スーパーカミオカンデにおける上向き突き抜けμ事象の解析

大阪大学大学院理学研究科物理学専攻
長島研究室 博士前期課程 2 年

草野 晃

平成 9 年 2 月 18 日

Abstract

大気ニュートリノが地球の内部を伝播し岩盤と荷電カレント相互作用することによって生じた上向き突き抜けμ事象 (高エネルギー大気ニュートリノ事象,$E_\nu \sim 100GeV$) について 1996 年 4 月 1 日から実験開始したスーパー神岡実験の最初のデータを用いて解析した。
実働時間 4651 時間 (約 194 日) において観測された大気ニュートリノ起源の上向き突き抜けμ事象 ($E_\mu > 1.7GeV$) は 235events で、flux の理論期待値

$$\Phi_{theo} = (1.73 \sim 2.04) \times 10^{-13} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}$$

に対し、実験から得られた flux は

$$\Phi_{obs} = (1.82 \pm 0.12(stat)) \times 10^{-13} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}$$

であり、理論値とのよい一致を示した。
また、その flux の強度と観測された上向き突き抜けμの天頂角分布に着目してニュートリノ振動について考察した。

目 次

1 序説 **1**
- 1.1 大気ニュートリノ 1
- 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の事象 2
- 1.3 大気ニュートリノ問題 3
- 1.4 真空中でのニュートリノ振動 4
- 1.5 物質中でのニュートリノ振動 6
- 1.6 ニュートリノ振動に関する実験結果 8
- 1.7 スーパーカミオカンデにおいて上向き突き抜けμ事象を解析する物理的意義 11

2 スーパーカミオカンデ検出器 **14**
- 2.1 検出原理 14
- 2.2 検出器概要 15
- 2.3 光電子増倍管 18
- 2.4 エレクトロニクス 22
- 2.5 データ収集システム 23

3 上向き突き抜けμの flux の期待値の計算 **25**
- 3.1 概要 25
- 3.2 大気ニュートリノ flux 27
- 3.3 荷電カレント断面積 29
- 3.4 岩盤中のμの飛程 30
- 3.5 上向き突き抜けμの flux の理論計算 31

4 Event selection **34**
- 4.1 Event selection の概要 34
- 4.2 1st Reduction 34
- 4.3 2nd Reduction 37
- 4.4 Eye Scan 42
- 4.5 上向き突き抜けμ事例 44

4.6 宇宙線のμの見積もり . . . 44
4.7 ニュートリノ起源の上向き突き抜けμ事例 . . . 45

5 観測された上向き突き抜けμの flux の計算 50
5.1 検出効率 . . . 50
5.2 有感面積 . . . 51
5.3 上向き突き抜けμの flux の計算 . . . 52

6 ニュートリノ振動の考察 55
6.1 ニュートリノ振動を考慮した上向き突き抜けμの flux . . . 55
6.2 flux 比較の方法 . . . 56
6.3 ニュートリノ振動の考察 . . . 56
6.3.1 Honda-CTEQ の理論を用いて計算した場合 . . . 57
6.3.2 Lipari&Gaisser-MRS の理論を用いて計算した場合 . . . 60
6.4 理論による角度分布の違いについて . . . 62
6.5 将来の展望 . . . 64

7 結論 66

付録 67

A Collaborator list of Super-Kamiokande 68

B Calibration 71
B.1 ゲイン較正 . . . 71
B.2 時間較正 . . . 72
B.3 水の透過率 (減衰長) . . . 75

C μの飛跡の再構築 77
C.1 1st μ fit Cut . . . 77
C.2 2nd μ fit Cut . . . 79
C.3 Manual Reconstruction . . . 81

参考文献 85

謝辞 87

図 目 次

1.1 大気ニュートリノが生成される様子 2
1.2 contained event のイメージ図と実際の event display 3
1.3 上向き突き抜けμ 事象のイメージ図と実際の event display 4
1.4 ニュートリノと電子の相互作用 7
1.5 地球内部の物質密度 9
1.6 ニュートリノ振動実験の結果 (左図は$\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ 振動、右図$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ 振動の場合を表す。) 10
1.7 上向き突き抜けμの親ニュートリノのエネルギー分布 12
1.8 ニュートリノ振動の有無による天頂角分布の違い 13

2.1 チェレンコフ光のイメージ図 15
2.2 スーパーカミオカンデ検出器 16
2.3 スーパーカミオカンデ検出器の位置 18
2.4 50cm PMT の形状と大きさ 19
2.5 50cm PMT の回路摸式図 19
2.6 50cm PMT の量子効率 20
2.7 チェレンコフ光のスペクトラム 20
2.8 1p.e. に対する ADC 分布 21
2.9 ATM モジュールのブロックダイアグラム 22
2.10 データ収集システム 24

3.1 大気ニュートリノの flux 27
3.2 大気ニュートリノの flux の角度分布 (順に $E_\nu = 1GeV, 10GeV, 100GeV$を表す。) 28
3.3 荷電カレント相互作用の例 29
3.4 荷電カレント相互作用による$\nu - N$の断面積 (plot は実験データを表す)。 . 30
3.5 岩盤中のμの飛程 31
3.6 理論による天頂角分布 32
3.7 天頂角分布の理論による違い 33

4.1 Reduction flow chart 35
4.2 1st Reduction flow chart 35
4.3 Total Q と Max Q による Cut 36
4.4 stop μ event 37
4.5 2nd reduction flow chart 38
4.6 pedestal run 中にとられた event 39
4.7 TotalQ vs Path length 40
4.8 チェレンコフ光の到達時間 41
4.9 goodness の分布 42
4.10 multi μ 事象 43
4.11 水平方向のμ 事象 44
4.12 制動輻射を伴った μ 事象 45
4.13 edge clipping μ 事象 46
4.14 上向き突き抜けμの 2 次元 plot 図 46
4.15 突き抜けμの cos 分布 ($\cos\theta \leq 0.1$) 47
4.16 上向き突き抜けμのϕ分布 ($\cos\theta \leq 0$) 47
4.17 突き抜けμのϕ分布 ($\cos\theta \leq 0.1$) 48
4.18 領域別の突き抜けμの $\cos\theta$ 分布 48
4.19 領域別の突き抜けμの $\cos\theta$ 分布 ($\cos\theta = 0$ 付近) 49
4.20 大気ニュートリノ起源の上向き突き抜けμの最終データの $\cos\theta$ 分布 49

5.1 角度ごとの efficiency 51
5.2 有感領域 52
5.3 有感領域 53
5.4 上向き突き抜けμの flux の天頂角分布 (実働時間 4651 時間) 54

6.1 Honda-CTEQ の場合の $\cos\theta$ 分布。実線は$\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ のニュートリノ振動を考慮した場合。点線は振動がない場合の分布。 57
6.2 $\Delta m^2 - \sin^2 2\theta_v$ 平面における許容領域 (Honda-CTEQ の場合) 57
6.3 Honda-CTEQ の場合の $\cos\theta$分布。実線は$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$のニュートリノ振動を考慮した場合。点線は振動がない場合の分布。 58
6.4 $\Delta m^2 - \sin^2 2\theta_v$ 平面における許容領域 58
6.5 $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$振動の場合の許容領域 59
6.6 $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$振動の場合の許容領域 59
6.7 Lipari&Gaisser-MRS の場合の $\cos\theta$ 分布。実線は$\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ のニュートリノ振動を考慮した場合。点線は振動がない場合の分布。 60
6.8 $\Delta m^2 - \sin^2 2\theta_v$ 平面における許容領域 60

6.9 Lipari&Gaisser-MRS の場合の $\cos\theta$ 分布。実線は$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ のニュートリノ振動を考慮した場合。点線は振動がない場合の分布。 61
6.10 $\Delta m^2 - \sin^2 2\theta_v$ 平面における許容領域 61
6.11 $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$振動の場合の許容領域 62
6.12 $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$振動の場合の許容領域 62
6.13 データと理論の天頂角分布の比較 63
6.14 20 年分のデータから期待される規格化された天頂角分布 ($\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ 振動) . . 65
6.15 1.5 年分のデータから期待される規格化された天頂角分布 ($\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ 振動) . 65

B.1 ゲイン較正の setup 図 71
B.2 PMT の相対的なゲインのばらつき 72
B.3 時間較正の setup 図 73
B.4 時間と光量の相関図。(T は値が大きい方が早いことを表す。) 73
B.5 時間分解能 74
B.6 μを使った水の減衰長の測定 75
B.7 水の減衰長 (1996 年 7 月 6 日) 76
B.8 水の減衰長の時間変化 (t=0 は 1996 年 4 月 1 日である。) 76

C.1 1st μ fitter の概要 78
C.2 1st μ fitter の天頂角依存性 79
C.3 fitter の入口の距離の差 80
C.4 2nd μ fitter の天頂角依存性 81
C.5 fitter,Manual Reconstruction と M.C. の 角度差の cosine 分布 82
C.6 2 人の Scanner による Manual Reconstruction と M.C. の 角度差の cosine 分布 83
C.7 実データと M.C. のデータによる 2 人の Manual Reconstruction の角度差の cosine 分布 84

第 1 章

序説

1988 年、神岡地下実験において得られた大気ニュートリノの flux の比$\frac{\nu_\mu+\overline{\nu}_\mu}{\nu_e+\overline{\nu}_e}$が理論値よりも小さいということで、いわゆる「大気ニュートリノ問題」が提起された。この問題の最も有力な解釈として「ニュートリノ振動」が提唱されている。これらを検証するためにさまざまな実験が各地で行われている。

本論文では、総重量 5 万トンの水チェレンコフ型測定器、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突き抜け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解析を行った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」、及び特に上向き突き抜けμ事象を解析する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 1 次宇宙線 (主として陽子、α粒子) が絶えまなく降り注いでいる。大気ニュートリノはこの 1 次宇宙線が、空気中の原子核と衝突することで生じるハドロンシャワー中のπ,K 中間子やμ粒子が崩壊するときに生成される (図 1.1)。

主な過程は次のようなものである。

$$
\begin{array}{lllll}
\pi^\pm & \rightarrow & \mu^\pm & \nu_\mu(\overline{\nu}_\mu) & \\
\mu^\pm & \rightarrow & e^\pm & \nu_e(\overline{\nu}_e) & \overline{\nu}_\mu(\nu_\mu) \\
K^\pm & \rightarrow & \mu^\pm & \nu_\mu(\overline{\nu}_\mu) & \\
 & \rightarrow & \pi^0 & \mu^\pm & \nu_\mu(\overline{\nu}_\mu) \\
 & \rightarrow & \pi^0 & e^\pm & \nu_e(\overline{\nu}_e) \\
K_L^0 & \rightarrow & \pi^\pm & \mu^\mp & \nu_\mu(\overline{\nu}_\mu) \\
 & \rightarrow & \pi^\pm & e^\mp & \nu_e(\overline{\nu}_e)
\end{array}
$$

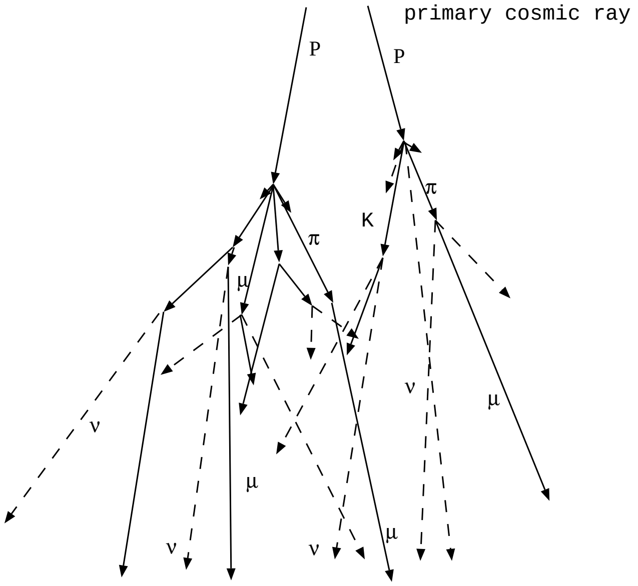


図 1.1: 大気ニュートリノが生成される様子

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の事象

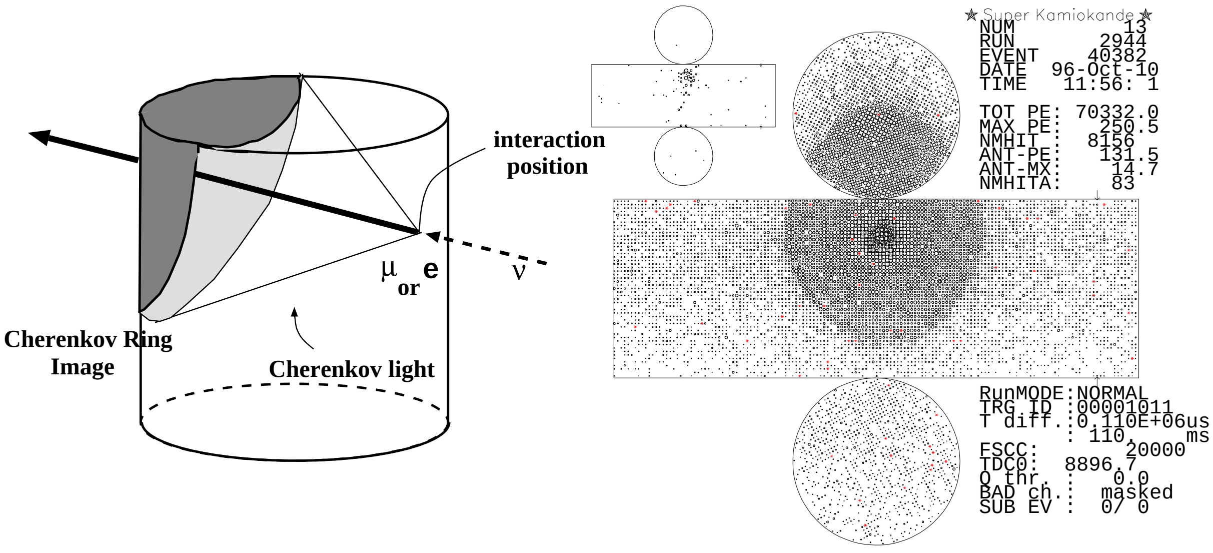
スーパー神岡実験 (スーパーカミオカンデ) は神岡実験 (カミオカンデ) の次期実験として 1996 年 4 月 1 日に開始された。
スーパーカミオカンデ検出器で観測される大気ニュートリノは、そのエネルギー領域や実際に観測される事象の特徴によりいくつかの種類に分けられるが、大別すると次の 2 つである。

(1) Contained event(図 1.2)
大気ニュートリノが検出器の内部の水と荷電カレントおよび中性カレント相互作用をし、e, μ, πが発生し、この粒子が発したチェレンコフ光をとらえるような事象である。事象の発生点が検出器内部にあるのが特徴である。
contained event をさらに fully-contained event[1] と partially-contained event[2]に分けた場合、それらの事象を引き起こすニュートリノのエネルギーは、fully-contained event は約 1GeV、partially-contained event は約 5 $\sim$ 10GeV にピークを持つ。

(2) 上向きμ event(図 1.3)

---

[1] 粒子の interaction position と stopping position の両方が検出器内部にある事象
[2] 粒子の interaction position のみが検出器内部にあり、stopping position は外部にある事象



```
NUM          13
RUN        2944
EVENT     40382
DATE  96-Oct-10
TIME   11:56: 1

TOT PE: 70332.0
MAX PE:   250.5
NMHIT :  8156
ANT-PE:   131.5
ANT-MX:    14.7
NMHITA:    83
```

```
RunMODE:NORMAL
TRG ID :00001011
T diff.:0.110E+06us
       : 110.     ms
FSCC:       20000
TDC0:  8896.7
Q thr. :   0.0
BAD ch.:  masked
SUB EV :  0/ 0
```

図 1.2: contained event のイメージ図と実際の event display

event display の中央の展開図は inner detector、左上の展開図は outer detector の展開図を表す (inner detector,outer detector については 2 章参照)。それぞれの光電子増倍管 (PMT) の光量 (最大光量を記録した PMT に対する相対的な光量) を円の大きさで表している。outer detector は出口のみ HIT があり、ニュートリノの interaction position は inner detector 内部にあることがわかる。

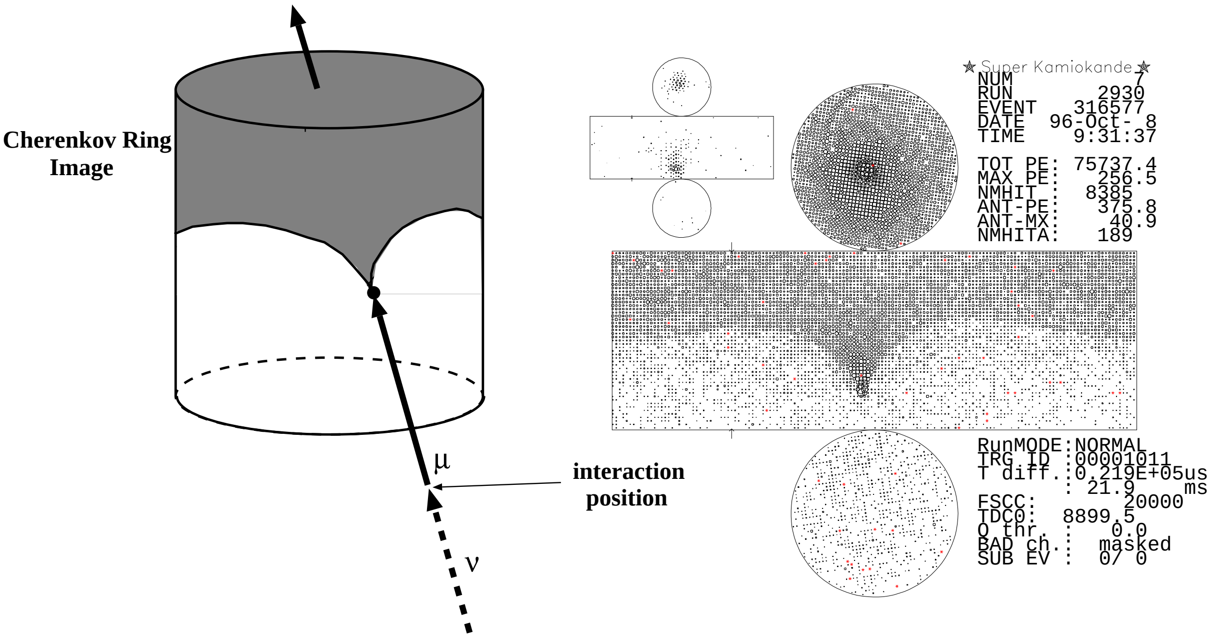
地球の裏側で生成された大気ニュートリノが地球内部を伝播してきて、検出器のまわりの岩盤と荷電カレント相互作用をし、μを生じるような事象[3] である。事象の発生点が検出器外部にあるため、宇宙線起源のμ の事象を省き、ν と相互作用して発生したμだけを捕らえるために上向きという条件を課している。この事象を引き起こす大気ニュートリノのエネルギーは約 100GeV にピークを持つ。

1.3 大気ニュートリノ問題

1988 年神岡実験は Contained event の解析により、$\frac{\nu_\mu+\overline{\nu}_\mu}{\nu_e+\overline{\nu}_e}$ が理論で予想される値よりも有意に小さい (「大気ニュートリノ問題」) と発表した [1, 2, 3]。この理論との不一致は他の実験 (IMB[4, 5],Soudan II[6]) でも確認されている。一方では理論と一致している実験 (Frejus[7],Nusex[8]) もあるが、これらの実験は統計誤差が大きく、神岡実験の結果の正誤について言及することはできない。

---

[3] e,πも生じるが、検出器に到達するまえに岩盤中で止まってしまう。



```
NUM          7
RUN       2930
EVENT   316577
DATE  96-Oct- 8
TIME    9:31:37

TOT PE: 75737.4
MAX PE:   256.5
NMHIT :  8385
ANT-PE:   375.8
ANT-MX:    40.9
NMHITA:   189
```

```
RunMODE:NORMAL
TRG ID :00001011
T diff.:0.219E+05us
       : 21.9    ms
FSCC:        20000
TDC0:  8899.5
Q thr. :   0.0
BAD ch.:  masked
SUB EV :  0/ 0
```

図 1.3: 上向き突き抜けμ 事象のイメージ図と実際の event display

outer detector に入口、出口両方の HIT があり、粒子が detector の外部から入り、外部へ抜けていったことがわかる。

表 1.1に世界の大気ニュートリノ実験の結果を示す。

この「大気ニュートリノ問題」から、$\nu_\mu + \overline{\nu}_\mu$ が期待値よりも少ないか、もしくは$\nu_e + \overline{\nu}_e$ が期待値よりも多いということが考えられる。この問題の解釈のひとつとして「ニュートリノ振動」がある。このことについて、次に説明する。

1.4 真空中でのニュートリノ振動

「ニュートリノ振動」は、1960 年代に、Maki et al[9],Pontecorvo[10] 等によって提唱された。この理論では、弱い相互作用の固有状態であるそれぞれの flavour のニュートリノ $(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$ は質量固有状態の重ねあわせと考えられ、それぞれの質量固有状態に質量差がある場合、時間が経つにつれて、flavour の振動が起こるというものである。
ここでは、簡略化のため 2 種類の flavour のニュートリノ間でのニュートリノ振動について述べる。また、特にことわらない限り、ニュートリノと反ニュートリノは等しくニュートリノと呼ぶことにする。

ニュートリノ振動は 2 つの flavour 間の混合の強度 $\sin^2 2\theta_v$ と質量固有状態のニュート

実験名	$(\nu_\mu + \overline{\nu}_\mu)/(\nu_e + \overline{\nu}_e)$ の実験値と期待値の比
Kamiokande	$0.57^{+0.08}_{-0.07} \pm 0.07^a$ $0.60^{+0.07}_{-0.06} \pm 0.05$
IMB	$0.54 \pm 0.05 \pm \pm 0.12$
SoudanII	$0.69 \pm 0.19 \pm 0.09$
Nusex	$0.99^{+0.35}_{-0.25}$
Fréjus	$0.87 \pm 0.16 \pm 0.08^a$ $1.06 \pm 0.18 \pm 0.15$

表 1.1: 世界の大気ニュートリノ実験

注 a は contained event をさらに fully-contained event と partially-contained event に分けたもののうち partially-contained event の結果を表す。その他のものは、fully-contained event の結果を表す。

リノの質量の 2 乗差 $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$ で特徴づけられる。
各 flavour の波動関数はニュートリノの質量固有状態の波動関数ν_1, ν_2 と混合角θ_v を用いると、次のように書ける。

$$\begin{aligned} |\nu_e> &= \cos\theta_v|\nu_1> + \sin\theta_v|\nu_2> \\ |\nu_\mu> &= -\sin\theta_v|\nu_1> + \cos\theta_v|\nu_2> \end{aligned} \tag{1.1}$$

$|\nu>$ を 時間の関数として $|\nu(t)>$ とすると、式 1.2 のように、 $|\nu_e>$ と $|\nu_\mu>$ の重ね合わせとして書ける。

$$|\nu(t)> = \nu_e(t)|\nu_e> + \nu_\mu(t)|\nu_\mu> \tag{1.2}$$

ここで、質量固有状態の時間発展は

$$|\nu_i(t)> = |\nu_i(0)> e^{-iE_it}, i = 1\ or\ 2 \tag{1.3}$$

となる。

Schrödinger 方程式より、式 1.1, 式 1.3 を用いて

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_v & \sin\theta_v \\ -\sin\theta_v & \cos\theta_v \end{pmatrix} i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \tag{1.4}$$

$$= \begin{pmatrix} \cos\theta_v & \sin\theta_v \\ -\sin\theta_v & \cos\theta_v \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 & 0 \\ 0 & E_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta_v & -\sin\theta_v \\ \sin\theta_v & \cos\theta_v \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

となる。ここで、$(E_1 + E_2)/2$ をひき ($|\nu_e|^2, |\nu_\mu|^2$ は変わらない)、$E_i \simeq P_\nu + m_i^2/2p_\nu$ (i=1,2) の近似を使うと

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -(\frac{\pi}{L_v})\cos 2\theta_v & (\frac{\pi}{L_v})\sin 2\theta_v \\ (\frac{\pi}{L_v})\sin 2\theta_v & (\frac{\pi}{L_v})\cos 2\theta_v \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

$$\equiv M_v \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

ここで、M_v は質量行列 $L_v = 4\pi p_\nu/|\Delta m^2|$ である。式 1.6を解くと、

$$|\nu_e(t) > \ = \{\cos 2\theta_v \sin(\frac{\pi}{L_v})t + i\cos(\frac{\pi}{L_v})t\}\nu_e(0) + \{\sin 2\theta_v \sin(\frac{\pi}{L_v})t\}\nu_\mu(0) \quad (1.8)$$

$$|\nu_\mu(t) > \ = -\{\sin 2\theta_v \sin(\frac{\pi}{L_v})t\}\nu_e(0) + \{\cos 2\theta_v \sin(\frac{\pi}{L_v})t - i\cos(\frac{\pi}{L_v})t\}\nu_\mu(0) \quad (1.9)$$

よって、伝播距離 L(=ct,c:光速) だけ進んだ後に同じ flavour である確率 P_vは、t=0 で $\nu_e(0) = 0, \nu_\mu(0) = 1$ とすると

$$P_v(\nu_\mu \to \nu_\mu) = | < \nu_\mu(t)|\nu_\mu(0) > |^2 = 1 - \sin^2 2\theta_v \sin^2(\frac{\pi L}{L_v}) \quad (1.10)$$

$$L_v = 2.48km(\frac{p_v}{1GeV/c})(\frac{\Delta m^2}{1eV^2})^{-1} \quad (1.11)$$

または、次のように書ける。

$$P_v(\nu_\mu \to \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\theta_v \sin^2(\frac{1.27\Delta m^2(eV^2)L(km)}{p_\nu(GeV/c)}) \quad (1.12)$$

神岡実験のような地下実験の場合、混合角が十分大きければ、$L \simeq 13000km$ (地球の直径),$P_\nu \sim 1GeV$ で Δm^2 の領域が 約 $10^{-4}eV^2$のところまで検証することができる。

1.5 物質中でのニュートリノ振動

ニュートリノが物質中を伝播してくるとき、ν_e の振舞いはν_μ, ν_τ とは幾分か異なってくる。物質にはたくさんの電子が存在していて、どの flavour のニュートリノも中性カレントにより電子と相互作用するが、ν_eだけはそれに加えて、荷電カレントによって電子と相互作用することができる (図 1.4)。

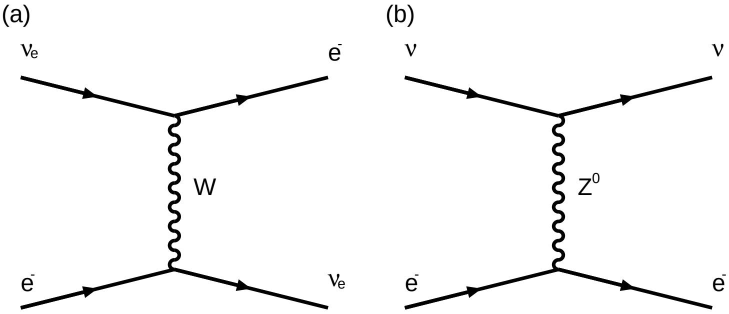


図 1.4: ニュートリノと電子の相互作用

この効果がニュートリノ振動にも影響することを Mikheyev ,Smirnov,Wolfenstein[11, 12] 等が提唱した。この効果を「MSW 効果」と呼ぶ。この効果はν_e を含むニュートリノ振動 $(\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu, \nu_e \leftrightarrow \nu_\tau)$ においてのみ有効である。このニュートリノ振動を「Matter Oscillation」と呼ぶ。したがって、$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$振動は真空中でのニュートリノ振動の場合と同様に記述される。

以下において、この「Matter Oscillation」について議論する。
ν_e, ν_μは 式 1.1と同様に Matter Oscillation の混合角θ_mを用いて次のように書ける。

$$\begin{aligned} |\nu_e> &= \cos\theta_m|\nu_{1m}> + \sin\theta_m|\nu_{2m}> \\ |\nu_\mu> &= -\sin\theta_m|\nu_{1m}> + \cos\theta_m|\nu_{2m}> \end{aligned} \tag{1.13}$$

また、式 1.6と同様に

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -(\frac{\pi}{L_m})\cos 2\theta_m & (\frac{\pi}{L_m})\sin 2\theta_m \\ (\frac{\pi}{L_m})\sin 2\theta_m & (\frac{\pi}{L_m})\cos 2\theta_m \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \tag{1.14}$$

と書ける。ここで、$\nu_e - e$ の荷電カレント相互作用の効果を考慮するために式 1.7の質量行列 M_vに加えて、R_m という項を加える。

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = [M_v + R_m]\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \tag{1.15}$$

この R_m は次式で与えられる。

$$R_m = \begin{pmatrix} \pm\sqrt{2}GN(x) & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, x = ct \tag{1.16}$$

ここで、$N(x)$ は物質中の電子の密度、G はフェルミ結合定数である。また、符合は、+については $\nu_e - e^-$ の相互作用の場合を、–については $\overline{\nu}_e - e^-$ の相互作用の場合を表す。

式 1.14を変形すると次式になる。

$$i\frac{d}{dt}\left(\begin{array}{c}\nu_e\\ \nu_\mu\end{array}\right)=\left(\begin{array}{cc}-(\frac{\Delta m^2}{4p_v})\cos 2\theta_v \pm \frac{GN}{\sqrt{2}} & (\frac{\Delta m^2}{4p_v})\sin 2\theta_v \\ (\frac{\Delta m^2}{4p_v})\sin 2\theta_v & (\frac{\Delta m^2}{4p_v})\cos 2\theta_v \mp \frac{GN}{\sqrt{2}}\end{array}\right)\left(\begin{array}{c}\nu_e\\ \nu_\mu\end{array}\right) \tag{1.17}$$

式 1.14における $L_m, \sin^2 2\theta_m$ は次のように与えられる。

$$L_m = \frac{L_v}{\sqrt{1 \mp 2(\frac{L_v}{L_0})\cos 2\theta_v + (\frac{L_v}{L_0})^2}} \tag{1.18}$$

$$\sin^2 2\theta_m = \frac{\sin^2 2\theta_v}{\sin^2 2\theta_v + (L_v/L_0 \mp \cos 2\theta_v)^2} \tag{1.19}$$

$$L_0 = 2\pi/\sqrt{2}GN = 1.624 \times 10^4 km/\rho \tag{1.20}$$

ここで、$\rho = N/(6.02 \times 10^{23})$ として電子の密度をモル数で表している。
式 1.19から、真空中での振動の混合角 θ_v 小さくても、共鳴条件 $L_v/L_0 = \cos 2\theta_v$ を満たす時、混合強度 $\sin^2 2\theta_m$が最大の 1 に達し、共鳴的にニュートリノ振動が起きることがわかる。

また、ν_μ が距離 L だけ伝播してきた後に ν_μ である確率 $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$ は 式 1.10と同様に次式で与えられる。

$$P_m(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\theta_m \sin^2(\frac{\pi L}{L_m}) \tag{1.21}$$

ただし、この式は物質の密度が定数のときのみ有効である。図 1.5は地球内部の物質密度の図であるが、この図が示すように物質密度は一様でない。そのため、解析的に計算はできないため、コンピューターによる数値計算を行う必要がある。

1.6 ニュートリノ振動に関する実験結果

もし、このニュートリノ振動が確証されたならば、ニュートリノに有限の質量があることを意味し、このことは素粒子の標準理論を超える極めて重要な実験となる。そのため、このニュートリノ振動の検証のための実験がさまざまなニュートリノ源を用いて数多く行われている。式 1.12からわかるように、ニュートリノ振動は実験のパラメーター L/P_ν によって異なってくる。実験条件が $\Delta m^2 L/p_\nu \simeq O(1)$ 付近であればニュートリノ振動が観測可能である。つまり、Δm^2 が小さい領域を検証しようとするならば、伝播距離 L が大きいか、ニュートリノのエネルギーが小さくなければならない。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。

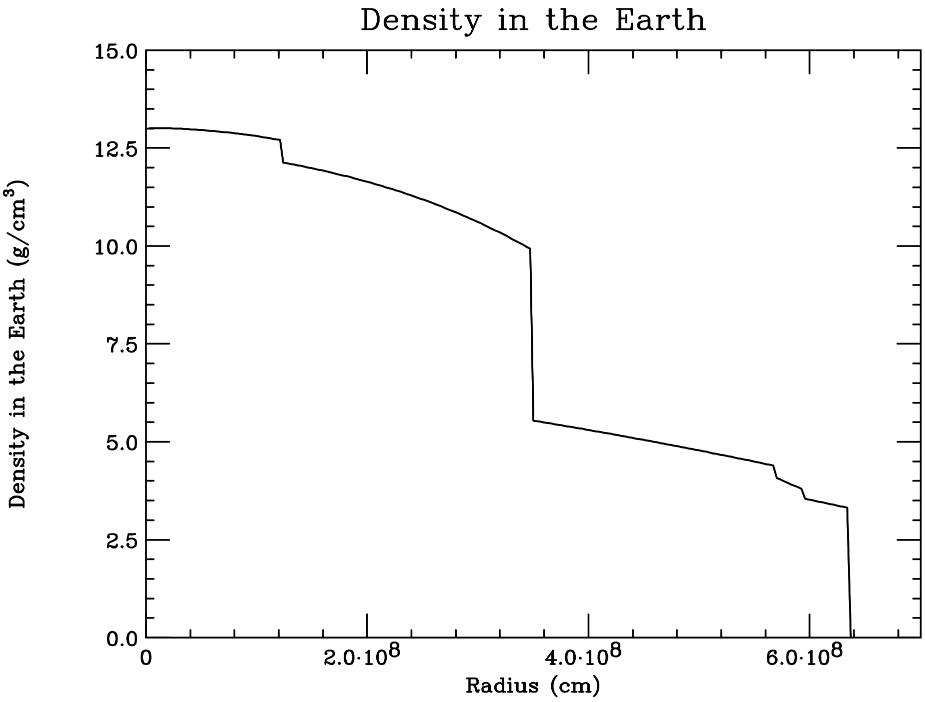


図 1.5: 地球内部の物質密度

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

表 1.2: ニュートリノ振動実験でのニュートリノ源とその観測できる領域

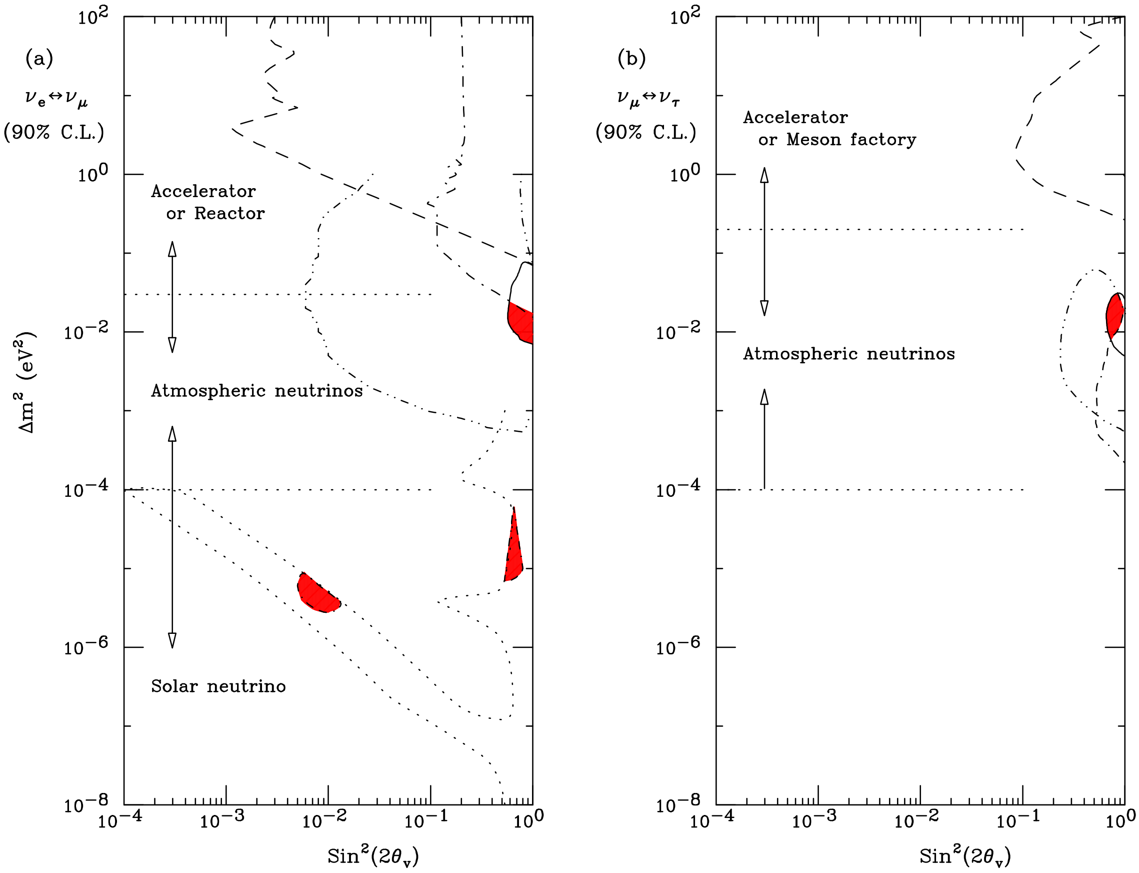


図 1.6: ニュートリノ振動実験の結果 (左図は$\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ 振動、右図$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ 振動の場合を表す。)

左図において鎖線、1 点鎖線、点線はそれぞれ加速器、reactor、太陽ニュートリノの実験の結果を表す。右図において 1 点鎖線、鎖線、実線はそれぞれ加速器、メソンファクトリー、大気ニュートリノの実験結果を表す。図の黒い部分がこれらを合わせた許容領域である。

図 1.6 に過去のニュートリノ振動実験の結果による、$\Delta m^2, \sin^2 2\theta_v$ の許容領域を示す([13] ~ [25])。

現在までニュートリノ振動を示唆するいくつかの実験結果が報告されているが、ニュートリノ振動を確証するまでには至っていない。

1.7 スーパーカミオカンデにおいて上向き突き抜けμ事象を解析する物理的意義

section1.2で述べたように、大気ニュートリノのエネルギーとしては上向き突き抜けμ事象は contained event よりもおよそ 10~100 倍程度高エネルギーである。もし、ニュートリノ振動が実際に起こっているとするならば、高エネルギーの領域でも起こっているはずであり、スーパーカミオカンデにおいて上向き突き抜けμ事象を解析するということは、「大気ニュートリノ問題」、「ニュートリノ振動」の最も有力な追試の一つとなる。

また、上向き突き抜けμ事象の解析はカミオカンデでも行われている [26, 27] が、スーパーカミオカンデにおける解析の大きな長所は、検出器が大規模になったことにより統計量が大幅に増えること[4]と、検出器の大きさに加えて光電子増倍管の密度が約 2 倍に増えたことにより角度分解能が良くなったことである (2章参照)。このことから、より大きな統計量を用いて宇宙線μのしみこみの少ない精密な解析が可能となる。

また、検出器が大規模になったことによりμが検出器を突き抜けるためにはより高いエネルギーが必要となる。そのため、そのμを生じさせる親ニュートリノのエネルギーはカミオカンデの場合よりもやや高エネルギーの領域をみていることになる (図 1.7)。

また、スーパー神岡実験では豊富な統計量を利用して検出されるμの天頂角分布をとり、理論で予想される天頂角分布と比較することで、「ニュートリノ振動」の可能性を探索することができる。
図 1.8にニュートリノ振動の有無によって予想される天頂角分布の違いを示す。
図はそれぞれの flux の絶対値を規格化し、ニュートリノ振動のある場合の天頂角分布をない場合の天頂角分布で割ったものである。つまり、ニュートリノ振動がない場合を基準にした天頂角分布の形のみを表す図である。
スーパーカミオカンデ検出器で観測される上向き突き抜けμの事象はその向きにより、ニュートリノが伝播する距離が異なる ($10km \lesssim L \lesssim 13,000km$)。そのことが、ニュートリノ振動の確率の値を変化させ、天頂角分布に顕著に表れるのである。

section3.5で述べるように、flux の絶対値における理論の期待値は約 18%の系統誤差がつくのに対し、天頂角分布は約 5%と非常に小さい。つまり、天頂角分布を測定することによりニュートリノ振動について理論的不定性の小さな解析を行うことができるのである。

---

[4] 上向き突き抜けμ事象は、カミオカンデにおいては~1event/6days に対し、スーパーカミオカンデでは~1event/day の頻度で観測される。

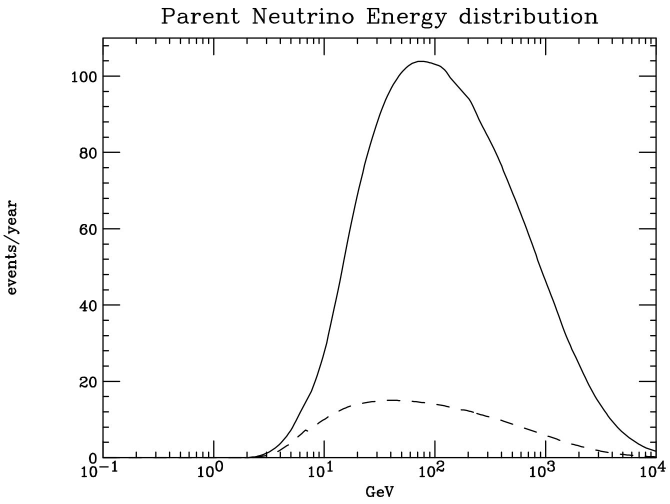


図 1.7: 上向き突き抜けμの親ニュートリノのエネルギー分布

実線はスーパーカミオカンデ、点線はカミオカンデの場合を表す。
また、縦軸は１年間に観測される event 数を表す。
スーパーカミオカンデにおけるエネルギーのピークはカミオカンデよりも高エネルギー側にシフトしているのがわかる。

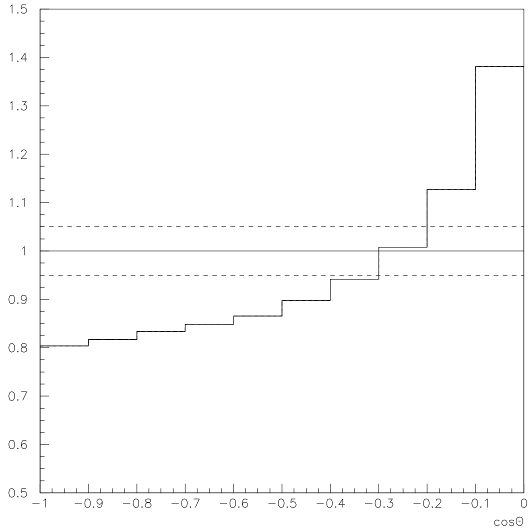


図 1.8: ニュートリノ振動の有無による天頂角分布の違い

y=1(縦軸を y とする) の直線はニュートリノ振動がない場合、ヒストグラムはニュートリノ振動がある場合の例を表す ($\Delta m^2 = 1.6 \times 10^{-2}, \sin^2 2\theta_v = 1.0$)。点線は理論の系統誤差 ($\pm 5\%$) を表す。なお、$\cos\theta = -1$ を鉛直上向きとする。

第 2 章

スーパーカミオカンデ検出器

スーパー神岡実験は 1996 年 4 月 1 日から開始された。付録 A にスーパー神岡実験の共同実験者を表記する。
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。

2.1 検出原理

スーパーカミオカンデ検出器は総重量 50,000 トンの水チェレンコフ型検出器である。粒子はこのチェレンコフ光を検出することにより観測される。
チェレンコフ光は、屈折率 n の媒質中で荷電粒子がその媒質中での光速 c/n を超えて運動する際に、式 2.1での角Θ_cで関係づけられる方向に放出される光である (図 2.1)。

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

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

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

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