スーパーカミオカンデにおける
上向きストップ + 突き抜けμ 粒子事象の解析

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
新田 和範

平成 12 年 3 月 31 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事象 (親ニュートリノの平均エネルギー$\simeq$10GeV) 及び、上向き突き抜けμ事象 ($\simeq$100GeV) について、スーパーカミオカンデのデータ約 500 日分のアップデートをおこない、合計約 1100 日分のデータを用いて解析した。

約 1074 日の実働時間に対して、1.6GeV 以上の突き抜けμ事象を 1197 イベント、約 1053 日の実働時間に対して、1.6GeV 以上のストップμ事象を 286 イベント観測し、フラックス

$$\begin{aligned} \phi_{thru\mu} &= 1.732 \pm 0.051(stat.) \pm 0.020(syst.) \times 10^{-13} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1} \\ \phi_{stop\mu} &= 0.392 \pm 0.026(stat.)^{+0.020}_{-0.018}(syst.) \times 10^{-13} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1} \end{aligned}$$

を得た。その結果、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}の比が、$\frac{R_{obs}}{R_{theo}}$ =0.610 となり、これは観測値が理論期待値から 2.95σ離れている結果となった。

また、ニュートリノ振動を仮定したときの $\sin^2 2\theta_v$とΔm^2 の許容領域を検証し、信頼度 90%で $\sin^2 2\Theta > 0.4$、 $10^{-4} < \Delta m^2 < 10^{-2}(\mathrm{eV}^2)$ の値を得た。それらは期待値と一致していて、スーパーカミオカンデの sub-GeV、multi-GeV の contained 事象の許容領域とも一致する結果となった。従って、sub-GeV($\sim \frac{1}{10}$GeV) から 100GeV までの領域で$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$振動によってデータを良く説明されることが検証された。

目 次

概要 **1**

図目次 **4**

表目次 **9**

第 1 章　序論 **11**
1.1 大気ニュートリノ . . . 11
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 . . . 11
1.3 大気ニュートリノ問題 . . . 14
1.4 ニュートリノ振動 . . . 14
1.5 上向きμ事象によるニュートリノ振動解析 . . . 16
1.6 その他のニュートリノ振動実験 . . . 17
1.7 この論文の動機 . . . 17

第 2 章　スーパーカミオカンデ検出器 **20**
2.1 検出原理 . . . 20
2.2 検出器概要 . . . 21
2.3 光電子増倍管 . . . 23
2.3.1 inner-counter PMT . . . 23
2.3.2 anti-counter PMT . . . 27
2.4 エレクトロニクス . . . 27
2.4.1 inner-counter . . . 27
2.4.2 anti-counter . . . 30
2.5 データ収集システム . . . 30

第 3 章　上向きμ フラックスの理論期待値の計算 **32**
3.1 概要 . . . 32
3.2 大気ニュートリノフラックス . . . 33
3.3 ニュートリノ反応断面積 . . . 34
3.3.1 深非弾性散乱 . . . 36
3.3.2 Quasi-elastic 散乱と$\Delta(1232)$ 共鳴 . . . 36

3.3.3 ニュートリノ全反応断面積 . . . 38
3.4 μ の飛程 . . . 38
3.4.1 岩石中での飛程 . . . 38
3.4.2 水中での飛程 . . . 39
3.5 検出器の形状 . . . 39
3.6 上向きμフラックスの理論計算 . . . 40
3.7 上向きμフラックスの理論期待値不定性 . . . 41
3.7.1 大気ニュートリノフラックスのエネルギー不定性とモデル依存性 . . . 41
3.7.2 ストップμ / 突き抜けμ の比の不定性 . . . 43
3.8 まとめ . . . 43

第 4 章 イベント セレクション **45**
4.1 概要 . . . 45
4.2 1st reduction . . . 45
4.2.1 ストップμ . . . 45
4.2.2 突き抜けμ . . . 48
4.3 2nd reduction . . . 49
4.4 eye-scan . . . 51
4.5 上向きμイベント . . . 53
4.6 バックグラウンド . . . 54
4.6.1 宇宙線μによるしみ込みの見積もり . . . 54
4.6.2 $\nu_\mu \cdot \bar{\nu}_\mu$の中性カレント反応による background . . . 55
4.6.3 $\nu_e \cdot \bar{\nu}_e$による background . . . 55

第 5 章 観測された上向きμ のフラックス **62**
5.1 実働時間 . . . 62
5.2 有感面積 . . . 62
5.3 上向きμ フラックス . . . 62
5.4 系統誤差 . . . 66
5.5 まとめ . . . 67

第 6 章 ニュートリノ振動解析 **68**
6.1 ニュートリノ振動 . . . 68
6.2 上向きストップμ/突き抜けμフラックス比の比較 . . . 68
6.3 Normalization による天頂角分布比較 . . . 70
6.4 ニュートリノ振動解析 . . . 72
6.4.1 突き抜けμにおけるニュートリノ振動解析 . . . 72
6.4.2 ストップμと突き抜けμとの比におけるニュートリノ振動解析 . . . 72
6.4.3 ストップμと突き抜けμとの和におけるニュートリノ振動解析 . . . 74

6.4.4 ニュートリノ振動解析のまとめ 75

第 7 章 結果、議論、展望 **77**
7.1 結果および議論 77
7.2 展望 79

第 8 章 結論 **80**

付 録 A 検出器の較正 **81**
A.1 相対的ゲイン較正−Xe キャリブレーション 81
A.2 絶対的ゲイン較正−Ni キャリブレーション 82
A.3 時間較正 83
A.4 水の透過率 (減衰長) 86
A.4.1 レーザー光と CCD カメラによる直接測定 86
A.4.2 宇宙線μを用いた間接測定 88
A.5 エネルギー較正 90
A.5.1 ニッケル較正でのγ線源を用いる方法 90
A.5.2 ライナック 90
A.5.3 μ粒子崩壊電子を用いたキャリブレーション 90

謝辞 **93**

参考文献 **94**

図 目 次

1.1 大気ニュートリノ事象の模式図。左から順に上向きストップμ 、上向き突き抜けμ 、fully-contained、partially-contained 事象。μニュートリノが同一方向から来たと仮定している。 12
1.2 上向きμ 事象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。 13
1.3 典型的な上向きμ 事象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 。 13
1.4 カミオカンデまでのニュートリノ振動実験の現状。左図は$\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$振動での信頼度 90%領域で [15] より引用した。カミオカンデで得られた許容範囲は CHOOZ で否定された。右図は$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$振動での信頼度 90%領域。 18
1.5 カミオカンデとスーパーカミオカンデにおける$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$振動を仮定したときの許容範囲。カミオカンデは信頼度 90%領域。スーパーカミオカンデは 68%、90%、99%の領域 [9]。 18

2.1 チェレンコフ光のイメージ図 20
2.2 スーパーカミオカンデ検出器の位置 23
2.3 スーパーカミオカンデ検出器 24
2.4 inner-counter PMT と anti-counter PMT 24
2.5 50cm PMT の形状と大きさ 25
2.6 50cm PMT の回路摸式図 25
2.7 50cm PMT の量子効率 26
2.8 チェレンコフ光のスペクトラム 26
2.9 1p.e. に対する ADC 分布 27
2.10 スーパーカミオカンデの磁場補正コイル 28
2.11 anti-counter PMT and wave length shifter 28
2.12 ATM モジュールのブロックダイアグラム 29
2.13 データ収集システム 31

3.1 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。 34
3.2 様々なエネルギー領域における大気ニュートリノ $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)$ フラックスの天頂角分布。ニュートリノのエネルギーはそれぞれ (a)1GeV、(b)10GeV、(c)100GeV、(d)1TeV。 35
3.3 条件 $W > 1.4GeV$ の下で計算された荷電カレント相互作用による深非弾性散乱の反応断面積。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。実線がνN 反応断面積、点線が$\bar{\nu}$N 反応断面積。PDF の Q^2には GRV94 を用いた。 37
3.4 QEL と$\Delta(1232)1\pi$によるニュートリノ反応断面積。左図がニュートリノ、右図が反ニュートリノとによるもの。鎖線は quasi-elastic 散乱、点線は 1π生成過程、実線はそれらの和の断面積を表す。 37
3.5 ニュートリノ反応断面積。左図がニュートリノ、右図が反ニュートリノによるもの。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 quasi-elastic 散乱 (QEL)+1π生成過程 (1π)、鎖線は深非弾性散乱 (DIS)、実線はそれらの和の断面積を表す。 38
3.6 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 [29]、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 39
3.7 水中でのμ の飛程 40
3.8 Bartol、Honda のモデルによるニュートリノフラックス理論期待値の天頂角分布。左図の実線は Bartol、点線は Honda を表し、上が突き抜けμ、下がストップμフラックス。右図は、上向きストップμと突き抜けμフラックスの比。実線は Bartol、点線は Honda。 42
3.9 Bartol、Honda の違いからくる bin-by-bin エラー。左図の実線が突き抜けμ、点線がストップμ、右図が上向きストップμと突き抜けμフラックスの比の bin-by-bin エラー。それぞれ理論期待値を GRV94-Bartol で規格化したものを表した。 . . . 42

4.1 イベントセレクションの流れ 46
4.2 inner-counter の全光量の分布 46
4.3 全光量と突き抜けμの inner-counter の全光量と最大光量の分布 48
4.4 全光量と上向きμの track length 上がストップμ、下が突き抜けμ。Eye scan で集めてきた宇宙線ストップμイベントに manual fit を施して得た track length である。 49
4.5 goodness の計算に使われる変数 51
4.6 モンテカルロストップ$\mu(E_\mu > 1.6GeV)$ イベントに対する manual reconstruction の角度分解能 52
4.7 モンテカルロストップ$\mu(E_\mu > 1.6GeV)$ イベントに対する 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 の方向の成す角。右図は、それぞれのμの天頂角の差。 52
4.8 上向きμ事象の天頂角 $\cos\Theta$分布。左図は突き抜けμ、右図はストップμ。 56

4.9 上向きμ事象の方位角ϕ分布。左図は突き抜けμ、右図はストップμ。 56
4.10 上向きμ事象の入口の分布。上図が x-y 平面、下図が y-z 平面で投影した図。左図は突き抜けμ、右図はストップμ。x-y 平面上に関しては一様に分布している。y-z 平面に関しては上の方のイベントが少ないのは上向きμイベントのためである。 . 57
4.11 上向きμの天頂角と方位角の分布。左図は突き抜けμ、右図はストップμ。横軸のϕは方位角、縦軸のΘは天頂角を表す。山の薄い方向 ($\phi = 120°$ と$\phi = 180°$) に下向きの宇宙線μの塊が見られる。ストップμでは$\phi = 270°$にも塊が見られる。 . . 58
4.12 上向きμの天頂角分布。左図は突き抜けμ、右図はストップμ。(1) は山の厚い方向、(2) は山の薄い方向の分布。白抜きが $0<\cos\Theta<0.1$ の分布、斜線が $\cos\Theta<0$ の分布。山の薄い方向からの分布にしみ込みがみられる。 58
4.13 水平方向付近の方位角分布。$0<\cos\Theta<0.1$ に拡大してある。左図は突き抜けμ、右図はストップμ。(1) は山の厚い方向からの領域、(2) は山の薄い方向からの領域。白抜きが山の厚い方向からのμ、斜線が山の薄い方向からのμ。ストップμ事象は 360^oで Normalize してある。 59
4.14 水平方向付近の方位角分布。$0<\cos\Theta<0.1$ に拡大してある。左図は突き抜けμ、右図はストップμ。領域 (2) の山の薄い方向からの下向きμイベントを fit させて、上向きμのしみ込みを見積もった。 59
4.15 バックグラウンドを引いた後の上向きμの方位角分布。左図は突き抜けμ、右図はストップμ。 60
4.16 山の厚い方向 (領域 1) からの上向きμ事象のみを用いた方位角分布。左図は突き抜けμ、右図はストップμ。 60
4.17 天頂角 $\cos\Theta$を 0.05 毎に分けたときの方位角分布。上から $0<\cos\Theta<0.05$、$-0.05<\cos\Theta<0$、$-0.1<\cos\Theta<-0.05$。左図は突き抜けμ、右図はストップμ。下向きの宇宙線μによる上向き領域へのしみ込みは、統計誤差のためどちらとも言えない。 61

5.1 有感領域 63
5.2 7m 以上の track length に対する有感面積 63
5.3 観測された上向きストップμ フラックスの。左図がストップμ、右図は突き抜けμ。histogram は期待値の分布。実線と点線はそれぞれ Bartol と Honda による期待値。plot には、統計誤差と系統誤差をつけた。期待値にはおよそ 22%の Normalization 不定性がある。 64
5.4 観測された $E_\mu \geq 1.6$GeV の上向きμ フラックス。histogram は、期待値の分布。実線と点線はそれぞれ Bartol と Honda による期待値。期待値にはおよそ 22%の Normalization 不定性がある。 65
5.5 観測された $E_\mu \geq 1.6$GeV 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。実線と点線はそれぞれ Bartol と Honda による期待値。期待値には絶対値でおよそ 14%の不定性がある。 65

6.1 左図は、期待される上向きμフラックス (実線) とニュートリノ振動を仮定したときのフラックス (点線)。ニュートリノ振動の値は $(\Delta m^2,\sin^2 2\theta) = (3\times10^{-2}\mathrm{ev}^2,1.0)$。Normalize はしていない。右図は左図のストップ/突き抜けの比。フラックスには Bartol を用いた。 69
6.2 左図は期待値をニュートリノ振動を仮定したときの期待値で割った比。$(\Delta m^2,\sin^2 2\theta) = (3\times10^{-2}\mathrm{ev}^2,1.0)$。右図は左図のストップ/突き抜けの比。フラックスには Bartol を用いた。 69
6.3 観測された E_μ>1.6GeV の上向き突き抜けμ フラックスと期待されるフラックス。histogram は、$\alpha = -0.14$ で期待値の分布を Nomalize した。$\chi^2_{min}/dof = 24.88/9$ 71
6.4 観測された E_μ>1.6GeV の上向きストップμ フラックスと期待されるフラックス。histogram は、$\alpha = -0.49$ で期待値の分布を Nomalize した。$\chi^2_{min}/dof = 5.38/4$ 71
6.5 上向き突き抜けμのΔm^2-$\sin^2 2\theta$平面における許容領域。それぞれ信頼度が 68%、90%、99%の領域。$\star$は Best Fit で $(\Delta m^2,\sin^2 2\theta) = (1.28\times10^{-2}\mathrm{eV}^2,0.768)$ . . . 73
6.6 上向き突き抜けμフラックスの天頂角分布。ヒストグラムは$\nu_\mu\leftrightarrow\nu_\tau$振動パラメータが Best Fit の値、$\alpha$=0.127 の場合に期待されるフラックス分布。 73
6.7 上向き突き抜けμフラックスとストップμフラックスとの比の$\Delta m^2\leftrightarrow sin^2 2\theta$平面における許容領域。それぞれ信頼度が68%、90%、99%の領域。$\star$は Best Fit $(\Delta m^2,\sin^2 2\theta)$ $= (3.95\times10^{-3}\mathrm{eV}^2,1.00)$ 74
6.8 上向き突き抜けμフラックスとストップμフラックスとの比の天頂角分布。ヒストグラムは$\nu_\mu\leftrightarrow\nu_\tau$振動パラメータが Best fit の値、$\beta$=-0.095 の場合に期待されるフラックス分布。 74
6.9 左図は $\sin^2 2\theta$=1 でのストップμ/突き抜けμの比のΔm^2-χ^2分布。横軸は対数を取ってある。χ^2の最大値は $(\Delta m^2,\chi^2)$=$(6.3\times10^{-4}\mathrm{eV}^2,12.7)$。最小値は Best Fit となっている。右図の 1 点鎖線がそのときのフラックス。(α,β)=(-0.38,-0.22) 75
6.10 上向き突き抜けμフラックスとストップμフラックスとの和をとったときのΔm^2-$\sin^2 2\theta$平面における許容領域。それぞれ信頼度が 68%、90%、99%の領域。$\star$は Best Fit $(\Delta m^2,\sin^2 2\theta) = (4.34\times10^{-3}\mathrm{eV}^2,0.973)$ 76
6.11 上向き突き抜けμフラックスとストップμフラックスとの和をとったときの天頂角分布。ヒストグラムは$\nu_\mu\leftrightarrow\nu_\tau$振動パラメータが Best Fit の値、$\alpha$=0.058、$\beta$=-0.094 の場合に期待されるフラックス分布。 76

7.1 $\nu_\mu\leftrightarrow\nu_\tau$振動を仮定したときの、カミオカンデ (Kam) 及びスーパーカミオカンデ (SK) の sub-GeV+multi-GeV (FC+PC) の許容領域と上向きμ(upmu) 領域、それらを結合 (combine) した領域。すべて信頼度 90%の許容領域。SK の上向きμ領域は本論文で得られた 1100 日分のストップμと突き抜けμの和の領域。SK FC+PC は 990 日分を用いた。SK combined の Best Fit は $(\Delta m^2,\sin^2 2\theta) = (2.8\times10^{-3},1.00)$、$\chi^2$/dof=61.1/82 78
7.2 $\nu_\mu\leftrightarrow\nu_\tau$振動を仮定したときの、カミオカンデ (Kam) 及びスーパーカミオカンデ (SK) の信頼度 90%の許容領域と K2K での検証可能領域。 79

A.1 ゲイン較正の setup 図 81
A.2 PMT の相対的なゲインのばらつき。横軸は補正後の電荷 $(pC \cdot m^2)$。 82
A.3 Ni キャリブレーションの setup 図 83
A.4 ニッケル較正において出力信号のある PMT の電荷分布。0 近くの大きな突起は光電子が第一ダイノードをすり抜けた場合に起る。 84
A.5 時間較正の setup 図 85
A.6 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。) 85
A.7 時間分解能 86
A.8 μを使った水の減衰長の測定 87
A.9 波長が 400nm での水透明度の直接測定の結果。横軸は拡散ボールと CCD カメラの距離、縦軸は CCD カメラで検出され、モニター用 PMT で規格化された電荷である。 87
A.10 μを使った水の減衰長の測定 88
A.11 水の減衰長 (1996 年 7 月 6 日) 89
A.12 水の減衰長の時間変化 89
A.13 ライナックの setup 図 91
A.14 ライナックのデータとモンテカルロシミュレーション結果とのずれ。 91
A.15 実験値とモンテカルロイベントの崩壊電子エネルギー分布 92

表 目 次

1.1 contained 事象の解析結果。誤差は 1 つ目が統計誤差、 2 つ目が系統誤差。 . . . 14
1.2 ニュートリノ源と検証可能なΔm^2 17

2.1 スーパーカミオカンデの性能 22

3.1 突き抜けμ及びストップμの理論期待値の不定性。 43
3.2 ストップμ及び突き抜けμの比の理論期待値の不定性。 43

4.1 2nd reduction の天頂角ごとの検出効率 51
4.2 宇宙線μによるしみ込みの見積もり 54

5.1 突き抜けμの系統誤差。下は検出効率の bin-by-bin 系統誤差 66
5.2 ストップμの系統誤差。下は検出効率の bin-by-bin 系統誤差 66
5.3 ストップμ/突き抜けμ 比の系統誤差。 66

6.1 期待される上向きμフラックスと観測された上向きμフラックスの絶対値 68
6.2 Normalization パラメータ と χ^2_{min}/dof 72
6.3 ニュートリノ振動を仮定したときの、Best Fit な$\sin^2 2\theta, \Delta m^2$とその確率。$\sin^2 2\theta$=0 は null oscillation。 76

A.1 ニッケルの中性子反応。ニッケル同位体の天然存在比、熱中性子の捕獲断面積、ガンマ放射で開放される全エネルギー。 83
A.2 種々の波長の光による直接測定で得られた水透明度。 88

第1章　序論

本論文では, 水チェレンコフ型検出器であるスーパーカミオカンデにおいて観測される大気ニュートリノ起源の現象のうち、上向きμ事象 (上向き突き抜けμ事象、上向きストップμ事象) に注目し、その強度と角度分布を測定し、ニュートリノ振動を仮定したときの解析結果について報告する。この章では、「大気ニュートリノ問題」「ニュートリノ振動」及び上向きμ事象の解析の物理的意義について述べる。

1.1　大気ニュートリノ

地球には高エネルギーの 1 次宇宙線 (主に陽子やα 粒子) が絶えまなく降り注いでいる。その 1 次宇宙線が大気中の原子核 (O_2や N_2) と反応することにより生じたπ 中間子やＫ中間子が空中で崩壊し、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び、上空約 $10\mathrm{km}$ の大気中で生成される。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。

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

さらにμ粒子は、

$$\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_{\mu}(\nu_{\mu})$$

に崩壊する。低エネルギー領域 ($\sim$1GeV) では、$\frac{\nu_{\mu}+\bar{\nu}_{\mu}}{\nu_e+\bar{\nu}_e} \sim 2$ となる。

また、ニュートリノは電荷を持たず、物質との弱カレント反応しかしないため、地球の裏側まで容易に到達できる。そのため、生成点から測定器までの通過距離はおよそ $10\mathrm{km}$ から $13{,}000\mathrm{km}$ に及ぶ。

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 日からデータの取得が開始された。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

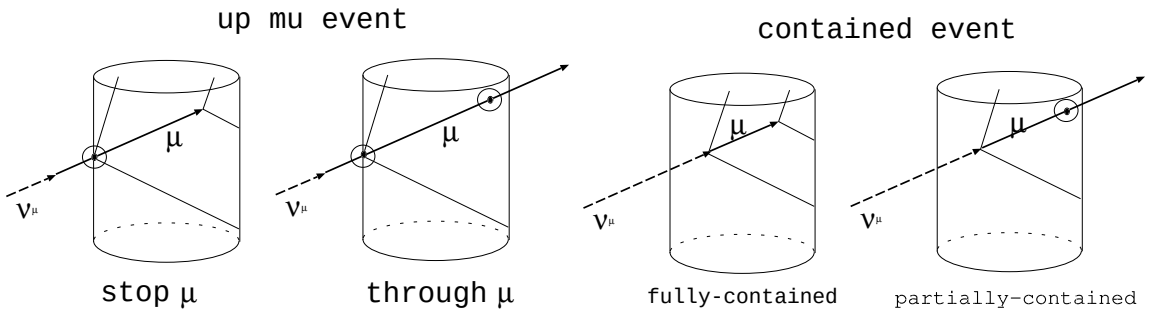


図 1.1: 大気ニュートリノ事象の模式図。左から順に上向きストップμ 、上向き突き抜けμ 、fully-contained、partially-contained 事象。μニュートリノが同一方向から来たと仮定している。

を検出する。観測される大気ニュートリノ事象は、ニュートリノの反応位置によって次の 2 種類に分けられる。

1. 検出器外部で生じた上向きμ 事象
   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 による事象。下向きの大気ニュートリノ起源μ の主なバックグラウンドには宇宙線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 、突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典型的なエネルギーは約 10GeV、上向き突き抜けμ の場合は約 100GeV である (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 contained $e \cdot \mu$事象
   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 による事象 (以下、contained 事象)。すべての生成粒子が検出器内部で停止した事象を fully-contained(FC) 事象、少なくとも 1 つの粒子が検出器外部に出ていった事象 (ほとんどはμ による事象) を partially-contained(PC) 事象と呼ぶ。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カミオカンデにおける fully-contained 事象 (sub-GeV[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 [1]。

[1]検出器で落とすエネルギーが 1.33GeV 未満の事象

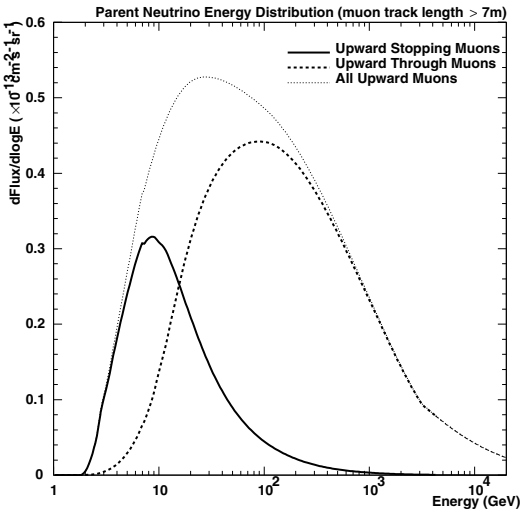


図 1.2: 上向きμ 事象の親ニュートリノのエネルギー分布。点線は 1.6GeV 以上の上向きμ の親ニュートリノ。実線は 1.6GeV 以上の上向きストップμ の親ニュートリノ。鎖線は 1.6GeV 以上の上向き突き抜けμ の親ニュートリノ。

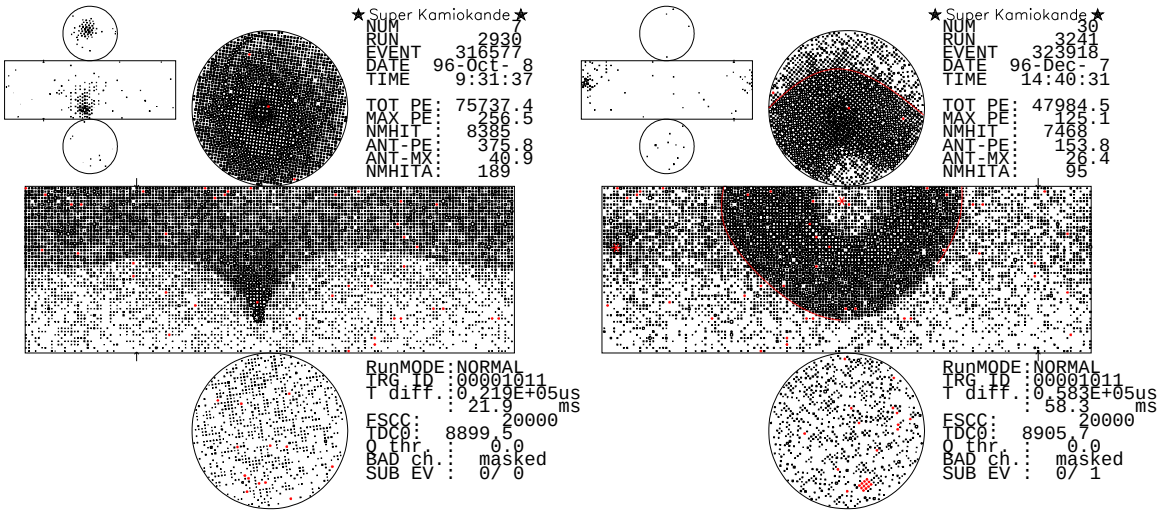


図 1.3: 典型的な上向きμ 事象のイベントディスプレイ。大きい方の展開図は inner-counter、左肩の小さい展開図は anti-counter を表す。左図は上向き突き抜けμ 。右図は上向きストップμ 。

その後 IMB[2]、SoudanII[3] 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 事象を含めた (multi-GeV[2]) 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、角度分布に異常があることを報告した [4]。一方 Fréjus[5]、Nusex[6] 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かった。

1998 年、スーパーカミオカンデの sub-GeV[7]、multi-GeV FC+PC[8] の結果から、μ/e 比の異常は、μニュートリノの減少によるものであること、次節で述べる「ニュートリノ振動」によってこれら大気ニュートリノ問題が解決されることを証明した [9]。

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。

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	(sub-GeV)	$0.60\ ^{+0.07}_{-0.06} \pm 0.05$ [4]
	(multi-GeV)	$0.57\ ^{+0.08}_{-0.07} \pm 0.07$ [4]
IMB-3	(sub-GeV)	$0.54 \pm 0.05 \pm 0.12$ [2]
	(multi-GeV)	$1.4\ ^{+0.4}_{-0.3} \pm 0.3$ [10]
Super-Kamiokande	(sub-GeV)	$0.63 \pm 0.03 \pm 0.05$ [7]
	(multi-GeV)	$0.66 \pm 0.06 \pm 0.08$ [8]
Soudan II		$0.72 \pm 0.19\ ^{+0.05}_{-0.07}$ [3]
Fréjus		$1.00 \pm 0.15 \pm 0.08$ [5]
Nusex		$0.96\ ^{+0.32}_{-0.28}$ [6]

表 1.1: contained 事象の解析結果。誤差は 1 つ目が統計誤差、 2 つ目が系統誤差。

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.[11]、 Pontecorvo[12] 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。

ν_μ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だけをするが、ν_eは中性及び荷電カレント弱相互作用をすることができる。物質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 [13, 14]。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

[2] 検出器で落とすエネルギーが 1.33GeV 以上の事象

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 [15] 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を持つ$|\nu_\mu\rangle$、$|\nu_\tau\rangle$は、質量固有状態 m_1、m_2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。

$$
\begin{aligned}
|\nu_\mu\rangle &= \cos\theta_v\,|\nu_1\rangle + \sin\theta_v\,|\nu_2\rangle && (1.1)\\
|\nu_\tau\rangle &= -\sin\theta_v\,|\nu_1\rangle + \cos\theta_v\,|\nu_2\rangle && (1.2)
\end{aligned}
$$

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、

$$
\begin{aligned}
|\nu(t)\rangle &= \nu_\mu(t)\,|\nu_\mu\rangle + \nu_\tau(t)\,|\nu_\tau\rangle && (1.3)\\
&= \nu_1(t)\,|\nu_1\rangle + \nu_2(t)\,|\nu_2\rangle && (1.4)
\end{aligned}
$$

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、

$$\nu_\mu(t) = \left\{\cos 2\theta_v \sin\left(\frac{\pi t}{L_v}\right) + i\cos\left(\frac{\pi t}{L_v}\right)\right\}\nu_\mu(0) + \left\{\sin 2\theta_v \sin\left(\frac{\pi t}{L_v}\right)\right\}\nu_\tau(0) \quad (1.12)$$

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

となる。初期条件$\nu_\mu(0) = 1, \nu_\tau(0) = 0$ の下でν_μ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。

$$P(\nu_\mu \to \nu_\mu) = |\langle\nu_\mu|\nu(t)\rangle|^2 \quad (1.14)$$

$$= 1 - \sin^2 2\theta_v \sin^2\left(\frac{\pi L}{L_v}\right) \quad (1.15)$$

$$= 1 - \sin^2 2\theta_v \sin^2\left(\frac{1.27\Delta m^2(eV^2)L(km)}{p_\nu(GeV/c)}\right) \quad (1.16)$$

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。つまり、ニュートリノ振動の理論に矛盾がなければ、ニュートリノに有限の質量と混合があることを意味し、現在の素粒子の標準理論を越えることになる。そのため、ニュートリノ振動の検証は重要な実験と言える。

1.5 上向きμ事象によるニュートリノ振動解析

上向きμ事象の特徴は、他の多くの実験がニュートリノと反応する標的が contained 事象が水（O_2）や鉄であるのに対して、検出器近傍の岩石を標的としているため、大気ニュートリノ問題を標的の違いから検証を行うことができる。

またニュートリノのエネルギー領域が、ストップμ事象で 10GeV 近辺と multi-GeV contained 事象と同じ領域なので、multi-GeV contained 事象とは独立にニュートリノ振動を検証することができる。さらに、突き抜けμ事象では約 100GeV とより高いエネルギー領域[3] に対して、μ 粒子の飛来する天頂角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。

上向きμ事象の実験結果として、BAKSAN[20]、カミオカンデ [16][17]、IMB[19] は、絶対値に関しては誤差の範囲で期待値と違いがなかったのに対し、MACRO[18] は期待値よりも有意に少ないと報告した。

また天頂角分布についてはカミオカンデ、MACRO の実験結果が報告され、$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$振動の許容領域の検証を行った。

スーパーカミオカンデ [22][23] においても約 500 日のデータを解析して、$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$振動を強く示唆する実験結果を報告した。

[3] 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 ($\sim 2^o$)

1.6 その他のニュートリノ振動実験

ニュートリノ振動の検証のための実験は、大気ニュートリノ事象以外にも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。

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: ニュートリノ源と検証可能なΔm^2

1.7 この論文の動機

カミオカンデまでに得られているニュートリノ振動パラメータ$\Delta m^2, \sin^2 2\theta_v$の許容範囲を図 1.4 に示す。図 1.4 には、Kamiokande-II,III における上向き突き抜けμ事象の解析 [17] 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 [19] から得た禁止領域を引用した。また図 1.5 にカミオカンデ及びスーパーカミオカンデの許容範囲を示す。スーパーカミオカンデは [9] から得た許容領域を引用した。

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μ事象では、$L \simeq 13000km$(地球の直径)、$p_\nu \simeq 10 \sim 100GeV$ なので、$\sin^2 2\theta_v$が大きければΔm^2を$10^{-3}eV^2$程度まで調べることができる。

親ニュートリノのエネルギー領域は、上向きストップμ 事象では multi-GeV の contained 事象と同程度の 10GeV である。そのため、contained 事象の解析から得られている許容領域 ($\sin^2 2\theta_v \simeq 1, \Delta m^2 \simeq 3 \times 10^{-2}$) を用いて、$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$の振動による上向きストップ$\mu$事象で、天頂角分布の不足が説明できるはずである。

また、突き抜けμ 事象はエネルギー領域が 100GeV であり、その領域までニュートリノ振動の検証を行うことが可能である。

以上のように、上向きストップμ フラックスと上向き突き抜けμ フラックスを用いたニュートリノ振動の検定を行なう。

本論文は、537 日分の突き抜けμ[22]、及び 516 日分のストップμ[23] のアップデートである。

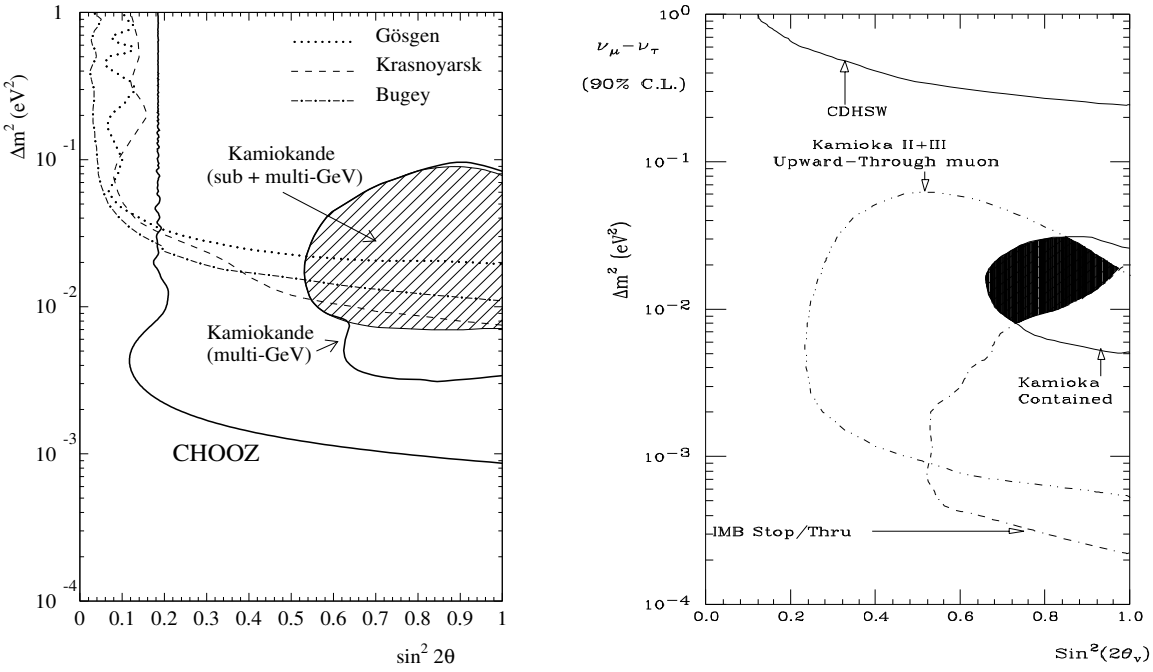


図 1.4: カミオカンデまでのニュートリノ振動実験の現状。左図は$\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$振動での信頼度 90%領域で [15] より引用した。カミオカンデで得られた許容範囲は CHOOZ で否定された。右図は$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$振動での信頼度 90%領域。

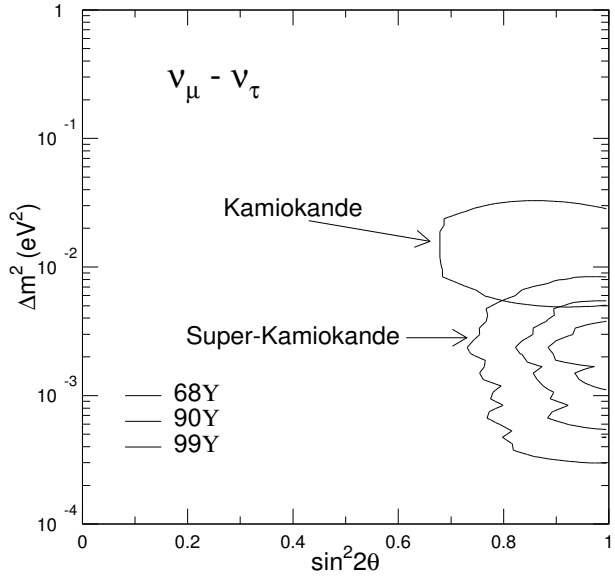


図 1.5: カミオカンデとスーパーカミオカンデにおける$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$振動を仮定したときの許容範囲。カミオカンデは信頼度 90%領域。スーパーカミオカンデは 68%、90%、99%の領域 [9]。

第2章　スーパーカミオカンデ検出器

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、1996 年 4 月から稼働している。このスーパーカミオカンデ (Super-Kamiokande) の主な目的は, 陽子崩壊実験 (KAMIOKA Nucleon Decay Experiment) や, ニュートリノの観測 (KAMIOKA Neutrino Detection Experiment) である。この章では、実験に用いられるスーパーカミオカンデ検出器の概要を説明する。現在も検出器の改良が行われているが、それらは主に太陽ニュートリノ実験などの低エネルギー領域 ($\sim$5MeV) に関係するものなので、本論文では省くことにする。

2.1　検出原理

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 で表されるように粒子の進行方向から角度Θ_cの円錐面に沿って放出される光である (図 2.1)。

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

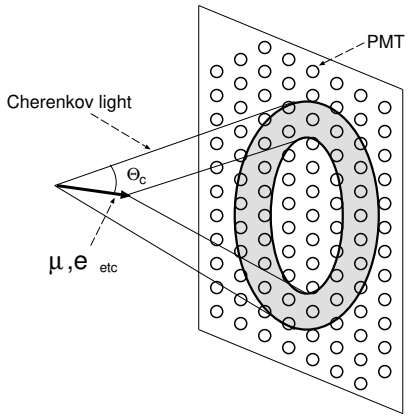


図 2.1: チェレンコフ光のイメージ図

$\beta = v/c$ なので、光速を仮定すればβ=1 となり、水の場合 $(n = 1.344)$ 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は、岐阜県神岡町にある神岡鉱山茂住坑 ((図 2.2)) 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 (図 2.3)。緯度と経度は 36^o25'、137^o18' である。

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 2Hz である。

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て (内水槽は直径 33.8m、高さ 36.2m)、その間は不感領域となっている。この内水槽には直径 50cm の PMT 11,146 本が内向きに約 70cm 間隔で取り付けてあり、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 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。

	スーパーカミオカンデ	備考
大きさ	42mh $\times$ 39mϕ	
全体積	50,000t	
光電子増倍管数	11,146(20 inchϕ) 1,885(8 inchϕ)	内水槽 外水槽
光電面の占める割合	40 %	
光電子増倍管の時間分解能	3ns	1p.e. での値
エネルギー分解能	2.6 % / $\sqrt{E}$ 2.5 % 16 % / $\sqrt{E}$	e(E(GeV)) μ ($<$ 1GeV) e ($<$ 20MeV)
位置分解能	50 cm $\sim$ 10 cm	e (10MeV) $p \to e^+\pi^0$
角度分解能	28 ° $\sim$ 1 °	e (10MeV) 突き抜けμ
トリガーのエネルギー閾値 解析のエネルギー閾値	4 $\sim$ 5 MeV 5MeV	
e/μ識別能力	99 %	$0.03 < p_e < 1.33$ GeV/c $0.2 < p_\mu < 1.5$ GeV/c

表 2.1: スーパーカミオカンデの性能

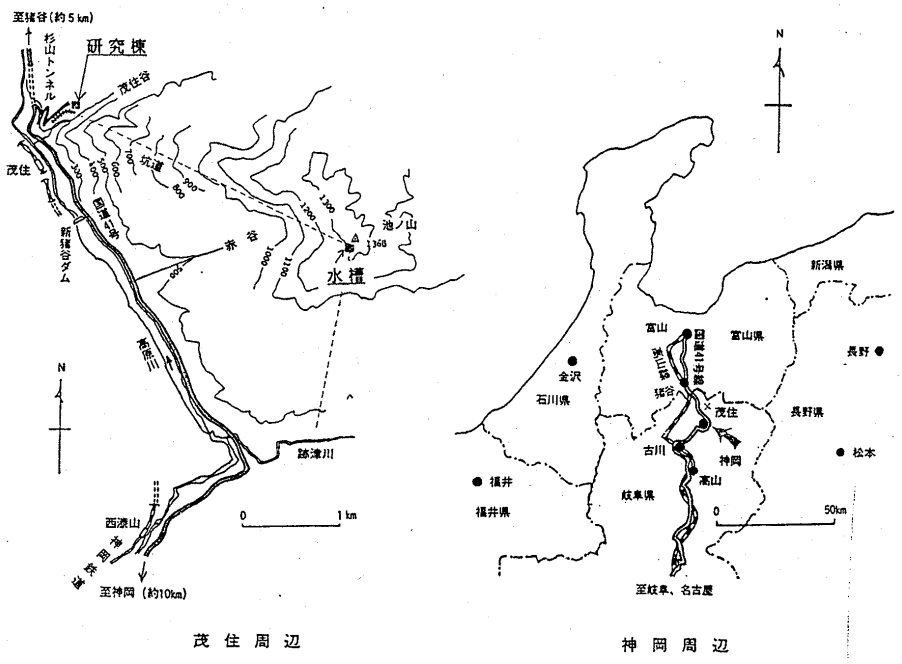


図 2.2: スーパーカミオカンデ検出器の位置

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ラドンなどの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、水の減衰長 (光量が $1/e$(e は自然対数) に減衰する距離) は約 60m, 水中のラドン濃度は約 $0.005Bq/m^3$になっている。

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。

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で使用されている (印加電圧は典型的に 2000V)。図 2.7 に PMT の量子効率に示す。典型的な量子効率

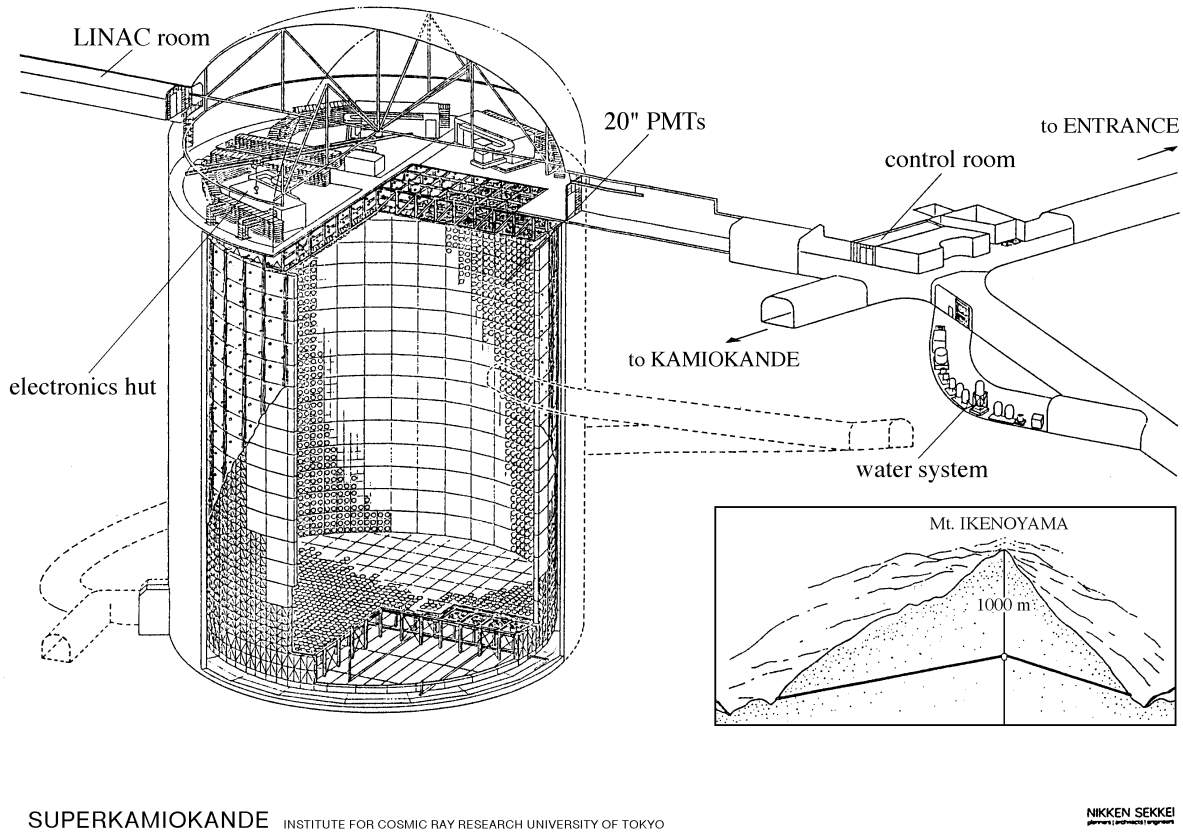


図 2.3: スーパーカミオカンデ検出器

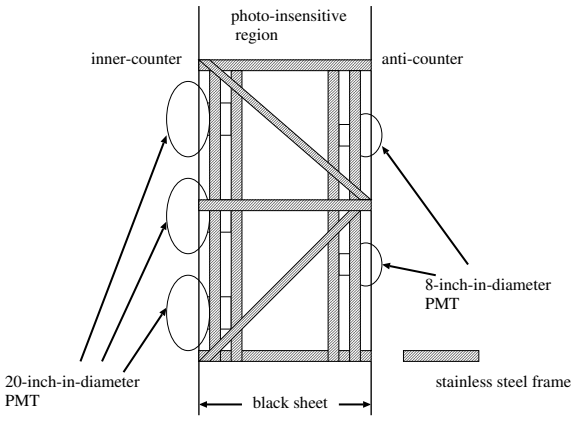


図 2.4: inner-counter PMT と anti-counter PMT

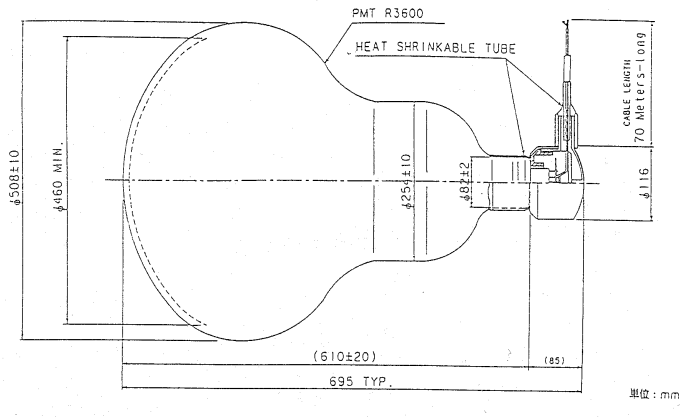


図 2.5: 50cm PMT の形状と大きさ

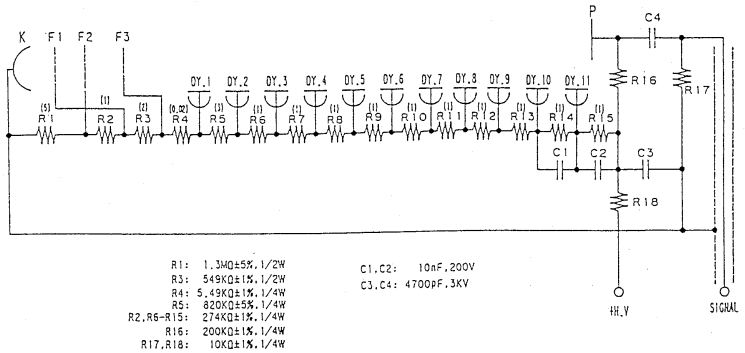


図 2.6: 50cm PMT の回路摸式図

のスペクトル ($\simeq$390nm) での量子効率は 22% である。図 2.8 に示す。

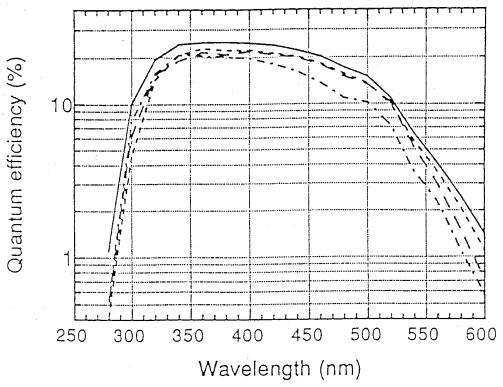


図 2.7: 50cm PMT の量子効率

図 2.8 はチェレンコフ光のスペクトラムだが、この図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。量子効率はピーク値$\lambda = 390nm$ では 22% である。

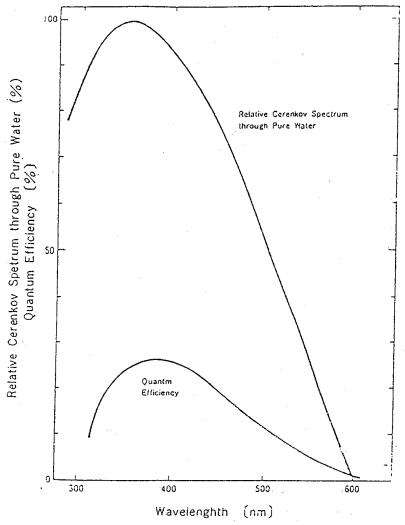


図 2.8: チェレンコフ光のスペクトラム

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。これにより現在、5MeV$\sim$5.5MeV の太陽ニュートリノの信号が太陽方向に見えている。

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

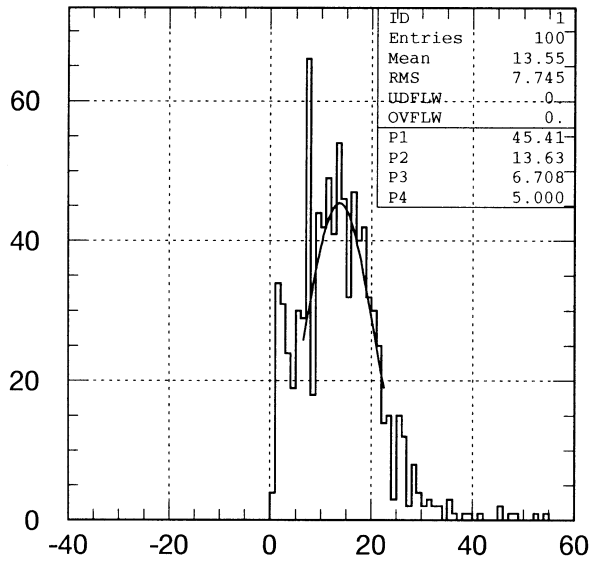


図 2.9: 1p.e. に対する ADC 分布

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、検出器の外壁の磁気補償コイル (図 2.10) によって、残留磁場が 100mG 以下に抑えられていて、PMT の増幅率がそれらの向きによらない一様な応答をする。

2.3.2 anti-counter PMT

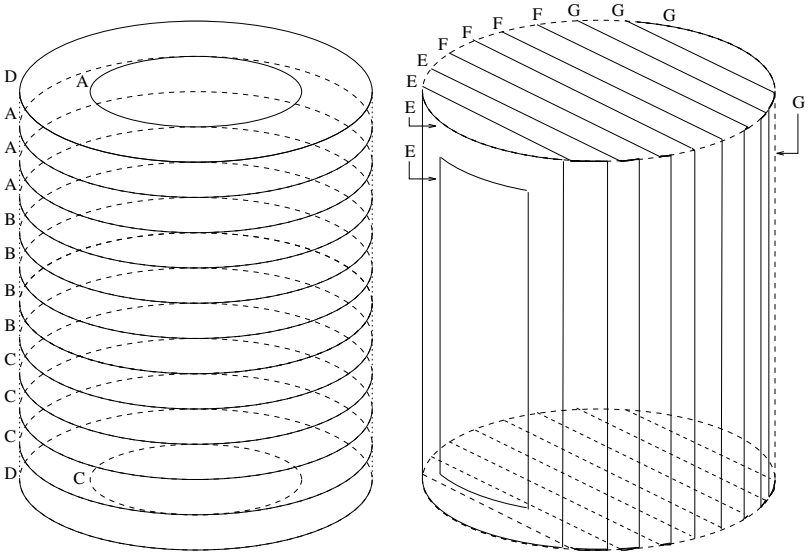
外水槽の PMT は直径 20cm の PMT(R1408) が用いられている。光を感知する領域を約 2 倍に増加するために PMT のまわりに 60cm × 60cm の波長変換板が取り付けてある (図 2.11)。300∼400nm の波長の光子は波長変換剤に吸収され、そのうちの 55%はより長い波長で等方的に再放出される。

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。

[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



coil	current (A)
A	31.35
B	31.35
C	31.35
D	28.20
E	30.10
F	28.60
G	30.10

図 2.10: スーパーカミオカンデの磁場補正コイル

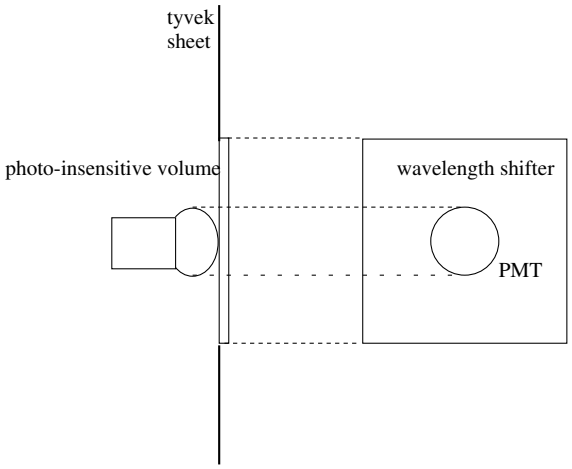


図 2.11: anti-counter PMT and wave length shifter

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 2.12)。

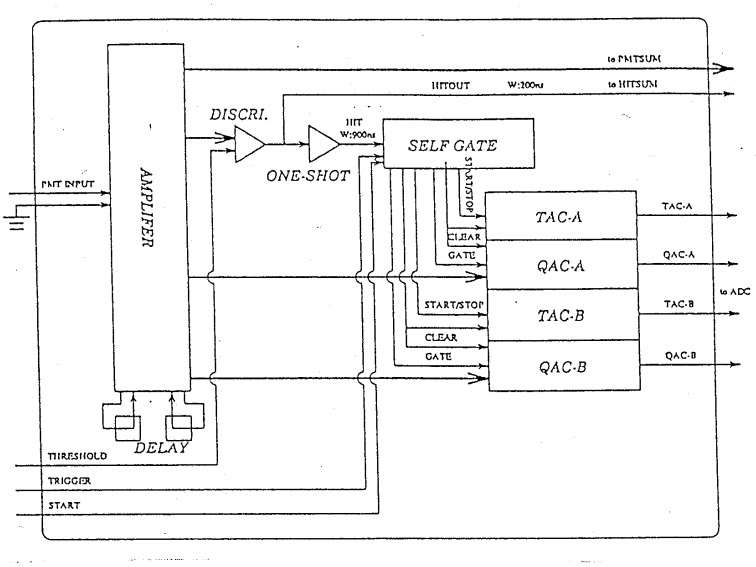


図 2.12: ATM モジュールのブロックダイアグラム

しきい値 ($\sim 1/5 p.e.$) 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。

[5] Analog Timing Module
[6] Time to Digital Converter
[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

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 トリガーのしきい値として、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。

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 (~ 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に送られ解析される (図 2.13)。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

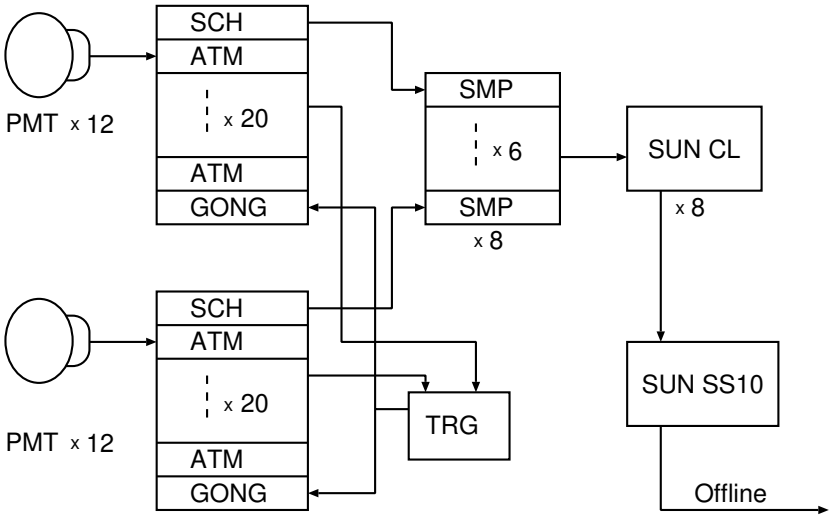


図 2.13: データ収集システム

第3章　上向きμ フラックスの理論期待値の計算

この章では観測される上向きμ事象のデータとを比較するために、予想される上向きμ のフラックスを計算する。しかし広範囲の大気ニュートリノエネルギーと、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ため、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のは困難である。したがって理論から解析的に計算を行って、期待される上向きμフラックスを求めることにする。

3.1　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
- μの岩石中での飛程 R

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Φ_νは、

$$\Phi_\nu = \frac{d^2\sigma_\nu}{dxdy} \cdot \frac{d^2\phi_\nu(E_\nu, \cos\Theta_\nu)}{dE_\nu d\Omega} \tag{3.1}$$

と表せる。前の項は Bjorken パラメーター x, y の関数 (後述) で表される荷電カレントの微分断面積を、後の項はニュートリノのエネルギー E_νとその天頂角方向 $\cos\Theta_\nu$の関数で表したニュートリノ· フラックスの微分スペクトラムである。

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。

$$\frac{d\phi_\mu(E_{th}, \cos\Theta_\mu)}{d\Omega} = \int_0^\infty N_A dX \int_{E_\mu}^\infty dE_\nu \int_0^1 dy \int_0^1 dx \cdot \frac{d^2\sigma_\nu}{dxdy} \cdot \frac{d^2\phi_\nu(E_\nu, \cos\Theta_\nu)}{dE_\nu d\Omega} \cdot g(X, E_\mu, E_{th}) \tag{3.2}$$

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、

$$g\,(X, E_\mu, E_{th}) = \Theta(R(E_\mu, E_{th}) - X) \tag{3.3}$$

となる。ここで、関数Θは、

$$\Theta(x) = \begin{cases} 1 & : \quad x \geq 0 \\ 0 & : \quad x < 0 \end{cases} \tag{3.4}$$

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

だから、式 (3.2) は次のように書き直せる。

$$\begin{aligned} \frac{d\phi_\mu(E_{th}, \cos\Theta)}{d\Omega} &= N_A \int_{E_\mu}^\infty dE_\nu \int_0^1 dx \int_0^1 dy \cdot \frac{d^2\sigma_\nu}{dxdy} \cdot \frac{d^2\phi_\nu(E_\nu, \cos\Theta)}{dE_\nu d\Omega} \cdot R(E_\mu, E_{th}) \quad (3.5) \\ &= \int_{E_\mu}^\infty \left[\int_0^1 \left[\int_0^1 \frac{d^2\sigma_\nu}{dxdy} dx \right] N_A R(E_\mu, E_{th}) dy \right] \frac{d^2\phi_\nu(E_\nu, \cos\Theta)}{dE_\nu d\Omega} dE_\nu \quad (3.6) \\ &= \int_{E_\mu}^\infty P(E_\nu, E_{th}) \frac{d^2\phi_\nu(E_\nu, \cos\Theta)}{dE_\nu d\Omega} dE_\nu \quad (3.7) \\ & \quad (3.8) \end{aligned}$$

ここで、関数 P を、

$$P(E_\nu, E_{th}) \equiv \int_0^1 \left[\left[\int_0^1 \frac{d^2\sigma_\nu}{dxdy} dx \right] N_A R(E_\mu, E_{th}) \right] dy \tag{3.9}$$

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 がしきい値 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。

$$\frac{d\phi_\mu(E_{th}, \cos\Theta)}{d\Omega} = \int_{E_\mu}^\infty dE_\nu \left[P(E_\nu, E_{th}) \frac{d^2\phi_\nu(E_\nu, \cos\Theta)}{dE_\nu d\Omega} + P(E_{\bar{\nu}}, E_{th}) \frac{d^2\phi_{\bar{\nu}}(E_\nu, \cos\Theta)}{dE_\nu d\Omega} \right] \tag{3.10}$$

3.2 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。

$$\frac{d\phi_\nu}{dE_\nu} \propto E_\nu^{-2.7}$$

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[25]、Honda[26] によるエネルギースペクトルを図 3.1 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

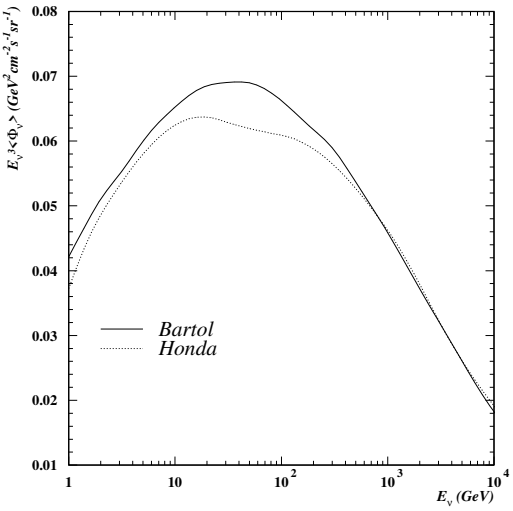


図 3.1: 大気ニュートリノ $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)$ のエネルギースペクトル。天頂角について平均をとり、E_ν^3をかけたものをプロットした。

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 3.2 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。

3.3 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じて、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。

$$\sigma^{CC} = \sigma^{DIS} + \sigma^{QEL} + \sigma^{1\pi} \tag{3.11}$$

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。

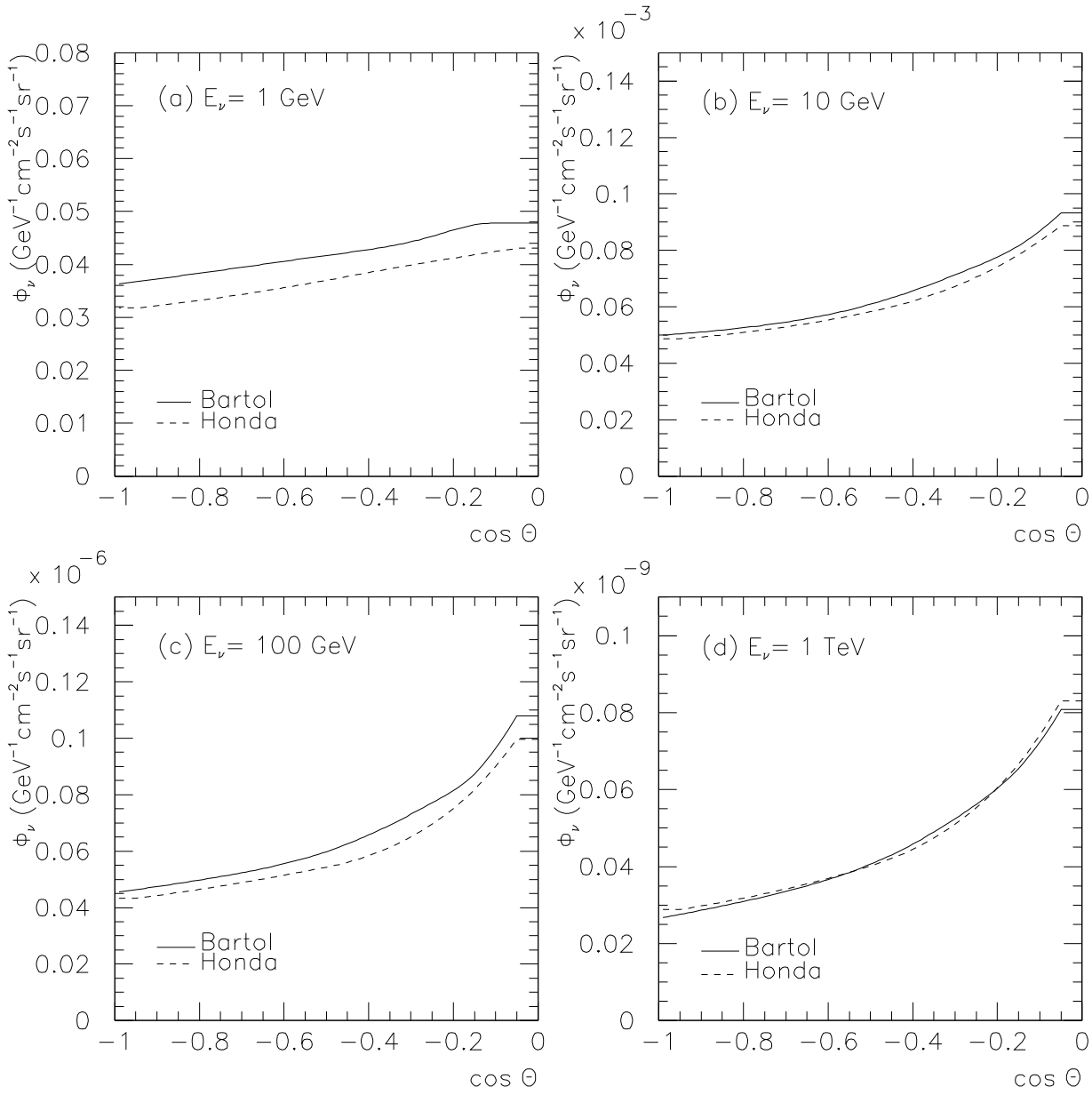


図 3.2: 様々なエネルギー領域における大気ニュートリノ $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)$ フラックスの天頂角分布。ニュートリノのエネルギーはそれぞれ (a)1GeV、(b)10GeV、(c)100GeV、(d)1TeV。

3.3.1 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。

$$\frac{d^2\sigma_\nu}{dxdy} = \frac{G_F^2 m_N E_\nu}{\pi} \frac{m_W^4}{(m_W^2 + Q^2)^2} \left[y^2 x F_1 + \left(1 - y - \frac{m_N xy}{2E_\nu}\right) F_2 \pm \left(y - \frac{y^2}{2}\right) xF_3 \right] \tag{3.12}$$

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。

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、

$$F_2 = 2xF_1 = 2x[f_d(f_u) + f_s + f_b + f_{\bar{u}}(f_{\bar{d}}) + f_{\bar{c}} + f_{\bar{t}}] \tag{3.13}$$

$$F_3 = 2[f_d(f_u) + f_s + f_b - f_{\bar{u}}(f_{\bar{d}}) - f_{\bar{c}} - f_{\bar{t}}] \tag{3.14}$$

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

$$F_2 = 2xF_1 = 2x[f_u(f_d) + f_c + f_t + f_{\bar{d}}(f_{\bar{u}}) + f_{\bar{s}} + f_{\bar{b}}] \tag{3.15}$$

$$F_3 = 2[f_u(f_d) + f_c + f_t - f_{\bar{d}}(f_{\bar{u}}) - f_{\bar{s}} - f_{\bar{b}}] \tag{3.16}$$

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、比較的小さなQ^2に対応しているGRV[27]($Q_0^2 = 0.4GeV^2$) を用いる。

式 (3.12) 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 (3.12) 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 3.3 に示す。

3.3.2 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 (QEL) と$\Delta(1232)$ 共鳴状態等を通じた1π生成過程がある。

quasi-elastic 散乱は荷電カレント反応による終状態にハドロンか核子のみの反応で、2 体→2 体に相互作用する。

1π生成過程は、νp→ μ Δを通じて、$\Delta \to$ p πによって生成される。このように核子の共鳴状態を経てπなどが放出される過程をDISによる1π生成と区別してsingle pion productionと呼ぶ。

これらの相互作用の反応断面積は、D.Rein and L.M.Seghal[28] 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 3.4 である。

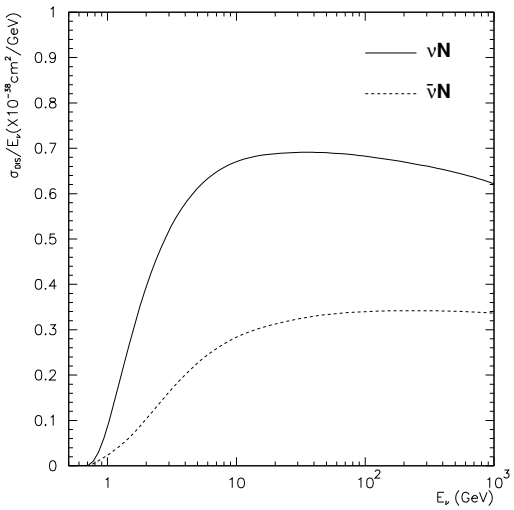


図 3.3: 条件 $W > 1.4GeV$ の下で計算された荷電カレント相互作用による深非弾性散乱の反応断面積。横軸はニュートリノのエネルギー、縦軸は反応断面積をニュートリノエネルギーで割ったものを表す。実線がνN 反応断面積、点線が$\bar{\nu}$N 反応断面積。PDF の Q^2には GRV94 を用いた。

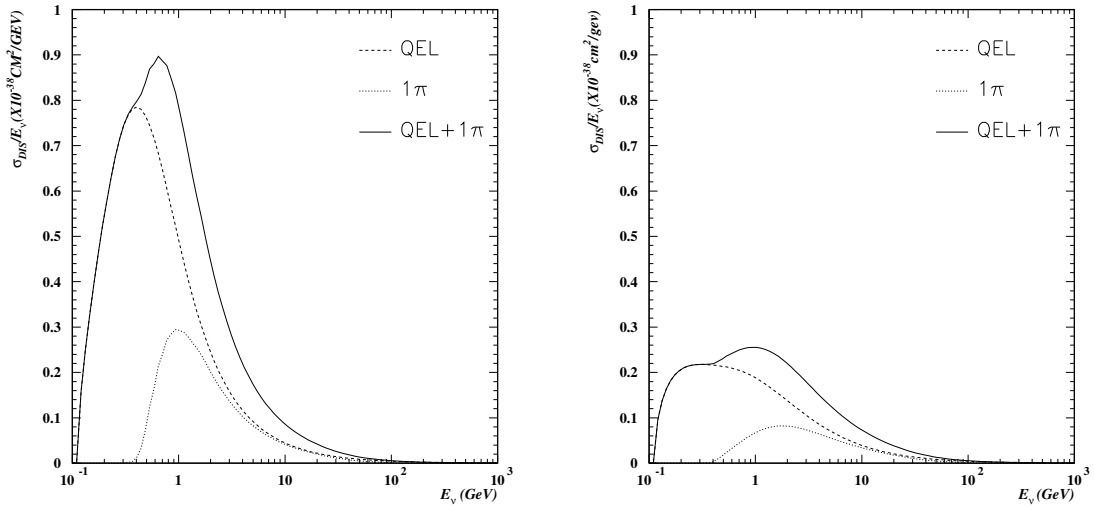


図 3.4: QEL と$\Delta(1232)1\pi$によるニュートリノ反応断面積。左図がニュートリノ、右図が反ニュートリノとによるもの。鎖線は quasi-elastic 散乱、点線は 1π生成過程、実線はそれらの和の断面積を表す。

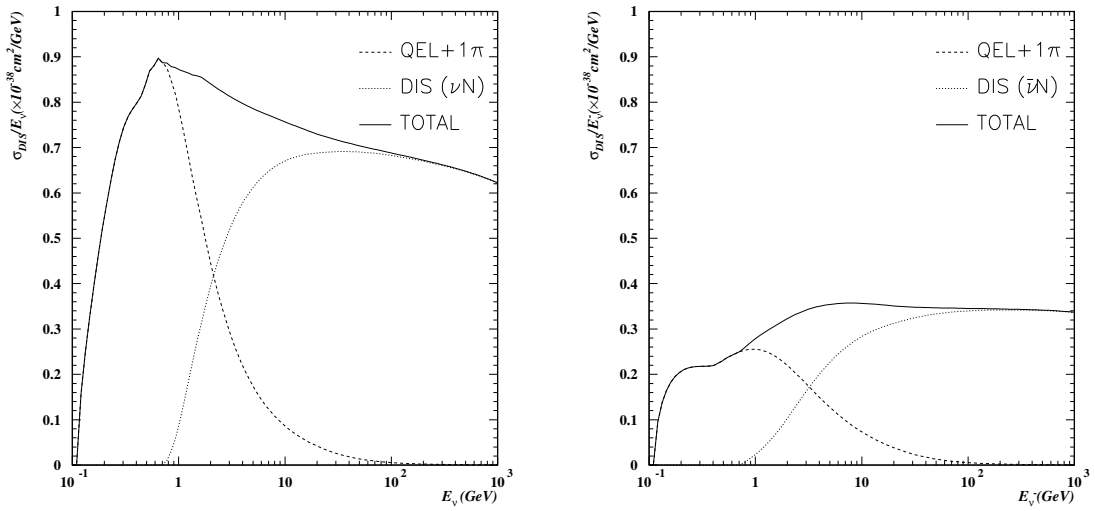


図 3.5: ニュートリノ反応断面積。左図がニュートリノ、右図が反ニュートリノによるもの。横軸はニュートリノのエネルギー、縦軸は反応断面積をニュートリノエネルギーで割ったものを表す。点線は quasi-elastic 散乱 (QEL)+1π生成過程 (1π)、鎖線は深非弾性散乱 (DIS)、実線はそれらの和の断面積を表す。

3.3.3 ニュートリノ全反応断面積

ニュートリノ全反応断面積を図 3.5 にしめす。図 1.2 にあるように、ストップμの親ニュートリノエネルギーが 10GeV をピークに分布しているのに対し、突き抜けμのピークは約 100GeV なので、突き抜けμの DIS に対する QEL+1π 生成の寄与は小さい。

3.4 μ の飛程

岩盤中の核子とニュートリノが反応してμ 粒子の生成された場所から、μ 粒子の岩盤中での飛程を計算することで、検出器に到達するかどうかが分かる。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は、水中におけるμ 粒子の飛程が必要となる。

3.4.1 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[29] によって計算されている。図 3.6 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、検出器におけるしきい値 E_{th}(今回の解析では $E_{th} = 1.6GeV$)

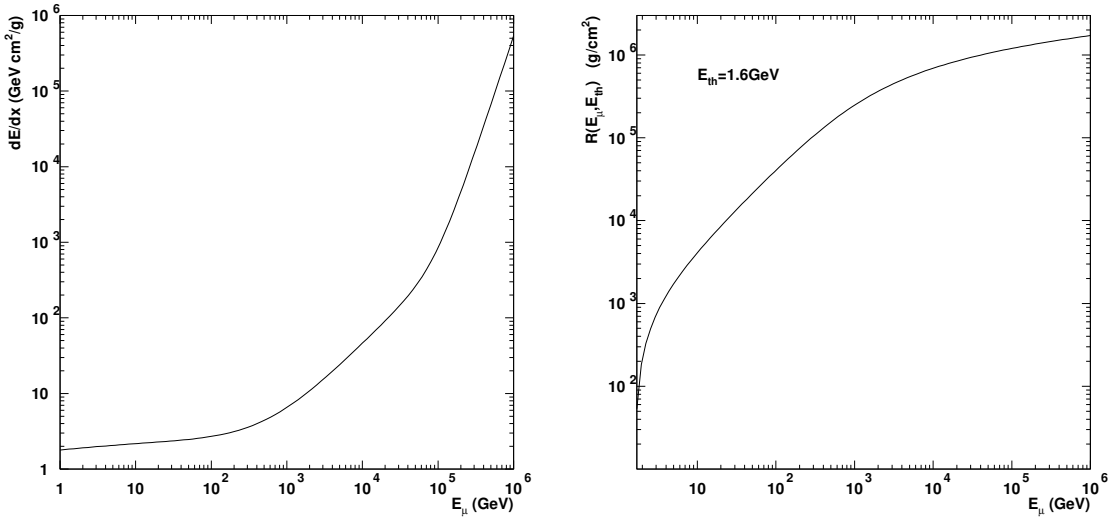


図 3.6: 岩盤中でのμ のエネルギー損失と飛程。左図はエネルギー損失 [29]、右図はμ が E_μから E_{th}にエネルギーを落とすまでに岩盤中を走る距離

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。

$$R(E_\mu, E_{th}) = \int_{E_\mu}^{E_{th}} \frac{-dE}{dE/dX} \tag{3.17}$$

$E_{th} = 1.6GeV$ としたときの計算結果を図 3.6 に示す。

3.4.2 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[29] の計算結果を使い、1GeV 以下のエネルギーには density effect[30] を取り入れたイオン化エネルギー損失を使った。このエネルギー損失をμ の全エネルギーにして 0.116GeV まで積分して、水中でのμ の飛程を計算した (図 3.7)。今回の解析では、上向きμ の track length の下限値を 7m に設定したが、図 3.7 から、これはストップμ の場合、エネルギーにして 1.6GeV に相当することが分かる。

3.5 検出器の形状

エネルギーしきい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 7m 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

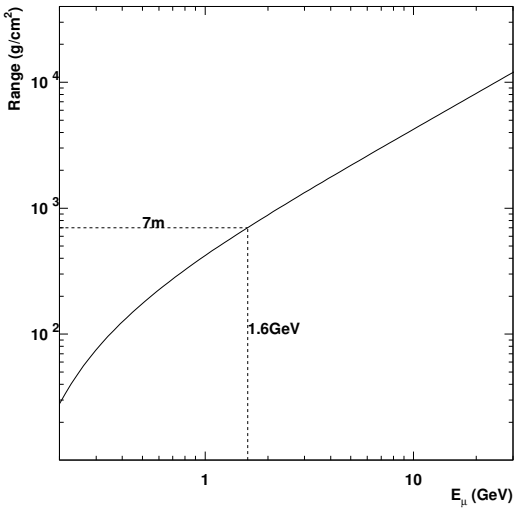


図 3.7: 水中でのμ の飛程

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。

3.6 上向きμフラックスの理論計算

上の議論を用いて、上向きμフラックスの理論値を求める。「ν flux」に Bartol、「荷電カレント断面積」の PDF に GRV94 を用いてそれぞれ計算を行った。

ストップμに対して、DIS、QEL、1π生成による期待されるフラックスはそれぞれ、

$$\begin{aligned}
\phi_{stop\mu}^{DIS} &= 0.550 \times 10^{-13}(cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}) \\
\phi_{stop\mu}^{QEL} &= 0.126 \times 10^{-13}(cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}) \\
\phi_{stop\mu}^{1\pi} &= 0.081 \times 10^{-13}(cm^{-2}s^{-1}sr^{-1})
\end{aligned}$$

となった。また突き抜けμに対して、

$$\begin{aligned}
\phi_{thru\mu}^{DIS} &= 1.870 \times 10^{-13}(cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}) \\
\phi_{thru\mu}^{QEL} &= 0.072 \times 10^{-13}(cm^{-2}s^{-1}sr^{-1})
\end{aligned}$$

$$\phi^{1\pi}_{thru\mu} = 0.051 \times 10^{-13}(cm^{-2}s^{-1}sr^{-1})$$

と計算された。したがってこれらの和となる上向きμフラックスの期待値は、

$$\begin{aligned}\phi_{stop\mu} &= \phi^{DIS}_{stop\mu} + \phi^{QEL}_{stop\mu} + \phi^{1\pi}_{stop\mu} \\ &= 0.733 \times 10^{-13}(cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}) \\ \phi_{thru\mu} &= \phi^{DIS}_{thru\mu} + \phi^{QEL}_{thru\mu} + \phi^{1\pi}_{thru\mu} \\ &= 1.972 \times 10^{-13}(cm^{-2}s^{-1}sr^{-1})\end{aligned}$$

となる。「ν flux」に Honda、「荷電カレント断面積」の PDF に GRV94 を用いると、

$$\begin{aligned}\phi_{stop\mu} &= 0.676 \times 10^{-13}(cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}) \\ \phi_{thru\mu} &= 1.836 \times 10^{-13}(cm^{-2}s^{-1}sr^{-1})\end{aligned}$$

となる。

3.7 上向きμフラックスの理論期待値不定性

理論期待値を計算する際の不定性には、主なものに大気ニュートリノフラックスの不定性と、大気ニュートリノフラックスと PDF のモデル依存性から来るものがある。

3.7.1 大気ニュートリノフラックスのエネルギー不定性とモデル依存性

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。ニュートリノエネルギーが数 GeV 以上では約 20%と見積もられる。

また、大気ニュートリノフラックスの二つのモデル (Bartol[25],Honda[26]) を組み合わせたときの、上向きストップμ フラックス、上向き突き抜けμ フラックス、それらの比の期待値の天頂角分布を図 3.8 に示す。Bartol と Honda フラックスのモデルの違いから来る誤差は絶対値としては約 10%である。

さらに normalizattion 後のモデル差による各天頂角分布ごとの誤差を求めた。これを bin-by-bin のエラーとして図 3.9 に示す。

3.7.2 ストップμ / 突き抜けμ の比の不定性

ニュートリノフラックスは、3.2 で述べたように、(フラックス絶対値)$\times$ E$_\nu^{-\gamma}$のように近似される。したがって、ストップμの突き抜けμ の比をとることによって、ニュートリノフラックスの絶対値の不定性 (~ 20%) をキャンセルすることができる [19]。また、エネルギースペクトルγの不定性については、べき乗を$\pm$0.05 変化させることによって誤差を見積もった。

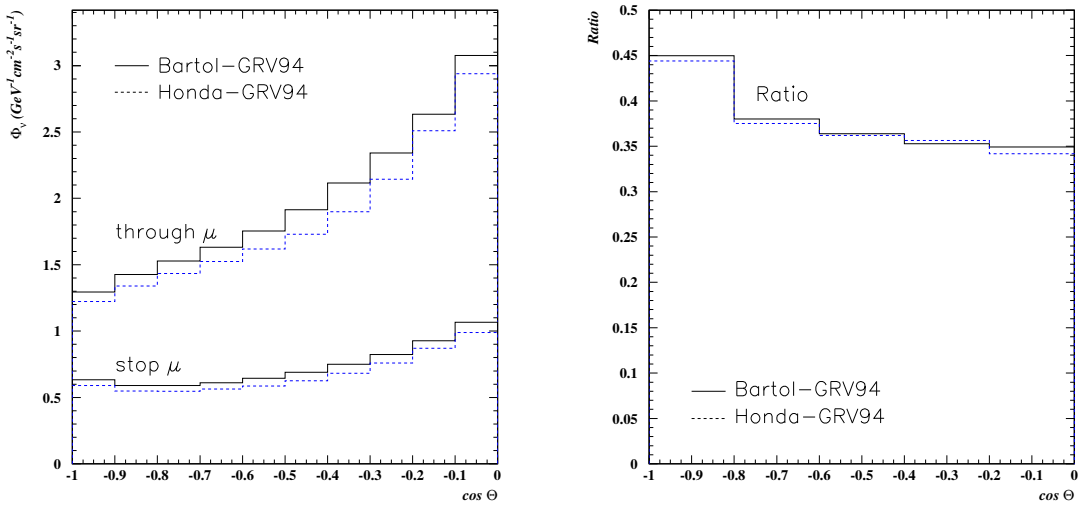


図 3.8: Bartol、Honda のモデルによるニュートリノフラックス理論期待値の天頂角分布。左図の実線は Bartol、点線は Honda を表し、上が突き抜けμ、下がストップμフラックス。右図は、上向きストップμと突き抜けμフラックスの比。実線は Bartol、点線は Honda。

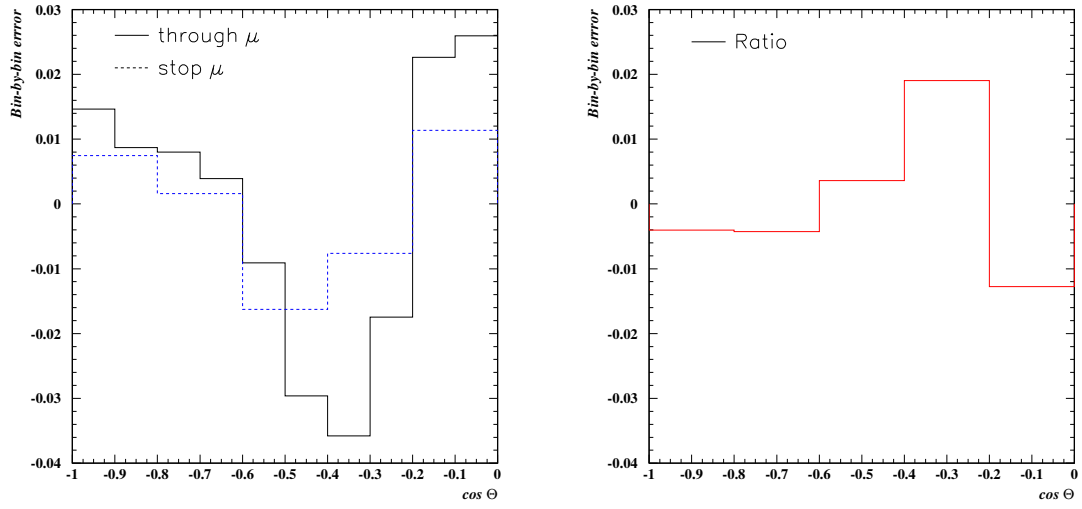


図 3.9: Bartol、Honda の違いからくる bin-by-bin エラー。左図の実線が突き抜けμ、点線がストップμ、右図が上向きストップμと突き抜けμフラックスの比の bin-by-bin エラー。それぞれ理論期待値を GRV94-Bartol で規格化したものを表した。

ニュートリノ相互作用断面積の不定性については、深非弾性散乱による不定性の寄与は互いに打ち消し合いので、quasi-elastic 散乱と 1π生成過程による不定性のみを議論する。実際にはそれぞれの断面積を 15%変化させることで誤差を見積もった。

大気ニュートリノフラックスの二つのモデル差による不定性については、図 3.8、3.9 に示した。

3.8 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表 3.1、表 3.2 ようになる。

source	theoretical uncertainty
ν flux energy dependance	~ ±20%
ν flux model dependance	
overall flux	~ ±10%
bin by bin	-4% to 3%

表 3.1: 突き抜けμ及びストップμの理論期待値の不定性。

source	theoretical uncertainty
Primary spectral index ±0.05	~ ±13%
ν flux model dependance	
overall flux	~ ±1%
bin by bin	-1% to 2%
cross section ±15%	±4%

表 3.2: ストップμ及び突き抜けμの比の理論期待値の不定性。

以上の結果、大気ニュートリノフラックスに Bartol[25]、PDF に GRV94[27] を用いて、次の上向きμ フラックスの理論予想値を得た。

$$\begin{aligned} \phi_{stop\mu} &= 0.73 \pm 0.16 \quad (\times 10^{-13} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}) \\ \phi_{thru\mu} &= 1.97 \pm 0.44 \quad (\times 10^{-13} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}) \end{aligned}$$

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

$$R_{theo} \equiv \frac{\phi_{stop\mu}}{\phi_{thru\mu}} = 0.372^{+0.049}_{-0.045}$$

となった。Honda[26]-GRV94[27] を用いると、

$$\begin{aligned}
\phi_{stop\mu} &= 0.68 \pm 0.15 \quad (\times 10^{-13} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}) \\
\phi_{thru\mu} &= 1.84 \pm 0.41 \quad (\times 10^{-13} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}) \\
\frac{\phi_{stop\mu}}{\phi_{thru\mu}} &= 0.368^{+0.049}_{-0.044}
\end{aligned}$$

となった。

第4章　イベントセレクション

スーパーカミオカンデのトリガーレートは約 10Hz である。そのうちのおよそ 80% は低エネルギーの電子、またはノイズである。宇宙線μ事象は約 2.2Hz、さらに上向きμ事象は 1 日当り約 1 イベントである。この章では解析に利用する上向き突き抜けμ事象と上向きストップμ事象についてのイベントセレクションをおこなう。

4.1　概要

スーパーカミオカンデは 1996 年 4 月に稼働を開始し、現在も稼働中である。突き抜けμ事象は 1996 年 4 月から、ストップμ事象は 1996 年 7 月から 1999 年 9 月までのデータを解析に使用した。実働時間は突き抜けμ、ストップμそれぞれ約 1074 日、1053 日である。

図 4.1 にイベントセレクションの大まかな流れを示す。

reduction に関しては、1998 年 1 月までは突き抜けμ及びストップμは独立に解析をおこなっており、reduction の過程が 1st reduction で少し異なっている。したがって、今回は 1st reduction は突き抜けμとストップμ を別々に説明する。2nd reduction ではストップμをもとに解析の過程を説明する。

また本論文は 1998 年 1 月からのアップデートであるが、スーパーカミオカンデにおいて共同研究を行っているアメリカグループによって、突き抜けμとストップμを同時に reduction が可能なように改良がなされている (Muboy[31])。

どの reduction 方法に対しても、この後に eye-scan によって上向きμ事象を選びだし、方向の再構築を行うことで、最終サンプルを得た。

4.2　1st reduction

4.2.1　ストップμ

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、全イベントの約 80%が低エネルギー事象及び水中に含まれる放射性同位元素や、測定器外部からのγ線、ノイズなどである (図 4.2)。この事象を取り除くため、1st reduction では全光量 (各事象毎に記録された内水槽のすべての PMT の光量の和) が 1000p.e. 以下のイベントを除いた。これは約 130MeV の電子のエネルギーに相当する。

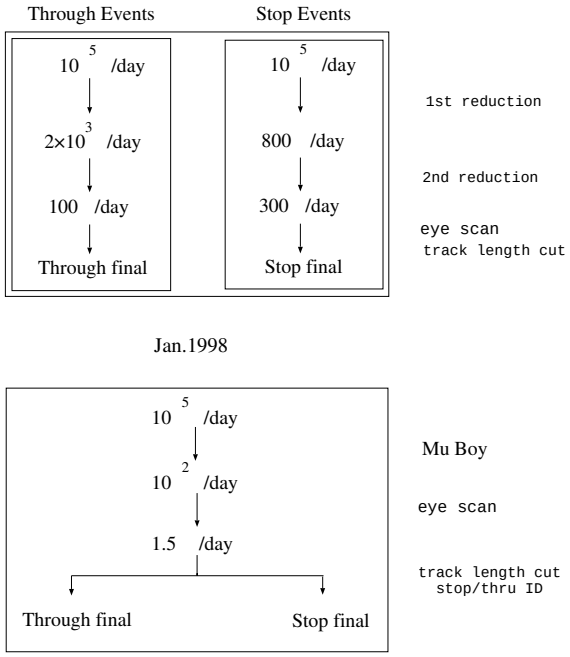


図 4.1: イベントセレクションの流れ

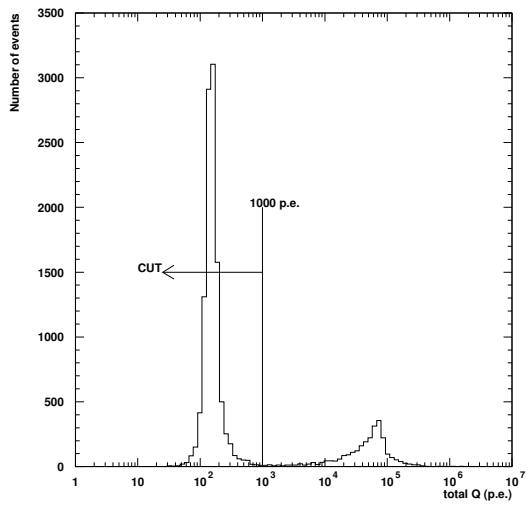


図 4.2: inner-counter の全光量の分布

Anti-counter cut

スーパーカミオカンデのμのイベントレートは約 2.2Hz である。これは主に突き抜けμ イベントと、ストップμ イベントに分けられる。この 2.2Hz のうちストップμは約 5%である。

突き抜けμ、ストップμの違いは anti-counter を突き抜けたか否かで決まる。それを判定するために 2 種類のカットを行なう。

- 時間分布によるカット
  ストップμイベントと突き抜けμイベントでは、突き抜けμイベントの方が PMT のヒットした時間分布は広めになる。これは、突き抜けμの方が入り口のみでなく出口もヒットするため、出口付近のヒット数が多くなることによるものである。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 の数を数える。次に 1nsec. ずらして 801nsec. から 901nsec. の間にある PMT を数える。これを 500 回繰返し、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時間分布の幅としている。
  こうして求めた時間分布の幅が 240nsec. 以下のイベントをを突き抜けμとして除いた。

- クラスターカット
  検出器外部で発生したμが inner-counter で観測された時、anti-counter にはμの飛跡として PMT ヒットの塊 (クラスター) が作られる。ストップμ イベントの場合 anti-counter のμ の入口付近に 1 つのクラスターが作られる。また、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 1 つずつのクラスターが作られるはずである。
  実際のクラスターの定義は次のようである。
  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。このクラスターのうち、クラスターに含まれる PMT の本数が 8 本に満たないものはクラスターとして認めなかった。また、クラスター同士の距離が 8m 以内の時にはクラスターに含まれる PMT の最大光量 (1event 中にヒットした PMT のうち最大光量を記録した PMT の光量) が小さい方のクラスターをクラスターと認めなかった。こうして作られたクラスターが 2 個以上のイベントを突き抜けμのイベントとしてこれを除いた。

検出効率

anti-counter cut によって突き抜けμイベントを 96%除くことができる。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が通過するイベントであった。また、崩壊電子を伴うことを条件にして選んだ宇宙線ストップ μイベントに対する検出効率は、時間分布によるカットで 98.6%、クラスターカットで 99.9%であった。したがって、anti-counter 全体の宇宙線ストップμに対する検出効率は 98.5%である。また、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 1.4GeV 以上のストップμイベントに対して anti-counter cut をかけたところ、検出効率は 95.9%であった。

この宇宙線ストップμイベントとモンテカルロイベントに対する検出効率の違いは、ニュート

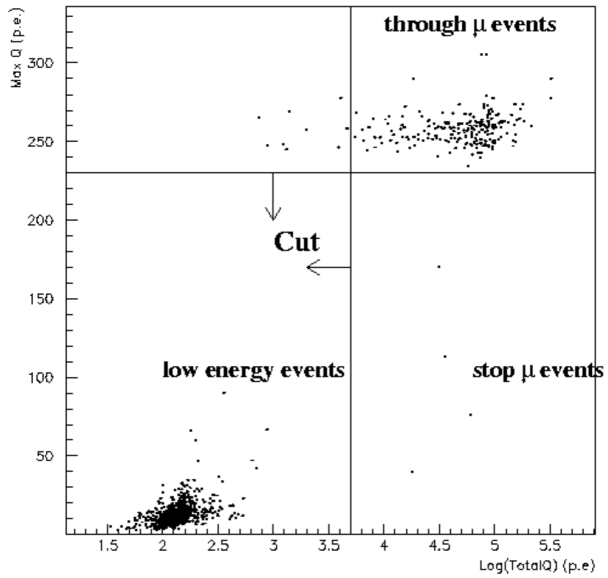


図 4.3: 全光量と突き抜けμの inner-counter の全光量と最大光量の分布

リノ起源のストップμ(この場合上向きストップμ) のその一部が anti-counter の水との反応で発生するためである。また anti-counter でニュートリノが反応すると、μと共にπなどの荷電粒子も発生し anti-counter のヒット時間分布が、μ単体と比べて広くなるためや、チェレンコフ光の光量が少なくなるため、anti-counter cut の検出効率が、宇宙線μ のときと異なってしまう。

今回はこのことをふまえ、モンテカルロシミュレーションで得られた 95.9%を採用する。

4.2.2 突き抜けμ

Total Q cut

Total Q<4866p.e.($\sim$ 2m) の cut をすることで、低エネルギーのイベントを cut してμのイベントを選びだす (図 4.3)。

Max Q cut

個々の PMT が感じる光量は、光の減衰などの効果より、PMT が光の発生点からより近い方が大きな値となる。そのため粒子が検出器の途中で止まったようなイベントは、突き抜けたものに比べてその最大光量は小さいものとなる。このことから Max Q<231p.e. の条件によって、ストップμのイベントを cut する。

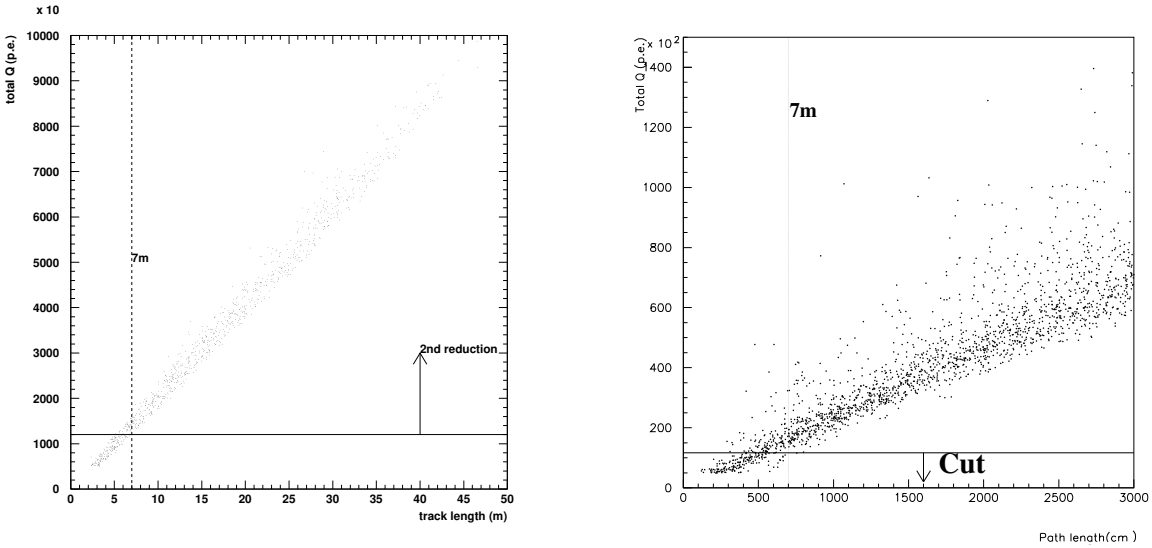


図 4.4: 全光量と上向きμの track length 上がストップμ、下が突き抜けμ。Eye scan で集めてきた宇宙線ストップμイベントに manual fit を施して得た track length である。

μの天頂角方向による cut

観測されるμのうち、ほとんどは下向きの宇宙線μイベントなので、μの天頂角方向による cut を行う。

入口として、一番早く hit した PMT を選び、出口には光量が 231p.e. 以上の PMT についてその重心の点をとる。こうしてμの初期方向を決める。そして、その方向に対し、$\cos\Theta$>0.1(5.7^o) のイベントを cut する。角度分解能が約 1.3 度なので、下方向に cut は十分である。

この 1st reduction によって、イベント数は約 1/1000(∼800event/day) となる。

4.3 2nd reduction

total Q cut

μの再構築はμの軌跡が短くなるほど困難になる。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、μのエネルギーが $1.4GeV$ 以上 ($totalQ > 12,000p.e.$: μ track length $\cong 6m$ 以上) の事象を採用した。研究者が目で選んだ宇宙線μを manual fit して得られた track length と total Q の関係は図 4.4 のようになる。

μ direction cut

スーパーカミオカンデ検出器で観測されるμ粒子は、宇宙線起源のμと大気ニュートリノ起源のμである。本研究では大気ニュートリノ起源のμを観測するため、宇宙線起源のμはバックグラウンドとなる。宇宙線起源のμは検出器に対し垂直下向きに入射するので、μの入射角度を計算機で再構築してやることより、下向きの宇宙線μを除く。

- 入射地点の決定
  μが inner-counter に入ってきた時、入口付近の PMT は他の inner-counter より早くヒットする。しかし、単純に一番早くヒットした PMT の位置を入射位置とすると PMT のダークノイズのため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 のうち最も早くヒットした PMT の位置を入口とする。

- μ方向の決定
  inner-counter に入射した瞬間のμの方向を決定するため、grid search を行なう。まずはじめに、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 serch 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 の際に使用される評価関数は、goodness と呼ばれ、μの入口、方向を正しく再構築できた時、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。

$$goodness = \frac{1}{\Sigma\frac{1}{\sigma_i^2}} \times \Sigma\frac{1}{\sigma_i^2} exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{t_i - T_i}{1.5\sigma_i}\right)^2\right] \tag{4.1}$$

  式中の和は、2.5p.e. 以上の PMT についての値である。
  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。

$$T_i = T + \frac{l_\mu}{c} + \frac{n \cdot l_{ph}}{c} \tag{4.2}$$

  光を放出した点からその光を受けとった PMT までの距離である。

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。

検出効率

モンテカルロシミュレーションで得られた上向きμを 2nd reduction にかけたところ、その検出効率は 100%であった。また、宇宙線μに 2nd reduction をかけたところ天頂角ごとに以下の結果が得られた (表 4.1)

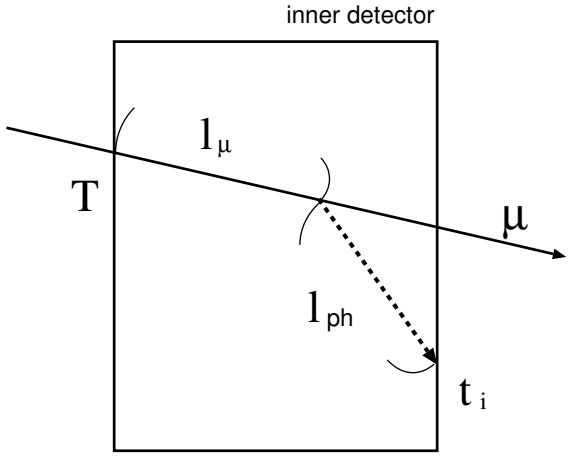


図 4.5: goodness の計算に使われる変数

$\cos\Theta$	-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 4.1: 2nd reduction の天頂角ごとの検出効率

4.4 eye-scan

2nd redction を終えたイベントの中には、track length の短い突き抜けμ (エッジμ) や、ほぼ水平方向のイベント、multi μ、制動輻射を伴ったμ が大量に含まれており、これらのイベントを μ fit によって再構築することは困難である。そこで、最後に残ってくるμを、イベントディスプレイに表示して、人による直接の判断をする必要がある。また、Inner Counter (ID) のチェレンコフリングの形状や PMT の時間情報を元に、人の判断によってμの方向を再構築し直した。

この再構築の精度をモンテカルロイベントを用いて見積もったところ、角度分解能は約 1.4 ° であった (図 4.4)。また、個人差は天頂角の差にしておよそ 0.8 ° であった (図 4.4)。また、データ、モンテカルロデータを用いて解析した結果、上向きストップμと突き抜けμがまざる確率は 1/143 程度であった。

Eye-Scan は別のグループとの double scan を行なっている。一人の scanner がイベントを落す確率は多くとも 1/100 以下なので、全体として double scan で両方とも落とす確率は $(1/100)^2$以下であると見積もられるので、無視できる。

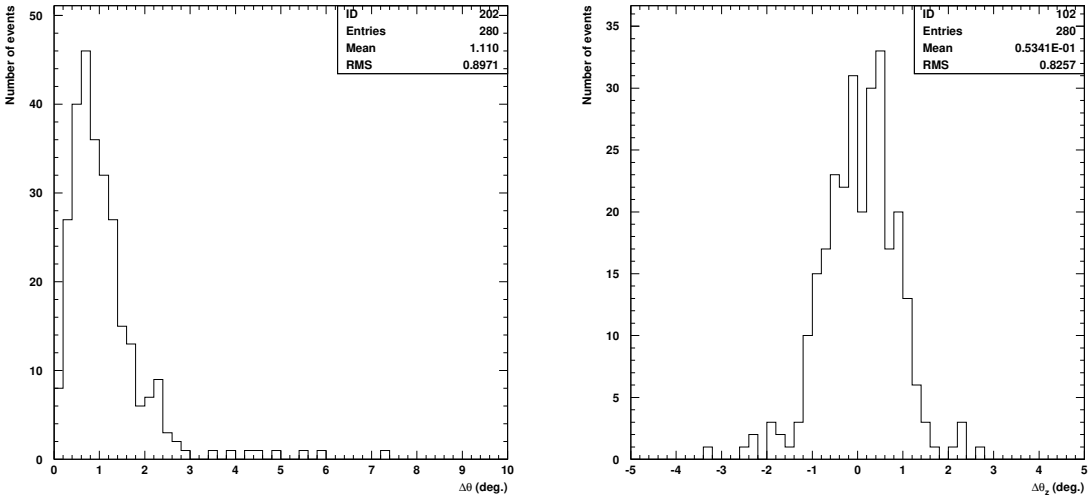


図 4.6: モンテカルロストップ$\mu(E_\mu > 1.6GeV)$イベントに対する manual reconstruction の角度分解能
左図は、manual reconstruction によって得たμの方向と、generate した方向との成す角。右図は、manual reconstruction によって得たμの天頂角と、generate した天頂角の差 ($\Theta_{gen} - \Theta_{ma}$)

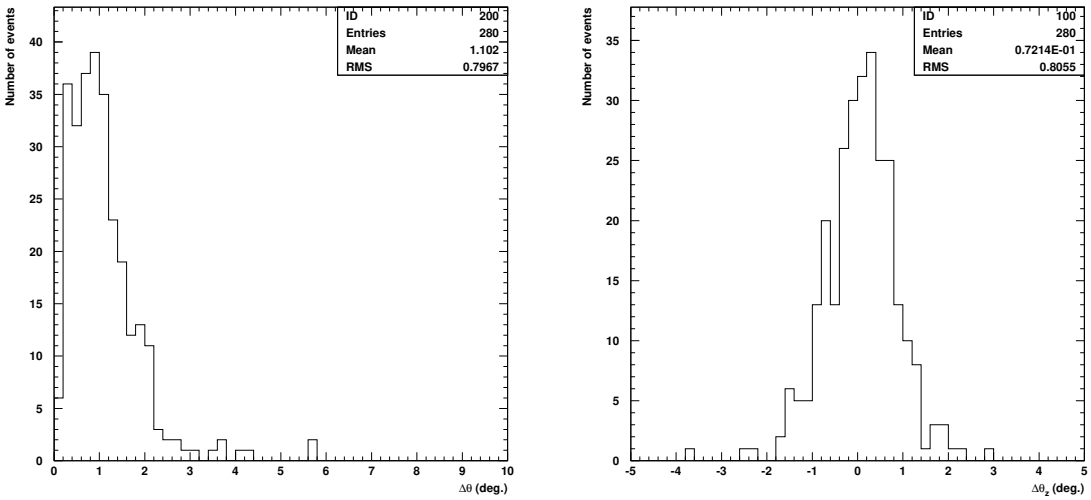


図 4.7: モンテカルロストップ$\mu(E_\mu > 1.6GeV)$イベントに対する manual reconstruction の個人差。左図は、二人の scanner の manual reconstruction により得た、それぞれのμ の方向の成す角。右図は、それぞれのμの天頂角の差。

4.5 上向きμイベント

以上のイベントセレクションで得られた最終サンプルとして、上向き突き抜けμが 1196 イベント、上向きストップμが 285 イベントを得た。その天頂角分布と方位角分布は図 4.8、図 4.9 である。また入口の分布を図 4.10 に示す。

4.6 バックグラウンド

4.6.1 宇宙線μによるしみ込みの見積もり

宇宙線μ粒子によるバックグラウンドとは、下向きのμが上向きの領域にしみ込む現象である。図 4.11 に水平μ $(0<\cos\Theta<0.1)$ を含む方位角−天頂角分布を示す。

突き抜けμ事象では、方位角ϕ=120 °、ϕ=180 °のあたりに下向きμの上向きの領域へのしみ込みがみえる。また、ストップμ事象では、方位角ϕ=120 °、ϕ=180 °、ϕ=270 °のあたりにしみ込みんでいるのがみえる。これは、図 4.12 の天頂角分布からも明らかである。この現象はスーパーカミオカンデが位置する山の厚さに関係しており、山の薄い方向からのしみ込みである。したがって方位角ϕを 山の厚い方向 (1) と、薄い方向 (2) に分ける。

つまり、図 4.13 のように、

1. 突き抜けμ：(1)ϕ<60 °,ϕ>240 °(2)60 °<ϕ<240 °
2. ストップμ：(1)ϕ<60 °,ϕ>310 °(2)60 °<ϕ<310 °

の領域に分割する。

山の薄い部分 (2) の領域にしみ込みがみられる。これは宇宙線のμの tail 部分が上向きの領域 $(\cos\Theta)$ にしみ込んでいるためである。そこでこのしみ込みの影響を、宇宙線のμの $\cos\Theta$分布が近似的に指数関数に比例すると仮定し、得られたデータに適用した (図 4.14)。その結果突き抜けμは-0.1<cos θ<0 の bin に対して 8.6±0.8 イベント、ストップμは-0.1<cos θ<0 の bin に対して 20.2±8.0 イベント、-0.2<cos θ<-0.1 の bin に対して 0.2±0.2 イベントのしみ込みを見積もった (表 4.2)。

突き抜けμ	-0.1< cos Θ <0	8.6±0.8
ストップμ	-0.1< cos Θ <0	20.2±8.0
	-0.2< cos Θ <-0.1	0.2±0.2

表 4.2: 宇宙線μによるしみ込みの見積もり

以上から、得られた突き抜けμ、及びストップμのイベント数はそれぞれ 1187.4 イベント、264.6 イベントとなる。バックグラウンドを引いた後の天頂角分布を図 4.15 に示す。

また、バックグラウンドのチェックとして、山の厚い方 (領域 1) のみを用いた天頂角分布を図 4.17 に示す。これはバックグラウンドを引いたときの結果と誤差の範囲内で一致している。

また、天頂角 $\cos\Theta$を 0.05 毎に分けたときの方位角分布を図 4.17 に示す。ストップμに関しては、この図の-0.05<cos Θ<0 の山の薄い領域には、10 イベントほどしか増加が見えない。そのためバックグラウンドが、見積もりすぎている可能性がある。しかし、図 4.17 からも分かるように、統計誤差が大きく、誤差の範囲内で一致しているため、正当な見積もりであると判断した。

4.6.2 $\nu_\mu \cdot \bar{\nu}_\mu$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。

4.6.3 $\nu_e \cdot \bar{\nu}_e$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。

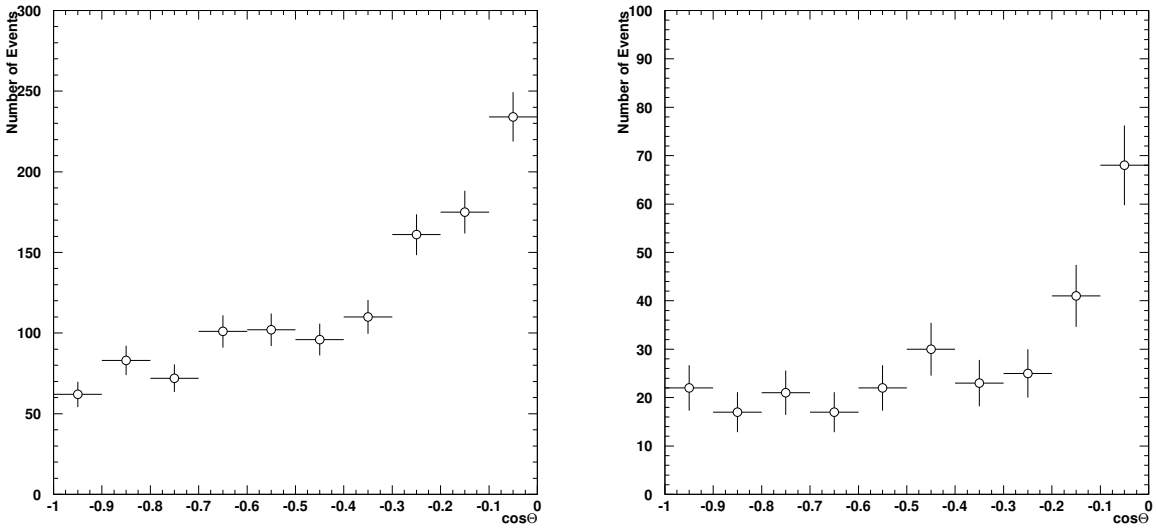


図 4.8: 上向きμ事象の天頂角 $\cos\Theta$分布。左図は突き抜けμ、右図はストップμ。

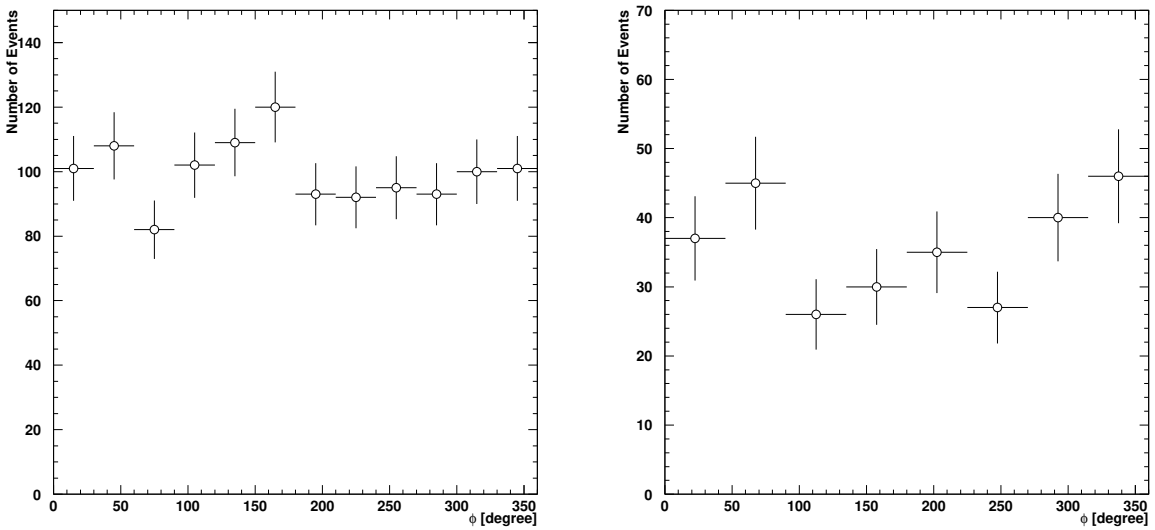


図 4.9: 上向きμ事象の方位角ϕ分布。左図は突き抜けμ、右図はストップμ。

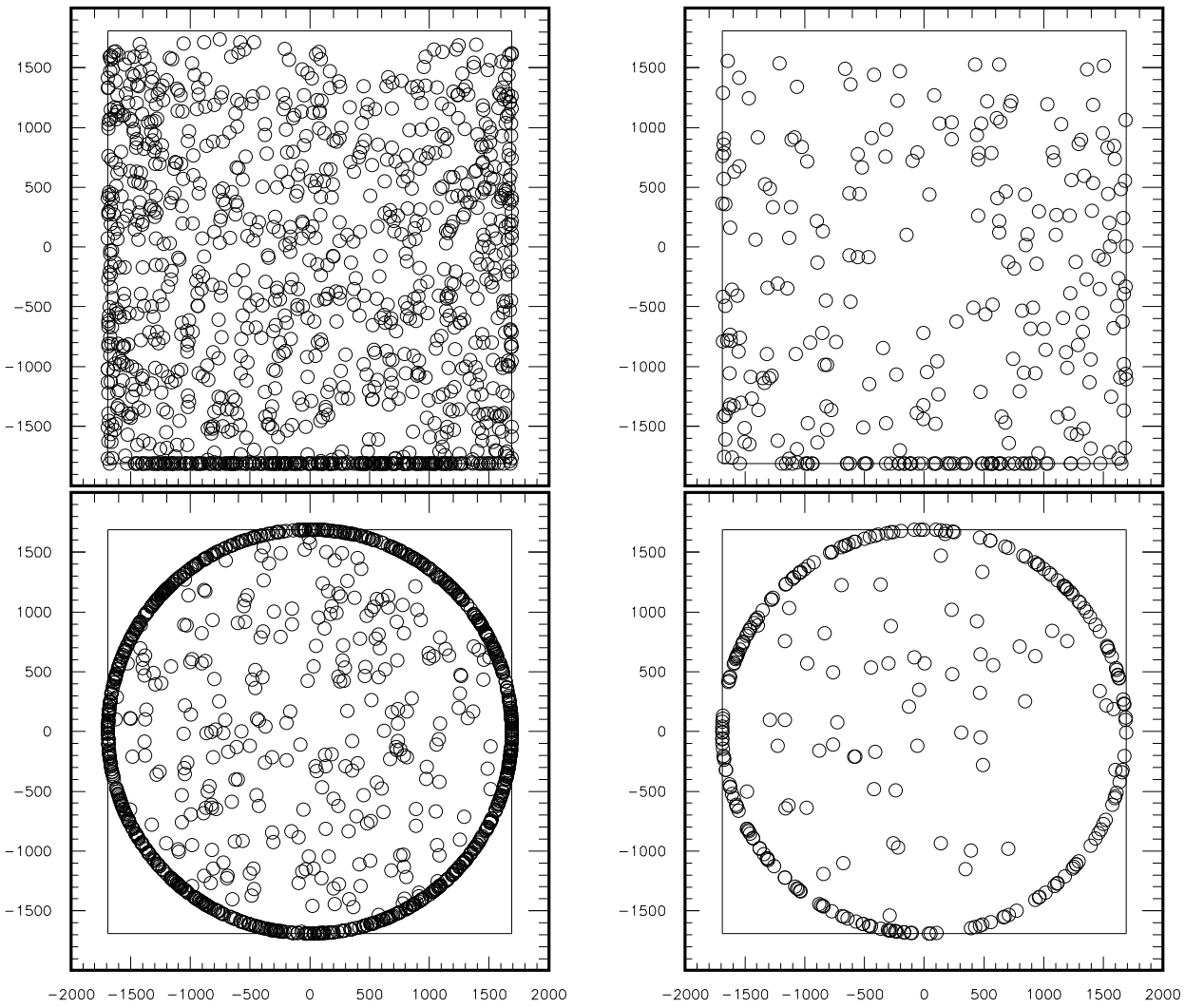


図 4.10: 上向きμ事象の入口の分布。上図が x-y 平面、下図が y-z 平面で投影した図。左図は突き抜けμ、右図はストップμ。x-y 平面上に関しては一様に分布している。y-z 平面に関しては上の方のイベントが少ないのは上向きμイベントのためである。

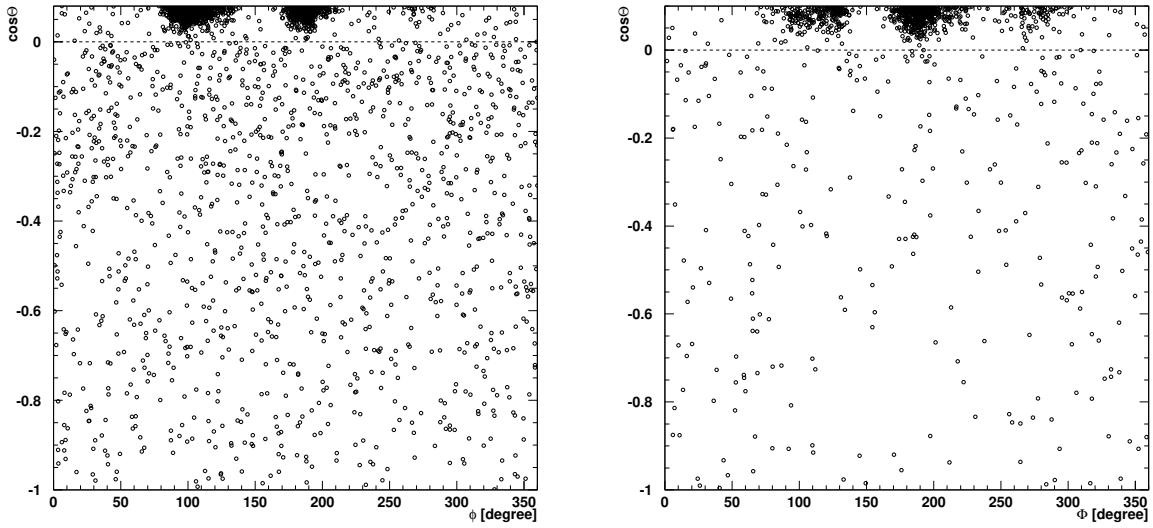


図 4.11: 上向きμの天頂角と方位角の分布。左図は突き抜けμ、右図はストップμ。横軸のϕは方位角、縦軸のΘは天頂角を表す。山の薄い方向 ($\phi = 120°$ と$\phi = 180°$) に下向きの宇宙線μの塊が見られる。ストップμでは$\phi = 270°$にも塊が見られる。

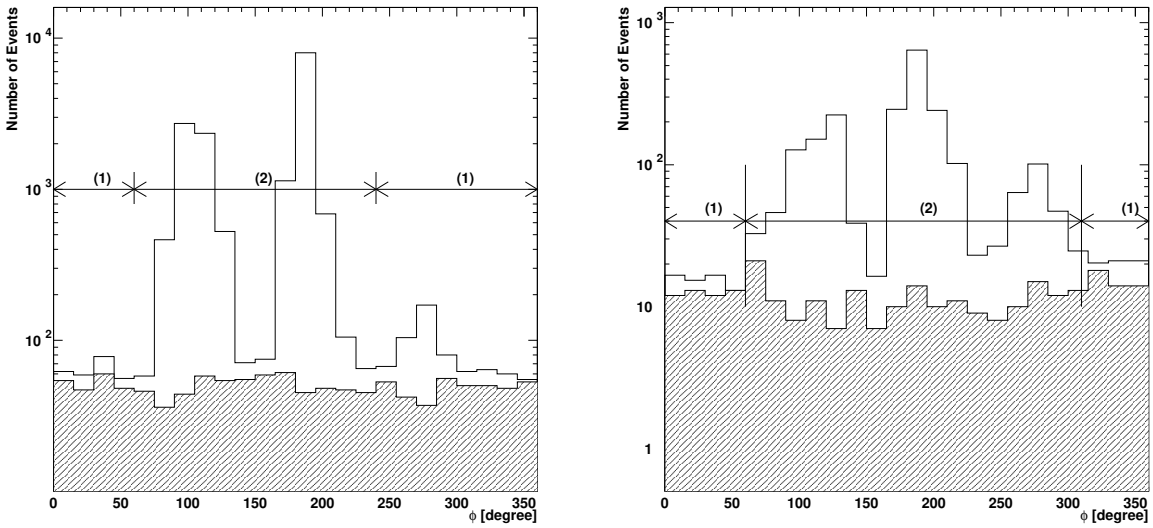


図 4.12: 上向きμの天頂角分布。左図は突き抜けμ、右図はストップμ。(1) は山の厚い方向、(2) は山の薄い方向の分布。白抜きが $0<\cos\Theta<0.1$ の分布、斜線が $\cos\Theta<0$ の分布。山の薄い方向からの分布にしみ込みがみられる。

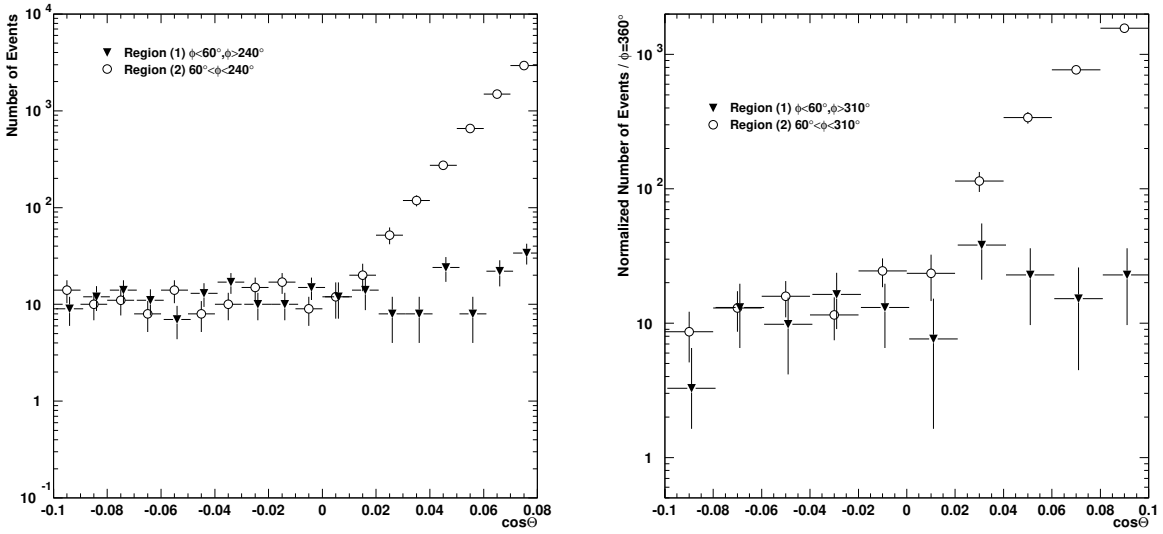


図 4.13: 水平方向付近の方位角分布。$0<\cos\Theta<0.1$ に拡大してある。左図は突き抜けμ、右図はストップμ。(1) は山の厚い方向からの領域、(2) は山の薄い方向からの領域。白抜きが山の厚い方向からのμ、斜線が山の薄い方向からのμ。ストップμ事象は 360^oで Normalize してある。

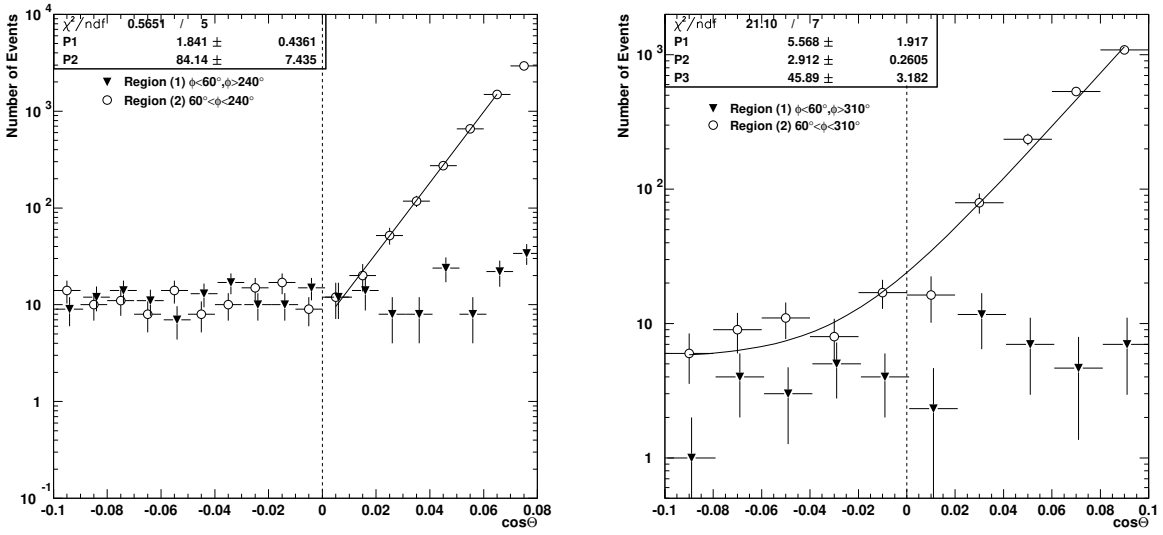


図 4.14: 水平方向付近の方位角分布。$0<\cos\Theta<0.1$ に拡大してある。左図は突き抜けμ、右図はストップμ。領域 (2) の山の薄い方向からの下向きμイベントを fit させて、上向きμのしみ込みを見積もった。

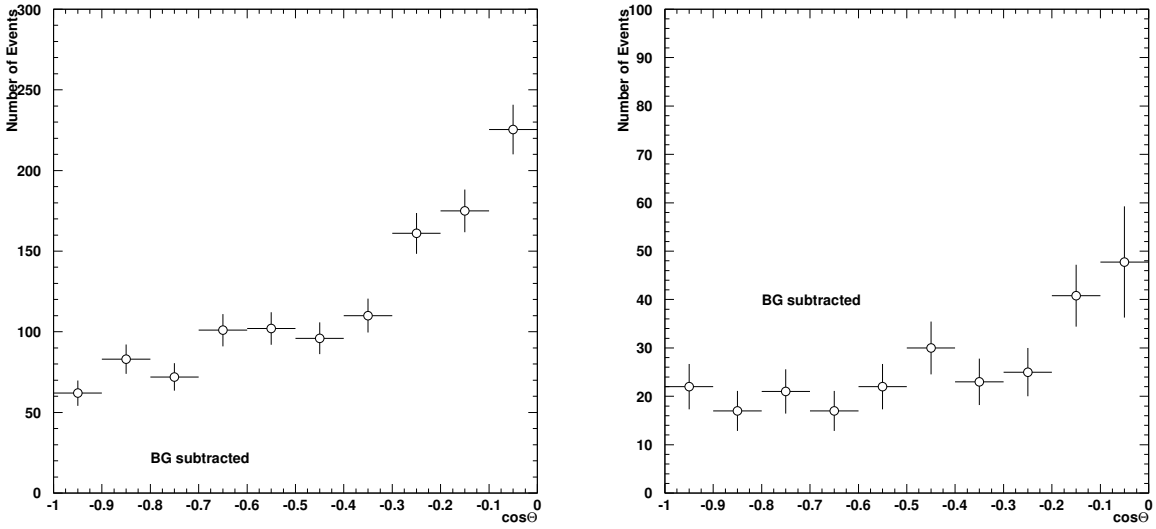


図 4.15: バックグラウンドを引いた後の上向きμの方位角分布。左図は突き抜けμ、右図はストップμ。

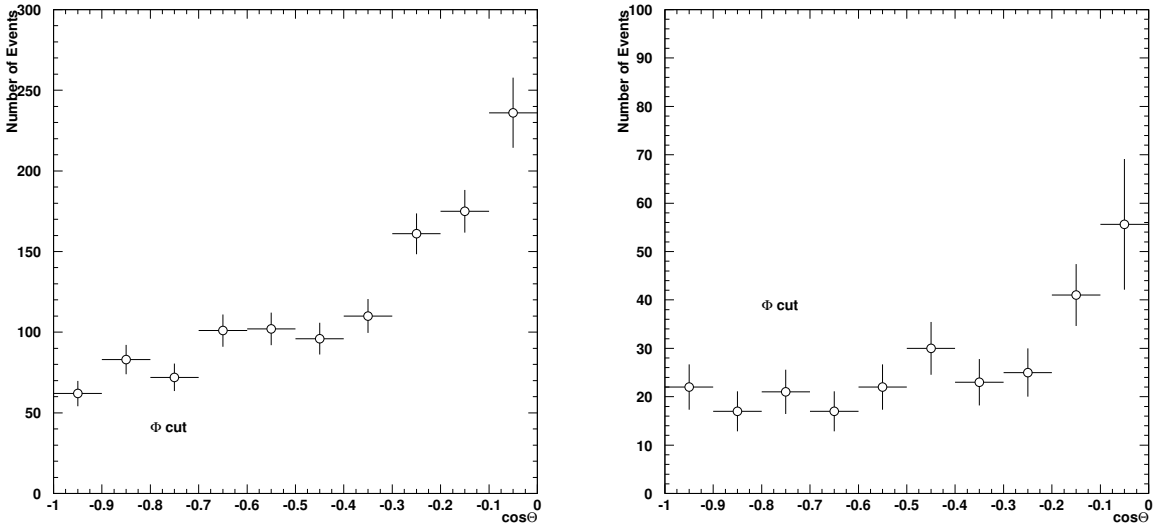


図 4.16: 山の厚い方向 (領域 1) からの上向きμ事象のみを用いた方位角分布。左図は突き抜けμ、右図はストップμ。

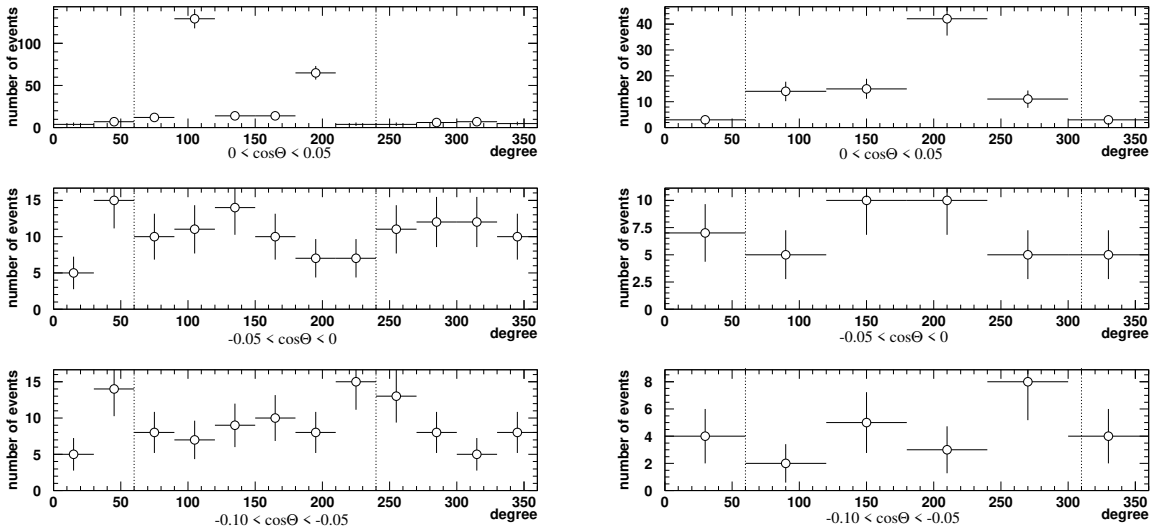


図 4.17: 天頂角 $\cos\Theta$を 0.05 毎に分けたときの方位角分布。上から $0<\cos\Theta<0.05$、$-0.05<\cos\Theta<0$、$-0.1<\cos\Theta<-0.05$。左図は突き抜けμ、右図はストップμ。下向きの宇宙線μによる上向き領域へのしみ込みは、統計誤差のためどちらとも言えない。

第5章　観測された上向きμ のフラックス

5.1　実働時間

検出器の実働時間T_{live}は、次式で計算される。

$$T_{live} = T_{run} - T_{inneroff} - T_{outeroff} - T_{pedestal} - T_{dead} \tag{5.1}$$

ここで、T_{run}は全体の稼働時間、$T_{inneroff}$は内水槽のみ機能しなかった時間、$T_{inneroff}$は外水槽のみ機能しなかった時間、$T_{pedestal}$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。

こうして得られた実働時間はストップμが 1053 日、突き抜けμが 1074 日となった。

5.2　有感面積

フラックスを計算するためには、上向きμが検出器にどれくらい入射できるかの面積が必要となる。スーパーカミオカンデは円筒形をしているため、入射角度の違いによって検出できる面積は異なる。また、入射可能であっても検出器の奥行きが 7m に達せず、7m 以上の track length をもつ上向きμを検出できない領域が存在する。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。(図 5.1)

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 5.2 に示す。

5.3　上向き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。

$$\Phi_{obs} = \frac{1}{2\pi T_{live}} \times \sum_j \frac{1}{\epsilon(\theta_j) S(\theta_j)} \tag{5.2}$$

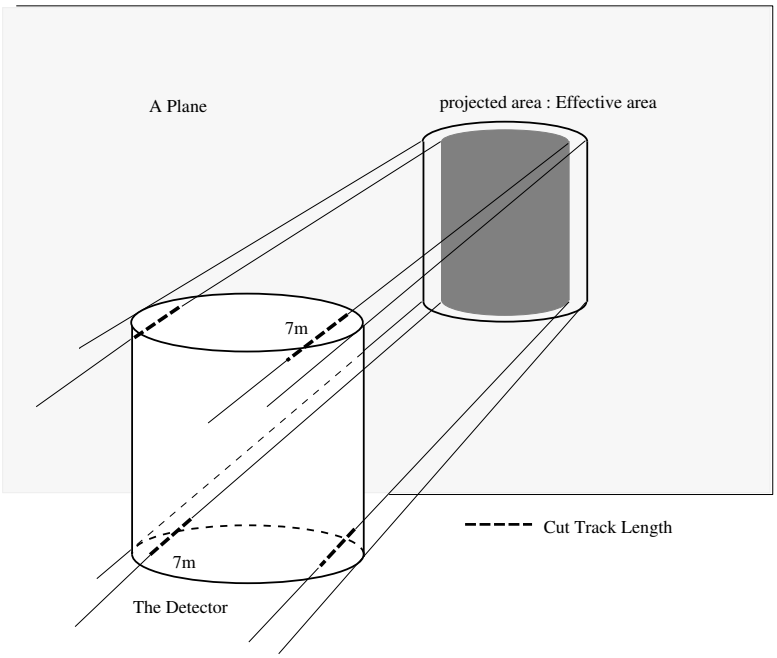


図 5.1: 有感領域

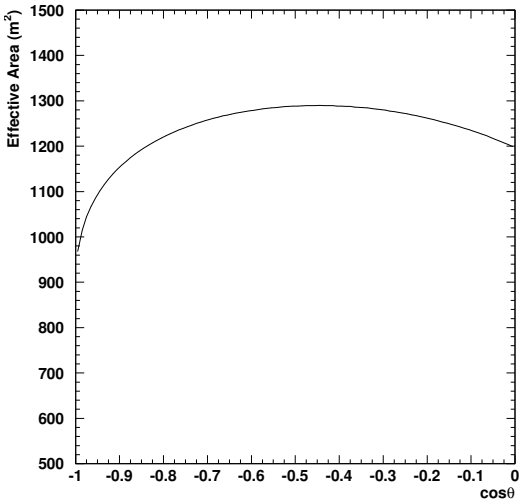


図 5.2: 7m 以上の track length に対する有感面積

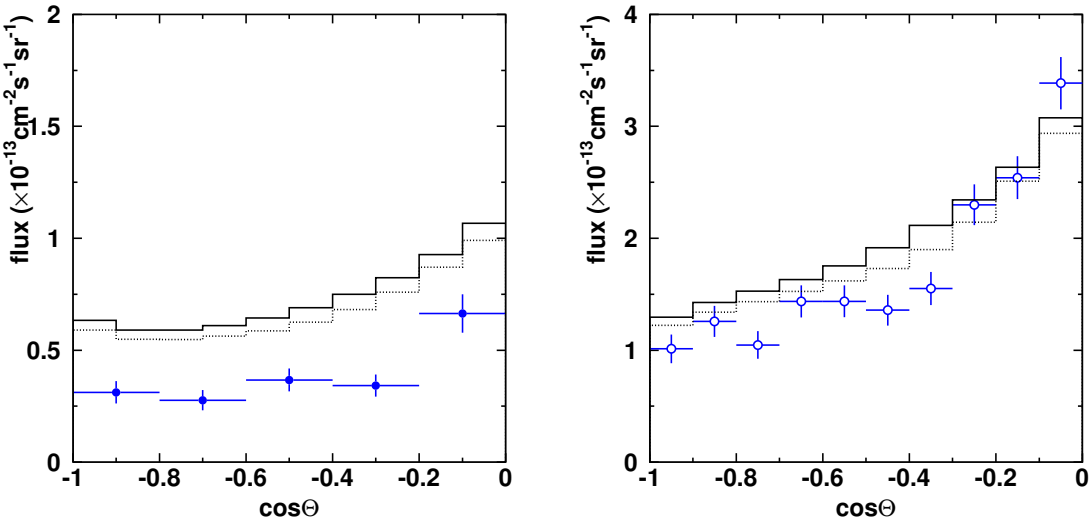


図 5.3: 観測された上向きストップμ フラックスの。左図がストップμ、右図は突き抜けμ。histogram は期待値の分布。実線と点線はそれぞれ Bartol と Honda による期待値。plot には、統計誤差と系統誤差をつけた。期待値にはおよそ 22%の Normalization 不定性がある。

ここで、和は観測されたすべての上向きμ 事象についてとり、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及び突き抜けμフラックスの観測値を求めると、

$$\Phi_{stop\mu} = \quad 0.392 \quad \pm 0.026(stat.) \times 10^{-13}(cm^{-2}s^{-1}sr^{-1})$$
$$\Phi_{thru\mu} = \quad 1.732 \quad \pm 0.051(stat.) \times 10^{-13}(cm^{-2}s^{-1}sr^{-1})$$

となり、その天頂角分布は図 5.3 のようになる。

また今までの他の実験では、検出器に依存したϕ_{thru}のみを発表しているので、理論と直接には比較することができなかったが、スーパーカミオカンデではこの 2 つのフラックスの和をとることによって、検出器の形状によらない $E_\mu \geq 1.6$GeV の上向きμ フラックスを得ることができる。

$$\phi_\mu(E_\mu \geq 1.6GeV) = 2.125 \pm 0.057(stat.) \times 10^{-13}(cm^{-2}s^{-1}sr^{-1})$$

その観測値と期待値の天頂角分布を、図 5.4 に示す。

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、期待値の大気ニュートリノフラックスの不定性とニュートリノ相互作用断面積の不定性をキャンセルすることができる。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、

$$\phi_{stop\mu}/\phi_{thru\mu} = 0.226 \pm 0.016(stat.)$$

となり、その天頂角分布は、図 5.5 のようになる。

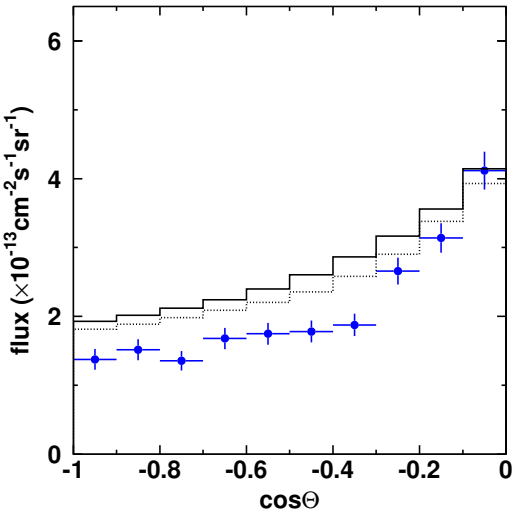


図 5.4: 観測された E_μ ≥1.6GeV の上向きμ フラックス。histogram は、期待値の分布。実線と点線はそれぞれ Bartol と Honda による期待値。期待値にはおよそ 22%の Normalization 不定性がある。

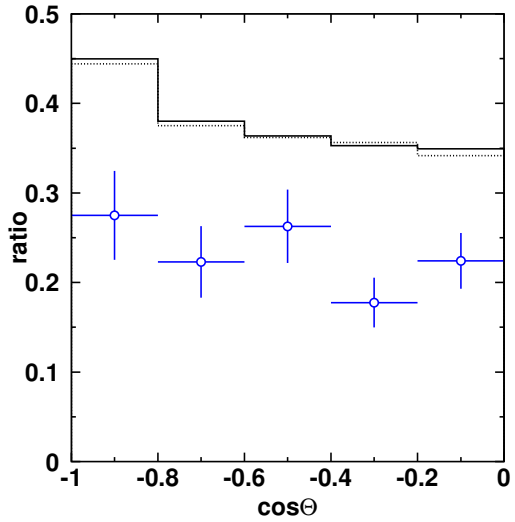


図 5.5: 観測された E_μ ≥1.6GeV の上向きストップμ フラックスと上向き突き抜けμ フラックスの比。plot には、統計誤差と系統誤差をつけた。histogram は、期待値の分布。実線と点線はそれぞれ Bartol と Honda による期待値。期待値には絶対値でおよそ 14%の不定性がある。

5.4 系統誤差

系統誤差として、大きく関わってくるものとして、7 m track length cut、実働時間、検出効率、バックグラウンドからくる不定性がある。

また、ストップμと突き抜けμの比に関しては、ストップと突き抜けのカテゴリーを誤ることによる影響を見積もった。

以上の系統誤差を以下にまとめた (表 5.1、表 5.2、表 5.3) 。

source	syst. error
7m track length cut	±0.5%
Live time	±0.1%
Effective area	±0.3%

cos Θ	-0.95	-0.85	-0.75	-0.65	-0.55	-0.45	-0.35	-0.25	-0.15	-0.05
through	0.0015	0.0010	0.0000	0.0000	0.0030	0.0000	0.0035	0.0055	0.0035	0.0120

表 5.1: 突き抜けμの系統誤差。下は検出効率の bin-by-bin 系統誤差

source	syst. error of flux
7m track length cut	±4.9%
Live time	±1.0%

cos Θ	-0.9	-0.7	-0.5	-0.3	-0.1
stop	0.003	0.008	0.003	0.003	0.016

表 5.2: ストップμの系統誤差。下は検出効率の bin-by-bin 系統誤差

source	syst. error of flux
7m track length cut	±4.9%
Live time	±1.0%
stop/thru miss ID	±1.0%

表 5.3: ストップμ/突き抜けμ 比の系統誤差。

5.5 まとめ

すべての誤差を含めた観測されたフラックスは、

$$\begin{aligned}
\phi_{stop\mu} &= 0.392 \pm 0.026(stat.)^{+0.020}_{-0.018}(syst.) \times 10^{-13}(cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}) \\
\phi_{thru\mu} &= 1.732 \pm 0.051(stat.) \pm 0.020(syst.) \times 10^{-13}(cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}) \\
R_obs &\equiv \phi_{stop\mu}/\phi_{thru\mu} \\
&= 0.226 \pm 0.016(stat.)^{+0.012}_{-0.010}(syst.)
\end{aligned}$$

となった。

第6章　ニュートリノ振動解析

期待される上向きμフラックスと観測された上向きμフラックスは3章と5章で述べた。この章では、ニュートリノ振動を仮定したときの検証をおこなう。

6.1　ニュートリノ振動

1.4で述べたように、ニュートリノ振動によってν_μが保存している確率は、

$$P(\nu_\mu \to \nu_\mu) = |\langle \nu_\mu | \nu(t) \rangle|^2 = 1 - \sin^2 2\theta_v \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m^2 (eV^2) L(km)}{p_\nu (GeV/c)} \right) \tag{6.1}$$

で表される。距離L(km)は天頂角Θの関数であるから、例えばΔm^2=$3\times10^{-2}(eV^2)$、$\sin^2 2\theta_v$=1とすると、フラックスの天頂角分布は図6.1のように変化する。

ニュートリノ振動を仮定していないときのフラックスと、仮定したときのフラックス(図6.1)との違いは、突き抜けμ事象では、上向きの角度が大きく(距離Lが大きく)なるにつれて、振動のためにμの減少量が大きくなっていく。またストップμ事象でも、角度の大きいところでは、振動されて減少するが、エネルギー領域が突き抜けμ事象よりも低いため、小さい角度まで振動の影響を受けて、結果として水平近くのbinだけ振動が見えなくなる。

6.2　上向きストップμ/突き抜けμフラックス比の比較

期待される上向きμフラックスと観測された上向きμフラックスの絶対値を表6.1に示す。

ストップμの親ニュートリノのエネルギーは約10GeVであり、multi-GeVと同じ領域である。したがって、multi-GeVのcontained事象でμの減少が見られるのであれば、ストップμ事象でも

	Observation flux ($\times10^{-13} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}$)	Expected flux ($\times10^{-13} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}$)
thru	1.732 ± 0.051(stat.) ± 0.020(syst.)	1.972 ± 0.44(theo.) [Bartol-GRV94]
stop	0.392 ± 0.026(stat.) $^{+0.020}_{-0.018}$(syst.)	0.732 ± 0.16(theo.) [Bartol-GRV94]
Ratio	0.227 ± 0.016(stat.)$^{+0.012}_{-0.010}$ (syst.)	$0.372\ ^{+0.049}_{-0.045}$(theo.) [Bartol-GRV94]

表6.1: 期待される上向きμフラックスと観測された上向きμフラックスの絶対値

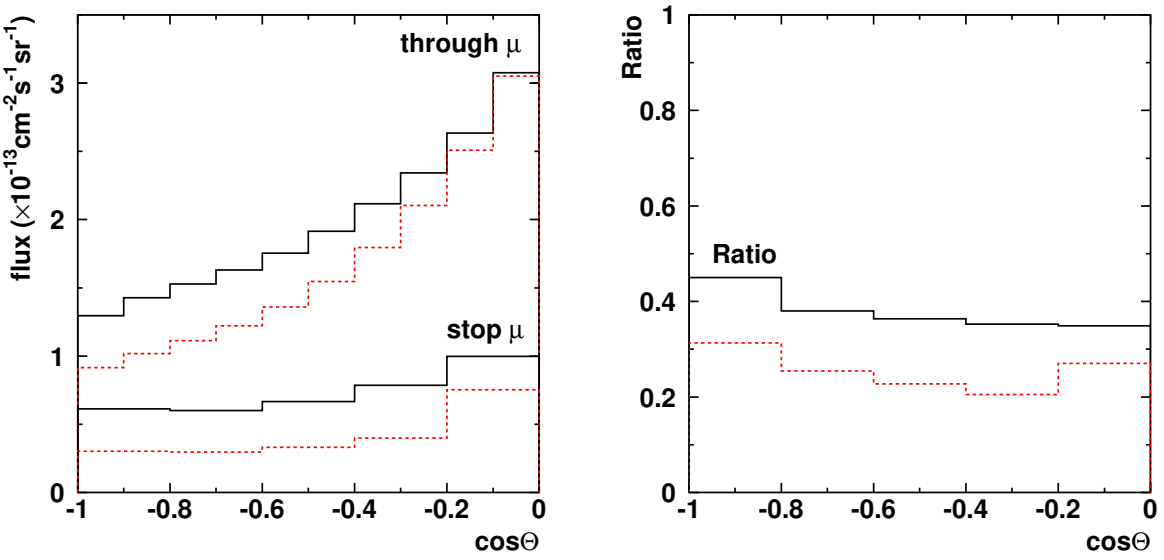


図 6.1: 左図は、期待される上向きμフラックス (実線) とニュートリノ振動を仮定したときのフラックス (点線)。ニュートリノ振動の値は $(\Delta m^2,\sin^2 2\theta) = (3\times10^{-2}\mathrm{ev}^2,1.0)$。Normalize はしていない。右図は左図のストップ/突き抜けの比。フラックスには Bartol を用いた。

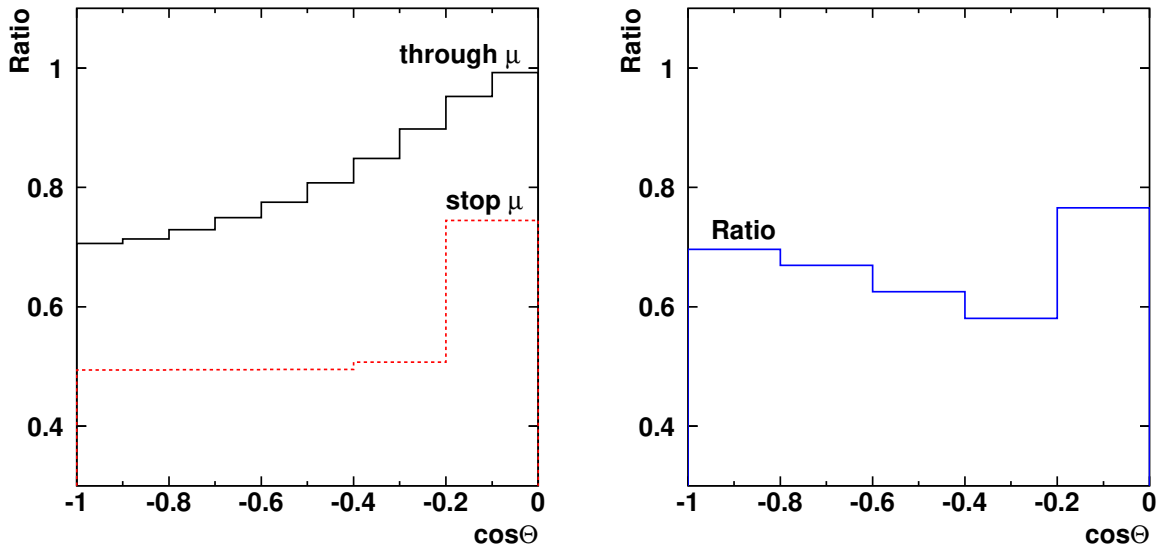


図 6.2: 左図は期待値をニュートリノ振動を仮定したときの期待値で割った比。$(\Delta m^2,\sin^2 2\theta) = (3\times10^{-2}\mathrm{ev}^2,1.0)$。右図は左図のストップ/突き抜けの比。フラックスには Bartol を用いた。

同じく減っているはずである。表 6.1 にあるように、観測されたフラックスに対する期待値の比は突き抜けμで 0.88、ストップμ事象が 0.536 である。しかし、期待されるフラックスには約 22%の誤差が含まれているため、絶対値で比較した場合、有意に異なるとは言えない。

そこで、ストップμフラックスと突き抜けμフラックスとの比、$\mathcal{R}=\frac{\Phi^{stop}}{\Phi^{thru}}$ をとる。そうすることによって、ニュートリノのフラックスの normaization やニュートリノの相互作用断面積の大きな不定性をキャンセルすることができる。その結果、

$$\begin{aligned} R_{obs} &= 0.227 \pm 0.016(stat.)^{+0.0012}_{-0.010}(syst.) \\ R_{theo} &= 0.372^{+0.049}_{-0.045}(Bartol - GRV94) \end{aligned}$$

となり、観測値は理論期待値を 2.95σ レベルで棄却される結果となった。

6.3 Normalization による天頂角分布比較

今回の実験では、図 5.3 にあるように、得られるフラックスを絶対値だけでなく、各天頂角ごとに分けることができる。したがって絶対値との議論とは別に、天頂角分布の違いから議論することができる。

絶対値に対する誤差 ($\sim$22%) を考慮せず、理論期待値の実験値に対する normalization factor αを導入して、χ^2を次のように定義する。

$$\chi^2_{thru} = \sum_{i=1}^{10} \left(\frac{\left(\frac{d\Phi}{d\Omega}\right)^{thru,i}_{obs} - (1+\alpha_\mu)\left(\frac{d\Phi}{d\Omega}\right)^{thru,i}_{theo}}{\sqrt{(\sigma^{thru,i}_{stat})^2 + (\sigma^{thru,i}_{sys})^2}} \right)^2$$

ここで$\left(\frac{d\Phi}{d\Omega}\right)^{thru,i}_{obs}$、$\left(\frac{d\Phi}{d\Omega}\right)^{thru,i}_{theo}$ はそれぞれ観測された i bin 目のフラックス、及び期待される i bin 目のフラックス。$\sigma^{thru,i}_{stat}$、$\sigma^{thru,i}_{sys}$が i bin 目の統計および系統誤差である。こうしてχ^2を最小にする Normalization factor αを求めた結果、$\alpha = -0.14$ で最小となりχ^2=24.88(自由度 9) となった。確率は 3.1×10^{-3}で、Null Oscillation では説明できない。その結果を図 6.3 に表す。

またストップμに対しても同様に、

$$\chi^2_{stop} = \sum_{i=1}^{5} \left(\frac{\left(\frac{d\Phi}{d\Omega}\right)^{stop,i}_{obs} - (1+\alpha_\mu)\left(\frac{d\Phi}{d\Omega}\right)^{stop,i}_{theo}}{\sqrt{(\sigma^{stop,i}_{stat})^2 + (\sigma^{stop,i}_{sys})^2}} \right)^2$$

と定義する。この時のχ^2の最小値は、$\alpha = -0.49$ で$\chi^2_{min} = 5.38$(自由度 4) となった。確率は 0.25 となり、統計誤差が大きいため Null Oscillation と一致する結果となった。その結果を図 6.4 に表す。

また 2 つの結果を表 6.2 にまとめる。

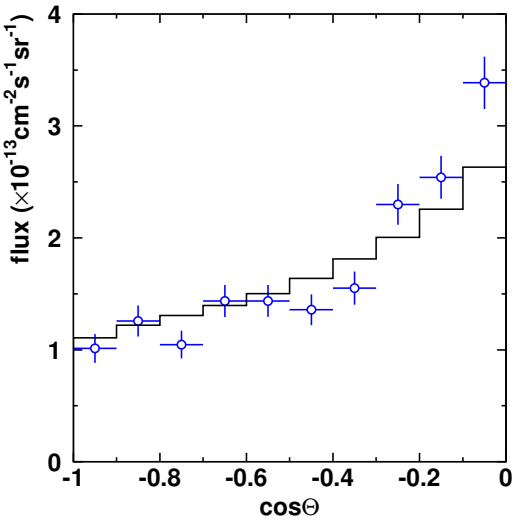


図 6.3: 観測された E_μ>1.6GeV の上向き突き抜けμ フラックスと期待されるフラックス。histogram は、$\alpha = -0.14$ で期待値の分布を Nomalize した。$\chi^2_{min}/dof = 24.88/9$

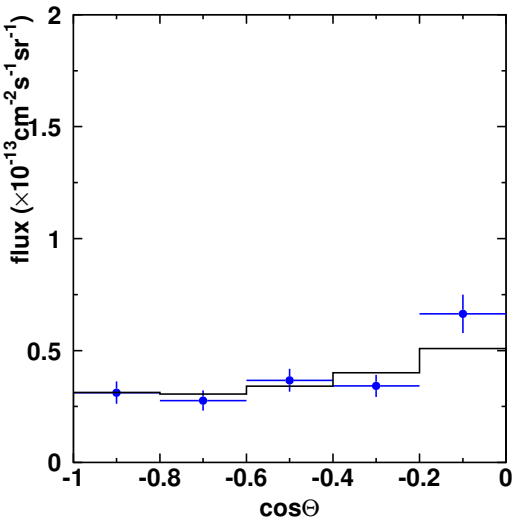


図 6.4: 観測された E_μ>1.6GeV の上向きストップμ フラックスと期待されるフラックス。histogram は、$\alpha = -0.49$ で期待値の分布を Nomalize した。$\chi^2_{min}/dof = 5.38/4$

	α_μ	χ^2_{min}/dof	probability
thru (10 bin)	-0.14	24.88 / 9	3.1×10^{-3}
stop (5 bin)	-0.49	5.38 / 4	0.25

表 6.2: Normalization パラメータ と χ^2_{min}/dof

6.4 ニュートリノ振動解析

ニュートリノ振動とは、式 1.16 で表されるように、ある混合角 $\sin^2 2\theta$ とニュートリノ質量差 Δm^2 の下で、距離 $L(\mathrm{km})$ の間に遷移する確率である。したがって上向き μ イベントでは-1<cos Θ<0 の範囲でニュートリノ振動の検証を行うことができる。

6.4.1 突き抜け μ におけるニュートリノ振動解析

ニュートリノ振動のパラメーター Δm^2 と $\sin^2 2\theta$ の様々な値について期待されるフラックス $\left(\frac{d\Phi}{d\Omega}\right)^{thru}_{theo}$ を用いて、観測されたフラックスとの比較を行う。

期待されるフラックスには絶対値として約 22% の誤差 σ_α を考慮して、χ^2 を次のように定義する。

$$\chi^2_{thru} = \sum_{i=1}^{10} \left(\frac{\left(\frac{d\Phi}{d\Omega}\right)^{thru,i}_{obs} - (1+\alpha)\left(\frac{d\Phi}{d\Omega}\right)^{thru,i}_{theo}}{\sqrt{(\sigma^{thru,i}_{stat})^2 + (\sigma^{thru,i}_{sys})^2}} \right)^2 + \left(\frac{\alpha}{\sigma_\alpha}\right)^2$$

こうして、この χ^2_{thru} の最小値を、$10^{-4}<\Delta m^2<1$、-1<$\sin^2 2\theta$<0 の範囲でニュートリノ振動のパラメータの Δm^2-$\sin^2 2\theta$ 平面で求めた。

信頼度は、68%、90%、99% を

$$\Delta\chi^2 = \chi^2(\Delta m^2, \sin^2 2\theta) - \chi^2_{min}$$

と定義した $\Delta\chi^2$ がそれぞれ 2.3、4.6、9.2 を越えない領域を許容領域とする。これを図 6.5 に表す。

$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ 振動を仮定すると、χ^2 が最小値 $(\chi^2_{min}/d.o.f = 10.25/8)$ をとるとき、$(\Delta m^2, sin^2 2\theta) = (1.28\times10^{-2}\mathrm{eV}^2, 0.768)$、$\alpha$=0.127 となった。ニュートリノ振動を仮定したときの確率は 0.25 である。

また、$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ 振動を仮定しなかった場合、$\chi^2_{null} = 10.25$ (自由度 8) となり、統計のふらつきから起因する確率は 4.8×10^{-3} である。

6.4.2 ストップ μ と突き抜け μ との比におけるニュートリノ振動解析

ストップ μ フラックスと突き抜け μ フラックスとの比、$\mathcal{R}=\frac{\Phi^{stop}}{\Phi^{thru}}$ を導入し、ニュートリノ振動を検証する。

突き抜け μ の場合と同様に、χ^2 を

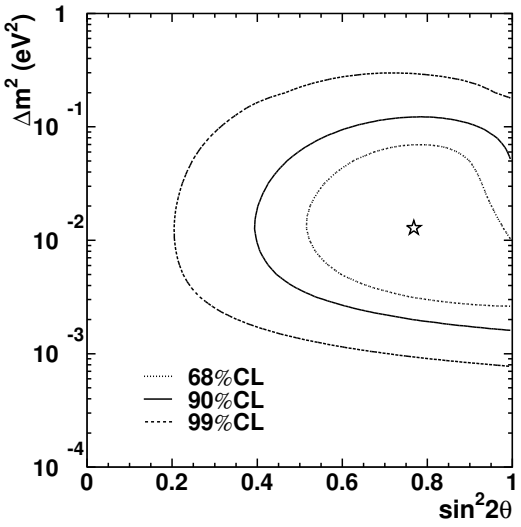


図 6.5: 上向き突き抜けμのΔm^2-$\sin^2 2\theta$平面における許容領域。それぞれ信頼度が68%、90%、99%の領域。$\star$は Best Fit で$(\Delta m^2, \sin^2 2\theta) = (1.28\times10^{-2}\mathrm{eV}^2, 0.768)$

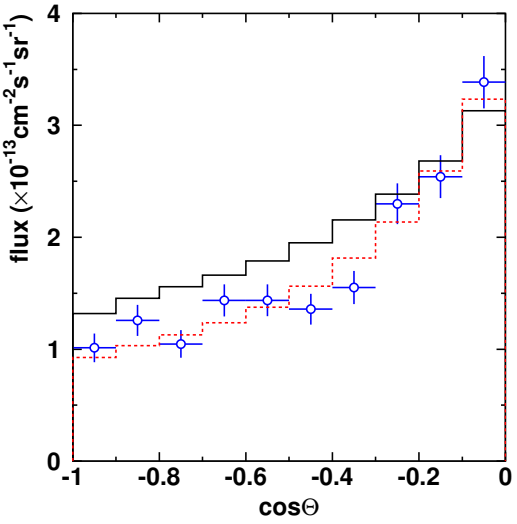


図 6.6: 上向き突き抜けμフラックスの天頂角分布。ヒストグラムは$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$振動パラメータが Best Fit の値、$\alpha$=0.127 の場合に期待されるフラックス分布。

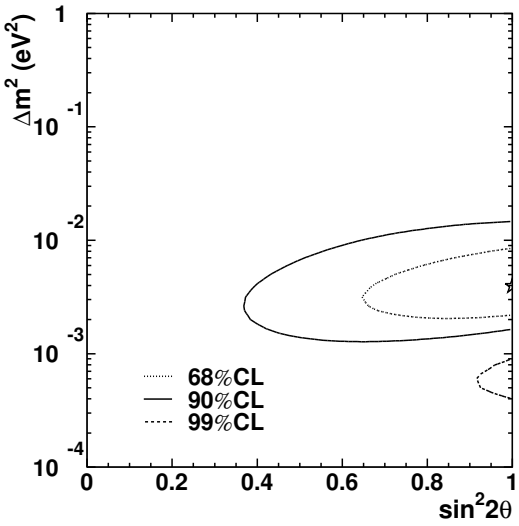


図 6.7: 上向き突き抜けμフラックスとストップμフラックスとの比の$\Delta m^2 \leftrightarrow sin^2 2\theta$平面における許容領域。それぞれ信頼度が 68%、90%、99%の領域。$\star$は Best Fit $(\Delta m^2, \sin^2 2\theta) = (3.95\times10^{-3}\mathrm{eV}^2, 1.00)$

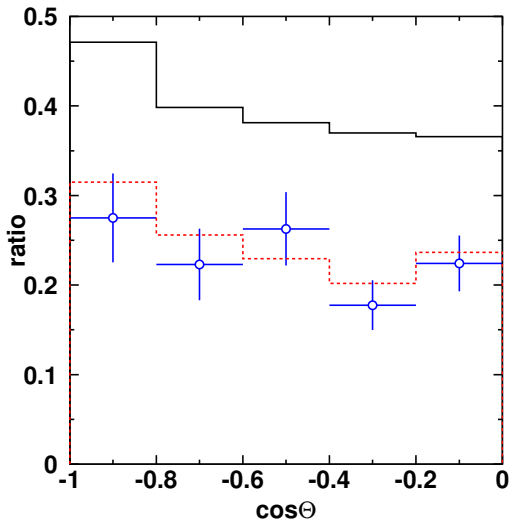


図 6.8: 上向き突き抜けμフラックスとストップμフラックスとの比の天頂角分布。ヒストグラムは$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$振動パラメータが Best fit の値、$\beta$=-0.095 の場合に期待されるフラックスの比分布。

$$\chi^2_{ratio} = \sum_{i=1}^{5} \left(\frac{\mathcal{R}^i_{obs} - (1+\beta)\mathcal{R}^i_{theo}(\Delta m^2 - \sin^2 2\theta)}{\sqrt{(\sigma^i_{\mathcal{R},stat})^2 + (\sigma^i_{\mathcal{R},sys})^2}} \right)^2 + \left(\frac{\beta}{\sigma_\beta} \right)^2$$

のように定義する。図6.7に$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$振動を仮定したときのニュートリノ振動パラメーター $(\Delta m^2, \sin^2 2\theta)$ の平面上での振る舞いを表す。

$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$振動を仮定すると、$\chi^2$が最小値 $(\chi^2_{min}/d.o.f = 2.428/3)$ をとるとき、$(\Delta m^2, \sin^2 2\theta) = (3.95\times10^{-3}\mathrm{eV}^2, 1.00)$、$\beta$=-0.095 となった。この時の$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$振動確率は 0.49 である。

なお図 6.7 の $(\Delta m^2, \sin^2 2\theta) = (5\times10^{-4}\mathrm{eV}^2, 1.00)$ 付近の領域は、図 6.9 を見れば明らかなように、信頼度 99%で棄却される領域である。

また null oscillation とした場合、$\chi^2_{null}/d.o.f = 10.210/5$ となり、7.0×10^{-2}の確率となった。

6.4.3 ストップμと突き抜けμとの和におけるニュートリノ振動解析

観測された上向き突き抜けμフラックスとストップμフラックスとの和を考える。これによって検出器の形状によらない $E_\mu \geq 1.6\mathrm{GeV}$ の上向きμ フラックスが得られる。

χ^2を次のように定義する。

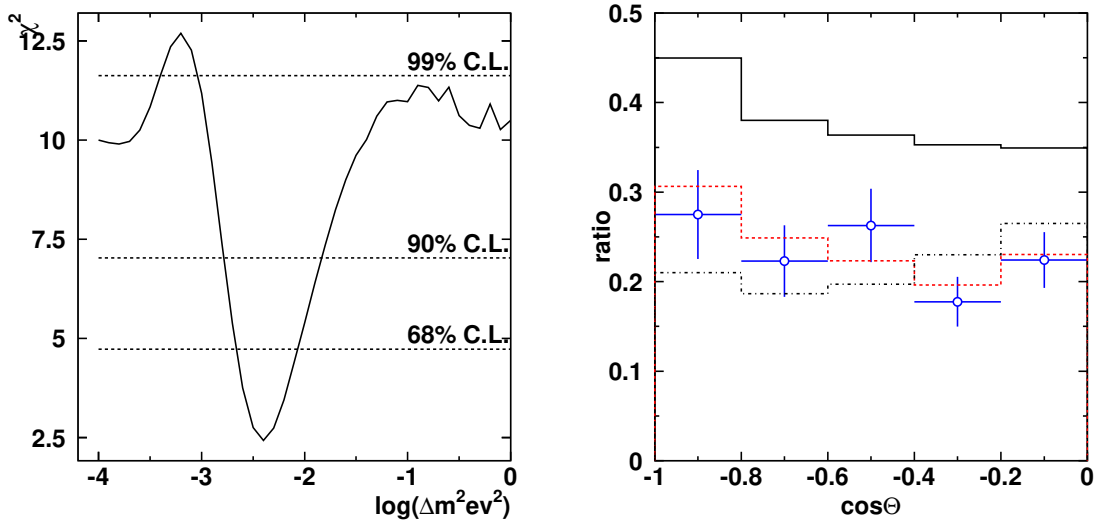


図 6.9: 左図は $\sin^2 2\theta$=1 でのストップμ/突き抜けμの比のΔm^2-χ^2分布。横軸は対数を取ってある。χ^2の最大値は $(\Delta m^2,\chi^2)$=$(6.3\times10^{-4}\mathrm{eV}^2,12.7)$。最小値は Best Fit となっている。右図の 1 点鎖線がそのときの比。(α,β)=(-0.38,-0.22)。この時最大値の天頂角分布は Best fit に対して反対に分布している。

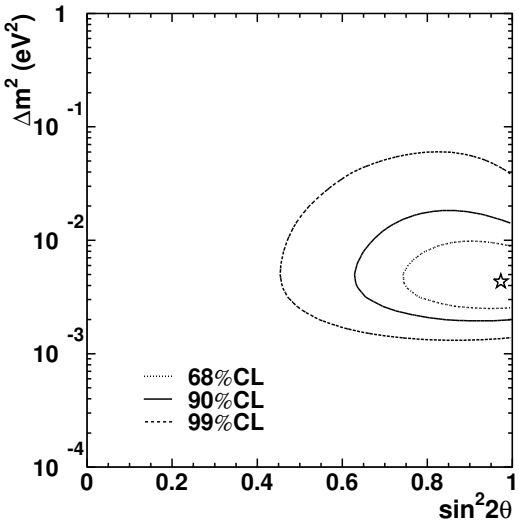


図 6.10: 上向き突き抜けμフラックスとストップμフラックスとの和をとったときのΔm^2-$\sin^2 2\theta$平面における許容領域。それぞれ信頼度が 68%、90%、99%の領域。$\star$は Best Fit $(\Delta m^2,\sin^2 2\theta) = (4.34\times10^{-3}\mathrm{eV}^2,0.973)$

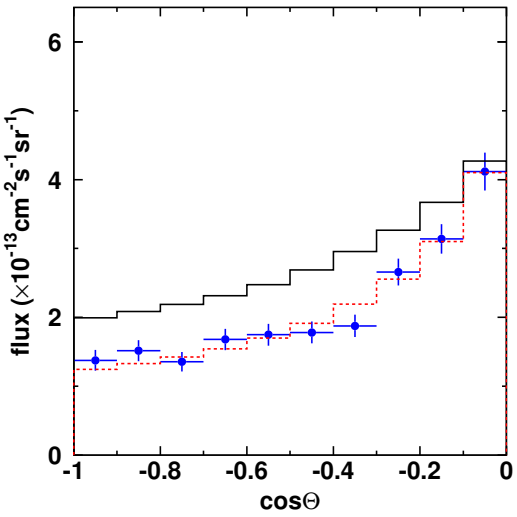


図 6.11: 上向き突き抜けμフラックスとストップμフラックスとの和をとったときの天頂角分布。ヒストグラムは$\nu_\mu\leftrightarrow\nu_\tau$振動パラメータが Best Fit の値、$\alpha$=0.058、$\beta$=-0.094 の場合に期待されるフラックス分布。

$$\chi^2_{upmu} = \sum_{i=1}^{10}\left(\frac{\left(\frac{d\Phi}{d\Omega}\right)^{thru,i}_{obs} - (1+\alpha)\left(\frac{d\Phi}{d\Omega}\right)^{thru,i}_{theo}}{\sqrt{(\sigma^{thru,i}_{stat})^2+(\sigma^{thru,i}_{sys})^2}}\right)^2 + \sum_{i=1}^{5}\left(\frac{\left(\frac{d\Phi}{d\Omega}\right)^{stop,i}_{obs} - (1+\alpha)(1+\beta)\left(\frac{d\Phi}{d\Omega}\right)^{stop,i}_{theo}}{\sqrt{(\sigma^{stop,i}_{stat})^2+(\sigma^{stop,i}_{sys})^2}}\right)^2 + \left(\frac{\alpha_\mu}{\sigma_\alpha}\right)^2 + \left(\frac{\beta_\mu}{\sigma_\beta}\right)^2$$

図 6.10 に$\nu_\mu\leftrightarrow\nu_\tau$振動を仮定したときのニュートリノ振動パラメーター $(\Delta m^2,\sin^2 2\theta)$ の平面上での振る舞いを表す。

$\nu_\mu\leftrightarrow\nu_\tau$振動を仮定すると、$\chi^2$が最小値 $(\chi^2_{min}/d.o.f = 14.181/13)$ をとるとき、$(\Delta m^2,\sin^2 2\theta) = (4.34\times10^{-3}\mathrm{eV}^2,0.973)$、$\alpha$=0.058、$\beta$=-0.094 となった。したがって$\nu_\mu\leftrightarrow\nu_\tau$振動の確率は 0.41 である。また、null oscillation では$\chi^2_{null}/d.o.f = 38.14/15$ （確率 8.6×10^{-4}）となる。

6.4.4 ニュートリノ振動解析のまとめ

$\nu_\mu\leftrightarrow\nu_\tau$振動を仮定したときの$\Delta m^2$、$\sin^2 2\theta$と$\alpha$、$\beta$及び確率を表 6.3 にまとめる。

$\sin^2 2\theta$	Δm^2	α	β	χ^2/dof	Probability
thru(10bin)					
0.00	–	-0.14	–	25.3/10	0.48%
0.768	1.3×10^{-2}	0.13	–	10.3/ 8	25%
ratio(5bin)					
0.00	–	–	-0.37	10.2/ 5	7.0%
1.00	3.9×10^{-3}	–	-0.095	2.43/ 3	49%
thru+stop(15bin)					
0.00	–	-0.15	-0.37	38.1/15	0.09%
0.973	4.3×10^{-3}	0.058	-0.094	13.5/13	41%

表 6.3: ニュートリノ振動を仮定したときの、Best Fit な $\sin^2 2\theta, \Delta m^2$ とその確率。$\sin^2 2\theta$=0 は null oscillation。

第7章　結果、議論、展望

7.1　結果および議論

スーパーカミオカンデにおいて、約500日分のアップデートをおこない、上向き突き抜けμ 1074日分、ストップμ 1053日分のデータを解析した結果、得られた各フラックス$(E_\mu > 1.6GeV)$の値は、

$$\begin{aligned}
\phi_{thru\mu} &= 1.732 \pm 0.051(stat.) \pm 0.020(syst.) \times 10^{-13} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1} \\
\phi_{stop\mu} &= 0.392 \pm 0.026(stat.)^{+0.020}_{-0.018}(syst.) \times 10^{-13} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}
\end{aligned}$$

である。したがってこれらのフラックスの和と比をとると、

$$\begin{aligned}
\phi_{up\mu} &\equiv \phi_{stop\mu} + \phi_{thru\mu} \\
&= 2.125 \pm 0.057(stat.)^{+0.029}_{-0.027}(sys.) \times 10^{-13} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1} \\
R_{obs} &\equiv \phi_{stop\mu} / \phi_{thru\mu} \\
&= 0.226 \pm 0.016(stat.)^{+0.012}_{-0.010}(syst.)
\end{aligned}$$

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[25]、PDFにGRV94[27]、μのエネルギー損失にLohmann[29]を使うと、

$$\begin{aligned}
\phi^{theo}_{thru\mu} &= 1.97 \pm 0.44(theo.) \times 10^{-13} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1} \\
\phi^{theo}_{stop\mu} &= 0.73 \pm 0.16(theo.) \times 10^{-13} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1} \\
\phi^{theo}_{up\mu} &= 2.70 \pm 0.60(theo.) \times 10^{-13} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1} \\
R_{theo} &= 0.372^{+0.049}_{-0.045}(theo.)
\end{aligned}$$

である。観測された上向き突き抜けμ フラックス及び上向きストップμ フラックスの絶対値は、期待値と誤差の範囲で一致している。しかし、観測された上向きストップμ と上向き突き抜けμ の絶対値の比と理論期待値との比をとると、$\frac{R_{obs}}{R_{theo}} = 0.610$ となり、これは観測値が理論期待値から2.95σレベルで棄却される結果となった。

天頂角分布に対しては、上向き突き抜けμ は期待値と矛盾する結果となったが、上向きストップμ は期待値と一致する。

また、上向き突き抜けμ フラックス及び上向きストップμ フラックスの和をとることによって、検出器に依存しないフラックスを得た。

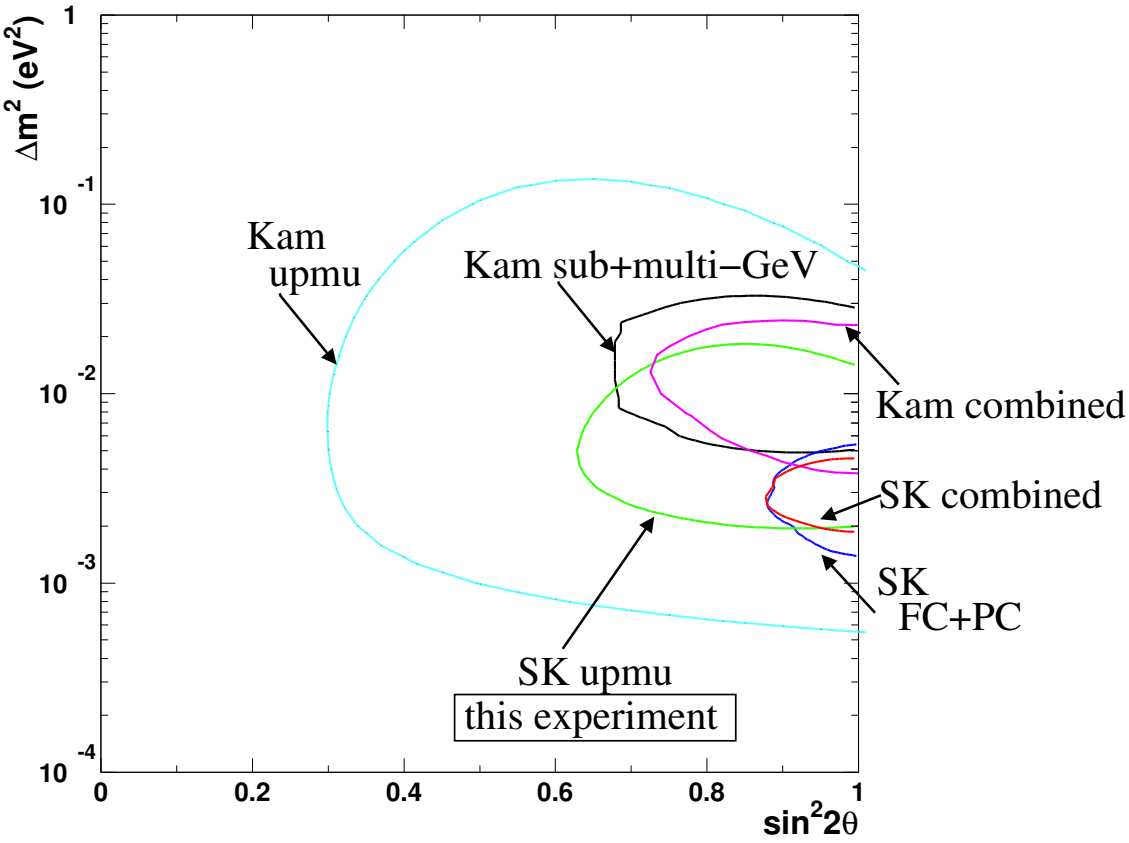


図 7.1: $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$振動を仮定したときの、カミオカンデ (Kam) 及びスーパーカミオカンデ (SK) の sub-GeV+multi-GeV (FC+PC) の許容領域と上向きμ(upmu) 領域、それらを結合 (combine) した領域。すべて信頼度 90%の許容領域。SK の上向きμ領域は本論文で得られた 1100 日分のストップμと突き抜けμの和の領域。SK FC+PC は 990 日分を用いた。SK combined の Best Fit は $(\Delta m^2, \sin^2 2\theta) = (2.8 \times 10^{-3}, 1.00)$、$\chi^2$/dof=61.1/82

ニュートリノ振動を仮定した場合の上向きμ フラックス($\phi^{theo}_{stop\mu}$、$\phi^{theo}_{thru\mu}$)や、比($\phi_{stop\mu}/\phi_{thru\mu}$) がどのように変わるかを解析した結果、$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$振動に対して、期待値と consisitent である結果を得た。

図 7.1 に、カミオカンデ及びスーパーカミオカンデの contained 事象、上向きμ事象の$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$振動許容領域を示す。それらはスーパーカミオカンデの sub-GeV、multiGeV の contained 事象の許容領域と consistent である。したがって、Sub-GeV(∼1/10GeV) から 100GeV までの領域でν_μ-ν_τ振動が強く支持される。

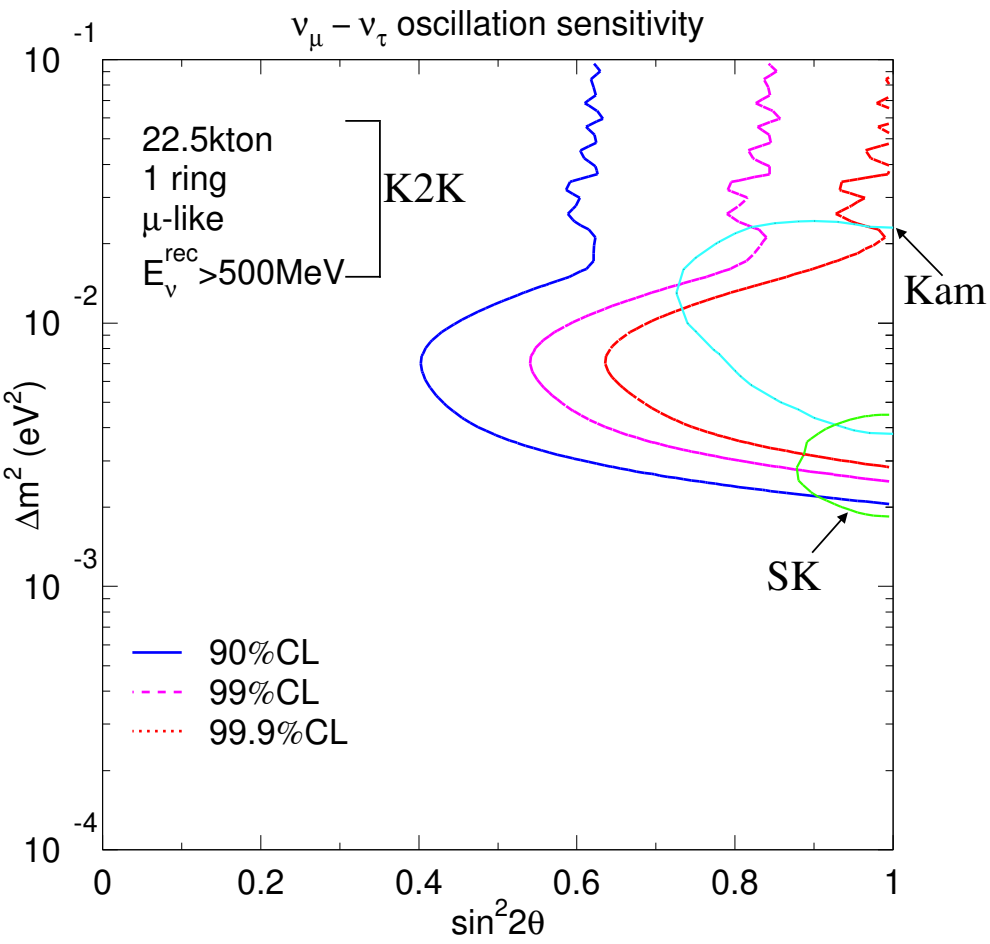


図 7.2: $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$振動を仮定したときの、カミオカンデ (Kam) 及びスーパーカミオカンデ (SK) の信頼度 90%の許容領域と K2K での検証可能領域。

7.2 展望

本論文では、sterile nuetrino (ν_s) による$\nu_\tau \rightarrow \nu_s$を議論しなかった。しかし、スーパーカミオカンデで他の人が解析を行っており、その preliminary な結果によると$\nu_\tau \rightarrow \nu_s$振動は信頼度 99%で棄却されている。

また、μニュートリノビームを用いた加速器実験である K2K (筑波-神岡間長基線ニュートリノ振動実験) が 1999 年 4 月から稼働している。K2K が探索可能な領域を図 7.2 に示す。この実験によって、スーパーカミオカンデで得られた許容領域の検証が行えると期待される。

第8章　結論

スーパーカミオカンデのデータを用いて、約 500 日分のアップデートをおこない、約 1074 日の実働時間に対して、1.6GeV 以上の突き抜けμ事象を 1197 イベント約 1053 日の実働時間に対して、1.6GeV 以上のストップμ事象を 286 イベント、観測し、フラックス $(E_\mu > 1.6GeV)$ として、

$$\begin{aligned} \phi_{thru\mu} &= 1.732 \pm 0.051(stat.) \pm 0.020(syst.) \times 10^{-13} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1} \\ \phi_{stop\mu} &= 0.392 \pm 0.026(stat.)^{+0.020}_{-0.018}(syst.) \times 10^{-13} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1} \end{aligned}$$

の値を得た。

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、$\frac{R_{obs}}{R_{theo}}$ =0.610 となり、これは観測値が理論期待値から 2.95σ離れている結果となった。また天頂角分布に対しては、上向き突き抜けμ は期待値と矛盾する結果となったが、上向きストップμ は期待値と一致する。

それに対し、ニュートリノ振動を仮定した場合、期待値と consistent な結果が得られ、信頼度 90%で振動パラメータ $0.4 < \sin^2 2\Theta < 1$、 $10^{-4} < \Delta m^2 < 10^{-2}$ の値を得た。それらはスーパーカミオカンデの sub-GeV、multiGeV の contained 事象の許容領域と consistent であり、Sub-GeV(∼1/10GeV) から 100GeV 領域で$\nu_\mu - \nu_\tau$振動が支持される。

付 録A　検出器の較正

スーパー神岡実験で、ニュートリノフラックスなどの正確な測定を行うためには、検出器の様々な較正を行わなければならない。ここでは、スーパーカミオカンデ検出器の較正について述べる。

A.1　相対的ゲイン較正–Xe キャリブレーション

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 A.1 にゲイン較正の setup 図を示す。

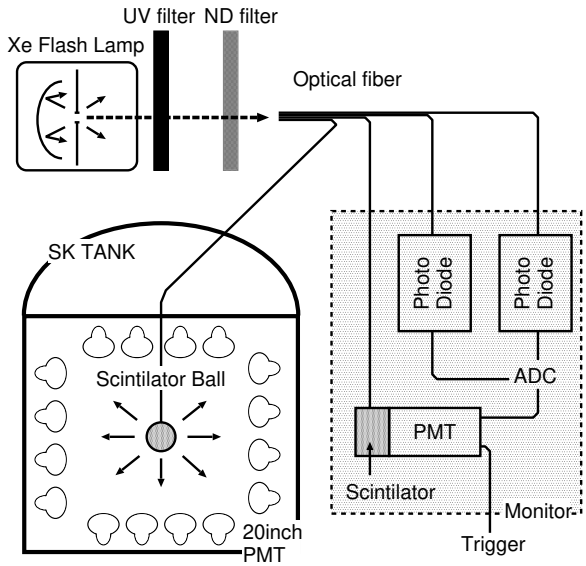


図 A.1: ゲイン較正の setup 図

Xe ランプの光は紫外線濾過器を通り光ファイバーによってシンチレータボールに照射される。シンチレータボールは紫外光を吸収し、チェレンコフ光に近い波長の光を拡散させ放出する。照射する紫外光の強度はモニターシステムによって監視され、出力の一つがトリガーに使われる。

この測定はシンチレーターボールをタンク内のいろいろな場所に移動し、また高電圧値も変えて、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 に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。

全ての PMT の補正電荷分布の結果を図 A.2 に示す。PMT の相対的なゲインのばらつきは約 7%である。まだ残っている違いは後にソフトウェアで補正される。

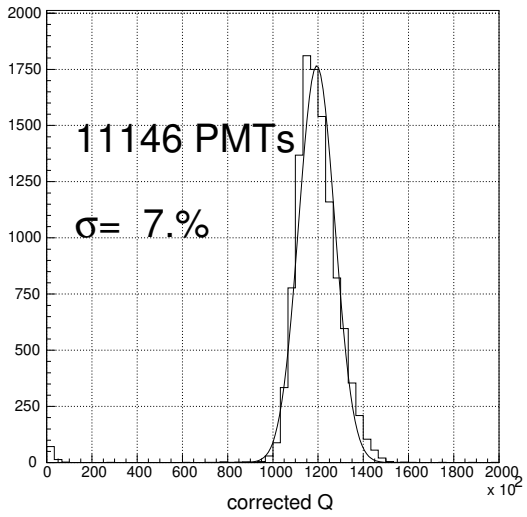


図 A.2: PMT の相対的なゲインのばらつき。横軸は補正後の電荷 $(pC \cdot m^2)$。

A.2 絶対的ゲイン較正−Ni キャリブレーション

われわれが得る電荷情報は、ピコクーロン単位のエレクトロニクスの出力だけである。したがって、この電荷の値から光電子数を得る方法を知らなければならない。そのために単一光電子の電荷分布が使用される。

ニッケルの熱中性子捕獲反応から放出されるガンマ線が低エネルギー事象のエネルギー較正に使われる。ニッケルによる較正の setup を図 A.3 にしめす。円筒形ポリエチレン容器の中にニッケル線と純水が満たされている。容器の中心には比例計数管が置かれ、その電極に 中性子源が塗られている。比例計数管は核分裂の札付けのために使われ、核分裂発生時に精密なトリガー信号を出す。

中性子源としては、 ^{252}Cf 核分裂が使われる。半減期は 2.65 年で、アルファ崩壊 (96.9%) または自発核分裂 (3.1%) を起こす。 核分裂が起きると、1 回につき平均エネルギーが約 2MeV の中性子が平均 3.76 個と、全エネルギーが 8 MeV のガンマ線が平均 10.8 個放出される。

反応は基本的に熱中性子だけで起こるため、2MeV の中性子を Ni と Cf の間の水中の陽子と弾性散乱で減速させて、熱中性子化する。その所要時間は数マイクロ秒である。熱中性子がニッケルに捕獲されると、表 A.2 のように最大 9MeV のエネルギーのガンマ線が放出される。これは約

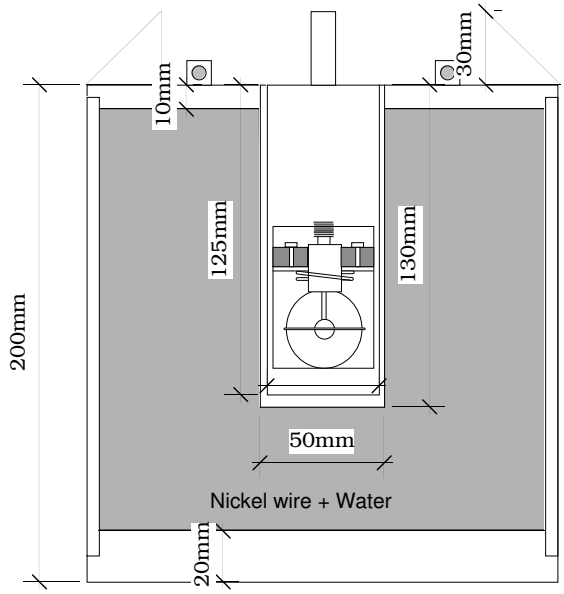


図 A.3: Ni キャリブレーションの setup 図

反応	Ni 天然存在比 (%)	捕獲断面積 (barns)	エネルギー (MeV)
$^{58}\mathrm{Ni}(n,\gamma)^{59}\mathrm{Ni}^*$	67.88	4.4	9.000
$^{60}\mathrm{Ni}(n,\gamma)^{61}\mathrm{Ni}^*$	26.23	2.6	7.820
$^{62}\mathrm{Ni}(n,\gamma)^{63}\mathrm{Ni}^*$	3.66	15	6.838
$^{64}\mathrm{Ni}(n,\gamma)^{65}\mathrm{Ni}^*$	1.08	1.52	6.098

表 A.1: ニッケルの中性子反応。ニッケル同位体の天然存在比、熱中性子の捕獲断面積、ガンマ放射で開放される全エネルギー。

80p.e. に相当するので、PMT が観測する光電子数はほとんど 1 なる。

図 A.4 に出力信号のある PMT でのピコクーロン単位の電荷分布を示す。この分布の平均値は 2.055 ピコクーロンで、これが単一光電子に相当する。

A.3 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 A.5 に個々の信号の相対時間を測定する setup を示す。窒素レーザー光源は色素レーザーモジュールによってチェレンコフ光に近い 384 nm に変換される。光の強度は光学フィルターを使って変えられ、いろいろな波高での PMT の時間が測定される。光学フィルターを通過後、光

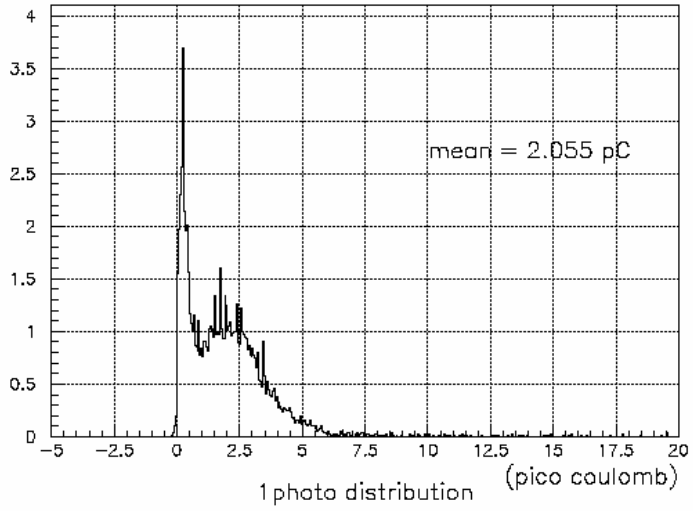


図 A.4: ニッケル較正において出力信号のある PMT の電荷分布。0 近くの大きな突起は光電子が第一ダイノードをすり抜けた場合に起る。

は 2 つに分離され、1 つは光ファイバーを通じて水タンク内の拡散ボールへ行き拡散された光を作り出す。他は監視用やトリガー信号を作るのに使われる。

時間の相対的な較正は拡散ボールからの距離を算出して行う。

図 A.6 に個々の時間と光量の相関図 (TQ マップ) を示す。各 PMT の特性はまちまちであるから、それぞれ自身の TQ マップを持っている。 図 A.6 の縦軸は信号の時間を表しているが、大きな値ほど早い時間である。図 A.6 から分かるように、高い電荷ほど早い時間と良い時間分解能を持っている。

この図 A.6 に見られる Time walk の補正により、図 A.7 に示すように 1p.e. で約 3nsec の時間分解能が得られている。

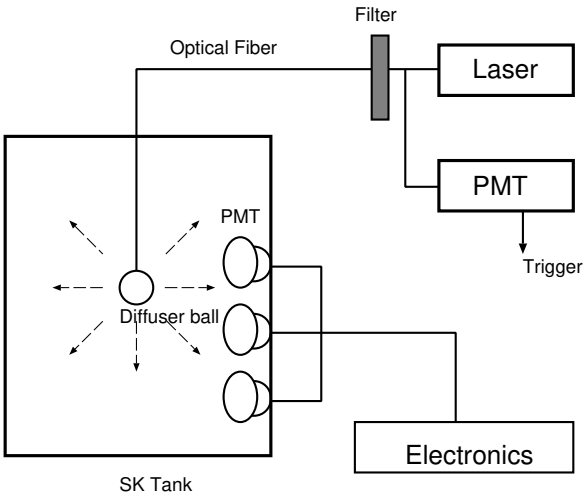


図 A.5: 時間較正の setup 図

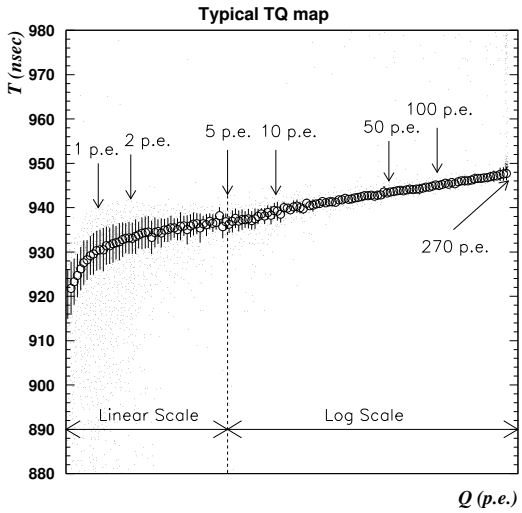


図 A.6: 時間と光量の相関図。(T は値が大きい方が早いことを表す。)

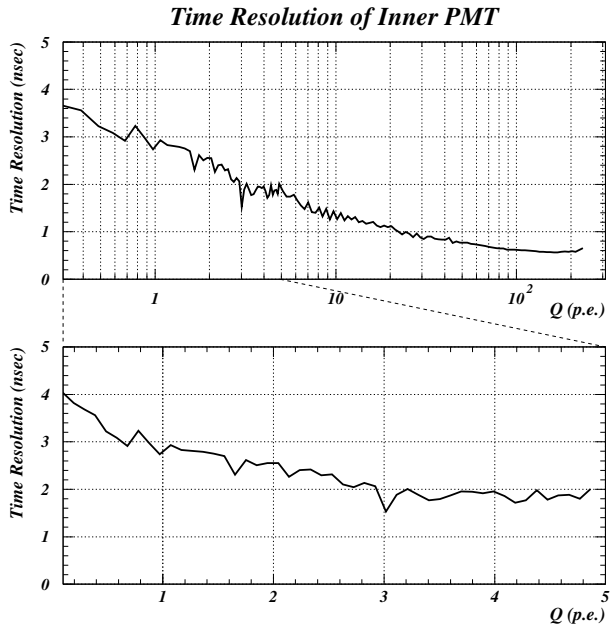


図 A.7: 時間分解能

A.4　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。スーパー神岡実験では、以下の 2 つの方法で調べられている。

A.4.1　レーザー光と CCD カメラによる直接測定

図 A.8 に水の透明度の直接測定のシステムを示す。レーザー、拡散ボール、CCD カメラより構成されていて、光源は 337nm から 600nm 範囲で単色光を出すことができる。光は 2 つに分離され、 1 つは光ファイバー経由でアクリルの拡散ボールへ導かれ、拡散ボールから出る光は CCD カメラで受ける。他方は 2 インチ PMT へ行き、光の強度をモニターする。CCD カメラを使う利点は、拡散ボールからの光の強さを測る時に、画像上の拡散ボール領域だけを使えば散乱光の影響を除去できる、という点である。

拡散ボールの場所をいろいろ変えて、CCD で受ける全光子数を測定し、モニター用 PMT の信号データで規格化する。図 A.9 は波長 400nm の光で得られた結果である。図から導出される透明度は 72.09m である。この測定はいろいろな波長について行なわれ、 結果を表 A.4.1 に示す。

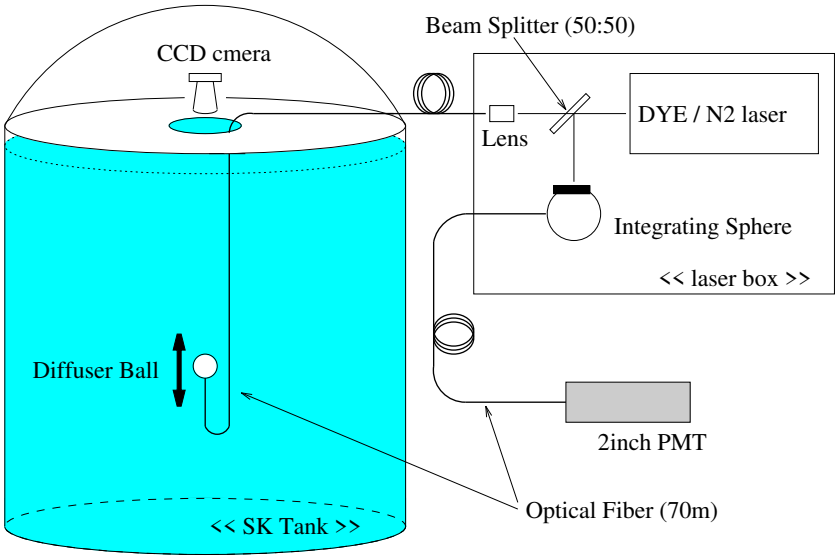


図 A.8: μを使った水の減衰長の測定

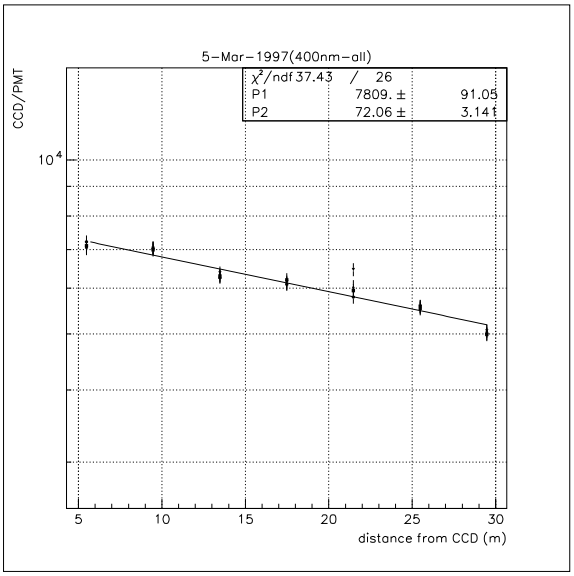


図 A.9: 波長が 400nm での水透明度の直接測定の結果。横軸は拡散ボールと CCD カメラの距離、縦軸は CCD カメラで検出され、モニター用 PMT で規格化された電荷である。

波長 (nm)	透過率 (m)
337	67.1
400	103.1
500	34.25
580	10.32

表 A.2: 種々の波長の光による直接測定で得られた水透明度。

A.4.2 宇宙線μを用いた間接測定

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 A.10)。

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

λ : 水の透過率 (光量が 1/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

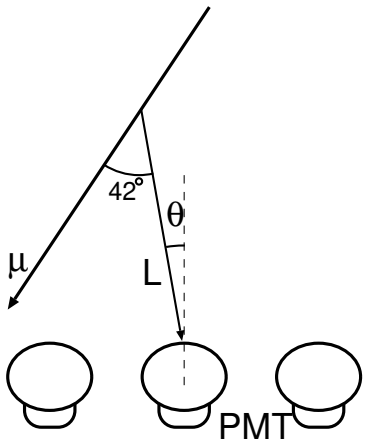


図 A.10: μを使った水の減衰長の測定

図 A.11 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 56m である。また、水の減衰長の時間変化を図 A.12 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。

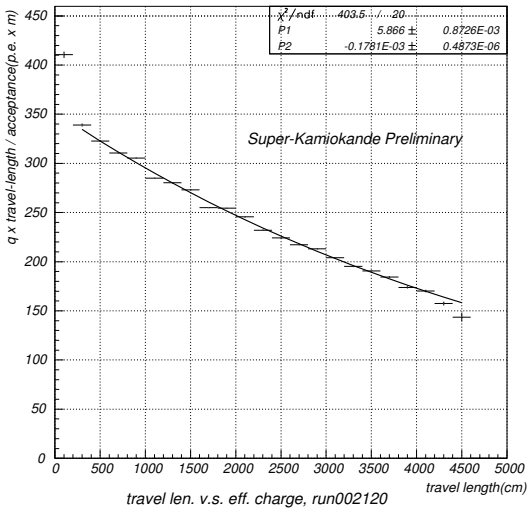


図 A.11: 水の減衰長 (1996 年 7 月 6 日)

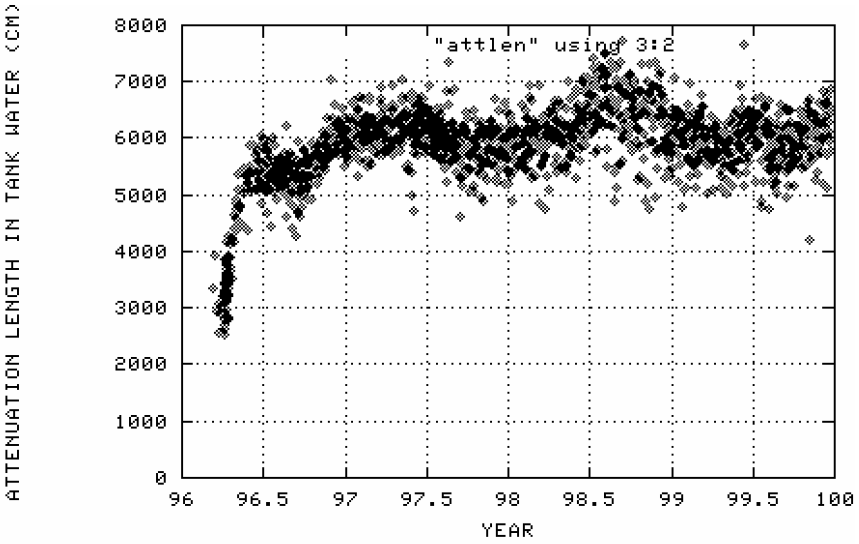


図 A.12: 水の減衰長の時間変化

A.5　エネルギー較正

実際の実験で得られる電荷情報を、エネルギーに正確に換算するためのエネルギー較正の方法を 3 つ述べる。ニッケル較正での放射線源を使う方法、LINAC (線型加速器) からの単一エネルギー電子を使う方法、そして停止ミュー粒子の崩壊で生ずる電子事象を使う方法である。

A.5.1　ニッケル較正でのγ線源を用いる方法

エネルギーが既に分かっているものとして、A.2 で述べた $\mathrm{Ni}(n,\gamma)\mathrm{Ni}^*$反応による$\gamma$線を使う。コンプトン散乱や電子対生成による 2 次電子を計測するため、電子のエネルギーを直接得ることは不可能だが、9MeV という低エネルギーの較正が行える。

A.5.2　ライナック

ライナック (linac:線形加速器)[32] を用いたキャリブレーションは線形加速器によって加速された電子を直接スーパーカミオカンデで検出することによって行う。ライナックの模式図は図 A.13 である。ビームパイプは,10^{-4} torr 以下の真空になっている。そして, 要求するビームサイズと運動量はコリメーターとマグネットによって得られる。ライナックパイプをスーパーカミオカンデのタンク上部からタンク内部に挿入し、パイプの長さを変化させることよって内水槽の様々な位置でライナックキャリブレーションを行なうことができる。ビームパイプを通って来る電子のエネルギーは、エネルギーエネルギーの確認が必要なときにはゲルマニウム検出器で測定することができる。

LINAC の利点は、5∼20MeV までの単一エネルギーの電子が利用でき、ニッケル較正と比較して電子を直接使った較正ができることである。ライナックのデータとモンテカルロシミュレーション結果とのずれを図 A.14 に表す。実際のデータとは 1%程度のずれに収まっている。

A.5.3　μ粒子崩壊電子を用いたキャリブレーション

μ崩壊電子現象はエネルギーのキャリブレーションに用いることができる。崩壊電子のエネルギースペクトラムは式 A.1 で表される。

$$\frac{dN}{dE_e} = \frac{G^2}{12\pi^3} m_\mu^2 E_e^2 \left(3 - \frac{4E_e}{m_\mu}\right) \tag{A.1}$$

ここで,E_eは崩壊電子のエネルギー。G はフェルミ結合定数。m_μはμの質量である。崩壊電子の最大エネルギーは 53MeV であり, その中心値は 37MeV である。数十 MeV 領域のエネルギー較正を行うことができる。

図 A.15 は実験による崩壊電子現象のエネルギーとモンテカルロによって生成された崩壊電子のエネルギーの分布である。エネルギーのごく低いところ以外では実験値とモンテカルロイベン

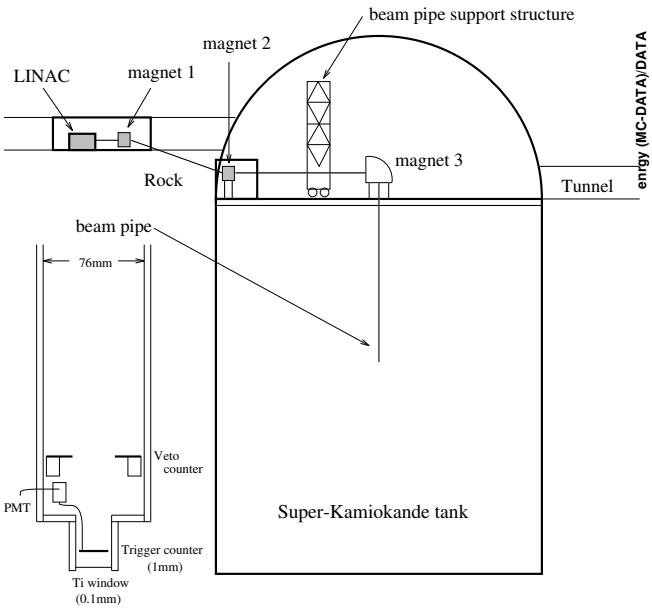


図 A.13: ライナックの setup 図

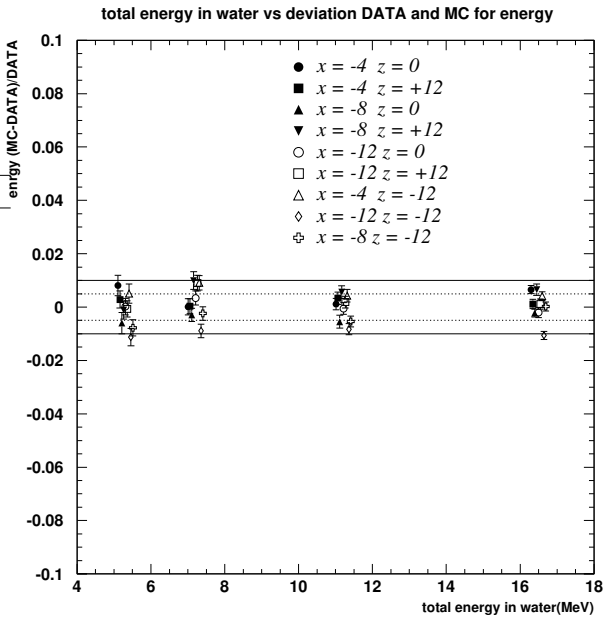


図 A.14: ライナックのデータとモンテカルロシミュレーション結果とのずれ。

トの値は一致している。低エネルギー領域での差異は、例えばストップμ粒子が水中の酸素原子核に捕獲されて生成される^{16}N のような、放射性原子核からのガンマ線が原因である。

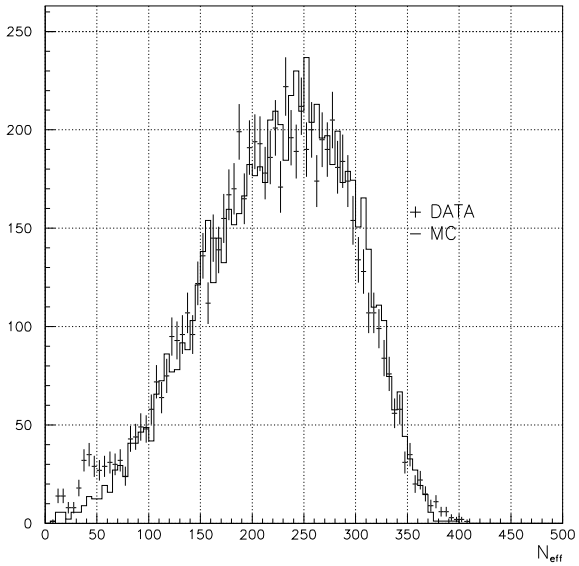


図 A.15: 実験値とモンテカルロイベントの崩壊電子エネルギー分布

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。

戸塚洋二先生を始めとする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。

新潟大学の佐冶さんには解析に関して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、原隆宣先生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。

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。

先輩の川崎さん、千代さん、住沢さん、日高さん、柳幸さん、北條さんには、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。

また、吉田さんには特に解析方法やプログラムなど、初歩的な質問にも丁寧に教えてくださりとても感謝しています。

同学年の原康二君、真鍋君、三宅君とは、物理に限らず、様々な考えを交換することができ、楽しい日々を過ごせたことを感謝します。

長島研の修士 1 年の梶山さん、田子森君、松本君、学部 4 年の池本さん、石川君、倉畑君、土橋君には、研究室を明るい雰囲気にしてくれたことを感謝します。

最後に、物理や実験について熱心に指導してくださった瀧田正人先生に感謝します。upmu グループとして解析に参加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** 416 (1988);
K.S.Hirata et al., Phys.Lett. **B280** 146 (1992)

[2] R.Becker-Szendy et al., Phys.Rev. **D46** 3720 (1992);
D.Casper et al., Phys.Rev.Lett. **66** 2561 (1991)

[3] W.Allison et al., Phys.Lett. **B391** 491 (1997)

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

[5] K.Daum et al., Z. Phys. **C66** 417 (1995);
C.Berger et al., Phys.Lett. **B245** 305 (1990);
C.Berger et al., Phys.Lett. **B227** 489 (1989)

[6] M.Aglietta *et al.*, Europhys.Lett. **8** 611 (1989)

[7] Y.Fukuda *et al.*, Phys. Lett. **B433** 9 (1998) .

[8] Y.Fukuda *et al.*, Phys.Lett.**B436** 33 (1998) .

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

[10] R.Clark *et al.*, Phys.Rev.Lett. **79** 345 (1991)

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

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

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

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

[15] The CHOOZ collaboration, Phys.Lett. **B420**(1998) 397.

[16] S.Hatakeyama *et al.*, Phys.Rev.Lett. **81**(1998) 2016

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

[18] F.Ronga *et al.*, Nucl.Phys.Proc.Suppl. **77**:117-122(1999) M.Ambrosio *et al.*, Phys.Lett. **B434**(1998) 451

[19] R.Becker-Szendy *et al.*, Phys.Rev.Lett. **69**(1992) 1010

[20] M.Boliev *et al.*, Nucl.Phys.Proc.Suppl. **70**(1999) 371

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

[22] Y.Fukuda *et al.*, Phys.Rev.Lett. **82**(1999) 2644

[23] Y.Fukuda *et al.*, Phys.Lett. **B467**(1999) 185

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

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

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

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

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

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

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

[31] Zoa Conner, PhD Thesis, University of Maryland (1997)181-190

[32] M.Nakahata *et al.*, Nucl.Instr.Meth. **A421** 113(1999)