

修士論文  
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

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

平成 23 年 2 月 22 日

## 概要

長基線ニュートリノ振動実験 T2K では茨城県東海村にある大強度陽子加速器施設 J-PARC にある陽子シンクロトロン (設計強度: 750kW) において生成されたミュオンニュートリノビームを 295km 離れた Super-Kamiokande(SK) によって観測して電子ニュートリノ出現モードの発見による  $\theta_{13}$  の測定、及びミュオンニュートリノ消失モードによる  $\theta_{23}$  と  $\Delta m_{23}^2$  の精密測定、を行う。この T2K 実験で稼働中のミュオンモニターはミュオンニュートリノと共に生成されるミュオンの強度及び方向を測る事で、常にニュートリノビームの方向と強度をモニターできる。2010 年 1 月より始まった物理ランではこのミュオンモニターの測定結果により、多くのデータが物理データとして用いられる事を保証した。本論文ではまずこのミュオンモニターで得られたビームデータの解析結果について述べる。また、ニュートリノビームの形状を評価するために、2010 年の秋に導入した INGRID shoulder module の性能評価を行った。そして、ビームデータ解析によりニュートリノのビーム形状を評価した。続いてシミュレーションを用いてニュートリノビームの形状を変え、後置検出器 Super-Kamiokande におけるニュートリノフラックスにどれだけの系統誤差を与えるのかを見積もった。そして最後に、シミュレーションで評価したニュートリノビームの形状とデータとの比較を行ったのでこれについて述べる。

# 目次

<b>第 1 章 序論</b>	<b>4</b>
1.1 ニュートリノの物理	4
1.1.1 ニュートリノの発見	4
1.1.2 ニュートリノの質量	5
1.1.3 ニュートリノ振動	6
1.2 長基線ニュートリノ振動実験 T2K	8
1.2.1 物理目標	8
1.2.2 実験の特色	9
1.3 本論文の目的	10
<b>第 2 章 T2K 実験の概要</b>	<b>12</b>
2.1 大強度陽子加速器施設 J-PARC	12
2.2 ニュートリノビームライン	14
2.2.1 ビームライン磁石	15
2.2.2 陽子ビームモニター	15
2.2.3 バッフル	17
2.2.4 OTR	17
2.2.5 標的	18
2.2.6 電磁ホーン	18
2.2.7 崩壊トンネルとビームダンプ	19
2.3 前置検出器：ND280 オフアクシス&INGRID	19
2.3.1 ND280 オフアクシス	19
2.3.2 INGRID	20
2.4 後置検出器：Super-Kamiokande	21
<b>第 3 章 T2K ミューオンモニター</b>	<b>23</b>
3.1 ミューオンモニターへの要請	23
3.2 ミューオンモニターの構成	25
3.2.1 平行平板型イオンチェンバー	26
3.2.2 シリコン PIN フォトダイオード	33
3.2.3 エレクトロニクス	35
3.3 キャリブレーション	36
3.3.1 エレクトロニクスキャリブレーション	36

3.3.2	ビームを使った検出器キャリブレーション	38
<b>第4章</b>	<b>T2K ニュートリノモニター INGRID Shoulder Module</b>	<b>43</b>
4.1	T2K ニュートリノモニター	43
4.1.1	INGRID	43
4.1.2	INGRID shoulder module	46
4.2	INGRID shoulder module の製作	46
4.2.1	MPPC ノイズ評価	48
4.2.2	宇宙線を用いた光量評価	53
4.2.3	組み立て作業・インストール	61
<b>第5章</b>	<b>ミュオンモニターを用いた T2K 実験データ解析</b>	<b>63</b>
5.1	解析方法	65
5.2	Good spill selection	67
5.3	2010a データ解析	68
5.3.1	強度・方向測定分解能	68
5.3.2	電磁ホーン電流の依存性	69
5.3.3	運転時のトラブル	76
5.3.4	ビームの安定性	76
5.4	夏のシャットダウンに行われたミュオンモニターアップグレード	79
5.4.1	Attenuator の変更	79
5.4.2	電圧印加回路の変更	79
5.5	2010b データ解析	81
5.5.1	2010a からの変化	85
5.5.2	方向・強度測定分解能	94
5.5.3	ビームの安定性	94
5.6	ミュオンビームの形状	96
<b>第6章</b>	<b>ニュートリノビーム形状からくる系統誤差の評価</b>	<b>98</b>
6.1	INGRID shoulder module を用いた 2010b データ解析	98
6.1.1	インストール後のチャンネルチェック	98
6.1.2	ニュートリノイベントセレクション	98
6.1.3	データ解析	101
6.2	非軸対称なビーム形状からくる SK におけるニュートリノフラックス ( $\Phi_{SK}$ ) の系統誤差	110
6.2.1	陽子ビームの Re-weighting	110
6.2.2	$\Phi_{SK}$ の不定性	113
6.3	シミュレーションを用いたビーム形状評価	116
6.3.1	シミュレーションを用いた INGRID sholder module におけるビーム形状評価	116
6.3.2	データとシミュレーションの比較	117
6.4	本章のまとめ	121

第7章 結論	123
付録A 半導体検出器の特性	125
付録B MPPCの特性	132
付録C シミュレーション	133
C.1 T2K ビームラインシミュレーション: JNUBEAM . . . . .	133
C.2 ニュートリノ反応シミュレーション: NEUT . . . . .	133
付録D T2K 実験の現状	135

# 第1章 序論

## 1.1 ニュートリノの物理

現在の素粒子標準模型の枠組みでは、ニュートリノは以下のような性質を持っているとされている。

- 質量ゼロ
- スピン 1/2 の Dirac 粒子
- 電氣的に中性で弱い相互作用 (荷電カレント (CC) 反応、中性カレント (NC) 反応) を行う
- 3 世代ある ( $\nu_e \nu_\mu \nu_\tau$ )

ニュートリノはフェルミオンであるが、これらを見ても、他のクォークやレプトンと比べても異質である事がわかる。まず、このニュートリノが発見されるに至った過程を述べ、ニュートリノ振動を通して発見されたニュートリノの質量について触れた後、我々が取り組んでいるニュートリノ振動について述べる。

### 1.1.1 ニュートリノの発見

ニュートリノ発見の歴史の発端となったのは、1911 年に行われた  $\beta$  崩壊実験であった。当時  $\beta$  崩壊はある原子核がそれより軽い原子核と電子に崩壊する 2 体崩壊と考えられ、測定される電子のエネルギースペクトルは一本のピークが立つような分布になると予測されていた。しかし、実際測定してみると 2 体崩壊では説明できないような連続スペクトルとなっていた。これを見て Pauli は 1930 年に電氣的に中性な粒子「ニュートロン」の存在を提案したが、1932 年に Chadwick によって中性子が発見され、ニュートロンの名はこちらに用いられることになる。しかし、さらにその 2 年後の 1934 年、Fermi は初めて  $\beta$  崩壊についての理論を発表した。Fermi は Pauli が行った  $\beta$  崩壊を次のような反応によって起こるものと考えた。

$$n \rightarrow p + e^- + \nu \tag{1.1}$$

そして、この  $\nu$  を彼は「ニュートリノ」と名付けた。今日我々の知るニュートリノという名はここから用いられ始めたのである。

1959 年、Reines と Cowan [1] により、世界で初めてニュートリノが発見された。この実験はアメリカのジョージア州にある Savanna River Plant にある Reactor を用いて行われた。そして彼らは以下の逆  $\beta$  崩壊反

応を探った。

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (1.2)$$

まず、核分裂反応によって生じた Reactor からの反ニュートリノを、標的である水に  $\text{CdCl}_2$  を溶かしたものと反応させる。式 (1.2) の反応で生じた陽電子の対消滅からの  $2\gamma$  (First signal) と、中性子が Cd に捕獲されたことによって生じる  $\gamma$  (Second signal) の信号との遅延コインシデンスをとり、データを蓄積した。図 1.1 はこれら検出原理の模式図を表す (参考文献 [1] より引用)。その結果、1 時間あたり 3 イベントのシグナルを発見し、反ニュートリノの検出に成功した事を証明した。

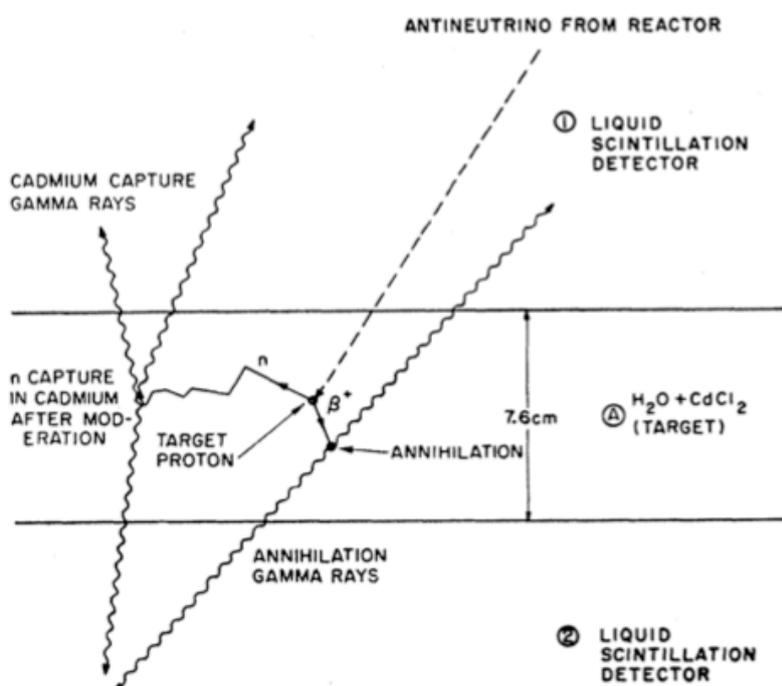


図 1.1: 反ニュートリノ検出における模式図。Reactor からの反ニュートリノを標的 ( $\text{CdCl}_2 + \text{H}_2\text{O}$ ) と反応させ、陽電子の対消滅から生じる  $2\gamma$  と中性子が Cd に捕獲されて生じる  $\gamma$  を液体シンチレータで検出し、これらの遅延コインシデンスをとることで反ニュートリノ検出を行った [1]。

### 1.1.2 ニュートリノの質量

さて、標準模型においてはニュートリノは質量が無いと考えていた。そのため、そのヘリシティ ( $= \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{|\vec{p}|}$ 、 $\sigma$  はスピン、 $\vec{p}$  は運動量) は  $\pm 1$  (+1: Right Hand (RH)、-1: Left Hand (LH)) である。さらに、標準模型ではニュー

トリノはただ1つのヘリシティしかとれないとされている。つまり、

$$\nu = \nu_L \text{ (LH)} \quad (1.3)$$

$$\bar{\nu} = \bar{\nu}_R \text{ (RH)} \quad (1.4)$$

標準模型において、ゲージ場は Higgs 機構によって質量が与えられるとされる。レプトン場のラグランジアン密度を  $l_L$ (LH)、 $l_R$ (RH) とすると、そのラグランジアンを計算した際、ヒッグス機構により、質量項が以下のように生じる。

$$\begin{aligned} L_{mass} &= \sqrt{2\lambda v^2} l_L l_R \\ &= m l_L l_R \end{aligned} \quad (1.5)$$

ここで、 $v$  は Higgs 場の真空の期待値、 $\lambda$  は無次元の結合定数としている。すると、ニュートリノは LH (反ニュートリノなら RH) しか存在しないので上の式はゼロとなり、確かにニュートリノの質量は得られない。しかし、もしニュートリノがマヨナラ ( $\nu \equiv \bar{\nu}$ ) ならば、次に述べる 2重 $\beta$ 崩壊実験を通して、質量の存在を証明できる。

2重 $\beta$ 崩壊の実験では  $^{76}\text{Ge}$  や  $^{82}\text{Se}$  などの放射性物質を用いて 2重 $\beta$ 崩壊を起こさせ、次の反応をシグナルとする。



これの内訳は次のようになっている。

1.  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_{eR}$
2.  $\bar{\nu}_{eR} (\equiv \nu_{eR}) + n \rightarrow p + e^-$

$\nu$  の添字 R は RH を意味する。2. の反応が起こるためにはニュートリノはマヨナラ ( $\nu \equiv \bar{\nu}$ ) であり、かつヘリシティ Flip を起こさなければいけない。すなわちニュートリノに質量がないと起こらない。したがって、この反応モードが発見されればニュートリノがマヨナラ粒子である証拠となり、かつニュートリノの質量はゼロではない事がわかる。

### 1.1.3 ニュートリノ振動

ニュートリノに質量があるのではないかと最初に疑問を持ったのは Bruno Pontecorvo であった。彼は、もし質量があるとするのであれば、時間の経過と共にニュートリノと反ニュートリノ間で振動をするという「ニュートリノ振動」を唱えた。そしてその後、牧・中川・坂田によりこの「ニュートリノ振動」は次のように考えられた。それは、ニュートリノが質量を持つ事により、弱い相互作用の固有状態が質量固有状態の混合状態で表され、フレーバー間で振動をする、という内容である。ここでは、このニュートリノ振動について

て述べていく。

もし、ニュートリノに質量があるとすれば、弱い相互作用の固有状態は質量固有状態の混合状態で記述される。今、時刻  $t=0$  で  $\nu_\alpha$  が生成したとする。

$$|\nu(t=0)\rangle = |\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (1.7)$$

ここで  $\alpha = e, \mu, \tau$ 、 $|\nu_i\rangle$  は質量  $m_i$  の固有状態である。 $U$  は牧・中川・坂田行列 (MNS 行列) と呼ばれ [2]、以下のようにになっている。

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & e^{i\delta} s_{13} \\ 0 & 1 & 0 \\ -e^{-i\delta} s_{13} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

$c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ 、 $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ 、 $\delta$  は CP 非保存の位相である。続けて、質量固有状態 ( $|\nu_i\rangle$ ) の時間発展を考えていく。時刻  $t$  では、式 (1.7) の  $|\nu_i\rangle$  の各成分は、

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-i(E_i t - p_i L)} |\nu_i\rangle \quad (1.9)$$

となる。ここで、 $E_i$ 、 $p_i$  はそれぞれエネルギーと運動量で、 $L$  は時刻  $t$  におけるニュートリノの飛行距離とする。また、ここでは自然単位系 ( $\hbar = c = 1$ ) を使用している。

もし、質量が十分に小さい ( $m_i \ll E_i$ ) ならば、その運動量を  $p_i$  として、

$$E_i \simeq p_i + \frac{m_i^2}{2p_i} \quad (1.10)$$

と近似でき、さらにニュートリノはほぼ光速に近い ( $t \simeq L$ ) とすると、式 (1.8) は、

$$|\nu_i(L)\rangle = e^{-i\frac{m_i^2}{2E_i} L} |\nu_i\rangle \quad (1.11)$$

と、飛行距離の関数となる。したがって、距離  $L$  ではニュートリノの弱い相互作用の固有状態は式 (1.7) より、

$$|\nu(L)\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i} |\nu_i(L)\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i} e^{-i\frac{m_i^2}{2E_i} L} |\nu_i\rangle \quad (1.12)$$

となる。ここではある決まったエネルギーを考え、 $E_i = E$  とした。これより、ニュートリノが距離  $L$  を飛んだ時、フレーバーが  $\alpha \rightarrow \beta$  となる確率  $P$  は実数部分と虚数部分に分けて次のように書ける。

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(L) \rangle|^2 \\ &= \left| \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i} e^{-i\frac{m_i^2}{2E} L} U_{\beta i}^* \right|^2 \\ &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \text{Re}(U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\beta j}^* U_{\alpha j}) \sin^2 \left( \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \right) \pm 2 \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \text{Im}(U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\beta j}^* U_{\alpha j}) \sin \left( \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E} \right) \end{aligned} \quad (1.13)$$

ここで、 $\Delta m_{ij} = m_i^2 - m_j^2$  は質量二乗差で、虚数部分前の符号  $\pm$  はニュートリノ (+) と反ニュートリノ (-) を分別する意味で用いている。もし、式 (1.8) 内の  $\delta$  がゼロでなければこの虚数部分の項もゼロでなくなり、 $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \neq P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$ 、つまり CP の破れが生じる。これが、 $\delta$  が CP 非保存の項と呼ばれる所以である。

ニュートリノ振動の実験的証拠が得られたのは 1998 年の Super-Kamiokande の大気ニュートリノの天頂角分布の測定 [3] であった。その後、加速器を用いて人工的に生成したニュートリノを用いた K2K 実験 [4] でも、ニュートリノ振動を確認して以降、今日まで多くのニュートリノ振動実験が行われてきた。そして、これらの実験結果により現在、 $\Delta m_{31}^2 \sim 2.4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ 、 $\Delta m_{23}^2 \sim 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ 、 $\Delta m_{12} \sim 7.65 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ 、また  $\theta_{23} \simeq 45^\circ$  である事が分かっている。質量二乗差に関しては、近似的に  $\Delta m_{23}^2 \sim \Delta m_{31}^2 \gg \Delta m_{12}^2$  と表す事ができるので、これを用いて式 (1.16) は、特に  $\nu_\mu$  の振動確率については以下のように簡単に表記できる。

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) &\simeq \sin^2 2\theta_{13} \cdot \sin^2 \theta_{23} \cdot \sin^2 \left( \frac{\Delta m_{23}^2 L}{4E} \right) \\ &\equiv \sin^2 2\theta_{\mu e} \cdot \sin^2 \left( \frac{\Delta m_{23}^2 L}{4E} \right) \end{aligned} \quad (1.14)$$

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) &\simeq 1 - \sin^2 2\theta_{23} \cdot \cos^4 \theta_{13} \cdot \sin^2 \left( \frac{\Delta m_{23}^2 L}{4E} \right) \\ &\equiv 1 - \sin^2 2\theta_{\mu\tau} \cdot \sin^2 \left( \frac{\Delta m_{23}^2 L}{4E} \right) \end{aligned} \quad (1.15)$$

ここで、 $\sin^2 2\theta_{\nu e} \equiv \sin^2 2\theta_{13} \cdot \sin^2 \theta_{23}$ 、 $\sin^2 2\theta_{\nu\tau} \equiv \sin^2 2\theta_{23} \cdot \cos^4 \theta_{13}$  である。次で述べるが、現在我々が行っている T2K 実験ではミューオンニュートリノを用いた振動実験を行っている。そして、世界最高の統計量を用いて、式 (1.14)、(1.15) に現れる振動パラメータの測定を行っているのである。

## 1.2 長基線ニュートリノ振動実験 T2K

2009 年春より開始した T2K [5] (Tokai to Kamioka) は茨城県那珂郡東海村と岐阜県神岡間の 295 km を結ぶ長基線ニュートリノ振動実験である。東海村にある J-PARC (Japan Proton Accelerator Complex) のメインリングで加速した陽子を用い、 $\nu_\mu$  を生成させ、神岡に位置する Super-Kamiokande によって検出する (図 1.2)。実験で用いられる施設や検出器の概要については第 2 章で述べるとして、ここでは T2K 実験の物理目標とその実験の特色について述べる。

### 1.2.1 物理目標

T2K 実験の物理目標は主に以下の 2 点である。

- 電子ニュートリノ出現事象の観測による  $\theta_{13}$  の測定  
現在、ニュートリノの混合角  $\theta_{13}$  は CHOOZ [6] によって上限値がつけられているに過ぎず、その値は

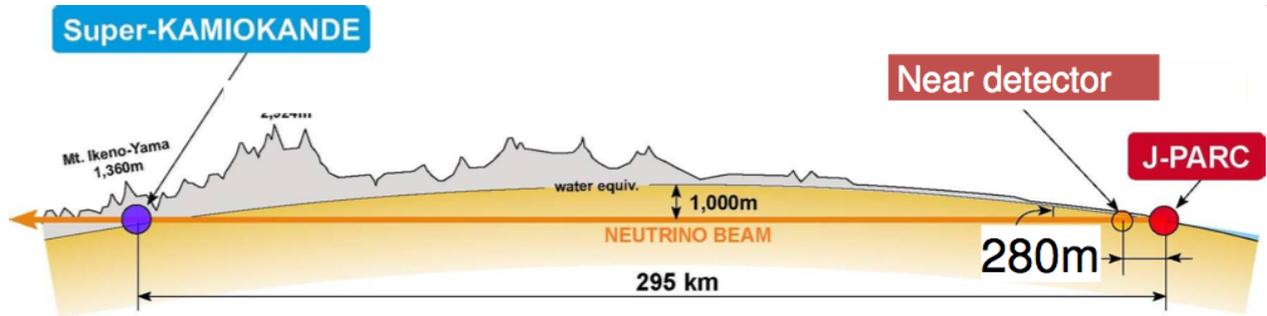


図 1.2: T2K 実験の模式図。J-PARC のある東海から 295 km 離れた SK(神岡) へとニュートリノビームを送る。

$\sin^2 2\theta_{13} < 0.15(90\%C.L)$  ( $\Delta m_{23}^2 = 2.4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ ) である。T2K 実験では電子ニュートリノ事象 ( $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ) の探索を通して、 $\theta_{13}$  に対する感度を 20 倍近くあげる。そして、

$$\sin^2 2\theta_{\mu e} \simeq \frac{1}{2} \sin^2 2\theta_{13} > 0.004 \quad (\delta = 0)$$

を目指す。

- ミューオンニュートリノ消滅事象による  $\theta_{23}$ 、 $\Delta m_{23}^2$  の精密測定  
高い統計量を用いて、ミューオンニュートリノ消滅事象 ( $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ ) により、これまででない感度で振動パラメータを測定し、

$$\begin{aligned} \delta(\Delta m_{23}^2) &\sim 10^{-4} \text{ eV}^2 \\ \delta(\sin^2 \theta_{23}) &\sim 0.01 \end{aligned}$$

を目指す。

## 1.2.2 実験の特色

以下に T2K の特色を挙げる。

- 世界最大強度のニュートリノビーム強度  
J-PARC の 30GeV 陽子シンクロトロンを用い、最高強度 750 kW の陽子ビームを用いる事で、一度に大量のニュートリノビームを生成する。
- 世界最大級の水チェレンコフ検出器: Super-Kamiokande  
後置検出器に世界最大級の水チェレンコフ検出器である「Super-Kamiokande (SK)」を用いる。
- Off-Axis 法  
T2K 実験では陽子ビームを炭素標的に当て、2 次粒子である  $\pi$  中間子の 2 体崩壊 ( $\pi \rightarrow \nu_\mu + \mu^+$ ) ミュー

オンニュートリノを用いる。この時、ニュートリノのエネルギー ( $E_\nu$ ) は親  $\pi$  の方向からのずれを  $\theta$  とすると、簡単な運動学によって次の式のように表せる。

$$E_\nu = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2(E_\pi - p_\pi \cos \theta)} \quad (1.16)$$

ここで、 $E_\pi$ 、 $p_\pi$ 、 $m_\pi$  はそれぞれ  $\pi$  中間子のエネルギー、運動量、質量を表し、 $m_\mu$  は  $\mu$  粒子の質量である。式 (1.16) を用いて、ニュートリノエネルギーと  $\pi$  の運動量の関係をプロットしたのが図 1.3 である。これを見ると、 $\theta=0^\circ$  ではニュートリノエネルギーは  $\pi$  の運動量に比例していくのに対し、 $\theta=2.0$ 、 $2.5$ 、 $3.0^\circ$  ではほぼ単色となるのがわかる。

T2K 実験ではこの効果を利用するため、世界で初めて Off-Axis 法を選択した。この Off-Axis 法ではニュートリノのビーム軸を SK の方向に合わせる (On-Axis) 事をせず、SK 方向から  $2.5^\circ$  (式 1.16 中の  $\theta$  の値) ずらしている。これによって、SK において、ニュートリノの振動確率が最大 (0.5-0.7 GeV 付近) となるような幅の狭いニュートリノスペクトルが得られ、バックグラウンド事象を起こす高いエネルギーのニュートリノの数を抑える事ができるのである (図 1.4)。

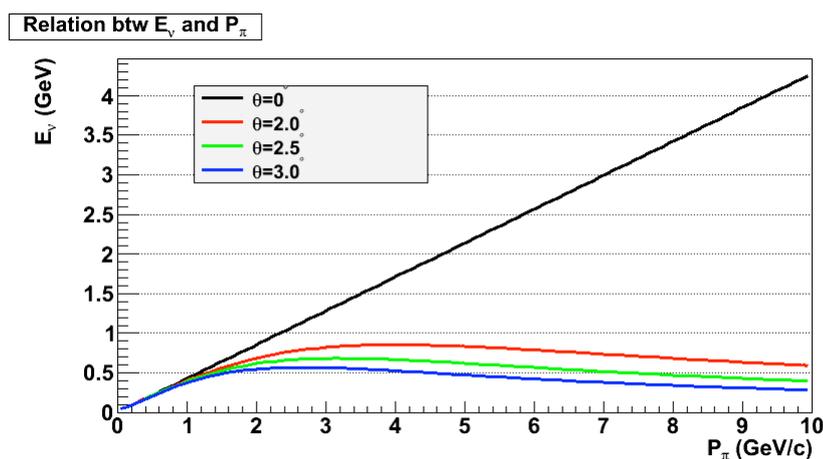


図 1.3: ニュートリノエネルギーと  $\pi$  の運動量の関係。ニュートリノの生成角が  $\pi$  に対してずれていくとほぼ単色なエネルギーとなる。

### 1.3 本論文の目的

本論文の目的は大きく分けて以下の 2 つに分かれる。

- T2K 物理ビームデータの品質を保証  
T2K の最初の物理ランのビームデータ解析をミュオンモニターを用いて行った。その結果多くのビームデータが振動解析に用いる物理データとして使用できる事を保証した。

- ビーム形状の評価とビームの非軸対称性からくる SK におけるニュートリノフラックスのスタディ  
 ニュートリノビームの形状を評価するために導入した INGRID shoulder module のデータ解析を行い、実際の形状を評価した。また、シミュレーションを用いて、ニュートリノビームを非軸対称の形にして SK におけるニュートリノフラックスの不定性を見積もった。最後にビーム形状について、データとシミュレーションの比較を行った。

以上について述べる。

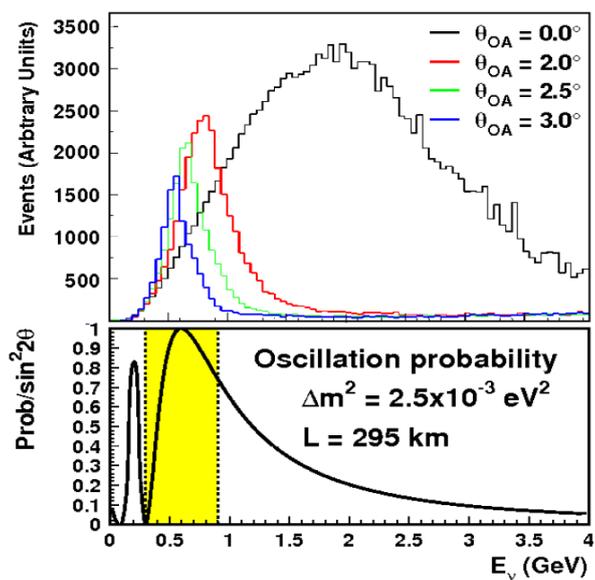


図 1.4: Off-Axis 法の効果。Off-Axis 法によって SK におけるニュートリノ振動確率が最大となるような幅の狭いニュートリノエネルギースペクトルを得られる。

## 第2章 T2K実験の概要

T2K実験の主な施設は以下の通りである。

- J-PARC MR
- ニュートリノビームライン
- 前置検出器 (ND280、INGRID)
- Super-Kamiokande

この章ではこれら施設の概要について述べていく。

### 2.1 大強度陽子加速器施設 J-PARC

J-PARC(Japan Proton Accelerator Research Complex) は茨城県那珂郡東海村に位置する加速器施設である。ここでは、高エネルギー陽子を炭素標的と衝突させることによって生じる2次粒子を利用して、様々な実験が行われている。図 2.1 は J-PARC の構図である。J-PARC は複合型加速器施設であり、

- 線形加速器 (LINAC)
- 3 GeV RCS (Rapid-Cycling Synchrotron)
- 50 GeV MR (Slow-Cycling Main Ring Synchrotron)

の3つの加速器から構成されている。

まず LINAC にて、イオン源で 25 Hz 周期で発生させた  $H^-$  イオンを 181MeV(設計値は 400MeV) まで加速させる。加速された  $H^-$  イオンは荷電変換フォイルによって陽子に変換され、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 3GeV まで加速し、25 Hz 周期で取り出している。中性子利用施設「MLF」ではこの RCS で取り出された 95%以上の 3GeV 陽子を利用し、2次粒子である中性子を用いた実験が行われている。さて、残りの 5%の陽子は最下流に位置する MR に入射され、30GeV(設計値は 50GeV) 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。そして、加速した陽子ビームは速い取り出し(Fast Extraction: FX)でニュートリノビームラインへと輸送される。一方遅い取り出し(Slow Extraction: SX)によりハドロン実験施設に輸送される。T2K実験では速い取り出しによってニュートリノビームラインに輸送された陽子ビームを用いている。表 2.1 に FX で取り出された陽子ビームのパラメータを、図 2.2 にはその陽子ビームのバンチ構造を示す。

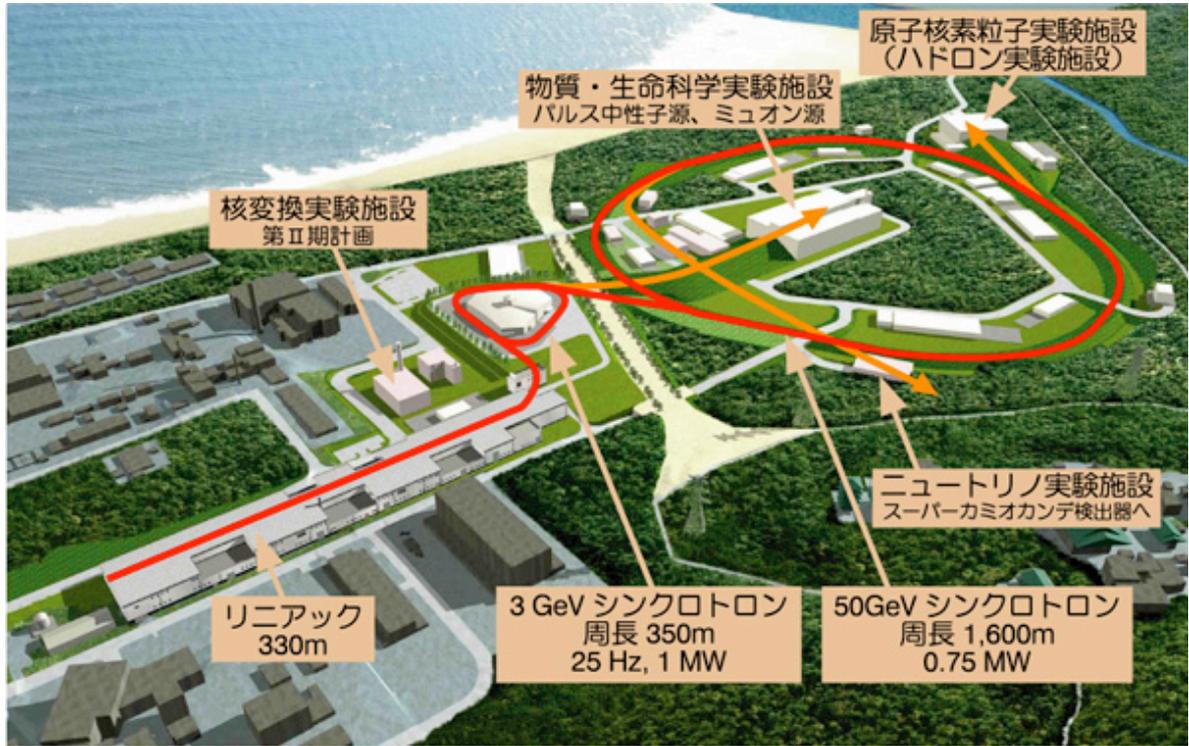


図 2.1: J-PARC の構図。線形加速器、RCS、MR の 3つの加速器から構成されている。



図 2.2: 速い取り出しで取り出されるバンチ構造。スピル周期は 3.2 s(2010 年 6 月までは 3.52 s)であり、1 スピル当たりのバンチ数は 8 バンチ (2010 年 6 月までは 6 バンチ)である。また、バンチ間隔は 581 ns で、バンチ幅は 58 ns となっている。

表 2.1: T2K 実験で用いている陽子ビームのパラメータ

陽子ビームエネルギー	30 GeV
ビームパワー	115 kW (2010 年 12 月現在) 設計値: 750 kW
スピル周期	3.52 s (~2010 年 6 月) 3.2 s (2010 年 11 月 ~)
バンチ数	6 / spill (~2010 年 6 月) 8 / spill (2010 年 11 月 ~)
バンチ間隔	581 ns
バンチ幅	58 ns

## 2.2 ニュートリノビームライン

MR の FX で取り出された陽子ビームは続いてニュートリノビームライン (図 2.3) へと輸送される。ここではニュートリノビームラインのコンポーネントについて述べていく。

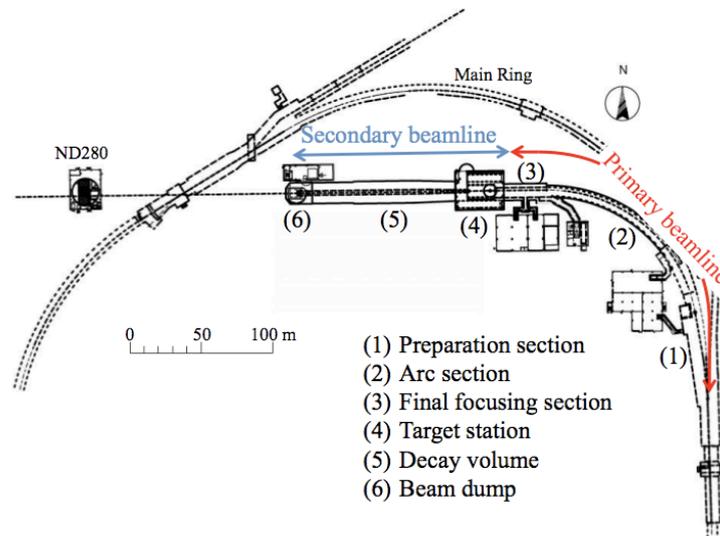


図 2.3: ニュートリノビームライン

## 2.2.1 ビームライン磁石

ニュートリノビームを SK に送り出す必要があるが、そのためにはまず 90° 近く陽子ビームを曲げなければならない。そのため、この図 2.3 内に記されている Primary beam line (1 次ビームライン) 内では 2 極磁場 2.6 T と 4 極磁場 19 T/m を同時に発生できる複合磁場型超伝導磁石 28 台を設置している。そして、1 次ビームライン最終部 (図 2.3 内 (3)) では 10 台の常電動磁石により、ビームを下向きに 3.637° 曲げ、SK への方向にビームを調整している。

## 2.2.2 陽子ビームモニター

陽子ビームが炭素標的に照射されるまでは、陽子ビームモニターを用いて、磁石による軌道及びプロファイル幅の調整を行っている。T2K 実験で用いている陽子ビームモニターは以下の通りである。

- ビーム強度モニター: CT
- ビームポジションモニター: ESM
- ビームプロファイルモニター: SSEM
- ビームロスモニター: BLM

図 2.4 にはこれらモニターの写真を載せている。

### ビーム強度モニター: CT

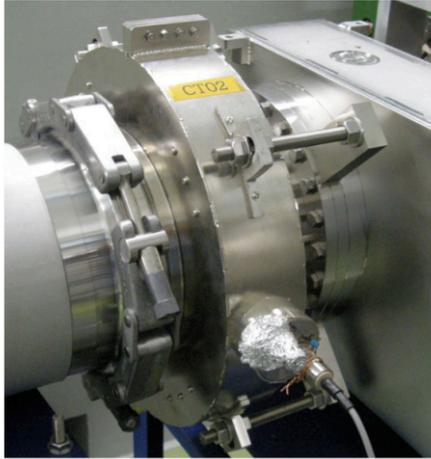
ビーム強度モニター、CT (Current Transformer) は強磁性体をコアとしたトロイダルコイルを用いた電流トランスである (図 2.4(a))。ビームが CT を通過する際に発生するトロイダル磁場によって生じる誘導電流を信号として読み出す。ニュートリノビームライン中には計 5 台の CT が設置されている。

### ビームポジションモニター: ESM

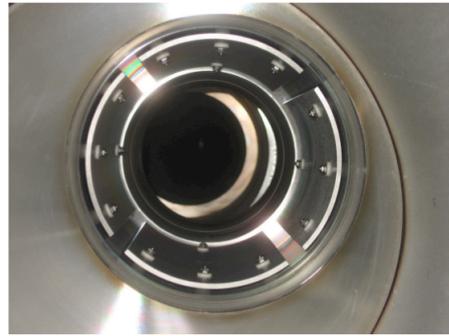
ビームポジションモニター、ESM (ElectroStatic Beam Position Monitor) はビーム軸周りの四方に電極を備えており、ビームが通過した際、それぞれの電極に誘起する電荷量を測定する検出器である (図 2.4(b))。上下と左右それぞれで誘起信号量の違いを見る事で、ビームが通過した位置を求める。ニュートリノビームライン中には計 21 台の ESM が設置されている。

### ビームプロファイルモニター: SSEM

ビームプロファイルモニター、SSEM (Segmented Secondary Emission Monitor) はストリップ上の金属薄膜を並べて、ビームが通過した際に放出する 2 次電子量を測定し、ビームプロファイルを測定する検出器である (図 2.4(c))。図 2.5 には SSEM の動作原理を載せてある。ストリップがそれぞれ鉛直方向と水平方向の 2 種類の向きに並べられた計 2 枚の信号プレーンを有し、これによりそれぞれの方向におけるビームプロファイルが測定可能である。ニュートリノビームライン中には計 19 台の SSEM が設置されている。



(a) CT



(b) ESM



(c) SSEM



(d) BLM

図 2.4: 陽子ビームモニターの写真

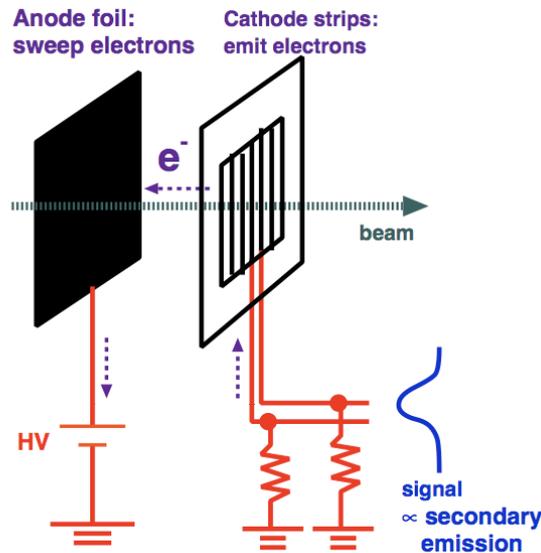


図 2.5: SSEM の動作原理

## ビームロスモニター: BLM

ビームロスモニター、BLM(Beam Loss Monitor) はアルゴンをベースとしたガスワイヤプロポーションナルチェンバーである (図 2.4(d))。これをビームパイプの近くに設置し、ビームのロスを測っている。大きなビームロスが起きた時、他のビームライン機器を故障させるばかりでなく、放射化によりメンテナンス作業に支障をきたす恐れがある。そのため、BLM によってビームロスを計測し、大きなビームロスが起きた場合はすぐさまビームを止める。また、ビームロスが少なくなるようにビーム調整の軌道を促している。ニュートリノビームライン中には計 50 台の BLM が設置されている。

### 2.2.3 バッフル

バッフルは長さ 1.7 m、幅 0.3 m、高さ 0.4 m の炭素ブロックであり、中心には直径 30 mm の穴が空いている。次で述べる OTR の直前に置かれており、ビームがずれた時の下流の機器の保護をするためのコリメータの役割を果たしている。

### 2.2.4 OTR

OTR (Optical Transition Radiation Monitor) は SSEM と同様、陽子ビームのプロファイル測定をする検出器であり、炭素標的の直前に設置されている。OTR には 8 枚入るフォイルスロット (図 2.6) を有している。主に以下のフォイルを使用している。

- 蛍光フォイル (1 スロット)

- アルミニウムフォイル (1 スロット)
- 厚さ 50  $\mu\text{m}$  のチタン合金フォイル (4 スロット)

ビーム強度が高くなるにつれ、蛍光、アルミニウム、チタン合金のフォイルへと変えていく。その他にグリッド上の校正用フォイルに1スロット割り当てられていて、残りの1スロットは空となっている。フォイルはビーム軸から45°傾けて設置されていて、ビームが金属のフォイルを通過すると可視光領域の遷移放射を起こす(図2.7)。後方散乱の光のみをミラーで CCD カメラまで輸送している。CCD カメラに読み込まれた光の強度は元の陽子ビームのプロファイルを再現するよう2次元ピクセル状にプロットされ、これによりビームのプロファイルを割り出している。



図 2.6: OTR の写真。8 枚のフォイルスロットを有している。

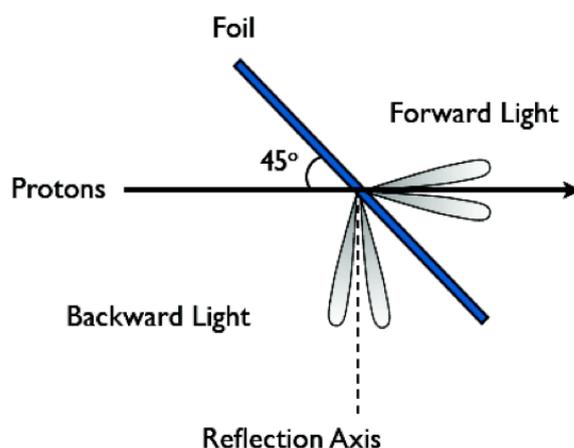


図 2.7: ビームがフォイルを通過した際生じる遷移放射。後方散乱の光のみを用いる

## 2.2.5 標的

標的は直径 26mm、長さ 91.4mm の炭素で出来ている。標的の周りは陽子ビーム照射による発熱を冷却するため、1.6 atm のヘリウムガスを流している。

## 2.2.6 電磁ホーン

陽子ビームが炭素標的に照射した際に生じる  $\pi$  中間子を前方へ収束させ、SK におけるニュートリノのフラックスを増やすために、T2K では3台の電磁ホーンを導入している。電磁ホーンはアルミニウム合金の同軸構造をとっていて、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。第1電磁ホーン(以下ホーン1と呼ぶ)(図2.8)は炭素標的の周りに設置されていて、長さは1.5mである。また第2、第3電磁ホーン(以下ホーン2、ホーン3と呼ぶ)はそれぞれ長さが2m、2.5mとなっている。ホーンの配置図を

図 2.9 に示す。全てのホーンに最大 320 kA のパルス電流を流すことで、最大 2.1 T の磁場を得られ、SK におけるニュートリノフラックスはホーン電流が無い時と比べエネルギースペクトルのピーク位置で 16 倍増えると予想される。

## 2.2.7 崩壊トンネルとビームダンプ

電磁ホーンによって収束した  $\pi$  中間子は続いて崩壊トンネルに向かう。崩壊トンネルはヘリウムガスが充填された鉄容器であり、長さ 96 m である。この崩壊トンネル内で  $\pi \rightarrow \mu\nu_\mu$  の反応が起こり、ニュートリノを生成する。ニュートリノビームはこの時に形成される。ビームダンプ (ハドロン吸収体) は主に鉄と炭素で構成されている長さ 2.8 m の構造体であり、崩壊トンネルの直下流に置かれている。ここでは、陽子や崩壊せずに残った  $\pi$  中間子などのハドロンを吸収し、5 GeV/c 以上の運動量を持った  $\mu$  粒子のみを通過させる。通過した  $\mu$  粒子はミュオンモニターによって検出され、ミュオンビームの強度と方向がそこで測定される。ミュオンモニターについては第 3 章で詳しく述べる。



図 2.8: ホーン 1 の写真

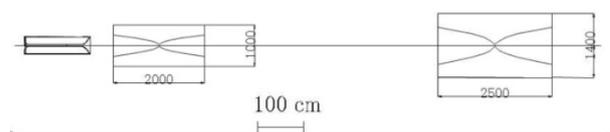


図 2.9: 電磁ホーン 3 台の配置図。左からホーン 1、2、3 となっている。

## 2.3 前置検出器：ND280 オフアクシス&INGRID

炭素標的から下流 280 m に位置する前置検出器ホール (図 2.10) では検出器 ND280 オフアクシスと On-Axis 検出器 INGRID が設置され、これらはニュートリノビームを測定している。

### 2.3.1 ND280 オフアクシス

ND280 オフアクシス (図 2.11) は SK の方向に置かれた検出器群である。これらは振動前のニュートリノのフラックス、エネルギースペクトルを次の反応モード (CC-QE) を通して測定する。

$$\nu_l + p \rightarrow l + n \quad (2.1)$$

また振動解析のバックグラウンドとなるような反応 (CC- $1\pi$ :  $\nu_l + p \rightarrow l + p + \pi^+$  など) の数の測定も行う。ND280 は以下のコンポーネントからなる。

- Magnet

ND280 では UA1 マグネットを使用している。これは CERN で行われていた UA1 実験で実際に使用していた。0.2 T の磁場をかけて、検出器内で反応した荷電粒子の運動量を測定する。

- Tracker

ND280 では以下の 2 種類の飛跡検出器を用い、ニュートリノ反応によって生じた荷電粒子の運動量を測定している。

- TPC (Time Projection Chamber)

TPC で測定した荷電粒子の運動量を元に、ニュートリノのエネルギーを再構成する。またトラッキングとエネルギー損失も測定することで、 $\mu^\pm$ 、 $\pi^\pm$ 、 $e^\pm$  の粒子識別も行っている。計 3 台の TPC が用いられている。

- FGD (Fine Grained Detector)

FGD は TPC が交互に挟むように設置されており、計 2 台の FGD が用いられている。FGD は反応標的の役割があり、ニュートリノ反応によって生じた、反応点付近の全ての荷電粒子を検出し、ニュートリノ反応の識別を目的としている。片方はホドスコープ型に配置したプラスチックシンチレータバーからなっていて、もう一方は水とシンチレータの 2 層の構造をとっている。この 2 種類の検出器の反応レートを比較することで、ニュートリノと水との反応レートを算出し、直接 SK と比較できる。

- POD (Pi-zero Detector)

POD はマグネット内部の最上流に位置していて、鉛とプラスチックシンチレータのサンドイッチ構造と水ターゲットにより構成されている。ここでは中性カレント反応により生じた  $\pi^0$  の反応数を測定している。

- ECAL (Electromagnetic Calorimeter)

ECAL は POD と Tracker の周りを囲むように設置されており、鉛とプラスチックシンチレータを交互に重ねたもので構成されている。内部の検出器で起きたニュートリノ反応によって生じた荷電粒子 ( $\gamma$ 、 $e^-$ ) を検出する。ECAL は  $\gamma$  線のエネルギー測定による  $\pi^0$  の再構成、及び電子識別の 2 つの役割を持つ。

- SMRD (Side Muon Range Detector)

マグネットヨークの間隙にはプラスチックシンチレータが設置され、飛程測定器 SMRD (Side Muon Range Detector) として機能している。ここで横から抜ける  $\mu$  粒子を捕える。

### 2.3.2 INGRID

INGRID は ND280 と同じく前置検出器ホール内に設置されていて、ビーム軸 (On-Axis) の方向に設置されている。ニュートリノビームの方向及び強度を測定する事を目的としている。INGRID については第 4 章で詳しく述べる。

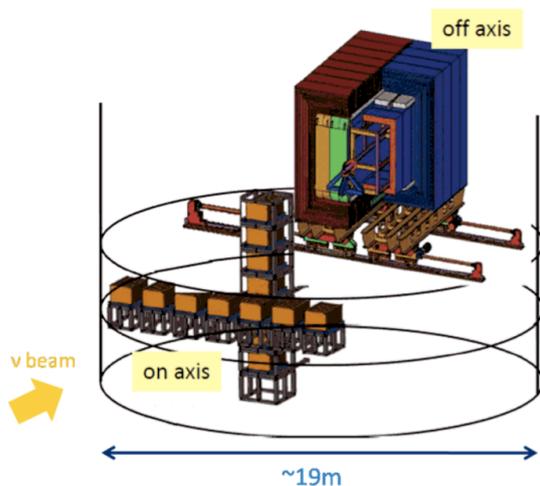


図 2.10: 前置検出器ホール。炭素標的から下流 280 m に位置している。

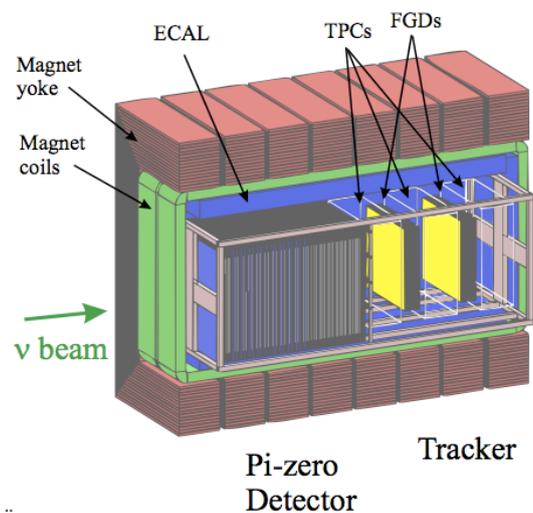


図 2.11: ND280 の構成

## 2.4 後置検出器：Super-Kamiokande

後置検出器である Super-Kamiokande(SK) は質量 5 万トン (有効体積 22.5 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 (図 2.12)。炭素標的から 295 km 離れた岐阜県飛騨市の神岡鉱山の地下 1000 m に位置している。20 インチの光電子増倍管 (PMT) を水タンク内の内部に 11200 本敷き詰め、荷電粒子から発生されるチェレンコフ光を検出し、そのリングイメージを測定する。また、水タンクの外にも PMT が敷き詰められており (Outer detector)、これにより宇宙線起因のバックグラウンドを除去している。これによりその荷電粒子のエネルギー、発生点、進行方向、及び粒子識別を行っている。

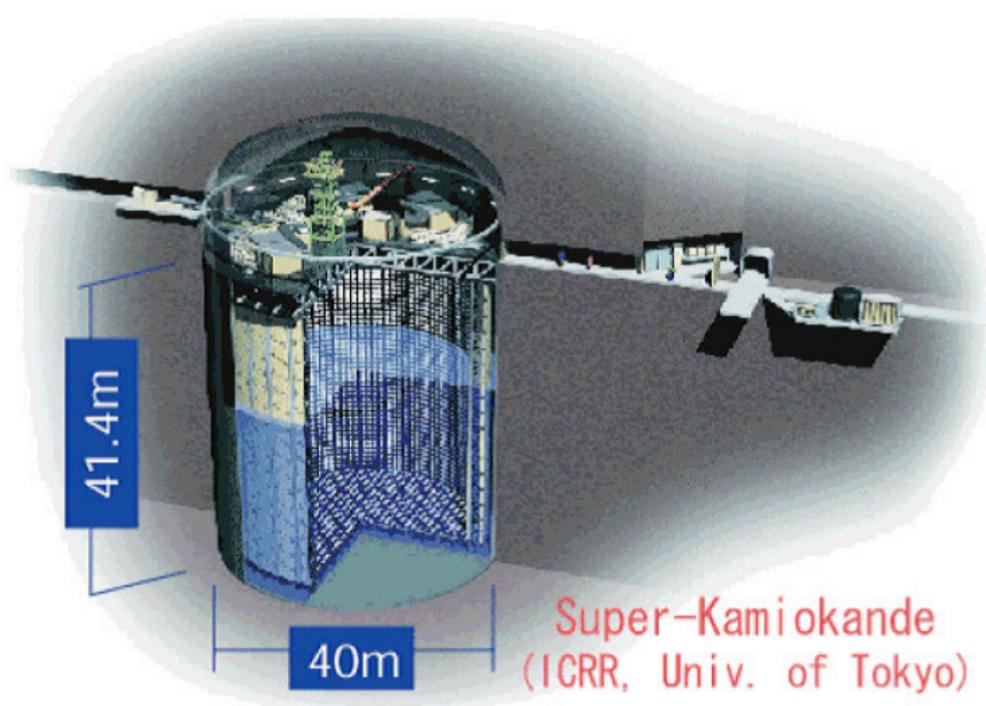


図 2.12: Super-Kamiokande

## 第3章 T2K ミューオンモニター

この章ではニュートリノビームの方向を測定するための検出器、T2K ミューオンモニターについて述べる。ミューオンモニターはニュートリノ生成標的から 118 m 下流に位置している(図 3.1)、ミューオンビームのプロファイルと強度を測定する検出器である。崩壊トンネルのすぐ下流に位置する長さ 3m ほどのビームダンプにより 5 GeV/c 以上の運動量を持った  $\mu$  粒子のみがミューオンモニターの位置に到達する。図 3.2 にミューオンモニターに到達する  $\mu$  粒子の親粒子である  $\pi$  中間子の位相空間分布(運動量と放出角の分布)を示す。尚、これは T2K ビームラインシミュレーション「JNUBEAM」(付録 C.1 を参照)を用いてシミュレーションしたプロットである。縦軸は  $\pi$  中間子が生成した時のビーム軸に対する放出角を表して、横軸は  $\pi$  中間子の運動量を表す。この図からわかるように、運動量が主に 5 GeV/c 以上の  $\pi$  中間子からの  $\mu$  粒子がミューオンモニターに到達する。放出角の小さい ( $\theta < 0.02$  rad)  $\pi$  中間子から生成される  $\mu$  粒子は直接ミューオンモニターに到達し、また放出角の大きい ( $\theta > 0.02$  rad)  $\pi$  中間子は電磁ホーンが作るトロイダル磁場によって曲げられ、前方へ収束するため多くの  $\mu$  粒子がミューオンモニターに到達する。そのため図 3.2 では 2 つのピークが見えている。

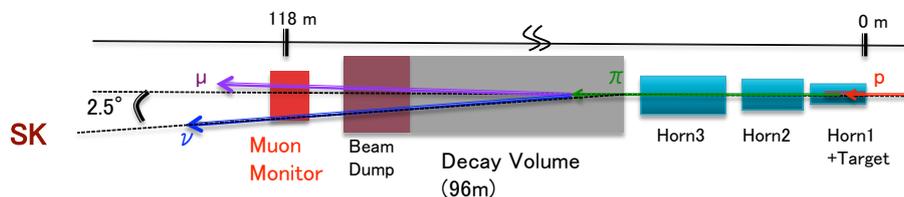


図 3.1: ミューオンモニターの位置。炭素標的から 118 m 下流の On-Axis 方向に設置されている。

### 3.1 ミューオンモニターへの要請

T2K 実験におけるミューオンモニターへの要請は以下の通りである。

1. 0.3 mrad よりも良い精度でミューオンビームの方向を測定が可能であること。
2. 3% よりも良い精度でミューオンビームの強度を測定が可能であること。
3. T2K ビーム強度デザイン値 (750kW) の 1% 以下の強度に対しても上 2 項目の要請を満たすこと。
4. バンチごとにミューオンビームの方向、そして強度の測定が可能であること。

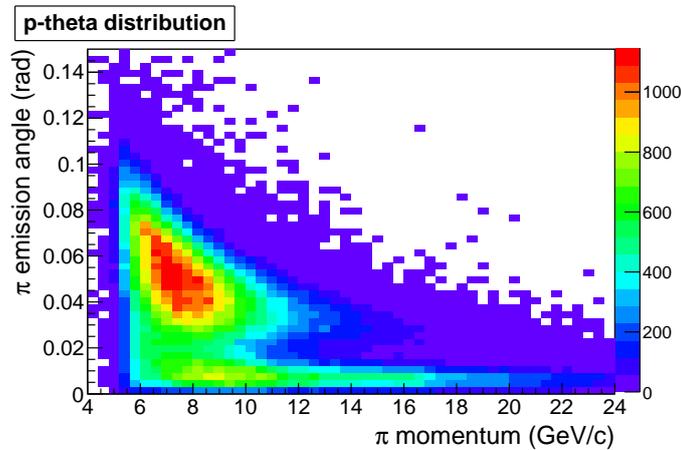


図 3.2: ミューオンモニターに到達する  $\mu$  粒子の親粒子である  $\pi$  の位相分布

5. 放射線耐性に優れていること。

それぞれの要請の理由について述べる。

まず 1. の要請についてであるが、ニュートリノビームの中心方向が on-axis に対し 1 mrad ずれると SK におけるニュートリノエネルギーのピーク値は 2% ずれ、さらにフラックスは 3% 変化する。これにより生じるミューオンニュートリノ消失モードの振動パラメータに対する系統誤差は統計誤差 ( $\delta(\sin^2\theta_{23}) = 0.09$ ,  $\delta(m^2_{23}) = 5 \times 10^{-5}$ ) を上回ってしまう。したがって我々は 1 mrad よりも良い精度、0.3 mrad 以内の精度でミューオンビームの方向を監視するよう決めた。これは  $3\sigma$  以上の確率で 1 mrad 以内であることを保証するために与えた数値である。

2. の要請だが、ミューオンモニターは前置検出器が何かのトラブルで停止した際のバックアップも兼ねている。したがって、この時はミューオンモニターを用いて SK におけるニュートリノフラックスを見積もらなければいけない。その際、測定精度が 3% より悪いと、ニュートリノフラックスの 3% の変動を測定できず、振動パラメータの系統誤差が統計誤差を上回ってしまう。したがって、3% よりも良い精度でビーム強度を測定する必要がある。

以上 2 つの項目は T2K ビームの 1 スピル毎に測定している。したがってこれらは 1 スピル毎にニュートリノビームを監視しているのと同義である。

続いて 3. の要請であるが、T2K 実験試験運転の期間にデザイン値 750 kW の 1% 以下の強度でビーム運転がなされる。この試験運転の期間ではミューオンモニターの測定結果も用いてビーム軌道調整が行われる。したがってこの 1% 以下の強度に対しても精度良くミューオンビームの方向と強度を測定する必要がある。

続いて 4. の要請であるが、第 2 章でも述べたように T2K 実験のビーム構造はバンチ構造をとっている。よってバンチごとに方向と強度を求める事が必要である。

最後に 5. の要請であるが、T2K 実験デザイン値である 750 kW にもなると、ミュオンモニターの位置では 100 kGy/year と、非常に高い放射線下での運転となる。したがってこれに耐えなければいけない。

## 3.2 ミュオンモニターの構成

図 3.3 にはミュオンモニターの概観 (左図) と実際の写真 (右図) を載せた。ミュオンモニターは 2 つの独立な検出器で構成されており、ビーム上流側 (炭素標的に近い側) には浜松ホトニクス製シリコン PIN フォトダイオードを、下流側にはイオンチェンバーを使用している。それぞれの検出器において、49 (7×7) のセンサーが 25 cm 間隔で並んでおり、150×150 cm<sup>2</sup> の領域を覆っている。

後でも述べるがイオンチェンバーにはビーム強度に応じて 2 種類の混合ガス (Ar + 2% N<sub>2</sub>、He + 1% N<sub>2</sub>) を使用している。放射線環境の厳しい中でも十分に稼動できるよう設計しており、1 MGy でも耐えられるようになっている。一方シリコン PIN フォトダイオードは試験運転の際、大変重宝される。シリコン PIN フォトダイオードからの信号の大きさはイオンチェンバーよりも大きく、Ar + 2% N<sub>2</sub> を使用した場合と比べるとおよそ 30 倍大きいためである。しかしこの検出器は放射線耐性がイオンチェンバーよりも弱く、将来的には交換または別の検出器を使用するといった対処が必要である。

これら 2 つの独立な検出器を使用することで、広範囲なビーム強度に対応できるようになっている。

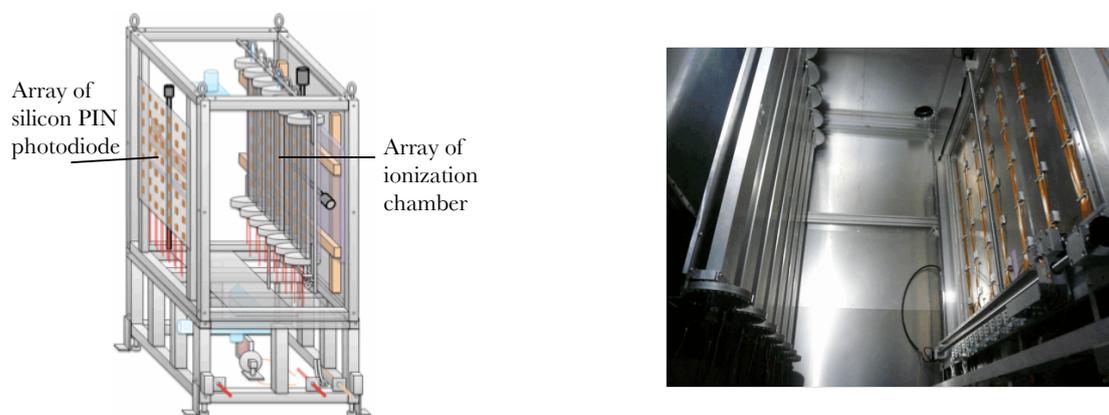


図 3.3: ミュオンモニター

図 3.4 にコントロールルームを含めた全貌を載せた。ミュオンモニターは NU3 と呼ばれるニュートリノ第三設備等の地下に接地されている。シグナルケーブル及び高電圧ケーブルは地上にあるコントロールルームからこのミュオンモニターまで延びており、その長さはおよそ 70 m である。コントロールルームには検出器を操作するための電圧、シグナルの読み出し回路を設置している。またイオンチェンバーに使用するガ

ス流量計も設置されており、検出器キャリブレーションに用いる架台をコントロールするためのタッチパネルもこのコントロールルームに設置されている。検出器キャリブレーションについては 3.3.2 章で述べる。

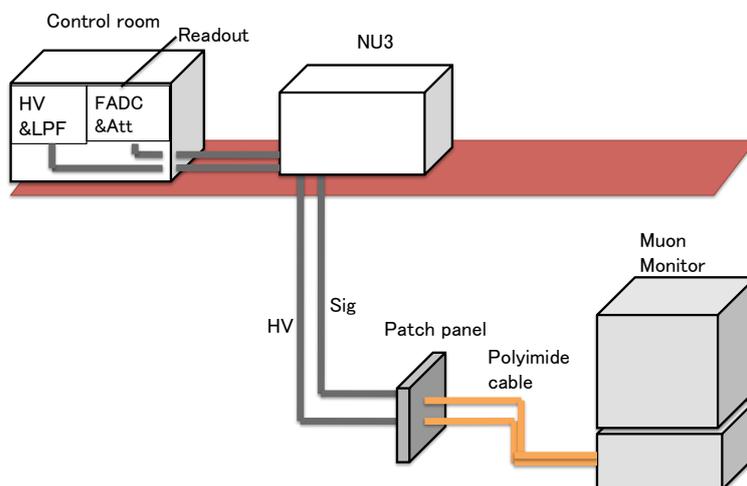


図 3.4: コントロールルームを含めたミュオンモニターの全貌図

### 3.2.1 平行平板型イオンチェンバー

現在 T2K 実験ではミュオンモニターとして平行平板型のイオンチェンバーを用いている。図 3.5 に実際に使用しているイオンチェンバーの写真を載せた。また表 3.1 にはこのイオンチェンバーの特徴及び運転時における状況をまとめてある。

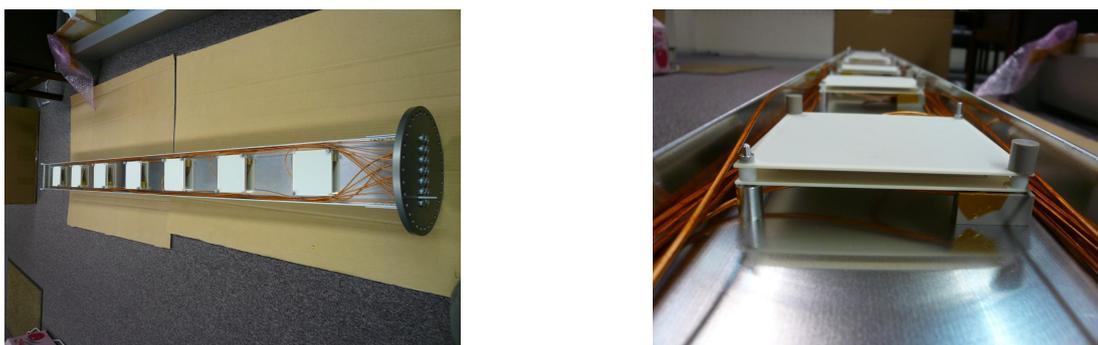


図 3.5: イオンチェンバー

表 3.1: イオンチェンバーの運転条件

使用ガス	Ar + 2%N <sub>2</sub> (≤150 kW)
使用ガス	He + 1%N <sub>2</sub> (≥150 kW)
有効面積	75 mm×75 mm
極板間隔	3 mm
印加電圧	200 V
ガス圧	130 kPa
温度	34 °C
酸素濃度	≤10 ppm

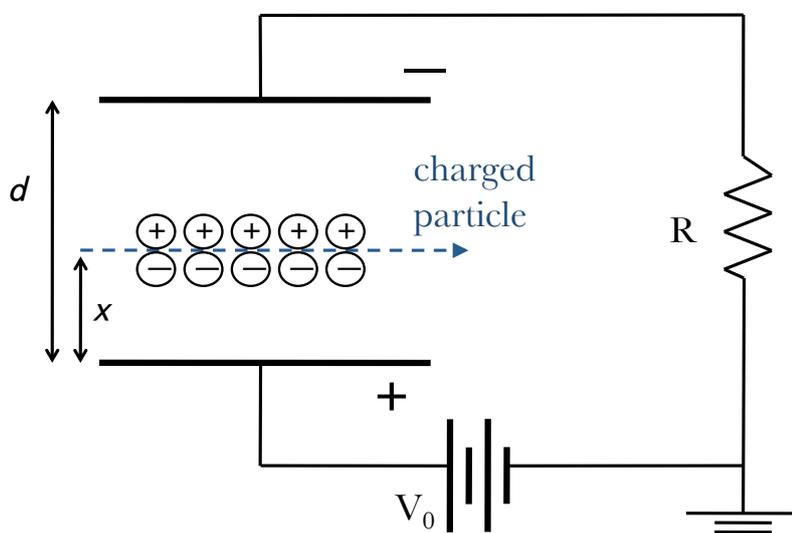


図 3.6: イオンチェンバーの信号読み出しのための簡単な回路

### イオンチェンバーの動作原理

図 3.6 はイオンチェンバーを用いて信号読み出しを行うための簡単な回路を表している。極板間隔  $d$  のイオンチェンバー (電気容量:  $C$ ) にはあらかじめ  $V_0$  の電圧がかかっていたとする。そして時刻  $t = 0$  で正極板から  $x$  の位置で荷電粒子によるイオン対が生成した場合を考える。この時、イオンと電子のドリフト速度はそれぞれ次のようになる。

$$v^+ = \mu^+ \frac{E}{p} \quad (3.1)$$

$$v^- = \mu^- \frac{E}{p} \quad (3.2)$$

添字の+、-はそれぞれイオンと電子を示している。 $\mu$  は易動度 ( $\text{m}^2 \cdot \text{atm} / \text{V} \cdot \text{s}$ )、 $E = (V'/d)$  は極板間にかかる電場の強さ (V/m)、 $p$  はガス圧 (atm) である。 $\delta t$  秒後には電子は  $v^- \delta t$  だけ正極板に向かって移動し、イオンは  $v^+ \delta t$  だけ負極板に向かって移動する。 $\delta t$  秒後にイオンチェンバーにかかっている電圧を  $V'$  とすると、コンデンサーが持っていた静電エネルギーが変化するのだから ( $CV^2/2 \rightarrow CV'^2/2$ ) がこの差分がイオン対が電場中における移動によって得られるエネルギーに等しい。つまりエネルギー保存則より、

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}CV_0^2 - \frac{1}{2}CV'^2 &= n_0eEv^+\delta t + n_0eEv^-\delta t \\ \frac{1}{2}C(V_0 + V')(V_0 - V') &= n_0e\left(\frac{V'}{d}\right)(v^+ + v^-)\delta t \end{aligned} \quad (3.3)$$

ここで、 $n_0$  は荷電粒子が生成したイオン対の数である。抵抗  $R$  は読み出し抵抗であり、これにかかる電圧値 ( $\delta V$  とする) が我々の求めたいものである。今、この  $\delta V$  は  $V_0$  に比べ十分に小さい ( $V_0 + V' \approx 2V_0$ 、 $V'/d \approx V_0/d$ ) と考えると  $\delta V$  は次式のようなになる。

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}C(2V_0)\delta V &= n_0e(v^+ + v^-)\delta t \\ \delta V &= \frac{n_0e}{dC}(v^+ + v^-)\delta t \\ \therefore V &= \frac{n_0e}{dC}(v^+ + v^-)t \end{aligned} \quad (3.4)$$

得られる信号量は荷電粒子によって生成されたガスのイオン対がドリフトすることにより誘起されたものであり、また式 (3.4) より誘起されるパルス高は時間に対しリニアな関係となる事がわかる。

電子の易動度はイオンより約 1000 倍大きい事がわかっている。したがってイオン対のうちイオンよりも電子の方が先に極板に到達する。このときの時刻を  $t^-$  とすると、イオン、電子はそれぞれ  $v^+t^-$ 、 $x$  の距離だけ移動しており、読み出される信号のパルス高は式 (3.4) より、

$$V = \frac{n_0e}{dC}(v^+t^- + x) \quad (3.5)$$

となる。そしてイオンが極板に到達する時刻 ( $t = t^+$ ) におけるパルス高は、

$$V = \frac{n_0e}{dC}(v^+t^+ + x) \quad (3.6)$$

となる。ここで  $t^+ = (d-x)/v_+$  であるから、式 (3.6) は

$$V = \frac{n_0 e}{C} \quad (3.7)$$

となる。

$0 \leq t \leq t^-$  では誘起される信号は電子とイオン (すなわちイオン対) で作られ、 $t^- \leq t^+$  ではイオンのみで作られる。そして  $t = t^+$  ではパルス高は最大値 (式 (3.7)) に達する。

さて、図 3.6 の回路の構成は直列 RC 回路となっている。そのため実際観測される波形は式 (3.4) の直線的な立ち上がりと時定数  $\tau (=RC)$  の指数関数的な立ち下がり ( $e^{-t/\tau}$ ) の積で表される。この抵抗値  $R$  と電気容量  $C$  を調節することで、読み出したいシグナルを選ぶ事が可能である。すなわち、

- $t^+ \gg \tau \gg t^-$ : 電子由来の信号の取り出し
- $\tau \gg t^+$ : 電子及びイオン由来の信号の取り出し

となる。

後でも述べるが、現在 T2K 実験で使用しているイオンチェンバーの読み出しには 65 MHz の FlashADC を用いている。そして、読み出しはこの FlashADC の時定数 (52.8 ns) でほとんど決まっている。電子のドリフト速度を計算すると  $\sim 10^6$  m/s、イオンでは  $\sim 10^3$  m/s であり、イオンチェンバーの極板間隔が 3 mm であるから、それぞれ  $t^- \sim 3$  ns、 $t^+ \sim 3$   $\mu$ s である。T2K 実験における陽子ビームのバンチ間隔は 581 ns なので、このように電子由来の信号を読むことにより、バンチごとの測定が可能である。

## イオンチェンバーの構成

イオンチェンバーは 7 つのアレイで構成されており、一つ一つのアレイには 7 つのセンサーが 25 cm 間隔で設置されている。それぞれのセンサーは電圧をかけるための電極プレート (図 3.7 (左)) とシグナル電極プレート (図 3.7 (右)) の 2 枚の電極で構成されており、スペーサの間隔は 3 mm である。それぞれの電極の大きさは  $100 \times 100 \times 1$  mm<sup>3</sup> であるが、一様電場部分のシグナルのみを取り出すため、四方を接地し、有効面積を  $75 \times 75$  mm<sup>2</sup> としている。スペーサ及び外部に露出する導体を覆っている不導体には放射線耐性の強い PEEK 樹脂を用いている。

## 使用ガス

表 3.1 にもあるが、使用ガスには 2 種類あり、T2K ビーム強度に応じて変えていく。ビーム強度が低い ( $\leq 150$  kW) 段階では Ar+N<sub>2</sub>(2%) の混合ガスを用い、強度が高い ( $\geq 150$  kW) 段階では He+N<sub>2</sub>(1%) の混合ガスを用いる。N<sub>2</sub> を混合させるのは 2 つの理由がある。

1. 信号読み出しを速くする。
2. 信号量の変動を防ぐ



図 3.7: センサーとして使用している電極プレート。左図が電圧をかけるための電極プレートで右図はシグナル用電極プレートである。75 × 75 mm<sup>2</sup> の部分を一様電場部分を有感領域にしている。

である。

1. クエンチャーと呼ばれる自由度の高い、重い分子を混ぜることで、電子の熱運動が分子の回転エネルギーなどに分け与えられ、結果としてドリフト速度を速くすることができる。

2. 2種類のガスの混合の場合、ガスの種類と混合の割合によって次の過程が起こる。2つのガスを X, Y とし、Y 分子の準安定励起準位が X 分子の電離エネルギーよりも高くなると、Y\* (準安定励起準位に励起された Y 分子) が中性の X 分子と衝突すると、



となり X 分子が電離する。この効果は Penning 効果と呼ばれ、オランダの物理学者 F.M.Penning により発見された。また、これによりイオン対が増大される現象を Jesse 効果と呼ぶ。図 3.8 は He 中に混合した Ar と N<sub>2</sub> の量を変化したときに電離量がどう変化していくかを示したものである。これを見ると、混合ガスの少しの変動で電離量は多大に変化しているのがわかる。(2つのデータで違う結果を示しているが、Jesse の測定結果 (1955) は横軸が正しくないという指摘がある。) 我々は意図的にこの混合ガス (N<sub>2</sub>) を一定以上混入することで電離量の変動を防ぎ、これにより信号量の変動を防いでいる。そして、過去のビームテスト [6, 7] の結果から、N<sub>2</sub> を Ar に 2%、He に 1% を混入することになっている。

強度に応じてガスを変えるのは次の理由による。標準状態 STP (20 °C、1 atm) における He と Ar のガスとしての性質を表 3.2 にまとめている。最小電離損失と W 値 (1 イオン対を生成するのに必要な平均エネルギー) を用いる事で、標準状態で MIP がガス中で作る単位長さ (cm) 当たりのイオン対がわかる。計算すると Ar で 95.6 ion pair/cm<sup>-1</sup>、He で 7.80 ion pair/cm<sup>-1</sup> である。つまり、Ar は He に比べ 10 倍以上の信号量を得ることができる。ミュオンモニターに到達する μ 粒子は運動量で 5 GeV/c 以上のため、MIP ではないが図 3.9 を見ると、5 GeV/c 以上における電離損失は、どの物質中においてもほぼ MIP と等しいと考えても差し支えない。ビーム強度が低い段階では Ar に 2% を加えたものを使用するが、150 kW を超えた時は電子とイオンの再結合による信号量の飽和が起きてしまうと予想される。この時におよそ Ar の 1/10 の信号量である He (+1% N<sub>2</sub>) に切り替える予定である。

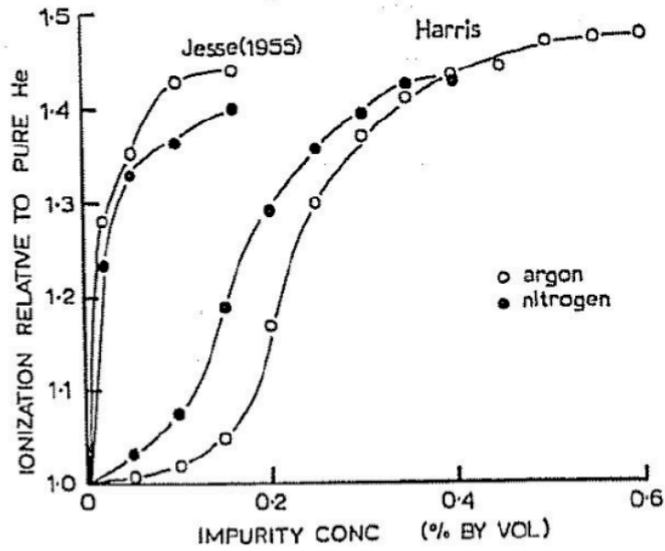


図 3.8: He ガスに不純物として Ar か N<sub>2</sub> を加えたときの電離量の変化

表 3.2: STP における Ar 及び He のガスの MIP に対する振る舞い

ガス	Ar	He
原子番号	18	2
質量数	39.948	4.003
最小電離損失 (keV/cm)	2.525	0.322
W 値 (eV)	26.4	41.3

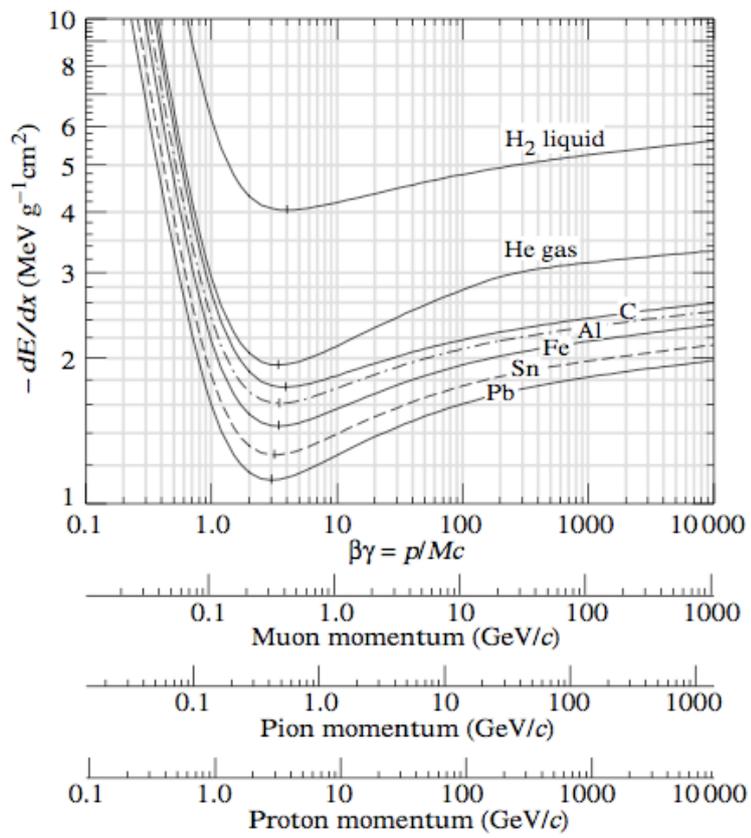


図 3.9: 物質中における  $\mu$  粒子、 $\pi$  中間子、及び陽子のエネルギー損失

## 温度、圧力及び酸素濃度の制御

温度、圧力が変動するとガスの密度も変動する。すると荷電粒子によって生成されるイオン対の量までも変動してしまい、これは信号の変動につながる。密度は気体の状態方程式で表すと、

$$n = \frac{PV}{RT} \quad (3.9)$$

P、V、R、及びTはそれぞれ圧力、体積、気体定数、温度である。信号量の変動を3%以内に抑えるためには、多くとも圧力、温度はそれぞれ2%以内の変動に抑えなくてはならない。またガス中に酸素が混入しているとドリフト中の電子は容易に酸素と吸着し、その結果信号量が減少する。定量的には酸素混入が100 ppmで1%の信号量減少が確認されている [8]。

図 3.10 にイオンチェンバーのためのガス系統を示す。ガスは Hut と呼ばれるコントロールルーム (図 3.10 左上) にあるガスボンベ (最大充填圧:11.8 MPa) から減圧弁によって絶対圧で 0.2 MPa まで減圧され、そしてミュオンモニターを通り最下流にあるスタック (図 3.10 右上) へと流れ出る。ガス圧は 5 つの PT (圧力計) によって監視している。最下流にある PT は Solenoid control valve と呼ばれる電磁弁とつながっており、これは圧力の変化に応じて弁を調節するもので、これにより絶対圧で  $130 \pm 0.2$  kPa (0.17%の変動) に保たれている。またチェンバー内の温度は 3 つの PRT (白金抵抗温度計) によって監視している。温度はミュオンモニター架台に設置しているヒーターにより、実験中はチェンバー内の温度が  $34.0^\circ\text{C}$  に保つよう調節している。現在はこれが  $0.5^\circ\text{C}$  (0.14%) 程度の変動に抑えられている。

酸素濃度は図 3.10 にある Oxygen analyzer (酸素濃度計) によって監視している。この値はガス流量を 100 cc/min に調節することで、現在は 10 ppm 以下に抑えられている。

これらは、各モニターから出力される電気信号 (電圧値または電流値) をコントロールルーム内にあるデータロガーによって物理量に変換することで、読み出している。読み出された物理量は IOC (Input Output Controller) と呼ばれるデータベースに記録される。図 3.11 は温度、圧力、酸素濃度等の値を IOC から呼び出し、表示したものである。これはスローモニター (Slow な読み出しのため) と呼ばれていて、異常があると、各読み出し値の横にある緑色のボックスが赤色になる。

### 3.2.2 シリコン PIN フォトダイオード

ミュオンモニターのもう一つの検出器として、我々は半導体検出器である、浜松ホトニクス製 S3590-08 のシリコン PIN フォトダイオード (図 3.12) を用いている。表 3.3 にこの検出器の特徴を示した。ミュオンモニターではこの検出器に対し、逆電圧 80 V を印加して使用している。

#### 半導体検出器の動作原理

半導体検出器の動作原理に関しても、既に述べた Ionization chamber のそれとほとんど一緒である。尚、半導体検出器の特性については付録 A で述べている。唯一異なる点はガスか結晶かの違いであり、半導体検出器の場合、イオン対ではなくキャリア対 (電子とホールのペア) が移動することで生じる誘導電流をシグナル

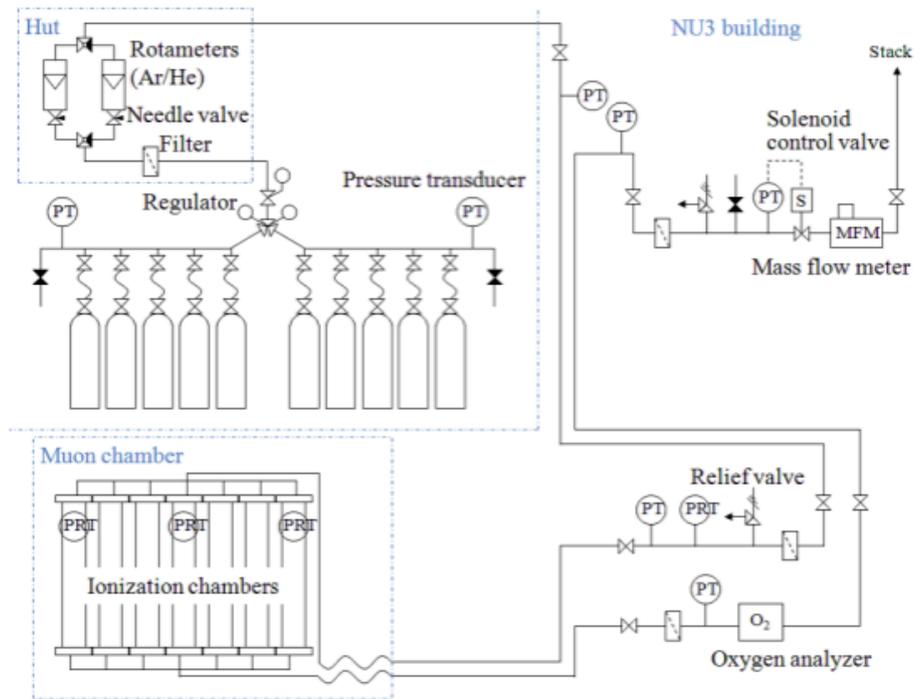


図 3.10: イオンチェンバーのガス系統



図 3.11: ミューオンモニター用のスローモニター

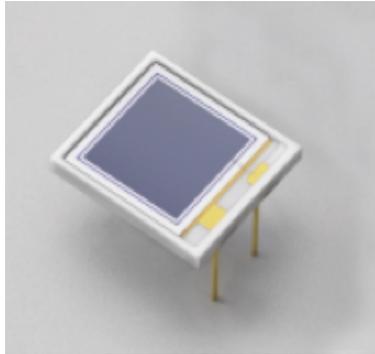


図 3.12: S3590-08

表 3.3: S3590-08 の特徴

有効面積	10 × 10 mm <sup>2</sup>
空乏層厚さ	300 μm
最大印加電圧	100 V

として用いる。また半導体検出器の場合はそのキャリア対を生成するためのエネルギー (以下、電離エネルギーと呼ぶ) がガスの電離エネルギーよりも 10 倍ほど低く、より大きいシグナルを得る事ができる。

### 3.2.3 エレクトロニクス

#### ケーブルリング

既に述べたとおり、ミュオンモニターは 100 Gy/year と放射線の高い環境下にある。したがって検出器周りのケーブルも放射線耐性の強いポリイミドケーブルを用いている。このケーブルは検出器から 10 m ほど延びており、そこからタッチパネルを通して、70 m ほどある信号ケーブル及び HV ケーブルにつながっている (図 3.4 を参照)。信号ケーブルは 5D-FB 規格のものを、HV ケーブルは RG-174 規格のものをそれぞれ使用していて、どちらも難燃性であるノンハロゲンケーブルである。

#### 電圧印加回路

電圧印加回路は 2010 年の夏のシャットダウン期間中にアップグレードがなされた。詳しくは第 5 章を参照されたい。

## 読み出し回路

我々はデータを収集システムについて高エネルギー加速器研究機構 (KEK) で開発された COPPER を導入している。COPPER はデータ収集システムにおけるパイプラインの標準読み出しモジュールである。COPPER は VME9U クレータのスロットに挿入され、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。小型の FINESSE カードを使用することで目的に応じ様々な機能 (ADC、TDC 等) を選択できる。ミュオンモニターでは FINESSE カードとして 65MHz FlashADC を最大数である 4 枚を挿入して使用している。FlashADC を用いる事で、バンチごとの波形の情報を知ることができる。表 3.4 にこの FINESSE FlashADC の仕様をまとめる。

表 3.4: ミュオンモニターに使用している FINESSE FlashADC の仕様

最大サンプリングレート	65MHz
入力レンジ	$\pm 1$ V (内部ゲイン $\times 1$ )、 $\pm 200$ mV (内部ゲイン $\times 5$ )
ダイナミックレンジ	12 bit
チャンネル数/ボード	8 ch
時定数	52.8 ns

読み出し回路を図 3.13 に載せた。加速器から来たビームトリガーは光ケーブルによって伝送される。これを Transceiver によって NIM 信号に変換し、FAN IN/OUT(1) によって片方は Digital Gate&Delay Generator でゲート幅を拡げ、またミュオンビームがミュオンモニターまで到達する TOF も考慮し、信号を遅延させている。そして別の FAN IN/OUT(2) によって COPPER の全使用チャンネルにこのゲート信号を配っている。

FAN IN/OUT(1) もう片方の出力信号は Gate&Delay Generator でゲート始まりより 150 ns 以上遅延させ、COPPER に PC ヘデータ処理するための合図 (GP-IO) を送っている。

サンプリングには Clock Generator によって 65 MHz のパルス信号を用いている。これは FAN IN/OUT (3) によって COPPER の全使用チャンネルに配っている。

シリコン PIN フォトダイオードからの信号は Attenuator によって減衰率 0 dB、-15dB、または 30-dB で減衰され、ゲイン  $\times 1$  の Flash ADC に入力される。減衰率はビーム強度に応じて変えていく。この Attenuator についても 2010 年の夏のシャットダウンで一新した。5 章にて詳しく述べる。

一方イオンチェンバーからの信号は直接 ゲイン  $\times 5$  の FlashADC に入力される。

## 3.3 キャリブレーション

### 3.3.1 エレクトロニクスキャリブレーション

FlashADC で読み込まれた信号は最終的には電荷の値に換算する。この換算係数はエレクトロニクスキャリブレーションを行って求めている。以下にこのキャリブレーション方法を述べる。

エレクトロニクスキャリブレーションは、

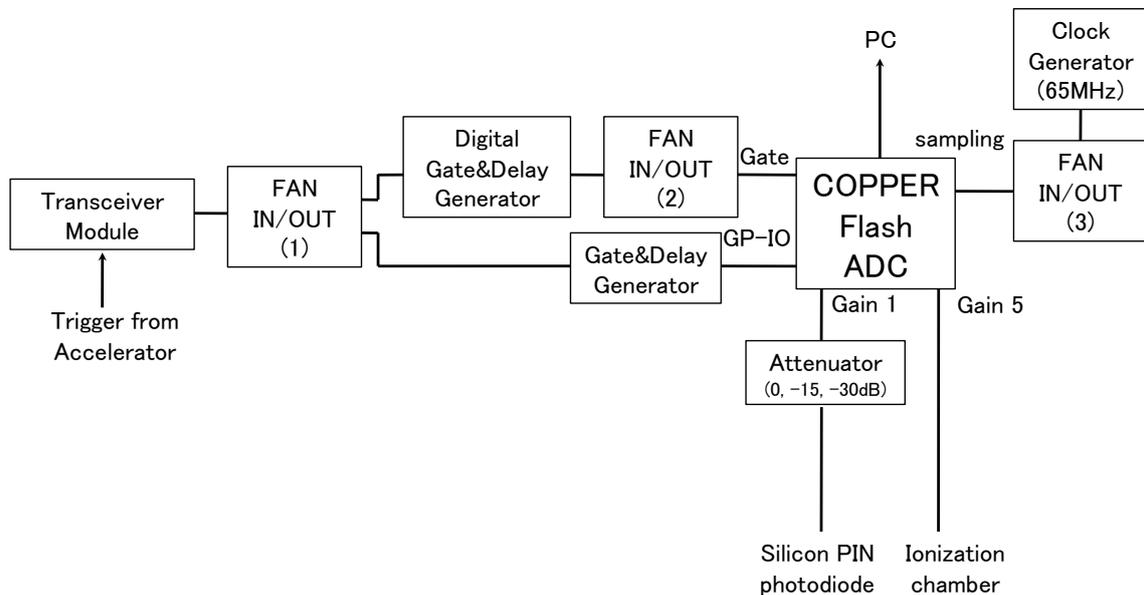


図 3.13: 読み出し回路図

- ケーブル伝送による信号量の減衰
- 読み出し回路 (attenuator-FlashADC) による信号量の変化

を考慮して行い、最終的に積分 ADC カウントから電荷の値へと換算する。セットアップを図 3.14 に載せた。以下に信号読み出しまでの流れを示す。

1. まず、ミュオンモニターが設置している NU3 の地下から最大出力 600 pC の QT ジェネレータ (Philips 7120) を用いて信号を送る。この時送られる信号は 2 種類あり、1 つは FlashADC の波形読み込み用の信号で、もう 1 つは NIM 信号である。また、QT ジェネレータからパッチパネル間の波形読み込み用の信号は実際のデータ取得に似せるため、Polyimide ケーブルを用いて伝送する。
2. QT ジェネレータからの信号はパッチパネルにつなぐ。このパッチパネルは検出器数以上のチャンネルを有している。信号はパッチパネル間の 67 m のシグナルケーブルを介してコントロールルームにある読み出し回路へと送られる。Polyimide で伝送した波形読み込み用の信号は実際に使用しているチャンネルにつなぎ、NIM 信号は未使用のチャンネルにつないでいる。
3. パッチパネル間を介して、信号は読み出し回路へ入力される。パッチパネルでシリコン PIN フォトダイオードのチャンネルから伝送した波形読み込み用信号は Attenuator (0, 15, 30 dB) を介し、ゲイン×1 の FlashADC で読み込む。一方イオンチェンバーのチャンネルからの波形読み込み用信号は Attenuator には入れず、直接ゲイン×1 の FlashADC で読み込む。これは 3.2.3 章で述べたようなデータ取得のセッ

トアップに合わせるために行っている。NIM 信号は途中 Fan IN/OUT で分割し、FlashADC のゲート用と GP-IP 用に用いる。

既知である QT ジェネレータの出力信号の大きさを変えていき、そのときの積分 ADC カウントを求めることで、最終的に換算係数を求めている。図 3.15 は FlashADC で得た QT ジェネレータからの電荷 600 pC の時の波形 (attenuator:15 dB) である。これの波形積分をとり、積分 ADC カウントを求める。各出力電荷に対し、800 イベント分の積分 ADC カウントを求め、その中心値と統計誤差を求める。そして、図 3.16 のように得られた積分 ADC カウントの中心値 (誤差棒:統計誤差) と出力電荷の関係をプロットし、1 次関数を求める。このフィット係数の逆数を換算係数と定義する。この作業は実際に使用する検出器の全チャンネルに対して行っている。このエレクトロニクスキャリブレーションは物理ラン開始前に行っていて、全チャンネルの換算係数は 1% の精度で求められている。

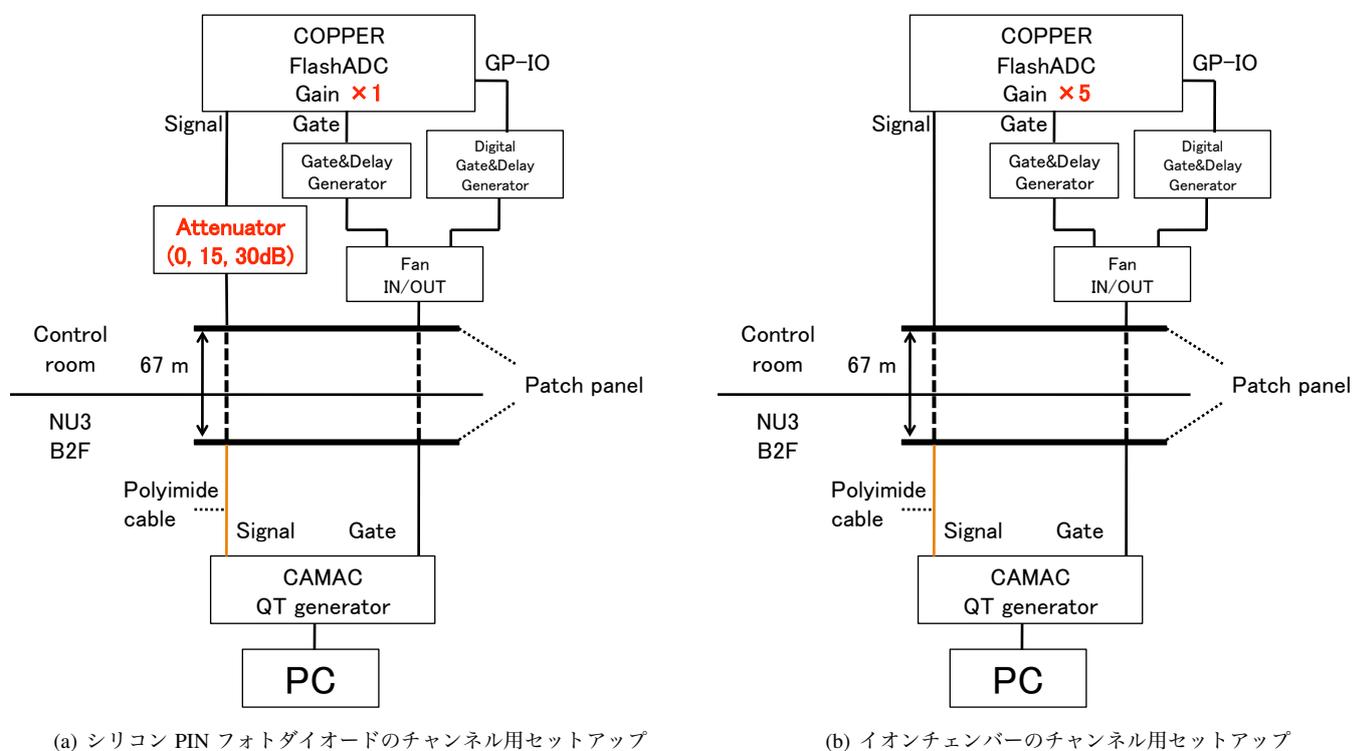


図 3.14: エレクトロニクスキャリブレーションのセットアップ

### 3.3.2 ビームを使った検出器キャリブレーション

シリコン PIN フォトダイオードとイオンチェンバーにはそれぞれ駆動架台が備え付けており、相対キャリブレーションを行うことで、検出器間の個体差のキャリブレーションを行っている。

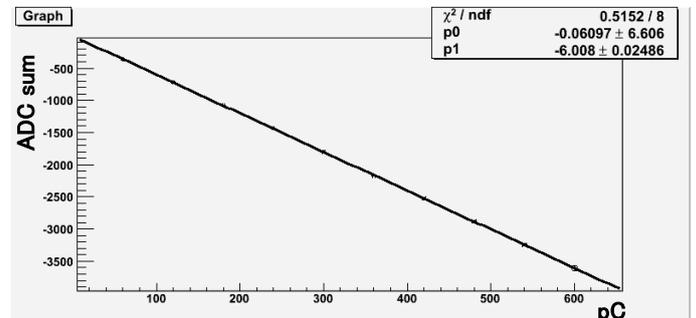
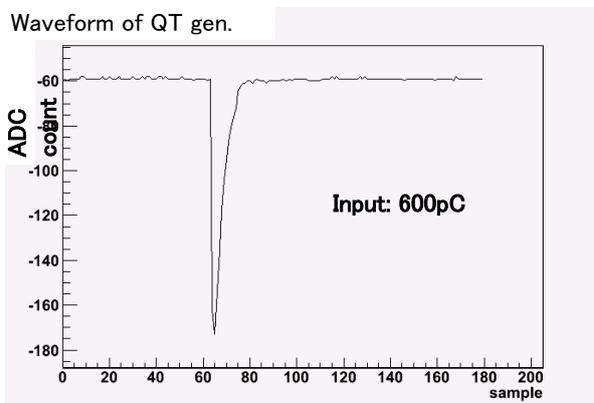


図 3.16: 積分 ADC カウントと出力電荷の関係。1 次関

図 3.15: FlashADC で読み込んだ QT ジェネレータから数でフィットし、そのフィット係数を換算係数と定義の波形。ここでは出力電荷 600 pC の信号を attenuator (15 dB) に通した波形を示している。

シリコン PIN フォトダイオードの場合、プロファイル再構成に使用している 49 ch とは別にそこから 23 cm 下流に相対キャリブレーション用のシリコン PIN フォトダイオードを 1 ch 設置している。このチャンネルは駆動架台によって 49 ch 全ての位置に動くことができ(図 3.3.2)、これにより全チャンネルの相対キャリブレーションが可能となる。キャリブレーション方法は次の通りである。

まず、相対キャリブレーション用のチャンネルを各チャンネルの裏側に動かし、そこで 10 スピルのビームを受ける。図 3.18 はこの操作によって得られた、各チャンネルの信号と、相対キャリブレーション用チャンネルとの信号比、図中赤い線はこれら信号比の平均値で、次の式で表せるものである。

$$\langle \text{Signal ratio} \rangle = \frac{\sum_{i=1}^7 \sum_{j=1}^7 \{Q(i, j) / \text{ref}Q(i, j)\}}{49} \quad (3.10)$$

ここで、i, j はチャンネルの位置を表している。refQ(i, j) は相対キャリブレーション用チャンネルが位置 (i, j) に来た時の信号を示す。式 (3.10) を用いて以下のようにして各チャンネルの相対ゲインを求める。

$$\text{Relative gain}(x, y) = \frac{Q(x, y) / \text{ref}Q(i, j)}{\langle \text{Signal ratio} \rangle} \quad (1 \leq x \leq 7, 1 \leq y \leq 7) \quad (3.11)$$

各チャンネルで得られた信号に対し、この相対ゲインの逆数をかけることで、相対キャリブレーションをする。これにより、現在はチャンネル間の信号の個体差が 0.1% 以内に抑えられている。

一方でイオンチェンバーの場合は 7 つのトレイが 1 つの駆動架台に設置されており、49 ch 全てを上下左右 25 cm に動かす事で相対キャリブレーションを行っている。しかし、シリコン PIN フォトダイオードの時と違い、49 チャンネル全ての位置に動かせるわけではなく、計 9 カ所の位置にしか動かすことができない(図 3.19)。したがって次のように相対ゲインを求めている。

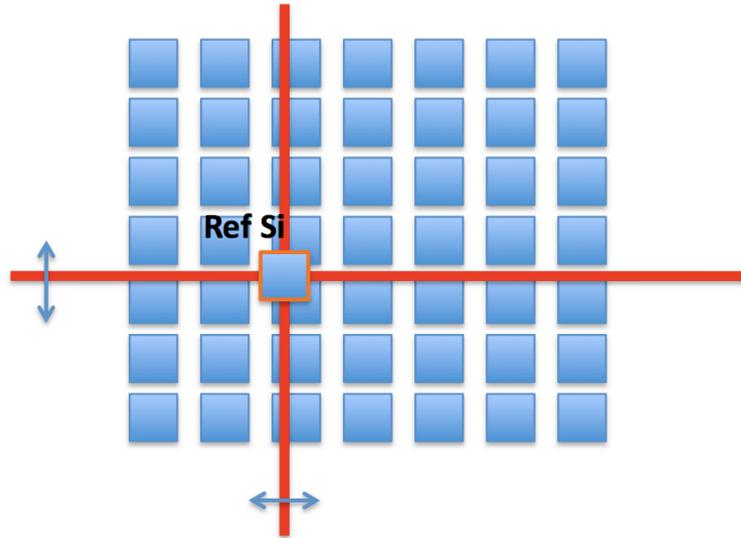


図 3.17: シリコン PIN フォトダイオードの相対キャリブレーション

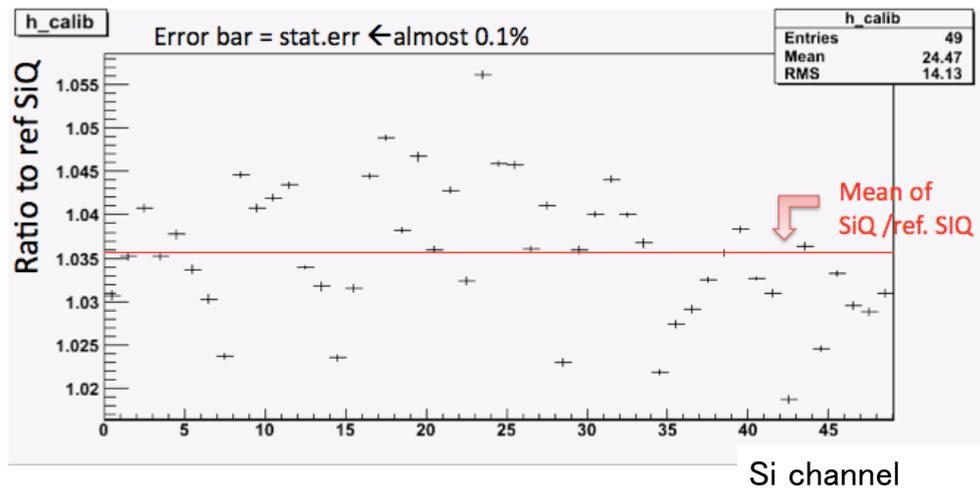


図 3.18: 各チャンネルの相対キャリブレーション用チャンネルとの信号比。赤い線はこの信号比の平均値を表している。

図3.19のように9カ所動かし、シリコン PIN フォトダイオードと同様、10 スピルのビームを受ける。元々位置  $(x,y)$  にいたチャンネルが位置  $(X,Y)$  に来たときに得られる、10 スピル分の収集電荷量の平均値  $Q(x,y,dx,dy)$ 、及び統計誤差  $(\text{RMS}/\sqrt{10})$  を  $\delta Q(x,y,dx,dy)$  とする。ただし、 $dx = X-x$ 、 $dy = Y-y$  である。この時、 $\Delta\chi^2(X,Y)$  を次のように定義する。

$$\Delta\chi^2(X,Y) = \sum_{x+dx=X} \sum_{y+dy=Y} \left( \frac{Q(x,y,dx,dy)R(x,y) - M(X,Y)}{\delta Q(x,y,dx,dy)} \right)^2 \quad (3.12)$$

ここで、 $R(x,y)$  は求めるべき各チャンネルの相対ゲインである。また、 $M(X,Y)$  は加重平均で、次のように定義する。

$$M(X,Y) = \frac{\sum_{x+dx=X} \sum_{y+dy=Y} \delta Q(x,y,dx,dy)^{-2} Q(x,y,dx,dy) R(x,y)}{\sum_{x+dx=X} \sum_{y+dy=Y} \delta Q(x,y,dx,dy)^{-2}} \quad (3.13)$$

全ての位置  $(X,Y)$  で  $\Delta\chi^2(X,Y)$  を求めたら、これの総和  $\chi^2$  を求める。

$$\chi^2 = \sum_X \sum_Y \Delta\chi^2(X,Y) \quad (3.14)$$

こうして求めた  $\chi^2$  は相対ゲインをパラメータとしている。相対ゲイン自身は 49 個のパラメータであるが、その内の 1 つは 1 (参照用) としているので、結果的に  $\chi^2$  は 48 個のパラメータをもつ。後は、Reduced  $\chi^2$  を最小とするような 48 個のパラメータ (相対ゲイン) を、最小アルゴリズム (ROOT [9] の Minuit2) を用いて算出する。図 3.20 はこの手法を用いて得られた各チャンネルの相対ゲインである。この相対ゲインを用いて、電荷量をキャリブレーションし、個体差をなくしている。イオンチェンバーについても、シリコン PIN フォトダイオードと同様、現在個体差を 0.1% 程度に抑える事が出来ている。

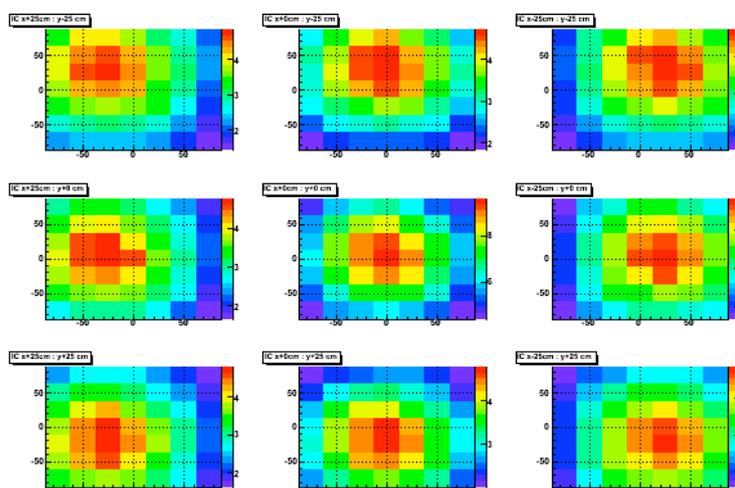


図 3.19: イオンチェンバーの相対キャリブレーション。上下左右の計 9 箇所にかけて行う。

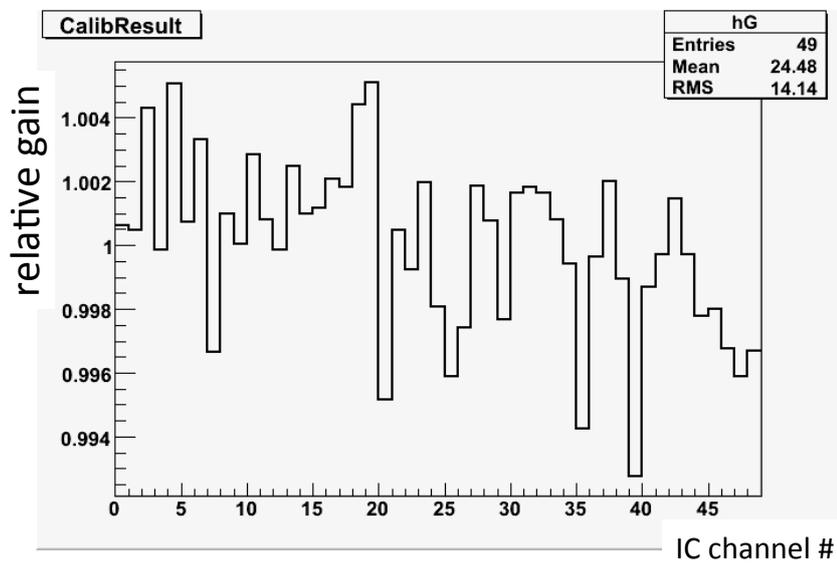


図 3.20: 相対キャリブレーションで得られたイオンチェンバーの相対ゲイン

## 第4章 T2K ニュートリノモニター INGRID Shoulder Module

T2K ニュートリノモニター INGRID はニュートリノを鉄標的と反応させて、それによって生じた荷電粒子のトラック数を測定することでプロファイルを再構築し、ニュートリノビームの方向と強度を測定する検出器である。この INGRID と同じ構造である INGRID Shoulder Module は 2010 年夏に製作、そして秋にインストールされた検出器である。この章では主に INGRID Shoulder Module の製作過程、その評価試験について述べる。

### 4.1 T2K ニュートリノモニター

#### 4.1.1 INGRID

INGRID は炭素標的から 280 m 下流にある前置検出器ホール (図 2.10 内に設置されている。ミュオンモニターと同じく on-axis 上に置かれた検出器であり、ニュートリノビームのプロファイルを測定し、ニュートリノビーム方向を測定する。また検出器内で反応したニュートリノイベントのレートを測定し、ニュートリノビームの強度も測定する。

INGRID は、構造が全く同一のモジュールを垂直方向に 7 台、水平方向に 7 台配置し (図 4.1)、ビーム中心の  $\pm 5$  m の領域を覆っている。各モジュールは鉄プレートと、プラスチックシンチレータで構成したトラッキングプレーンのサンドイッチ構造で構成されている (図 4.2)。鉄プレートは 1 つのモジュールに対し 9 枚使用されていて、鉄プレート 1 つの体積は  $124 \times 124 \times 6.5 \text{ cm}^3$  である。これら鉄プレーンの総質量はモジュールあたり 7.1 ton にもなる。一方トラッキングプレーンは大きさが  $1.0 \times 5.0 \times 120.3 \text{ cm}^3$  の 1 本のバーを垂直方向に 24 本並べたものと、水平方向に 24 本並べた計 48 本のシンチレータバーによって構成されており、使用しているシンチレータバーは合計で 8448 本にもなる。またビーム上流側から数えて 10 枚目と 11 枚目トラッキングプレーンの間には鉄プレートは挟まっていない。各モジュールに対し、VETO 用のシンチレータプレーンが左右側面、上部及び下部を囲っている。VETO 用のシンチレータプレーンの大きさは 2 種類あり、下部のプレーンは  $1.0 \times 5.0 \times 111.9 \text{ cm}^3$  のシンチレータバーを、その他のプレーンでは  $1.0 \times 5.0 \times 129.9 \text{ cm}^3$  のシンチレータバーをどちらも 22 本使用している。また隣り合うモジュール間にある VETO プレーンに対しては同じものを共有している。

各シンチレータには波長変換ファイバー (シンチレータと同じ長さに揃えたもの) を挿入するための直径 3 mm 程の小さな穴が開けられている。シンチレータ側面には酸化チタンベースの反射材を塗布し、シンチレーション光を検出する光センサーの逆側の面にも同様の反射材を塗布する。シンチレーション光はシンチ

レータに挿入された波長変換ファイバーによって波長を変換し、MPPC と呼ばれる光センサーによって読み出しを行っている。

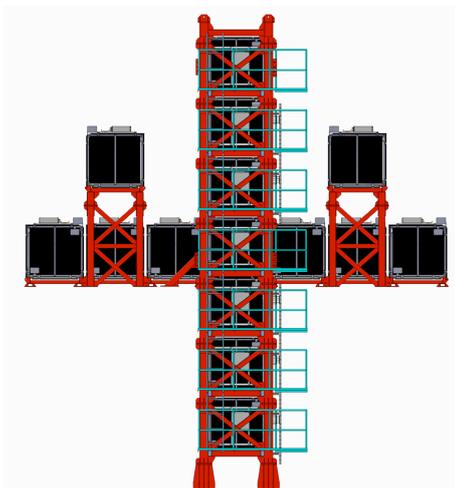


図 4.1: on-axis 検出器 INGRID。計 14 台のモジュールが縦・横方向に 7 台ずつ並べられている。両脇にある 2 台のモジュールは今年インストールされた INGRID shoulder module (後述)。

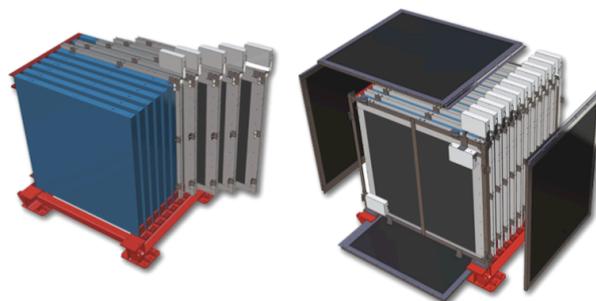


図 4.2: INGRID を構成している 1 モジュール。鉄 (青く塗装されている) とシンチレータのサンドイッチ構造となっている (左)。さらに左右側面と上下に VETO プレーンが設置される (右)。

## MPPC

MPPC は Multi-Pixel Photon Counter の略称であり、浜松ホトニクスによって製造された半導体 (Silicon) 光検出器である (図 4.3)。有感面積  $1.3 \text{ mm}^2$  の受光面を持ち、これは一辺が  $50 \mu\text{m}$  の 667 個の APD (Avalanche PhotoDiode) ピクセルから構成されている。MPPC を用いる時はこれらはガイガーモードで動作させるため、印加電圧をおよそ  $70 \text{ V}$  まで上げる。また、APD ピクセルがガイガーモードとなった時の電圧はブレイクダウン電圧と呼ばれる。尚ガイガーモードで動作させた時の APD1 ピクセル当たりの出力電荷  $Q$  は次のように定義される。

$$\begin{aligned} Q &= C(V - V_{bd}) \\ &\equiv C\Delta V_{over} \end{aligned} \tag{4.1}$$

表 4.1: INGRID で用いられるトリガーモードの種類と用途

Trigger mode	Periodic trigger	Cosmtic trigger	Beam trigger
Purpose	MPPC のゲイン測定	宇宙線試験による光量・検出効率の測定	ビームデータ取得

ここで  $C$ 、 $V$ 、及び  $V_{bd}$  はそれぞれ MPPC の電気容量、印加電圧、そしてブレイクダウン電圧である。また  $\Delta V_{over}$  は印加電圧とブレイクダウン電圧の差分である。通常 MPPC を動作させる際は、ブレイクダウン電圧よりも 1.0-1.5V 程高い電圧値を印加する。また電気容量の値は  $\sim 100$  fF 程度なので、式 (4.1) で得られた出力電荷を素電荷で割る事で MPPC が持つゲインを得られる。計算するとおよそ  $6-10 \times 10^5$ /pixel 程である。またブレイクダウン電圧は温度に依存する事が知られており、 $1^\circ\text{C}$  上昇するごとに 50 mV 程上がる事が分かっている。

MPPC は特に光子数の計測に優れており、図 4.4 のように光子数ごとの ADC 分布がはっきりと見る事ができる。しかし、MPPC はノイズレイトが大きく、価電子帯にある電子が簡単に伝導帯へと熱励起してキャリア対を作ってアバランシェを起こすため、光電面に光子が来なくても 1 光子または 2 光子のピークが見えてしまう。MPPC の基礎特性について、付録 B に記した。

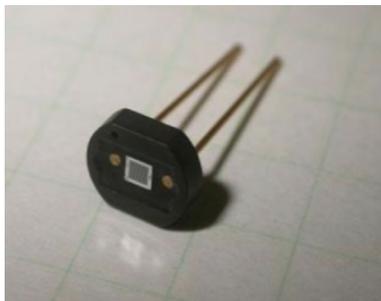


図 4.3: MPPC (浜松ホトニクス社製)。 $1\text{ mm}^2$  程の受光面 (中央の黒い四角部分) をもつ。

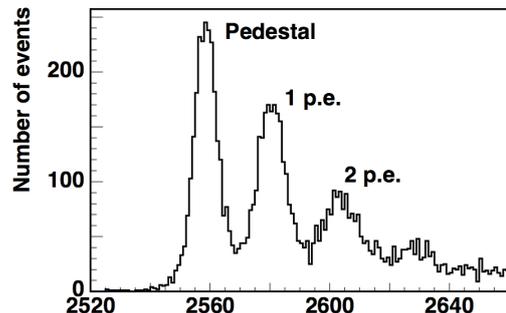


図 4.4: MPPC で得られる光量分布。光子計測能力に優れており、1 光子と 2 光子のピークが綺麗に見える。

## データ取得システム

INGRID では読み出し回路に TFB と呼ばれるフロントエンドボードとバックエンドボードを用いている。フロントエンドボードについては以下の役割を持つ。

- トラッキングプレーン 1 層当たり 1 枚使用。
- MPPC からの信号を AD 変換、及び TD 変換する。

- MPPC への印加電圧の調整を行う。

一方バックエンドボードは3種類から成っていて、それぞれ次のような役割を持つ。

- RMM (Readout Merger Module): TFB からのデータを読み出す
- CTM (Cosmic Trigger Module): TFB からのトリガーシグナルを受け Cosmic trigger を作り、MCM に送る。
- MCM (Master Clock Module): Cosmic trigger もしくは Beam trigger を受け、RMM に読み出し開始のシグナルを送る。

ここで、トリガーモードについては、1. Periodic trigger 2. Cosmic trigger 3. Beam trigger の3種類のトリガーが用意されていて、それぞれの用途は表 4.1 の通りである。

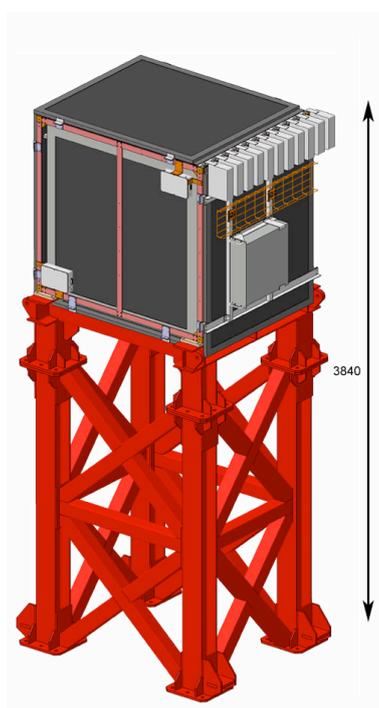
MPPC の出力信号はまず、TFB で AD 変換 (波高情報) 及び、TD 変換 (時間情報) され、次いでバックエンドボードへ送られる。外部から与えられるゲート時間の間に MPPC から出力された信号がデジタル変換されて読み出されるが、現在のファームウェアではゲートの最後 50 ns には TDC データが取れない。また、ゲート終了後、100 ns は不感時間になっている (この間に読み出しボード上でリセットが行われる)。ゲート時間は 10 ns の単位で 100 - 2000 ns の範囲内で調整できる。1 回のゲートとその後のリセットをまとめてサイクルと呼ぶ。INGRID の読み出しシステムは各 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。こうして、各サイクルに ADC 及び TDC の情報が詰められる。

#### 4.1.2 INGRID shoulder module

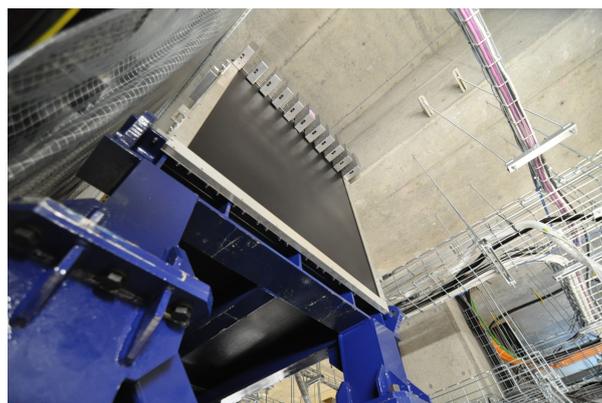
INGRID shoulder module は 2010 年の夏に製作、秋に前置検出器ホール内にインストールされた計 2 台の検出器である。INGRID は計 14 台あり、モジュール番号として 0 から 13 まで順次つけられている。これにならば、shoulder module はモジュール番号として 14,15 とつけた。図 4.1 にもあるように、水平方向に並んだモジュールの両肩の位置にあることから INGRID shoulder module と名付けられた。モジュールの構成は INGRID に使用しているものと全く同じである。鉄で出来た足場の上にモジュールを置き (図 4.5(a))、それを図 4.1 のように両脇に置く事で、ニュートリノビームのプロファイルの非軸対称性を測定することを目的として設置された。鉄で出来た足場があるため水平方向に置かれた INGRID モジュールに対し、およそ 2.5 m ほど高く、また鉛直方向に対して左右 3.1 m (右: module14、左: module15) の位置に設置されている。図 4.5(b) は実際の INGRID shoulder module (インストール後) の 2 台ある内の 1 台 (module14) の写真である。

## 4.2 INGRID shoulder module の製作

INGRID shoulder module に使用されるトラッキングシンチレータプレーン及び VETO 用シンチレータプレーンは 2009 年の INGRID インストール時には既に製作済みであった。しかし、製作してから月日が経過していること、また保管場所の移動等により、MPPC から TFB 間をつないでいる信号ケーブルの切断箇所が確



(a)



(b)

図 4.5: (a) INGRID shoulder module の構成。INGRID で使用されるモジュールと同一のモジュールを使用し、さらに高さ約 2.5 m の鉄の構造体の上に載せる。(b) INGRID shoulder module (module14) の実際の写真。

認された。したがって shoulder module の製作にあたり、まずは MPPC のノイズを測定することによるケーブルの確認、修復を行った。またこのノイズ測定は先に行った MPPC の大量測定 [10] で得られたノイズレート及びゲインの再測定も兼ねている。ケーブルを修復した後に宇宙線を用いた光量の測定を行い、MPPC ないしファイバーの不良により光量が低いチャンネルがあった場合、それらの交換をし、再度光量を測定することで、全チャンネルに対し十分な光量を会得できるようにした。これらの作業を終えた後、shoulder module の組み立て作業を行い、前置検出器ホールへのインストールを行った。表 4.2 には shoulder module のインストールまでの流れを載せた。

表 4.2: INGRID shoulder module インストールまでの流れ

2010 年	インストールまでの流れ
9 月初旬-10 月初旬	MPPC ノイズ試験によるケーブル修復及び宇宙線を用いた光量試験
10 月下旬-10 月中旬	shoulder module の組み立て作業
10 月中旬	前置検出器ホールへの shoulder module のインストール

#### 4.2.1 MPPC ノイズ評価

ここでは 9 月初旬から 10 月下旬にかけて行ったケーブル切断箇所確認のためのノイズ試験について述べる。テスト場所及び組み立て作業は J-PARC 内の HENDEL 棟 (出来れば図を載せる) にある大実験室で行った。各モジュールに設置されるトラッキングプレーンは計 11 台であり、そのチャンネル数は 528 ある。モジュールは計 2 台あるため測定すべきトラッキングプレーン数は 22 台あるため、1 台ずつ試験を行うのは膨大な時間がかかる。それで、図 4.6 のようにトラッキングプレーンを 4 台、向きをそろえて重ねて試験を行った。ここでは全 MPPC チャンネルのケーブル損傷のチェックと、ノイズレートの測定結果について述べる。

##### ケーブル損傷のチェック

まずケーブルの損傷があるかどうかチェックするため、全 MPPC のノイズによる ADC 分布を確認した。これにより、MPPC の 1 p.e、2 p.e. の信号が見えない場合、そのチャンネルに対してはケーブルに損傷があるかどうか確認する。他にも MPPC とケーブルの接触不良、また TFB とケーブルの接触不良によって 1 p.e、2 p.e. の信号が見えない可能性もある。こういった事も確認していく。

実験を行った HENDEL 棟では空調施設がないため、試験を行った 9 月から 10 月にかけては温度は 20-30 °C とめまぐるしく変化した。先にも述べた通り、MPPC のブレイクダウン電圧は温度に依存する。この試験は先に行った MPPC 大量測定の結果との比較も兼ねているため、常に温度をチェックし、MPPC 大量測定時の  $\Delta V (=1.5 \text{ V})$  に合わせるためにも印加電圧を調整する必要があった。トリガーモードは Periodic trigger を使用した。

図 4.7 は測定時に得られた MPPC からのノイズ分布 (ADC 分布) である。尚  $\Delta V = 1.5 \text{ V}$  としている。図 4.7(a) は 1 p.e、2 p.e. の信号が見えているが、(b) はそれが見えていない。こういったチャンネルについては、

ケーブルの損傷を確認した後、MPPC 及び TFB に接続されている信号ケーブルを外し、新たな信号ケーブルを接続することで修復を試みた。結果、今回見つかったデッドチャンネルの原因は全てケーブル損傷によるもので、1056 チャンネルのうち 8 チャンネルあった。



図 4.6: MPPC ノイズ評価におけるセットアップ。写真のように 4 枚のトラッキングプレーンを同じ向きに揃え、重ねて同時に試験を行った。

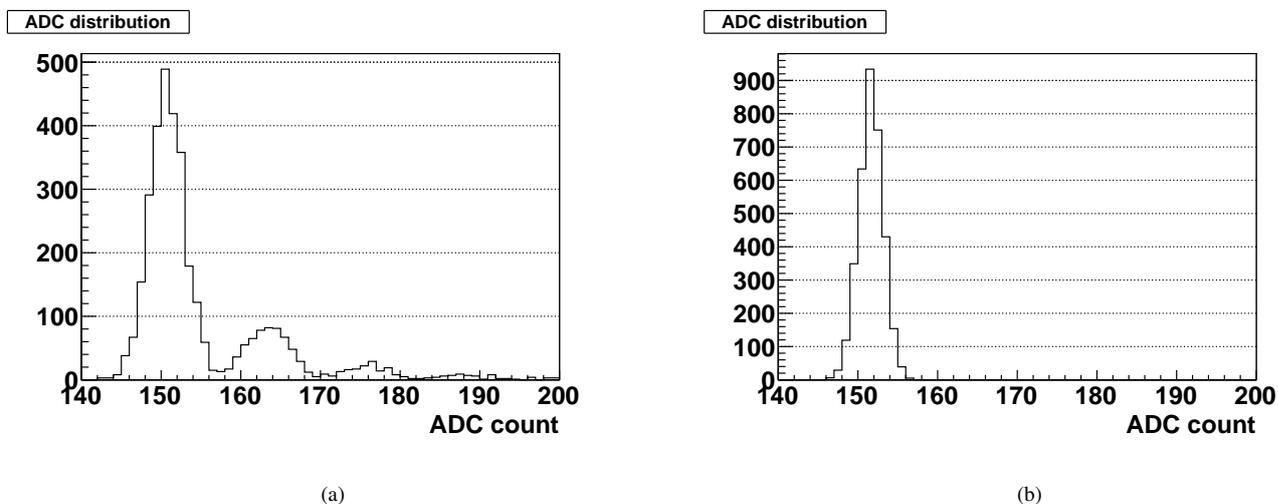


図 4.7: MPPC のノイズ分布。(a) は正常なチャンネルで 1 p.e.、2 p.e. の信号が見えている。一方、(b) は 1 p.e.、2 p.e. の信号が見えていない。これはケーブル損傷が原因である。

VETO プレーンはモジュール 1 台につき 4 枚あり、計 8 枚測定する必要があった。またトラッキングプレーンと違い、シンチレータ層が XY 方向の 2 層でなく、単一方向の 1 層であるため、module14、と module15 に使用される全て (8 枚) の VETO プレーンを重ね、一度にテストを行った。全てのチャンネルについて MPPC のノイズ ADC 分布をチェックした結果、ケーブル損傷はない事を確認した。

## ノイズレート測定

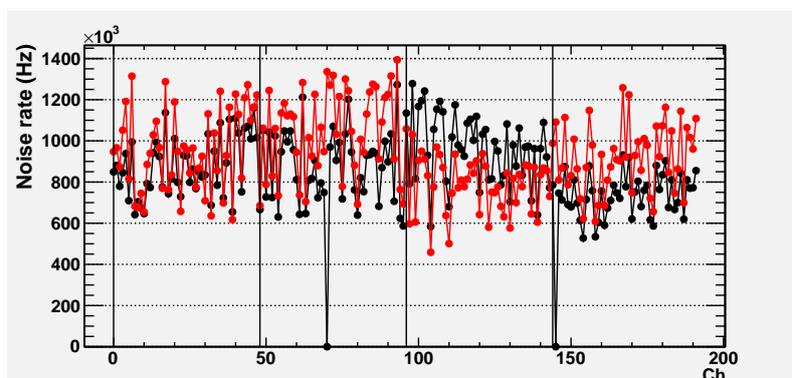
ケーブルの修復を終えた後は再び  $\Delta V=1.5\text{ V}$  に設定して MPPC ノイズレートの測定を行い、過去の大量測定 [10] で既に得られた値との比較を行った。図 4.8 は module14 に使用されるトラッキングプレーンのノイズレートであり、モジュール 1 台分 528 チャンネルを (a) 192 チャンネル (プレーン 4 層分)、(b) 192 チャンネル (プレーン 4 層分)、(c) 144 チャンネル (プレーン 3 層分) に分けて載せたものである。横軸 0、48、96、144 で引かれている直線はプレーンの境界線を表している。図中黒いプロットはデータシートに記載されている値であり、赤いプロットが今回測定した値を表している。黒いプロットの中で 0 を示しているものがあるが、これは以前の測定がなく、データシートに元々記載されていないためである。module15 に関して、同様の図 4.9 を載せた。図 4.8 にしても図 4.9 にしても赤と黒のプロットではプレーンごとに系統的な違いが見られる。これは以下の理由によるものと考えられる。

ブレイクダウン電圧の温度依存性に関しては既にこの実験では補正済みである。しかし、温度が上昇することにより、MPPC (silicon) の価電子帯にいる電子は優に伝導帯へと熱励起してしまうため、ノイズレートも上昇してしまう。単位体積あたりにノイズが生じる確率は次の式で表される。

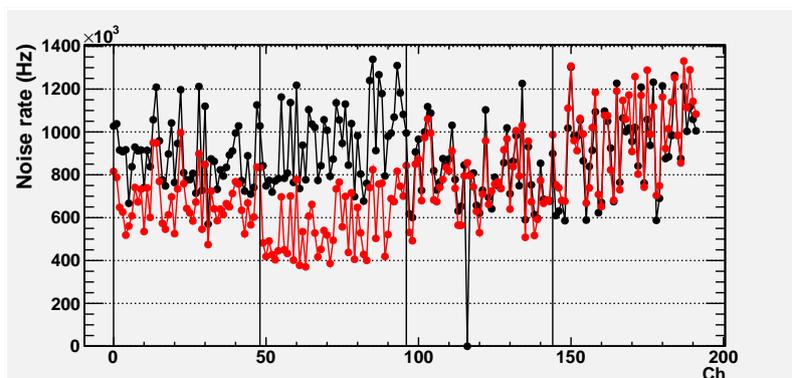
$$\text{Noise rate} \propto T^{2/3} \exp\left(-\frac{E_g}{2k_b T}\right) \quad (4.2)$$

例えば図 4.10(a) は module14 に使用されているプレーン (図 4.8 の (a) の始めの 48 チャンネル) について、今回測定したノイズレートとデータシートのそれと比べたものである。誤差棒であるが、黒いプロット (データシート) に対してはノイズレートを算出する際に用いるペDESTAL (0 p.e.) 部分のイベント数のばらつきと恒温槽の温度ばらつきを考慮している。また、赤いプロット (今回の測定) の誤差はペDESTAL 部分のイベント数のばらつきと、電圧のリップル (30mV) を考慮して与えたものである。今回の測定においては温度は計測していたが、1 回のノイズ試験に要する時間が 10 秒以内と極めて短かったので温度のばらつきは無視した。これを見ると個々のチャンネルのばらつき具合は両者で一致しているが、全体的に今回の測定値の方がノイズレートが大きい。この原因は、試験を行った HENDEL 棟はこのプレーンを測定時は 27.1 °C、データシートに記載されている値は 25 °C と、それぞれ計測時の温度で違いが生じていたためと考えられる。図 4.10(b) は今回の測定値とデータシートの値の差分を各チャンネルに対してプロットしたものである。図中水色の実線は温度の違いから予想されるノイズレートの差を式 (4.2) を用いて求めたものである。有意にずれているチャンネルがいくつかあるが、基本的に今回の測定値とデータシートの差分は温度の違いから予想されるノイズレートの差分と説明できる。図 4.10(c) は (b) の各チャンネルにおけるノイズレートの差分の中心値の分布をとったものである。

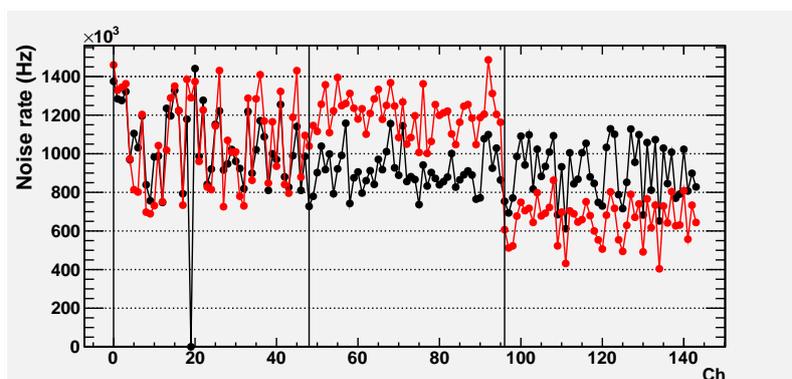
再確認の意味で行ったトラッキングプレーンの各 MPPC チャンネルのノイズレート測定は個々のチャンネルのばらつき具合はデータシートとよく一致していたが、このように温度の違いの効果が如実に現れていた。各プレーン (全 48 チャンネル) に対しこの効果を確かめたのが図 4.11 である。図中黒い三角は各プレーンにおけるノイズレートの差分の分布 (図 4.10(c)) の中心値、誤差棒はその RMS を示している。一方青い逆三角は計測時の温度の違いから予想されるノイズレートの差分を示している。多くのプレーンについて、測定さ



(a)

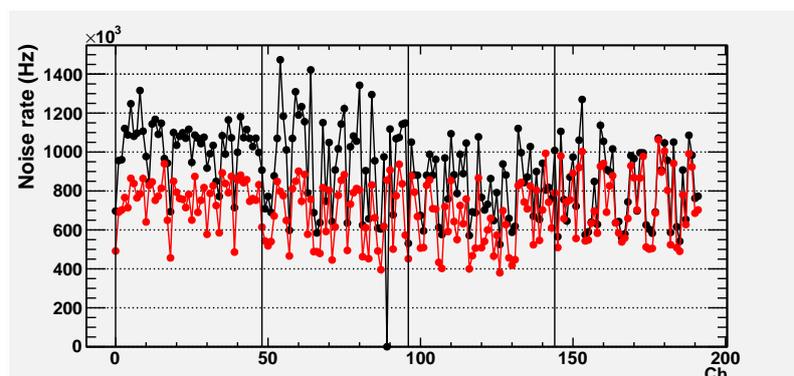


(b)

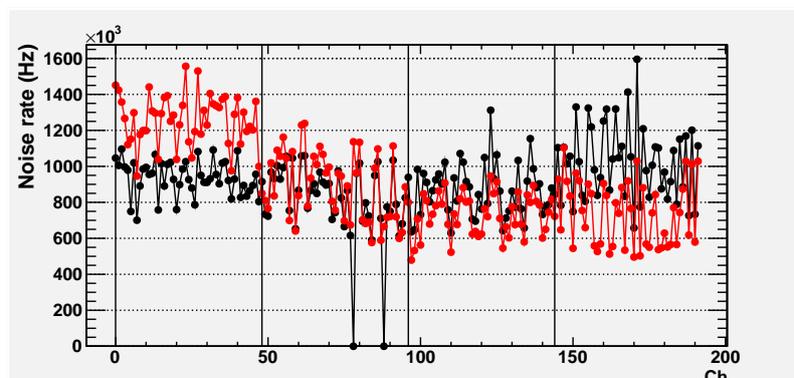


(c)

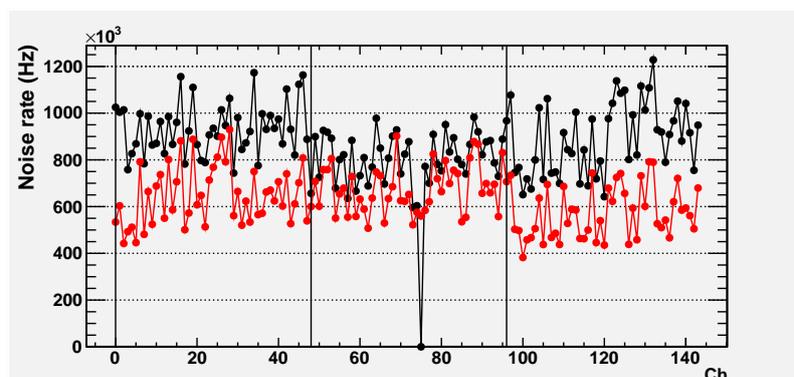
図 4.8: module14 に使用される全トラッキングプレーン (48×12 チャンネル) の各チャンネルのノイズレート。黒いプロットはデータシート ( $\Delta V=1.5$  V、温度 25.0°C) によるもの、赤いプロットは今回測定したものを表す。図中に引かれている実線はトラッキングプレーン (48 チャンネル) の境界線を示したものである。個々のチャンネルのばらつき具合は両者で一致している。以前の測定が無いため、データシートでノイズレートが記載されていないチャンネルもあり、0 にジャンプしている黒いプロットがそれである。



(a)



(b)



(c)

図 4.9: module15 に使用される全トラッキングプレーン (48×11 チャンネル) の各チャンネルのノイズレート。黒いプロットはデータシート ( $\Delta V=1.5$  V、温度 25.0°C) によるもの、赤いプロットは今回測定したものを表す。図中に引かれている実線はトラッキングプレーン (48 チャンネル) の境界線を示したものである。個々のチャンネルのばらつき具合は両者で一致している。以前の測定が無い場合、データシートでノイズレートが記載されていないチャンネルもあり、0 にジャンプしている黒いプロットがそれである。

れたノイズレートの違いは温度の違いであることが理解できる。しかし、中には不一致の点が見られた。これは測定時、温度計は常にトラッキングプレーンの外に置かれていたが、MPPCはトラッキングプレーンの構造体の中に入れていたため、実際にMPPCの温度をちゃんと計測できていなかった可能性がある。そのため、ノイズレートの違いを正しく見積もれていなかったと考えている。

図 4.12 は VETO プレーンの各チャンネルにおけるノイズレートを表したもので、黒いプロットはデータシートに記載されている値、赤いプロットは今回測定したものである。横軸 0、22、44、66 で引かれている直線は VETO プレーン (全 22 チャンネル) の境界を示したものである。チャンネルの個々のばらつきはデータシートと今回の測定で非常に良くあっている事がわかる。若干だがデータシートの値 (黒いプロット) の方が全体的に測定値を上回っているが、これもやはり計測時の温度 (22.8 °C) とデータシートの場合 (25.0 °C) で違いがあるためと思われる。

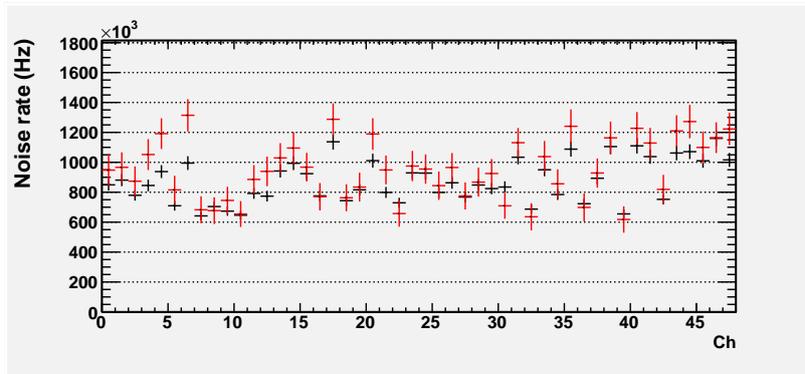
#### 4.2.2 宇宙線を用いた光量評価

ここでは MPPC ノイズ評価試験と並行に行われた光量評価について記述する。光量評価ではシンチレータ内のファイバーの損傷、MPPC の光電面に汚れ、後はシンチレータ内のファイバーと MPPC との接続正しくないといった、MPPC ノイズ評価ではわからない問題を調べる。この試験を行うことで光量の低いチャンネルを見つけ出し、改善をすることが目的である。セットアップは MPPC ノイズ評価試験の時と同様にトラッキングプレーンに関しては 4 枚重ねて、また VETO プレーンに関しては 8 枚重ねて試験を行った。トリガーモードは cosmic trigger を用いている。 $\Delta V = 1.1 \text{ V}$  に設定した。このトリガーモードにおいて、宇宙線が 4 枚のプレーン (Veto プレーンの場合 8 枚) でヒットがあった場合のみ、トリガーをバックエンドボードから TFB に配り、データを取得するように設定した。

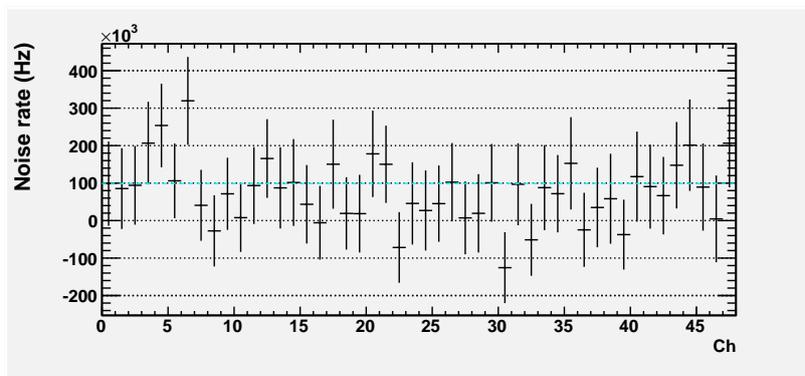
ここで ADC カウントから光量に変換するための手順を述べる。図 4.13(a) は  $\Delta V = 1.1 \text{ V}$  における MPPC の ADC 分布をダブルガウス分布でフィットした結果である。これによりペDESTAL部分のピークと 1 p.e. のピークの ADC カウントがフィットパラメータから判明する。そして、このピークの差分を MPPC のゲインとして定義する。したがって ADC カウントから光量に変換する式は次のようになる。

$$\text{Light yields} = \frac{\text{ADC counts} - \text{ADC count of pedestal peak}}{\text{Gain}} \quad (4.3)$$

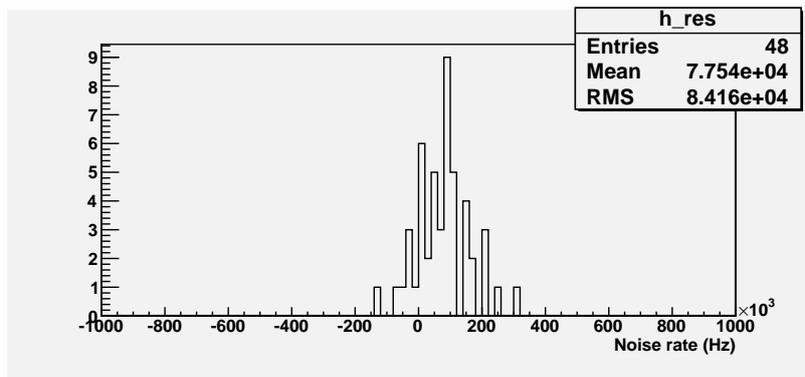
図 4.13(b) は宇宙線試験で得られた ADC 分布である。これに式 (4.3) の変換式を用いて光量分布にしたのが図 4.13(c) である。宇宙線試験をする際は直前に  $\Delta V = 1.1 \text{ V}$  で MPPC のノイズ試験を行い、ゲインを求めておく必要がある。また MPPC 間でゲインは異なるため、全てのチャンネルについて、この作業は必要である。図 4.13(b) で ADC count が 1000 に近いところで山が見えるが、これは MPPC からの出力信号が ADC の入力レンジ (最大 1024 カウント) を超えたため、線形性が失われこの付近に留まっているためである。



(a)

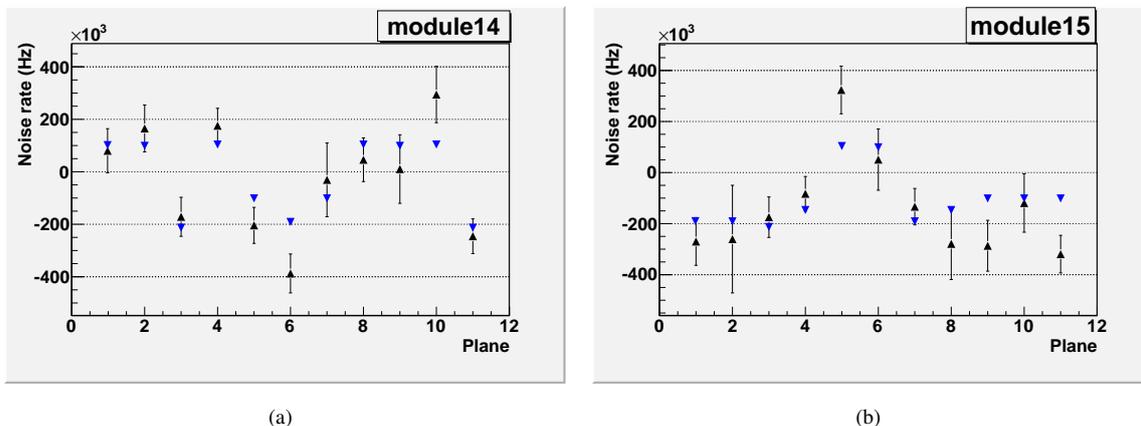


(b)



(c)

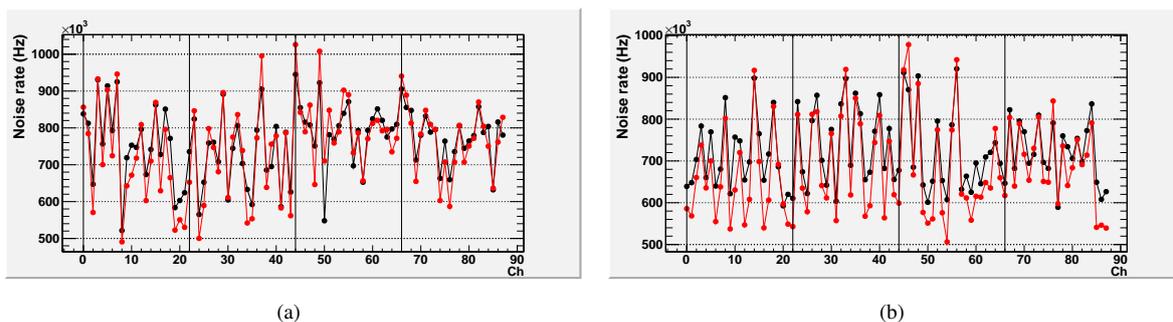
図 4.10: (a) トラッキングプレーン 1 枚あたりの各チャンネルのノイズレート。黒いプロットはデータシート ( $\Delta V=1.5$  V、温度  $25.0^\circ\text{C}$ ) によるもの、赤いプロットは今回測定したものを表す。(b) (a) の赤いプロットと黒いプロットとの差を各チャンネルについてとったもの。水色の実線は両者の温度の違いから予想されるノイズレートの差を表している。(c) (b) のノイズレートの差分の中心値について分布をとったもの。



(a)

(b)

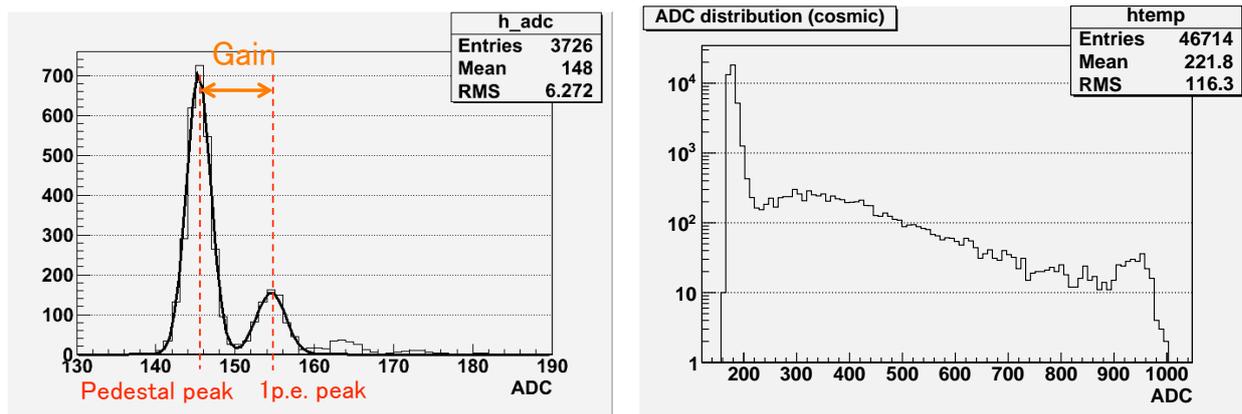
図 4.11: トラッキングプレーンごとの測定ノイズレート差と温度の違いから予想されるノイズレート差の比較。黒い三角は各プレーンごとに求めたノイズレート差の分布の中心値で、誤差棒はその分布の RMS。青い逆三角は温度の違いから予想されるノイズレート差である。(a) は module14、(b) は module15 についてそれぞれ示した。



(a)

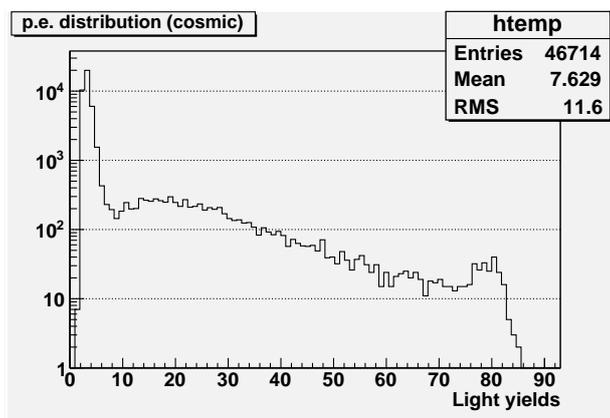
(b)

図 4.12: 1 モジュール当たりの全 VETO プレーン (22×4 チャンネル) の各チャンネルにおけるノイズレート。黒いプロットはデータシート ( $\Delta V=1.5$  V、温度 25.0°C) によるもの、赤いプロットは今回測定したものを表す。図中の実線はプレーンの境界線を示している。



(a)

(b)



(c)

図 4.13: (a) MPPC ノイズ分布からのゲインの求め方を示した図。1 光子ピークと 0 光子ピークの差分がそれである。(b) 1 チャンネル当たりの宇宙線の光量分布 (横軸: ADC counts)。(c) 1 チャンネル当たりの宇宙線の光量分布 (横軸: 光量)。(a) で求めたゲインを用いて ADC カウントから光量に変換させたもの。

このようにして ADC カウントから光量へと換算して得られた宇宙線イベントに対し、さらに以下のイベントセレクションを課した。

- 光量が 6 p.e 以上かどうか  
これは MPPC ノイズを避けるためと、宇宙線による光量の分布のみを測定するためである。
- ゲートサイクルが 14 サイクル目かどうか  
宇宙線イベントは 14 サイクルに記録されるようトリガータイミングを調整してある。
- 注目しているチャンネルの上下のシンチレータでヒットがあるかどうか  
プレーンは同じ向きに重ねられており、シンチレータは図 4.14 のように並んでいる。この図では 3 層分のプレーンが描かれている。光量を見たいチャンネル (赤いシンチレータ) と同じ向きの上下のシンチレータ (緑のシンチレータ) で同時にヒットがあった場合、このイベントを用いる。尚一番上 (下) のプレーンについては同じ向きの下 (上) のシンチレータのヒットのみを要求する。
- データ取得時間は 6 時間  
限られた時間の中でかつ十分に統計がたまるよう 6 時間をデータ取得時間とした。

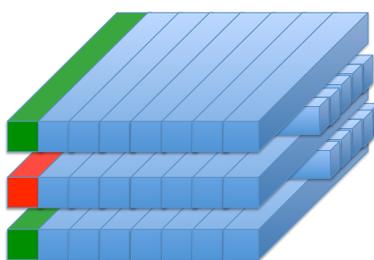


図 4.14: 宇宙線ヒットのセレクション。あるチャンネルの宇宙線による光量分布を見る際は、光量を見たいチャンネル (赤いシンチレータ) と同じ向きの上下のシンチレータ (緑のシンチレータ) で同時にヒットがあったイベントを用いる。

これらイベントセレクション後の宇宙線の光量分布は図 4.15(a) となり、宇宙線による光量のピークが見える。この分布に対し、ランダウ分布とガウス分布の混合分布でフィットを行い (図 4.15(b))、その最頻値を光量のピークと定義した。

光量の低いチャンネルがあるかどうかのチェックでは、以下のような操作を行った。まず 4 枚のトラッキングプレーン (全 192 チャンネル) ごとに全てのチャンネルの光量ピークの分布 (図 4.16(a)) を求める。この分布に対し、ガウス分布でフィット (図 4.17(b)) をしてその中心値と  $\sigma$  をフィットパラメータから引き出す。続いて図 4.17 のように 4 つのプレーンについてそれぞれ横軸が MPPC チャンネル、縦軸がその光量ピークのプロットを作り、光量ピークが先ほどフィットしたガウス分布の  $3\sigma$  の範囲内であれば問題ないと判断し、範囲の外に漏れたチャンネルについては、念のためファイバーの損傷及び MPPC の光電面の汚れの確認を行った。

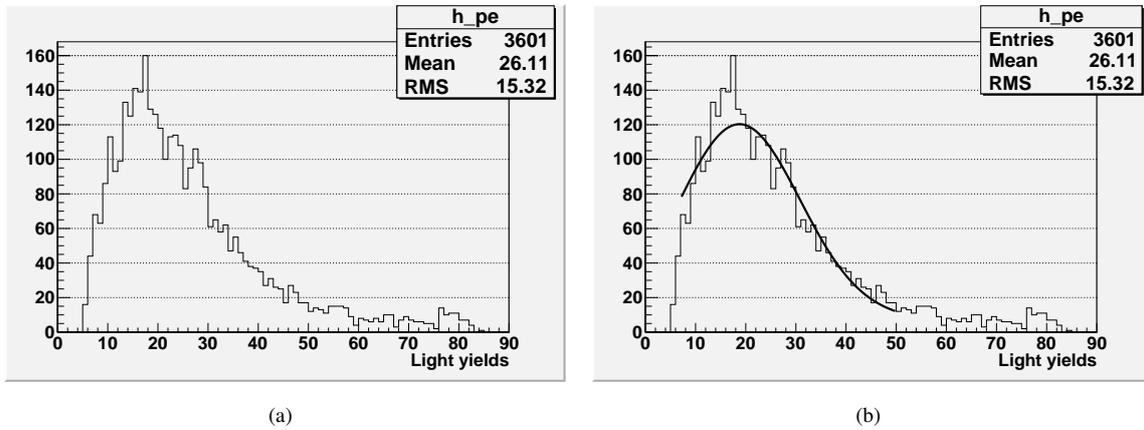


図 4.15: (a) 宇宙線セレクションで測定したチャンネルの光量分布。(b) (a) の分布に対しガウス分布とランダム分布の混合分布でフィットしたもの。その最頻値を光量ピークと定義する。

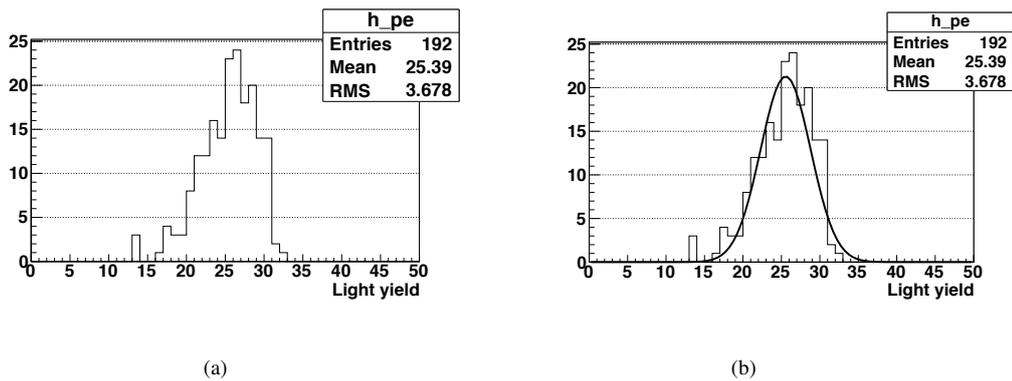


図 4.16: (a) トラッキングプレーン 4 枚の各チャンネルで得られた光量ピークの分布。(b) (a) の分布にガウス分布でフィットをしたもの。これから中心値と  $\sigma$  を求めた。

確認した結果を表 4.3 にまとめた。MPPC の光電面に汚れが見つかった 1 チャンネルについては、MPPC そのものを交換する事で改善した。また、ファイバーにも MPPC にも何も問題が見られないのに、光量ピークが  $\sim 5$  p.e と異常に低いチャンネルが 1 つあり、ファイバーを交換、また MPPC を交換等の対策を講じたが、改善は見られなかった。詳しい原因は分からないが、おそらく反射材が削れている等、シンチレータそのものに問題があると考えられる。このチャンネルを含むプレーンについてはニュートリノイベントのトラッキング再構成に比較的影響を与えない最下流側に用いる事にした。

図 4.18 は光量チェック及び MPPC 交換後の全チャンネルの光量ピーク分布である。黒い線はトラッキングプレーンを表し、赤い線は VETO プレーンを表している。表 4.4 にはそれらの分布の中心値 (p.e.) 及び RMS (p.e.) を示してある。これから見ても分かるように、VETO プレーンの光量ピークはトラッキングプレーンの

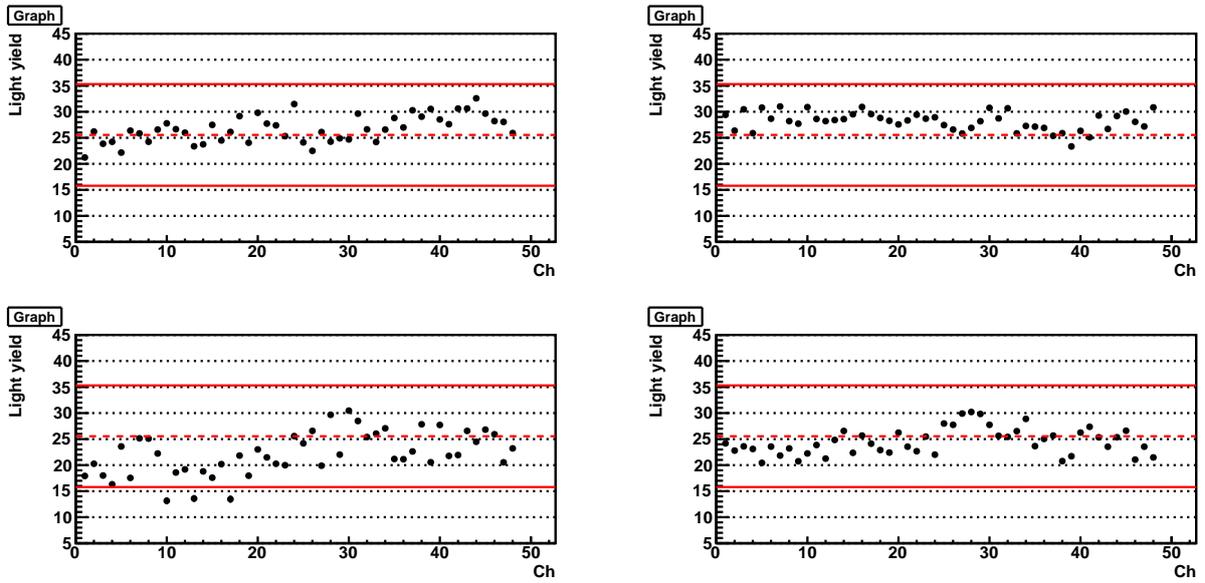


図 4.17: 光量ピークを各チャンネルごとにプロットした図。トラッキングプレーン 4 枚について載せてある。赤い点線は図 4.11(b) で求めたガウス分布の中心値を表し、実線はその  $\pm 3\sigma$  を示している。

表 4.3: 全トラッキングプレーンのチャンネル (48×11) 光量チェックの結果

ファイバーに損傷	MPPC の光電面に汚れ	問題なし
0	1	1231

それに比べ全体的に 40% も低い事がわかる。この原因について、次のように考察してみた。

VETO プレーンは 2 モジュール分の 8 枚を重ね試験を行ったが、モジュールの底部に設置される Bottom プレーン用のシンチレータは他のプレーンに比べ約 20 cm 短い。図 4.19 は試験時の VETO プレーンの設置を示した図で、上 2 プレーンが Bottom プレーンである。データ取得に際しては宇宙線が全てのプレーンを突き抜けた場合に Cosmic trigger を配るようあらかじめ設定してある。したがって一番上の Bottom プレーン (茶色) がアクセプタンスを決めてしまう。よって下に積まれた VETO プレーン 6 枚は読み出し位置から 20 cm 近くの領域の光量は検出されにくい。さらに、シンチレーション光はファイバーに吸収・発光されて MPPC までに到達するまでに減衰する。つまり読み出しから遠くなるほど低い光量が検出される。読み出し光量  $LY$  は読み出しから位置 (今の場合は MPPC の位置) からの距離  $l$  を用いて次のように表される。

$$LY = A \times \exp\left(-\frac{l}{\alpha}\right) \quad (4.4)$$

$A$  は読み出し位置における光量である。過去のビーム照射試験より  $\alpha$  は 241.7 cm であることがわかっている。この減衰の効果をみるため、次の計算を行った。

簡単のため、宇宙線が長さ 130 cm のシンチレータ (VETO プレーン用) と長さ 120 cm (トラッキングプレーン用) のシンチレータを天頂角  $0^\circ$  で一様に通過した場合を考える。そして、130 cm のシンチレータに対しては読み出し側 20 cm の領域には宇宙線は来ないと仮定する。一般に  $l_1$  から  $l_2$  ( $l_2 > l_1$ ) の領域に通過した宇宙線から得られる平均光量  $\langle LY \rangle$  は式 (4.4) を用いて次のように書ける。

$$\langle LY \rangle = \frac{A}{l_2 - l_1} \int_{l_1}^{l_2} \exp\left(-\frac{l}{\alpha}\right) dl \quad (4.5)$$

$\alpha$  は 241.7 cm であり、予想される平均光量の違いは次のようになる。

$$\begin{aligned} \langle LY \rangle_{Tracking} &= \frac{A}{120} \int_0^{120} \exp\left(-\frac{l}{241.7}\right) dl \\ \langle LY \rangle_{VETO} &= \frac{A}{130 - 20} \int_{20}^{130} \exp\left(-\frac{l}{241.7}\right) dl \\ \frac{\langle LY \rangle_{Tracking} - \langle LY \rangle_{VETO}}{\langle LY \rangle_{Tracking}} &\simeq 0.13 \end{aligned} \quad (4.6)$$

すなわち違いは 13%程度であることがわかった。

だが、実際の違いは 40%ほどであり、まだ残りの 27%は今のところ原因が分かっていない。しかし、VETO プレーンの光量ピーク分布が全体で低い方へシフトしているため、何か別の系統的な要素が含まれていると考えられる。VETO プレーンの光量については現在も引き続きチェックをしている段階である。

表 4.4: トラッキングプレーンと VETO プレーンで得られた光量ピーク分布の中心値とその RMS

	Tracking plane	VETO plane
中心値 (p.e.)	26.04	15.72
RMS (p.e.)	3.50	2.85

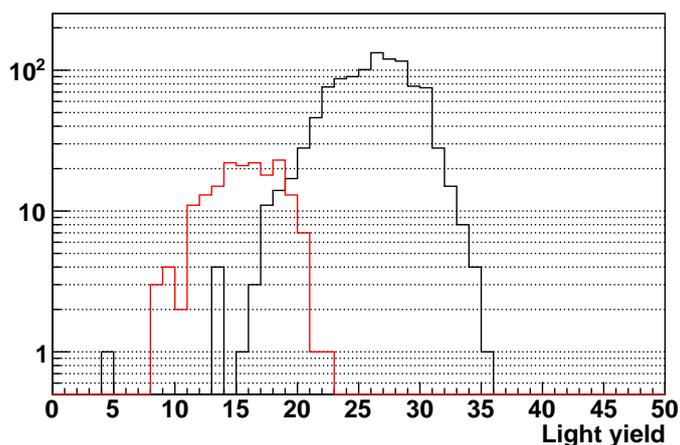


図 4.18: INGRID shoulder module の全チャンネルの光量ピーク分布。黒い分布はトラッキングプレーンを表し、赤い分布は VETO プレーンを表している。5 p.e. 付近にみられるチャンネルはファイバー及び MPPC を交換しても光量が回復しなかったチャンネル。表 4.4 にはこれら分布の中心値と RMS を示している。

### 4.2.3 組み立て作業・インストール

INGRID shoulder module に使用される MPPC のノイズ評価及び宇宙線による光量評価を行った後に、同じく HENDEL 棟にて組み立て作業を行った。フランスにより製作された鉄の構造体 (図 4.20) の隙間にトラッキングプレーンを 11 枚挿入し、その後 VETO プレーン 4 枚を周りに設置する完成したモジュールは前置検出器ホールに運ばれ、インストールが開始された。図 4.21 はホールに運び込まれた後の shoulder module であ

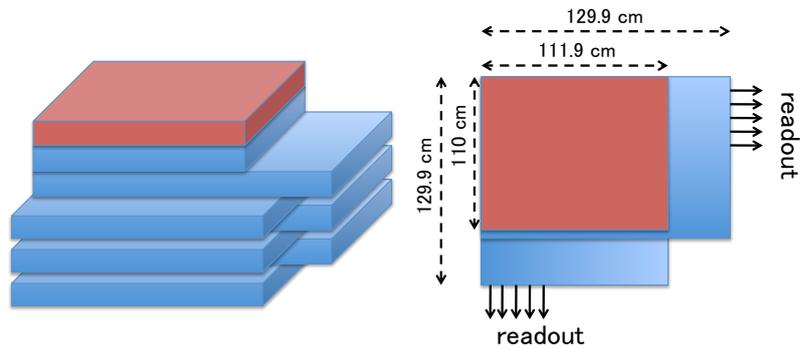


図 4.19: VETO プレーンの試験のセットアップ。一番上の Bottom プレーンが宇宙線に対するアクセプタンスを決めてしまう。右図は左図を上から見たもの。

る。10月16日 module14が無事インストールを終え、その翌日17日に module15のインストールを終えた。



図 4.20: フランスにより制作された鉄の構造体。鉄の隙間にトラッキングプレーンを挿入していく。



図 4.21: 前置検出器ホールに運び込まれた後の INGRID shoulder module。足場となる構造体も一緒に写っている。

## 第5章 ミューオンモニターを用いたT2K実験データ解析

この章では、

- ミューオンモニターによる解析方法の説明
- Good spill selection の定義
- 2010年1-6月までの物理ラン(2010a)のデータ解析結果
- 2010年7-10月のシャットダウン期間におけるミューオンモニターのアップグレード
- 2010年11月からの物理ラン(2010b)のデータ解析結果

について述べていく。

表 5.1 には T2K 実験のこれまでのスケジュールを示した。T2K 実験は 2010 年の 1 月から物理ラン (以降、2010a と呼ぶ) を開始した。2010 年の夏に行われたシャットダウンを挟み、2010 年 11 月からの物理ラン (以降、2010b と呼ぶ) は強度を上げるため陽子ビームのバンチ数及びスピル周期が表 5.2 のようにアップグレードしている。これにより、バンチ当たりの陽子数が同じでも、強度は 2010a データに比べて 1.47 倍に増強した。図 5.1 には 2011 年 1 月現在まで POT<sup>1</sup>、また、1 スピル当たりの陽子数 (proton per pulse) の経緯を載せた。このプロット中の Total POT には物理ランと、ビーム調整やビームスタディ等の物理ラン以外の運転における POT も含まれている。物理ランでは、2011 年 1 月現在までに  $\sim 7.5 \times 10^{19}$  POT の統計量を貯めている。

表 5.1: T2K 実験これまでのスケジュール (2011 年 1 月現在)

	スケジュール
2010 年 1 月-6 月	物理ラン (2010a)
2010 年 7 月-10 月	シャットダウン (メンテナンス作業、ハードウェアアップグレード、新検出器インストール等)
2010 年 11 月-(2011 年 6 月)	物理ラン (2010b)

<sup>1</sup>Protons on Target: 炭素標的への陽子の照射数

表 5.2: 2010a と 2010b の陽子ビームのバンチ数及びスピル周期の変化

	バンチ数	スピル周期
2010a	6	3.52
2010b	8	3.20

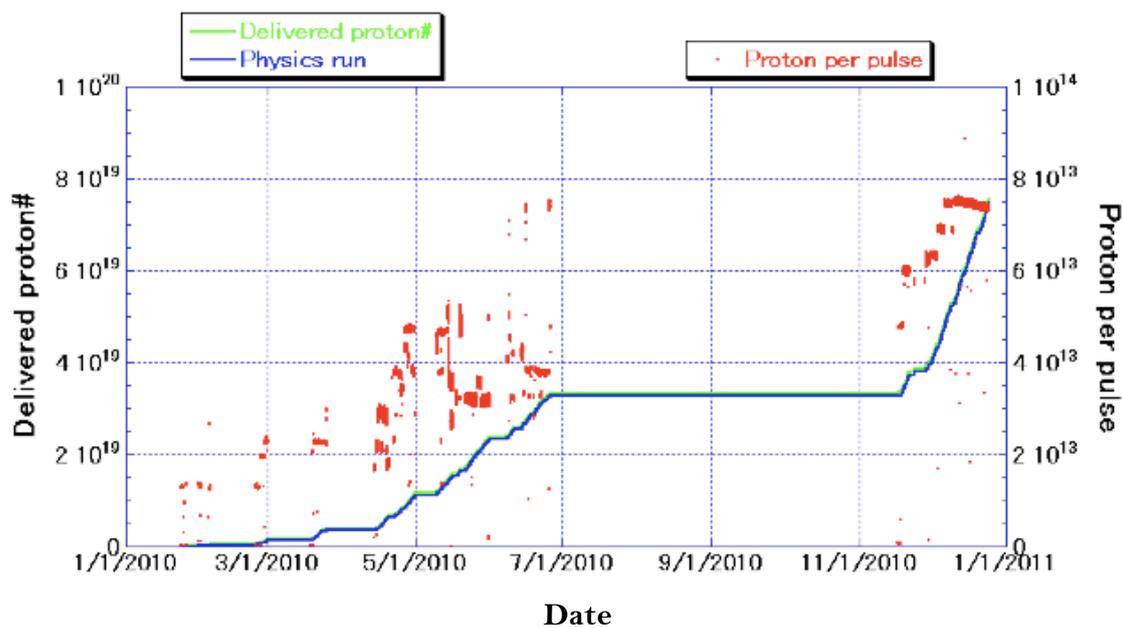


図 5.1: 2011 年 1 月現在までの POT 数と 1 スピル当たりの陽子数の経緯

## 5.1 解析方法

ここではミュオンモニターを用いたミュオンビームのプロファイル再構成方法について述べていく。

### 座標系の定義

ミュオンモニターが取り入れている座標系の定義は加速器側のものと統一している。ビームが進む方向を正のZ方向として、一般に用いられる右手系ではなく、左手系を用いている。

### ミュオンビームのプロファイル再構成

ミュオンビームは49チャンネルあるシリコン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る。検出された信号は図5.2のようにFlashADCによって波形取り込みを行う。そして収集電荷量を求めるため、各バンチごとに波形積分を行う(図5.3(a))が、その積分の開始位置は全て、1次ビームラインに設置された最下流にある陽子ビームモニターCT(以下CT5と呼ぶ)からの時間情報を使っている。具体的には陽子ビームの波形ピークの位置(図5.3(b))で決めている。こうすることで、陽子ビームとタイミングを合わせている。積分範囲の長さはバンチ幅のデザイン値(581 ns)に対応させるため、37 sample<sup>2</sup>(~570 ns)としている。求めた積分値に対し、ペDESTALを差し引く。ここで、ペDESTALとは、バンチがくる前の信号及び最後のバンチから20 sample後の信号の平均値としている。こうすることで、純粋な収集電荷量を求めることができる。なお、ADCカウントから電荷の値(C)への較正值は、3.3.1章で述べたエレクトロニクスキャリブレーションによって求めている。1スビルごとに求めた各チャンネルの収集電荷量は図5.3(c)のように実際の検出有効面積に合わせた7×7のマスキに詰めていき、2次元ヒストグラムを作る。得られたヒストグラムについて、2次元ガウス分布(式5.1)によりフィットを行うことでプロファイルを再構成している。

$$F(x, y) = A \exp\left(-\frac{(x - x_0)^2}{2\sigma_x^2} - \frac{(y - y_0)^2}{2\sigma_y^2}\right) \quad (5.1)$$

ここで、Aはフィット関数のピーク値を表し、 $x_0$ 、 $y_0$ はそれぞれx方向とy方向プロファイル中心、 $\sigma_x$ 、 $\sigma_y$ はそれぞれx、y方向のプロファイル幅を表している。このプロファイル再構築はシリコンPINフォトダイオードとイオンチェンバーで独立に行われる。

### ミュオンビームの方向の決定

式(5.1)で求めたプロファイル中心がビーム方向となる。尚、1 mradはミュオンビームの測定値11.8 cmに対応する。

---

<sup>2</sup>65MHz samplingのFlashADCを用いているので、1 sampleあたり15.4 nsである。

## muon yield の決定

シリコン PIN フォトダイオードとイオンチェンバーで得られたそれぞれの 49 チャンネル分の収集電荷量もデータとして記録される。ここで、この 49 チャンネルの収集電荷量の総和に対し CT5 で測定した陽子数を割ることで、陽子数あたりのミュオン生成量、muon yield がわかる。

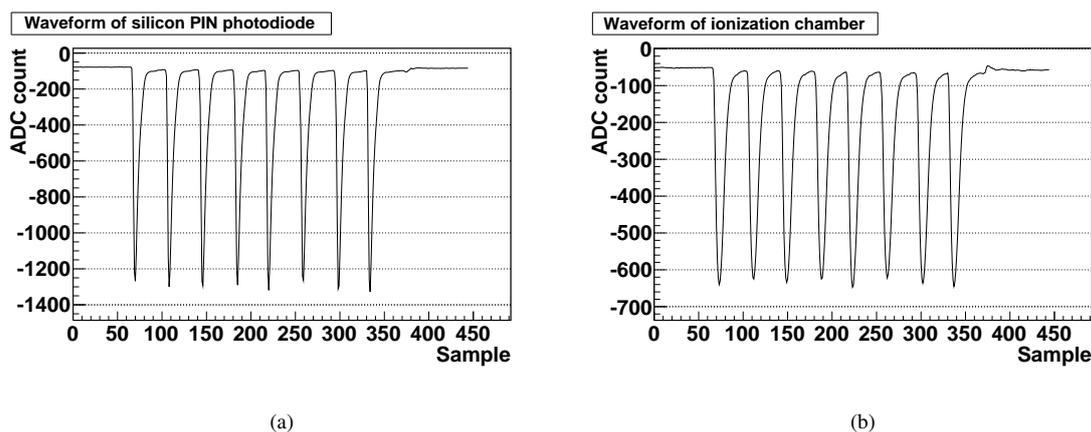


図 5.2: FlashADC によって読み出されたシグナル波形。(a) シリコン PIN フォトダイオード (b) イオンチェンバー

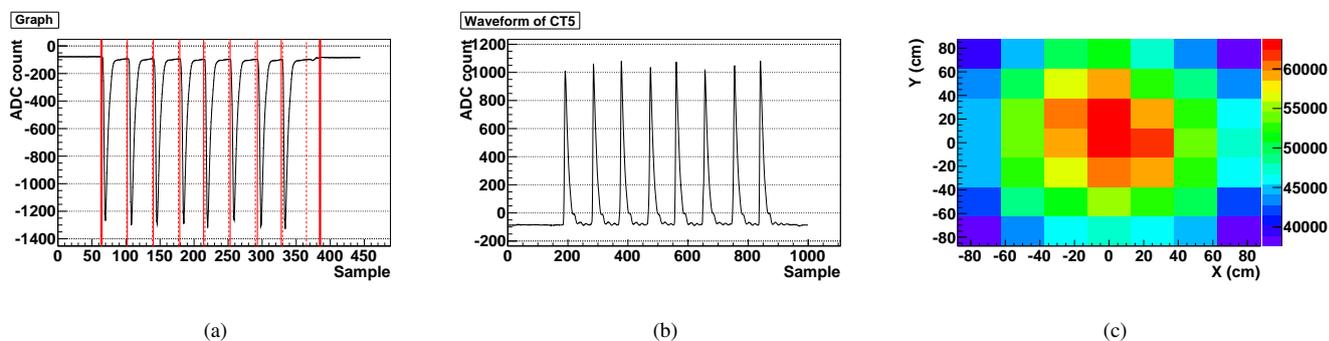


図 5.3: プロファイル再構成の手順。(a) は FlashADC によって読み込んだ波形に対し各バンチごとに積分範囲を示している。赤い実線は積分範囲の開始位置を示し、赤い点線は積分範囲の終了位置 (開始位置+37 sample) を示す。この積分範囲は CT5 で測定された波形ピーク的位置によって各バンチごとに決めている (b)。(c) 得られた 49 チャンネルの収集電荷量を  $7 \times 7$  の 2 次元ヒストグラムにつめたもの。これを 2 次元のガウス分布でフィットする事でプロファイルを再構成する。

## 5.2 Good spill selection

Good spill selection とは物理データとして提供するビームデータを選別する方法である。得られた全てのデータに対し以下の条件が課せられ、選別を行う。

- 物理ラン  
そのイベントがビーム軌道調整やモニタースタディのランではなく、あらかじめ物理ランとして割り当てられていたものか確認する。
- ビームトリガー ON  
加速器側からのトリガーが来ていたイベントかどうか確認する。
- Good GPS Status  
T2K 実験では 2 つの GPS 受信機を用いており、原子時計が搭載されている GPS 衛星から 1 秒毎ごとに UNIX 時間と位置情報がこれら受信機に送られる。2 つの GPS 受信機はこれら情報を受け取る度にパルス信号 : 1 PPS (Pulse Per Second) を出力し、100 MHz クロック信号で動作している LTC (Local Time Clock) モジュールに入力され、クロック数が記録される。続いて加速器側から送られたビームトリガーもこの LTC に入力され、このクロック数も記録される。この 2 つのクロック数と GPS 受信機が受け取った UNIX 時間を用いることで、ビームトリガーの UNIX 時間を計算できる。そして、2 つの GPS 受信機から得られた 2 つのビームトリガーの UNIX 時間の差を記録し、これが常に 200 ns 以下であることを確認する。
- CT5 で測定した 1 スpill 当たりの陽子数  $> 1 \times 11$  protons per spill  
機器の異常により 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る。そのようなイベントを避けるために課せられる条件である。
- Normal condition cut  
これは何か予想外のアクシデント (検出器が止まる、等) があつた場合にそういったイベントを切り捨てるカット条件である。
- Horn current cut  
電磁ホーン電流値が設定値の 2% 以内に抑えられているかどうかの確認する。これは 2% 以内の変動であれば SK で振動確率が最大に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事から、この条件が定められた。
- Muon monitor cut  
これは最後に課せられる条件である。ビーム方向が x、y 方向共に 1 mrad 以下であるかどうかの確認、及び muon yield が各ランの平均値の 5% 以内に抑えられているかどうかを確認する。1 mrad 以内という条件は、T2K の Off-Axis 法を実現するために定められている。また、muon yield が 5% 以内という条件は次の理由による。5.3.1 章でも述べるが、現在 muon yield の測定分解能はおおよそ 0.5% である。したがって、5% 変わるという事は、実際に muon yield が減少しているか、何か測定に異常がある可能性が大きい、という事になる。当然、5% という許容値はかなり多めに見積もっている。実際のデータ取得では、明らかな測定値の変化があつたらすぐに原因究明にあたっている。

この選別によりふるいにかけて、生き残ったイベントが T2K 実験の物理データとして用いられる。

## 5.3 2010a データ解析

2010a における加速器で割り当てられたラン番号は表 5.3 の通りである。ここでは、以下について述べる。

- ミューオンモニターの測定分解能
- 電磁ホーン電流に対する muon yield の依存性
- 運転時のトラブル
- 物理ランで得られたビームの安定性

ここでは、解析に使用したデータは全て 2010a データである。図 5.4 はこの期間のビーム運転におけるビーム強度のヒストリープロットを表している。最大で 100kW のビーム強度を達成したが、これは試験的なもので、物理データとして扱われていない。0kW 付近に多くの点が存在するが、これは加速器側及びニュートリノビームライン側で MPS が作動した事等によりビームが来ていないイベントである。電磁ホーンは 3 台とも 250 kA に励磁させてのビーム運転となっている。

表 5.3: 2010a における加速器で割り当てられたラン番号とその期間

期間 (2010 年)	ラン番号
1/23 - 2/4	29
2/23 - 3/1	30
3/18 - 3/25	31
4/13 - 5/13	32
5/9 - 6/1	33
6/7 - 6/26	34

### 5.3.1 強度・方向測定分解能

ミューオンモニターの測定分解能の決定は実際にビームを用いて行った。しかし、常にビームパラメータが一定のビームを出す事は不可能なため、測定値には様々な不確定要素が含まれる。しかし、シリコン PIN フォトダイオード及びイオンチェンバーから得られた測定結果を用いる事で、ミューオンモニターが持つ測定分解能の上限値を決定した。

シリコン PIN フォトダイオードで得られる全収集電荷量とイオンチェンバーで得られる全収集電荷量の比を計算する事で、強度測定にふらつきを与える要因(陽子ビーム強度・電磁ホーン電流値)を打ち消す事が出来る。図 5.5(a) は 6 時間ほど貯めたデータを用いて、この 2 つの検出器で得られた収集電荷量の比の分布を

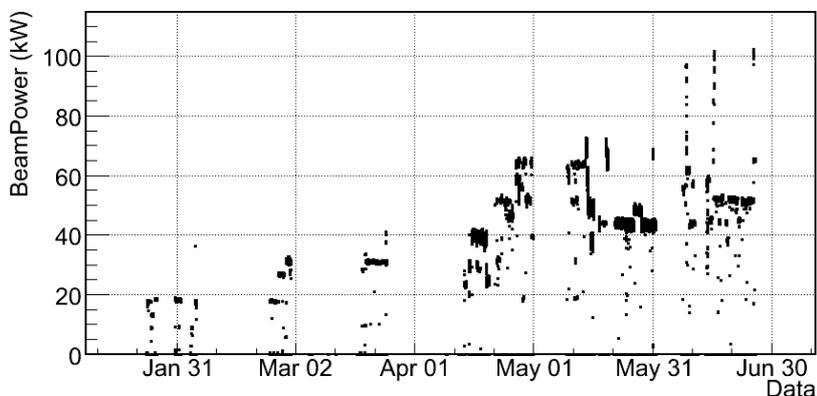


図 5.4: 2010 年 1 月から 6 月末までのビーム運転におけるビーム強度の経緯。0kW 付近のイベントは MPS が作動してビームが来ていないイベントである。

とったものである。 $\delta Q_{Si}$ 、 $\delta Q_{IC}$  をそれぞれシリコン PIN フォトダイオードとイオンチェンバーの真の強度測定分解能 (%) とすると、この分布の RMS/Mean は式 (5.2) のように考えられる。

$$(RMS/Mean)_{Si/IC} = \sqrt{\delta Q_{Si}^2 + \delta Q_{IC}^2} \quad (5.2)$$

また同じようにして、2つの検出器で得られたミュオンビームのプロファイル中心の差を x、y 方向にそれぞれ求める事で、真の方向測定分解能の上限値が得られる。図 5.5(b) は (a) と同じデータを用いて、x 方向について、プロファイル中心の差の分布をとったものである。 $\delta x_{Si}$ 、 $\delta x_{IC}$  をそれぞれシリコン PIN フォトダイオードとイオンチェンバーの真の方向測定分解能 (cm) とすると、この分布の RMS は式 (5.3) のように考えられる。

$$(RMS)_{Si-IC} = \sqrt{\delta x_{Si}^2 + \delta x_{IC}^2} \quad (5.3)$$

方向測定分解能の場合は炭素標的における陽子ビームの入射角度のふらつきの影響を受けるので、これも考慮しなければいけない。表 5.4 はあるビーム強度ごとに求めた、これらミュオンモニターの強度及び方向測定分解能の上限値であるが、ビーム強度が上がるにつれ良くなっているのは検出器の S/N 比 (Signal-to-Noise ratio) が良くなっているためと考えられる。そして、求めた測定分解能は、どの強度においてもミュオンモニターに課した目標測定分解能である 0.3 mrad(=3.54 cm)、及び 3% よりも遥かに良い精度である。

### 5.3.2 電磁ホーン電流の依存性

#### Full dependence study

電磁ホーンの電流値が上がることで、放出角度の大きい  $\pi$  中間子が収束し、前方に向かうニュートリノが増え、結果として SK におけるニュートリノフラックスが増える。この収束効果をミュオンモニターで確か

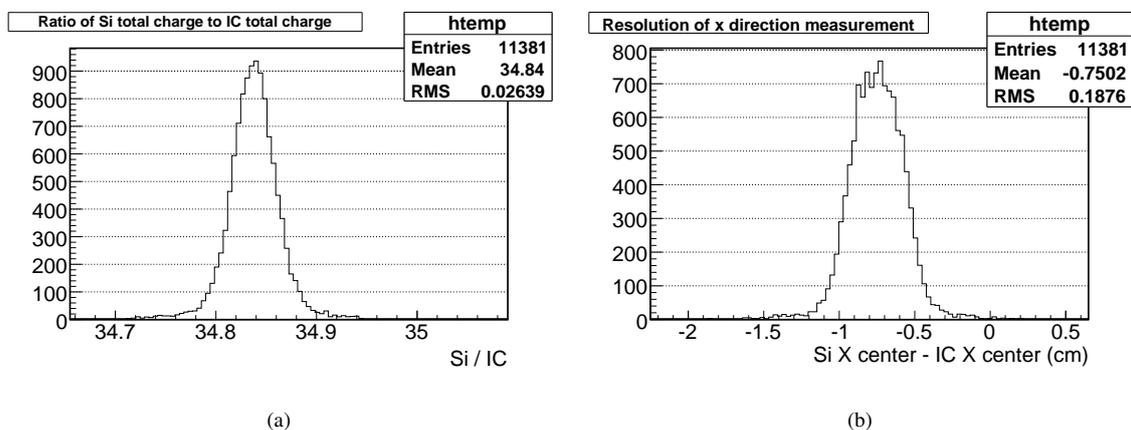


図 5.5: (a) 強度測定分解能の算出。シリコン PIN フォトダイオードで得られた全収集電荷量をイオンチェンバーのそれで割ったものである。この分布の RMS がミュオンモニターの強度測定分解能の上限値となる。(b) 方向測定分解能の算出。図はシリコン PIN フォトダイオードで得られたプロファイル中心とイオンチェンバーのそれとの差をとったものである。この分布の RMS がミュオンモニターの方向測定分解能の上限値となる。

表 5.4: ミュオンモニター測定分解能

ビーム強度 (kW)	18.7	27.0	31.0	39.5	43.0	51.7
強度測定分解能 (%)	0.20	0.16	0.12	0.10	0.07	0.07
方向測定分解能 (cm) (x)	0.58	0.30	0.27	0.26	0.24	0.19
(y)	0.46	0.35	0.24	0.19	0.18	0.17
陽子ビーム入射角度 RMS (mrad) (x)	0.045	0.055	0.054	0.055	0.022	0.005
(y)	0.014	0.013	0.014	0.012	0.013	0.012

めるためのモニタースタディが行われた。図 5.6(a) はホーン電流値を徐々に上げていき、ピーク電荷<sup>3</sup>の推移を見たものである。左図はホーン 2、3 の電流値を 0 kA に落とし、ホーン 1 のみの電流値を 0-320 kA まで変化させたプロットで、右図はホーン 1 の電流値を 320 kA に固定しておき、ホーン 2、3 の電流値を 0-320 kA と変化させたプロットである。また図 5.6(b) はミュオンビームのプロファイル幅を (a) と同じ横軸でプロットしたものである。黒い点は x 方向のプロファイル幅を、赤い点は y 方向のプロファイル幅を示している。全てのホーン電流値が 0 kA の時と 320 kA の時を比べるとピーク電荷はおよそ 7 倍増え、またプロファイル幅も狭くなっている。これより、 $\pi$  中間子の収束を確認し、そして前方に向かうニュートリノが増えていることを確認した。

ホーン 1 の電流値 150 kA 付近でプロファイル幅が少し浮き上がっているのが見える。これは定性的に次のように考えられる。図 5.7(a) はホーン 1 の電流値が 0 (青色)、150 (赤色)、320 (黒色) kA (ホーン 2、3 の電流値は 0 kA) のプロファイル幅 (左:  $y=0$  におけるスライス、右:  $x=0$  におけるスライス) を示したものである。これらの分布をそれぞれ 0 kA の時の中心 ( $x=0$ ,  $y=0$ ) の電荷量に合わせてスケールしたものが図 5.7(b) である。全体として muon の収量を増えているものの、150 kA の時で一番幅が広がっている事がわかる。さらに詳しく見るため、ミュオンモニターに到達する  $\pi$  中間子の位相分布をビームラインシミュレーション「JNUBEAM (付録 C.1 を参照)」を用いて図 5.8 のように求めた。左から horn1 電流値 (a)0、(b)150 (どちらもホーン 2、3 の電流値は 0 kA) に対応している。(c) は (b) と (a) の比をとったものである。(c) の図を見ると、0-0.02 rad の前方散乱の  $\pi$  粒子を親粒子に持つ muon の増加はあまり見られないが、0.02-0.05 rad の  $\pi$  粒子は増えている。つまり、この領域の  $\pi$  中間子はホーン電流によって収束され、ミュオンモニターにおける muon の収量を増やしている。しかし、収束の効果が小さいため、ミュオンモニターの検出領域全体にわたり muon が到達するため、結果としてプロファイルの幅が大きくなってしまったと考えられる。

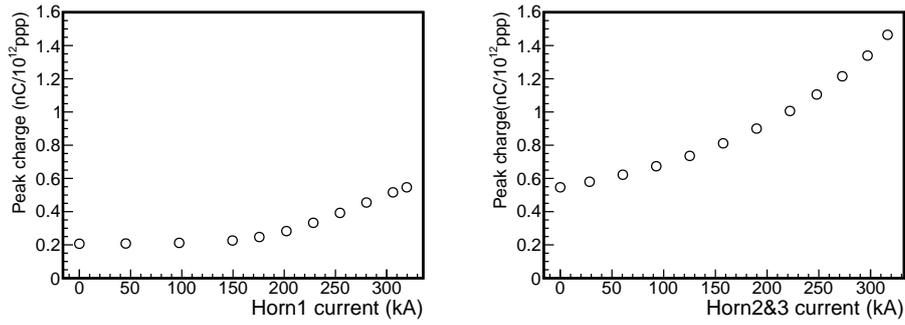
### Horn current fluctuation study

物理ラン中、ミュオンモニターでもホーンの電流値をモニターできるか確かめるため、電流値の少しの変動に対し、muon yield がどう変化するかを調べた。図 5.9 はホーン電流値が 250 KA 付近の変動に対する muon yield の変化をみたものである。図 5.9(a) はホーン 2、3 の電流値を 249 kA に固定し、ホーン 1 の電流値を 250 kA から  $\pm 1\%$  変化したときの muon yield を表したもので、リニアな相関が見られる。同様に図 5.9(b) はホーン 1 の電流値を 250 kA に固定し、ホーン 2、3 の電流値を 249 kA から  $\pm 1\%$  変化させたものである。

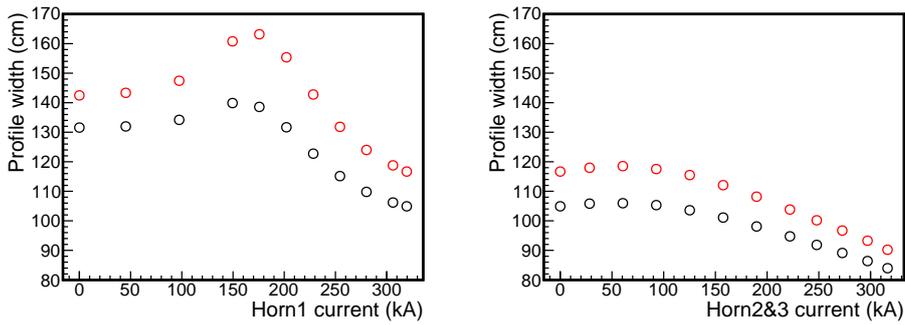
また図 5.10(b) はホーン電流値が 320 kA 付近の変動に対する muon yield の変化をみたものである。図 5.10(a) はホーン 2、3 の電流値を 317kA に固定し、ホーン 1 の電流値を 317 kA から -1%、-2% と変化させた時の muon yield を表す。そして図 5.10(c) はホーン 1 の電流値を 321 kA に固定し、ホーン 2、3 の電流値を 321 kA から -1%、-2% と変化させたものである。やはりどちらもリニアな相関が見られている。これら結果は表 5.5 に示した。

ここで、ミュオンモニターがどれだけホーン電流値の変動に感度があるか考察する。既に述べたように、ミュオンモニターは 0.2% 以下の強度測定分解能を得ている。muon yield は全 49 チャンネルから得た総収

<sup>3</sup>式 (5.1) の A の項

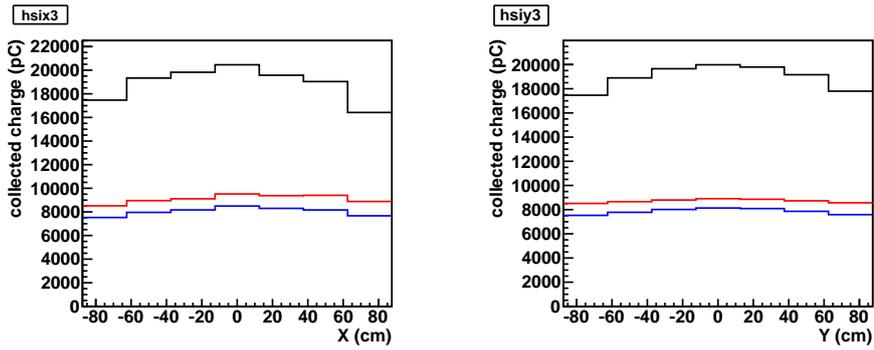


(a)

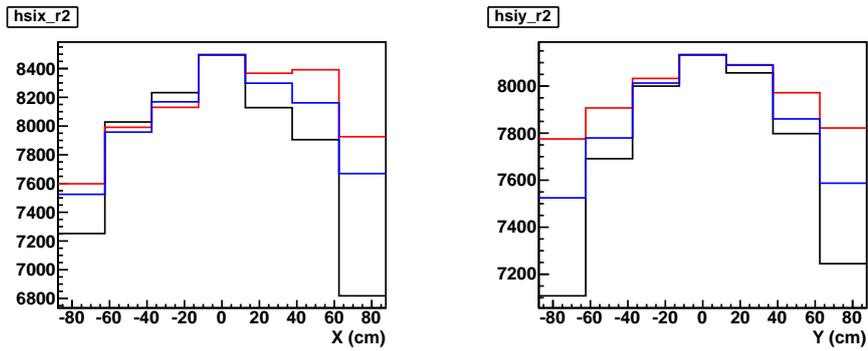


(b)

図 5.6: (a) ホーン電流値とピーク電荷の関係。シリコン PIN フォトダイオードの測定値を用いている。左図はホーン 2、3 の電流値をゼロとし、ホーン 1 の電流値のみを 0-320 kA まで変化させたもので右図はホーン 1 の電流値を 320 kA の固定し、ホーン 2、3 の電流値を 0-320 kA まで変化させている。ホーン 3 台が 320 kA の時は 0 kA の時に比べピーク電荷が 7 倍にも増えている。(b) ホーン電流値とプロファイル幅の関係。横軸は (a) と同じで、縦軸をプロファイル幅にしたものである。こちらもシリコン PIN フォトダイオードの測定値を用いている。150 kA 付近で浮き上がっているが、基本的にホーン電流値が増えるに従いプロファイル幅も狭くなっている。



(a)



(b)

図 5.7: (a) ホーン 1 の電流値 0 kA (青色)、150 kA (赤色)、320 kA (黒色) のプロファイルのスライス図。ホーン 2、3 の電流値は 0 kA のままである。左図は  $Y=0$  のスライスで、右図は  $X=0$  のスライスである。(b) (a) のスライスの分布に対して、 $(X,Y)=(0,0)$  の値を 0 kA の値にスケーリングさせたもの。150 kA (赤色) の分布で最も幅が広い事が分かる。

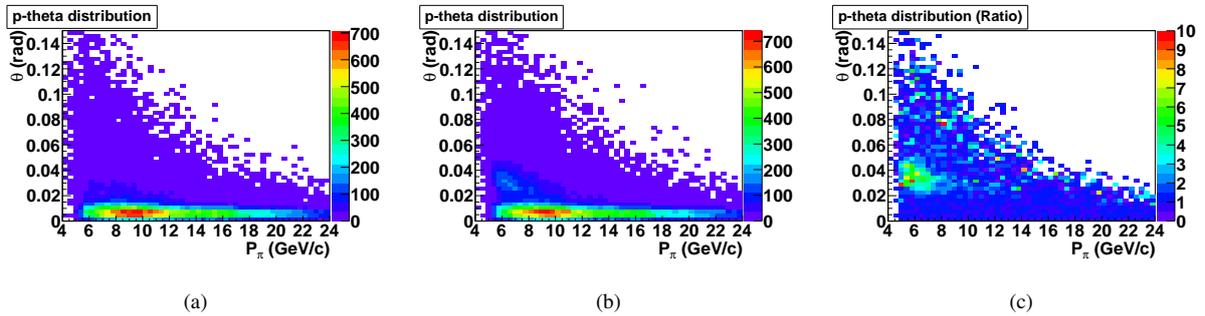


図 5.8: ミューオンモニターに届く muon の親粒子である  $\pi$  中間子の位相分布。ビームラインシミュレーション (JNUBEAM) を用いて求めている。(a) はホーン 1 が 0 kA の時で (b) は 150 kA の時の図である。(c) に対する (b) の比をとったもので、放出角が 0.02-0.05 rad の領域で山が見える。つまり、この領域の  $\pi$  中間子から生まれるミューオンモニターに届く muon の量が 150 kA の時で増えていることが分かる。

集電荷量に対して、CT5 で求めた陽子数で割ったものである。そして、CT5 の陽子数測定分解能は 0.5% である事がわかっている。したがって muon yield の測定分解能はこれらの Quadratic sum、

$$\sqrt{(0.2\%)^2 + (0.5\%)^2} = 0.54\%$$

となる。したがって、ほとんど CT5 の陽子数測定分解能 (=0.5%) で決まっている。また表 5.5 より、ホーン 1 の電流値が 250 kA から 1% 変化すると muon yield は 1% 変化する。ミューオンモニターはおよそ 0.5% の muon yield に感度があるので、つまりホーン 1 の電流値 0.5% (~1.3 kA) の変動に感度がある事がわかる。同様に考えて、ホーン 1 の電流値が 320 kA から 1% 変化すると、muon yield は 1.5% 変化するので、この場合ホーン 1 の電流値 0.3% (~1 kA) の変動に感度がある事がわかる。

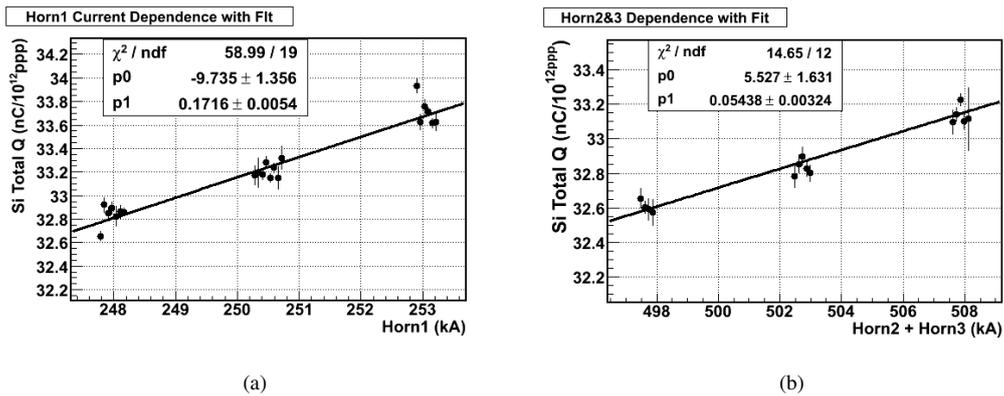
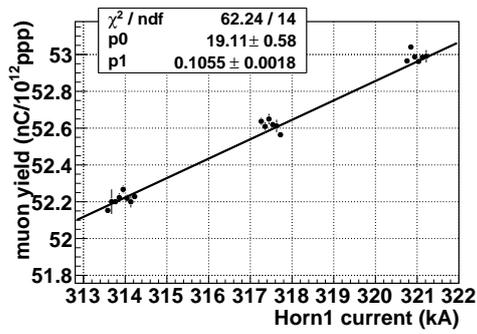
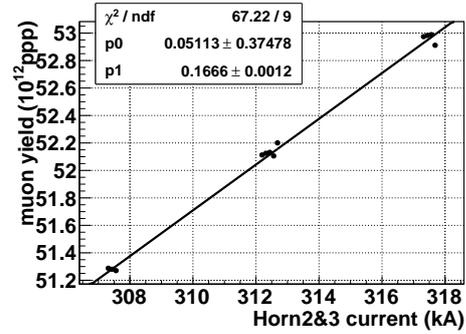


図 5.9: ホーン電流値 250 kA 付近から 1% 程度の変動における muon yield の変化。シリコン PIN フォトダイオードで得られた測定値を用いている。(a) はホーン 1 の電流値を、(b) はホーン 2、3 の電流値を 1% 変化した図を表している。これら変化に対し、muon yield はリニアに相関している。



(a)



(b)

図 5.10: ホーン電流値 320 kA 付近から 1-2%程度の変化における muon yield の変化。シリコン PIN フォトダイオードで得られた測定値を用いている。(a) はホーン 1 の電流値を、(b) はホーン 2、3 の電流値を-1~2%変化した図を表している。これら変化に対し、muon yield はリニアに相関している。

表 5.5: ホーン電流値の変動に対する muon yield の変化

Horn1	Horn2&3	muon yield
250 kA $\pm$ 1%	250 kA	$\pm$ 1.0%
250 kA	249 kA $\pm$ 1%	$\pm$ 0.8%
321 kA $^{-1\%}$ $^{-2\%}$	317 kA	-1.5% -3.0%
321 kA	317 $^{-1\%}$ $^{-2\%}$ kA	-0.8% -1.6%

### 5.3.3 運転時のトラブル

物理ラン中、ミュオンモニターは以下の2つのトラブルに見舞われた。

#### HV 値の IOC への受け渡しの失敗

イオンチェンバーのガス圧、温度、また酸素濃度の値は IOC に受け渡しているが、それと同様に検出器にかけている電圧値も IOC に受け渡し、そのタイムスタンプを記録している。しかし、電圧値の IOC への受け渡しが止まった事でタイムスタンプの記録が止まり、スローモニターからアラームが発せられた事があった。問題解決のため一度電圧を落とし、ビーム供給をとめ、再び電圧を上げることで、この問題は解決された。しかし、電圧を落としている最中もビームが来ていたため、計 65 イベントが Good spill selection により物理データから落とされた。

#### Transceiver module の不良

読み出し回路(図 3.13)内にある Transceiver は加速器からのトリガー信号を受け取っているが、この動作が不調になり、FlashADC に入力するゲート信号がふらつくという事態が生じた。そのため、積分範囲に信号が入らず、見かけ上 muon yield が減ってしまうという問題が起きた。幸い、そのふらつきは 200 ns 程度であり、またオフライン解析の結果によって波形積分が可能であった。一度 good spill selection によって該当イベントは落とされたが、最終的に全てのイベントが物理データとして用いられる事になった。また、動作不良となったこの Transceiver module は新たなものに取り替えられた。

結果としてミュオンモニターのトラブルによって good spill selection から外されたイベントは 65 イベントであり、物理ラン中の Live time は 99.95%であった。これはほぼ全てのイベントで安定して稼動している事を意味している。

### 5.3.4 ビームの安定性

図 5.11、5.12 はそれぞれ good spill selection で生き残ったイベントにおける、ミュオンビームのプロファイル中心、及び muon yield のヒストリープロットを示している。これらの図は全て S/N 比がより良いシリコン PIN フォトダイオードの測定値を用いて 1 スpillごとにプロットしたものである。また表 5.6 には各 MR ランにおけるこれらの値の結果を示している。Run34 の途中、ミュオンモニターはビーム軸に対し、Y 方向に -2.5 cm の位置に間違って設置されている事が判明した。そのため Y 方向におけるプロファイル中心はおおよそ -2.5 cm ずれている。しかし、物理要請である 1 mrad 以内には十分に収まっている。また muonyield に関して、途中 Run33 で大きなふらつきが見える。これはビーム強度を上げた事で、CT の Attenuator を変えたため、S/N 比が小さくなったことによる。しかし、2010a においては、RMS/Mean がおおよそ 1%以内に収まっている。これにより、非常に安定なニュートリノビームの供給がなされている事を確認した。

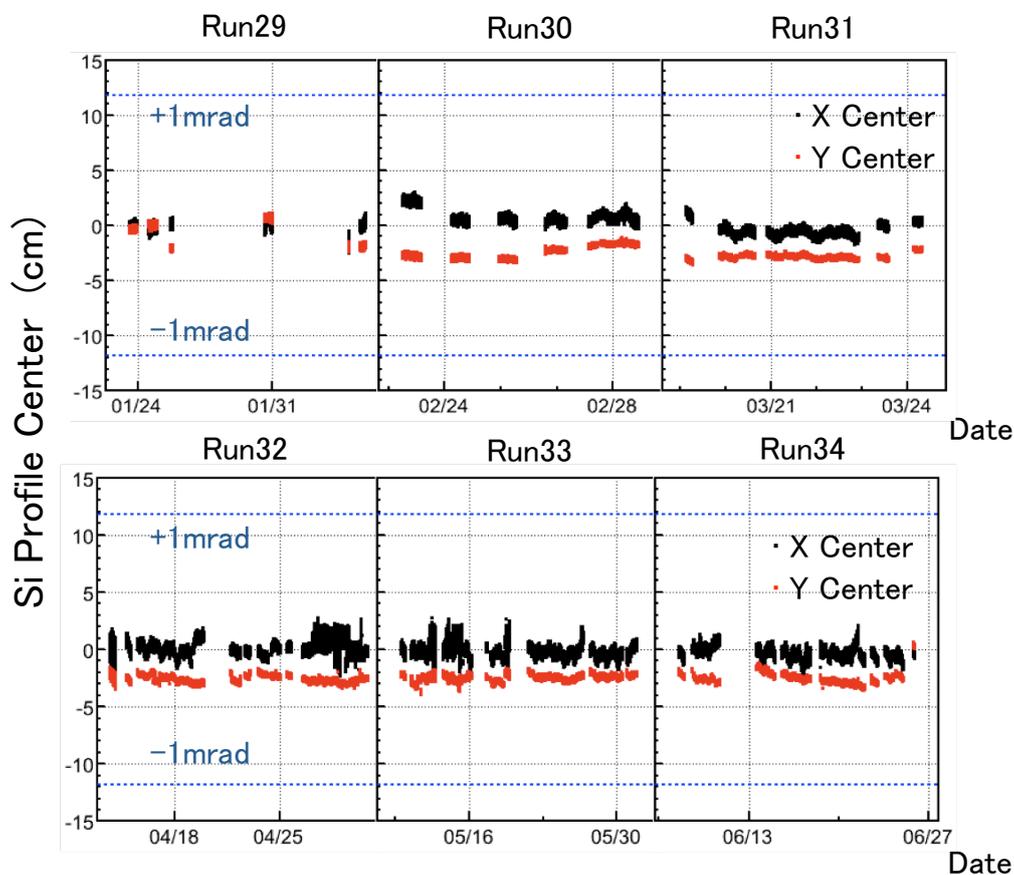


図 5.11: 2010a データで得られたビーム方向の測定結果

表 5.6: ミューオンモニターによるミューオンビームの方向・強度の測定結果

MRrun	Profile center (cm)		muon yields	
	x (Mean $\pm$ RMS)	y (Mean $\pm$ RMS)	Mean (nC/10 <sup>12</sup> ppp)	RMS/Mean (%)
Run29	-0.05 $\pm$ 0.36	-0.55 $\pm$ 1.06	33.35	0.58
Run30	-0.86 $\pm$ 0.65	-2.31 $\pm$ 0.57	33.43	0.50
Run31	-0.46 $\pm$ 0.50	-2.81 $\pm$ 0.21	33.47	0.38
Run32	-0.14 $\pm$ 0.59	-2.56 $\pm$ 0.30	33.52	0.28
Run33	-0.20 $\pm$ 0.52	-2.46 $\pm$ 0.28	33.55	1.02
Run34	-0.30 $\pm$ 0.52	-2.49 $\pm$ 0.52	33.60	0.25
Total	-0.10 $\pm$ 0.62	-2.46 $\pm$ 0.53	33.53	0.68

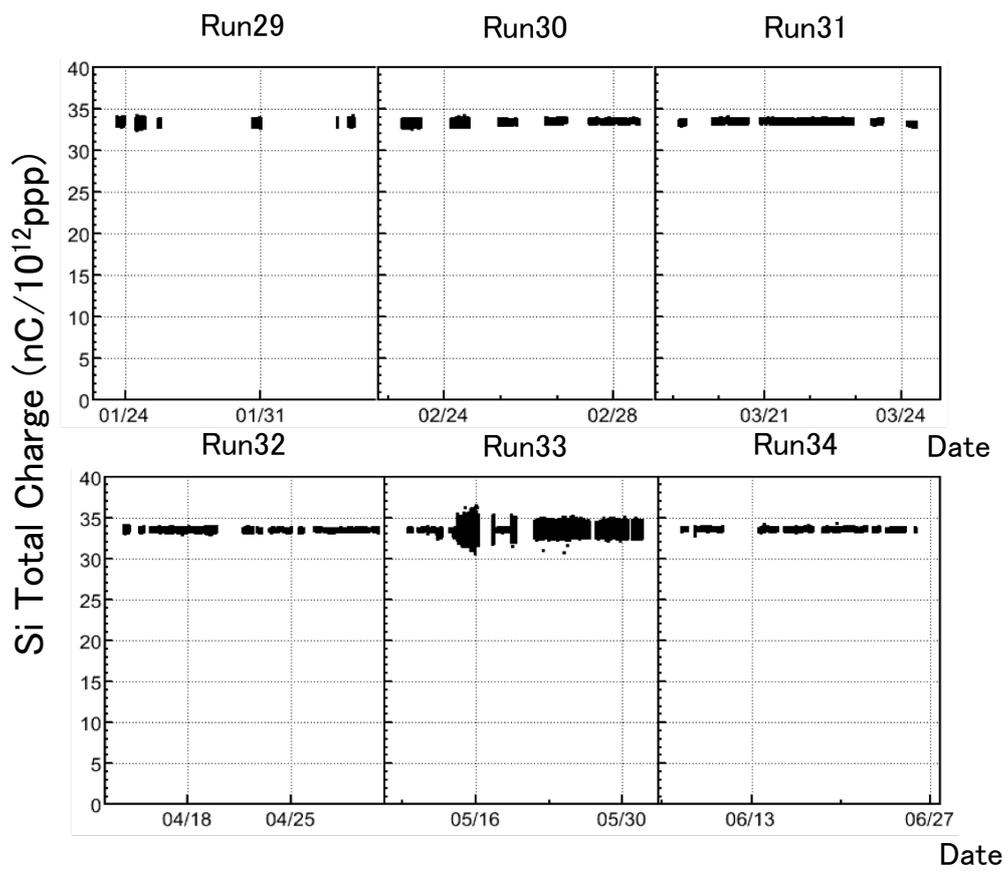


図 5.12: 2010a データで得られた muon yield の測定結果

## 5.4 夏のシャットダウンに行われたミュオンモニターアップグレード

2010年7月から10月の間はビームは止まり、その間色々な方面でハードウェアの調整、アップグレード及び新検出器のインストールが行われた。ミュオンモニターでも2010年11月から始まる物理ランに備え、ハードウェアのアップグレードが行われた。

### 5.4.1 Attenuator の変更

従来使用していた NIM 規格の Attenuator では減衰率を変更する際、モジュールの蓋を開けてチップを手作業で交換していた。これはミュオンモニターだけでなく、他のビームモニターでも同様に行っており、この作業だけで1時間以上もかかってしまうため、大きな時間のロスが懸念されていた。これを改善するべく、遠隔操作によって減衰率を変更できるように、新しい VME 規格の Attenuator を導入する事になった。図 5.13(a) はこの Attenuator の回路図で、(b) は写真である。1 台につき 12ch を有し、スイッチングリレーにより、減衰率を変更できる仕様になっている。また、Attenuator 一つ一つに IP アドレスを与え、ローカルネットワークに接続することで、PC からの操作が可能となっている。またこれにより、モニター責任者以外の者による遠隔操作もスムーズに行われるようになった。

この VME 規格の Attenuator を導入するに際して、入力信号に対する線形性を調べる試験を 1 MHz、10 Mz、そして 100MHz と周波数を変えて行った。入力信号はファンクションジェネレータによって作り、実際にミュオンモニターで観測される波形に近づけるため、正弦波を入力信号とした。図 5.14 はこの試験のセットアップである。まず入力信号を直接オシロスコープで読み、波形積分を行う。続いて、VME 規格の Attenuator に入力して、その出力をオシロスコープで読み波形積分を行った。そして出力の波形積分値と入力の波形積分値の比をとり、線形性を調べた。図 5.15 がその結果であり、全ての測定点で 1% 以下の線形性が得られている。これは従来使用していた NIM 規格の Attenuator と同程度の線形性である事が分かり、実機としての使用で問題ない事が分かった。

### 5.4.2 電圧印加回路の変更

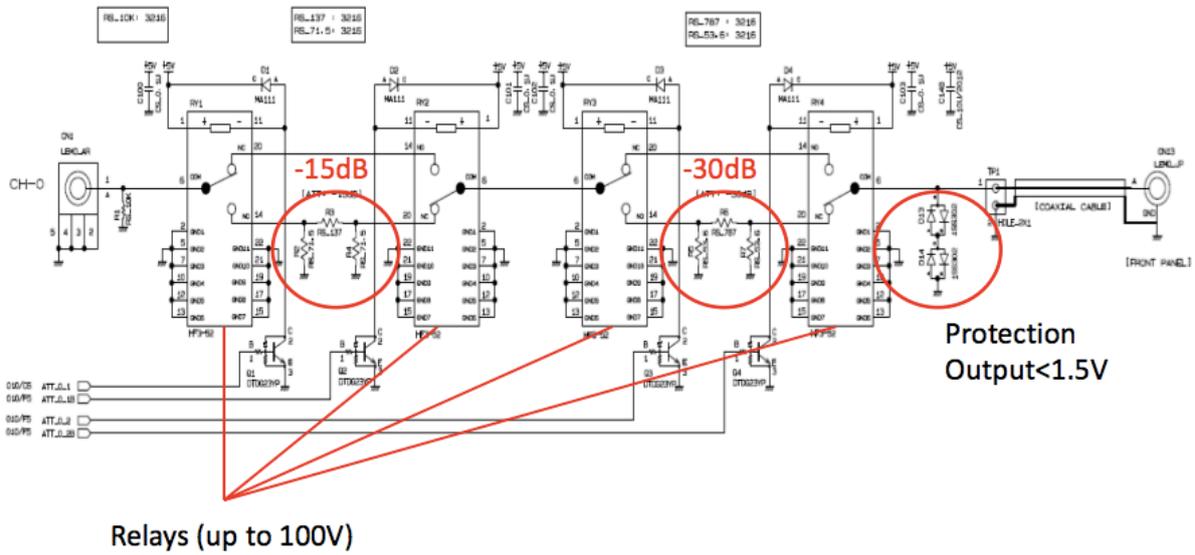
図 5.16 はこれまでミュオンモニターで使用してきた電圧印加回路である。(一緒に読み出し回路と検出器も描かれている。) これには以下の 3 つの問題点を抱えていた。

#### 1. 直流電源が古く、予備も無い状況

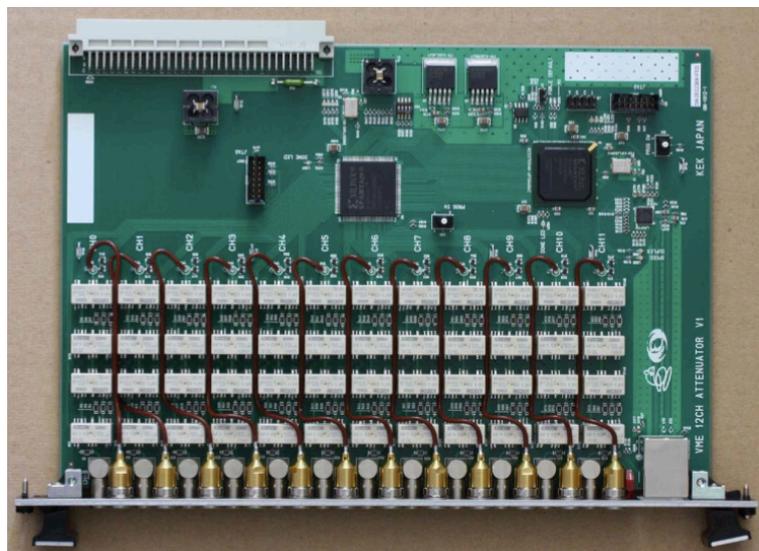
これまでは CAMAC モジュールの電源 (REPIC RPH-32010) を用いていたが、これは古いもので、また予備は無かった。そのため、電源そのものを刷新する事にした。2010年11月からの物理ランでは松定プレジジョン株式会社製の直流電源「PL-650-0.1」を用いている。

#### 2. 電源の直下に置かれている Low Pass Filter (LPF) では高いビーム強度で問題が生じる。

2009年の夏に京都大学化学研究所先端ビームナノ科学センターにある 100 MeV 電子線形加速器 (LINAC) を用いたビームテストを行い、LPF に用いられる抵抗値 (図 5.16(a) 中、赤文字で書かれた 100 k $\Omega$  抵抗) を変えたテストを行った。検出器 (シリコン PIN フォトダイオード) に電子ビームを当て、その出力波形を見ると、収集電荷量 20 nC ほどのところで線形性が失われるという問題が発覚した。(図 5.16(b))。



(a)



(b)

図 5.13: (a)VME attenuator の回路図。スイッチングリレーにより減衰率が変化する仕組みとなっている。また出力は 1.5 V を超えないようにツェナーダイオードを入れている。(b)VME attenuator の写真

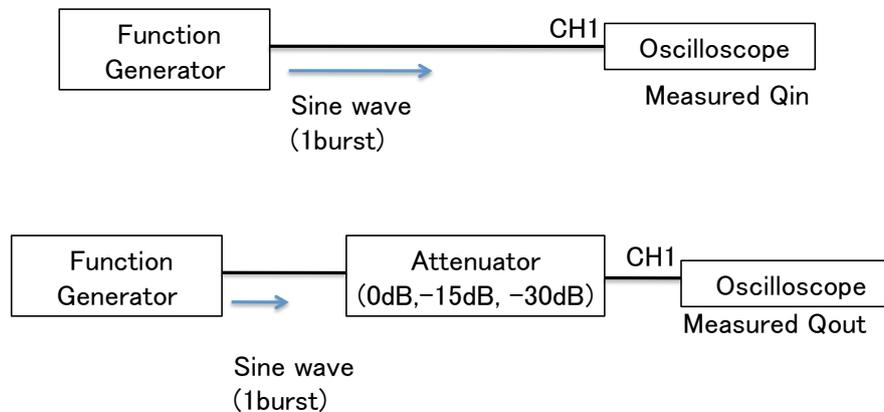


図 5.14: VME attenuator のリニアリティ試験におけるセットアップ

これは T2K 強度 (ホーン電流値: 320 kA) に換算すると、およそ 160 kW 相当のところでは線形性が失われるのに等しい。そのため、このままではこの LPF を使用することは不可能であり、回路構成を一新することが必要不可欠であった。

### 3. 反射波の問題

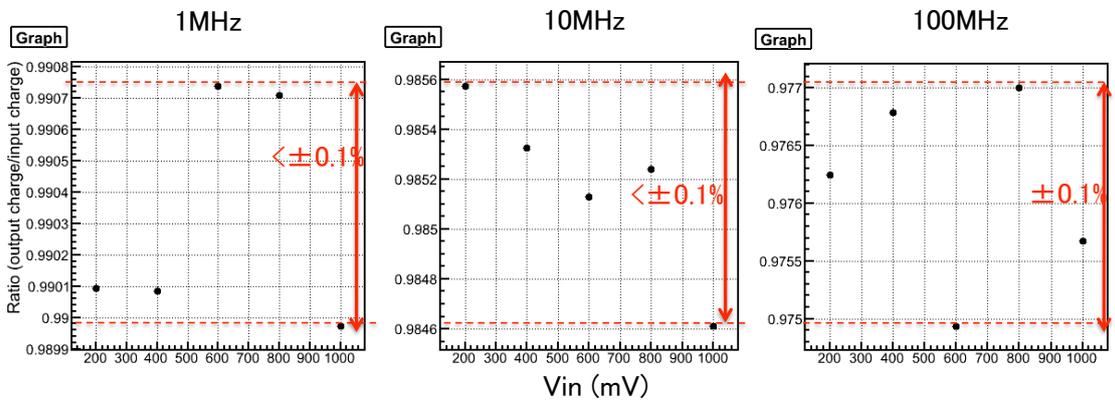
これまでミュオンモニターで得られた信号では波形の立ち下がった後に反射波のようなものが見えていた。これを調べてみると、LPF で用いられている抵抗起因による可能性が大きい事が分かった。この抵抗は 2. で問題となっていた抵抗と同一のものであり、より一層 LPF の交換が必要である事をしらした。

新たな電源はこれまでの多出力型ではなく、単出力型とした。そのため Divider を介し検出器に電圧を供給する必要があった。また LPF に使用していた抵抗は  $51\Omega$  に変え、インピーダンス不整合による反射波を防止した。図 5.17 に 2010 年 11 月の物理ランから使用した電圧印加回路を載せた。新たな回路は Pre-Divider、そして Divider を介し、1 台の電源で最大 56 チャンネル分の検出器に電圧を印加できるようにしている。図 5.18 に Divider の写真を載せた。

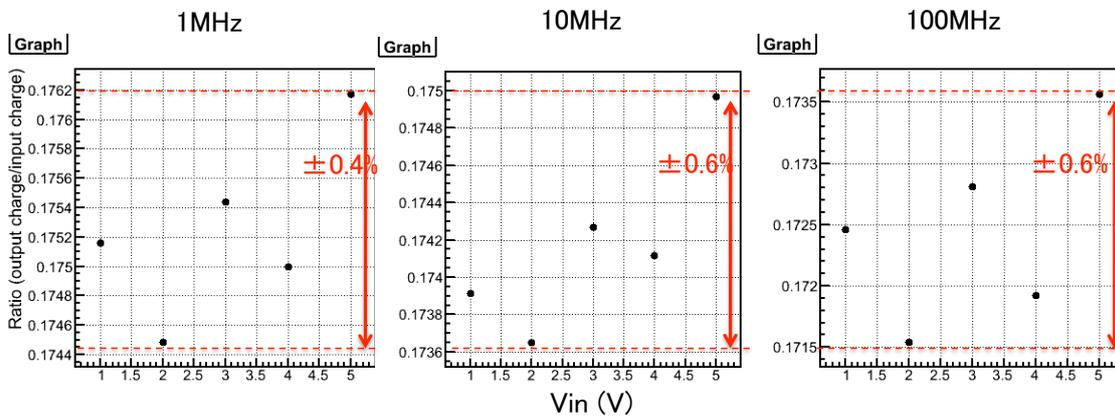
## 5.5 2010b データ解析

2010 年 7-10 月まで続いたシャットダウンを終え、11 月より物理ラン (2010b) が再開された。2010b では 2011 年 6 月までのデータ取得をする予定である。ここでは、2010 年 11-12 月の 1ヶ月の物理ランのデータ解析の結果について述べる。具体的には、

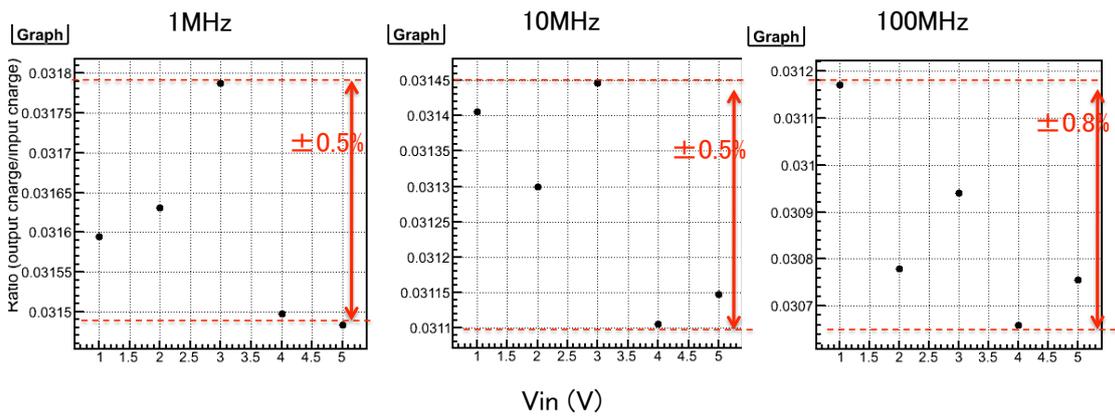
- 2010a からの変化
- 2010b における測定分解能
- ビームの安定性



(a)

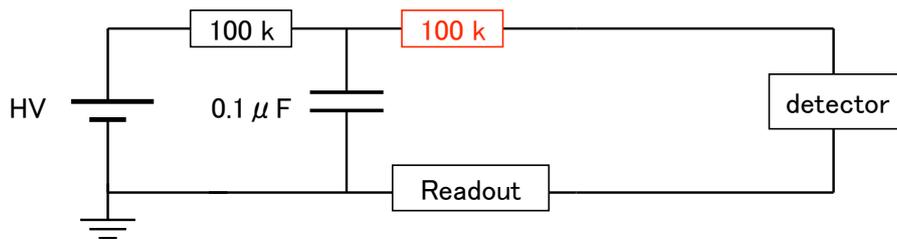


(b)

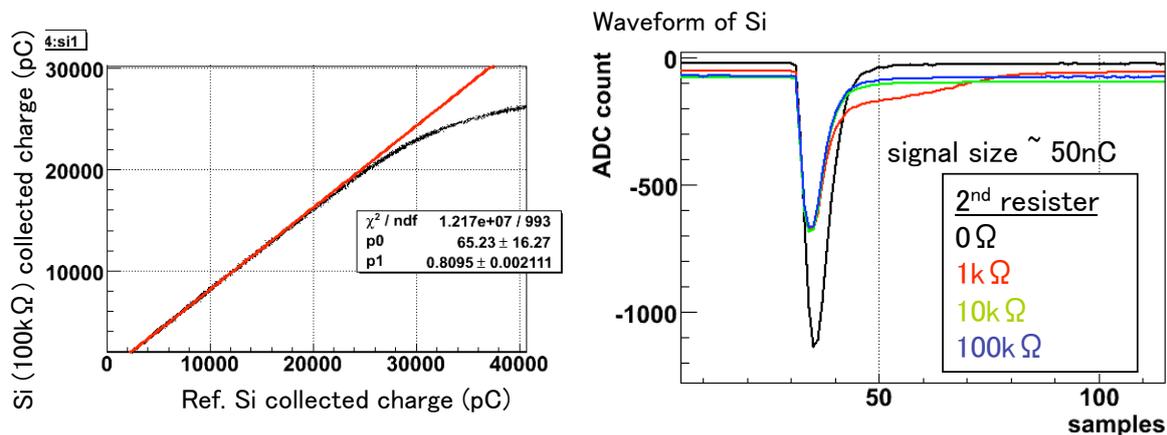


(c)

図 5.15: VME attenuator のリニアリティ。(a) は 0dB、(b) は 15dB、(c) は 30dB の減衰率の試験結果を表している。



(a)



(b)

図 5.16: (a)2010 年 1 月-6 月末の物理ランで使用された電圧印加回路。(b) (a) 内の赤文字で書かれた抵抗値を変えたテスト結果。このテストは京都大学化学研究所先端ビームナノ科学センターにある 100 MeV 電子線形加速器 (LINAC) を用いて行われた。左図は 0 k $\Omega$  を用いたときのシリコン PIN フォトダイオード (リファレンス用) と 100k $\Omega$  を用いたときのシリコン PIN フォトダイオード (テスト用) の収集電荷のリニアリティを見たもの。赤い線はリファレンス用シリコンの収集電荷 0-20nC までをフィット範囲として 1 次直線を引いたもの。テスト用のシリコンの収集電荷が 20 nC を超えたところでリニアリティが失われている。右図は各抵抗値におけるシリコンで得られた波形をみたもの。

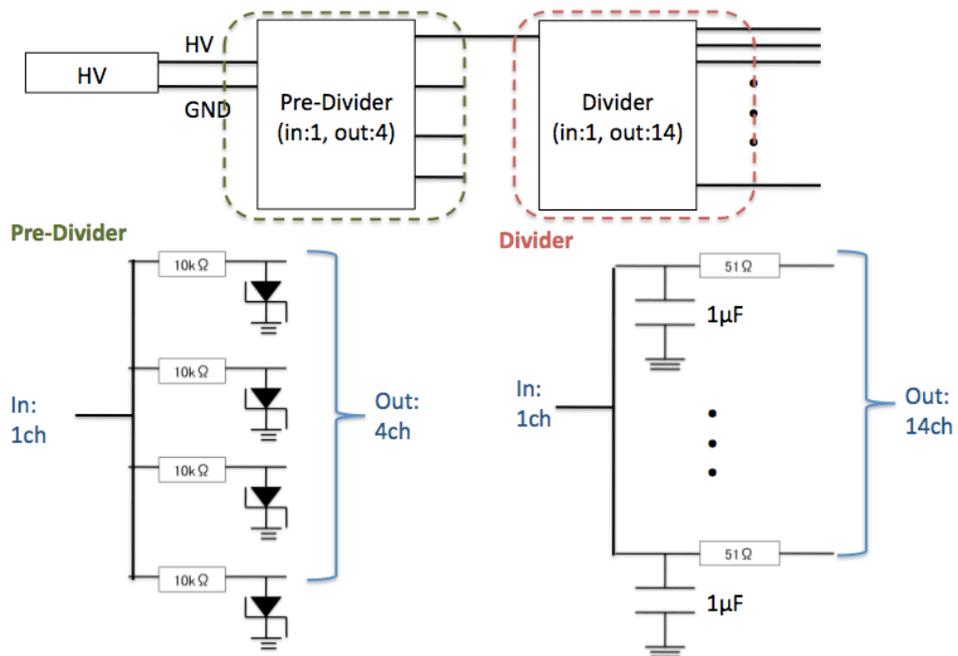


図 5.17: 2010 年 11 月から用いている電圧印加回路。電源の出力が 1 チャンネルしかないため、Pre-Divider-Divider を用いて分岐させている。Pre-Divider 内のツェナーダイオードは設定よりも高い電圧を加えるのを防ぐために入れている。Divider 内の  $51\Omega$  は反射波を防ぐためのものである。



図 5.18: 現在使用している Divider の写真。この回路では 1 ch の入力から 14 ch に分岐出力するように作られている。この回路には  $1\mu\text{F}$  のコンデンサーと  $51\Omega$  の抵抗を用いている。

について述べる。

この期間の物理ランは表 5.7 に示すように、Run36 として割り当てられている。Run36 からビームの仕様が変った。まず、1 スピル当たりのバンチ数は 8 が増え、スピル周期も 3.52 秒から 3.20 秒へと短くなった。これにより、1 秒当たりの POT は 1.47 倍に増えた。図 5.19 に Run36 で得られたビーム強度の経緯を示す。ビーム強度は最大で 135 kW に達した。ただしこれは試験的なもので、実際に物理ランとして扱われていない。電磁ホーン 3 台は 250 kA に励磁させてのビーム運転となっている。

表 5.7: 2010b における加速器で割り当てられたラン番号とその期間。Run37 までを示した。

期間 (2010 年)	ラン番号
11/18 - 12/24	36
1/18 - 2/24 (予定)	37

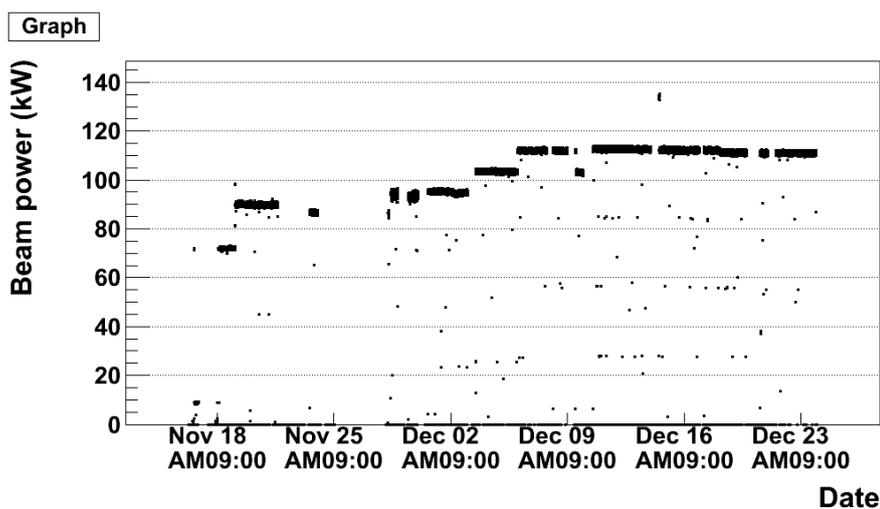


図 5.19: Run36 のビーム運転におけるビーム強度の経緯

### 5.5.1 2010a からの変化

#### 電磁ホーン電流値

シャットダウン期間中にて、これまで使用していた電磁ホーンの電源が新しいものに換えられた。それに伴い、2 台用いていた電源も、1 台に台数を減らした。しかし、新しい電源では電流値が 3 段階に変わってしまう問題が生じた。図 5.20 は物理ラン中に得られた電磁ホーン電流値の分布を示している。黒色、赤色、青色の分布はそれぞれホーン 1、2、3 の電流値を表す。シャットダウン前に行われていた Run34 の分布を各

ホーンの電流値が安定的に分布しているのに対し、今回の Run36 はどのホーンの電流値も 3 つの分布に分かれている。実際に電流値が変動しているかどうかを確かめるため、ミュオンモニターで測定される muon yield との相関を見たのが図 5.21 である。これを見ると明らかに相関があるのがわかる。ホーン電流値 1% の変化に対し、1.9% muon yield 変化している。5.3.2 章で述べた Horn current fluctuation study において、表 5.5 より全てのホーン電流値を 1% 変化した時、muon yield の変化量は 1.8% であり、今回の結果とほぼ一致している。したがって、まぎれもなく電流値は 3 段階に変動していると結論付けた。

今回の変動は最大で  $\pm 1.5$  kA ( $\sim 0.6\%$ ) ほどであり、5.2 章で述べた Good spill selection 内には収まっている。よって、電源の調整はせずにこの状態で物理ランが行われることになった。

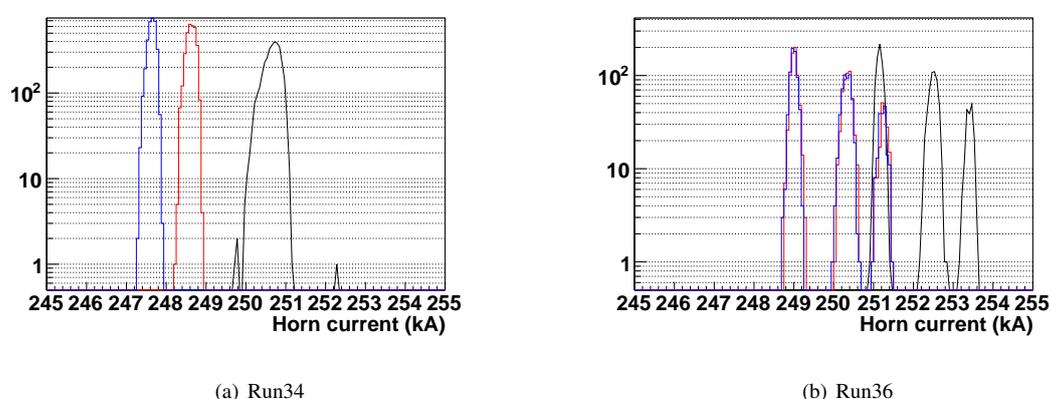


図 5.20: Run34、Run36 におけるホーン 1(黒色)、2(赤色)、3(青色)の電流値分布。Run36 ではホーンの電流値が 3 段階に変動している。

### バンチごとのビーム方向

シャットダウンの期間、加速器側で磁石の調整などが行われ、またバンチ数も 8 になった事により、バンチごとに測定量が安定しているか確かめる必要があった。そこでビーム方向について、各バンチごとに調べた。表 5.8 は解析に使ったデータセットである。過去のランと比較するため、Run34 のデータを用いた。また、念のため、電磁ホーン電流値の 3 段階の変動を含まないようイベントを選別した。

図 5.22 は各バンチごとのミュオンモニター (シリコン PIN フォトダイオード) で測定したビームのプロファイル中心である。黒プロット、赤プロットはそれぞれ X 方向と Y 方向について示しており、黒点線、赤点線はスパイル当たりの X 方向と Y 方向のプロファイル中心を示している。誤差棒はそれぞれの RMS を表している。これを見ると、Run34 ではバンチごとのばらつきは最大で  $\pm 1$  cm (X 方向)、 $\pm 0.2$  cm (Y 方向) ほどしかないのに対し、Run36 では最大で  $\pm 3$  cm (X 方向)、 $\pm 2$  cm (Y 方向) もばらついている。

このばらつきがミュオンモニターの測定によるものであるかどうか調べるため、ニュートリノ 1 次ビームラインの最下流に置かれている陽子ビームプロファイルモニター SSEM の測定結果との相関を見た (図 5.23)。

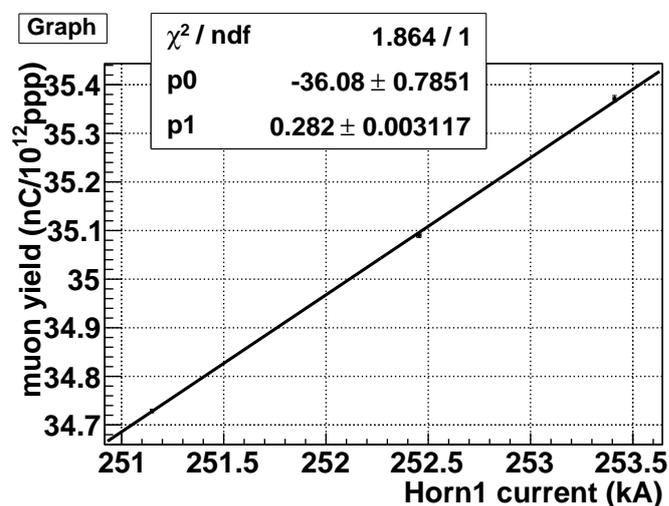


図 5.21: ホーン 1 の電流値と muon yield の相関図。1 次関数のフィット直線も一緒に描いている。3 段階の変動に対しリニアな相関がみられる。

表 5.8: バンチごとのビーム方向解析に用いたデータセット

MRrun	Run34	Run36
1 バンチ当たりの陽子数 (ビーム強度 (kW))	$7.8 \times 10^{12}$ (65.1)	$6.0 \times 10^{12}$ (73.7)
データ取得時間	2.9 時間	1.2 時間
ホーン電流値のカット	なし	ホーン 1 電流値 < 251.3 kA ホーン 2 電流値 < 250 kA ホーン 3 電流値 < 250 kA

すると、奇麗に線形に相関していることから、陽子ビームが炭素標的に到達する時点で既にバンチごとに軌道がばらついている事がわかる。逆相関になっているが、これは定性的に次のように考えられる。陽子ビームがビーム中心からずれて炭素標的に入射すると、生成された $\pi$ 中間子はホーンがつくる磁場によって曲げられ、入射した位置とは軸対称の位置に飛び出す。そのため、ミュオンモニターと SSEM のビーム中心の測定値は逆相関になっていると考えられる。また1つのバンチをみても、Run34 ではおよそ 0.5 cm ほどのばらつきであるのに対し、Run36 ではおよそ 2 cm もばらついている。後でも述べるが、Run36 で得られたミュオンモニターの1スピル当たりの方向決定精度は 0.21 cm 以下であり、このばらつきがミュオンモニターの測定分解能によるものとは考えにくい。

バンチごとの方向のばらつきの原因はまだ良く分かっておらず、現在調査中である。

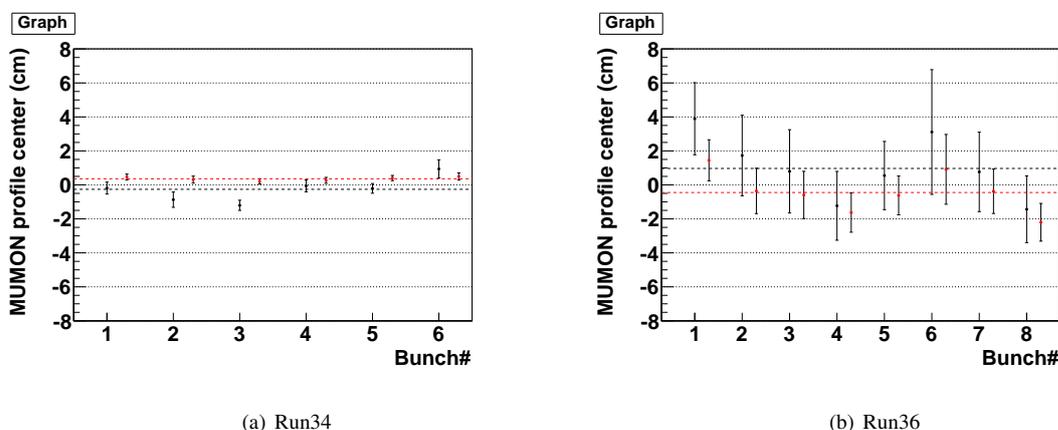


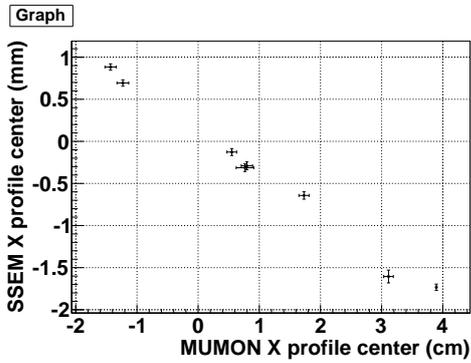
図 5.22: Run34、Run36 におけるバンチごとのプロファイル中心。黒プロットは X 方向のプロファイル中心を示し、赤プロットは Y 方向のプロファイル中心を示す。Run36 の方がバンチごとのプロファイル中心のばらつきは大きい。尚、黒(赤)の点線はそれぞれスピルで求めたときの X(Y) のプロファイル中心の平均値を示している。

### muon yield

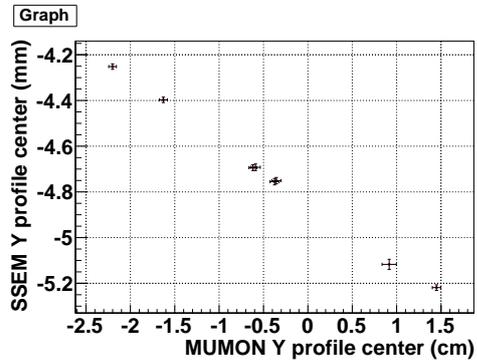
muon yield を測定する事はニュートリノ生成量を測定する事と同義であり、したがって前の物理ランからの変化が無いか確かめるのは重要な事である。

5.9 はこの解析で用いたデータセットである。データセットとしてはまた Run34 のデータを使用した。問題を単純化するため、1バンチ当たりの陽子数がほぼ同じデータを用いて比較を行った。今回もホーン電流値の3段階の変動を含めないよう、イベントを選別した。

図 5.24 は Run34、Run36 における muon yield の測定値である。表 5.10 にそれぞれの分布の中心値と RMS を載せた。今回のランでは以前と比ベシリコン PIN フォトダイオードで 5.4%、イオンチェンバーで 3.1%増



(a) X 方向



(b) Y 方向

図 5.23: 陽子ビームプロファイルモニター SSEM で得られたプロファイル中心とミュオンモニターで得られたプロファイル中心の相関。相関が見られることから、陽子ビームの軌道そのものにバンチごとのばらつきが見えている事がわかる。

表 5.9: バンチごとの muon yield の測定で用いたデータセット

MRrun	Run34	Run36
1 バンチ当たりの陽子数 (ビーム強度 (kW))	$6.2 \times 10^{12}$ (50)	$6.0 \times 10^{12}$ (73.7)
データ取得時間	10.8 時間	1.2 時間
ホーン電流値のカット	なし	ホーン 1 電流値 < 251.3 kA ホーン 2 電流値 < 250 kA ホーン 3 電流値 < 250 kA

表 5.10: Run34 と Run36 で得られた muon yield の比較

	シリコン PIN フォトダイオード		イオンチェンバー	
	Mean (nC/10 <sup>12</sup> ppp)	RMS/Mean (%)	Mean (nC/10 <sup>12</sup> ppp)	RMS/Mean (%)
Run34	33.60	0.21	0.96	0.21
Run36	35.43	0.27	0.99	0.29
	+5.4%		+3.1%	

加している事が分かった。

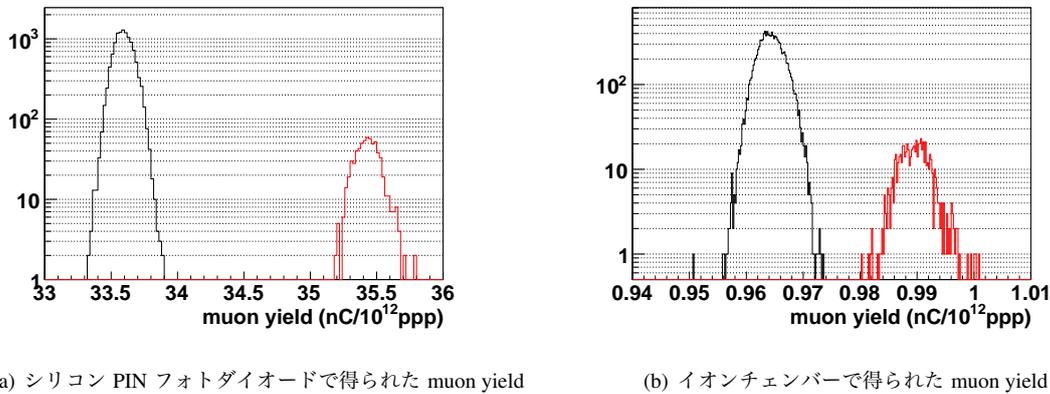


図 5.24: ミューオンモニターで得られた muon yield の測定値。黒色の分布は Run34 の測定結果を示し、赤色は Run36 の測定結果を示している。Run36 の方が muon yield の測定値は大きい。

この増加の原因について、すぐに調査を行い、少なくとも以下の理由によるものである事が分かった。

1. 較正值 (pC/ADCcount) の増加

物理ランが行われる前には常に既に 3.3.2 章で述べた CAMAC QT ジェネレータを用いたケーブル及び読み出し回路のキャリブレーションを行っている。これにより ADC カウントから電荷量の較正值 (pC/ADCcount) を決定しているが、Run36 が行われる前の較正作業の時に使用した QT ジェネレータの出力が弱くなっている事が分かった。それで、較正值が高くなっていた。QT の出力低下を調べると 3.2% である事がわかり、これがそのまま較正值に効いてくるはずである。したがって、これにより muon yield の測定値は以前よりも 3.2% 増えてしまったと考えられる。尚、この較正值はシリコン PIN フォトダイオードのみに適用している。イオンチェンバーは 2010a が始まる前の較正值をそのまま適用しているので、この 3.1% の増加の影響を受けていない。これを確かめるために、シリコン PIN フォトダイオードとイオンチェンバーで全収集電荷量の比をとり、Run34 と Run36 で比べてみた (図 5.25)。こうする事で比の増加量は較正值の増加に対応するはずである。調べると 2.8% の増加であり、これはほとんど較正值の増加分で説明できる。

## 2. 反射波削減の影響

シャットダウンに行われた LPF の改善により、反射波が削減した (図 5.26)。そのため、波形積分の値が以前よりも 1.3% 増えている事が分かった。

## 3. ペDESTAL の変化

表 5.9 のデータセットを用いて、ペDESTAL の変化からくる波形積分の違いを考慮した。まず最初のバンチが来る前の信号レベル (オフセット) と、波形積分に用いるペDESTAL との差を Run34 と Run36 のそれぞれについて見たのが図 5.27 である。この図はそれぞれの Run で得られた 1 スピル当たりの波形を示していて、オフセットの領域とペDESTAL の線が示されている。これを見ると、ペDESTAL とオフセットの信号レベルがそれぞれの Run で異なっている。そこで、これらオフセットの値とペDESTAL の値の平均を計算した。そして、これらの差分をそれぞれの Run について計算した結果を表 5.11 に示す。表中の値は全て ADC count で書かれている。すると Run36 では 0.24 ADC count 分、ペDESTAL が増えている。これにより波形積分の値の増加分を計算すると、0.2% の増加に寄与することが分かった。ペDESTAL が変化した理由は、バンチ数が増え 6 バンチから 8 バンチに増えたことにより、ペDESTAL の計算領域 (最初のバンチがくる前-最後のバンチ+20 sample) が変わってしまった事そして反射波が減った事が考えられる。

## 4. 電磁ホーン電流値の違い

今回解析に使用したデータセットでは Run36 の方が全体的に Run34 に比べて約 0.5% ほどホーン電流値が大きい。5.3.2 章で述べたように、ホーン電流値が上がると muon yield も増えてしまう。しかし、シャットダウンにおける電源交換に伴い電流のモニター絶対精度も変わってしまった。以前の物理ランの時に比べ 1% の不定性と考えられている。つまり、実際にホーン電流値が上がったかどうかは定かではないため、このホーン電流値の増加に対し 1% の誤差を付ける事にする。全ホーン電流値が 1% 変化すると、muon yield は 1.8% 変化する事が分かっている。今回は電流値は  $0.5\% \pm 1\%$  の変化なので、muon yield の増加は  $+0.9\% \pm 1.8\%$  である。

表 5.12 にこれらの影響をまとめた。全体の影響を考慮すると  $5.9\% \pm 1.8\%$  の増加となり、今回確認された 5.4% の増加分とほぼコンシステントである。

表 5.11: Run34 と 36 のオフセットとペDESTAL の違い

	オフセット	ペDESTAL	(ペDESTAL - オフセット)
Run34	-75.99	-78.38	-2.38
Run36	-78.15	-80.29	-2.14
Run36 におけるペDESTAL の増加分			+0.24

また、バンチごとの muon yield も同じデータセットを用いて調べたところ図 5.28 のようになった。黒プロットは Run34、赤プロットは Run36 の結果である。これを見ると、今回の Run36 ではバンチごとに muon yield が徐々に増加しているのがわかる。これについてはまだ未解決の段階であり、現在調査中である。

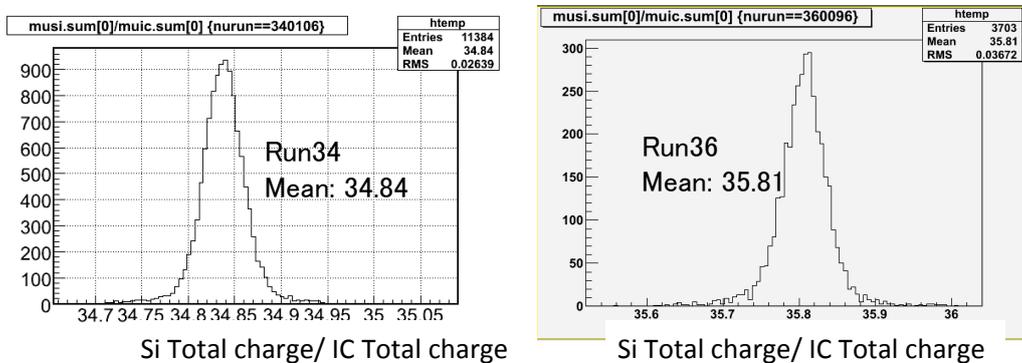


図 5.25: シリコン PIN フォトダイオード、イオンチェンバーで得られた全収集電荷量の比。左図は Run34 の測定結果で右図は Run36 の測定結果を表している。この比の増加分が較正值の増加分に対応すると考えられる。

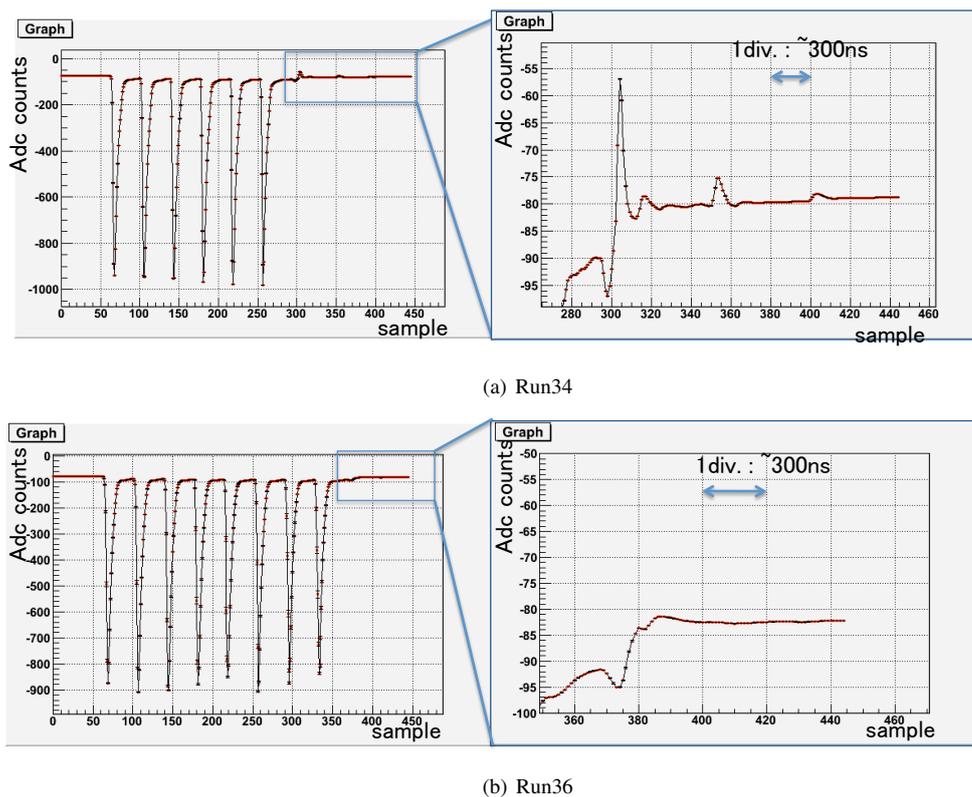
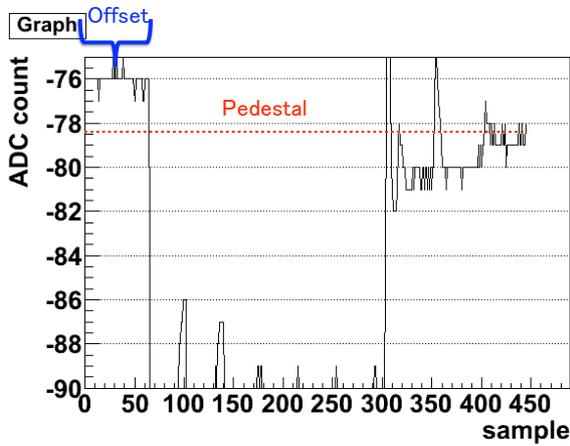
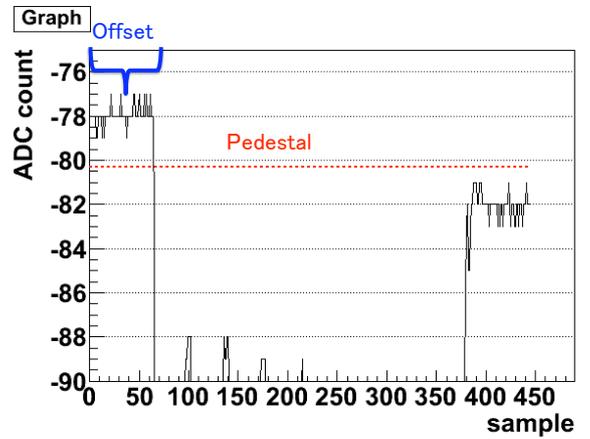


図 5.26: (Run34 と Run36 で見られた反射波。Run34 で見られた上向き成分の反射波は Run36 では消えている。LPF を交換に際して、インピーダンス整合用の 51Ω の抵抗を入れたため、この違いが生まれた。



(a) Run34

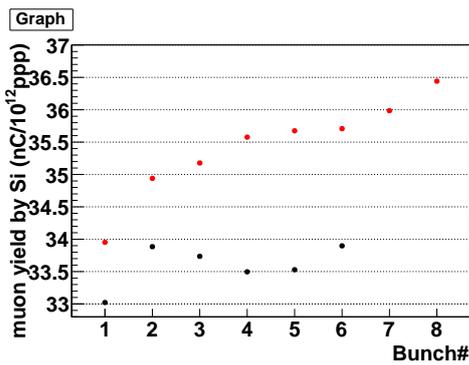


(b) Run36

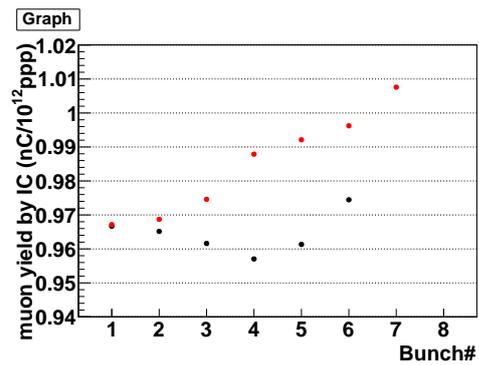
図 5.27: 波形のオフセットとペDESTAL。 (a) は Run34 で、 (b) は Run36 で得られたもの。

表 5.12: muon yield 増加の原因の内訳

理由	増加分
較正值の変化	+3.2 %
反射波削減	+1.3%
ペDESTALの変化	+0.2%
ホーン電流値の違い	+0.9%±1.8%
Total	5.6%±1.8%



(a) シリコン PIN フォトダイオード



(b) イオンチェンバー

図 5.28: バンチごとに muon yield。黒プロットは Run34 の測定結果を、赤プロットは Run36 の測定結果を表している。Run36 ではバンチごとに muon yield が増加している。

表 5.13: Run36 における測定分解能

ビーム強度 (kW)	105.6 (8 bunches, spill cycle = 3.2 s)
強度測定分解能 (%)	0.07
方向測定分解能 (cm) (x)	0.21
(y)	0.13
陽子ビーム入射角度 RMS (mrad) (x)	0.005
(y)	0.010

### 5.5.2 方向・強度測定分解能

測定分解能のチェックはミュオンモニターの安定性をチェックできるという意味で、非常に重要である。今回の Run36 でも、5.3.1 章と同様の方法で、方向及び強度測定分解能を求めた。この方法ではホーン電流値のふらつきも打ち消すことができるため、ホーン電流値のカットはかけていない。表 5.13 が結果である。以前のランに引き続き十分よい測定分解能が得られている。

### 5.5.3 ビームの安定性

Run36 で得られたビームの安定性を図 5.29 (プロファイル中心)、図 5.30 (muon yield) に載せた。これらの図は S/N 比がより良いシリコン PIN フォトダイオードの測定値を用いて 1 スピルごとにプロットしたものである。また、5.2 章で述べた Good spill selection により、選別したイベントを用いている。図 5.30 の muon yield の測定結果を見ると、低い値のところどころプロットが見える。これらのイベントはビームロスのため始めの 1、2 バンチ目しかビームが来ていないイベントに対応している。

これら測定値の平均値及び RMS を表 5.14 に示した。比較のため、Run34 の結果も載せている。5.5.1 章で述べたように、方向の測定ではバンチごとのふらつきは Run36 では大きかったが、スピルごとのふらつきではあまり大差はない。muon yield の測定では、測定値が 5.5% 上がっているが、これは 5.5.1 章で既に述べた理由による。また RMS/Mean の値も今回の方が大きい。これはホーン電流値が 3 段階に変動していたため、muon yield もそれに応じて変動したためふらつきが大きくなったと考えられる。しかし、ビーム方向、強度共に安定性は十分確保できており。物理要請である 1 mrad 以内及び 3% のフラックス変動を十分に抑えている事がわかる。

しかし、5.5.1 章で述べたように muon yield のバンチごとの上昇の原因についてはまだ完全に理解できていない。この問題は早急に解決し、これまでの測定結果と今回の測定結果との不整合性を調べていく。

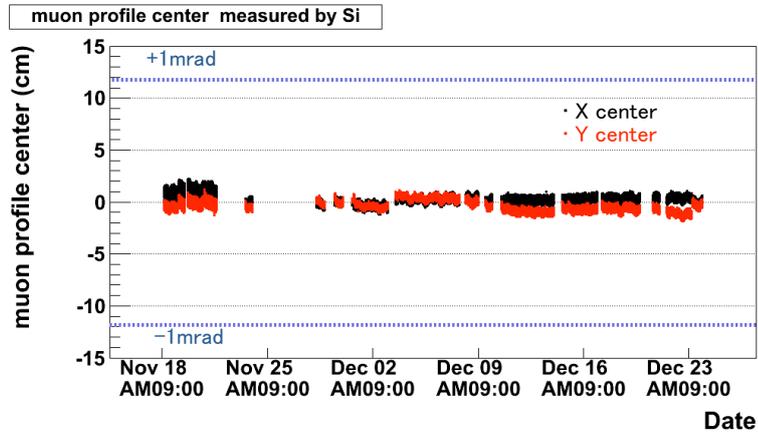


図 5.29: Run36 におけるミュオンモニターによるプロフィール中心の測定結果。

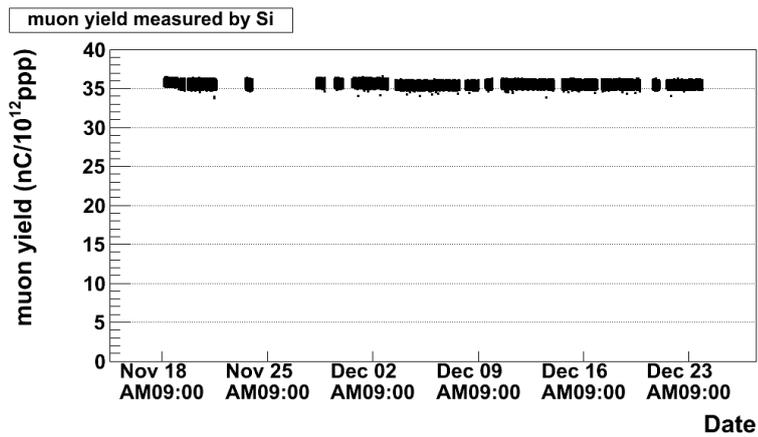


図 5.30: Run36 におけるミュオンモニターによる muon yield の測定結果。

表 5.14: Run34&Run36 におけるミュオンモニターによるミュオンビームの方向・強度の測定結果

MRrun	Profile center (cm)		muon yields	
	x (Mean ± RMS)	y (Mean ± RMS)	Mean (nC/10 <sup>12</sup> ppp)	RMS/Mean (%)
Run34	-0.30 ± 0.52	-2.49 ± 0.52	33.60	0.25
Run36	0.32 ± 0.46	-0.38 ± 0.52	35.45	0.77

## 5.6 ミューオンビームの形状

最後に、ミューオンモニターで観測しているミューオンビームの形状について述べる。現在、ミューオンモニターで見えるビームの形状は綺麗な軸対称ではなく、非軸対称な形状をしていることがわかった。図 5.31 に典型的なミューオンモニターで測定された 1 スピルあたりのビームプロファイルを載せる。これを見ると、ビームは綺麗な軸対称ではなく、少し曲がったような非軸対称である。定量的に見るため、次のような操作を行う。図 5.32 のように、9 チャンネル分の取量電荷量  $N_1, N_2, N_3, N_4$  を 1 スピルごとに求める。そしてこれらの値を用いて、非対称度  $A_{top}, A_{bottom}$  を次のように定義する。

$$\begin{aligned} A_{top} &= \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2} \\ A_{bottom} &= \frac{N_3 - N_4}{N_3 + N_4} \end{aligned} \quad (5.4)$$

図 5.33 は Run36 で得られた  $A_{top}, A_{bottom}$  のスピルごとのヒストリープロットである。これは、シリコン PIN フォトダイオードの取量電荷量を用いて得られたプロットである。ビーム方向の変化や、プロファイル幅の変化の影響とみられる変動が見られるものの、 $A_{top}$  も  $A_{bottom}$  もほぼ一定で有限な値を持っていて、それぞれ平均値で、

$$\begin{aligned} A_{top} &= -0.0133 \pm 0.0002 \text{ (sys.)} \\ A_{bottom} &= 0.0075 \pm 0.0002 \text{ (sys.)} \end{aligned} \quad (5.5)$$

であることがわかった。ここで、系統誤差には、3.3.2 章で述べたチャンネル間の相対ゲインの不定性 0.1% (シリコン PIN フォトダイオードの場合) を考慮した。また、統計誤差は  $\sim 10^{-3}\%$  程度なので無視している。ここで注意しなければいけない事は、プロファイル形状が軸対称であっても、ビーム方向が中心からずれば  $A_{top} \neq 0, A_{bottom} \neq 0$  となる事である。そして、その場合は両者の符号は一致するはずである ( $A_{top} > 0, A_{bottom} > 0$  又は  $A_{top} < 0, A_{bottom} < 0$ )。しかし、式 (5.5) をみると、系統誤差を考慮したとしても両者の符号は一致していない。つまり、プロファイル形状が軸対称ではあり得ない結果となっている。この結果に合う様な形状を考えた時、一つの可能性として図 5.34 のように、細長い楕円が傾いている事が考えられる。ミューオンビームでこのような形状が観測されているので、ニュートリノビームでも同様な形状をとっている可能性が高い。次の章では、ニュートリノビームの形状を評価するため、INGRID shoulder module で Run36 のデータ解析を行ったのでそれを述べる。また、シミュレーションにより、ビームの形状を変え、SK のニュートリノフラックスがどう変化するかを調べたので、それについても述べる。

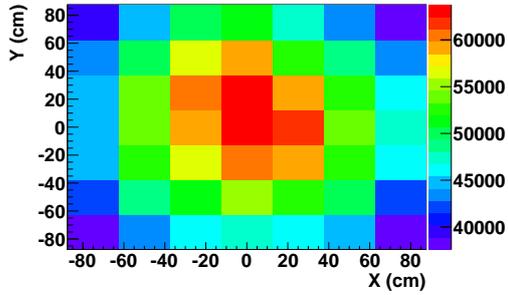


図 5.31: 1 スピルの測定で得られたミュオンビームのプロファイル形状。ビームは軸対称の形をしていない。

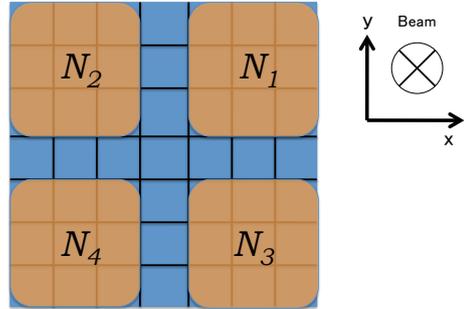


図 5.32:  $N_1$ 、 $N_2$ 、 $N_3$ 、 $N_4$  の定義

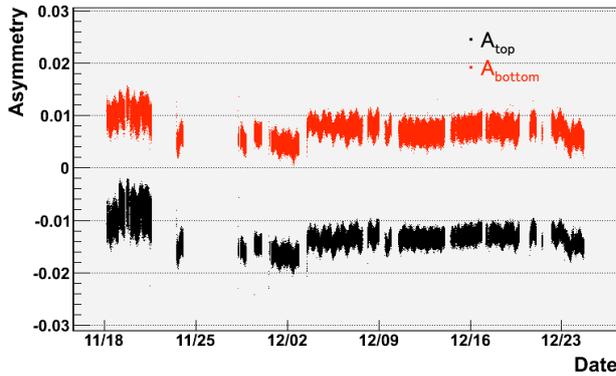


図 5.33: Run36 で得られた  $A_{top}$  と  $A_{bottom}$  のヒストリープロット

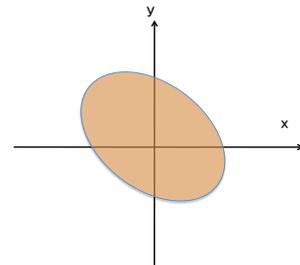


図 5.34: 想定されるニュートリノビームの形状。楕円が傾いたような形をしていると予想される。

## 第6章 ニュートリノビーム形状からくる系統誤差の評価

5.6章で述べたように、ミュオンモニターで観測されているビーム形状は非軸対称の形をしている。この章では、こういった影響がニュートリノビームに表れているのかを確認するため、INGRID shoulder module による Run36 のデータ解析をした。そして、シミュレーションを用いて、ニュートリノビームを人工的に非軸対称の形にし、これが SK におけるニュートリノフラックスにどう影響を及ぼすか検証したのでそれを述べる。

### 6.1 INGRID shoulder module を用いた 2010b データ解析

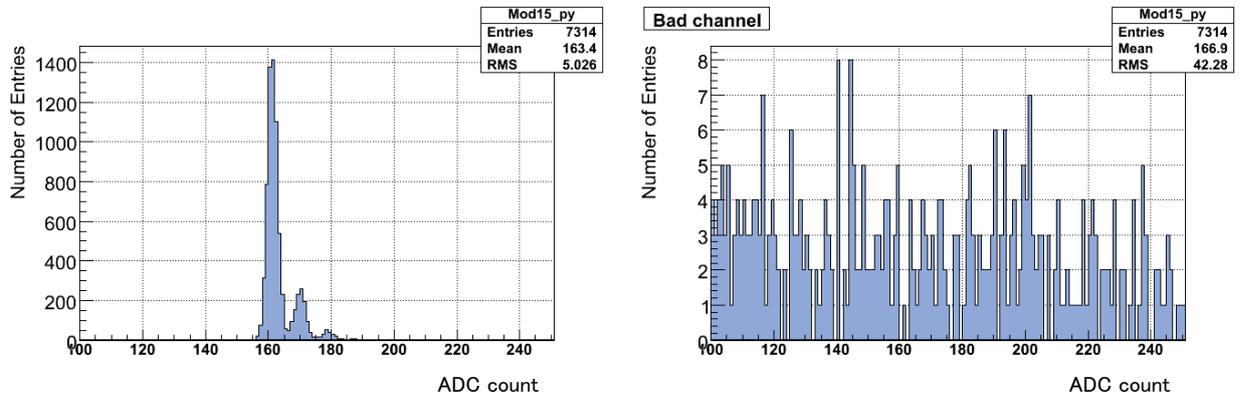
ここでは、2010b (Run36) のビームデータ解析を行い、ビーム形状を評価した。その前に、まず INGRID shoulder module のインストール後のチェックについて報告する。続いて、ニュートリノイベントを求めるとあたり、どのようにセレクションをするか述べた後で、module14、15 でデータ解析の結果を述べる。そして、ビームの形状を評価するために非対称度を導入し、Run36 でこの値がどうであったかを述べる。

#### 6.1.1 インストール後のチャンネルチェック

2010年10月16日、17日に INGRID shoulder module の前置検出器ホールへのインストールを終えた。インストール前で module14、15 の全 1232 チャンネルが問題なく動いていた。インストール後の状態を確認するため、インストール後に MPPC のノイズによる ADC 分布を見てチャンネルの生存をチェックした。図 6.1 はインストール後のあるチャンネルの MPPC の ADC 分布である。(a) は奇麗に 1 p.e.、2 p.e. の信号が確認できるが、(b) はそういったものが見えていない。module14 では全 616 チャンネルの生存を確認したが、module15 には図 6.1(b) のような分布をもつチャンネルが2つ見つかった。ケーブル損傷によるものと考えているが、shoulder module は 2.5 m ほどの鉄の足場の上にあるため、ケーブルの交換作業は難しいと判断した。そのため、module15 のその2つのチャンネルに関してはデッドチャンネルとして解析する。

#### 6.1.2 ニュートリノイベントセレクション

図 6.2 に典型的なニュートリノイベントの模式図を示す。INGRID に到達したニュートリノはモジュール内の鉄と反応し、生成した荷電粒子がシンチレータでエネルギーを落とす。この時、トラッキングプレーンのシンチレータについては 2.5 p.e. 以上、VETO プレーンのシンチレータについては 3.5 p.e. 以上の信号をヒッ



(a) 正常なチャンネル

(b) 異常なチャンネル

図 6.1: インストール後の MPPC ノイズの ADC 分布。(a) は 1 p.e、2 p.e の信号が見えているが (b) はケーブル損傷と考えられ、1 p.e、2 p.e の信号が見えていない。

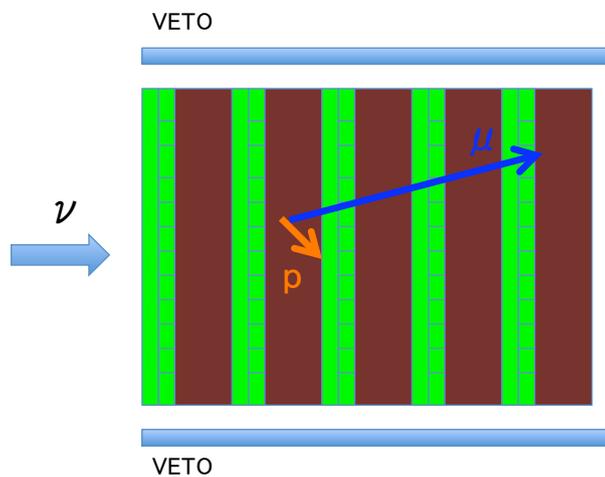


図 6.2: INGRID モジュール内で起こる典型的なニュートリノ反応。ここでは荷電カレント準弾性散乱 (CC-QE) の反応を示した。生成した陽子はほとんど鉄で止まってしまうが、 $\mu$  粒子は長い飛跡を残し、シンチレータにエネルギーを落とす。

トと定義し、それ以下の信号はノイズとしてカットする。

INGRID shoulder module のニュートリノイベント再構成の方法は INGRID と同じ方法を採用する。ヒットした信号を用いて、以下のようにしてニュートリノイベントのセレクションを行った。

#### 1. Time clustering

INGRID の全トラッキングプレーンのシンチレータ内で 100 ns 以内に 3 つのヒットがあり、かつこれら時間平均からの残差が 50 ns 以内であるイベントを選択する。これにより、アクシデンタルなノイズヒット (以降、アクシデンタルヒットという) を除去する。

#### 2. Number of active planes selection

ある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からヒットがあった場合、そのプレーンをアクティブプレーンと定義する。アクシデンタルヒットの寄与を除去するため、アクティブプレーン数が 2 枚より多い事を要求する。図 6.3(a) はアクティブプレーン数分布を表したものである。8 枚以上でアクティブプレーン数が増加するのは、ニュートリノが前置検出器ホールの壁で反応して生じた外からの  $\mu$  粒子 (Sand muon) がモジュールを突き抜けたり、長い飛跡を残して止まるイベントが増えるためである。

#### 3. PE/(number of active planes) selection

Number of active planes selection を満たしたアクティブプレーンの 1 レイヤー当たりの光量をチェックする。シミュレーションの結果より、これが 6.5 p.e より多ければアクシデンタルヒットが起因のイベントはニュートリノイベントに対して数%程度に抑えられる事が分かっている。したがって、6.5 p.e. より多ければ次の Tracking に移る。(図 6.3(b))

#### 4. Tracking

上記のセレクションで生き残ったヒットイベントに対し、Tracking を行う。トラックの再構成は X-Z 平面、Y-Z 平面に対してそれぞれ独立に行う。ヒットがあったプレーンの内、最下流のプレーンにあるヒットポイントをトラックの終端とする。続いて上流のプレーンにヒットがあるかどうか順々と探していき、最後に最小 2 乗法によりこれらヒットチャンネルに対してフィットをする。最下流プレーンにヒットチャンネルが 2 つ以上ある場合、それぞれの組み合わせについて、上記のアルゴリズムを用いてトラックを再構成する。

#### 5. Track matching

Tracking を行った後、X-Z 平面と Y-Z 平面の両方の結果がコンシステントなものかどうかを確かめるため、Track matching selection を行う。X-Z 平面、Y-Z 平面のトラックの始端 (最上流にあるプレーンにあるヒット: 以下 vertex と呼ぶ) の Z 方向の位置の差が 2 プレーン以下であるか確認し、そうでなければこのイベントを除去する。図 6.3(c) は Track matching のため、2 つの平面の vertex の Z 座標の差を見たものである。

#### 6. Beam timing cut

Track matching が終わったら、そのイベントがビームタイミングと合っているかどうかを確かめる。ニュートリノがくるタイミングを各バンチごとに計算し、その予測値からの実際のニュートリノイベントのタイミングのずれが 100 ns 以内であることを要求する。(図 6.3(d))

## 7. Upstream VETO cut & Fiducial volume cut

最後に、これまでに生き残ったイベントに対し、次の2つのセレクションを用いる。まず、構成したトラックを周りの VETO プレーンまで外挿させる。そして、上流の VETO にヒットがあった場合、VETO カットとして除去する (図 6.4)。これにより、たまたま Beam timing に合った宇宙線、隣のモジュールでニュートリノが反応して出てきた  $\mu$  粒子、そして Sand muon によるバックグラウンドな粒子を除去する。これが Upstream VETO cut である。しかしこの cut でも除去できないようなバックグラウンドのイベントがある。それは VETO の不感効率 (Inefficiency) によるものや VETO プレーンの隙間からくるバックグラウンドな粒子、そしてビーム軸方向に真っすぐに飛んでくるような Sand muon である。よって、図 6.5 のように Fiducial volume を定義し、vertex が中にある事を要求する事で、Upstream VETO cut で除去できない様なバックグラウンドなイベントも除去する。尚、Fiducial volume は 2 番目から 8 番目のトラッキングプレーンで、モジュール中心から  $\pm 50$  cm の直方体としている。

こうして生き残ったトラックの vertex の数は INGRID のモジュール内で反応したニュートリノの数に対応する。したがって vertex 数をニュートリノイベント数とする。図 6.6 はこのセレクションで生き残ったニュートリノイベントのイベントディスプレイである。また、表 6.1 に、INGRID で得られた 2010a データに対するイベントセレクションの結果と、シミュレーションで見積もったセレクション効率を載せた。

表 6.1: INGRID で得られた 2010a データに対するイベントセレクションとシミュレーションによるセレクション効率の結果

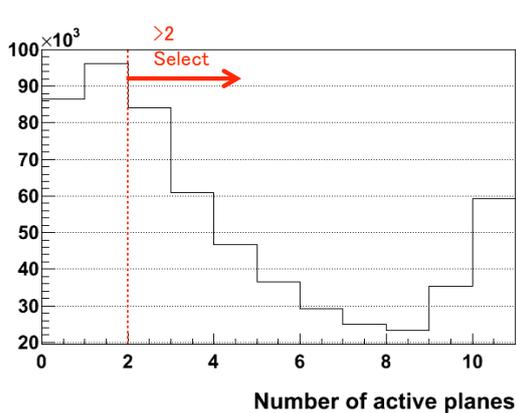
Event selection	Data	selection efficiency (Simulation)
# of active plane > 2	1906146	
PE / active layers > 6.5	1906078	1.00
Tracking	1804786	0.93
Track matching	1749548	0.97
Beam timing	1747181	1.00
Upstream VETO cut	745912	0.42
Vertex in fiducial	493813	0.66

### 6.1.3 データ解析

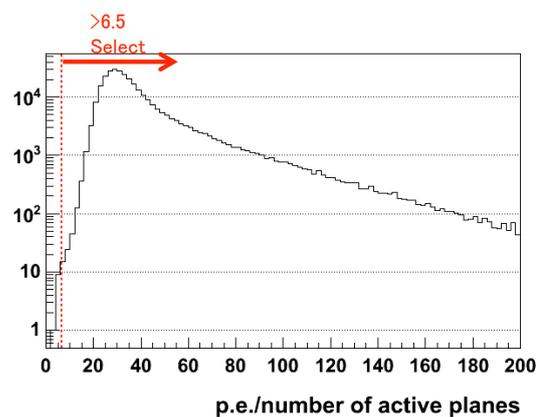
2010 年 11 月から 12 月の約 1ヶ月に渡って行われた Run36 のデータを用い、ニュートリノイベント数の測定を行った。このデータ解析の目的は module14 と module15 でニュートリノイベントの総数を出し、ビームプロファイルの形状が非軸対称かどうかを調べる事である。

#### ニュートリノイベントの観測

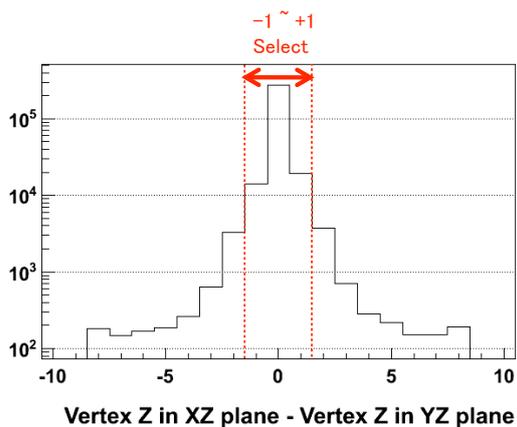
図 6.7 は Run36 において、INGRID shoulder module で観測されたニュートリノイベントである。これにより、shoulder module でもニュートリノの検出を確認した。



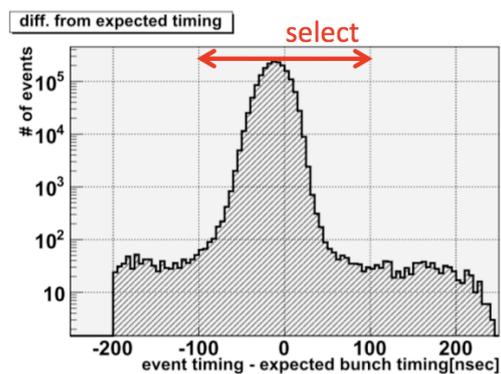
(a)



(b)



(c)



(d)

図 6.3: ニュートリノイベントセレクション。(a)Number of active plane selection: アクティブプレーン数が 2 枚より多い事を要求する。(b)PE/(number of active plane) selection: アクティブプレーンの 1 レイヤー当たりの光量が 6.5 p.e. より多い事を要求する。(c)Track matching selection: X-Z 平面と Y-Z 平面の vertex の差をとり、2 プレーン以下であることを要求する。(d)Beam timing cut: イベントタイミングと予想したビームタイミングとの差をとり、 $\pm 100$  ns 以内であることを要求する。

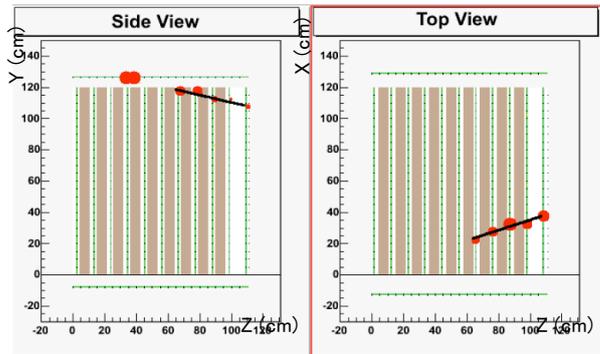


図 6.4: Upstream VETO cut selection。一見ニュートリノイベント反応に見えるが、Side view を見ると、トラックを VETO プレーンに外挿させるとそこにヒットチャンネルがある。こういった粒子は宇宙線か、隣のモジュールで出てきた荷電粒子、及び Sand muon といったバックグラウンドな粒子である。こういったイベントは除去する。

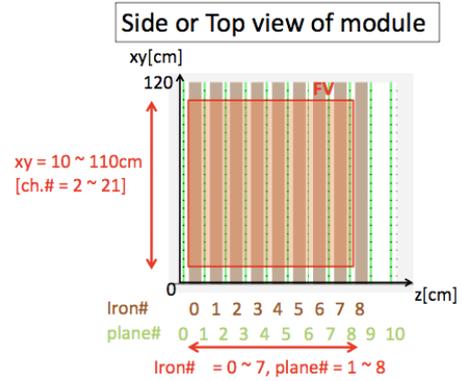


図 6.5: Fiducial volume の定義

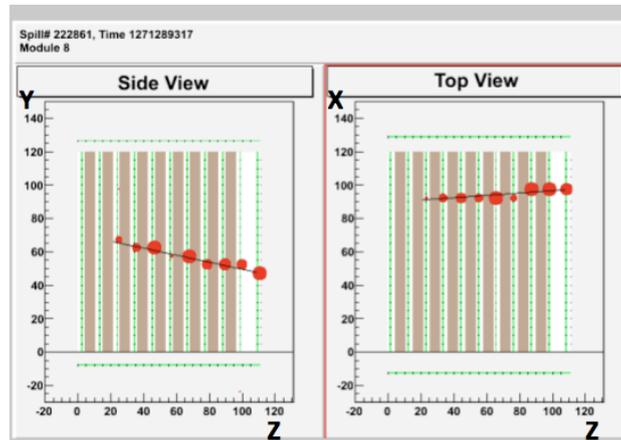


図 6.6: ニュートリノイベントセレクションで得られたニュートリノイベント。一本のトラックが見え、CC-QE 反応により、 $\mu$  粒子が残した飛跡と考えられる。

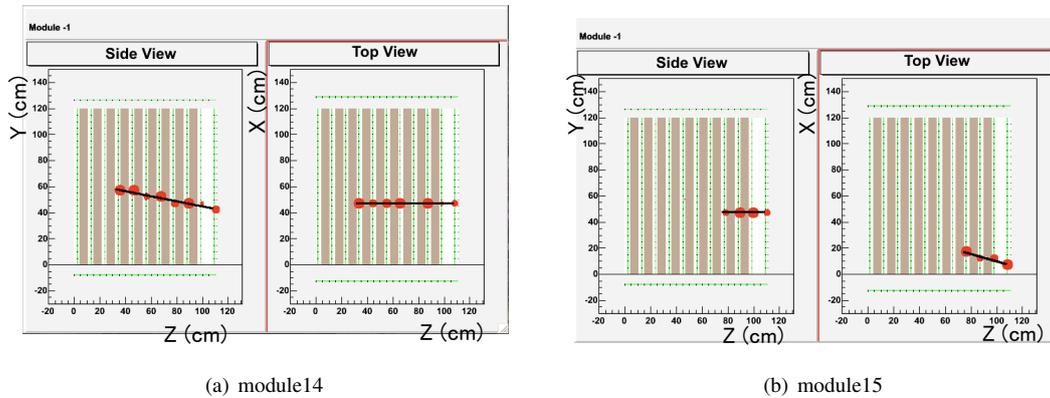


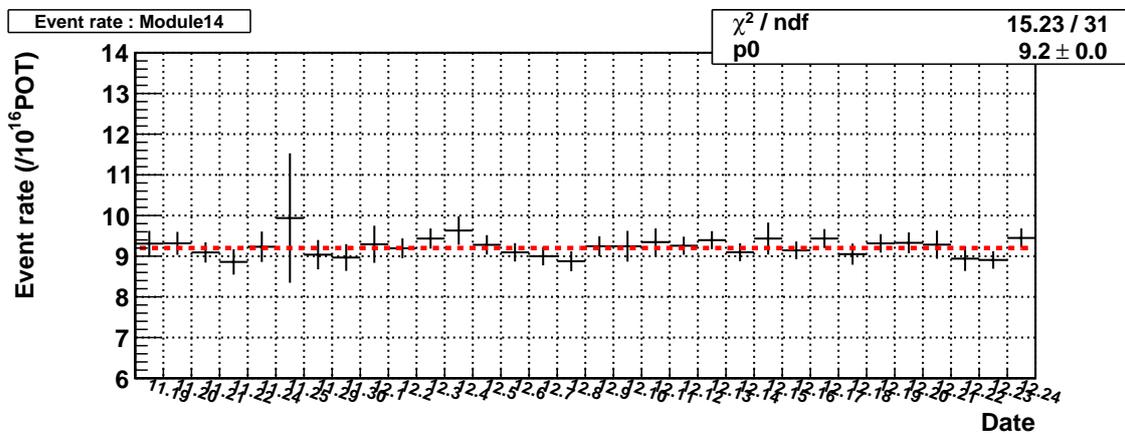
図 6.7: INGRID shoulder module で観測したニュートリノイベント。(a) は module14、(b) は module15 による測定。どちらも典型的な CC-QE 反応によるものと考えられる。

### ニュートリノ検出の安定性

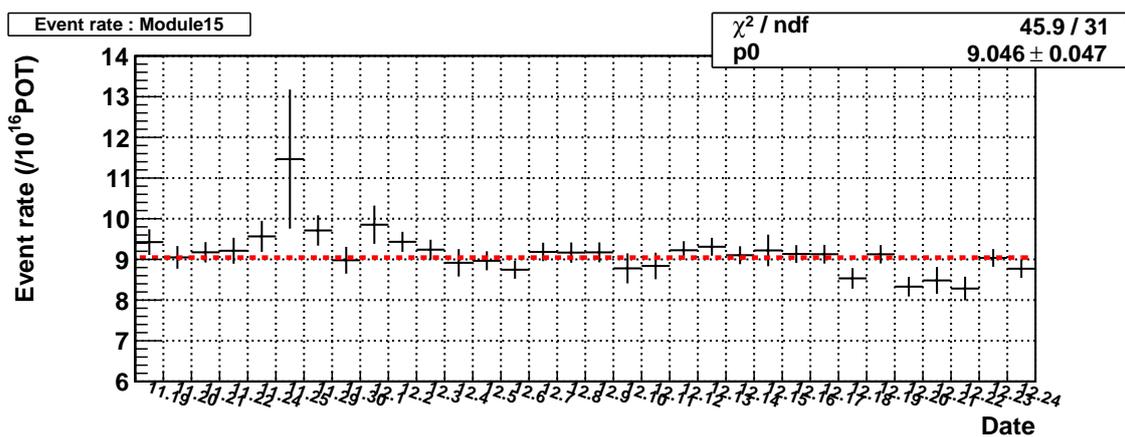
続いて Run36 で得られた shoulder module のニュートリノ検出の安定性について述べる。尚、以下得られた結果は全て 5.2 章で述べた Good spill selection により選ばれたデータを用いている。

図 6.8 は 1 日ごとに得られたニュートリノイベントを POT 数で規格化したもの、イベントレートをプロットしたものである。誤差棒は統計誤差を表している。これに対し、 $\chi^2$  検定により module14、15 のイベントレート平均値、及び Reduced  $\chi^2$  の値を計算した結果を表 6.2 に表す。これから、イベントレートは module14、15 でそれぞれ  $9.20 \pm 0.048 / 10^{16}$  POT、 $9.05 \pm 0.047 / 10^{16}$  POT であった。また Reduced  $\chi^2$  の値は module14、15 でそれぞれ 15.23/31、45.9/31 である。module15 については module14 よりも相対的にイベントレートの変動が大きいが、1 日おきのイベントレートは両モジュールで安定している。

図 6.9 はトリガー (ADC ゲートのスタートタイム) からのニュートリノイベントのタイミングをプロットしたものである。奇麗な 8 つのピークが見えており、これはビームの 8 バンチ構造に対応している。分布のピーク高で差が見られるが、これは分布幅が大きくなったためである。表 6.3 には Run36 で得られたバンチごとのニュートリノイベント数とそのイベントレートを載せた。これより、バンチごとのイベントレートのばらつきは最大で  $\pm 2.6\%$  (module14)、 $\pm 5.9\%$  (module15) の範囲で安定している。イベントタイミングの分布幅が大きくなった原因は元々の陽子ビームのバンチタイミングのふらつきが大きくなったためと考えられる。図 6.10 に Run36 において、CT5 で計測した陽子ビームのバンチタイミングを示す。また、表 6.4 にはこれらバンチタイミングの RMS を示した。これを見ると、4,5,6,7 バンチ目で比較的 RMS が大きい事がわかる。そのため、分布幅が大きくなっているものの、バンチごとに安定してニュートリノを検出している事がわかる。



(a) module14



(b) module15

図 6.8: INGRID shoulder module で観測されたイベントレート。(a) は module14、(b) は module15 による測定結果。赤いラインはフィット直線を表す。

表 6.2: 1 日おきのイベントレートの平均値と Reduced  $\chi^2$

	Average (/10 <sup>16</sup> POT)	Reduced $\chi^2$
Module14	9.20 ± 0.048(stat.)	15.23/31
Module15	9.05 ± 0.047(stat.)	45.90/31

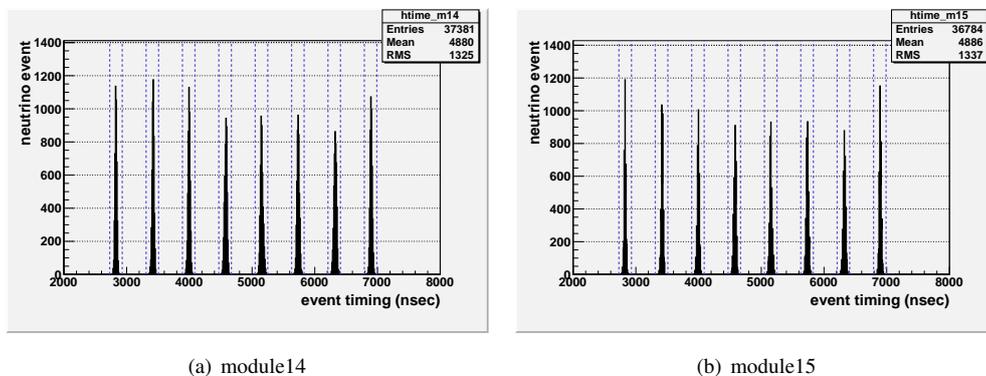


図 6.9: INGRID shoulder module で観測されたイベントタイミング。(a) は module14、(b) は module15 による測定結果。

表 6.3: INGRID shoulder module で測定したニュートリノイベント

Bunch	POT( $\times 10^{18}$ )	module14		module 15	
		Total events	Event rate ( $/10^{16}$ POT)	Total events	Event rate( $/10^{16}$ POT)
1	4.99	4469	8.96	4588	9.19
2	5.00	4666	9.33	4489	8.98
3	5.10	4703	9.22	4607	9.03
4	5.08	4672	9.20	4359	8.51
5	5.10	4766	9.34	4736	9.29
6	5.11	4689	9.18	4522	8.85
7	5.13	4701	9.16	4728	9.22
8	5.11	4715	9.23	4755	9.31
Total	40.6	$37381 \pm 186$ (stat.)		$36784 \pm 184$ (stat.)	

表 6.4: CT5 で計測した陽子ビームの各バンチごとのタイミングのふらつき

Bunch	1	2	3	4	5	6	7	8
RMS (ns)	10.1	10.7	12.6	15.1	19.1	15.2	16.5	13.5

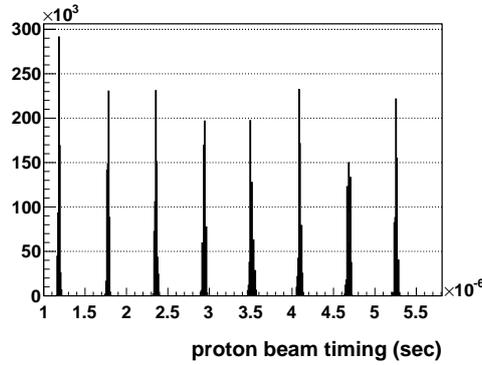


図 6.10: CT5 で計測した陽子ビームのバンチタイミング。

### ニュートリノビームの非軸対称性

ニュートリノビームの形状を評価をするため、式 (5.5) で定義した非対称度  $A$  を shoulder module にも適用する。

$$A = \frac{N_{14} - N_{15}}{N_{14} + N_{15}} \quad (6.1)$$

ここで、 $N_{14}$ 、 $N_{15}$  はそれぞれ module14、15 で測定したニュートリノイベント数である。表 6.3 より Run36 で得られた module14、15 のニュートリノイベント数はそれぞれ  $37381 \pm 186(stat)$ 、 $36784 \pm 184(stat)$  となった。今、これらに与える系統誤差を考察する。module14 におけるニュートリノイベントの方が module15 よりも  $1.6\% \pm 0.8\% (stat.)$  大きい事が分かった。その結果、非対称度は式 (6.2) のようになった。

$$A = 0.0080 \pm 0.0037 (stat.) \quad (6.2)$$

ここでこの系統誤差を見積もるため、まずは module14、15 で測定されたニュートリノイベント数の比 ( $\frac{N_{15}}{N_{14}}$ ) に対する系統誤差を考えていく事にする。これを用い、最終的に非対称度  $A$  の系統誤差を見積もる。

現在 INGRID の解析ではモジュールごとの鉄質量の違いによりニュートリノイベント数の補正をかけているが、shoulder module ではまだ鉄質量を計測していないので補正をかけていない。したがって鉄質量の違いからくる系統誤差を次のようにして与える。INGRID はある 1 つのモジュールの鉄質量をリファレンスとして、これに対する質量の違いからくるニュートリノ反応数の違いを補正值としている。この補正值はモジュールごとに異なり、最大で  $|-1.07\%| = 1.07\%$  の補正值をつけている。したがって、この Quadratic sum、

$$\sqrt{(1.07\%)^2 + (1.07\%)^2} = 1.51\% \quad (6.3)$$

より、 $-1.51\% \sim +1.51\%$  を全幅とした時の  $1\sigma$ 、

$$1.51\% \times \frac{2}{\sqrt{12}} = 0.87\% \quad (6.4)$$

を系統誤差として  $\frac{N_{15}}{N_{14}}$  に与えることにする。

INGRID の解析では MPPC のアクシデンタルノイズヒットによって、ニュートリノイベントの再構成を失敗するケースも考慮している。実際のニュートリノイベント数を算出するため、次の事を行っている。まず、シミュレーションによってノイズヒットがある場合とない場合でニュートリノイベント数を比較する。この操作をモジュールごとに行い、ニュートリノイベント数の違いを補正值として、測定値に適用している。この補正值はモジュールごとに違って、最小で +1.48%、最大で +5.01% である。shoulder module について、まだこのノイズヒットによる補正值を見積もれていない。したがって、INGRID に対する補正值の最大値と最小値の比、

$$\frac{100 + 5.01}{100 + 1.48} \equiv +3.57\% \qquad \frac{100 + 1.48}{100 + 5.01} \equiv -3.34\%$$

の内大きい方 (3.57%) をとり、 $-3.57\% \sim +3.57\%$  を全幅とした  $1\sigma$ 、

$$3.57\% \times \frac{2}{\sqrt{12}} = 2.06\% \tag{6.5}$$

を系統誤差として  $\frac{N_{15}}{N_{14}}$  に与えることにする。

ニュートリノイベントセレクション時に生じる系統誤差についても、INGRID の解析で見積もられている。この系統誤差はシミュレーションによって求めている。まずシミュレーション上でイベントセレクションの条件を変えてニュートリノイベント数を算出する。実データでも同様に条件を変えていき、最後にシミュレーションとデータの結果を比較する。このときのセレクション効率の違いを系統誤差としている。この INGRID の結果を用いて  $\frac{N_{15}}{N_{14}}$  に対する系統誤差を算出すると、表 6.5 の様になった。尚、この表内では上に述べた MPPC アクシデンタルノイズヒットの補正值の不定性 (=0.7%) も考慮した。これから、 $\frac{N_{15}}{N_{14}}$  に対するイベントセレクションからくる系統誤差は 3.77% である。

最後に、鉄の質量の測定は 0.1% の精度で行われている。したがって、 $\frac{N_{15}}{N_{14}}$  に対してはこの Quadratic sum

$$\sqrt{(0.1\%)^2 + (0.1\%)^2} = 0.14\%$$

を系統誤差とする。

$\frac{N_{15}}{N_{14}}$  に対する系統誤差を表 6.6 にまとめた。これを元に、系統誤差を考慮して非対称度  $A$  を求めると式 (6.6) となった。

$$A = 0.0080 \pm 0.0037 (stat.) \pm 0.0219 (sys.) \tag{6.6}$$

## 今後の課題

Run36 で得られた shoulder module の結果を用いて、非対称度  $A$  を式 (6.6) のように求めた。これより、系統誤差が大きく、現状ではビームの非軸対称は見えない。今後統計量を増やし、統計誤差は小さくなると予

表 6.5: ニュートリノイベントのセレクションからくる  $\frac{N_{15}}{N_{14}}$  の系統誤差

Error source	Error size
Accidental MPPC noise	0.99%
Beam-related background (Sand muon)	0.28 %
Fiducial volume	1.56%
Hit efficiency	2.55%
Tracking efficiency	1.98%
Track matching selection	0.57%
Non beam-related background (Cosmic ray)	<0.1%
p.e./active layer selection	<0.1%
Beam timing selection	<0.1%
Total	3.77%

表 6.6:  $\frac{N_{15}}{N_{14}}$  に対する系統誤差のまとめ

Error source	Error size
鉄質量の違い	0.87%
ノイズヒット	2.06%
ニュートリノイベントのセレクション効率	3.77%
鉄質量の測定精度	0.14%
Total	4.39%

想される。したがって、非軸対称の測定では系統誤差を小さく抑えることが必要である。今後の課題として以下の事が挙げられる。

- 鉄質量とノイズヒットの違いによる系統誤差  
既に述べたように、ニュートリノイベント数は鉄質量、またノイズヒットによって補正されるべき値である。今回はこれらの補正值を見積もっていないため、系統誤差として与えた。もしこれらの補正ができたのであれば、 $\frac{N_{15}}{N_{14}}$  に対する鉄質量とノイズヒットの違いからくる系統誤差は、それぞれ 0.14%、0.99%まで抑えられると期待される。
- データとシミュレーションの違いからくる系統誤差  
現状では表 6.6 にある通り、ニュートリノイベントのセレクション効率の系統誤差が最も大きい。しかし、このセレクション効率の系統誤差の多くはデータとシミュレーションの違いで見積もられたもので、モジュールごとのニュートリノイベント数に与えられるものである。これに対し、shoulder module の非対称度測定はニュートリノイベント数の比から求めているので、比を取る事で打ち消し合う系統誤差も含まれているはずである。したがって、今後はさらに非対称度 A の系統誤差を小さく抑えられる可能性がある。

## 6.2 非軸対称なビーム形状からくる SK におけるニュートリノフラックス ( $\Phi_{SK}$ ) の系統誤差

6.1 章では、Run36 のデータ解析によってビーム形状の非軸対称を評価したが、ここではシミュレーションによってビーム形状を変え、これから SK のニュートリノフラックス ( $\Phi_{SK}$ ) がどう変化するかを考察する。

現在ターゲットの直前に置かれている OTR の測定では、図 6.11 のようにビームの非軸対称な形状は見えていない。したがってターゲットから下流で、何かビームを非軸対称の形にしている要因があると考えられる。しかし、ここでは極端なケースとして、シミュレーション上で Re-weighting という方法を用いて、あらかじめ陽子ビームを非軸対称な形にした。こうしてニュートリノビームの形状を変え、 $\Phi_{SK}$  の変化を考察する。そして、この変化量を「系統誤差」として扱う事にする。尚、シミュレーションには T2K ニュートリノビームシミュレーション「JNUBEAM」を用いた。(JNUBEAM については付録 C.1 を参照。)

### 6.2.1 陽子ビームの Re-weighting

JNUBEAM では通常ニュートリノフラックスはニュートリノビーム形状が軸対称であると仮定して見積もる。そこで、以下に述べる Re-weighting という方法を用いた。まず、JNUBEAM にインプットされる陽子ビームの形状は軸対称な 2 次元ガウス分布 (式 (6.7)) である。これに対し、式 (6.8) のように、楕円が傾いたような非軸対称な形の 2 次元ガウス分布へと変化させる。

$$\frac{1}{N_1} \exp\left(-\frac{(x - X_0)^2}{2\sigma_x^2} - \frac{(y - Y_0)^2}{2\sigma_y^2}\right) \quad (6.7)$$

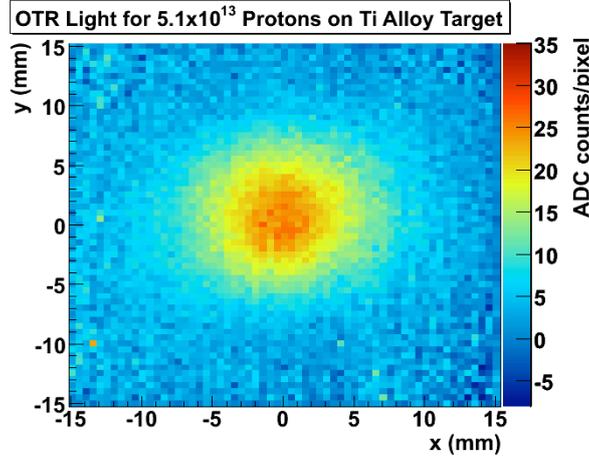


図 6.11: OTR で測定された陽子ビームのプロファイル。ビーム強度 70 kW で得られたもの。

$$\rightarrow \frac{1}{N_2} \exp\left(-\frac{1}{2(1-\rho^2)} \left( \frac{(x-x_0)^2}{2\sigma_x^2} - \frac{\rho(x-x_0)(y-y_0)}{\sigma_x\sigma_y} + \frac{(y-y_0)^2}{2\sigma_y^2} \right)\right) \quad (6.8)$$

ここで、 $X_0$ 、 $Y_0$  ( $x_0$ 、 $y_0$ ) はそれぞれ JNUBEAM にインプットされる X 方向、Y 方向の陽子ビームのプロファイル中心、 $\sigma_x$ 、 $\sigma_y$  ( $\sigma_x$ 、 $\sigma_y$ ) はそれぞれ X 方向、Y 方向における陽子ビームのプロファイル幅である。また  $N(N')$  は共に規格化定数を表し、そして  $\rho$  は以下の式で定義される相関パラメータである。

$$\rho = \frac{\text{cov}(x,y)}{\sigma_x\sigma_y} \quad (6.9)$$

式 (6.7) に対する式 (6.8) の比を Re-weighting factor とし、元々の陽子ビームの分布 ( $F(x,y)$ ) にこの Re-weighting factor をかける事で、非軸対称の 2次元ガウス分布 ( $F'(x,y,\rho)$ ) を求める。

$$F'(x,y,\rho) = \text{Reweighting-factor}(x,y,\rho) \times F(x,y) \quad (6.10)$$

JNUBEAM にインプットされる陽子ビームのパラメータは既定値の表 6.7 のようになっている。 $x_0$ 、 $y_0$  はそれぞれ JNUBEAM にインプットされる陽子ビームプロファイル中心、 $\sigma_x$ 、 $\sigma_y$  はプロファイル幅である。これに対し Re-weighting によって相関パラメータである  $\rho$  を変化させ、INGRID shoulder module でニュートリノイベントがどう変わるかをみた。図 6.12(a)(b) は Run36 のビームパラメータに合わせ、 $\rho$  を 0、0.2 と変化させたときの陽子ビームのプロファイルを見たものである。図 6.12(c) はこれらの比をとったもので、相関の効果が表れていることがわかる。また、この Re-weighting によって、楕円が傾いたようなビーム形状を再現できているかをチェックするため、 $\rho$  を変化させた時のミュオンモニターにおける非対称度  $A_{top}$ 、 $A_{bottom}$ (式 (5.4)) を確認した。図 6.13 がその結果である。尚、図中の誤差棒は統計誤差を表す。これを見ると、 $\rho$  に対して  $A_{top}(A_{bottom})$  は逆相関(正相関)がみられる。つまり Re-weighting でビームの回転は上手く再現できている事がわかる。

表 6.7: JNUBEAM にインプットする陽子ビームのパラメータ

	$x_0$ (mm)	$y_0$ (mm)	$\sigma_x$ (mm)	$\sigma_y$ (mm)
規定値	0.37	0.84	0.4273	0.4167

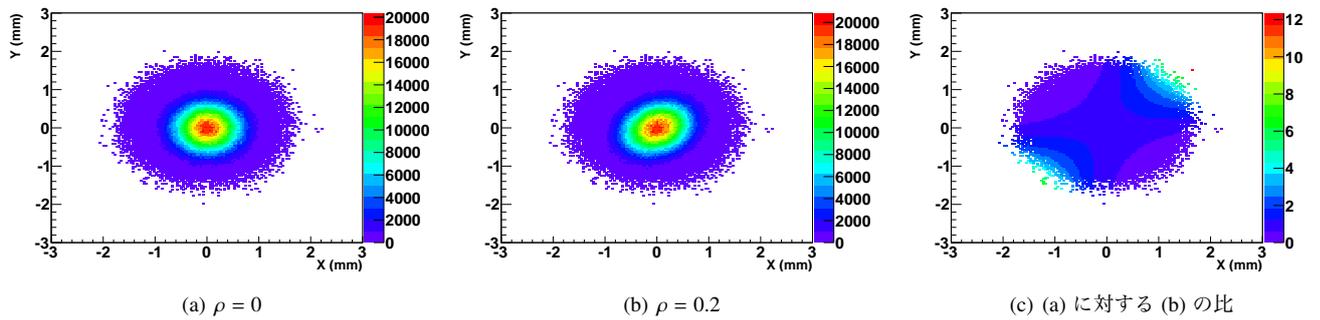


図 6.12: JNUBEAM にインプットする陽子ビームのプロファイル形状。相関パラメータ  $\rho$  を 0 (a)、0.2 (b) と変えていった時のもの。(c) は (a) に対する (b) の比をとったもので、相関の効果が表れているのが分かる。

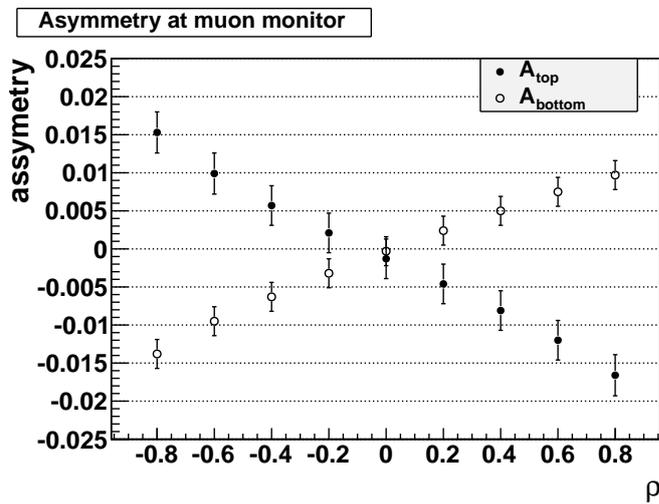
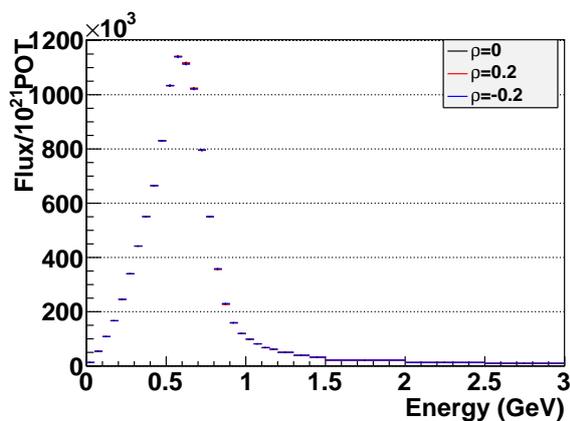


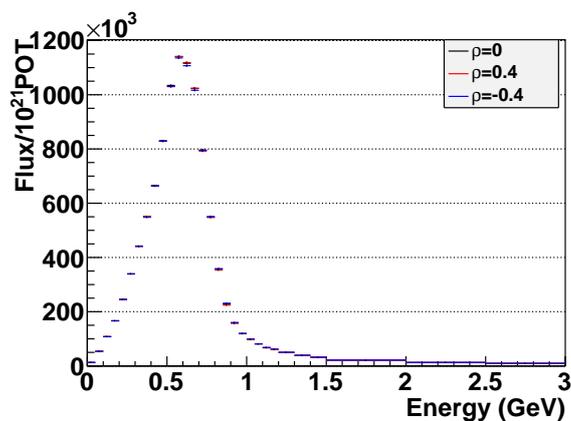
図 6.13:  $\rho$  に対する  $A_{bottom}$ 、 $A_{top}$  の関係。 $\rho$  と  $A_{top}$  では負の相関があるのに対し、 $A_{bottom}$  では正の相関が見られる。

## 6.2.2 $\Phi_{SK}$ の不定性

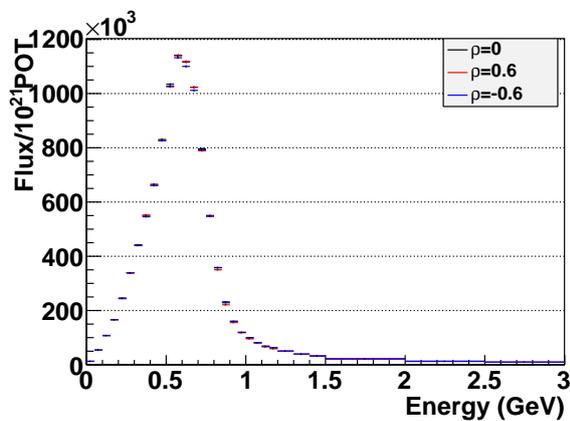
図 6.14 は相関パラメータ  $\rho$  を  $-0.8 \sim 0.8$  と  $0.2$  刻みで変えていった時の  $\Phi_{SK}$  を表す。これらフラックスは全て POT 数が  $10^{21}$  の場合を想定している。各  $\rho$  について得られた  $\Phi_{SK}$  について、 $\rho = 0$  に対する比をとったものが図 6.15 である。尚、図中の誤差棒は統計誤差を表している。これを見ると、 $\rho$  を増やすに従い、ニュートリノエネルギー  $0.8\text{-}1.5\text{ GeV}$  付近のフラックスが大きく変化するのがわかる。振動確率が最大となるニュートリノピークエネルギー ( $0.5\text{-}0.7\text{ GeV}$  付近) におけるフラックス変化量と、フラックス変化量の最大値を表 6.8 にまとめた。



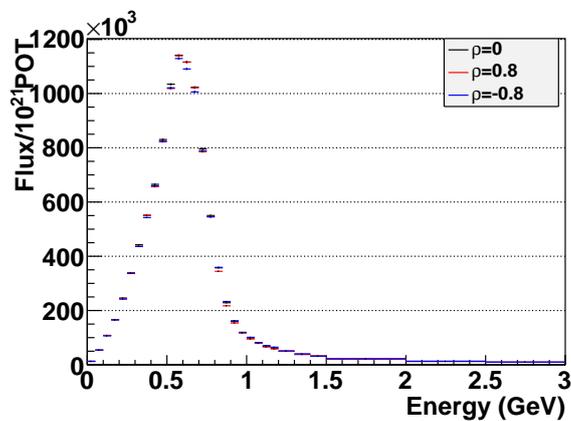
(a)  $\rho = 0, \pm 0.2$



(b)  $\rho = 0, \pm 0.4$

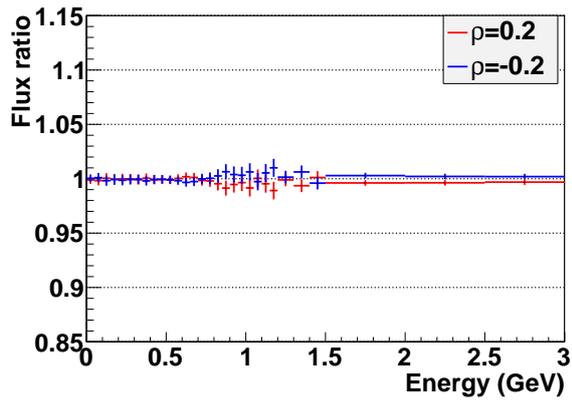


(c)  $\rho = 0, \pm 0.6$

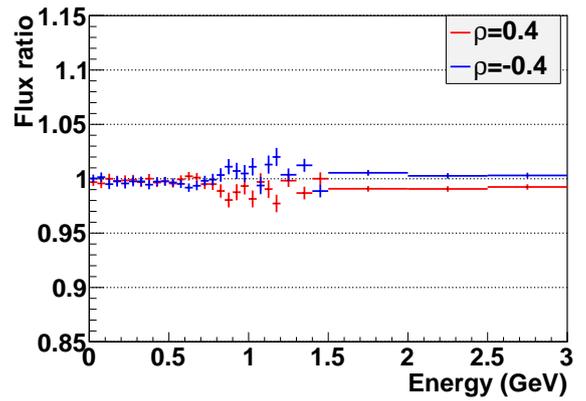


(d)  $\rho = 0, \pm 0.8$

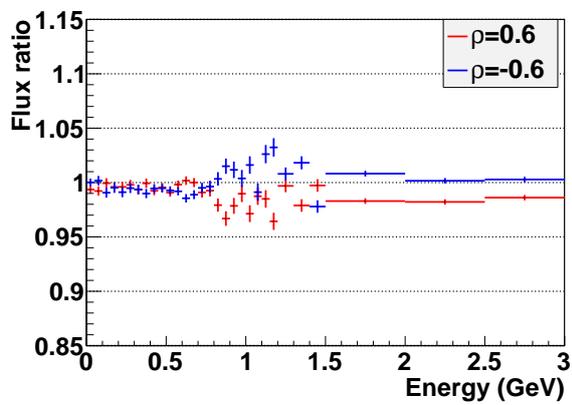
図 6.14: 様々な  $\rho$  に対する  $\Phi_{SK}$



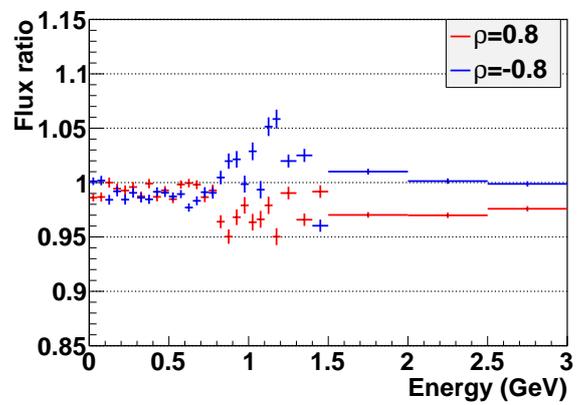
(a)  $\rho = \pm 0.2$



(b)  $\rho = \pm 0.4$



(c)  $\rho = \pm 0.6$



(d)  $\rho = \pm 0.8$

図 6.15:  $\rho = 0$  の  $\Phi_{SK}$  との比。  $\rho$  の大きさを大きくしていくと 0.8-1.5 GeV 付近のフラックスが大きく変化していく。

表 6.8: 様々な  $\rho$  に対する  $\Phi_{SK}$  の変化

$\rho$	Change at Peak (0.5-0.7 GeV)	Maximum Change (<3 GeV)
+0.1	0.1%	0.5%
-0.1	0.1%	0.5%
+0.2	0.2%	1.0%
-0.2	0.3%	1.0%
+0.3	0.2%	1.6%
-0.3	0.6%	1.5%
+0.4	0.4%	2.2%
-0.4	0.8%	2.0%
+0.5	0.7%	2.9%
-0.5	1.1%	2.6%
+0.6	1.0%	3.6%
-0.6	1.4%	3.2%
+0.7	1.2%	4.2%
-0.7	1.8%	4.2%
+0.8	1.5%	5.0%
-0.8	2.3%	5.8%
+0.9	1.9%	6.1%
-0.9	2.8%	9.5%

## まとめ

$\rho$  を 0 から大きく変化させると、特に  $\rho = -0.9$  においては、SK におけるニュートリノエネルギーのピーク付近のフラックスが 2.8% も変化している。つまり SK におけるニュートリノエネルギーのピーク付近のフラックスに 2.8% の不定性を与えている。これはビーム方向を 1 mrad 間違えた場合と同程度 (~3%) の不定性であり、T2K が定めている許容値にほとんど等しい。この不定性を抑えるためにも、shoulder module によってビームの非軸対称性を正しく測定する事が必要である。

## 6.3 シミュレーションを用いたビーム形状評価

### 6.3.1 シミュレーションを用いた INGRID shoulder module におけるビーム形状評価

ここでは、シミュレーションにより、 $\rho$  を変えていったときの shoulder module における非対称度 (式 (6.1)) を求めた。シミュレーションには T2K ニュートリノビームシミュレーション「JNUBEAM」と物質とニュートリノとの反応シミュレーション「NEUT [12]」を用いている。(付録 C.2 を参照。)そしてニュートリノイベントを算出するために、以下の事を行った。

まず JNUBEAM によって、INGRID shoulder module の位置にニュートリノエネルギーを関数としたフラックスを求める。続いて、NEUT によってニュートリノ反応数を算出する。そして、最後に GEANT4 [11] によって作られた INGRID 検出器シミュレーションを用いる。このシミュレーションにより得られた検出効率 (図 6.16) を反応数に対し適用する事で、shoulder module におけるニュートリノイベント数を求める事ができる。この過程を式 (6.11) にまとめた。

$$\begin{aligned} \text{ニュートリノイベント数} &= \int (\text{ニュートリノフラックス}) \times (\text{反応断面積}) \times (\text{検出効率}) dE \\ &= \int N_{flux}(E) \times \sigma(E) \times \epsilon(E) dE \end{aligned} \quad (6.11)$$

以下比較のため、INGRID 水平モジュールの module1、5 (図 6.17) で得られたニュートリノイベント数を用いて新たに次の非対称度を定義する。

$$A_{INGRID} = \frac{N_1 - N_5}{N_1 + N_5} \quad (6.12)$$

そして、陽子ビームの Re-weighting によって  $\rho$  を次々と変えていき、非対称度を求めたのが図 6.18 である。黒い三角が式 (6.1) で求めた非対称度  $A$  を、赤い三角が式 (6.12) で求めた非対称度  $A_{INGRID}$  を表す。誤差棒には統計誤差と、シミュレーションで求めた検出効率の誤差の両方を考慮している。理想としては  $\rho$  を変化させても、非対称度  $A_{INGRID}$  は変化せず一定の値をとると予想される。なぜなら、module1、5 はビーム軸からみて対角線上の位置にあるため、ビーム形状が回転しても、ニュートリノイベント数は共に同じ分だけ変化すると考えられるからである。しかし、これを見ると、 $A_{INGRID}$  は  $\rho < 0$  まではあまり変化していないが、 $\rho > 0$  から急激に変化している。その一方で、shoulder で得られた非対称度  $A$  は  $\rho > 0$  からはあまり変化して

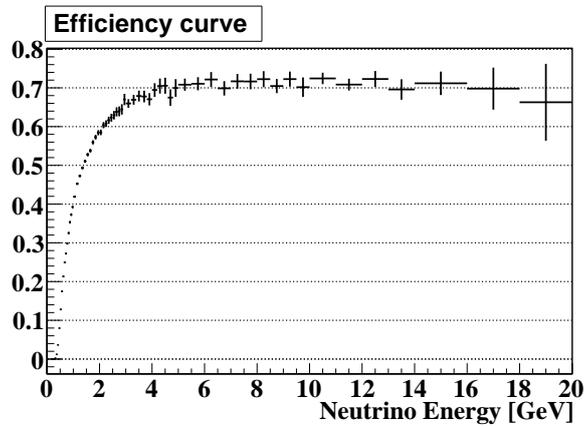


図 6.16: INGRID 検出器シミュレーションで得られた検出効率

いない。シミュレーションの結果を信じるのであれば、 $\rho < 0$  では shoulder module がビームの非軸対称に感度があるが、 $\rho > 0$  では INGRID module1、5 の方が感度があるということになる。

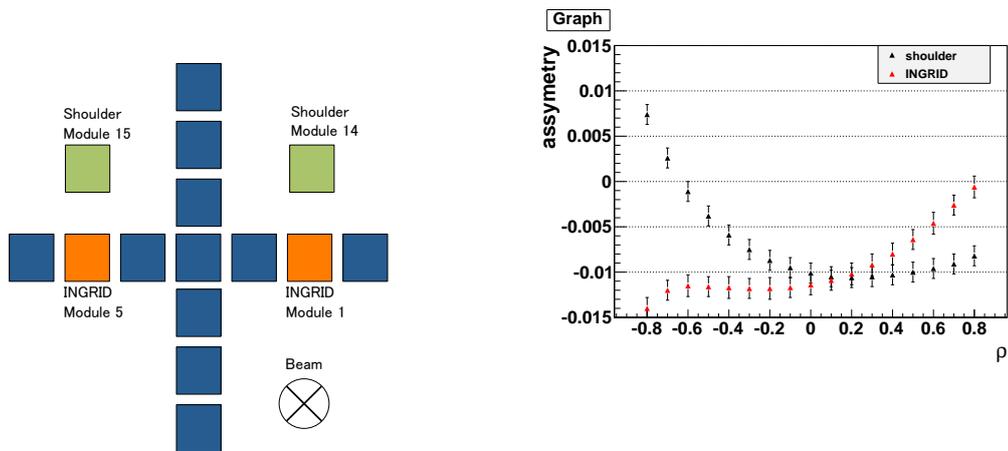


図 6.17: INGRID module1、5 の位置

図 6.18:  $\rho$  と  $A$ (式 (6.1))、及び  $\rho$  と  $A_{INGRID}$ (式 (6.12)) の関係。黒い三角が  $A$  を表し、赤い三角が  $A_{INGRID}$  を表す。 $\rho < 0$  では  $A$  はビームの非軸対称に対して感度があるが、 $\rho > 0$  では  $A_{INGRID}$  の方が感度がある。

### 6.3.2 データとシミュレーションの比較

最後に Run36 で得られたデータの結果とシミュレーションの比較を行った。具体的にはシミュレーションの結果を用い、shoulder module とミュオンモニターの両方のデータを使って  $\rho$  を求めた。今まではシミュレーションで用いる陽子ビームのパラメータには JNUBEAM の既定値を用いていたが、今回は陽子ビームプ

ロファイルモニター SSEM による、Run36 の測定結果 (表 6.9) を用いる。具体的には平均値を用いる事にし、これらを JNUBEAM にインプットする。

表 6.9: データとシミュレーションとの比較の際の陽子ビームのパラメータ

	$x_0$ (mm)	$y_0$ (mm)	$\sigma_x$ (mm)	$\sigma_y$ (mm)
Run36 (平均値)	-0.16	0.11	0.402	0.406

続いて、この陽子ビームに対して、Re-weighting を行い、ビームを非軸対称の形にする。 $\rho$  を -0.8 から 0.2 刻みに変えていったときの、shoulder module における非対称度  $A$  を見積もったのが図 6.19 である。ここで比較のために、INGRID module 1、5 における非対称度  $A_{INGRID}$  も一緒に載せている。用いている陽子ビームのパラメータは少し違うものの、 $\rho$  に対する非対称度の傾向は図 6.18 と同じである。

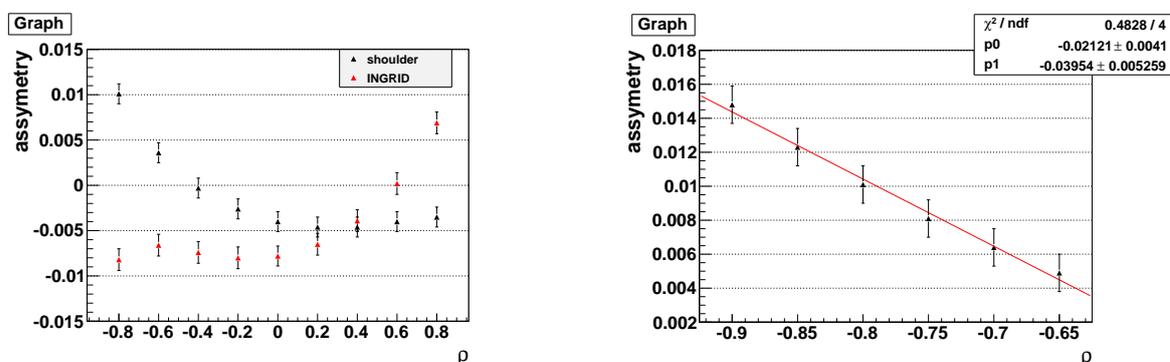


図 6.19: 表 6.9 の陽子ビームパラメータを用いたとき 図 6.20: 測定値 ( $A = 0.0080$ ) 付近の  $\rho$  と  $A$  の関係。1 の  $\rho$  と  $A$ 、及び  $A_{INGRID}$  の関係 次直線でフィットを行った。

Run36 で得られた shoulder module の結果によると、ビームの非対称度は

$$A = 0.0080 \pm 0.0037 (stat.) \pm 0.0219 (sys.) \quad (6.13)$$

である。これから  $\rho$  の値を逆算してみる。図 6.19 で測定値付近 ( $A = 0.0080$ ) における領域を取り上げ、これが線形な領域なので、1 次関数を用いてフィットしたのが図 6.20 である。その結果を表 6.10 にまとめる。このフィットパラメータを用い、 $\rho$  を求めると式 (6.14) のようになった。

$$\rho = -0.74 \pm 0.17 (stat.) \pm 0.57 (sys.) \quad (6.14)$$

続いて、ミューオンモニターとシミュレーションの比較を試みる。図 6.21 は、表 6.9 に記した陽子ビームのパラメータを用いて求めた、各  $\rho$  に対するミューオンモニターにおける非対称度  $A_{top}$ 、 $A_{bottom}$  である。線形な応答がみられたので、これに対し、1 次直線によるフィットを行った。表 6.11 に、このフィット結果を載せた。

表 6.10:  $\rho$  と  $A$  のプロットを 1 次関数でフィットした結果

Fitting function: $A = a\rho + b$		
$a$	$b$	Reduced $\chi^2$
$-0.03954 \pm 0.00525$	$-0.02121 \pm 0.00410$	0.4828 / 4

表 6.11:  $\rho$  と  $A_{top}$ 、 $\rho$  と  $A_{bottom}$  のプロットをそれぞれ 1 次関数でフィットした結果

Fitting function: $A = a\rho + b$			
	$a$	$b$	Reduced $\chi^2$
$A_{top}$	$-0.01778 \pm 0.00170$	$0.00186 \pm 0.00087$	0.7732/7
$A_{bottom}$	$0.01526 \pm 0.00123$	$0.00224 \pm 0.00063$	1.092/7

続いて、データ結果を求める。まず、図 6.22 のように Run36 において、ミューオンモニターで得られたビームプロファイルを蓄積させる。蓄積したプロファイルに対し、式 (5.4) で定義した非対称度  $A_{bottom}$ 、 $A_{top}$  をそれぞれ求める。すると、これらの値はそれぞれ、

$$A_{top} = -0.0133 \pm 0.0002 \text{ (sys.)} \quad (6.15)$$

$$A_{bottom} = 0.0075 \pm 0.0002 \text{ (sys.)} \quad (6.16)$$

となった。ここで、3.3.2 章で述べたチャンネル間の相対ゲインの不定性 0.1% (シリコン PIN フォトダイオードの場合) からくる系統誤差を考慮した。また、統計誤差は  $\sim 10^{-3}\%$  程度なので無視している。

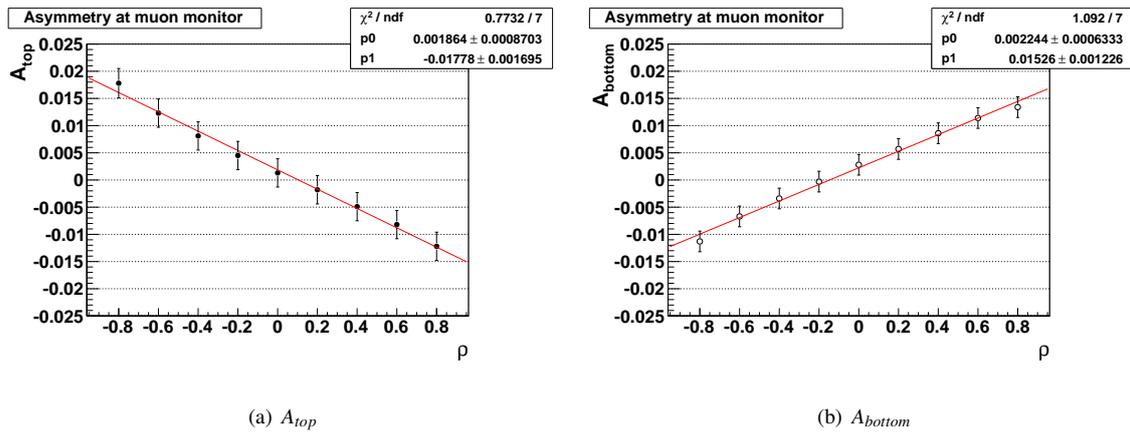


図 6.21:  $\rho$  と  $A_{top}$  (a)、及び  $\rho$  と  $A_{bottom}$  (b) の関係。それぞれ 1 次直線でフィットを行った。

以上より、シミュレーションで求めた表 6.11 を用い、データより得られた  $A_{top}$ 、 $A_{bottom}$  の両方を用いて  $\rho$

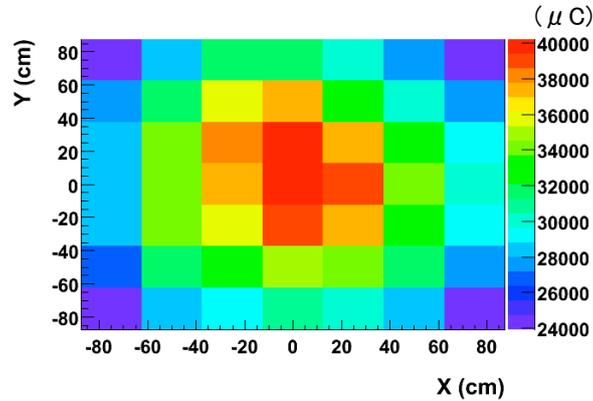


図 6.22: Run36 で蓄積したミュオンビームのプロファイル

を求めると、それぞれ次の様になった。

$$A_{top} : \rho = 0.85 \pm 0.10 \text{ (sys.)} \quad (6.17)$$

$$A_{bottom} : \rho = 0.34 \pm 0.05 \text{ (sys.)} \quad (6.18)$$

## まとめ

シミュレーションを用いて、shoulder module、及びミュオンモニターで独立に  $\rho$  を求めた。その結果、

$$\text{Shoulder module (A)} : \rho = -0.74 \pm 0.17 \text{ (stat.)} \pm 0.57 \text{ (sys.)} \quad (6.19)$$

$$\text{Muon monitor (A}_{top}) : \rho = 0.85 \pm 0.10 \text{ (sys.)} \quad (6.20)$$

$$(A_{bottom}) : \rho = 0.34 \pm 0.05 \text{ (sys.)} \quad (6.21)$$

となった。どの  $\rho$  も有意に異なっている。したがって今回のシミュレーション結果はデータを再現していない事が分かった。

## 今後の課題

6.2.2 章で述べたように、ビームを非軸対称の形にしていった時に、 $\rho = -0.9$  においては SK におけるニュートリノのピークエネルギーの不定性は 2.8% であり、T2K で定めた許容値と同程度のエラーサイズである。しかし、現状のシミュレーションは次の課題を残している。

1. シミュレーションで非軸対称度と  $\rho$  の関係(図 6.18、6.19) を求めたところ、shoulder module の測定ではビームの非軸対称に感度を持たない領域 ( $\rho > 0$ ) がある事が分かった。その一方で、INGRID module 1、5 による測定ではこの  $\rho$  の領域では感度を持っている。

- シミュレーションがデータを再現しているかを確かめるため、shoulder module とミュオンモニターの両方の測定結果より、それぞれ独立に  $\rho$  を求めた。その結果、シミュレーションはデータを再現していない事が分かった。

これら2つの課題を克服するために、今後は次の事を行う。まず、JNUBEAM にインプットする陽子ビームのパラメータを変えていき、非対称度が  $\rho$  に対してどう変化していくかを確認する等して、今回のシミュレーションの結果を理解していく必要がある。またシミュレーションについては、今回行った Re-weighting とは別の方法でもビームの非軸対称を再現できる。それは電磁ホーン磁場の非軸対称性にする事である。こうする事で再びデータとシミュレーションの比較を行っていく。この比較を行う上でも、shoulder module の非軸対称度測定の系統誤差を小さく抑える事も必要である。最終的には shoulder module の測定結果より、現状のニュートリノビーム形状が及ばず、SK におけるニュートリノフラックスの不定性を正しく見積もっていく。

## 6.4 本章のまとめ

本章で行った事以下にまとめる。

- Run36 の解析結果

shoulder module で得られた Run36 のデータの解析を行った。1日のニュートリノイベントレートは、平均で module14 で  $9.20 \pm 0.048 (stat.) / 10^{16}$  POT、module15 で  $9.05 \pm 0.047 (stat.) / 10^{16}$  POT と共に安定していた。またバンチごとのイベントレートではばらつきが最大で  $\pm 2.6\%$  (module14)、 $\pm 5.9\%$  の範囲で安定している事を確認した。最後にニュートリノビームの非対称度  $A$  (式 (6.1)) を算出した結果、

$$A = 0.0080 \pm 0.0037 (stat.) \pm 0.0219 (sys.)$$

となった。

- 非軸対称なビーム形状で想定される  $\Phi_{SK}$  の系統誤差

Re-weighting を用いて、様々な  $\rho$  において  $\Phi_{SK}$  をシミュレートした。その結果  $\rho = -0.9$  とすると、SK におけるニュートリノピークエネルギー (0.5-0.7 GeV) のフラックスに 2.8% の不定性を与えてしまう事が分かった。これはビーム方向を 1 mrad 間違えてしまったときの不定性とおおよそ同程度である。

- シミュレーションによる Shoulder module における非対称度測定

Re-weighting によって  $\rho$  を変えていき、shoulder module におけるビーム非対称度を見積もった。その結果、 $\rho > 0$  では shoulder module はビームの非軸対称に感度がない結果となった。

- データとシミュレーションの比較

シミュレーションの結果を用いて、shoulder module とミュオンモニターの両方の測定結果より、それぞれ独立に  $\rho$  を求めた。その結果、

$$\text{Shoulder module } (A) : \rho = -0.74 \pm 0.17 (stat.) \pm 0.57 (sys.)$$

$$\text{Muon monitor } (A_{top}) : \rho = 0.85 \pm 0.10 (sys.)$$

$$(A_{bottom}) : \rho = 0.34 \pm 0.05 (sys.)$$

となり、どの  $\rho$  も有意に異なっていた。つまりシミュレーションはデータを再現していなかった事が分かった。

今後は shoulder module による非軸対称度の測定に対する系統誤差を小さく抑えていくと共に、シミュレーションの結果を理解していく。また、Re-weighting とは別に、電磁ホーン磁場を非軸対称の形にしてニュートリノビームの非軸対称を再現し、再びデータとシミュレーションの比較を行っていく。最終的には shoulder module の測定結果より、現状のニュートリノビーム形状が及ぼす、SK におけるニュートリノフラックスの不定性を正しく見積もっていく。

## 第7章 結論

T2K 実験は 2010 年の 1 月より物理ランが開始された。本論文では Run29 から 36 までのビームデータをミュオンモニターを用いて解析を行った。その結果、物理ランにおけるニュートリノビームは、方向 1 mrad 以内、また強度で 3%以内という T2K が課した条件を十分に満たしている事が分かった。こうしてビームは安定に供給できている事が保証され、振動解析に用いられる物理データの品質も保証できた。また、2010 年の秋にインストールを行った INGRID shoulder module の性能評価試験を行い、Run36 のデータ解析によりビーム形状の非軸対称度を測定した。そして、シミュレーションでビームの形状を変え、この時の SK のニュートリノフラックスの不定性を見積もった。その結果、相関パラメータ  $\rho = -0.9$  の時には SK におけるニュートリノのピークエネルギーに 2.8%の不定性を与える事が分かった。今後は shoulder module の測定結果に与える系統誤差を小さく抑えるスタディをするとともに、シミュレーションで得られた shoulder module の非対称度測定結果の理解をする。また、Re-weighting 以外の方法でビーム形状をシミュレーション上で変化させ、その上でデータと比較し、最終的に現状のニュートリノビーム形状が及ぼす SK のニュートリノフラックスの不定性を抑えていく。

## 謝辞

2009年春に京都大学大学院に進学してから、今に至るまで時が経つのが早かったなと感じています。しかし同時に、およそ2年間という短い研究室生活の中で、本当に多くの方々にお世話になったなと痛感しています。

T2K実験という世界的なプロジェクトに快く引き入れてくださった中家剛教授には、実験の基礎的な事から実践的な事まで、本当に多くの知識を授かりました。また論文執筆にあたっても、多くの指導と助言を頂きました。本当に感謝しております。

市川温子准教授には常日頃、熱心な指導を頂きました。特に解析方針や実験計画においては本当にお世話になりました。またミュオンモニターの運営においても気にかけて下さり、本当に感謝の気持ちで一杯です。

INGRID shoulder moduleの組み立て、インストールにおきましては、南野彰宏助教には大変お世話になりました。検出器の組み立てに初心者な私に手取り足取りご指導を頂きました。また、shoulder moduleの解析方針におきましても、多くの助言を頂きました。本当に有り難うございます。

2009年11月に東京大学に栄転された横山将志准教授には、多くの事を学ばせて頂きました。また、栄転された後でも、会う度に気にかけてくださり本当に有り難うございます。

松岡広大さんと久保一さんには、ミュオンモニターの運営、解析に至るまで、ここでは言い切れないほどのたくさんのご指導を頂きました。自分がここまで来れたのも、偏に両先輩の熱心な指導のおかげといっても過言ではありません。本当に有り難うございます。

大谷将士さんと村上明さんにはINGRIDのデータ解析、シミュレーションについて些細な事まで懇切丁寧に教えて下さいました。本当に有り難うございます。

高エネルギー加速器研究機構の中平武さん、坂下健さん、柴田政宏さんには、研究者としての姿勢を学ばせて頂きました。本当に有り難うございます。

最後に、研究室の皆さんのおかげで本当に有意義な2年間を送れました。ここに深く感謝の意を表したいと思います。

## 付録A 半導体検出器の特性

### 半導体のバンド構造

格子状に配列している原子が持つポテンシャルは周期的であり、これにより電子の取りうるエネルギーはバンド状となる。この時、電子が存在できないエネルギー領域は禁制帯、もしくはエネルギーギャップと呼ばれる。図 A.1 に典型的な不導体と半導体のエネルギーバンド構造を載せた。エネルギー準位の低いバンドは価電子帯と呼ばれ、この準位にある電子は結晶格子に束縛されているため身動きが出来ない状態にある。一方でエネルギー準位の高いバンドは伝導帯と呼ばれ、この準位にある電子は結晶格子内を自由に行き来できる自由電子に相当する。半導体の場合、エネルギーギャップは不導体のそれよりも小さく、熱励起が可能である。電子が伝導帯へと励起する際、荷電帯には電子が不足した部分が生じる。この部分はホールと呼ばれ、見かけ上、正の電荷が生じたこととらえることが出来る。ガス中でイオン対が形成されることに似ており、半導体ではこれをキャリア対が生成される、と呼ぶ。

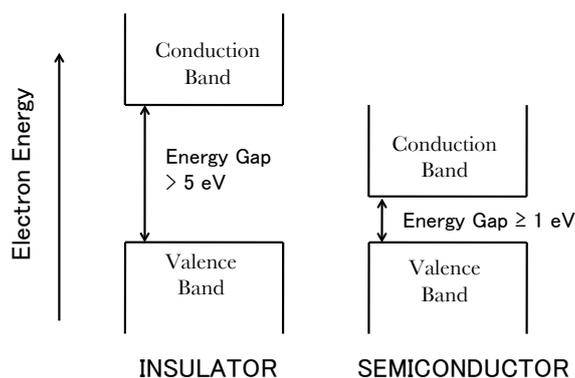


図 A.1: 不導体と半導体のエネルギーギャップの違い

### 電場中におけるキャリアの移動

半導体に対し、ある方向へ電場をかけたとすると、電子は伝導帯へと励起し、電場方向と逆向きに移動する。この電子が形成したホールは別の価電帯に存在する電子によって埋められ、さらにこの電子は元の位置にホールを形成する。この操作が繰り返され、ホールは電子とは逆向き、つまり電場方向へ移動する。この時、電子及びホールの移動速度は通常の熱運動に加え、電場によるドリフト速度を得る。ドリフト速度と電場の関係式は次の通りである。

$$v_h = \mu_h E \quad (\text{A.1})$$

$$v_e = \mu_e E \quad (\text{A.2})$$

$v_h$ 、 $v_e$  はそれぞれホール、電子のドリフト速度 (m/s) を、 $\mu_h$ 、 $\mu_e$  はそれぞれホール、電子の易動度 ( $\text{m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ) を表し、 $E$  は電場の大きさ (V/m) を表す。表 A.1 には 300 K (電離エネルギーに関しては 300 K と 77 K) における Si と Ge の半導体としての特性を示した。

表 A.1: 300 K における Si と Ge の半導体としての特性

	Si	Ge
原子番号	14	32
質量数	28.09	72.60
密度 ( $\text{g}/\text{cm}^3$ )	2.33	5.32
エネルギーギャップ (eV)	1.115	0.665
電子の易動度 ( $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ )	1350	3900
ホールの易動度 ( $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ )	480	1900
電離エネルギー (eV) (300K)	3.62	—
電離エネルギー (eV) (77K)	3.76	2.96

### ドーパントによる効果

不純物が含まれていない半導体は真性半導体と呼ばれ、これに対し意図的に不純物(ドーパント)を添加したものを不純物半導体と呼ぶ。この不純物半導体には n 型半導体と p 型半導体の 2 種類が存在する。以下 Si を用いて説明を行う。

Si に微量のリン (P)、あるいはヒ素 (As) 等の 5 価元素をドーパしたものが n 型半導体である。これら不純物はドナー不純物と呼ばれる。図 A.2 に n 型半導体の場合の模式図と電子のエネルギー準位を載せた。不純物原子の最外殻には 5 つの価電子が存在し、これが Si と結合することで 1 つの余剰電子が生じる。この余剰電子はドナー電子と呼ばれ、図 A.2 の右側のように伝導帯付近にドナー準位を形成する。伝導帯とのエネルギー差が小さいため、この準位にあるドナー電子は容易に伝導帯への熱励起が可能となる。この結果、n 型半導体におけるキャリアの多くは電子によって担われるようになる。

一方で Si に微量のホウ素 (B)、アルミニウム (Al) 等の 3 価元素をドーパしたものが p 型半導体である。これら不純物はアクセプタ不純物と呼ばれる。図 A.3 に p 型半導体の場合の模式図と電子のエネルギー準位を載せた。アクセプタ不純物の場合、その周りには電子が 1 つ不足する状態となる。エネルギー準位は図 A.3 の右側のようになり、価電子帯付近にアクセプタ準位を形成する。価電子帯とのエネルギー差が小さいため、熱励起した電子はこのアクセプタ準位に容易に捕われ、ホールが形成されやすくなる。この結果、p 型半導体におけるキャリアの多くはホールによって担われる。

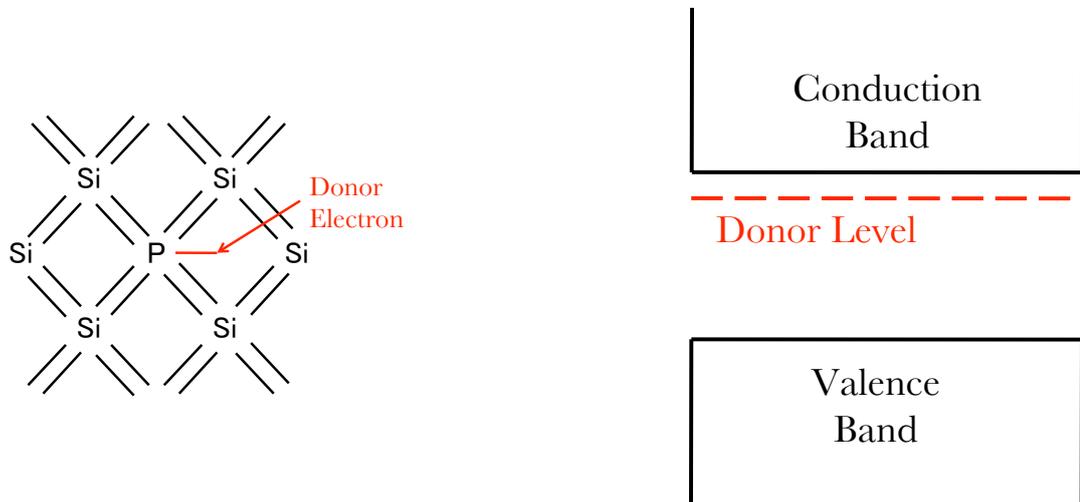


図 A.2: (左) 5 価元素である P が Si と結合した様子。P の周りに 1 つの余剰電子 (ドナー電子) が生じる (右) エネルギーギャップ間にドナー準位が形成される。

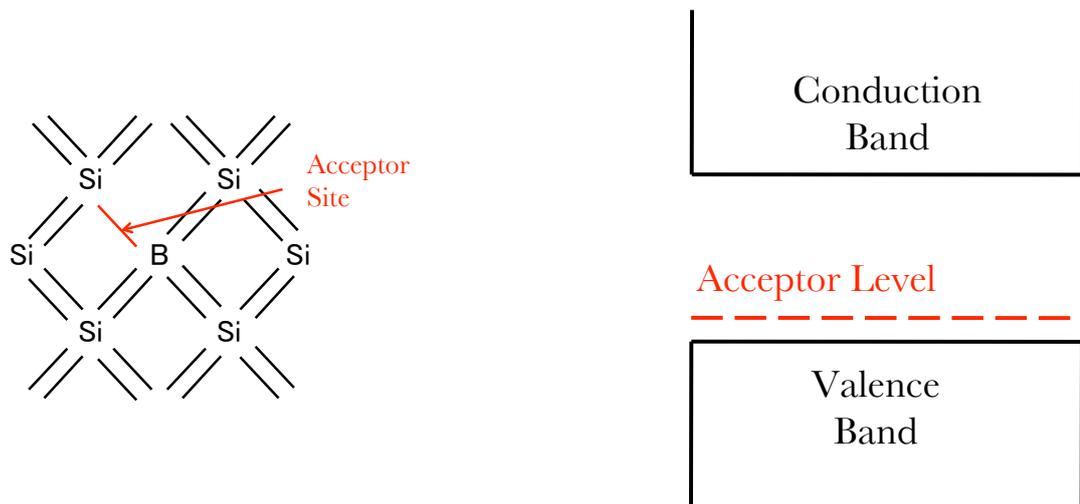


図 A.3: (左) 3 価元素である B が Si と結合した様子。電子が 1 つ不足する状態となる。(右) エネルギーギャップ間にはアクセプタ準位が形成される。

## pn 接合

p 型半導体と n 型半導体を接合すると、n 層の伝導電子は p 層へ拡散してホールと結合し、一方で p 層のホールは n 層へと拡散し、伝導電子と結合する。すると接合面付近の n 層は伝導電子が去っていったために、ドナー不純物は正にイオン化し、一方で p 層では n 層から流れ込んできた電子を受け取るため、アクセプタ不純物は負にイオン化する。その結果、接合面付近ではこれらイオン化した不純物によって拡散を抑制させる方向へ電場が生じる。こうして拡散は止まり、キャリアが存在しない空乏層が接合面に形成される。図 A.4 はこれら一連の様子を模式的に表したものである。

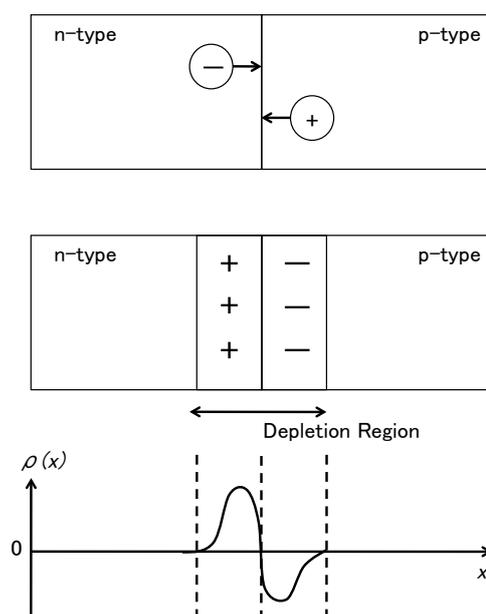


図 A.4: (上) pn 接合時、n 層の伝導電子は p 層へ拡散してホールと結合し、一方で p 層のホールは n 層へ拡散し伝導電子と結合する。(中央) キャリアの拡散によって、接合面付近の n 層では伝導電子が失われた状態となるのでドナー不純物は正にイオン化し、逆に p 層のアクセプタ不純物は負にイオン化する。これらの電荷によって生じる電場により拡散は止まり、その結果接合面付近でキャリアが存在しない領域「空乏層; depletion region」が生じる。(下) 空乏層を形成した後の電荷密度 ( $\rho(x)$ ) の分布図。

pn 接合を施した半導体を検出器として用いる際、通常図 A.5 のように逆電圧を印加する。逆電圧を加えない状態だと、空乏層の厚みは小さくなり電気容量は増えるので、ノイズが大きくなってしまう。また、接合によって生じる電位勾配 (およそ 1 V) ではキャリアを移動させるのに不十分で、キャリアの再結合が起こり、収集効率は悪くなってしまいます。逆電圧を加えることにより、n 層の伝導電子は p 層へ、p 層のホールは n 層へとさらに流れ込むため、結果として空乏層の厚みは大きくなり、またかけている電場によってキャリアのドリフト速度も早くなる (式 (A.1) 及び式 (A.2))。図 A.6 に逆電圧を加えてない時の電子のエネルギー準位 (左図)、逆電圧 (V) を加えているときの電子のエネルギー準位 (右図) を載せた。

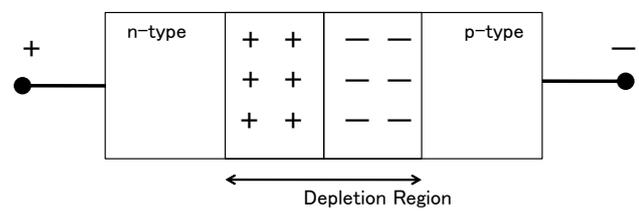


図 A.5: 逆電圧印加の様子

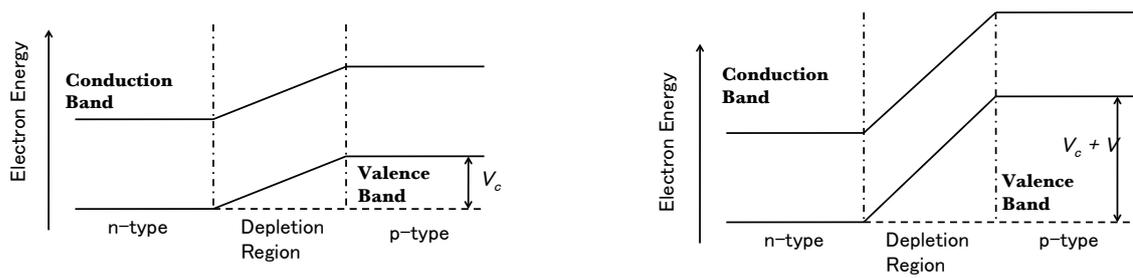


図 A.6: (左) 逆電圧がかかっていない時の電子のエネルギー準位。(右) 逆電圧 (V) がかかっている時の電子のエネルギー準位。

## Fully Depleted Detectors

空乏層の厚みは以下の式で表される。

$$d \simeq \left( \frac{2\epsilon V}{eN} \right)^{1/2} \quad (\text{A.3})$$

$\epsilon$  は誘電率、 $V$  は逆電圧の大きさ、 $e$  は素電荷、そして  $N$  はドーパント密度であり、これはドナーもしくはアクセプタの内、ドーパントの量がより少ない方の密度を指す。この式より、空乏層の厚みを大きくするには以下の 2 通りの方法がある。

- 逆電圧を大きくする。
- ドーパントの量をより少なくする。

最近では片方の層のドーパントの量を多くし ( $n^+$ 、 $p^+$ )、もう一方の層では元々の結晶の純度を上げ、ドーパントの量を僅かしか添加しない  $n$  型や  $p$  型 (それぞれ  $\nu$  型や  $\pi$  型ともいわれる) を用いた半導体が主流となっている。この方法だと、空乏層は結晶純度の高い層へ伸びていき、多くドーパされた方は非常に薄い層に出来上がる。図 A.7 に  $p^+$  型に結晶純度の高い  $n$  型のウェーハを接合した半導体を示した。この半導体に加える逆電圧を大きくしていった場合、ある電圧時にはウェーハ全体に空乏層が広がる。この時の電圧は Depletion Voltage と呼ばれ、式 (A.3) から次の式で表される。

$$V_d = \frac{eNT^2}{2\epsilon} \quad (\text{A.4})$$

$T$  はウェーハの厚さであり、これは空乏層の厚さに等しい。さらに逆電圧を大きくしていくとウェーハに対し、電場は一様分布に近づく。こうすることでウェーハの至るところで一定以上の電場が得られ、検出器全体が Active Volume となる。このような検出器を Fully Depleted Detector と呼ぶ。

図 A.8 に様々な Fully Depleted Detector とそれぞれに対応する電場分布を示した。中央に位置するタイプは PIN 構造を表し、これは薄い  $n^+$  層と  $p^+$  層の間に真性層 ( $i$  層) をウェーハとして挟んだもので、こうする事により低い電圧で fully depleted な状態を得られる。またウェーハの至る所で電場分布が一様となるのが特徴である。我々がミュオンモニターに使用している s3590-08 (最大印加電圧: 100 V) もこの PIN 構造をとっており、実験では 80 V を印加し fully depletion を起こして用いている。

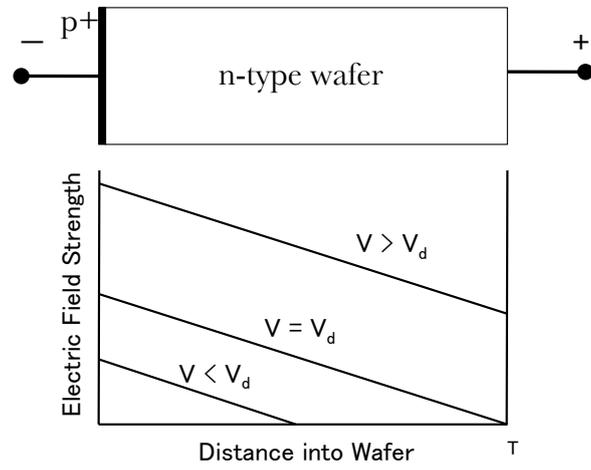


図 A.7: (上) 薄い p<sup>+</sup> 層と結晶純度の高い n 型を接合したもの。(下) 電場分布: Depletion Voltage ( $V_d$ ) より低い逆電圧、等しい逆電圧、そして高い逆電圧の 3 つをプロットしたもの。

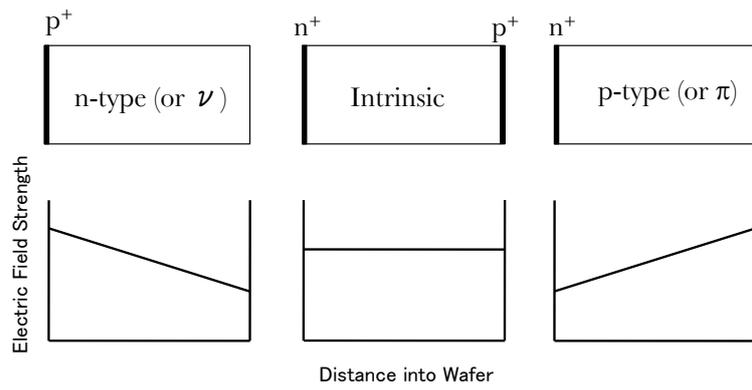


図 A.8: 様々な Fully Depleted Detector とその電場分布

## 付録B MPPCの特性

INGRID に使用している半導体検出器「MPPC」の主な特性を以下に記した。

### ゲイン

MPPC を使用する場合、通常ガイガーモードで使用される。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。

### ノイズ

MPPC は以下の 2 つの原因により、ノイズが生じる。

- 熱電子  
熱励起によってエネルギーギャップ ( $\sim 1.1$  eV) を超える電子によりキャリア対が生じる。それがゲインで増幅され、シグナルと区別できないノイズを生む。したがって温度が上昇するにつれ、熱電子によるノイズレートが大きくなる。
- トンネル効果  
逆電圧をかける事で、p 型半導体の価電子帯の電子が、n 型半導体の伝導帯へトンネル効果により入り、そこで新たなキャリア対を作ってしまう。しかし、この効果は温度に依存しないため、常温で使用する際、このノイズの寄与は熱電子ノイズの寄与に比べはるかに小さい。

INGRID は  $20^{\circ}\text{C}$ 、 $\Delta V = 1.0$  で MPPC を使用しており、この時のノイズレートは 500 MHz である。

### クロストーク・アフターパルスレート

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。一方、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。

## 付録C シミュレーション

### C.1 T2K ビームラインシミュレーション: JNUBEAM

JNUBEAM は GEANT3 をベースとしたシミュレーションであり、以下の手順に沿ってニュートリノフラックスを生成させる。30GeV の陽子を炭素標的と衝突させ、ハドロン生成モデルの FLUKA2008[13, 14] を用いてハドロン ( $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $K_L^0$ ) を生成させる。炭素標的より抜けたこれら粒子を電磁ホーンの磁場によって収束させる。その際、炭素標的の外部 (電磁ホーンの内部導体等) と反応する粒子には別のハドロン生成モデルである GCALOR [15] を用いている。こうして得られた粒子は崩壊トンネルまでトレースさせ、そこでニュートリノに崩壊させる。表 C.1 はニュートリノ ( $\nu_\mu$ ,  $\nu_e$ ) を生成させる際に JNUBEAM で用いている親粒子の分岐比である。生成したニュートリノは前置検出器、SK まで外挿させ、そこでのフラックス及びニュートリノスペクトルを求めている。図 C.1 は JNUBEAM によって求められた SK におけるニュートリノスペクトルである。

表 C.1: JNUBEAM で用いているハドロン粒子のニュートリノへの分岐比

	親粒子		
	$\pi^+$	$K^+$	$K_L^0$
$\nu_\mu$	$\mu^+\nu_\mu$	$\mu^+\nu_\mu, \pi^0\mu^+\nu_\mu$	$\pi^-\mu^+\nu_\mu$
(%)	99.9877	63.55, 3.353	27.04
$\nu_e$	$e^+\nu_e$	$\pi^0e^+\nu_e$	$\pi^-e^+\nu_e$
(%)	$1.23 \times 10^{-4}$	5.07	40.55

### C.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」では、ニュートリノと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を得ることができる。INGRID の構成はほぼ鉄のため、NEUT を用いてシミュレーションする際はニュートリノと鉄との反応のみを考慮している。この時、NEUT でシミュレートされる主な反応を以下に挙げた。

- 荷電カレント準弾性散乱 (CC-QE):  $\nu + N \rightarrow l + N'$
- 荷電カレント  $1\pi$  生成反応 (CC- $1\pi$ ):  $\nu + N \rightarrow l + N' + \pi$

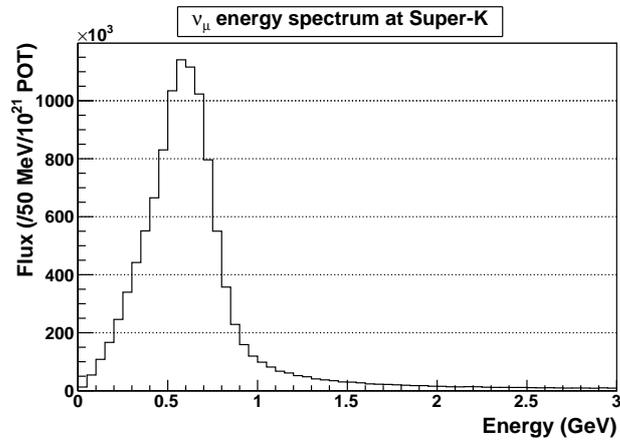


図 C.1: JNUBEAM でシミュレートした SK におけるニュートリノエネルギースペクトル

- 荷電カレントコヒーレント  $\pi$  生成反応 (CC-1 $\pi$ ):  $\nu + {}^{16}\text{O} \rightarrow l + {}^{16}\text{O} + \pi$
- 荷電カレント深非弾性散乱  $\pi$  生成反応 (CC-DIS):  $\nu + N \rightarrow l + N' + \text{multi } \pi$
- 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:  $\nu + {}^{16}\text{O} \rightarrow \nu + {}^{16}\text{O} + \pi$
- 中性カレント深非弾性散乱:  $\nu + N \rightarrow \nu + N' + \text{multi } \pi$

JNUBEAM によって、求めたい位置におけるニュートリノフラックスを生成し、NEUT を通すことで、ニュートリノエネルギーの関数としての反応数を求めることができる。

## 付録D T2K実験の現状

T2Kにおける $\nu_e$ 出現事象の現状について述べる。2010年1月から6月末まで行われた物理ランで、 $3.23 \times 10^{19}$  POT (Proton On Target) の統計量を獲得した。SKにおける $\nu_e$ 事象の証拠となる反応モードは次の荷電カレント準弾性散乱(CCQE)による反応である。

$$\nu_e + n \rightarrow e^- + p \quad (\text{D.1})$$

この反応によって生じる電子のイメージリングを測定し、 $\nu_e$ 出現事象を確かめている。以下はSKで用いられている $\nu_e$ 出現事象イベントに与えているイベントセレクションである。

### 1. Fully-contained fiducial volume cut (FCFV)

宇宙線 $\mu$ 粒子や、中で反応して生じたレプトンが外に逃げるようなイベントを除去するため、Outer detector(OD)で16以上のPMTにヒットが無い事を要求する。続けて、SKで定められたFiducial volume (水タンク内部の壁から200 cm以上)内に反応店がある事を要求する。

### 2. Visible energy ( $E_{vis}$ ) > 100 MeV

リングイメージより再構成した時のエネルギーが100 MeV以上であることを要求する。これにより、中性カレント反応や $\mu$ 粒子のMicheal崩壊によって生じた低いエネルギーの電子によるイベントを除去する。

### 3. Number of rings ( $N_{rings}$ ) = 1

チェレンコフリングが1つである事を要求する事によって、CCQE- $1\pi$  ( $\nu_\mu + p \rightarrow \mu^- + n + \pi^0$ )からの $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ によるMulti ringなイベントを除去し、CCQEを同定する。

### 4. Electron-like ring identified by PID algorithm

SKで定められたアルゴリズムによって、リングイメージが電子のものかどうかを要求する。

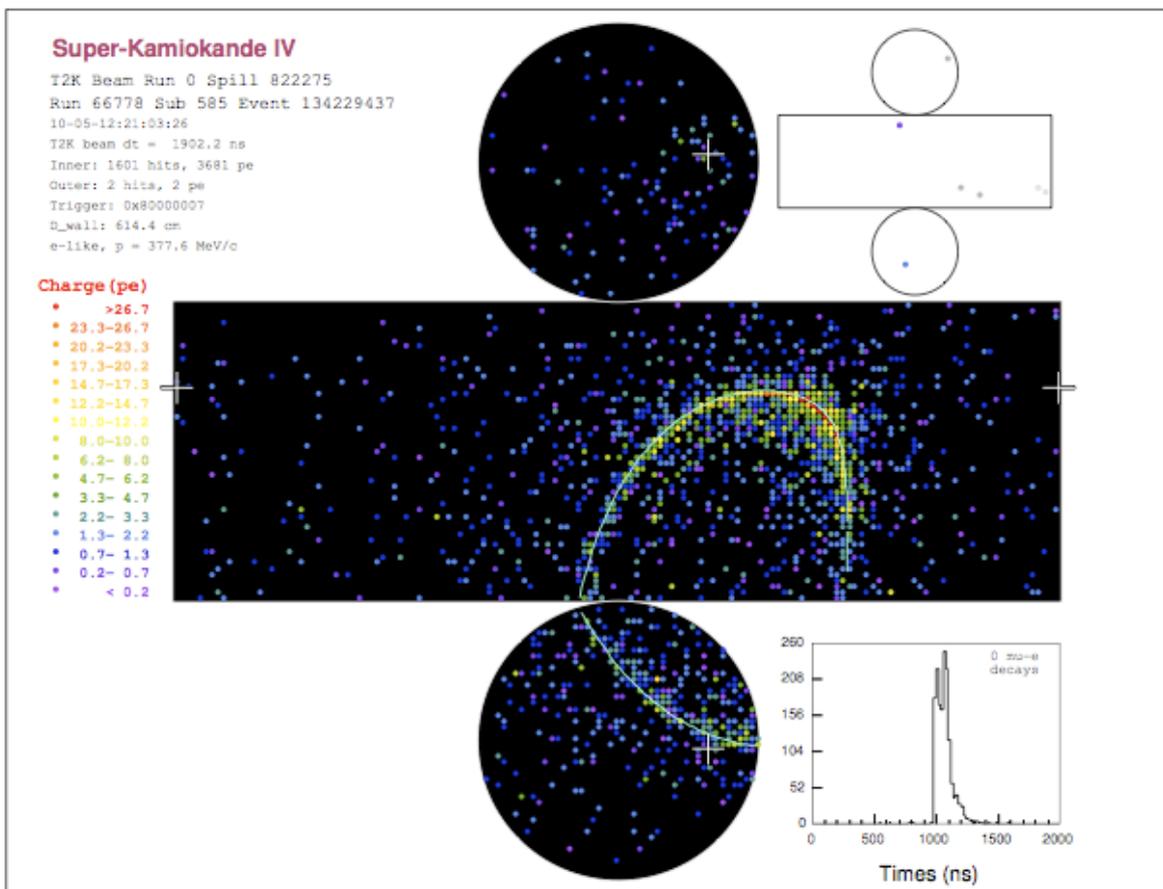
### 5. Reconstructed invariant mass < 105 MeV/c<sup>2</sup>

$\pi^0$ からの $2\gamma$ から生じた2つのリングイメージであっても、その内の1つを同定できず、誤って3.の条件を満たしてしまう恐れがある。こういった事を防ぐため、あらかじめ検出したリングが $\pi^0$ からの $2\gamma$ であると仮定し、SKで定められたアルゴリズム(POLfit: Patter Of light FIT)を用いて不変質量を再構成する。ここで105 MeV/c<sup>2</sup>以下であることを要求する。

### 6. Reconstructed neutrino energy ( $E_\nu^{rec}$ ) < 1250 MeV

Off-Axis法の効果によって、 $\nu_\mu$ のエネルギースペクトルは600 MeVあたりにピークを持つ。再構成したニュートリノエネルギーが1250 MeV以下であることを要求し、 $\nu_e$ 事象測定のpurityを上げる。

このイベントセレクションによって、2010aデータではただ1つ $\nu_e$ 出現事象と見られる電子のリングイメージが見つかった。図D.1にこのイベントディスプレイを載せた。



図D.1:  $\nu_e$  出現事象のイベントディスプレイ。電子によるチェレンコフリングイメージが見える。

## 参考文献

- [1] F. Reines and C.L. Rowan *et al.*, "Detection of the Free Antineutrino", *Phys. Rev.* Vol.117, No.1 (1960).
- [2] Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata *et al.*, "Remarks on the unified model of elementary particles", *Prog. Theor. Phys.*, Vol.28, p.870 (1962).
- [3] Y. Fukuda *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], "Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos", *Phys. Rev. Lett.* Vol.81, No.8 (1998).
- [4] E. Aliu *et al.* [K2K Collaboration], "Evidence for muon neutrino oscillation in an accelerator-based experiment", arXiv:hep-ex/0411038.
- [5] Y. Itow *et al.*, "The JHF-Kamioka neutrino project", arXiv:hep-ex/0106019.
- [6] 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)", 修士論文, 京都大学大学院理学研究科 (2008).
- [7] 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", 修士論文, 京都大学大学院理学研究科 (2007).
- [8] D. H. Wilkinson, "IONIZATION CHAMBERS AND COUNTERS", Cambridge Univ. Press, (1950).
- [9] ROOT- A Data Analysis Framework; <http://rooc.cern.ch/>.
- [10] 永井 直樹, "T2K 実験において用いられる半導体光検出器 MPPC の大量測定", 修士論文, 京都大学大学院理学研究科 (2009).
- [11] GEANT- Detector Description and Simulation Tool, Application Software Group, Computing and Networks Division, CERN, Geneva (1993).
- [12] Y. Hayato, "NEUT," *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* Vol.112, p.171 (2002).
- [13] G. Batteistoni, S. Muraro, P.R. Sala, F. Cerutti, A.Ferrari, S. Roesler, A. Fasso, J.Ranft, "The FLUKA code: Description and benchmarking", *Proceedings of the Hadronic Shower Simulation Workshop 2006, Fermilab 6-8 september 2006*, M.Albrow, R. Raja eds., AIP Conference Proceedings 896, 31-49 (2007).
- [14] A. Fasso, A. Ferrari, J. Ranft, and P.R. Sala, "FLUKA: a multi-particle transport code", CERN-2005-10 (2005), IFND/TC\_05/11, SLAC-R-773.
- [15] C. Zeitnitz and T. Gabriel, *Proc. of International Conference on Calorimetry in High Energy Physics*, Tallahassee, FL, USA, February, 1993.

- [16] 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”, 修士論文, 京都大学大学院理学研究科 (2010).
- [17] 平出 克樹, ”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”, 修士論文, 京都大学大学院理学研究科 (2005).
- [18] 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”, 修士論文, 京都大学大学院理学研究科 (2006).