修士論文

Ｋ２Ｋ長基線ニュートリノ振動実験

中性カレント反応同定のための原子核γ線事象の研究

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

平成 16 年 1 月 29 日

概 要

つくば神岡間長基線ニュートリノ振動実験 (K2K 実験) は、世界初の加速器による長期線ニュートリノ振動実験であり、茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構内 (KEK) にある 12 GeV 陽子シンクロトロンからミューオンニュートリノビームを生成し、約 250 km 離れた岐阜県神岡町にある Super-Kamiokande で検出する実験である。この実験の目的は前置検出器で観測されたニュートリノ振動が起こる前のニュートリノのエネルギー分布と、 Super-Kamiokande で観測されたニュートリノ振動が起こった後のエネルギー分布を比較する事でニュートリノ振動パラメーター $(\Delta m^2, \sin^2\theta)$ を精度良く測定することである。

本研究では、KEK 内に設置されている前置検出器の一つである、1 kt 水チェレンコフ検出器を用いて、中性カレント反応同定のための原子核 γ 線の探索をおこなった。

K2K 実験ではミューニュートリノの事象数の減少で振動をみているので、ミューニュートリノが電子あるいはタウニュートリノに振動しているのか、あるいは相互作用しないニュートリノ (ステライルニュートリノ) に振動しているのかが測定できない。一方で中性カレント反応の散乱断面積はフレーバーの違いに寄らないので、その反応を同定する事で、電子、ミュー、タウニュートリノの区別をせず三種合計の事象数を測定できる。つまり中性カレント反応の同定によってミューニュートリノがタウ、あるいはステライルニュートリノのどちらに振動しているかを検証できる。1 kt 検出器で中性カレント反応の同定には中性パイオンによる同定の方法や励起された原子核から放出される 3∼10MeV の γ 線を同定する方法が考えられる。現在 Super-Kamiokande の大気ニュートリノグループによって中性パイオンを用いた中性カレント同定方法が研究されてきたが、γ 線を用いて同定する手法はまだ行なわれていない。そこでこの新しい手法の予備研究として、本研究では 1 kt 検出器を用いて原子核 γ 線の探索を行なった。

これまで 1 kt 検出器では観測エネルギーが 100MeV 以上の事象の研究しかなされておらず、今回初めて数 MeV のニュートリノ事象の研究を行なった。そこでまず数 MeV の事象の発生点を再構成するために、太陽ニュートリノの解析で用いられたプログラムを 1 kt 検出器に導入し、性能を評価した。次に放射線源 (Cf+Ni) からの 9MeVγ 線を用いて、数 MeV 領域のエネルギースケールの較正を行なった。そして K2K 実験の 2003 年 1 月から 6 月までの期間で収集されたデータを解析し、バックグラウンド事象を正確に見積もる事で、数 MeV 領域のニュートリノ事象を初めて検出した。

目 次

第 1 章　序章 **5**
1.1　ニュートリノとその振動 5
1.2　ニュートリノ振動の実験的検証 7
1.2.1　大気ニュートリノ 7
1.2.2　その他のニュートリノ振動実験 9

第 2 章　K2K 長基線ニュートリノ振動実験 **11**
2.1　実験概要と最新結果 11
2.1.1　K2K 実験の最近の結果 14
2.2　ビームライン 15
2.3　前置検出器 18
2.4　Super-Kamiokande 20

第 3 章　K2K 実験における 1kt 水チェレンコフ検出器 **22**
3.1　測定原理 22
3.2　形状 24
3.3　純水装置 25
3.4　20 インチ光電子増倍管 (PMT) 26
3.5　データ収集系システム 29
3.5.1　フロントエンド部 29
3.5.2　トリガー部 31
3.5.3　リアエンド部 31
3.5.4　オンライン計算機部 31

第 4 章　中性カレント反応同定の動機と方法 **32**
4.1　動機 32
4.2　中性カレント反応同定の方法 32
4.3　解析の流れ 34

第 5 章　荷電粒子発生点の再構成 **35**
5.1　粒子発生点の再構成の方法 35

5.2 ニッケルからの γ 線をもちいた再構成の検証 37
5.2.1 ニッケルからの γ 線の発生メカニズム 37
5.2.2 測定結果 38
5.3 シミュレーションと実験データの比較 43
5.4 フィッターの効率 47
5.5 まとめ 48

第 6 章 キャリブレーション **49**
6.1 PMT 間の相対的ゲインキャリブレーション 49
6.2 時間キャリブレーション 52
6.3 高エネルギー領域ののエネルギースケールキャリブレーション 53
6.4 低エネルギーでのエネルギースケールの確認 54
6.4.1 タイムウィンドウの決定 54
6.4.2 データとシミュレーションでのエネルギースケールの比較 . . . 55
6.5 FADC キャリブレーション 60
6.6 まとめ 60

第 7 章 事象選択 **63**
7.1 事象選択 63
7.1.1 １スピルあたり１事象のものを選択 63
7.1.2 2∼9 バンチのデータ選択 65
7.1.3 低エネルギー事象選択 (20 < PMT のヒット数 < 100) 66
7.1.4 発生点が有効体積内にある事象を選択 66
7.1.5 壁際事象のカット 66
7.2 事象選択の適用 68
7.3 低エネルギーサンプル 70

第 8 章 バックグラウンドの見積り **71**
8.1 ビーム起源でないバックグラウンド 71
8.2 ビームから遅れてくるバックグラウンド 74
8.2.1 発生点の天頂分布を用いたスカイシャイン事象数の見積もり . . 74
8.2.2 時間分布を用いたスカイシャイン事象数の見積もり 80
8.3 ビームと同期したバックグラウンド 83
8.4 まとめ 91

第 9 章 低エネルギーニュートリノ事象の解析 **92**
9.1 低エネルギーニュートリノ事象数 92
9.2 モンテカルロシミュレーションとデータの比較 98
9.2.1 モンテカルロシミュレーションとデータの規格化 98

9.2.2 低エネルギーニュートリノ事象ののデータとシミュレーションの比較 102
9.3 結果 106
9.4 考察と今後 106

第 10 章 結論 **108**

Bibliography **110**

謝辞 **111**

List of Figures **112**

List of Tables **116**

第1章　序章

ニュートリノは1930年にパウリによってその存在が仮定され、1953年ラインズとコーワンによる原子炉を利用した実験で初めて確認された。続いて1962年にミューニュートリノが、1997年にタウニュートリノが発見され、またLEPでの加速器によるZ粒子の崩壊幅の測定により、弱い相互作用をするニュートリノは3種類であることが確認された。

現在の素粒子標準理論は素粒子の世界を非常に良く記述しているとされるが、3種類のニュートリノの質量は全て0であるとして扱われている。しかし1998年にSuper-Kamiokandeにおける大気ニュートリノグループの観測によって、ニュートリノが世代間を振動するという報告がなされた。このニュートリノ振動とはニュートリノが有限の質量を持ち世代間で混合している時に、あるフレーバーのニュートリノが時間発展とともに別のフレーバーのニュートリノに変わることをいう。この現象は標準理論を超える素粒子物理学の唯一の手がかりであり、ニュートリノ振動の解明は大きな意義を持っている。

1.1　ニュートリノとその振動

ニュートリノ振動はニュートリノが有限の質量を持ち、さらに弱い相互作用の固有状態$\nu_i(\mathrm{i=e},\mu,\tau)$と、質量差のある質量の固有状態$\nu_j(\mathrm{j=1,2,3})$とが一致しない場合におこる。

ここでは簡単のため、2世代のニュートリノν_μ、ν_τ間の真空中でのニュートリノ振動について考える。弱い相互作用の固有状態ν_μ、ν_τは、質量の固有状態ν_1、ν_2と混合角θを用いて、次式のように記述される。

$$\begin{aligned} \nu_\mu &= \nu_1 \cos\theta + \nu_2 \sin\theta \\ \nu_\tau &= -\nu_1 \sin\theta + \nu_2 \cos\theta \end{aligned}$$

静止系における質量の固有状態ν_1、ν_2の時間発展を記述するシュレディンガー方程式は、

$$i\frac{d}{d\tau}\begin{pmatrix} \nu_1(\tau) \\ \nu_2(\tau) \end{pmatrix} = \mathcal{H}\begin{pmatrix} \nu_1(\tau) \\ \nu_2(\tau) \end{pmatrix}$$

$$= \begin{pmatrix} m_1 & 0 \\ 0 & m_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1(\tau) \\ \nu_2(\tau) \end{pmatrix}$$

と書ける。ここで m_i は ν_i の質量、τ は静止系での時刻である。
これを解くことにより以下の関係が得られる。

$$\nu_i(\tau) = e^{-im_i\tau}\nu_i(0) \tag{1.1}$$

実験室系での時刻を t、粒子の位置を L と書くと、上式の位相因子は

$$e^{-im_i\tau} = e^{-i(E_it - p_iL)}$$

のように関係付けられる。ここで E_i、p_i は各々ニュートリノのエネルギーと運動量である。

ところで、ニュートリノの質量は非常に小さい $(m_i \ll E_i)$ と考えられる。このため $t \simeq L$ と近似出来、従って上式の右辺は $e^{-i(E_i - p_i)t}$ と書き直す事が出来る。同様に p_i も

$$p_i = \sqrt{E_i^2 - m_i^2} \simeq E_i - \frac{m_i^2}{2E_i}$$

と近似することが出来て、式 1.1 は

$$\nu_i(t) = e^{-i\frac{m_i^2}{2E_i}t}\nu_i(0)$$

となる。

さて、時刻 $t = 0$ に弱い相互作用によって ν_μ が生成されたと考えると、初期状態は $\nu_\mu(0) = 1$、$\nu_\tau(0) = 0$ であるから、$\nu_1(0) = \cos\theta$、$\nu_2(0) = \sin\theta$ と求まる。よって、ν_μ の時間発展は、

$$\begin{aligned} \nu_\mu(t) &= \nu_1(t)\cos\theta + \nu_2(t)\sin\theta \\ &= \cos^2\theta\ e^{-i\frac{m_1^2}{2E}t} + \sin^2\theta\ e^{-i\frac{m_2^2}{2E}t} \end{aligned}$$

となり、時刻 t に ν_μ を観測する確率は、

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \to \nu_\mu) = |\nu_\mu(t)|^2 &= \cos^4\theta + \sin^4\theta + \sin^2\theta\cos^2\theta \left\{ e^{i\frac{(m_2^2 - m_1^2)}{2E}t} + e^{-i\frac{(m_2^2 - m_1^2)}{2E}t} \right\} \\ &= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2\left\{ \frac{(m_2^2 - m_1^2)}{4E}t \right\} \end{aligned}$$

である。

以上の計算により、ν_μ が距離 $L(\simeq t)$ を走った後に、ν_μ もしくは ν_τ として観測される確率は、それぞれ、

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \to \nu_\mu) &= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E}\right) \\ &= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{1.27\Delta m^2(\mathrm{eV}^2)L(\mathrm{km})}{E(\mathrm{GeV})}\right) \\ P(\nu_\mu \to \nu_\tau) &= \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E}\right) \\ &= \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{1.27\Delta m^2(\mathrm{eV}^2)L(\mathrm{km})}{E(\mathrm{GeV})}\right) \end{aligned}$$

となることが分かる。このように、確率 P は、質量の 2 乗差 Δm^2 と混合角 θ を、2 つのパラメータとして、距離 L とともに振動する。そのため、初めは ν_μ として存在していたニュートリノがある距離を走ると、別のニュートリノに変化するというニュートリノ振動が起こる。これは ν_e, ν_μ, ν_τ の 3 世代のニュートリノが混合している場合についても同様に成り立つ。ただし、ニュートリノ振動が起こるためには、弱い相互作用の固有状態 $\nu_i(i = e, \mu, \tau)$ が質量差のある質量の固有状態 $\nu_{j=1,2,3}$ の混合状態になっていることと、混合角 θ が存在することが必要である。K2K 実験において、ニュートリノビームの発生点からスーパーカミオカンデまでの距離 L は 250km あり、生成されたニュートリノのエネルギー E の平均値は 1.3GeV である。そのために K2K 実験でニュートリノ振動が最も効果的に現れるのは、$\Delta m^2 = 10^{-3} \sim 10^{-2} eV^2$ の領域である。

1.2 ニュートリノ振動の実験的検証

ニュートリノ振動について行なわれた様々な実験について紹介する。まず K2K 実験の直接的動機となった大気ニュートリノの実験について説明する。

1.2.1 大気ニュートリノ

大気ニュートリノは主成分が高エネルギー陽子である一次宇宙線が大気中の原子核 (主に窒素や酸素) と衝突することにより生じた様々な中間子の崩壊時に生成される。この反応は上空約 10km の大気中で生成され、これらのうちニュートリノを生成するモードは主に次のものである。

$$
\begin{aligned}
p + N \;\rightarrow\; & \begin{matrix}\pi^+(\pi^-)\\ K^+(K^-)\end{matrix} \;+\; N' \\
& \begin{matrix}\pi^+(\pi^-)\\ K^+(K^-)\end{matrix} \;\rightarrow\; \mu^+(\mu^-) \;+\; \nu_\mu(\overline{\nu}_\mu) \\
& \mu^+(\mu^-) \;\rightarrow\; e^+(e^-) \;+\; \overline{\nu}_\mu(\nu_\mu) \;+\; \nu_e(\overline{\nu}_e)
\end{aligned}
$$

このモードによって発生した $\nu_\mu + \overline{\nu_\mu}$ と $\nu_e + \overline{\nu_e}$ のフラックスの比がほぼ 2:1 になると予測される。しかし $\nu_\mu + \overline{\nu_\mu}$ や $\nu_e + \overline{\nu_e}$ のフラックスの絶対値は、1 次宇宙線のフラックスの不定性がある。そこで大気ニュートリノ実験からニュートリノ振動を評価する際に、大気ニュートリノのフラックスの絶対値の不定性に寄らない量として、観測値とモンテカルロシミュレーションの比

$$
R = \frac{\left(\dfrac{\nu_\mu + \overline{\nu}_\mu}{\nu_e + \overline{\nu}_e}\right)_{\mathrm{data}}}{\left(\dfrac{\nu_\mu + \overline{\nu}_\mu}{\nu_e + \overline{\nu}_e}\right)_{\mathrm{M.C.}}}
$$

を用いる。この R はニュートリノ振動が起きていない時には 1 となる。これまでいくつかの実験が大気ニュートリノの観測を行なっており、その結果をまとめたものを表 1.1 に示す。これらの実験の内、Kamiokande と Super-Kamiokande、IMB は水チェレンコフ型の検出器である。水チェレンコフ型検出器は水槽内で起こったニュートリノ反応で生成された荷電粒子がだしたチェレンコフ光の光量とリングの形状からニュートリノの種類とエネルギーを決定する。一方、Soudan2,Frejus,NUSEX は鉄カロリメーター型の検出器である。この検出器はワイヤーチェンバーを並べた検出器と鉄板を交互に置き、粒子の飛跡と貫通距離から粒子の種類とエネルギーを決定する。6 つの観測結果のうち、Frejus,NUSEX 以外はずべて理論予想値の半分強という結果を出している。これを大気ニュートリノ問題という。この問題を説明する解として有力なのがニュートリノ振動であり、Super-Kamiokande は高い統計を用いてニュートリノ事象の天頂角依存性を観測し、ニュートリノ振動の存在を示した。

図 1.1 は $Super-Kamiokande$ での ν_e, ν_μ の天頂角分布である。検出器上空 $(\cos\Theta = 1)$ で生成されたニュートリノの飛行距離が 10km であるのに対し、反対側 $(\cos\Theta = -1)$ から来るニュートリノの飛行距離は 13000km である。ニュートリノ振動がないときの分布は上下対称が期待され、観測でも電子事象においてはシミュレーションとデータがほぼ一致する。しかしミューオン事象においては明らかに上下非対称となっており、これは $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ ののニュートリノ振動を仮定するとうまく説明できる。

大気ニュートリノ観測によって $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ のニュートリノ振動が起こっているとの結論が出され、少なくとも 1 種類のニュートリノが質量を持っていることが分かった。本実

験である K2K 実験の目的はこの大気ニュートリノの観測によって示されたニュートリノ振動を、人工的なニュートリノビームを用いることで振動パラメーター $(\Delta m^2, \sin^2\theta)$ を精度良く測定することにある。

実験名	観測時間 [kt-year]	$\mathrm{R}(\pm stat \pm sys)$
Super Kamiokannde (sub-Gev)	71	$0.652^{+0.019}_{-0.018} \pm 0.051$
Super Kamiokannde (multi-Gev)	71	$0.668^{+0.035}_{-0.033} \pm 0.079$[1]
Kamiokannde (sub-Gev)	8.2	$0.60^{+0.06}_{-0.05} \pm 0.05$
Kamiokannde (multi-Gev)	8.2(FC),6.2(PC)	$0.57^{+0.08}_{-0.07} \pm 0.07$ [2]
IMB-3	7.7	$0.54 \pm 0.05 \pm 0.12$ [3]
Soudan 2	5.9	$0.69 \pm 0.10 \pm 0.06$ [4]
Fréjus	2.0	$1.00 \pm 0.15 \pm 0.08$ [5]
NUSEX	0.74	$0.96^{+0.32}_{-0.28}$ [6]

表 1.1: 大気ニュートリノ実験の結果

1.2.2 その他のニュートリノ振動実験

現在までにおこなわれたニュートリノ振動実験の内でニュートリノ振動を観測した結果をまとめると、

- 大気ニュートリノ観測 $\Delta m^2 = (1 \sim 4) \times 10^{-3}$
- 太陽ニュートリノ及び原子炉ニュートリノ観測 $\Delta m^2 = (3 \sim 25) \times 10^{-5}$
- LSND $\Delta m^2 = (2 \sim 20) \times 10^{-1}$

に大別される。太陽ニュートリノとは太陽からのニュートリノ強度の観測値が標準太陽模型から予想される強度よりも有意に少ないという実験結果で、Super-Kamiokande, SNO, ホームステイクの実験などがある。原子炉ニュートリノを用いた実験は、原子炉で生成される数 MeV の反電子ニュートリノを観測した実験で、KamLAND 実験がある。そして LSND は加速器を用いた短基線振動実験で $\overline{\nu}_e$ の生成を観測した実験である。この Δm^2 が 3 種類あるという結果はニュートリノの質量の固有状態が少なくとも 4 つあるという事実を示唆している。LEP での Z 粒子崩壊幅の測定により弱い相互作用をするニュートリノは 3 世代であるという結果が得られているので、この 4 つめのニュートリノは相互作用をしないニュートリノである。このようなニュートリノをステライルニュートリノ ν_s という。この問題には今だ結論がでておらず、今後の課題となっている。

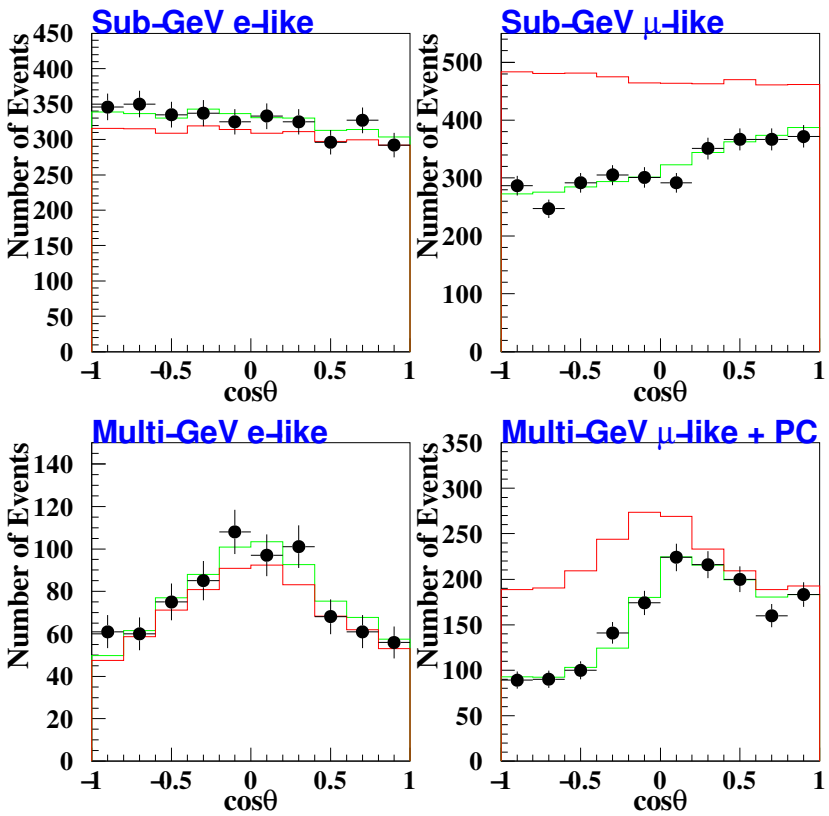

図 1.1: Super-Kamiokande の大気ニュートリノサンプル中の電子事象 (左図) とミューオン事象 (右図) の天頂各分布。上図は sub-GeV(1.33GeV 以下)、下図は multi-GeV(1.33GeV 以上) のエネルギーの事象である。Θ は地球中心方向とミューオンの運動方向のなす角で、$\cos\Theta$=1 が真下に進むミューオン (電子)、$\cos\Theta$=-1 が真上に進むミューオン (電子) を意味する。黒丸が実働 1489 日分のデータ, 赤線がニュートリノ振動がない場合のシミュレーション結果、緑線が $\Delta m^2 = 2.6 \times 10^{-3} eV^2, \sin^2\theta = 1$ の $\nu_\mu \to \nu_\tau$ 振動を仮定した場合のシミュレーション結果。

第2章　K2K長基線ニュートリノ振動実験

2.1　実験概要と最新結果

「K2K(KEK to Kamioka) 長基線ニュートリノ振動実験」(正式名称、KEK-PS E362) は、世界初の、加速器による長基線ニュートリノ振動実験である。

本実験の概念図を、図 2.1 に示す。

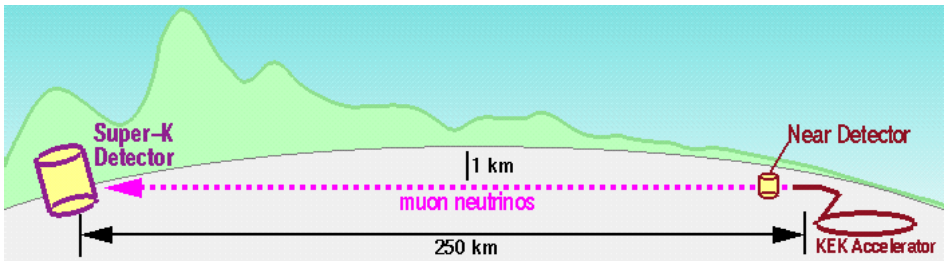

図 **2.1:** K2K 長基線ニュートリノ振動実験

本実験では、まず、茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) 内にある 12GeV 陽子シンクロトロンで陽子を加速し、得られた高エネルギー陽子から、ほぼ純粋なミューオンニュートリノビームを生成する。生成されたニュートリノビームは、KEK 敷地内に設置された前置検出器を通過し、約 1 ミリ秒のあいだ地中を走り、約 250km 離れた岐阜県神岡町にある東京大学宇宙線研究所神岡宇宙素粒子研究施設の附属観測装置 Super-Kamiokande 検出器に到達する。KEK 所内に設置されたビームモニタと前置検出器により、ニュートリノ振動が起こるまえの、ニュートリノビームのフラックス・エネルギー分布・角度分布を測定する。その測定から、ニュートリノ振動がなかった場合、あるいは、ある振動パラメータのニュートリノ振動が起こった場合に、250km 離れた Super-Kamiokande で得られるであろうエネルギー分布を予測する。そして、その予測と、実際に Super-Kamiokande で観測されたエネルギー分布を比較することにより、ニュートリノ振動の存否について明確な結論を出し、さらに、ニュートリノ振動パラメータ (Δm^2、$\sin^2 2\theta$) について、より精度の良い決定を行う。K2K 実験では、次の 2 つのモードのニュートリノ振動を探索する。

- $\nu_\mu \to \nu_x$ 振動
  disappearance 実験と呼ばれる。$\nu_\mu \to \nu_\tau$ の振動では、弱荷電カレント反応で τ 粒子 (質量 1.77GeV) を生成するのに必要なエネルギー 3.45GeV を、振動後の ν_τ が持っていないので、Super-Kamiokande で τ 粒子を検出して ν_τ の同定を行うことはできない。代わりに ν_μ の減少具合 (disappearance) を、上で述べたようなエネルギー分布の比較によって観測し、ニュートリノ振動の有無を調べる。このモードのニュートリノ振動が起こった場合に Super-Kamiokande で観測される ν_μ のエネルギー分布を、10^{20} p.o.t.[*1]でシミュレーションした結果を図 2.2 に示す。図 2.2 を見てもわかるとおり、ニュートリノ振動があるときには全体的に分布が低くなり、この違いから、ニュートリノ振動の有無を知ることができる。さらに、振動パラメータの値によっては、分布の形そのものが大きく変わることもあり、そのような場合には、さらに検出が容易になる。

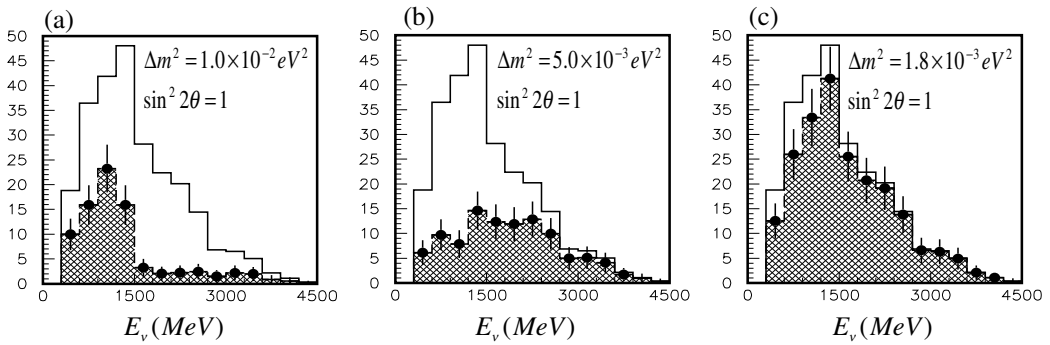

図 **2.2:** Super-Kamiokande で観測される ν_μ のエネルギー分布 (シミュレーション)。白抜きヒストグラムは振動がない場合、斜線ヒストグラムはそれぞれ図中に示したパラメータのニュートリノ振動を起こした場合、のエネルギー分布である。

- $\nu_\mu \to \nu_e$ 振動
  appearance 実験と呼ばれる。$\nu_\mu \to \nu_e$ の振動では、振動後の ν_e が、検出器内で弱荷電カレント準弾性散乱、

$$\nu_e + n \to e^- + p$$

  によって、電子をつくる。この電子ニュートリノ反応を Super-Kamiokande で同定する。ν_μ ビームに対する ν_e の混合率 (前置検出器によって測定される) から予測される反応数よりも多くの反応を検出すれば (appearance)、$\nu_\mu \to \nu_e$ 振動の決定的な証拠となる。

ニュートリノ振動に対する、K2K 実験の探索領域を図 2.3 に示す。K2K と書かれた

[*1] p.o.t. は protons on target の略。10^{20} p.o.t. とは、10^{20} 個の陽子を標的に衝突させることを意味する。

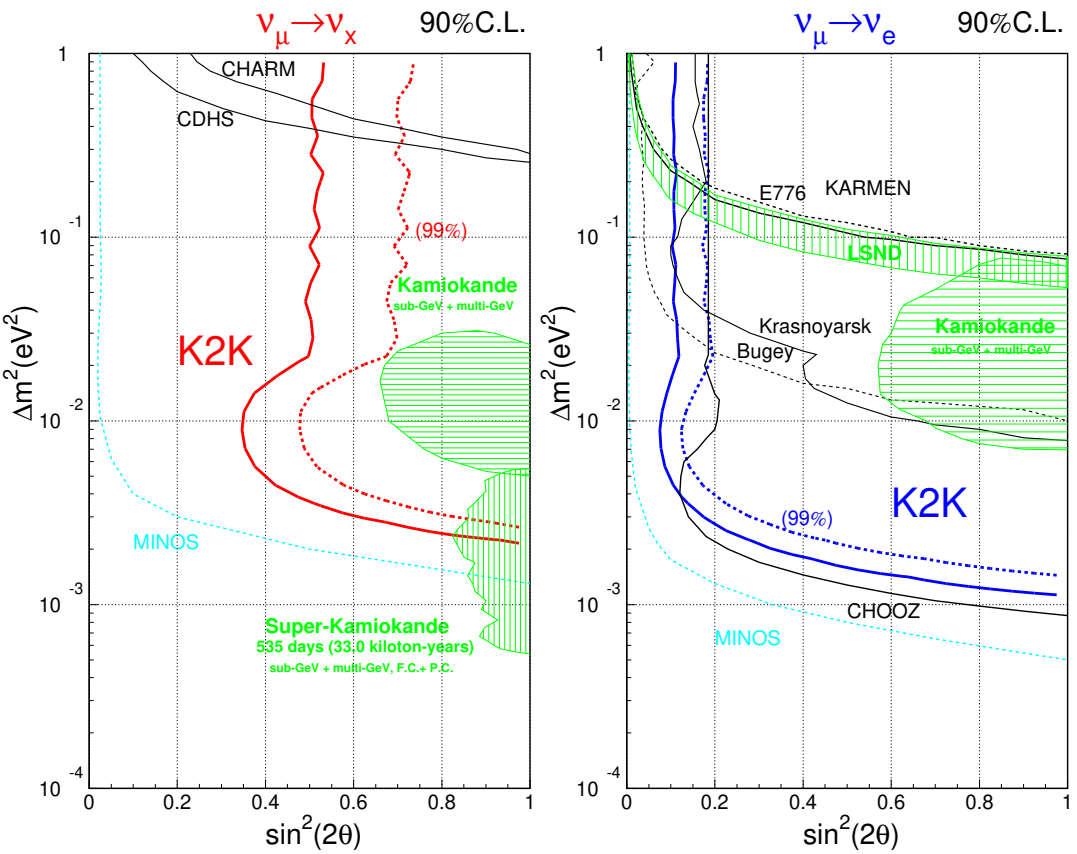

図 2.3: K2K 実験における、ニュートリノ振動の探索領域

太線の右側が、K2K 実験が検出可能な、ニュートリノ振動のパラメータ領域である (90% C.L.)。$\nu_\mu \to \nu_x$ モードでは、Super-Kamiokande の大気ニュートリノの観測で得られた許容領域の半分以上を覆っていることが分かる。一方、$\nu_\mu \to \nu_e$ モードでは、Kamiokande の大気ニュートリノの観測で得られた許容領域を完全に探索できる。ただし、$\overline{\nu}_e \to \overline{\nu}_\mu$ の振動を検証する原子炉実験である CHOOZ により、$\sin^2 2\theta > 0.2$ の領域での $\nu_\mu \to \nu_e$ モードの振動可能性については、否定的な結果が出されている。したがって K2K 実験においては、$\Delta m^2 \sim 10^{-3}\mathrm{eV}^2$、$0.1 < \sin^2 2\theta < 0.2$ のあたりの、混合角が小さい領域での振動可能性について調べることが重要となってくる。

2.1.1　K2K 実験の最近の結果

ここで、最近の K2K 実験の観測結果について簡単に報告する。本実験は 1999 年 6 月の実験開始から、2001 年 6 月の時点までにおよそ $4.8 \times 10^{19} p.o.t$ のデータを測定した。表 2.1 に振動がない時に期待される事象数をまとめた。

前置検出器の観測から予測される、ニュートリノ振動がない場合の事象の期待値は $80.6^{+5.4}_{-6.2}$ 事象である。これに対して $Super-Kamiokande$ で観測された事象は全部で 56 事象であり、99%の確立でニュートリノ振動を示唆している。

	観測数	期待値 (null oscillation)
Total (FC, 22.5kt fidutial)	56	$80.6^{+7.2}_{-8.0}$
1-ring	32	48.4 ± 6.7
(μ-like)	30^{*2}	44.0 ± 6.8
(e-like)	2	4.4 ± 1.7
multi-ring	24	32.2 ± 5.3

表 **2.1:** Super-Kamiokande におけるニュートリノ事象数と振動がないときの期待値。ビームスピルタイミングと同期した FC(fully contained) イベントの内、ニュートリノ反応点が 22.5kt の基準体積内にあるもの記した [7]。

2.2 ビームライン

ニュートリノビーム生成システムの全体を、ニュートリノビームラインと呼ぶ。K2K 実験のビームラインの全体図を、図 2.4 に示す。

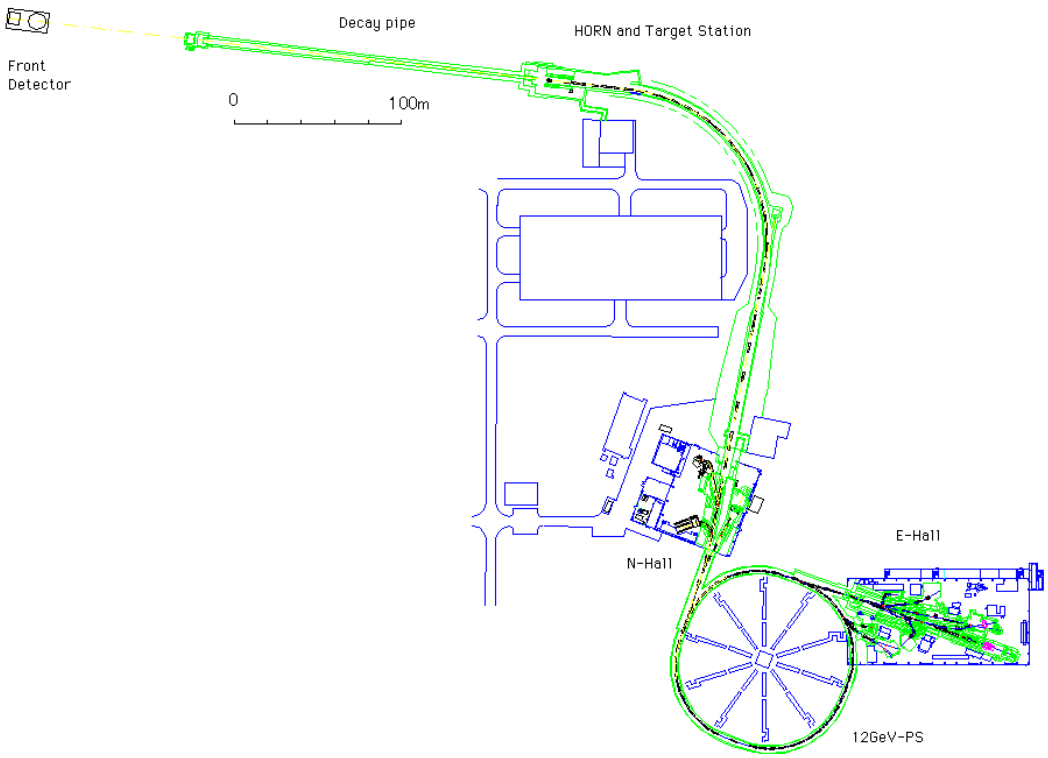

図 2.4: ニュートリノビームライン

前にも述べたとおり、K2K 実験では、茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) にある 12GeV 陽子シンクロトロン加速器から取りだした高エネルギー陽子を用いて、ミューオンニュートリノビームを生成する。12GeV 陽子シンクロトロン加速器からの陽子ビームの取り出しは、“速い取り出し (fast extraction)” により行なわれる。ビームスピルの時間幅は、約 1μsec で、周期は、約 2.2 秒に 1 回 (1 スピル) である。陽子ビームの強度は、1 スピルあたりの陽子数が約 6×10^{12} 個であるから、3 年間のオペレーション (加速器が運転されるのは、そのうち約 1 年間) で使用される陽子の数は、約 10^{20} p.o.t. である。

12GeV に加速され、取り出された陽子は、既存の北カウンターホールを抜けたあと、今回の K2K 実験のために新たに延長された陽子ビームラインを通過することになる。すなわち、北カウンターホールを抜けた高エネルギー陽子は、そのまま北に 150m ほど

走ったあと、双極磁石により、ほぼ直角に、約 250km 離れた Super-Kamiokande の方角に曲げられる。

Super-Kamiokande の方角へと向けられた陽子ビームは、アルミニウムの標的と一体になった電磁ホーンに入射される。アルミニウム標的の大きさは、直径 2cm・長さ 65cm であり、2 つある電磁ホーンのうち、ビーム上流側の第 1 ホーンの中に設置されている。陽子ビームが標的に衝突すると、π 中間子が生成される。第 1・第 2 の各ホーンには、約 5T のトロイダル状の磁場がかけられており、正 (> 0) の電荷を持った粒子だけが、神岡方向に収束されるようになっている。よって、π^+ 中間子が、選択的に収束されることになる。電磁ホーンへの電流供給はパルス状のもので、各スピル毎に 250kA/2msec の電流が流される。この電磁ホーンシステムを用いて、π^+ ビームを収束することにより、ホーンを使用しない場合の約 21 倍のニュートリノフラックスを得ることができる。図 2.5 に、電磁ホーンシステムの概念図を示す。

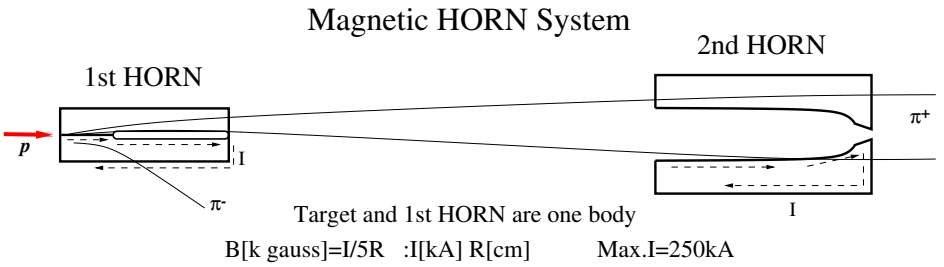

図 2.5: 電磁ホーンシステム

π^+ 中間子は、長さ 200m の崩壊トンネルを通過するあいだに、そのほとんどが、次の反応によって崩壊し、μ^+ と ν_μ から成るビームが生成される。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

崩壊トンネルの終端には、未反応の陽子や π 中間子を止めるための、ビームダンプが置かれている。さらに、ビームダンプの直後には、「μ 粒子モニター」と呼ばれるビームモニターが設置されている。μ 粒子モニターは、2m×2m の He ガスイオンチェンバーで、ビームダンプを抜けて来た μ^+ 粒子を捕らえて、ビームの中心位置と強度変化を、各スピル毎にモニターする。ビームの中心の位置は、約 2cm の精度で得られる。

崩壊トンネルの終端のあとには、100m 分の土盛りがあり、前置検出器に至る。π^+ の崩壊で生成された μ^+ と ν_μ のうち、μ^+ は、ビームダンプと土盛りによってすべて止められてしまう。よって、前置検出器の位置では、ほぼ純粋な ν_μ のビームを得ることができる。

図 2.6 に、ν_μ ビームの、前置検出器および Super-Kamiokande の位置での、エネルギー分布と空間分布をシミュレーションした結果を示す。ν_μ ビームの平均エネルギーは約 1.4GeV で、ピークエネルギーは約 1GeV、ν_e の混合率は 1% 程度、であることが分か

る。また、ビームの広がり ($\sim$ 3mrad) は、Super-Kamiokande の大きさ ($\sim$ 50m/250km = 0.2mrad) よりも十分に大きく、ニュートリノフラックス強度は、Super-Kamiokande 内で、位置によらずほぼ一定といえる。

以上に述べたニュートリノビームラインの建設・配置は、GPS (Global Positioning System : 汎地球測位システム。複数の人工衛星からのシグナルを受信することによって、位置と時刻を知るシステム) を利用して行われており、ビームラインから見たときの Super-Kamiokande の位置は、$\pm$1m の精度で決定することができる。

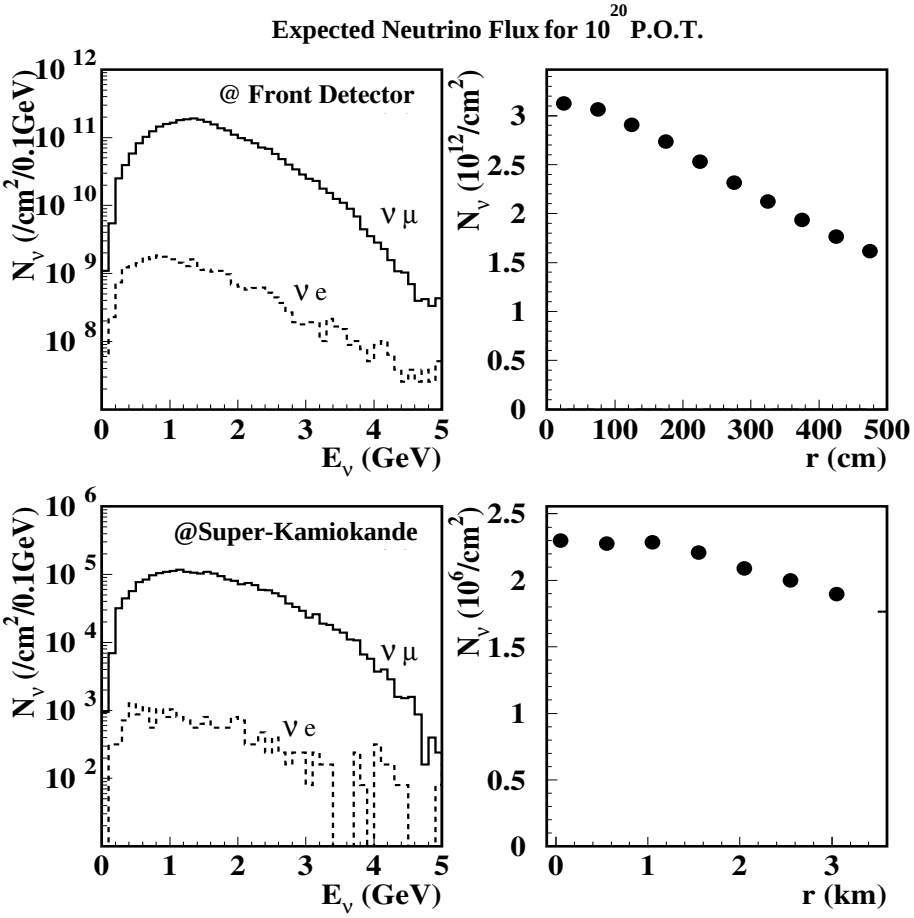

図 2.6: ν_μ ビームのエネルギー分布と空間分布 (シミュレーション)。上の 2 つが、前置検出器の位置での分布。下の 2 つが、Super-Kamiokande の位置での分布。

2.3　前置検出器

前置検出器は、陽子標的から 300m(崩壊トンネル 200m + 土盛り 100m) の位置に掘られた、実験ホールの中に設置されている。生成されてすぐの、振動を起こす前のニュートリノビームの特性 (フラックス、エネルギー分布、ν_e の混合率など) を調べることが、前置検出器の設置目的である。図 2.7 に、K2K 実験で使用される前置検出器の配置図を示す。

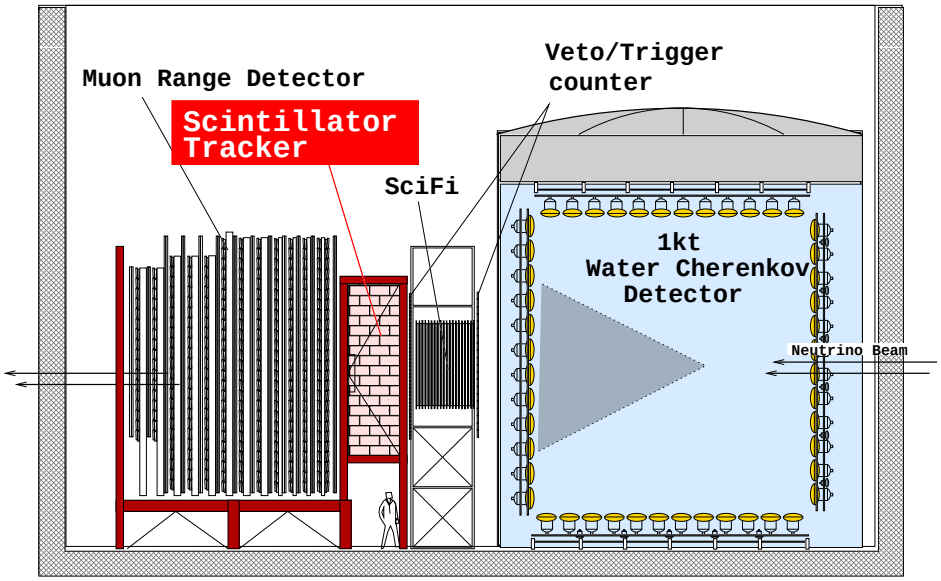

図 2.7: 前置検出器

K2K 実験の前置検出器は、大きくわけて、1kt 水チェレンコフ検出器と Fine-Grain 検出器の、 2 つの検出器から成っている。

1kt 水チェレンコフ検出器

1kt 水チェレンコフ検出器は、その名のとおり、総水量が約 1000 トンの水チェレンコフ型検出器である。Super-Kamiokande 実験前の e/μ 同定検証実験として行われた KEK-PS E261A 実験の際に使用された水槽を改造・再利用したもので、内部は、光学的に内水槽と外水槽に分けられている。内水槽には、Super-Kamiokande で現在使用されているものと同じ直径 20inch の光電子増倍管が 680 本、Super-Kamiokande と同じ間隔で取り付けられている。

前置検出器の 1 つとして 1kt 水チェレンコフ検出器を設置することの利点は、「発生点から 300m という、振動が起こる前のニュートリノビームの特性を、Super-Kamiokande と同じ測定原理・検出装置・解析法をもつ検出器で測定することにより、水チェレン

コフ型検出器に固有の系統誤差を減らすことができる」という点である。

1kt 水チェレンコフ検出器については、次の章で詳しく述べる。

Fine-Grain 検出器

Fine-Grain 検出器では、核子とミューオンニュートリノが起こす弱荷電カレント準弾性散乱反応、

$$\nu_\mu + n \to \mu^- + p$$

によって生成される μ^- の、飛程とビーム軸に対する散乱角を測定することで、ν_μ のエネルギー分布を再構成することが、主な目的である。核子の質量を m_N として、μ 粒子の質量、運動量、エネルギー、散乱角をそれぞれ m_μ、p_μ、E_μ、θ_μ とすると、再構成される ν_μ のエネルギー E_{ν_μ} は、

$$E_{\nu_\mu} = \frac{m_N E_\mu - {m_\mu}^2/2}{m_N - E_\mu + p_\mu \cos\theta_\mu}$$

となる。

Fine-Grain 検出器は、3 種類の検出器からなっている。各構成要素について簡単に説明する。

- シンチレータートラッカー (**SciBar**) 2003 年夏に新たに建設されたのが SciBar 検出器である。検出器は短冊状のプラスチックシンチレータ、波長変換ファイバー、マルチアノード光電子増倍管から構成される。検出器は 64 層のレイヤー構造をしており、各レイヤーは X 方向 (縦) に 116 本、Y(横) に 118 本シンチレータを重ね並べたものからなる (信号が読み出されるのは X,Y それぞれ 112 本である)。検出器の特徴は不感領域がなく、エネルギー損失の高精度測定高い粒子識別能力にある。

- 水標的/シンチレーティングファイバートラッカ (**SciFi**)

  2.4m×2.4m×6.0cm の水標的層と、断面積 2.4m×2.4m のシンチレーティングファイバーシートが、交互に 20 層ずつ並べられた、多層サンドウィッチ構造をもつ飛跡検出器である。シンチレーティングファイバーシートとは、直径 700μm のシンチレーティングファイバーを 2 層俵積みにならべてシート状にしたもので、X−X および Y−Y の 2 方向のファイバーシートを使用する。水標的と反応したニュートリノの反応点と生成された荷電粒子の飛跡を再構成することが、SciFi の主な目的である。多数のシンチレーティングファイバーの情報を読みだすために、24 台のイメージインテンシファイアチューブと CCD カメラが利用される。

- トリガカウンタ

  トリガカウンタは、100 本のプラスチックシンチレータからなる検出器で、SciFi 検出器を取り囲むように設置される。ミューオンチェンバーの TDC のスタート時間を設定することを主な目的とし、e/μ の識別にも補助的に使用される。また、SciFi 検出器の上方に設置されたカウンタは、バックグラウンドとなる宇宙線事象のカットのために利用される。

- ミューオンレンジ検出器 (**MRD**)

  ミューオンチェンバーは、ドリフトチェンバー層と鉄板が交互に 14 層並べられた多層サンドウィッチ構造をしており、断面積は 760cm $\times$ 760cm である。鉄板の厚さは 10cm $\sim$ 20cm で、奥の鉄板ほど厚くなっている。μ 粒子を同定し、その飛程からエネルギーを測定することが、ミューオンチェンバーの目的である。

2.4 Super-Kamiokande

今回の K2K 実験では、Super-Kamiokande を、ニュートリノ発生点から 250km の地点におかれた後置検出器として使用する。

Super-Kamiokande は、岐阜県吉城郡神岡町の神岡鉱山茂住坑内に、東京大学宇宙線研究所神岡宇宙素粒子研究施設の附属観測装置として建設された、水チェレンコフ型検出器である。池の山山頂の下 1000m(水に換算して 2700m に相当) という地下に建設された理由は、バックグラウンドとなる宇宙線起源の μ 粒子を減らすためで、検出器付近での宇宙線 μ 粒子の強度は、地表での強度の約 10^{-5} 倍となっている。このため、Super-Kamiokande における宇宙線 μ 粒子事象の頻度は、約 2Hz にまで抑えられている。

Super-Kamiokande 検出器の全体図を、図 2.8 に示す。Super-Kamiokande 検出器の本体となる水槽は、直径 39.3m・高さ 41.4m の円筒形をしており、その中は総重量 50000 トンの純水で満たされている。水槽の内部は、光学的に内水槽と外水槽に分けられており (内水槽は直径 33.8m・高さ 36.2m)、内水槽には直径 20 インチの光電子増倍管 11146 本が内向きに、外水槽には直径 8 インチの光電子増倍管 1885 本が外向きに、それぞれ取り付けられている。

内水槽は粒子検出の主となる部分であり、水槽の中もしくは外で起こった反応によって生じた荷電粒子が、水中を走る際に発生するチェレンコフ光を、水槽壁面に並べられた光電子増倍管で検出し、その光量・到達時間・リングパターンなどから、粒子の種類・エネルギー・発生点・運動方向などを決定する。外水槽は、岩盤からの γ 線や中性子によるバックグラウンド事象の除去、および、外部から入射する粒子 (主に宇宙線 μ 粒子) や外部に抜ける粒子の識別、のために利用されている。

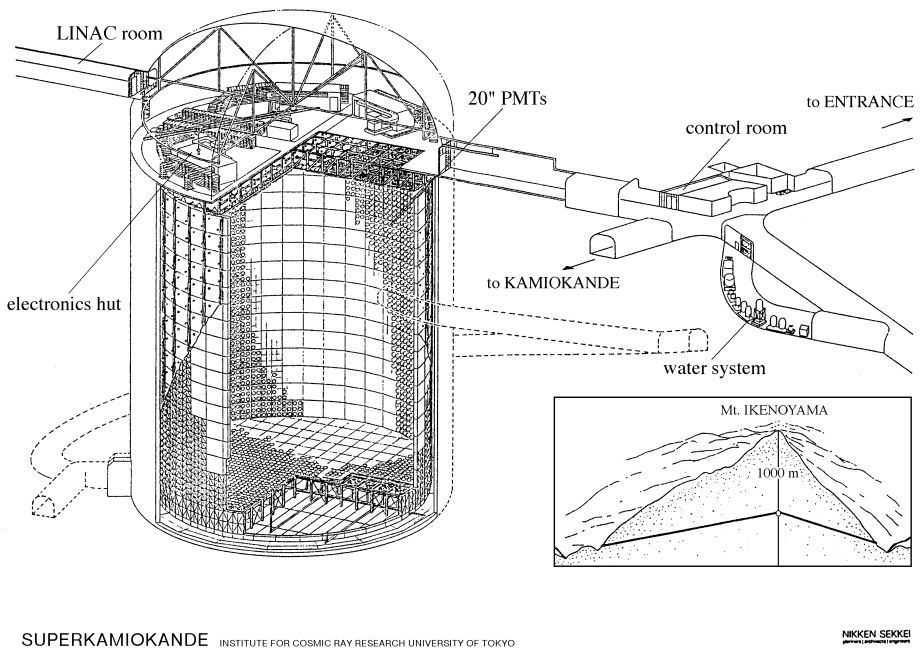

図 **2.8:** Super-Kamiokande 検出器

現在まで Super-Kamiokande は、その性能により、太陽ニュートリノ・大気ニュートリノなどの “自然から来る” ニュートリノを観測し、ニュートリノの質量に関する多くの情報をもたらしている。今回の K2K 実験では、その Super-Kamiokande に、“人工の” ニュートリノを検出させることになる。

第3章　K2K実験における1kt水チェレンコフ検出器

本章では1 kt水チェレンコフ検出器について詳しく説明する。

3.1　測定原理

1 kt水チェレンコフ検出器は水中を走る荷電粒子が出すチェレンコフ光をとらえることにより粒子を検出する。またγ線においても、光電効果やコンプトン散乱、対生成で発生した電子を検出することで、間接的に測定可能である。

チェレンコフ光とは、荷電粒子が屈折率の媒質中をその媒質中での光速c/nよりも速く運動する際に放出する光である。荷電粒子の進行方向とチェレンコフ光の放出方向のなす角をθ_cとすると、チェレンコフ角θ_cは荷電粒子の速度vによって決まり、

$$\cos\theta_c = \frac{1}{n\beta}$$

で表される。ここで$\beta \equiv v/c$とし、またnは媒質の屈折率(水はn=1.344)とした。この式からも分かるように、チェレンコフ光は荷電粒子の進行方向を軸とする円錐面に沿って放出され、荷電粒子のエネルギーが低いほどチェレンコフ角θ_cは狭くなる。なお、荷電粒子が水中を十分光速に近い速度で走る時($\beta \sim 1$)、チェレンコフ光は$\theta_c \sim 42^\circ$の円錐状に放出される。

また、媒質中でチェレンコフ光が放出されるための、荷電粒子の速度の下限値はv=c/nであるので、この速度の下限値に対応する運動量p_cは、荷電粒子の静止質量をmとすると

$$p_c = \frac{m}{\sqrt{n^2-1}}$$

で表せる。表3.1に1 kt水チェレンコフ検出器で検出される主な荷電粒子の運動量閾値をまとめておく。

また荷電粒子の電荷がZeである場合、単位飛程および単位波長あたりに放出されるチェレンコフ光子の数Nは、

	静止質量 (MeV)	運動量閾値 (MeV/c)
$e^{\pm}$	0.511	0.569
$\mu^{\pm}$	105.7	115.7
$\pi^{\pm}$	139.6	155.5
$p^{\pm}$	938.3	1044.9

表 3.1: 主な粒子の運動量閾値

$$\begin{aligned} \frac{d^2N}{dxd\lambda} &= \frac{2\pi\alpha Z^2}{\lambda^2}\left(1-\frac{1}{n^2\beta^2}\right) \\ &= \frac{2\pi\alpha Z^2\sin^2\theta_c}{\lambda^2} \end{aligned}$$

でとなる。ただし、λ はチェレンコフ光子の波長、$\alpha \sim 1/137$ は微細構造定数である。この式より荷電粒子がエネルギーを失うにつれて、チェレンコフ角 θ_c が小さくなっていき、しかもチェレンコフ光の強度も減少していく事が分かる。運動量閾値をわずかに上回る運動量をもった荷電粒子のチェレンコフ光円錐面の断面は、図 3.1 のようなリング状になる。

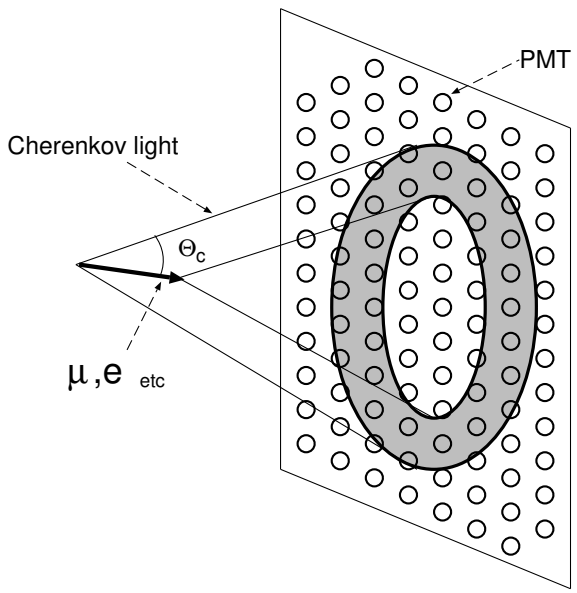

図 3.1: チェレンコフリングのイメージ図

3.2　形状

1 kt 水チェレンコフ検出器 (図 3.2) は K2K 実験の前置検出器の一つで、陽子標的の下流 300m の地点に掘られた実験ホール (直径 25m、深さ 15m) 内の最上流側に設置されている。水槽はブラックシートをはることにより、光学的に内水槽と外水槽に分け

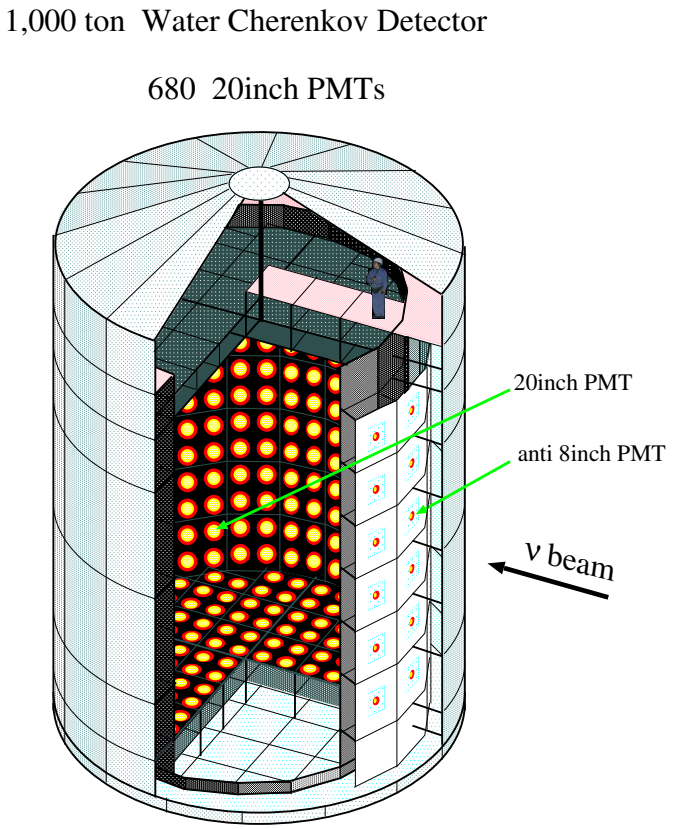

図 3.2: 1 kt 水チェレンコフ検出器の構造

られている。内水槽もまた円筒形 (直径 8.6m, 高さ 8.5m) をしており、直径 20 インチの光電子増倍管 (PMT) が 680 本、内向きに取り付けられている。内水槽と外水槽の間にあるステンレスの骨組みは水槽の上から見ると、正確には円ではなく正 19 角形をしている。内水槽側は正 19 角形の各辺に 2 つの PMT が取り付けられているため、1 周で 38 個になる。高さは 12 段あり、内水槽の側壁面に取り付けられている PMT の総数は 38×12=456 である。上面及び底面には、それぞれ 112 本ずつ取り付けられている。PMT 同士の間隔は 70cm であり、内水槽の全表面積の約 40%を光電面で覆っていることになる。残りの約 60%の部分には、チェレンコフ光が透過したり反射したりしないよう、ポリエチレン製のブラックシートが張られている。

外水槽は内水槽との境界をなす面と、水槽本体の壁面とで囲まれた部分である。外水槽には直径 8 インチの PMT が 68 本、内水槽側の面に外向きに (内水槽の PMT と逆

向き) に取り付けられている。このうち側壁に取り付けられているのは 42 本で、すべてビーム上流側の部分に取り付けられている。また残りの 26 本は底面に取り付けられている。外水槽の壁の表面はチェレンコフ光子の収集効率を良くするため、タイベックと呼ばれる白色のポリエチレンシートで覆われている。外水槽の水の厚さは側面では上流側の一番厚い部分で約 1m であり、底面は約 0.6m である。壁面側の部分はビーム起源の入射 μ 粒子などのバックグラウンド事象を識別するために用いられる。一方、底面側の部分はおもに宇宙線 μ 粒子事象の判別のために利用される。水槽内において、地球磁場やそのほかの外部磁場を打ち消すために、水槽の外側にはヘルムホルツコイルが巻かれている。また、水槽内の温度変化を少なくするための段熱シートも、水槽の外側に巻かれている。これらにより、磁場および温度による測定誤差を減らしている。

3.3 純水装置

1 kt 水チェレンコフ検出器では水中を走る荷電粒子が放出するチェレンコフ光を測定している。したがってチェレンコフ光を吸収、散乱してしまう水中の不純物濃度を極力低く抑え、そのレベルを一定に保つことは非常に重要である。1 kt 水チェレンコフ検出器では純水製造装置が取り付けられており、ごみ、バクテリア、砂塵、イオンなどの不純物が除かれる。図 3.3 に、1 kt 水チェレンコフ検出器の純水製造装置の概略図を示し、各装置について以下で説明する。

- 紫外線照射装置 (UV)
  紫外線によりバクテリアを死滅させる。
- イオン除去装置 (DI)
  イオン交換樹脂によりイオンを除去する。
- フィルター
  比較的大きな塵 ($\sim 1\mu m$) を取り除く。
- ウルトラフィルター (UF)
  中空糸フィルターで微粒子 ($\sim 1nm$) を取り除く。
- 熱交換機 水温を 15 度以下に保つ。

この純水装置で水中の不純物を除去することにより、検出器内での光の減衰長は波長 420nm で約 100m となり、十分な純度となっている。

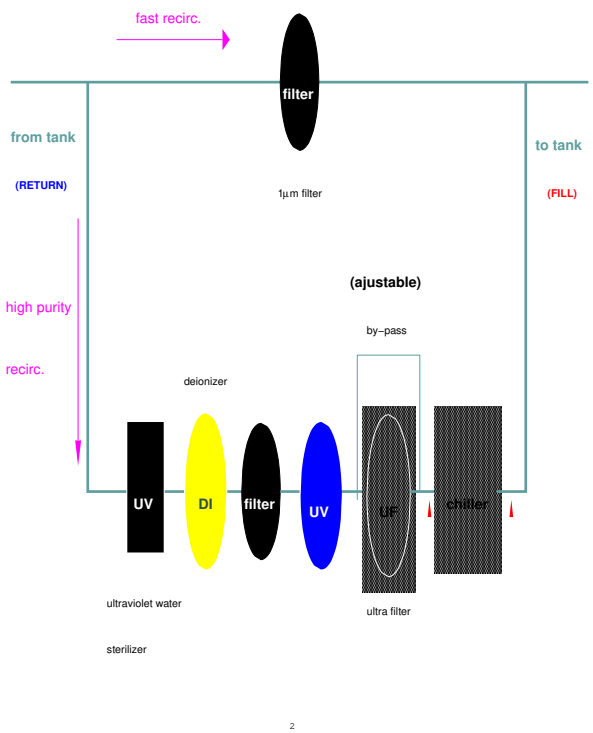

図 3.3: 純水製造装置の概略図

3.4　20 インチ光電子増倍管 (PMT)

水チェレンコフ型検出器では壁面に届いたチェレンコフ光を効率良く検出することはエネルギー分解能を決定づけるという意味で重要である。そのためには壁の全面積に対する光電面覆率が大きいほど良い。1 kt 水チェレンコフ検出器では 40%という高い光電面覆率を実現するため、20 インチという世界最大の口径をもつ光電子増倍管 (PMT) を用いてる。この 20 インチ PMT はもともとカミオカンデ実験のために浜松ホトニクスと共同で開発したものである。1 kt 検出器ではさらに改良を加えた新しい PMT を使用し、性質についてはよく研究されている。図 3.4 に全体図を示す。

光電面はバイアルカリ (Sb-K-Cs) で有感領域は 280 ∼ 660nm, 量子効率は波長 390nm 付近で最大となり、およそ 22%である。図 3.5 にチェレンコフ光のスペクトルと量子効率の波長依存性をのせておく。またダイノードはベネチアンブラインド型で段数は 11 段ある。PMT の改良点として次の二つが挙げられる。

- 第 1 ダイノードの大面積化により、光電子の光電面からダイノードへの飛行時間のばらつきが小さくなり、その結果時間分解能が向上し 1 光子の伝達時間幅が 1σ で 2.2nsec となった。これにより検出器の位置分解能及び方向分解能が向上した。
- ダイノード構造及び、回路の電圧配分の改善によって、1photoelectron のピーク

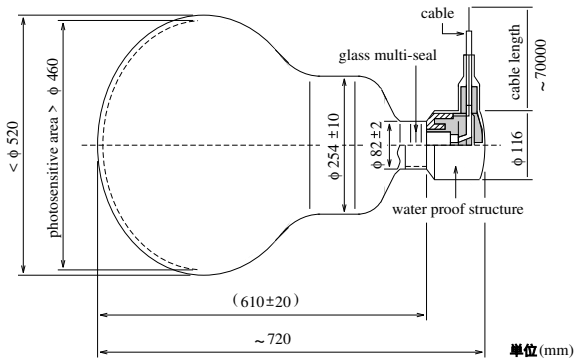

図 **3.4:** 20 インチ光電子増倍管の形状

が鮮明になった。その結果、ダークパルスとの区別が容易になり、低エネルギー事象におけるエネルギー分解能が向上した。

しかしこの PMT には欠点も存在し、大口径であるために光電子の飛行時間が長くなり、その分地磁気の影響を大きく受けることになる。そのため、水槽の周りにヘルムホルツコイルを巻き、地磁気を打ち消すような地場を発生させている。その結果、検出器内部の磁場を 50 ミリガウス程度に抑えており、磁場の影響によるゲインの差を小さくしている。

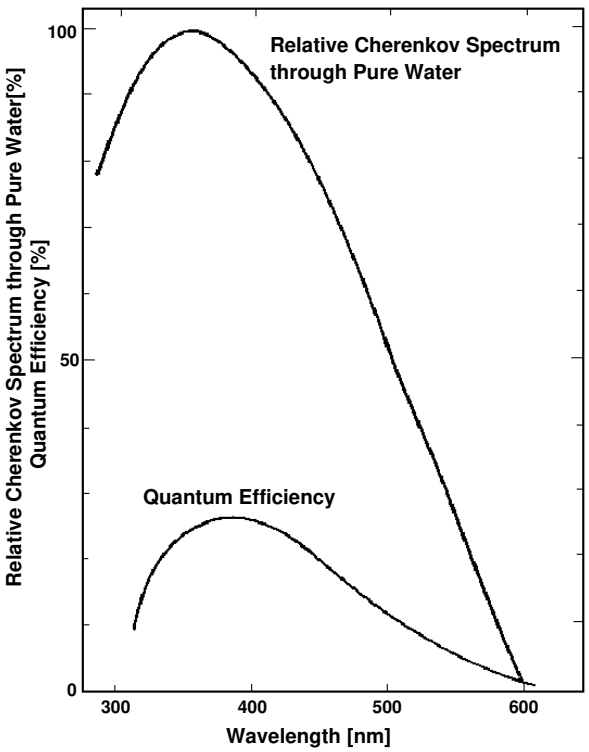

図 3.5: 20 インチ光電子増倍管の量子効率

3.5 データ収集系システム

本節では 1 kt 水チェレンコフ検出器のデータ収集システムについて説明する。まずデータ収集システムの概略図を図 3.6 に示す。1 kt 水チェレンコフ検出器のデータ収集システムは

- フロントエンド部
  PMT からのアナログ信号を処理する
- リアエンド部
  フロントエンド部でデジタル化された時間と電荷の情報を、オンライン計算機部に転送する。
- トリガー部
  トリガー信号や事象番号の管理を行なう。
- オンライン計算機部
  リアエンド部から転送されたデータを整理して前置検出器用オンラインホスト計算機へデータを送る。

からなる。前置検出器用オンラインホスト計算機では、それぞれの前置検出器から送られてきたデータを集めて整理しオフライン計算機部に送る。

次に 1 kt 水チェレンコフ検出器のデータ収集システムの特徴を説明する。K2K 実験のニュートリノビームは幅 $1.2\mu sec$、9 バンチ構造をもっており、1 スピル中多重事象が起こることがある。データを極力とりこぼさないために、データ収集システムの不感時間が小さくなるように設計されている。

3.5.1 フロントエンド部

フロントエンド部の役割は光電子増倍管 (PMT) からのアナログ信号をデジタル化することにあり、その主なモジュールは ATM,GONG である。ATM(Analog Timing Module) とは各 PMT からのアナログ信号をデジタル化し、その時間情報と電荷情報を内部に持つ FIFO(First In First Out) メモリに記録していくモジュールである。GONG はトリガー部から送られてきたトリガー信号を全 ATM に分配する。

次に PMT からの信号の流れについて説明する。PMT からの信号は ATM の内部でディスクリミネーター、TAC(Time to Analog Converter)、QAC(charge to Analog Converter)、PMTSUM の 4 つへの信号に分けられる。ここで PMTSUM とは 1 つの ATM が処理する全 12 本の PMT からの電気信号の線形和であり、TAC と QAC はそれぞれ時間及び電荷情報を電圧波高に変換する集積回路である。ディスクリミネーターに送られた信号が閾値を超えた場合、トリガーへは HITSUM と呼ばれる各 PMT のヒッ

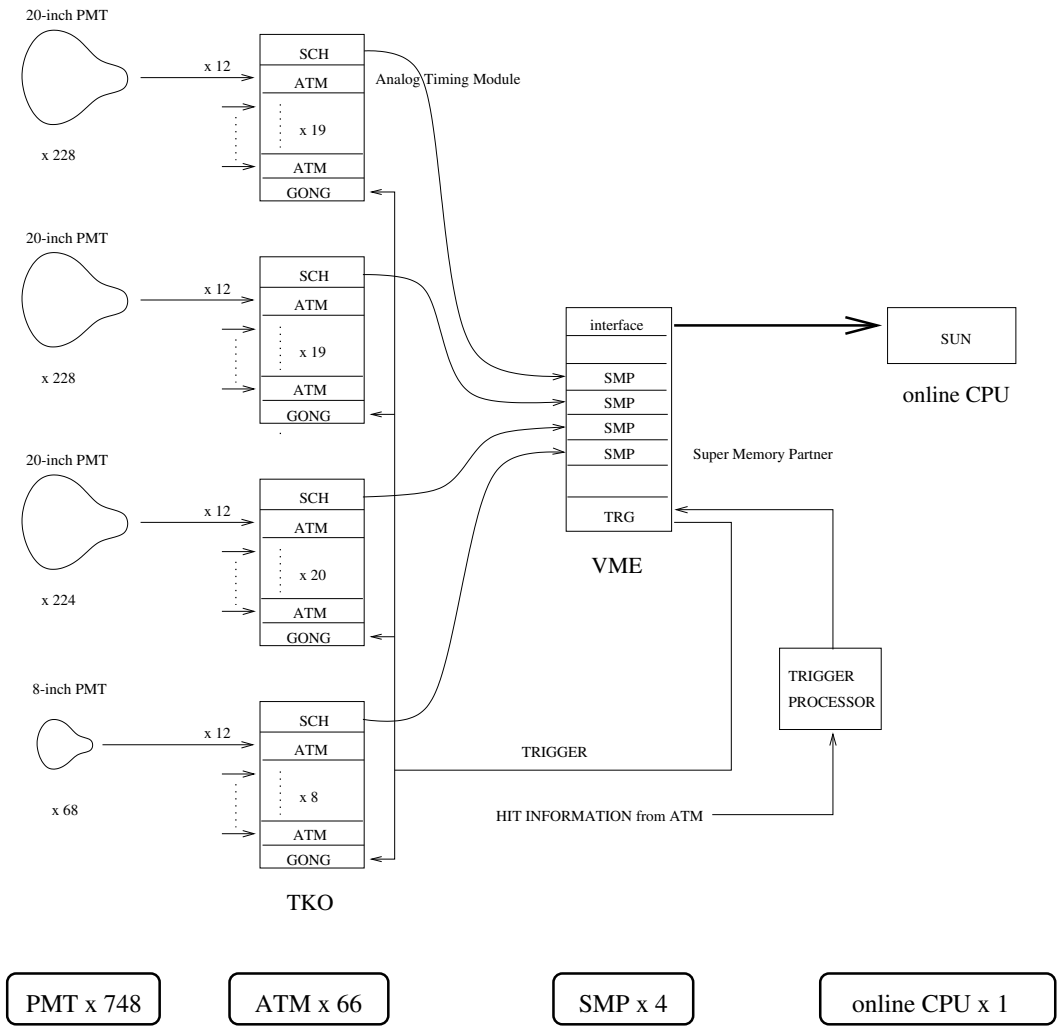

図 3.6: 1 kt 水チェレンコフ検出器のデータ収集システムの概略図

ト情報の線形和信号が送られる。そしてトリガー部からトリガー信号が GONG に送られる。

TAC と QAC に送られた信号はしばらく蓄えられて後、ADC あるいは TDC モジュールに送られデジタル化されるが、デジタル化に $5.5\mu sec$ かかるため、この間不感時間が生じてしまう。しかし ATM には 2 つのの QAC と TAC があるため、どちらかが処理中の時に次の信号が来てももう一方が処理を行なうため、不感時間は小さくてすむ。ただ二つの TAC/QAC がどちらも処理中の時は、3 つ目の信号がきても処理されない。このように ATM からの情報だけでは 1 スピル中の事象数を正しく記録できない。そこでフラッシュADC(FADC) を用いて、1 スピル中の事象数を記録している。FADC は入力された信号の時間時間推移を記録しており、1 kt 水チェレンコフ検出器での FADC に PMTSUM 信号を入力したものと、HITSUM 信号を入力したものがある。FADC で得られるピーク数の情報は全く不感時間がない。

3.5.2 トリガー部

トリガー部は計 66 枚の ATM からの HITSUM 信号を入力し、足し合わせ、HITSUM 信号の大きさが 17 ヒットよりも大きければセルフトリガーと呼ばれる信号を、低ければ固定トリガーと呼ばれる信号をだし、GONG を通して分配される。通常の解析ではセルフトリガーのデータだけを用いるが、本研究では 30 ヒット付近の低エネルギー領域の研究を行なるために、セルフトリガーと固定トリガーデータの両方を用いた。

3.5.3 リアエンド部

リアエンド部では、フロントエンド部でデジタル化された時間と電荷の情報をオンライン計算機に転送する。転送すべきデータは、ATM に格納されている PMT の出力信号の時間と電荷情報、FADC に記録されている PMTSUM,HITSUM の情報、そしてトリガー部に記録されている事象発生時刻、事象番号、トリガー ID 情報である。

3.5.4 オンライン計算機部

1 kt 水チェレンコフ検出器のオンライン計算機では、まず VME,CAMAC モジュールからのデータを読みだし、次に集められたデータを事象毎に整理して、前置検出器用のオンラインホスト計算機へと転送している。

前置検出器用オンラインホスト計算機では、各検出器用計算機が転送してくるデータを受けとると、スピル毎にまとめてオフライン計算機に送っている。またデータはオンラインモニター計算機にも送られ、オンラインモニター計算機ではイベントディスプレイをリアルタイムで表示することができる。

第4章　中性カレント反応同定の動機と方法

本研究は原子核 γ 線を用い、ニュートリノ中性カレント反応を同定することを目標とする。本章では中性カレント反応を同定することの動機について最初に述べる。次に原子核 γ 線を用いて同定する手法の説明を行ない、最後に本研究の解析の流れを説明する。

4.1　動機

K2K 実験では荷電カレント反応で生成されたミューニュートリノ (ν_μ) の事象数の減少でニュートリノ振動を観測しているので、ミューニュートリノがタウニュートリノ (ν_τ) あるいはステライルニュートリノ (ν_s) のどちらに振動しているかを区別していない。一方で中性カレント反応の散乱断面積はフレーバーの違いによらないので、中性カレント反応を同定することで電子、ミュー、タウニュートリノの区別をせずに三種合計の事象数を測定できる。ニュートリノ振動前と後でのニュートリノ三種合計の事象数をそれぞれ N_{before}、N_{after} とすると、もし $\nu_\mu \to \nu_\tau$ 振動をしているなら $N_{before} = N_{after}$ であり、 $\nu_\mu \to \nu_s$ 振動ならば $N_{before} > N_{after}$ となるはずである。つまり中性カレント反応の事象数を求めることができれば、ミューニュートリノがタウ、あるいはステライルニュートリノのどちらに振動しているかを検証できる。K2K、$Super-Kamiokande$ では現在 π^0 を使って中性カレント反応を同定している。しかし統計が少ないので、より中性カレント反応起源の事象数を増やすために、新しいチャンネルである原子核 γ 線を用いる方法の可能性を調べた。

本研究では K2K 前置検出器の 1 つである 1 kt 水チェレンコフ検出器を用いて、ニュートリノ中性カレント起源の原子核 γ 線を測定するための予備研究として、低エネルギーニュートリノ事象を検出することを目標とする。

4.2　中性カレント反応同定の方法

1 kt 水チェレンコフ検出器を用いて、中性カレント反応を同定するには二つの方法が考えられる。一つはニュートリノと核子 N との中性カレント非弾性散乱で生成され

た π^0 を検出する方法である。

$$\nu + N \rightarrow \nu + N + \quad \pi^0 \tag{4.1}$$

$$\pi^0 \quad \rightarrow 2\gamma \tag{4.2}$$

もう一つの方法はニュートリノと検出器中の酸素原子核の核子が弾性散乱した

$$\nu + {}^{16}O \rightarrow \nu + \quad {}^{15}N^*({}^{15}O^*) \quad + p \tag{4.3}$$

$${}^{15}N^*({}^{15}O^*) \quad \rightarrow {}^{15}N({}^{15}O) + \gamma \tag{4.4}$$

あるいは Δ 共鳴をして

$$\nu + {}^{16}O \rightarrow \nu + \quad {}^{15}N^*({}^{15}O^*) \quad + \Delta \tag{4.5}$$

$${}^{15}N^*({}^{15}O^*) \quad \rightarrow {}^{15}N({}^{15}O) + \gamma \tag{4.6}$$

励起された原子核がおよそ $50\mathrm{psec}$ で下方遷移した際に放出する原子核 γ 線を用いて同定する方法である。

表 4.1 に中性カレント反応のターゲット別で、放出される原子核 γ 線のエネルギーと分岐比を示す。この表より最も主要な原子核 γ 線はおよそ $6\mathrm{MeV}$ であることがわかる。

散乱	γ 線のエネルギー $[\mathrm{MeV}]$	分岐比 $[\%]$
$\nu + n$	6.18	44
	7.03	2
	$\leq 3 \sim 4$	22
	0	25
$\nu + p$	6.32	41
	9.93	3
	7.03	2
	7.01	2
	$\leq 3 \sim 4$	16
	0	25

表 **4.1:** 中性カレント反応のターゲット別に得られた酸素の原子核 γ 線のエネルギーと分岐比。$\nu + n$、$\nu + p$ とはニュートリノが酸素原子核中の中性子あるいは陽子と中性カレント反応したことを指す。そして各々ケースで出る原子核 γ 線のエネルギーと分岐比をまとめた。エネルギーが 0 とは、何も γ 線がでない場合である。[8]

また $3 \sim 4$ MeV 以下の γ 線についてはそのエネルギーや分岐比がわかっておらず、分

岐比を合計すると 20%程度であることがわかる。検出器の閾値はおよそ 4MeV であるので、6MeV 以上の γ 線は検出可能であるが、$3 \sim 4MeV$ 以下の γ 線に関しては検出効率が低い。

4.3　解析の流れ

本研究の解析の流れについて簡単に述べておく。1 kt 水チェレンコフ検出器を用いた研究は今まで観測エネルギーが 100MeV 以上の領域で行なわれてきた。今回初めて 10MeV 以下の事象について研究をおこなった。そこでまず 10MeV 以下の事象の発生点を再構成するために Super-Kamiokande の太陽ニュートリノグループが開発した 10MeV 領域のための再構成プログラムを 1 kt 検出器に導入し、性能を評価した。次に解析で用いるシミュレーションとデータのエネルギースケールが、10MeV 以下のエネルギー領域で一致するかをキャリブレーションデータを用いて確かめた。そして K2K 実験の 2003 年 1 月から 6 月までの期間で収集されたデータを解析し、バックグラウンド事象を正確に見積もることで、ニュートリノ反応によって生成された低エネルギー事象を初めて観測した。またモンテカルロシミュレーションによって得られるモデル予想値とデータによって得られた事象数を比較した。

第5章　荷電粒子発生点の再構成

この章では荷電粒子発生点の再構成について述べる。再構成はフィッターというプログラムを用いて行なう。本章での目的はフィッターの性能を評価し、モンテカルロシミュレーションとデータでの再構成の違いを調べる事にある。

最初にフィッターのアルゴリズムについて述べ、このフィッターが本研究で検出を目的とする γ 線をどの程度の精度で再構成できるか検証する。これは放射線源を用いて発生点を人為的に与えることで、フィッターによって再構成された発生点と実際の発生点を比較して行なう。最後にデータの測定結果とシミュレーションを比較し, データとシミュレーションでの再構成した結果の違いを調べる。

5.1　粒子発生点の再構成の方法

再構成に用いるフィッターはカイフィッターとよばれるプログラムで, $Super-Kamiokande$ での太陽ニュートリノ実験で用いられたものであり、今回 1 kt 水チェレンコフ検出器に初めて導入した。このフィッターは PMT のヒットした時間の情報を用いて粒子の発生点を決定する。

再構成を行なう前に、ノイズや反射光ではないシグナルを選別する。それには次の３つのステップがある。

(1) ヒットした PMT の時間分布 (典型的な分布が図 5.1) で 200nsec のタイムウインドウ内に含まれる PMT のヒット数 (N_{sg}) が最大になるように、タイムウインドウを決定する。

(2) そのウインドウに含まれるノイズのヒット数 N_{bg} を、タイムウインドウ外のヒット数を用いて見積もる。

$$N_{bg} \equiv \frac{(t_3 - t_2)}{(t_2 - t_1) + (t_4 - t_3)} \times (N_{hit}(t_1 \sim t_2) + N_{hit}(t_3 \sim t_4)) \qquad (5.1)$$

- t_1 ：ゲートのスタート時間
- t_2 ：200nsec のタイムウインドウのスタート時間
- t_3 ：200nsec のタイムウインドウのエンド時間
- t_4 ：ゲートのエンド時間

- $N_{hit}(t \sim t')$:時間 t から t' までに含まれるヒット数

(3) 200nsec タイムウインドウを 11 個に分割し、各々のタイムウインドウで式 5.2 のように定義された significance を求める。そして最大の significance を与えるタイムウインドウ内に含まれている PMT の時間情報を用いて、再構成を行なう。

$$Significance = \frac{N_{hit} - N_{bg}}{\sqrt{N_{bg}}} \tag{5.2}$$

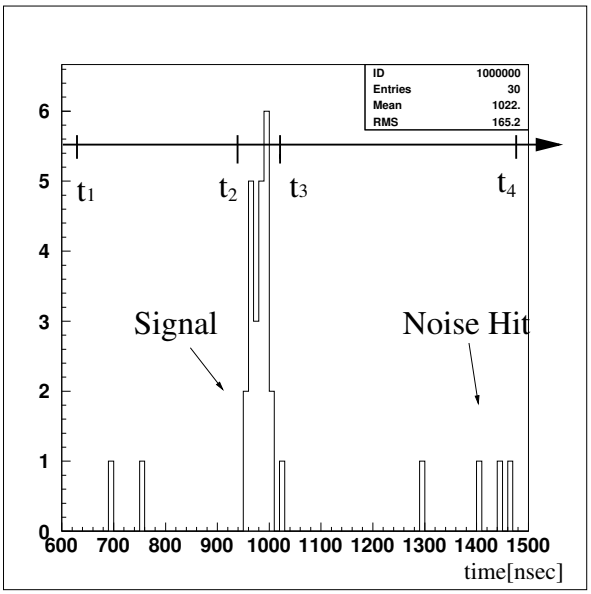

図 5.1: 典型的な事象の時間分布

選び出された PMT の時間情報をシグナルとして、粒子発生点の再構成をおこなう。荷電粒子がチェレンコフ光をある一点で放出した際、各 PMT の測定された時間情報は発生点と PMT の距離の関数である。そこで PMT の時間情報からチェレンコフ光の飛行時間を引いた時間分布を求めると、PMT の時間分解能程度の幅をもつ鋭い分布になる。i 番目の PMT の座標を (x_i, y_i, z_i)、チェレンコフ光を観測した時間を t_i^0、水中での光速を v として、チェレンコフ光の水中での飛行時間を差し引いた時間 t_i を各々の PMT について計算する。

$$t_i = t_i^0 - \frac{1}{v} \times \sqrt{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2 + (z - z_i)^2} \tag{5.3}$$

- (x_i, y_i, z_i) : i 番目の光電子増倍管の座標
- t_i^0 : i 番目の光電子増倍管がチェレンコフ光を観測した時間

- v : 水中での光速

t_i 分布が最も鋭くなる点 (x_i, y_i, z_i) を求める。その評価に用いるのが以下に定義する goodness であり、この量が最大になる点を粒子の発生点とする。

$$Goodness = \frac{1}{\sum_i \frac{1}{\sigma^2}} \sum_i \frac{1}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{(t_i - t_0)^2}{2\sigma^2}\right) \tag{5.4}$$

- σ : 典型的な光電子増倍管の時間分解能 2.5nsec

5.2 ニッケルからの γ 線をもちいた再構成の検証

フィッターの再構成が正しくできているかどうかを確かめるために、粒子の発生点を予め知っておく必要がある。本節では放射線源を用いることで、粒子の真の発生点の確定した測定を行ない、フィッターで再構成した結果と比べる。

5.2.1 ニッケルからの γ 線の発生メカニズム

ニッケルが熱中性子を捕獲し γ 線を放出する機構を利用する。まず Cf の自発的核分裂で放出された中性子がニッケルと Cf の間に入っている水で減速され熱中性子化する。この熱中性子をニッケルが捕獲し、γ 線を放出する。その γ 線のエネルギーは図 5.1 のようになっており、これは平均すると 8.6MeV に相当する。

次にシステムについて説明する。図 5.2 に示すニッケル容器の中にニッケルワイヤーを詰め、そして容器中心部にカリフォルニウム (Cf) ソースを入れる。これを 1 kt 水チェレンコフ検出器内に長さを測ってあるワイヤーで吊す。こうしで水槽内でのニッケル容器の位置、つまり事象の発生点を知ることが可能となる。

エネルギー *(MeV)*	割合 *(%)*
9.00	67.88
7.82	26.23
6.84	3.66

表 5.1: ニッケルから放出される主な γ 線のエネルギーと割合

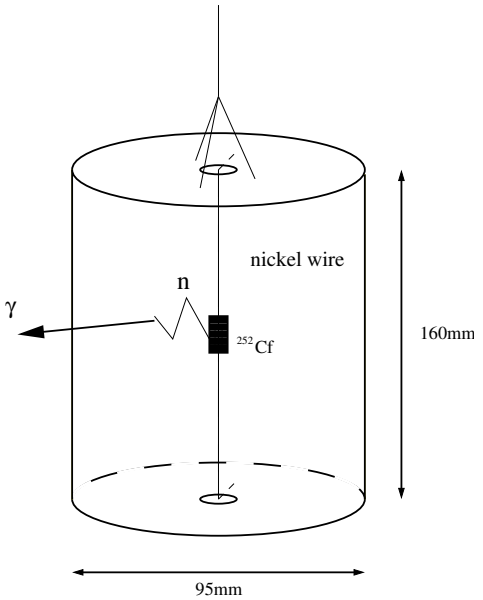

図 **5.2:** Ni 容器の概観図

5.2.2　測定結果

この検出器の座標系を図 5.3 のようにおくと、2003 年 6 月の実験ではニッケル容器の位置を

$$(x, y, z) = (75, 0, -75), (75, -200, -75), (75, 200, -75)[cm]$$

の三回変えて、各々でデータをとった。三点でデータをとったのは発生点の位置による依存がないかを確かめるためである。

三点での再構成された発生点分布を図 5.4、5.5、5.6 に示す。フィットの中心値と σ についてまとめたのが表 5.2 である。y=0m,-2m に容器を設置したときに、y 分布のフィットした中心値が-6.3cm、196.5cm となっており、これは設置位置とそれぞれ 6.3cm,3.5cm ずれている。ニッケル容器の設置位置の精度が 1∼2cm 程度で、このフィットのエラーがそれぞれ 0.2cm∼0.3cm であることを考えると、このずれは大きい。そこでこのずれは解析の際には系統誤差として見積もらなければならない。本研究では系統誤差の見積もりまでは行なえなかったので、今後の課題である。

それ以外のフィット中心値に関して設置位置とのずれは 2.5cm 以内であり、良い一致といえる。また y=±2m,0m の結果でフィッターの位置依存性はみられない。次にフィッターの位置分解能を考える。この結果の σ は γ 線がコンプトン散乱、あるいは対生成で電子 (あるいは陽電子) を出すまでの飛程 ∼36cm とフィッター自身の位置分解能を併せたものとなっている。よってデータにおいての位置分解能は 65cm 以下であるということのみわかった。

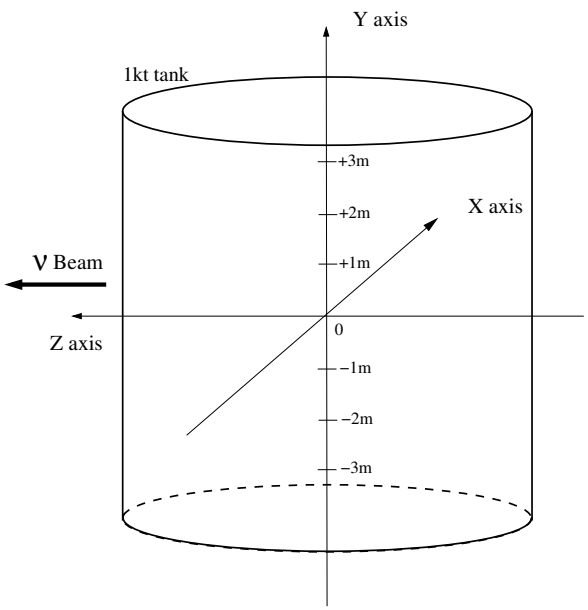

図 5.3: 1 kt 水チェレンコフ検出器の座標系

再構成された方向	中心値 [cm]			σ[cm]		
	y=+2m	y=0m	y=-2m	y=+2m	y=0m	y=-2m
x	77.4	74.7	73.8	63.2	64.4	64.5
y	200.0	-6.3	196.5	63.6	55.4	61.9
z	-75.4	-74.1	-76.5	66.8	65.5	65.7

表 5.2: 再構成された発生点分布のフィット中心値と σ。サンプルはニッケルからの γ 線を用いたキャリブレーションデータである。図 5.4、5.5、5.6 のフィットの中心値と σ をまとめた。

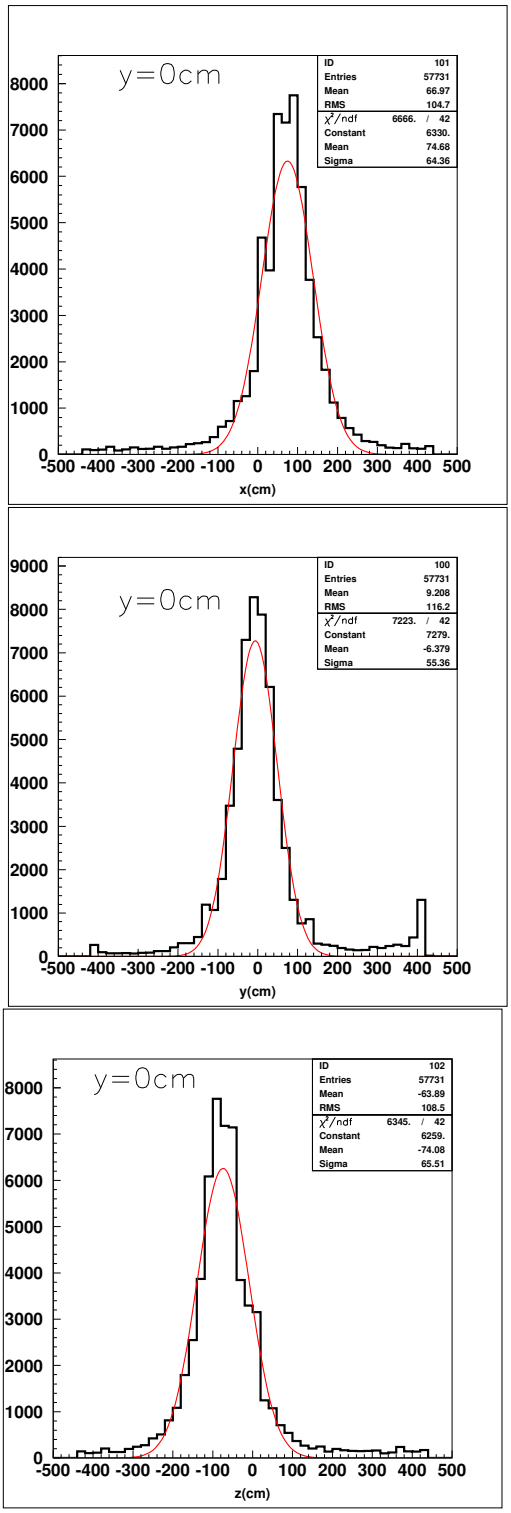

図 5.4: ニッケル容器を (x,y,z) = (75cm,0,-75) に設置したときの測定データを再構成した発生点分布。上から x,y,z 分布。横軸は cm で、縦軸は事象数。

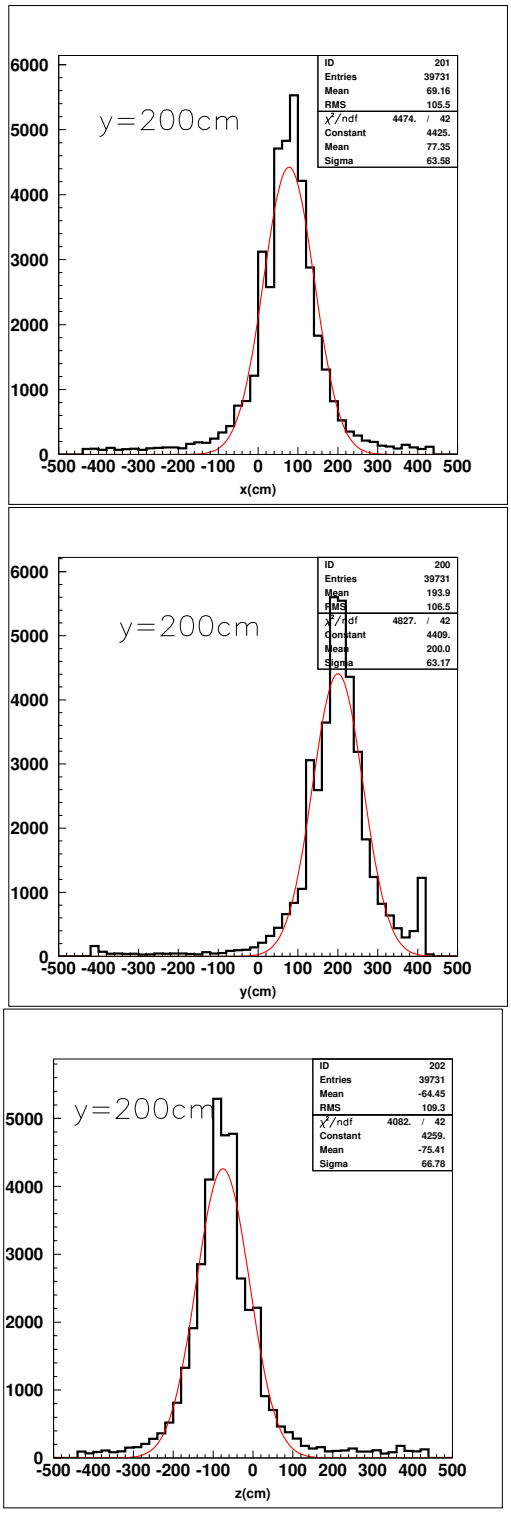

図 5.5: ニッケル容器を (x,y,z) = (75cm,200,-75) に設置したときの測定データを再構成した発生点分布。上から x,y,z 分布。横軸は cm で、縦軸は事象数

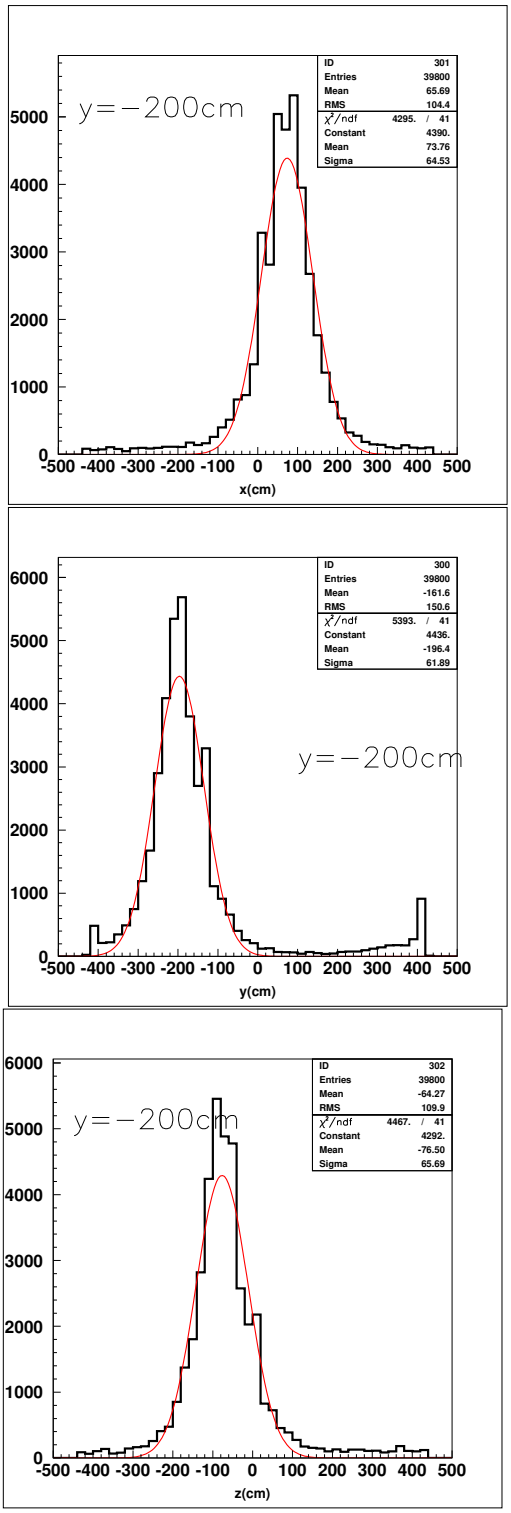

図 5.6: ニッケル容器を $(\mathrm{x,y,z}) = (75\mathrm{cm}, -200, -75)$ に設置したときの測定データを再構成した発生点分布。上から $\mathrm{x,y,z}$ 分布。横軸は cm で、縦軸は事象数

5.3 シミュレーションと実験データの比較

次にフィッターでの再構成がシミュレーションと実際の観測結果で一致しているかを確かめる。5.2 節で行なった実験と同じ状況をシミュレーションで行なった。すなわち

$$(x, y, z) = (75, 0, -75), (75, -200, -75), (75, 200, -75)[cm]$$

の三点で表 5.1 の γ 線を発生させた。その 3 点各々の発生点分布にガウスフィットしたのが、図 5.7、5.8 、5.9 である。また中心値と σ についてまとめたのが表 5.3 である。括弧内の値は表 5.2 と表 5.3 を比較したときのフィット中心値と σ の差である。表 5.3 より 9 つ中 7 つの位置で、粒子の真の発生点と再構成された分布のフィット中心値とが 1.5∼4.0cm ずれていることがわかる。データとシミュレーションの結果を比較すると、σ は観測データの方がシミュレーションよりも 10cm 程度大きい傾向にあった。これによる系統誤差の見積もりが必要であり、今後の課題である。

再構成された方向	中心値 [cm]			σ[cm]		
	Y=+2m	Y=0m	Y=-2m	Y=+2m	Y=0m	Y=-2m
x	77.8(-0.4)	77.9(-3.2)	77.6(3.9)	53.4(9.8)	54.0(10.4)	53.5(11.0)
y	200.4(-0.4)	-0.2(-6.5)	204.0(-7.5)	56.8(6.8)	50.6(4.8)	55.8(6.1)
z	-76.7(-1.3)	77.3(-3.2)	-77.9(-1.4)	55.6(11.2)	55.5(10.0)	55.2(10.5)

表 5.3: シミュレーションでニッケルからの γ 線をキャリブレーションと同じ位置で発生させたときの発生点分布に、ガウス関数でフィットしてえた中心値と σ。括弧内は中心値と σ について、データ (表 5.2) とシミュレーションの差をとったものである。

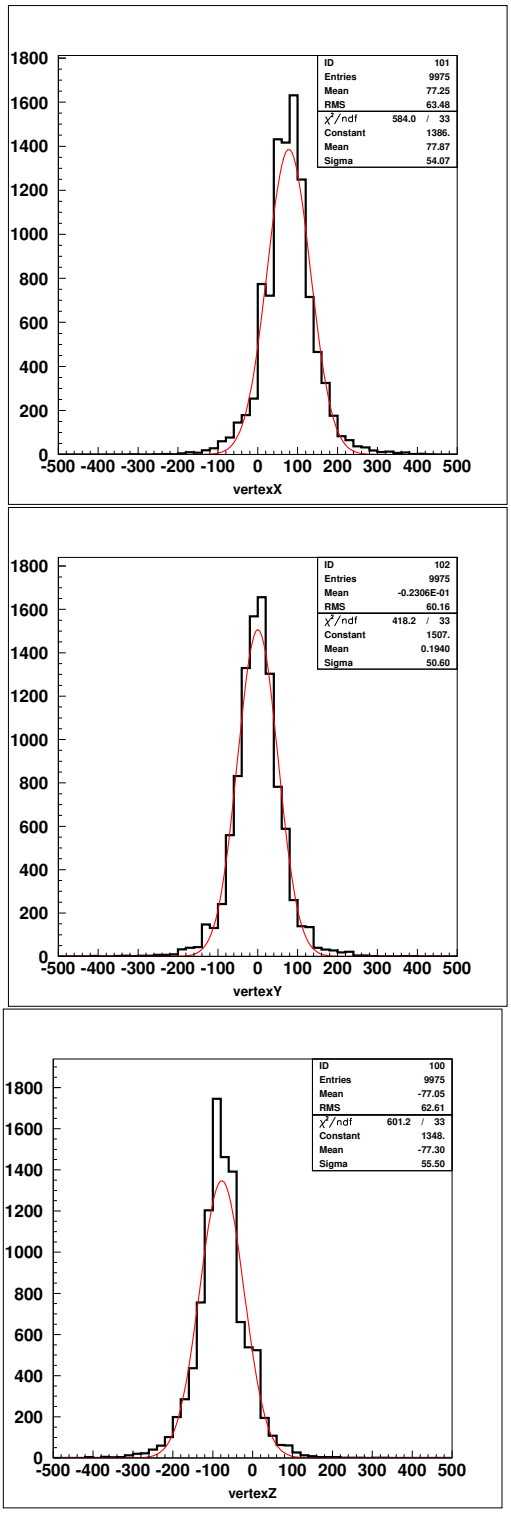

図 5.7: モンテカルロシミュレーションで γ 線を $(\mathrm{x,y,z})$ = ($75\mathrm{cm}$,0,-75) で発生させたデータを、フィッターを用いて再構成したときの発生点分布。上から x,y,z 分布。横軸は cm で、縦軸は事象数。

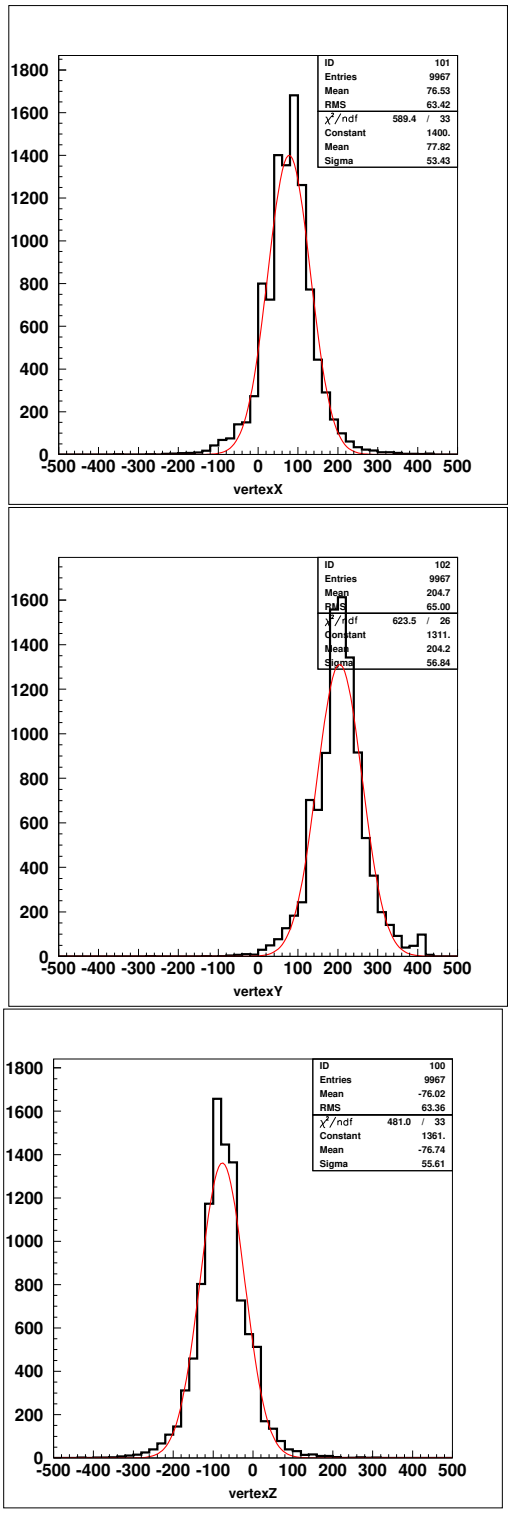

図 5.8: モンテカルロシミュレーションで γ 線を $(\mathrm{x,y,z})$ = ($75\mathrm{cm}$,200,-75) で発生させたデータを、フィッターを用いて再構成したときの発生点分布。上から $\mathrm{x,y,z}$ 分布。横軸は cm で、縦軸は事象数

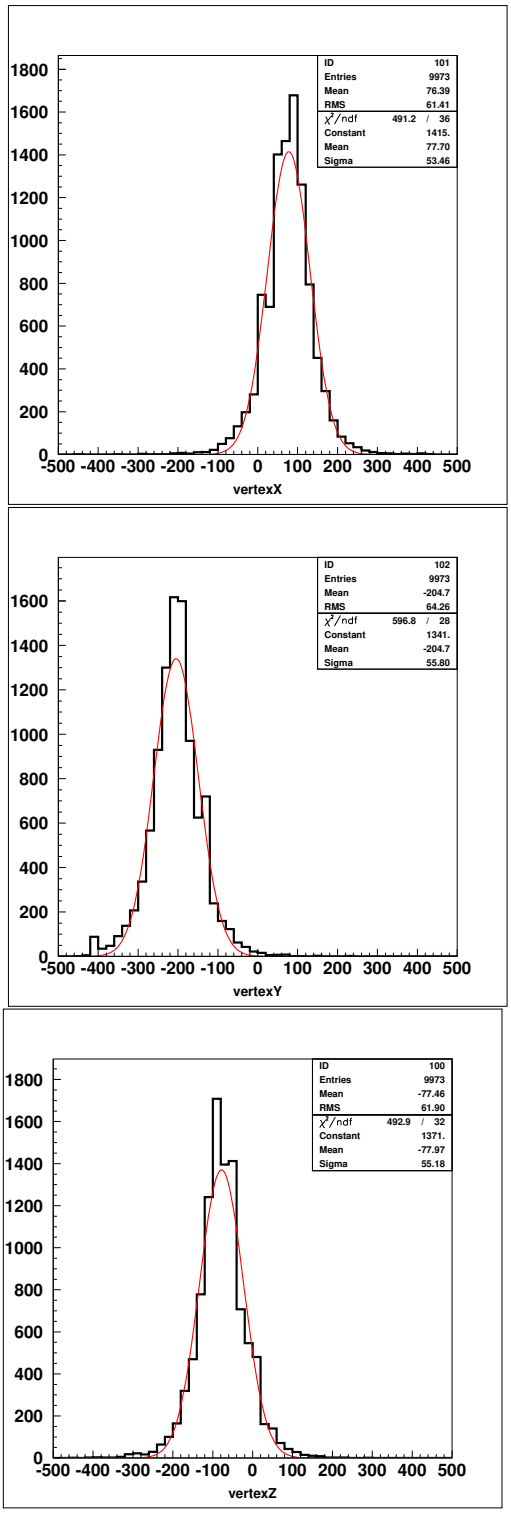

図 5.9: モンテカルロシミュレーションで γ 線を $(\mathrm{x,y,z})$ = ($75\mathrm{cm}$,-200,-75) で発生させたデータを、フィッターを用いて再構成したときの発生点分布。上から $\mathrm{x,y,z}$ 分布。横軸は cm で、縦軸は事象数

5.4 フィッターの効率

次に 5.1 章でのべたフィッターの効率についてのべる。このフィッターは 5.1 節の (3) でのべた、19nsec のタイムウインドウ内に、PMT のヒット数が 10 以上ない時はフィットできない。フィッターによって粒子の発生点を再構成するので、フィットができないということは粒子発生点を測定する事ができない。そこであるヒット数のときの、総事象数に対する再構成できた事象数の比をフィットができる効率と定義して、フィットができる効率とヒット数の関係を調べ、図 5.10 に示す。z=$\pm 2m, 0m$ の三つの測定点でのデータを用いて、各々で求めた。

その結果、測定点による効率の違いは見られず、ヒット数 >17 の時に効率は 100%となった。

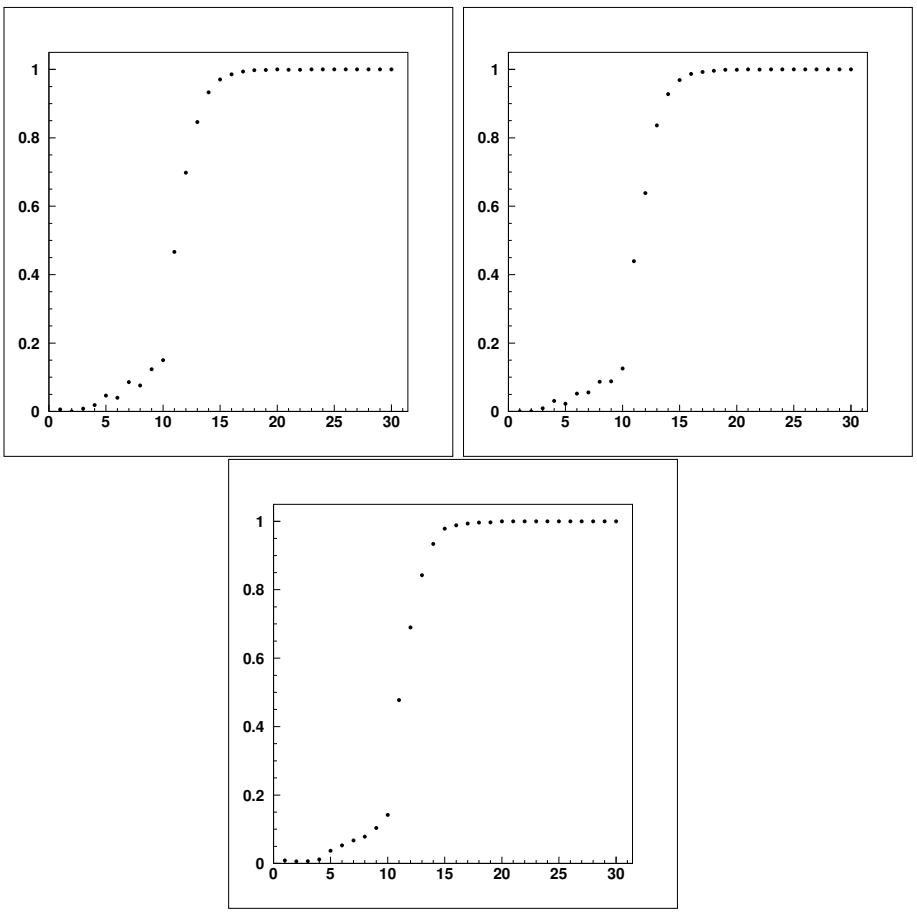

図 5.10: ニッケルからの γ 線を用いた効率ーヒット数分布。横軸はヒットした PMT の数で、縦軸は事象数 3 つのグラフは上から順に y=+200cm、0cm、-200cm にニッケル容器を設置したときのもの。

5.5　まとめ

本章では今回新しく導入したフィッターの性能を評価した。その結果、データにおいて再構成された発生点分布のフィットの中心値と実際の発生点とのずれは 6cm 以下となっており、位置分解能は 65cm 以下であることを確認した。この結果は、100MeV 以上の事象を再構成するためにこれまで用いられてきたフィッターと同じ程度の精度であり、新しいフィッターは 1 kt 水チェレンコフ検出器で低エネルギー (10MeV 程度) 事象を十分よく再構成できているといえる。

またシミュレーションでも真の発生点と再構成された発生点分布のフィットの中心値とのずれが 4cm 以下であることも確認した。しかし位置分解能がデータの方がシミュレーションよりも 10cm 程度良くなっており、解析において、この違いによる系統誤差の見積もりが今後の課題となる。

フィッターが再構成できる効率を調べたところ、ヒット数が 17 以上の領域では 100%再構成できることがわかった。

第6章　キャリブレーション

この章では 1 kt 水チェレンコフ検出器のキャリブレーションについて述べる。水チェレンコフ検出器のキャリブレーションには

- PMT 間の相対的ゲインキャリブレーション
- 時間キャリブレーション
- エネルギースケールキャリブレーション
- FADC のキャリブレーション

の 4 つがある。ただエネルギースケールキャリブレーションは 100MeV $\sim$ 10GeV 領域のデータを用いて今まで行なわれており、今回はそのスケールが 10MeV 付近のエネルギー領域であっているかを確認した。これらのキャリブレーションについて順に述べる。

6.1　PMT 間の相対的ゲインキャリブレーション

水チェレンコフ型検出器で、荷電粒子が水中を走るときに放射されるチェレンコフ光の光量パターンを測定することはその荷電粒子のエネルギーや発生点を決定するために欠かせない情報である。その情報を正しく測定するために PMT 間のゲインをキャリブレーションする必要がある。

PMT680 本のうち 103 本については, 1 kt 検出器の建設前に印加電圧とゲインの関係を測定済みである。他の 577 本の PMT はこの 103 本の PMT を基準 PMT とし相対補正を行なうのでゲインのキャリブレーションを行なう。

ゲインキャリブレーションのシステムの概念図を、図 6.1 に示す。比較的安定な光源として Xe フラッシュランプを用いた。ランプからの光はフィルターを通して光ファイバーに入り、その後二つに分けられる。一方は検出器中央にある球形のシンチレーターボールに導かれ、もう一方は光量をモニターするための 2 つのフォトダイオードと、トリガータイミングを与えるための PMT へと導かれる。シンチレーターボールを用いた理由は、光を検出器内で等方的に放射するためである。

次にキャリブレーションの方法について説明する。方針は各 PMT に対して、基準 PMT を用いて求めた基準ゲインに合わせるための補正因子を測定することである。図

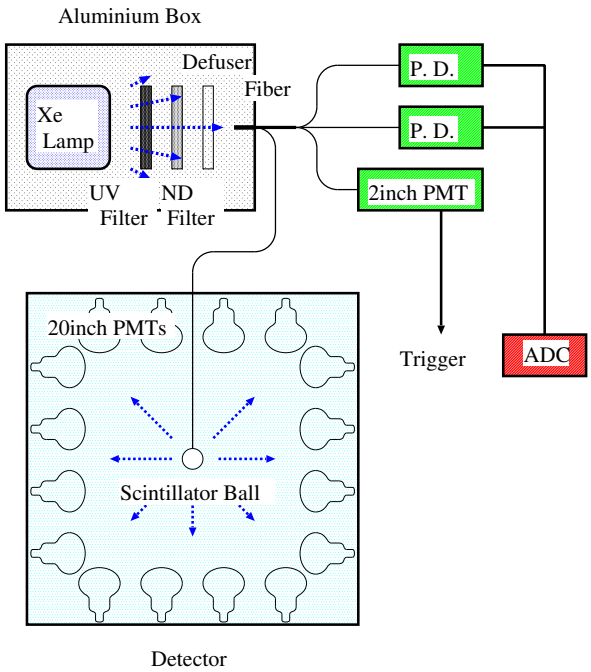

図 6.1: ゲインキャリブレーションシステムの概念図。P.D. と書かれているのはフォトダイオードで、Xe ランプの安定性をモニターするためのもの。

6.2 に 1 kt 検出器の展開図を示す。壁面部は 12 層に上面部と下面部はどちらもリング状に 6 層になっていて、各層に 4 個ずつ基準 PMT が設置されている。この基準 PMT のキャリブレーションで測定した電荷量を用いて層毎に基準電荷量を求め、基準 PMT と同じ層にある各 PMT の測定した電荷量との比をとる。ここで電荷とゲインは比例関係にあるので、この電荷の比がすなわちゲインの補正因子にあたる。各 PMT でこの補正因子をもとめてゲインの補正を行なう。

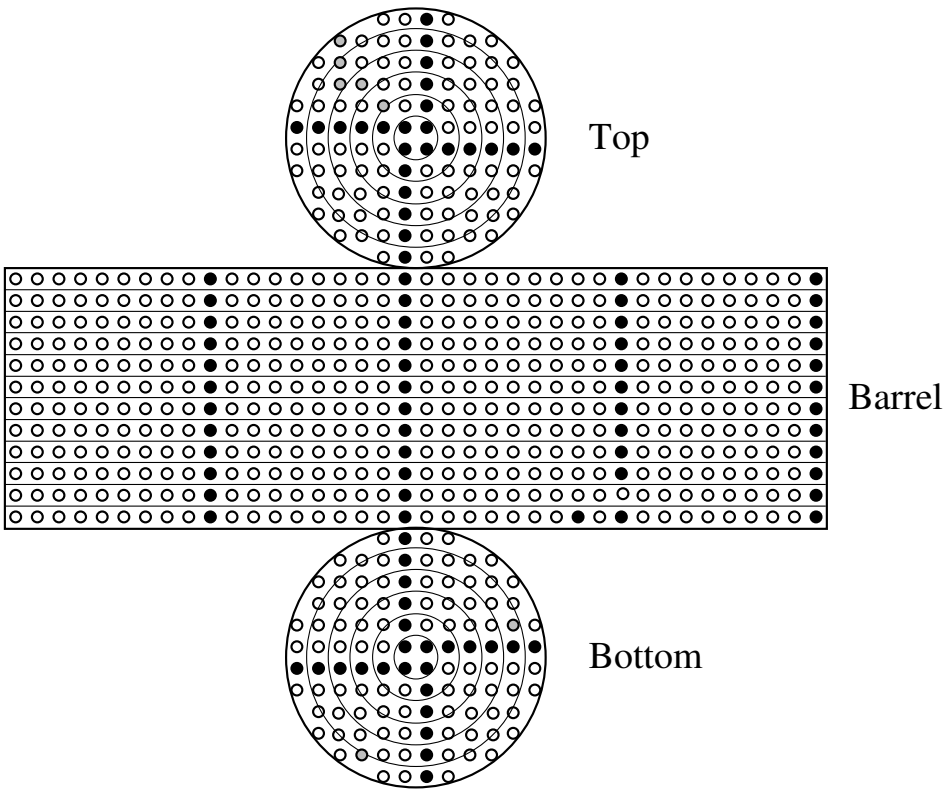

図 **6.2:** 1kt 水チェレンコフ型検出器の展開図。黒丸が基準光電子増倍管、灰色の丸が予備の基準光電子増倍管。壁面部は下方から、1 層から 12 層まで区分される。上面部、下面部は内側から、リング 1 からリング 6 まで区分される。

6.2　時間キャリブレーション

1kt 水チェレンコフ検出器および Super-Kamiokande で、荷電粒子の発生点や運動方向を精度よく求めるためには、各光電子増倍管 (PMT) がチェレンコフ光を受けた時間の情報が重要になる。ここで時間情報とは、閾値以上の電気信号が来た時点からストップ信号であるトリガー信号が入るまでの時間の長さを意味する。しかしこの時間情報は PMT や ATM の個性、PMT が受ける光量に依って変わってくる。ここで時間情報が PMT の受ける光量によって違ってくる理由は、図 6.3 のようにパルス波高の大小により閾値を越える時間 (ディスクリミネーター の動作し始める時間) が異なるからである。そして個性や光量による違いをまとめて補正するために時間キャリブレーションを行なった。

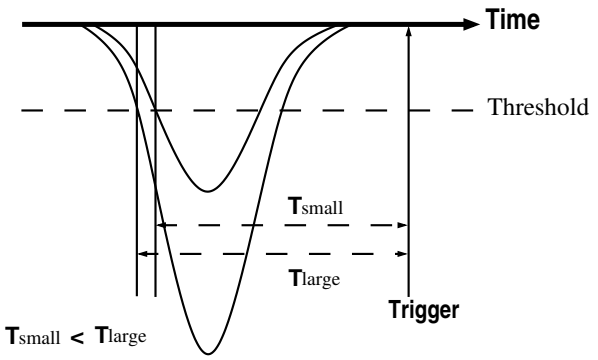

図 6.3: パルス波高の大きさの違いによる時間情報のずれ

キャリブレーションは、同じタイミングで各 PMT に光が当るようにしてそれぞれ得られた時間情報が同じになるように、各 PMT のタイミングのオフセット値を光量毎に求めるという作業を行う。各 PMT に同時に光を当てる方法として、図 6.4 に示してあるように窒素レーザーの光を光ファイバーで導き検出器の中心に設置した拡散ボールを用いてほぼ等方的に放射させる。nsec の精度でキャリブレーションする必要があるので、光源にはパルス幅の短い色素レーザーを用いる。光の波長はチェレンコフ光に近い 390nm を選ぶ。レーザーから出た光はハーフミラーで 2 つに分けられる。1 つは透過率を自動で連続的に変えられる自動 ND フィルターを通過してから光ファイバーに入る。光ファイバーの先には拡散ボールが装着してあり、光はボールの中で散乱する。拡散ボールは 1kt 水チェレンコフ型検出器の中心に降ろし、全ての方向に対して同じタイミングに光を放出する。一方ハーフミラーによって分けられたもう 1 つの光は、応答速度の速いフォトダイオードに送られ、その出力をトリガーとしてエレクトロニクスへ送る。

キャリブレーション方法は、まず各 PMT の光量に依る時間情報の変化を調べるために、自動 ND フィルターを使って光量を変えて、光量と時間の関係を PMT 毎に求め

る。そして各 PMT における光量と時間の関係 (図 6.5) から、光量による時間差を補正した後、1kt 水チェレンコフ型検出器の中心から各光電子増倍管までの光子の飛行時間を考慮して、680 本全ての光電子増倍管の時間情報をそろえた。

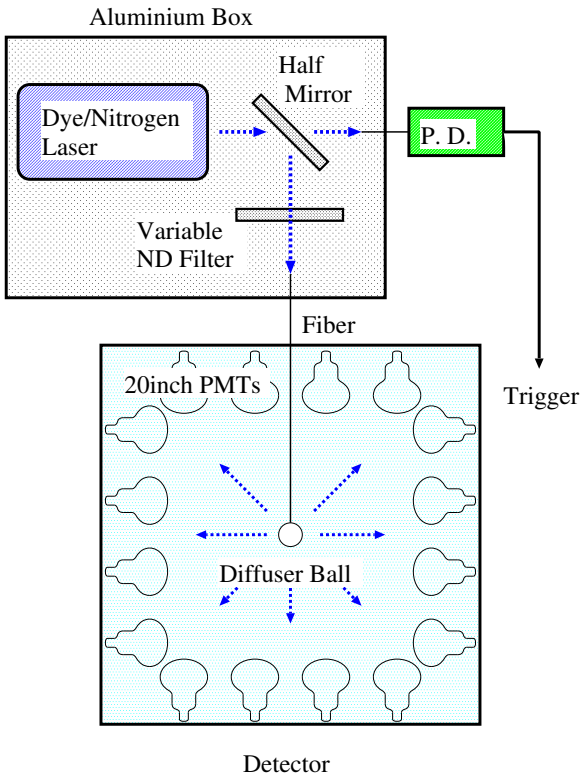

図 6.4: 時間キャリブレーションシステムの概念図。P.D. とあるのはフォトダイオード。

6.3 高エネルギー領域ののエネルギースケールキャリブレーション

宇宙線ミューオンを観測して、数 GeV 領域のエネルギースケールキャリブレーションを行なっている。

検出器外へとつき抜けた宇宙線ミューオンに対して、入射点とつき抜けた点からミューオンの走行距離を同定することができる。検出器全体で検出した電荷量を、求められた走行距離で割ることにより、単位長さあたりの電荷量が求められる。この測定値を使って検出器のエネルギースケールをキャリブレーションしている。

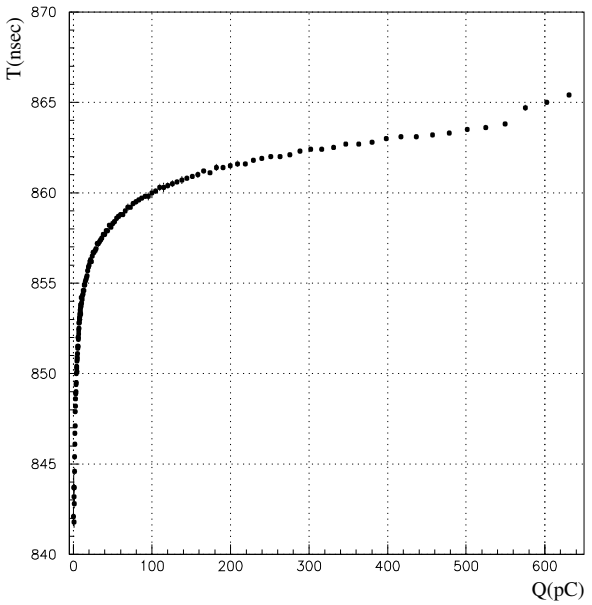

図 6.5: 光量と時間の関係をあらわすテーブル。

6.4　低エネルギーでのエネルギースケールの確認

本研究ではエネルギーが数 MeV の領域において、全光量あるいは PMT のヒット数が何 MeV にあたるかを知っておく必要がある。そのために数 MeV 領域でエネルギースケールがデータとシミュレーションで一致しているかを、確認した。これには 5.2 節でとったこのデータはニッケル容器の位置を

$$(x, y, z) = (75, 200, -75), (75, 0, -75), (75, -200, -75)[cm]$$

と 3 回変えて、平均 8.6MeV の γ 線を観測した。

まずデータを評価する前に PMT のダークノイズの割合を減らすため, ヒット数や全光量を計算する際にタイムウインドウを設ける。このタイムウインドウの幅はモンテカルロシミュレーションを用いて決定した。そして 5.2 節のデータを用いて、そのタイムウィンドウ内に含まれる PMT の全光量とヒット数分布を求めた。その後観測した値とモンテカルロシミュレーションを比較した。

6.4.1　タイムウィンドウの決定

1 kt 水チェレンコフ検出器でデータをとる際のハードウェアのゲート幅は 1.3 マイクロ秒である。そのゲートには平均 4、5 ヒットのダークノイズによるバックグラウンドが含まれている。検出を目的としている原子核 γ 線の主要なものは 6MeV、つまり 30 ヒット相当であるので、ダークノイズがヒット数の 10%以上を占めることになる。

ダークノイズヒットの混入を減らすため、事象毎の光量や PMT ヒット数にタイムウインドウを設けた。

本節ではこのタイムウィンドウを何ナノ秒にするかを決定する。これには 6MeV の γ 線を検出器内でランダムに発生させたモンテカルロシミュレーションの事象を用いる。この 6 MeV というのは原子核 γ 線のうちの主要な成分であり、本研究で検出を目指すシグナルである。イベント毎の時間分布で

$$\Delta T \equiv T_{fast} - T_{slow} \tag{6.1}$$

- ΔT ：事象毎の時間幅
- T_{fast} ：最も早くに到着した PMT からの時間情報
- T_{slow} ：最も遅くに到着した PMT からの時間情報

を求めた。それが図 6.6 であり、時間幅は 99.9%の事象が入る 100 ナノ秒の時間幅を用いる。以後、ヒット数や全光量は 100 ナノ秒のタイムウインドウ内でのヒット数と全光量を指す。

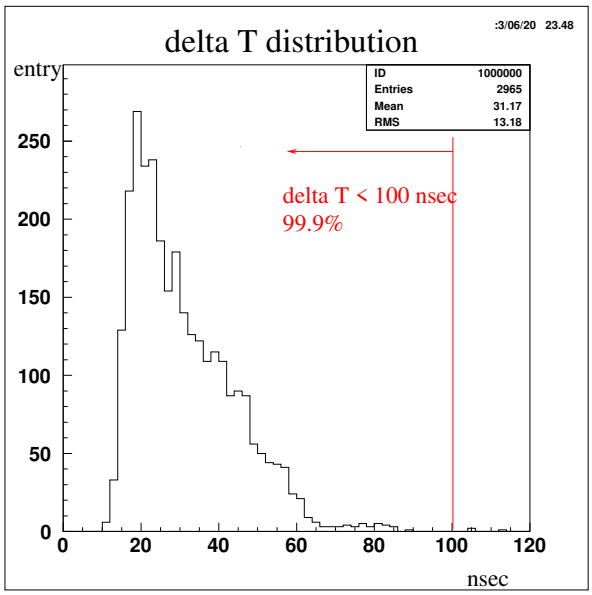

図 6.6: 事象毎の時間幅 ΔT 分布

6.4.2 データとシミュレーションでのエネルギースケールの比較

5.2 章の実験結果を用いてヒット数分布と全光量分布をもとめてモンテカルロシミュレーションとデータがどの程度一致しているかを確かめた。ただ実験データにはカリ

フォルニウムソース (Cf) からの自発的核分裂 γ 線がバックグラウンドとして存在するが、シミュレーションには含まれていない。そのためニッケル容器を用いずカリフォルニウムソースだけを 1 kt 検出器内に設置してバックグラウンドデータをとり、バックグラウンドを実験データから差し引く。

図 6.7 はヒット数分布である。左上図がニッケルからの γ 線を用いてとったデータで、左下図は Cf のみのデータである。二つの図の 20 ヒット付近がバックグラウンドによる信号であり、上図の 40 ヒット付近が 8.6MeV 相当の γ 線によるピークである。バックグラウンドをピークの高さで規格化をすることで、バックグラウンドを差し引いた。それが右上図で、ガウス関数でフィットした結果を見ると

$$8.6MeV \ \sim \ 40.6 \pm 0.1 \ \ hit\ PMT$$

ともとまった。同様に、全光量分布を図 6.8 に示す。

$$8.6MeV \ \sim \ 58.1 \pm 0.2 \ \ photoelectron$$

がえられた。データのバックグラウンドを引いた分布をモンテカルロシミュレーションと比べて、フィットの中心値と σ についてまとめた。表 6.1 はヒット数分布についてであり、表 6.2 は全光量分布についてである。

ヒット数分布ではデータのフィット中心値がシミュレーションより 0.2 ヒット, 0.5%しかずれておらず誤差の範囲で一致した。全光量分布はデータの方が 1.4 photoelectron ,2.4%だけ大きくなっていた。エネルギースケールはデータとシミュレーションでよく一致していることがわかった。またフィットの σ はヒット数分布ではデータの方が 1.8 ヒット 18%もシミュレーションより大きくなっており、全光量分布でもデータの方が 4.7photoelectron 24%も大きくなった。このデータとモンテカルロシミュレーションでの σ のずれは、PMT のゲインのばらつき具合がデータの方がシミュレーションよりも大きいことがによる可能性がある。このことは今後確認する必要がある。

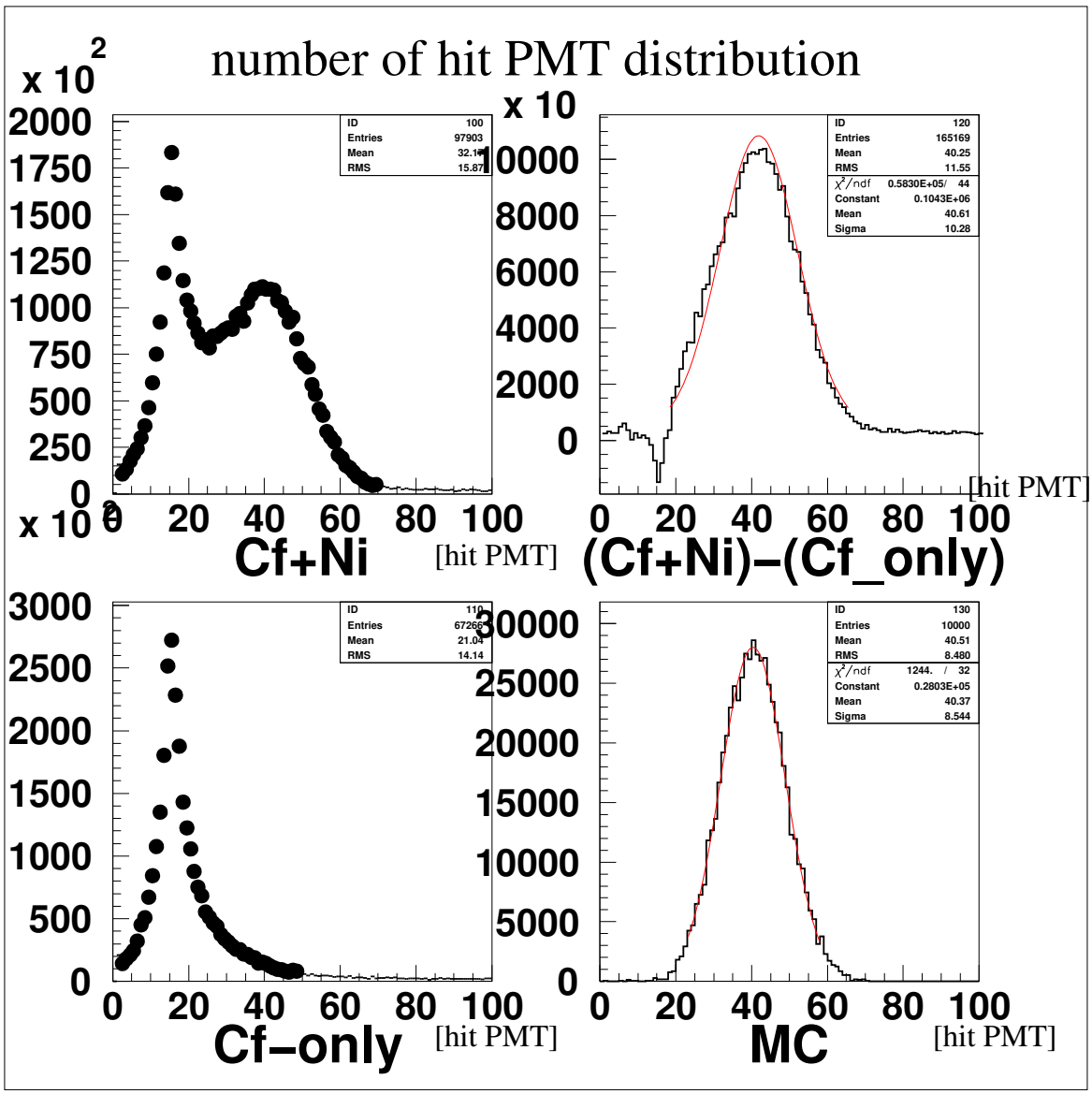

図 6.7: PMT のヒット数分布。左上図がニッケルからの γ 線を用いてとったデータで、左下図は Cf からのバックグラウンドである。右図はバックグラウンドを差し引いたグラフで、右下図はモンテカルロシミュレーションである。

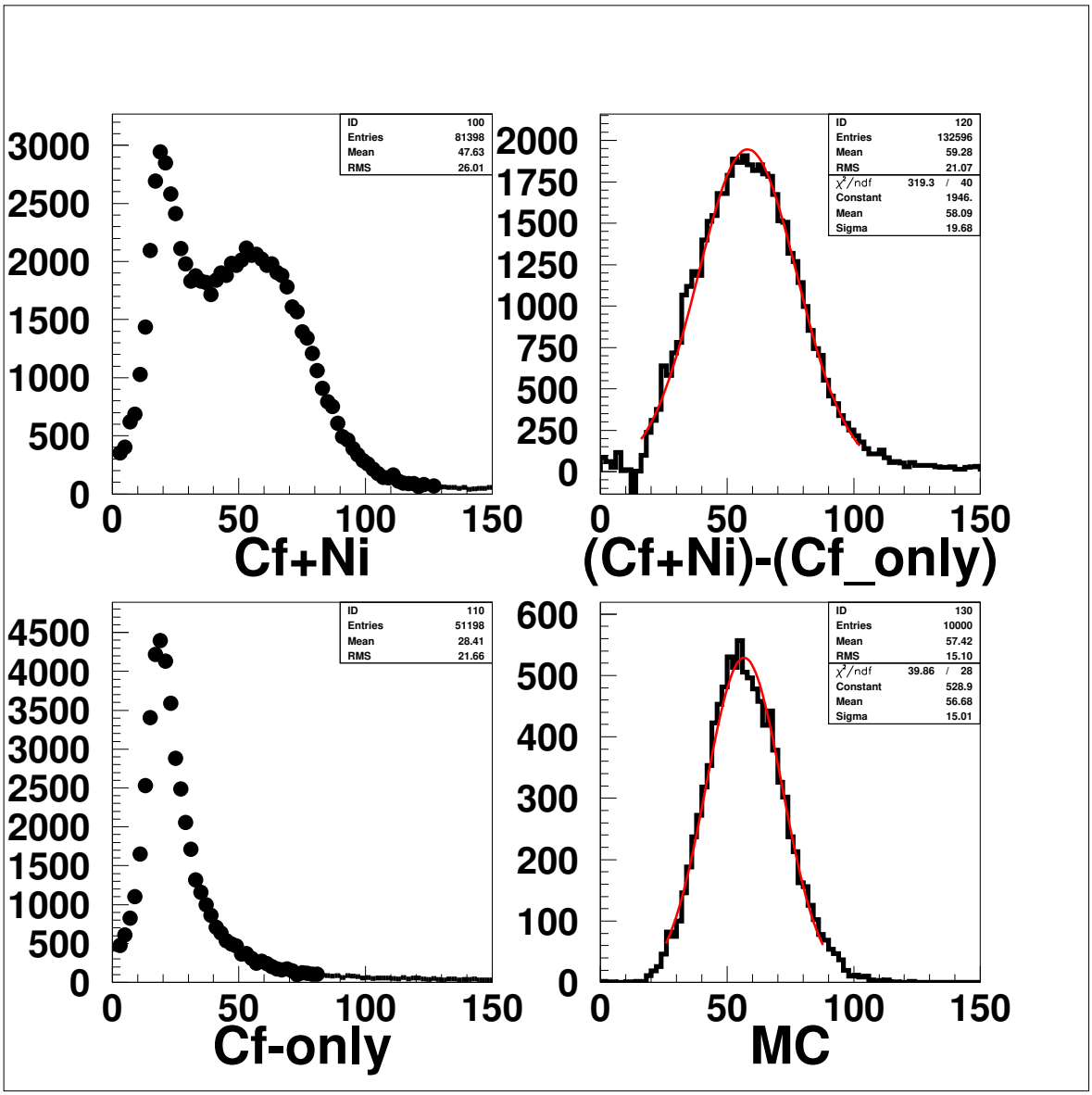

図 6.8: 全光量分布。横軸は photo electron で、縦軸は事象数。左上図がニッケルからの γ 線を用いてとったデータで、左下図は Cf からのバックグラウンドである。右図はバックグラウンドを差し引いたグラフで、右下図はモンテカルロシミュレーションである。

	フィットの中心値 [ヒット数]	σ [ヒット数]
データ	40.6 ± 0.1	10.3 ± 0.1
シミュレーション	40.4 ± 0.1	8.5 ± 0.1

表 **6.1:** ニッケルからの γ 線の PMT ヒット数分布。図 6.7 のフィット中心値と σ をまとめたもの。

	フィットの中心値 [p.e]	σ [p.e]
データ	58.1 ± 0.2	19.7 ± 0.1
シミュレーション	56.7 ± 0.1	15.0 ± 0.1

表 **6.2:** ニッケルからの γ 線の全光量分布。6.8 のフィット中心値と σ をまとめたもの。

6.5 FADCキャリブレーション

1スピルあたりで多重事象起こった時、検出器で事象が重なりあってしまい、個々の事象の発生点を正しく再構成できない。それで本研究では解析の際に1スピル1事象のデータのみ用いる。1スピル中の事象数はフラッシュADC(FADC)を用いて測定した。。3.5節で述べた、全PMTから出力されるHITSUM信号をFADCに入力することで、スピル毎にPMTヒット数の時間推移を記録している。典型的な1スピル分のFADCのグラフを図6.9に示す。縦軸が波高、横軸が時間である。このグラフでは1スピル中で1事象発生したことを示しており、入力がHITSUM信号であるので図の斜線部C_{FADC}がPMTのヒット数に相当する。後の解析で事象毎のカウント数C_{FADC}がPMT何ヒットにあたるかを用いるので、その変換係数を求める。方法はPMTの各ヒット数毎にFADCのカウント数C_{FADC}分布を求めて平均値$\overline{C_{FADC}}$を計算し、平均$\overline{C_{FADC}}$とPMTのヒット数のグラフに線形フィットして変換係数を求めるというものである。図6.10はそのFADCカウント数$\overline{C_{FADC}}$とヒット数のグラフである。データと線形フィットがよく一致している。フィットの結果

$$C_{FADC} = 14.10 \times N_{hitPMTs} - 11.88 \tag{6.2}$$

- C_{FADC} ： 6.9で時間$t_1 \sim t_2$のADCカウントを合計した量
- $N_{hitPMTs}$ ：PMTのヒット数

と求められた。以後FADCで測定されたFADCのカウント数を、上式で変換して求めたヒット数を「FADCで求めたヒット数」と表現し、PMTのヒット数を数えて求めた「PMTのヒット数」とは区別する。

6.6 まとめ

本章でおこなったキャリブレーションのうちで、後の解析の際に重要となる低エネルギーでのエネルギースケールの確認とFADCのキャリブレーションについてまとめておく。

ニッケルからの平均8.6MeVγ線を用いて、データとシミュレーションのエネルギースケールの確認をおこなった。ヒット数分布にガウス関数でフィットしたときの中心値はデータとシミュレーションで0.5%の範囲で一致した。また全光量分布のフィット中心値も2.4%で一致していた。

ただエネルギー分解能はヒット数分布、全光量分雨ともに10%以上ずれており、この原因の解明が今後の課題である。

またFADCでのカウント数C_{FADCq}とPMTのヒット数のグラフは、線形フィットと良い一致を示し、その変換式も

$$C_{FADC} = 14.10 \times N_{hitPMTs} - 11.88 \tag{6.3}$$

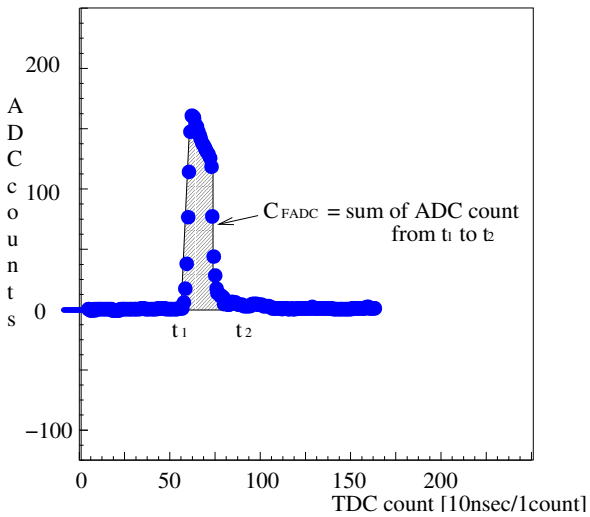

図 6.9: 典型的な FADC の 1 事象のグラフ。C_{FADC} は斜線部で定義する。

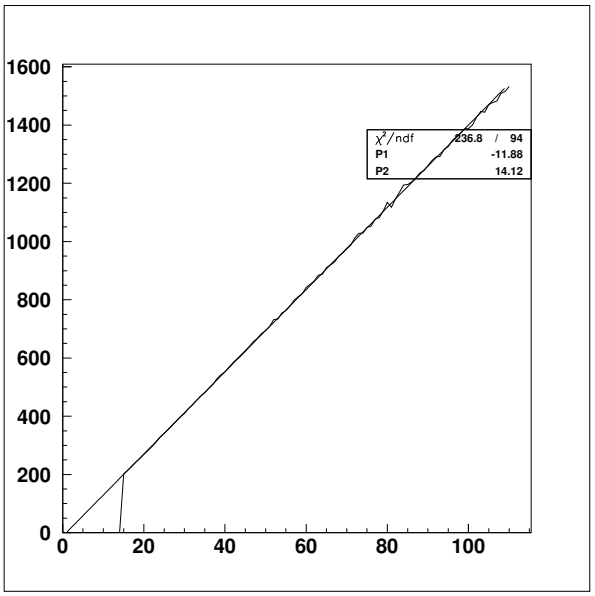

図 6.10: FADC のカウント数 $\overline{C_{FADC}}$-PMT のヒット数分布。横軸が PMT のヒット数、縦軸が FADC のカウント数である。

- C_{FADC} ： 6.9で時間$t_1 \sim t_2$のADCカウントを合計した量
- $N_{hitPMTs}$ ：PMTのヒット数

と求められた。

第7章　事象選択

本章では中性カレント弾性散乱の際に放出される原子核 γ 線を選び出すための事象選択について説明する。まず各事象選択の方法について説明し、次にそれをモンテカルロシミュレーションとニュートリノビームデータに適用する。またシミュレーションを用い検出効率を求め、サンプル中に含まれる原子核 γ 線シグナル事象の割合を見積もる。

7.1　事象選択

次の 5 つの事象選択を行なった。

- 1 スピル 1 事象のものを選択
- 9 バンチのうち 2~9 バンチのデータ選択
- 低エネルギー事象選択 (20 < PMT のヒット数 < 100)
- 発生点が有効体積内 (ϕ3m×4.5m の円筒形 127t) にある事象を選択
- 壁際事象のカット (最大光量 < 20pe カット)

ただしモンテカルロシミュレーションにはスピル中のバンチ構造や、多重事象が入っていないため、第一、第二の事象選択はおこなわない。上述の事象選択について以下で詳しく述べる。

7.1.1　1 スピルあたり 1 事象のものを選択

1 スピルあたりで多重事象起こった時、各々の事象の発生点を正しく再構成できないので、1 スピルあたり 1 事象のみのデータをフラッシュADC を用いて選ぶ必要がある。ここで 1 事象の定義は、FADC で求めたヒット数 (6.5 節参照) が 20 ヒット以上の事象である。この 20 ヒット PMT というのは 5.4 節で述べた粒子の発生点の再構成効率が 100%となるヒット数を選んである。

次に PMT のヒット数 20 以上の事象に対して FADC のヒット数が 20 ヒット以上となる検出効率を求めた。図 7.1 に FADC のヒット数カットの検出効率 $N_{eff}(nhit)$ を各

1 スピルあたりの事象数	スピル数
1	19975 (67.7%)
2	8966 (30.3%)
3	563 (1.9%)
4	13 (0.0%)

表 **7.1:** データの 1 スピルあたりの事象数とそのスピル数

PMT のヒット数毎に示す。30 ヒットを超えると 100%の効率で計測されることがわかる。この章の最後に原子核 γ 線の事象数を求める際に、この検出効率の補正を行う。

表 7.1 は 1 スピル 1 事象という選択以外の全事象選択を使って求めた、1 スピルあたりの事象数分布である。全スピル中 78.6% がスピルあたり 1 事象であることがわかる。

また後の解析のために、多重事象度 M を次のように定義し求めておく。

$$M = \frac{S_{all}}{S_{single}} = \frac{19975 \times 1 + 8966 \times 2 + 563 \times 3 + 13 \times 4}{19975} = 1.98 \pm 0.02 \qquad (7.1)$$

- S_{all}:1 スピルあたりの事象数にスピル数をかけて和をとったもの。
- S_{single}:1 スピルあたり 1 事象のスピル数

ニュートリノ反応の全事象中、$\frac{1}{M} = 50.5\%$ がスピル当たり 1 事象として観測される検出効率である。モンテカルロシミュレーションにはビーム構造が考慮されていないので、多重事象度 M でニュートリノ反応の検出効率を補正する必要がある。(7.3 節参照)

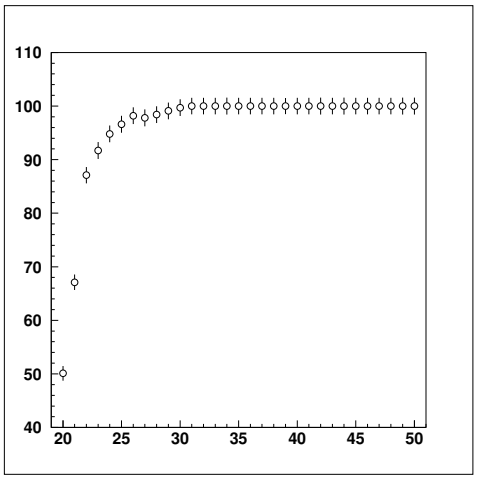

図 **7.1:** PMT のヒット数毎における、FADC の検出効率 N_{eff} 分布

7.1.2 2∼9 バンチのデータ選択

2 バンチ目から 9 バンチ目までのデータを選んだ。図 7.2 は FADC を用いて作った時間分布であり、本実験のニュートリノビームが 9 バンチであることを表している。この図で矢印の領域を選択した。1 バンチ目を用いなかったのは、3.5 節で述べたセルフトリガーデータと固定トリガーデータのうちで、固定トリガーデータには 1 バンチ目の情報が記録されていないからである。

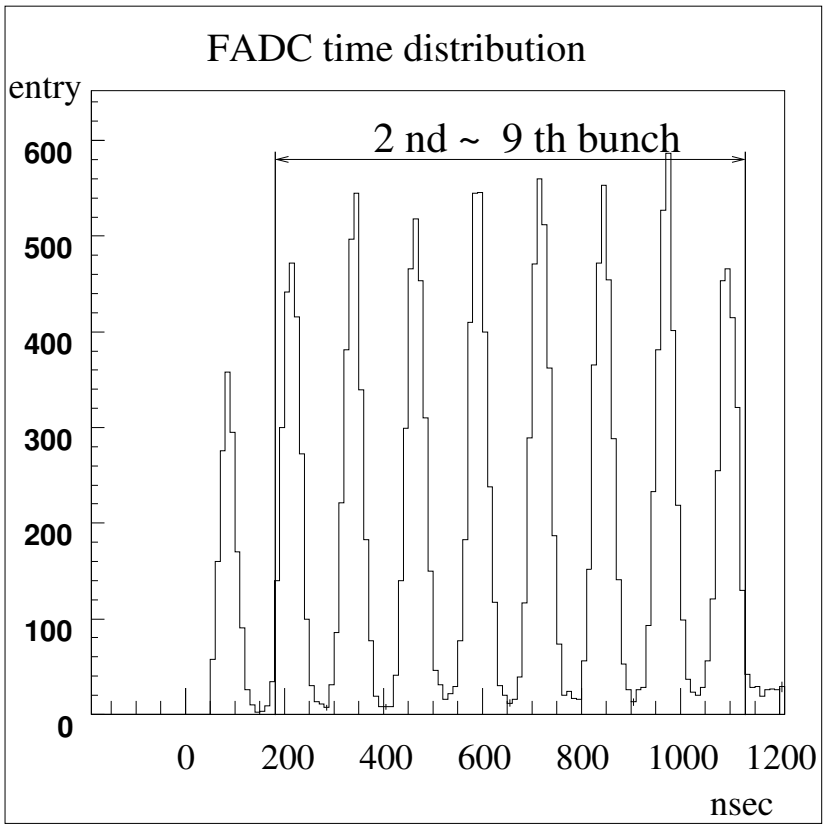

図 7.2: 時間分布。 横軸はナノ秒で、縦軸は事象数。事象選択では図の矢印の範囲を選んだ。

7.1.3　低エネルギー事象選択 (20 < PMT のヒット数 < 100)

原子核 γ 線は 3MeV から 10MeV に分布する (表 4.1 参照) ので、このエネルギー領域のデータを選択する。原子核 γ 線を十分に含むように、上限は 100 ヒット PMT(6.4 章より 22MeV 相当) と決定した。また 5.4 節で述べた粒子の発生点の再構成効率が 100%となる 20 ヒット PMT を下限として選んだ。

7.1.4　発生点が有効体積内にある事象を選択

粒子の発生点が図 7.3 に示す有効体積内にある事象を選び出す。発生点は 5.1 章で述べた方法で再構成した。この有効体積を選んだのは、再構成に用いるフィッターが検出器の壁際 1m の領域では正しく再構成できないためである。また y$< 150cm$ とした理由は、y が大きくなるにつれてスカイシャインと呼ばれるバックグラウンドが増えるからである。

スカイシャインとはビーム上流のダンプで発生した中性子が散乱され、1 kt 水チェレンコフ検出器の天頂方向からタンク内に入射するバックグラウンドである。その中性子が酸素の核子と散乱しホールをつくり、外殻から核子がホールに落ちてくる際に出す γ 線や、中性子が原子核に捕獲されて出てくる γ 線がバックグラウンドになる。特徴は中性子が 1 kt 水チェレンコフ検出器に到着するのがニュートリノビームに対して遅れることである。スカイシャインは本研究においてバックグラウンドになるため、このバックグラウンドの少ない $y < 150cm$ の領域を選ぶこととした。このスカイシャインが y<150cm の領域に含まれる割合は 8.2 節で詳しく評価する。

7.1.5　壁際事象のカット

7.1.4 章で述べた方法では粒子再構成には 60cm 程度の位置の不定性があるため、有効体積外で起きた事象を有効体積内の事象として再構成してしまう可能性がある。有効体積外の事象をさらにカットするために、有効体積外の事象は体積内の事象よりも壁 (PMT) に近く PMT 一個におとす光量がより大きいという特徴を用いて最大光量の PMT に上限を設定した。

まず最大光量の上限値を決定するのにシミュレーションを用いた。検出したい原子核 γ 線のうち最大エネルギーの 9.97MeVγ 線を有効体積内で無作為に発生させて、その最大光量分布をもとめた。それが図 7.4 の左図であり、最大光量が 20pe 以下に 99%の事象が含まれている。右図は左図と同じものを有効体積外で発生させた時の最大光量分布である。明らかに有効体積外の最大光量分布の方が有効体積内の分布よりも大きくなっており、20pe 以上に 61%の事象がある。そこで最大光量の上限値を 20pe に設定した。

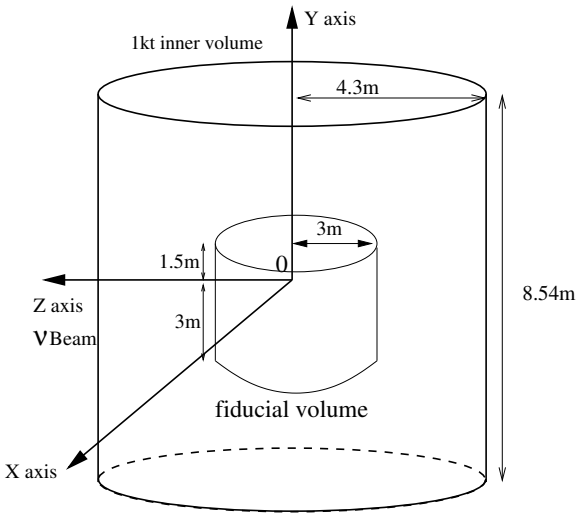

図 7.3: 本研究に用いる 1 kt 水チェレンコフ検出器の有効体積 (127t)

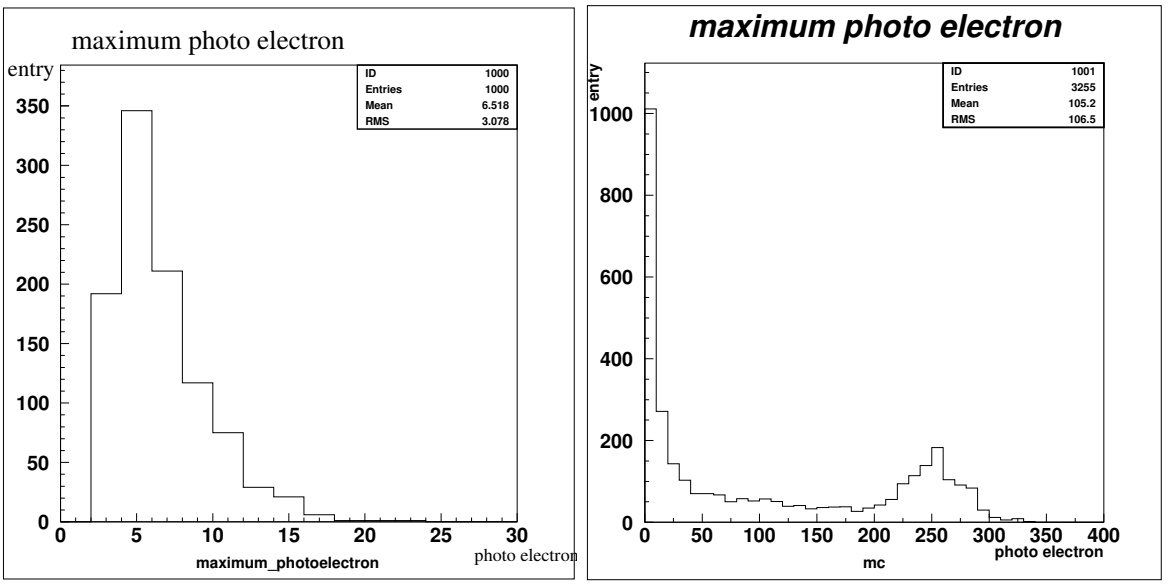

図 7.4: 最大光量を持つPMTの光量分布。左図はシュミレーションで 9.97MeVγ 線を有効体積内に発生させたときの結果であり、右図は有効体積外で発生させた時の結果。

7.2　事象選択の適用

前節で述べた事象選択をデータとモンテカルロシミュレーション (MC) に課した。このときに用いたデータは K2K-II 実験の 2003 年 1 月から 6 月までのデータである。以後この全事象選択を行った後のサンプルを「低エネルギーサンプル」と呼ぶことにする。

各事象選択でどのくらいの事象数が残るかを求めたのが表 7.2 である。これをみると、データとシミュレーションに有効体積カットを行なった後の効率が、表 7.2 によるとデータで 11.6%, シミュレーションで 17.6%と 6%ずれている。この理由は、シミュレーションには含まれていないバックグラウンドがデータにはあるため、シミュレーションとデータの間でのカットによる効果に差ができるためだと考えられる。例えば 7.1.4 節で述べたスカイシャインはシュミレーションには入っておらず、検出器の天頂方向にいくほど事象数が増えるという特徴があるために、y$> 150cm$ でシュミレーションとデータの分布が大きくずれる (図 7.5)。つまり有効体積カットによる検出効果がデータとシュミレーションで異なってみえる。データに含まれていてシミュレーションに含まれていないバックグラウンドについては 8 章で述べる。

表 7.2 の $\frac{\text{MC 原子核}\,\gamma\,\text{線事象数}}{\text{MC の事象数}}$ を見ると、全事象選択を行なった後は原子核 γ 線シグナルの割合が 70.0%となっており、欲しい事象の選択ができていることがわかる。またこの表によりシミュレーションの低エネルギーサンプルは 70.0%の原子核 γ 線事象を含んでいる事が分かった。またシミュレーションの低エネルギーサンプルについて、反応別にまとめたのが表 7.3 である。シミュレーションの低エネルギーサンプル中、90%中性カレント反応起源であることがわかる。中性カレント (NC) 弾性散乱と NC 反応 Δ 共鳴からの原子核 γ 線の事象数は 16006 事象 (70.0%) であり、これが本研究で目的とする検出を目標とするシグナルである。一方、それ以外の事象について簡単に述べる。最も主要なものは NC 反応弾性散乱あるいは NC 反応 Δ 共鳴で散乱された核子が別の原子核あるいは電子と散乱して出された γ 線や電子である。これがサンプル中 15%含まれる。

事象選択	データの事象数	MC の事象数	MC 原子核 γ 線事象数	$\frac{\text{MC 原子核 }\gamma\text{ 線事象数}}{\text{MC の事象数}}$
1, 1 スピル 1 事象	424759			
2, 2~9 バンチ	270782			
3, 低エネルギー事象	226502(100%)	135620(100%)	60859(100%)	44.9±0.2%
4, 有効体積カット	26202(11.6%)	23931(17.6%)	16188(26.6%)	67.6±0.5%
5, 最大光量カット	19743(8.8%)	22923(16.9%)	16006(26.3%)	70.0±0.7%

表 7.2: 各事象選択を行なった後の、データとシミュレーションの事象数変化表。括弧の中の数字は事象選択 3 、の事象数を元に各カット後の事象数の割合をもとめたもの。シミュレーションにはバンチ構造がないため 1, と 2, の事象選択は行なわない。

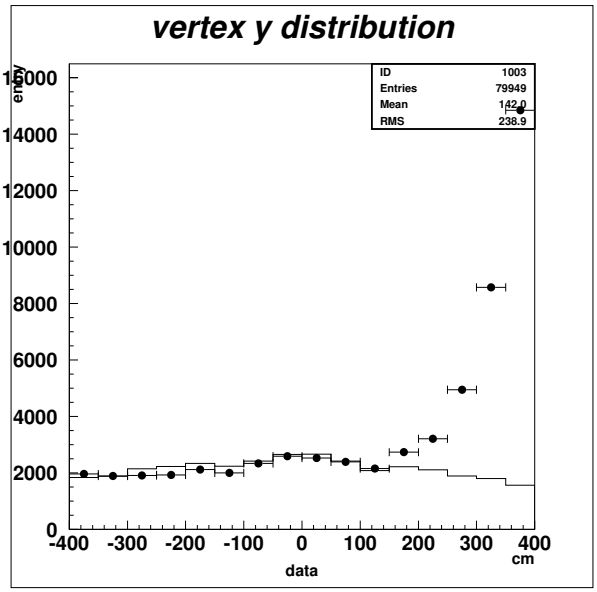

図 7.5: 有効体積カットをする前の低エネルギーサンプルの天頂方向の発生点分布。エラーバーのついている黒線がデータで、ついていないのがモンテカルロシュミレーション。

次に多いのが荷電カレント反応 (CC) によって酸素原子核が励起されて、その原子核が下方遷移する際に放出する原子核 γ 線であり、8.1%にあたる。ここまで少ない理由は、CC 反応は 1 スピル 1 事象を選ぶことで、ミューオンからの崩壊電子をカットしていると考えられる。この他にも様々な反応で散乱された核子がチェレンコフ閾値を超えて検出されたり、あるいは $\pi^{\pm}$ が検出されたりというモードがある。

反応名	MC の事象数
中性カレント (NC) 弾性散乱	14360(62.6%)
NC 反応 Δ 共鳴	5188 (22.6)
NC 反応 multi π 生成	718 (3.1)
荷電カレント反応 (CC) Δ 共鳴	1876 (8.2)
CC 反応準弾性散乱	539 (2.4)
CC 反応 multi π 生成	226 (1.1)

表 7.3: シミュレーションの低エネルギーサンプルの反応別表

7.3　低エネルギーサンプル

最後に観測された低エネルギーサンプルの事象数 19743 事象に、FADC の 1 事象 1 ヒットカットによる検出効率の補正を行なう。表 7.4 はデータに全事象選択を行ない、各 PMT のヒット数 21∼30 毎に事象数を求めたものである。この表の $\frac{\text{事象数}}{N_{eff}}$ が検出効率の補正を行なった後の事象数となる。よって低エネルギーサンプルの全事象数は 20361 ± 142 (統計誤差のみ) とえられた。以後のヒット数分布はこの補正を行なって求めたものである。

PMT のヒット数	検出効率 N_{eff}	事象数	$\frac{\text{事象数}}{N_{eff}}$
21	67.1%	390	581
22	87.1%	464	533
23	91.7%	495	540
24	94.8%	536	565
25	96.6%	522	540
26	98.2%	529	539
27	97.8%	538	550
28	98.4%	586	596
29	99.1%	522	527
30	99.7%	527	529
31 ヒット以上	100%	14866	14866
総事象数			20361±142

表 7.4: 各 PMT ヒット数での事象数と検出効率 N_{eff}。

第8章　バックグラウンドの見積り

本章ではシミュレーションで考慮されていない、7章で選んだ低エネルギーサンプル中に含まれるバックグラウンドを見積もる。この検出器内のニュートリノ反応起源でないバックグラウンドは大きく分けると

- ビーム起源でないバックグラウンド
- ビーム起源のバックグラウンド

がある。ビーム起源でないバックグラウンドとしては宇宙線ミューオンによるものが考えられる。またビーム起源のバックグラウンドにはビーム時間より遅れてくるバックグラウンドと、ビームと同期したバックグラウンドの二つが考えられる。前者のバックグラウンドは7.1.4節で述べたスカイシャインであり、後者のバックグラウンドは検出器上流のコンクリートでニュートリノ反応によって生成され検出器に入ってくる中性子由来のものが考えられる。

8.1　ビーム起源でないバックグラウンド

ビーム起源でないバックグラウンドには次の3つのケースが主に考えられる。

- 宇宙線ミューオンが原子核破砕を起こし、核子が弾きだされる。その核子が他の原子核や電子と散乱してγ線や電子を出し、バックグラウンドとなる
- 宇宙線ミューオンが崩壊して生成された電子がバックグラウンドとなる
- PMTのダークノイズがバックグラウンドとなる

これらを見積もるには3.5章で述べたオフスピルデータを用いる。オフスピルデータはビームが来てから100ミリ秒後のデータであり、前述のビーム起源でないバックグラウンドをまとめて見積もることができる。このオフスピルのゲートもオンスピルゲートも1スピルに1回1300nsecの間開かれる。

用いたデータは低エネルギーニュートリノサンプルをつくる時に使ったデータと全く同じ期間の、K2K-II 1月から6月までのデータである。オフスピルデータとオンスピルデータの規格化はスピル数で行った。そしてオフスピルデータに、7章で述べた事

象選択を行なった。ただし、オフスピルデータは事象発生率が非常に低いので、1 スピル 1 事象のカットは行なわなかった。その結果、

オフスピルデータでの事象数　　909 ± 27 事象

がえられた。また 7.2 節で求めたオンスピルデータの事象数より

オンスピルデータでの事象数　　20361 ± 142 事象

$$\frac{\text{オフスピルデータの事象数}}{\text{オンスピルデータの事象数}} = 4.4 \pm 0.2\%$$

と得られた。またそれらのバックグラウンドのヒット数分布と発生点分布を図 8.1 に示す。ヒット数が少なくなるに連れて、事象数が増えている。また図 8.2 の x,z 方向分布を見ると中心付近に事象が固まっている。これらの事象が何であるかはわからなかった。

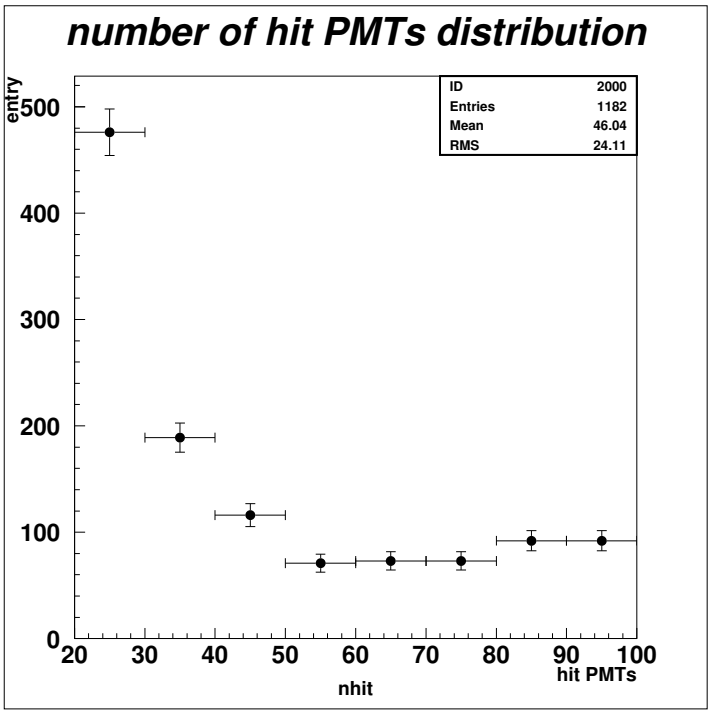

図 8.1: オフスピルデータのヒット数分布

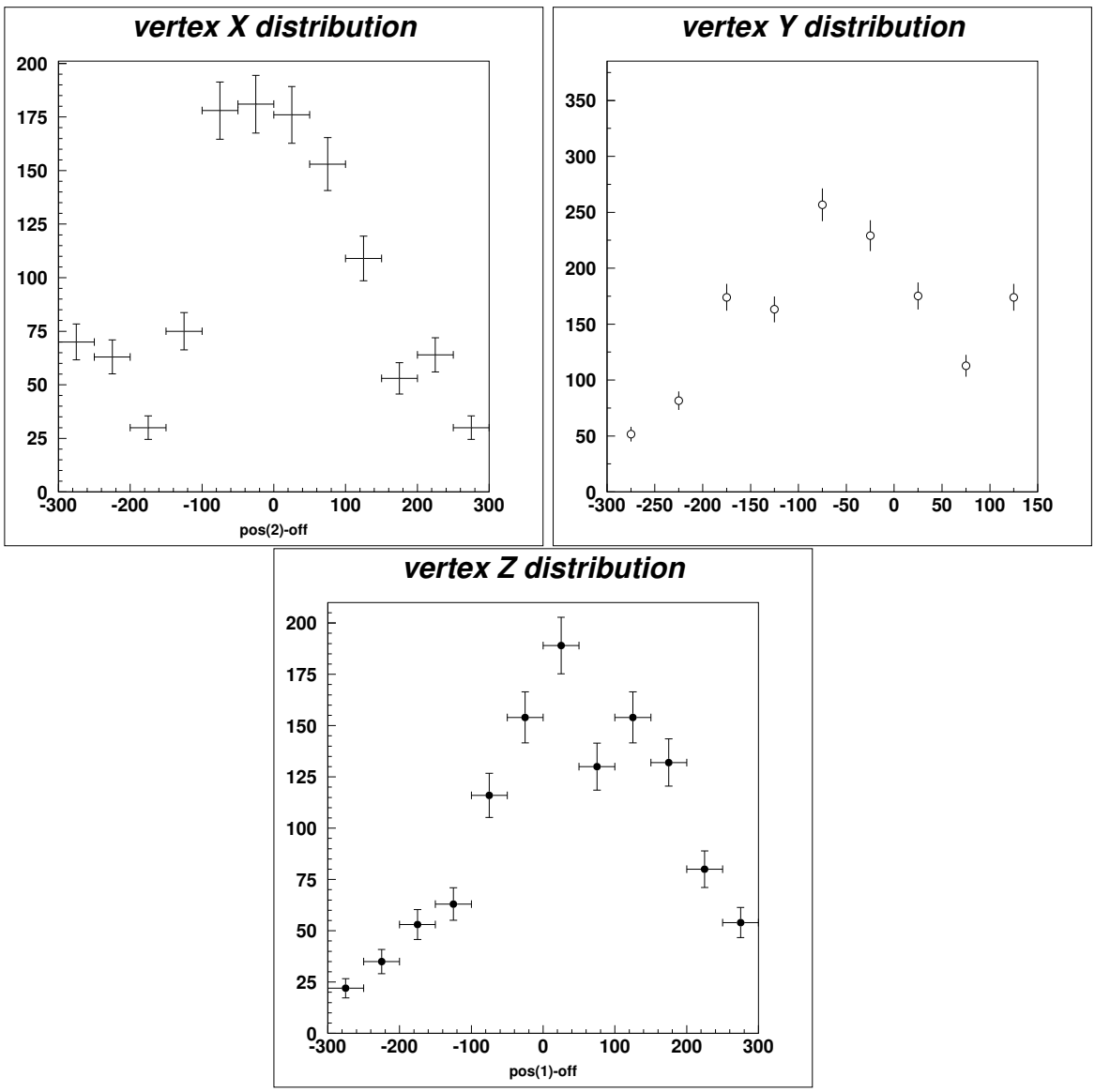

図 8.2: オフスピルデータの発生点分布。上から水平方向 (x)、天頂方向 (y)、ビーム方向 (z) の分布である。横軸が cm、縦軸が事象数。

8.2　ビームから遅れてくるバックグラウンド

ビーム時間から遅れるバックグラウンドはスカイシャインのことであり、図 7.2 で時間とともに事象数が増えているのはこれによると考えられる。7.1.1 節で説明したように、スカイシャインの特徴はビームよりも遅れてくることと、天頂方向から入るためにタンクの上ほどスカイシャインが増えることである。この特徴を利用して、バックグラウンドを 2 通りのやりかたで見積もった。一つは再構成された発生点の天頂分布を用いた方法、もう一つは時間分布を用いた方法である。まったく異なった二つのやり方を行ない、各々で得られた結果を比較し、その見積もりの正しさを確認した。

8.2.1　発生点の天頂分布を用いたスカイシャイン事象数の見積もり

データは 7 章で述べた事象選択のうち、有効体積の Y 方向を-300cm から +300cm までとったこと以外同じ事象選択を行なった。またこのサンプルを各バンチ毎にわけて計 9 種類用意した。それらのサンプルのうち、2,6,9 バンチ目のサンプルの再構成された発生点の天頂方向 (y) 分布をプロットしたのが、図 8.3 である。バンチが進むにつれて y > 150cm の領域での事象が有意に増えている。 これはスカイシャインバックグラ

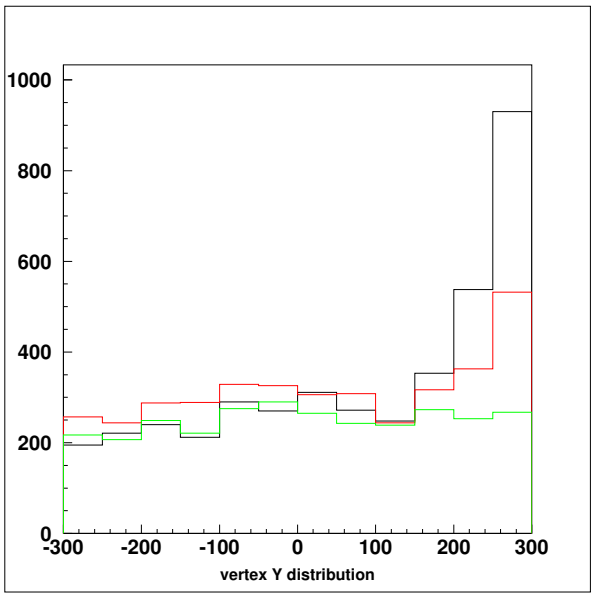

図 8.3: 再構成された発生点の天頂方向分布。黒が 9 バンチ目、赤が 6 バンチ目、緑が 2 バンチ目のデータを用いた。

ウンドによるものであり、これを見積もるために、以下の仮定をした。

- 天頂方向の発生点分布において、スカイシャイン以外の事象の発生点 y 分布はシュミレーションとよく一致する。
- スカイシャインは検出器の天頂方向から入ってくる中性子に起因するので、天頂方向発生点分布においてスカイシャインバックグラウンドは指数関数で減衰する。

この仮定を用いて、以下のようにしてスカイシャイン事象数を見積もる。

(1) サンプルの天頂方向発生点分布から、8.1 節で求めたビーム起源でないバックグラウンドの天頂方向発生点分布 (図 8.2 の下図) をさしひく。これによってビーム起源でないバックグラウンドを除く。

(2) $-300 < y < 0cm$ の領域の事象数でシミュレーションとデータを規格化してから、((1) で求めた発生点分布) ー (規格化されたシミュレーションの発生点分布) をする。こうすることでスカイシャインサンプルの天頂方向の発生点分布を求められる。

(3) (2) で求めた発生点分布の $300 > y > 100cm$ の領域に指数関数 フィットをする。

(4) フィットの関数を外挿する事で、-300$< y <$150cm の領域に含まれるスカイシャインの事象数を見積もる。

この方法で低エネルギーサンプル全体と、各バンチのサンプルに含まれるスカイシャインの見積もりを行なったのが、図 8.4 とである。バンチが進むにつれて $300 > y > 100$cm の領域の事象数がふえ、それにともなって、スカイシャインサンプルの発生点 y 分布も指数関数でよくフィットできている。そしてそのフィットした関数により $150 > y >$-300cm の領域に含まれるであろうスカイシャインを見積もってまとめたのが表 8.1 である。

2 から 4 バンチにおいてはスカイシャインはエラーの範囲で 0 となっている。5 バンチ目以降、徐々に事象数が増えている。この結果、本研究で用いる低エネルギーサンプルに含まれるスカイシャインの事象数は 436 ± 105 と求まった。そして低エネルギーサンプル中に含まれるスカイシャインバックグラウンドの割合は $\frac{436}{20361} = 2.1 \pm 0.6\%$ と求まった。

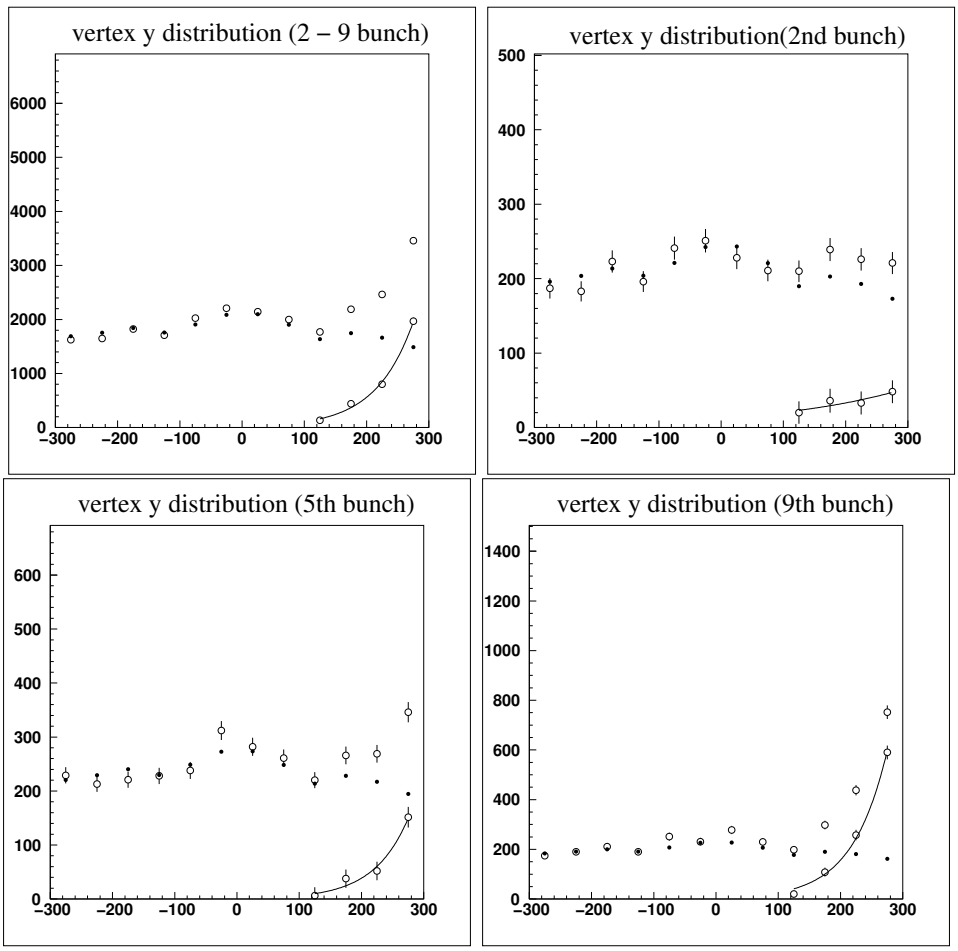

図 8.4: 再構築された天頂方向の発生点分布。黒丸がシミュレーション、白丸がデータ、フィットされている白丸の点がスカイシャインサンプルである。左上から順に 2∼9 バンチ分、2 バンチ目、5 バンチ目、9 バンチ目の分布である。横軸は cm、縦軸は事象数。

バンチ	スカイシャイン事象数	
	$150cm > y > -300cm$ での予測値	$300 > y > 100cm$ での観測値
2∼9	436±105	5400
2	72.0±102	166
3	70.0±113	140
4	65.0±60.9	321
5	52.1±41.2	333
6	65.4±46.3	460
7	70.0±37.7	780
8	82.2±38.9	921
9	101.4±38.3	1262

表 8.1: バンチ毎のスカイシャイン事象数と割合。$300 > y > 100cm$ のスカイシャイン事象数は図 8.4 で (データ) ー (シミュレーション) をして求めた。$150 > y > -300cm$ のスカイシャイン事象数は図 8.4 のフィットした関数を $150 > y > -300cm$ の領域に外挿して求めた。

また 9.1 章での解析で用いるために、スカイシャイン事象のヒット数分布、発生点分布、最大光量分布をもとめる。ただし、発生点 y 分布だけは図 8.4 左上図のフィットの結果を用いて求め、それ以外の分布を求めるには検出器とビームの天頂方向 (y) 上下対称性を用いて以下の手順で行なう。図 8.5 に示すヒット数分布を例にして説明する。

(1) スカイシャインの含む割合が 65%と最も多い、9 バンチ目の $300> y > 150cm$ 領域のヒット数分布 (上図) を求める。 (有効体積カット以外の事象選択は行なった。)

(2) スカイシャインの含む割合が 1%と以下と見積もられた、9 バンチ目の- $150> y > -300cm$ 領域のヒット数分布 (中図) を求める。

(3) 検出器とビームは上流側からみると完全に上下対称な構造となっているので、スカイシャインを除いたニュートリノビーム由来の事象も上下対称として検出される。これを用いて、(1) で求めたヒット数分布から (2) で求めたヒット数分布を差し引けば、スカイシャインのヒット数分布 (下図) が求められる。

このヒット数分布と同じ求め方をして、スカイシャインの発生点 x 分布 (図 8.7), 発生点 z 分布 (図 8.9)、最大光量分布 (図 8.6) を求めた。図 8.8 によるとスカイシャイン事象は検出器の上流側より下流側に多くなっている。

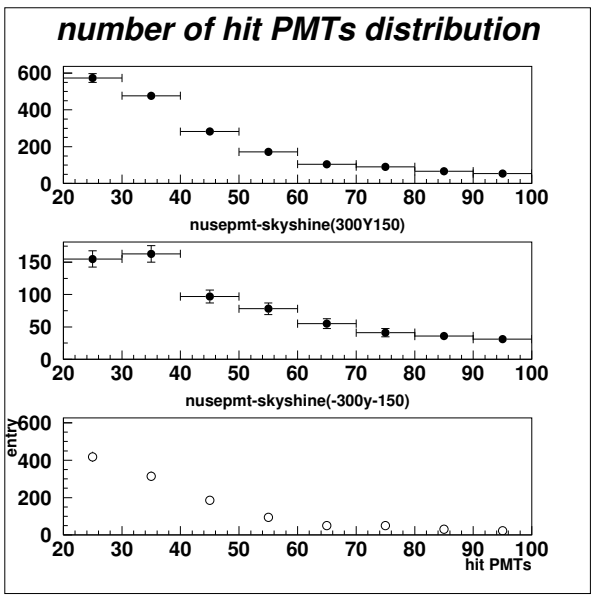

図 8.5: 9 バンチ目のヒット数分布。上図が $300 > y > 150cm$ 領域、中図が $-150 > y > -300cm$ 領域のヒット数分布。下図は上図から中図を差し引いた。

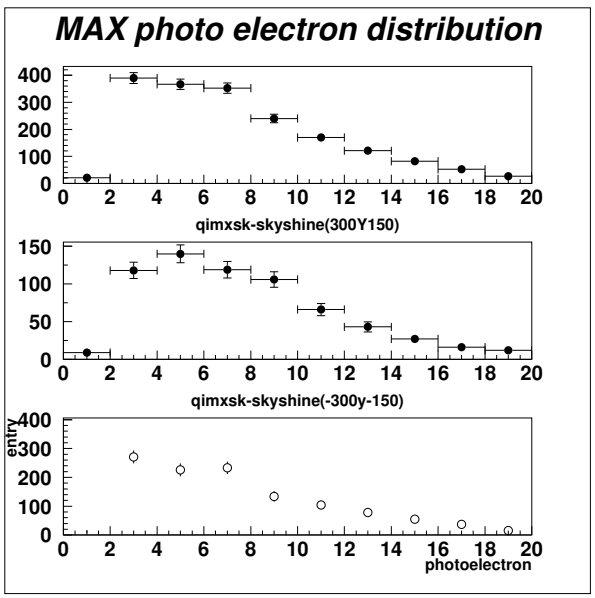

図 8.6: 9 バンチ目の最大光量分布。上図が $300 > y > 150cm$ 領域、中図が $-150 > y > -300cm$ 領域の最大光量分布。下図は上図から中図を差し引いた。

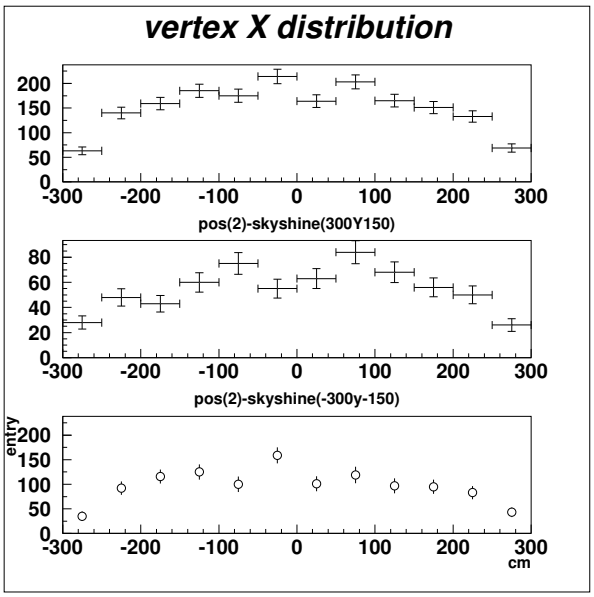

図 8.7: 9 バンチ目の発生点 x 分布。上図が $300 > y > 150cm$ 領域、中図が $-150 > y > -300cm$ 領域の発生点 x 分布。下図は上図から中図を差し引いた。

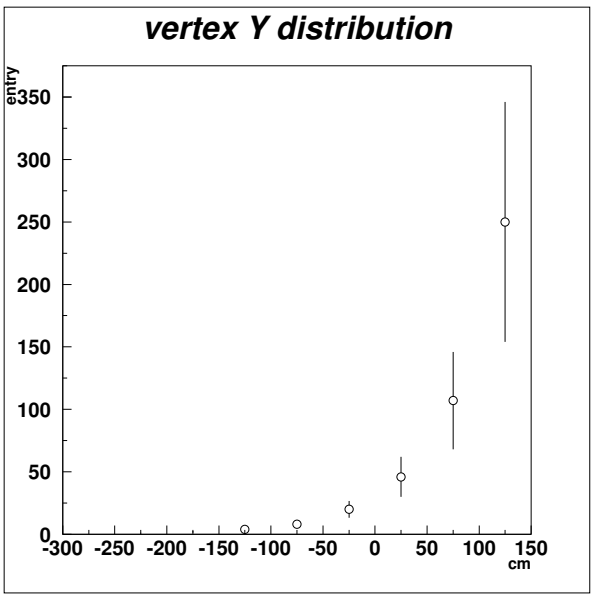

図 8.8: フィット関数を用いて求めたスカイシャインの発生点 y 分布。

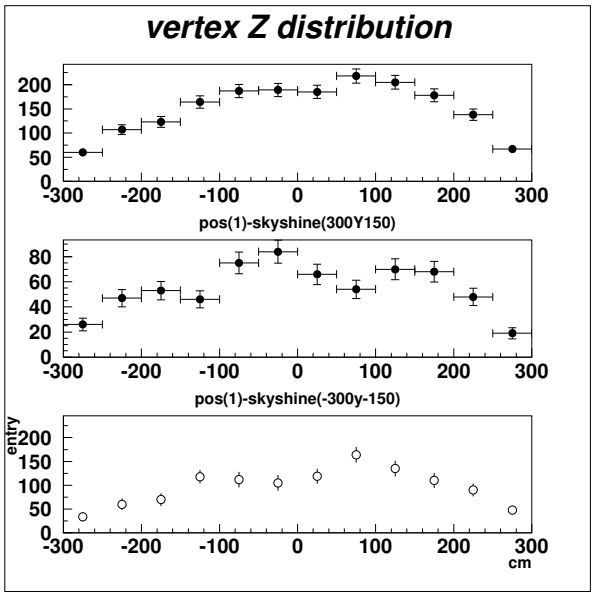

図 **8.9:** 9 バンチ目の発生点 z 分布。上図が $300 > y > 150cm$ 領域、中図が $-150 > y > -300cm$ 領域の発生点 z 分布。下図は上図から中図を差し引いた。

8.2.2　時間分布を用いたスカイシャイン事象数の見積もり

本節では 8.2.1 節と別の方法でスカイシャインバックグラウンドを見積もる。ここではビームから遅れて検出器にやってくるというスカイシャインのもう一つの特徴を用いる。図 8.10 は 2∼9 バンチ選択以外の事象選択を行なった原子核 γ 線サンプルの時間分布である。時間がたつにつれてスカイシャインが増えているのが確認できる。

見積もりにはビームの来ていないタイミング、つまりバンチ間と 9 バンチ目の後のデータを用いる。見積もりの方法を説明する。

(1) バンチ間にはバックグラウンドしかないので、図 8.10 の上図からバンチ間のデータを取り出し、プロットする。(図 8.10 の下図)

(2) ここでスカイシャインは時間とともに一定に増えていると仮定し、その時間分布に線形フィットを行なう。

(3) そのフィットの結果を用いて、各バンチに含まれているスカイシャインの事象数を見積もる。

その結果をまとめたのが表 8.2 である。この方法で 2∼ 9 バンチに見積もられるバックグラウンドの事象数は 1367 ± 275 とえられた。ただしフィットの結果から見積もられた事象数には、8.1 章で見積もった、偶然に発生するバックグラウンドも含んでしまう。

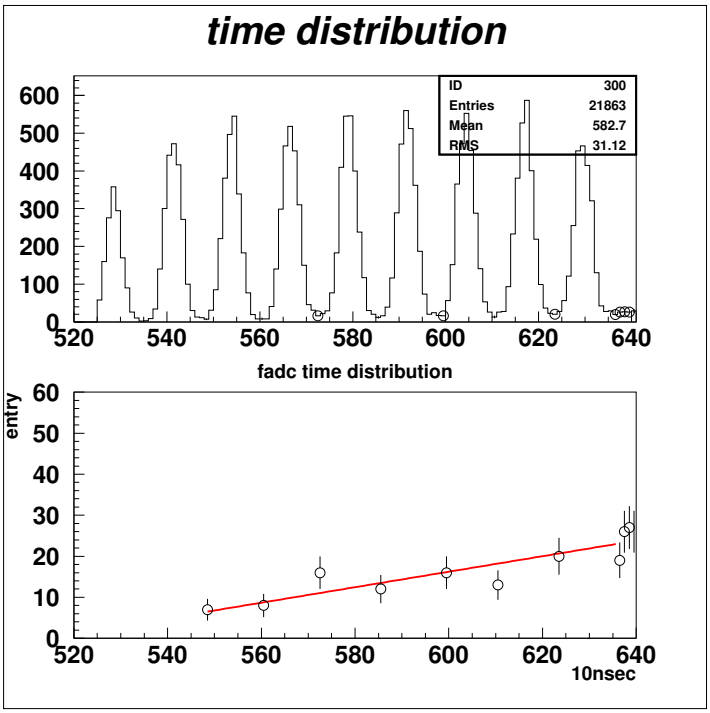

図 8.10: 上図は時間分布。9 バンチが見えており、下図は各バンチ間のビームが来ていないと考えられるタイミングを取り出してプロットした時間分布。それに線形フィットを行なった。

そこで 8.1 節の結果を用いて、2∼9 バンチ分で 909 事象、1 バンチ分で 114 事象を含んでいる。その分を差し引くと、$2 \sim 9$ バンチ分のデータにスカイシャインは

$$(1367 \pm 275) - (909 \pm 27) = 458 \pm 276 \text{ 事象} \tag{8.1}$$

含まれている。この結果は 8.2 節の結果である 436 ± 105 事象と比較すると、エラーの範囲で一致している。今後スカイシャインの見積もりとしては、エラーの小さい 8.2.1 節の結果を用いる。

バンチ	フィットからえられたバックグラウンドの事象数
2∼9	1367±275 (909)
2	39.9±74.8 (114)
3	59.7±75.7 (114)
4	79.2±76.5 (114)
5	97.3±77.3 (114)
6	117±78.1 (114)
7	135±78.9 (114)
8	155±79.8 (114)
9	173±80.6 (114)

表 8.2: 時間分布によって見積もったバンチ毎のバックグラウンド事象数。このバックグラウンドにはスカイシャインと 8.1 章のバックグラウンドが含まれている。括弧内の数字は 8.1 章で見積もられたバックグラウンドが、ここで求められた事象数に含まれる数である。

8.3 ビームと同期したバックグラウンド

ビームと同期してやってくるバックグラウンドとは 1 kt 水チェレンコフ検出器の上流のコンクリートで、ニュートリノと核子が反応した際にできる高速中性子に起因すると考えられる。高速中性子は検出器に入って散乱し、8.2 章で述べた機構と同様に γ 線をだす。この高速中性子に由来したバックグラウンドの特徴はビームに沿ってくるため、検出器の上流側に事象が多く固まることにある。

このビームと同期したバックグラウンドの見積もりを行なう。そのために図 8.11 のような、ビーム軸に沿った体積内の事象を用いて見積もりを行なう。このような体積

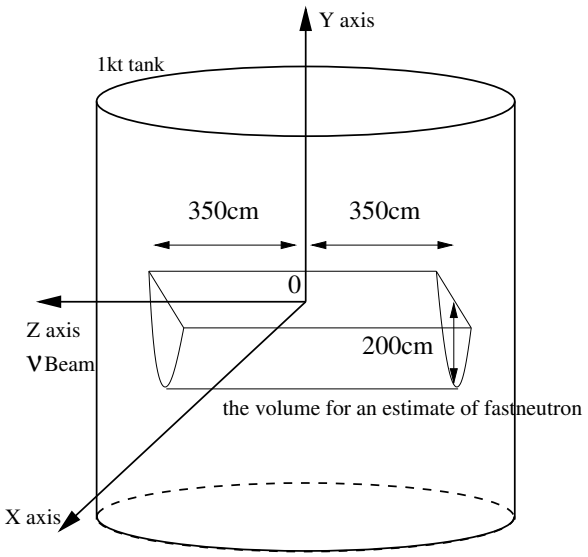

図 8.11: 高速中性子の見積もりを行なう際に用いる体積。

を用いたのは二つの理由による。

一つはビームと同期してくるバックグラウンドを見積もる際に、スカイシャインが含まれないようにするためであり、スカイシャインが少ない $-300 < y < 0$ の領域を用いた。実際、8.2 節で求めた方法でこの体積に含まれる事象数を求めると $30.2 \pm 8.1(0.4\%)$ 事象となり、十分に少ない事が分かる。

二つ目の理由は、仮にこの体積内にある事象がニュートリノ事象 (検出器内でニュートリノによって 起きた反応に由来する事象) だけであるなら、ビーム方向 (z) の発生点分布は一定となることにある。しかし検出器外からの中性子由来のバックグラウンドが入ってきているならば、発生点 z 分布は一定とはならない。このことを利用して外部から入ってきたバックグラウンドがどのくらい、低エネルギーサンプルに含まれているかを見積もる。

外部からのバックグラウンドは z 方向に進むにつれて事象数が指数関数で減少して

いくはずなので、
$f(z) = P_1 + \exp(P_2 - P_3 z)$（$P_1, P_2, P_3$ はフィットのための変数）
でフィットし外挿することで、このサンプルに含まれるバックグラウンドの事象数を見積もることができる。

図 8.12 の上図は、体積を図 8.11 のようにとるという点以外 7 章と同じ事象選択を行なって得たサンプルのビーム方向の発生点分布である。真ん中の図はオフスピルデータに同じ事象選択を行なった時の発生点 z 分布である。ビーム起源でないバックグラウンドの寄与を除くために、上図から下図を差し引く。その結果が図 8.12 の下図であり、明らかにビーム上流側で事象数が多い。フィットの結果

$$P_1 = 954 \pm 23.9\ [\mathrm{events/m}]$$
$$P_2 = 3.03 \pm 1.1.02\ [\mathrm{events/m}]$$
$$P_3 = 0.0108 \pm 0.00334\ [\mathrm{/cm}]$$

と求まった。ここで P_1 が z 方向で 1m あたりに検出器内で起こったニュートリノ事象数を表し、$\exp(P_2 - P_3 x)$ 部分が z 方向 1m あたりのビームに同期したバックグラウンド事象数を表している。表 8.3 の高速中性子バックグラウンド事象数 N_{BGbeam} はこの関数を元に、$300 > z > -300cm$ の領域を 1m 毎に区切って求めたものである。また各領域の総事象数 N も求めた。

この結果を用いて、7.1.4 節で決定した有効体積に含まれるビームと同期したのバックグラウンドを見積もる。方法としては表 8.3 で求められた各領域でのバックグラウンド事象数に、この解析と低エネルギーサンプル選択用の有効体積の違いの補正を行なう。以下くわしく述べる。

図 8.13 は解析に用いる体積を天頂方向から見たもの（円形の斜線部）とビームと同期したバックグラウンドを見積もるための体積（長方形部分）を表している。表 8.3 の各領域は、同期したバックグラウンドの見積もりに用いた体積と、低エネルギーサンプル選択のための体積が異なる。そこで各領域でこの解析で用いた体積と低エネルギーサンプル用の体積の比 R を求めて、事象数 N とビームと同期したバックグラウンドの事象数 N_{BGbeam} に R をかけて重みを与えた。その結果、解析に用いる有効体積に含まれるこのバックグラウンドの割合は表 8.3 を用いて

$$\frac{575 \pm 24}{21790 \pm 148} = 2.6 \pm 0.2\%$$

と求まった。

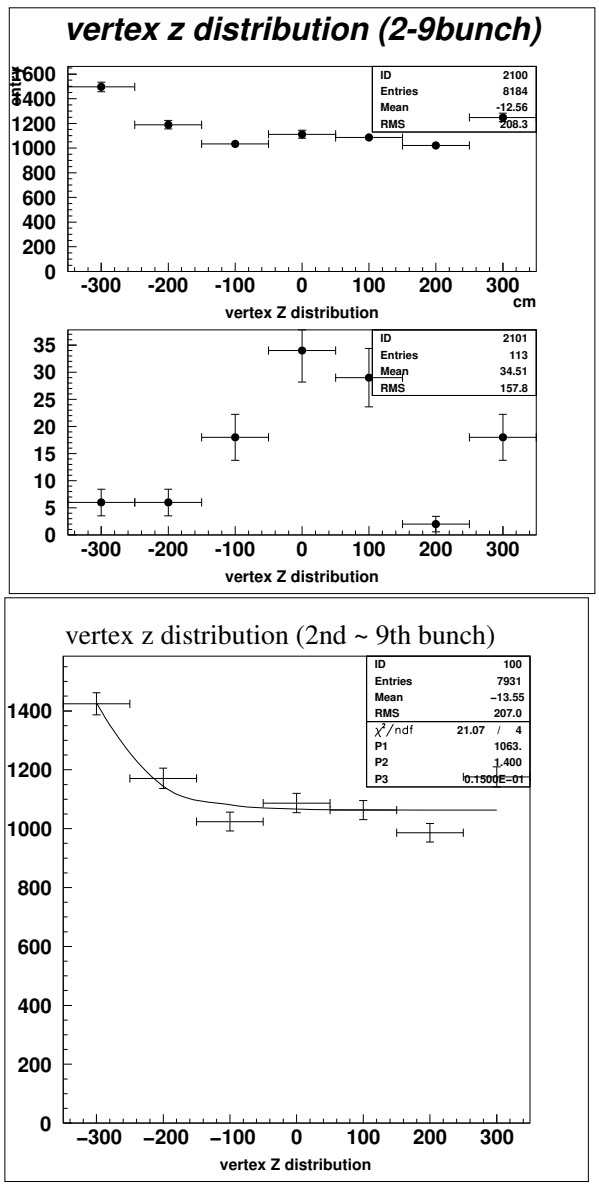

図 8.12: 再構成された発生点のビーム方向分布。上図はオンスピルデータ、真ん中の図はオフスピルデータ。上図から下図を差し引いて、指数関数でフィットしたのが下図。

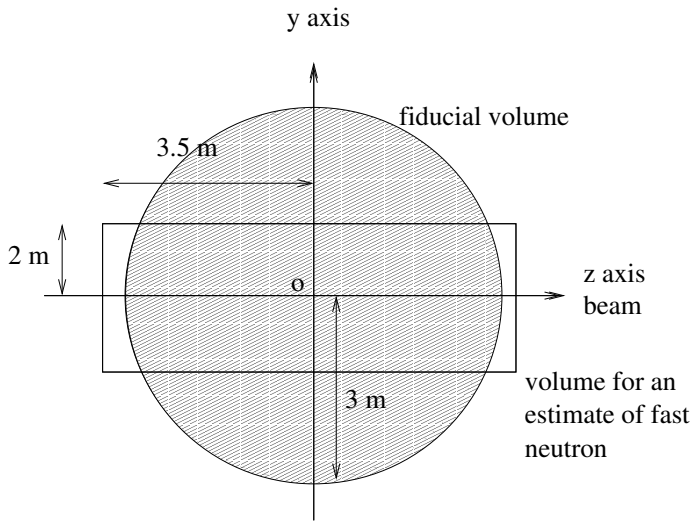

図 8.13: 2 種類の有効体積を検出器の天頂方向から見た図。斜線部が解析に用いる有効体積で、長方形がビームと同期したバックグラウンドの見積もりのために用いた体積。

領域	N	N_{BGbeam}	体積比 R	$N \times R$	$N_{BGbeam} \times R$
$300 > z \geq 200$	1191	172	2.21	2632	380
$200 > z \geq 100$	1128	39	3.68	4148	144
$100 > z \geq 0$	1156	9	4.20	4860	38
$0 > z \geq -100$	959	2	4.20	4031	9
$-100 > z \geq -200$	1051	1	3.68	3865	4
$-200 > z \geq -300$	1020	0	2.21	2254	0
計				21790	575

表 8.3: 各領域での事象数 N とビームと同期したバックグラウンドの事象数 N_{BGbeam}、低エネルギーサンプル選択時とこの見積もりの有効体積比 R、その補正をした後の低エネルギーサンプル中に含まれるビームと同期したバックグラウンドの事象数をまとめた表。

次にこのビームと同期したバックグラウンドの起源を考察する。もしこのバックグラウンドが検出器外からきたミューオンなどの荷電粒子であるならば、ビーム上流側にとりつけられた ANTI PMT が大きな光量を検出するはずである。図 8.14 の上図はこの ANTI PMT の全光量と発生点 z の関係を表した図であり、このうち全光量が 25pe を超える事象だけを選び、発生点 z 分布を求めたのが下図である。上図で検出器のビーム上流側に取り付けられている ANTI PMT と再構成された発生点ビーム方向分布で相関が見られない。また検出器外からの荷電粒子がもし入ってきていたと仮定すると、ANTI PMT の全光量が 25pe を超える事象の発生点 z 分布は上流に集まるはずである。しかしこれは図 8.14 の下図と矛盾する。よって上流から入射した荷電粒子起源ではない。

またこのフィットした結果の P_3 より、減衰長 $\lambda = \frac{1}{P_3} = 92 \pm 29cm$ と求まった。γ 線の放射長が 36cm であり、一方ニュートリノ反応でててくる中性子の運動量がおよそ 400MeV 以上であることから、nuclear collision length は $30 \sim 70$cm である。$\lambda = 92 \pm 29cm$ であることから、このバックグラウンドは中性子である可能性が高い。

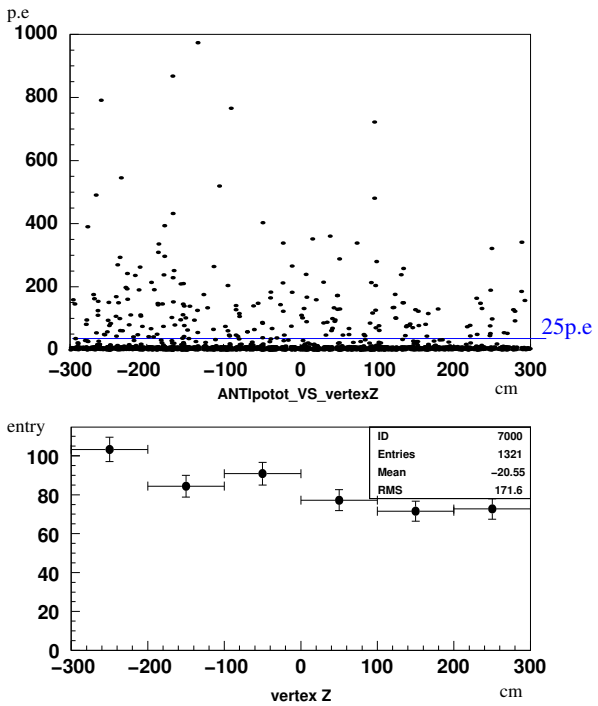

図 8.14: 上図は ANTI PMT の全光量と発生点のビーム方向分布で、下図は、上図の青線よりも上の領域 (ANTI PMT の全光量 >25pe 以上) でのビーム方向分布。

9 章の解析で用いるために、ビームと同期したバックグラウンドのヒット数分布、発生点分布、最大光量分布をもとめておく。ただし、高速中性子由来の発生点 z 分布は図 8.12 のフィットの結果を用いて求めた。それ以外の分布にはニュートリノ事象の特徴を用いて以下の手順で行なう。ヒット数分布 (図 8.15) を例にして説明する。

(1) 高速中性子バックグラウンドの含む割合が最も多い$-300 > z > -150cm$ 領域のヒット数分布 (上図) を求める。 (有効体積カット以外の事象選択は行なった。)

(2) 高速中性子バックグラウンドの含む割合が 1%と以下と見積もられた $300 > y > 150cm$ 領域のヒット数分布 (中図) を求める。

(3) ニュートリノ事象は一定であるので、(1) から (2) そ差し引くとニュートリノ事象以外、すなわち高速中性子バックグラウンドのヒット数分布 (下図) が求められる。

このヒット数分布と方法で、最大光量分布を求めた。また発生点分布に関しては低エネルギーサンプルの有効体積を用いて分布を求めた。

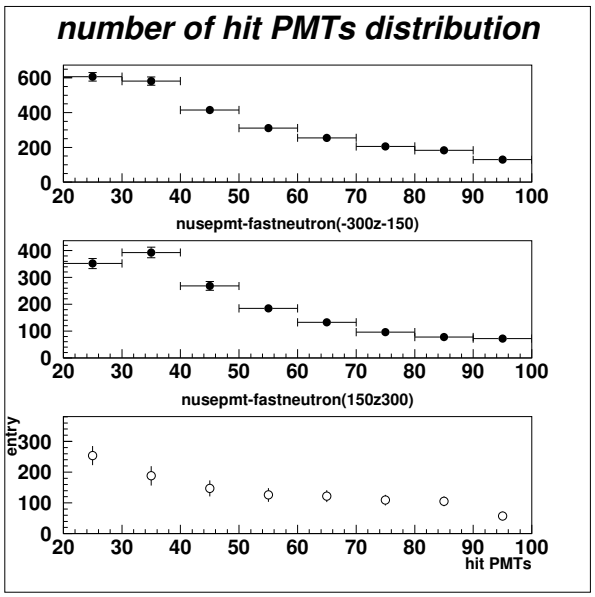

図 8.15: ヒット数分布。上図が $-150 > y > -300cm$ 領域、中図が $300 > y > 150cm$ 領域のヒット数分布。下図は上図から中図を差し引いた。

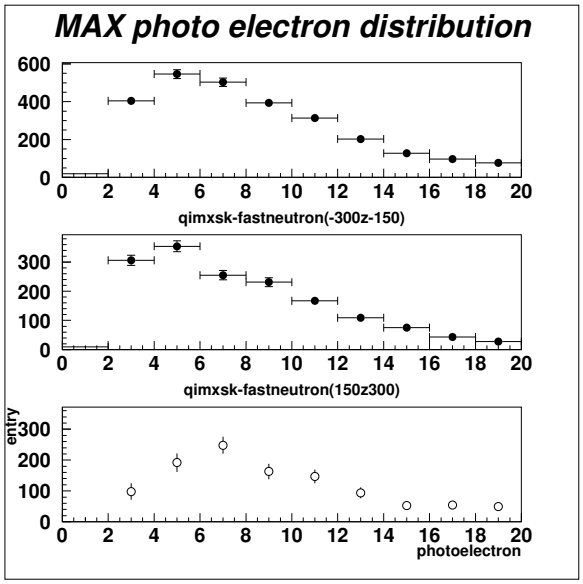

図 8.16: 最大光量分布。上図が $-150 > y > -300cm$ 領域、中図が $300 > y > 150cm$ 領域の最大光量分布。下図は上図から中図を差し引いた。

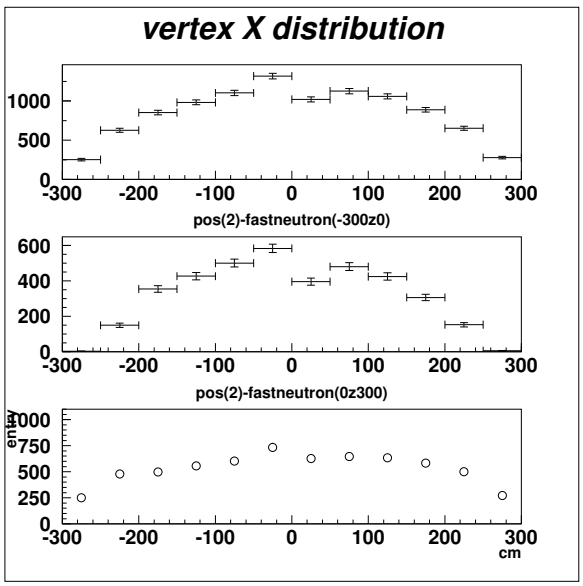

図 8.17: 発生点 x 分布。上図が $-150 > y > -300cm$ 領域、中図が $300 > y > 150cm$ 領域の y 分布。下図は上図から中図を差し引いた。

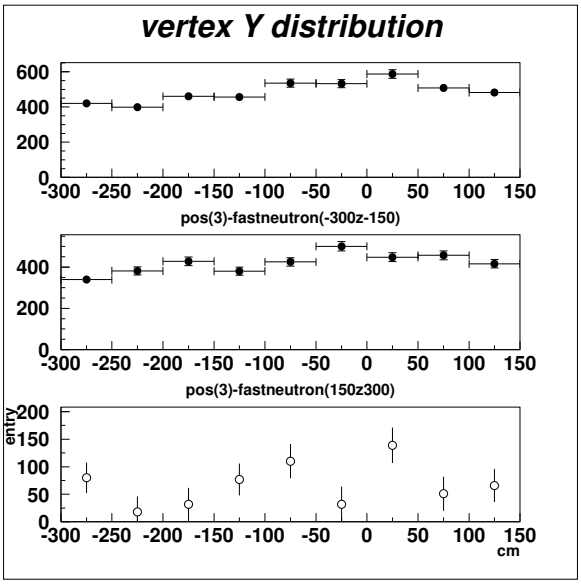

図 8.18: 発生点 x 分布。上図が $-150 > y > -300cm$ 領域、中図が $300 > y > 150cm$ 領域の y 分布。下図は上図から中図を差し引いた。

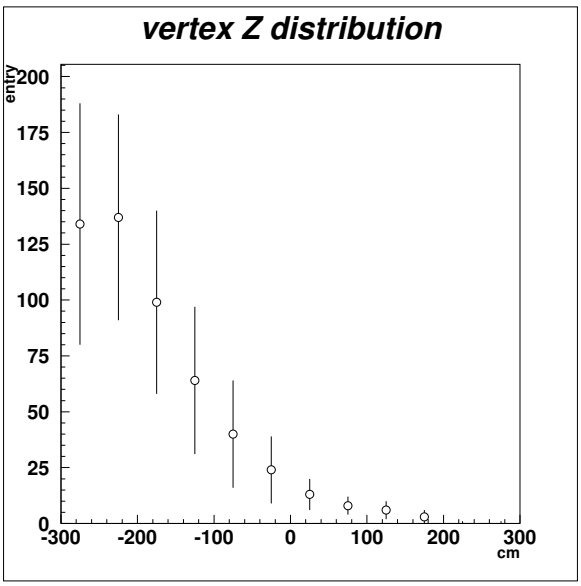

図 8.19: フィット関数を用いて求めた高速中性子由来のバックグラウンドの発生点 z 分布。

8.4 まとめ

本章で見積もられたバックグラウンドについてまとめる。
ビーム起源でないバックグラウンド 4.4 ± 0.2 %
ビーム起源で遅れてくるバックグラウンド 2.1 ± 0.6 %
ビームと同期でやってくるバックグラウンド 2.6 ± 0.2 %
これにより、低エネルギーサンプルに含まれる、検出器中でのニュートリノ反応以外のバックグラウンドの割合は計9.1 ± 0.7%と求められた。

第9章　低エネルギーニュートリノ事象の解析

本章では7章で選んだ低エネルギーニュートリノサンプルから8章で求めたバックグラウンドを引いて、原子核γ線を含むニュートリノ反応による低エネルギー(22MeV以下)事象のシグナルを観測した。以下、このニュートリノの反応による低エネルギー事象を「低エネルギーニュートリノ事象」と定義する。本章では低エネルギーニュートリノ事象の観測数をモンテカルロシミュレーションの予想値と比較し、ヒット数分布などの様々な分布を比較した。

9.1　低エネルギーニュートリノ事象数

7章の事象選択をK2K-II実験の2003年1月から6月までのデータ(4190066スピル)に適用し、低エネルギーサンプル20,361事象がえられた。また8章でバックグラウンドは$9.1\pm0.7\%$と見積もられたので、ニュートリノ反応による低エネルギー事象のシグナルは

$$(20361 \pm 142) \times \{1 - (9.1 \pm 0.7\%)/100\} = 18508 \pm 192 \text{ 事象 (系統誤差のみ)} \quad (9.1)$$

が測定された。

まず低エネルギーサンプルのヒット数分布、最大光量分布、発生点分布から、8章で求めたバックグラウンドの分布を引くことで、低エネルギーニュートリノ事象の分布を求める。図9.1にヒット数分布を示す。左上図がビーム起源でないバックグラウンド、右上図はスカイシャインバックグラウンド、左下図はビーム起源の中性子由来バックグラウンドのヒット数分布である。右下図の黒丸がバックグラウンドを引く前の低エネルギーニュートリノサンプルの分布で、斜線部が全てのバックグラウンドを足した分布である。ただし最も主要な原子核γ線のエネルギーである6MeVは30ヒットPMTに相当する。

次に図9.2に最大光量分布を示す。低エネルギーニュートリノサンプルとビーム起源でないバックグラウンドの最大光量分布がスカイシャインと高速中性子由来のバックグラウンドの最大光量分布に比べて小さくなっている。これはスカイシャインが1 kt検出器の上部に、また高速中性子由来のバックグラウンドがビーム上流側に固まって

いて、壁 (PMT) に近い点で事象が発生しており、1 本あたりの PMT が検出する光量が大きくなるためである。

図 9.3、図 9.4、図 9.5 に発生点分布 x,y,z を示す。発生点 x,z 分布において原点 0 から離れるに従って事象数が減少している。これは有効体積が xz 平面で円形に (図 8.11 の斜線部) なっているために、発生点 x,z 分布の各ビンの面積が原点から離れるにしたがって小さくなっていることによる。また発生点 x,z 分布は 0 付近の事象数が少なくなっているが、これは再構成のためのプログラムによると考えられ、今後改善が必要な点である。

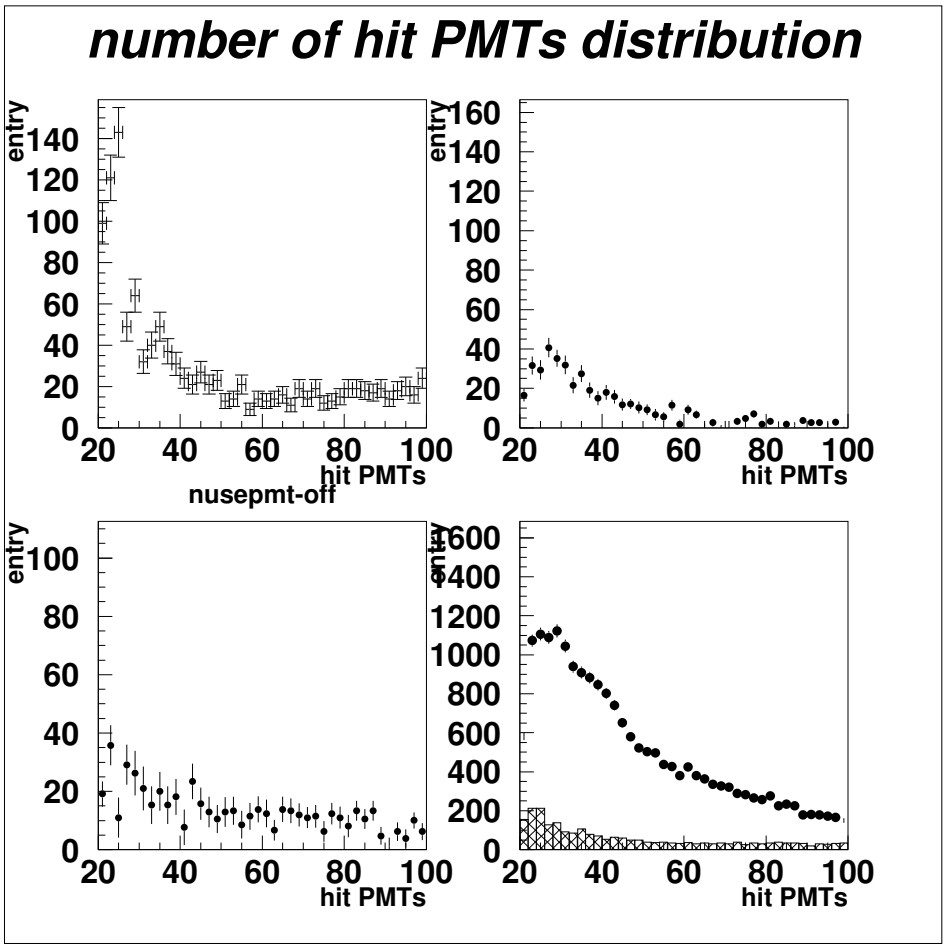

図 9.1: ヒット数分布。左上図がビーム起源でないバックグラウンド、右上図がスカイシャイン、左下図が高速中性子由来のバックグラウンドサンプル。右下図の黒丸はバックグラウンドを引く前の低エネルギーニュートリノサンプル、斜線部はバックグラウンドを全部足しあわせたときの分布。

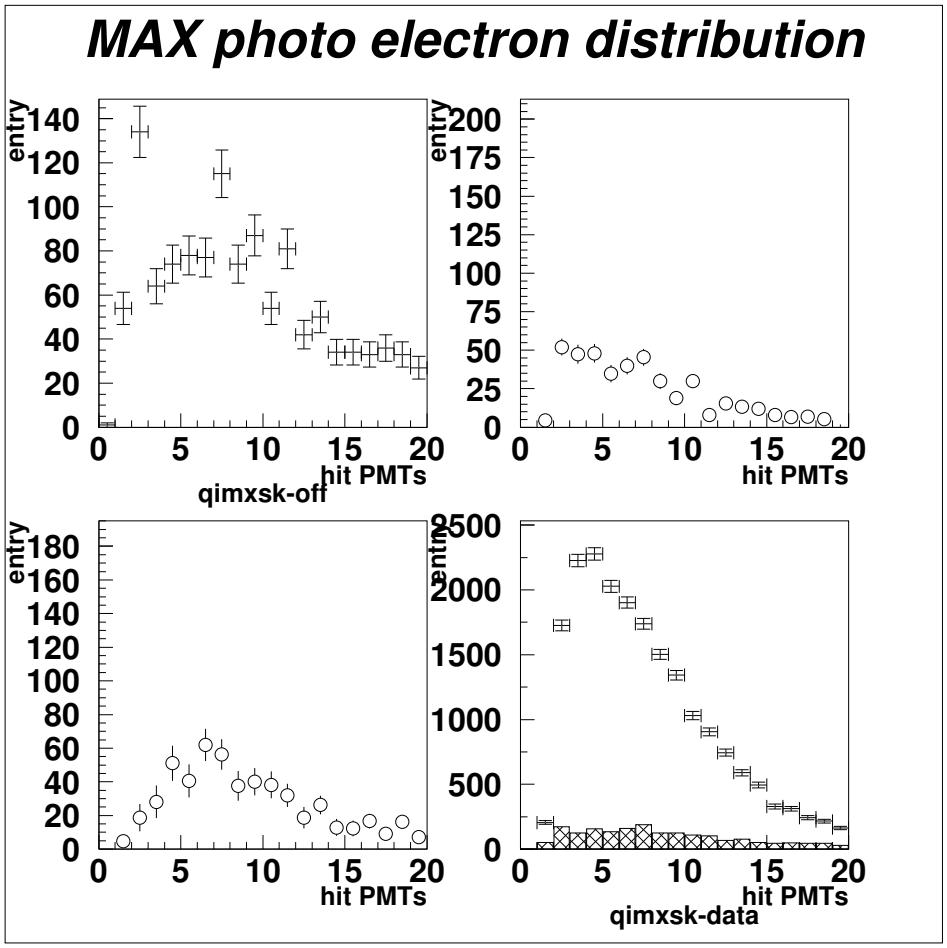

図 9.2: 最大光量分布。左上図がビーム起源でないバックグラウンド、右上図がスカイシャイン、左下図が高速中性子由来のバックグラウンドサンプル。右下図の黒丸はバックグラウンドを引く前の低エネルギーニュートリノサンプル、斜線部はバックグラウンドを全部足しあわせたときの分布。

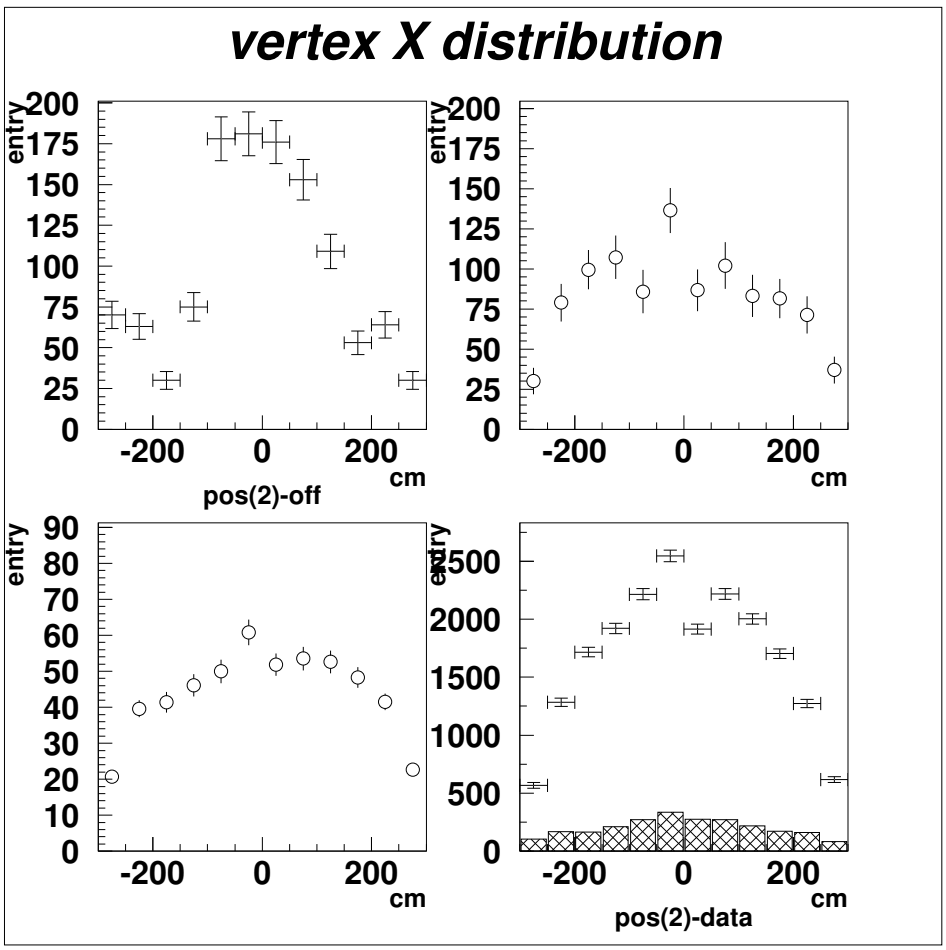

図 9.3: 発生点 x 分布。左上図がビーム起源でないバックグラウンド、右上図がスカイシャイン、左下図が高速中性子由来のバックグラウンドサンプル。右下図の黒丸はバックグラウンドを引く前の低エネルギーニュートリノサンプル、斜線部はバックグラウンドを全部足しあわせたときの分布。

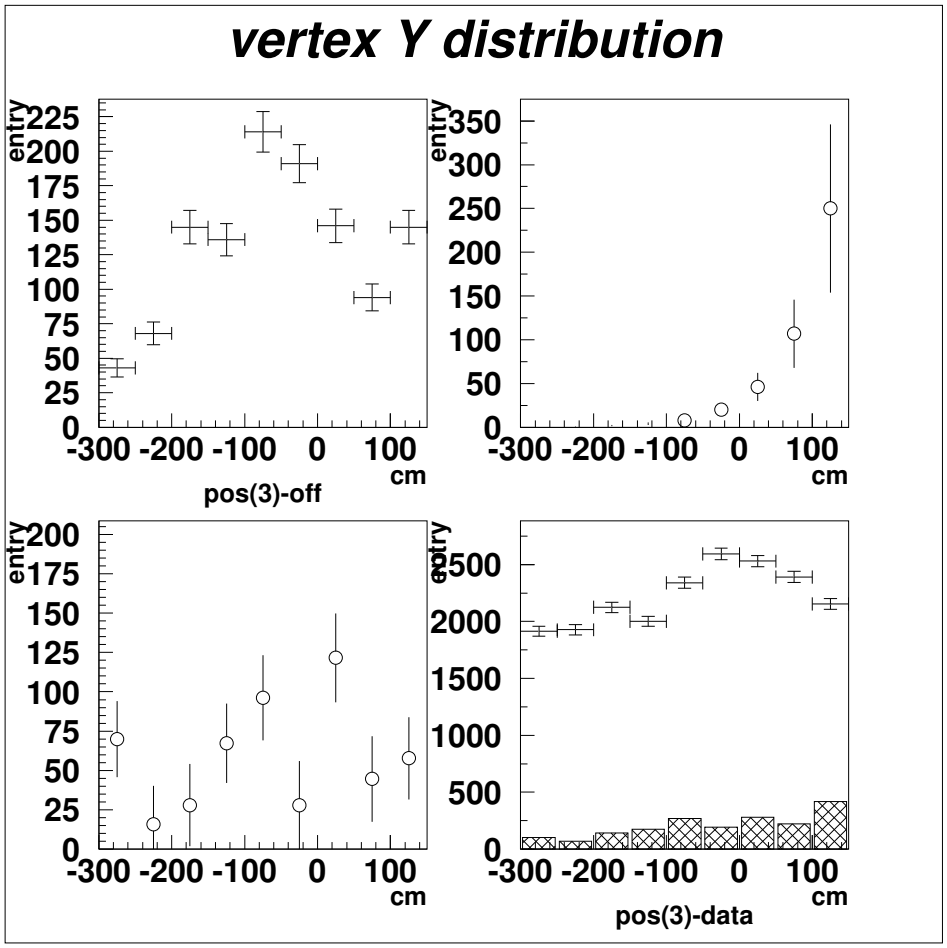

図 9.4: 発生点 y 分布。左上図がビーム起源でないバックグラウンド、右上図がスカイシャイン、左下図が高速中性子由来のバックグラウンドサンプル。右下図の黒丸はバックグラウンドを引く前の低エネルギーニュートリノサンプル、斜線部はバックグラウンドを全部足しあわせたときの分布。

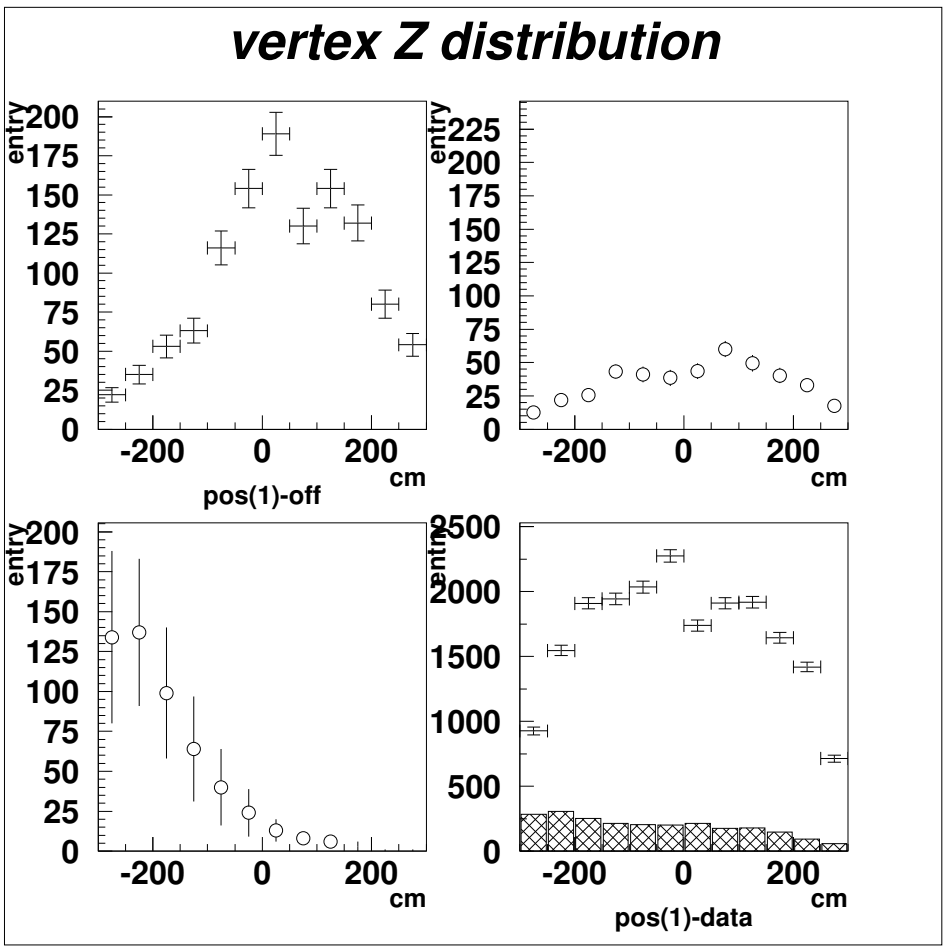

図 9.5: 発生点 z 分布。左上図がビーム起源でないバックグラウンド、右上図がスカイシャイン、左下図が高速中性子由来のバックグラウンドサンプル。右下図の黒丸はバックグラウンドを引く前の低エネルギーニュートリノサンプル、斜線部はバックグラウンドを全部足しあわせたときの分布。

9.2　モンテカルロシミュレーションとデータの比較

前節で低エネルギーニュートリノ事象が測定されたので、このシグナル事象とモンテカルロシミュレーションとの比較を行なった。シミュレーション事象は高エネルギーのニュートリノ反応事象で規格化した。

9.2.1　モンテカルロシミュレーションとデータの規格化

モンテカルロシミュレーションは 1000pe (100MeV 相当) 以上のエネルギー領域のニュートリノ事象ではよく調整されており、データとシミュレーションで分布がよく一致している。一方、本研究の数 MeV というエネルギー領域ではシミュレーションはまだ十分開発されていない。そこでシミュレーションとデータの事象数の規格化は 1000pe 以上のニュートリノ事象数を用いて行う。

本節ではまず 1000pe 以上のニュートリノ事象選択について説明する。次にデータと事象選択にそれを適用して、様々な分布を比べて一致していることを確認する。

1000pe 以上のニュートリノ事象選択

1000pe 以上のニュートリノ事象を選択するために、以下のような事象選択をシミュレーションとデータに課した。

⟨ データとシミュレーション共通の事象選択 ⟩

- 有効体積を ϕ2m×2m の円筒形でとる。(25t)
- 全光量 > 1000pe
- Fully Contained(検出器のタンク内で発生し、そして静止した) 事象の選択 (最大光量 < 200pe)

⟨ データのみの事象選択 ⟩

- 1000pe 以上を 1 事象と定義して、FADC で 1 スピル中 1 事象のスピルを選択 200pe)
- 2∼9 バンチ目の事象を選択

有効体積 25t は図 9.6 にあるように, 1 kt 水チェレンコフ検出器のタンク中心からビーム上流にかけて円筒形に定義した。低エネルギーニュートリノ事象を測定する有効体積とは異なっている。なぜなら原子核 γ 線の事象数は 1000pe 以上のニュートリノ事象数よりも同体積では 1 桁以上少ないので、事象数を増やすためにより大きな有効体積を選んだ。

Fully Contained 事象の選択は、粒子が壁まで届いていないことを要求する最大光量 200pe 以下というカットを用いることで効率良く Fully Contained 事象を選択できる。データには 1 スピル多重事象のものがあるがシュミレーションでは考慮されていない。そこで FADC を用いて各スピルに 1000pe 以上の事象が 1 スピル 1 事象のもののみを選択した。事象選択によって作られた 1000pe 以上のニュートリノ事象サンプルを以後「高エネルギーニュートリノサンプル」と呼ぶ。

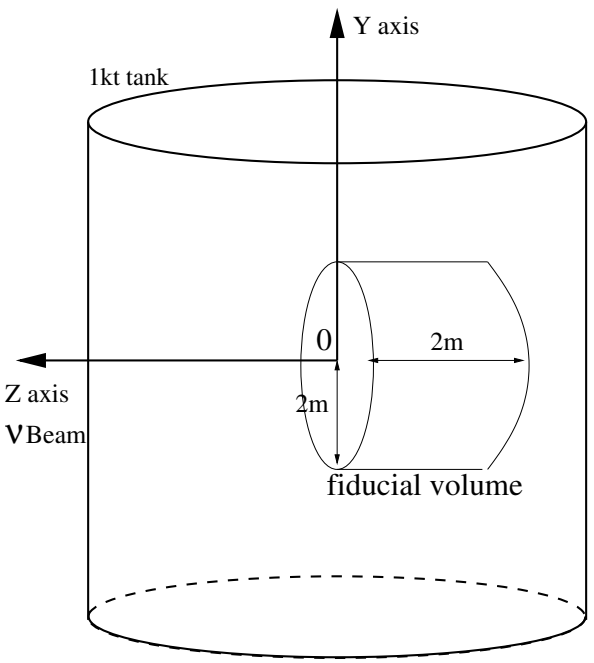

図 9.6: 1 kt 水チェレンコフ検出器のオフィシャルでの有効体積。

結果

前節の事象選択をデータとシミュレーションにおこない、その事象数を以下に求めた。

データ	31809 ± 178 事象 (統計誤差のみ)
シミュレーション	25543 ± 287 事象 (統計誤差のみ)

次にデータの分布を、規格化したシュミレーションの分布と比較した。図 9.7 に全光量分布 (左上図) と発生点分布 (右上図が発生点 x 分布、左下図が発生点 y 分布、右下図は発生点 z 分布) を示す。全光量分布では 10000pe 以上の領域でデータの方がシミュレーションよりもやや事象数が多くなっているが、おおよそ良い一致を示している。

一方、再構築された発生点分布はデータとシミュレーションで良い一致を示している。またビーム方向 (z) 分布において z が大きくなるとともに事象数が減少している。これはビーム下流で発生した事象はビーム下流の壁から抜けてしまう確率が大きく、Fully Contained 事象選択のカットで落ちる確率が大きいためである。

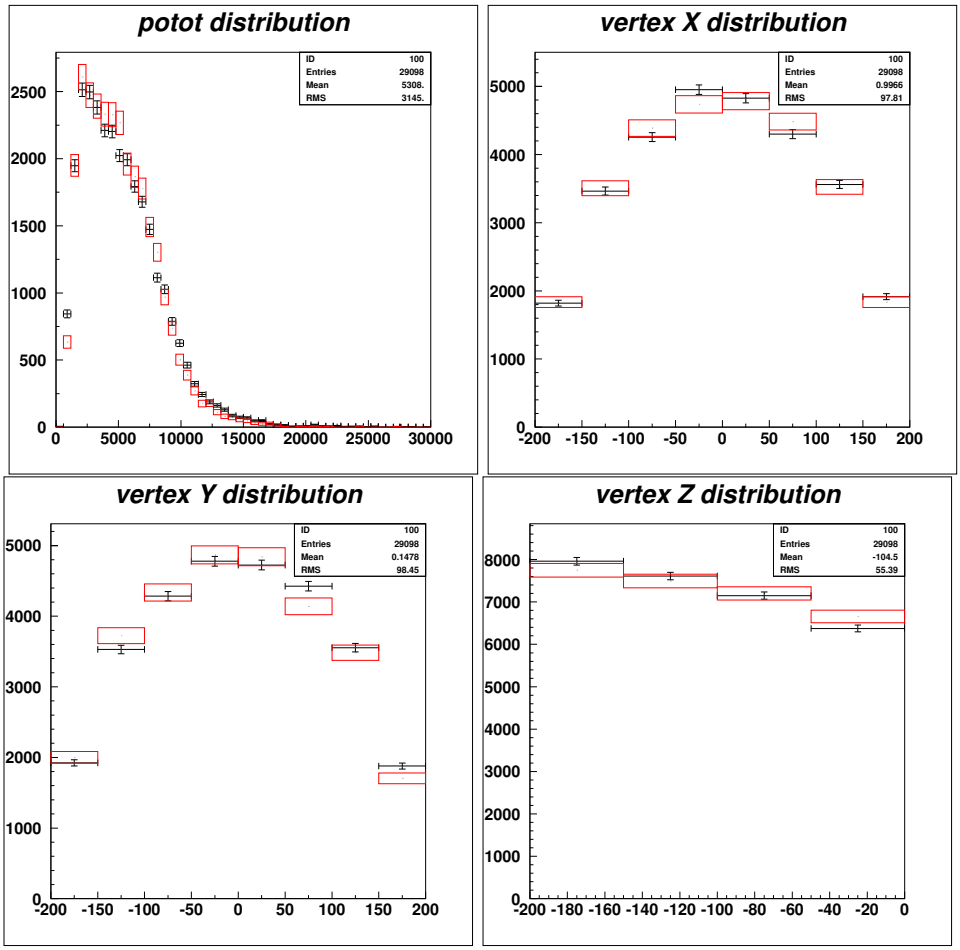

図 **9.7:** 1000pe 以上のニュートリノ事象の全光量分布 (左上図)、ビーム方向分布 (右上図)、天頂方向分布 (左下図) と水平方向分布 (右下図)。赤がモンテカルロシミュレーションで, 黒がデータ。

シミュレーション事象を規格化するには、シミュレーションでは考慮されていない 1 スピル 1 事象という選択でカットされた事象数の補正を行なう必要がある。高エネルギーニュートリノ事象サンプルのデータの総事象数は表 9.1 を使うと

$$\begin{aligned} \text{データ} &= 31809 \times 1 + 2653 \times 2 + 141 \times 3 + 6 \times 4 \\ &= 37560 \pm 194 \text{ 事象} \end{aligned}$$

ともとまった。よってシミュレーションを規格化する係数は

$$\frac{37560}{25543} = 1.47$$

と求まった。以後全てのシミュレーションをこの係数を使って規格化する。

1 スピルあたりの事象数	スピル数*)*
1	31809
2	2653
3	141
4	6

表 **9.1:** データの 1 スピルあたりの事象数とそのスピル数

9.2.2　低エネルギーニュートリノ事象ののデータとシミュレーションの比較

事象数の比較

表 9.2 に低エネルギーニュートリノ事象数をまとめた。??節で求めた係数 1.47 を用いてシミュレーションの低エネルギーニュートリノサンプル事象数を規格化すると

$$22923\times = 33707 \pm 433 \quad \text{事象} \tag{9.2}$$

データは,1 スピル 1 事象のカットが行なわれている。このカットの効率をシミュレーションに加えるために、7.1.1 節で求めた多重事象度 $\mathrm{M}(=1.98)$ を用いて補正をすると、シミュレーションが予想する低エネルギーニュートリノ事象数を比較すると

$$(33707 \pm 433)/1.98 = 17023 \pm 260 \quad \text{事象} \tag{9.3}$$

と求められた。(誤差は統計誤差のみ) データの低エネルギーニュートリノの事象数が、ニュートリノ事象数で規格化されたシミュレーションの低エネルギーニュートリノ事象数よりも

$$\frac{18508 \pm 191}{17023 \pm 260} = 1.09 \pm 0.002 \tag{9.4}$$

9 %多くなっている。事象で詳しくのべるが、検出器の系統誤差を考慮していないので、データにはこの 9%を議論できる精度はないが、ほぼシミュレーションで予想されたレベルで低エネルギーニュートリノ事象が観測された。

モンテカルロシミュレーションとデータの分布の比較

次にデータとシミュレーションの分布を比較する。図 9.8 にヒット数分布をを示す。黒がデータの低エネルギーニュートリノ事象で、ボックスがシミュレーションの低エネルギーニュートリノ事象、緑がシミュレーション中の原子核 γ 線である。7.2 節で述べたように、シミュレーション中には 70%の中性カレント反応由来の原子核 γ 線が含まれている。

	低エネルギーニュートリノ事象数
データ	18508±191
シミュレーション	17023±260 (22923±151)

表 9.2: 低エネルギーニュートリノ事象数をまとめた表。シミュレーションの低エネルギーニュートリノ事象数は規格化後の数で、括弧内の数字が規格化する前の事象数。誤差は統計誤差のみ。

残る 30%は中性カレント反応ではじき出された核子が別の原子核と散乱して生成される γ 線と、荷電カレント反応由来の原子核 γ 線である。20 から 30 ヒット付近 (4∼6MeV) ではデータがシミュレーションよりもおよそ 25%多くなっている。これは検出器のキャリブレーションに原因があるか、あるいはモンテカルロシミュレーションのモデルに問題があるか、まだ解明できていない。次章で考察する。

また図 9.9 に最大光量分布を示す。データの分布がシミュレーションよりも光量の大きい方へシフトしている。これは図 6.8 に示したキャリブレーションデータで、全光量分布において、フィットの中心値が 5%データの方がシミュレーションよりも大きいという傾向と一致する。

図 9.10、図 9.11、図 9.12 に発生点 x,y,z 分布を示す。どの図もシミュレーションとデータの事象数の分だけ、データの方が事象数が多いが、分布の形はよく一致している。

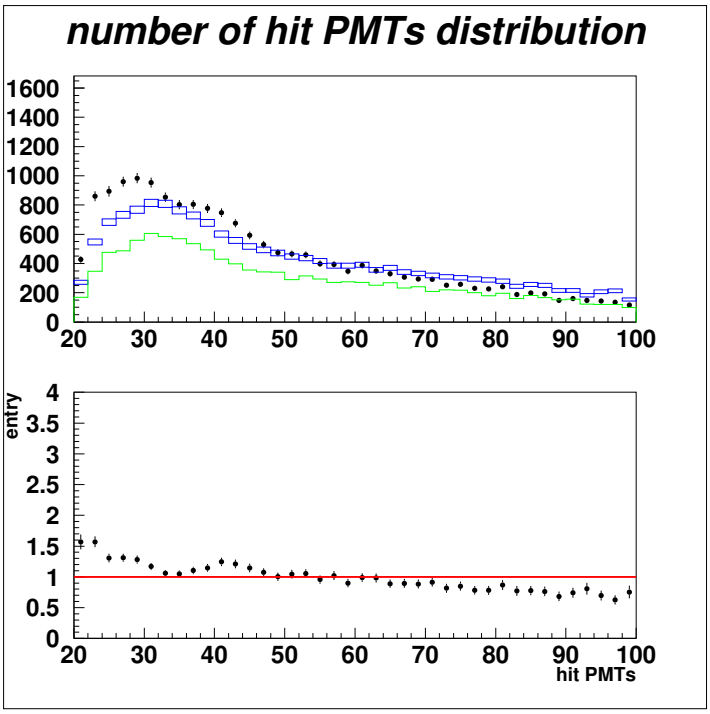

図 9.8: ヒット数分布。上図の黒がバックグラウンドを全て引いたデータの低エネルギーニュートリノ事象、青がシミュレーションの低エネルギーニュートリノ事象、緑がシミュレーション中の原子核 γ 線の分布である。下図は各ビン毎にデータの事象数をモンテカルロで割った値である。

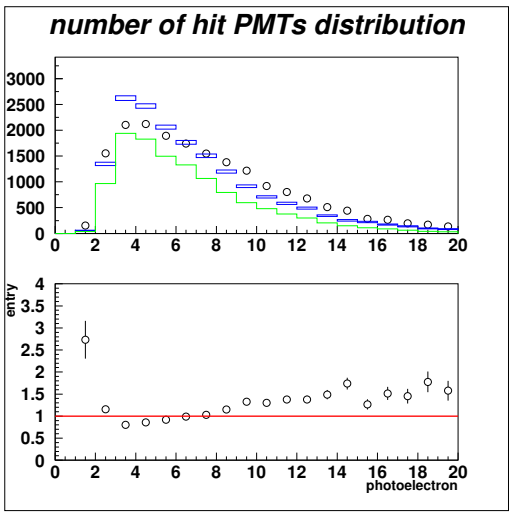

図 9.9: 最大光量分布。上図の黒がバックグラウンドを全て引いたデータの低エネルギーニュートリノ事象、青がシミュレーションの低エネルギーニュートリノ事象、緑がシミュレーション中の原子核 γ 線の分布である。下図は各ビン毎にデータの事象数をモンテカルロで割った値である。

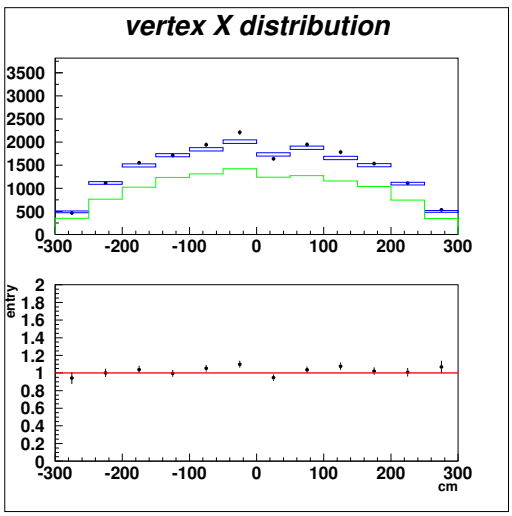

図 9.10: 発生点 x 分布。上図の黒がバックグラウンドを全て引いたデータの低エネルギーニュートリノ事象、青がシミュレーションの低エネルギーニュートリノ事象、緑がシミュレーション中の原子核 γ 線の分布である。下図は各ビン毎にデータの事象数をモンテカルロで割った値である。

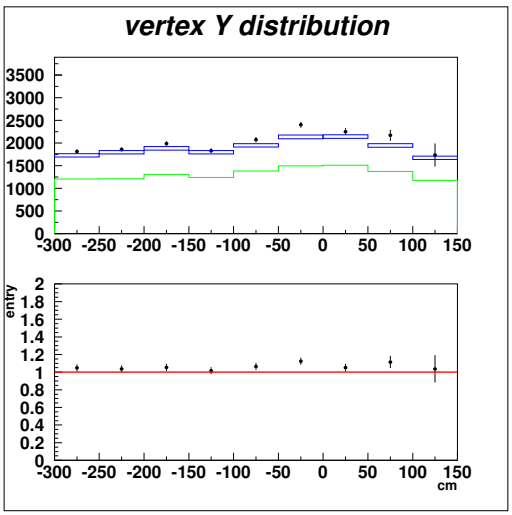

図 9.11: 発生点 y 分布。上図の黒がバックグラウンドを全て引いたデータの低エネルギーニュートリノ事象、青がシミュレーションの低エネルギーニュートリノ事象、緑がシミュレーション中の原子核 γ 線の分布である。下図は各ビン毎にデータの事象数をモンテカルロで割った値である。

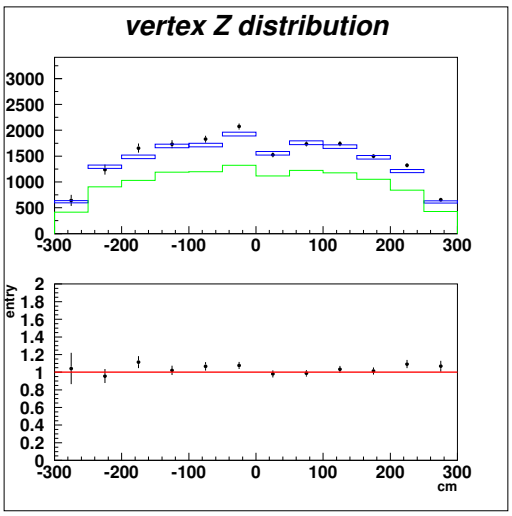

図 9.12: 発生点 z 分布。上図の黒がバックグラウンドを全て引いたデータの低エネルギーニュートリノ事象、青がシミュレーションの低エネルギーニュートリノ事象、緑がシミュレーション中の原子核 γ 線の分布である。下図は各ビン毎にデータの事象数をモンテカルロで割った値である。

9.3　結果

本研究では K2K-II 実験 1 月 ∼6 月の観測データ (4,190,066 スピル) から低エネルギーサンプルとして 20361 事象を観測した。そしてデータサンプルに含まれる、検出器中でのニュートリノ反応以外のバックグラウンド事象を 9.1 ± 0.7 %と見積もった。このバックグラウンドを差し引き、初めて低エネルギーのニュートリノ起源の事象

$$18508 \pm 192 \text{ 事象 (系統誤差のみ)}$$

を観測した。

なお、同じ事象選択をシミュレーションに対して行なったところ、17023 事象が予測され、と観測値に近い値を得た。

9.4　考察と今後

現在の解析状況では前節の予測値と観測値の差、$\frac{18508-17023}{18508} = 9\%$ を議論できる精度にない。この観測値からシミュレーションのモデル、つまりニュートリノ中性カレント反応による原子核 γ 線モデルを確認するためには、現在ある実験上の問題や不定性をまず解決する必要がある。実験における課題は

- 6.4 節より低エネルギー領域におけるシミュレーションとデータでのエネルギー分解能の違い
- シミュレーションとデータでの再構成された発生点分布の位置分解能の違いからくる、有効体積の不定性
- エネルギースケールの不定性による系統誤差の見積もり
- 検出器外から入ったバックグラウンドの見積もりによる系統誤差
- 多重事象の取り扱い

がある。そしてシミュレーションで用いているモデルにおいても次の不定性が考えられる。

- 4MeV 以下の原子核 γ 線の準位や分岐比がわかっていないことによる不定性
- 中性カレント (NC) 反応の反応断面積からくる不定性
- 原子核 γ 線測定のバックグラウンドの一つとなる、NC 反応によって弾き出された核子の散乱断面積、及びその後原子核と反応して γ 線を放出する過程の不定性

今後中性カレント反乱由来の原子核 γ 線の検出を行なうためには、本研究でもとめた低エネルギーニュートリノ事象に含まれるバックグラウンドの割合を減らす、あるいはデータによって見積もりを行ない差し引かなければならない。そこでバックグラウンドについてシミュレーションの低エネルギーニュートリノ事象を用いて考察する。7.2 節でのべたように、低エネルギーニュートリノ事象に含まれるバックグラウンドは 30%ある。15%は NC 反応よって弾き出された核子が他の原子核や電子と散乱して γ 線や電子をだす事象であり、12%(表 7.3 参照) は荷電カレントによるものである。荷電カレントによるバックグラウンドの割合は、CC 反応で生成されたミューオンが崩壊してできた電子を観測することで見積もることができる。この方法によって、荷電カレント反応のバックグラウンドを見積った時、CC 反応のバックグラウンドを差し引いたサンプル中における、原子核 γ 線の割合は最大で $\frac{100-30\quad[\%]}{100-12\quad[\%]}$=80%程度まで改善できると予想される。一方で、NC 反応の反跳核子が他の原子核と散乱することで放出される γ 線は、原子核 γ 線と区別がつかないため、サンプルから排除することもまたデータで独自に見積もることも不可能であると考えられる。

ただ本研究の根本的な動機である、中性カレント反応同定によるニュートリノ振動の解析という観点に立ったとき、中性カレント事象ならばどういうモードででも良い。そう考えると、NC 反応の核子が他の原子核と散乱して放出される γ 線はバックグラウンドではなく、検出したいシグナルとなる。前述の実験における課題の解明を行ない、CC 反応を崩壊電子から見積もることができれば、この低エネルギーニュートリノ事象を用いて振動解析をできる可能性がある。

第10章　結論

K2K 実験では荷電カレント反応で生成されたミューニュートリノの事象数の減少で振動をみているので、ミューニュートリノが電子、タウニュートリノに振動しているのか、あるいはステライルニュートリノに振動しているのかが区別できない。一方で中性カレント反応の散乱断面積はフレーバーの違いに寄らないので、その反応を同定する事で、電子、ミュー、タウニュートリノの区別をせず三種合計の事象数を測定できる。つまり中性カレント反応の同定によってミューニュートリノがタウ、あるいはステライルニュートリノのどちらに振動しているかを検証できる。K2K、$Super-Kamiokande$ では現在 π^0 を使って中性カレント反応を同定している。しかし統計が少ないので、より中性カレント反応起源の事象数を増やすために、新たな同定方法が必要である。そこで原子核 γ 線を用いて同定するという新たな可能性を探るために、その予備研究として低エネルギーニュートリノ事象を 1 kt 水チェレンコフ検出器を用いて調べた。

これまで 1 kt 水チェレンコフ検出器を用いた研究は観測エネルギーが 100MeV 以上の領域で行なわれてきており、今回初めて 10MeV 以下の事象について研究をおこなった。そこでまず 10MeV 以下の事象の発生点を再構成するために Super-Kamiokande の太陽ニュートリノグループが開発した 10MeV 領域のための再構成プログラムを 1 kt 検出器に導入し、性能を評価した。その結果、真の発生点と再構成された発生点分布のフィットの中心値とのずれがデータで 6cm 以下、シミュレーションで 4cm 以下であることを確認し、このプログラムが 1 kt 水チェレンコフ検出器で低エネルギー事象の発生点を再構成できるということを確かめた。

次に解析で用いるシミュレーションとデータのエネルギースケールが、10MeV 以下のエネルギー領域で一致するかをキャリブレーションデータを用いて確かめた。その結果、エネルギースケールはデータとシミュレーションの全光量分布ではデータの方が 2.4%大きくなっていたが、ヒット数分布は 0.5%の範囲で一致することを確認した。

そして K2K 実験の 2003 年 1 月から 6 月までの期間で収集されたデータを解析し、バックグラウンド事象を $9.1 \pm 0.7\%$ と見積もった。そしてバックグラウンドをさしひくことで、ニュートリノ反応によって生成された低エネルギー事象 18508 ± 192 を初めて観測した。この結果により、中性カレント反応同定に原子核 γ 線を用いて行なうという、新たなチャンネルへの可能性を開いた。

原子核 γ 線の検出を行なうための今後の課題として、低エネルギーニュートリノ事象に含まれる荷電カレント反応由来のバックグラウンドの見積もりを行ない、差し引くことが可能と考えられる。また解析する際の検出器の理解をふかめて、検出器から

くる系統誤差を減らす必要がある。

関連図書

[1] M.Ishituka, et al. Latest results from super-kamiokande. *Nuclear Physics A*, Vol. 721, pp. 509–512, 2003.

[2] K. S. Hirata, et al. Experimental study of the atmospheric neutrino flux. *Phys. Lett.*, Vol. B205, p. 416, 1988.

[3] R. Becker-Szendy, et al. The electron-neutrino and muon-neutrino content of the atmospheric flux. *Phys. Rev.*, Vol. D46, pp. 3720–3724, 1992.

[4] W. Anthony Mann. New results on atmospheric neutrinos from soudan 2. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, Vol. 91, pp. 134–140, 2000.

[5] K. Daum, et al. Determination of the atmospheric neutrino spectra with the frejus detector. WUB-95-03.

[6] M. Aglietta, et al. Experimental study of atmospheric neutrino flux in the nusex experiment. *Europhys. Lett.*, Vol. 8, pp. 611–614, 1989.

[7] S. H. Ahn, et al. Detection of accelerator produced neutrinos at a distance of 250-km. *Phys. Lett.*, Vol. B511, pp. 178–184, 2001.

[8] E.Ejiri. Nuclear deexicitations of nucleon holes associated with nucleon decays in nuclei. *Phys.Rev.*, Vol. C48, pp. 1442–1445, 1993.

謝辞

本論文の執筆、またそれまでの研究において多くの方のお力添えがありました。言葉にならない謝意の念に満たされております。

西川 公一郎先生にはわたしの指導教官として多くのことを教え導いて頂くとともにK2Kというすばらしい実験に参加させていただく機会を頂きました。中家 剛先生には私の行なった研究の全てで数え切れないほど多くの御指導をいただきました。横山将志先生には気軽に相談にのっていただき、多くの助言を頂きました。

伊藤好孝先生、三浦真先生、峰俊一先生には1 kt水チェレンコフ検出器に関する様々なことを一から教えて頂き、また相談にのっていただきました。

当ニュートリノグループにおきましても多くの方に謝意を述べなくてはなりません。加藤 一成さんには1 kt水チェレンコフ検出器の全てのことを手とり足とり教えて頂き、時に母のように時に偉大な先輩として研究から私生活にわたるまで様々なアドバイスをいただきました。

前坂比呂和さんには研究においての助言から、「酒は飲んでも飲まれるな」という言葉の大切さまで色々勉強させて頂きました。長谷川 雅也さんには研究の話しから下らない雑談、果ては夫婦漫才の相手まで色々お世話になりました。山本真平さんにはソフト面でいろいろ教えて頂きました。上田 俊輔君、佐々木 通君、森田 太智君には愚痴からくだらない話しまで様々にのっていいただき、僕の精神的ささえとなってくれました。平井克樹君、久保田淳君には話相手になってもらいました。

小林 隆助教授、早戸 良成助手、市川(近藤)温子助手、岩下 大器さん、横山 広美さんをはじめ多くの方々に生活面でお世話になるとともに、私をあたたかく受け入れていただきました。感謝しております。

また京都大学高エネルギー物理学研究室の皆様方にも非常にお世話になっております。

最後にわたしの研究生活をあたたかく見守っていただいている両親、祖母に感謝いたします。

2004年1月 林和彦

図 目 次

1.1 Super-Kamiokande の大気ニュートリノサンプル中の電子事象 (左図) とミューオン事象 (右図) の天頂各分布 10

2.1 K2K 長基線ニュートリノ振動実験 11
2.2 Super-Kamiokande で観測される ν_μ のエネルギー分布 (シミュレーション) 12
2.3 K2K 実験における、ニュートリノ振動の探索領域 13
2.4 ニュートリノビームライン 15
2.5 電磁ホーンシステム 16
2.6 ν_μ ビームのエネルギー分布と空間分布 (シミュレーション) 17
2.7 前置検出器 18
2.8 Super-Kamiokande 検出器 21

3.1 チェレンコフリングのイメージ図 23
3.2 1 kt 水チェレンコフ検出器の構造 24
3.3 純水製造装置の概略図 26
3.4 20 インチ光電子増倍管の形状 27
3.5 20 インチ光電子増倍管の量子効率 28
3.6 1 kt 水チェレンコフ検出器のデータ収集システムの概略図 30

5.1 典型的な事象の時間分布 36
5.2 Ni 容器の概観図 38
5.3 1 kt 水チェレンコフ検出器の座標系 39
5.4 ニッケル容器を (x,y,z) = (75cm,0,-75) に設置したときの測定データを再構成した発生点分布。上から x,y,z 分布。横軸は cm で、縦軸は事象数。 40
5.5 ニッケル容器を (x,y,z) = (75cm,200,-75) に設置したときの測定データを再構成した発生点分布。上から x,y,z 分布。横軸は cm で、縦軸は事象数 41
5.6 ニッケル容器を (x,y,z) = (75cm,-200,-75) に設置したときの測定データを再構成した発生点分布。上から x,y,z 分布。横軸は cm で、縦軸は事象数 42
5.7 モンテカルロシミュレーションで γ 線を (x,y,z) = (75cm,0,-75) で発生させたデータを、フィッターを用いて再構成したときの発生点分布。上から x,y,z 分布。横軸は cm で、縦軸は事象数。 44

5.8 モンテカルロシミュレーションで γ 線を (x,y,z) = (75cm,200,-75) で発生させたデータを、フィッターを用いて再構成したときの発生点分布。上から x,y,z 分布。横軸は cm で、縦軸は事象数 45
5.9 モンテカルロシミュレーションで γ 線を (x,y,z) = (75cm,-200,-75) で発生させたデータを、フィッターを用いて再構成したときの発生点分布。上から x,y,z 分布。横軸は cm で、縦軸は事象数 46
5.10 ニッケルからの γ 線を用いた効率ーヒット数分布 47

6.1 ゲインキャリブレーションシステムの概念図 50
6.2 1kt 水チェレンコフ型検出器の展開図。黒丸が基準光電子増倍管、灰色の丸が予備の基準光電子増倍管。壁面部は下方から、1 層から 12 層まで区分される。上面部、下面部は内側から、リング 1 からリング 6 まで区分される。 51
6.3 パルス波高の大きさの違いによる時間情報のずれ 52
6.4 時間キャリブレーションシステムの概念図 53
6.5 光量と時間の関係をあらわすテーブル。 54
6.6 事象毎の時間幅 ΔT 分布 55
6.7 PMT のヒット数分布 57
6.8 全光量分布 58
6.9 典型的な FADC の 1 事象のグラフ。C_{FADC} は斜線部で定義する。 . . . 61
6.10 FADC のカウント数 $\overline{C_{FADC}}$-PMT のヒット数分布。横軸が PMT のヒット数、縦軸が FADC のカウント数である。 61

7.1 PMT のヒット数毎における、FADC の検出効率 N_{eff} 分布 64
7.2 時間分布 65
7.3 本研究に用いる 1 kt 水チェレンコフ検出器の有効体積 (127t) 67
7.4 最大光量を持つ PMT の光量分布。左図はシュミレーションで 9.97MeVγ 線を有効体積内に発生させたときの結果であり、右図は有効体積外で発生させた時の結果。 67
7.5 有効体積カットをする前の低エネルギーサンプルの天頂方向の発生点分布。エラーバーのついている黒線がデータで、ついていないのがモンテカルロシュミレーション。 69

8.1 オフスピルデータのヒット数分布 72
8.2 オフスピルデータの発生点分布。上から水平方向 (x)、天頂方向 (y)、ビーム方向 (z) の分布である。横軸が cm、縦軸が事象数。 73
8.3 再構成された発生点の天頂方向分布。黒が 9 バンチ目、赤が 6 バンチ目、緑が 2 バンチ目のデータを用いた。 74

8.4 再構築された天頂方向の発生点分布。黒丸がシミュレーション、白丸がデータ、フィットされている白丸の点がスカイシャインサンプルである。左上から順に 2∼9 バンチ分、2 バンチ目、5 バンチ目、9 バンチ目の分布である。横軸は cm、縦軸は事象数。 76
8.5 9 バンチ目のヒット数分布。上図が $300 > y > 150cm$ 領域、中図が $-150 > y > -300cm$ 領域のヒット数分布。下図は上図から中図を差し引いた。 78
8.6 9 バンチ目の最大光量分布。上図が $300 > y > 150cm$ 領域、中図が $-150 > y > -300cm$ 領域の最大光量分布。下図は上図から中図を差し引いた。 78
8.7 9 バンチ目の発生点 x 分布。上図が $300 > y > 150cm$ 領域、中図が $-150 > y > -300cm$ 領域の発生点 x 分布。下図は上図から中図を差し引いた。 79
8.8 フィット関数を用いて求めたスカイシャインの発生点 y 分布。 79
8.9 9 バンチ目の発生点 z 分布。上図が $300 > y > 150cm$ 領域、中図が $-150 > y > -300cm$ 領域の発生点 z 分布。下図は上図から中図を差し引いた。 80
8.10 上図は時間分布。9 バンチが見えており、下図は各バンチ間のビームが来ていないと考えられるタイミングを取り出してプロットした時間分布。それに線形フィットを行なった。 81
8.11 高速中性子の見積もりを行なう際に用いる体積。 83
8.12 再構成された発生点のビーム方向分布。上図はオンスピルデータ、真ん中の図はオフスピルデータ。上図から下図を差し引いて、指数関数でフィットしたのが下図。 85
8.13 2 種類の有効体積を検出器の天頂方向から見た図。斜線部が解析に用いる有効体積で、長方形がビームと同期したバックグラウンドの見積もりのために用いた体積。 86
8.14 上図は ANTI PMT の全光量と発生点のビーム方向分布で、下図は、上図の青線よりも上の領域 (ANTI PMT の全光量 >25pe 以上) でのビーム方向分布。 87
8.15 ヒット数分布。上図が $-150 > y > -300cm$ 領域、中図が $300 > y > 150cm$ 領域のヒット数分布。下図は上図から中図を差し引いた。 . . . 88
8.16 最大光量分布。上図が $-150 > y > -300cm$ 領域、中図が $300 > y > 150cm$ 領域の最大光量分布。下図は上図から中図を差し引いた。 . . . 89
8.17 発生点 x 分布。上図が $-150 > y > -300cm$ 領域、中図が $300 > y > 150cm$ 領域の y 分布。下図は上図から中図を差し引いた。 89
8.18 発生点 x 分布。上図が $-150 > y > -300cm$ 領域、中図が $300 > y > 150cm$ 領域の y 分布。下図は上図から中図を差し引いた。 90

8.19 フィット関数を用いて求めた高速中性子由来のバックグラウンドの発生点 z 分布。 90

9.1 ヒット数分布。左上図がビーム起源でないバックグラウンド、右上図がスカイシャイン、左下図が高速中性子由来のバックグラウンドサンプル。右下図の黒丸はバックグラウンドを引く前の低エネルギーニュートリノサンプル、斜線部はバックグラウンドを全部足しあわせたときの分布。 93
9.2 最大光量分布。左上図がビーム起源でないバックグラウンド、右上図がスカイシャイン、左下図が高速中性子由来のバックグラウンドサンプル。右下図の黒丸はバックグラウンドを引く前の低エネルギーニュートリノサンプル、斜線部はバックグラウンドを全部足しあわせたときの分布。 94
9.3 発生点 x 分布。左上図がビーム起源でないバックグラウンド、右上図がスカイシャイン、左下図が高速中性子由来のバックグラウンドサンプル。右下図の黒丸はバックグラウンドを引く前の低エネルギーニュートリノサンプル、斜線部はバックグラウンドを全部足しあわせたときの分布。 95
9.4 発生点 y 分布。左上図がビーム起源でないバックグラウンド、右上図がスカイシャイン、左下図が高速中性子由来のバックグラウンドサンプル。右下図の黒丸はバックグラウンドを引く前の低エネルギーニュートリノサンプル、斜線部はバックグラウンドを全部足しあわせたときの分布。 96
9.5 発生点 z 分布。左上図がビーム起源でないバックグラウンド、右上図がスカイシャイン、左下図が高速中性子由来のバックグラウンドサンプル。右下図の黒丸はバックグラウンドを引く前の低エネルギーニュートリノサンプル、斜線部はバックグラウンドを全部足しあわせたときの分布。 97
9.6 １ kt 水チェレンコフ検出器のオフィシャルでの有効体積。 99
9.7 1000pe 以上のニュートリノ事象の全光量分布 (左上図)、ビーム方向分布 (右上図)、天頂方向分布 (左下図) と水平方向分布 (右下図)。赤がモンテカルロシミュレーションで, 黒がデータ。 100
9.8 ヒット数分布。上図の黒がバックグラウンドを全て引いたデータの低エネルギーニュートリノ事象、青がシミュレーションの低エネルギーニュートリノ事象、緑がシミュレーション中の原子核 γ 線の分布である。下図は各ビン毎にデータの事象数をモンテカルロで割った値である。 103
9.9 最大光量分布。上図の黒がバックグラウンドを全て引いたデータの低エネルギーニュートリノ事象、青がシミュレーションの低エネルギーニュートリノ事象、緑がシミュレーション中の原子核 γ 線の分布である。下図は各ビン毎にデータの事象数をモンテカルロで割った値である。 104

9.10 発生点 x 分布。上図の黒がバックグラウンドを全て引いたデータの低エネルギーニュートリノ事象、青がシミュレーションの低エネルギーニュートリノ事象、緑がシミュレーション中の原子核 γ 線の分布である。下図は各ビン毎にデータの事象数をモンテカルロで割った値である。 104
9.11 発生点 y 分布。上図の黒がバックグラウンドを全て引いたデータの低エネルギーニュートリノ事象、青がシミュレーションの低エネルギーニュートリノ事象、緑がシミュレーション中の原子核 γ 線の分布である。下図は各ビン毎にデータの事象数をモンテカルロで割った値である。 105
9.12 発生点 z 分布。上図の黒がバックグラウンドを全て引いたデータの低エネルギーニュートリノ事象、青がシミュレーションの低エネルギーニュートリノ事象、緑がシミュレーション中の原子核 γ 線の分布である。下図は各ビン毎にデータの事象数をモンテカルロで割った値である。 105

表 目 次

1.1 大気ニュートリノ実験の結果 9

2.1 Super-Kamiokande におけるニュートリノ事象数と振動がないときの期待値 14

3.1 主な粒子の運動量閾値 23

4.1 中性カレント反応のターゲット別に得られた酸素の原子核 γ 線のエネルギーと分岐比 33

5.1 ニッケルから放出される主な γ 線のエネルギーと割合 37
5.2 再構成された発生点分布のフィット中心値と σ。サンプルはニッケルからの γ 線を用いたキャリブレーションデータである。 39
5.3 シミュレーションでニッケルからの γ 線をキャリブレーションと同じ位置で発生させたときの発生点分布に、ガウス関数でフィットしてえた中心値と σ 43

6.1 ニッケルからの γ 線の PMT ヒット数分布 59
6.2 ニッケルからの γ 線の全光量分布 59

7.1 データの 1 スピルあたりの事象数とそのスピル数 64
7.2 各事象選択を行なった後の、データとシミュレーションの事象数変化表 68
7.3 シミュレーションの低エネルギーサンプルの反応別表 69
7.4 各 PMT ヒット数での事象数と検出効率 N_{eff}。 70

8.1 バンチ毎のスカイシャイン事象数と割合。$300 > y > 100cm$ のスカイシャイン事象数は図 8.4 で (データ) ー (シミュレーション) をして求めた。$150 > y > -300cm$ のスカイシャイン事象数は図 8.4 のフィットした関数を $150 > y > -300cm$ の領域に外挿して求めた。 77
8.2 時間分布によって見積もったバンチ毎のバックグラウンド事象数。このバックグラウンドにはスカイシャインと 8.1 章のバックグラウンドが含まれている。括弧内の数字は 8.1 章で見積もられたバックグラウンドが、ここで求められた事象数に含まれる数である。 82

8.3 各領域での事象数 N とビームと同期したバックグラウンドの事象数 N_{BGbeam}、低エネルギーサンプル選択時とこの見積もりの有効体積比 R、その補正をした後の低エネルギーサンプル中に含まれるビームと同期したバックグラウンドの事象数をまとめた表。 86

9.1 データの 1 スピルあたりの事象数とそのスピル数 101
9.2 低エネルギーニュートリノ事象数をまとめた表。シミュレーションの低エネルギーニュートリノ事象数は規格化後の数で、括弧内の数字が規格化する前の事象数。誤差は統計誤差のみ。 102