スーパーカミオカンデにおける
上向きストップμ 粒子事象の解析

吉田誠
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

平成 10 年 3 月 9 日

概要

大気ニュートリノ $(\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu)$ が、地球内部を伝播し、検出器近傍の岩盤中の核子と相互作用して生じた上向きストップμ イベント (親ニュートリノの平均エネルギー$\simeq 10GeV$) について、スーパーカミオカンデのデータを用いて解析した。

約 265 日の実働時間に対して、$1.6\mathrm{GeV}$ 以上の上向きストップμ イベントを 64 イベント観測し、そのフラックスは、

$$\phi_{stop\mu} = 0.386 \pm 0.048(stat.)^{+0.021}_{-0.058}(syst.) \times 10^{-13}/cm^2/s/sr$$

となった。

上向き突き抜けμ フラックスとの比の実験値 R_{obs}と、理論期待値 R_{theo}の比をとると次のようになった。

$$\frac{R_{obs}}{R_{theo}} = 0.566 \pm 0.076(stat.)^{+0.031}_{-0.086}(syst.)^{+0.078}_{-0.067}(theo.)$$

この結果、これまでの上向きμ フラックスの理論は、$99.9\%\mathrm{C.L.}$ で棄却された。

目 次

図目次 **4**

表目次 **8**

第 1 章　序論 **10**
- 1.1　大気ニュートリノ . . . 10
- 1.2　スーパーカミオカンデ検出器で観測される大気ニュートリノ事象 . . . 10
- 1.3　大気ニュートリノ問題 . . . 11
- 1.4　ニュートリノ振動 . . . 11
- 1.5　これまでのニュートリノ振動実験 . . . 15
- 1.6　この論文の動機 . . . 15

第 2 章　スーパーカミオカンデ検出器 **18**
- 2.1　検出原理 . . . 18
- 2.2　検出器概要 . . . 19
- 2.3　光電子増倍管 . . . 22
  - 2.3.1　inner-counter PMT . . . 22
  - 2.3.2　anti-counter PMT . . . 25
- 2.4　エレクトロニクス . . . 25
  - 2.4.1　inner-counter . . . 25
  - 2.4.2　anti-counter . . . 27
- 2.5　データ収集システム . . . 27

第 3 章　Calibration **29**
- 3.1　ゲイン較正 . . . 29
- 3.2　時間較正 . . . 30
- 3.3　水の透過率 (減衰長) . . . 32

第 4 章　上向きストップμ フラックスの理論期待値 **35**
- 4.1　概要 . . . 35
- 4.2　μ の飛程 . . . 36
  - 4.2.1　岩石中での飛程 . . . 36

4.2.2 水中での飛程 . . . 36
4.3 検出器の形状 . . . 37
4.4 大気ニュートリノフラックス . . . 38
4.5 ニュートリノ反応断面積 . . . 38
4.5.1 深非弾性散乱 . . . 39
4.5.2 Quasi-elastic 散乱と$\Delta(1232)$ 共鳴 . . . 42
4.6 上向きμ フラックスの期待値 . . . 42
4.7 期待値の不確定性 . . . 42
4.7.1 大気ニュートリノフラックスの不定性 . . . 43
4.7.2 ニュートリノ反応断面積の不定性 . . . 43
4.8 大気ニュートリノフラックスと PDF のモデル依存性 . . . 44
4.9 まとめ . . . 44

第 5 章 Monte Carlo シミュレーション 46
5.1 ニュートリノ反応断面積 . . . 46
5.2 上向きμ を生成するニュートリノ反応 . . . 46
5.3 上向きμ の検出器での分布 . . . 46
5.4 検出効率 . . . 49
5.5 $\nu_\mu \cdot \bar{\nu}_\mu$の中性カレント反応による background . . . 49
5.6 $\nu_e \cdot \bar{\nu}_e$による background . . . 49

第 6 章 イベントセレクション 50
6.1 概要 . . . 50
6.2 1st reduction . . . 50
6.2.1 total Q cut . . . 50
6.2.2 Anti-counter cut . . . 51
6.2.3 検出効率 . . . 52
6.3 2nd reduction . . . 54
6.3.1 total Q cut . . . 54
6.3.2 Muon direction cut . . . 54
6.3.3 検出効率 . . . 56
6.4 Eye scan . . . 58
6.5 Track length cut . . . 58
6.6 上向きストップμ 事象 . . . 60
6.7 宇宙線μ によるバックグラウンドの見積もり . . . 61

第 7 章 観測された上向きストップμ のフラックス 65
7.1 実働時間 . . . 65
7.2 有感面積 . . . 65

7.3 不感層の影響 65
7.4 上向きストップμ フラックス 67
7.5 系統誤差 68
7.5.1 track length の見積もりに伴う系統誤差 68
7.5.2 バックグラウンドの見積もりによる系統誤差 69
7.5.3 検出効率に伴う系統誤差 70
7.5.4 系統誤差のまとめ 70
7.6 まとめ 71

第 8 章 結果と議論 **72**
8.1 結果 72
8.2 議論 73
8.3 将来の展望 74

第 9 章 結論 **75**

謝辞 **76**

参考文献 **77**

Super-Kamiokande Collaboration **79**

図 目 次

1.1 上向きμ イベントの模式図。左図は上向きストップμ 、右図は上向き突き抜けμ 。 11
1.2 上向きμ イベントの親ニュートリノのエネルギー分布。点線は 1.6GeV 以上の上向きμ の親ニュートリノ。実線は 1.6GeV 以上の上向きストップμ の親ニュートリノ。鎖線は 1.6GeV 以上の上向き突き抜けμ の親ニュートリノ。 12
1.3 典型的な上向きμ イベントのイベントディスプレイ。大きい方の展開図は inner-counter、左肩の小さい展開図は anti-counter を表す。左図は上向き突き抜けμ 。右図は上向きストップμ 。 12
1.4 ニュートリノ振動実験の現状。(左図): $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ oscillation 90% C.L. contour. カミオカンデで得られた許容範囲は CHOOZ で否定された。図は [10] より引用した。(右図): $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ oscillation 90% C.L. contour 16

2.1 チェレンコフ光のイメージ図 18
2.2 スーパーカミオカンデ検出器 19
2.3 スーパーカミオカンデ検出器の位置 20
2.4 inner-counter PMT と anti-counter PMT 22
2.5 50cm PMT の形状と大きさ 22
2.6 50cm PMT の回路摸式図 23
2.7 50cm PMT の量子効率 23
2.8 チェレンコフ光のスペクトラム 24
2.9 1p.e. に対する ADC 分布 24
2.10 anti-counter PMT and wave length shifter 25
2.11 ATM モジュールのブロックダイアグラム 26
2.12 データ収集システム 28

3.1 ゲイン較正の setup 図 29
3.2 PMT の相対的なゲインのばらつき。横軸は補正後の電荷 ($pC \cdot m^2$)。 30
3.3 時間較正の setup 図 31
3.4 時間と光量の相関図。(T は値が大きい方が早いことを表す。) 31
3.5 時間分解能 32
3.6 μを使った水の減衰長の測定 33
3.7 水の減衰長 (1996 年 7 月 6 日) 33

3.8 水の減衰長の時間変化 (t=0 は 1996 年 4 月 1 日である。) 34

4.1 岩盤中でのμ のエネルギー損失と飛程。左図はエネルギー損失 [16]、右図はμ が E_μから E_{th}にエネルギーを落とすまでに岩盤中を走る距離 (右図) 37
4.2 水中でのμ の飛程 38
4.3 大気ニュートリノ $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)$ のエネルギースペクトル。天頂角について平均をとり、E_ν^3をかけたものをプロットした。 39
4.4 様々なエネルギー領域における大気ニュートリノ $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)$ の天頂角分布 40
4.5 条件 $W > 1.4GeV$ の下で計算された深非弾性散乱の反応断面積 41
4.6 ニュートリノ反応断面積。横軸はニュートリノのエネルギー、縦軸は反応断面積をニュートリノエネルギーで割ったものを表す。点線は深非弾性散乱、鎖線は quasi-elastic 散乱、一点鎖線は 1π生成過程、実線はそれらの和の断面積を表す。 . . . 43
4.7 様々なモデルによる上向きストップμ フラックスの理論期待値の天頂角分布。右図は、様々な組合わせの理論期待値を GRV94-Bartol で規格化したものを plot した。 44
4.8 様々なモデルによる上向きストップμ フラックスと上向き突き抜けμ フラックスの比の理論期待値の天頂角分布。右図は、様々な組合わせの理論期待値を GRV94-Bartol で規格化したものを plot した。 45

5.1 モンテカルロシミュレーションで使われた荷電カレント反応断面積。点線は QEL、鎖線は 1π生成過程、一点鎖線は multiπ生成過程、実線は全断面積を表す。 . . . 47
5.2 モンテカルロイベントのエネルギー分布。上段の図は、親ニュートリノのエネルギー分布。中段は、発生したμ の反応点でのエネルギー分布。下段は、上向きストップμ の検出器でのエネルギー分布。 47
5.3 Monte Carlo 上向きストップμ を生じる親ニュートリノの反応点の分布。横軸は、検出器の中心からの距離の 3 乗を表す。solid histogram は、深非弾性散乱、quasi-elastic 散乱、1π生成過程をすべて含んだイベントの分布。shaded histogram は、quasi-elastic 散乱及び 1π生成過程で発生した上向きストップμ の反応点の分布。 48
5.4 上向きストップμ のモンテカルロイベント $(E_\mu > 1.6GeV)$ の停止点の分布。一番内側の実線は inner-counter と不感層との境界、二番目の実線は不感層と anti-counter との境界、一番外側の実線は anti-counter とその外側との境界を表す。 48

6.1 イベントセレクションの流れ 51
6.2 inner-counter の全光量の分布 52

6.3 anti-counter のクラスター数と時間分布幅。左側の図は宇宙線μ (inner-counter の全光量が 1000p.e. 以上)、右側の図は上向きストップμ のモンテカルロイベント (inner-counter でのエネルギーが 1.6GeV 以上) の分布。最上段の図の横軸は anti-counter のクラスターの数、縦軸は時間分布の幅を表す。中段及び下段は、それぞれ、最上段の図の縦軸方向への投影図、横軸方向への投影図。左側中段及び下段の solid histogram は突き抜けμ 、shaded histogram はストップμ の分布を表す。 53
6.4 inner-counter の全光量とストップμ の track length 55
6.5 goodness の計算に使われる変数 56
6.6 宇宙線ストップμ データ (μ track length > 7m) に対する stopμfitter の角度分解能。左図は、stopμfit により得たμ の方向と manual reconstruction による方向のなす角。右図は、stopμfit によって得たμ の天頂角と manual reconstruction による天頂角の差 ($\theta_{ma} - \theta_{fit}$)。 57
6.7 Monte Carlo 上向きストップμ イベント ($E_\mu > 1.6GeV$) に対する 2nd reduction の検出効率。左図は total Q cut、右図は muon direction cut。 57
6.8 Monte Carlo ストップμ イベント ($E_\mu > 1.6GeV$) に対する manual reconstruction の角度分解能。左図は、manual reconstruction によって得たμ の方向と、generate した方向とのなす角。右図は、manual reconstruction によって得たμ の天頂角と、generate した天頂角の差 ($\theta_{gen} - \theta_{ma}$)。 59
6.9 Monte Carlo ストップμ イベント ($E_\mu > 1.6GeV$) に対する manual reconstruction の個人差。左図は、二人の scanner の manual reconstruction により得た、それぞれのμ の方向のなす角。右図は、二人の scanner の manual reconstruction により得た、それぞれのμ の天頂角の差。 59
6.10 宇宙線ストップμ に対して再構築された track length の精度。左図の横軸はμ の入口から崩壊電子の vertex までの距離 ($L_{\mu e}$)、縦軸は $L_{\mu e}$と再構築された track length($L_{reconst}$) とのずれの比$\frac{L_{reconst}-L_{\mu e}}{L_{\mu e}}$を表す。右図は、左図を縦軸方向に投影したもの。 60
6.11 Monte Carlo ストップμ に対して再構築された track length の精度。左図の横軸はμ の入口とμ の止まった点の間の距離 (L_{MC})、縦軸は L_{MC}と再構築された track length($L_{reconst}$) とのずれと L_{MC}との比 ($\frac{(L_{reconst}-L_{MC})}{L_{MC}}$) を表す。右図は、左図を縦軸方向に投影したもの。 61
6.12 ストップμ の天頂角と方位角の scatter plot。横軸のϕは方位角、縦軸のθは天頂角を表す。山の薄い方角 (ϕ=120 ° とϕ=180 °) に下向きの宇宙線μ の塊がみられる。 62
6.13 上向きストップμ の入口の分布。左図は観測された上向きストップμ で、右図は Monte Carlo イベント。上段の図は、inner-counter の底面 (縦軸、横軸ともに単位は m)、及び側面 (縦軸の単位は m、横軸の単位は rad.) における入口の分布を表し、下段の図はそれぞれ側面における高さ分布、側面と底面の方位角分布、底面の半径の 2 乗分布を表す。 63

6.14 上向きストップμ の角度分布。左図は天頂角分布、右図は方位角分布。 64
6.15 宇宙線μ のしみ込み。左図は、天頂角 $\cos\theta < 0.1$ の全ストップμ の方位角分布と、$\cos\theta < 0$ の上向きストップμ の方位角分布。宇宙線μ の少ない領域 (1) と多い領域 (2) の二つに分けられる。右図は、領域 (1) と (2) のストップμ の分布を方位角で規格化したもの。 64

7.1 7m 以上の track length に対する有感面積 66
7.2 観測された上向きストップμ フラックス。plot には、統計誤差と系統誤差をつけた。histogram は、期待値の分布。 67
7.3 観測された $E_\mu > 1.6GeV$ の上向きμ フラックス。plot には、統計誤差と系統誤差をつけた。histogram は、期待値の分布。 68
7.4 観測された $E_\mu > 1.6GeV$ の上向きストップμ フラックスと上向き突き抜けμ フラックスの比。plot には、統計誤差と系統誤差をつけた。histogram は、期待値の分布。 69
7.5 上向きストップμ の track length 分布。error bar 付の data point は観測された上向きストップμ の分布、histogram は観測された上向きストップμ イベントの数に normalize した、Monte Carlo 上向きストップμ の分布。 70

8.1 ニュートリノ振動を仮定したときの上向きストップμ フラックスの天頂角分布 (左図) 及び上向き突き抜けμ フラックスとの比 (右図) の期待値。 73

表 目 次

1.1 fully-contained イベントの解析結果 13
1.2 ニュートリノ源とΔm^2 15

2.1 スーパーカミオカンデの性能 21

6.1 モンテカルロストップμ イベント ($E_\mu > 1.6GeV$) に対する anti-counter cut の検出効率 54
6.2 2nd reduction の天頂角ごとの検出効率 58

8.1 ニュートリノ振動を仮定したときの、上向きストップμ フラックス、および上向き突き抜けμ フラックスとの比の期待値。 73

第1章　序論

1.1　大気ニュートリノ

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μ 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。

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

1.2　スーパーカミオカンデ検出器で観測される大気ニュートリノ事象

スーパー神岡実験 (スーパーカミオカンデ) は 1996 年 4 月 1 日に開始された。スーパーカミオカンデ検出器は、ニュートリノ反応により生成された荷電粒子のチェレンコフ光を検出する。観測される大気ニュートリノイベントは、荷電粒子の生成位置により次の 2 種類に分けられる。

1. 検出器外部で生じたニュートリノ起源μ イベント
   大気ニュートリノが検出器近傍の岩盤中の核子と反応して生じたμ によるイベント。大気ニュートリノ起源μ の主な background には宇宙線μ があげられるが、地球内部を伝播してきて検出器に上向きに入射する宇宙線μ はほとんどないと考えられるので、上向きのμ を選びだすことで、地球の裏側からやってきた大気ニュートリノによって生じたμ のサンプルを得ることができる。そこで、この論文では、検出器外部で発生したニュートリノ起源のμ のうち上向きのものに注目して解析した。検出器内部で停止した上向きμ を上向きストップμ 、つき抜けていったものを上向き突き抜けμ と呼ぶ (図 1.1)。上向きストップμ を生成する大気ニュートリノの平均エネルギーは約 10GeV、上向きつき抜けμ の場合は約 100GeV であ

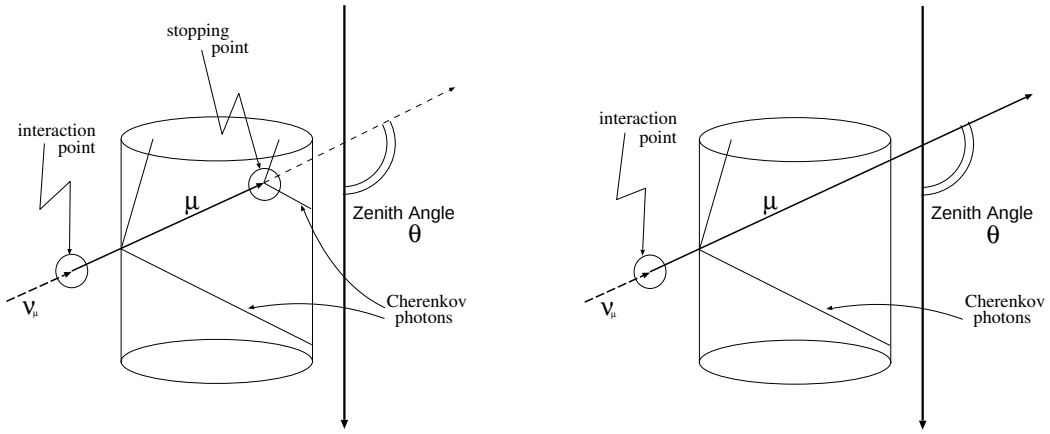

図 1.1: 上向きμ イベントの模式図。左図は上向きストップμ 、右図は上向き突き抜けμ 。

る (図 1.2)。スーパーカミオカンデで観測された、典型的なイベントを図 1.3 に示す。

2. 検出器内部で生じたニュートリノ起源 $e \cdot \mu$イベント
   大気ニュートリノが検出器内部の水と反応して生じた e、μ によるイベント (以下、contained イベント)。すべての生成粒子が検出器内部で停止したイベントを fully-contained イベント、検出器外部に出ていったイベント (ほとんどはμ によるイベント) を partially-contained イベントと呼ぶ。これらのイベントを引き起こすニュートリノのエネルギーはそれぞれ約 1GeV、約 10GeV にピークを持つ。

1.3 大気ニュートリノ問題

1988 年神岡実験グループは Kamiokande における fully-contained イベントの解析の結果、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 [1, 2]。

その後 IMB[3]、SoudanII[4] 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 イベント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 [5]。一方 Fréjus[6]、Nusex[7] 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することはできない。表 1.1 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ものとして次節で述べる「ニュートリノ振動」があげられる。

1.4 ニュートリノ振動

ニュートリノ振動は 1960 年代に Maki et al.[8]、 Pontecorvo[9] 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

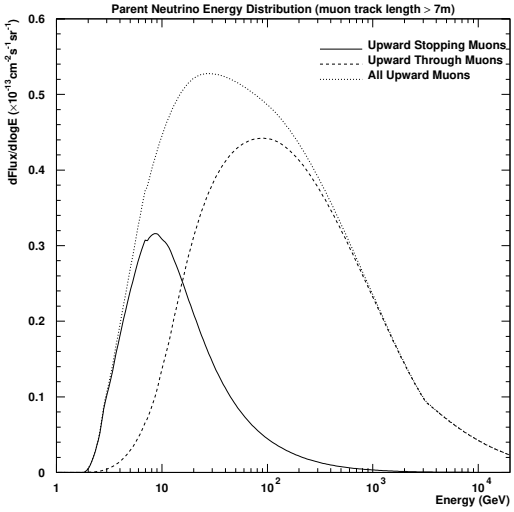

図 1.2: 上向きμ イベントの親ニュートリノのエネルギー分布。点線は 1.6GeV 以上の上向きμ の親ニュートリノ。実線は 1.6GeV 以上の上向きストップμ の親ニュートリノ。鎖線は 1.6GeV 以上の上向き突き抜けμ の親ニュートリノ。

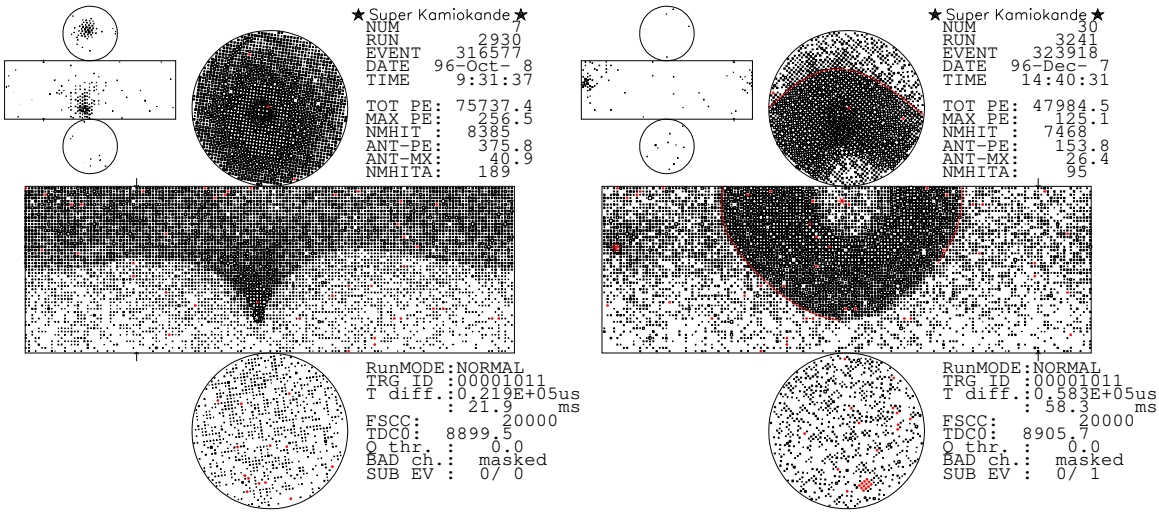

図 1.3: 典型的な上向きμ イベントのイベントディスプレイ。大きい方の展開図は inner-counter、左肩の小さい展開図は anti-counter を表す。左図は上向き突き抜けμ 。右図は上向きストップμ 。

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	$0.60^{+0.07}_{-0.06} \pm 0.05$
	$0.57^{+0.08}_{-0.07} \pm 0.07$ *
IMB	$0.54 \pm 0.05 \pm 0.12$
Soudan II	$0.69 \pm 0.19 \pm 0.09$
Nusex	$0.99^{+0.35}_{-0.25}$
Fréjus	$1.06 \pm 0.18 \pm 0.15$
	$0.87 \pm 0.16 \pm 0.08$ *

表 1.1: fully-contained イベントの解析結果
注*) partially-contained イベント

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 [10] 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。

$$|\nu_\mu\rangle = \cos\theta_v |\nu_1\rangle + \sin\theta_v |\nu_2\rangle \tag{1.1}$$

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

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、

$$|\nu(t)\rangle = \nu_\mu(t) |\nu_\mu\rangle + \nu_\tau(t) |\nu_\tau\rangle \tag{1.3}$$

$$= \nu_1(t) |\nu_1\rangle + \nu_2(t) |\nu_2\rangle \tag{1.4}$$

それぞれの係数の間には、次の関係が成り立つ。

$$\begin{pmatrix} \nu_\mu(t) \\ \nu_\tau(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_v & \sin\theta_v \\ -\sin\theta_v & \cos\theta_v \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1(t) \\ \nu_2(t) \end{pmatrix} \tag{1.5}$$

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

$$i\frac{d}{dt}\nu_j(t) = E_j\nu_j(t) \quad (j=1,2) \tag{1.6}$$

で表される。$\nu_\mu(t), \nu_\tau(t)$ の時間発展は、式 1.5、式 1.6 を使って次のように表せる。

$$\begin{aligned} i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix} \nu_\mu(t) \\ \nu_\tau(t) \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \cos\theta_v & \sin\theta_v \\ -\sin\theta_v & \cos\theta_v \end{pmatrix} i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix} \nu_1(t) \\ \nu_2(t) \end{pmatrix} & (1.7) \\ &= \begin{pmatrix} \cos\theta_v & \sin\theta_v \\ -\sin\theta_v & \cos\theta_v \end{pmatrix}\begin{pmatrix} E_1 & 0 \\ 0 & E_2 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \cos\theta_v & -\sin\theta_v \\ \sin\theta_v & \cos\theta_v \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \nu_\mu(t) \\ \nu_\tau(t) \end{pmatrix} & (1.8) \\ &= \left[\frac{E_1+E_2}{2}\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \frac{E_2-E_1}{2}\begin{pmatrix} -\cos 2\theta_v & \sin 2\theta_v \\ \sin 2\theta_v & \cos 2\theta_v \end{pmatrix}\right]\begin{pmatrix} \nu_\mu(t) \\ \nu_\tau(t) \end{pmatrix} & (1.9) \end{aligned}$$

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、

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix} \nu_\mu(t) \\ \nu_\tau(t) \end{pmatrix} = \frac{E_2-E_1}{2}\begin{pmatrix} -\cos 2\theta_v & \sin 2\theta_v \\ \sin 2\theta_v & \cos 2\theta_v \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \nu_\mu(t) \\ \nu_\tau(t) \end{pmatrix} \tag{1.10}$$

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。

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

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、

$$\begin{aligned} \nu_\mu(t) &= \left\{\cos 2\theta_v \sin\left(\frac{\pi t}{L_v}\right) + i\cos\left(\frac{\pi t}{L_v}\right)\right\}\nu_\mu(0) + \left\{\sin 2\theta_v \sin\left(\frac{\pi t}{L_v}\right)\right\}\nu_\tau(0) & (1.12) \\ \nu_\tau(t) &= -\left\{\sin 2\theta_v \sin\left(\frac{\pi t}{L_v}\right)\right\}\nu_\mu(0) + \left\{\cos 2\theta_v \sin\left(\frac{\pi t}{L_v}\right) - i\cos\left(\frac{\pi t}{L_v}\right)\right\}\nu_\tau(0) & (1.13) \end{aligned}$$

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。

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \to \nu_\mu) &= |\langle\nu_\mu|\nu(t)\rangle|^2 & (1.14) \\ &= 1 - \sin^2 2\theta_v \sin^2\left(\frac{\pi L}{L_v}\right) & (1.15) \\ &= 1 - \sin^2 2\theta_v \sin^2\left(\frac{1.27\Delta m^2(eV^2)L(km)}{p_\nu(GeV/c)}\right) & (1.16) \end{aligned}$$

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、$\sin^2 2\theta_v \approx 1$、$\Delta m^2 \approx p_\nu/L$ ならば、ニュートリノ振動の影響が顕著に現れる。スーパーカミオカンデの上向きストップμ イベントでは、$L \simeq 13000km$(地球の直径)、$p_\nu \simeq 10GeV$ なので、$\sin^2 2\theta_v$が大きければΔm^2を $10^{-3}eV^2$まで調べることができる。

1.5 これまでのニュートリノ振動実験

もし、ニュートリノ振動が確証されれば、ニュートリノに有限の質量があることを意味し、素粒子の標準理論を越える重要な実験となる。そのため、ニュートリノ振動の検証のための実験が様々なニュートリノ源を用いて数多く行われている。検証できるΔm^2の領域は、ニュートリノのエネルギー、ニュートリノ源からの距離によって変わってくる。表 1.2 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。

これまでニュートリノ振動を示唆する幾つかの実験結果が報告されているが、ニュートリノ振動を確証するにはいたっていない。

また、これまでに出された上向きストップμ イベントの解析結果には、1992 年の IMB[12] がある。しかし、期待値を求めるときに使うニュートリノ反応断面積の取り扱いについて、Lipari[13] によって指摘[1]があったが、その後 IMB から再解析の報告はない。

図 1.4 に、これまでに得られているニュートリノ振動パラメータ$\Delta m^2, \sin^2 2\theta_v$の許容範囲を示す。図 1.4 には、Kamiokande-II,III における上向き突き抜けμ イベントの解析 [11] から得た許容領域、IMB における上向きストップμ フラックスと上向き突き抜けμ フラックスの比の解析 [12] から得た禁止領域を引用した。

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

表 1.2: ニュートリノ源とΔm^2

1.6 この論文の動機

大気ニュートリノ問題は、水を標的として発生した電子とμ 粒子イベント (contained イベント) の解析を通じて提起されたが、上向きμ イベントは検出器近傍の岩石を標的として生じたμ 粒子を観測する。親ニュートリノのエネルギー領域は、上向きストップμ イベントでは partially-contained イベントと同程度の 10GeV、上向き突き抜けμ イベントではそのおよそ 10 倍である。また、contained イベントはニュートリノの反応点が検出器内部だが、上向きμ イベントは検出器外部で反応し、イベントのパターンは大変異なる。このように、contained イベントと異なった特徴を持つイベントを用いて大気ニュートリノを観測することは、大気ニュートリノ問題を考

[1]深非弾性散乱の方程式は、終状態のハドロン系の不変質量が比較的大きいとき ($W > 1.4GeV$) には正しい反応断面積を得るが、$W < 1.4GeV$ のときには quasi-elastic 散乱や$\Delta(1232)$ 共鳴などを考慮しなければならない。[12] では、深非弾性散乱の式を $W < 1.4GeV$ に対しても適用しており、Lipari[13] の計算とは大きく異なっている。

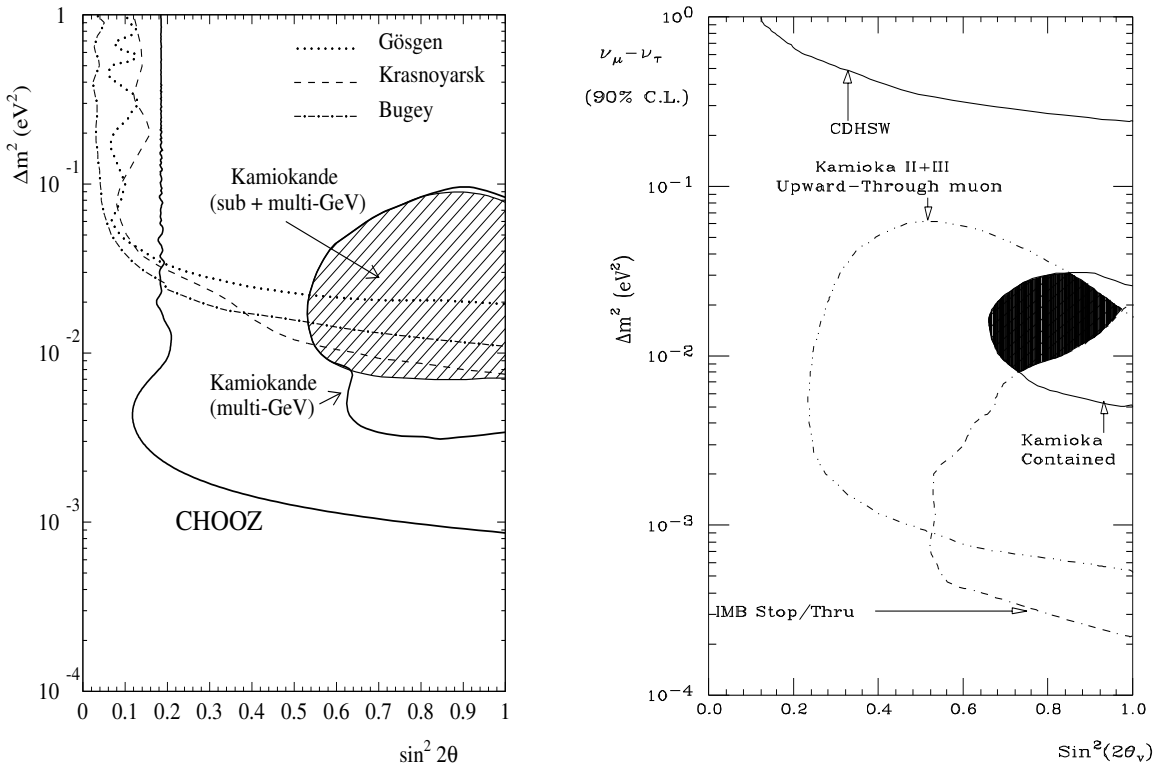

図 1.4: ニュートリノ振動実験の現状。(左図): $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ oscillation 90% C.L. contour. カミオカンデで得られた許容範囲は CHOOZ で否定された。図は [10] より引用した。(右図): $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ oscillation 90% C.L. contour

える上でもたいへんに意義深いと考える。

観測される上向きμ 粒子と親ニュートリノの方向は高エネルギーになるほど一致するので、μ 粒子の飛来する角度の分布を調べることにより大気ニュートリノ $(\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu)$ について、ニュートリノ振動パラメータに関する情報を得ることができる。スーパーカミオカンデ検出器は $1.6\mathrm{GeV}$ 以上の上向き突き抜けμ に対しておよそ $1\,^\circ$ の角度分解能を持ち、また、その大表面積のおかげで 1 日に 1 イベント程度の上向き突き抜けμ イベントを観測できるが、角度分布からニュートリノ振動のパラメータについての情報を得るには現在の統計量では不十分である。

そこで、現在までスーパーカミオカンデで未解析だった上向きストップμ に注目する。上向きストップμ の親ニュートリノの平均エネルギーは約 $10\mathrm{GeV}$ で、上向き突き抜けμ のそれより 1 桁小さいので、これら 2 種類のイベントを比較することは、すなわち、大気ニュートリノフラックスのエネルギー分布を調べることになる。もし $\mathrm{contained}$ イベントの解析から得られている許容パラメータ領域 $(\sin^2 2\theta_v \simeq 1, \Delta m^2 \simeq 10^{-2})$ でニュートリノ振動が起こっているならば、上向き突き抜けμ とは違い、上向きストップμ のエネルギー領域ではその影響が顕著にあらわれるはずである。すなわち、上向きストップμ フラックスと上向き突き抜けμ フラックスの比、または、上向きストップμ フラックスの角分布から、現在の統計量でも十分にニュートリノ振動の検定が行える可能性を持っているといえる。

第2章　スーパーカミオカンデ検出器

2.1　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 2.1 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 2.1)。

$$\cos\Theta_c = \frac{1}{n\beta} \tag{2.1}$$

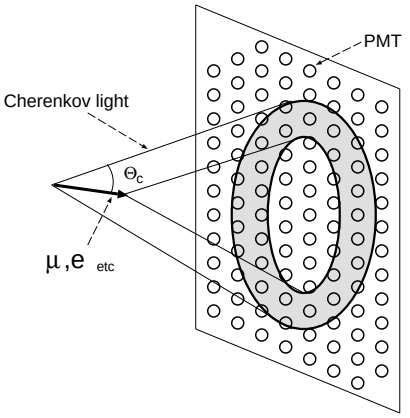

図 2.1: チェレンコフ光のイメージ図

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、

$$\frac{d^2N}{dxd\lambda} = 2\pi Z^2\alpha\left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right)\frac{1}{\lambda^2} \tag{2.2}$$

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 2.1 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。

2.2 検出器概要

スーパーカミオカンデ検出器 (図 2.2) は、岐阜県神岡町にある神岡鉱山茂住坑 ((図 2.3)) 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 2.1 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。

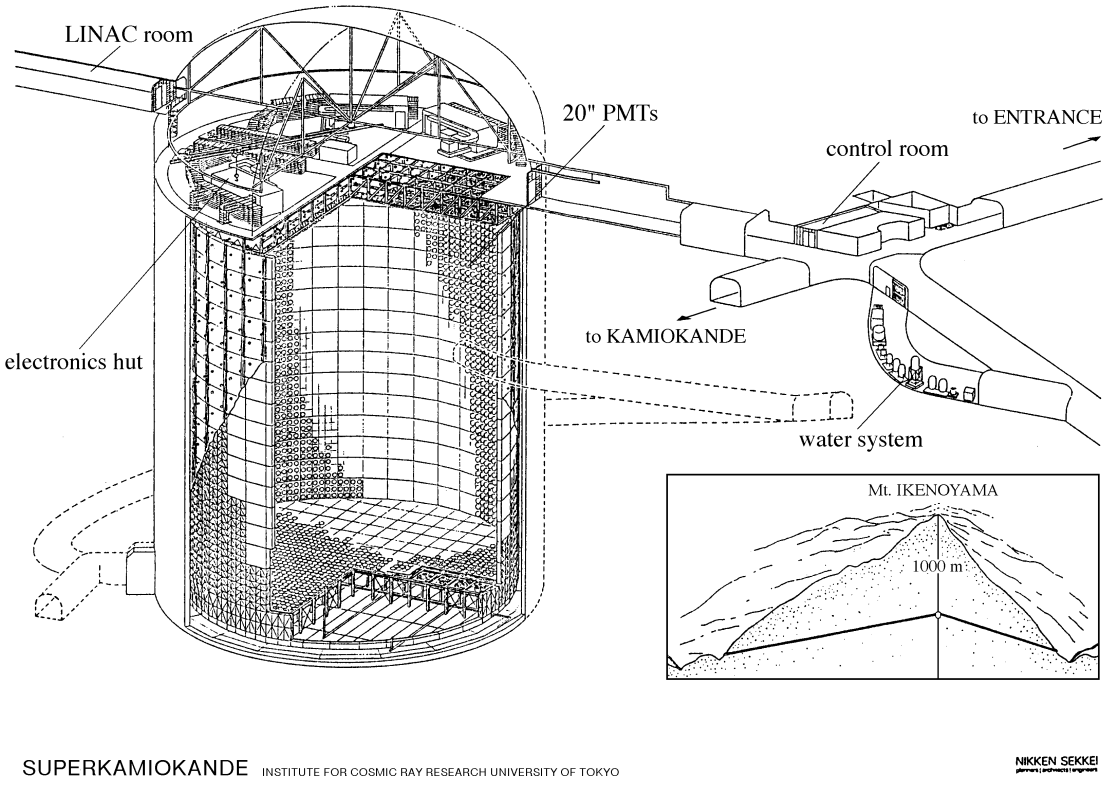

図 2.2: スーパーカミオカンデ検出器

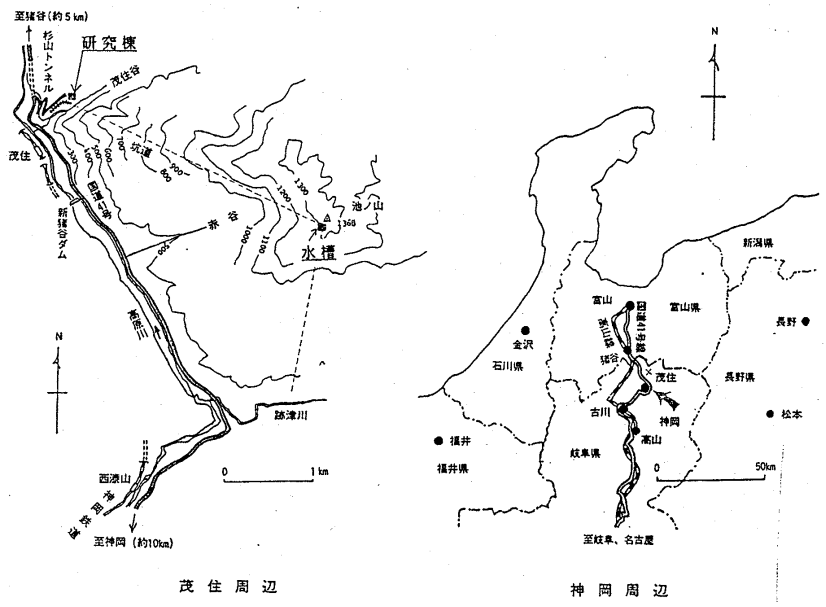

図 2.3: スーパーカミオカンデ検出器の位置

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 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 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 inner-counter、anti-counter 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 $\times$ 39mϕ	
Total mass	50,000t	
Fiducial mass	32,000t	supernova ν
	22,000t	proton decay,solar ν
Thickness of anti-counter	2m	
Number of PMTs	11,146	inner-counter
	1,885	anti-counter
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
$E_{th}(trigger)$	$\sim$ 5.6 MeV$^{(1)}$	
$E_{th}(analysis)$	$\sim$ 6.5 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
$\varepsilon_{\mu\rightarrow e\nu\nu}$	95 %	

表 2.1: スーパーカミオカンデの性能
注 1,2 1998 年 1 月現在

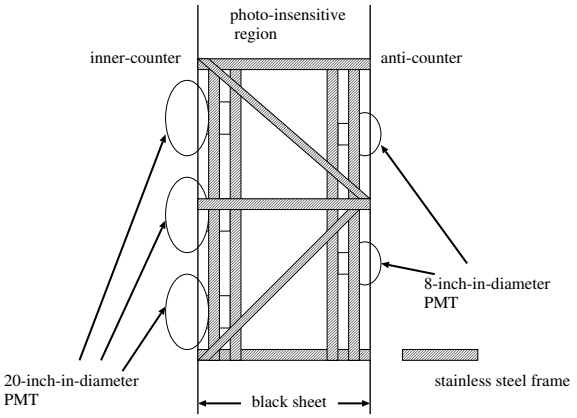

図 2.4: inner-counter PMT と anti-counter PMT

2.3 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 2.4)。

2.3.1 inner-counter 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 2.5, 図 2.6 に示す。

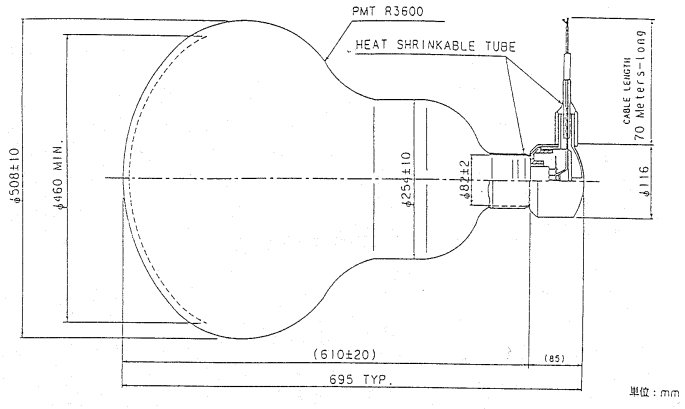

図 2.5: 50cm PMT の形状と大きさ

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

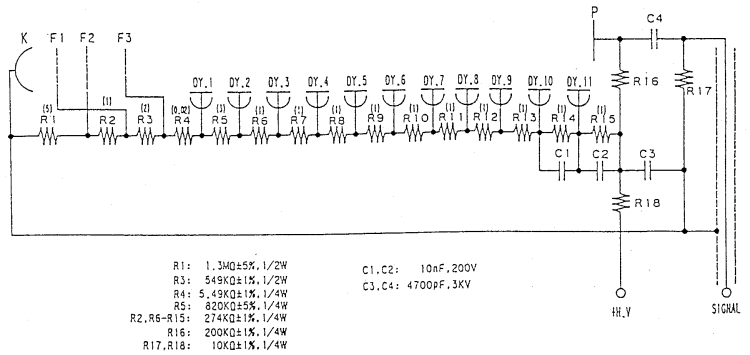

図 2.6: 50cm PMT の回路摸式図

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 2.7、図 2.8 に示す。

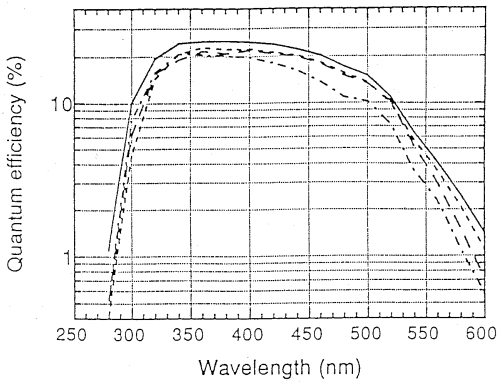

図 2.7: 50cm PMT の量子効率

図 2.8 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 2.9 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すれば、エネルギースレッショルド (しきい値) を電子に対して 5MeV まで下げることが可能になった。

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

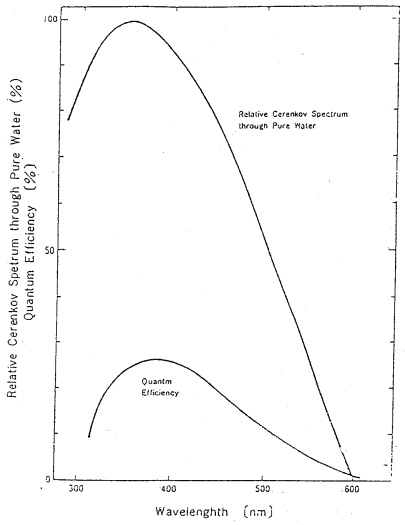

図 2.8: チェレンコフ光のスペクトラム

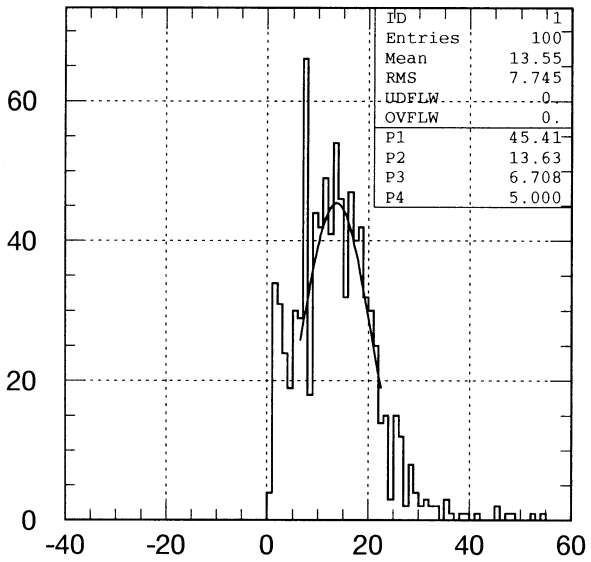

図 2.9: 1p.e. に対する ADC 分布

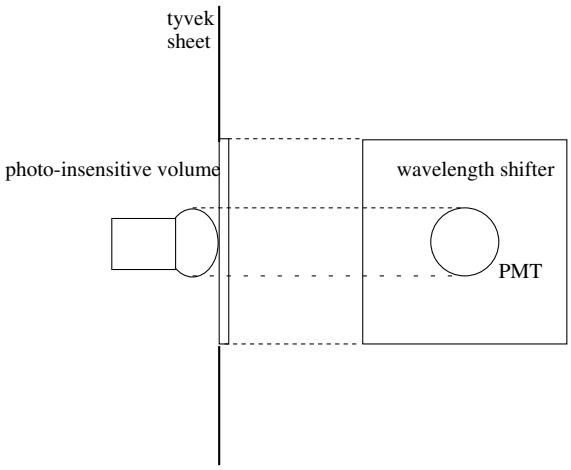

図 2.10: anti-counter PMT and wave length shifter

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。

2.3.2 anti-counter 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 2.10)。

2.4 エレクトロニクス

2.4.1 inner-counter

スーパーカミオカンデの inner-counter 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 2.11)。

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

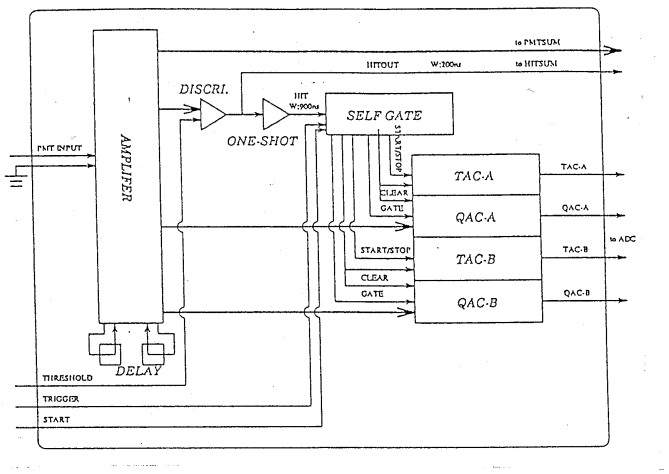

図 2.11: ATM モジュールのブロックダイアグラム

通し、200nsec の 矩形波がつくられ、これら 12 チャンネル分が足し合わされることで、HITSUM 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る。別のものは TAC[7]/QAC[8]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[9] $\rightarrow$ SMP[10]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と比較され、トリガーをかけるかどうかが決定される。そのトリガー信号 が GONG[11] 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を避けるため、1998 年 1 月現在 トリガー スレッショルド として、32 本の PMT の HIT に相当する値 (電子に対して約 5.6MeV) が設定されている。トリガー レートは約 10Hz である。

[7] Time to Analog Converter
[8] charge(Q) to Analog Converter
[9] 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。
[10] Super Memory Partner : VME 規格のバッファーメモリ
[11] GO or NotGo モジュール

2.4.2 anti-counter

外水槽にとりつけてある 20cm の PMT からの信号は QTC[12]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、inner-counter 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、アンタイ トリガーを作るのに使われる。トリガー スレッショルドとして 16 本の PMT の HIT(200nsec 以内) に相当する値に設定されている。

2.5 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[13]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 2.12)。1 日のデータ量は約 12GByte である。

[12] Charge(Q) to Time Converter
[13] 光ファイバー ケーブル

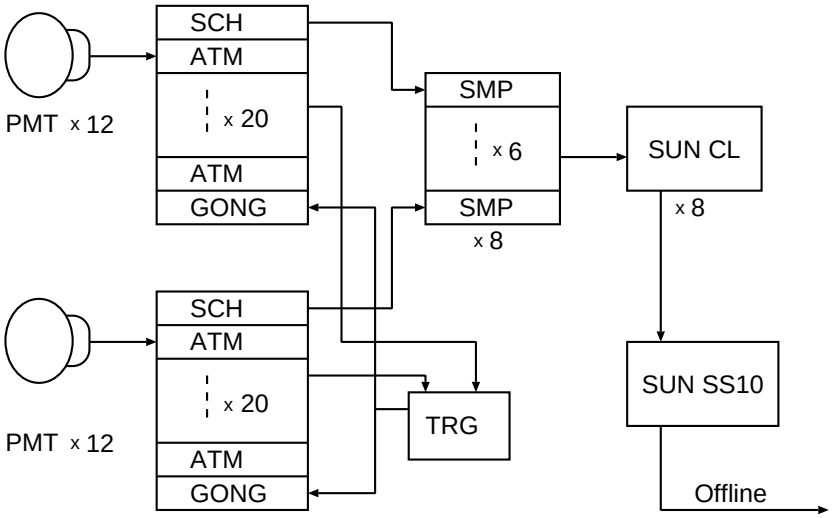

図 2.12: データ収集システム

第3章　Calibration

ここでは検出器の較正について述べる。

3.1　ゲイン較正

検出器内でエネルギー測定能力を一様なものにするために、すべての PMT の相対的なゲインを較正する必要がある。

図 3.1 にゲイン較正の setup 図を示す。

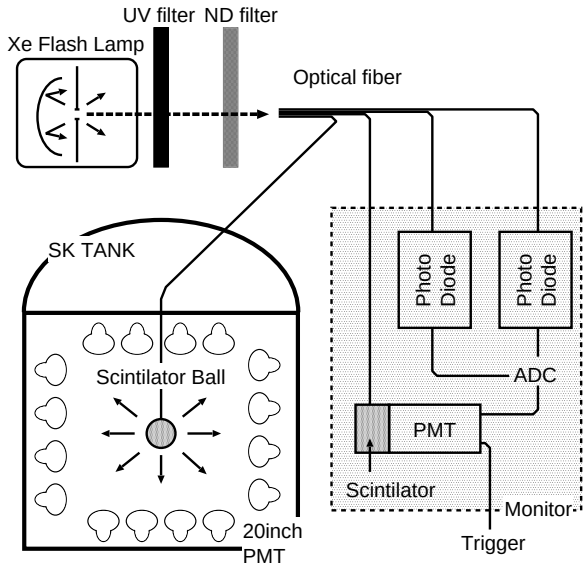

図 3.1: ゲイン較正の setup 図

シンチレーターボールの高さを変えてそれぞれの光電子増倍管の光量に対する電荷 Q の測定を行う。そして、距離、PMT へ入射する光の角度によるアクセプタンス、Xe ランプのモニターなどの補正を行い、それぞれの PMT にかける高電圧の値を変えることでゲインを調節する。このゲインの調整の結果を図 3.2 に示す。PMT の相対的なゲインのばらつきは約 7%である。

また、宇宙線μや$\mu - e$ 崩壊を用いた PMT ゲインの絶対値の補正が現在進行中であり、データとモンテカルロシミュレーションは約 5%程度の誤差の範囲であっている。

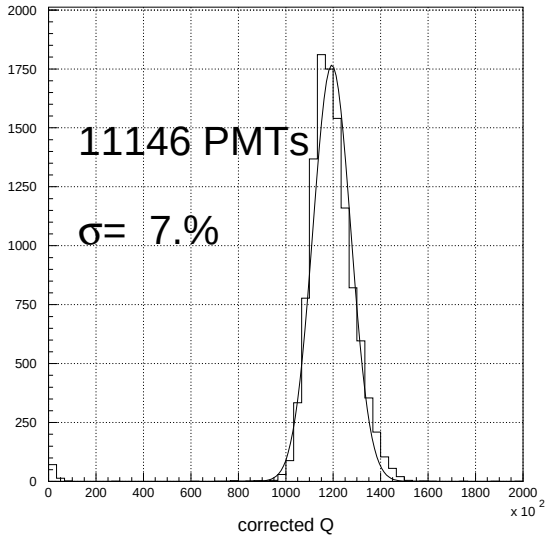

図 3.2: PMT の相対的なゲインのばらつき。横軸は補正後の電荷 $(pC \cdot m^2)$。

3.2 時間較正

時間情報としては、全ての PMT の相対的な同時刻の決定、時間の光量依存性の補正 (Time walk) を行う必要がある。
図 3.3 に時間較正の setup 図を示す。
時間の相対的な較正は diffuser ball からの距離を算出して行う。
また、図 3.4 に時間と光量の相関図を示す。この図 3.4 に見られる Time walk の補正により、図 3.5 に示すように 1p.e. で約 3nsec の時間分解能が得られている。

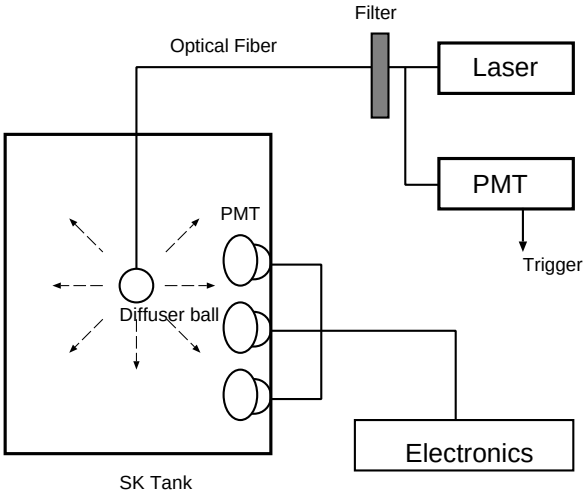

図 3.3: 時間較正の setup 図

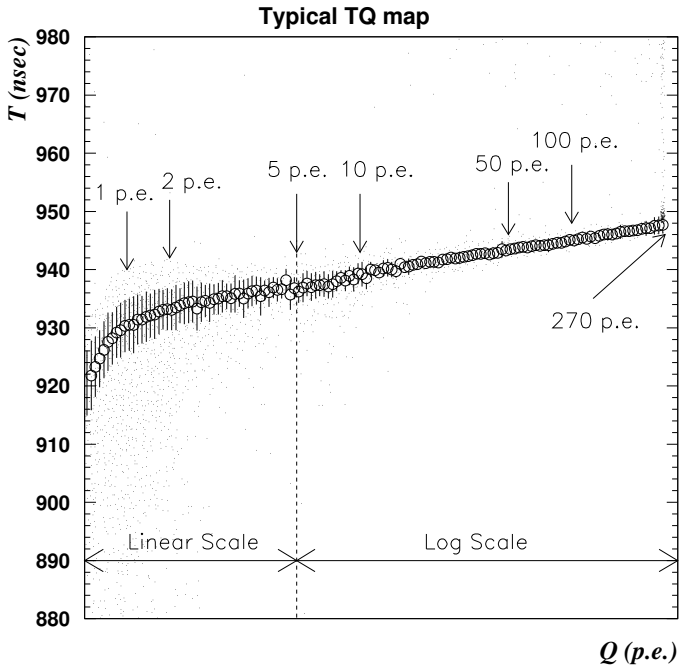

図 3.4: 時間と光量の相関図。(T は値が大きい方が早いことを表す。)

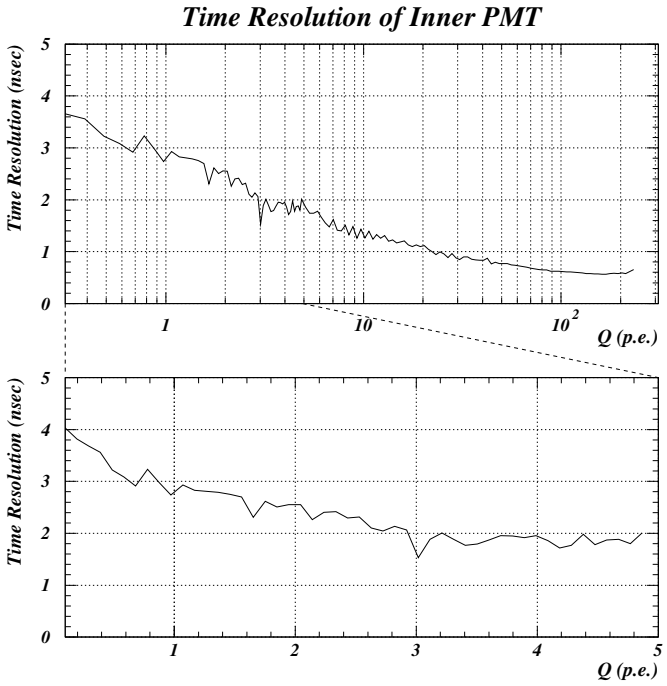

図 3.5: 時間分解能

3.3 水の透過率 (減衰長)

水の透過率は光量を減衰させる原因となるので、その値を測定することは重要なことである。

測定法としては、μ fitter により、飛跡が再構築された宇宙線μを使い、それぞれの光電子増倍管の光量を用いて測定する。それぞれの光電子増倍管が感じる光量 Q_iは次式で与えられる (図 3.6)。

$$Q_i = A\frac{f(\theta_i)}{L_i}\cdot e^{-\frac{L_i}{\lambda}}$$

λ	:	水の透過率 (光量が $1/\mathrm{e}$ に減衰する水の減衰長)
θ	:	チェレンコフ光の入射角
L	:	チェレンコフ光の発生点と光電子増倍管との距離
$f(\theta_i)$	:	光電子増倍管の入射角に対する感度
A	:	定数

図 3.7 はこの L を変数として Q をプロットしたものである。

この結果、水の減衰長は約 $56\mathrm{m}$ である。また、水の減衰長の時間変化を図 3.8 に示す。

実験開始当初 (1996 年 4 月 1 日) はまだ水を水槽に貯めた直後であるので、減衰長は比較的低いが時間が経つにつれ水の純化装置が機能して、約 50 日後以降はほぼ安定していることがわかる。

なお、レーザーシステムでも水の減衰長が測定されているが、同様な水の減衰長の値が得られている。

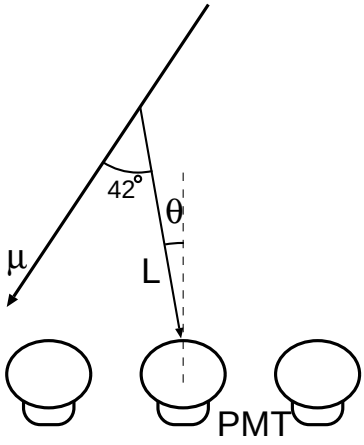

図 3.6: μを使った水の減衰長の測定

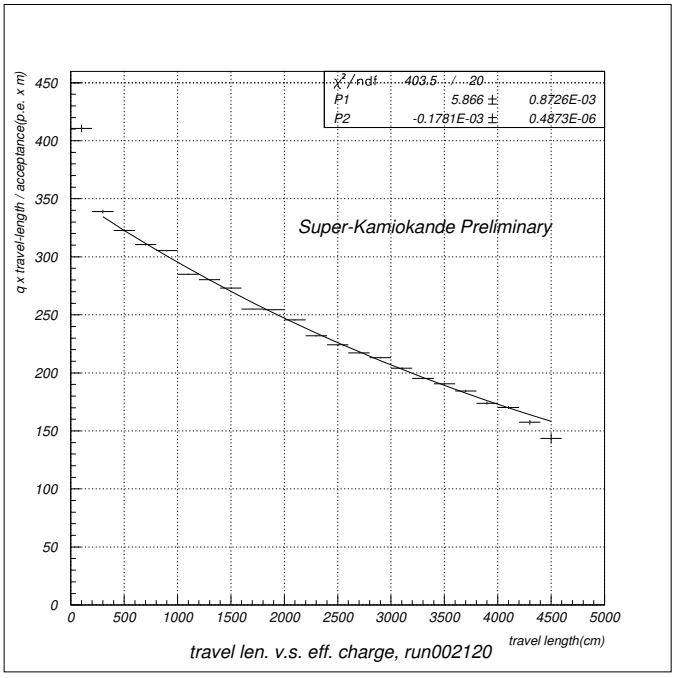

図 3.7: 水の減衰長 (1996 年 7 月 6 日)

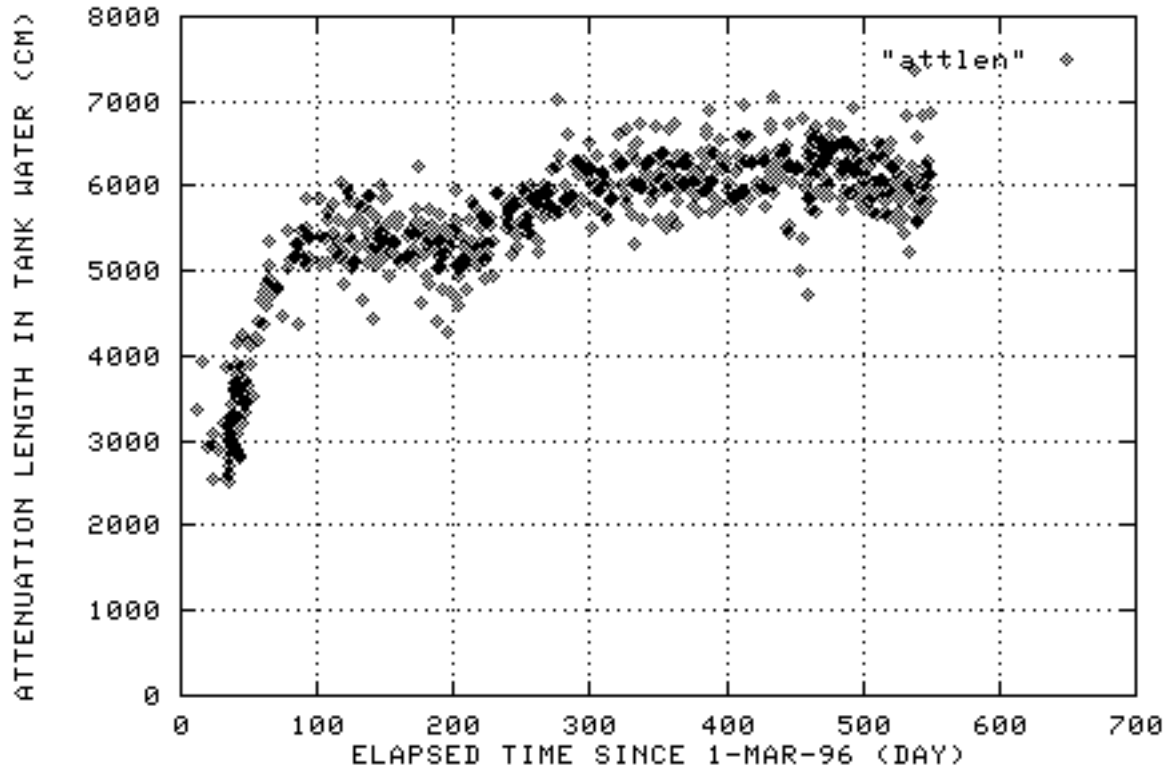

図 3.8: 水の減衰長の時間変化 (t=0 は 1996 年 4 月 1 日である。)

第4章　上向きストップμ フラックスの理論期待値

大気ニュートリノ起源の上向きストップμ の理論期待値を Monte Carlo シミュレーションを用いて求めるには、大気ニュートリノと検出器近傍に存在する膨大な数の核子との反応を考慮しなければならないので、観測値と比較するのに十分な統計量のイベントを発生させることができなかった。そこで、将来ニュートリノ振動の許容領域を求めるときにも使えるように、理論期待値を解析的に求めることにする。

4.1　概要

大気ニュートリノ起源の上向きμ のフラックスは、大気ニュートリノのフラックスϕ_ν、ニュートリノと岩石中の核子との反応断面積σ_νなどを用いて計算される。

エネルギー E_νのニュートリノと核子の相互作用によって生じるμ の微分フラックスは、

$$\frac{d^2\sigma_\nu}{dxdy}\cdot\frac{d^2\phi_\nu(E_\nu,\cos\theta_\nu)}{dE_\nu d\Omega}$$

と表せる。

E_μのエネルギーで生成されたμ が、岩石中を距離 $X(g/cm^2)$ だけ伝播した後、E_{th}以上のエネルギーを持って検出器に入ってくる確率を $g\,(X,E_\mu,E_{th})$とすると、天頂角がθ_μの上向きμ のフラックスは次式で計算できる。

$$\frac{d\phi_\mu(E_{th},\cos\theta_\mu)}{d\Omega}=\int_0^\infty N_A dX\int_{E_\mu}^\infty dE_\nu\int_0^1 dy\int_0^1 dx\cdot\frac{d^2\sigma_\nu}{dxdy}\cdot\frac{d^2\phi_\nu(E_\nu,\cos\theta_\nu)}{dE_\nu d\Omega}\cdot g(X,E_\mu,E_{th}) \tag{4.1}$$

ここで、N_Aはアボガドロ数である。近似的に$\theta_\nu\simeq\theta_\mu$として、以下では単に$\theta$と書くことにする。

μ のエネルギーが E_μから E_{th}まで落ちるまでに通過した距離を $R(E_\mu,E_{th})$ と書くと、関数 $g\,(X,E_\mu,E_{th})$は、

$$g\,(X,E_\mu,E_{th})=\Theta(R(E_\mu,E_{th})-X) \tag{4.2}$$

となる。ここで、関数Θは、

$$\Theta(x)=\begin{cases}1 & : \quad x\geq 0\\ 0 & : \quad x<0\end{cases} \tag{4.3}$$

$$\int_0^\infty g(X,E_\mu,E_{th})dX=R(E_\mu,E_{th})$$

だから、式 4.1 は次のように書き直せる。

$$\frac{d\phi_\mu(E_{th},\cos\theta)}{d\Omega} = N_A \int_{E_\mu}^{\infty} dE_\nu \int_0^1 dy \int_0^1 dx \cdot \frac{d^2\sigma_\nu}{dxdy} \cdot \frac{d^2\phi_\nu(E_\nu,\cos\theta)}{dE_\nu d\Omega} \cdot R(E_\mu, E_{th}) \quad (4.4)$$

$$= \int_{E_\mu}^{\infty} \left[\int_0^1 \left[\int_0^1 \frac{d^2\sigma_\nu}{dxdy} \right] N_A R(E_\mu, E_{th}) dy \right] \frac{d^2\phi_\nu(E_\nu,\cos\theta)}{dE_\nu d\Omega} dE_\nu \quad (4.5)$$

$$= \int_{E_\mu}^{\infty} P(E_\nu, E_{th}) \frac{d^2\phi_\nu(E_\nu,\cos\theta)}{dE_\nu d\Omega} dE_\nu \quad (4.6)$$

$$(4.7)$$

ここで、関数 P を、

$$P(E_\nu, E_{th}) \equiv \int_0^1 \left[\int_0^1 \frac{d^2\sigma_\nu}{dxdy} \right] N_A R(E_\mu, E_{th}) dy \quad (4.8)$$

と定義する。これは、エネルギー E_νを持ったニュートリノが岩石との相互作用によってμ を生成し、そのμ が閾値 E_{th}以上のエネルギーを持って検出器に到達する確率である。

スーパーカミオカンデでは、ν_μからのμ^-と$\bar{\nu}_\mu$からのμ^-を区別することができないので、これらのフラックスの和が観測される上向きμ のフラックスの期待値になる。

4.2 μ の飛程

ニュートリノが岩盤中の核子と反応して生成されたμ が検出器に到達するかどうかは、μ の岩盤中での飛程を計算することで分かる。また、検出器に到達したμ が検出器内で停止するか突き抜けるかの判定に、水中におけるμ の飛程が必要である。

4.2.1 岩石中での飛程

μ の岩盤中 (密度約 $2.7g/cm^3$) でのエネルギー損失は、1GeV 以上のエネルギーのμ に対しては、制動輻射、対生成などを考慮して、Lohmann[16] によって計算されている。図 4.1 にμ の飛程に使ったエネルギー損失 (dE/dx) を示す。

エネルギー E_μで生成されたμ が、検出器における閾値 E_{th}(今回の解析では $E_{th} = 1.6GeV$) にエネルギーを落とすまでに走る距離は、次式で計算される。

$$R(E_\mu, E_{th}) = \int_{E_\mu}^{E_{th}} \frac{-dE}{dE/dX} \quad (4.9)$$

$E_{th} = 1.6GeV$ としたときの計算結果を図 4.1 に示す。

4.2.2 水中での飛程

μ の水中でのエネルギー損失として、1GeV 以上のエネルギーについては Lohmann[16] の計算結果を使い、1GeV 以下のエネルギーには density effect[17] を取り入れたイオン化エネルギー損

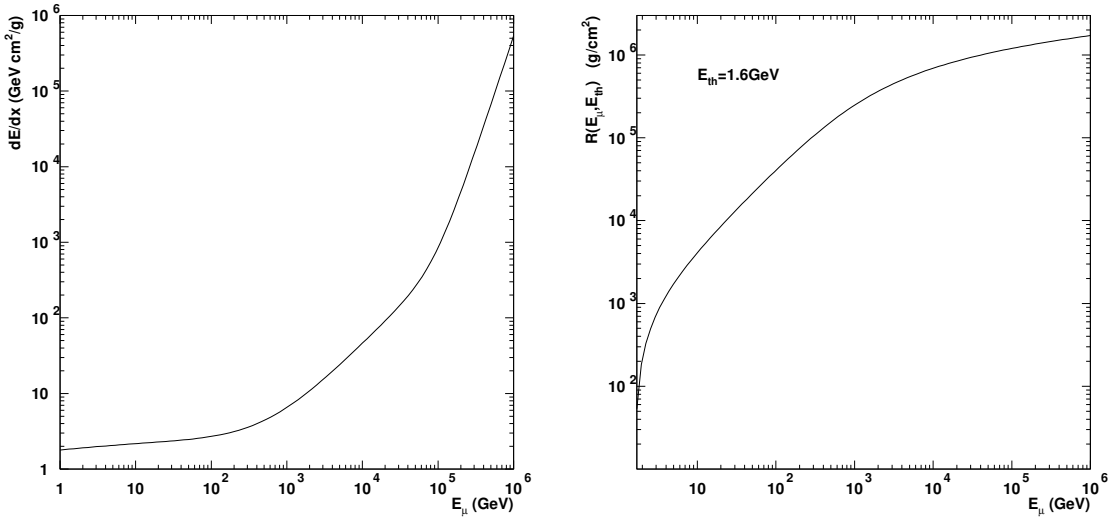

図 4.1: 岩盤中でのμ のエネルギー損失と飛程。左図はエネルギー損失 [16]、右図はμ が E_μから E_{th}にエネルギーを落とすまでに岩盤中を走る距離 (右図)

失を使った。このエネルギー損失をμ の全エネルギーにして $0.116\,\mathrm{GeV}$ まで積分して、水中でのμ の飛程を計算した (図 4.2)。今回の解析では、上向きストップμ の track length の下限値を $7\mathrm{m}$ に設定したが、図 4.2 から、これはμ のエネルギーにして $1.6\mathrm{GeV}$ にあたることが分かる。

4.3 検出器の形状

エネルギー閾値を超えて検出器に入射したμ が、検出器内部で停止するか突き抜けるかの判定をするときには、検出器の形状を考慮しなければならない。そこで、ある角度から検出器をみたときに奥行きが $7\mathrm{m}$ 以上ある領域について、その領域を通って検出器を突き抜けるのに必要なエネルギーを求め、そのエネルギーを超える上向きμ フラックスを足しあげることで、上向き突き抜けμ フラックスを求める。上向きストップμ フラックスは、まず $1.6\mathrm{GeV}$ 以上の上向きμ フラックスを求め、ここから上向き突き抜けμ フラックスを引き算して求めることができる。

したがって、上向きストップμ フラックス及び突き抜けμ フラックスは検出器の形に依存する量であるが、これらの和 (「$1.6\mathrm{GeV}$ 以上の上向きμ フラックス」) は検出器の形に依存しない。

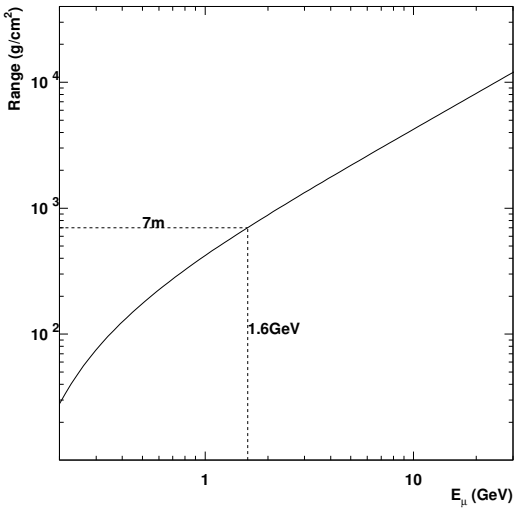

図 4.2: 水中でのμ の飛程

4.4 大気ニュートリノフラックス

大気ニュートリノのエネルギースペクトルは、1 次宇宙線のエネルギースペクトルを元に計算され、およそ次式のようなエネルギー依存性を持つ。

$$\frac{d\phi_\nu}{dE} \propto E^{-2.7}$$

大気ニュートリノのフラックスの定量的な計算をするには、1 次宇宙線の成分の構成比や、ハドロン相互作用などの知識も必要となる。大気ニュートリノフラックスの計算は多くの人の手によって行われているが、そのうち、Bartol[18]、Volkova[19]、Honda[20]、Butkevitch[21] によるエネルギースペクトルを図 4.3 に示す。

大気ニュートリノフラックスは、鉛直上向き (下向き) 方向 $(\cos\theta = -1(1))$ がもっとも小さく、水平方向 $(\cos\theta = 0)$ がもっとも大きい。天頂角分布は、ニュートリノのエネルギーによって多少異なっている。上向きμ のフラックスを求めるのに重要なエネルギー領域 $(1GeV \sim 1TeV)$ についての天頂角分布を図 4.4 に示す。ストップμ は突き抜けμ より低いエネルギー領域のニュートリノに誘起されるので、上向きストップμ フラックスの天頂角分布は、上向き突き抜けμ に比べてフラットに近くなることが予想される。

4.5 ニュートリノ反応断面積

大気ニュートリノ $(\nu_\mu\bar{\nu}_\mu)$ は、岩盤中の核子と弱い相互作用を通して、μ を生成する。観測される上向きμ に対して中性カレント反応の影響はないとして、ここでは荷電カレント反応につい

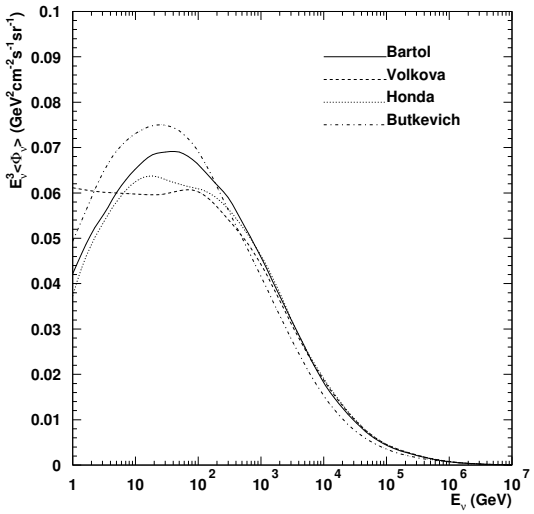

図 4.3: 大気ニュートリノ $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)$ のエネルギースペクトル。天頂角について平均をとり、E_ν^3をかけたものをプロットした。

て述べる。

荷電カレント反応断面積は、深非弾性散乱 (σ^{DIS})、quasi-elastic 散乱 (σ^{QEL})、$\Delta(1232)$ 共鳴を通じた 1π生成過程 $(\sigma^{1\pi})$ によるものに分けられる。

$$\sigma^{CC} = \sigma^{DIS} + \sigma^{QEL} + \sigma^{1\pi} \tag{4.10}$$

深非弾性散乱の断面積は、核子内部のクォークの分布を記述する parton distribution function(以下 PDF) から求めることができる。また、QEL、$\Delta(1232)$ 共鳴を取り入れた数値計算を用いて、荷電カレント深非弾性散乱以外の反応断面積による寄与を調べた。

4.5.1 深非弾性散乱

エネルギー E_νのニュートリノが質量 m_Nの静止した核子と荷電カレント弱相互作用をしてエネルギー E_μのμ を生成するとき、その微分断面積は、Bjorken scaling parameter $(x = Q^2/2m_N E_\nu y,$ $y = 1 - E_\mu/E_\nu)$ を使って次のように書ける。

$$\frac{d^2\sigma_\nu}{dxdy} = \frac{G_F^2 m_N E_\nu}{\pi} \frac{m_W^4}{(m_W^2 + Q^2)^2} \left[y^2 x F_1 + \left(1 - y - \frac{m_N xy}{2E_\nu}\right) F_2 \pm \left(y - \frac{y^2}{2}\right) x F_3 \right] \tag{4.11}$$

ここで、複号の+はν_μ、−は$\bar{\nu}_\mu$に対応し、G_Fはフェルミ定数、m_Wは W 中間子の質量、Q^2はニュートリノとμ の間の運動量遷移の 2 乗、F_1, F_2, F_3は核子の構造関数を表す。

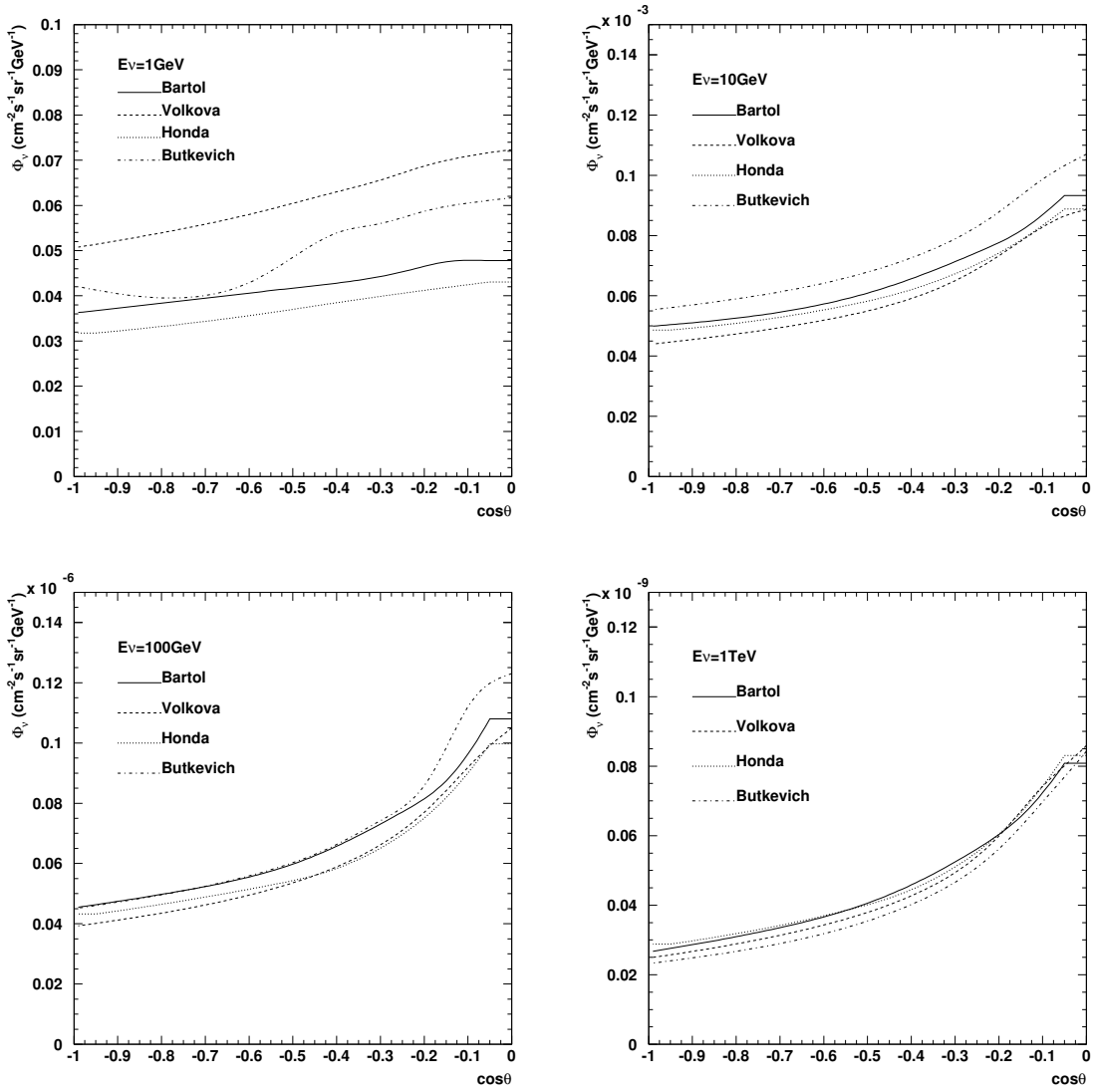

図 4.4: 様々なエネルギー領域における大気ニュートリノ $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)$ の天頂角分布

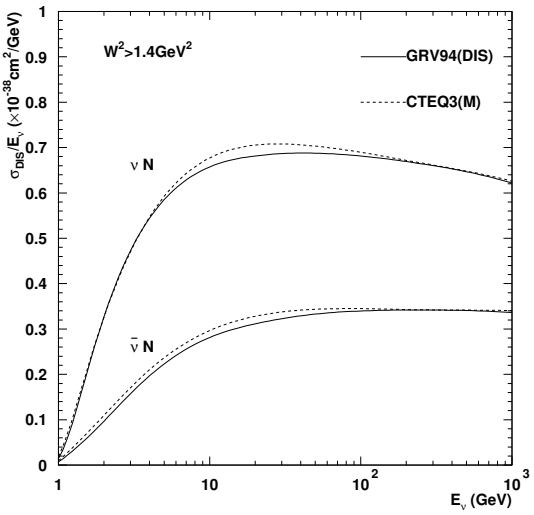

図 4.5: 条件 $W > 1.4GeV$ の下で計算された深非弾性散乱の反応断面積

核子の構造関数は、陽子のクォーク分布関数 f_i(添字 i はクォークのフレーバーを表す。) を使って計算できる。
反応$\nu_\mu p(n) \to \mu^- X$ については、

$$F_2 = 2xF_1 = 2x[f_d(f_u) + f_s + f_b + f_{\bar{u}}(f_{\bar{d}}) + f_{\bar{c}} + f_{\bar{t}}] \quad (4.12)$$

$$F_3 = 2[f_d(f_u) + f_s + f_b - f_{\bar{u}}(f_{\bar{d}}) - f_{\bar{c}} - f_{\bar{t}}] \quad (4.13)$$

反応$\bar{\nu}_\mu p(n) \to \mu^+ X$ については、

$$F_2 = 2xF_1 = 2x[f_u(f_d) + f_c + f_t + f_{\bar{d}}(f_{\bar{u}}) + f_{\bar{s}} + f_{\bar{b}}] \quad (4.14)$$

$$F_3 = 2[f_u(f_d) + f_c + f_t - f_{\bar{d}}(f_{\bar{u}}) - f_{\bar{s}} - f_{\bar{b}}] \quad (4.15)$$

クォーク分布関数を計算する PDF には、取り入れた実験結果やフィットの手法によって様々なモデルがある。これら PDF には、パートンの振る舞いを正しく記述できる Q^2の下限値 Q_0^2 が設定されているが、数 GeV^2以上の Q^2についてパートンの振る舞いを記述しているものに CTEQ[24]($Q_0^2 = 4GeV^2$) 等があり、比較的小さな Q^2に対応しているものに、MRS[22]($Q_0^2 = 0.625GeV^2$)、GRV[23]($Q_0^2 = 0.4GeV^2$) がある。

式 4.11 は、運動量遷移の 2 乗 Q^2と終状態のハドロン系の不変質量 W がともに大きいときに成り立つ深非弾性散乱の式である。そこで、$W > 1.4GeV$ という条件の下で式 4.11 を積分すれば、multi π生成過程の反応断面積が計算できる。こうして得られた反応断面積を図 4.5 に示す。

式 4.11 の深非弾性散乱 ($W > 1.4GeV$) 断面積を使った数値計算により、次の上向きμ フラックスを得た。なお、大気ニュートリノフラックスには Bartol[18] を用いた。

$$\phi_{stop\mu}^{DIS} = 0.573 \times 10^{-13}/cm^2/s/sr$$

$$\phi^{DIS}_{throughμ} = 1.885 \times 10^{-13}/cm^2/s/sr$$

4.5.2 Quasi-elastic 散乱と$\Delta(1232)$ 共鳴

ニュートリノと核子との荷電カレント相互作用には、深非弾性散乱の他に、quasi-elastic 散乱と$\Delta(1232)$ 共鳴状態等を通じた1π生成過程がある。これらの相互作用の反応断面積は、D.Rein and L.M.Seghal[25] によって計算されている。今回、解析計算に用いた反応断面積は、図 4.6 のようなものである。

大気ニュートリノフラックスに Bartol[18] を使うと、QEL と1π生成過程による上向きストップμ フラックスの期待値は、

$$\begin{aligned} \phi^{QEL}_{stopμ} &= 0.137 \times 10^{-13}/cm^2/s/sr \\ \phi^{1\pi}_{stopμ} &= 0.087 \times 10^{-13}/cm^2/s/sr \end{aligned}$$

上向き突き抜けμ フラックスの期待値は、

$$\begin{aligned} \phi^{QEL}_{throughμ} &= 0.073 \times 10^{-13}/cm^2/s/sr \\ \phi^{1\pi}_{throughμ} &= 0.052 \times 10^{-13}/cm^2/s/sr \end{aligned}$$

となった。

4.6 上向きμ フラックスの期待値

大気ニュートリノフラックスに Bartol[18]、PDF に GRV94(DIS)[23]、μ のエネルギー損失に Lohmann[16] を使うと、$E_\mu > 1.6GeV$ の上向きストップμ 及び上向き突き抜けμ のフラックスとしてそれぞれ次のような値を得た。

$$\begin{aligned} \phi_{stopμ} &= \phi^{DIS}_{stopμ} + \phi^{QEL}_{stopμ} + \phi^{1\pi}_{stopμ} \\ &= 0.796 \times 10^{-13}/cm^2/s/sr \\ \phi_{throughμ} &= \phi^{DIS}_{throughμ} + \phi^{QEL}_{throughμ} + \phi^{1\pi}_{throughμ} \\ &= 2.01 \times 10^{-13}/cm^2/s/sr \end{aligned}$$

4.7 期待値の不確定性

上向きストップμ フラックスの理論期待値の不定性には、主なものに大気ニュートリノフラックスの不定性と、ニュートリノ反応断面積の不定性から来るものがある。

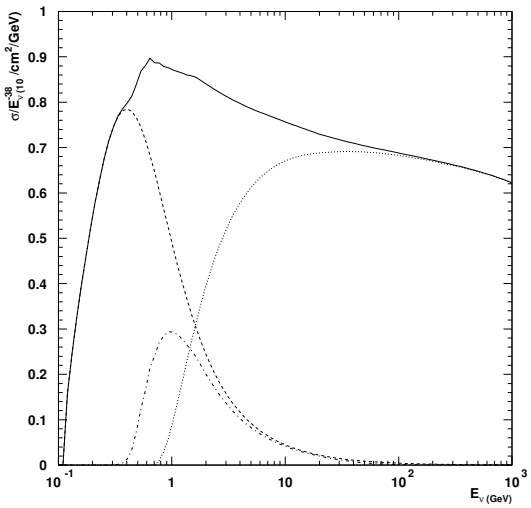

図 4.6: ニュートリノ反応断面積。横軸はニュートリノのエネルギー、縦軸は反応断面積をニュートリノエネルギーで割ったものを表す。点線は深非弾性散乱、鎖線は quasi-elastic 散乱、一点鎖線は 1π生成過程、実線はそれらの和の断面積を表す。

4.7.1 大気ニュートリノフラックスの不定性

大気ニュートリノフラックスの不定性は、1 次宇宙線のフラックスのエネルギー依存性の不定性から来る。そこで、大気ニュートリノフラックスの不定性が上向きストップμ フラックスにおよぼす影響を評価するために、大気ニュートリノのエネルギースペクトルを変化させてみる。

具体的には、次式のように大気ニュートリノフラックスにニュートリノエネルギーの巾乗をかけ、上向きμ フラックスを計算した。

$$\frac{d\phi_\nu}{dE_\nu} \rightarrow \frac{d\phi_\nu}{dE_\nu} \times E_\nu^{\pm 0.05}$$

大気ニュートリノフラックスに Bartol[18]、ニュートリノ反応断面積に GRV94[23] を使って計算したところ、上向きμ フラックスは次のように変化した。

energy spectrum	$\phi_{stop\mu}$	$\phi_{through\mu}$	$\phi_{stop\mu}/\phi_{through\mu}$
$\frac{d\phi_\nu}{dE_\nu} \times E_\nu^{+0.05}$	$+13.6\%$	$+28.2\%$	-11.4%
$\frac{d\phi_\nu}{dE_\nu} \times E_\nu^{-0.05}$	-11.7%	-21.5%	$+12.5\%$

4.7.2 ニュートリノ反応断面積の不定性

荷電カレント反応断面積σ^{CC}は、深非弾性散乱σ^{DIS}、quasi-elastic 散乱σ^{QEL}、及び 1π生成過程の断面積$\sigma^{1\pi}$に分けられる。上向きストップμ フラックスと上向き突き抜けμ フラックスの比

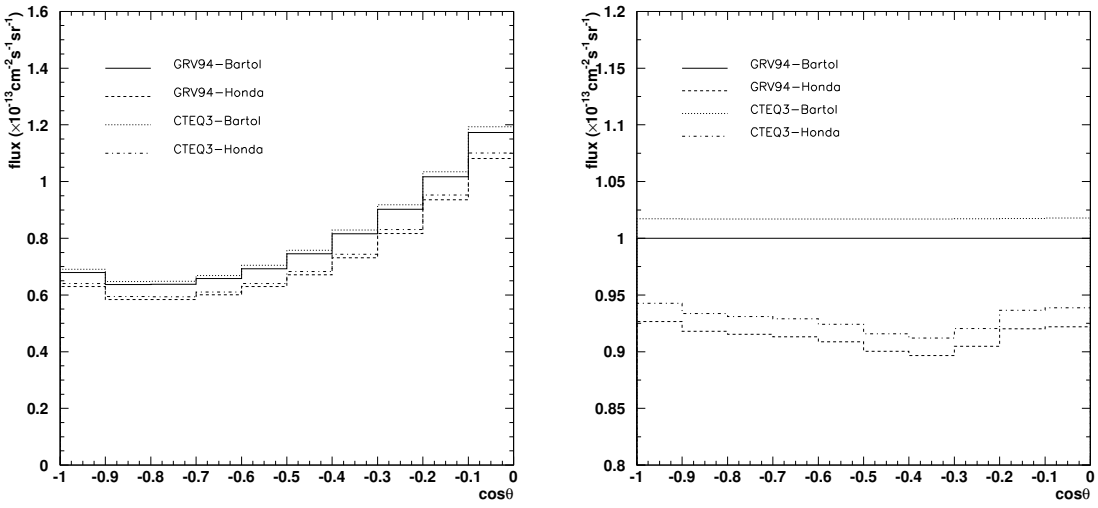

図 4.7: 様々なモデルによる上向きストップμ フラックスの理論期待値の天頂角分布。右図は、様々な組合わせの理論期待値を GRV94-Bartol で規格化したものを plot した。

をとったとき、σ^{DIS}の不定性の寄与は互いに打ち消し合い、σ^{QEL}と$\sigma^{1\pi}$は上向き突き抜けμ にはあまり寄与しないので、これらの寄与は打ち消し合わないと考えられる。そこで、それぞれの断面積を独立に 15%変化させたときの上向きμ フラックスの変化を調べると、次のようになる。

$\sigma^{DIS}, \sigma^{QEL}, \sigma^{1\pi}$	$\phi_{stop\mu}$	$\phi_{through\mu}$	$\phi_{stop\mu}/\phi_{through\mu}$
$\pm 15.0\%$	$\pm 11.2\%$	$\pm 14.1\%$	$^{+4.6\%}_{-3.7\%}$

4.8 大気ニュートリノフラックスと PDF のモデル依存性

大気ニュートリノフラックスの二つのモデル (Bartol[18],Honda[20])、PDF の二つのモデル (GRV94[23],CTEQ3[24]) を組み合わせたときの、上向きストップμ フラックス、及び上向き突き抜けμ フラックスとの比の期待値の天頂角分布を図 4.7、図 4.8 に示す。モデルの違いによる上向きストップμ フラックスの変化は約 10%、突き抜けμ フラックスとの比の変化は約 4%である。上向きμ フラックスのモデル依存性は、4.7.1 節、4.7.2 節で述べた不定性と完全には独立ではないが、今回はこれらを独立なものとみなして評価することにする。

4.9 まとめ

上向きストップμ フラックスと上向き突き抜けμ フラックスの比の理論期待値に伴う不定性をまとめると次のようになる。

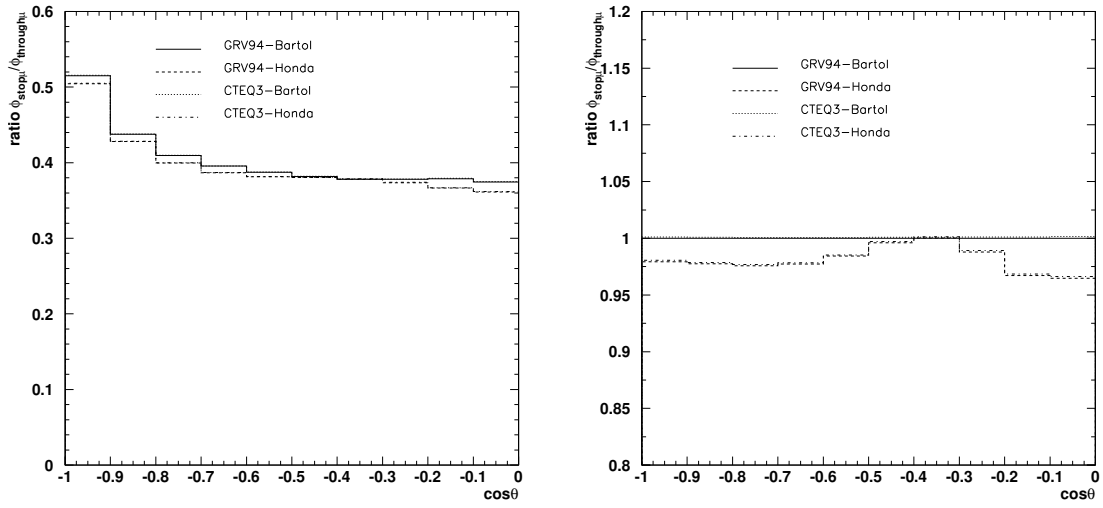

図 4.8: 様々なモデルによる上向きストップμ フラックスと上向き突き抜けμ フラックスの比の理論期待値の天頂角分布。右図は、様々な組合わせの理論期待値を GRV94-Bartol で規格化したものを plot した。

source	theoretical uncertainty
ν flux energy dependance	$^{+12.5\%}_{-11.4\%}$
cross section	$^{+4.6\%}_{-3.7\%}$
model dependance	$\pm 2.0\%$
total	$^{+13.5\%}_{-12.2\%}$

以上の結果、大気ニュートリノフラックスに Honda[20]、PDF に GRV94[23] を用いて、次の上向きμ フラックスの理論予想値を得た。

$$\begin{aligned} \phi_{stop\mu} &= 0.796 \quad (\times 10^{-13}/cm^2/s/sr) \\ \phi_{through\mu} &= 2.01 \quad (\times 10^{-13}/cm^2/s/sr) \end{aligned}$$

また、上向きストップμ フラックスと上向き突き抜けμ フラックスの比の理論予想値は

$$\frac{\phi_{stop\mu}}{\phi_{through\mu}} = 0.396^{+0.053}_{-0.048}$$

となった。

第5章　Monte Carlo シミュレーション

解析計算では、上向きμ フラックスの期待値は計算できるが、μ の発生点や検出器への入射点の分布、停止点の分布などは知ることができない。そこで、Monte Carlo シミュレーションによってこれらの情報を得ることにする。今回、スーパーカミオカンデの contained event 用にすでに開発されている Monte Carlo シミュレーションを、上向きμ 用に改造して使用した。

5.1　ニュートリノ反応断面積

モンテカルロシミュレーションには、図 5.1 のような反応断面積と、Honda[20] の大気ニュートリノフラックスが使われた。ニュートリノ反応断面積には、荷電カレントはもちろん、中性カレントも含まれており、ニュートリノと水分子の反応には、coherent 散乱も考慮されている [26]。

5.2　上向きμ を生成するニュートリノ反応

解析計算の結果、上向きストップμ を生成する親ニュートリノの平均エネルギーは約 10GeV であるが、Monte Carlo シミュレーションでもこれを再現できた。モンテカルロ上向きストップμ イベントのエネルギー分布と発生点の分布を図 5.2、図 5.3 に示す。図 5.3 から、quasi-elastic 散乱や 1π生成過程による上向きストップμ は、検出器のごく近傍 (およそ 100m 以内) で発生することが分かる。

5.3　上向きμ の検出器での分布

上向きμ の検出器における振る舞いを Monte Carlo によって調べることができる。Monte Carlo イベントの発生点及び停止点の位置分布を図 5.4 に示す。上向きストップμ の停止点は検出器内部に一様に分布している。

また、検出器への入射点の分布も知ることができるが、これは 6.6 節で、実際に観測された上向きストップμ のものとともに示す。

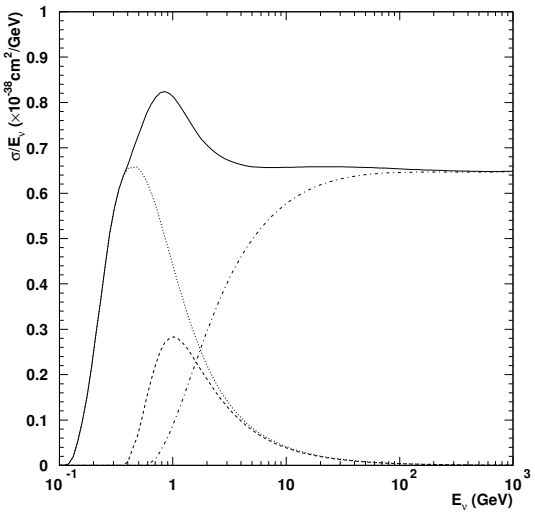

図 5.1: モンテカルロシミュレーションで使われた荷電カレント反応断面積。点線は QEL、鎖線は 1π生成過程、一点鎖線は multiπ生成過程、実線は全断面積を表す。

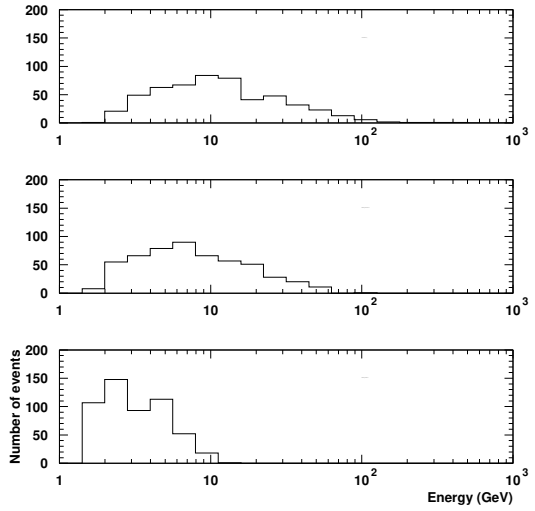

図 5.2: モンテカルロイベントのエネルギー分布。上段の図は、親ニュートリノのエネルギー分布。中段は、発生したμ の反応点でのエネルギー分布。下段は、上向きストップμ の検出器でのエネルギー分布。

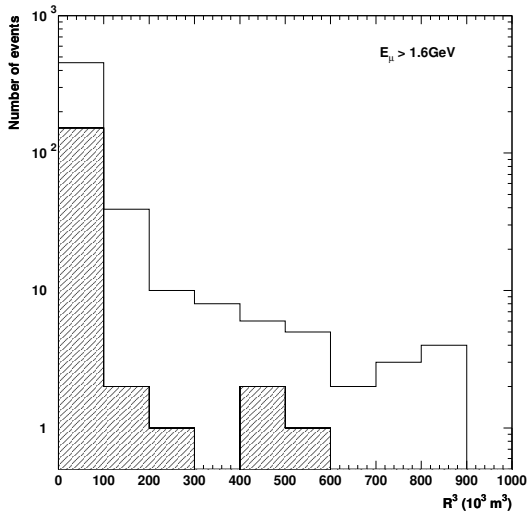

図 5.3: Monte Carlo 上向きストップμ を生じる親ニュートリノの反応点の分布。横軸は、検出器の中心からの距離の 3 乗を表す。solid histogram は、深非弾性散乱、quasi-elastic 散乱、1π生成過程をすべて含んだイベントの分布。shaded histogram は、quasi-elastic 散乱及び 1π生成過程で発生した上向きストップμ の反応点の分布。

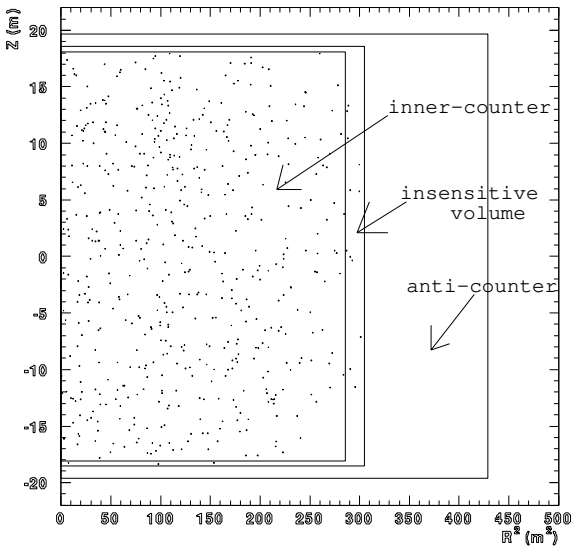

図 5.4: 上向きストップμ のモンテカルロイベント $(E_\mu > 1.6GeV)$ の停止点の分布。一番内側の実線は inner-counter と不感層との境界、二番目の実線は不感層と anti-counter との境界、一番外側の実線は anti-counter とその外側との境界を表す。

5.4 検出効率

ニュートリノ起源のμ は、宇宙線μ とはエネルギー分布が異なっており、また、μ に伴って生成されたその他の粒子 (π, γなど) の影響で、検出効率が変わってくる可能性もある。これについては、6.2.3 節及び 6.3.3 節で述べることにする。

5.5 $\nu_\mu \cdot \bar{\nu}_\mu$の中性カレント反応による background

$\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$と核子との中性カレント反応によって生じたπ, γ粒子などが検出器で誤って上向きμ として捕らえられる可能性を、688 日分の、検出器の中心から半径 100m 以内で発生させた Monte Carlo イベントによって調べた。その結果、上向きストップμ ($E_\mu > 1.6GeV$) の選別に用いられたすべてのイベントセレクションに通るものはなかった。

5.6 $\nu_e \cdot \bar{\nu}_e$による background

$\nu_e, \bar{\nu}_e$と核子との中性カレント反応、荷電カレント反応によって生じた粒子が、誤って上向きμ として捕らえられる可能性を、Monte Carlo によって調べた。その結果、1 年分の大気ニュートリノ$\nu_e(\bar{\nu}_e)$ と核子との反応によって生じた粒子が、誤って上向きμ ($E_\mu > 1.6GeV$) とみなされるイベントは 1 イベントもなかった。

第6章　イベントセレクション

6.1　概要

スーパーカミオカンデは1996年4月に稼働を開始したが、上向きストップμ イベントを選びだすうえで、anti-counterを使ったcutをかけるため、anti-counterの安定した1996年7月からのデータを解析に使用した。集めたデータは1996年7月から1997年5月の、実働時間にしておよそ265日分である。

スーパーカミオカンデのトリガーレートは約10Hzだが、そのうちのおよそ80%は低エネルギーの電子イベント、またはノイズのイベントである。

まず始めに、1st reductionとして、低エネルギーイベントを除くためにinner-counterのPMTの全光量が1000p.e.(μ のtrack lengthにして約0.5m)以上のイベントを選び、さらに突き抜けμ を除くためanti-counterの光量および時間情報を用いたcutをかけた。このcut後のイベントレートは約0.2Hzになる。

次に2nd reductionとして、inner-counterの全光量が12000p.e.(μ のtrack lengthにして約6m)以上のイベントに対して、計算機によるμ の方向の再構築(stopμfit [1])を行い、得られたμ 粒子の天頂角についてのcutをかけた。このcut後のイベントレートはおよそ1日当り120イベントである。

こうして得られたイベントを図1.3のようなイベントディスプレイに表示し、eye-scanしながら人の目によって最終的な天頂角を決定した(manual reconstruction [2])。このとき天頂角が80°付近(やや下向き)から180°(鉛直上向き)のμ イベントを集め、inner-counterでの軌跡の長さ(track length)が7m以上のストップμ イベントを最終サンプルとした。やや下向きのストップμ イベントは、バックグラウンドである宇宙線μ の寄与を見積もるために必要である。

図6.1にイベントセレクションの大まかな流れを示す。

6.2　1st reduction

6.2.1　total Q cut

スーパーカミオカンデのトリガーレートはおよそ10Hzで、図6.2からわかるように、inner-counterの全光量が1000p.e.以下の低エネルギーイベントが80%を占める。これらのイベント

[1] 6.3.2節参照
[2] 6.4節参照

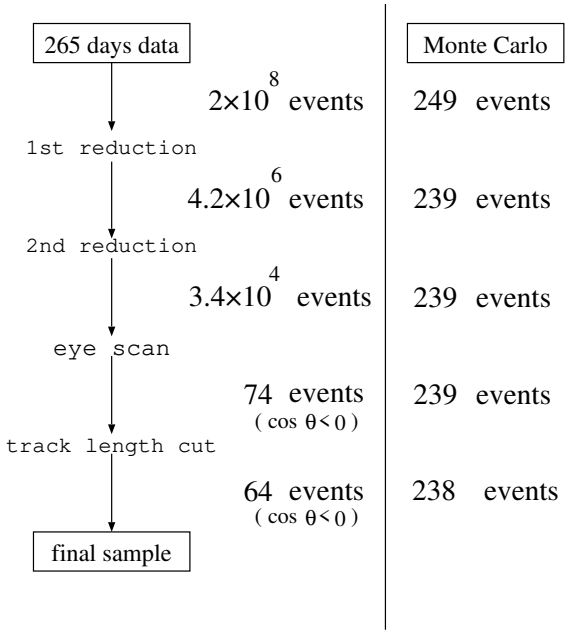

図 6.1: イベントセレクションの流れ

を除くために、1st reduction では、inner-counter の全光量が 1000p.e. 以下のイベントをカットした。

6.2.2 Anti-counter cut

スーパーカミオカンデでは、毎秒約 2.2 イベントのμ イベントを観測している。これらのうちストップμ によるものはおよそ 5%にすぎず、大半は突き抜けμ イベントである。

突き抜けμ イベントとストップμ イベントの違いは、anti-counter のヒットの時間分布と位置分布に認められる。前者の特徴を利用した cut を T-cut、後者の特徴を利用した cut を A-cut と呼ぶことにする。

それぞれの cut の詳細は以下の通りである。

T-cut ストップμ イベントと比べたとき、突き抜けμ イベントの方が出口付近のヒットのせいで、PMT のヒットした時間の分布は広めになる。時間分布の幅は次のように求めた。

まず、ヒットした時間が 800nsec. から 900nsec. の間にある PMT の本数を数える。次に 1nsec. ずらして、801nsec. から 901nsec. の間にある PMT の本数を数える。以下、これを 500 回繰り返し、はじめて 15 本を越えた時刻と最後に 15 本を下回った時刻の差を、時間分布の幅とする。

こうして求めた時間分布の幅が 240nsec. 以下のものは、突き抜けμ イベントと見なして cut した。

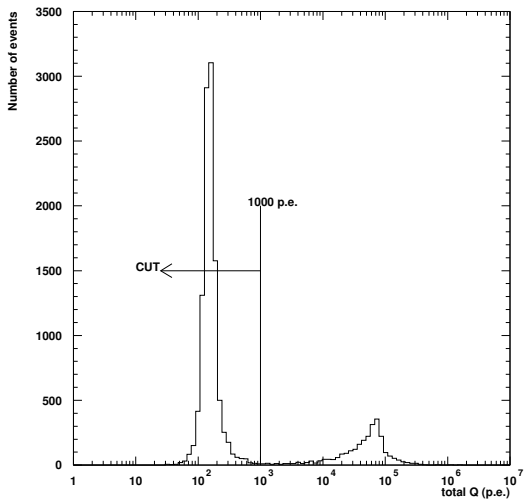

図 6.2: inner-counter の全光量の分布

A-cut　検出器外部から飛来したμ が inner-counter で観測されたとき、anti-counter にはμ の横切った部分に PMT ヒットの塊 (クラスター) がつくられる。ストップμ イベントの場合はμ の入口付近一つのクラスターがつくられ、突き抜けμ イベントの場合はμ の入口と出口付近にそれぞれ一つずつクラスターがつくられるはずである。実際には次のようにしてクラスターを定義し、cut に利用した。

まず、0p.e. より大きな光量を持つ PMT の中から、ヒットした時間が 500nsec. から 1300nsec. のものを選ぶ。これらの PMT について、それぞれの位置関係を計算し、隣接するものをまとめていく。このようにしてつくられた PMT ヒットのクラスターのうち、クラスターに含まれる PMT が 8 本に満たないものは無視することにした。クラスター間の距離が 8m 以内の時は、クラスターに含まれる PMT の最大光量が小さい方のクラスターを無視した。

こうしてつくられたクラスターが 2 個以上のイベントは、突き抜けμ イベントとみなして cut した。

6.2.3　検出効率

inner-counter の PMT の全光量が 1000p.e. 以上のμ イベントを、生データから 1005 イベント集め、anti-counter cut をテストしたところ、突き抜けμ イベントを 96%除けることが分かった (図 6.3)。除けなかった突き抜けμ イベントの 76%は、inner-counter での track length が 5m 以下の、検出器の端をμ がかすめるイベントだった。

また、崩壊電子イベントを伴うことを条件にして選んできた、2299 イベントの宇宙線ストッ

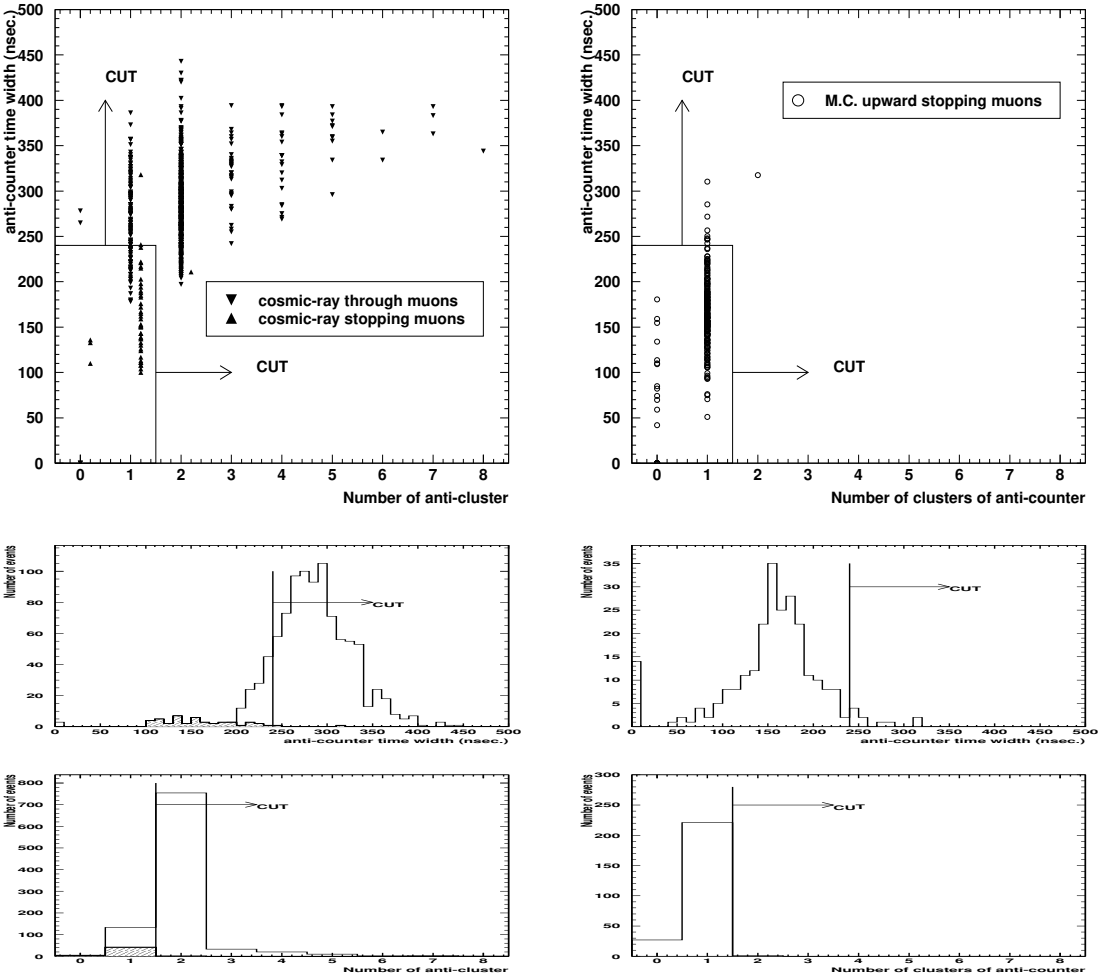

図 6.3: anti-counter のクラスター数と時間分布幅。左側の図は宇宙線μ (inner-counter の全光量が 1000p.e. 以上)、右側の図は上向きストップμ のモンテカルロイベント (inner-counter でのエネルギーが 1.6GeV 以上) の分布。最上段の図の横軸は anti-counter のクラスターの数、縦軸は時間分布の幅を表す。中段及び下段は、それぞれ、最上段の図の縦軸方向への投影図、横軸方向への投影図。左側中段及び下段の solid histogram は突き抜けμ 、shaded histogram はストップμ の分布を表す。

プμ イベントを使ってストップμ に対する efficiency を調べたところ、T-cut は 98.6%、A-cut は 99.9%であった。したがって、anti-counter cut のトータルの efficiency は、宇宙線ストップμ に対しては 98.5%である。

しかし、上向きストップμ はニュートリノと anti-counter の水との反応で発生するものもあり、これらに対する anti-counter cut の検出効率は、宇宙線μ のときと異なることも考えられる。なぜなら、anti-counter でニュートリノが反応すると、μ とともにπ などの荷電粒子も発生し、anti-counter のヒットの時間分布が、μ 単体のときと比べて広くなるからである。

そこで、モンテカルロシミュレーションで得たニュートリノ起源のストップμ イベント ($E_\mu > 1.6GeV$) に対して anti-counter cut をかけてみたところ、検出効率は 95.9%であった (表 6.1)。したがって、モンテカルロイベントに対する検出効率は $95.9 \pm 0.9\%$となり、宇宙線ストップμ イベントを使って得られた 98.5%と異なっている。今回の解析では 95.9%を採用し、検出効率の食い違いは系統誤差に含めることにする。

反応点	cut 前のイベント数	cut 後のイベント数	検出効率
検出器近傍の岩盤	429 events	417 events	$97.2 \pm 0.8\%$
anti-counter の水	103 events	93 events	$90.3 \pm 3.1\%$
Total	532 events	510 events	$95.9 \pm 0.9\%$

表 6.1: モンテカルロストップμ イベント ($E_\mu > 1.6GeV$) に対する anti-counter cut の検出効率

6.3 2nd reduction

6.3.1 total Q cut

今回の解析では、最終的には track length が 7m 以上の上向きストップμ を使用する。宇宙線ストップμ の track length と inner-counter の全光量との関係は、図 6.4 のようになる。そこで、2nd reduction では、inner-counter の全光量が 12000p.e.(μ track length $\simeq$ 6m) 以上のイベントを選出した。

6.3.2 Muon direction cut

スーパーカミオカンデ検出器では、宇宙線のストップμ を毎秒 0.1 イベント観測している。これらのμ は、大気ニュートリノ起源のストップμ の主なバックグラウンドとなる。宇宙線のμ は検出器に対して鉛直下向きに入射するので、μ の入射角度を計算機で自動的に再構築 (stopmufit) し、下向きのものを除くことが必要である。

stopμfit には、以下の方法が用いられた。

μ の入口の決定　μ が inner-counter に入ってきたとき、その入口付近の PMT は他の inner-counter

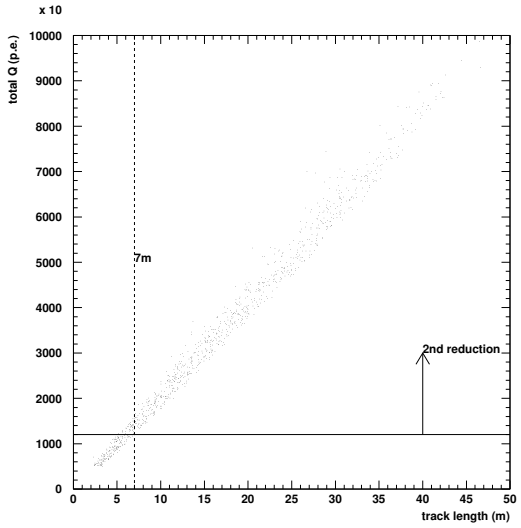

図 6.4: inner-counter の全光量とストップμ の track length

の PMT より早くヒットするが、単純に一番早くなった PMT の位置を入口とすると、PMT のダークノイズのせいで間違った結果を得ることがある。そこで、5nsec. 以内にすぐ隣の PMT が 1 本以上ヒットしている、という条件を満たす PMT のうち、一番早くなった PMT の位置を入口とする。

μ の方向の決定　inner-counter に入った瞬間のμ の方向を決定するために、grid search を行う。まず始めに、μ の入口と inner-counter の光量の重心を結んだ方向をμ の方向と仮定する。grid search とは、この初期値の周りにμ の方向を変化させ、 ある評価関数を最大にするμ の方向を格子に沿って探していく、という方法である。

grid search の際に使われる評価関数は、goodness と呼ばれ、μ の入口、方向を正しく再構築できたとき、理想的には $goodness = 1$ となる。goodness は、各 PMT のヒットした時間 t_i、及び時間分解能$\sigma_i (= 3nsec.)$ を使って次のように定義される。

$$goodness = \frac{1}{\sum \frac{1}{\sigma_i^2}} \times \sum \frac{1}{\sigma_i^2} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{t_i - T_i}{1.5\sigma_i}\right)^2\right] \tag{6.1}$$

式中の和は、2.5p.e. 以上の PMT についてとる。

T_iは、μ の入射した時間 T から予想される、各 PMT がヒットする時間で、次の式で計算される。

$$T_i = T + \frac{l_\mu}{c} + \frac{n \cdot l_{ph}}{c} \tag{6.2}$$

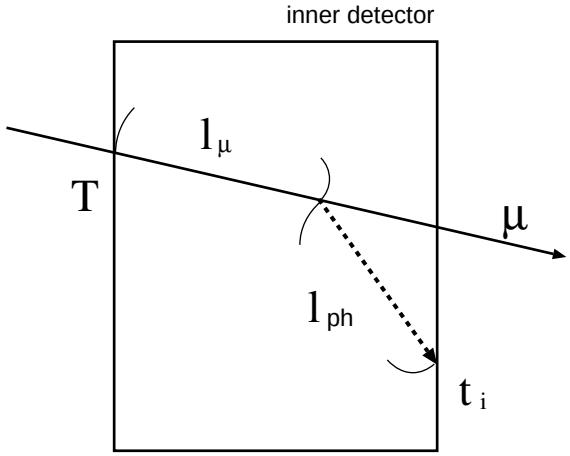

図 6.5: goodness の計算に使われる変数

ここで、c, n はそれぞれ光速度、水の屈折率であり、l_μはμ が各 PMT で検出されたチェレンコフ光を出すまでに走った距離、l_{ph}はチェレンコフ光を放出した点からその光を受け取った PMT までの距離である (図 6.5)。

μ の入口を固定して方向を様々に変化させると、それに伴って l_μ, l_{ph}が変り、上式で計算される T_iが変る。よって、μ の方向によって様々な値の goodness が計算されるので、このうち最大になったときの方向を採用する。

inner-counter での track length が 7m 以上の宇宙線のストップμ イベント (データ) を使って調べた結果、この方法で得られる天頂角の分解能は 2.0 ° であった (図 6.6)。

2nd reduction では、1st reduction 後に残ったイベントに対し、$\cos\theta_{fit} < 0.12$ を満たすことを要求した。θ_{fit}は、計算機によるストップμ イベントの stopμfit の結果得られた、μ の飛来する方向の天頂角成分である。

6.3.3 検出効率

249 イベントの上向きストップμ モンテカルロイベント ($E_\mu > 1.6GeV$) を 2nd reduction にかけてみたところ、その検出効率は 100%であった (図 6.7)。

しかし、実際に観測されるイベントでは、PMT の pre-pulse などによって、miss-fit するものもあるので、宇宙線ストップμ データを用いて 2nd reduction の検出効率を調べてみた。track length が 7m 以上の宇宙線ストップμ データの manual reconstruction による天頂角に比べ、stopμfitter によって 6.9 ° 以上上向きに fit されるものは、810 イベント中の 0.5%である (図 6.6)。検出器は上下対称だと仮定すると、上向きのストップμ を 6.9 ° 以上下向きに fit する確率は 0.5%である。すなわち、水平方向 ($\cos\theta = 0$) のストップμ を $\cos\theta_{fit} < 0.12$ という cut で落とす確率は 0.5%であると見込まれる。よって、宇宙線ストップμ データで調べたところによれば、水平に近い上向

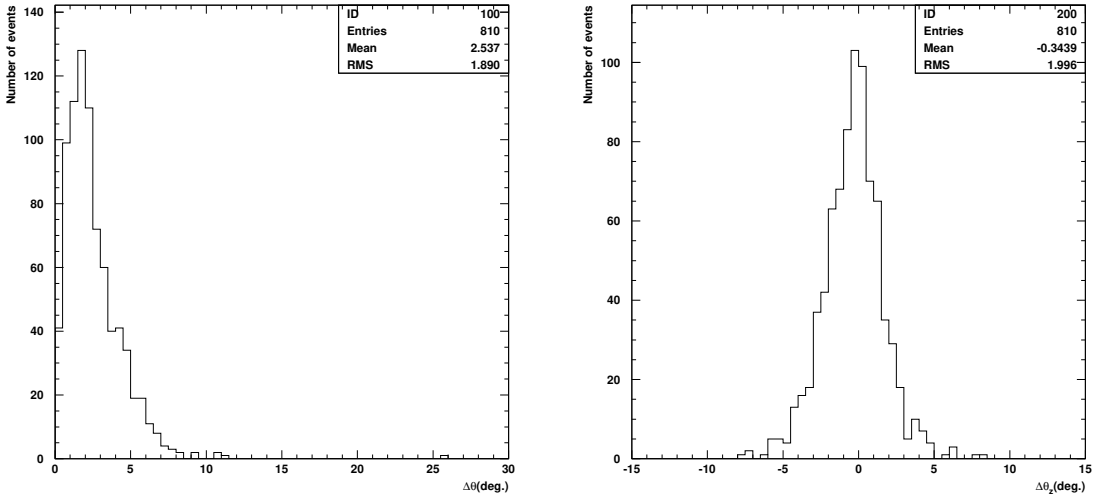

図 6.6: 宇宙線ストップμ データ (μ track length $>$ 7m) に対する stopμfitter の角度分解能。左図は、stopμfit により得たμ の方向と manual reconstruction による方向のなす角。右図は、stopμfit によって得たμ の天頂角と manual reconstruction による天頂角の差 $(\theta_{ma} - \theta_{fit})$。

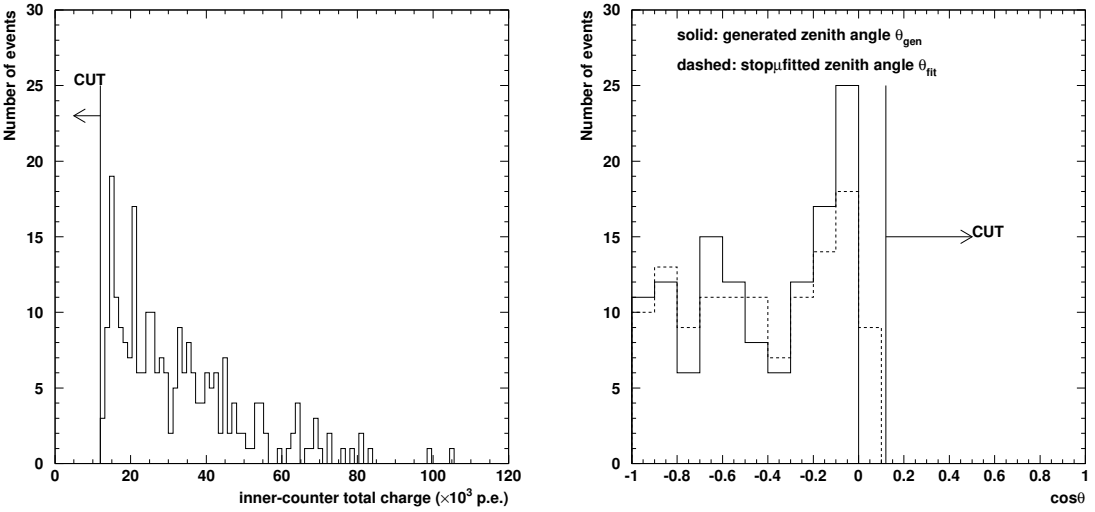

図 6.7: Monte Carlo 上向きストップμ イベント $(E_\mu > 1.6GeV)$ に対する 2nd reduction の検出効率。左図は total Q cut、右図は muon direction cut。

きストップμ に対する検出効率は 99.5%であり、真上方向のストップμ に対してはほぼ 100%である。track length が 7m 以上の宇宙線ストップμ に対する 2nd. reduction の検出効率を、天頂角を 10 ビンに分割して書くと、表 6.2 のようになる。

$\cos\theta$	-0.95	-0.85	-0.75	-0.65	-0.55	-0.45	-0.35	-0.25	-0.15	-0.05
ϵ	100.0%	99.9%	99.9%	99.9%	99.9%	99.9%	99.9%	99.9%	99.9%	99.5%

表 6.2: 2nd reduction の天頂角ごとの検出効率

6.4 Eye scan

anti-counter cut 後に残ってきたイベントの中には、track length の短い突き抜けμ が大量に含まれており、これらのイベントを stopμfit によって再構築することは困難である。そこで、anti-counter cut、direction cut 後に残ってくる突き抜けμ イベントは、イベントディスプレイに表示して人の手で除いてやらなくてはならない。この時、ストップμ を選ぶ基準として、μ の入口付近の anti-counter がヒットしていることと、出口付近の anti-counter がヒットしていないことを要求した。

もう一つの独立した[3]解析グループ (USA グループ) と、最終サンプルの照合をしたところ、上向きストップμ 64 イベントはともに検出されており、したがってこの作業によって上向きストップμ をともに見落とす確率は、$(2.3/64)^2 = 0.1\%(90\%C.L.)$ である。

また、inner-counter のチェレンコフリングの形や PMT の時間情報を元に、人の目でμ の方向を再構築し直し (manual reconstruction)、角度分解能をあげることができる。manual reconstruction の精度は、Monte Carlo イベントを使って調べたところ、約 1 ° であり (図 6.8)、manual reconstruction の個人差は、天頂角の差にしておよそ 0.8 ° である (図 6.9)。

6.5 Track length cut

μ の再構築は、μ の軌跡が短くなるほど困難になり、また、低エネルギー領域では、μ 以外の粒子のバックグラウンドも無視できなくなってくる。そこで、7m(エネルギーにすると 1.6GeV) 以上の軌跡を持つ上向きストップμ イベントを最終サンプルに採用することにした。

軌跡の長さ (track length) の決定に使用したルーチンは、manual reconstruction によって得たμ の inner-counter への入口から、そのμ の方向の周りに 70 ° の円錐を開き、内部に含まれるすべての PMT の光量を足しあげ、水の透過率や PMT の向きによるチェレンコフ光の acceptance などの補正をした後、その光量をμ の運動量 ($P_{reconst}$) に換算する。さらに、運動量 ($P_{reconst}$) から track length($L_{reconst}$) への変換には、Lohmann[16] の dE/dx を使った。

[3]オンラインは共通だが、オフラインに移すときのデータフォーマット、解析メンバー、解析ルーチンなどは全くの独立である。

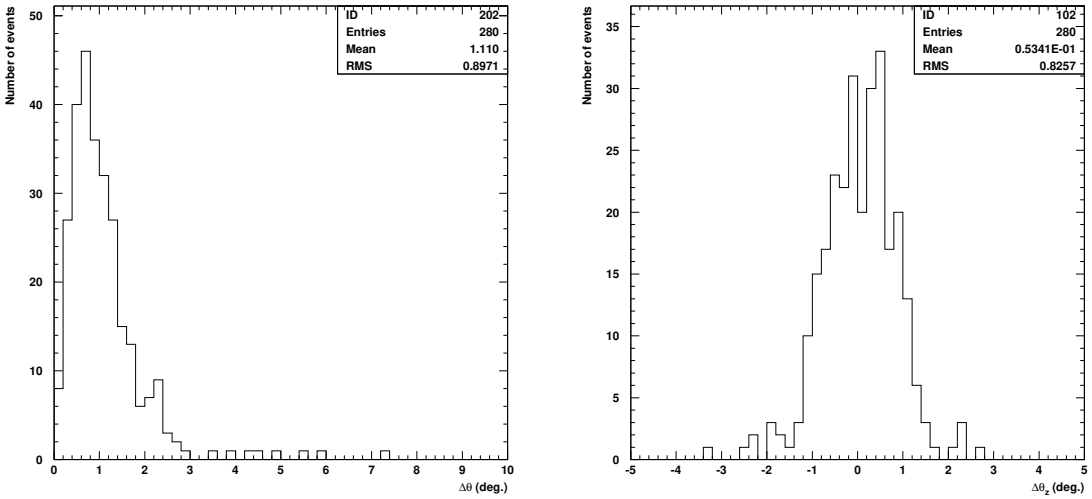

図 6.8: Monte Carlo ストップμ イベント ($E_\mu > 1.6GeV$) に対する manual reconstruction の角度分解能。左図は、manual reconstruction によって得たμ の方向と、generate した方向とのなす角。右図は、manual reconstruction によって得たμ の天頂角と、generate した天頂角の差 ($\theta_{gen} - \theta_{ma}$)。

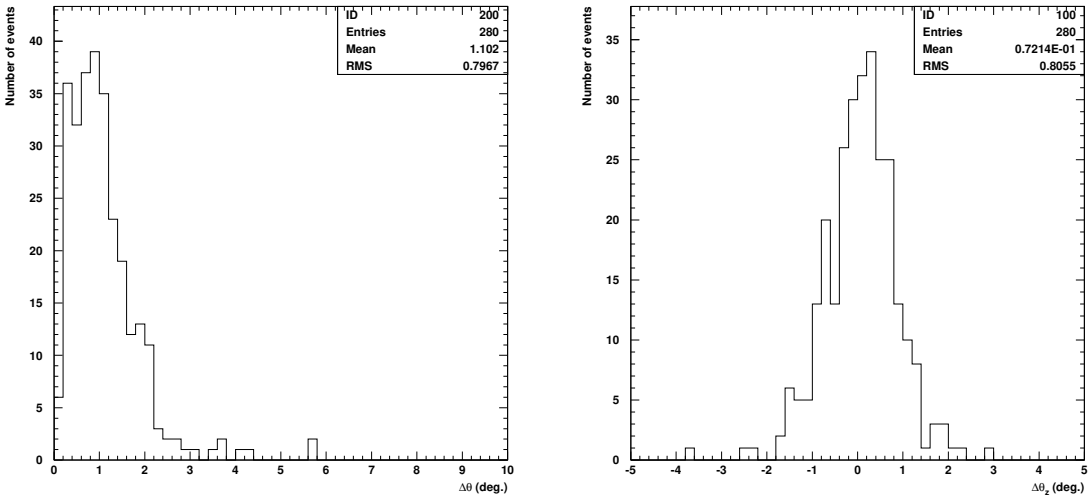

図 6.9: Monte Carlo ストップμ イベント ($E_\mu > 1.6GeV$) に対する manual reconstruction の個人差。左図は、二人の scanner の manual reconstruction により得た、それぞれのμ の方向のなす角。右図は、二人の scanner の manual reconstruction により得た、それぞれのμ の天頂角の差。

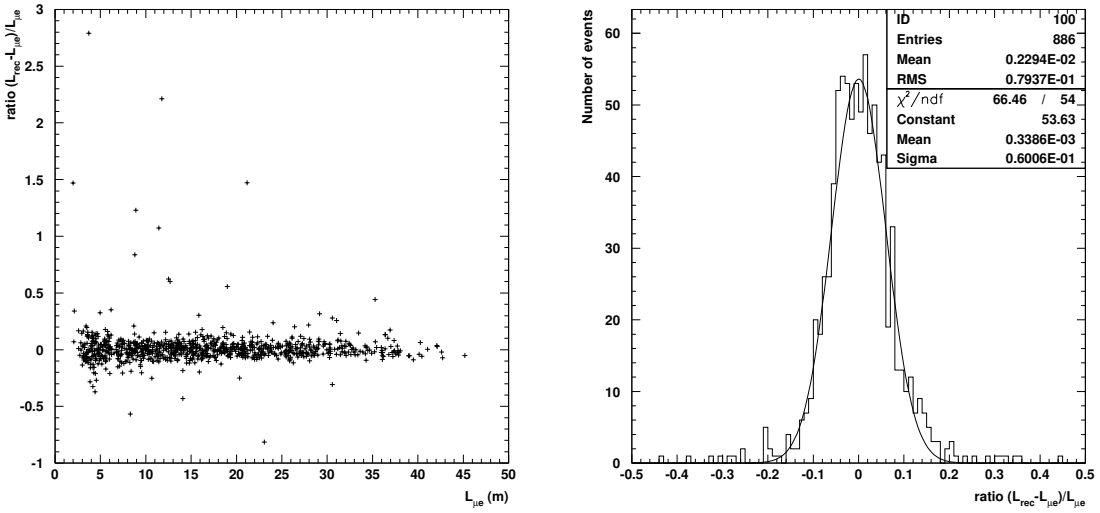

図 6.10: 宇宙線ストップμ に対して再構築された track length の精度。左図の横軸はμ の入口から崩壊電子の vertex までの距離 ($L_{\mu e}$)、縦軸は $L_{\mu e}$と再構築された track length($L_{reconst}$) とのずれの比$\frac{L_{reconst}-L_{\mu e}}{L_{\mu e}}$を表す。右図は、左図を縦軸方向に投影したもの。

宇宙線のストップμ の入口とその崩壊電子の vertex の間の距離 ($L_{\mu e}$) を使ってテストした結果、図 6.10 のようになった。これによれば、$L_{reconst}$と $L_{\mu e}$のずれは 0.3%、分解能は$\sigma_{L_{reconst}} = 6\%$ であり、μ のエネルギーによらず track length が大変良く再構築されることがわかる。

また、Monte Carlo ストップμ イベントについて、再構築された track length($L_{reconst}$) とμ の入口と止まった点の間の距離 (L_{MC}) を比較すると、そのずれは 5%で、分解能は 4%であった (図 6.11)。

宇宙線ストップμ を使って評価した分解能は、崩壊電子の vertex の再構築に対する分解能を含むので、Monte Carlo を使って評価した分解能よりも悪くなることは理解できるが、しかし、それぞれの分布の中心値が 5%ずれており、これは系統誤差に含めることにする。

6.6 上向きストップμ 事象

以上で説明した event selection の結果得られた最終サンプルの天頂角及び方位角の scatter plot を、図 6.12 に示す。そのうち 64 イベントが上向きストップμ であった。これら上向きストップμ イベントを、数 100MeV から数 GeV の contained イベント用に開発された粒子識別のルーチン[4]にかけたところ、すべてμ であると判断された。上向きストップμ の天頂角分布は期待通り水平方向が多く、方位角分布は統計の範囲内でフラットである (図 6.14)。また、観測された上向

[4]μ と電子を間違える確率は 1%以下

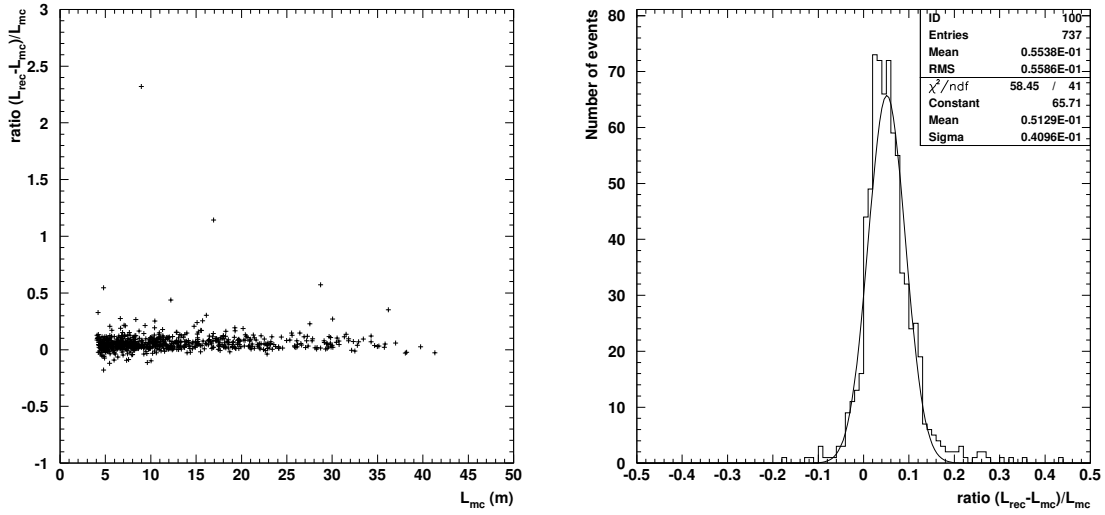

図 6.11: Monte Carlo ストップμ に対して再構築された track length の精度。左図の横軸はμ の入口とμ の止まった点の間の距離 (L_{MC})、縦軸は L_{MC} と再構築された track length($L_{reconst}$) とのずれと L_{MC} との比 ($\frac{(L_{reconst}-L_{MC})}{L_{MC}}$) を表す。右図は、左図を縦軸方向に投影したもの。

きストップμ の inner-counter への入口の分布と、1st reduction と 2nd reduction を通したあとの Monte Carlo イベントのものとの間には、矛盾するところは認められない (図 6.13)。

6.7 宇宙線μ によるバックグラウンド の見積もり

図 6.12 をみると、方位角ϕ=120 °、ϕ=180 ° に下向きのストップμ が上向きの領域にしみ込んでいる可能性がある。そこで、天頂角 $\cos\theta < 0.1$ のストップμ を方位角によって二つに分け、宇宙線μ のしみ込みを調べた (図 6.15)。$0 < \cos\theta < 0.1$ の下向きストップμ が、$\cos\theta$について指数関数的に減少していると仮定すると、上向きの領域にしみ込んでいる宇宙線μ は 9 ± 3 イベントと見積もられる。しかし、$-0.1 < \cos\theta < 0$ の分布をみる限り、実際には宇宙線の寄与は認められないので、しかるべき統計がたまりバックグラウンド の形が評価できるようになるまでは、この 9 イベントのバックグラウンド の上向きストップμ フラックスへの寄与は、系統誤差に含めることにする。

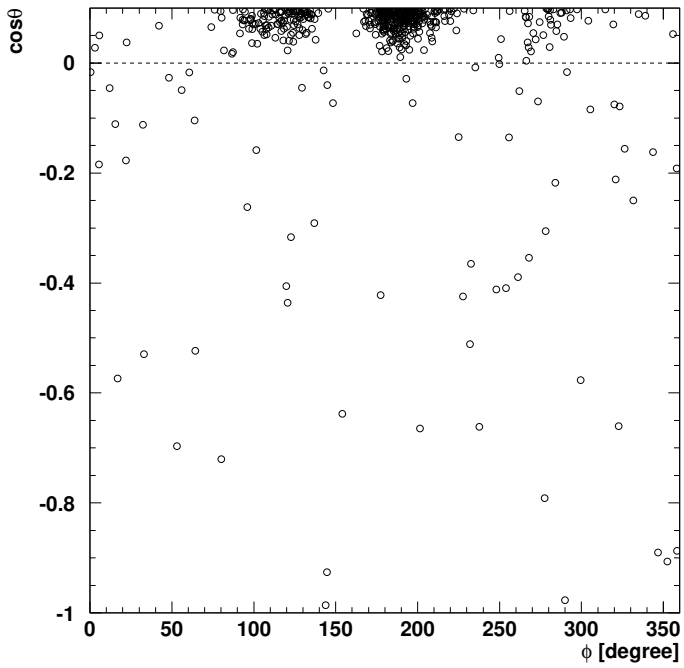

図 6.12: ストップμ の天頂角と方位角の scatter plot。横軸のϕは方位角、縦軸のθは天頂角を表す。山の薄い方角 (ϕ=120 ° とϕ=180 °) に下向きの宇宙線μ の塊がみられる。

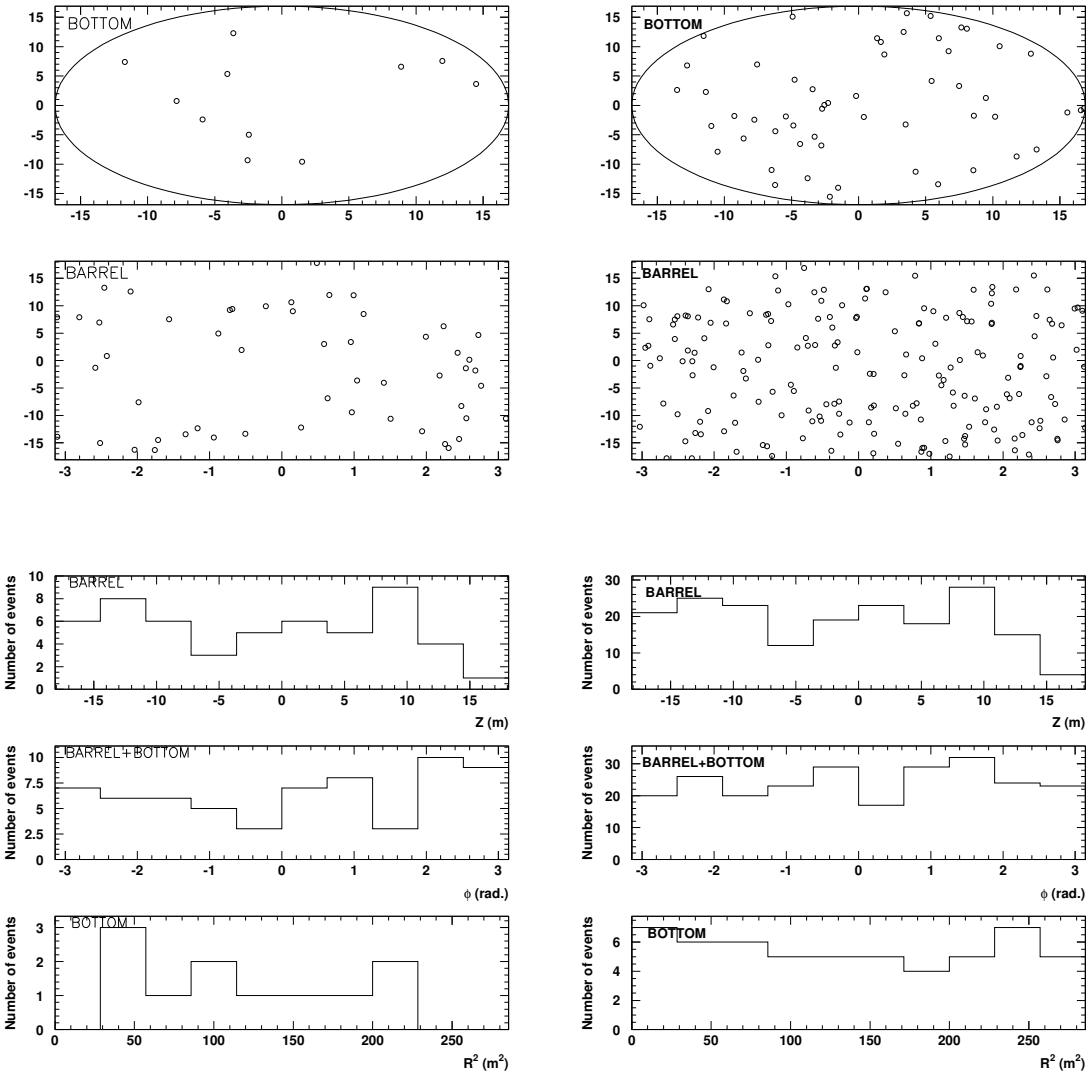

図 6.13: 上向きストップμ の入口の分布。左図は観測された上向きストップμ で、右図は Monte Carlo イベント。上段の図は、inner-counter の底面 (縦軸、横軸ともに単位は m)、及び側面 (縦軸の単位は m、横軸の単位は rad.) における入口の分布を表し、下段の図はそれぞれ側面における高さ分布、側面と底面の方位角分布、底面の半径の 2 乗分布を表す。

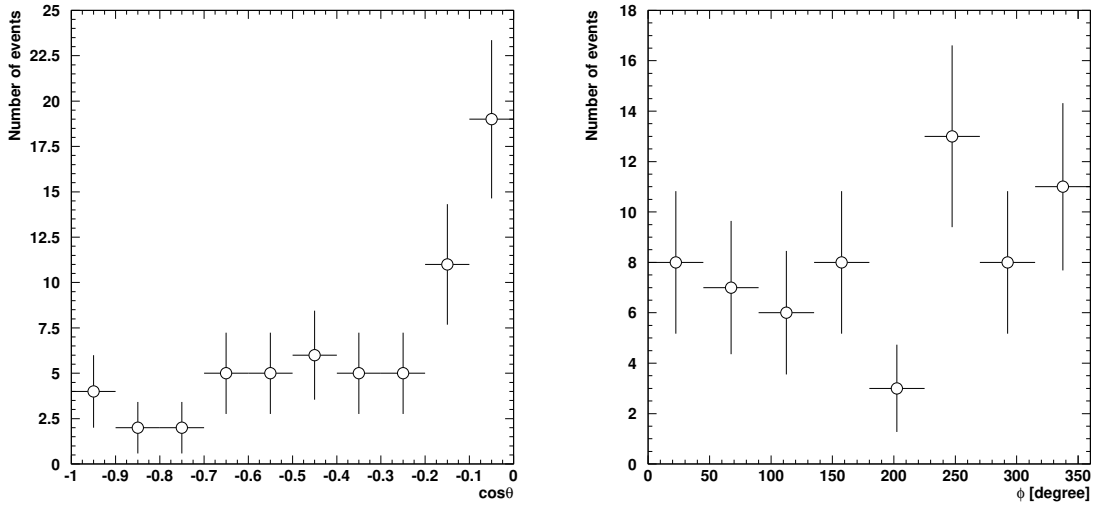

図 6.14: 上向きストップμ の角度分布。左図は天頂角分布、右図は方位角分布。

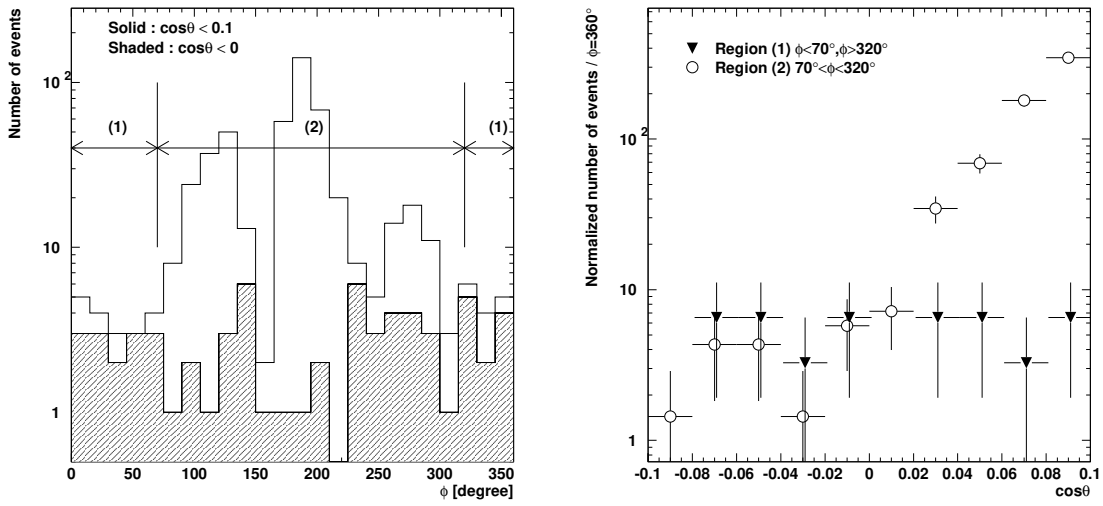

図 6.15: 宇宙線μ のしみ込み。左図は、天頂角 $\cos\theta < 0.1$ の全ストップμ の方位角分布と、$\cos\theta < 0$ の上向きストップμ の方位角分布。宇宙線μ の少ない領域 (1) と多い領域 (2) の二つに分けられる。右図は、領域 (1) と (2) のストップμ の分布を方位角で規格化したもの。

第7章　観測された上向きストップμ のフラックス

ストップμ のフラックスは、検出効率、実働時間、検出器の有感面積などを使って計算できる。検出効率については、6.2.3 節、6.3.3 節で述べたので、ここではその他のフラックスの計算に必要な量について述べる。

7.1　実働時間

検出器の実働時間 T_{live}は、次式で計算した。

$$T_{live} = T_{run} - T_{pedestal} - T_{dead} \tag{7.1}$$

ここで、T_{run}は稼働時間、$T_{pedestal}$はペデスタルイベントを取っている時間、T_{dead}はデータ取得時にネットワークの不調などにより検出器の一部または全部のデータが失われてしまった時間を表す。

1996 年 7 月から 1997 年 5 月までに得られたデータについて、実働時間は 6364 時間となった。

7.2　有感面積

フラックスの計算には、上向きストップμ が検出器をのぞんだときの面積が必要であるが、検出器の奥行きが 7m に達せず、7m 以上の track length をもつ上向きストップμ を検出できない領域がある。そこで、ある角度から検出器をみたとき、7m 以上の奥行きを持つ領域の面積を有感面積と呼ぶことにする。

有感面積は、次のようにして計算した。μ の入射方向に垂直な平面上に 1cm 間隔に格子点を置き、それぞれの格子点から検出器へ向かって引いた法線が検出器を 7m 以上横切れば、有感面積として数え上げる。これを、100 分割された天頂角について繰り返した。この結果、天頂角の関数として求められた有感面積の大きさを、図 7.2 に示す。

7.3　不感層の影響

スーパーカミオカンデの inner-counter と anti-counter との間には、厚さ約 50cm の、チェレンコフ光を検出できない領域 (不感層) がある。不感層を考えにいれたとき、ストップμ は次の四つ

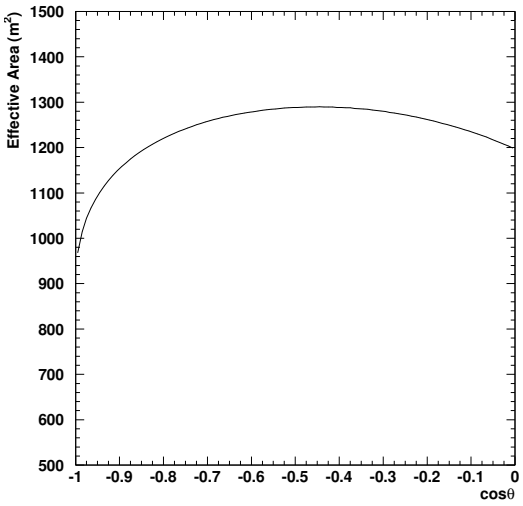

図 7.1: 7m 以上の track length に対する有感面積

に分類できる。

1. 検出器近傍の岩石または anti-counter の水中で発生し、inner-counter 内部で停止したμ
2. 検出器近傍の岩石または anti-counter の水中で発生し、不感層で停止したμ
3. 不感層で発生し、inner-counter 内部で停止したμ
4. 不感層で発生し、不感層で停止したμ

イベントセレクションの最終段階で Eye scan を行うとき、ストップμ を選ぶ基準として、入口の anti-counter がヒットしていることと、出口の anti-counter がヒットしていないことを要求した。すなわち、最終サンプルに残ったストップμ は、上記の分類では項目 1 と項目 2 にあたる。しかし、「inner-counter における track length が 7m 以上のストップμ 」と言った場合、項目 1 と項目 3 を直感的には指すので、モンテカルロを使って上記のように分類されたストップμ のそれぞれの割合を調べ、フラックスの観測値を補正することにした。

688 日相当のモンテカルロシミュレーションによって得られた、大気ニュートリノ起源のストップμ イベント ($E_\mu > 1.6GeV$) を、発生点と停止した点で分類するとその内訳は次のようになった。

ストップμ の種類	イベント数
1	504
2	14
3	28
4	1

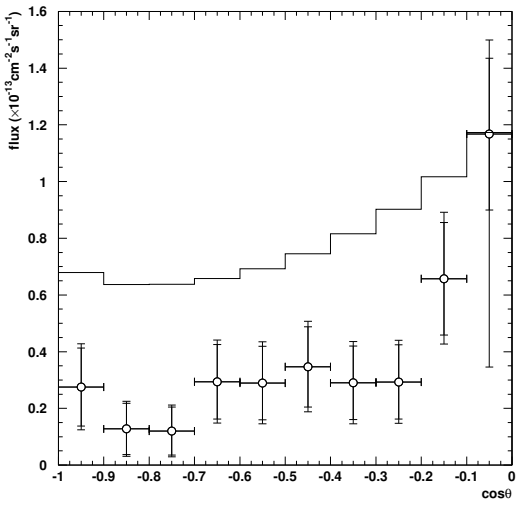

図 7.2: 観測された上向きストップμ フラックス。plot には、統計誤差と系統誤差をつけた。histogram は、期待値の分布。

したがって、最終サンプルの上向きストップμ のフラックスを 1.027 倍することで、不感層の影響を補正することにする。

7.4 上向きストップμ フラックス

上向きストップμ のフラックスΦ_{obs}は、実働時間 T_{live}、検出効率ϵ、有感面積 S を用いて次のように書ける。

$$\Phi_{obs} = \frac{1}{2\pi T_{live}} \times \sum_j \frac{1}{\epsilon(\theta_j) S(\theta_j)} \times 1.027 \tag{7.2}$$

ここで、和は観測されたすべての上向きストップμ イベントについてとり、θ_jは観測された上向きストップμ の天頂角を表す。

上の式を使って上向きストップμ フラックスの観測値を求めると、

$$\Phi_\mu = 0.386 \pm 0.048 \times 10^{-13} (/cm^2/s/sr) \tag{7.3}$$

となり、その天頂角分布は図 7.2 のようになる。

また、すでにスーパーカミオカンデで解析の進められている上向き突き抜けμ フラックスとの和をとれば、検出器の形状によらない $E_\mu > 1.6GeV$ の上向きμ フラックスを得ることができる。

$$\phi_\mu(E_\mu > 1.6GeV) = 2.11 \pm 0.09(stat.)/times 10^{-13}/cm^2/s/sr$$

その観測値と期待値の天頂角分布を、図 7.3 に示す。

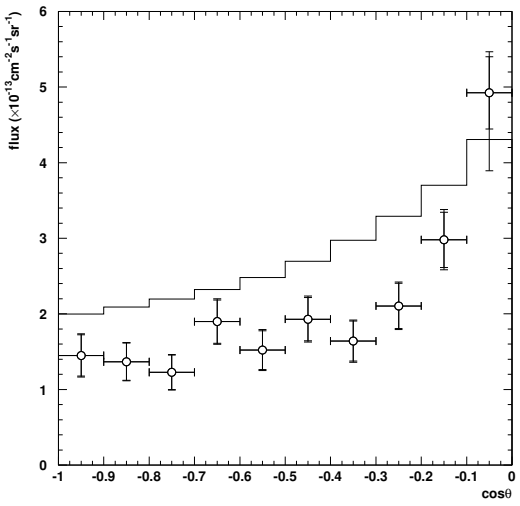

図 7.3: 観測された $E_\mu > 1.6GeV$ の上向きμ フラックス。plot には、統計誤差と系統誤差をつけた。histogram は、期待値の分布。

上向きμ のエネルギー分布は、上向きストップμ フラックスと上向き突き抜けμ フラックスの比をとることで分かり、大気ニュートリノフラックスのエネルギー分布を知る上で重要である。なぜなら、上向きストップμ の親ニュートリノの平均エネルギーは約 10GeV、上向き突き抜けμ のそれは約 100GeV なので、そのフラックスの比は、大気ニュートリノの 10GeV 付近のフラックスと 100GeV 付近のフラックスの大きさの比を反映しているはずだからである。

観測された上向きストップμ フラックスと上向き突き抜けμ フラックスの比は、

$$\phi_{stop\mu}/\phi_{through\mu} = 0.224 \pm 0.030(stat.)^{+0.011}_{-0.034}(syst.)$$

となり、その天頂角分布は、図 7.4 のようになる。

7.5 系統誤差

上向きストップμ の観測における系統誤差には、track length の見積もりの誤差によるもの、天頂角の誤差によるもの、バックグラウンドの見積もりの不確定性によるものなどがある。

7.5.1 track length の見積もりに伴う系統誤差

再構築された上向きストップμ の track length 分布は図 7.5 のようになる。6.5 節で述べたように、inner-counter の光量から再構築されたストップμ の track length は、宇宙線μ の入口と崩

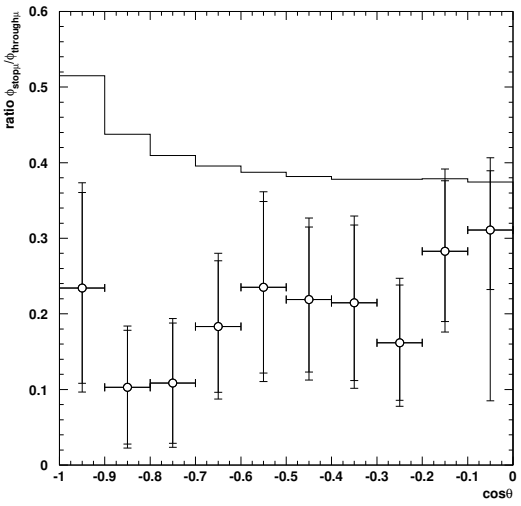

図 7.4: 観測された $E_\mu > 1.6GeV$ の上向きストップμ フラックスと上向き突き抜けμ フラックスの比。plot には、統計誤差と系統誤差をつけた。histogram は、期待値の分布。

壊電子の vertex の間の距離と比べると 0.3%しかずれないが、Monte Carlo イベントのμ の入口と止まった点の間の距離と比べると 5%ずれている。

そこで、現在の 7mcut を 5%ずらしたときの上向きストップμ フラックスの変化を系統誤差とする。track length を±5%変えると、7m 以上の track length を持つニュートリノ起源ストップμ の Monte Carlo イベントの数は次のように変化する。

track length	MC イベント数の変化
+5.0%	$+26/532 = +4.9\%$
−5.0%	$-22/532 = -4.1\%$

7.5.2 バックグラウンドの見積もりによる系統誤差

6.7 節で述べたように、下向き $(0 < \cos\theta < 0.1)$ の宇宙線μ によって見積もった、宇宙線μ の上向きストップμ へのしみ込みを、バックグラウンドとして引き去った場合と、そうでない場合のフラックスの違いを系統誤差に加える。下向きの宇宙線μ を指数関数でフィットすると、上向き $(\cos\theta < 0)$ の領域への染み込みは 9 ± 3 イベントと計算される、これを水平方向の天頂角の bin$(-0.1 < \cos\theta < 0)$ から引き去ったあとの上向きストップμ のフラックスは、14.3%減少する。

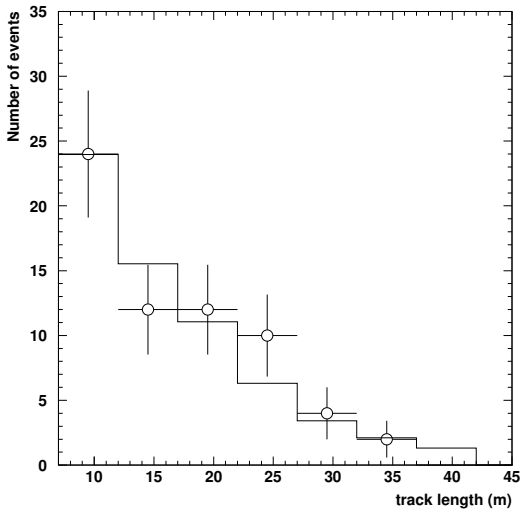

図 7.5: 上向きストップμ の track length 分布。error bar 付の data point は観測された上向きストップμ の分布、histogram は観測された上向きストップμ イベントの数に normalize した、Monte Carlo 上向きストップμ の分布。

7.5.3 検出効率に伴う系統誤差

1st reduction の検出効率は、宇宙線ストップμ に対して 98.5%であったが、ニュートリノ起源のモンテカルロμ に対しては 95.9%であった (6.2.3 節)。そこで、宇宙線ストップμ での検出効率の値を採用したとき、上向きストップμ フラックスがどのように変わるかを調べた。

1st reduction の検出効率	上向きストップμ フラックス
98.5%	0.376 ± 0.047

したがって、検出効率として 95.9%を採用したときとの差は 2.6%なので、上向きストップμ フラックスの観測値の系統誤差に±2.6%をつけることにする。

7.5.4 系統誤差のまとめ

上向きストップμ フラックスの観測値に対する系統誤差をまとめると次のようになる。

source	syst. error of flux
track length	$^{+4.9\%}_{-4.1\%}$
background	-14.3%
efficiency	$\pm 2.6\%$
total	$^{+5.5\%}_{-15.1\%}$

天頂角$-1 < \cos\theta < -0.1$ の上向きストップμ には宇宙線μ の染み込みはないと考えられるので、background による系統誤差を$-0.1 < \cos\theta < 0$ の bin だけにつけるとすると、系統誤差の天頂角分布は、次のようになる。

$-1 < \cos\theta < -0.1$	$-0.1 < \cos\theta < 0$
$+5.5\%$ -4.9%	$+5.5\%$ -47.4%

7.6 まとめ

以上の議論により、最終的に得られた上向きストップμ フラックスは、

$$\phi_\mu = 0.386 \pm 0.048(stat.)^{+0.021}_{-0.058}(syst.) \times 10^{-13}/cm^2/s/sr$$

となった。

第8章　結果と議論

8.1　結果

スーパーカミオカンデにおいて 265 日分のデータを解析した結果、上向きストップμ $(E_\mu > 1.6GeV)$ フラックスとして次の値を得た。

$$\phi_{stop\mu} = 0.386 \pm 0.048(stat.)^{+0.021}_{-0.058}(syst.) \times 10^{-13}/cm^2/s/sr$$

また、スーパーカミオカンデにおいて、すでに 363 日分のデータが解析されている上向き突き抜けμ フラックス $(E_\mu > 1.6GeV)$ の値は、

$$\phi_{through\mu} = 1.72 \pm 0.08(stat.) \times 10^{-13}/cm^2/s/sr$$

であるから、これらのフラックスの和と比をとると、

$$\begin{aligned} \phi_\mu &\equiv \phi_{stop\mu} + \phi_{through\mu} \\ &= 2.11 \pm 0.09(stat.) \times 10^{-13}/cm^2/s/sr \\ R_{obs} &\equiv \phi_{stop\mu}/\phi_{through\mu} \\ &= 0.224 \pm 0.030(stat.)^{+0.012}_{-0.034}(syst.) \end{aligned}$$

となる。

これらの期待値は、大気ニュートリノフラックスに Bartol[18]、PDF に GRV94[23]、μ のエネルギー損失に Lohmann[16] を使うと、

$$\begin{aligned} \phi_\mu^{theo} &= 2.81 \times 10^{-13}/cm^2/s/sr \\ R_{theo} &\equiv (\phi_{stop\mu}/\phi_{through\mu})_{theo} \\ &= 0.396^{+0.053}_{-0.048}(theo.) \end{aligned}$$

したがって、観測された上向きストップμ と上向き突き抜けμ の比と理論期待値との比をとると、

$$\frac{R_{obs}}{R_{theo}} = 0.566 \pm 0.076(stat.)^{+0.031}_{-0.086}(syst.)^{+0.078}_{-0.067}(theo.)$$

となる。観測値と理論期待値との比が 1 以上になる確率は 0.11%と計算され、これは観測値が理論期待値から 3.3σ離れていることに相当する。

$\sin^2 2\theta_v$	Δm^2	$\phi^{theo}_{stop\mu}(10^{-13}/cm^2/s/sr)$	R_{theo}	$P(R_{obs}/R_{theo} > 1)$
1	10^{-2}	0.414	0.287	7.2%(correspond to 1.8σ)
1	5×10^{-3}	0.430	0.271	12.1%(correspond to 1.5σ)

表 8.1: ニュートリノ振動を仮定したときの、上向きストップμ フラックス、および上向き突き抜けμ フラックスとの比の期待値。

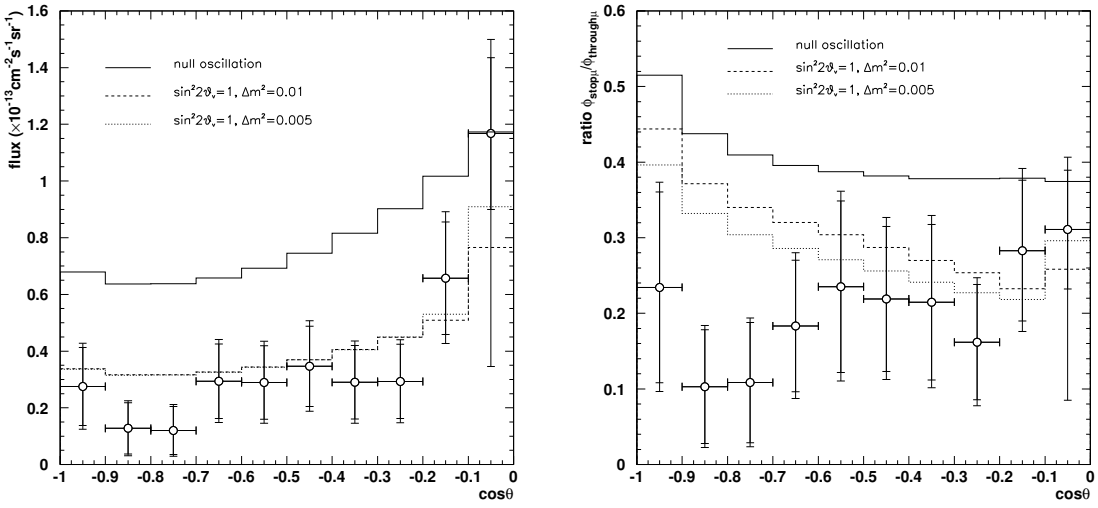

図 8.1: ニュートリノ振動を仮定したときの上向きストップμ フラックスの天頂角分布 (左図) 及び上向き突き抜けμ フラックスとの比 (右図) の期待値。

8.2 議論

上向きストップμ と上向き突き抜けμ の解析から、これまでの理論期待値は 99.9%C.L. で棄却されることが分かった。そこで、ニュートリノ振動を仮定した場合、上向きストップμ フラックス$\phi^{theo}_{stop\mu}$や、比$\phi_{stop\mu}/\phi_{through\mu}$がどのように変わるかを調べてみる。

ニュートリノ振動を特徴づける二つのパラメータ $\sin^2 2\theta_v, \Delta m^2$を、大気ニュートリノで探索できると期待されるいくつかの値に設定して理論期待値を計算した (表 8.1)。この結果、現在大気ニュートリノ実験から得られている許容領域 ($\sin^2 2\theta_v \simeq 1$、$\Delta m^2 \simeq 10^{-2}$) のニュートリノ振動を仮定した理論期待値は、今回の解析結果と 1.8σ相当しか離れておらず、特に矛盾するとは考えられない。

また、これらの角分布よりニュートリノ振動パラメータの許容領域をきめることができると期待されるが、今回は時間不足のため定量的な解析は見送った (図 8.1)。

8.3 将来の展望

現在もスーパーカミオカンデは稼働中で、上向きストップμ のデータも順調にとられているので、数ヵ月以内にデータの統計を 2 倍に増やせると期待している。

十分な統計が得られれば、宇宙線μ の染み込みをバックグラウンドとみなしてデータから引き去ったり、上向きストップμ と上向き突き抜けμ フラックスの比の天頂角分布を定量的に議論できると期待される。

観測された上向きストップμ と上向き突き抜けミューの比の天頂角分布を、理論期待値の天頂角分布と比較するためには、理論期待値の実験値に対する normalization factor αを導入して、次のようなχ^2を定義する。

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{10} \left(\frac{(R_{obs})_i - \alpha(R_{theo})_i}{(\sigma_{obs})_i} \right)^2 + \left(\frac{\alpha(R_{theo})_i - (R_{theo})_i}{(\sigma_{theo})_i} \right)^2$$

$$\begin{aligned} (\sigma_{obs})_i &= \sqrt{(\sigma_{stat})_i^2 + (\sigma_{syst})_i^2} \\ (\sigma_{theo})_i &= 13.4\% \times (R_{theo})_i \end{aligned}$$

ここで添字 i は、天頂角 $(-1 < \cos\theta < 0)$ を 10 分割したときの、それぞれの bin における量であることを表す。

このようなχ^2を用いて、ニュートリノ振動を仮定したときの天頂角分布と観測値を定量的に比較することで、将来ニュートリノ振動パラメータの許容領域を決定できると期待される。

また将来、上向きストップμ イベントと同じエネルギー領域 $(\simeq 10GeV)$ の電子 contained イベントとの比をとることができれば、レプトン対称性より大気ニュートリノフラックスや反応断面積の不確定性を cancel でき、大気ニュートリノ問題の精度良い追試を行える可能性もある。

第9章　結論

スーパーカミオカンデにおいて、265 日分のデータを解析した結果、1.6GeV 以上のストップμ フラックスとして、次の値を得た。

$$\phi_{stop\mu} = 0.386 \pm 0.048(stat.)^{+0.021}_{-0.058}(syst.) \times 10^{-13}/cm^2/s/sr$$

また、365 日分の上向き突き抜けμ フラックスとの和をとると、検出器の形状によらない、1.6GeV 以上の上向きμ フラックスが得られて、

$$\begin{aligned} \phi_\mu &\equiv \phi_{stop\mu} + \phi_{through\mu} \\ &= 2.11 \pm 0.09(stat.) \times 10^{-13}/cm^2/s/sr \end{aligned}$$

となった。

また、上向きμ フラックスのエネルギー依存性を反映したものとして、上向きストップμ フラックスと上向き突き抜けμ フラックスの比をとると、観測値と理論期待値はそれぞれ、次のようになった。

$$\begin{aligned} R_{obs} &\equiv \phi_{stop\mu}/\phi_{through\mu} \\ &= 0.224 \pm 0.030(stat.)^{+0.012}_{-0.034}(syst.) \\ R_{theo} &\equiv (\phi_{stop\mu}/\phi_{through\mu})_{theo} \\ &= 0.396^{+0.053}_{-0.048}(theo.) \end{aligned}$$

観測値と理論期待値との比をとると、

$$\frac{R_{obs}}{R_{theo}} = 0.566 \pm 0.076(stat.)^{+0.031}_{-0.086}(syst.)^{+0.078}_{-0.067}(theo.)$$

となり、このような値が得られる確率は、0.11%である。

ゆえに、これまでの上向きμ フラックスの理論は、99.9%C.L. で棄却された。

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。

戸塚洋二教授、鈴木洋一郎教授、梶田隆章助教授、中畑雅行助教授、その他東京大学宇宙線研究所の皆さんにはいろいろな助言、協力を頂きました。ありがとうございました。

また、解析グループのミーティングでは、KEK の大山先生、ICRR の岡田先生、東北大学の長谷川先生には適切な助言、御指導を頂き、ありがとうございました。そして、東北大学の畠山さん、古賀さん、新潟大学の高旗さん、佐治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、鈴木一郎さんにはいろん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。

原隆宣先生にはこの論文を書くにあたって多大な協力を得ました。原先生の協力なしにはこの論文は完成しなかったといっても過言ではありません。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大変お世話になりました。ありがとうございました。

山口さん、草野さんには、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、山口さん、草野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。

先輩の辰巳さん、川崎さん、花垣さん、千代さん、貞本さん、住沢さん、日高さんには、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。

同学年の香山君、持田君、柳幸君とは、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。

長島研の修士 1 年の火口君、山田君、北條君、森君、紅林君、学部 4 年の新田君、原君、三宅君、鄭君には、研究室を明るい雰囲気にしてくれたことを感謝します。特に、火口君には、解析を手伝ってもらい大変助かりました。感謝しています。

最後に、物理や実験について一から熱心に指導してくださった瀧田正人先生に感謝します。瀧田先生の下で自分の納得いくまでのびのびと解析できたことを非常に幸せに思います。

参考文献

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

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

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

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

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

[6] Ch.Berger et al., Phys.Lett. B227(1989)489.

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

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

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

[10] The CHOOZ collaboration, LANL-hep-ex/9711002(1997), submitted to Phys.Lett.B.

[11] T.Hara, Ph.D.thesis, Fac. of Science, Osaka Univ.(1996).

[12] IMB Collaboration, T.Becker-Szendy er al., Phys.Rev.Lett. 69(1992)1010.

[13] P.Lipari, M.Lusignoli, and F.Sartogo, Phys.Rev.Lett. 74(1995)4384.

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

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

[16] W.Lohmann, R.Kopp and R.Voss, CERN Report No.85-03(1985) (unpublished).

[17] R.M.Sternheimer, Atomic data and Nuclear data tables 30(1984)261.

[18] Vievek Agrawal, T.K.Gaisser, Paolo Lipari, Todor Stanev, Phys.Rev. D53(1996)1314.

[19] L.V.Volkova, Yad.Fiz. 31(1980)1510 [Sov.J.Nucl.Phys. 31(1980)784].

[20] M.Honda and T.Kajita, K.Kasahara, S.Midorikawa, Phys.Rev. D52(1995)4985.

[21] A.V.Butkevitch, L.G.Dedenko and I.M.Zhelenznykh, Yad.Fiz. 50(1989)90 [Sov.J.Nucl.Phys. 50(1989)142].

[22] A.D.Martin, W.J.Stirling and R.G.Roberts, Phys.Rev. D51(1995)4756; A.D.Martin, W.J.Stirling and R.G.Roberts, RAL-94-104[Sep.1994].

[23] M.Glück, E.Reya, A.Vogt, Z.Phys. C67(1995)433.

[24] J.Botts et al., Phys.Lett. B304(1993)159; Lai H.L. et al., Phys.Rev. D51(1995)4763.

[25] D.Rein and L.M.Seghal, Ann.Phys. 133(1981)79.

[26] D.Rein and L.M.Seghal, Nucl.Phys. B223(1983)29.

Super-Kamiokande Collaboration

Institute for Cosmic Ray Research, University of Tokyo
Y. Fukuda, T. Hayakawa, K. Inoue, K. Ishihara, H. Ishino, Y. Itow,
T. Kajita, J. Kameda, S. Kasuga, Y. Koshio, K. Martens,
M. Miura, M. Nakahata, A. Okada, M. Oketa, K. Okumura,
M. Ota, N. Sakurai, M. Shiozawa, Y. Suzuki, Y. Takeuchi,
Y. Totsuka (spokesman)

National Laboratory for High Energy Physics (KEK)
J. Kanzaki, K. Nakamura, M. Sakuda, O. Sasaki, Y. Oyama

Bubble Chamber Physics Laboratory,Tohoku University
K. Fujita, A. Hasegawa, T. Hasegawa, S. Hatakeyama, T. Iwamoto,
T. Kinebuchi, M. Koga, T. Maruyama, H. Ogawa, M. Onada
M. Saito, A. Suzuki, F. Tsushima

Tokai University
M. Eto, M. Koshiba, M. Nemoto, K. Nishijima

Department of Physics, Osaka University
A. Kusano, Y. Nagashima, M. Takita, T. Yamaguchi, M. Yoshida

Niigata University
T. Ishizuka, Y. Kitaguchi, H. Koga, K. Miyano, H. Okazawa,
M. Takahata

Department of Physics, Tokyo Institute of Technology
Y. Hayato, Y. Kanaya, K. Kaneyuki, Y. Watanabe

Gifu University
S. Tasaka

Miyagi University of Education
M. Mori

Department of Physics, Kobe University
S. Echigo, M. Kohama, A.T. Suzuki

Institute for Nuclear Study, University of Tokyo
K. Chikamatsu, E. Ichihara, T. Inagaki, K. Nishikawa, A. Sakai

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