修士論文

スーパーカミオカンデにおける
低エネルギー
反電子ニュートリノの探索

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

丸藤　祐仁

平成 12 年

概 要

スーパーカミオカンデは 1996 年 4 月 1 日に実験を開始、現在まで約 5 年間運転し、1260 日に相当する物理解析データを蓄積している。本論文はこの 1260 日のデータを元に構成されている。

このスーパーカミオカンデの太陽ニュートリノ解析に用いられるデータから、^8B ニュートリノのスペクトルを仮定した時の太陽からの $\bar{\nu}_e$ フラックスの上限値として

$$\begin{aligned}\Phi(\bar{\nu}_e)/\Phi_{BP98}(^8B) &\leq 1.75\%(90\%CL)\\ &\leq 1.77\%(95\%CL)\end{aligned}$$

を得た。
本論文の結果は、現在までのベストリミット、

$$\Phi(\bar{\nu}_e)/\Phi_{BP98}(^8B) < 3.5\%(95\%CL)\ [10]$$

を更新する数値である。
この結果は、ニュートリノがマヨラナ粒子であり磁気モーメントを持つ場合、

$$\nu_e \rightarrow (RSFP) \rightarrow \bar{\nu}_\mu \rightarrow (Oscilation) \rightarrow \bar{\nu}_e$$

といった遷移が考えられる為ニュートリノの性質を知る上で重要である。

また、宇宙線 μ による水中の酸素原子核破砕から発生する放射性元素、spallation products によるイベントを、統計的手法を用いて見積もったところ、スーパーカミオカンデの低エネルギーイベント十数 MeV 領域では、バックグラウンドの約 80%以上がこの過程によるものであるという事が分かった。

このバックグラウンドを差し引く事によって、太陽からの $\bar{\nu}_e$ の上限値についてさらに厳しい

$$\Phi(\bar{\nu}_e)/\Phi_{BP98}(^8B) \leq 0.95\%(90\%CL)$$

という結果を得た。

目 次

第 1 章　序 **6**
1.1　標準太陽モデル 6
1.2　ニュートリノ振動 10
1.2.1　真空振動 10
1.2.2　MSW 効果 10
1.3　Resonant Spin Flavor Precession 12
1.4　ニュートリノ磁気モーメントの上限値 13
1.5　太陽からの $\bar{\nu}_e$ フラックスの上限値 14
1.6　Resonant Spin Flavor Precession を用いた太陽ニュートリノ問題の説明 . . 14
1.7　本研究の目的 14

第 2 章　スーパー神岡実験 **15**
2.1　ニュートリノ反応 15
2.2　スーパーカミオカンデ検出器 15
2.3　光電子増倍管 16
2.4　データ収集システム 16
2.4.1　エレクトロニクス 16
2.4.2　オンラインシステム 18
2.5　純水装置 18

第 3 章　キャリブレーション **21**
3.1　PMT キャリブレーション 21
3.1.1　ゲインキャリブレーション 21
3.1.2　タイミングキャリブレーション 22
3.2　水の透過率 22
3.2.1　ダイレーザーによる直接測定 24
3.2.2　宇宙線 μ による測定 25
3.3　LINAC エネルギーキャリブレーション 26
3.4　Ni-Cf エネルギーキャリブレーション 29
3.5　DT エネルギーキャリブレーション 29
3.6　宇宙線 μ の崩壊電子を用いたエネルギーキャリブレーション 31
3.7　Trigger efficiency 33

第 4 章　データ解析 **35**
4.1 イベントセレクション 35
4.1.1 バーテックスの再構成 35
4.1.2 方向の再構成 35
4.1.3 リアルタイムイベントセレクション 36
4.1.4 First Reduction 36
4.1.5 Spallation cut 37
4.1.6 Second Reduction 42
4.1.7 Final Reduction 43
4.1.8 Reduction summary 43
4.2 最終データサンプルのエネルギースペクトル 45
4.3 Detector simulation 45
4.3.1 B8 ニュートリノ フラックス 45
4.3.2 $\bar{\nu_e} + p \rightarrow e^+ + n$ crossection and $\cos\theta$ distribution 46
4.3.3 Expected スペクトル 48
4.4 太陽からの反電子ニュートリノフラックスの上限値 48
4.5 統計的スポレーションイベントの見積り 52
4.6 中性子捕獲イベントを用いたバックグラウンド除去の可能性 60

第 5 章　結論 **64**

参考文献 65

図 目 次

1.1 pp-chain 7
1.2 solar neutrino spectrum 8
1.3 Production point distribution as a function of the solar radius 9
1.4 CNO-cycle 9

2.1 スーパーカミオカンデ検出器 16
2.2 PMT を支持するステンレス構造体 17
2.3 20 インチ (直径 50cm)PMT 17
2.4 データ収集システム 19
2.5 純水装置 20

3.1 光量キャリブレーションのセットアップ 21
3.2 光量の広がり 22
3.3 光量の広がりの時間変化 23
3.4 TQ マップ 23
3.5 20 インチ PMT の時間分解能 24
3.6 水の透過率測定のセットアップ 24
3.7 波長 420nm における距離と光量の関数 25
3.8 減衰長の波長依存分布 25
3.9 水の透過率の時間変化 26
3.10 LINAC の全体像：それぞれの黒丸は電子の入射点を表している 27
3.11 LINAC の endcap 27
3.12 LINAC のバーテックス分布 28
3.13 LINAC energy scale 28
3.14 LINAC position dependence 29
3.15 Ni-Cf キャリブレーションのセットアップ 30
3.16 DT generator data taking 30
3.17 典型的な DT キャリブレーションのスペクトル 31
3.18 DT キャリブレーションからのエネルギースケールの位置依存性 32
3.19 DT キャリブレーションからのエネルギースケールの角度依存性 32
3.20 LE trigger の efficiency 33
3.21 SLE トリガー -260mV 34
3.22 SLE トリガー -250mV 34
3.23 SLE トリガー -222mV 34

3.24 SLE トリガー -212mV 34

4.1 goodness 分布 37
4.2 Q_{res} の 6 つの領域における DL 分布 39
4.3 The distribution of the likelyhood for DL 40
4.4 The distribution of the likelyhood for DT 40
4.5 Distribution of Q_{res} 41
4.6 Q_{res} の likelyhood function 41
4.7 SK 1260days $\cos\theta_{sun}$ distribution 43
4.8 最終データサンプルのエネルギースペクトル 45
4.9 ^8B ニュートリノフラックスの期待値 46
4.10 crossection & $\cos\theta$ 分布 47
4.11 0th order output positron energy 47
4.12 1st order output positron energy 47
4.13 観測される予測スペクトル 48
4.14 Expected スペクトル 49
4.15 太陽からの $\bar{\nu}_e$ フラックスの上限値 50
4.16 Fitting for final sample 51
4.17 Fitting for MC sample 51
4.18 最も厳しい上限値のエネルギー範囲 52
4.19 低エネルギーイベントと宇宙線 μ との時間差分布 54
4.20 スポレーションイベントの割合とエネルギーの相関 55
4.21 最終データサンプル中のスポレーションイベントの割合 ($DT\leq$100sec) . . . 55
4.22 DL に制限を加えない場合の低エネルギーイベントと宇宙線 μ との時間差分布 56
4.23 SK タンクの壁から 5m 以内のイベントを用いた低エネルギーイベントと宇宙線 μ との時間差分布 57
4.24 SK タンクの中心から壁から 5m までのイベントを用いた低エネルギーイベントと宇宙線 μ との時間差分布 57
4.25 低エネルギーイベントとイベントの差 58
4.26 各 run についての宇宙線 μ の時間差分布 58
4.27 エネルギーの違いによる宇宙線 μ と低エネルギーイベントの時間差分布 1 . 59
4.28 エネルギーの違いによる宇宙線 μ と低エネルギーイベントの時間差分布 2 . 59
4.29 エネルギーの違いによる宇宙線 μ と低エネルギーイベントの時間差分布 3 . 59
4.30 最終データサンプル中のスポレーションイベントの割合 ($DT\leq$50sec) . . . 60
4.31 2.2MeVγ のモンテカルロシミュレーションの分布 62
4.32 トリガーシミュレーションを通した後の 2.2MeVγ のモンテカルロシミュレーションの分布 63

表 目 次

1.1 電子密度と混合角との関係 11

4.1 Summary of spallation products 38
4.2 Reduction summary 44

第1章　序

1960 年代後半に R.Davis によって太陽ニュートリノが観測されてから約 30 年間 [1] 、未だ標準太陽モデルから予測されるニュートリノのフラックスよりも観測されたニュートリノの数が明らかに少ないという太陽ニュートリノ問題は解決されていない。この理由を探るため、今まで太陽モデルの観点、そして観測するニュートリノの観点から様々な考察がなされてきた。しかし、様々な太陽モデルを用いてもこの問題の解決には結び付かなかった。
また、パウリによって提唱されたニュートリノという粒子の全貌も謎に包まれている。標準電弱モデルによれば、素粒子のレプトン数は保存し、全てのニュートリノは質量を持たず、磁気モーメントも電気双極子も必要としない。しかしこれらは非常に小さい値である為に近似としての 0 と置いても矛盾しないのであって、完全に 0 であるという実験結果は得られていない。
一方、1998 年 The Super-Kamiokande Collaboration によって、大気ニュートリノフラックスの上下非対称性から ν_μ がニュートリノ振動を起こしている、つまり少なくとも 1 つのニュートリノについての質量が有限値である事 [2] が発見され、非常に大きな注目を集めたのは記憶に新しい。太陽ニュートリノについても同様に、太陽中の核融合から発生する ν_e が質量を持ち、そのニュートリノ振動によって ν_e が ν_x に変化する為に観測されるニュートリノの量が小さいとも考えられるが、他にもニュートリノが磁気モーメントを持っていた場合、太陽内では強い磁場が予想される為左巻の ν_{eL} が右巻の ν_{eR} に変化し、観測出来ないというモデルも考えられる。
本論文では、ニュートリノが磁気モーメントを持つ場合に、太陽から飛来する電子型ニュートリノが反電子ニュートリノに変化する可能性を探り、スーパーカミオカンデ 1260 日のデータと比較する事により反電子ニュートリノのフラックスの上限値について考察する。

1.1　標準太陽モデル

今日、太陽が核反応によって長期間莫大なエネルギーを発生させている事は広く知られている。主系列星に属し長期の寿命を持つ太陽は、現在、安定に水素を燃やしてエネルギーを発する過程にあり、その 98.5%までは pp-chain(proton-proton chain) と呼ばれる反応によってエネルギーを発する。この pp-chain の全体は以下のような式で表される。

$$4p \rightarrow \alpha + 2e^+ + 2\nu_e$$

ここで $2e^+$ は自由電子と対消滅して約 1MeV のエネルギーを発生させ、全体として約 27MeV のエネルギーを放つ。一方、この核融合反応によって 2 つのニュートリノが発生するが、図 1.1 に示すように、大まかに pp-I,pp-II,pp-III の 3 タイプに分かれる。

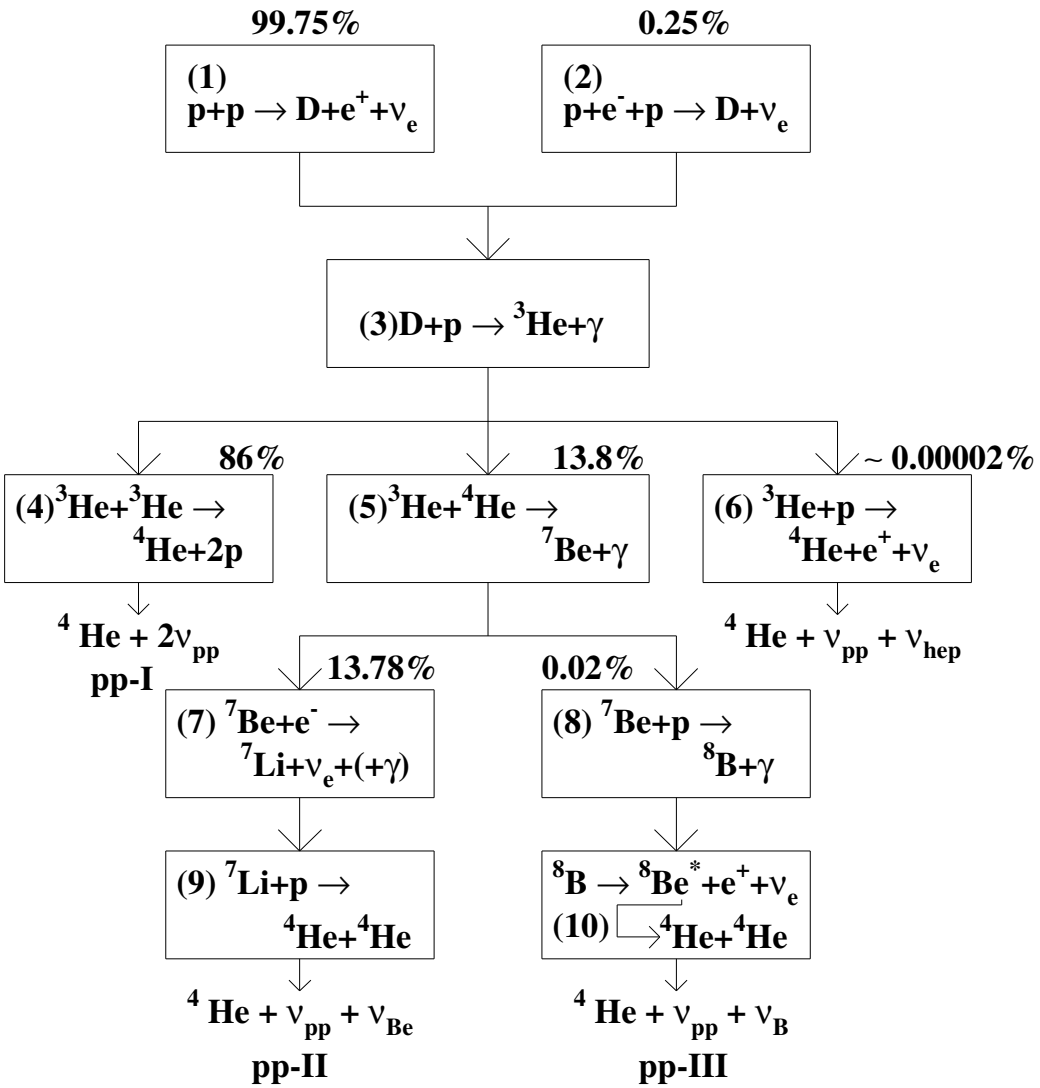
99.75%
0.25%
(1)
p+p → D+e+ +νe
(2)
p+e- +p → D+νe
(3)D+p → 3He+γ
86%
13.8%
~ 0.00002%
(4)3He+3He → 4He+2p
(5)3He+4He → 7Be+γ
(6) 3He+p → 4He+e+ +νe
4 He + 2νpp
pp-I
4 He + νpp + νhep
13.78%
0.02%
(7) 7Be+e- → 7Li+νe+(+γ)
(8) 7Be+p → 8B+γ
(9) 7Li+p → 4He+4He
8B → 8Be* +e+ +νe
(10) → 4He+4He
4 He + νpp + νBe
pp-II
4 He + νpp + νB
pp-III

図 1.1: pp-chain

また、この pp-chain のどの列から発生したのかによって、ニュートリノのエネルギーに以下のような違い [3] がある。

$$
\begin{aligned}
p + p \rightarrow^{2} H + e^{+} + \nu_e &: E_{\nu_e} < 0.423 MeV \\
p + e^{-} + p \rightarrow^{2} H + \nu_e &: E_{\nu_e} = 1.445 MeV \\
^{7}Be + e^{-} \rightarrow^{7} Li + \nu_e &: E_{\nu_e} = 0.863 MeV(89.7\%) \\
&: E_{\nu_e} = 0.386 MeV(10.3\%) \\
^{8}B \rightarrow^{8} Be* + e^{+} + \nu_e &: E_{\nu_e} <\sim 16.5 MeV \\
^{3}He + p \rightarrow^{4} He + e^{+} + \nu_e &: E_{\nu_e} < 18.78 MeV
\end{aligned}
$$

この pp-chain から発生したニュートリノが、地球に到達した場合に予想されるスペクトルを示したのが図 1.2 である。スーパーカミオカンデ (以下 SK) のエネルギー閾値を考慮に入れると、観測可能なのは ^{8}B ニュートリノと hep ニュートリノである。

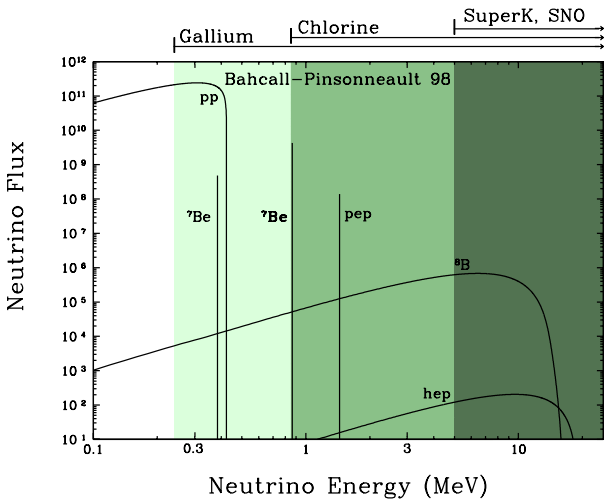

図 1.2: solar neutrino spectrum

また、ニュートリノの発生数と太陽の半径との相関を示したのが図 1.3 である。より軽い元素はより外側で、そして重い元素はより中心に近い距離で反応を起こす事が分かる。

一方、エネルギー生成の残り 1.5%は CNO cycle (carbon-nitrogen-oxygen cycle) と呼ばれる反応になっている。この反応を示したのが図 1.4 である。この図を見て分かるように 、C,N,O が一周する過程の中で p を消費し、ニュートリノを発生させる事が分かる。

この反応によって発生するニュートリノのエネルギーは以下の通り [3] である。

$$
\begin{aligned}
^{13}N + p \rightarrow^{13} C + e^{+} + \nu_e &: E_{\nu_e} < 1.198 MeV \\
^{15}O + p \rightarrow^{15} N + e^{+} + \nu_e &: E_{\nu_e} < 1.732 MeV \\
^{17}F \rightarrow^{17} O + e^{+} + \nu_e &: E_{\nu_e} < 1.736 MeV
\end{aligned}
$$

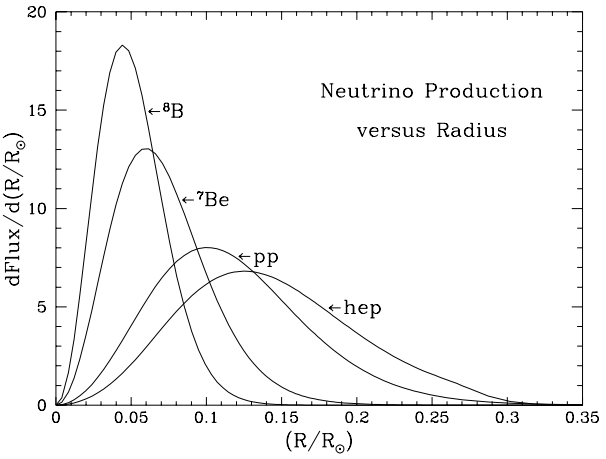

図 1.3: Production point distribution as a function of the solar radius

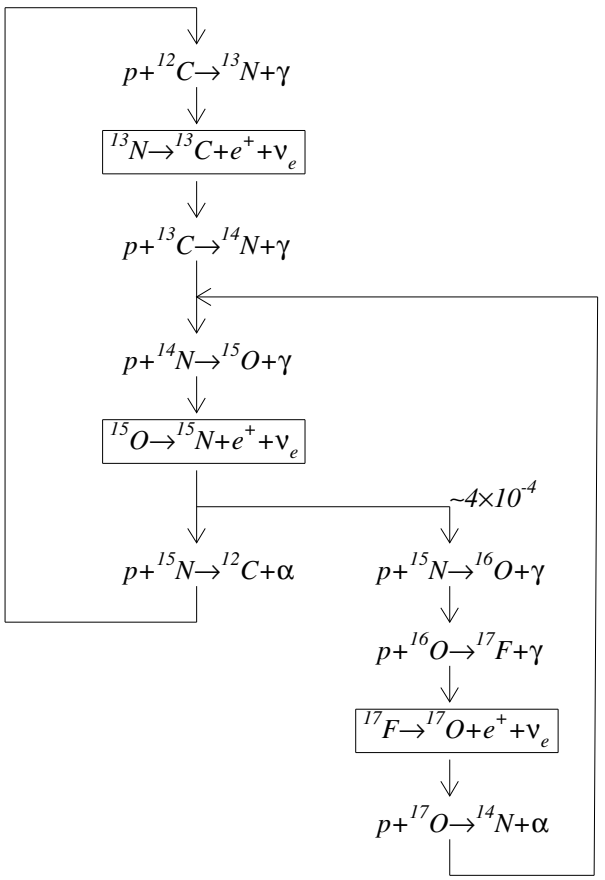

図 1.4: CNO-cycle

しかし、この CNO サイクルによって発生したニュートリノは、スーパーカミオカンデのエネルギー閾値よりも下である為に観測する事が出来ない。

1.2　ニュートリノ振動

1998 年、The Super-Kamiokande collaboration の大気ニュートリノ観測によって $\nu_\mu \to \nu_\tau(\nu_x)$ 振動、及び、ニュートリノの有限質量が発見された。同様に ν_e, ν_μ も質量を持つと考えられ、その場合 $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu(\nu_\tau)$、$\bar{\nu_e} \leftrightarrow \bar{\nu}_\mu(\bar{\nu_\tau})$ 振動が起きる。

1.2.1　真空振動

ここで質量の固有状態を ν_1,ν_2 と置くと、真空中でのフレーバーとの関係は以下のように表すことが出来る。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} cos\theta & sin\theta \\ -sin\theta & cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \equiv U \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix}$$

ここで、θ は真空中での混合角である。
また、ν_e,ν_μ は真空中を自由粒子として伝搬する為、質量の固有状態は、

$$\begin{pmatrix} \nu_1(t) \\ \nu_2(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{-iE_1 t} & 0 \\ 0 & e^{-iE_2 t} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1(0) \\ \nu_2(0) \end{pmatrix}$$

これらから、$\nu_e \to \nu_\mu$ への振動の確率は、

$$P(\nu_e \to \nu_\mu) = sin^2 2\theta \cdot sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m^2 L}{E} \right)$$

と表すことが出来る。ここで E はニュートリノのエネルギー、L は時間 t にニュートリノが走る距離、そして Δm^2 は、ν_1 と ν_2 の質量差の二乗である。

1.2.2　MSW 効果

ニュートリノは、物質中において共鳴的なニュートリノ振動を起こす。これは ν_e が W^+(荷電カレント) と Z^0(中性カレント) を媒介して電子･ニュートリノ散乱を起こすのに対し、$\nu_{\mu(\tau)}$ は Z^0 のみを媒介する為に、物質中で感じるポテンシャルに差 ($V_e = \sqrt{2} G_F N_e, G_F$: フェルミ結合定数, N_e : 電子の数密度) があるからである。これら物質中の効果を入れた伝搬方程式は、以下のようになる。

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = H \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix}$$

ここでハミルトニアンは $H \simeq E + \frac{1}{2E}(M^2 + 2EV)$ である。また、ポテンシャル V は、対角成分の共通項を差し引いて

$$V = \begin{pmatrix} V_e & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$$

M^2 は、

$$M^2 = U \begin{pmatrix} m_1^2 & 0 \\ 0 & m_2^2 \end{pmatrix} U^{-1}$$

と表すことが出来る。さらに $A = 2EV_e = 2\sqrt{2}G_F N_e E$ とおいて、H から E を差し引くと、

$$2EH = \frac{1}{2}(M_1^2 + M_2^2 + A) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} A - \Delta m^2 cos2\theta & \Delta m^2 sin2\theta \\ \Delta m^2 sin2\theta & -A + \Delta m^2 cos2\theta \end{pmatrix}$$

となる。これらから伝搬方程式は以下のように簡略化される。

$$i\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = 2\pi \begin{pmatrix} \frac{1}{L_e} - \frac{cos2\theta}{L_v} & \frac{sin2\theta}{2L_v} \\ \frac{sin2\theta}{2L_v} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix}$$

$$\begin{aligned} L_v &: \frac{4\pi E}{\Delta m^2} \\ L_e &: \frac{4\pi E}{A} = \frac{\sqrt{2}\pi}{G_F N_e(t)} \end{aligned}$$

ここで物質中の電子密度が一定の場合 ($A =$ 定数)、$\nu_e \to \nu_\mu$ の振動確率は

$$P(\nu_e \to \nu_\mu) = sin^2(2\theta_m) sin^2(\frac{\pi L}{L_m})$$

となる。ここで、

$$\begin{aligned} L_m &= L_v \left[sin^2(2\theta) + \left(\frac{L_v}{L_e} - cos2\theta \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \\ sin^2(2\theta_m) &= sin^2(2\theta) \left[sin^2(2\theta) + \left(\frac{L_v}{L_e} - cos2\theta \right)^2 \right]^{-1} \end{aligned}$$

共鳴状態は $L_v = L_e \cos 2\theta$ の場合に発生し、最大の振動を起こす。
以上より、振動の大きさ θ_m は電子の数密度 (N_e) の影響を受け、表 1.1 のように変化する。

$$N_e^{resonance} = \frac{\Delta m^2}{2\sqrt{2}G_F E} \cos(2\theta)$$

N_e	0	...	$N_e^{resonance}$	...	∞
θ_m	θ	...	$\pi/4$	...	$\pi/2$

表 1.1: 電子密度と混合角との関係

この効果は提唱した 3 人の名前の頭文字から MSW (Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein) 効果 [4] と呼ばれる。

1.3 Resonant Spin Flavor Precession

もしニュートリノがスピンを反転させるような磁気モーメントを持つ場合、磁場との相互作用によってニュートリノのヘリシティが左巻きから右巻きに変換され得る。

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix}\nu_L\\ \nu_R\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}0 & \mu B\\ \mu B & 0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\nu_L\\ \nu_R\end{pmatrix}$$

このアイディアは Cisneros [5] によって提案され、Okun,Voloshin, Vysotskii [6] によって太陽ニュートリノ問題に対する解として提案された。また、ν_L が中性カレントによるポテンシャルの影響を受けるのに対して、ν_R は受けない。その為、物質中では前述した MSW 効果のようにニュートリノが受けるポテンシャルの差により、共鳴的に右巻のニュートリノに変化する。この ν_e が受けるポテンシャルは以下のように表される、

$$\begin{aligned}H_{\nu_e} &= H(\nu_e e\to\nu_e e)Ne+H(\nu_e p\to\nu_e p)Np+H(\nu_e n\to\nu_e n)Nn\\ &= \frac{G}{\sqrt{2}}(1+4sin^2\theta)Ne+\frac{G}{\sqrt{2}}(1-4sin^2\theta)Np-\frac{G}{\sqrt{2}}Nn\\ &= \frac{G}{\sqrt{2}}(2Ne-Nn)\end{aligned}$$

同様に、

$$H_{\nu_\mu}=-\frac{G}{\sqrt{2}}Nn$$

ここで Nx は物質中の数密度を表し、Ne=Np を用いた。
また、ニュートリノがディラック粒子かマヨラナ粒子なのかで、右巻ニュートリノが受けるポテンシャルに違いがある。もしディラックニュートリノの場合、右巻きニュートリノは物質と相互作用しないのでポテンシャルは受けない。その為、時間変化は次のように表される、

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix}\nu_{eL}\\ \nu_R\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}\frac{G}{\sqrt{2}}(2N_e-N_n) & \mu B\\ \mu B & 0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\nu_{eL}\\ \nu_R\end{pmatrix}$$

μ : ニュートリノの磁気モーメント
G : フェルミ定数
B : 磁場
N_e : 電子の数密度
N_n : 中性子の数密度

一方マヨラナニュートリノの場合、$\nu_R=\bar{\nu}_L$ であるから物質と相互作用を起こし、ポテンシャルは以下のようになる。

$$\begin{aligned}H_{\bar{\nu}_e} &= -\frac{G}{\sqrt{2}}(2Ne-Nn)\\ H_{\bar{\nu}_\mu} &= \frac{G}{\sqrt{2}}Nn\end{aligned}$$

この為、マヨラナニュートリノの時間変化は以下の式、

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix}\nu_{eL}\\ \bar{\nu}_{\mu}\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}\frac{G}{\sqrt{2}}(2N_e-N_n) & \mu B\\ \mu B & \frac{G}{\sqrt{2}}N_n\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\nu_{eL}\\ \bar{\nu}_{\mu}\end{pmatrix}$$

によって表される。ここで $\bar{\nu}_e$ でなく $\bar{\nu}_{\mu}$ なのは、CPT 保存によって $\nu_e \to \bar{\nu}_e$ という遷移が禁止される為、transition(flavor-off-diagonal) magnetic moment のみ持てるからである [7]。
これらの考察により、ポテンシャルの差によってニュートリノのヘリシティーの反転が大きくなり得るという事が Lim と Marciano [8],Akhmedov [9] によって示された。これは Resonant Spin Flavor Precession(RSFP) と呼ばれる。

1.4　ニュートリノ磁気モーメントの上限値

前述した Resonant Spin Flavor Precessin は、磁場によってスピンの反転を起こすような磁気モーメントを持つ場合に限り有効である。その為、磁気モーメントについて考えるのは必要不可欠である。
現在までの実験結果による磁気モーメントの上限値は、以下のように求められている。
スーパーカミオカンデ 825 日の観測データを元に、磁気モーメントを持つ場合の散乱断面積とスペクトルの比較から、

$$\mu_{\nu_e} < 1.5\times10^{-10}\mu_B(90\%CL)\ [11]。$$

原子炉からの $\bar{\nu}_e$ の観測から、

$$\mu_{\bar{\nu}_e} < 1.8\times10^{-10}\mu_B(90\%CL)\ [12]。$$

$e^-e^+ \to \nu_{\mu}\bar{\nu_{\mu}}$ から、

$$\mu_{\nu_{\mu}} < 7.4\times10^{-10}\mu_B.(90\%CL)\ [13]。$$

$\nu_{\tau}e^- \to \nu_{\tau}e^-$ から

$$\mu_{\nu_{\tau}} < 5.4\times10^{-7}\mu_B.(90\%CL)\ [14]。$$

これら実験結果による結果とは別に、天文学的にもニュートリノの磁気モーメントの上限値が求められている [15]。これは、ヘリウム 3 個から核融合によって ^{12}C を作るというシンプルな過程によって熱を発生させている過程にある、赤色巨星から計算されたものである。もしニュートリノが磁気モーメントを持っていた場合、右巻に変化したニュートリノによって熱が放出される為に中心の温度が下がり (cooling)、それによって寿命が短くなる。この考察から磁気モーメントの上限値を求める事が可能で、天文学的な要請からの磁気モーメントの上限値は、

$$\begin{aligned}\mu_{\nu} &< 3\times10^{-12}\mu_B(Majorana)\\ \mu_{\nu} &< 2\times10^{-12}\mu_B(Dirac)\end{aligned}$$

となっている。

1.5　太陽からの $\bar{\nu}_e$ フラックスの上限値

以上の物理過程において、ニュートリノが

- スピンを反転させるような磁気モーメントを持つ
- 太陽中の磁場が十分大きい
- 質量を持ち、振動を起こす
- マヨラナ粒子

という条件を満たす場合に $\nu_e \to (RSFP) \to \bar{\nu}_\mu \to (Oscilation) \to \bar{\nu}_e$ によって太陽から $\bar{\nu}_e$ が 飛来しているという可能性が考えられる。$\bar{\nu}_e$ は比較的大きな散乱断面積を持っている事から、太陽からの $\bar{\nu}_e$ を探索する事はニュートリノの磁気モーメントを調べるのに役立つ。
これまで太陽からの $\bar{\nu}_e$ フラックスの上限値が得られており、スーパーカミオカンデ 825 日のデータを元に

$$\Phi(\bar{\nu}_e)/\Phi_{BP98}(^8B) < 3.5\%(95\%CL)\ [10]$$

となっている。

1.6　Resonant Spin Flavor Precession を用いた太陽ニュートリノ問題の説明

現在、太陽ニュートリノ問題の解として最も有力なのは MSW 効果によるニュートリノ振動を用いるモデルであり、RSFP を用いた解決についてはあまり注目されていない。しかし、RSFP による解決が必ずしも否定された訳ではなく [16]、João Pulido と E.Kh. Akhmedov によれば [17]、$\mu_\nu = 10^{-11}\mu_B$, 太陽の対流層の底の磁場が $3 \times 10^5 G$ [18] あれば十分に太陽ニュートリノ問題についての解として成り立つとしている。また、もしこの太陽磁場に 2,3 倍の違いがあれば、天文学的得られた磁気モーメントの上限も満たし、太陽ニュートリノ問題の解としていまだに有効である。

1.7　本研究の目的

前節までの考察により、太陽から $\bar{\nu}_e$ が飛来する可能性がある。もし、太陽からの $\bar{\nu}_e$ フラックスが 0 では無い場合にはニュートリノに磁気モーメントが存在する証拠となり、大きな物理的進展に繋がると考えられる。一方フラックスの上限値が求まる場合、マヨラナニュートリノに対する磁気モーメントの上限値を求める元となり、それにより Resonant Spin Flavor Precession による太陽ニュートリノ問題の解決に制限を与える事になる。本論文では、これらの物理的理由により太陽からの $\bar{\nu}_e$ フラックスについて解析を行う。

第2章　スーパー神岡実験

スーパーカミオカンデは 1996 年 4 月 1 日に実験を開始し、その主な目的は核子崩壊の検証 (Kamioka Nucleon Decay Experiment)、及び、ニュートリノの観測 (Kamioka Neutrino Detection Experiment) である。スーパーカミオカンデ検出器は岐阜県吉城郡神岡町の池の山 (北緯 36.43 度, 東経 137.32 度) の地下 1000m(2700m.w.e:水換算深度)、神岡鉱山茂住坑に位置しており、この場所が選ばれたのは豊富な水が手にいれやすい事、そしてバックグラウンドとなる宇宙線μ を遮蔽することが出来るからである。以下、この章では実験に用いられる検出器の概要を説明する。

2.1　ニュートリノ反応

純水中での低エネルギーニュートリノ反応には以下のようなものがある。

$$\nu + e^- \rightarrow \nu + e^-$$

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$$

これらの反応で発生した荷電粒子は、媒質中の光速 (c/n) より速い速度で運動した場合にチェレンコフ光を発する。この光は粒子の進行方向に対し、約 42 度の方向に放出される為、実際にはリングとして見ることが出来る。その為、ニュートリノ-電子散乱の場合、ニュートリノの進行方向を特定する事が出来る。一方、$\bar{\nu}_e$ のイベントの場合、発生した陽電子の方向とニュートリノの進行方向に強い相関はない。これについては後述する。

2.2　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 (図 2.1) の本体となる水槽は、直径 39.3m、高さ 41.4m の円筒形で、総重量 5 万 t の純水を満たす。また、宇宙線μ 、岩盤からのγ や中性子など、外部から飛来する粒子によるイベントとニュートリノイベントを区別する為に、ブラックシートを用いて光学的に内水槽と外水槽とに分けられている。チェレンコフ光を感知する光電子増倍管は、内水槽と外水槽の間のステンレス構造体 (図 2.2) に取り付けられており、それぞれ直径 20inch(50cm)、8inch(20cm) のものが用いられている。また、タンク上部には様々なキャリブレーションを行う為の装置、データ収集を行う為のエレクトロニクス系を収納したエレクトロニクスハット、セントラルハット等が設置されている。

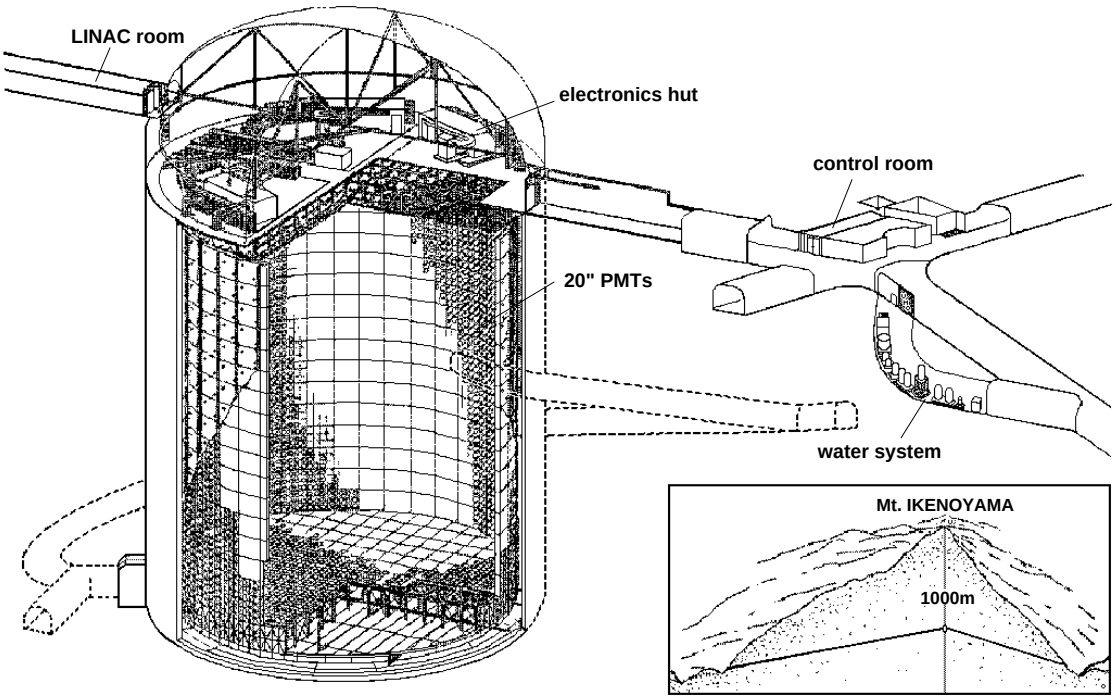

図 2.1: スーパーカミオカンデ検出器

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 2 種類の光電子増倍管 (以下 PMT と呼ぶ) が用いられている。内水槽 (Inner Detector,ID) で用いられているのは 20 インチ (直径 50cm) 浜松ホトニクス製の PMT(図 2.3) であり、カミオカンデ検出器で用いられたものに改良を加えたものである。内水槽にはこの PMT が 11146 本取り付けられ、全表面積に対する光電面の面積は約 40 %になる。一方、外水槽 (Outer Detector,OD) には IMB 実験で用いられていた直径 20cm の 8 インチ PMT、1885 本が用いられ、より多くの光を感知する為に 60cm×60cm の wave length shifter が取り付けられている。

2.4　データ収集システム

2.4.1　エレクトロニクス

図 2.4 は ID のデータ収集システムを表していて、エレクトロニクスは大まかに 2 つ、TKO モジュールと VME モジュールに分かれている。
最初に、PMT からの信号は ATM に送られる。ATM の目的は PMT からの信号を時間情報、光量情報のデジタル信号に変換し、トリガーの信号を作る事である。また、dead time を減らす為に 1 つの PMT につき 2 つのチャンネルが用意されていて、1 つが使えない時はもう一方が使われる。これにより、大気ニュートリノの観測、陽子崩壊に必要な μ からの崩壊電子 (ミューオンイベントの 2.2μsec 後に発生) イベントを特定する事が可能となって

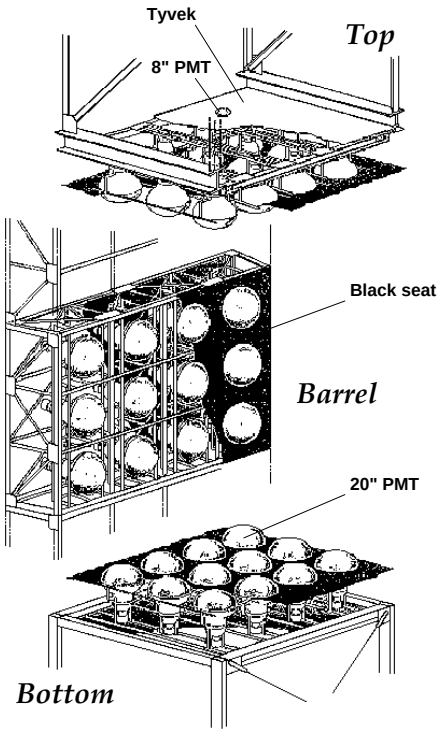

図 2.2: PMT を支持するステンレス構造体

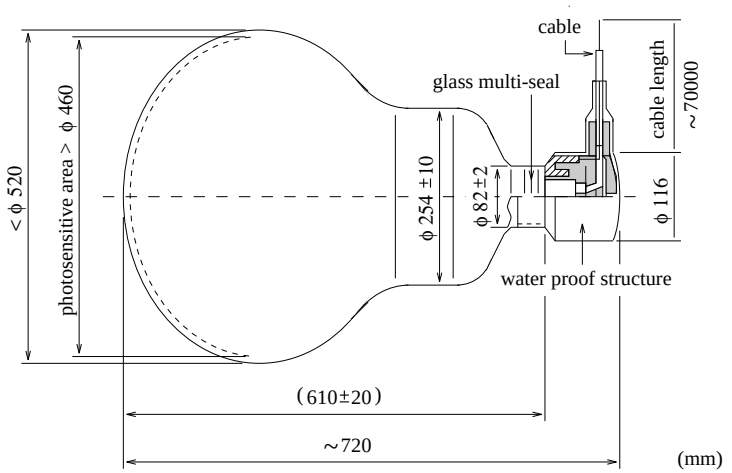

図 2.3: 20 インチ (直径 50cm)PMT

いる。1 つの ATM には最大 12 本の PMT が接続され、処理されている。処理されたデータは SCH(Super Controller Header,bus-interface module)、SMP(Super Memory Partner) を経由し、オンラインコンピューターに送られる。
一方、トリガーは各 ATM 毎の HITSUM を集計し、トリガーシステムで閾値と比較され、トリガーをかけるかどうか決定される。2001 年 1 月現在での閾値は -186mV、約 17 本の PMT の HIT に相当する値 (電子エネルギーに換算して約 3.5MeV) に設定されており、イベントのレートは約 1.6kHz である。

2.4.2　オンラインシステム

SMP からのデータは、各エレクトロニクスハットに二台設置されているワークステーションに送られ、さらにコントロールルームのホストワークステーションでまとめられる事により、イベントが再構成される。

2.5　純水装置

神岡鉱山内には綺麗な豊富な水が大量に湧き出ている。この水を純水装置 (図 2.5) で循環し、検出器内に送られている。この純水装置の目的は以下のようなものが挙げられる。

- 光の吸収、散乱、反射の理由となる小さい塵、$F_e^{2+}, Ni^{2+}, Co^{2+}$ などの金属イオン、そしてバクテリアを取り除き、水の透過率を高める事。
- Rn,Ra,Th などの自然放射能などを取り除くこと。特に Rn は、太陽ニュートリノイベントの大きなバックグラウンドとなる。

その為、検出器から送られた水は、以下のような純水装置系を通され、純化された後、検出器に戻される。

- 1μm フィルター
- ヒートエクスチェンジャー
  ポンプや PMT の影響によって上昇した温度を下げ、バクテリアの発生を抑制する為に、水温を 13 度前後に保つ
- イオン交換樹脂
  水中の金属イオンを除去する
- 紫外線殺菌器
  バクテリアの殺菌に用いられる。この装置により、$10^3 \sim 10^4$ / 1000ml 以下にバクテリアの数を減らす事が出来る。
- 真空脱気装置
  水中のガスを除去する。この装置によって酸素は 99%, ラドンガスは 96%除去される

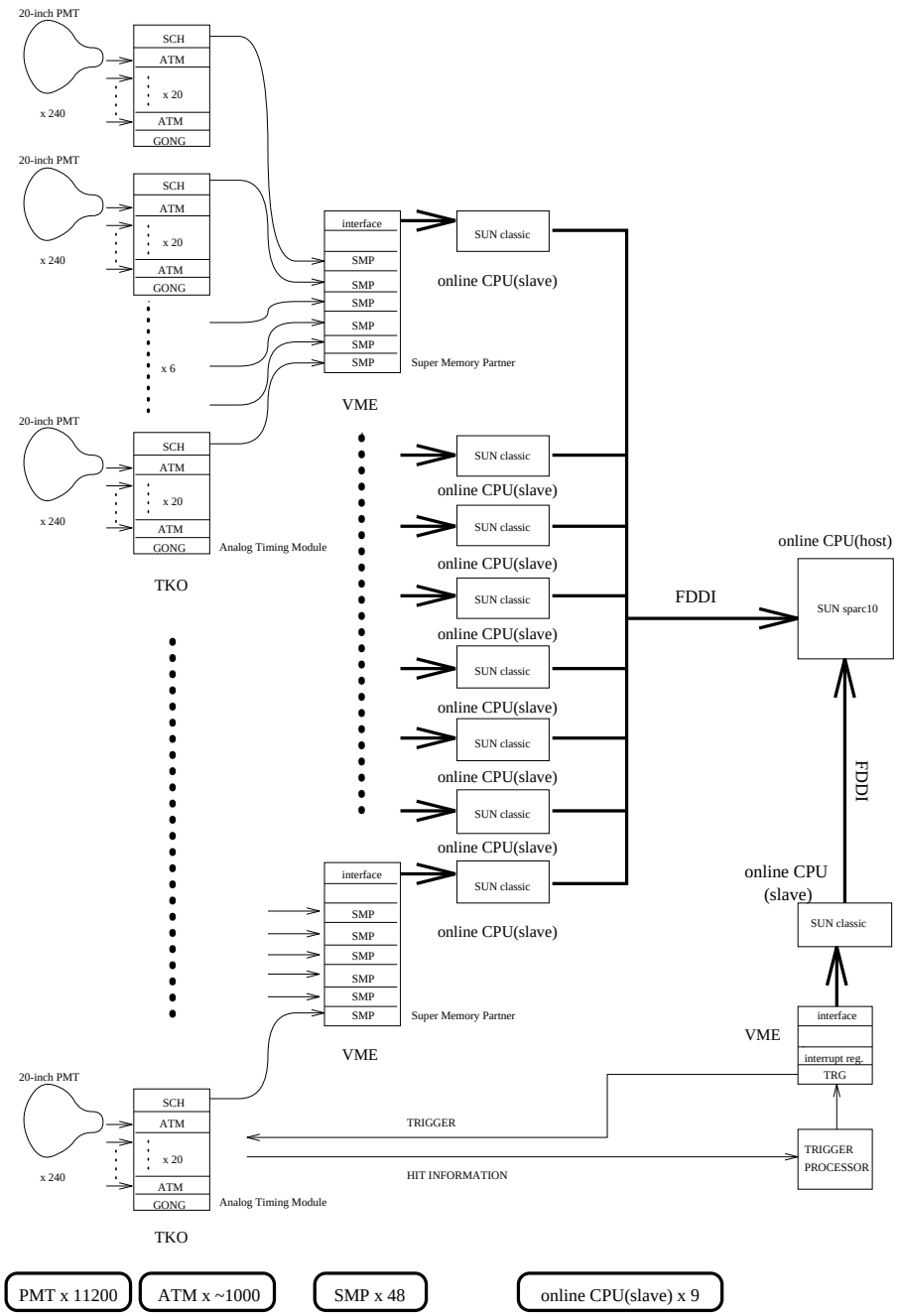

図 2.4: データ収集システム

- Ultra filter
  10nm レベルの小さな塵を除去する
- Buffer tank
- 逆浸透膜

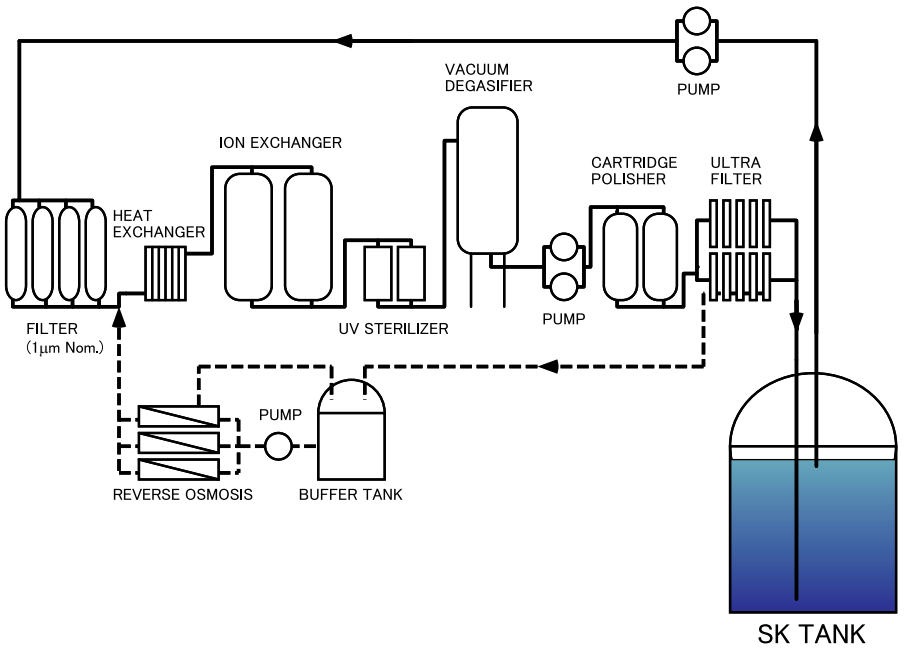

図 2.5: 純水装置

水はタンクの上部からポンプを用いて引き上げられ、タンクの底に戻される。流量は 50 tons / hour である。この純水装置により、水の透過率は 70m 以上に保たれている。

第3章　キャリブレーション

3.1　PMT キャリブレーション

3.1.1　ゲインキャリブレーション

ゲインキャリブレーションは、検出器内の PMT の相対光量の広がりを測定するために用いられる。図 3.1 はこのキャリブレーションのセットアップを表したものである。光源にはキセノンフラッシュランプが用いられ、シンチレーターボールの吸収スペクトルに合うように UV 透過ガラスを通される。その後、光ファイバーを通してタンク中に沈めた球形のシンチレーターボールに入射され、等方的な光となって検出器内に拡散される。

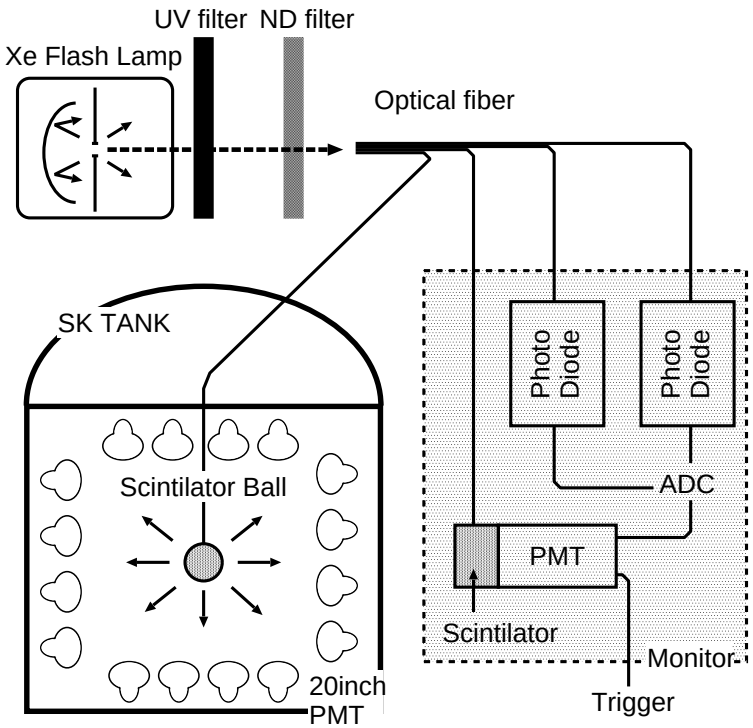

図 3.1: 光量キャリブレーションのセットアップ

解析の際には、シンチレーターボールと PMT の距離、PMT への光の入射角、シンチレーターボールの不均一性、水の透過率などの補正が加わり、PMT の平均光量を基準にして各 PMT の光量 (corrected Q) が求められる。図 3.2 は、各補正を加えた後の correctedQ を表している。現在、PMT の光量の広がりは約 7 % である。

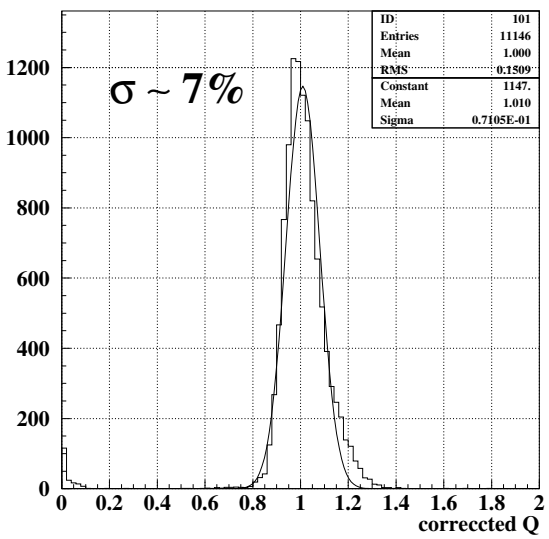

図 3.2: 光量の広がり

また、実際の解析には各 PMT について用意されている補正テーブルを読み込む事によってさらに相対的な広がりは小さくなっている。この補正テーブルを加えていない相対光量の広がりと補正を加えた後の相対光量の広がりの経年変化を示したのが図 3.3 である。

3.1.2　タイミングキャリブレーション

タイミングキャリブレーションの目的は、光の到達時刻と光量によって変化する PMT のシグナルが閾値を越える時間のズレ、PMT 毎の特性やケーブルの長さの違いによる時間情報のズレの補正を行うことである。図 3.4 は光量 (Q) と時間情報 (T) の関係について示した TQ マップと呼ばれるもので、解析時に読み込まれ、タイミングの補正が行われる。
バーテックスポイントは PMT が HIT した時間情報より再構成が行われるが、1 光電子レベルである低エネルギー領域のイベントの位置分解能は 50cm 程度を目標にしており、この時必要とされる時間分解能は 3nsec である。タイミング補正によって得られた時間分解能を図 3.5 に示す。この図より、1 光電子レベルに対する時間分解能は 3nsec 以下であり、物理的解析からの要請を満たしている事が分かる。
また、このキャリブレーションによって相対時刻のズレは $\pm$0.5nsec 程度に抑えられている。

3.2　水の透過率

水の透過率は、エネルギーの再構成、モンテカルロシミュレーションのインプットなどに用いられる。この水の透過率のキャリブレーションはダイレーザーと CCD カメラによる直接測定と、宇宙線 μ を用いた 2 つの方法によって行われている。

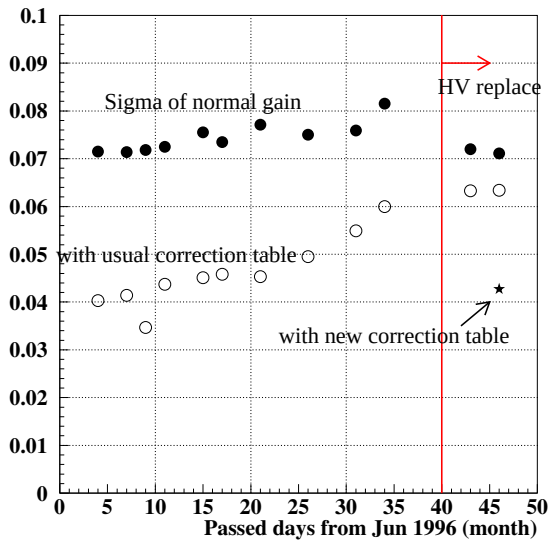

図 3.3: 光量の広がりの時間変化
横軸は 1996 年 6 月からの時間 (月), 縦軸は相対光量の広がりを表す
2000 年 7 月に HV の全交換を行った為, それ以降光量の広がりが改善された事が分かる。
また,2000 年 9 月に各 PMT の補正テーブルを新しく作り直した為, 解析時の相対光量の広がりは約 4%である。

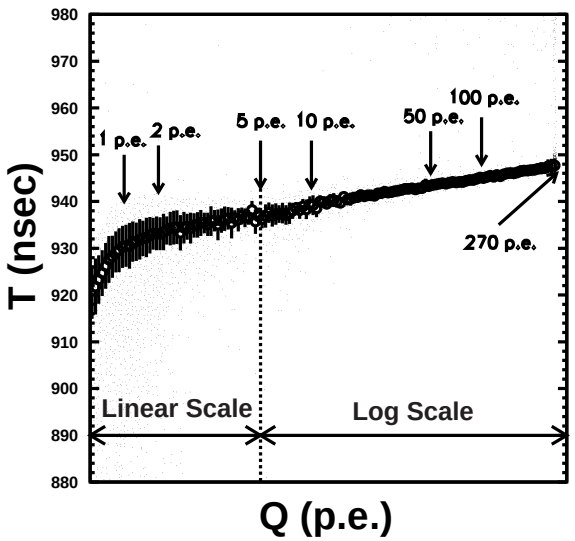

図 3.4: TQ マップ

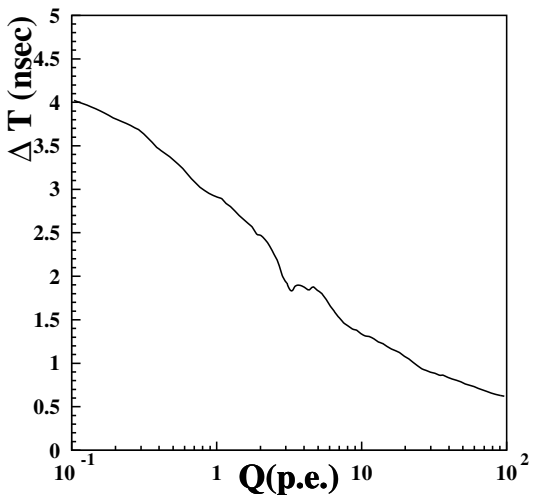

図 3.5: 20 インチ PMT の時間分解能

3.2.1　ダイレーザーによる直接測定

水の透過率 λ の直接測定は図 3.6 のようなシステムにより行われる。光源は、337nm ~ 600nm の波長の単色光を出す事が出来る、N_2 ダイレーザーが用いられている。

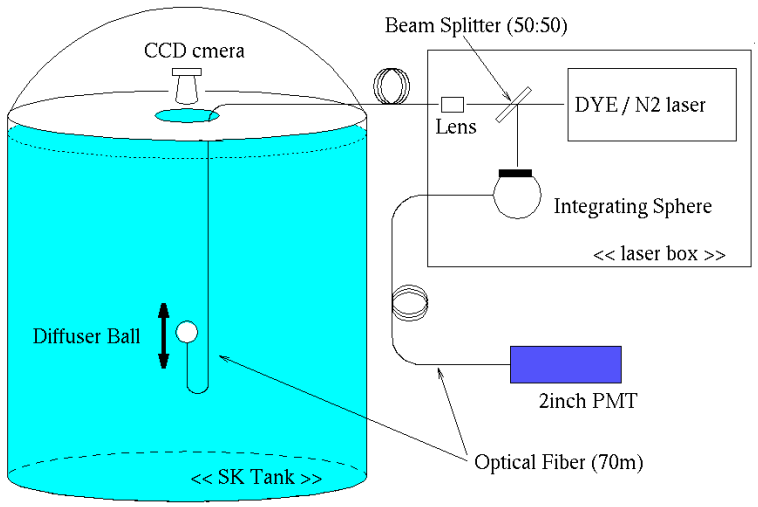

図 3.6: 水の透過率測定のセットアップ

ダイレーザーより発せられた光は 2 つに分けられた後、一方はモニター用の 2inch(5cm)PMT で光度を測定される。そしてもう一方はファイバーを通してタンク内の Diffuser ボールに入射される。この Diffuser ボールは、散乱剤として MgO の入ったアクリルボールである。この Diffuser ボールから発せられた光を、タンク上部の CCD カメラを用いて観測し、モニター PMT で観測された光の強度を用いて規格化する。CCD カメラの測定は様々な

深さで測定され、規格化された光は以下の関数によってフィッティングされる。

$$I(d) = I_0 exp(-\frac{d}{\lambda})$$

ここで I_0 は光源の光度、$I(d)$ は距離 d の地点で測定された光度である。図 3.6 は波長 420nm の光を用いた場合の、距離と規格化された CCD カメラで測定された光量を表している。同様に、図 3.8 はさまざまな波長での減衰長を表している。

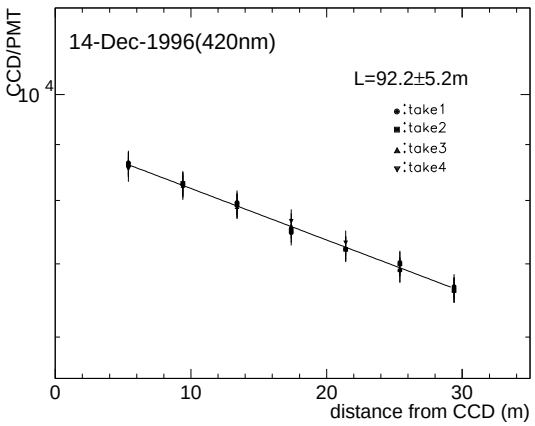

図 3.7: 波長 420nm における距離と光量の関数
横軸は光源からの距離。縦軸は規格化された光量を表す

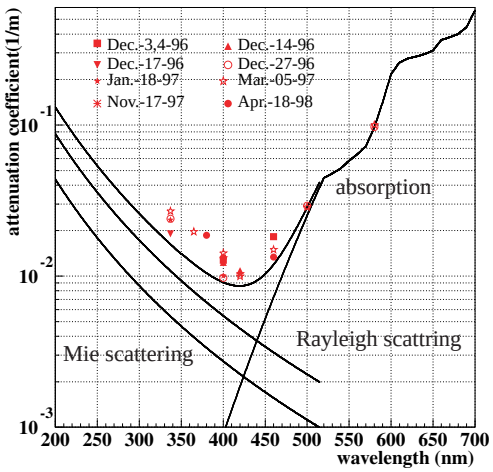

図 3.8: 減衰長の波長依存分布
横軸は光の波長、縦軸は減衰係数を表す。

3.2.2　宇宙線 μ による測定

水の透過率は、宇宙線 μ を用いた方法でも測定される。これは SK タンクに飛び入んできた宇宙線 μ が

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu_e} + \nu_\mu$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu_\mu}$$

のように崩壊し、この反応によって出来た崩壊電子が発したチェレンコフ光を用いる事によって、透過率を測定する方法である。チェレンコフ光のスペクトルの積分値が観測される為に波長依存性は測定出来ないが、実際の SK イベントを用いる事によってリアルタイムで確認でき、物理イベント収集を停止させる事無く連続的な透過率の変化を測定する事が出来る。図 3.9 はこの方法を用いた 1996 年 1 月 1 日から現在までの時間変化を表している。低エネルギーニュートリノのシミュレーションは、この透過率の変化を再現するように生成されている。

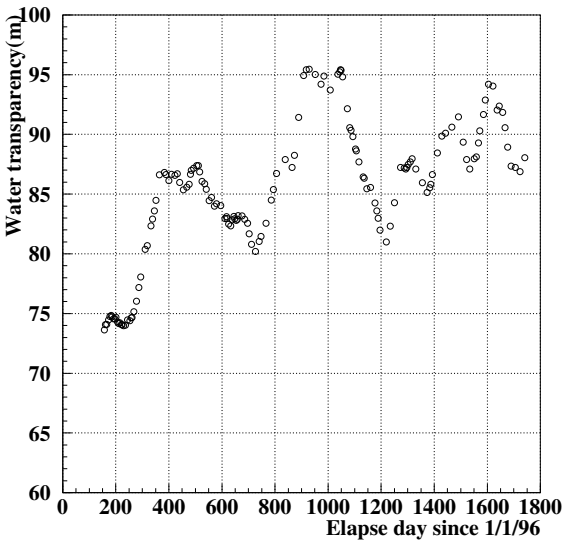

図 3.9: 水の透過率の時間変化
ストップ μ の崩壊から測定された、相対的な水の透過率の時間変化:1996 年 1 月 1 日からの経過日数と水の透過率を表している

3.3　LINAC エネルギーキャリブレーション

電子線形加速器 (電子 LINAC) によるエネルギーキャリブレーション [19] は、太陽ニュートリノイベントのエネルギー領域 (5 ~ 15MeV) で単一のエネルギーを持つ電子を高精度で発生させる事が出来る為、精度の高いエネルギースケールのキャリブレーションが行うことが可能である。また、タンク内に入射される電子の位置、方向が分かるために、検出器の位置、角度分解能のキャリブレーションも同時に行われる。SK で用いられる LINAC は、主に医療用に用いられるタイプのものである。図 3.10 に示すように、LINAC から発せられた電子は、3 つの磁石によって曲げられながらビームパイプを通して SK タンク内に送り込まれる。ビームパイプを通して SK タンク内部送り込まれた電子は、図 3.11 に示すエンドキャップを通して純水中に入射され、スーパーカミオカンデ検出器で検出される。

図 3.12 は、ビームの運動量が 16.32MeV、入射地点が (x,y,z)=(-388.9cm,-70.7cm,27cm) の場合の、再構成されたバーテックスを示している。これらの図から入射地点と再構成されたバーテックスがよく一致している事が分かる。

このキャリブレーションから求められた結果を表したのが図 3.13, 図 3.14 である。図 3.13 は、エネルギーについて測定データとモンテカルロシミュレーション (MC) の予測値の違い、$\frac{MC-DATA}{DATA}$ のエネルギー依存性を表す。同様に図 3.14 は位置依存性を表しており、いずれも $\pm 0.5\%$以内の高精度で MC が DATA を再現している。

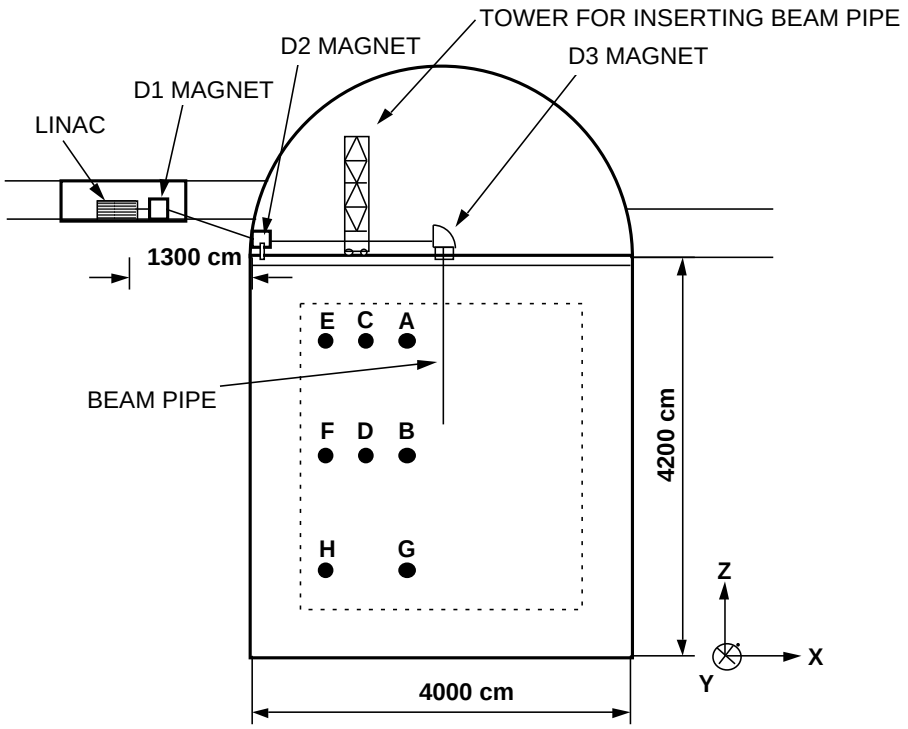

図 3.10: LINAC の全体像：それぞれの黒丸は電子の入射点を表している

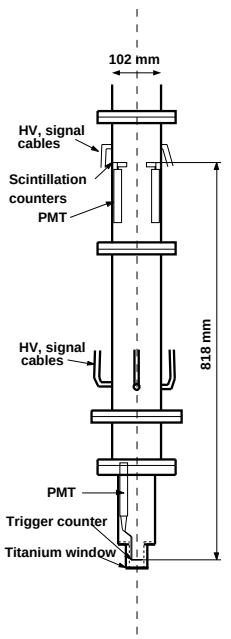

図 3.11: LINAC の endcap

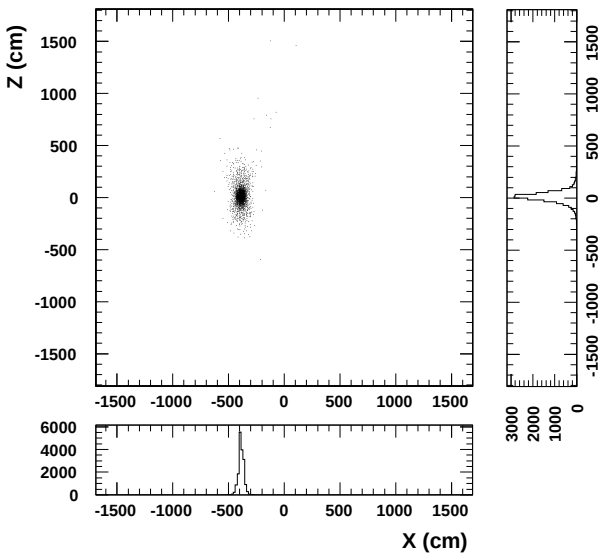

図 3.12: LINAC のバーテックス分布

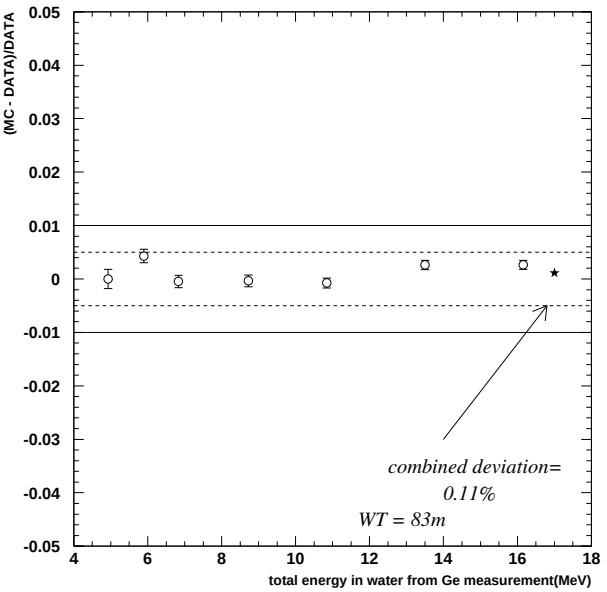

図 3.13: LINAC energy scale

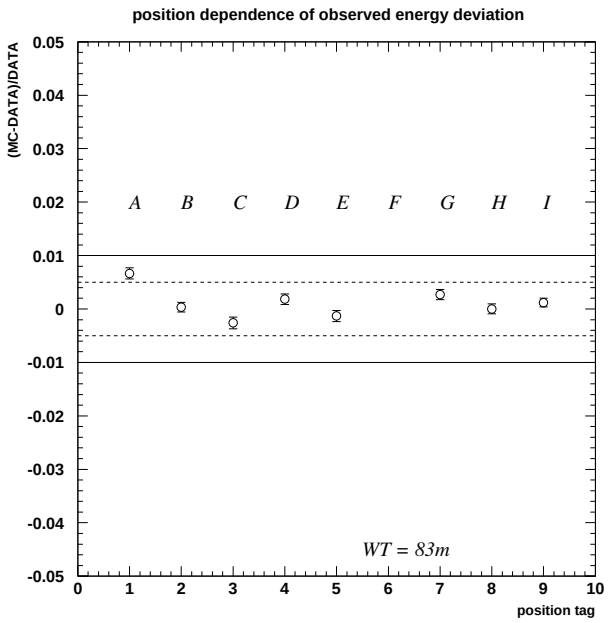

図 3.14: LINAC position dependence

3.4　Ni-Cf エネルギーキャリブレーション

Ni-Cf キャリブレーションは、1p.e. レベルでの PMT の光量の一様性、数 MeV レベルのエネルギースケールを調べる為に図 3.15 のようなセットアップを用いて行われる。
この Ni-Cf source は、Ni(n,γ)Ni 反応により数 MeV レベルの γ 線を発する。この γ 線によって対生成、又はコンプトン散乱によって発生した電子の発するチェレンコフ光を感知する事によって、低エネルギー領域のキャリブレーションに用いられる。ただし、問題点として Ni source の組成と中性子捕獲断面積、崩壊モードからくる不定性や容器内での物質分布、容器での光の反射などからくる不定性が小さくならない事、バックグラウンドの差し引きによる誤差、データ収集に時間がかかる事から、最近では後述する DT generator を用いて同様のキャリブレーションを行っている。

3.5　DT エネルギーキャリブレーション

DT キャリブレーション [20] は、定期的に行うことにより、エネルギースケールの誤差、位置依存性、トリガーの efficiency などの測定に用いられる。LINAC によるキャリブレーションとの違いは、装置の移動がより容易であるために高い頻度で位置依存性が測定出来る事、β 崩壊の様式が単純で非常に精度良く計算出来る事が上げられる。図 3.16 はデータ収集の行程を表す。

DT generator より発生される中性子は以下のような反応によって発生される。

$$^3H +^2 H \rightarrow^4 H_e + n$$

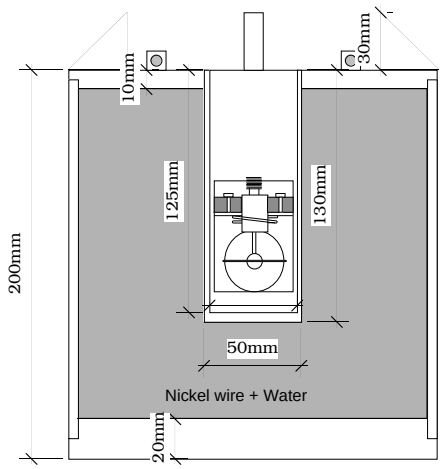

図 3.15: Ni-Cf キャリブレーションのセットアップ

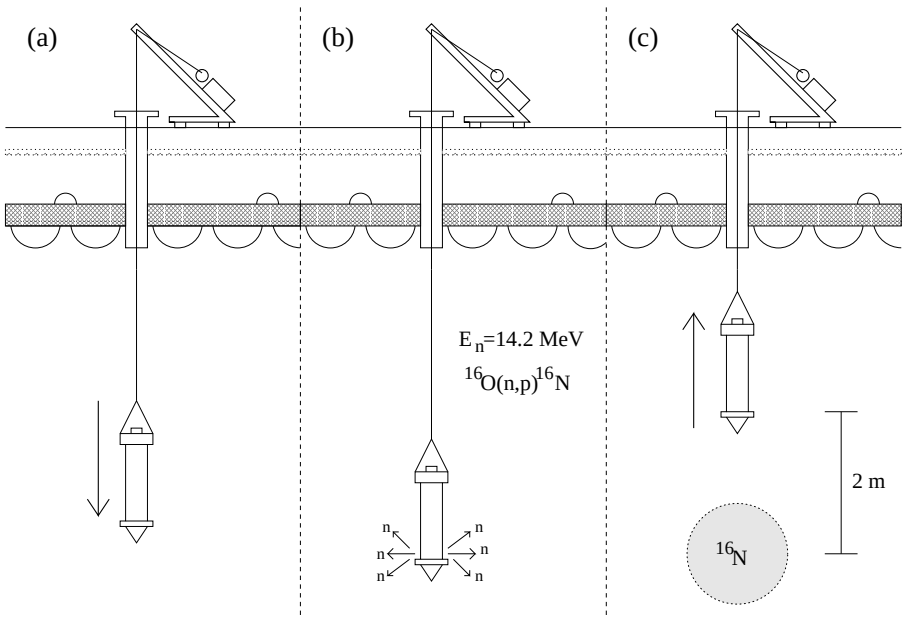

図 3.16: DT generator data taking
DT generator によるデータ収集。(a):データを取得する位置に DT generator を下降させる。(b):中性子を発生させる。(c):DT generator を 2m 上昇させ、データを取得する。

この反応からの中性子は SK タンク中の純水と反応し、

$$^{16}O + n \rightarrow ^{16} N + p$$

^{16}N を作る。この ^{16}N は 7.12 秒の半減期を持ち、以下のような β 崩壊、

$$^{16}N \rightarrow ^{16} O + e^- + \gamma + \bar{\nu_e}$$

により、最大 4.3MeV の電子と 6.1MeV の γ 線を発する。その為、数 MeV のエネルギースケールのキャリブレーションに用いる事ができる。図 3.17 は 典型的な位置で行われた DT キャリブレーションにより得られたスペクトルと、モンテカルロシミュレーションによる予測値である。また、図 3.18, 図 3.19 は、このキャリブレーションによって得られたエネルギースケールの位置依存性、及び角度依存性を表している。どちらも有効体積内での誤差が約 $\pm 0.5\%$であり、LINAC キャリブレーションの結果と同等である。

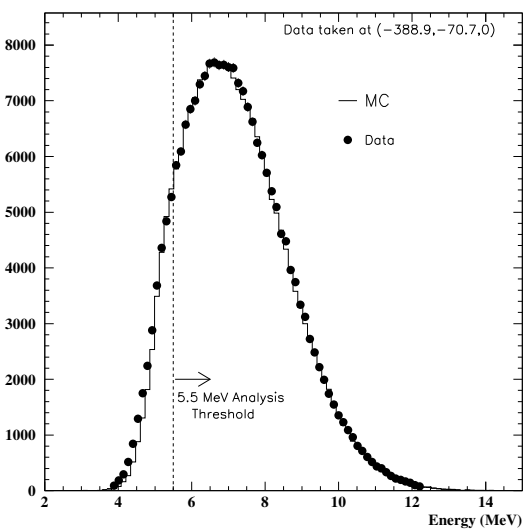

図 3.17: 典型的な DT キャリブレーションのスペクトル
データ (ドット) とシミュレーションデータ (ライン) の比較を表わしている

3.6　宇宙線 μ の崩壊電子を用いたエネルギーキャリブレーション

数十 MeV レベルのエネルギーキャリブレーションを行う為には宇宙線 μ の崩壊電子を用いる。崩壊電子のエネルギースペクトルは以下の式、

$$\frac{dN}{dE_e} = \frac{G^2}{12\pi^3} m_\mu^2 E_e^2 (3 - \frac{4E_e}{m_\mu})$$

E_e ： 崩壊電子のエネルギー

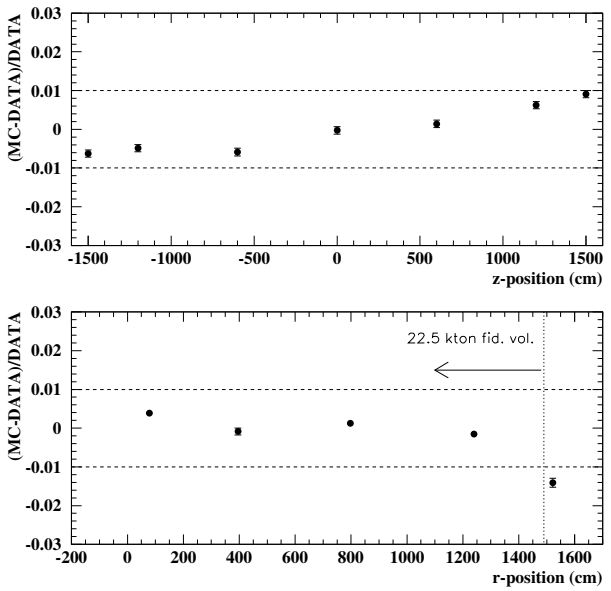

図 3.18: DT キャリブレーションからのエネルギースケールの位置依存性
r,z はバーテックスを表し、それぞれ z,r の重みをかけた平均値を用いている

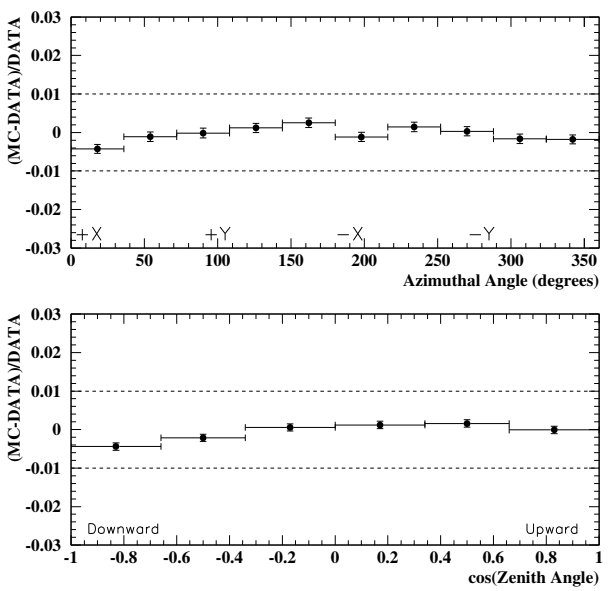

図 3.19: DT キャリブレーションからのエネルギースケールの角度依存性
+X は SK 座標で 0 度を表し、それぞれの点は、有効体積内の全ての位置の重みをかけた平均である

$$G \quad : \quad Fermicoupling \text{ 定数}$$
$$m_\mu \quad : \quad \mu \text{の質量}$$

で表されるが、この式をインプットしたモンテカルロシミュレーションと、観測された崩壊電子のスペクトルを比較する事によってキャリブレーションを行う。

3.7 Trigger efficiency

スーパーカミオカンデでは低エネルギーのイベントをセレクトする為に、Low Energy Trigger(LE), Super Low Energy Trigger(SLE) と呼ばれる 2 種類のトリガーを用いている。これらのトリガー efficiency を調べるには Ni-cf、及び DT generator が用いられるが、これは前述したようにどちらも数 MeV 領域の広がりを持ったエネルギーを発する為である。トリガー efficiency は以下の式

$$Efficiency = \frac{N_{LE(SLE)trigger}}{N_{DT(Ni)trigger}}$$

によって表される。ここで $N_{LE(SLE)trigger}$ は LE(SLE) trigger でイベントと認識された数を表し、$N_{DT(Ni)trigger}$ は、2 つのトリガーよりも十分小さなトリガー閾値を設定された DT(Ni) トリガーで認識されたイベントの数である。この DT(Ni) トリガーは-150mV に設定されている。SLE トリガーは、より低いイベントの収集を目的に、日々閾値を下げる努力が行われている。その努力の結果、2001 年 1 月現在の SLE トリガーの閾値は-186mV、電子の全エネルギーに換算して 3.5MeV のイベントを 50% 取得するように設定されている。
図 3.20 は、DT キャリブレーションによって求められた LE トリガーの efficiency、及びモンテカルロシミュレーションによって再現された efficiency を表している。

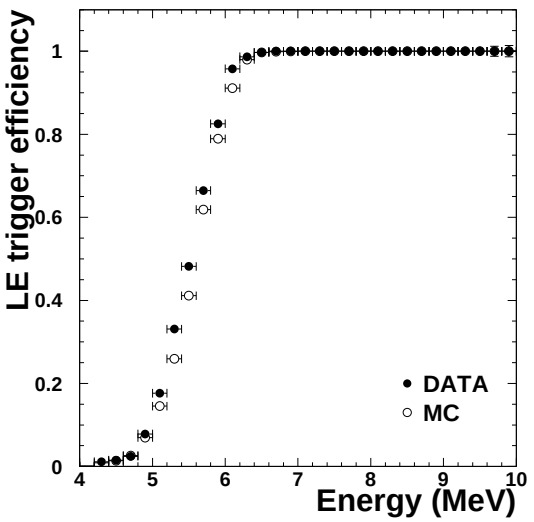

図 3.20: LE trigger の efficiency

同様に図 3.21 ~ 図 3.24 は、SLE トリガーに対する efficiency を表す。

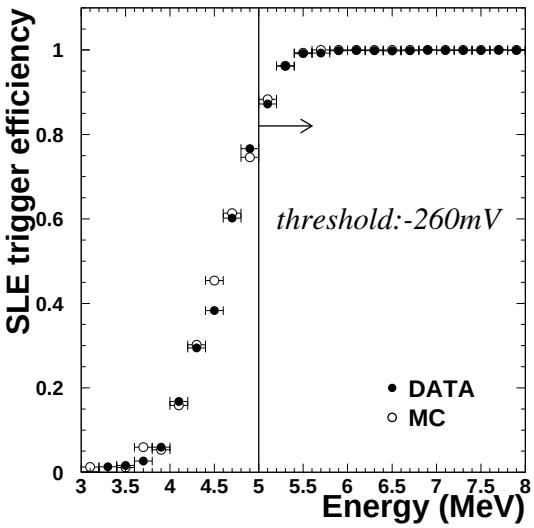

図 3.21: SLE トリガー -260mV

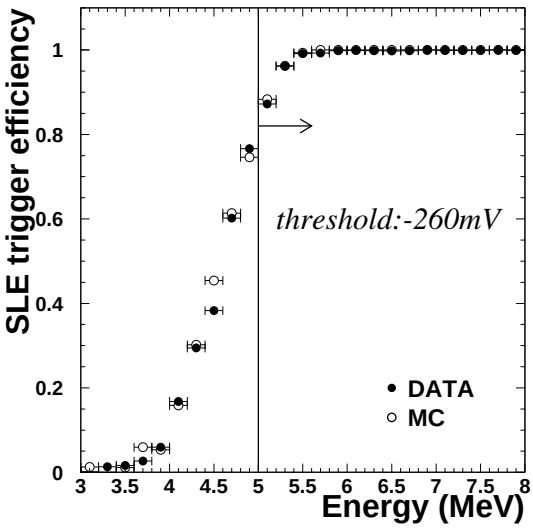

図 3.22: SLE トリガー -250mV

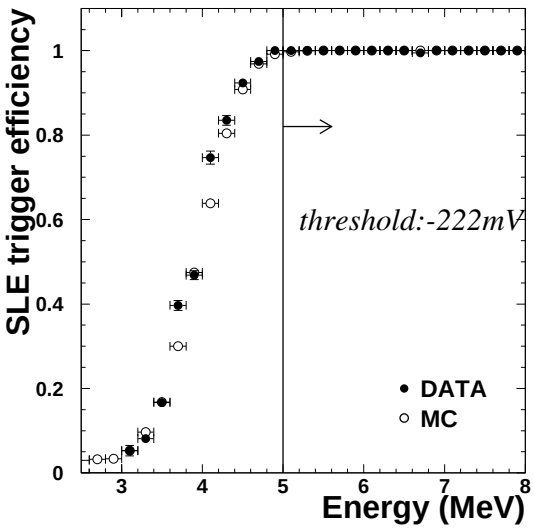

図 3.23: SLE トリガー -222mV

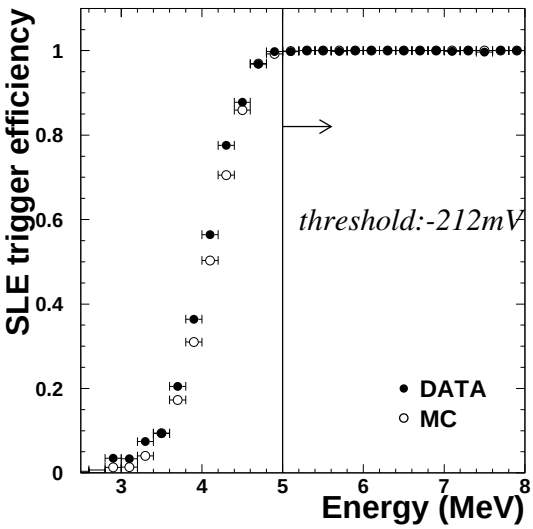

図 3.24: SLE トリガー -212mV

第4章　データ解析

4.1　イベントセレクション

検出器の中で観測されたイベントは、様々なイベントセレクション (以下、この行程をリダクションと呼ぶ) を通し、ノイズイベントを削除する事によって、最終的に解析に用いられるサンプルとなる。以下スーパーカミオカンデで用いられているリダクションについて説明する。

4.1.1　バーテックスの再構成

チェレンコフ光が発生したバーテックスは、それぞれの PMT が感知した相対時間を用いる事によって再構成される。最初に、最も多く PMT が HIT した時間幅 (200nsec) を特定し、フィットに使う PMT を選択する。次に、PMT が HIT した時間 (T_{HIT}) と、仮定したバーテックスと PMT の距離からフォトンが走った時間 (T_{PMT}) の差 t_{res} ($=T_{HIT}$-T_{PMT}) をとる。この誤差 t_{res} を用いて、$goodness$ という値を以下のように定義する。

$$goodness = \frac{1}{\sum_{i=1}^{N_{sel}} \frac{1}{\sigma_i^2}} \sum_{i=1}^{N_{sel}} \frac{1}{\sigma_i^2} exp(-\frac{t_{res}^2}{2\sigma_t^2})$$

N_{sel} ： PMT の HIT 数

σ_i ： それぞれの PMT の時間分解能

この式より、$goodness$ が最大になる点をバーッテックスポイントとする。

4.1.2　方向の再構成

電子が発するチェレンコフ光の円錐パターンを元に、電子が走った方向を再構成する。この時、likelihood funtion($L(dir)$) を以下のように定義する。

$$L(dir) = \sum_{i=1} log(f(\cos\theta_{dir}))_i \times \frac{\cos\theta_i}{a(\theta_i)}$$

$\cos\theta_{dir}$ ： 仮の $direction$ と、バーテックスと HIT した PMT のベクトルとの角度

$f(\cos\theta_{dir})$ ： 予想される角度分布

$a(\theta_i)$ ： PMT の入射角に対する補正ファクター

この $L(dir)$ が最大になったの方向をこのイベントの direction とする。

4.1.3　リアルタイムイベントセレクション

SK の各解析グループ、及び、キャリブレーショングループは、リアルタイムでそれぞれ必要なイベントを元々のデータからセレクトし、解析出来るようにしている。SK の Lowenergy グループ (太陽ニュートリノグループ) ではリアルタイムで以下のようなイベントセレクションを行っている。

- Total photo-electron cut

  最初に、大気ニュートリノイベントや宇宙線 μ イベントを取り除く為に、あるイベントが 1000 photo-electron 以上の HIT があった場合、そのイベントを取り除く。1000 photo-electron という値は電子のエネルギーに換算すると約 130MeV に相当し、約 20MeV 以下の太陽ニュートリノイベントを cut する事は無い。

- Hayai バーテックスカット

  現在 SK の閾値は 3.5MeV(50%) であるが、閾値を下げることによって岩盤やタンクからの γ 線、及び Rn 等のバックグラウンドのイベントが多数を占める事になる。そしてそれらはタンクの壁側におけるイベントである事が多い為、HIT した光量が小さいイベントでバーテックスが壁から 150cm 以内である場合、これを取り除く。

4.1.4　First Reduction

First Reduction は、主にハードウェアからのノイズイベントや外部からのイベントなど、物理イベントでないイベントを取り除く為に用いられる。以下、この First Reduction の各ステップについて説明する。

- fidutial cut

  低エネルギーイベントには、SK タンクや SK タンクを取り囲んでいる岩盤からの γ 線によるイベントが多数含まれている。また、壁に近い距離ではエネルギーやバーテックスの再構成の精度が良くない。その為、光電子増倍管のヒットパターンから再構成された荷電粒子の発生点が、内水槽の壁から 200cm より内側の有効体積外のイベントであった場合、このイベントを取り除く。

- time difference cut

  ミューオンの崩壊により発生する電子によるイベント、及びエレクトロニクスからの反射によるイベントを取り除く為に、イベント発生から 50μ 秒以内のイベントを取り除く。

- OD trigger cut

  外水槽の PMT が、内水槽のイベントと同時にイベントを感知した場合、外部から飛来した μ 粒子によるイベントと判断し、取り除く。

- electronic noise cut
  - First electronic noise cut
    電子回路によるノイズイベントを取り除くために、HIT が 0.5 photo-electron 以下の PMT チャンネルの割合が、 HIT した全 PMT の数に対して 40%より大きい場合、このイベントを取り除く。
  - Second electronic noise cut
    1 つの ATM から発生するノイズを取り除く為に、95 %以上の HIT が、1 つの ATM に繋がっている PMT の場合、これを取り除く。
- goodness cut
  前出した *goodness* の値が 0.4 以下である場合にこれを取り除く。バックグラウンドの多くは、バーテックスの再構成がうまく行かず *goodness* が非常に低い為、取り除かれる。図 4.1 は、典型的なデータサンプルの *goodness* の分布を表している。
- Flasher cut
  光球によるイベントを除く為に、光電子増倍管の HIT が一部分に固まっている場合を探し、これを取り除く。

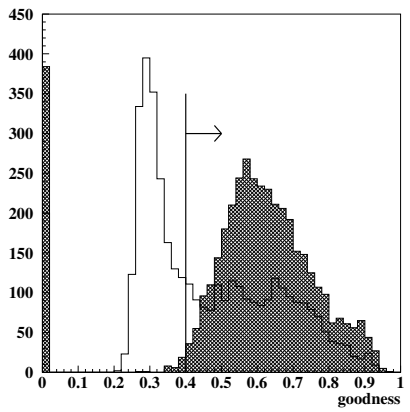

図 4.1: goodness 分布
典型的なデータサンプルのイベントとノイズイベントに対する *goodness* 分布：塗りつぶされている分布が典型的なデータサンプルの分布, 白抜きの分布がノイズイベントを示す。また、バーテックスの再構成に失敗しているものは 0 になっている

4.1.5 Spallation cut

SK タンク内に飛び込んできた高エネルギーの宇宙線 μ は、純水中の酸素原子核と以下のような 原子核破砕 (以下、スポレーションと呼ぶ) 反応、

$$\mu + {}^{16}O \rightarrow \mu + X$$

Isotope	$\tau_{\frac{1}{2}}$(sec)	Decay mode	Kinetic Energy(MeV)
$^{8}_{2}$He	0.122	β^-	10.66 + 0.99 (γ)
		β^- n	(11 %)
$^{8}_{3}$Li	0.84	β^-	12.5 $\sim$ 13
$^{8}_{5}$B	0.77	β^+	13.73
$^{9}_{3}$Li	0.178	β^-	13.5 (75 %)
			11.0 + 2.5 (γ)
		β^- n	$\sim$ 10 (35 %)
$^{9}_{6}$C	0.127	β^+ p	3 $\sim$ 13
$^{11}_{3}$Li	0.0085	β^-	20.77 (31 %)
		β^- n	$\sim$ 16 (61 %)
$^{11}_{4}$Be	13.8	β^-	11.48 (61 %)
			9.32 + 2.1 (γ) (29 %)
$^{12}_{4}$Be	0.0114	β^-	11.66
$^{12}_{5}$B	0.0204	β^-	13.37
$^{12}_{7}$N	0.0110	β^-	16.38
$^{13}_{5}$B	0.0173	β^-	13.42
$^{13}_{8}$O	0.0090	β^-	8 $\sim$ 14
$^{14}_{5}$B	0.0161	β^-	14.07 + 6.09 (γ)
$^{15}_{6}$C	2.449	β^-	9.82 (32 %)
			4.51 + 5.30 (γ)
$^{16}_{6}$C	0.7478	β^-	$\sim$ 4
$^{16}_{7}$N	7.134	β^-	10.44 (26 %)
			4.27 + 6.13 (γ) (68 %)

表 4.1: Summary of spallation products.

を起こし、spallation products と呼ばれる放射性同位体 X を発生させる。この spallation products の中には 表 4.1 に示すように 0.001 秒から 10 数秒の半減期を持ち、 数 MeV ~ 20MeV の β、γ を発する (スポレーションイベント) ものがある。このエネルギー領域は太陽ニュートリノの観測に用いられる領域であり、大きなバックグランドとなっている。そこで、これら spallation event を除く為に、以下の 3 つのパラメーター、

DL : 宇宙線μの軌跡と低エネルギーイベントのバーテックスの距離

DT : 宇宙線μの通過した時間と低エネルギーイベントが発生した時間の差

Q_{res} : $Q_{total} - p(t)L$

を用いて likelyhood function を作り、 スポレーションイベントらしさ ' を求める。ここで Q_{total} は、このイベントの全体の光量、$p(t)$ は μ の軌跡の単位長さ辺りに観測された photo-electron、そして L は μ の軌跡の長さであり、シャワーを生成した場合や複数のト

ラックが存在する場合に正の値になる。
図 4.2 は、Q_{res} の違いによって DL 分布がどう変化するかを示したものであるが、この図に示すようにそれぞれの Q_{res} によって DL の分布も変化しているのが分かる。その為、Q_{res} に対する likelyhood function のパラメーターもそれぞれ 6 種に分けて用意し、これらの違いに対応している。

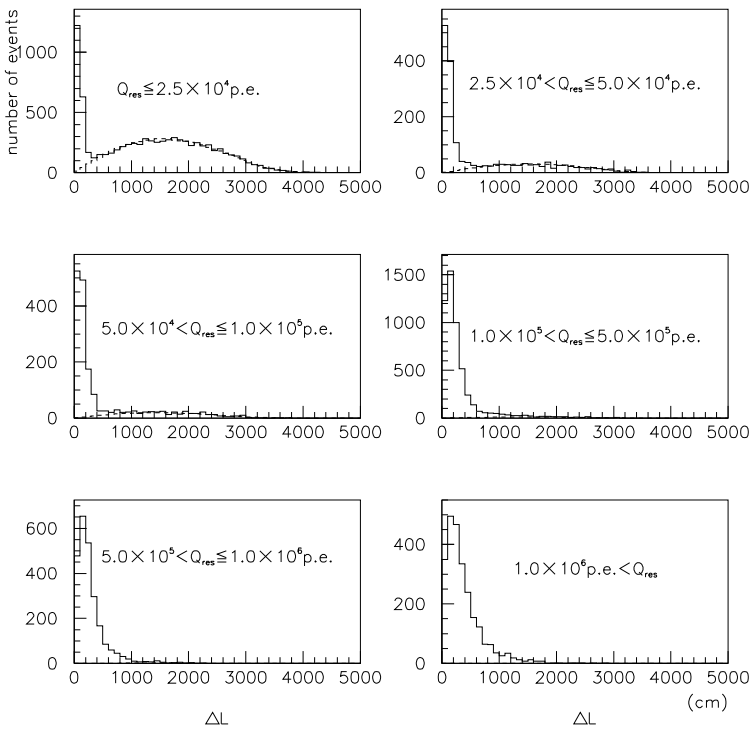

図 4.2: Q_{res} の 6 つの領域における DL 分布

図 4.3、図 4.4 は、スポレーション　らしい ' イベントを用いた DL 分布、及び DT 分布と、それぞれの likelyhood function を表している。
また、図 4.5 は SK タンクに入り込んで来た μ の Q_{res} 分布 ($F_{correrated}$) で、上の図が低エネルギーイベントの前 0.1 秒以内の μ を用いた分布、そして下の図が低エネルギーイベントとは関係の無いイベントを用いた分布 ($F_{uncorrerated}$) である。これら 2 つの分布から、プロトタイプの likelyhood function ($L_{Q_{res}}(Q_{res})$) は以下のような式、

$$L_{Q_{res}}(Q_{res}) = \frac{F_{correrated}(Q_{res}) - F_{uncorrerated}(Q_{res})}{F_{uncorrerated}(Q_{res})}$$

で求められる。これを示したのが図 4.6 の十字である。さらにこの $L_{Q_{res}}(Q_{res})$ を元にしてフィッティングし、Q_{res} に対する likelyhood function を求める。この likelyhood function を表しているのが図 4.6 の実線である。
以上 3 種類のパラメーターを用いてスポレーションイベントは取り除かれている。
しかし、宇宙線 μ は約 2.2Hz で SK タンクに飛来しており、数秒、数十秒の半限期を持つ

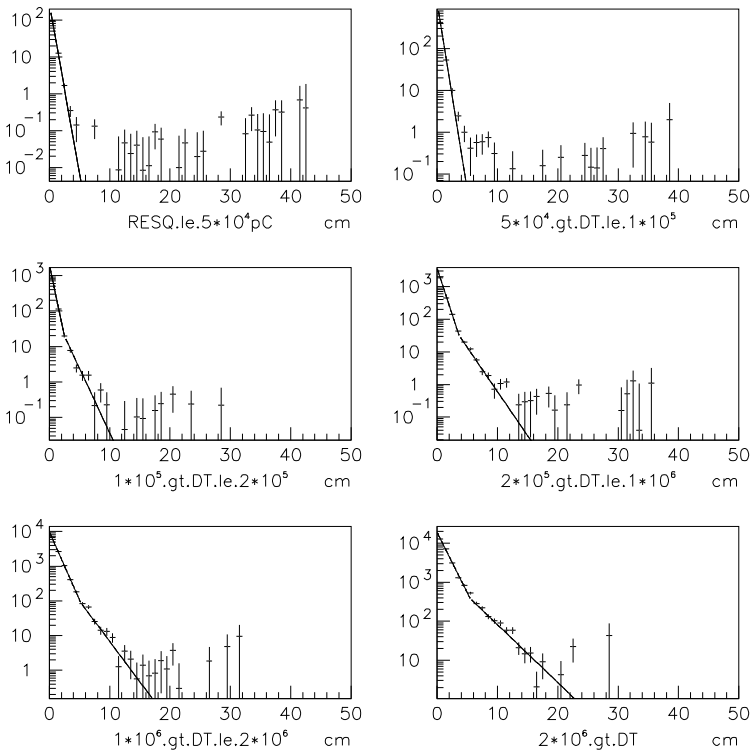

図 4.3: The distribution of the likelyhood for DL

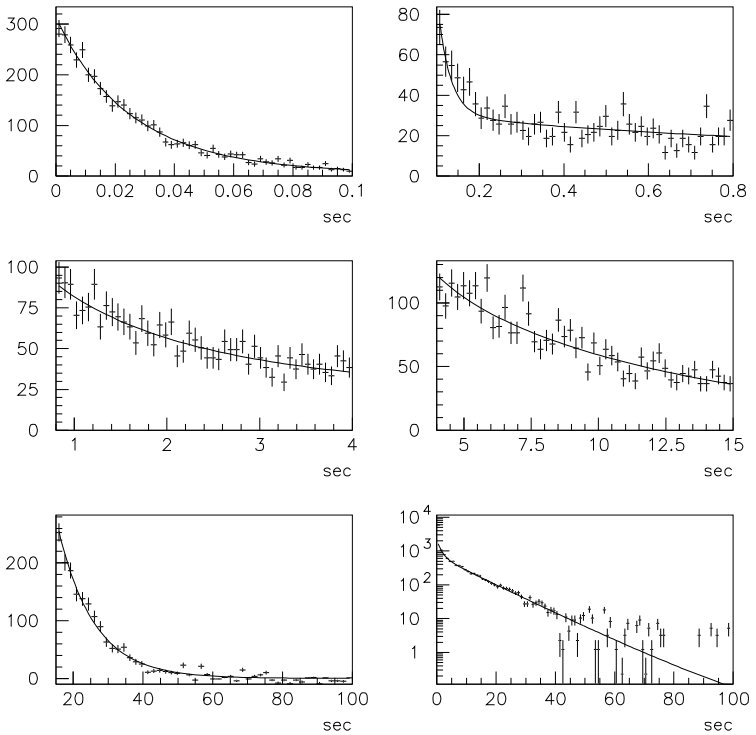

図 4.4: The distribution of the likelyhood for DT

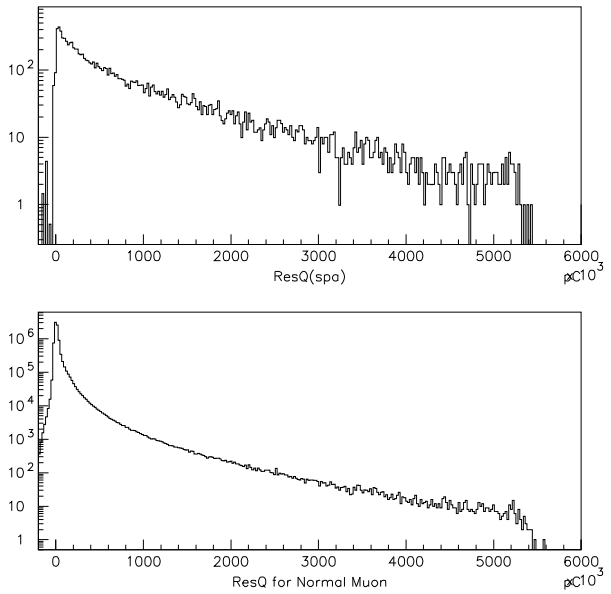

図 4.5: Distribution of Q_{res}

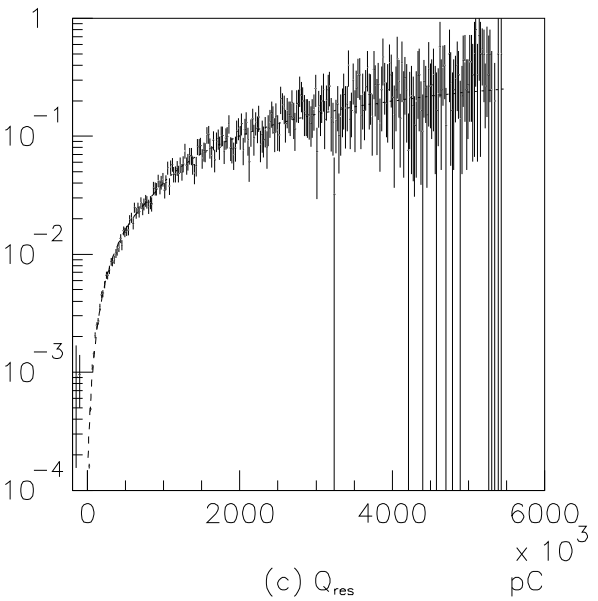

図 4.6: Q_{res} の likelyhood function

spallation products によるイベントに対して *DT* パラメーターによる感度のよい判別は、非常に大きな dead time を設定しない限り期待できない。つまりこの spallation cut では、数秒 ~ 十数秒の長い半減期を持つ spallation products によるバックグランドの多くは cut しきれていない事が予想される。この長い半減期を持つスポレーションイベントについては後述する。

4.1.6 Second Reduction

さらに以下の Reduction を経る事によって、SK の太陽ニュートリノ解析で用いる final sample となる。

- New goodness cut

  再構成されたバーテックスの座標の周りに仮想のバーテックスを設定する。これら各バーテックスについて *goodness* を計算し、元の再構成されたバーテックスの *goodness* と比較する。もしあるイベントに対してノイズイベントが含まれていた場合、元の *goodness* はそれらノイズイベントの影響を受けて低い値になっているはずであり、この時、仮想バーテックスの *goodness* との差も小さいと考えられる。これらの理由から、元のバーテックスと仮想バーテックスの *goodness* の差が小さい場合、これらのイベントを取り除く。

- Cherencov ring pattern cut

  再構成された direction と、再構成されたバーテックスから HIT した 各 PMT へのベクトルとの角度の差を求める。そして、モンテカルロシミュレーションから作られた角度差の分布から求められた likelyhood function と比較し、合わないものを取り除く。これによりスポレーションイベントや、Rn 起源の ^{214}Bi 等、複数の ring を生成するものは効率良く除去出来る。

- Clusfit cut

  再構成されたバーテックと HIT した各 PMT との距離相関、及び時間相関を求める。もし、ある PMT の HIT がノイズイベントによるものであった場合、これら 2 つの相関に対して予想されるものより大きな差が生じる。その為、これらの HIT を取り除いてもう一度バーテックスを再構成する。このように再構成されたバーテックスが有効体積外 (ID の壁から 2m 以内) であった場合、このイベントを取り除く。

- Gamma cut

  低エネルギー領域においては、SK タンクの外部、PMT のガラスなどからくる γ 線等のバックグラウンドは大きな割合を占める。その為に、まず再構成されたバーテックスと direction を比較し、SK タンクの内部方向に発生したイベントかどうかを選定する。次に内部方向に発生したイベントである場合、6.5MeV 以上である場合はバーテックスが壁から 450cm 以内、6.5MeV 以下である場合は壁から 800cm 以内の場合にこのイベントを取り除く。

4.1.7　Final Reduction

以下の Reduction は、太陽からの $\bar{\nu}_e$ イベントの解析に用いる為に加える cut である。

- Energy cut

  後述する統計的スポレーションイベントの解析の結果から、約 8.0MeV 以下のエネルギー領域においては Rn 等放射性元素のバックグラウンドの割合が大きいと考えられる。その為、本論文の解析では 8.0MeV 以上のイベントを用いる事にした。以上の理由により、再構成されたエネルギーが 8.0MeV 未満のイベントを取り除く。

- $\cos\theta_{sun}$ cut

  図 4.7 は、前述した Reduction を通した後、8.0MeV 以上のエネルギー領域のイベントを用いた $\cos\theta_{sun}$ 分布を示している。
  太陽からの ν_e イベントは、ニュートリノ-電子散乱によって水中の電子を反跳する為、ニュートリノの進行方向に強い相関がある。その為この ν_e イベントは、この図の③ の領域に存在している。一方 $\bar{\nu}_e$ イベントは、後述するようにほぼ一様に分布する。その為、太陽から飛来する $\bar{\nu}_e$ イベントが期待されるのは① と② の領域である。しかし今回の解析では、太陽からの ν_e イベントを取り除く為に $\cos\theta_{sun} \leq 0.5$ の領域 (①) を用いた。

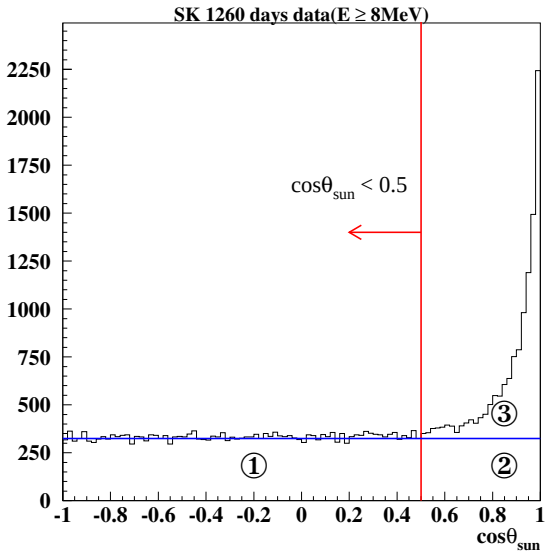

図 4.7: SK 1260days $\cos\theta_{sun}$ distribution

4.1.8　Reduction summary

以上のリダクションを通した後のイベントを、本論文の解析に用いる最終データサンプルとする。また、各リダクションステップと残存したイベント数について表 4.1 に示す。

Reduction step	numer of events for data	numer of events for MC
After real time selection	164771273	1533207
First reduction		
Fidutial Volume cut	29528788	1103678
Time different cut	23248492	
OD trigger cut	21711646	
Electronic noise cut	21636900	1103678
goodness cut	21077368	1088997
Flasher cut	15249791	1085178
Spallation cut		
Spallation cut	10797241	21% dead time
Second Reduction		
New goodness cut	2910763	10.2% cut
Cherencov ring pattern cut	2183473	12.5% cut
Clusfit cut	1497559	1.8% cut
Gamma cut	267996	9.6% cut
lowenergy final sample(E≥4.5MeV)	267996	591005
Final Reduction		
Energy $\geq$ 8.0MeV	40781	346849
$\cos\theta_{sun} \leq 0.5$	25004	258852
最終データサンプル	25004	258852

表 4.2: 各リダクションステップと残存イベント数

4.2　最終データサンプルのエネルギースペクトル

図 4.7 の① の領域は、太陽からの $\bar{\nu}_e$ イベントが期待される領域であるとともに、多くのスポレーションイベントが残存していると考えられる領域である。しかし、残っていると考えられる スポレーションイベントについては、数秒単位の半減期をもつ spallation products が原因となっていると考えられ、これらを取り除くのは非常に困難である。その為、本論文では① の領域のイベントをすべてシグナル、つまり太陽からの $\bar{\nu}_e$ によるイベントと仮定し、太陽からの $\bar{\nu}_e$ フラックスの上限値を求めた。図 4.8 は、これらの領域 (最終データサンプル) のエネルギースペクトルである。

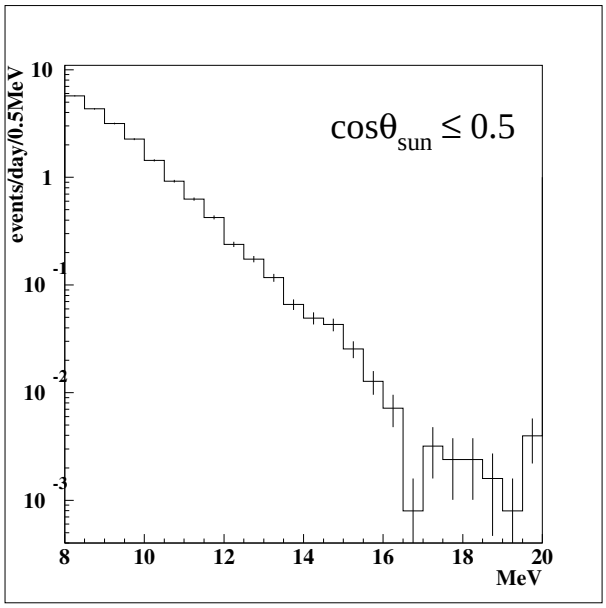

図 4.8: 最終データサンプルのエネルギースペクトル
横軸は再構成された visible エネルギー : 縦軸は 1 日当たり、0.5MeV あたりのイベントレートを表す

また、この領域におけるスポレーションイベントについての考察、及び除去の可能性については後述する。

4.3　Detector simulation

4.3.1　B8 ニュートリノ フラックス

標準太陽モデルにおけるニュートリノフラックスについては様々な予測値、スペクトルが存在するが、本論文においては 1998 年に J.H.Bahcall,Sarbani Basu,M.H.Pinsonneault によって発表された標準太陽モデル、BP98 [21] を用いる。この BP98 による ^8B ニュートリノのスペクトルを表したのが図 4.9 である。

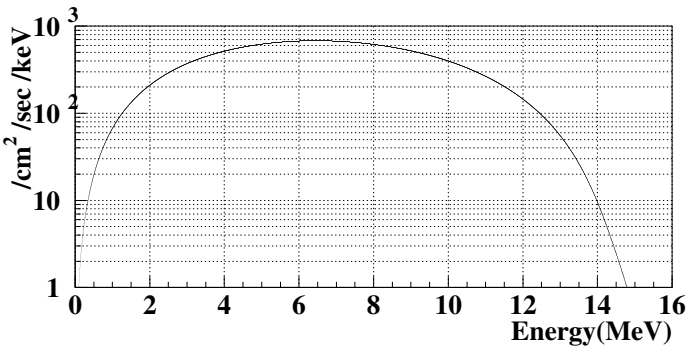

図 4.9: ^8B ニュートリノフラックスの期待値
BP98(Bahcall-Pinsonneault '98) を用いた ^8B ニュートリノのスペクトル。横軸はニュートリノエネルギー (MeV):縦軸はフラックス $(/cm^2/sec/keV)$ を表す

4.3.2　$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ crossection and $\cos\theta$ distribution

スーパーカミオカンデ検出器での $\bar{\nu}_e$ イベントは、純水中の電子をターゲットとしたニュートリノ-電子散乱では無く、free proton をターゲットとした以下の反応、

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$$
$$n + p \rightarrow d + \gamma(2.2MeV)$$

より発生する。この反応は電子散乱に比べ、全体の散乱断面積が約 100 倍 (at 10MeV)、純水中の電子と陽子の割合を考慮に入れても約 20 倍も観測されるイベントが多い。本論文では P.Vogel と J.F.Beacom によって求められた散乱断面積、及び発生陽電子の角度分布を用いる [22]。図 4.10 は、この計算式によって求められた $\bar{\nu}_e p$ の散乱段面積と、入射した $\bar{\nu}_e$ と発生した e^+ の平均角分布 $(\cos\theta)$ である。

この図からニュートリノのエネルギーが数 MeV では、発生する e^+ はニュートリノの入射方向と反対に出るのに対し、十数 MeV では反転する事が分かる。これはニュートリノ-電子散乱の振舞と異なる事から、太陽からの ν_e イベントと区別する事の出来る大きな特徴である。
また、ここで発生する e^+ のエネルギーは

$$E_{e^+} = E_\nu - 1.293 - \alpha$$

となる。ここで α は、第 1 次近似と e^+ の発生した角度による補正で、この α の寄与を示したのが図 4.11 と図 4.12 である。それぞれ第 0 次近似 $(E_{e^+} = E_\nu - 1.293)$、第 1 次近似を用いた $\bar{\nu}_e$ と e^+ のエネルギーの相関を表している。第 0 近似では $\bar{\nu}_e$ のエネルギーは e^+ のエネルギーに対して単一であるが、第 1 近似では広がりを持つ事が分かる。本論文のシミュレーションでは、この第 1 近似による e^+ のエネルギー、$\cos\theta$ 分布、散乱断面積を用いる。

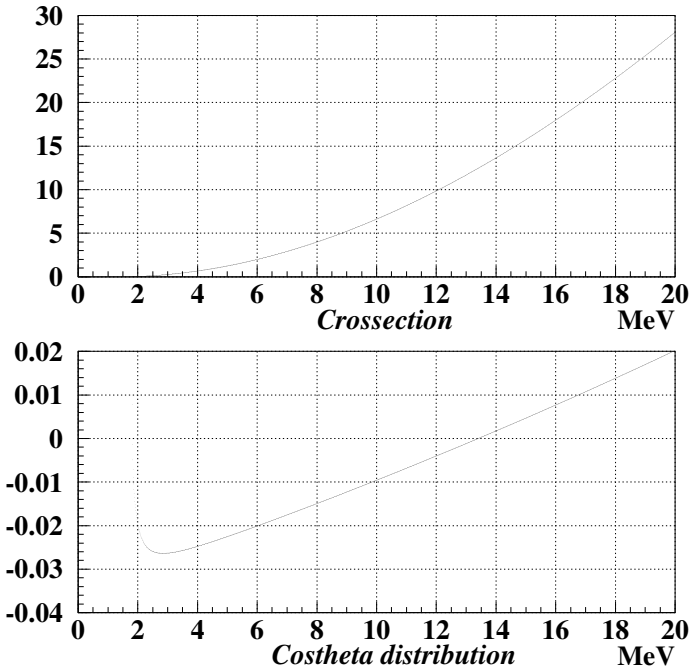

図 4.10: crossection & $\cos\theta$ 分布
上の図は発生した e^+ の角度を積分して平均化した $\bar{\nu}_e p$ の散乱断面積 $[10^{-42} cm^2]$:下の図は入射した ν_e と発生した e^+ の平均角度分布 ($<\cos\theta>$) を表す。

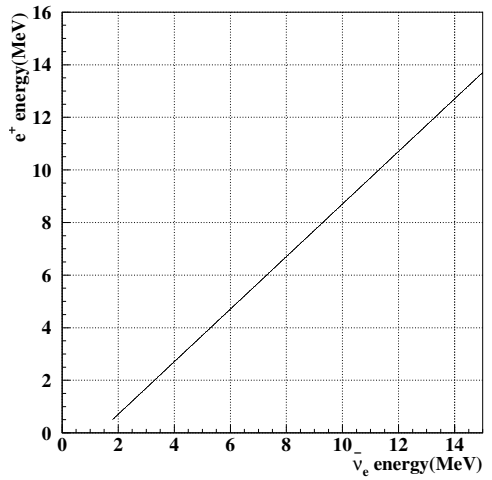

図 4.11: 0th order output positron energy

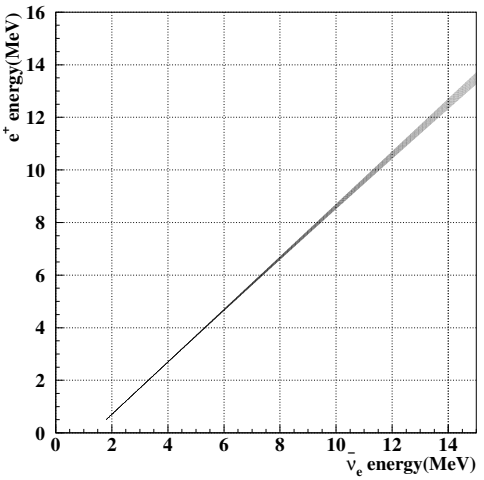

図 4.12: 1st order output positron energy

4.3.3　Expected スペクトル

前述した ^8B ニュートリノのスペクトル、及び散乱断面積を用い、さらにすべての ^8B ニュートリノが $\bar{\nu}_e$ に変化した場合、また、^8B ニュートリノがすべて ν_e のまま SK に到達した場合の散乱後の電子、及び陽電子の予測スペクトルを表したものが図 4.13 である。

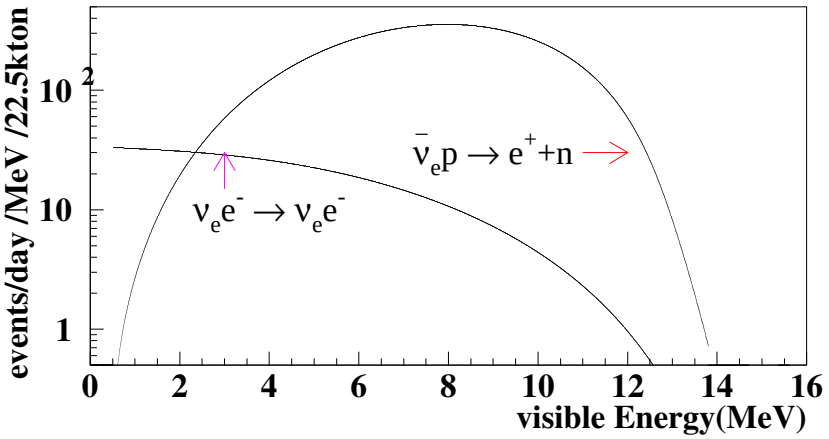

図 4.13: 観測される予測スペクトル

この図が示すように、$\bar{\nu}_e$ イベントは ν_e イベントに比べ、より大きな visible エネルギーを発する事が分かる。
また、^8B ニュートリノが全て $\bar{\nu}_e$ に変化した時のフラックスと、前述した散乱断面積、$\cos\theta$ 分布を取り込んだ検出器のシミュレーションを行い、さらにリアルデータと同様の Reduction をかけた後のエネルギースペクトルを図 4.14 に示す。

4.4　太陽からの反電子ニュートリノフラックスの上限値

以上のデータ解析、及びシミュレーションを用いた予測値のデータを元に、ニュートリノに以下の仮定、

- 磁場中でスピンが反転するような磁気モーメントを持つ
- 太陽中の磁場が十分大きい
- 質量を持ち、振動を起こす
- マヨラナ粒子

を用いた場合に、太陽から飛来すると期待される反電子ニュートリノフラックスの上限値を求めた。その結果を示したのが図 4.15 である。

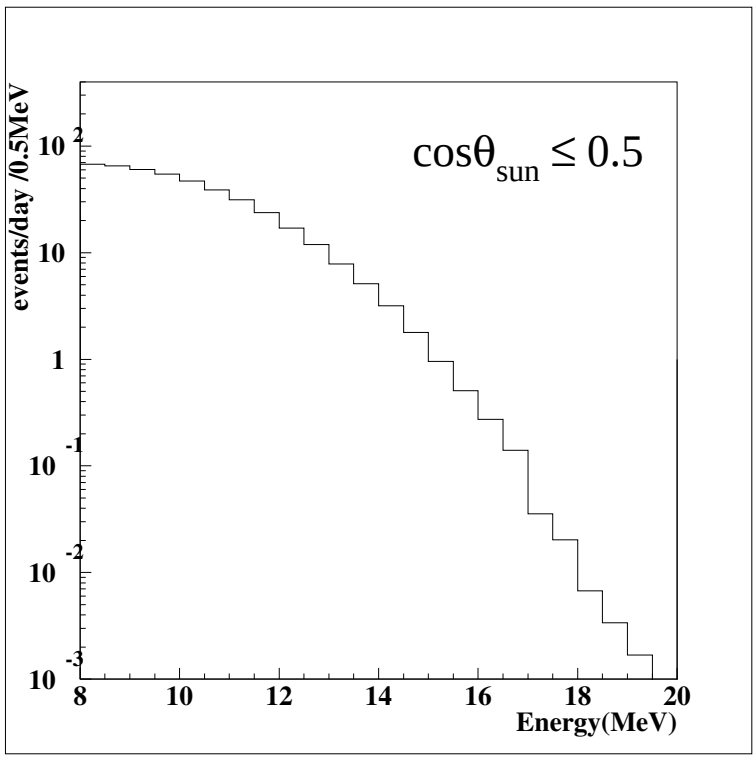

図 4.14: Expected スペクトル
^8B ニュートリノがすべて $\bar{\nu}_e$ に変化したと仮定してモンテカルロシミュレーションを行い、すべての Reduction をかけた後のものである。横軸は visible エネルギー、縦軸はイベントレートを表す。

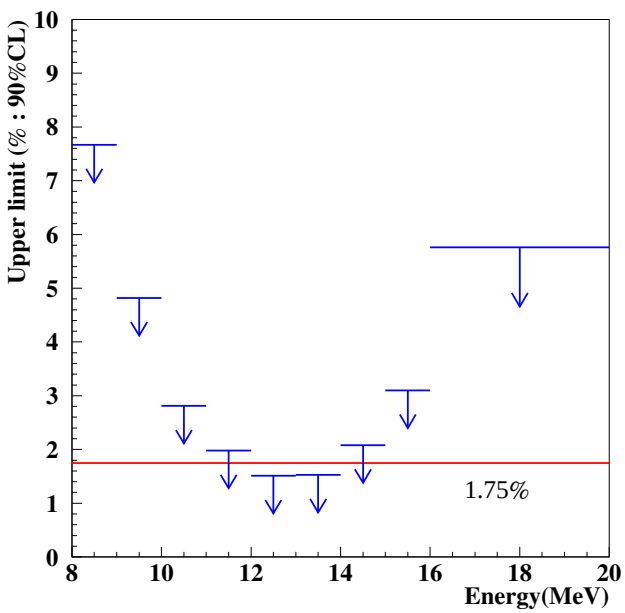

図 4.15: 太陽からの $\bar{\nu}_e$ フラックスの上限値
横軸は観測されたエネルギー:縦軸は太陽中で発生した ^8B 電子型ニュートリノが全て $\bar{\nu}_e$ に変化し、^8B ニュートリノのスペクトルを保存したまま地球に到達したと仮定した場合に観測されるイベント数を基準に、SK で観測されたイベント数を用いてそのエラー (90%CL) を含めた上限値

今回の解析では

$$\begin{aligned}\Phi(\bar{\nu}_e)/\Phi_{BP98}(^8B) &\leq 1.75\%(90\%CL)\\ &\leq 1.77\%(95\%CL)\end{aligned}$$

という結果を得た。

次に、最終データサンプルとモンテカルロデータサンプルをフィッティングしたデータを用い、統計のふらつきの影響を受けずに、感度が最高となるエネルギー範囲を求め、最も厳しい上限値を求める。

最終データサンプルに対してフィッティングしたものを表したのが図 4.16 である。同様に図 4.17 はモンテカルロデータサンプルに対するものを表している。

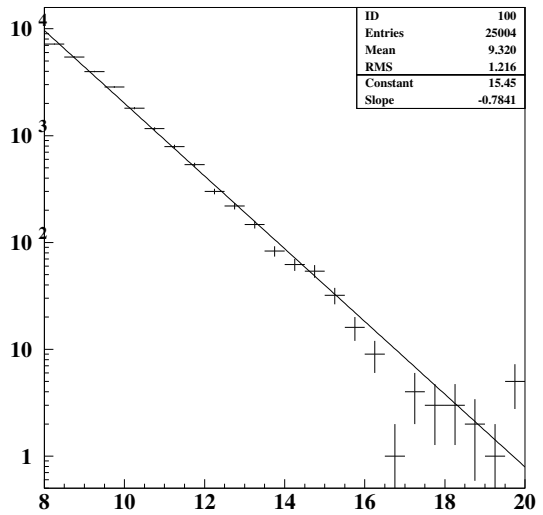

図 4.16: Fitting for final sample
最終データサンプルに対するフィッティング: 横軸は visible エネルギー (MeV)、縦軸はイベント数を表す

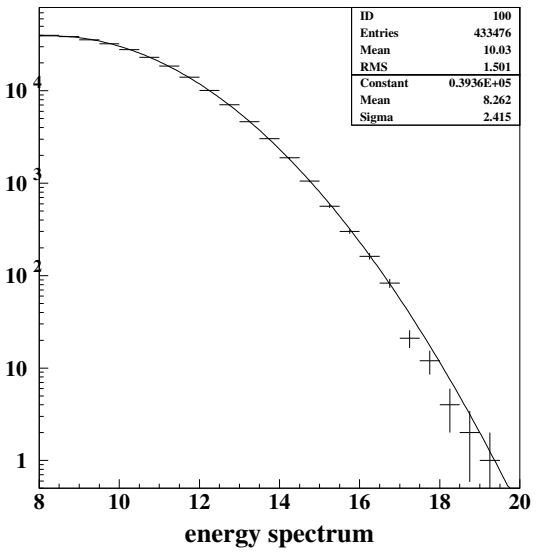

図 4.17: Fitting for MC sample
モンテカルロデータサンプルに対するフィッティング: 横軸は visible エネルギー (MeV)、縦軸はイベント数を表す

この 2 つのフィッティングデータから、期待されるイベント数の統計誤差も考慮し、最も厳しい上限値のエネルギー範囲を求めたものが図 4.18 である。

この図より、最も厳しい上限値を与えるエネルギー範囲は $12.4MeV \sim 13.2MeV$ という事が分かった。また、このエネルギー幅は 0.8MeV であり、前述した上限値のエネルギー幅は妥当であった事が分かる。

このエネルギー幅における上限値は

$$\Phi(\bar{\nu}_e)/\Phi_{BP98}(^8B) \leq 1.54\%(90\%CL)$$

である。

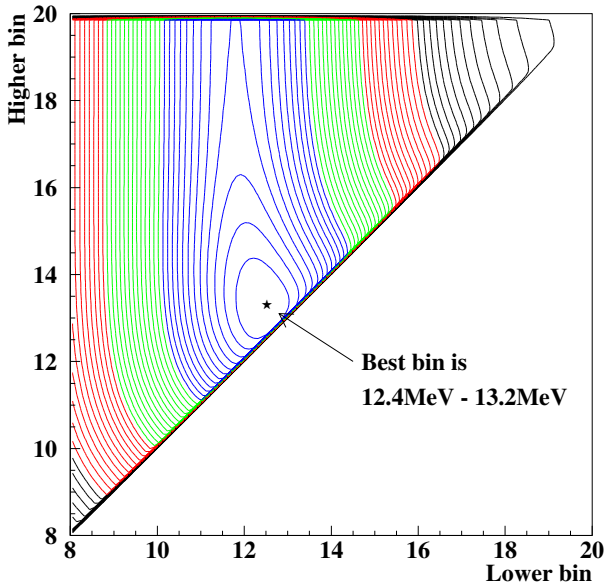

図 4.18: 最も厳しい上限値のエネルギー範囲

横軸はエネルギー範囲の下限、縦軸は上限を表し、
等高線は MC / 統計誤差を考慮に入れた final sample　を表している。

4.5　統計的スポレーションイベントの見積り

前述したように、最終データサンプルには、まだ多くの半減期の長い spallation products によるバックグラウンド (スポレーションイベント) が残存していると考えられる。その為、今回イベント毎にカットするのではなく、統計的な手法を用いることによってどの程度のスポレーションイベントが残存しているのかを調べた。

1. まず最初に、最終データサンプルを用いて、低エネルギーイベントとその前 200 秒以内に SK タンクに飛来した宇宙線 μ イベントとの時間分布をとる。

2. 1 のデータは、200 秒以内に飛び込んで来た μ がすべてカウントされているので、相関の無い μ は差し引かなければならない。その為にランダムデータサンプルを用意して、1 と同様に μ との時間差分布をとる。
   このランダムデータサンプルは、μ との相関を見るためにバーテックスと時間情報が必要となる。これらの要求を満たすために、ランダムデータサンプルは SK のデータを元にして作られ、以下のような変換を用いる事によって宇宙線 μ と時間相関の無いデータサンプルとなる。

   (a) 再構成されたエネルギーが 5.0MeV 以下で、有効体積の外 (壁から 2m 以内のイベント) のイベントをセレクトする。これらのイベントのほとんどが水中に含まれる

Rn 等の放射性元素によるイベント、またはステンレス構造体等からくる γ 線によるイベントと考えられるため、μ との時間相関は無い。

(b) 次に、バーテックスを乱数を用いて有効体積内に配置する。

(c) 最終データサンプルには、μ との時間相関を元にした spallation cut を通しているので、このデータサンプルにも同じように spallation cut をかける。

3. 最終データサンプルの時間差分布とランダムデータサンプルの時間差分布の差をとる事により、低エネルギー事象のイベントに相関のある宇宙線 μ の数を求める。これは最終データサンプルに残存している、スポレーションイベントによるバックグラウンドの数と同義である。ここで、100 秒から 200 秒の間に分布しているイベントをスケールファクターとして用いている。これは表 4.1 を考慮に入れると、スポレーションイベントががほぼ無くなっている時間帯であると考えられるからである。

これらの解析によって求められたデータを示したのが図 4.19 である。この図の (A) は最終データサンプルの前 200 秒の μ の時間差分布、(B) はランダムデータサンプルと μ の時間差分布、そして (C) は、100 秒から 200 秒のイベント数をスケールファクターに用いて、(A) から (B) の差を取ったものであり、最終データサンプルに残存しているスポレーションイベントを表している。これらの図は、DL(μ の飛跡と低エネルギーイベントのバーテックスとの距離) が 2000cm 以内のものについて選別している。

次に μ が飛来した後 100 秒以内のデータを用いて、最終データサンプルに含まれるスポレーションイベントの割合 (%) と、エネルギーとの相関を示したのが図 4.20 である。この図より、低エネルギーイベントのエネルギーが高くなるにつれ、スポレーションイベントの割合が高くなるという事が言える。これは、低いエネルギー領域では Rn 等の放射性同位体によるバックグラウンドが多い為にスポレーションイベントの割合が低くなる事より説明される。一方この解析によって、高いエネルギー領域の主なバックグラウンドは、spallation products によるイベントである事が分かった。
また、DL との相関を表したものが図 4.21 である。しかし、この図を見ると、DL が 2500cm と、DL の制限なし (有効体積内の全ての領域) ではスポレーションイベントの割合が 100% を超えてしまっている。考えられる理由としては、次の 3 つが挙げられる。

1. 単なる統計的ふらつき

2. 求める数 (最終データサンプルに含まれるスポレーションイベントの数) は、この数と比較して非常に大きい数 2 つの差をとる事によって求められている為に系統誤差が大きい。

3. データ収集時に用いられるハードウェア、またはソフトウェアに、何らかの原因がある。

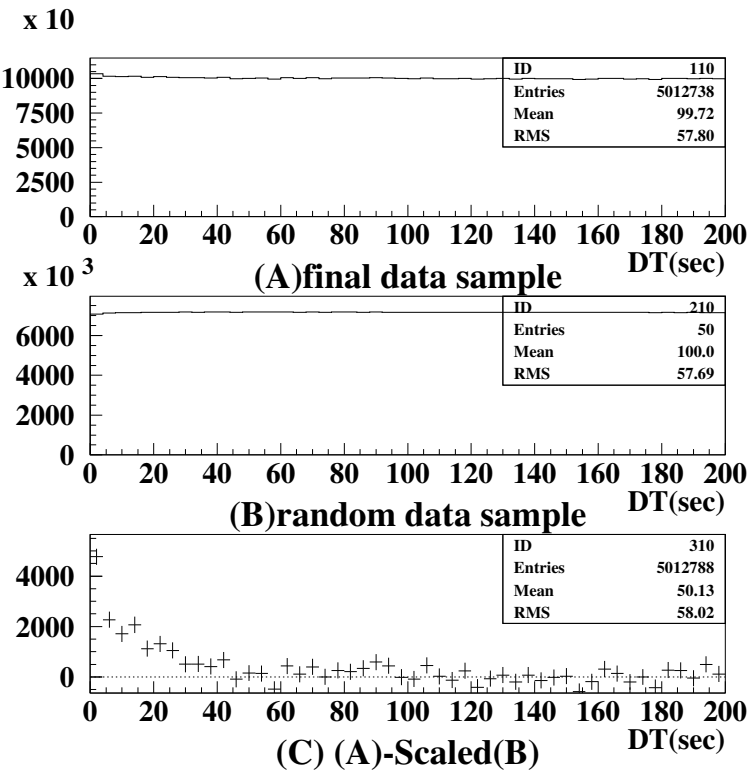

図 4.19: 低エネルギーイベントと宇宙線 μ との時間差分布
(A)：最終データサンプルの前 200 秒の μ の時間差分布, (B)：ランダムデータサンプルの前 200 秒の μ の時間差分布, (C)：100 秒から 200 秒のイベント数をスケールファクターに用いた、(A)-(B) の分布。

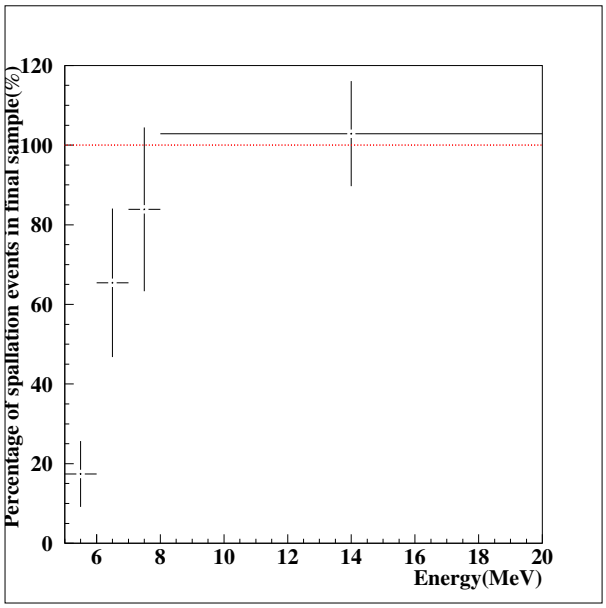

図 4.20: スポレーションイベントの割合とエネルギーの相関

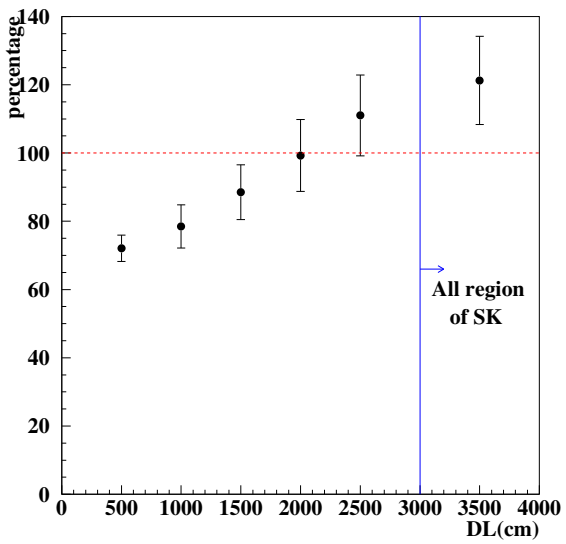

図 4.21: 最終データサンプル中のスポレーションイベントの割合 ($DT \leq 100$sec)
横軸：DT(低エネルギーイベントのバーテックスと宇宙線 μ の飛跡の距離)、縦軸：最終データサンプル中のスポレーションイベントの割合

2 については残念ながら今回は見積もる事が出来なかった。また、3 について、DL の制限の無い時間差分布 (図 4.22) を見たところ、興味深い特徴がある事が分かった。

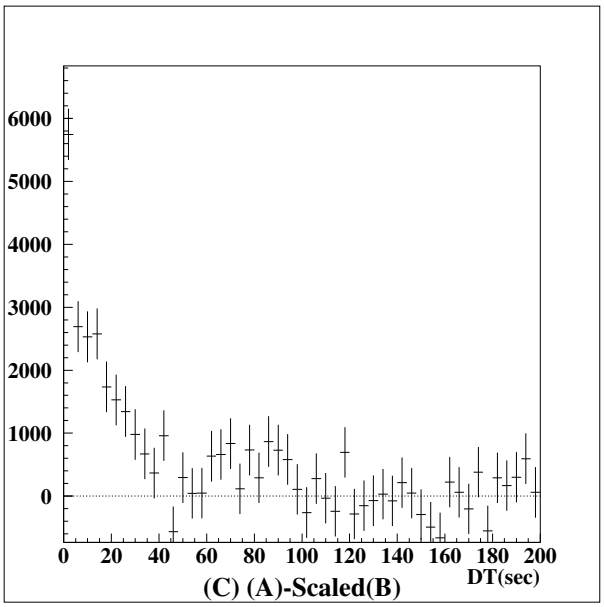

図 4.22: DL に制限を加えない場合の低エネルギーイベントと宇宙線 μ との時間差分布
横軸：低エネルギーイベントと宇宙線 μ との時間差、縦軸：見積もられたスポレーションイベントの数

もし、この時間差分布が全て spallation products (放射性同位体) によるイベントに起因するものだとすると、時間が経過するにつれてイベント数は単調減少するはずである。しかし、図 4.22 を見ると、0 秒から約 50 秒にかけては単調減少するものの、その後約 100 秒までの間にイベントが増加している。また、50 秒から 100 秒の間に崩壊を起こす放射性同位体も調べたが、これも見当たらなかった。この原因を探る為に、

1. バーテックスによる違い
   図 4.23 と図 4.24 を見比べて分かるように差は無い。

2. イベントとイベントの時間差
   最終データサンプルのイベントとイベントの時間差を表したのが図 4.25 であるが、目だった理由は見当たらなかった。

3. 飛来する μ の時間差に問題が無いか表したのが図 4.26 である。特に問題は見当たらなかった。

4. エネルギーによる違い
   図 4.27 ~ 図 4.29 は低エネルギーイベントのエネルギーの違いによって分けた宇宙線 μ と低エネルギーイベントの時間差分布であるが、統計不足の為にエネルギーの高い

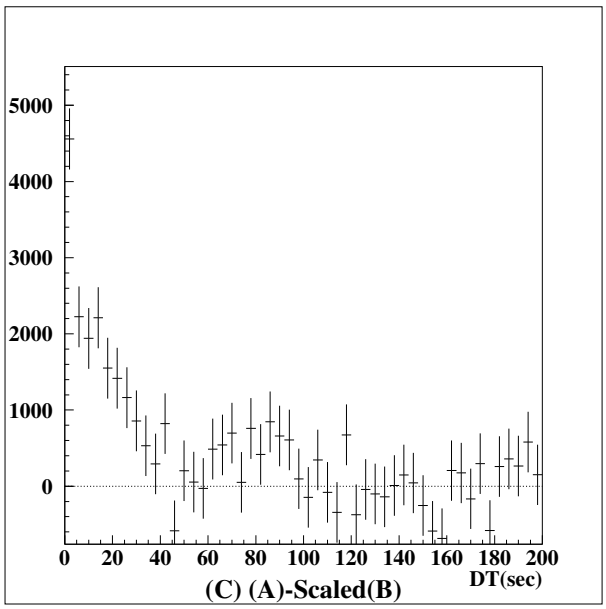

図 4.23: SK タンクの壁から 5m 以内のイベントを用いた低エネルギーイベントと宇宙線 μ との時間差分布

有効体積内の外側のイベントを用いている

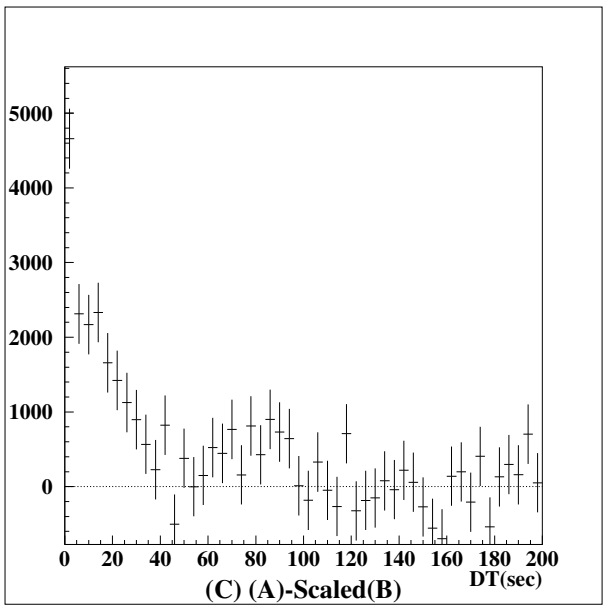

図 4.24: SK タンクの中心から壁から 5m までのイベントを用いた低エネルギーイベントと宇宙線 μ との時間差分布

有効体積内の内側のイベントを用いている

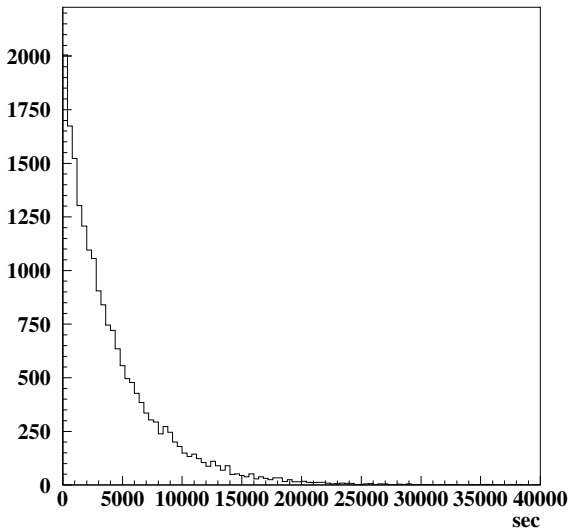

図 4.25: 低エネルギーイベントとイベントの差

横軸は秒：縦軸はイベント数を表す。

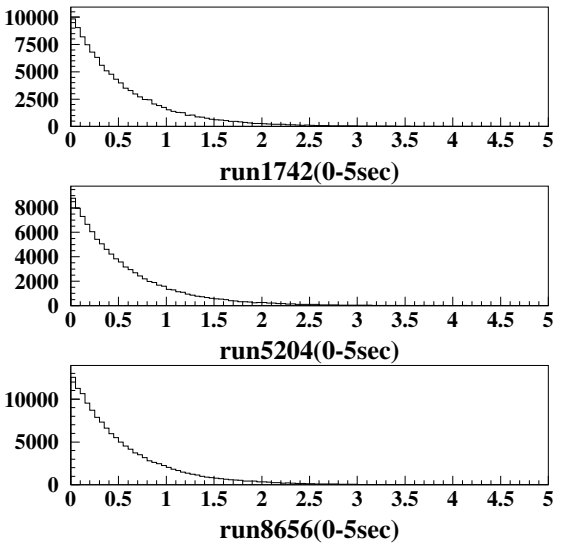

図 4.26: 各 run についての宇宙線 μ の時間差分布

上図は SK のデータ収集開始直後、下図は最近の run、そして真中の図はその中間の時期に付いての図：横軸は宇宙線 μ の飛来した時間と次に飛来した μ との時間差分布, スケールは 0 秒から 5 秒までを表している：縦軸はイベント数

範囲ではよく分からなかった。また、低いエネルギーについても特定のエネルギーについて分布がおかしいという分けではない事が分かる。

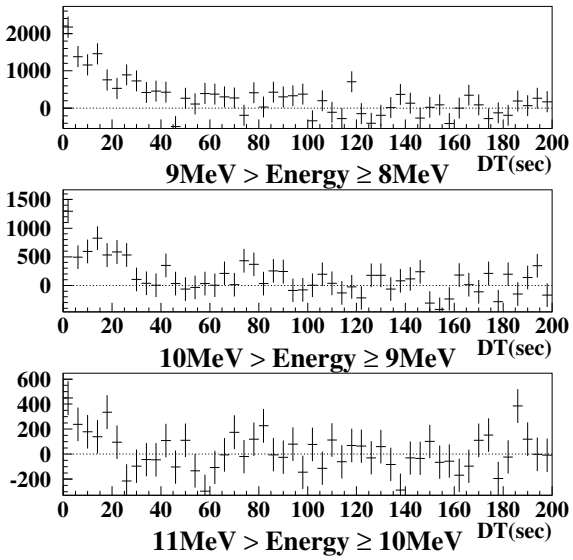

図 4.27: エネルギーの違いによる宇宙線 μ と低エネルギーイベントの時間差分布 1

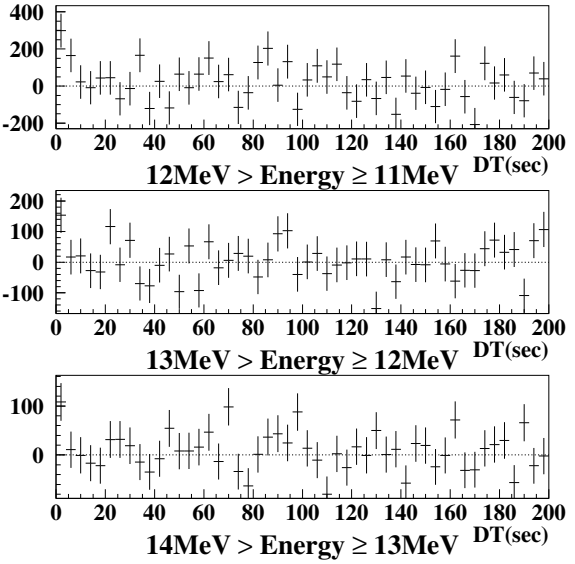

図 4.28: エネルギーの違いによる宇宙線 μ と低エネルギーイベントの時間差分布 2

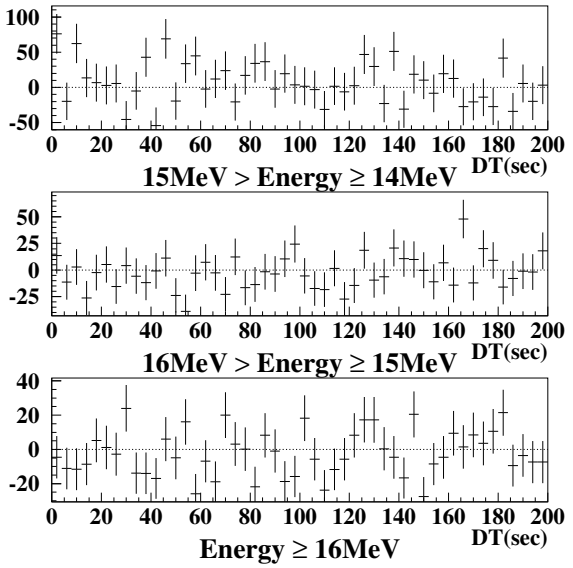

図 4.29: エネルギーの違いによる宇宙線 μ と低エネルギーイベントの時間差分布 3

以上様々な解析を行ったが、原因を特定することが出来なかった。
しかし、原因が 50 秒から 100 秒の間にある盛り上がりにあると考えられるので、用いるデータを 0 秒から 50 秒の間のものに限定し、同じように最終データサンプル中に含まれるスポレーションイベントの割合と DL の相関を見たところ、図 4.30 のような分布が得られた。

まだ系統誤差を見積もれていない事、および 50 秒から 100 秒の分布の原因が特定できていない事など問題がある為に予備的な結果ではあるが、これらの解析結果から、conservative な結果として DL=2500cm のデータを用い、最終データサンプル中のスポレーションイベントの割合を算出すると 78.9%以上 (90%CL) がスポレーションイベントである事が分かった。これを使って予備的な結果ではあるが、太陽からの $\bar{\nu}_e$ フラックスの上限値として、

$$\Phi(\bar{\nu}_e)/\Phi_{BP98}(^8B) \leq 0.95\%(90\%CL)$$

を得た。ここで用いたエネルギー領域は 8.0MeV から 20.0MeV である。また、さらに統計が向上した場合、エネルギースペクトル毎に解析する事が可能で、これは今後の課題である。

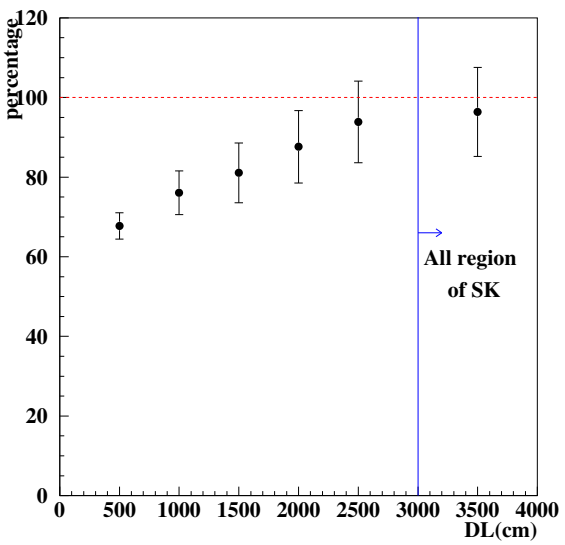

図 4.30: 最終データサンプル中のスポレーションイベントの割合 (DT≤50sec)
横軸：DT(低エネルギーイベントのバーテックスと宇宙線 μ の飛跡の距離)、縦軸：最終データサンプル中のスポレーションイベントの割合

4.6　中性子捕獲イベントを用いたバックグラウンド除去の可能性

SK での $\bar{\nu}_e$ イベントは以下のような式で表される。

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$$
$$n + p \rightarrow d + \gamma(2.2MeV)$$

この反応では、e^+ によるイベントの 210μ 秒後に 2.2MeV の γ 線によるイベントが発生する [23] 。その為、もしこのイベントを観測出来るならば、2 つのイベントの時間差、及びバーテックスの距離相関を用いる事によって、$\bar{\nu}_e$ のイベントとスポレーション等による

バックグラウンドを切り離し、$\bar{\nu}_e$ イベントを同定する事が出来ると考えられる。その為、今回は 2.2MeV の γ 線によるイベントについて現在どの程度の感度があるのか、そしてどの程度の精度でバーテックスが再構成されるのかをモンテカルロシミュレーションを用いて調べた。
現在、SK では非常にエネルギーが低いイベントの収集を目的として SLE と呼ばれるトリガーを用い、徐々にエネルギー閾値を下げている。2000 年 1 月現在の閾値は全エネルギー 3.5MeV の電子によるイベントに対して 50%の感度があり、Rn 等放射性同位体による低いエネルギーのバックグラウンドのイベントレートが下がれば、さらに閾値を下げる事が可能である。
図 4.31 は、モンテカルロシミュレーションによって SK タンクの中心で発生させた 2.2MeVγ のバーテックス分布とエネルギー分布を表している。またこのデータについて、現在のエネルギー閾値を再現するトリガーシミュレーターを用いて、どの程度のイベントがイベントとして認識されるかを表したのが図 4.32 である。発生させた 43150 イベントのうち、トリガーシミュレーションを通した後のイベント数は 254 イベントであり、現在の閾値における 2.2MeVγ に対する感度は 0.59%であった。
ここで必要な感度を、2001 年に始動する KamLAND 実験を基準に求める。KamLAND 実験での $\bar{\nu}_e$ イベントの反応は、

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$$
$$n + p \rightarrow d + \gamma(2.2MeV)$$

であり、SK と同様である。またこの 2.2MeVγ イベントに対する感度は 100%であるので、KamLAND と SK の有効体積、ターゲットとなる陽子の数から約 5%の感度が必要であると見積もられる。その為、トリガーシミュレーションを通さないモンテカルロのデータから、閾値が 2.8MeV 以上であればこの要求を満たすという事が分かった。ただし、より精度の高いバーテックス再構成のプログラムを開発すれば、より多くのイベントを認識出来る可能性があると考えられる。
以上の結果から、現在の閾値では 2.2MeV の γ 線イベントを用いるのは難しい。これからの課題として、

- 更にエネルギー閾値を下げる
- より精度の良いバーテックス再構成のプログラムを開発する
- 有効面積内のイベントレートから偶然入り込むイベントを見積もり、この解析におけるバックグラウンドを求める

などの事があげられる。閾値については、2000 年 7 月からスーパーカミオカンデのアップグレードとして、水の対流の制御、検出器内のクリーン化を行い、Rn 等の放射性物質量を一段と引き下げる為、目標値まで達成出来ると考える。

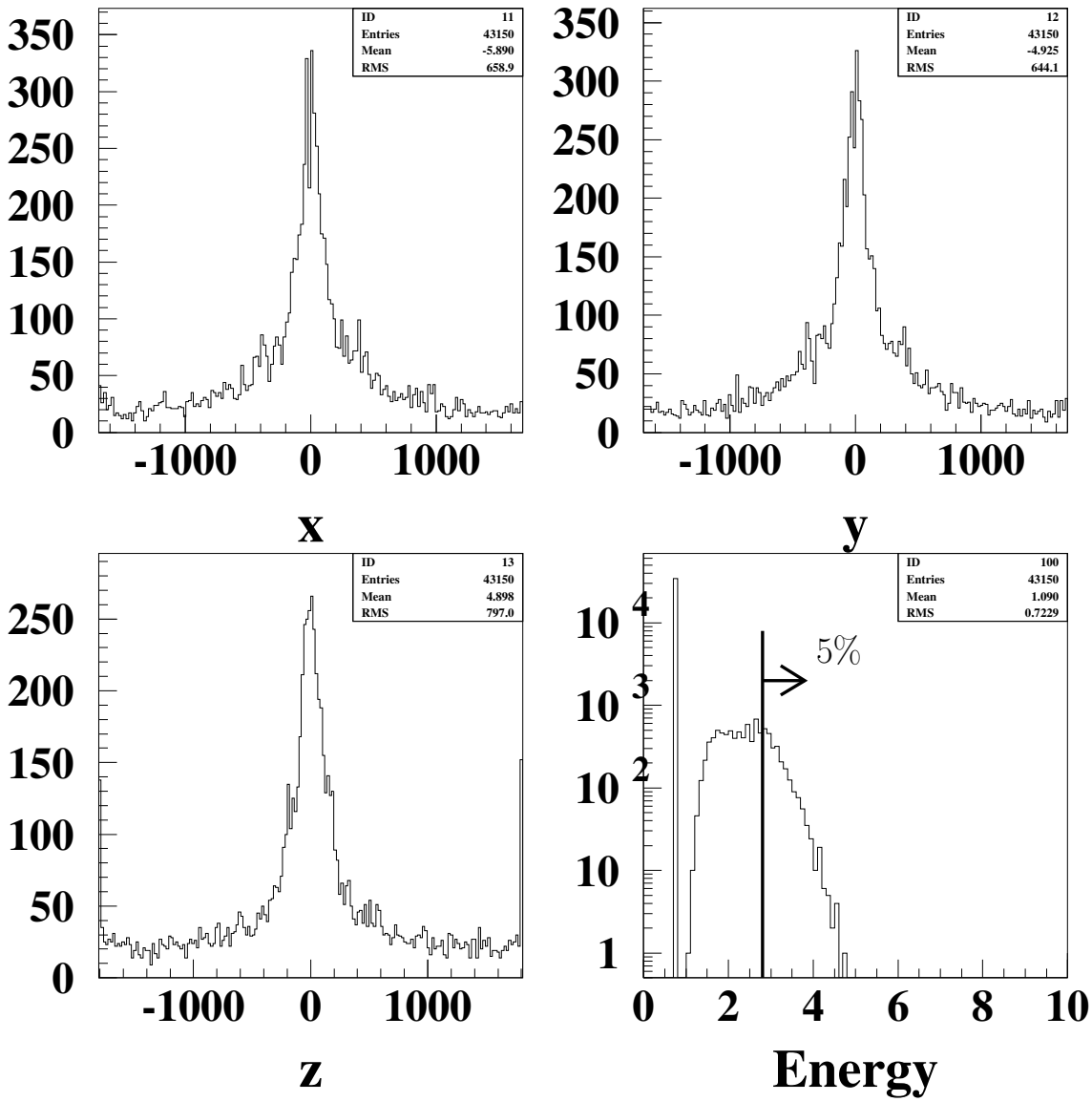

図 4.31: 2.2MeVγ のモンテカルロシミュレーションの分布
左上の図は再構成されたバーテックスの x 座標：右上の図は再構成されたバーテックスの y 座標：左下の図は再構成されたバーテックスの z 座標：右下の図は再構成されたエネルギースペクトル

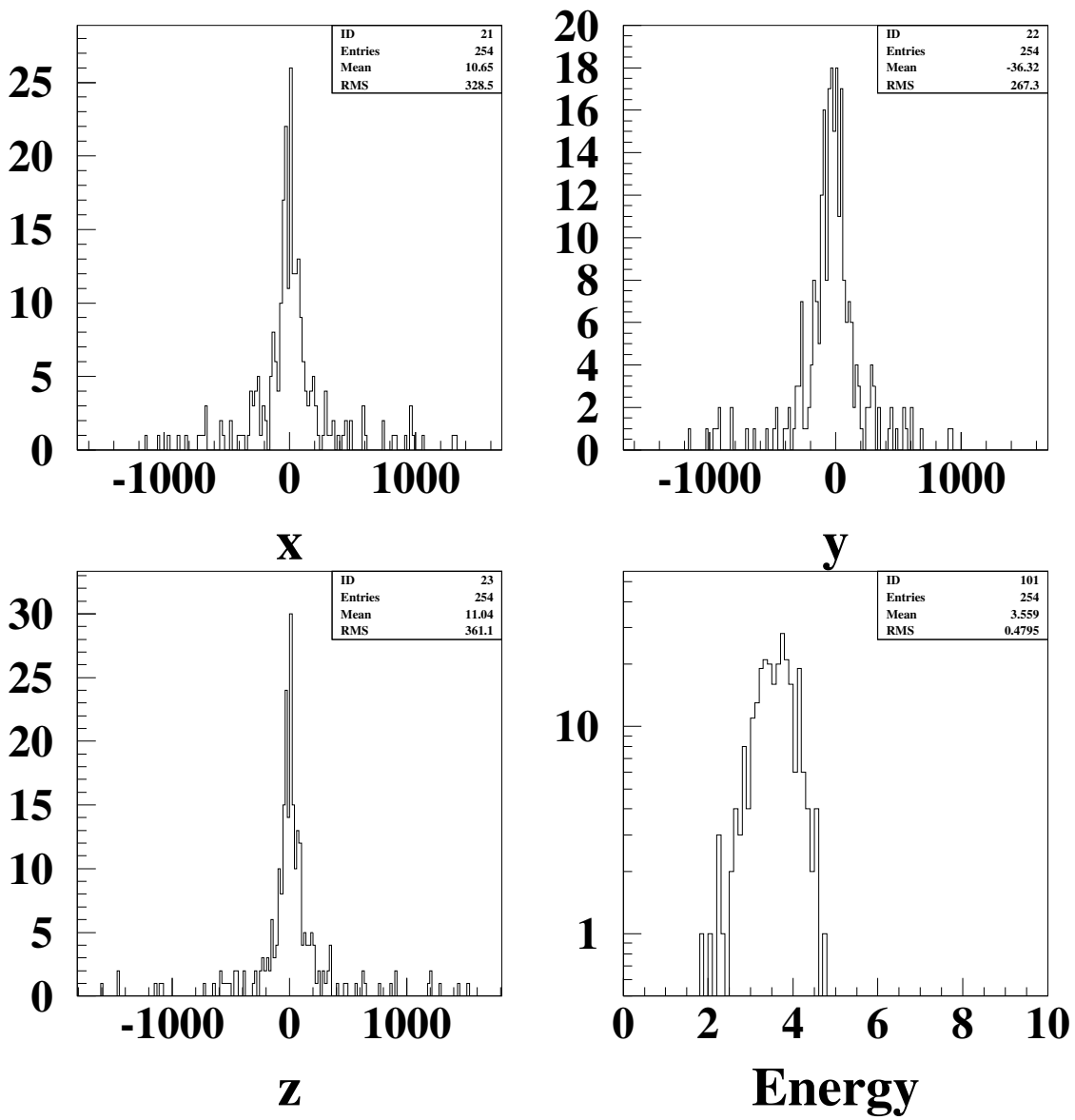

図 4.32: トリガーシミュレーションを通した後の 2.2MeVγ のモンテカルロシミュレーションの分布
左上の図は再構成されたバーテックスの x 座標：右上の図は再構成されたバーテックスの y 座標：左下の図は再構成されたバーテックスの z 座標：右下の図は再構成されたエネルギースペクトル

第5章　結論

ニュートリノが以下の条件、

- 磁場中でスピンが反転するような磁気モーメントを持つ
- 太陽中の磁場が十分大きい
- 質量を持ち、振動を起こす
- マヨラナ粒子

を満たす場合に太陽から飛来すると期待される反電子ニュートリノが、^8B ニュートリノのスペクトルを保持したまま地球に飛来すると考えた場合のフラックスを、スーパーカミオカンデ 1260 日の観測データを用いて解析したところ、以下のような結果、

$$\begin{aligned} \Phi(\bar{\nu_e})/\Phi_{BP98}(^8B) &\leq 1.75\%(90\%CL) \\ &\leq 1.77\%(95\%CL) \end{aligned}$$

が得られた。
本論文の結果は、現在まで知られているベストリミット、

$$\Phi(\bar{\nu_e})/\Phi_{BP98}(^8B) < 3.5\%(95\%CL)\ [10]$$

を更新するものである。

スーパーカミオカンデのデータ中に含まれる、spallation products によるバックグラウンドを統計的な手法を用いて解析した結果、数 MeV から十数 MeV のエネルギー領域についてはほぼすべてのバックグラウンドがこの spallation products によるスポレーションイベントであるという事が分かった。

仮の数値ではあるが、統計的スポレーションイベントの見積もりが正しいとするならば、太陽からの $\bar{\nu_e}$ フラックスの上限値は以下の通り、

$$\Phi(\bar{\nu_e})/\Phi_{BP98}(^8B) \leq 0.95\%(90\%CL)$$

となる。

参考文献

[1] R.Davis,Jr. et al.,Phys.Rev.Lett.,20,1205(1968)

[2] The Super-Kamiokande Collaboration, Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 1562-1567

[3] John N. Bahcall, Phys.Rev.C56:3391-3409,1997

[4] L.Wolfenstein, Phys.Rev.D17(1978)2369, D20(1979)2634.
S.P.Mikheyev and A.Yu.Smirnov, Sov.J.Nucl.Phys. 42(1985)913

[5] cisneros,Astrop.Space.Sci.10(1971)87

[6] L.B.Okun,M.B.Volosin and M.I.Vysotsky,Sov.J.Nucl.Phys.44(1986)440

[7] J.Pulido,Phys.Rep.211(1992)167.
J.Schechter and J.W.F.Valle, Phys. Rev. D24(1981)1883

[8] C.S.Lim and W.J.Marciano, Phys.Rev.D37(1988)1368

[9] E.Kh.Akhmedov,Phys.Lett.B213(1988)64;Sov.phys.JETP68(1989)690

[10] E.torrente-Lujan,Nucl.Phys.Proc.Suppl.87:504-505,2000

[11] J.F.Beacom and P.Vogel, Phys.Rev.Lett.83:5222-5225,1999

[12] A.I.Derbin et al., JETP Lett.57,768(1993)[Pis'ma Zh.Eksp.Teor.Fiz.57,755(1993)]

[13] D.A.Krakauer et al,Phys.Rev.Lett. B252(1990)177

[14] A.M.Cooper-Sarkar et al., Phys.Lett.B280,(1992)153

[15] Georg G.Raffelt,Phys.Rev.Lett. 64(1990)2856 ; Phys.Rep.198(1990)1

[16] E.Kh. Akhmedov, Talk at 4th Int Solar Neutrino Conf,Heidelberg,Germany,8-11 Apr1997, arXiv:hep-ph/9705451

[17] João Pulido and E.Kh. Akhmedov, Astropart.Phys.13:227-244,2000

[18] E.N.Parker in "The Structure of the Sun",proc. of the VI Canary Islands School,Ed.Roca Cortes and F.Sanchez,Cambridge University Pres 1996 p.299.

[19] The Super-Kamiokande Collaboration, Nucl. Instr. Meth. A421 (1999) 113-129

[20] The Super-Kamiokande Collaboration, Nucl. Instr. Meth. A 458(2000)636-647

[21] J.H.Bahcall,Sarbani Basu,M.H.Pinsonneault,Phys.Lett.B433:1,1998

[22] P.Vogel and J.F.Beacom,Phys.Rev.D.60(1999)053003

[23] K.Inoue, Super-Kamiokande Note 94-07(1994)

謝辞

本論文を作成するにあたり、多くの方々の御指導、御助言を頂きました。この場を借りて御礼を申し上げます。

指導教官である井上邦雄先生には、スーパー神岡実験に参加する機会を与えて下さったばかりでなく、物理全般について、解析に関すること、その他常日頃から多くの貴重な御助言を頂きました。深く感謝致します。

鈴木厚人先生をはじめ東北大学大学院付属ニュートリノ科学研究センターの皆様には常日頃から大変お世話になりました。
石原賢治氏、衛藤雅之氏には、物理、ゲインキャリブレーションについて様々な事を教えて頂きました。
山口晃先生、阿部浩也先生、白井淳平先生、末包文彦先生、林野友紀先生、長嶺忠先生、長谷川琢哉先生、古賀真之氏、中村健悟氏、畠山衆一郎氏、三井唯夫氏、元木正和氏、古野貢一郎氏、Steven Dazeley 氏、Luswig DeBraeckeleer 氏、高山知明氏、玉江京子さん、中嶋隆氏、中嶋實氏、花田博光氏、酒井知子さん、鈴木有実さん、小松田紀子さん、丸山和純氏、岩本俊幸氏、小川洋氏、山鹿光裕氏、榎本三四郎氏、沖和宏氏、田島治氏、渡辺秀樹氏、五十嵐喜則氏、白崎泰弘氏、安土哲氏、田頭健司氏、伊藤智希氏には、多くの貴重な御助言を頂きました。
また、同期の池田晴雄君、川口哲司君、木下英展君、半田史明君、樋口格君、室野尚武君、吉田俊光君、渡部佳世さんのおかげで楽しい研究生活を送ることができました。大変感謝しています。

戸塚洋二先生をはじめ、東京大学宇宙線研究所の方々には物理解析、ハードウェア、シフトについて、その他様々な事について御指導を頂きました。
鈴木洋一郎先生には低エネルギーイベントの解析について貴重な御意見を頂きました。
中畑雅行先生には、低エネルギーイベントの解析、及びゲインキャリブレーションについて、様々な御指導を頂きました。
福田善之先生、竹内康雄先生、小汐由介先生、桜井信之氏には低エネルギーイベントの解析について多くの事を教わりました。
梶田隆章先生、伊藤好孝先生、 三浦真先生、 塩澤真人先生、森山茂栄先生、大林由尚氏、歳藤利行氏、横川奎二氏、古田登氏、阿部雅晴氏、大坪淳子さん、大上尚子さん、森田靖子さん、亀田純氏、小林兼好氏、中山祥英氏、山田秀衛氏には、様々な面で助けて頂きました。
また、東京大学宇宙線研究所の石塚正基君、福田修平君、新潟大学の満田史織君、東京工

業大学の森井幹雄君、大阪大学の梶山裕香さん、東海大学の市川喜徳君、佐賀大学の飯盛康雅君には、日頃から親しくして頂き、楽しい研究生活を送ることができました。大変感謝致しています。

スーパー神岡実験の共同研究者の方々にも大変お世話になりました。
樹林敦子さんにはゲインキャリブレーションを手伝って頂きました。
Lowenergy group の Michael Smy 氏、Gene Guillian 氏、Matthew Malek 氏、Dawei Liu 氏には低エネルギー解析について様々な御意見を頂きました。
また、その他の共同研究者の方々にもいろいろとお世話になりました。大変感謝致しています。

東京大学の芝塚要公氏、吉田雄太氏には、学部の頃より様々な事を教わりました。大変感謝致しています。

アスパラドリンクの田辺製薬株式会社、エスカップのエスエス製薬株式会社、V は ν にしか見えなかったビタシーローヤル D の常盤製薬株式会社に感謝致します。でも飲んだら眠くなりました、もう少し改良してください。

最後に、絶えず私の研究を支えて下さった家族と友人に感謝致します。
本当にみなさんどうも有難うございました。