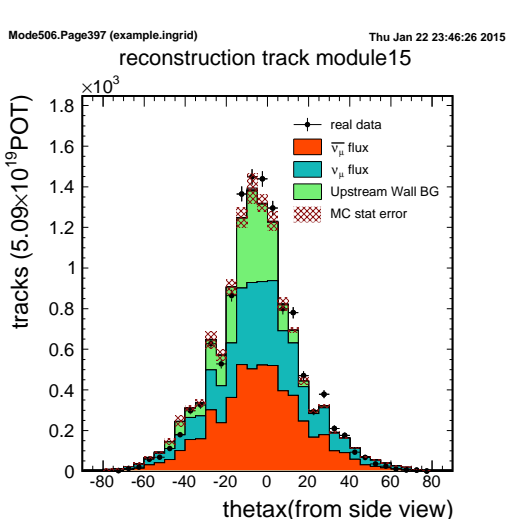


図 83 Side angle

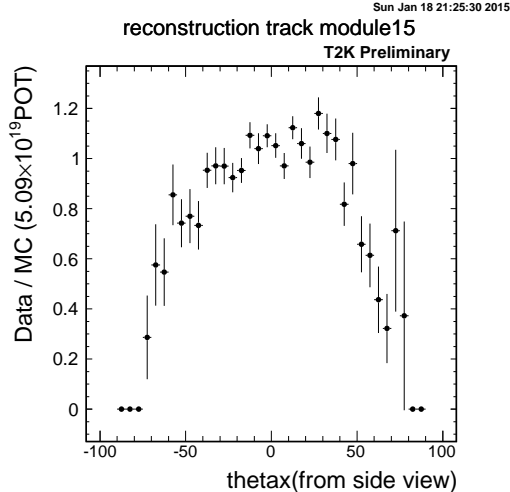


図 84 Side angle についての実データの MC に対する比

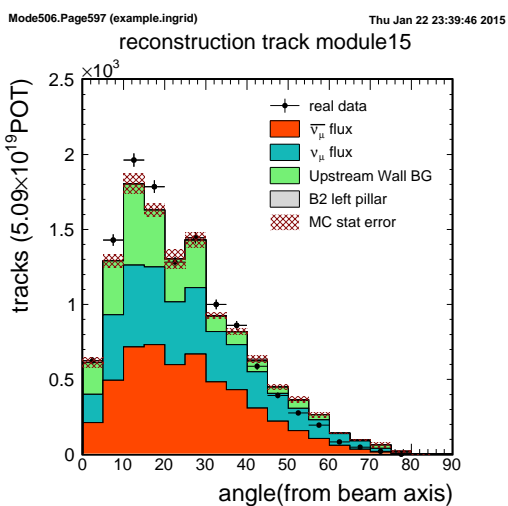


図 85 Angle

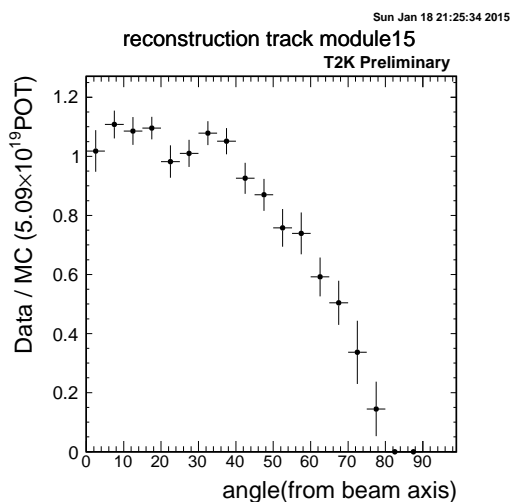


図 86 Angle についての実データの MC に対する比

表 14 は実データと MC で見積もられた、VETO カット後のイベント数の結果である。BG イベントについては規格化後のイベント数であり、各誤差は統計誤差を表している。また表 15 は各 MC で見積もられたイベント数の詳細である。

データの種類	VETO カットを通過したイベント数
実データ	11998 ± 110
MC 合計	11862 ± 145
シグナル MC	9308 ± 21
BG MC	2554 ± 144

表 14 VETO カット後のイベント数

MC の各コンポーネントの詳細	
$\bar{\nu}_\mu$ Signal MC	5250 $\pm$ 10
$\nu_\mu$ Signal MC	4058 $\pm$ 19
Upstream Wall BG	2507 $\pm$ 142
Downstream Wall BG	1.8 $\pm$ 0.9
Right Pillar BG	23 $\pm$ 4
Left Pillar BG	22 $\pm$ 10

表 15 VETO カット後の MC の各コンポーネントの内訳

#### 4.7.4 VETO カット + Fiducial Volume カット 後のイベント

次に 3 次元飛跡として再構成された上で VETO カット と Fiducial Volume カットを通過したイベントについて見ていく。このカットを通過したイベントがニュートリノイベントとして扱われる。以降これをシグナルカットと呼ぶ。図 87 ~ 図 102 に各分布を示した。誤差は統計誤差を表している。

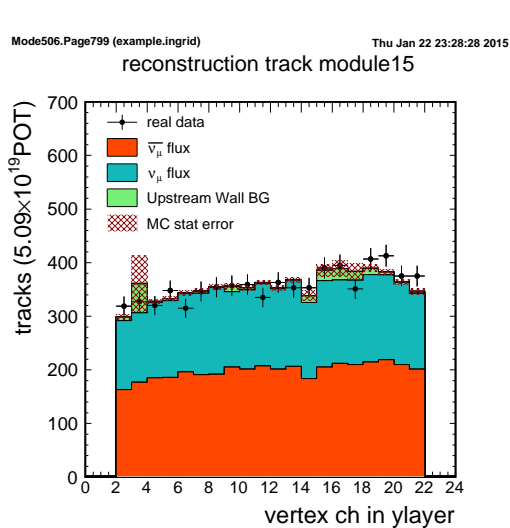


図 87 反応点 X

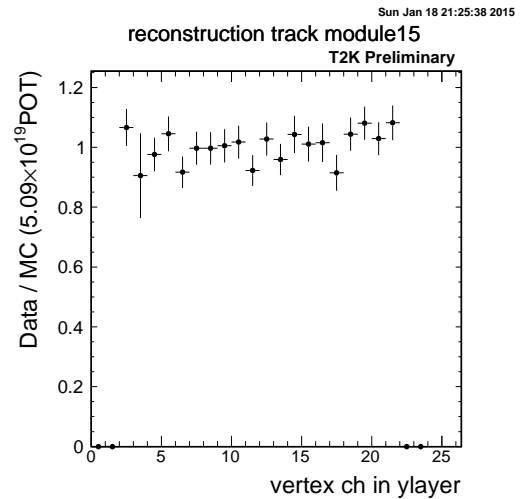


図 88 反応点 X についての実データの MC に対する比

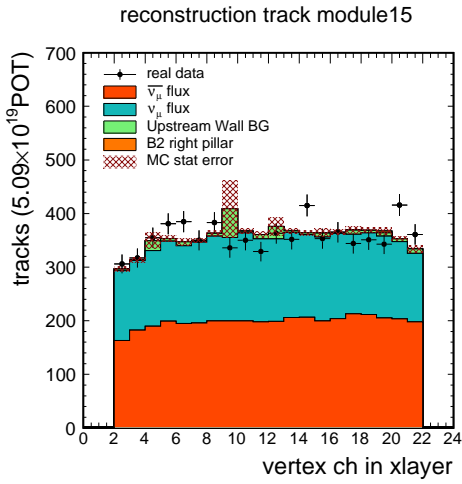


図 89 反応点 Y

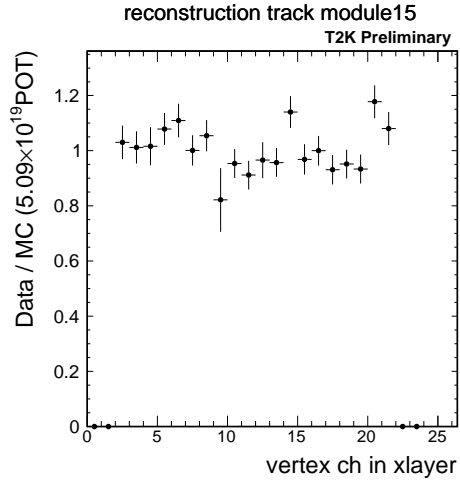


図 90 反応点 Y についての実データの MC に対する比

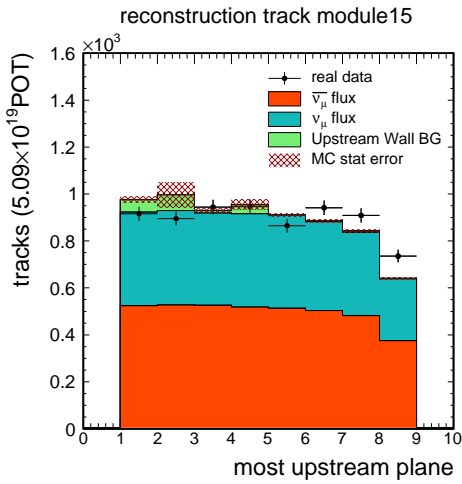


図 91 反応点 Z

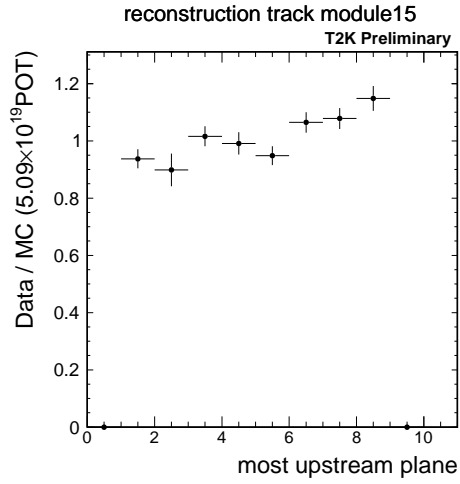


図 92 反応点 Z についての実データの MC に対する比

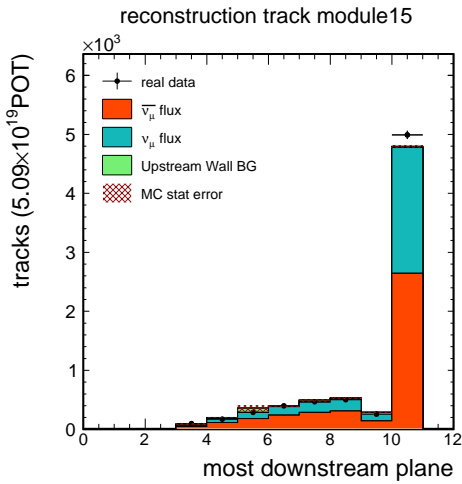


図 93 飛跡の終端

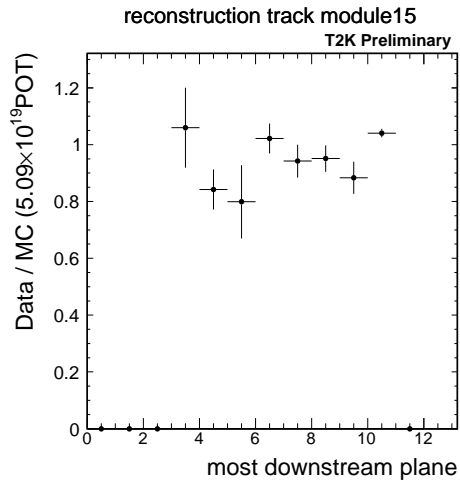


図 94 飛跡の終端 についての実データの MC に対する比

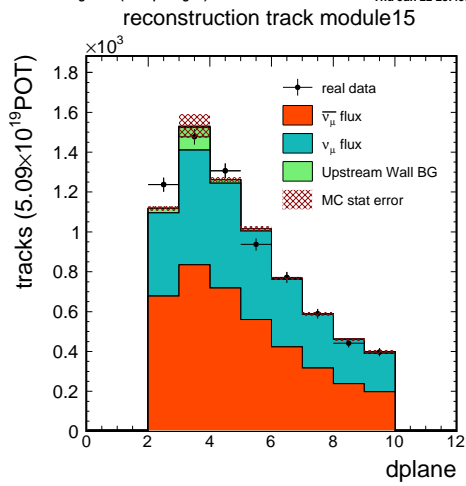


図 95 dplane

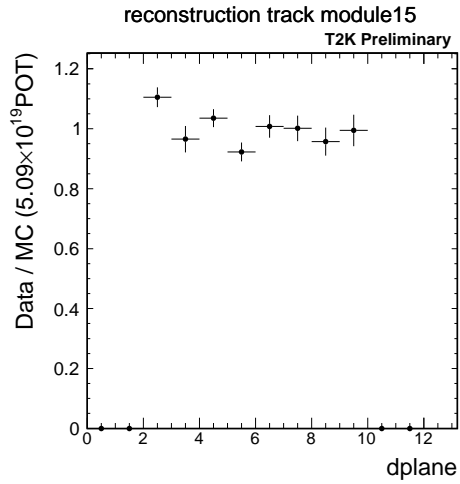


図 96 dplane についての実データの MC に対する比

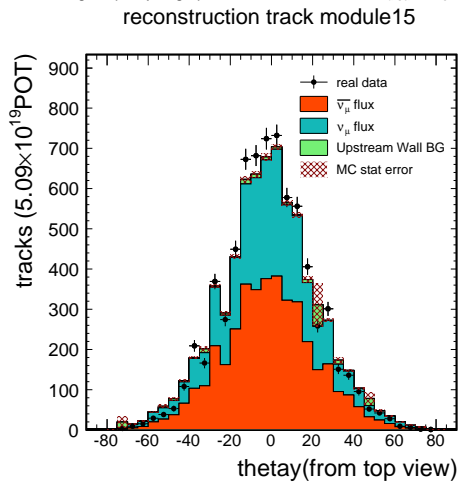


図 97 Top angle

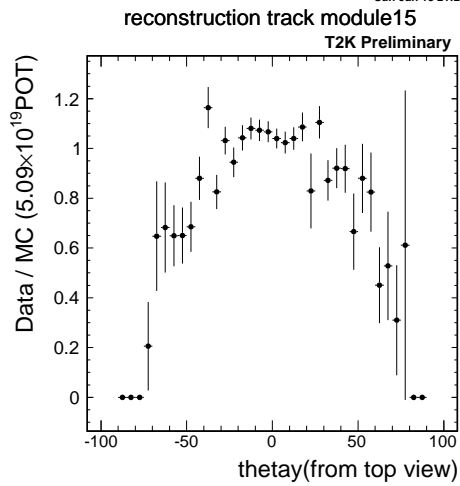


図 98 Top angle についての実データの MC に対する比

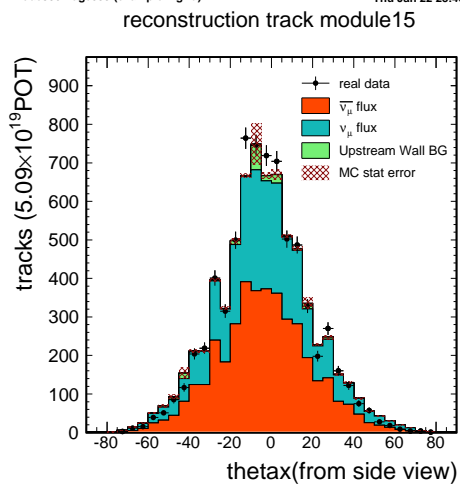


図 99 Side angle

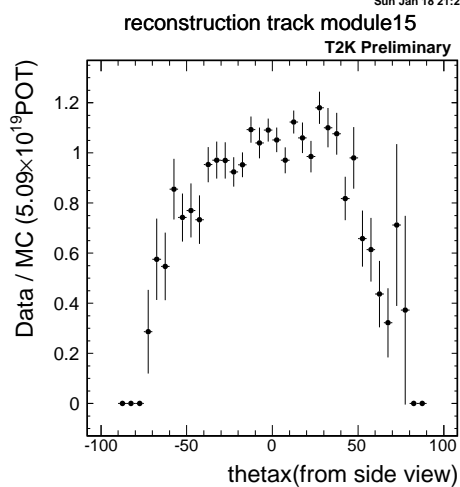


図 100 Side angle についての実データの MC に対する比

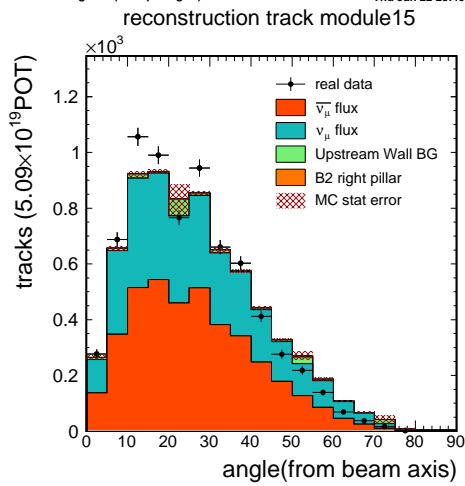


図 101 Angle

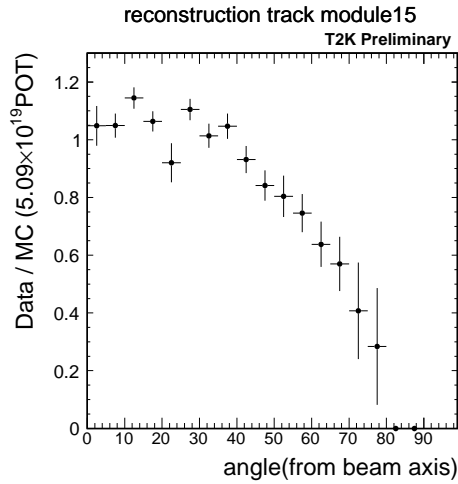


図 102 Angle についての実データの MC に対する比

表 16 は実データと MC で見積もられた、シグナルカット後のイベント数の結果である。BG イベントについては規格化後のイベント数であり、各誤差は統計誤差を表している。また表 17 は各 MC で見積もられたイベント数の詳細である。MC で見積もられるシグナルカットを通過するバックグラウンド数は  $173 \pm 53$  イベントなので、この値を実データでカット後に残ったイベント数から引くことで、実データ中のシグナルイベントは  $6981 \pm 100$  イベントと見積もられる。シグナルに対する BG の混入率は  $2.5 \pm 0.8\%$  となった。MC のシグナルイベント数の予想が  $6956 \pm 19$  イベントのため、データ中のシグナルイベント候補数と統計誤差内で一致している。このことから前置検出器地下 2 階のニュートリノフラックスを MC が良く再現していると言える。

データの種類	シグナルカットを通過したイベント数
実データ	$7155 \pm 85$
Sum All MC	$7130 \pm 53$
シグナル MC	$6956 \pm 19$
BG MC	$174 \pm 59$

表 16 シグナルカット後のイベント数

MC の各コンポーネントの詳細	
$\bar{\nu}_\mu$ Signal MC	$3969 \pm 9$
$\nu_\mu$ Signal MC	$2988 \pm 16$
Upstream Wall BG	$165 \pm 53$
Downstream Wall BG	$1.3 \pm 0.8$
Right Pillar BG	$7.8 \pm 3.4$
Left Pillar BG	$0.6 \pm 0.6$

表 17 シグナルカット後の MC の各コンポーネントの内訳



#### 4.8 B2 モジュールでのイベントレート

B2 モジュールでデータが安定して取得できていたかを確認するため、1 日毎の B2 モジュール単体のイベントレートの推移をプロットした。(図 103) 赤線は on-axis module (モジュール 3) のイベントレート、緑線は INGRID の Vertical module の一番下にあるモジュール (モジュール 7) のイベントレート、青線は B2 モジュール のイベントレートである。B2 モジュールのイベントレートは安定している事が分かる。B2 モジュールのイベントレートは  $1.406 \pm 0.017$  events/ $10^{16}$ POT、MC で見積もったイベントレートは  $1.404 \pm 0.012$  events/ $10^{16}$ POT となり統計誤差内で一致している。このイベントレートを on-axis モジュール、INGRID 最下層のモジュールと比較する。on-axis モジュールのイベントレートは  $5.000 \pm 0.031$  events/ $10^{16}$ POT で INGRID 最下層のモジュールのイベントレートは  $2.871 \pm 0.023$  events/ $10^{16}$ POT であった。B2 モジュールのイベントレートは on-axis モジュールのイベントレートの約 30%、INGRID 最下層のモジュールのイベントレートの約 50% のイベントレートであった。

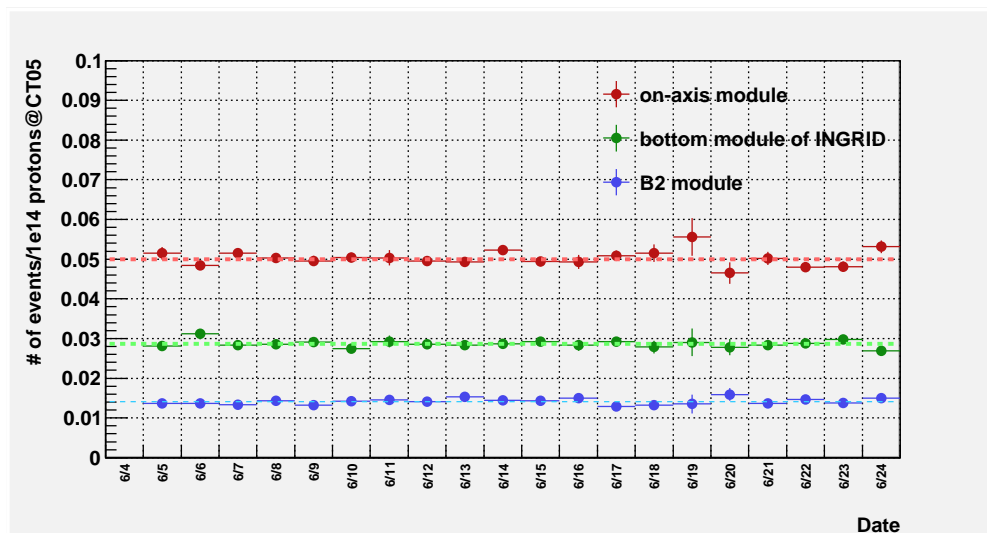


図 103 B2 モジュール、on-axis モジュール、INGRID の最下層モジュールでのイベントレート

## 5 反ミューニュートリノと鉄の CC 反応断面積の測定

B2 モジュールで取得したデータを用いて反ミューニュートリノと鉄の CC 反応断面積を求める。

### 5.1 解析方法

解析方法に関しては、INGRID での  $\nu_\mu$  と鉄原子核との CC 反応断面積測定についての研究を参考にした。<sup>[2]</sup> 鉄と  $\bar{\nu}_\mu$  の CC 反応断面積  $\sigma_{cc}^{Fe}(\bar{\nu}_\mu)$  に関して、次の式が成立する。

$$N_{cc}^{Fe}(\bar{\nu}_\mu) = T^{Fe} \times \Phi_{\bar{\nu}_\mu} \times \sigma_{cc}^{Fe}(\bar{\nu}_\mu) \quad (24)$$

各変数は以下の通りである、

$N_{cc}^{Fe}(\bar{\nu}_\mu)$  : B2 モジュール内の Fiducial Volume で  $\bar{\nu}_\mu$  が鉄の原子核と起こした CC 反応のイベント数

$T^{Fe}$  : INGRID の Fiducial Volume に含まれる鉄の核子数、

$\Phi_{\bar{\nu}_\mu}$  :  $\bar{\nu}_\mu$  Fiducial Volume 内に入る  $\bar{\nu}_\mu$  フラックス の総量、

実際の測定では  $N_{cc}^{Fe}(\bar{\nu}_\mu)$  を全て観測できるわけではなく、観測できるのは検出器の efficiency 分だけであるから、

$$N_{cc}^{Fe}(\bar{\nu}_\mu)|_{sel} = T^{Fe} \times \Phi_{\bar{\nu}_\mu} \times \sigma_{cc}^{Fe}(\bar{\nu}_\mu) \times \epsilon_{cc} \quad (25)$$

という式が成り立つ。ここで

$N_{cc}^{Fe}(\bar{\nu}_\mu)|_{sel}$  : B2 モジュール内の Fiducial Volume で  $\bar{\nu}_\mu$  と鉄の原子核が起こした CC 反応の中でイベントセレクションを通過するイベント数、

$\epsilon_{cc}$  :  $\bar{\nu}_\mu$  と Fiducial Volume 内の鉄の原子核との CC 反応に対する efficiency である。

実際に観測することのできるイベントセレクションを通過したイベント数  $N_{sel}$  は 純粋な  $\bar{\nu}_\mu$  による鉄原子核との CC 反応イベント数ではなく、BG 反応が含まれていると考えられる。含まれる BG イベント数を  $N_{BG}$  と表すと、 $N_{cc}^{Fe}(\bar{\nu}_\mu)|_{sel} = N_{sel} - N_{BG}$  と表すことができ、これらから式 25 を変形して、

$$\sigma_{cc}^{Fe}(\bar{\nu}_\mu) = \frac{N_{sel} - N_{BG}}{T^{Fe} \times \Phi_{\bar{\nu}_\mu}} \times \epsilon_{cc} \quad (26)$$

という式で、 $\bar{\nu}_\mu$  と鉄の CC 反応の反応断面積を求めることができる。

### 5.1.1 $\bar{\nu}_\mu$ フラックスの総量 $\Phi_{\bar{\nu}_\mu}$

JNUBEAM のシミュレーションにより B2 モジュールの Fiducial Volume に入射する  $\bar{\nu}_\mu$  フラックスの総量を求めた。B2 モジュールの Fiducial Volume に入射する  $\bar{\nu}_\mu$  フラックスの総量は 4.1 節で既に求めている。図 40 の赤線のヒストグラムがこれに対応し、 $\bar{\nu}_\mu$  フラックスのは  $10^{21}$ POT 当たりの統計量で、 $1.940 \times 10^{13}$  [neutrinos/cm<sup>2</sup>] であった。これを今回の統計量である  $5.09 \times 10^{19}$ POT に変換すると、

$$\Phi_{\bar{\nu}_\mu} = 9.873 \times 10^{12} \text{ [neutrinos/cm}^2\text{]} \quad (\bar{\nu}_\mu \text{ の平均エネルギー: } 0.847 \text{ [GeV]})$$

となった。

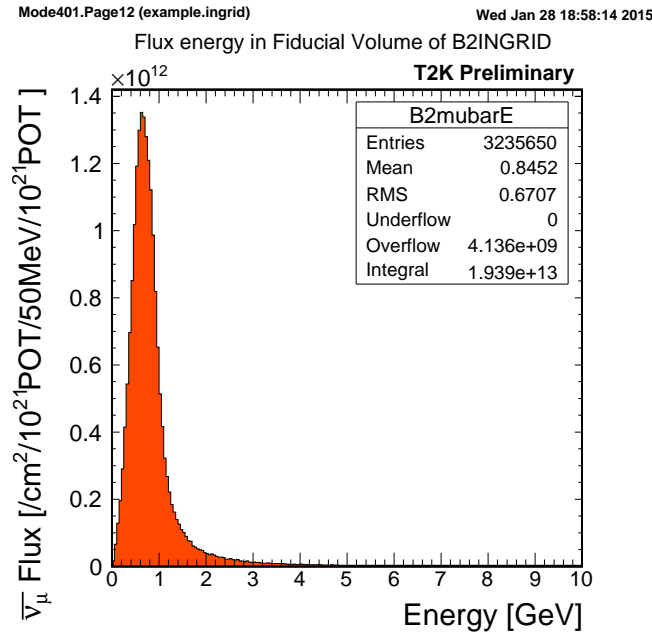


図 104 B2 モジュール Fiducial Volume に入射する  $\bar{\nu}_\mu$  フラックスのエネルギー分布

### 5.1.2 Fiducial Volume 中の鉄に含まれる核子数 $T^{Fe}$

B2 モジュールの Fiducial Volume 内に含まれる鉄の核子数  $T^{Fe}$  を求める。B2 モジュールに用いられている鉄の質量は測定されておらず、正確な値は分からない。しかし INGRID 建設時に on-axis の 14 台の INGRID の鉄の質量は測られており、設計値は 7065kg となっている。今回、B2 モジュールに含まれる鉄の質量はこの設計値を用いた。表 18 は on-axis INGRID 14 台に含まれる鉄の質量を建設時に測定した結果であり、測定の制度は 1kg である。これを見ると、各 INGRID モジュールに含まれる鉄の質量は設計値から約 1% 程度のばらつきになっており、B2 モジュールに含まれる鉄の質量を設計値とみなしても問題ないと考えられる。また、INGRID のモジュール 2 番内部の各鉄プレートの質量も建設時に測定されている。(表 19) この値を用いて、B2 モジュールの Fiducial Volume に含まれる鉄の重さを求める。Fiducial Volume には 0 枚目 ~ 7 枚目の鉄プレートが含まれており、これらの総質量は 6276kg である。これらの縦横 124cm の各鉄プレートの中心から縦横 100cm の領域を Fiducial Volume と設定しているため、Fiducial Volume に含まれる鉄の総質量は、

$$M_{fiducial}^{Fe} = 6276 \text{ [kg]} \times \frac{100^2}{124^2} = 4081.7 \text{ [kg]} \quad (27)$$

と求められる。この  $M_{fiducial}^{Fe}$  の鉄に含まれる核子数  $T^{Fe}$  は、

$$T^{Fe} = M_{fiducial}^{Fe} \times \frac{N_A}{A_r} \times (n_p + n_n) \quad (28)$$

で求められる、式中の各定数は以下の通りである。

$A_r$  : 鉄の原子量、  $N_A$  : アボガドロ数 ( $6.02214 \times 10^{23} \text{mol}^{-1}$ )、

$n_p$  : 鉄に原子中に含まれる陽子数 (原子番号)、  $n_n$  : 鉄に原子中に含まれる中性子数、

各定数の値は表 20 に示す。 $n_p$  は表 21 にある鉄の同位体の存在比から算出した。

これらの値を代入し、 $T^{Fe}$  を計算すると、

$$\begin{aligned} T^{Fe} &= 4081.7 \times \frac{6.02214 \times 10^{23}}{55.845} \times (26 + 29.9099) \\ &= 2.4609 \times 10^{30} \text{ [nucleons]} \end{aligned} \quad (29)$$

となった。

モジュール	0	1	2	3	4	5	6
質量 [kg]	7124	7081	7065	7076	7094	7094	7114
設計値からのずれ [%]	-0.83	-0.23	0	0.16	-0.08	0.41	0.69

モジュール	7	8	9	10	11	12	13
質量 [kg]	7041	7063	7094	6987	7079	6979	6988
設計値からのずれ [%]	783	783	783	780	790	784	9

表 18 各 INGRID モジュールに含まれる鉄の質量

Layer	0	1	2	3	4	5	6	7	8
質量 [kg]	783	783	783	780	790	784	784	789	789

表 19 INGRID モジュール 2 に含まれる各鉄プレートの質量

	$A_r$	$N_p$	$N_n$
鉄	55.845	26	29.9099

表 20 鉄の  $A_r, n_p, n_n$

同位体の種類	$^{54}Fe$	$^{56}Fe$	$^{57}Fe$	$^{58}Fe$
中性子の数	28	30	31	32
存在比	5.845%	91.754%	2.119%	0.282%

表 21 鉄の同位体存在比率

### 5.1.3 CC 反応に対する Efficiency $\epsilon_{cc}$

Fiducial Volume 中での鉄の中で反応した CC 反応に対する efficiency  $\epsilon_{cc}$  を求める。 $\epsilon_{cc}$  の定義は次式を用いた。

$$\epsilon_{cc} = \frac{\text{イベントセレクションを通過したイベント数}}{\text{Fiducial Volume 内の鉄原子核と } \bar{\nu}_{\mu} \text{ が CC 反応したイベント数}} \quad (30)$$

第 4.2 節で求めた efficiency とは CC 反応限定であることと鉄プレート内での反応しか見ていないことが異なる。今回の POT 数に換算し、イベント数を算出すると、Fiducial Volume 内の鉄プレート中で  $\bar{\nu}_{\mu}$  が反応した CC 反応数は、 $4890 \pm 9$  イベント、イベントセレクションを通過した Fiducial Volume 内の鉄プレート中で  $\bar{\nu}_{\mu}$  が CC 反応したイベント数は  $3675 \pm 8$  イベントであった。

$$\epsilon_{cc} = 75.1 \pm 0.2\% \quad (31)$$

となった。誤差は統計誤差のみである。

## 5.2 シグナルイベント $N_{cc}^{Fe}(\bar{\nu}_{\mu})|_{sel}$ の抽出

最後にシグナルイベントである、 $\bar{\nu}_{\mu}$  が Fiducial Volume 内の鉄の原子核と CC 反応しイベントセレクションを通過したイベント数  $N_{cc}^{Fe}(\bar{\nu}_{\mu})|_{sel}$  を求める。前にも述べたように、イベントセレクションを通過するイベントにはこのシグナルイベント以外に BG イベントが含まれる。ここではその BG イベントを MC から見積り、シグナルイベントを分離する。今回はバックグラウンドとして

- Wall BG 等の外部 BG イベント
- $\nu_{\mu}$  が反応したイベント
- $\bar{\nu}_{\mu}$  による NC 反応イベント
- $\bar{\nu}_{\mu}$  とシンチレータとの CC 反応イベント

を考えた。

### 5.2.1 Wall BG イベントの分離

まず、B2 モジュールの外部でニュートリノが反応しその際にでた 2 次粒子がイベントセレクションを通過するイベントを見積もる。このイベントは第 4.7.4 節の BG イベントの見積りの際にもとめている。表 16 外部からの BG イベント数は  $174 \pm 59$  イベントである。実データでイベントセレクションを通過したイベントからこの値を差し引いた  $6981 \pm 103$  イベントが実データ中のニュートリノ由来のイベントだと考えられる。

### 5.2.2 $\nu_\mu$ イベントの分離

次に  $\nu_\mu$  イベントを分離し、 $\bar{\nu}_\mu$  からのイベントを見積もる。反ミューニュートリノビームにおいてイベントセレクションを通過してくるミューニュートリノ成分は第 4.7.4 節の表 16 にあるように、反応断面積の関係から大きな割合で混じってくると考えられる。今回の解析では MC を用いて 2 通りの分離方法を試みた。

方法 1 MC 内のイベントセレクションを通過した  $\nu_\mu$  と  $\bar{\nu}_\mu$  の割合を用いる方法

シグナル MC において、イベントセレクションを通過した、 $\bar{\nu}_\mu : \nu_\mu$  のイベントの比を求め、前の第 5.2.1 節で求めたニュートリノ由来のイベント数 6981 イベントに掛けることで、 $\nu_\mu$  によるイベントを分離する方法である。この方法を数式によって表すと、

$$N(\bar{\nu}_\mu)|_{sel} = N(\nu)|_{sel} \times \frac{\Phi_{\bar{\nu}_\mu} \times \sigma^{Fe}(\bar{\nu}_\mu) \times \epsilon_{\bar{\nu}_\mu}}{(\Phi_{\bar{\nu}_\mu} \times \sigma^{Fe}(\bar{\nu}_\mu) \times \epsilon_{\bar{\nu}_\mu}) + (\Phi_{\nu_\mu} \times \sigma^{Fe}(\nu_\mu) \times \epsilon_{\nu_\mu})} \quad (32)$$

$$= N(\nu)|_{sel} \times \frac{1}{1 + \left(\frac{\Phi_{\nu_\mu}}{\Phi_{\bar{\nu}_\mu}}\right) \times \left(\frac{\sigma_{\nu_\mu}^{Fe}}{\sigma_{\bar{\nu}_\mu}^{Fe}}\right) \times \left(\frac{\epsilon_{\nu_\mu}}{\epsilon_{\bar{\nu}_\mu}}\right)} \quad (33)$$

ここで各変数は以下の通りである。

$N(\bar{\nu}_\mu)|_{sel}$  : イベントセレクションを通過したイベント中に含まれる  $\bar{\nu}_\mu$  イベント

$N(\nu)|_{sel}$  : イベントセレクションを通過したイベント中に含まれるニュートリノイベント

$\Phi_{\bar{\nu}_\mu}$  ,  $\Phi_{\nu_\mu}$  : Fiducial Volume に入射する  $\bar{\nu}_\mu$  ,  $\nu_\mu$  フラックス。

$\sigma^{Fe}(\bar{\nu}_\mu)$  ,  $\sigma^{Fe}(\nu_\mu)$  : 鉄に対する  $\bar{\nu}_\mu$  ,  $\nu_\mu$  の反応断面積。

( 各反応断面積の対応するエネルギーの中心値は各フラックスの平均エネルギーである。

表 2 より  $\bar{\nu}_\mu$  のエネルギーは 0.8475 GeV ,  $\nu_\mu$  のエネルギーは 1.593 GeV である。 )

$\epsilon_{\bar{\nu}_\mu}$  ,  $\epsilon_{\nu_\mu}$  : fiducial Volume 内で反応した  $\bar{\nu}_\mu$  ,  $\nu_\mu$  に対する efficiency

この方法は、MC 内で定義されている  $\nu_\mu$  と  $\bar{\nu}_\mu$  の鉄に対する反応断面積の比  $\left(\frac{\sigma_{\nu_\mu}^{Fe}}{\sigma_{\bar{\nu}_\mu}^{Fe}}\right)$  を用いている事になる。表 16 よりイベントセレクションを通過したシグナル MC イベントの合計は  $6956 \pm 19$  イベント、そのうち  $\bar{\nu}_\mu$  由来のイベントは  $3969 \pm 9$  イベント、 $\nu_\mu$  由来のイベントが  $2988 \pm 16$  イベントであった。

これよりイベントセレクションを通過してきたイベントには、 $\bar{\nu}_\mu$  由来のイベントが、 $57.1 \pm 0.2\%$  含まれていると考えられる。よって、実データ中のイベントセレクションを通過した  $\bar{\nu}_\mu$  由来のイベント数は  $3982 \pm 60$  となった。

方法 2 MC 内のイベントセレクションを通過した  $\nu_\mu$  の絶対値を差し引く方法

シグナル MC において、イベントセレクションを通過した、 $\nu_\mu$  のイベント数を信頼し、求めたニュートリノ由来のイベント数 から引くことで、 $\nu_\mu$  由来のイベントを分離する方法である。今回の分離方法では、MC 内で設定されている  $\nu_\mu$  の鉄に対する CC 反応断面積をそのまま用いるのではなく、先行研究である INGRID を用いて測定された、ミューニュートリノと鉄の CC 反応断面積との比を用いて補正を行った。具体的には、先行研究で求めたエネルギーの中心値 : 1.51 GeV (  $1 \sigma$  : 0.75 ~ 2.35 GeV ) における、ミューニュートリノと鉄の CC 反応断面積 :  $1.4444 \times 10^{-38} [\text{cm}^2/\text{nucleon}]$  と今回の MC で同じエネルギー領域で設定されている  $\nu_\mu$  と鉄の CC 反応断面積の値 :  $1.3977 \times 10^{-38} [\text{cm}^2/\text{nucleon}]$  の比 1.033 を用いて、MC 中で設定されている CC 反応断面積を全てのエネルギー領域で 1.033

倍し、イベントセレクションを通過した  $\nu_\mu$  のイベント数を見積もり、差し引いた。前の第 5.2.1 節で求めたニュートリノ由来のイベント数 6981 イベントも、この CC 反応断面積の補正を考慮し再度算出したが、実際に求めてみると 6981 イベントとほとんど影響が無かった。なのでこの 6981 イベントから MC で見積もられた  $\nu_\mu$  由来のイベントセレクションを通過したイベント数は  $3076 \pm 17$  であったため、実データ中に含まれる  $\bar{\nu}_\mu$  由来のイベント数は  $3905 \pm 104$  となった。

### 5.2.3 シンチレータ内でのイベントの分離

$\bar{\nu}_\mu$  のイベント数は見積もられたので、 $\bar{\nu}_\mu$  がシンチレータの中で反応したイベントを分離する。INGRID の Fiducial Volume には鉄とシンチレータが含まれるため、シンチレータ内でニュートリノが反応するイベントが存在する。このシンチレータの中で反応するイベントを MC で見積もる。 $\bar{\nu}_\mu$  由来のイベントの中で、鉄中で反応したイベントは  $3847 \pm 9$  イベント (96.9%)、シンチレータ中で反応したイベントは  $121 \pm 2$  イベント (3.1%) と見積もられた。

これより、第 5.2.2 節で求めた実データ中の  $\bar{\nu}_\mu$  イベント数に 96.9% を掛けて、Fiducial Volume 中の鉄で反応した  $\bar{\nu}_\mu$  イベントは方法 1 では、 $3860 \pm 60$  イベントと見積もられ、方法 2 では、 $3786 \pm 96$  イベントと見積もられた。

### 5.2.4 NC 反応の分離

最後に、鉄プレート内での  $\bar{\nu}_\mu$  の NC 反応したイベントを分離する。イベントセレクションを通過した Fiducial Volume 内の鉄プレート中での  $\bar{\nu}_\mu$  イベントのうち、CC 反応したイベントは  $3675 \pm 8$  イベント (95.5%)、NC 反応したイベントは  $172 \pm 2$  イベント (4.5%) である。よってシグナルイベントは第 5.2.3 節で求めた CC 反応イベント数に 95.5% を掛ける事で、 $N_{cc}^{\bar{\nu}_\mu}|_{sel}$  は方法 1 では  $3687 \pm 58$  イベント、方法 2 では  $3616 \pm 98$  イベントであった。

## 5.3 反応断面積の算出

ここまでに導出した数値を用いて反応断面積を算出する。

$$\sigma_{cc}^{Fe} = \frac{N_{sel} - N_{BG}}{T^{Fe} \times \Phi \times \epsilon_{cc}} \quad (34)$$

上式に数値を代入する。

方法 1 では  $N_{sel} - N_{BG}$  は、3687 イベント となる。

$$\begin{aligned} \sigma_{cc}^{Fe} &= \frac{3687}{(2.4609 \times 10^{30}) \times (9.873 \times 10^{12}) \times 0.751} \\ &= (2.02 \pm 0.03 \text{ (stat)}) \times 10^{-39} \text{ [cm}^2/\text{nucleon]} \end{aligned} \quad (35)$$

方法 2 では  $N_{sel} - N_{BG}$  は、3616 イベント となり

反応断面積は、

$$\begin{aligned} \sigma_{cc}^{Fe} &= \frac{3602}{(2.4609 \times 10^{30}) \times (9.873 \times 10^{12}) \times 0.751} \\ &= (1.98 \pm 0.05 \text{ (stat)}) \times 10^{-39} \text{ [cm}^2/\text{nucleon]} \end{aligned} \quad (36)$$

## 5.4 系統誤差の見積り

今回の解析では系統誤差として B2 モジュール内部の鉄の重さの不定性とニュートリノフラックスの不定性を考えた。

### 5.4.1 鉄の重さの不定性

反応断面積を求める際に鉄中の核子数  $T^{Fe}$  を用いるが、今回の解析で設計値を用いた事に対する誤差を見積もる。B2 モジュール中の鉄の重さが測られていないことは既に述べたが、表 18 を見ると各モジュールは今回 B2 モジュール中の鉄の重さとして扱った設計値 7065kg からおよそ  $\pm 1\%$  程度のずれであることから、B2 モジュールの質量もこの設計値から 1% 以内にあると仮定し、鉄の核子数  $T^{Fe}$  に 1% の誤差をつけた。これにより反応断面積の中心値の  $\pm 1\%$  にあたる系統誤差が見積もられた。

## 5.5 ニュートリノフラックスの不定性

MC で見積もったニュートリノフラックス総量の不定性による影響を見積もる。本解析でニュートリノフラックスは MC の予想を用いているため不定性が存在する。この不定性によって式 34 の  $N_{sel}, N_{BG}, \Phi, \epsilon_{cc}$  の値が変化すると考えられる。今回は、MC 中のニュートリノフラックスを乱数を用いて変動させ、反応断面積を算出するという試行を繰り返し、得られた反応断面積の分布の RMS をニュートリノフラックスの不定性による誤差とした。

MC のニュートリノフラックスの不定性は JNUBEAM の version によって異なる。新しくリリースされた version の方が不定性は小さくなる。今回用いた JNUBEAM は version: 11b ver3.2 (flux tuned) であるが、この version のフラックスの不定性についての情報が得られなかったため、このすぐ後にリリースされた 13a というバージョンの不定性を代わりに用いた。またこのフラックスの不定性は B2 モジュール設置位置でのフラックスの不定性ではなく off-axis 角  $2.5^\circ$  の ND280 位置での不定性である。今回はフラックスの不定性は位置によって大きくは変化しないと考え ND280 位置での JNUBEAM version 13a のフラックスの不定性を用いた。図 105 ,106 中の黒線が今回用いた反ニュートリノモード時の  $\bar{\nu}_\mu, \nu_\mu$  のフラックスの不定性である (その他の線については参考文献を参照) [8]。各エネルギー領域で  $\bar{\nu}_\mu, \nu_\mu$  共に 10 ~ 15 % の不定性であることがわかる。

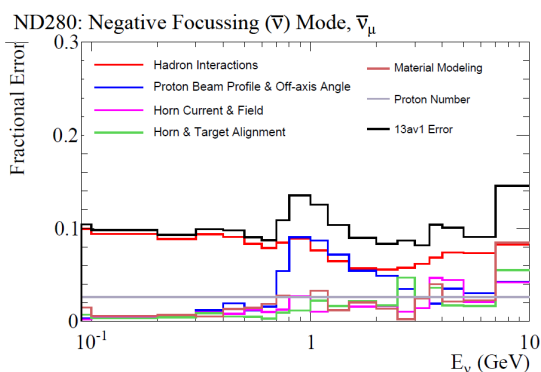


図 105 ND280 における  $\bar{\nu}_\mu$  フラックス の不定性

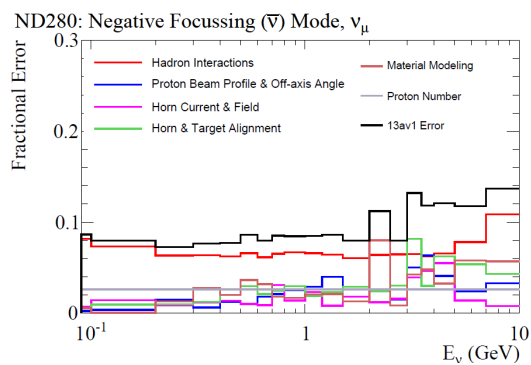


図 106 ND280 における  $\nu_\mu$  フラックス の不定性

フラックスの不定性による影響を見積もる為の具体的な手順としては、まず両方の図 105 ,106 の各ピンに乱数を振る。この乱数は、平均値 : 1、RMS : 各図中の各ピンに対応した不定性 (縦軸



の値) のガウス分布関数に従う。この乱数の値が MC 中の各フレーバー・各エネルギーのイベントに対する重みとなる。この重みを考慮した MC でのイベント数を用いて、第 5 章の流れに沿って反応断面積を計算する。これを 1 サイクルとする。このサイクルを何度も繰り返すことにより、MC のフラックス予想が変動した際の反応断面積の揺らぎが求まる。今回は、反応断面積を第 5.2.1 節において 2 通りの方法で求めたので、反応断面積のフラックスの不定性による揺らぎも 2 通りの場合で求めた。

結果を図 107、図 108 に示す。図 107 は第 5.2.1 節における方法 1 の場合の揺らぎ、図 108 は方法 2 の場合の揺らぎである。両方共ガウス分布でフィッティングを行って平均値と RMS を求めている。方法 1 では平均値 2.016 に対して RMS が 0.129、方法 2 で平均値 1.983 に対して RMS が 0.07 となっている。方法 1 より方法 2 の方が揺らぎが小さいことが見て取れる。このそれぞれの RMS を方法 1、方法 2 におけるフラックスの不定性による反応断面積の誤差とする。

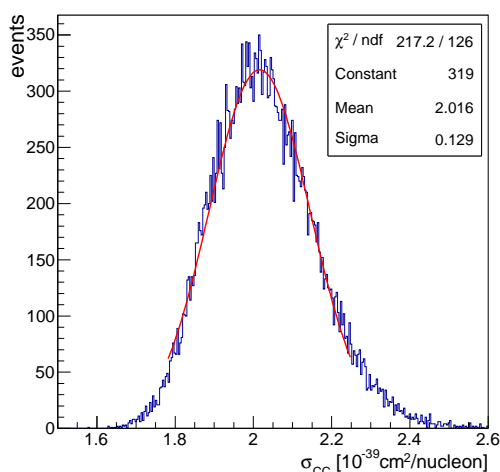


図 107 方法 1 によるフラックスの不定性による  $\sigma_{cc}$  の揺らぎ

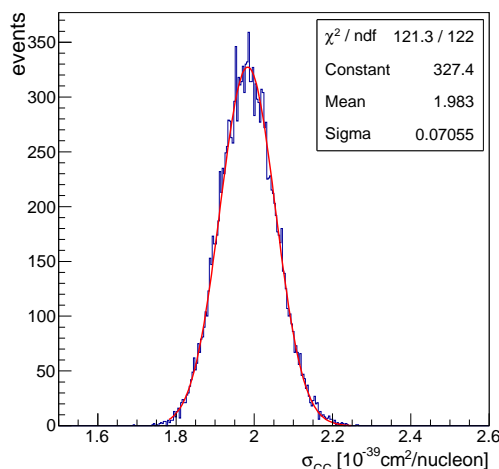


図 108 方法 2 によるフラックスの不定性による  $\sigma_{cc}$  の揺らぎ

## 5.6 反応断面積測定結果

今回実データから求めた  $\bar{\nu}_\mu$  と鉄の CC 反応断面積の結果は

$$\text{方法 1 では、 } \sigma_{cc}^{Fe} = (2.02 \pm 0.03 (stat) \pm 0.13 (sys)) \times 10^{-39} \text{ [cm}^2/\text{nucleon]} \quad (37)$$

$$\text{方法 2 では、 } \sigma_{cc}^{Fe} = (1.98 \pm 0.05 (stat) \pm 0.07 (sys)) \times 10^{-39} \text{ [cm}^2/\text{nucleon]} \quad (38)$$

(エネルギー領域: 0.18 ~ 1.52 [GeV] (1  $\sigma$ ), 平均エネルギー : 0.85 [GeV])

となった。求めた反応断面積に対応するニュートリノエネルギーは B2 モジュールの Fiducial Volume に入射したフラックス (図 104 の平均エネルギーを代表値としたが、そのエネルギーの揺らぎとしてフラックスエネルギーの  $RMS = 0.67$  [GeV] を用いた。

## 5.7 予想値との比較

今回求めた値と、MC 内で用いられている  $\bar{\nu}_\mu$  と鉄の CC 反応の反応断面積を比較する。図 109 は、今回用いた MC 内で設定されている  $\bar{\nu}_\mu$  と鉄の反応断面積をエネルギーの関数としてプロットしたものである。黒い線は全断面積、赤色線は CC 反応断面積、青線は NC 反応断面積を表している。 $\bar{\nu}_\mu$  のエネルギーにほぼ比例して反応断面積が大きくなっているのが見て取れる。この赤色の

線を 0.1~3.25[GeV] の領域で 3 次関数でフィットし、今回求めたフラックスの平均エネルギー : 0.85 [GeV] での MC が予想する  $\bar{\nu}_\mu$  と鉄の CC 反応断面積を求めた結果、中心値は

$$\sigma_{cc}^{Fe}(\text{MC}) = 1.978 \times 10^{-39} [\text{cm}^2/\text{nucleon}] \quad (39)$$

となった。

この予想値は今回の結果と誤差内で一致していることがわかる。

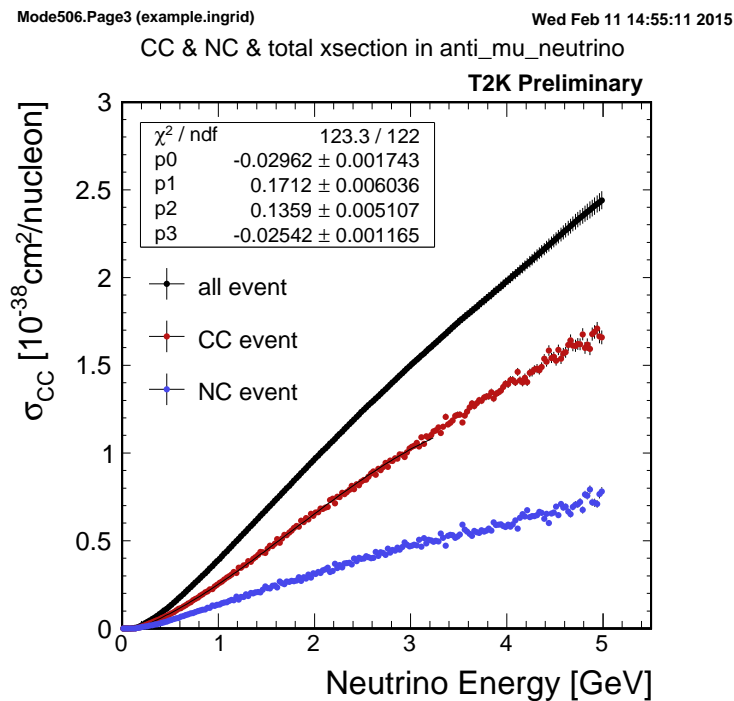


図 109 MC 内で設定されている  $\bar{\nu}_\mu$  と鉄の CC 反応断面積

## 6 結論

T2K 実験 前置検出器ホール地下 2 階の off-axis 角  $1.65^\circ$  の位置にニュートリノモニター INGRID の shoulder module の 1 つを移設した。2014 年 6 月からは T2K 実験で初の反ミューニュートリノビームデータの取得が開始され、移設したモジュールでもデータ取得を行った。本論文ではそのビームデータの解析を行った。今回の反ニュートリノビームの統計数は  $5.09 \times 10^{19}$  POT である。移設したモジュールでのイベントレートの安定性を確認し、MC の予想と無矛盾な結果であることを確認した。イベントセレクションの各段階で MC と実データの分布を比較し、実データと MC の分布で 10% 程度のズレに収まっている事を確認し、MC がデータをよく再現している事を確認した。各段階のイベント数は統計誤差内で MC の予想と一致している。今回取得した B2 モジュールのデータを用いて、 $\bar{\nu}_\mu$  と鉄の原子核との CC 反応断面積を 2 通りの方法で求め、

方法 1 では、 $\sigma_{cc}^{Fe} = (2.02 \pm 0.03 (stat) \pm 0.13 (sys)) \times 10^{-39} \text{ [cm}^2/\text{nucleon]}$

方法 2 では、 $\sigma_{cc}^{Fe} = (1.98 \pm 0.05 (stat) \pm 0.07 (sys)) \times 10^{-39} \text{ [cm}^2/\text{nucleon]}$

(エネルギー領域:  $0.18 \sim 1.52 \text{ [GeV]}$  ( $1 \sigma$ ), 平均エネルギー:  $0.85 \text{ [GeV]}$ )

という結果が得られ、MC の中の予想値と誤差内で一致することを確認した。現段階では純粋な  $\bar{\nu}_\mu$  と鉄の原子核との CC 反応イベントを抽出する際に、MC の結果に大きく頼っているため、それによる系統誤差への影響を今後見積もっていく必要がある。

## 7 謝辞

大学院に進学してもうすぐ2年が経ちますが、本当に充実した2年間だったと感じます。学会発表に T2K 実験チームタイム中の J-PARC での作業、東北大でのビームテストなど多くの事を経験させて頂きました。指導教員である、清矢先生と山本先生には日々丁寧に指導して頂き、絶えずより良い自分であろうとする向上心を学ばせていただきました。本当にお二人は温かく、常に私に寄り添い指導してくださいました。本当にありがとうございます。T2K 実験では京都大学の南野先生、中家先生、市川先生、東京大学の横山先生に大変お世話になりました。第一線で活躍される皆様の研究に対する熱意に触れ、非常に良い刺激を頂きました。同じグループで頑張ってきた古賀君、林野君、吉田君、竹馬君、細見君、金君。みんなと共に学び、共に悩んだ中で本当に多くのものを学ばせてもらいました。全力で物事に向かうみんなの姿勢を目の当たりにして、尊敬や憧れを抱くと共に、自分はまだやれるはずだという自信みたいなものももらいました。みんながいたから無事に修士の二年間を終えることが出来ました。これから進む道はそれぞれ違いますが、みんなに負けないう僕も一生懸命頑張ります。同じ市大の研究室の仲間にもありがとうの気持ちでいっぱいです。研究室の優しい雰囲気が私に研究への活力をくれました。最後に影で支えてくれた家族、友人の皆様に心から感謝申し上げます。

## 8 追記

### 8.1 取得した実データの問題点

無事データの取得を終え、MC との比較を始めようとしたときに、飛跡再構成後の B2 モジュールのデータで、トラッキングプレーン中のシンチレータの ch 番号分布が、MC で予想される分布や、他の INGRID モジュールの同様の分布から推測される物と逆になっている事がわかった。

例として、今回得られたデータの on-axis INGRID と B2 モジュールの Side view から見た際の飛跡が始まった ch の分布を挙げる。ch の番号に関しては先に述べた図 121 の通りである。Side view から見た ch 分布はトラッキングプレーン中の横置きシンチレータからの信号を見ている事になり、各モジュールの設置された高さによって分布が変化する。例として、Horizontal module の両端であるモジュール 0(図 111) とモジュール 6(図 112) の分布を見ると、2 つのモジュールの高さに違いがないため顕著な違いが見られない。一方、Vertical モジュールの両端であるモジュール 7(図 113) とモジュール 13(図 114) の分布を見ると、設置されている高さが異なるため、分布に大きな違いが見られる。B2 モジュールは図 37 の地下 2 階 (モジュール 7 と同じ高さ) の右奥に設置されているため、分布的にモジュール 7(図 113) の分布に近いはずであるが、B2 モジュールの分布 (図 110) を見ると ch のピークがモジュール 7(図 113) と逆になっていることが分かる。

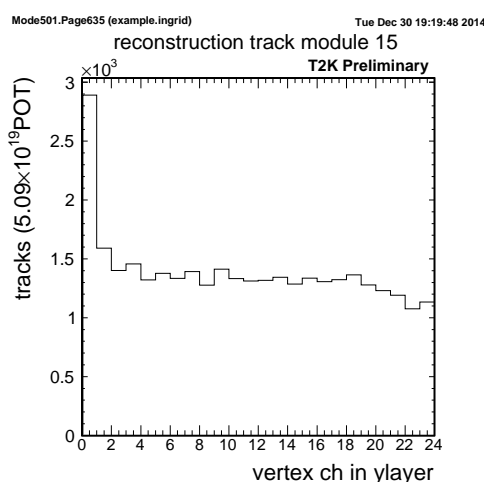


図 110 B2 モジュールにおける飛跡の始まった ch 番号 (Side View ch)

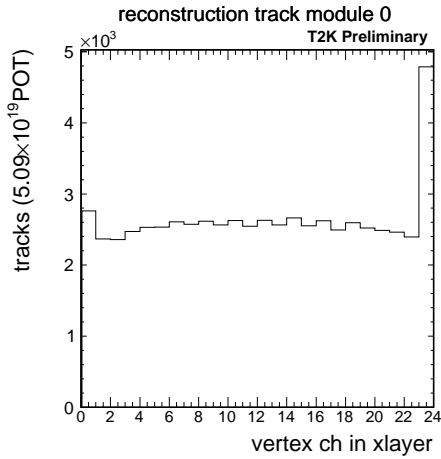


図 111 モジュール 0 における飛跡の始まった ch 番号 (Side View ch)

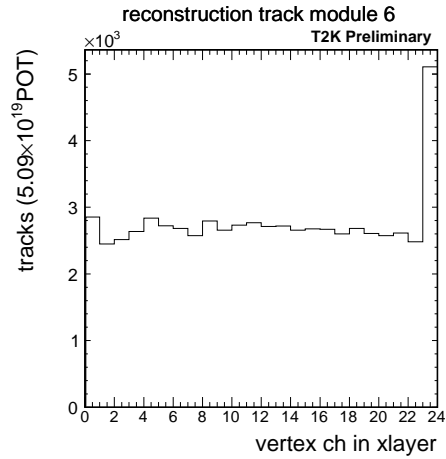


図 112 モジュール 6 における飛跡の始まった ch 番号 (Side View ch)

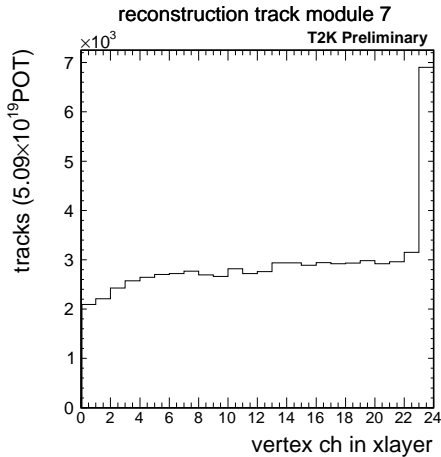


図 113 モジュール 7 における飛跡の始まった ch 番号 (Side View ch)

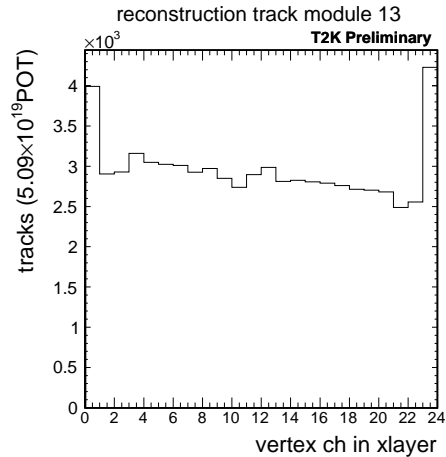


図 114 モジュール 13 における飛跡の始まった ch 番号 (Side View ch)

Top view から見た際の飛跡が始まった ch の分布に関しても同様になっている。Top view から見た ch 分布はトラッキングプレーン中の縦置きシンチレータからの信号を見ている事になるため、ビーム軸に対し水平な位置の変移によって分布が変化する。つまり、先ほどとは逆に Horizontal module 部で分布の変化が顕著に表れる。Horizontal module の両端である、モジュール 0(図 111) とモジュール 6(図 112) の分布は、真逆の分布になっており、Vertical module の両端である、モジュール 7(図 113) とモジュール 13(図 114) は、同様の分布になっている。B2 モジュールは図 37 の右奥に設置されているため、分布的にモジュール 0(図 111) の分布に近いはずであるが、やはり ch のピークが逆になっていることが分かる。

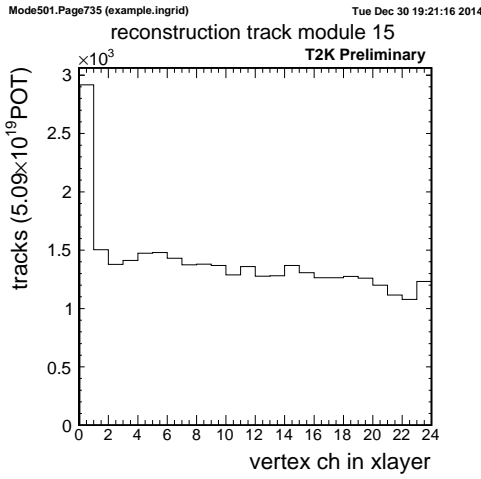


図 115 B2 モジュール における飛跡の始まった ch 番号 (Top View ch)

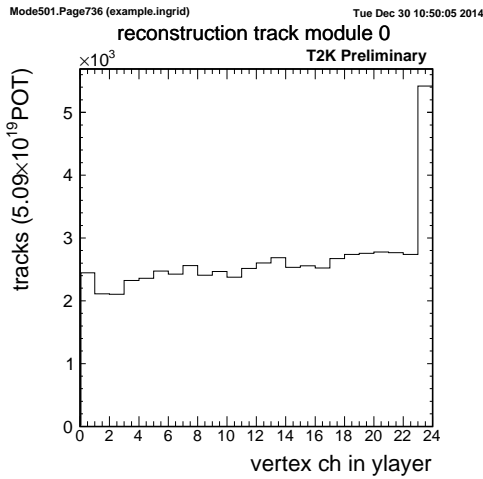


図 116 モジュール 0 における飛跡の始まった ch 番号 (Top View ch)

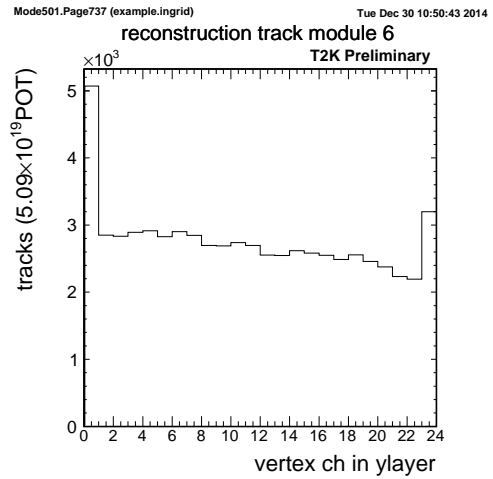


図 117 モジュール 6 における飛跡の始まった ch 番号 (Top View ch)

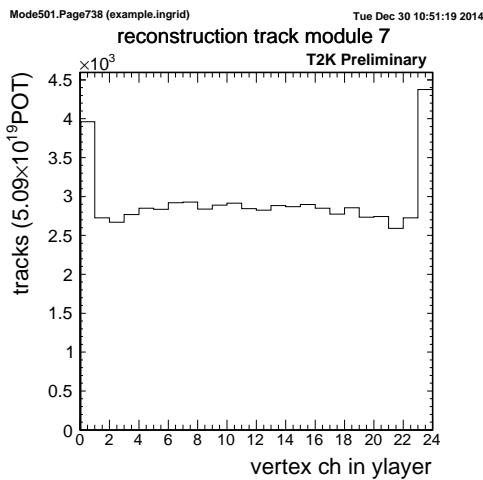


図 118 モジュール 7 における飛跡の始まった ch 番号 (Top View ch)

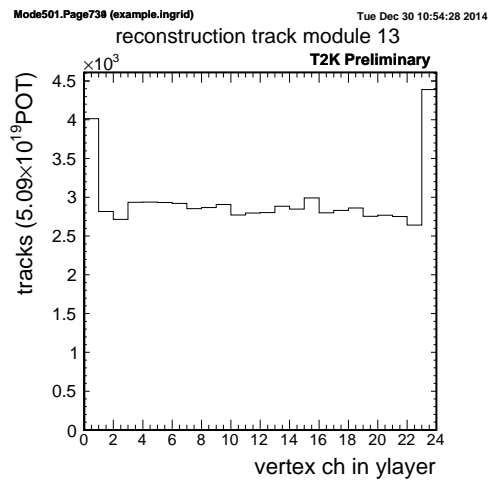


図 119 モジュール 13 における飛跡の始まった ch 番号 (Top View ch)

調べていくうちにこの問題は B2 モジュールと残っている shoulder module 1 台に起きている事だと判明した。B2 モジュールは shoulder module を移設した物なので、shoulder module 2 台の ch 番号の設定が他のモジュールと異なるのだと考えられた。解析コード内で shoulder module だけに特別な操作は行っていないようだったので、MPPC の信号読み出しボードである TFB と MPPC からの信号線の配線を間違えているのだらうと考え、確認のため INGRID のモジュール数台と B2 モジュールの TFB の配線を確認した。図 120 が TFB と MPPC からの信号線の配線の様子である。

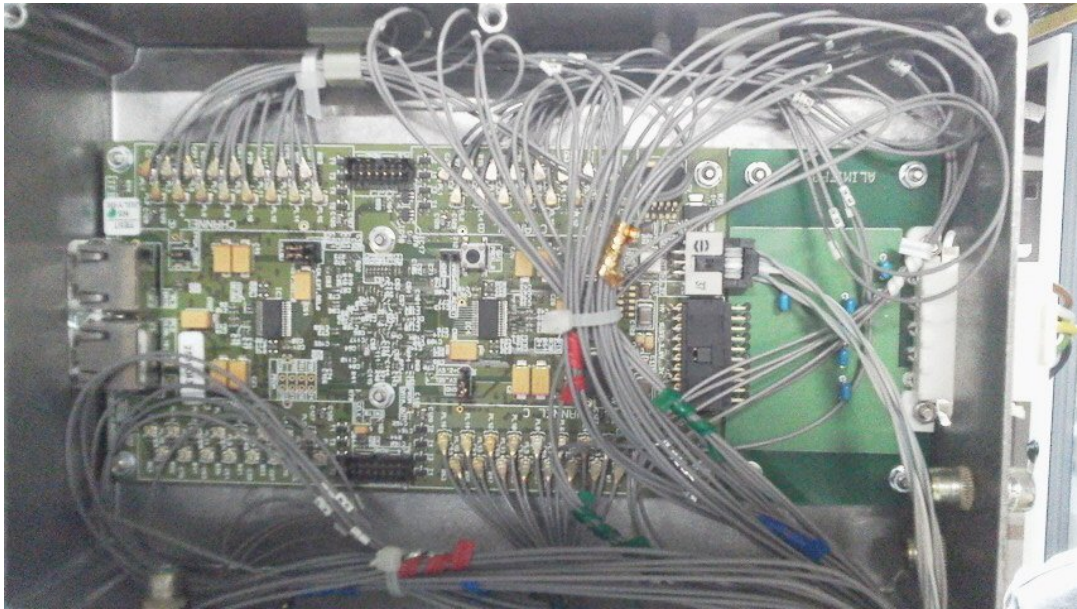


図 120 B2 モジュールの TFB での配線の様子

基板に灰色のケーブルが配線されているがこの灰色の配線の先に MPPC が接続されている。このケーブル一つ一つに番号のついたタグがされており、そのタグと基板の接続位置とを B2 モジュールと他の INGRID モジュールで見比べたが、他のモジュールのトラッキングプレーンと同様の配線となっていた。そうすると、ケーブルについているタグが正しい ch の信号を読み出しているかという問題になり、各ケーブルがどの ch の信号を読み出しているかを確認しようとしたが、INGRID モジュールは組み立てたまま配線が可視化できる構造になっておらず、確認するには分解するしかなかったので、ch の対応を確認するのは諦めた。shoulder module を組み立てた当時の資料を調べた所、通常の INGRID の設計図と異なる設計図になっていた。通常の INGRID での、解析コードを通した際のシンチレータと ch 番号の対応は図 121 の様になっている。一方 shoulder module の設計図を同じ解析コードに通すと図 122 の対応になることが分かった。通常の INGRID では解析の際に縦置きシンチレータを Top view ch、横置きシンチレータを Side view ch とし解析をしていたが、shoulder module の設計図の場合にはそれが逆になっていることが見て取れる。また、ch の並びも各 view で逆になっていることが分かる。なので、通常の INGRID と同様の解析コードで shoulder module を解析すると、縦置きシンチレータの右端の ch(図 121) の信号を見ているつもりが、実際は横置きシンチレータの一番上の ch の信号(図 122)を見ている事になっていた。これは先ほどの問題と辻褄があう。今回はこの問題の解決策として、B2 モジュールと残りの shoulder module 1 台では飛跡の再構成を行う際に、side ch view と Top ch view を入れ替え、さらに各 view の ch の並びを反対にするという処理を行った。これにより飛跡の情報に関しては、B2 モジュールでの実データと MC が一致するようになり、先ほどの分布の問題も解消された。し



かし、今回の処置では再構成された飛跡に関しては正しい ch 情報を持つが、飛跡を再構成する前の情報であるヒットの情報に関しては依然として ch と view が逆になったままである。なので時間のあるときに TFB からの信号を ch 番号に変換しているプログラムを書き換え、根本のチャンネル対応を変更する必要がある。

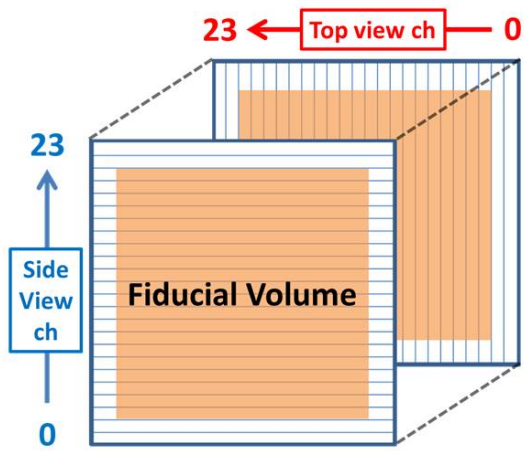


図 121 通常の INGRID モジュール 設計図

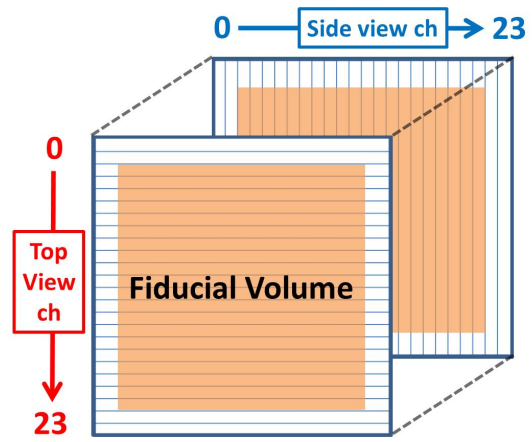


図 122 shoulder module 設計図

## 参考文献

- [1] Geant, "Reference Physics List",  
[http://geant4.cern.ch/support/proc\\_mod\\_catalog/physics\\_lists/referencePL.shtml](http://geant4.cern.ch/support/proc_mod_catalog/physics_lists/referencePL.shtml)
- [2] T.Kikawa et al., "Measurement of the flux averaged inclusive numu charged current cross section with INGRID and Proton Module", T2K-TN-160 (2013)
- [3] 大谷 将士, "T2K 長基線ニュートリノ振動実験ニュートリノビームモニター INGRID の製作と性能評価", 京都大学修士論文 (2009)
- [4] Tatsuya Kikawa, Masashi Otani, Akira Murakami, Christophe Bronner, Akihiro Minamino for the INGRID group, "INGRID neutrino beam measurements with new analysis method", T2K-TN-132 (2012)
- [5] Masashi Otani, "Measurement of Neutrino Oscillation in the T2K Experiment", 京都大学博士論文 (2012)
- [6] Donald H. Perkins, "Introduction to High Energy Physics", Section5, Cambridge University Press (2000)
- [7] 林野竜也, 京都大学修士論文 (2015)
- [8] Megan Friend et al., "Flux Tuning and Uncertainty Updates for the 13a Flux", T2K-TN-217 (2014)
- [9] 木河達也, "T2K 実験新ニュートリノ検出器の開発及び製作とそれを用いたニュートリノ反応の研究", 京都大学修士論文 (2011)
- [10] 鈴木研人, "T2K ニュートリノ振動実験におけるニュートリノビームの測定とビーム形状に起因する系統誤差の評価", 京都大学修士論文 (2011)
- [11] 松岡広大, "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", 京都大学修士論文 (2007)
- [12] 村上明, "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" 京都大学修士論文 (2009)
- [13] 市川温子, 関口哲朗, 中平武, "T2K 実験ニュートリノ生成機器", 高エネルギー物理学研究者会議高エネルギーニュース研究紹介 vol.28 No.4 (2010)
- [14] 中嶋一八, "T2K 長基線ニュートリノ振動実験におけるニュートリノビームモニター INGRID を用いたニュートリノビームの評価" 大阪市立大学修士論文 (2012)
- [15] 青木茂樹, 中家剛, 塚本敏文, "T2K 実験 前置ニュートリノ測定器 ND280 Off-Axis", 高エネルギー物理学研究者会議高エネルギーニュース研究紹介 vol.29 No.2 (2010)
- [16] 山田恵子, "PET 用シンチレータの光量測定" 信州大学卒業論文 (2010)