長基線ニュートリノ振動実験 (K2K) で予想される スーパーカミオカンデにおける 外部検出器事例の考察

大阪大学大学院理学研究科
物理学専攻博士前期課程 2 年
火口清彦

平成 11 年 2 月 1 日

概要

1999 年より稼働予定の筑波-神岡間長基線ニュートリノ振動実験 (KEK E362 $\equiv$ K2K) で期待される、スーパーカミオカンデ検出器近傍の岩盤及び外部検出器中の核子と相互作用して生成され、外部検出器で検出されるμイベントについてモンテカルロ・シミュレーションを行った。その結果、$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$振動についてニュートリノ振動のパラメーターの値が$\Delta m^2 \simeq 10^{-2}$ eV^2, $\sin^2 2\theta \simeq 1.0$ 付近であればこのイベントを用いて、スーパーカミオカンデでの大気ニュートリノイベントの解析結果により示唆されたニュートリノ振動の検証ができることが分かった。

目 次

概要 **1**

図目次 **3**

表目次 **5**

第 1 章　序説 **7**
1.1 標準模型とニュートリノの質量 7
1.2 大気ニュートリノと大気ニュートリノ問題 8
1.3 ニュートリノ振動 8
1.4 これまでのニュートリノ振動実験 11
1.5 KEK E362 実験 (K2K) 11
1.6 OD triggered event と、この論文の動機 14

第 2 章　KEK 側の実験装置 **18**
2.1 ビームライン 18
2.2 前置検出器の概観 20
2.2.1 1kton 水チェレンコフ検出器 20
2.2.2 Fine-Grained Detector 21

第 3 章　スーパーカミオカンデ検出器 **25**
3.1 検出原理 25
3.2 検出器概要 26
3.3 光電子増倍管 29
3.3.1 inner detector PMT 29
3.3.2 outer detector PMT 32
3.4 エレクトロニクス 32
3.4.1 内部検出器 32
3.4.2 外部検出器 34
3.5 データ収集システム 34

第 4 章　モンテカルロ・シミュレーション **36**
4.1 KEK-PS からのニュートリノフラックス 36
4.2 ニュートリノ反応断面積 37
4.3 ニュートリノ振動がない場合にスーパーカミオカンデで予想されるイベント数 . 38
4.4 OD triggered event を生成するニュートリノ反応 39
4.5 バックグラウンドの見積もり 43
4.5.1 OD trigger のみかかるイベント 43
4.5.2 ID + OD trigger にかかるイベント 43
4.6 検出効率 46

第 5 章　結果と考察 **48**
5.1 $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ ニュートリノ振動を考慮したときスーパーカミオカンデで予想される OD triggered event の数 48
5.2 χ^2の定義 48
5.3 ニュートリノ振動の考察 50
5.4 今後の課題 50

第 6 章　結論 **55**

付録 **56**

付 録 A 外部検出器モンテカルロのチューニング **56**
A.1 データとモンテカルロとの比較 56
A.1.1 チューニングする前のモンテカルロによるデータの再現 56
A.1.2 外部検出器のデータとチューニングする前のモンテカルロとの比較 . . . 58
A.2 モンテカルロのチューニング 58
A.3 モンテカルロのチューニングのずれによる系統誤差の評価 59
A.3.1 バックグラウンドの変化 59
A.3.2 検出効率の変化 59

謝辞 **62**

参考文献 **63**

Super-Kamiokande Collaboration **65**

図 目 次

1.1 過去のニュートリノ振動実験の結果 12
1.2 E362 実験 (K2K) の概観図 13
1.3 $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$振動が起こった場合にスーパーカミオカンデ検出器の内部検出器で予想されるν_μのエネルギー分布とニュートリノ振動がない場合のν_μのエネルギー分布 15
1.4 contained event と OD triggered event の見取り図 16
1.5 OD triggered event のイベントディスプレイ 17

2.1 ビームラインの全体図 18
2.2 ホーンマグネットと崩壊領域、ビームダンプの図 19
2.3 intensity of the beam 19
2.4 π モニタの図 (左右とも)。ガス中で生じたチェレンコフ光を球面鏡で反射させ 80 チャンネルのアノードをもつ光電子増倍管で検出する 23
2.5 μ モニタの図。アノードが約 3cm $\times$ 3cm のパッド構造となっていて、x,y 方向それぞれの 1 次元分布が得られる 23
2.6 前置検出器の全体図 24

3.1 チェレンコフ光のイメージ図 25
3.2 スーパーカミオカンデ検出器 26
3.3 スーパーカミオカンデ検出器の位置 27
3.4 inner detector PMT と outer detector PMT 29
3.5 50cm PMT の形状と大きさ 29
3.6 50cm PMT の回路摸式図 30
3.7 50cm PMT の量子効率 30
3.8 チェレンコフ光のスペクトラム 31
3.9 1p.e. に対する ADC 分布 31
3.10 outer detector PMT and wave length shifter 32
3.11 ATM モジュールのブロックダイアグラム 33
3.12 データ収集システム 35

4.1 10^{20} P.O.T. で期待されるν_μのフラックス 36
4.2 ニュートリノ荷電カレント反応断面積 38
4.3 ニュートリノエネルギー分布 40

4.4 OD triggered event のニュートリノ反応点 40
4.5 反応点の外部検出器面からの距離の分布 41
4.6 ニュートリノ反応で生じたμ粒子が内部検出器にまで達したイベントのニュートリノ反応点 41
4.7 ニュートリノ反応で生じたμ粒子が内部検出器にまで達したイベントの、内部検出器に落とす光量の分布 (左) と天頂角方向の分布 (右) 42
4.8 ニュートリノ反応で生じたμ粒子が内部検出器にまで達したイベントの内部検出器に落とす光量と天頂角方向の 2 次元プロット 42
4.9 intensity of the beam 43
4.10 内部検出器の全光量の分布 44
4.11 OD ヒット時間幅分布 45
4.12 外部検出器ヒット数分布 46
4.13 外水槽中でのμ path length 毎の検出効率 47

5.1 $\sin^2 2\theta_v = 1$ でのニュートリノ振動による荷電カレントの観測値の変化 49
5.2 ニュートリノ振動に対する有感領域の contour 51
5.3 OD triggered event と K2K contained、スーパーカミオカンデの contour との比較 52
5.4 反応断面積の不定性が$\pm 10\%$の場合の contour 53
5.5 反応断面積の不定性が$\pm 5\%$の場合の contour 54

A.1 実データ (上) とそこから再現したモンテカルロ (下) の図 57
A.2 PMT ヒット数のイベント毎の比較 58
A.3 実データ (左) とモンテカルロ (右) の PMT ヒット数分布 60
A.4 PMT ヒット数の実データとチューニング後のモンテカルロの比較 60
A.5 実データ (左) とモンテカルロ (右) の OD ヒット時間幅分布 61
A.6 OD ヒット時間幅の実データとチューニング後のモンテカルロの比較 61

表 目 次

1.1 各ニュートリノの質量の上限値 7
1.2 fully contained event の解析結果 9
1.3 ニュートリノ振動実験でのニュートリノ源とその観測できる領域 11

3.1 スーパーカミオカンデの性能 28

4.1 OD triggered event の各標的での数 ($/10^{20}$ P.O.T.) 39

第1章　序説

1.1　標準模型とニュートリノの質量

現在、素粒子の世界を記述するものとして標準理論がある。それは、素粒子として 6 種類のクォークと 6 種類のレプトン、4 種類の力を媒介するゲージボソンからなっている。

現在までの実験事実は標準理論を仮定した標準模型に矛盾しない。しかし、標準模型は理論では決定できないパラメーターを 18 個も含んでおり、最終理論とは言えない。標準理論を越える実験事実を得ることが現在最重要課題の一つとなっている。例えば、標準模型ではニュートリノの質量を正確に 0 と仮定しているので、有限のニュートリノ質量を観測することは、標準模型を越える現象が存在することの重要な証拠となる。

レプトンは 3 世代あり、(1.1) のように、電荷を持つ電子 (e)、ミュー粒子 (μ)、タウ粒子 (τ) とそれぞれに対応する、電荷を持たない電子ニュートリノ、ミューニュートリノ、タウニュートリノが存在する。

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix} \tag{1.1}$$

ニュートリノ質量の測定方法には直接測定と間接測定があり、直接測定では 1998 年時点で表 1.1 のように各ニュートリノに上限値が求められているが、有限な値は得られていない。ニュートリノの質量をこれ以上精密に測定するには、間接測定であるニュートリノ振動 (第 1.3 節で述べる) の測定が最良の方法であると思われる。

ν_e	$<$	5	eV	[1]
ν_μ	$<$	170	keV	[2]
ν_τ	$<$	18.2	MeV	[3]

表 1.1: 各ニュートリノの質量の上限値

また、ニュートリノ振動は、次節で述べる大気ニュートリノ問題を解決する理論として最も有力視されている。

1.2 大気ニュートリノと大気ニュートリノ問題

地球には陽子やα 粒子等の 1 次宇宙線が絶えまなく降り注いでいる。1 次宇宙線が大気中の原子核と反応することによりπ 中間子やＫ中間子を生じる。このπ 中間子やＫ中間子は空中で崩壊し、その過程でμ 粒子やミューニュートリノ、電子ニュートリノ等を放出する。このようにして生じたニュートリノを大気ニュートリノと呼ぶ。大気ニュートリノの主な生成過程には以下のようなものがある。

$$\begin{aligned}
\pi^{\pm} &\rightarrow \mu^{\pm}\nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) \\
\mu^{\pm} &\rightarrow e^{\pm}\bar{\nu}_{\mu}(\nu_{\mu})\nu_{e}(\bar{\nu}_{e}) \\
K^{\pm} &\rightarrow \mu^{\pm}\nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) \\
K_{L} &\rightarrow \pi^{\pm}\mu^{\mp}\bar{\nu}_{\mu}(\nu_{\mu}) \\
K_{L} &\rightarrow \pi^{\pm}e^{\mp}\bar{\nu}_{e}(\nu_{e})
\end{aligned}$$

1988 年神岡実験グループはカミオカンデにおける fully contained event [1]の解析の結果、大気ニュートリノの成分比 $\frac{\nu_{\mu}+\bar{\nu}_{\mu}}{\nu_{e}+\bar{\nu}_{e}}$ が理論予想値に比べ有意に小さいと発表した [4, 5]。このことを大気ニュートリノ問題という。

その後 IMB[6]、SoudanII[7] からも同様の結果が報告された。また、1994 年には、カミオカンデにおける partially contained event [2]の解析結果を使って、10GeV 付近のエネルギー領域でも大気ニュートリノの成分比が小さいことを確認した [8]。また、1998 年スーパーカミオカンデ sub-GeV[3]containd event 、multi-GeV[4]fully+partially contained event においても同様の結果が得られた [9]。一方 Fréjus[10]、Nusex[11] の実験値からは理論との矛盾は認められなかったが、統計誤差や系統誤差が大きく大気ニュートリノ問題を否定も肯定もすることはできない。表 1.2 にこれまでの大気ニュートリノ実験の結果を示す。これら大気ニュートリノ問題を解決する最も有望な解釈として、ニュートリノ振動が挙げられる。これを次節で説明する。

1.3 ニュートリノ振動

ニュートリノ振動は 1960 年代に Maki et al.[12]、 Pontecorvo[13] 等によって提唱された。この理論では、フレーバーの固有状態、すなわち弱い相互作用の固有状態 $(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$ は質量固有状態の重ね合わせによってあらわされ、それぞれの質量固有状態に質量差がある場合フレーバー間の遷移が起こる。ここでは簡略化のため、2 種類のフレーバー間 ($\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$,$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$) のニュートリノ振動について考える。

ニュートリノは、伝播してくる時に物質中の電子と中性カレント弱相互作用をするが、電子ニュートリノだけは荷電カレント弱相互作用をすることができる。このような相互作用がニュート

[1]ニュートリノの反応点と反応して生じた粒子の停止点の両方が検出器内部にある事象
[2]ニュートリノの反応点のみが検出器内部にあり、停止点は外部にある事象
[3]検出器で落とすエネルギーが 1330MeV 未満の事象
[4]検出器で落とすエネルギーが 1330MeV 以上の事象

実験名	$\left(\frac{\nu_\mu+\bar{\nu}_\mu}{\nu_e+\bar{\nu}_e}\right)_{data} / \left(\frac{\nu_\mu+\bar{\nu}_\mu}{\nu_e+\bar{\nu}_e}\right)_{theo}$
KAMIOKANDE	$0.60^{+0.07}_{-0.06} \pm 0.05$
	$0.57^{+0.08}_{-0.07} \pm 0.07^a$
IMB	$0.54 \pm 0.05 \pm 0.12$
Soudan II	$0.69 \pm 0.19 \pm 0.09$
Super-Kamiokande	$0.63 \pm 0.03 \pm 0.05^b$
	$0.65 \pm 0.05 \pm 0.08^c$
Nusex	$0.99^{+0.35}_{-0.25}$
Fréjus	$1.06 \pm 0.18 \pm 0.15$
	$0.87 \pm 0.16 \pm 0.08^a$

表 1.2: fully contained event の解析結果
注 a) partially contained event
b) sub-GeV fully contained event
c) multi-GeV fully+partially contained event

リノ振動に影響を与えること (MSW 効果) を Wolfenstein 等が指摘した [14, 15]。MSW 効果を取り入れたニュートリノ振動を Matter Oscillation、取り入れていないものを Vacuum Oscillation と呼ぶ。MSW 効果は電子ニュートリノを含むニュートリノ振動にのみ影響を与えるため、$\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ 振動と$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$振動の扱い方は異なる。しかし、原子炉を使った長基線ニュートリノ振動実験である CHOOZ の結果 [16] によれば、大気ニュートリノ問題の解決法として$\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$振動は 90%C.L. で否定された。そこでこの論文では、$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$すなわち Vacuum Oscillation についてのみ言及することにする。

以下、Vacuum Oscillation による$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$間の遷移確率を求める。ニュートリノのフレーバーの固有状態$|\nu_\mu\rangle$、$|\nu_\tau\rangle$は、質量固有状態の波動関数$|\nu_1\rangle$、$|\nu_2\rangle$と混合角θ_vを用いてつぎのように書ける。

$$|\nu_\mu\rangle = \cos\theta_v |\nu_1\rangle + \sin\theta_v |\nu_2\rangle \tag{1.2}$$

$$|\nu_\tau\rangle = -\sin\theta_v |\nu_1\rangle + \cos\theta_v |\nu_2\rangle \tag{1.3}$$

ある時刻のニュートリノの状態をフレーバーの固有状態および質量固有状態の重ねあわせで表すと、

$$|\nu(t)\rangle = \nu_\mu(t) |\nu_\mu\rangle + \nu_\tau(t) |\nu_\tau\rangle \tag{1.4}$$

$$= \nu_1(t) |\nu_1\rangle + \nu_2(t) |\nu_2\rangle \tag{1.5}$$

それぞれの係数の間には、次の関係が成り立つ。

$$\begin{pmatrix} \nu_\mu(t) \\ \nu_\tau(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_v & \sin\theta_v \\ -\sin\theta_v & \cos\theta_v \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1(t) \\ \nu_2(t) \end{pmatrix} \tag{1.6}$$

また、$\nu_1(t), \nu_2(t)$ の時間発展は、Schrödinger 方程式

$$i\frac{d}{dt}\nu_j(t) = E_j\nu_j(t) \quad (j=1,2) \tag{1.7}$$

で表される。$\nu_\mu(t), \nu_\tau(t)$ の時間発展は、式 1.6、式 1.7 を使って次のように表せる。

$$\begin{aligned}
i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix}\nu_\mu(t)\\ \nu_\tau(t)\end{pmatrix} &= \begin{pmatrix}\cos\theta_v & \sin\theta_v\\ -\sin\theta_v & \cos\theta_v\end{pmatrix} i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix}\nu_1(t)\\ \nu_2(t)\end{pmatrix} &(1.8)\\
&= \begin{pmatrix}\cos\theta_v & \sin\theta_v\\ -\sin\theta_v & \cos\theta_v\end{pmatrix}\begin{pmatrix}E_1 & 0\\ 0 & E_2\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\cos\theta_v & -\sin\theta_v\\ \sin\theta_v & \cos\theta_v\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\nu_\mu(t)\\ \nu_\tau(t)\end{pmatrix} &(1.9)\\
&= \left\{\frac{E_1+E_2}{2}\begin{pmatrix}1 & 0\\ 0 & 1\end{pmatrix} + \frac{E_2-E_1}{2}\begin{pmatrix}-\cos 2\theta_v & \sin 2\theta_v\\ \sin 2\theta_v & \cos 2\theta_v\end{pmatrix}\right\}\\
&\quad \times\begin{pmatrix}\nu_\mu(t)\\ \nu_\tau(t)\end{pmatrix} &(1.10)
\end{aligned}$$

第 1 項を除いても$|\nu_\mu|^2, |\nu_\tau|^2$は変わらないので、書き換えると、

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix}\nu_\mu(t)\\ \nu_\tau(t)\end{pmatrix} = \frac{E_2-E_1}{2}\begin{pmatrix}-\cos 2\theta_v & \sin 2\theta_v\\ \sin 2\theta_v & \cos 2\theta_v\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\nu_\mu(t)\\ \nu_\tau(t)\end{pmatrix} \tag{1.11}$$

ニュートリノの質量 m_jと運動量 p_νについて $m_j \ll p_\nu$が成り立つとすると、近似式 $E_j \simeq p_\nu + m_j^2/2p_\nu$を使って次のように変形できる。

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix}\nu_\mu(t)\\ \nu_\tau(t)\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}-\left(\frac{\pi}{L_v}\right)\cos 2\theta_v & \left(\frac{\pi}{L_v}\right)\sin 2\theta_v\\ \left(\frac{\pi}{L_v}\right)\sin 2\theta_v & \left(\frac{\pi}{L_v}\right)\cos 2\theta_v\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\nu_\mu(t)\\ \nu_\tau(t)\end{pmatrix} \tag{1.12}$$

ここで、$L_v \equiv 4\pi p_\nu/\left|\Delta m^2\right|, \Delta m^2 \equiv m_2^2 - m_1^2$である。この方程式を解くと、

$$\begin{aligned}
\nu_\mu(t) &= \left\{\cos 2\theta_v \sin\left(\frac{\pi t}{L_v}\right) + i\cos\left(\frac{\pi t}{L_v}\right)\right\}\nu_\mu(0) + \left\{\sin 2\theta_v \sin\left(\frac{\pi t}{L_v}\right)\right\}\nu_\tau(0) &(1.13)\\
\nu_\tau(t) &= -\left\{\sin 2\theta_v \sin\left(\frac{\pi t}{L_v}\right)\right\}\nu_\mu(0) + \left\{\cos 2\theta_v \sin\left(\frac{\pi t}{L_v}\right) - i\cos\left(\frac{\pi t}{L_v}\right)\right\}\nu_\tau(0) &(1.14)
\end{aligned}$$

となる。初期条件$\nu_\mu(0)=1, \nu_\tau(0)=0$ の下でミューニュートリノが距離 $L(\simeq t)$ を伝播した後にフレーバーを保存している確率は、次のようになる。

$$\begin{aligned}
P(\nu_\mu \to \nu_\mu) &= \left|\langle\nu_\mu|\nu(t)\rangle\right|^2 &(1.15)\\
&= 1 - \sin^2 2\theta_v \sin^2\left(\frac{\pi L}{L_v}\right) &(1.16)\\
&= 1 - \sin^2 2\theta_v \sin^2\left(\frac{1.27\Delta m^2(eV^2)L(km)}{p_\nu(GeV/c)}\right) &(1.17)
\end{aligned}$$

したがって、ニュートリノ振動は、ニュートリノの質量の 2 乗差Δm^2と混合角θ_vの 2 つのパラメータによって特徴づけられることが分かる。実験で探索できるパラメータ領域は、運動量 p_ν、ニュートリノ源からの距離 L によって決定される。もし、$\sin^2 2\theta_v \approx 1$、$\Delta m^2 L/p_\nu \approx 1$ ならば、ニュートリノ振動の影響が顕著に現れる。

1.4 これまでのニュートリノ振動実験

これまで、いくつかの太陽ニュートリノ、大気ニュートリノの観測や原子炉、加速器からのニュートリノを測定する実験からニュートリノ振動を検出しようとする試みがなされてきた。検証できるΔm^2の領域は、式 1.17 から分かるように、ニュートリノ振動は実験のパラメーター L/p_νによって異なってくる。

表 1.3 に実験で用いられるニュートリノ源、エネルギー、伝播距離、検証できるΔm^2の値を示す。

ν source		$E_\nu(MeV)$	$L(m)$	$\Delta m^2(eV^2)$
Artificial	Reactor($\overline{\nu}_e$)	1	10^2	10^{-2}
Neutrino Source	Meson Factory($\nu_e, \nu_\mu, \overline{\nu}_\mu$)	40	10^2	10^{-1}
	Accelerator($\nu_\mu, \overline{\nu}_\mu$)	10^3	10^4	10^{-1}
Natural	Atomospheric($\nu_e, \overline{\nu}_e, \nu_\mu, \overline{\nu}_\mu$)	$10^3 \sim 10^5$	10^7	$10^{-4} \sim 10^{-2}$
Neutrino Source	Solar(ν_e)	$0.1 \sim 10$	10^{11}	$10^{-12} \sim 10^{-10}$

表 1.3: ニュートリノ振動実験でのニュートリノ源とその観測できる領域

過去に行われたニュートリノ振動実験の結果と、K2K 実験 (第 1.5 節で述べる) と MINOS の探索予定の領域をまとめて図 1.1 に示す。これまでの実験でニュートリノ振動の存在を示し、他の実験で否定されていないものとして、LSND[17] とスーパーカミオカンデ [9] がある。

1.5 KEK E362 実験 (K2K)

KEK E362 実験 (K2K) は、1999 年に稼働予定の長基線ニュートリノ振動実験である。1998 年にスーパーカミオカンデ [9] によって存在が示されたニュートリノ振動をニュートリノビームを用いて調べ、ニュートリノ振動の動かぬ証拠をつかむことを目的とする。

K2K の概観を図 1.2 に載せる。茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構にある、KEK-PS 12GeV 陽子シンクロトロンで加速される陽子ビームから平均エネルギー 1.4GeV のν_μビームを生成し、250km 先の岐阜県吉城郡神岡町にあるスーパーカミオカンデ検出器に向けて放出し、この間でのニュートリノ振動を探る。ν_μからの振動には$\nu_\mu \to \nu_x$ (disappearance 実験、ν_τ振動もこれに入る[5]) と$\nu_\mu \to \nu_e$ (appearance 実験) の 2 つの振動モードがある。もし、$\sin^2 2\theta_v \approx 1$、$\Delta m^2 L/p_\nu \approx 1$ ならば、ニュートリノ振動の影響が顕著に現れる。K2K の場合、L = 250 km、$p_\nu \simeq 1.4GeV$ なので、$\sin^2 2\theta_v$が大きければ$\Delta m^2 \sim 6 \times 10^{-3}$ あたりまで調べることができる。

disappearance 実験では、KEK 所内に設置するビームモニタとビーム発生点から 300m 先にある前置検出器でニュートリノの角度分布とエネルギー分布を測定することにより, 250km 先にあるスーパーカミオカンデ検出器におけるニュートリノ振動がない場合の contained event のエ

[5] E_νがτを発生させるだけのエネルギーに達していないため

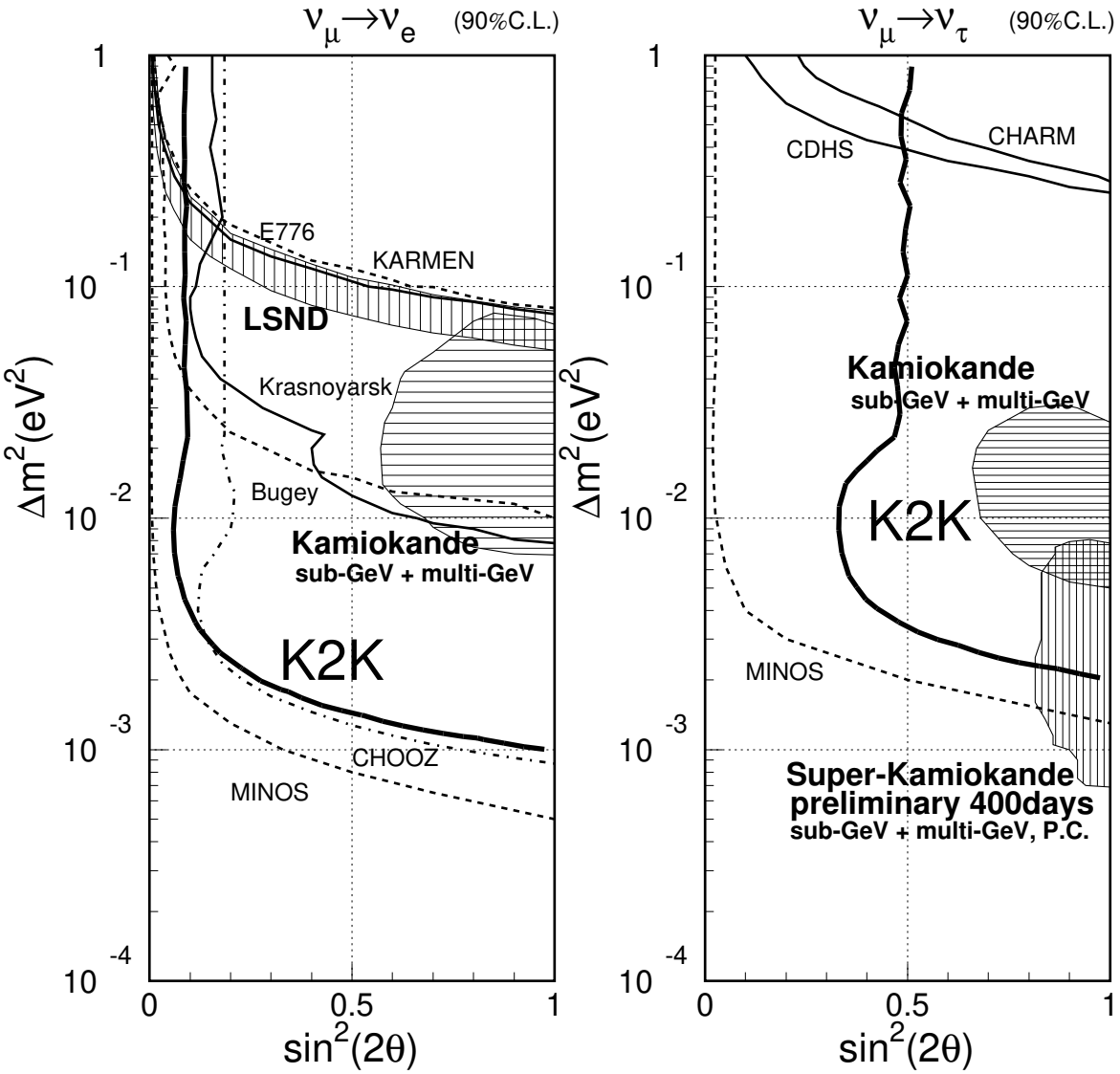


図 1.1: 過去のニュートリノ振動実験の結果と K2K、MINOS の探索予定の領域。左図は $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ 、右図は $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ 振動の場合。縞模様の部分がニュートリノ振動を示唆する結果を得た実験。但し、カミオカンデの結果による $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ 振動の許容範囲は、CHOOZ の実験によって否定された

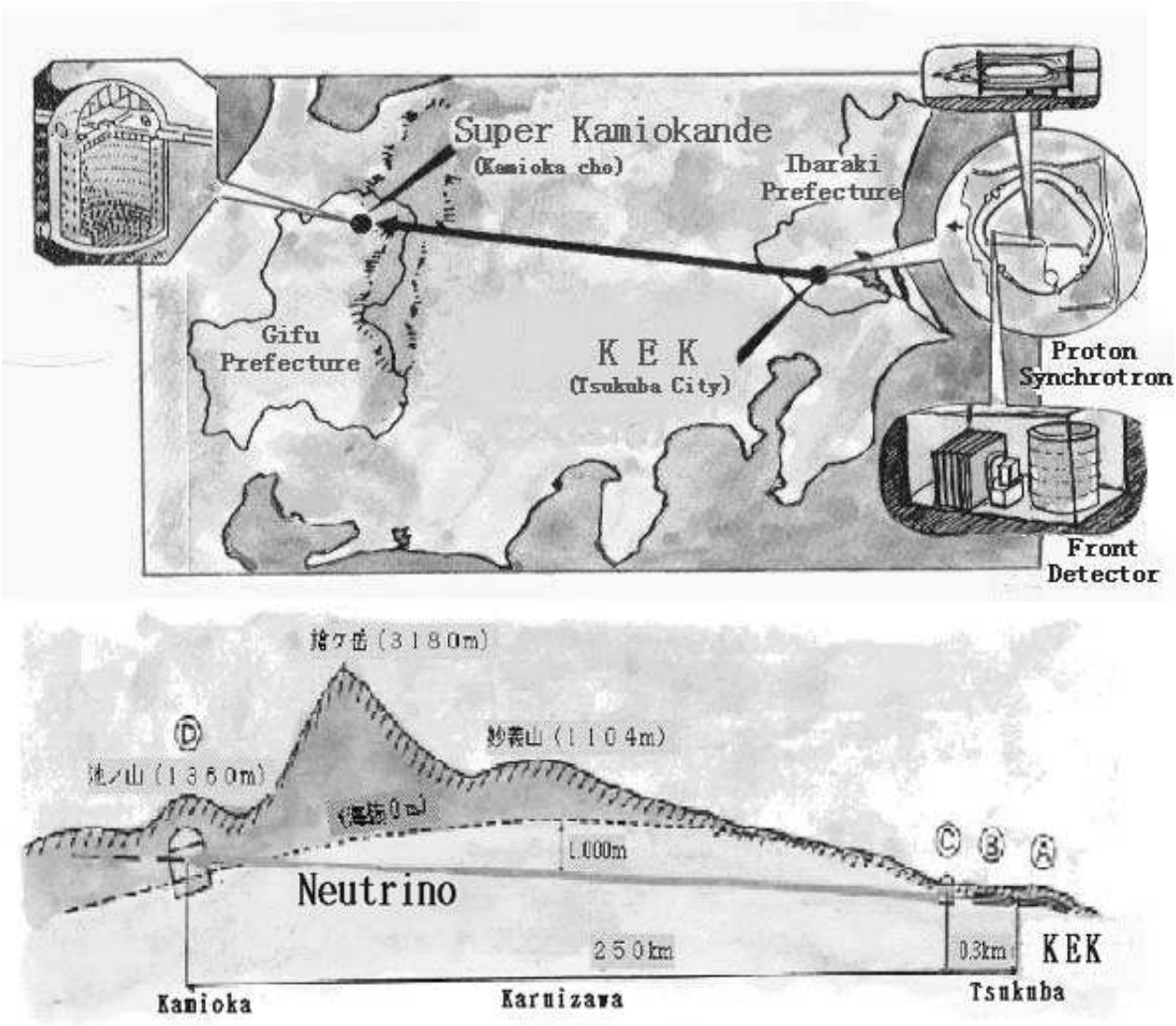


図 1.2: E362 実験 (K2K) の概観図

ネルギー分布とイベントレートを高精度で予測し、それと実際の観測値とを比較する。$\nu_\mu \to \nu_\tau$ もしくはν_xへの振動が起これば、振動は$\Delta m^2/E$ に依存するので、ニュートリノエネルギー分布の形が変わる。内部検出器の光量よりニュートリノのエネルギーが分かるので、信頼性の高いニュートリノ振動の測定を行うことができる。ニュートリノ振動のパラメータによるニュートリノフラックスの変化を図 1.3 に示す。

appearance 実験では、ν_μが振動によりν_eに変化すれば、ν_e は検出器内で式 (1.18) のように荷電カレント反応により電子を生じる。

$$\nu_e + n \to e^- + p \tag{1.18}$$

この電子はスーパーカミオカンデ検出器で同定できる。ニュートリノビームラインで作られるν_eはν_μの 1%に過ぎないので、もしスーパーカミオカンデ検出器でμ_eが観測されれば、振動によって生じたものであると考えられる。

1.6 OD[6] triggered event と、この論文の動機

スーパーカミオカンデ検出器は 5 万トンの水タンクであるが、その中は内部検出器と内部検出器事象のバックグラウンドをカットするための外部検出器に分けられている (詳細は第 3 章)。

図 1.1 で表示している K2K の探索領域は内部検出器での contained event(図 1.4 上) を用いたものである。contained event は反応して生じたμ粒子のエネルギーが測定できるので、イベントレートとそのニュートリノエネルギー依存性を調べることができる。

それに対し、図 1.4 下のような、外水槽で反応したイベント ($\equiv$ OD triggered event、実際のイベントディスプレイを図 1.5 に示す) は、エネルギーは正確に測定できないが、K2K では KEK-PS のビームタイミングを考慮することによりバックグラウンドとの区別がつくので、これをイベントレートの情報として解析に使うことができる (第 4 章)。なお、外部検出器では電子の同定はできないので$\nu_\mu \to \nu_e$の appearance 実験には使えない。

K2K では使用する予定の無かった OD triggered event を用いてニュートリノ振動が検証できれば、異なる系統誤差かつ補足的な事象での解析であるので実験の信頼度を上げるのに有効である。さらに、contained event の解析と OD triggered event の解析を合わせれば、ニュートリノ振動に対する感度が上がることが期待される。OD triggered event がどの程度検証に使えるかについてモンテカルロ・シミュレーションで評価することがこの論文の動機である。

[6] Outer Detector つまり、外部検出器のこと

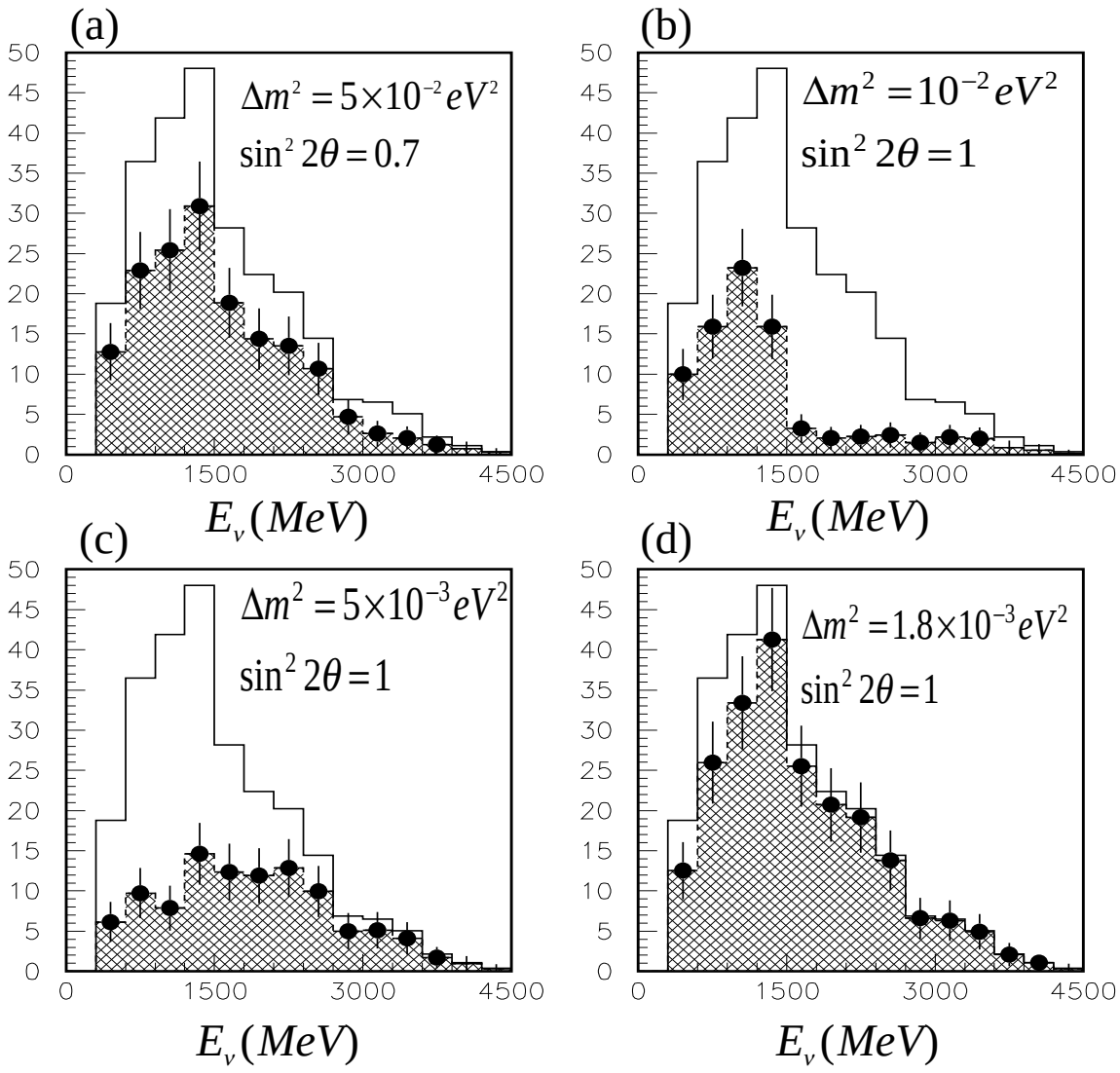
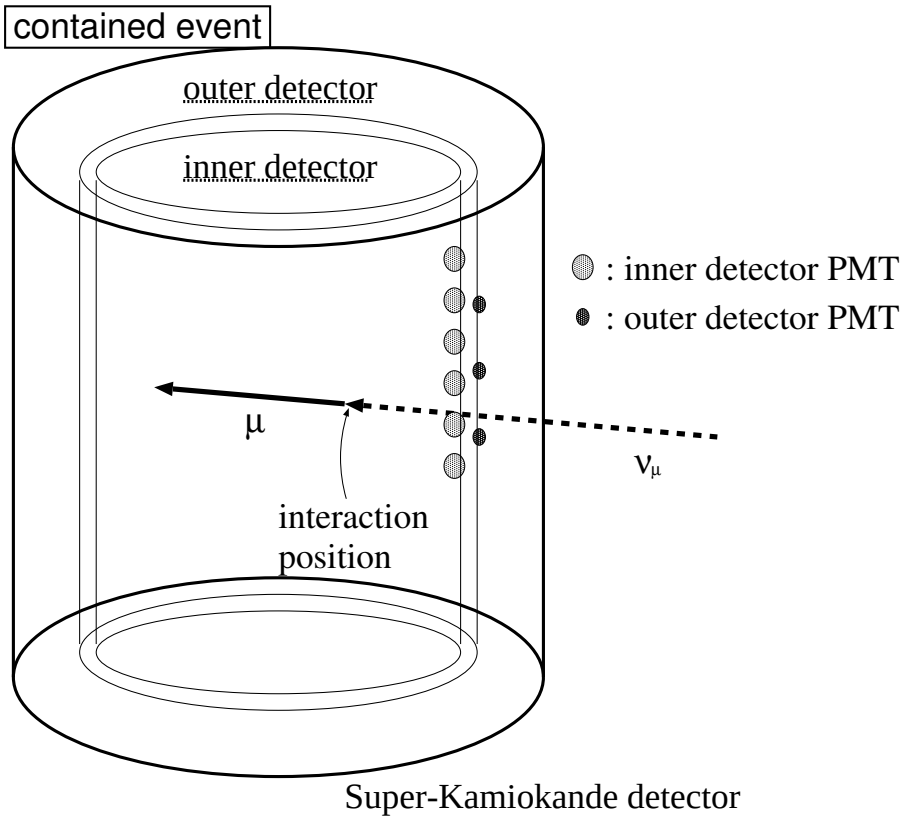


図 1.3: $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$振動が (a)∼(d) のパラメータで起こった場合にスーパーカミオカンデ検出器の内部検出器で予想されるν_μのエネルギー分布 (網目の図) とニュートリノ振動がない場合のν_μのエネルギー分布 (白抜きの図)。パラメータによっては変化がはっきり見えることがわかる



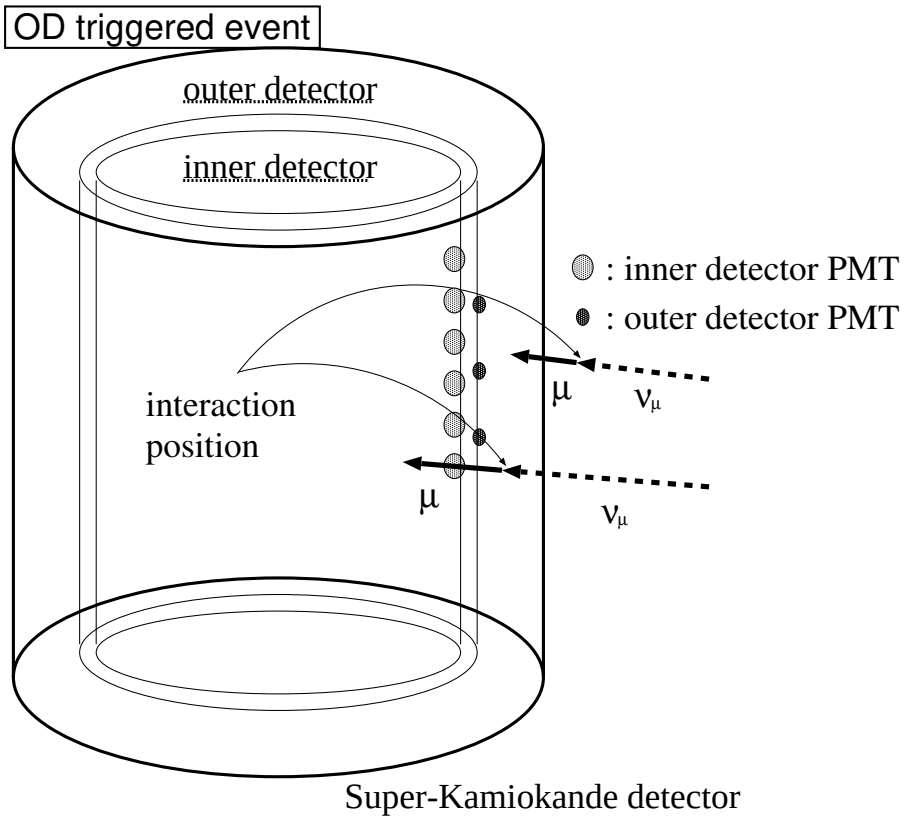


図 1.4: contained event(上図) と OD triggered event(下図) の見取り図。ただし、分かりやすくするため、外部検出器面と水タンクの最外層との間を大きくとっている。

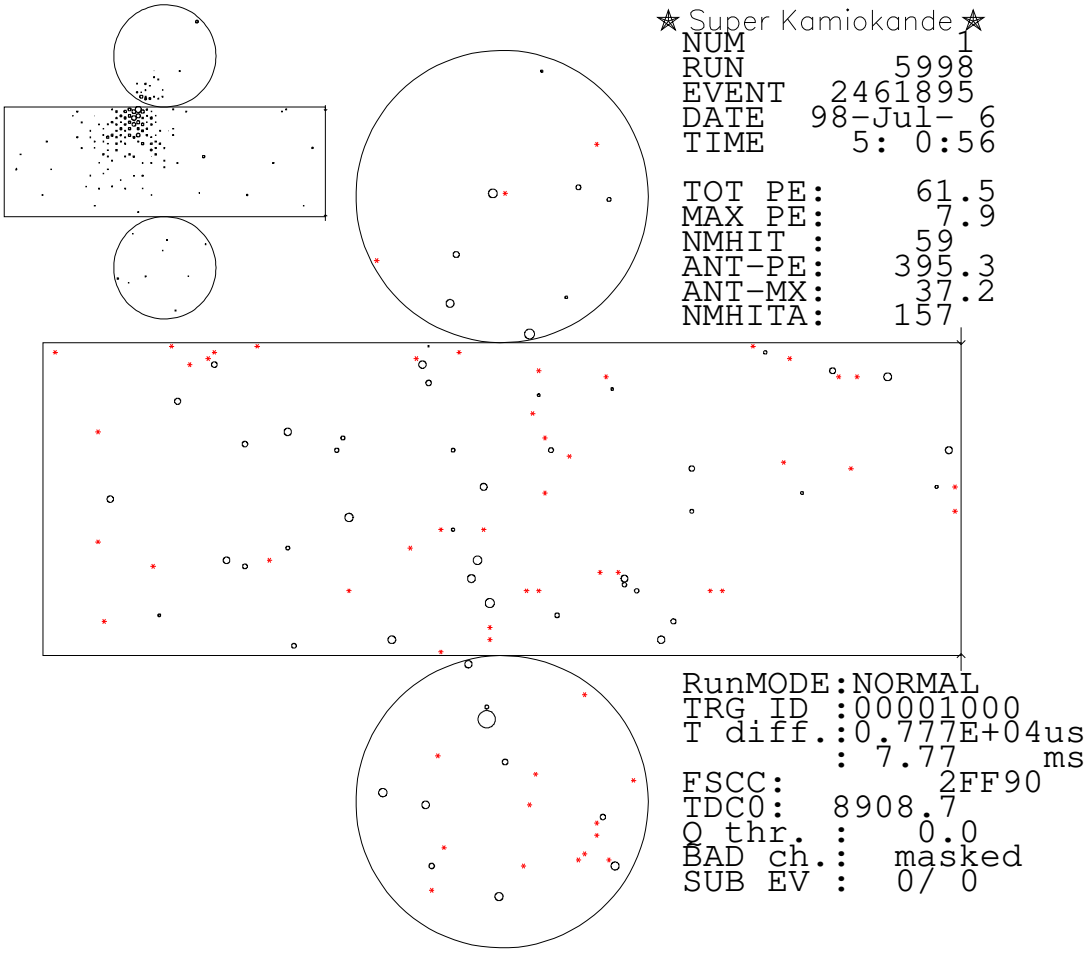


図 1.5: OD triggered event のイベントディスプレイ。中央の展開図は内部検出器、左上の展開図は外部検出器の展開図を表す。それぞれの光電子増倍管 (PMT) の光量 (最大光量を記録した PMT に対する相対的な光量) を円の大きさで表している。このイベントは外部検出器に入っているが、内部検出器には入っていないことが分かる。

第2章　KEK側の実験装置

ここから二章にわたりK2K実験に使われる実験装置について説明する。この章ではKEK側の実験装置について書く。

2.1　ビームライン

ビームラインの役割は、ニュートリノビームを生成し、スーパーカミオカンデ検出器へビームを収束させることである。図2.1、2.2にその全体図を示す。

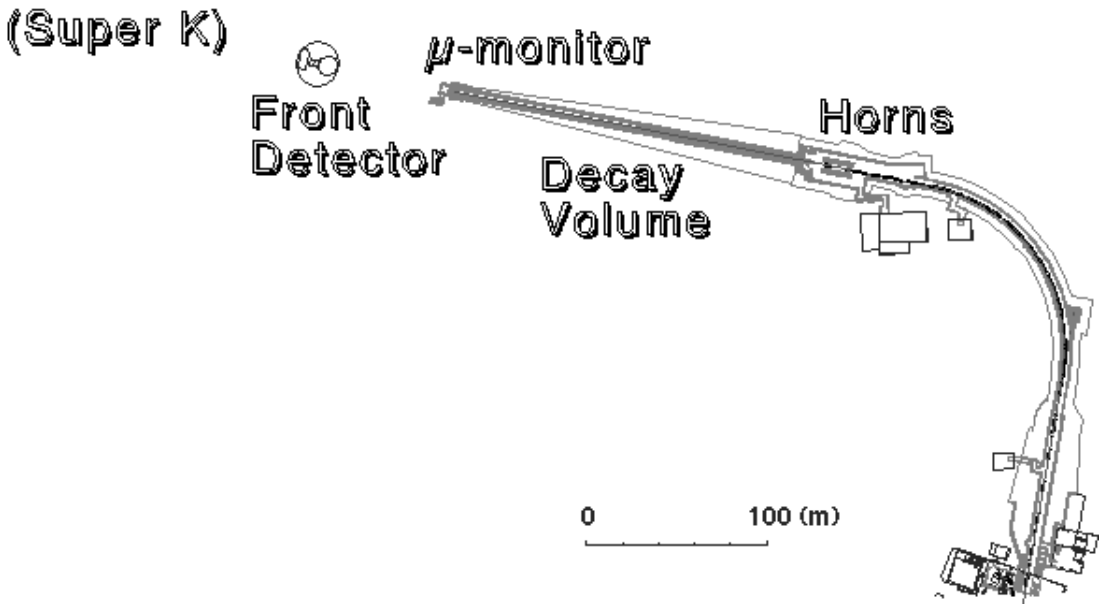


図 2.1: ビームラインの全体図。前置検出器の先(図では左方向)250kmのところにスーパーカミオカンデ検出器がある

まず、KEK-PS陽子シンクロトロンから、図2.3のように、12 GeVの陽子ビームを2.2秒間隔でビームラインに放出する。1バースト当たり1.1μ secの幅で6×10^{12}プロトンオンターゲット($\equiv$ P.O.T.)の強度である。K2K実験期間での合計は10^{20}P.O.T.となる。

加速された陽子はスーパーカミオカンデ検出器に狙いを向けるため北カウンターホールより陽子ビームラインを北へ約$150m$ほど延長させ、西北西の方向へ曲げられ、かつ、水平面から約

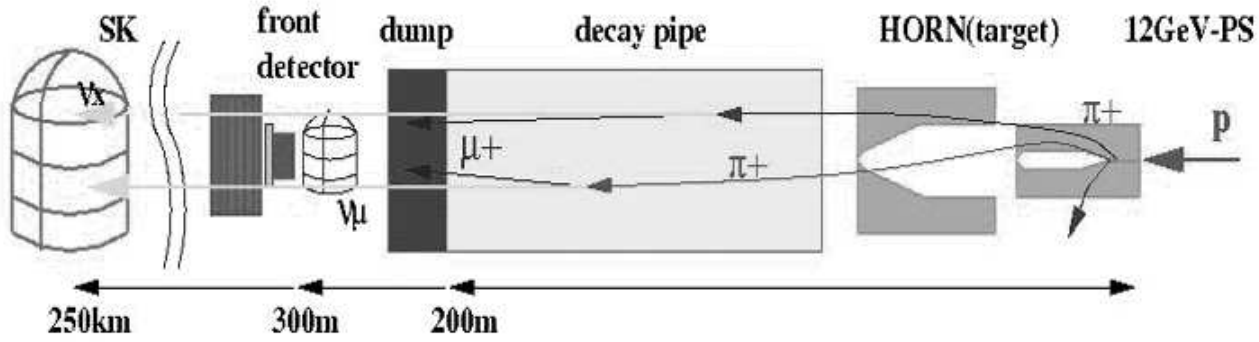


図 2.2: ホーンマグネットと崩壊領域、ビームダンプの図

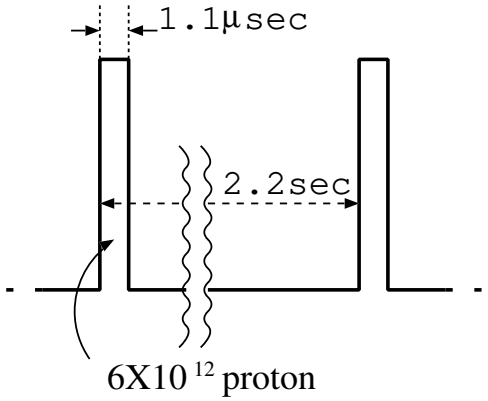


図 2.3: intensity of the beam

1.1 度下方に向けられる (スーパーカミオカンデ検出器には、ニュートリノビームは約 1.2 度上方の仰角で入射する)。その後, 陽子ビームをアルミニウム標的に照射し,π 中間子を生成する。生成後直ちに、2 つのホーンマグネット [18] を通過させて、π^+ ビームを収束させる。2 つ目のホーンマグネットを通過後、π 中間子のエネルギーと角度分布を調べるために「π モニタ (図 2.4 に示す)」と呼ばれるリングイメージ型ガスチェレンコフ検出器を設置する [19]。これを用いて, 前置検出器及びスーパーカミオカンデ検出器におけるニュートリノビームのエネルギー分布や広がりを予測する。続いて, π^+ を崩壊させて ν_μ ビームを生成するために、$200m$ ある崩壊領域を通過させる。この崩壊過程により生成される μ^+ のフラックスを測定し、ν_μのフラックスを測定するために「μ モニタ (図 2.5 に示す)」と呼ばれるイオンチェンバーを設置する [19]。また崩壊領域の終端にはビームダンプが設置され、崩壊しなかった粒子などを前置検出器まで到達させないようになっている。

生成されるν_μビームはエネルギーの平均が 1.4GeV、ピークが 1GeV 付近である。また、ここにはμ粒子の崩壊などによりν_eも僅かに混入してしまうが、その割合は 1%程度に抑えられる。

2.2 前置検出器の概観

ビームダンプの後方に置かれている検出器群は前置検出器と呼ばれ、生成されたばかりのニュートリノフラックスを測定する。そしてそれはニュートリノが通過する順に大きく

- 1kton 水チェレンコフ検出器
- Fine-Grained Detector[1] (FGD)

の 2 種類に分類される。全体を図 2.6 に示す。

2.2.1 1kton 水チェレンコフ検出器

カミオカンデ実験の検証実験である E261A 実験 [23] で使われた水槽を再利用し、1kton の水を蓄えた水チェレンコフ検出器を建設する。スーパーカミオカンデ検出器と同じ水ターゲット、検出装置、解析法を使う。これにより、水チェレンコフ検出器の ν_μ-H_2O 反応断面積や検出器のレスポンスに対する系統誤差を、スーパーカミオカンデとの事象の比をとることにより減らすことができ、ν_μフラックスの測定精度を上げることが。また、ν_μビームに混合している、又は$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$振動で出現する可能性のある$\nu_e$から生成される電子の同定とそのエネルギーを測定する。

[1] 以下に説明する 4 種の検出器を組み合わせて、精密測定のできるきめの細かい (fine-grained) 検出器、というのがこの名前の由来であろう

2.2.2 Fine-Grained Detector

Fine-Grained Detector では、最上流に設置される水標的内の核子とニュートリノが起こす荷電カレント準弾性散乱反応、

$$\nu_\mu + n \quad \rightarrow \quad \mu^- + p \tag{2.1}$$

の結果生成される μ^- の生成角と飛程を測定することで親のニュートリノエネルギーが分かり、πモニタ、μモニタと合わせてν_μのフラックスとエネルギー分布を精度良く測定 (絶対値で$\pm 10\%$、エネルギー依存性で$\pm$ 8%が目標) することを主な目的とする。また、ν-H_2O の反応断面積も精度良く測定できる。

核子の質量を m_N、μ 粒子の質量、運動量、エネルギー、生成角をそれぞれ m_μ、p_μ、E_μ、θ_μ と置くと、再構成されるニュートリノのエネルギー E_νは

$$E_\nu \quad = \quad \frac{m_N E_\mu - m_\mu^2/2}{m_N - E_\mu + p_\mu \cos\theta_\mu} \tag{2.2}$$

となる。

Fine-Grained Detector は 4 種類の検出器からなる。以下にニュートリノが通過する順に各構成要素を説明する。なお、図は全て 2.6 中に描かれている。

- 水標的/シンチレーティングファイバートラッカー [20]

  図 2.6 の SciFi/Water と書かれた部分のことである。20 層の $2.4m \times 2.4m \times 6.0cm$ の水標的とシンチレーティングファイバーシート (標的部は $2.4m \times 2.4m$、これを x、y の 2 方向用いる) の多層サンドイッチ構造を持つ飛跡検出器である。水標的と反応したニュートリノの反応点と反応の結果から生成される荷電粒子の飛跡を再構成することが主な目的である。多数のシンチレーティングファイバーの情報を読み出すために、24 台のイメージインテンシファイアチューブ (Image Intensifier Tube、 以下 IIT) と CCD カメラを使った読み出し装置が利用される。

- トリガカウンタ [21]

  ミューオンチェンバーの TDC のスタート信号を測定することを目的とする。100 本のプラスチックシンチレーションカウンタ (1 本の大きさは $466.0cm \times 10.8cm \times 4.2cm$) からなり、VENUS 実験のカウンタを再利用する。これと同型のシンチレータがシンチレーティングファイバートラッカーの上方にも設置され、宇宙線バックグラウンドをカットするためのカウンタとしても使われる。

- 鉛ガラスカロリメータ [22]

  ビーム中に 1%程混入する、もしくは$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$振動により出現する可能性のある$\nu_e$ から生成される電子の同定とそのエネルギー測定を行う。エネルギー分解能は $8\%/\sqrt{E\ [GeV]}$ である。TOPAZ 実験で使用された鉛ガラスカロリメータを再利用する。

- ミューオンチェンバー

  鉄板とドリフトチェンバーの多層サンドイッチ構造をしている。μ の飛程を測定することで、μ のエネルギーを測定する。VENUS 実験のチェンバーを再利用する。

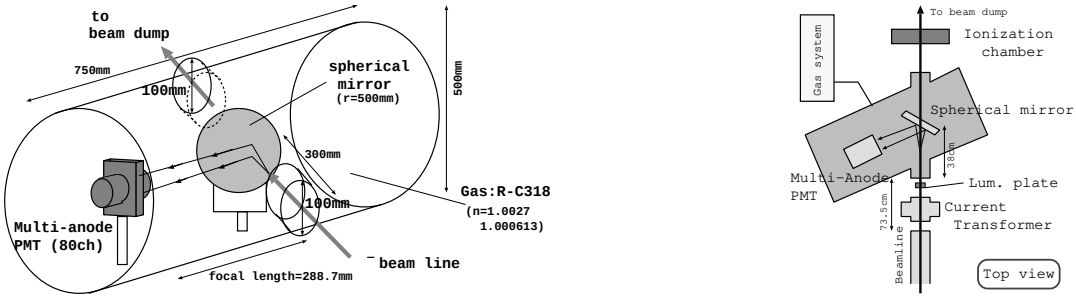


図 2.4: π モニタの図 (左右とも)。ガス中で生じたチェレンコフ光を球面鏡で反射させ 80 チャンネルのアノードをもつ光電子増倍管で検出する

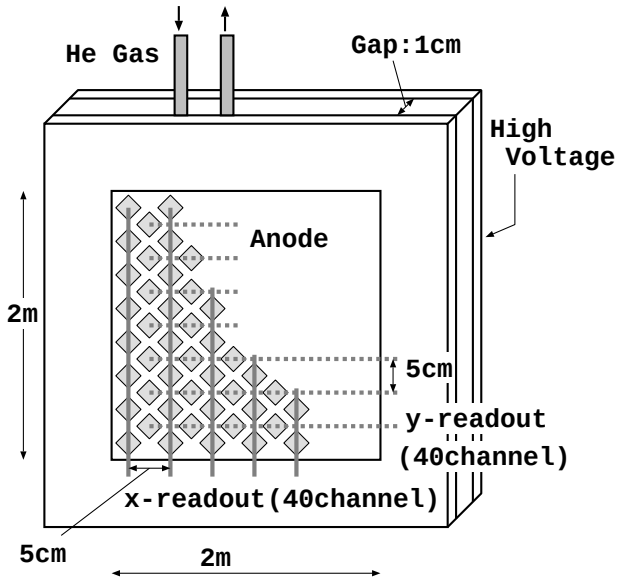


図 2.5: μ モニタの図。アノードが約 $3\mathrm{cm} \times 3\mathrm{cm}$ のパッド構造となっていて、x,y 方向それぞれの 1 次元分布が得られる

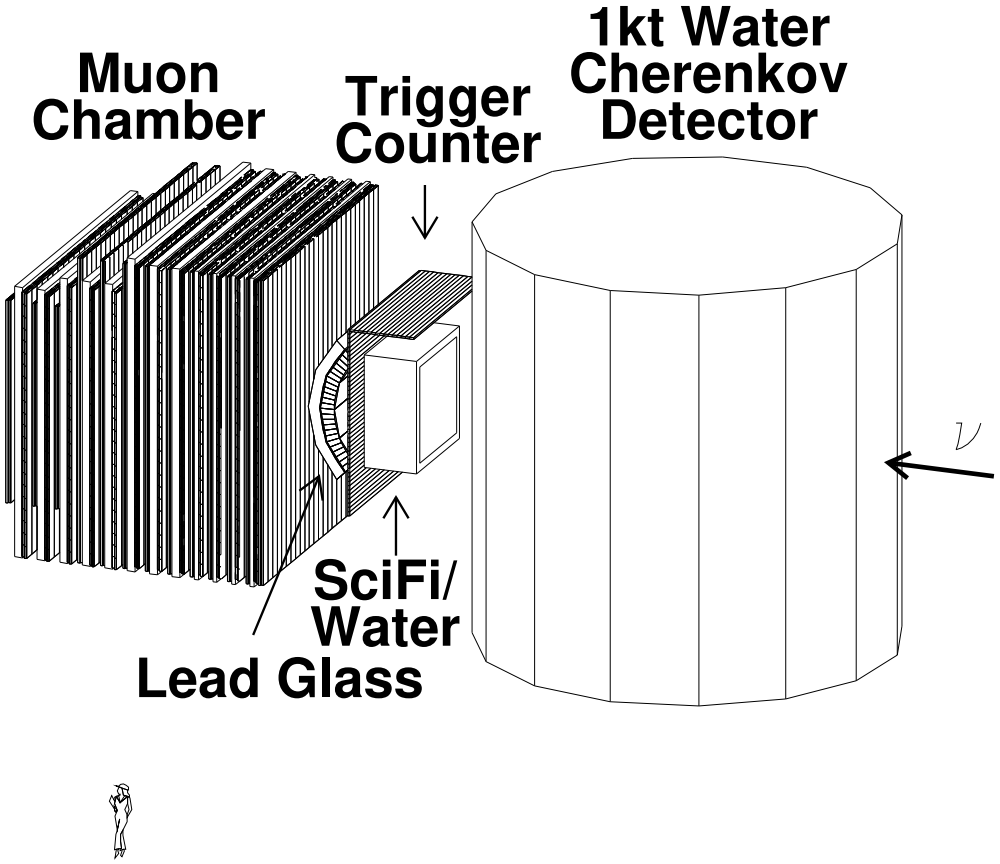


図 2.6: 前置検出器の全体図

第3章　スーパーカミオカンデ検出器

3.1　検出原理

スーパーカミオカンデ検出器は総重量 5 万トンの水チェレンコフ型検出器である。チェレンコフ光は、屈折率 n の媒質中で荷電粒子がその媒質中での光速 c/n を超えて運動する際に、式 3.1 で表されるような角度Θ_c方向に放出される光である (図 3.1)。

$$\cos\Theta_c = \frac{1}{n\beta} \tag{3.1}$$

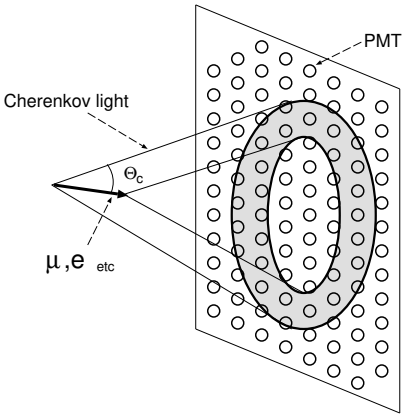


図 3.1: チェレンコフ光のイメージ図

水の場合 ($n = 1.344$)、β=1 で チェレンコフ角Θ_c は 約 42° になる。
また、チェレンコフ光の波長分布は、

$$\frac{d^2N}{dxd\lambda} = 2\pi Z^2\alpha\left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right)\frac{1}{\lambda^2} \tag{3.2}$$

N : 放出される光子数
x : 通過粒子の進む距離
λ : 放出される光子の波長
Z : 荷電粒子の電荷
α : 微細構造定数

で表される。

図 3.1 のように チェレンコフ光は方向性を持っているので、この光を円筒状の検出器の内壁にとりつけられている光電子増倍管で検出し、その光量、光の到達時間から事象の再構成を行い、その事象の発生点、運動量、粒子の種類などを決定する。

3.2 検出器概要

スーパーカミオカンデ検出器 (図 3.2) は、岐阜県神岡町にある神岡鉱山茂住坑 ((図 3.3)) の地下 1000m(水深 2700m 相当) の地点の旧カミオカンデとほぼ同位置に建設され、1996 年 4 月から稼動を始めている。表 3.1 にスーパーカミオカンデ検出器の性能を示す。この検出器が地下にあるのは、バックグラウンドとなる宇宙線中のμ 粒子を減らすためで、検出器の表面に到達できる宇宙線中のμの最低エネルギーは約 1.3TeV である。また、地表でのμ 粒子の強度は約 $10^9 m^{-2} y^{-1}$ であるが、検出器付近ではその約 10^{-5}となり、スーパーカミオカンデ検出器で観測されるμ の頻度は約 2.2 Hz である。

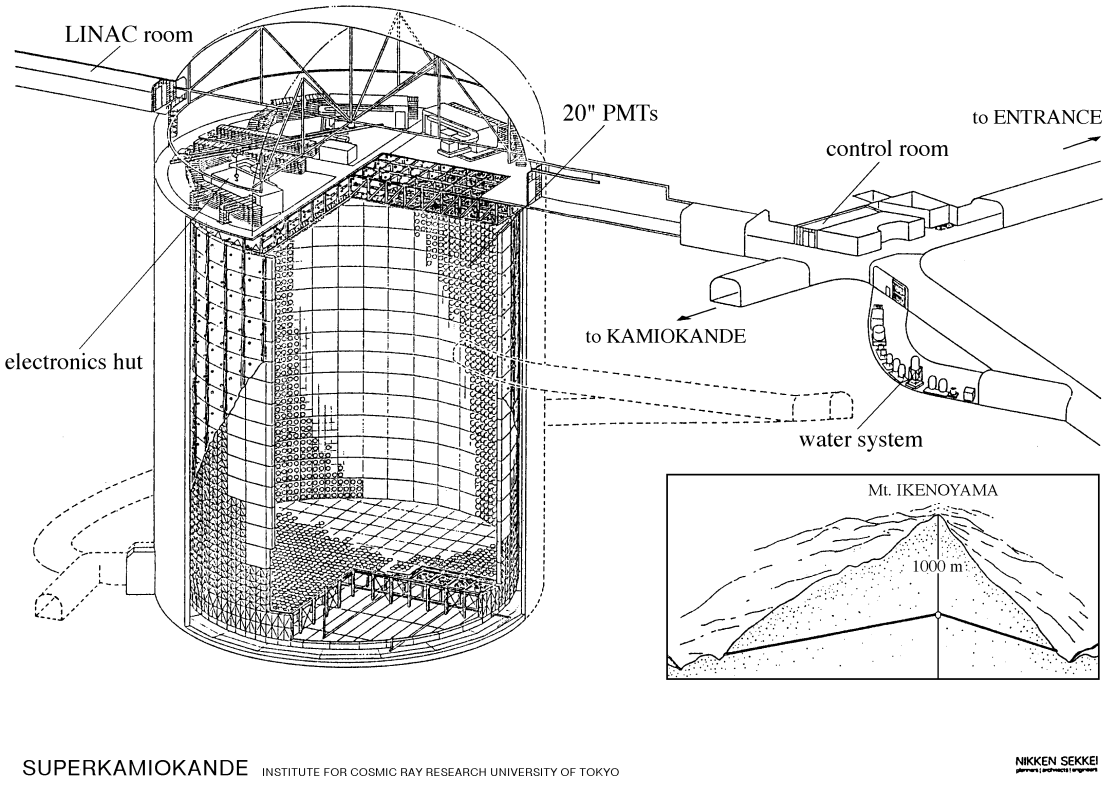


図 3.2: スーパーカミオカンデ検出器

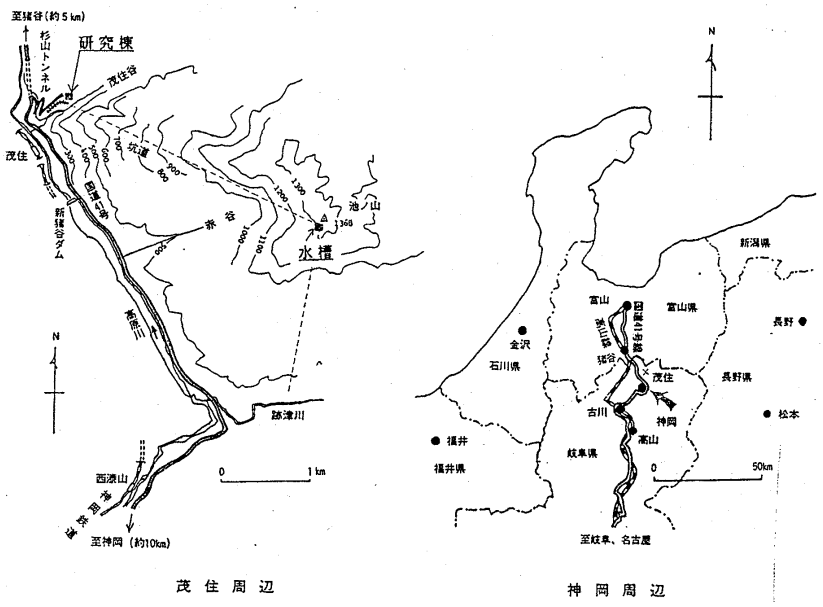


図 3.3: スーパーカミオカンデ検出器の位置

スーパーカミオカンデ検出器の本体となる水槽は、直径 39.3m、高さ 41.4m の円筒形で、この中に総重量 50,000t の純水を満たす。外壁は厚さ約 50cm のコンクリートで覆われており、水に接する表面は 3∼4mm 厚のステンレスが張ってある。また、外壁から 2.5m の位置にステンレスの枠組の構造体が建設され、そこに光電子増倍管 (PMT) がとりつけられている。また、その間はブラックシートを張ることにより光学的に内水槽と外水槽に分けられている (内水槽は直径 33.8m、高さ 36.2m)。この内水槽には直径 50cm の PMT 11,146 本が内向きに取り付けてあり、内水槽全表面積の約 40%をカバーしている。外水槽は直径 20cm の PMT 1,885 本が、外向きに取り付けてあり、壁の表面は光の収集効率をよくするため白色のタイベックで覆ってある。内水槽、外水槽は、それぞれ内部検出器 (inner detector)、外部検出器 (outer detector) と呼ばれ、ともに水チェレンコフ型の検出器である。内水槽は粒子検出の主となる部分であり、外水槽は岩盤からのγ線や中性子を吸収するとともに、外部から入射する粒子 (主として宇宙線μ) や、外部へ抜ける粒子の識別を行う役割を持っている。

また、水槽の上部に 5 つの小屋 (ハット) が設置され、その中に高電圧供給装置や、フロントエンドエレクトロニクス、データー収集装置、コントロール装置などがある。

検出器周辺の空気は抗外から直接空気を取り込み、フィルターを通すことで、バックグラウンドとなる放射性同位元素を少ない状態に保っている。

検出器内の水は、脱気装置、逆浸透膜ろ過装置、フィルター、イオン交換装置、紫外線殺菌灯などからなる水の純化装置により、放射性同位元素やバクテリア、不純物などを取り除いている。水槽内の水は、およそ 40 日間で循環する。この結果、光量が 1/e(e は自然対数) に減衰する水の減衰長は約 60m, 水中のラドン濃度は約 $0.005Bq/m^3$になっている。

Parameters		Remarks
Total size	41mh × 39mϕ	
Total mass	50,000t	
Fiducial mass	32,000t	supernova ν
	22,000t	proton decay,solar ν
Thickness of outer detector	2m	
Number of PMTs	11,146	inner detector
	1,885	outer detector
Photosensitive coverage	40 %	
PMT timing resolution	2.5 nsec	at 1 p.e.
Energy resolution	$2.6\%/\sqrt{E}$	e of E(GeV)
	2.5%	$\mu(\leq$ 1 GeV)
	$16\%/\sqrt{E}$	e($\leq$20MeV)
Position	50cm	10MeV e
resolution	$\sim$ 10cm	p $\rightarrow e^+\pi^0$
Angular	28°	10 MeV e
resolution	$\sim 1°$	Thru-going μ
$E_{th}(trigger)$	$\sim$ 4.0 MeV(1)	
$E_{th}(analysis)$	$\sim$ 5.5 MeV(2)	solar ν
e/μ separation	99 %	$0.03 \leq p_e \leq 1.33$GeV/c
		$0.2 \leq p_\mu \leq 1.5$GeV/c
$\varepsilon_{\mu\rightarrow e\nu\nu}$	96 %	

表 3.1: スーパーカミオカンデの性能
注 (1)(2) 1999 年 1 月現在

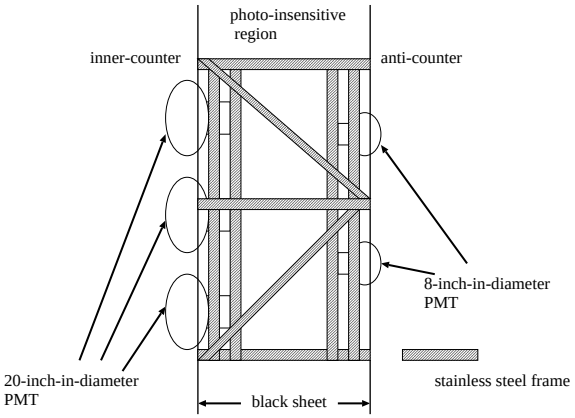


図 3.4: inner detector PMT と outer detector PMT

3.3 光電子増倍管

前述したように、スーパーカミオカンデ検出器では内水槽と外水槽で 2 種類の光電子増倍管を用いている (図 3.4)。

3.3.1 inner detector PMT

内水槽で用いる PMT は浜松ホトニクス製 (R3600) である。その外観図及び回路図を図 3.5, 図 3.6 に示す。

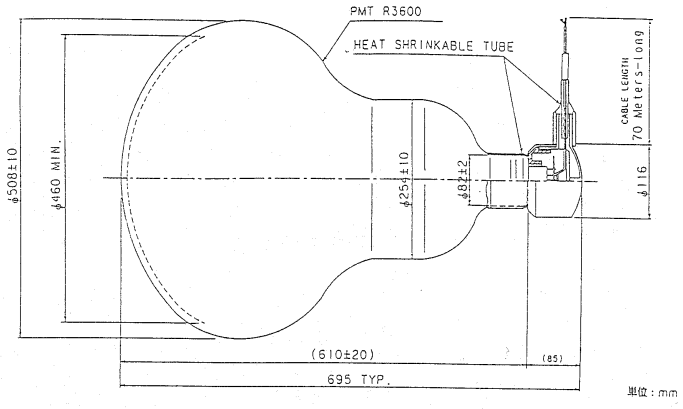


図 3.5: 50cm PMT の形状と大きさ

この PMT はカミオカンデ検出器で用いられていた直径 50cm の光電子増倍管 (R1449) を改良したものであり、正極性の印加電圧に対して作動する。現在 PMT の増幅率は約 1.2×10^7 で使用

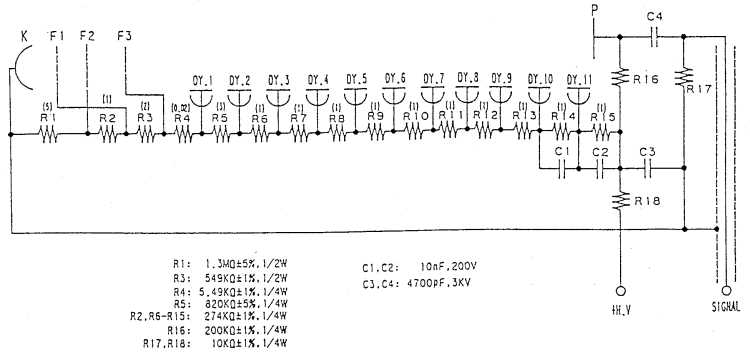


図 3.6: 50cm PMT の回路摸式図

されている (印加電圧は典型的に 2000V)。この PMT の量子効率、およびチェレンコフ光のスペクトラムを図 3.7、図 3.8 に示す。

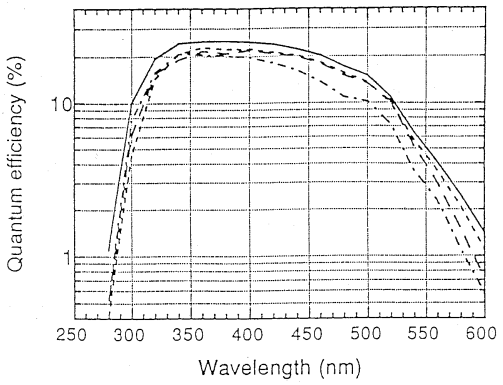


図 3.7: 50cm PMT の量子効率

図 3.8 からチェレンコフ光のピークと量子効率のピークはほぼ一致していることがわかる。チェレンコフ光のピーク値 $\lambda = 390nm$ では、量子効率は 22% である。

この PMT は改良により 1p.e.[1] のピークがみえるようになり、また時間分解能も改善された。図 3.9 は 1p.e. に対する ADC[2]分布であるが、ダークノイズ (ADC 値は 0 付近) と signal(ADC 値は 15 付近にピーク) がはっきり分かれている。これにより、水中の Rn などの物理的要因によるバックグラウンドを十分減少させて、エネルギースレッショルド (しきい値) を電子に対して 4MeV まで下げることができた。

時間分解能については、カミオカンデで用いられていた PMT は 1p.e. に対して、5nsec(1σ) で

[1] photo electron
[2] Analog to Digital Converter

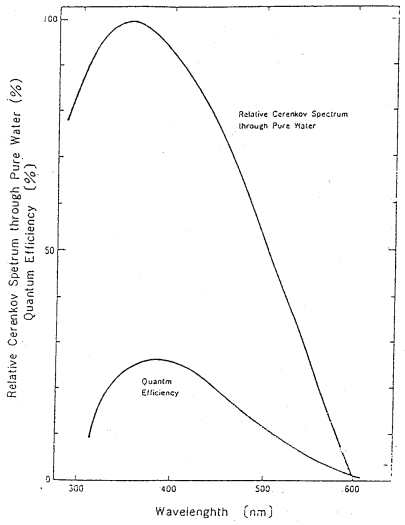


図 3.8: チェレンコフ光のスペクトラム

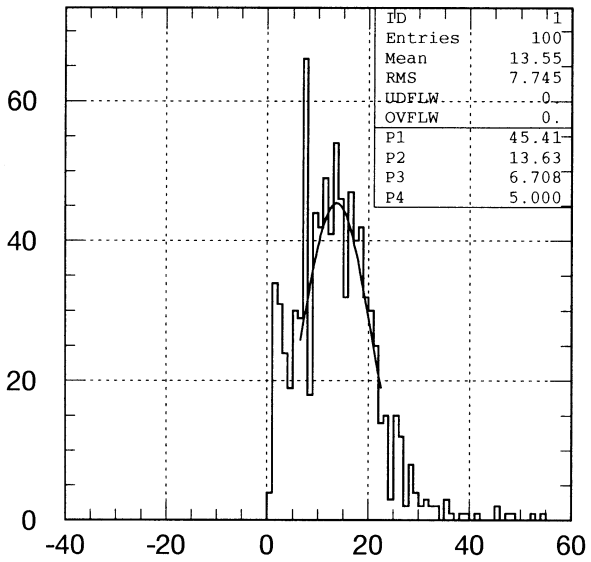


図 3.9: 1p.e. に対する ADC 分布

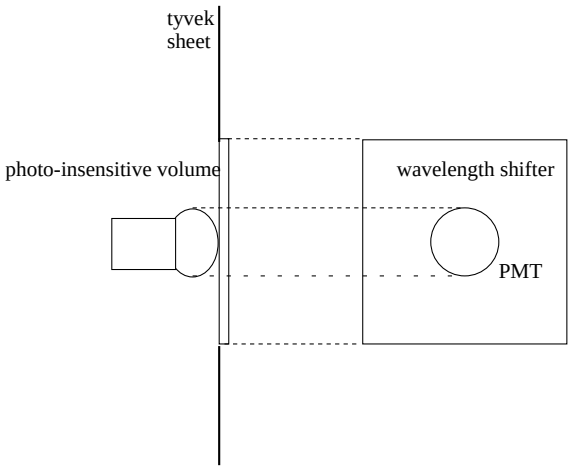


図 3.10: outer detector PMT and wave length shifter

あったものが 3nsec(1σ) と改善されている。また、PMT の地球磁場による影響を少なくするため、検出器の外壁に磁気補償コイルがとりつけてあり、残留磁場を 100mG 以下に抑えている。

3.3.2 outer detector PMT

外水槽の PMT は直径 20cm の PMT が用いられている。光を感知する領域を約 2 倍に増加するために PMT のまわりに 60cm × 60cm の wave length shifter のプレートが取り付けてある (図 3.10)。

3.4 エレクトロニクス

3.4.1 内部検出器

スーパーカミオカンデの内部検出器におけるエレクトロニクスは TKO[3] モジュールと VME[4] モジュールから構成されている。
PMT からの信号は TKO 規格の東芝製モジュール ATM[5] で受けとられる。それぞれの ATM は 12 本の PMT の信号を取り扱う。ATM は各チャンネルに、増幅器、ディスクリミネーター、ADC、TDC[6]、メモリーを持っている (図 3.11)。

スレッショルド値 ($\sim 1/5 p.e.$) を超えて ATM に入ってきた信号は、電流分配器によって分配される。そのうちの 1 つは、内部のアンプを使って 100 倍に増幅された後、ディスクリミネーターを

[3] KEK(高エネルギー物理学研究所) で開発されたデータ収集システムで TRISTAN-KEK-Online の略。
[4] Versa Module Europe
[5] Analog Timing Module
[6] Time to Digital Converter

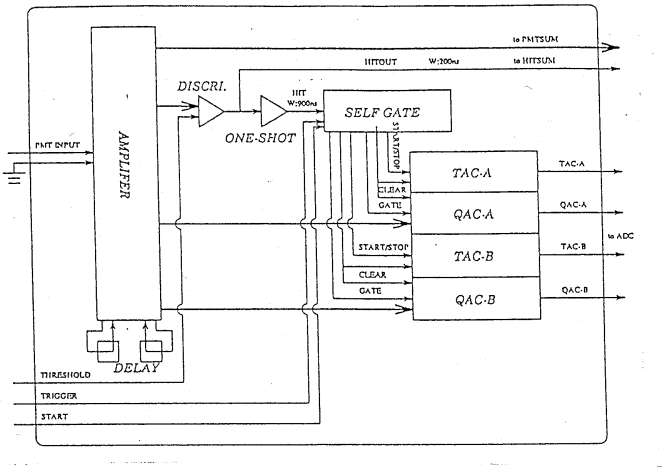


図 3.11: ATM モジュールのブロックダイアグラム

通し、電位差 15mV 幅 200nsec の 矩形波がつくられ、12 チャンネル分が足し合わされることで、各 ATM でのスレッショルド値を超えた PMT の数を示す値として HITSUM[7] と呼ばれる信号が作られる。これはその後データ収集のトリガーを作る部分に送られ、別のものは TAC[8]/QAC[9] に送られ、ディスクリミネーターからの信号から 1200nsec 内にトリガーがあれば、ADC、TDC に送られ、デジタル情報に変換される。デジタル変換は約 5μsec かかるが、その間にもデータを取り続けるために全く同じシステムがもう 1 チャンネル用意されている。このシステムにより、$\mu - e$ 崩壊の事象 (τ=2.2μsec,τは寿命) を捕らえることが可能である。
得られたデジタル情報はその後、SCH[10] $\rightarrow$ SMP[11] を経てオンラインコンピューターに送られる。

なお、トリガー は次のような過程でかけられる。まず、それぞれの ATM で PMT の HITSUM がとられる。その HITSUM の信号は analog sum され、トリガー モジュールに送られる。その値がトリガーのスレッショルド値を越えていればトリガーがかけられる。そのトリガー信号 が GONG[12] モジュールを通して、それぞれの ATM に送られデータ収集が行われる。このトリガーは~3KHz である PMT のダークノイズからくる偶発的なコインシデンスや水中の放射性元素、岩盤からのγ線などのバックグラウンド[13]を避けるため、1999 年 1 月現在 トリガー スレッショルドとして、約 25 本の PMT のヒットに相当する値 (電子に対して約 4.0MeV) が設定されている。トリガー レートは約 350Hz である。

[7] HITSUM は全 ATM で足し合わせて初めて意味を持つ
[8] Time to Analog Converter
[9] charge(Q) to Analog Converter
[10] Super Contorl Header : TKO のシステムコントローラでデータ転送を制御する。
[11] Super Memory Partner : VME 規格のバッファーメモリ
[12] GO or NotGo モジュール
[13] これらはエネルギーが低いため、PMT ヒットはスレッショルド未満になる

3.4.2　外部検出器

外水槽にとりつけてある 20cm の PMT からの信号は QTC[14]に送られる。1 つの QTC は 48 本の PMT の情報を取り扱う。PMT の信号を受けとった QTC は時間情報となる短いパルスとその後に光量に比例した長いパルスを出す。これらのパルスは TDC に送られ、時間、及び光量情報がデジタル化され、トリガーがあれば、オンボード コンピューターにその情報が格納される。最終的にその情報は中央ハットのコンピューターによって処理される。
また、内部検出器の場合と同じようにスレッショルド値 ($\sim$ 1/4p.e.) を超えて QTC に入ってきた信号から HITSUM 信号が作られ、OD[15] trigger を作るのに使われる。fully contained event のような、内部検出器事象を調べるときは、OD trigger にかかった事象はバックグラウンドとしてカットされる。それに対し、この論文では、この OD trigger にかかるイベントを調査する対象とする。トリガー スレッショルドとして 19 本の PMT の HIT(200nsec 以内) に相当する値に設定されている。

3.5　データ収集システム

スーパーカミオカンデでは、前述したようにタンクの上に 5 つのハット (小屋) が設置されている。これら 5 つのハットのうち、外側に位置する 4 つのハットには計測用エレクトロニクス及び計測用コンピューター (SUN 製 SPARC classic)、高電圧電源システムなどが置かれている。そして、4 つのハットで集められたデータはネットワークを介して中央のハットに転送される。これらのデータは、この中央ハットにおかれるホストコンピューター (SUN 製 SPARC station 10) が受けとり、データ毎に反応した PMT の番号及びその時間情報、電荷情報を整理し記録する。整理されたデータは 10 分おきに 100MByte ずつ FDDI[16]を通じて鉱山の外に置かれるオフライン用のコンピューター (SUN 製 SPARC station 10, 富士通製 VPX210/10S) に送られ解析される (図 3.12)。1 日のデータ量は約 12GByte である。

[14]Charge(Q) to Time Converter
[15]Outer Detector つまり、外部検出器のこと
[16]光ファイバー ケーブル

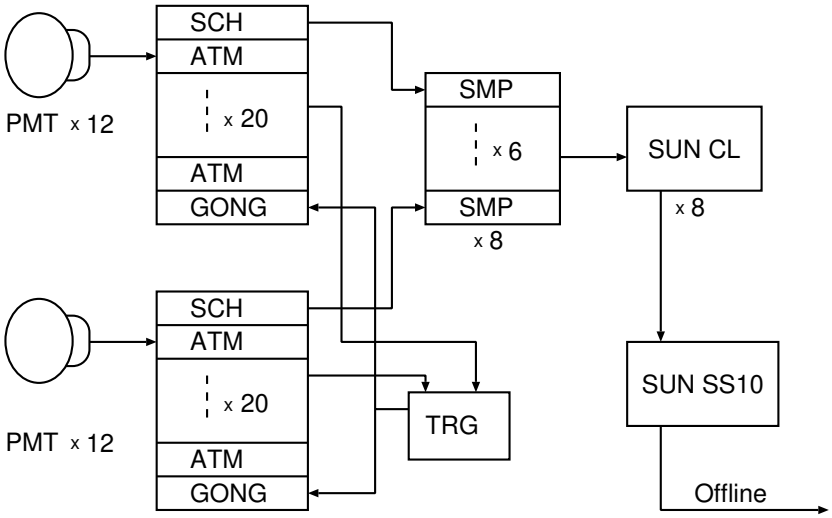


図 3.12: データ収集システム

第4章　モンテカルロ・シミュレーション

この章ではK2K実験で予想されるスーパーカミオカンデでのOD triggered eventの数、μの発生点や検出器への入射点の分布を得るために行ったモンテカルロ・シミュレーションについて説明する。

ニュートリノの反応点は内水槽より外側の水または岩の標的とし、OD trigger (第3.4.2節を参照) のみでカットをかけた。

4.1　KEK-PSからのニュートリノフラックス

K2Kの実験期間 (10^{20} P.O.T.) で発生させるニュートリノビームのフラックスは、スーパーカミオカンデ付近で図4.1のようになる。また、フラックスの絶対値の不確定性は$\pm 10\%$と見積もられている。

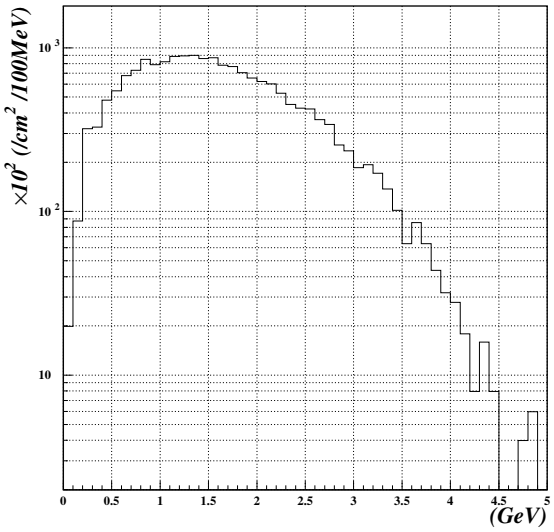


図 4.1: 10^{20} P.O.T. で期待されるν_μのフラックス

4.2 ニュートリノ反応断面積

ニュートリノ反応には、荷電カレントと中性カレントがあり、それぞれ (準) 弾性散乱 [24, 25, 26]、Δ共鳴による 1π生成反応 [27]、深非弾性散乱 [28, 29, 30]、原子核とのコヒーレント 1π生成反応 [31, 32] がある。それぞれの反応式は以下のようになる。

荷電カレント準弾性散乱	($\nu\ N$	$\rightarrow$	$l\ N'$	)
中性カレント弾性散乱	($\nu\ N$	$\rightarrow$	$\nu\ N$	)
荷電カレント 1π生成反応	($\nu\ N$	$\rightarrow$	$l\ N'\ \pi$	)
中性カレント 1π生成反応	($\nu\ N$	$\rightarrow$	$\nu\ N'\ \pi$	)
荷電カレント深非弾性散乱	($\nu\ N$	$\rightarrow$	$l\ N'\ m\pi\ [m \geq 1]$	)
中性カレント深非弾性散乱	($\nu\ N$	$\rightarrow$	$\nu\ N'\ m\pi\ [m \geq 1]$	)
荷電カレントコヒーレント 1π生成反応	($\nu\ ^{16}O$	$\rightarrow$	$l^{\pm}\ \pi^{\mp}\ X$	)
中性カレントコヒーレント 1π生成反応	($\nu\ ^{16}O$	$\rightarrow$	$\nu\ \pi^{0}\ X$	)

今回のモンテカルロ・シミュレーションで発生させるイベントは、標的として水と岩盤の 2 種類がある。原子核効果が異なるため、この 2 つの標的のニュートリノ反応断面積も異なる。

原子核効果として、以下のものを考慮する必要がある。

(1) フェルミ運動量とパウリ原理

原子核を自由なフェルミ粒子の集団として扱うフェルミガス模型で核子をエネルギー順位の低い方から詰めていったときの、原子核表面での核子の運動量のことをフェルミ運動量という。核子はフェルミ統計のパウリ原理に従うため、反跳核子はフェルミ運動量より大きい運動量を持たねばならないという制限が加えられる。

(2)π中間子の吸収

π中間子が生じるニュートリノ・核子反応で、そのπが原子核外に出る前に核子に吸収される効果のことである。

岩盤については主成分である SiO_2を標的としてその効果を考慮することが妥当であるが、今回は酸素を標的として反応させた。理由を以下に示す。

- 酸素の反応断面積はカミオカンデ、スーパーカミオカンデ実験で使用されているものであり、信頼度が高い
- 地下実験である Fréjus の大気ニュートリノ観測実験 (検出器の標的は鉄) のシミュレーションでも水とほぼ同じフェルミ運動量とパウリ原理を用いて計算している

- ニュートリノ反応で生じたπの原子核による吸収効果は、シリコンの方が酸素に比べてその効果がより強いと推定されるが、もし原子核効果が最大になってπが全て吸収されたとしても、中性カレントで 5.2event、で荷電カレント 10.4event($/10^{20}$P.O.T.) しか減少しない。そしてこれは全体の 5%の減少に過ぎない。

これらのことから、岩盤を酸素で近似してもそれによる誤差は反応断面積の不確定性に比べて小さく、影響はないと判断した。

反応断面積の不確定性は、シミュレーションで使われる反応断面積と実験 ([34] $\sim$ [43]) で測定されたものとを比較して、$\pm$20%と見積もった (図 4.2)。

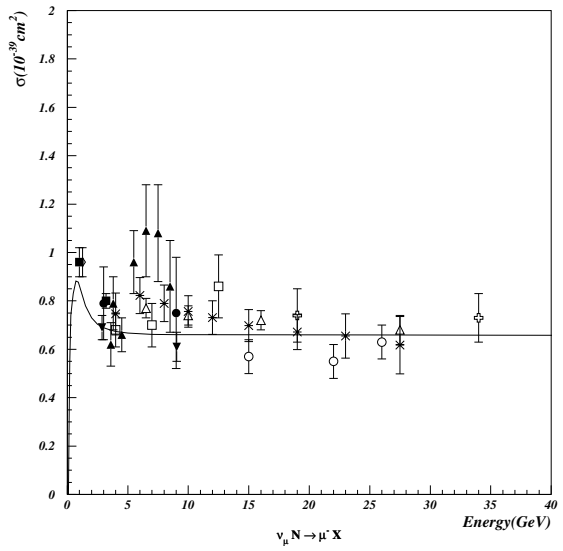


図 4.2: ニュートリノ荷電カレント反応断面積 [33]

データ点は以下の実験による。▲ :GGM73[34], ▼ :GGM79[35], ○ :GGM81[36], □ :SKAT79[37], + :BEBC79[38], △ :IHEP79[39], ◆ :ANL79[40], ● :BNL80[41], ■ :BNL81[42], × :IHEP96[43]

4.3 ニュートリノ振動がない場合にスーパーカミオカンデで予想されるイベント数

5 $\times 10^{20}$P.O.T. 分のモンテカルロ・シミュレーションを発生させた。そのうち、OD trigger[1] にかかったイベント数は $306.8/10^{20}$P.O.T. であった。内訳を表 4.1 に示す。また、荷電カレントの

[1] 外部検出器で 200nsec 以内に 19 本以上の PMT がヒットするとかかる。第 3.4.2 節参照

右側の括弧内に、OD triggered event のうちニュートリノ反応で生じたμ粒子エネルギーが大きく、内部検出器にまで達したものの数を示す。

標的	反応の種類	中性カレント	荷電カレント
水	合計	27.4	172.0 (29.2)
	(準) 弾性散乱	0.4	55.4 (10.2)
	1π生成	9.2	47.0 (7.2)
	深非弾性散乱	17.8	69.6 (11.8)
岩盤	合計	5.2	102.2 (33.8)
	(準) 弾性散乱	0.4	43.4 (17.2)
	1π生成	2.8	28.0 (10.8)
	深非弾性散乱	2.0	30.8 (5.8)
合計		32.6	274.2 (63.0)

表 4.1: OD triggered event の各標的での数 ($/10^{20}$ P.O.T.)

4.4 OD triggered event を生成するニュートリノ反応

OD triggered event の親ニュートリノエネルギー分布を図 4.3 に示す。ニュートリノエネルギーの平均は 2.2GeV になった。また、ニュートリノ反応点の分布を図 4.4 に、反応点の外部検出器面からの距離の分布を図 4.5 に示す。親ニュートリノのエネルギーが最高 5GeV と小さいため、検出器の近傍 10m 以内でニュートリノ反応を起こしたもののみ OD triggered event となりうることが分かる。

OD triggered event の中でニュートリノ反応で生じたμ粒子が内部検出器にまで達したイベントの反応点の分布を図 4.6 に、内部検出器に落とす光量とμ粒子の天頂角方向の分布を図 4.7~4.8 にそれぞれ示す。また、それらのイベントの約 6~7 割が内部検出器で明瞭な 1ring イベントであった。

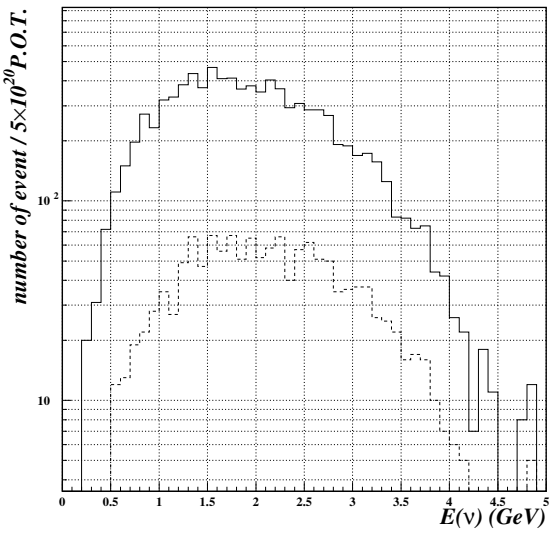


図 4.3: ニュートリノエネルギー分布。実線は全イベント、破線は OD triggered event

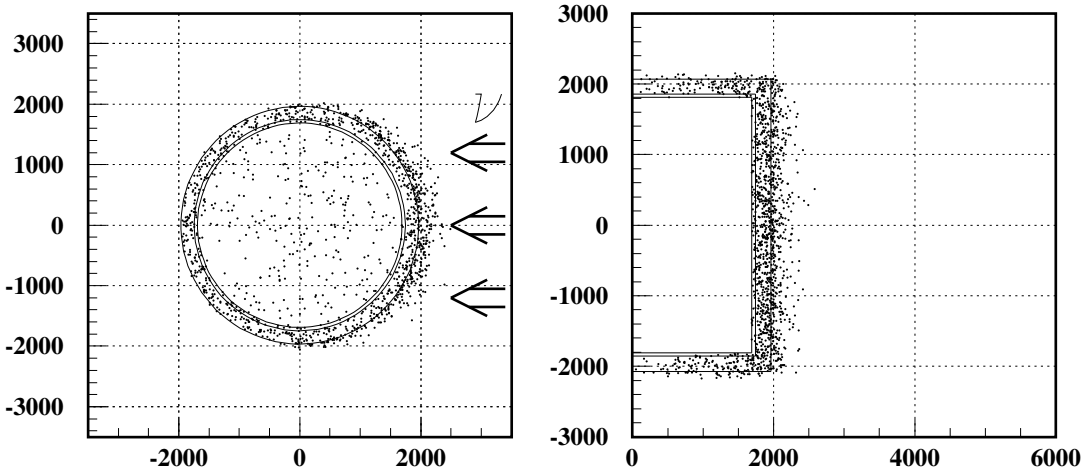


図 4.4: OD triggered event のニュートリノ反応点、左が上下方向から見た図、右は検出器の中心からの距離に投影した図。矢印の方向からニュートリノビームが来る

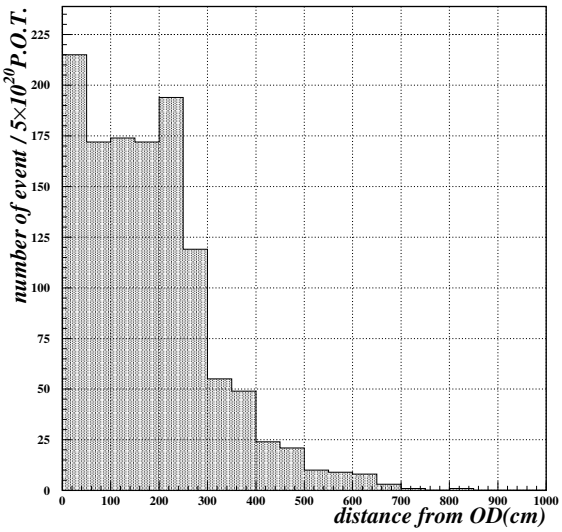


図 4.5: 反応点の外部検出器面からの距離の分布

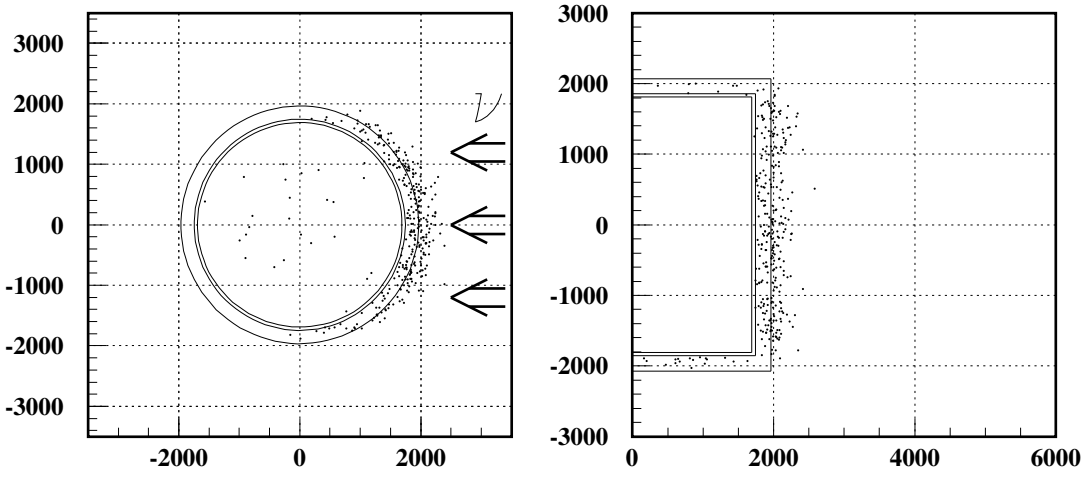


図 4.6: OD triggered event のうち、ニュートリノ反応で生じたμ粒子が内部検出器にまで達したイベントのニュートリノ反応点、左が上下方向から見た図、右は検出器の中心からの距離に投影した図。矢印の方向からニュートリノビームが来る

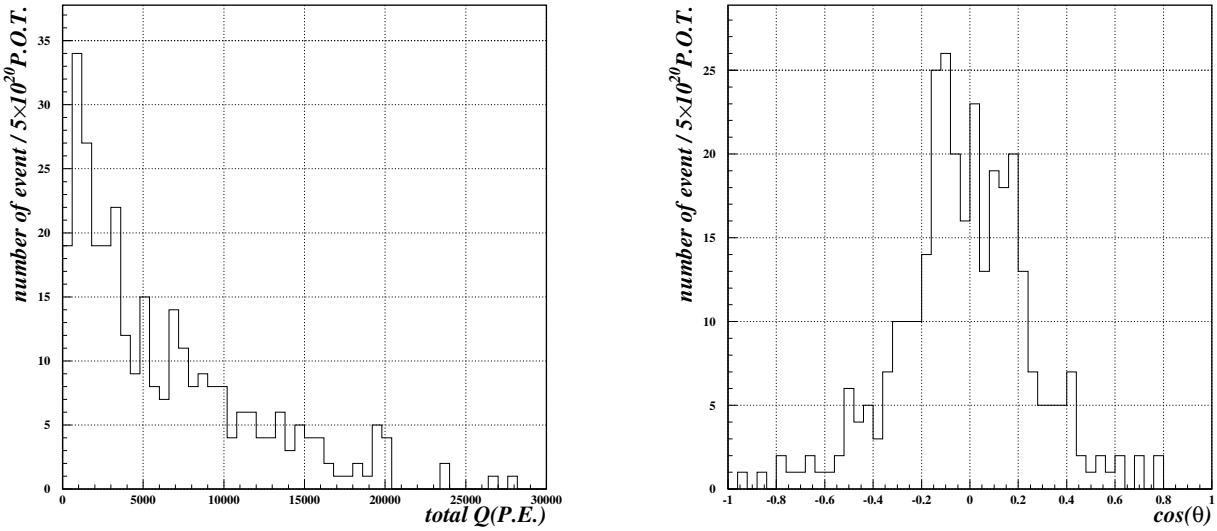


図 4.7: ニュートリノ反応で生じたμ粒子が内部検出器にまで達したイベントの、内部検出器に落とす光量の分布 (左) と天頂角方向の分布 (右)

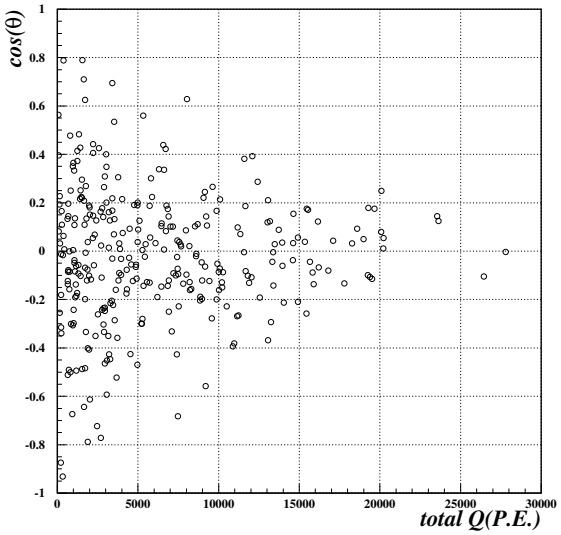


図 4.8: ニュートリノ反応で生じたμ粒子が内部検出器にまで達したイベントの内部検出器に落とす光量と天頂角方向の 2 次元プロット

4.5 バックグラウンドの見積もり

KEK-PS からのニュートリノから以外のイベント (バックグラウンド) を除去するために、ビームタイミングをとる。しかし、そのタイミング内にも幾つかバックグラウンドが入ってくるのでその数を評価した。バックグラウンドは主として宇宙線μ イベントである。

KEK-PS はニュートリノを生成するための陽子ビームを図 4.9 のサイクルで 1 バースト当たり 1.1 μ sec の幅で 6×10^{12}個陽子を標的に当てる。よって、1 実験期間、10^{20} P.O.T. 当たりのビームを当てる合計時間は $1.1 \times 10^{-6} \times 10^{20}/(6 \times 10^{12}) = 18.3$ 秒となる。この時間内に入ってくるバックグラウンドをスーパーカミオカンデで実際に取られたデータを使って見積もった。

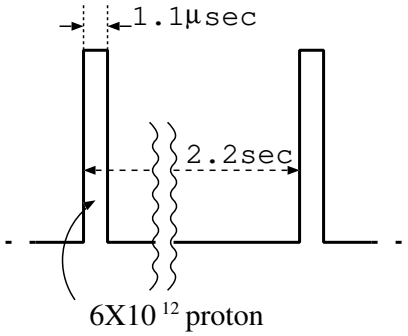


図 4.9: intensity of the beam

4.5.1 OD trigger のみかかるイベント

実データ 330.88 秒中に 134 個あった。よって 10^{20} P.O.T. 当たりのバックグラウンドは $134/330.88 \times 18.3 = 7.4$ 個となる。これは OD triggered event に対し約 2%の量にすぎない。

4.5.2 ID^2 + OD trigger にかかるイベント

イベントレートは約 2Hz(実データ 330.88 秒中には 666 個) である。つまり 10^{20} P.O.T. 当たりのバックグラウンドは $666/330.88 \times 18.3 = 36.8$ 個である。

だが、幸いなことに、宇宙線μ イベントの約 95%が突き抜けμ イベント[3]であること利用し以下の (1)(2) のカットを行うことによってこのバックグラウンドを減少させることができる。

[2]第 3.4.1 節を参照

[3]検出器外から入射したμ 粒子が内部検出器を突き抜けて外に出ていくイベント

(1) 内部検出器の光量によるカット

OD triggered event と宇宙線μ イベントそれぞれの内部検出器の全光量分布は 4.10 のようになる。見ての通り、OD triggered event の光量は最大でも 30000P.E. 程度である。よってそれ以上の光量を持ったイベントをカットできる。

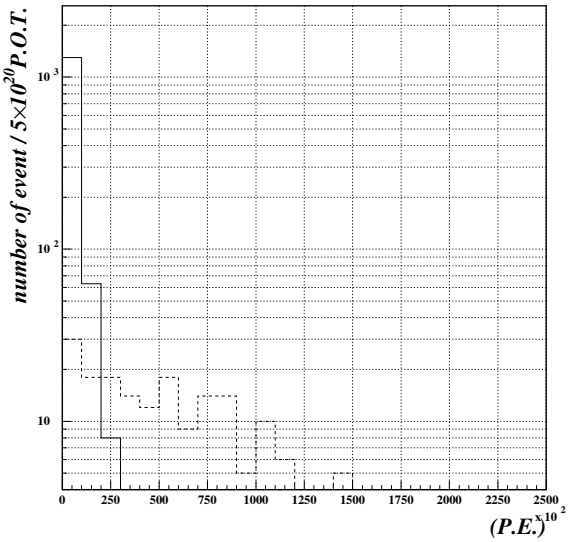


図 4.10: 内部検出器の全光量の分布。実線は OD triggered event(MC) で、破線は宇宙線μ イベント (実データ)。30000P.E. 以上のイベントはバックグラウンドとしてカットできることが分かる

(2)OD ヒット時間幅によるカット

この OD ヒット時間幅 (すぐ下で定義する) とは、Super-Kamiokande 実験の上向きストップμ イベント[4]の選別に実際に使われている値で、突き抜けμ とストップμ とを分けることができる。前述の通り、宇宙線μ イベントはほぼ突き抜けμ である。一方、OD triggered event は親ニュートリノのエネルギーが最大 5GeV と小さいので突き抜けμ イベントはない。よって、これで宇宙線μ イベントをカットすることができる。

OD ヒット時間幅の値を得るには、以下の手順で行う。

1. ヒットした時間がトリガーのかかった時間に比べて-100nsec から 0nsec の間にある PMT の本数を数える。
2. PMT の本数を数える時間を 1nsec 遅らせる (つまり-99nsec から 1nsec の間)
3. 2 の操作を 500 回繰り返す

[4]検出器外から入射したμ 粒子が内部検出器中で止まるイベント

4. PMT の本数が初めて 15 本を越えた時刻と最後に 15 本を下回った時刻の差を、OD ヒット時間幅と定義する

この値が突き抜けμ とストップμ の選別に利用できる理由を説明する。突き抜けμ イベントの場合、外部検出器の PMT がヒットするのは

- (A) 外部検出器の外からμ 粒子が入ってきて内部検出器に入っていくまで
- (B) 内部検出器からμ 粒子が出てきて外部検出器外に出ていくまで

であるので、(A) から (B) までの時間間隔が OD ヒット時間幅になるが、ストップμ イベントの場合、内部検出器からμ 粒子は出ていかないので (A) の時間が OD ヒット時間幅になる。よって突き抜けμ とストップμ で値が大きく異なり、イベントを選別できる。

内部検出器の全光量が 30000P.E. 未満の宇宙線イベントと、内部検出器に入る OD triggered event の OD ヒット時間幅分布を図 4.11 に示す。OD ヒット時間幅分布が 230nsec 以上でカットできることがわかる。

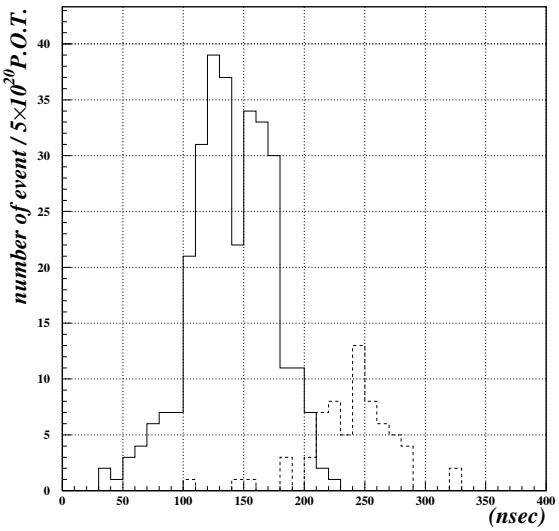


図 4.11: OD ヒット時間幅分布。実線は OD triggered event、破線は宇宙線μ イベント

以上の 2 種類のカットを用いて、最終的に ID + OD trigger にかかるイベントのバックグラウンドは $4.8\text{events}/10^{20}\text{P.O.T.}$ に減らすことができる。

このように、4.5.1、4.5.2 で想定されるバックグラウンドは無視できる量になるが、これらのバックグラウンド、つまり宇宙線μ イベントは一定のレートであるので、観測されるイベントレートから単純に引き更にバックグラウンドレベルを下げることが可能である。

4.6 検出効率

OD triggered event を検出するにあたり、(1) 外部検出器内でニュートリノ相互作用したイベントと、(2) 検出器近傍の岩盤でニュートリノ相互作用を起こし、発生したμ が外水槽に入ったイベントについて、その検出効率を求めた。5×10^{20} P.O.T. 分のモンテカルロ・シミュレーションの結果、(1)(2) のイベント計 1569 個のうち OD trigger(200nsec 以内に 19 本以上の PMT がヒットするという条件) にかかるものは 1310 個であったので、検出効率は

$$efficiency = \frac{1310}{1569} = 0.835 \pm 0.031$$

となった。ヒット数の分布を図 4.12 に示す。第 4.5 節で示したバックグラウンドのカットする方法で除去されたイベントはない。

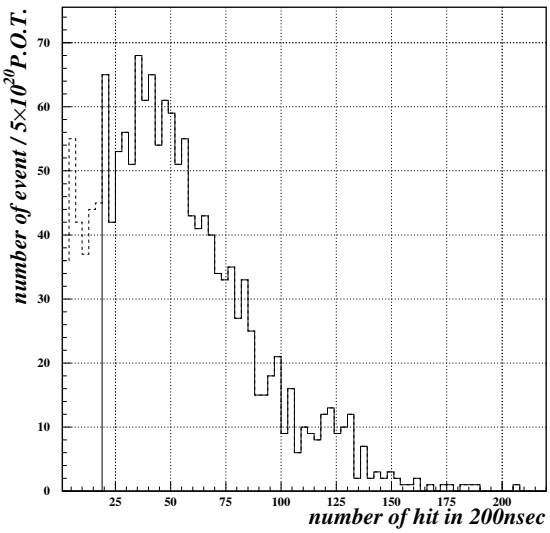


図 4.12: 外部検出器ヒット数分布。破線の部分が OD trigger によってカットされたイベントである

また、μ の path length による検出効率の違いを図 4.13 に示す。

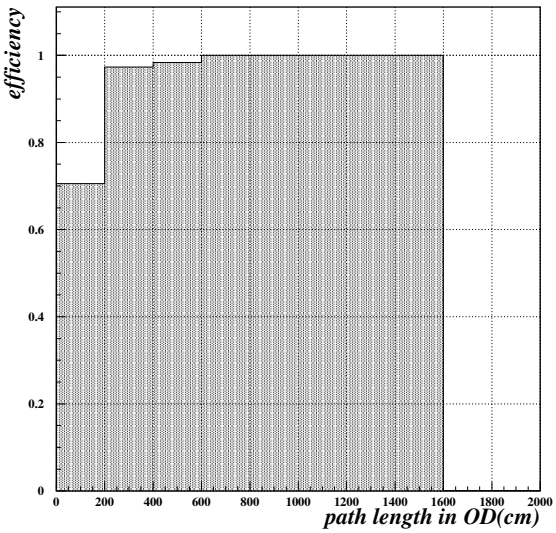


図 4.13: 外水槽中でのμ path length 毎の検出効率

第5章　結果と考察

この章では第 4 章のモンテカルロ・シミュレーションで得られた結果を用いて$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$のニュートリノ振動が起こっている場合に得られるイベント数の変化を計算し、ニュートリノ振動のパラメーターの有感領域を求めた。

5.1　$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ ニュートリノ振動を考慮したときスーパーカミオカンデで予想される OD triggered event の数

式 (1.17) から、生成されたときにν_μであったものが、伝播距離 L(K2K では 250km) のあとに ν_μ である確率は式 (5.3) で与えられる。

$$
\begin{aligned}
P(\nu_\mu \to \nu_\mu) &= |\langle \nu_\mu | \nu(t) \rangle|^2 && (5.1)\\
&= 1 - \sin^2 2\theta_v \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m^2 (eV^2) L(km)}{p_\nu (GeV/c)} \right) && (5.2)\\
&= 1 - \sin^2 2\theta_v \sin^2 \left(\frac{317.5 \Delta m^2 (eV^2)}{p_\nu (GeV/c)} \right) && (5.3)
\end{aligned}
$$

式 (5.3) を使って、パラメーター (混合角、質量差) による観測数の変化を計算する。$\sin^2 2\theta_v = 1$ のときの荷電カレントの観測数は図 5.1 のように変化する。この図を見てわかるように、$\Delta m^2 = 10^{-2}$付近でニュートリノ振動の効果が最も良く現れていて、約 1/4 にまで減ってしまう。

モンテカルロ・シミュレーションで得られたイベントの親ニュートリノエネルギーをそれぞれ式 (5.3) に代入した値の合計がニュートリノ振動を考慮した場合に得られるイベント数となる。

5.2　χ^2の定義

第 4 章で得られたイベント数と式 (5.3) においてニュートリノ振動のパラメーターΔm^2と混合角 $\sin^2 2\theta_v$の様々な値について求めたイベント数を用いて、次式にてχ^2を計算することで、ニュートリノ振動の有感領域を求めた。

$$
\chi^2 = \frac{(N_{no.osc} - N_{osc})^2}{\sigma^2} \qquad (5.4)
$$

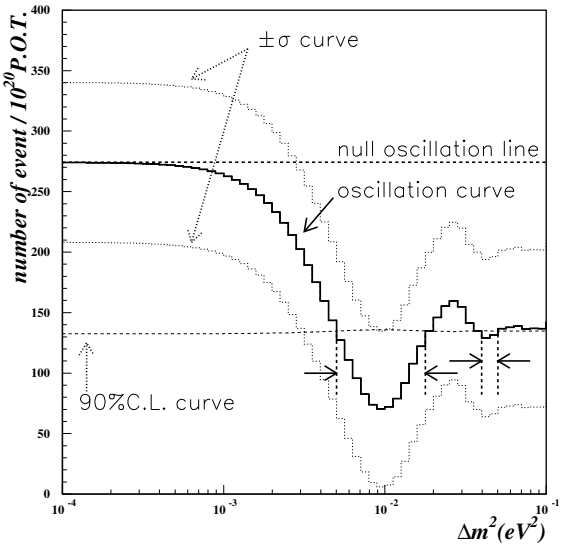


図 5.1: $\sin^2 2\theta_v = 1$ でのニュートリノ振動による荷電カレントの観測値の変化。ニュートリノ振動で観測される値が、90%C.L. の線より少なくなっているΔm^2の領域 (→ | | ←で示した部分) でニュートリノ振動の検証が 90%C.L. で可能である

$$\sigma_{exp}^2 = \sqrt{\sigma_{flux}^2 + \sigma_{cs}^2 + \sigma_{stat}^2 + \sigma_{MC}^2} \tag{5.5}$$

$N_{no.osc}$	:	ニュートリノ振動を考慮しない場合のイベント数	=	306.8
N_{osc}	:	ニュートリノ振動を考慮した場合のイベント数	=	103.0∼306.8
σ_{flux}	:	KEK-PS からのニュートリノフラックスの不定性	=	30.7
σ_{cs}	:	ニュートリノ・核子反応断面積の不確定性	=	55.2
σ_{stat}	:	イベントの統計誤差	=	10.1∼17.5
σ_{MC}	:	モンテカルロ・シミュレーションの統計誤差	=	7.8

ニュートリノ振動が無い仮定を 90%、99%C.L. で否定する領域 ($\equiv$ 有感領域) はΔm^2 - $\sin^2 2\theta_v$ 平面で式 (5.6)、(5.7) の条件を満たす領域である。

$$\chi^2(\Delta m^2, \sin^2 2\theta_v) > 4.6(\ 90\% C.L.\ ) \tag{5.6}$$

$$> 9.2(\ 99\% C.L.\ ) \tag{5.7}$$

5.3 ニュートリノ振動の考察

OD triggered event のみでどの程度ニュートリノ振動を検証できるか考察した。OD triggered event は K2K の主要な事象である contained event と違い親ニュートリノのエネルギーを知ることはできないため、調べられる値はイベントレートのみである。Δm^2、$\sin^2 2\theta_v$を変化させて式 (5.5) のχ^2を求めた。

その結果、$\Delta m^2 = 9.7 \times 10^{-3}$、$\sin^2 2\theta_v = 1.0$ において $N_{no.osc} = 306.8$、$N_{osc} = 103.0$ となり χ^2の最大値 10.5 を得た。また、式 (5.6)(5.7) の条件を満たすニュートリノ振動に対する有感領域の contour を求め、図 5.2 の結果を得た。

次に、この contour と K2K の主要な事象である contained event で予想されている contour、またスーパーカミオカンデの大気ニュートリノの解析で得られた contour との比較を図 5.3 に示す。

contained event に比べるとやはりニュートリノのエネルギースペクトルについて調べられない点で不利があり、有感領域は小さいが、K2K では使用する予定の無かったこれらの事象でニュートリノ振動を検証することが可能であることが分かった。また、スーパーカミオカンデの contour 領域の一部について調べることができる。そして、contained event による解析に OD triggered event を合わせれば各々の結果より更に良い有感領域の contour が得られ、OD triggered event は K2K 実験の補足的な役割を果たすことができる。

5.4 今後の課題

OD triggered event の有感領域の contour を作成する上で最も影響を与えた不定性は反応断面積の不定性である。これを詰めることにより有感領域はより広くなる。前置検出器の 1kton 水チェレンコフ検出器はスーパーカミオカンデと同じ形態であるから、ここでのイベントを使い反応断面積の不定性を (恐らく) $\pm 10\%$程度まで抑えられることが期待される。不定性が$\pm 10\%$、$\pm 5\%$になったときのニュートリノ振動に対する有感領域の contour は図 5.4、5.5 のようになる。

また、第 5.3 節でも述べたが、contained event による解析に OD triggered event を合わせれば各々の結果より更に良い有感領域の contour が得られるので、その有感領域を求めることも重要な課題である。

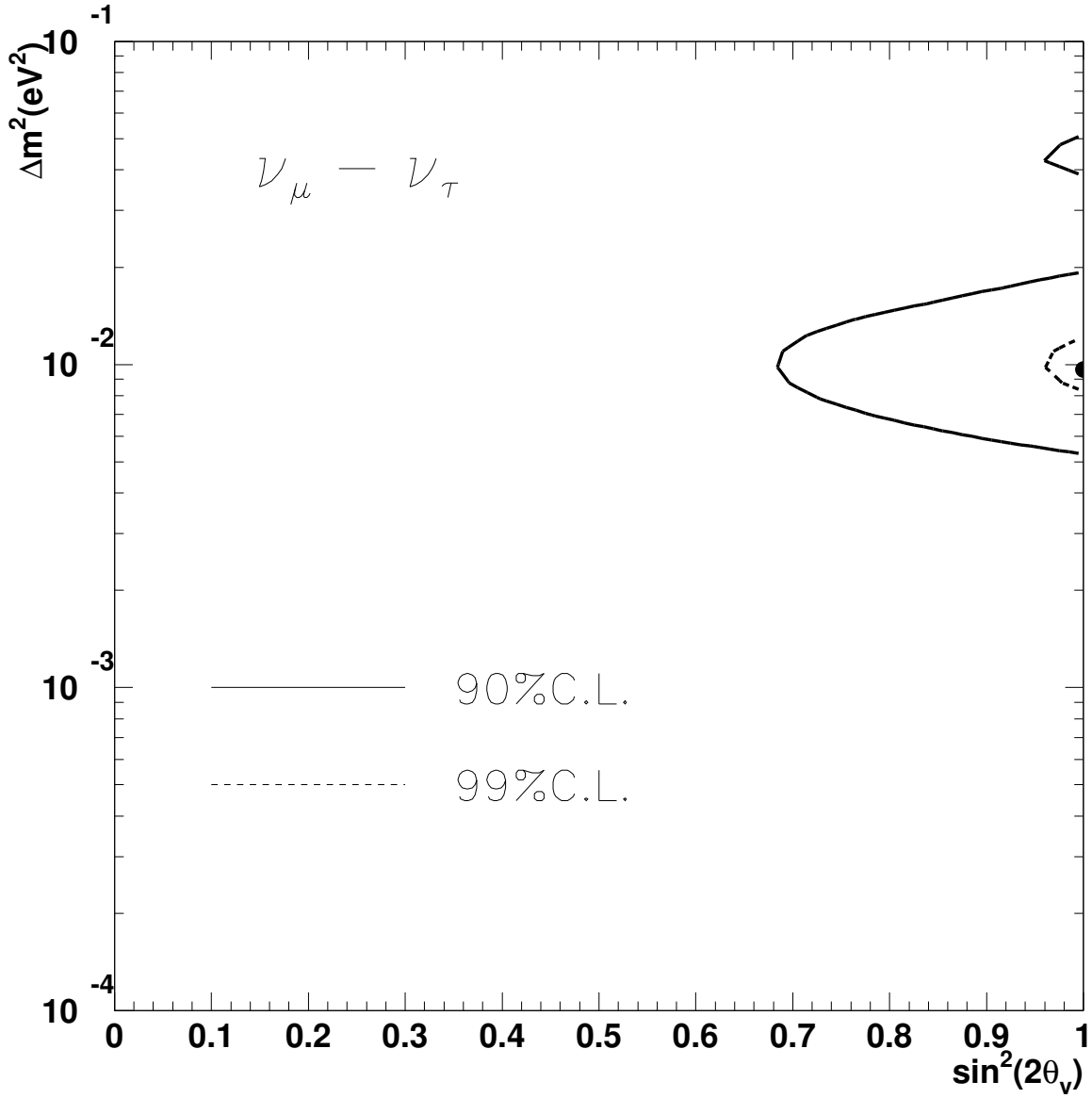


図 5.2: ニュートリノ振動に対する有感領域の contour

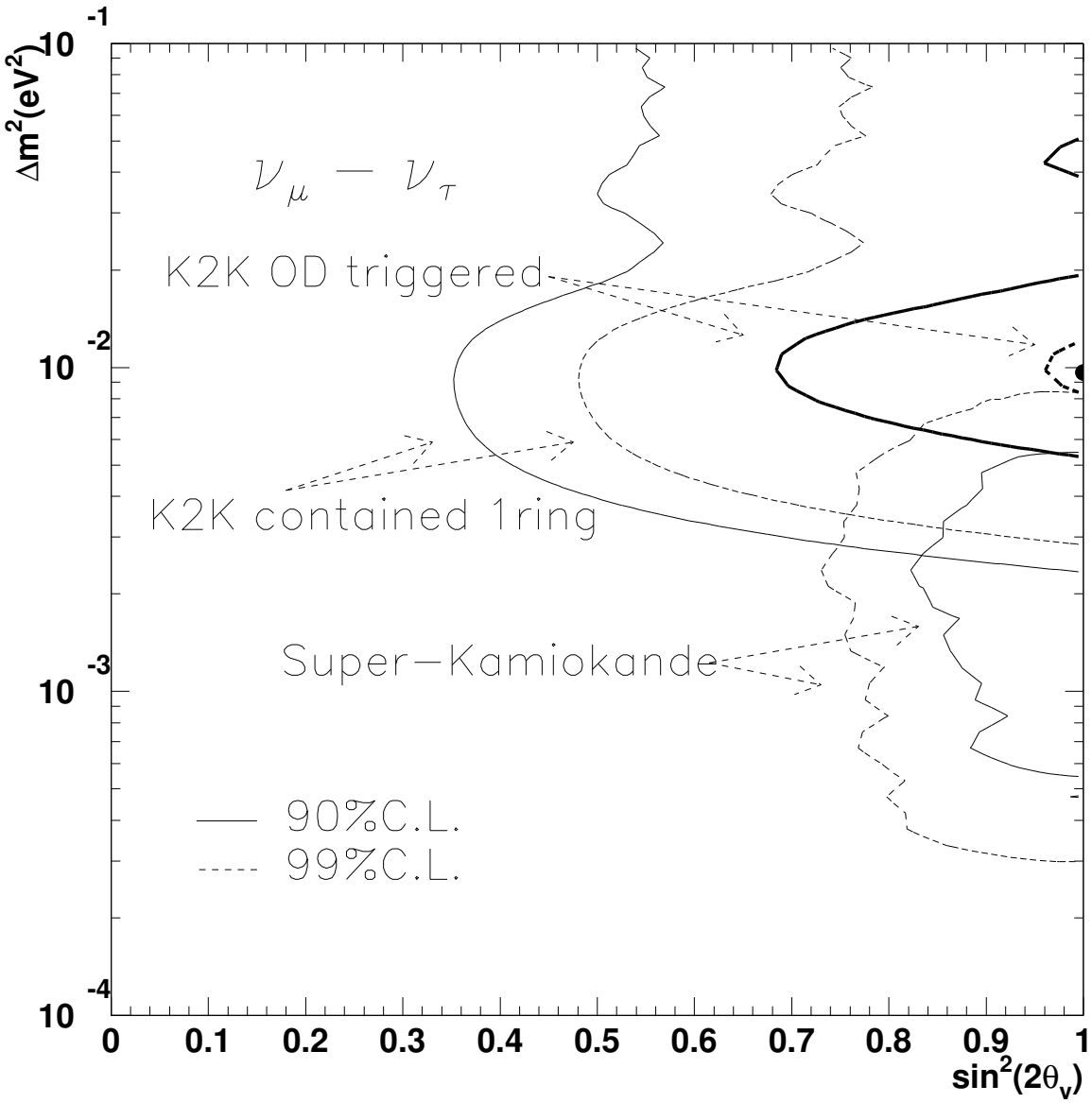


図 5.3: OD triggered event と K2K contained、スーパーカミオカンデの contour との比較

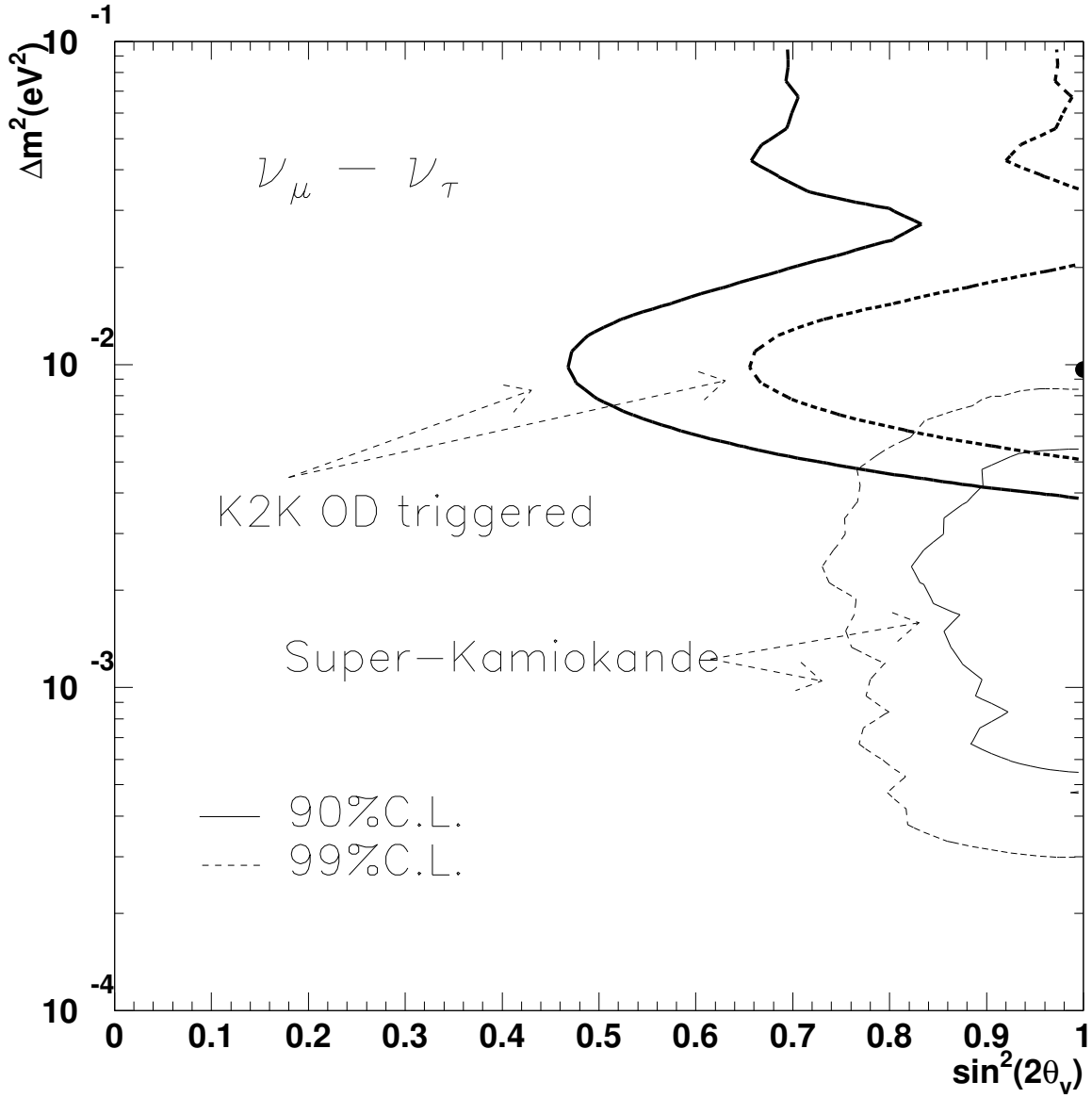


図 5.4: 反応断面積の不定性が$\pm 10\%$の場合の contour

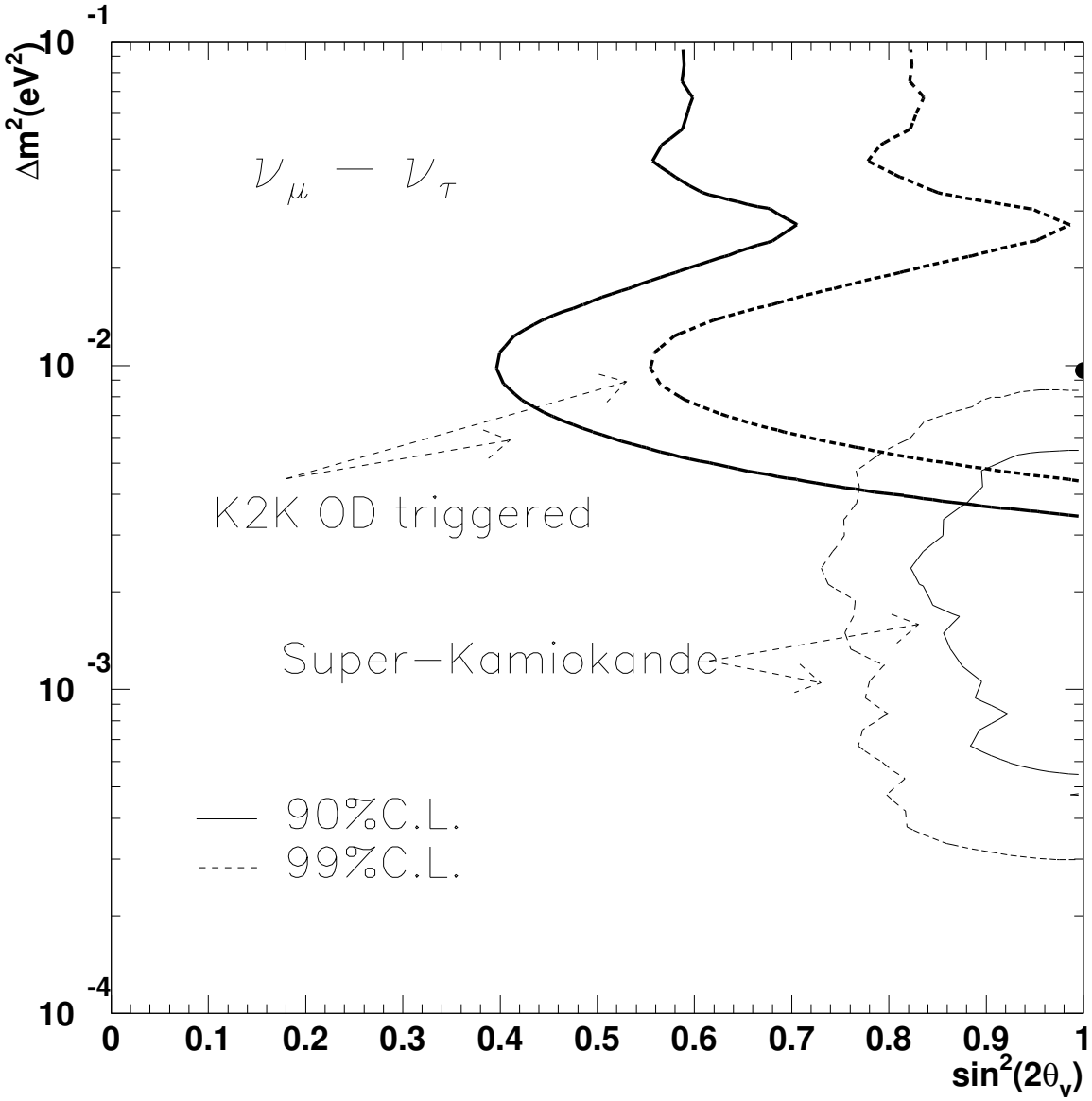


図 5.5: 反応断面積の不定性が±5%の場合の contour

第6章　結論

1999 年に稼働予定の長基線ニュートリノ振動実験 (K2K) でスーパーカミオカンデの周りの岩盤及び外部検出器の水で反応した外部検出器事象についてモンテカルロ・シミュレーションを行い有感領域を見積もった。その結果、ニュートリノ振動がない場合 306.8events/10^{20}P.O.T. の OD triggered event が得られ、$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$振動についてニュートリノ振動のパラメーターの値が $\Delta m^2 \simeq 10^{-2}$ eV^2, $\sin^2 2\theta \simeq 1.0$ 付近であれば OD triggered event で、スーパーカミオカンデでの大気ニュートリノイベントの解析結果により示唆されたニュートリノ振動が 90%C.L. で検証できることが判明した。これは、K2K で主要な解析事象となる contained event とは異なる系統誤差を持ち、かつ補足的な事象での独立な検証となり、contained event を用いた解析結果と合わせることで更に強い確証が得られることが期待できることが分かった。

付 録A　外部検出器モンテカルロのチューニング

今回の解析に使うモンテカルロ・シミュレーションではスーパーカミオカンデの外部検出器を正確に再現する必要がある。そこで、この解析を行うに当り、外部検出器のモンテカルロについて調べ、チューニングを行った。

A.1　データとモンテカルロとの比較

実データからモンテカルロイベントを再現し、データとモンテカルロとを比較した。以下にその手順を述べる。

A.1.1　チューニングする前のモンテカルロによるデータの再現

外部検出器の実データとモンテカルロとの比較を行うために、まず、外部検出器が鳴っているイベントである、宇宙線 μ イベントを集めた。ここで、宇宙線 μ イベントには μ が検出器を突き抜けるもの (突き抜けμイベント)、検出器内で止まるもの (ストップμイベント) があるが、内部検出器の光量でμのエネルギーを決めるため、ストップμイベントを採用した。

次に、取ってきたストップμイベントからモンテカルロでそのイベントを再現する。そのときにストップμイベントから読み出す情報は、

- μ粒子の内部検出器への入射点
- μ粒子の入射方向
- 内部検出器に落とす光量を求める

である。これらを利用してモンテカルロを再現する。実データとそこから再現したモンテカルロの図を A.4 に示す。

このようにして 100 イベント再現し、イベント毎に値の比較を行なった。

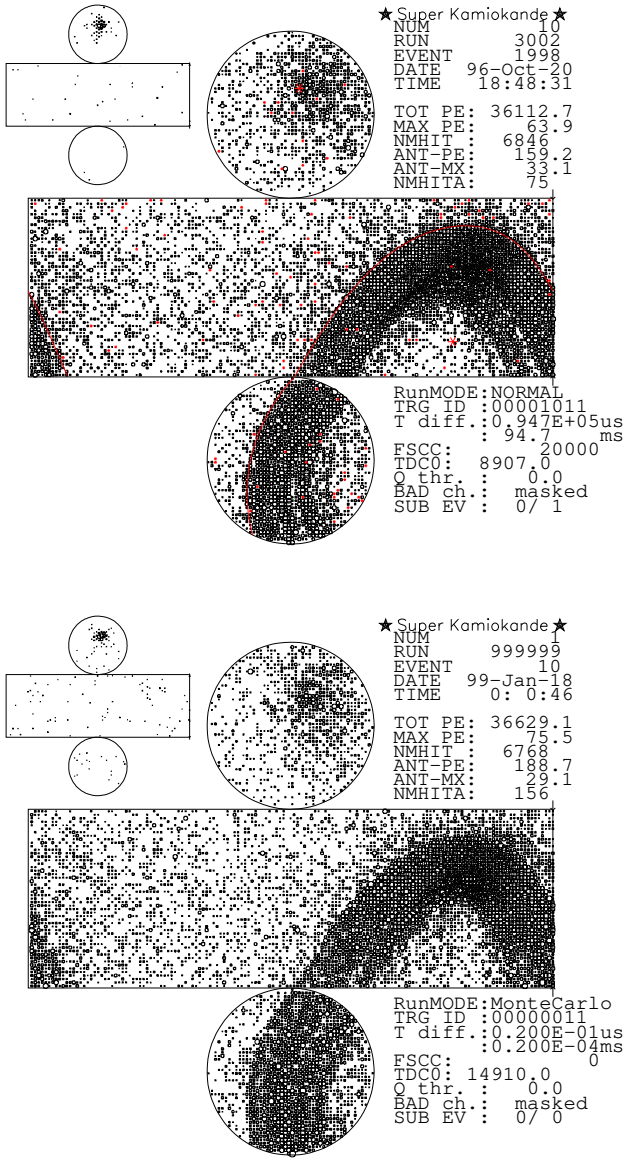


図 A.1: 実データ (上) とそこから再現したモンテカルロ (下) の図

A.1.2　外部検出器のデータとチューニングする前のモンテカルロとの比較

OD trigger に必要な情報は PMT のヒット数のみなので、ヒット数が合っていればモンテカルロは信用できる。イベント毎の PMT ヒット数を比較した結果を図 A.2 に示す。図は、

$$\left(\frac{\text{ヒット数}_{(Data)} - \text{ヒット数}_{(MC)}}{\text{ヒット数}_{(MC)}} \right) \tag{A.1}$$

の値の分布が示されている。

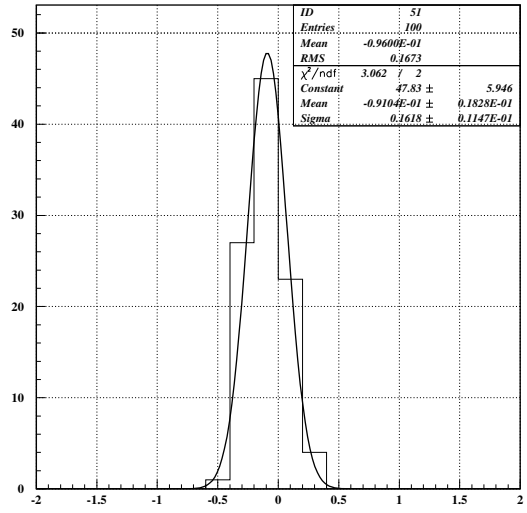


図 A.2: PMT ヒット数のイベント毎の比較

図 A.2 によると、式 A.1 の中心値は-0.0960 ± 0.0167、ガウス分布でフィットしたときの中心値が-0.0910 ± 0.0162 で、チューニングする前のモンテカルロのヒット数の方が 10%程度多く、実データと合っていないことがわかる。

A.2　モンテカルロのチューニング

第 A.1 節で、実データとモンテカルロの値にずれがあることがわかったので、モンテカルロ・シミュレータのチューニングを行なった。

調節したものは、

1. タイベック (外部検出器に敷かれている反射シート) の反射率
2. PMT の収集効率
3. wave length shifter(図 3.10) の収集効率

4. discriminator の閾値

である。チューニング後のモンテカルロと実データの比較を図 A.3、A.4 に示す。

図 A.4 によると、式 A.1 の中心値は-0.0040 ± 0.0209、ガウス分布でフィットしたときの中心値は-0.0284 ± 0.0179 となり、3%以内でモンテカルロをチューニングすることに成功した。

また、第 4.5 節のバックグラウンドの除去の際に用いる、OD ヒット時間幅についても同様の比較を行った。結果は図 A.5、A.6 に示す。

図 A.6 によると、式 A.1 の中心値は 0.0273 ± 0.0216、ガウス分布でフィットしたときの中心値は 0.0074 ± 0.0163 となり、こちらも 3%以内でモンテカルロと実データを合わせられている。

A.3 モンテカルロのチューニングのずれによる系統誤差の評価

第 A.2 節でモンテカルロが 3%以内のずれでチューニングできたことを示したが、実際それでどれくらいの誤差が生じるかをバックグラウンドの除去 (第 4.5.2 節)、検出効率 (第 4.6 節) それぞれについて評価する。

A.3.1 バックグラウンドの変化

バックグラウンドは、OD ヒット時間幅のカットの値 (230nsec) 付近のイベントによって変化する (図 4.11)。230nsec の 3%は 6.9nsec だから、このカットに OD triggered event がかからないためにカットの値を 240nsec に変更すると、バックグラウンドは 1.0 events/10^{20}P.O.T. 増加して 4.8 events/10^{20}P.O.T. $\rightarrow$ 5.8 events/10^{20}P.O.T. となるが、無視できる量に変わりはない。

A.3.2 検出効率の変化

検出効率は、OD trigger($\geq$19PMT hit) 付近のイベントによって変化する (図 4.12)。19hit の 3%は 0.57hit だから、(1)19PMT hit のイベントが OD trigger にかからなくなる場合と、(2)18PMT hit のイベントが OD trigger にかかる場合を考えれば充分である。

(1) のイベントは 4.6/10^{20}P.M.T.、(2) のイベントは 3.2/10^{20}P.M.T. 存在した。これは、イベント数が (1)-0.4%、(2)+0.2%だけしか変化しないことを示していて、系統誤差としては無視できる量である。

A.3.1 節、A.3.2 節で評価した結果、モンテカルロのチューニングのずれによる系統誤差は全体の誤差に比べて無視できることが分かった。

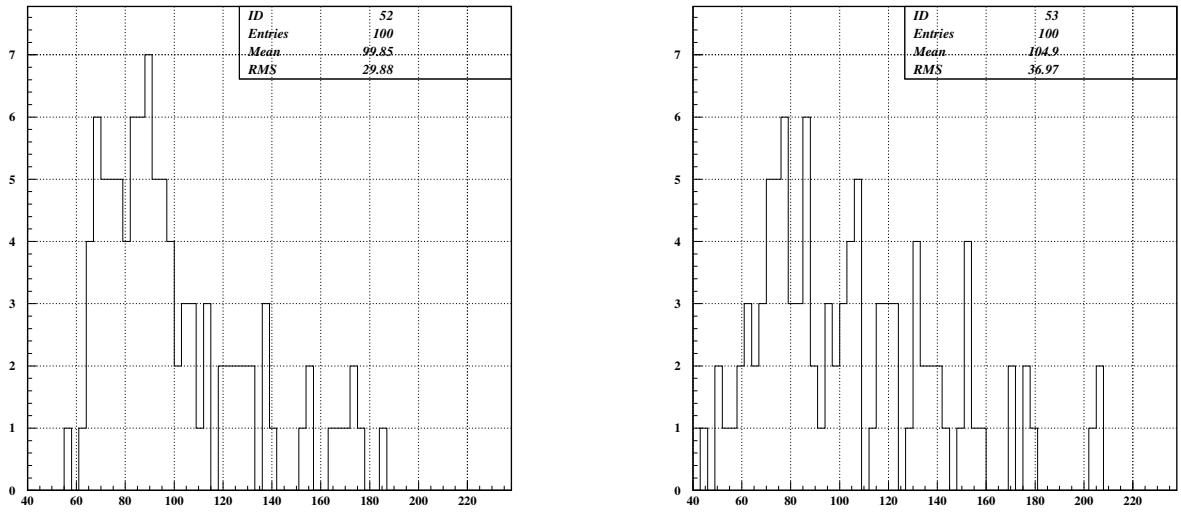


図 A.3: 実データ (左) とモンテカルロ (右) の PMT ヒット数分布

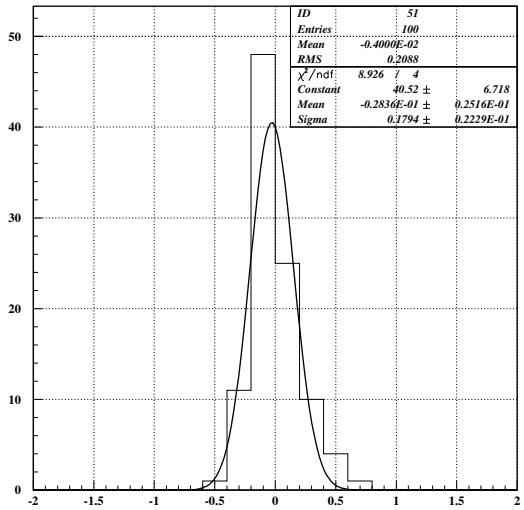


図 A.4: PMT ヒット数の実データとチューニング後のモンテカルロの比較

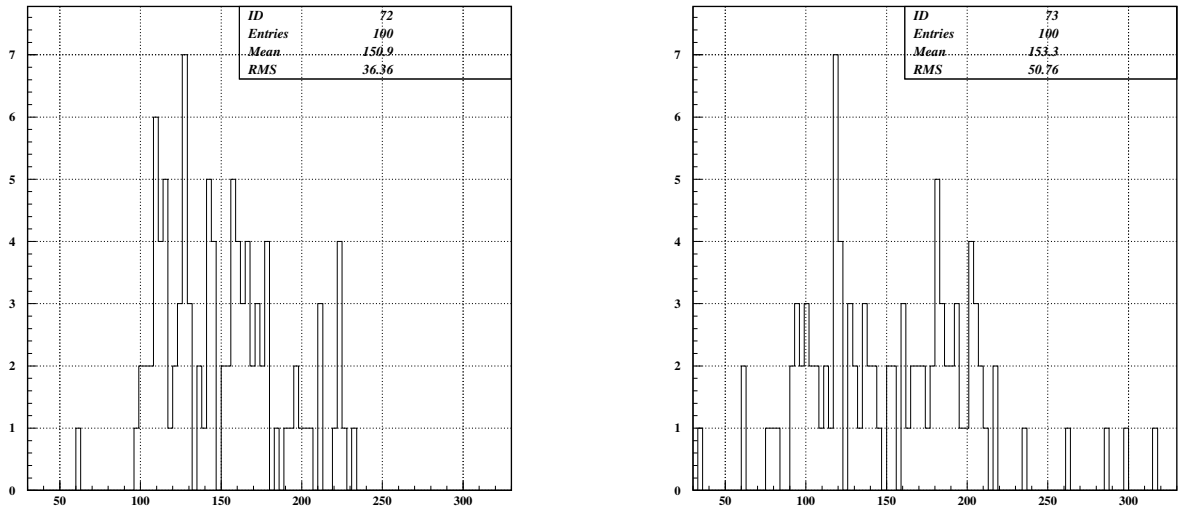


図 A.5: 実データ (左) とモンテカルロ (右) の OD ヒット時間幅分布

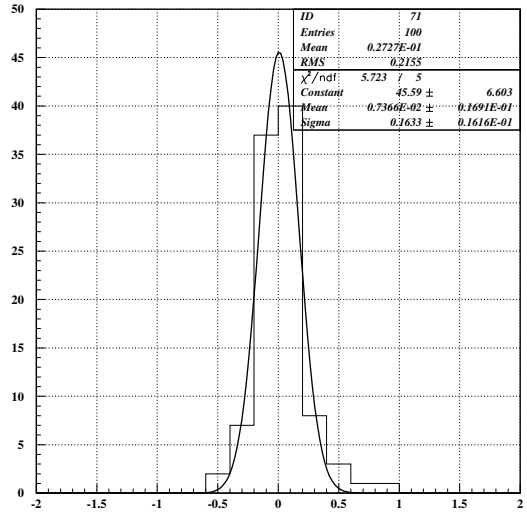


図 A.6: OD ヒット時間幅の実データとチューニング後のモンテカルロの比較

謝辞

本論文を終えるにあたり、まず、高エネルギー物理学を基礎から教えて頂き、またこのスーパー神岡実験というすばらしい実験に参加できる機会を与えてくださった長島順清教授に感謝します。また、私を非常に熱心に指導してくださった瀧田正人先生に感謝します。瀧田先生の下で自由にのびのびと解析できたことを非常に幸せに思います。

戸塚洋二先生、鈴木洋一郎先生をはじめとする東京大学宇宙線研究所の先生方にはいろいろな助言、協力を頂きました。ここに感謝の意を表します。

KEK の西川公一郎教授をはじめ、E362 コラボレーションの方々には、私にこの解析を行う場を提供して頂き、また、いろいろなデータや助言、協力を頂きました。大変感謝しております。

そして、新潟大学の高旗さん、佐冶君には非常にお世話になりました。とても感謝しています。

そのほかスーパーカミオカンデ共同実験者の方々、神岡鉱業 (株) の方々に感謝したいと思います。

研究室においては山中卓助教授、羽澄昌史先生、鈴木一朗さん、Karim Trabelsi さんにはミーティング等で様々なことを教えて頂きました。本当にありがとうございました。

原隆宣先生には学部 4 年の頃からいろいろなことを教えて頂きました。また、ささいな物理の質問などにも基礎からわかりやすく教えて頂きました。心から感謝します。

秘書の続木さんは事務等の様々なことでお世話になりました。ありがとうございました。

金子先生、及び原子核実験施設の方々にはお世話になりました。ありがとうございました。

山口さん、吉田さんには、神岡グループの先輩として非常にお世話になりました。また、私が解析で息詰まっている時にも、吉田さんの助言で活路が開けることがたびたびありました。そのおかげで解析プログラムを完成することができました。非常に感謝しています。

先輩の川崎さん、貞本さん、千代さん、住沢さん、日高さん、柳幸さんには、物理のことはもちろん研究室内のさまざまな面でお世話になりました。

同学年の紅林君、北條君、森君、山田君とは、互いに意見を交換しあうことで理解を深めることができ、また日常の生活もおかげで楽しく過ごせたことを感謝します。

修士 1 年の新田君、原君、真鍋君、三宅君、学部 4 年の梶山さん、田子森君、松田君には研究室を明るい雰囲気にしてくれたことを感謝するとともに至らない先輩であったことをお詫びします。

その他、この実験を通して出会ったすべての方々に感謝したいと思います。

そして最後に、私を今まで陰でささえてくれた両親に感謝します。

参考文献

[1] C.Weinheimer, in Talk at Neutrino 98 Takayama.

[2] Assamagan and others, Phys.Rev.**D53** (1996) 6065.

[3] I.Nikolic *fot the collaboration* Nucl.Phys.Proc.Suppl.**66** (1998) 214.

[4] K.S.Hirata *et al.*, Phys.Lett.**B205** (1988) 416.

[5] M.Takita, Ph.D thesis, Fac.of.Science, Univ.of Tokyo (1989) ICR-Report-186-89-3.

[6] R.Becker-Szendy *et al.*, Phys.Rev.**D46** (1992) 3720.

[7] D.Casper *et al.*, Phys.Rev.Lett.**66** (1991) 2561.

[8] Y.Fukuda *et al.*, Phys.Lett.**B335** (1994) 237.

[9] Y.Fukuda *et al.*, Phys.Rev.Lett.**81** (1998) 1562.

[10] C.Berger *et al.*, Phys.Lett.**B227** (1989) 489.

[11] N.Aglietta *et al.*, Europhys.Lett.**8** (1989) 611.

[12] Z.Maki, M.Nakagawa and S.Sakata, Prog.Theor.Phys.**28** (1962) 870.

[13] B.Pontecorvo, Sov.Phys.JETP**26** (1968) 984.

[14] L.Wolfenstein, Phys.Rev.**D17** (1978) 2369.

[15] S.P.Mikheyev and A.Yu.Smirnov, Sov.J.Nucl.Phys.**42** (1985) 913.

[16] M. Apollonio *et al.*, Phys.Lett.**B420** (1998) 397.

[17] C.Athanassopoulos *et al.*, Phys.Rev.Lett.**77** (1996) 3082, C.Athanassopoulos *et al.*, Phys.Rev.Lett.**81** (1998) 1774.

[18] 小浜 光洋, 神戸大学自然科学研究科修士論文 (1997).

[19] 稲垣 隆宏, 東京大学理学系研究科修士論文 (1998).

[20] 越後 慎也, 神戸大学自然科学研究科修士論文 (1998).

[21] 梅田 智幸, 岡山大学理学研究科修士論文 (1998).

[22] 剱持 範, 新潟大学自然科学研究科修士論文 (1998).

[23] S.Kasuga *et al.*, Phys.Lett.**B374** (1996) 238

[24] S.Hiramatsu *et al.*, Proceedings of the Int.Conf. on Nuclear Structure Studies Using Electron Scattering and Photoreaction,Sendai,1972,P.429.

[25] K.Abe *et al.*, Phys.Rev.Lett.**56** (1986) 1107

[26] C.H.Albright *et al.*, Phys.Rev.**D14** (1976) 1780

[27] D.Rein and L.M.Sehgal, Ann.of Phys.**133** (1981) 79

[28] E.Oltman *et al.*, Z.Phys.**C53** (1992) 51

[29] Paul Musset and Jean-Pierre Vialle, Phys.Rep.**C39** (1978) 1

[30] J.E.KIM *et al.*, Rev.Mod.Phys.**53** (1981) 211

[31] D.REIN and L.M.Sehgal, Nucl.Phys.**B223** (1983) 29

[32] P.Marage *et al.*, Z.Phys.**C31** (1986) 191

[33] Y.Hayato, Ph.D thesis, Tokyo Institute of Technology (1998)

[34] T.Eichten *et al.*, Phys.Lett.**46B** (1973) 274

[35] S.Ciampolillo *et al.*, Phys.Lett.**84B** (1979) 281

[36] J.Morfin *et al.*, Phys.Lett.**104B** (1981) 235

[37] D.S.Baranov *et al.*, Phys.Lett.**81B** (1979) 255

[38] D.C.Colley *et al.*, Z.Phys.**C2** (1979) 187

[39] A.S.Vovenko *et al.*, Yad.Fiz.**30** (1979) 1014

[40] S.J.Barish *et al.*, Phys.Rev.**D19** (1979) 2521

[41] C.Baltay *et al.*, Phys.Rev.Lett.**44** (1980) 916

[42] N.J.Baker *et al*, Phys.Rev.**D25** (1982) 617

[43] V.N.Anikeev *et al.*, Z.Phys.**C70** (1996) 39

Super-Kamiokande Collaboration

Institute for Cosmic Ray Research, University of Tokyo
Y. Fukuda, T. Hayakawa, E. Ichihara, K. Inoue, K. Ishihara,
H. Ishino, Y. Itow, T. Kajita, J. Kameda, S. Kasuga,
K. Kobayashi, Y. Kobayashi, Y. Koshio, M. Miura, M. Nakahata,
S. Nakayama, A. Okada, K. Okumura, N. Sakurai, M. Shiozawa,
Y. Suzuki, Y. Takeuchi, Y. Totsuka (spokesman), S. Yamada
National Laboratory for High Energy Physics (KEK)
T. Ishii, J. Kanzaki, T. Kobayashi, S. Mine, K. Nakamura,
K. Nishikawa, Y. Oyama, A. Sakai, M. Sakuda, O. Sasaki
Bubble Chamber Physics Laboratory,Tohoku University
M. Etoh, K. Fujita, A. Hasegawa, T. Hasegawa, S. Hatakeyama,
T. Iwamoto, M. Koga, T. Maruyama, H. Ogawa, J. Shirai
A. Suzuki, F. Tsushima
The University of Tokyo
M. Koshiba
Tokai University
M. Nemoto, K. Nishijima
Department of Physics, Osaka University
Y. Nagashima, M. Takita, T. Yamaguchi, M. Yoshida
Niigata University
W. Doki, K. Miyano, H. Okazawa, C. Saji, M. Takahata
Department of Physics, Tokyo Institute of Technology
T. Futagami, Y. Hayato, Y. Kanaya, K. Kaneyuki, Y. Watanabe
Gifu University
S. Tasaka
Department of Physics, Kobe University
S. Echigo, M. Kohama, A.T. Suzuki
Department of Physics, Seoul National University
S.B. Kim

Boston University
M. Earl, A. Habig, E. Kearns, M.D. Messier, K. Scholberg,
J.L. Stone, L.R. Sulak, C.W. Walter
Brookhaven National Laboratory
M. Goldhaber
University of California, Irvine
T. Barszczak, D. Casper, W. Gajewski, W.R. Kropp,
L.R. Price, F. Reines, M. Smy, H.W. Sobel, M.R. Vagins
California State University, Dominguez Hills
K.S. Ganezer, W.E. Keig
George Mason University
R.W. Ellsworth
University of Hawaii
J.W. Flanagan, A. Kibayashi, J.G. Learned, S. Matsuno,
V.J. Stenger, D. Takemori
Los Alamos National Laboratory
T.J. Haines
Louisiana State University
E. Blaufuss, B.K. Kim, R. Sanford, R. Svoboda
University of Maryland
M.L. Chen, J.A. Goodman, G.W. Sullivan
State University of New York, Stony Brook
J. Hill, C.K. Jung, K. Martens, C. Mauger, C. McGrew,
E. Sharkey B. Viren, C. Yanagisawa
University of Warsaw
D. Kielczewska
University of Washington
R.A. Doyle, J.S. George, A.L. Stachyra, L.L. Wai,
R.J. Wilkes, K.K. Young