

スーパーカミオカンデのための
太陽ニュートリノシミュレーション

吉本明平

平成5年 2月 23日

本当に お世話になりました
ありがとうございます

吉本明平

目次

1	序論	1
2	太陽ニュートリノ問題	3
2.1	太陽ニュートリノ観測の意義	3
2.2	標準太陽模型 (SSM)	4
2.3	太陽ニュートリノ問題	8
2.4	太陽ニュートリノ問題の解決案	9
3	スーパーカミオカンデ検出器	14
3.1	チェレンコフ光検出器の検出原理	14
3.2	スーパーカミオカンデ検出器概要	15
3.3	20 インチ光電子増倍管	17
3.4	純水浄化装置	18
3.5	データ収集系	22
4	スーパーカミオカンデの基本性能の評価	24
4.1	スーパーカミオカンデ検出器の基本性能	24
4.2	モンテカルロシミュレーションプログラム	25
4.3	生成する事象	28
4.4	反応点分解能	28
4.4.1	反応点再構成	28
4.4.2	反応点分解能	31

4.5	エネルギー分解能	36
4.5.1	エネルギーの再構成	36
4.5.2	$N_{eff.hit}$	36
4.5.3	エネルギー分解能	38
5	太陽ニュートリノシミュレーション	44
5.1	${}^8\text{B}$ 太陽ニュートリノ	44
5.2	ニュートリノ反応	45
5.3	${}^8\text{B}$ 太陽ニュートリノシミュレーション	48
5.3.1	${}^8\text{B}$ のフラックス	48
5.3.2	太陽ニュートリノフラックスの季節変化	49
5.3.3	${}^8\text{B}$ 太陽ニュートリノイベント	50
5.3.4	${}^8\text{B}$ の解析	51
6	${}^8\text{B}$ 太陽ニュートリノのバックグラウンド	55
6.1	外部からの γ 線	55
6.2	μ 粒子による spallation	57
6.3	放射性元素	59
6.3.1	${}^{214}\text{Bi}$ バックグラウンド	59
6.3.2	${}^{214}\text{Bi}$ イベントのシミュレーション	61
6.3.3	${}^{214}\text{Bi}$ イベントの解析	63
7	結論	67
7.1	S/N 比	67
7.2	太陽ニュートリノフラックスの季節変化	71
7.3	考察	71
7.4	結論	76
A	MSW 効果	78

B ^{214}Bi 以外のバックグラウンドの見積	80
B.1 岩盤からの γ 線	80
B.2 μ 粒子による spallation	82

表 目 次

2.1	Solar parameters	5
2.2	Solar neutrino fluxes	8
3.1	Basic Parameters of Super-Kamiokande and of Kamiokande-II	15
4.1	Detector Performance of Kamioknde-II	25
4.2	Vertex position resolution	33
4.3	Energy resolution	40
5.1	Solar Neutrino event rate & Detection efficiency	51
6.1	List of isotopes which give β and/or γ activity greater than 7 MeV	65
6.2	^{214}Bi decay branching rations considered in M.C. simulation	66
6.3	^{214}Bi Background rate for valious energy threshold	66

目 次

2.1	p-p chain による太陽ニュートリノの生成	6
2.2	CNO cycle による太陽ニュートリノの生成	6
2.3	太陽ニュートリノのエネルギー分布	7
2.4	MSW 効果による太陽ニュートリノのエネルギー分布変化	13
3.1	スーパーカミオカンデの位置	16
3.2	スーパーカミオカンデ検出器	17
3.3	20 インチ光電子増倍管	18
3.4	20 インチ光電子増倍管の時間分解能	19
3.5	カミオカンデにおける光電子増倍管の利得の変動	19
3.6	カミオカンデにおける純水の透過率	20
3.7	カミオカンデにおける放射性元素量の変化	21
3.8	Kamioknde-III の純水浄化装置	22
3.9	Kamioknde-III のデータ収集系	23
4.1	10MeV 電子事象	26
4.2	1GeV μ 粒子事象	27
4.3	反応点と再構成点のずれ	32
4.4	反応点分解能	34
4.5	反跳電子の角分布	35
4.6	総光電子数分布	37
4.7	$N_{eff,hit}$ 分布	39

4.8	反応点分解能	41
4.9	$N_{eff, hit}$ のエネルギーによる変化	42
5.1	${}^8\text{B}$ 太陽ニュートリノのエネルギー分布	45
5.2	太陽ニュートリノによる反跳電子のエネルギー分布	47
5.3	運動エネルギー7、10MeV以上の電子の角度分布	48
5.4	エネルギー敷居値による太陽ニュートリノ観測量的変化	52
5.5	太陽ニュートリノイベントの粒子方向と太陽方向の $\cos\theta$ 分布	53
5.6	太陽ニュートリノフラックスの季節変化	54
6.1	カミオカンデにおけるイベントの位置分布	56
6.2	ウラン-ラジウム系列	60
6.3	カミオカンデの事象発生率の変化	61
6.4	${}^{214}\text{Bi}$ の β 崩壊の運動量分布	62
6.5	${}^{214}\text{Bi}$ 事象のエネルギー分布	64
6.6	各エネルギー敷居値での ${}^{214}\text{Bi}$ バックグラウンド量	64
7.1	各エネルギー敷居値での太陽ニュートリノ事象と ${}^{214}\text{Bi}$ 事象の S/N比	68
7.2	バックグラウンドを含めた太陽ニュートリノイベントの粒子方 向と太陽方向の $\cos\theta$ 分布1	69
7.3	バックグラウンドを含めた太陽ニュートリノイベントの粒子方 向と太陽方向の $\cos\theta$ 分布2	70
7.4	バックグラウンドを含めた太陽ニュートリノイベントフラック スの季節変化1	72
7.5	バックグラウンドを含めた太陽ニュートリノイベントフラック スの季節変化2	73
7.6	バックグラウンドを含めた太陽ニュートリノイベントフラック スの季節変化3	74

7.7	バックグラウンドを含めた太陽ニュートリノイベントフラックスの季節変化 4	75
B.1	カミオカンデにおける岩盤からの γ 線のエネルギー分布	81
B.2	spallation cut を行なう領域	83

Abstract

1996年4月より観測開始予定である5万トン水チェレンコフ観測器スーパーカミオカンデについてモンテカルロシミュレーションにより予想性能の評価を行った。低エネルギー事象に対する反応点分解能、エネルギー分解能は10MeVの電子に対してそれぞれ50cm、16%となった。

次に、この評価結果をもとに太陽ニュートリノ事象についてシミュレーションをおこなった。この結果5年間で捕らえられる太陽ニュートリノの数は、太陽ニュートリノフラックスにカミオカンデの観測結果（標準太陽模型の46%）を使い6.5MeVのエネルギー敷居値で14165例、5MeVで23649例、期待されることが分かった。検出効率はそれぞれ5.4%、9.1%である。

スーパーカミオカンデ検出器での太陽ニュートリノに対する最大のバックグラウンドである ^{222}Rn 事象についてのシミュレーションを行い、太陽ニュートリノ事象に対するS/N比を求めた。この結果、6.5MeVのエネルギー敷居値ではS/N比が226となった。また、エネルギー敷居値5.0MeVでは ^{222}Rn を現行カミオカンデの1/1000に減らしてS/N比が1となることが判明した。

太陽ニュートリノ問題をニュートリノ振動として解釈したときに ^{71}Ga 実験、 ^{37}Cl 実験、神岡実験で振動解として許される非断熱解、純真空解は6.5MeVのエネルギー敷居値で識別可能であり、スーパーカミオカンデでこの識別が可能であることが明かとなった。

第 1 章

序論

東京大学宇宙線研究所神岡地下実験 (KAMIOKANDE) は、陽子崩壊観測器としてのみならず、ニュートリノ観測器として多大な成果をあげてきた。KAMIOKANDE では、太陽ニュートリノ、大気ニュートリノ、超新星ニュートリノの観測に成功しており世界有数のニュートリノ観測施設と言える。

約千本の 20 インチ光電子増倍管を用いた 3000 トン水チェレンコフ検出器カミオカンデは、1985 年核子崩壊観測実験として始まった (Kamiokande-I)。その後 1987 年から 123 本の光電子増倍管を取り付けた外水槽 (アンタイ水槽) を加えニュートリノ観測実験を開始した (Kamiokande-II)。1990 年よりこれに新しい電子回路系の導入、及び光電子増倍管の周りの反射鏡取り付け等の変更を加え Kamiokande-III として核子崩壊やニュートリノの観測が行なわれている。

現在この神岡実験の次期計画として、超大型水チェレンコフ検出器 (スーパーカミオカンデ) が 1996 年 4 月のデータ取得開始を目指し建設中である。このスーパーカミオカンデは 5 万トン水チェレンコフ検出器であり、およそ 1 万本の 20 インチ光電子増倍管を用いている。これは神岡実験 10 倍以上の規模である。

これにより現行神岡実験より、はるかに高統計、高分解能のデータを得ることが可能となり、ニュートリノ観測実験では百倍の統計が、また核子崩壊実験

では5年間で現在の22倍の寿命にわたる観測が可能になると考えられている。

このスーパーカミオカンデ実験により期待される成果のうち、本論文では特に太陽ニュートリノ事象に注目し、計算機シミュレーションによりその検出器の基本性能について評価し、期待される観測成果について考察する。

太陽ニュートリノ観測においてスーパーカミオカンデ実験は、リアルタイムにニュートリノのエネルギー¹と入射方向がわかるという他の実験にはない特徴を持ち、いわゆる「太陽ニュートリノ問題」に対して結論を与え得る可能性を持つ実験として期待されている。そこでシミュレーションによりその観測期待値を評価することは非常に重要である。

本論文では以下、第2章で太陽ニュートリノ問題について解説し、第3章においてスーパーカミオカンデ検出器の概要を説明する。以下シミュレーションにより、第4章でスーパーカミオカンデのエネルギー分解能などの基本性能について、第5章で太陽ニュートリノ事象について、また第6章において太陽ニュートリノ事象の最大のバックグラウンドである²²²Rn事象について評価する。最後に第7章で結論をまとめる。

¹実際には ν -e 散乱による反跳電子のエネルギー 5.2参照

第 2 章

太陽ニュートリノ問題

2.1 太陽ニュートリノ観測の意義

軽元素の核融合によって恒星（主系列星）が燃焼しているということが一般に認知されている。また恒星の寿命もこの核融合過程によって決定されると考えられている。

この核融合は恒星内深部において発生するため、その物理的過程を観測することはきわめて困難である。この恒星内での物理過程を探る現在唯一の方法は、核融合反応において生成されるニュートリノを観測することである。

また、恒星内部で発生した光が恒星表面に達するには $10^6 \sim 10^7$ 年を要する。従って光学的観測ではその時点での恒星内部の状態を知ることは出来ない。しかしニュートリノは恒星内部においてほとんど反応せず、即表面に達するためニュートリノの観測により、その時点での恒星内部の情報を得ることが出来る。

主系列星である太陽は最も正確にその半径、輝度、地球からの距離などがわかっている恒星である。従って太陽からのニュートリノ¹を観測することは、恒星のモデルを検証する上で最も有効な手段である。

¹ニュートリノのみ、反ニュートリノは生成されない。

太陽からのニュートリノは 15MeV 以下のエネルギー帯にあり、地球まで約 $1.5 \times 10^{11} \text{m}$ の長距離を通過してくる。またその地球上でのフラックスは $6.6 \times 10^{10} \nu_e / \text{cm}^2 / \text{sec}$ に及ぶ。従って太陽ニュートリノの観測はニュートリノの特性、すなわち質量、安定性、ニュートリノ混合などの検証実験としてきわめて有効である。

以上のように太陽ニュートリノの観測は、宇宙物理学、素粒子物理学の両面に対し重要な意義を持つ。

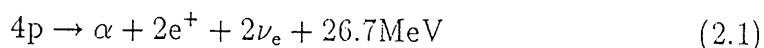
2.2 標準太陽模型 (SSM)

J. N. Bahcall らによって提唱された標準太陽模型 (Standard Solar Model)[1] によって太陽の燃焼機構が記述されている。この標準太陽模型では以下のことが仮定されている。

太陽のエネルギーはその中心核において発生した核反応によって生じ、太陽表面に放射と対流によって伝達して行く。従って太陽は熱平衡状態にある球対称プラズマの状態にあり、重力と内部圧力のつりあいによって熱平衡が保たれているといえる。

圧力、密度、温度などは放射圧の効果、不完全なイオン化の効果と共に平衡状態に影響する。また不透明度 (opacity)、初期状態での重元素の量²、核反応の断面積が太陽の熱放出を計算する上で必要な入力パラメータとなる。このモデルは観測された太陽の輝度、質量、半径、年齢を正しく再現するようこれらの条件を設定している。表 2.1 にこれらの値を示す。

太陽の中心核は、水素原子の燃焼段階にあると考えられている。この反応では、四つの水素原子核がヘリウム原子と二つの陽電子、ニュートリノになり 26.7MeV の運動エネルギーを放出する。



²ここでは He 元素より重い元素を指す。

Table 2.1: Solar parameters

Luminosity(L_{\odot})	$3.86 \times 10^{33} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$
Mass(M_{\odot})	$1.99 \times 10^{33} \text{g}$
Radius(R_{\odot})	$6.96 \times 10^{10} \text{cm}$
Age	$\sim 4.55 \times 10^9 \text{yr}$
Moment of Inertia	$7.00 \times 10^{53} \text{gcm}^2$
Depth of convective zone	$0.26 \times R_{\odot}$
Central density	148g/cm^3
Central temperature	$1.56 \times 10^7 \text{K}$
Central hydrogen abundance by mass	0.340
Effective surface temperature	$5.78 \times 10^3 \text{K}$
Primordial helium abundance by mass	0.271
Primordial ratio of heavy elements to hydrogen mass	0.0277
Fraction of energy from p-p chain	0.984
Fraction of energy from CNO cycle	0.016

標準太陽模型では全生成エネルギーの98.5%はこのProton-Proton chainによって、残り1.5%はCNO cycleによって生成されると思われる。それぞれの反応系列については図2.1及び図2.2参照。

p-p chainにはpp-I、pp-II、pp-IIIの三つの分岐がある。それぞれの分岐がニュートリノ以外の粒子によって太陽に与えるエネルギーは、それぞれ26.2MeV、25.6MeV、19.7MeVである。これらの反応確率は部分的に中心核の温度に非常に強く依存する。

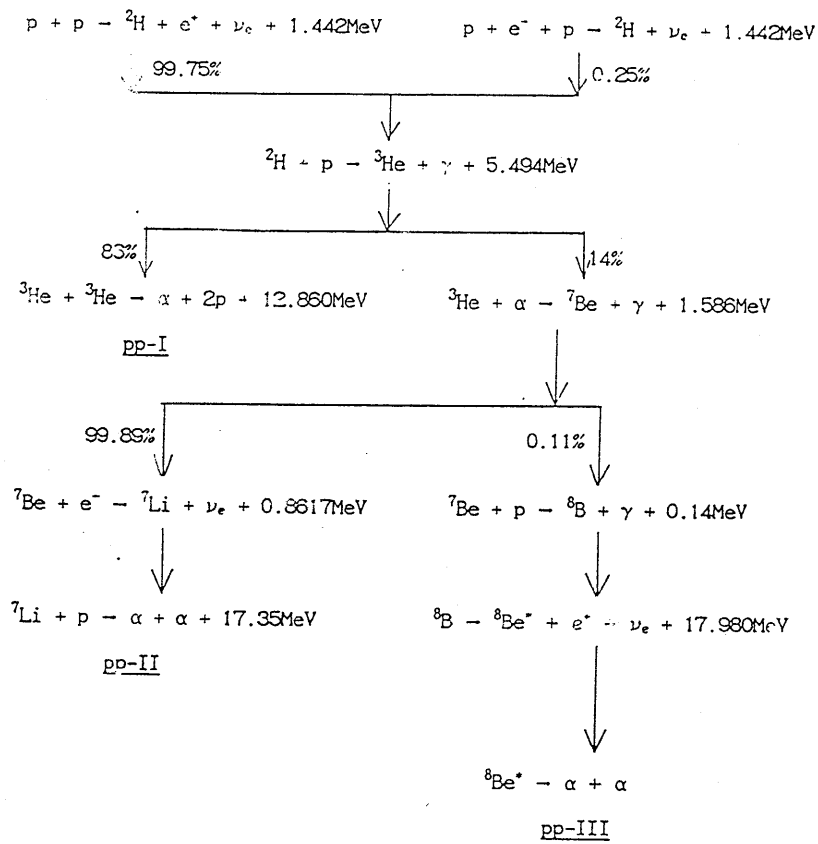


Figure 2.1: p-p chain による太陽ニュートリノの生成

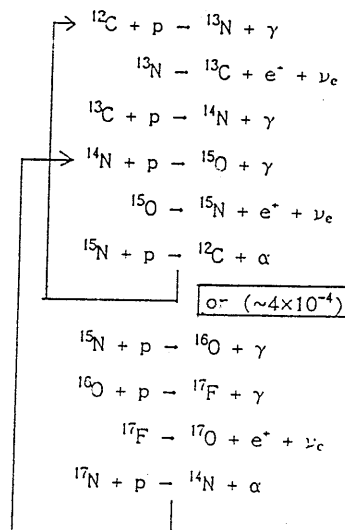


Figure 2.2: CNO cycle による太陽ニュートリノの生成

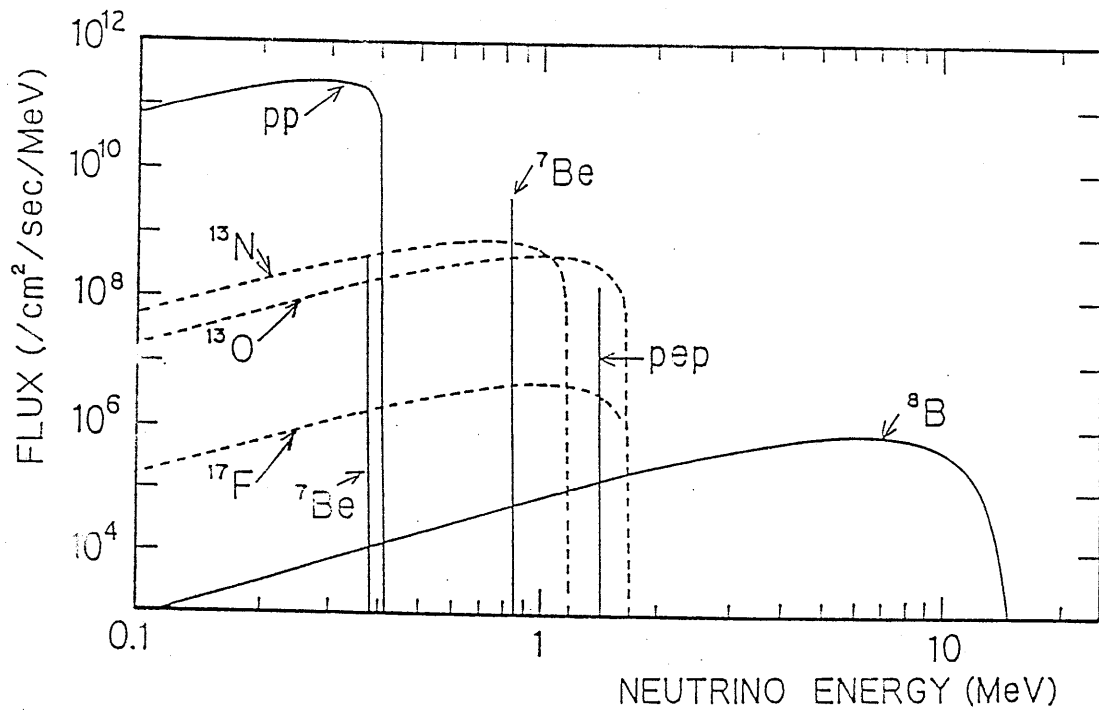


Figure 2.3: 太陽ニュートリノのエネルギー分布

これらのことからニュートリノの全フラックスを見積ることが出来る。

$$\phi = 2 \times \frac{L}{Q} \times \frac{1}{4\pi R^2} \quad (2.2)$$

ここで L は太陽の輝度 (3.86×10^{33} erg/sec)、 R は太陽の半径 (1.5×10^{13} cm)、 Q は一核融合あたりでの平均の太陽核内でのエネルギー発生 (~ 26 MeV) である。

式 2.2 より、地球表面での太陽ニュートリノフラックスとして $6.6 \times 10^{10} \nu_e/\text{cm}^2/\text{sec}$ を得る。このニュートリノのうち大多数は $p + p \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e$ によって生成される。最もエネルギーの高いニュートリノは ${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* + e^+ + \nu_e$ の反応によって生成される³。しかし、この反応によるニュートリノ数は全ニュートリノ数に比して四桁低い。それぞれの反応からのニュートリノのフラックスについては表 2.2 を、エネルギー分布については図 2.3 を参照 [1]。

³ hep ニュートリノが最も高いエネルギーを持つが、フラックスが非常に小さいためここでは無視できる。表 2.2 参照

Table 2.2: Solar neutrino fluxes

Source	Flux ($cm^{-2}sec^{-1}$)
pp	$6.00 \times 10^{10}(1 \pm 0.02)$
pep	$1.43 \times 10^8(1 \pm 0.04)$
hep	1.23×10^3
7Be	$4.39 \times 10^9(1 \pm 0.18)$
8B	$5.69 \times 10^6(1 \pm 0.43)$
^{13}N	$4.92 \times 10^8(1 \pm 0.51)$
^{15}O	$4.26 \times 10^8(1 \pm 0.58)$
^{17}F	$5.39 \times 10^6(1 \pm 0.48)$

2.3 太陽ニュートリノ問題

初めての太陽ニュートリノ観測実験は、R. Davis 等 [2] によって 1968 年から行なわれた。

この実験はアメリカ南ダコタのホームステーク金山地下 1480m にある ^{37}Cl による検出器によって行なわれた。この検出器は $3.8 \times 10^5 l$ の C_2Cl_4 からなり、 2.2×10^{30} 個 (133 ton) の ^{37}Cl に相当する。

ニュートリノは ^{37}Cl によって $^{37}Cl + \nu_e \rightarrow ^{37}Ar + e^-$ の反応によってとらえられる。この敷居値は 0.814MeV で、おもに 8B ニュートリノに感度がある。標準太陽模型による Ar の生成量の期待値は、 $8.0 \pm 3.0 SNU$ [1] である。SNU (Solar Neutrino Unit) は one neutrino capture / 10^{36} target atoms / sec であり、誤差は理論値 3σ に相当する。

これに対して観測結果は $2.3 \pm 0.3 (1\sigma) SNU$ [2] であった。これは期待値の僅か四分の一程度である。ここにいわゆる「太陽ニュートリノ問題」が生じた。

一方 1987 より始まった Kamiokande-II 実験においても、太陽ニュートリノの観測がなされた。1990 年 4 月までの 1040 日の観測による結果、標準太陽

模型による期待値と観測量の比は $0.46 \pm 0.05(stat.) \pm 0.06(sys.)$ [3] であった。この観測によって「太陽ニュートリノ問題」が追証された。

また、近年発表された⁷¹Gaを用いた実験によっても「太陽ニュートリノ問題」が追証された。

これらは旧ソビエトの SAGE[4] 及びイタリアの GALLEX[6] 実験で、SAGE は 30ton の金属 Ga をまた GALLEX は 30ton の GaCl₃-HCl を用いた検出器である。

⁷¹Ga 検出器は $^{71}\text{Ga} + \nu_e \rightarrow ^{71}\text{Ge} + e^-$ 反応によって太陽ニュートリノを検出する。この反応の敷居値は 0.2332MeV で pp 反応によるニュートリノに感度がある唯一の検出器である。

SAGE 及び GALLEX の結果はそれぞれ $58^{+17}_{-24}(sys.) \pm 14(stat.)$ [5] SNU、 $83 \pm 19(sys.) \pm 8(stat.)$ SNU[6] であった。標準太陽模型の期待値は 132^{+21}_{-17} SNU[1] であり、これらより pp 反応によるニュートリノについても観測値は理論値より少ないことが示された。

2.4 太陽ニュートリノ問題の解決案

「太陽ニュートリノ問題」の発生以来、多くの理論的解決案が議論された。それらは、われわれの天文学理論及び素粒子理論の不明確点に立脚している。これらの代表的なものを挙げる。

Non-standard solar model これまでに述べた二つの実験はおもに⁸B ニュートリノに感度を持つ。太陽の核融合反応のほとんどをしめる pp-I 反応(図 2.1) が太陽の内部温度にほとんど依存しないのに比してこの⁸B の生成反応は中心部の温度の 18 乗に依存する。従って太陽模型に対する制限である観測された太陽の輝度、質量、半径、年齢を変えずに太陽中心の温度を僅かに下げるモデルをつくることにより⁸B ニュートリノの減少を説明し得る。

以上のことを考えた Non-standard solar model がいくつか考えられた。しかしこれらのモデルは ^{37}Cl による実験と Kamiokande-II による結果を同時に説明することが出来ない。また ^{71}Ga を用いた実験の結果 pp ニュートリノについても減少が観測され、この結果から ^8B ニュートリノの減少のみを説明するこれらのモデルは否定された。

WIMPs Weakly Interactive Massive Particles(WIMPs) は太陽内での有効な熱媒体となり得る。従って WIMPs が太陽中に存在すれば中心部から太陽表面に、より多くの熱が伝達されることとなり、中止温度を下げる事が出来る。これにより ^8B ニュートリノの減少を説明し得る。しかし、前述のように ^{37}Cl による実験と Kamiokande-II による結果を合わせたもの、及び ^{71}Ga を用いた実験の結果を説明できない。

Neutrino Oscillation ニュートリノの質量の固有状態が非縮退で、かつ弱い相互作用の固有状態が質量の固有状態の混合状態として記述されるとき、各ニュートリノ間で振動が起こる。太陽ニュートリノとして放出されているのは ν_e である⁴。従って ν_e が ν_μ や、 ν_τ に変化することによって太陽ニュートリノの減少を説明できる。

さらに MSW 効果により物質によるニュートリノ振動の増幅も予測されている。MSW 効果 (Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein effect) とは物質中での前方散乱の断面積が ν_e と他のニュートリノとで異なるために生じる位相空間のずれから真空中と異なる強さの振動が起こり、より強く ν_e が振動を起こす効果である。この効果は ν_e のエネルギーに強く依存するのでそのエネルギー分布に変化を与える。(A参照)

これらの効果は太陽ニュートリノ問題の解として有力視されている。

⁴ ν_e は放出されない。

Large Neutrino Magnetic Moment ニュートリノが $10^{-10} \mu_B$ (μ_B : Bohr magneton) 程度の磁気モーメントを持っていると、太陽の強い磁場によって⁵左巻ニュートリノが、右巻ニュートリノに変えられる。右巻ニュートリノは検出できないので⁶、これは太陽ニュートリノ問題を説明し得る。この効果は太陽活動による太陽磁場の変化に影響される。太陽内部磁場には不明な点が多くこの効果の評価を困難にしている。

以上のように現在考えられている太陽ニュートリノ問題に対する解は太陽モデルの不定性に依存するものよりニュートリノの特性に依存するものが有力視されている。これらの理論を検証するためには、さらに高統計の太陽ニュートリノの観測が必要である。

スーパーカミオカンデのニュートリノの方向とエネルギー分布を測れる特性はこれらの理論の検証に有効である。特に太陽ニュートリノ問題の解として有力視されている MSW 効果はニュートリノのエネルギー分布に変化を与えるため、この検証にニュートリノのエネルギー分布を計ることが出来るスーパーカミオカンデは決定的役割を演ずる。

図 2.4 にその検証能力を示す。MSW 効果によるエネルギー分布の変化はニュートリノの質量差、混合角によって異なる。この解として⁷¹Ga 実験、³⁷Cl 実験、神岡実験からニュートリノの質量差 $\sim 10^{-5}$ 、混合角 θ として $\sin^2 2\theta \sim 10^{-2}$ の非断熱解の一部と (図中 a)、質量差 $\sim 10^{-5}$ 、 $\sin^2 2\theta \sim 5$ の準真空解の一部 (図中 b) のみ許されている。

この二つの解ではニュートリノのエネルギー分布が異なる。図から明らかに 7.0 MeV 程度までエネルギー敷居値を下げる事が出来れば、スーパーカミオカンデ検出器によって、このエネルギー分布の違いを見ることが出来る。

⁵ $10^3 \sim 10^4$ gauss 程度と予測されている。

⁶標準理論では左巻ニュートリノのみ反応する。

これによりニュートリノ振動の解として非断熱解あるいは準真空解のいずれかに決定することが出来る。さらにこれが非断熱解であった場合、ニュートリノのエネルギー分布からニュートリノの質量の存在を証明し得る。

このスーパーカミオカンデの特性については次章で論じる。

of ev/0.5MeV/SSM

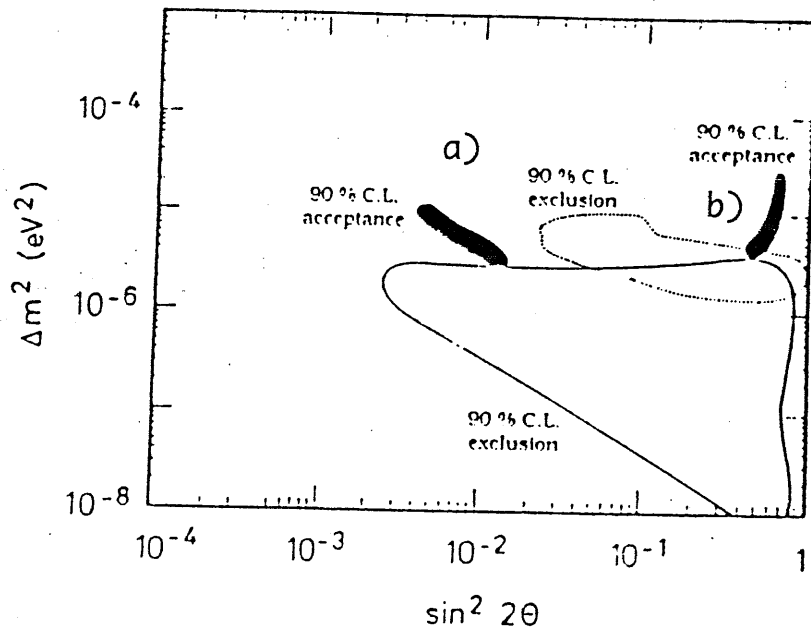
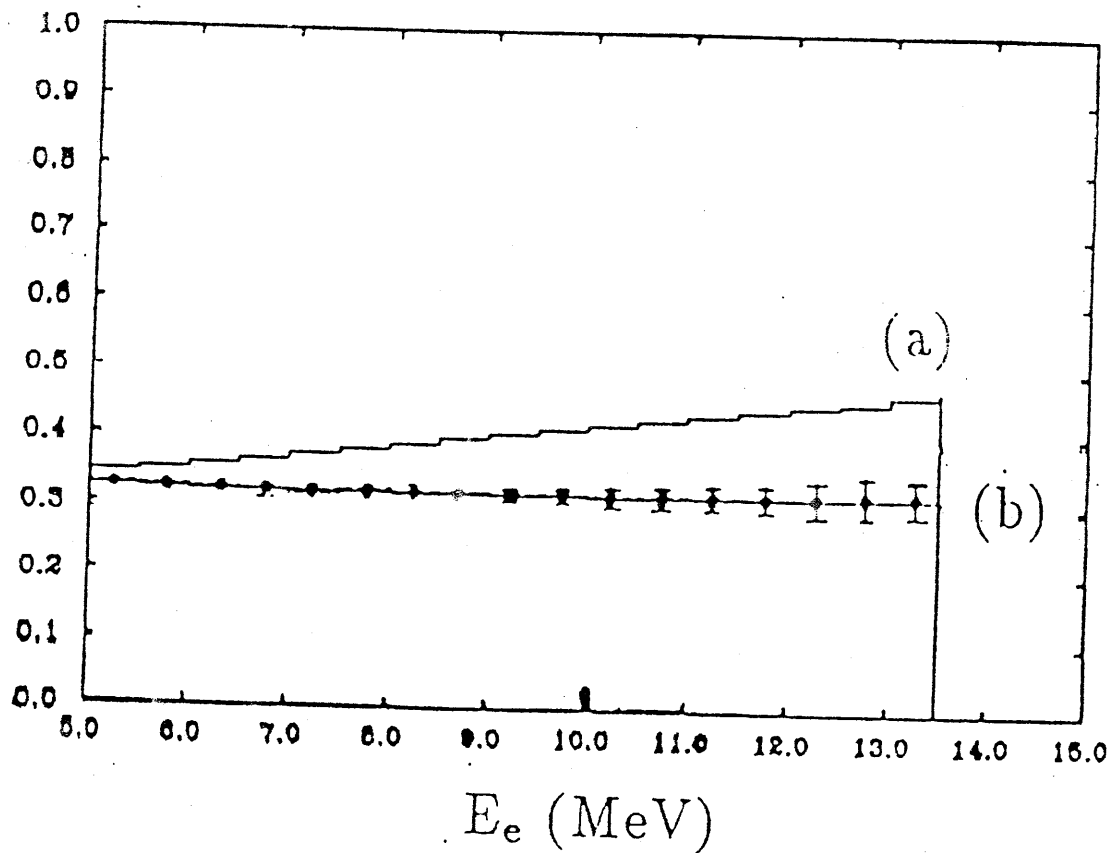


Figure 2.4: A: 標準太陽模型を1とした真空振動によるエネルギー分布を基準にしたBの各領域でのMSW解のエネルギー分布。誤差棒付き点は真空解を仮定した場合、5年間の観測でスーパーカミオカンデで予測される観測値。7MeV以下のエネルギー敷居値で明かに準真空解と非断熱解のエネルギー分布に差がみられる。

B: 縦軸にニュートリノの質量自乗差、横軸に混合角の $\sin^2 2\theta$ をとったMSW解の許可領域。 ^{37}Cl 、 ^{71}Ga 、Kamiokande-IIを合わせた結果、黒塗の部分が許可されている。(90%CL)

[6]aの領域を非断熱解、bの領域を純真空解という。

第 3 章

スーパーカミオカンデ検出器

3.1 チェレンコフ光検出器の検出原理

スーパーカミオカンデ検出器は5万トン大型水チェレンコフ検出器であり、その基本構造は現行カミオカンデ検出器の規模を拡大したものである。

スーパーカミオカンデにおける粒子検出は、現行カミオカンデ検出器と同様に荷電粒子が純水中で放出するチェレンコフ光を光電子増倍管によって検出することで行なわれる。

荷電粒子が水中を c/n 以上の速度で通過すると、チェレンコフ光を放出する。ここで c は真空中の光速、 n は水の屈折率 ($=1.344$) である。このときチェレンコフ光は半頂角 θ をもつ円錐上に放射される。 θ は次式で現わせる。

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta} \quad (3.1)$$

ここで β は粒子の速度を真空中の光速で割ったものである。 $\beta = 1$ の時 $\theta = 42^\circ$ となる。

チェレンコフ光の波長分布は、

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

ここで左辺は単位波長ごとの単位飛程あたりに放出される光子の数である。 α は微細構造定数、 Z は荷電粒子の電荷である。

これより、光電子増倍管の有感領域 (300~600nm) の波長の光子を $\beta = 1$ 、 $Z = 1$ の荷電粒子は 1cm あたり~340 個放出することとなる。

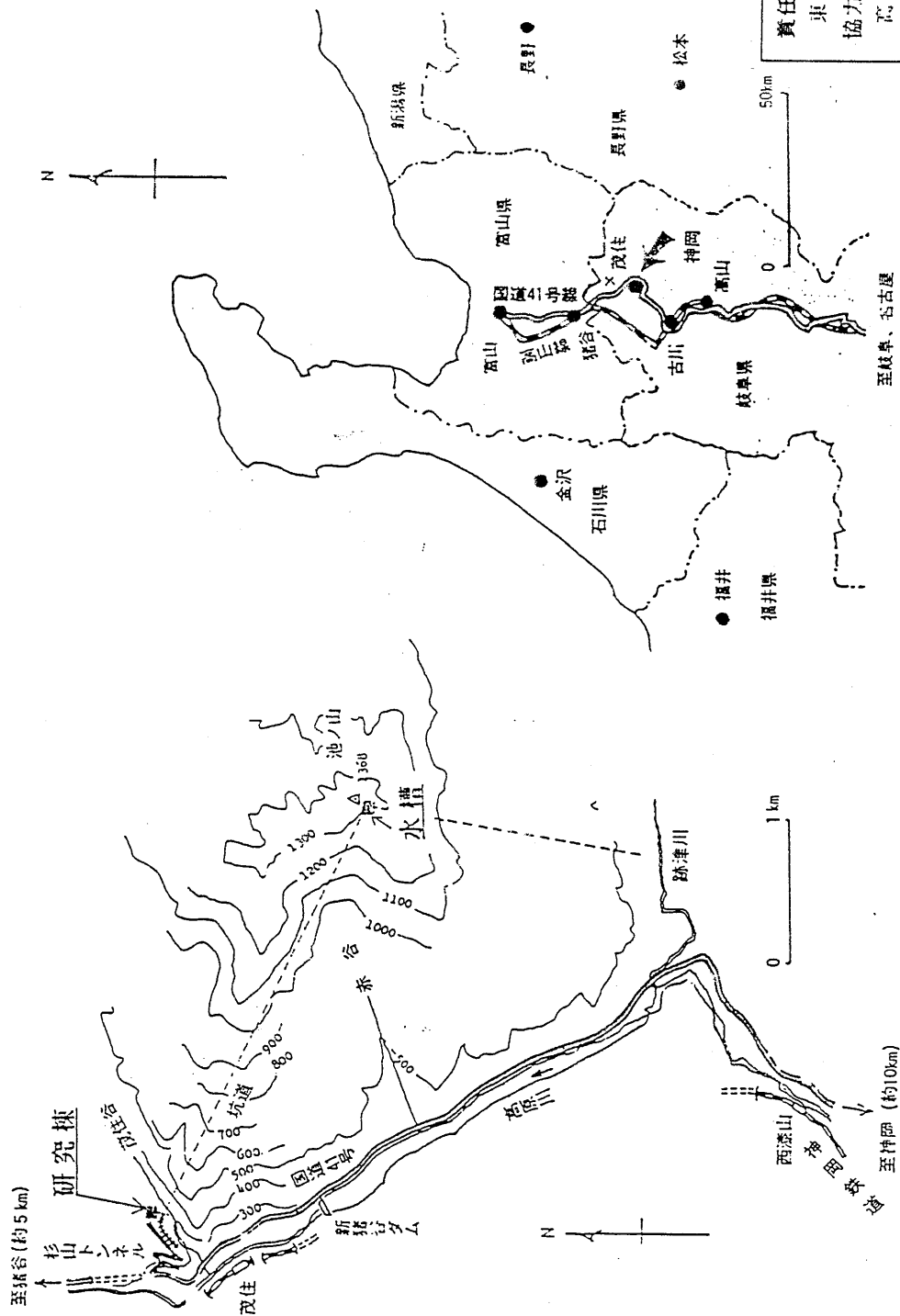
3.2 スーパーカミオカンデ検出器概要

スーパーカミオカンデ検出器は 1996 年完成を目指し現在建設中である。スーパーカミオカンデ検出器の構成についてカミオカンデ (Kamiokande-II) 検出器と比較し表 3.1 にまとめてある。

Table 3.1: Basic Parameters of Super-Kamiokande and of Kamiokande-II

Parameters	Super-Kamiokande	Kamiokande-II	Remarks
Total size	41m(h)×39m ϕ	16m(h)×19m ϕ	
Total mass	50000ton	4500ton	
Fiducial mass	32000ton 22000ton 22000ton	2140ton 1040ton 680ton	supernova ν burst proton decay solar ν
Thickness of anti-counter	2m	1.2m~1.5m	
Number of PMTs	11200	948	
Photosensitive coverage	40%	20%	
PMT timing resolution	2.5nsec	4nsec	at 1 P.E.

スーパーカミオカンデ検出器は、岐阜県神岡鉱山茂住坑地下 1000m(水深 2700m 相当) のカミオカンデ検出器とほぼ同位置 (距離約 200m) に建設されている。図 3.1



責任研究機関
 東京大学宇宙線研究所
 協力研究機関
 高エネルギー物理学研究所
 東海大学理学部
 大阪大学理学部
 新潟大学理学部
 神戸大学理学部
 東京工業大学理学部
 岐阜大学教育学部

神岡周辺

茂住周辺

Figure 3.1: スーパーカミオカンデの位置

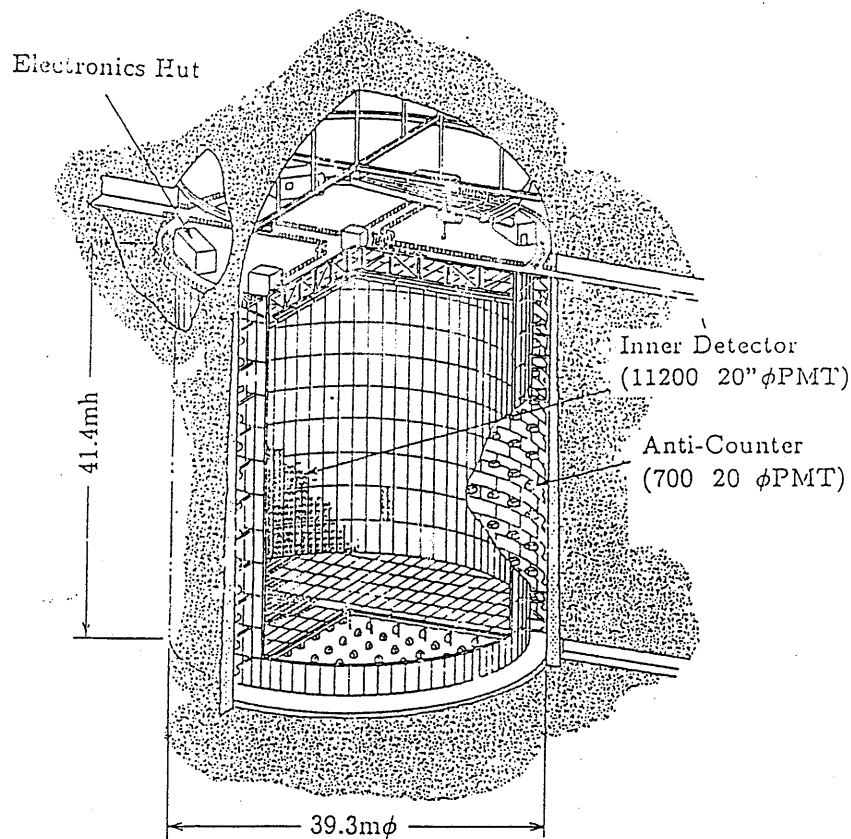


Figure 3.2: スーパーカミオカンデ検出器

この検出器は、直径 39.3m、高さ 41.4m の円筒形純水水槽からなる。この円筒形タンクは地下空洞壁面に直接コンクリートを打設し、鋼板またはプラスチックでライニングし完全水密にする。水槽上面には平屋根を取り付け気密にする。

タンクは直径 33.8m 高さ 35.9m の内水槽とその他の部分からなる外水槽 (アンタイ水槽) に分けられる。この内水槽に 11200 本の 20 インチ光電子増倍管を取り付ける。これらは現行のカミオカンデ検出器の約 1 PMT/m² の倍に当たる 2 PMT/m² の密度で配置される。さらに外水槽にはアンタイ用光電子増倍管が取り付けられる。図 3.2

3.3 20 インチ光電子増倍管

スーパーカミオカンデ検出器では 11200 本の高性能 20 インチ光電子増倍管を使用する。この光電子増倍管は、高時間分解能、高エネルギー分解能、低

Schematic of the new 20-inch PMT. (Units in mm)

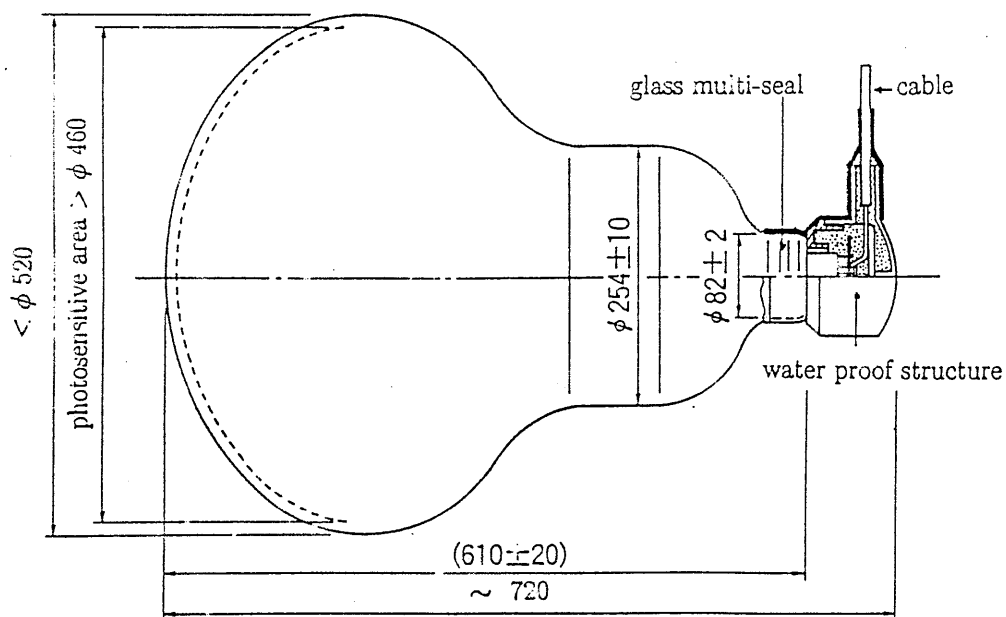


Figure 3.3: 20 インチ光電子増倍管

雑音、高耐磁場、高耐水圧などの性能が要求される。これを満たすため現行カミオカンデに使用されている浜松フォトニクス製 20 インチ光電子増倍管をさらに改良し用いる。図 3.3

この改良において防水構造の強化が行なわれ、また時間分解能の向上が計られた。これにより 3nsec 以下の時間分解能が得られた。(図 3.4) これは現在の約 5nsec の時間分解能に比べ倍近く向上している [7]。

利得の長期安定性についても現行カミオカンデ検出器による結果より信頼できるものである。図 3.5

3.4 純水浄化装置

検出器中の水は常に純水浄化装置を循環させ、バクテリア、金属元素、放射性元素などの不純物を取り除き純水状態に保つ必要がある。バクテリアや金属元素は水の透過率を落しチェレンコフ光の減衰を引き起こす。また、放射性

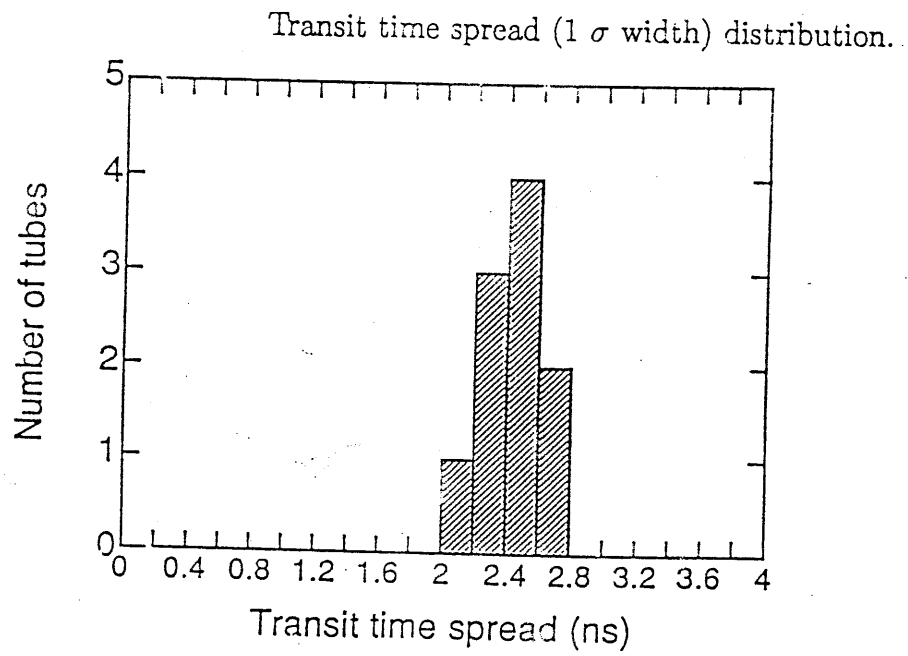


Figure 3.4: 20 インチ光電子増倍管の時間分解能

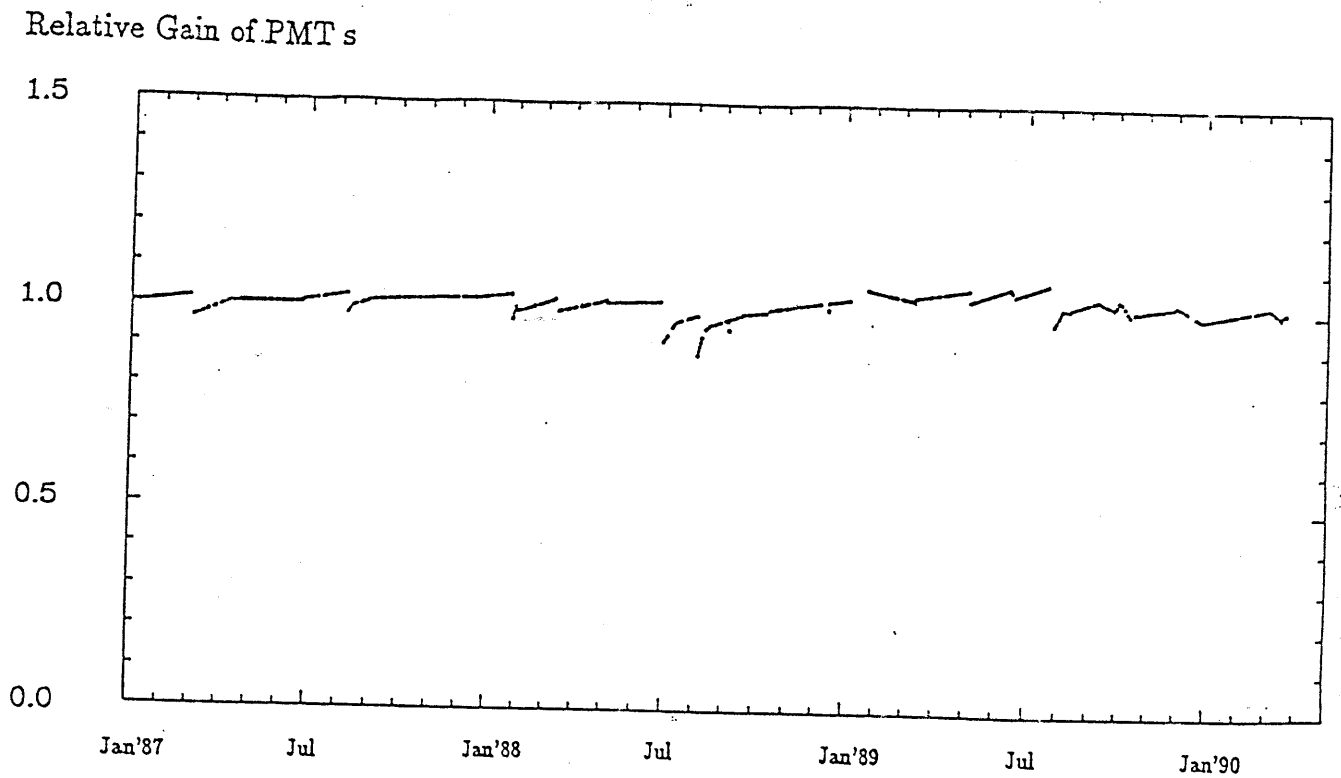


Figure 3.5: カミオカンデにおける光電子増倍管の利得の変動

Water Transparency(m)

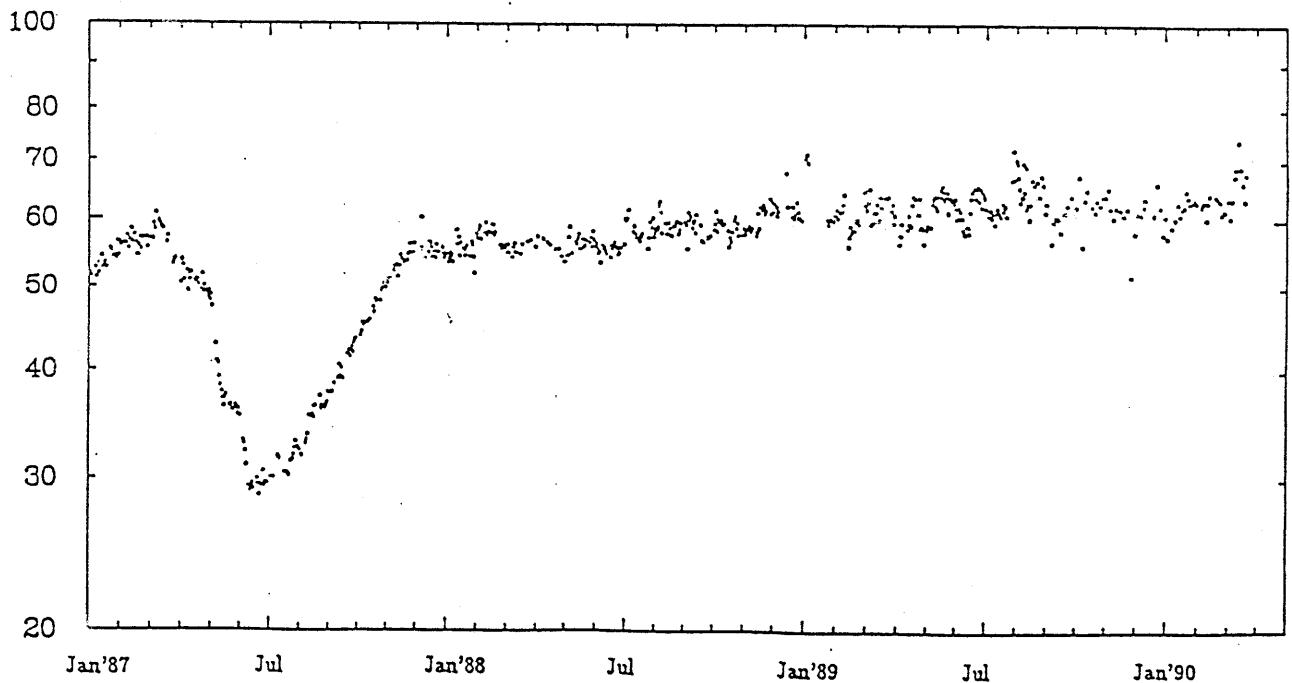


Figure 3.6: カミオカンデにおける純水の透過率

元素は太陽ニュートリノなどの低エネルギー事象に対するバックグラウンドとなるためである。

スーパーカミオカンデにおいて用いる純水浄化装置は、カミオカンデにおいて確立された技術を継承するものとなる。カミオカンデの純水浄化装置では長期にわたり純水の透明度を 60m 程度に維持することに成功しており、スーパーカミオカンデでも同等以上の性能が期待される。図 3.6

さらに放射性元素の除去についても同様の結果が期待される。図 3.7 またスーパーカミオカンデでは検出器の気密制を高めることによりラドンによるバックグラウンドの一層の除去が期待されている。これは検出器内への気体ラドンの進入が主なラドン供給源と考えられているためである。このラドンは 6MeV 以下の低エネルギーでの主要なバックグラウンド源と考えられており、その除去は大きな課題である。

参考にカミオカンデ検出器 (Kamiokande-III) の純水浄化装置を図 3.8 に示す。これは 5 段階の薄膜フィルター、脱気装置、紫外線殺菌灯、イオン交換装

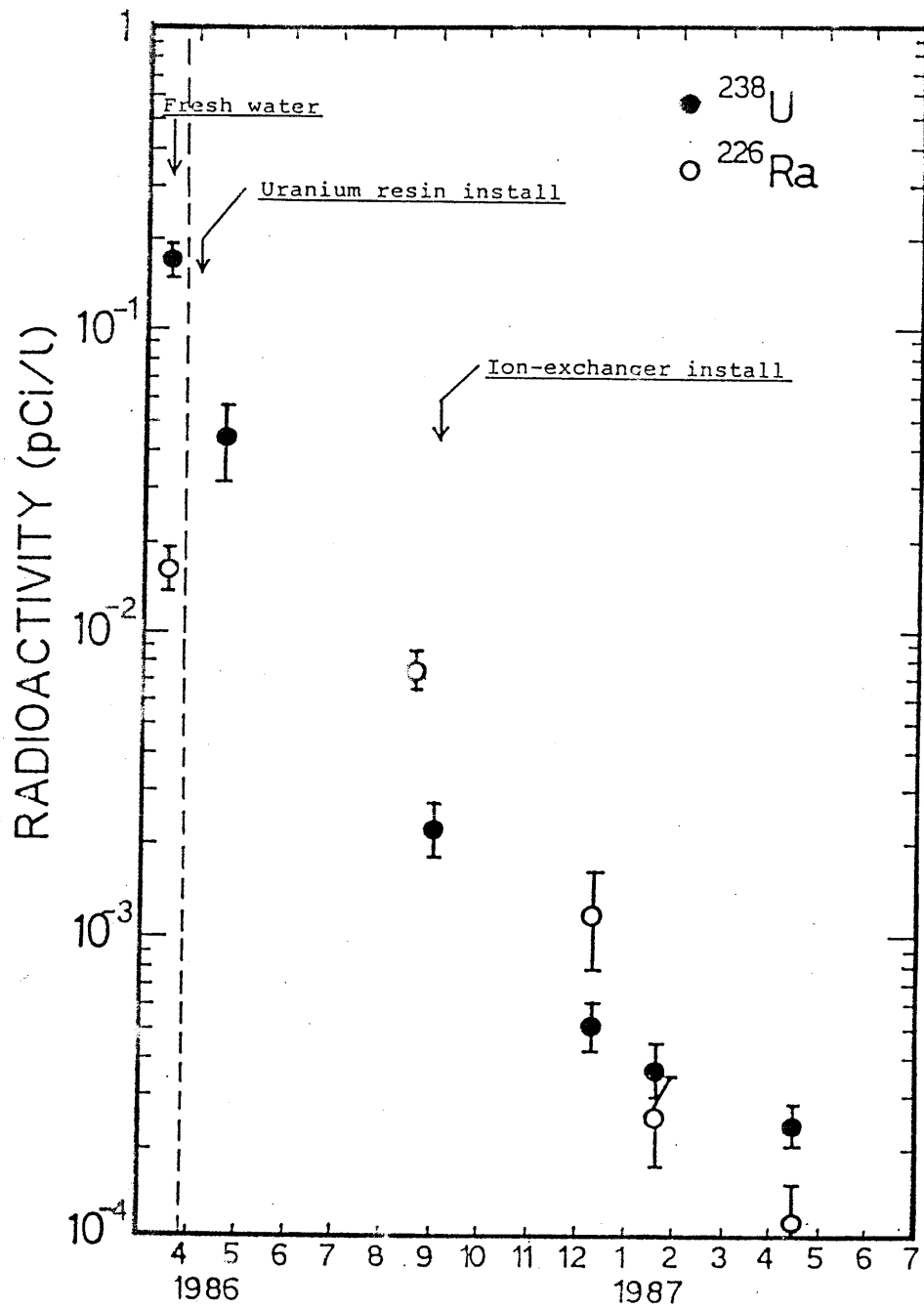


Figure 3.7: カミオカンデにおける放射性元素量の変化

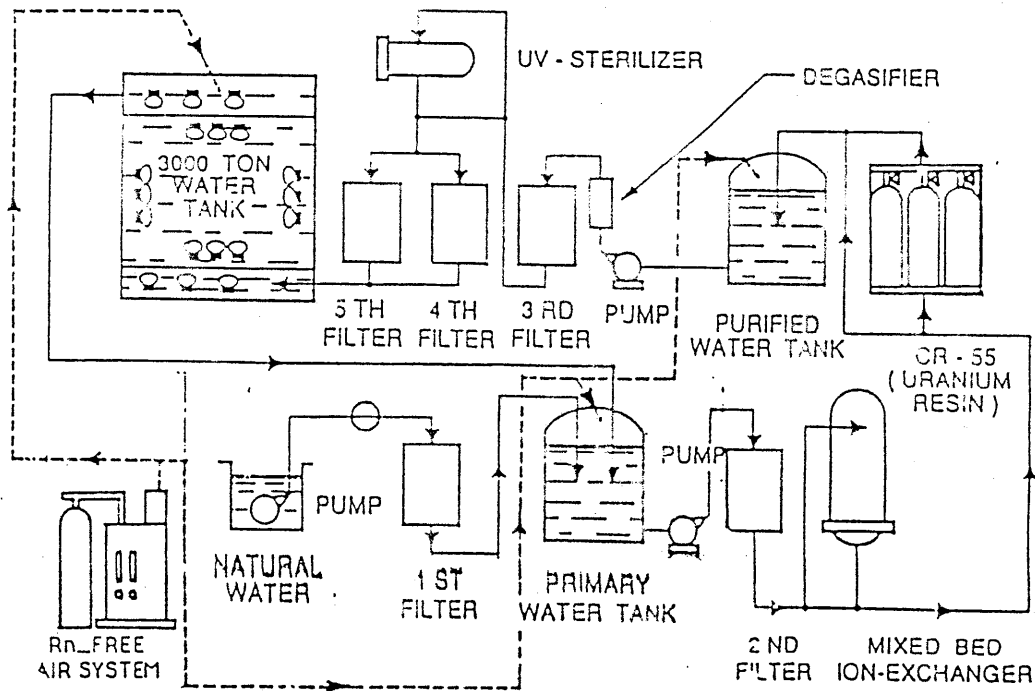


Figure 3.8: Kamiokande-III の純水浄化装置

置、ウラン除去樹脂からなる。

3.5 データ収集系

スーパーカミオカンデのデータ収集系は基本的にはカミオカンデのそれと同じである。これは一定数の光電子増倍管から信号を受けたことによりトリガーをかけ、各光電子増倍管からの電荷及び時間情報を全ての光電子増倍管について読み込み記録する。

スーパーカミオカンデでは 11200 本の光電子増倍管を用い、またトリガーレートもカミオカンデの数十倍になる。そこで大量のデータを効率よく処理する必要がある。このため回路システムを 6 つのグループに分割し、ネットワークによってデータの管理を行なうシステムが考えられている。1990 年より回路システムのプロトタイプとして、1 グループに相当する回路システムが開発され、現行カミオカンデ検出器 (Kamiokande-III) に取り付けられ正常に動作

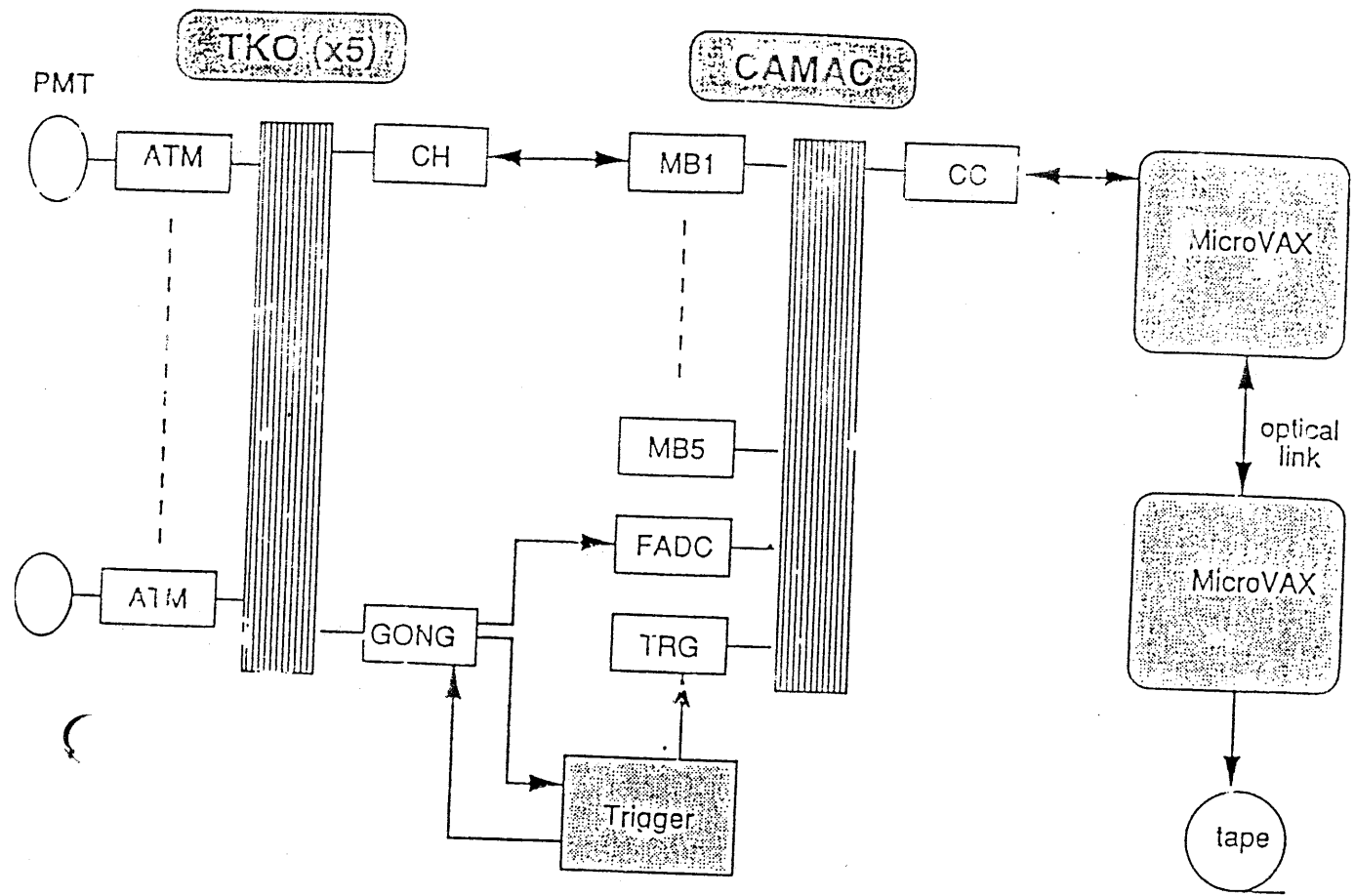


Figure 3.9: Kamiokande-III のデータ収集系

ATM: 電荷、時間情報を読み込むモジュール、CH: TKO と CAMAC のインターフェース、GONG: システムのトリガーを生成する、MB: Memory Buffer、FADC: Flash ADC、TRG: 事象の計数を行なう、Trigger: GONG からのデジタルパルスによってトリガーを生成する

している。カミオカンデの回路システムを図 3.9 に示す。これは TKO¹ システムと CAMAC システムからなる。TKO 上の ATM モジュール² により光電子増倍管からの電荷、時間の情報を収集し、CAMAC によりトリガーを生成し計算機へデータを取り込む。スーパーカミオカンデでは CAMAC システムに加え VME システム³ を導入する予定である。

¹KEK で開発されたモジュール規格

²時間と電荷情報を読みとるモジュール

³計算機バスの規格

第 4 章

スーパーカミオカンデの基本性能の 評価

4.1 スーパーカミオカンデ検出器の基本性能

スーパーカミオカンデ検出器の特徴は、リアルタイムに荷電粒子の反応点(チェレンコフ光を放出し始める点)、エネルギー、進行方向が検出できることである。これら反応点、エネルギー、方向の決定性能がスーパーカミオカンデの基本性能といえる。

スーパーカミオカンデ検出器の太陽ニュートリノ検出性能を考えるには、まずこれら基本性能の反応点分解能、エネルギー分解能、粒子方向分解能について評価する必要がある。

特に太陽ニュートリノについては 10MeV 程度の低エネルギー電子についての分解能が重要になる。これは太陽ニュートリノによる νe 弾性散乱による電子のエネルギー域が、10MeV 付近になるためである。 νe 散乱については詳しくは 5.2 で述べる。

これらの基本性能はカミオカンデと比較して、エネルギー分解能については検出器上の光電子増倍管の有感面積が 20% から 40% と増加したことにより、反応点分解能についてはこれに加え光電子増倍管の時間分解能が向上したこ

と [7] によりそれぞれ向上することが期待されている。表 4.1 にカミオカンデ (Kamiokande-II) の基本性能をあげる。

Table 4.1: Detector Performance of Kamiokande-II

Parameters	Kamiokande-II	Remarks
Energy resolution	$20\%/\sqrt{E(10\text{MeV})}$	for $e < 20\text{MeV}$
Position resolution	110cm	for 10MeV e
Angular resolution	28°	for 10MeV e

4.2 モンテカルロシミュレーションプログラム

低エネルギー電子に対する基本性能を評価するためにモンテカルロシミュレーションを行なった。このために用いたプログラムはカミオカンデ用のモンテカルロシミュレーターに検出器の大きさ、光電子増倍管の数についての変更を加えたものである。

カミオカンデのシミュレーションプログラムは、電子の飛程のシミュレーションに EGS4¹ を基礎に用いたもので、カミオカンデにおいて低エネルギー ($\sim 10\text{MeV}$) の実際の現象をよく再現している。

検出原理においてカミオカンデとまったく同様であるスーパーカミオカンデについても、このシミュレーションプログラムに検出器の規模についての変更を加えたものは信頼できるものと考えられる。実際にモンテカルロシミュレーションで生々した 10MeV の電子と 1GeV の μ 粒子による事象を図 4.1、図 4.2 に示す。

¹Electron Gamma Shower simulator : 電子の電磁シャワーをシミュレーションするソフトウェア

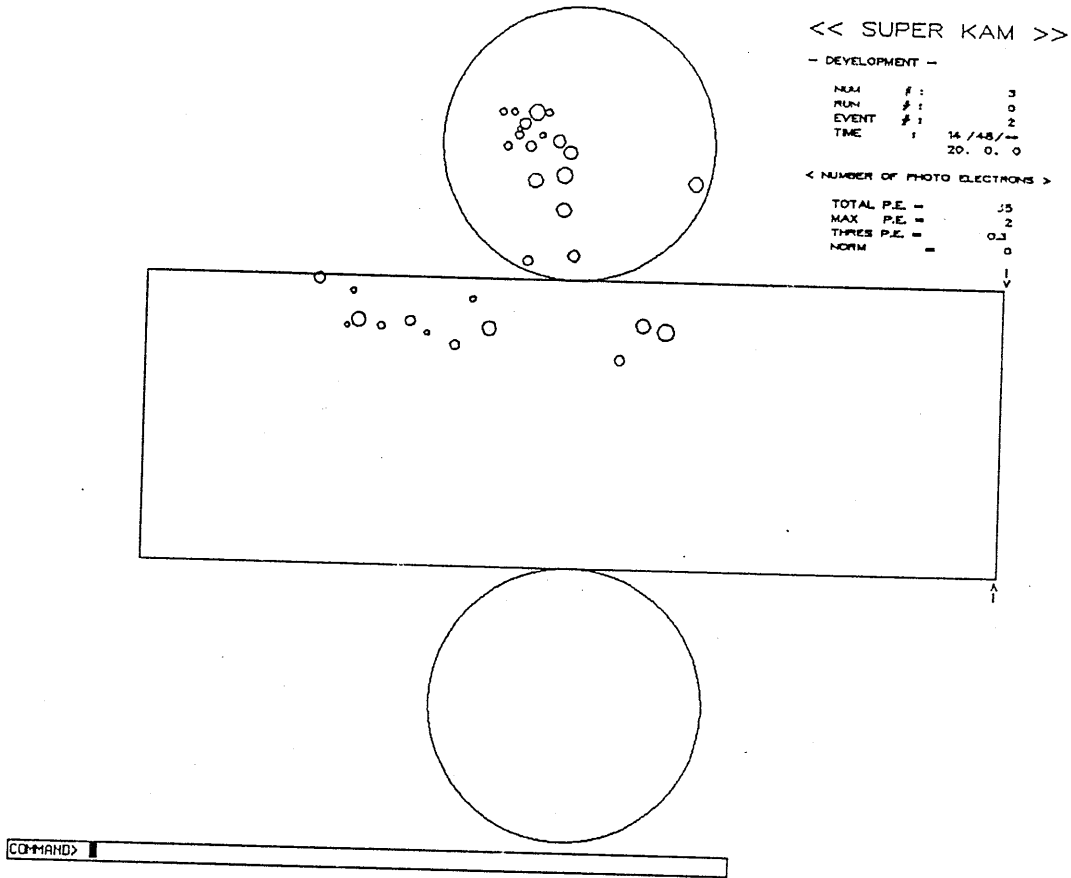


Figure 4.1: 10MeV の電子による事象。円筒系の検出器の展開図である。それぞれの円はその光電子増倍管が受けた光量に比例している。電子は多重散乱を受けるのでチェレンコフ光の輪は、わかりにくくなっている。

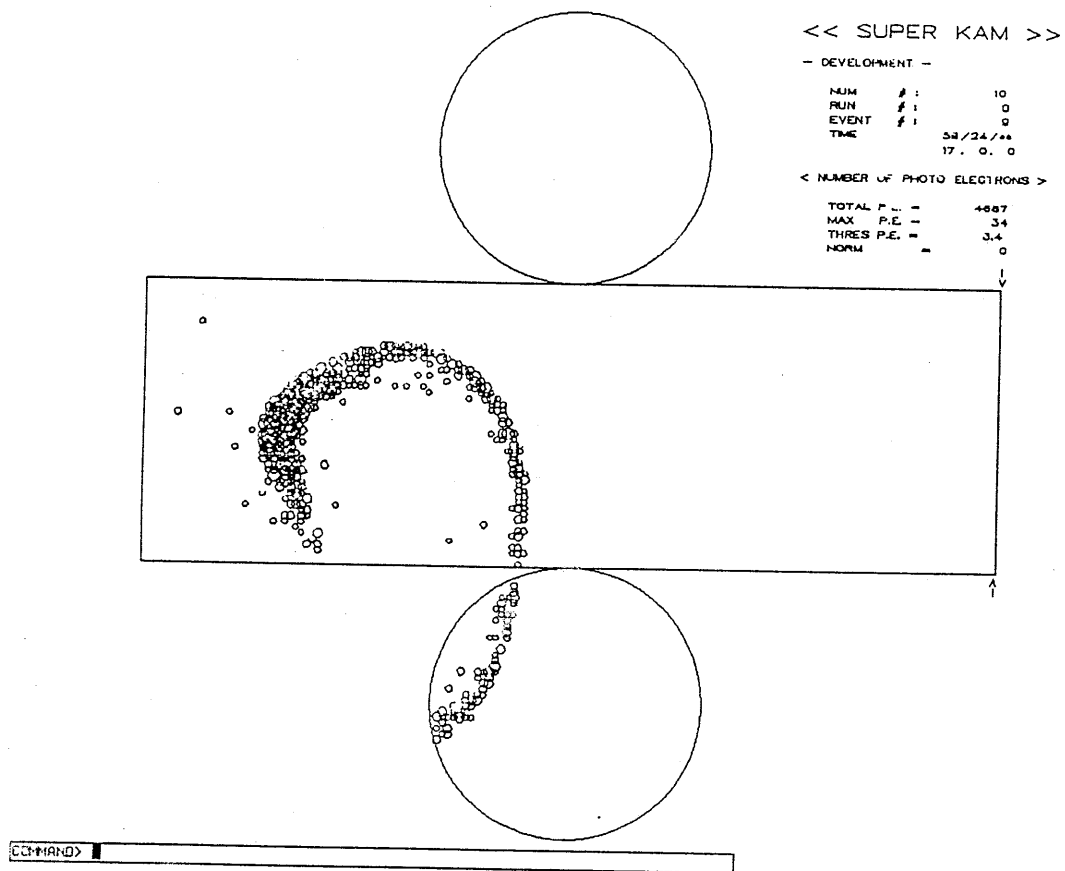


Figure 4.2: 1GeV の μ 粒子による事象。円筒系の検出器の展開図である。それぞれの円はその光電子増倍管が受けた光量に比例している。チェレンコフ光の輪がはっきりとわかる。

4.3 生成する事象

前述のモンテカルロシミュレーションプログラムを用い低エネルギー電子事象を生成する。

各エネルギーごとの基本性能を評価するため、5、10、15、20MeVのエネルギーを持つ電子事象をそれぞれ5000イベントずつ内水槽全体(～32000ton)に一様に生成し後に述べる方法により基本性能を求める。

ここで基本性能に影響を与える量として、光電子増倍管の時間分解能と検出器内の純水の透過率がある。光電子増倍管の時間分解能はすでに述べたようにカミオカンデのそれに比べ倍近く向上しており、後に述べるように時間情報を用いる反応点分解能に大きく影響する。また水の透過率は、チェレンコフ光の減衰を起こしエネルギー分解能に影響を与える。特にスーパーカミオカンデでは検出器の巨大化に伴いその影響が懸念されている。

これらの影響を見るため、光電子増倍管の時間分解能としてその測定値から(図3.4)、最も確からしい2.5nsecと、最低達成されているであろう3.0nsecの両方の値を用いた。また水の透過率としては、カミオカンデでの測定値より(図3.6)これも最も確からしい60mから、50m、40mと最低達成されるであろう値までを仮定した。こうして全ての組合せ6通りについてシミュレーションを行なった。

4.4 反応点分解能

4.4.1 反応点再構成

反応点の情報はスーパーカミオカンデにおける全ての観測において重要である。後に述べるエネルギー、粒子方向の再構成もこの反応点を基準にして行なわれる。

特に太陽ニュートリノの観測では、その反応点が検出器内に一様に分布す

るといふ顕著な特徴がある。これは後述のように検出器内での νe 弾性散乱による電子を捕らえるためである。これは検出器外から入射してくる γ 線などが検出器への入射位置から指数関数的に減少する反応点分布を持つことと明かに区別できる。

10MeV程度の電子は水中を高々10cm程度しか進まない。従ってその通過距離は無視でき、反応点は文字通り一点として考えられる。この反応点の再構成には光電子増倍管からの時間情報と電荷情報を用いる。基本的には全ての電子を放出した光電子増倍管について、その検出時間からチェレンコフ光の反応点からの飛行時間を引いたものが一致するように反応点を選ぶ。つまり次式の t_i を一致させる。

$$t_i = t_i^0 - (n/c) \times \sqrt{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2 + (z - z_i)^2} - \langle t \rangle \quad (4.1)$$

t_i^0 : i 番目の光電子増倍管の検出時間

n : 水の屈折率 (=1.344)

c : 真空中の光速

(x_i, y_i, z_i) : i 番目の光電子増倍管の位置

(x, y, z) : 反応点

$\langle t \rangle$: t_i の平均

この t_i の分布は反応点が正しく与えられれば、光電子増倍管の時間分解能による分布となり、反応点以外の点に対してはそれより広がる。この効果を評価するため、以下に示す *goodness* を定義しこれを最大にする点を反応点とする。

$$goodness = \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} \exp \left(-\frac{(t_i - T)^2}{2 \cdot (\langle \sigma \rangle \cdot factor)^2} \right) / \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} \quad (4.2)$$

$$factor = 1.5$$

σ_i : i 番目の光電子増倍管の時間分解能

$\langle \sigma \rangle$: 平均時間分解能

T : 0付近で *goodness* を最大にする様、変化させるパラメーター

factor : 散乱光の影響を除くためのもの。約 3σ のカットに相当する

この定義で *goodness* は 0 ~ 1 の値を取る。

光電子増倍管に捕らえられる光には、チェレンコフからの直接光と、他の部分からの散乱光がある。チェレンコフ光は粒子の進行方向に放出されるため、直接光は粒子の進行方向で、散乱光は全面で捕らえられる傾向がある。

この効果を見るため、まず粒子の大まかな進行方向 $\vec{p}_{particle}$ を反応点から各光電子増倍管への方向ベクトルにそれぞれの光電子数の重みを掛けて足し上げることで求める。

$$\vec{p}_{particle} = \sum_i (P.E._i \times \vec{d}_i) \quad (4.3)$$

\vec{d}_i : 反応点から i 番目の光電子増倍管への単位ベクトル

$P.E._i$: i 番目の光電子増倍管の信号波高値 (photo electron)

こうして決まった方向の前方面上の光電子増倍管を直接光によるものと考え、その他のものを散乱光と直接光の両方によるものとする。

こうして前方面上の光電子増倍管と $t_i < \langle t \rangle$ のものを式 4.2 に用いる。そして他の光電子増倍管については以下の式を式 4.2 の指数関数の項から引いて用いる。

$$\max \left[\exp \left(-\frac{(t_i - T)^2}{2 \cdot \langle \sigma \rangle \cdot factor^2} \right), 0.8 \times \exp \left(-\frac{(t_i - T)^2}{20nsec} \right) \right] \quad (4.4)$$

第二項はモンテカルロシミュレーションで求められた散乱光の時間分布である。

さらにチェレンコフ光のパターンを考慮するために次の量を定義する。

$$A \equiv \left| \sum_i \vec{d}_i \right| / N_{pmt} \quad (4.5)$$

N_{pmt} は光子を受けた光電子増倍管の数である。

短い飛程の粒子の場合、チェレンコフ光が 42° に放出されて A は $\sim \cos(42^\circ) = 0.74$ となる。実際に 10 MeV の電子に対するシミュレーションの結果 A の平均値は 0.62 であった。

そこで次の式をチェレンコフのパターンを評価する量として、式 4.2 に加える。

$$-\frac{(A - 0.62)^2}{\sigma_a^2} \times Weight / N_{pmt} \quad (4.6)$$

Weightと σ_a^2 はモンテカルロシミュレーションによって次のように決められた量である。

$$\begin{aligned}\sigma_a &= 0.12 \text{ for } A \geq 0.62 \\ &= 0.15 \text{ for } A < 0.62\end{aligned}$$

$$\text{Weight} = 0.9$$

この *goodness* を最大にする点を、検出器中を格子状に捜し反応点を決定する。

4.4.2 反応点分解能

前述の方法により全てのイベントについて反応点を求める。このときの *goodness* が0.4以上のもののみを正しく再構成出来たとして採用する。*goodness* の計算のためには、最低5本の光電子増倍管が必要なので、それ以下のものは捨てる。

こうして残ったイベントについて、その求めた反応点とシミュレーション時に与えた実際の反応点とのずれの分布を各エネルギーごと取る。図 4.3

この分布は文字通り反応点分解能を現わしている。この図 4.3の-0.8~0.8の範囲をガウス関数で最適化し、その幅 σ を分解能とする。 x 、 y 、 z 方向について σ を求めこの自乗和の平方根を反応点分解能 σ_{ver} とする。

$$\sigma_{ver} = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2 + \sigma_z^2} \quad (4.7)$$

$\sigma_{x,y,z}$: x 、 y 、 z 方向の分解能

こうして各エネルギーについて反応点分解能を求めた。表 4.2、図 4.4

光電子増倍管の時間分解能による違いが明らかにみられる。これは *goodness* の所で述べたように、光電子増倍管の時間分解能が直接反応点分解能を決定するためである（ほぼ比例する）。エネルギーによる分解能の変化は、光電子を

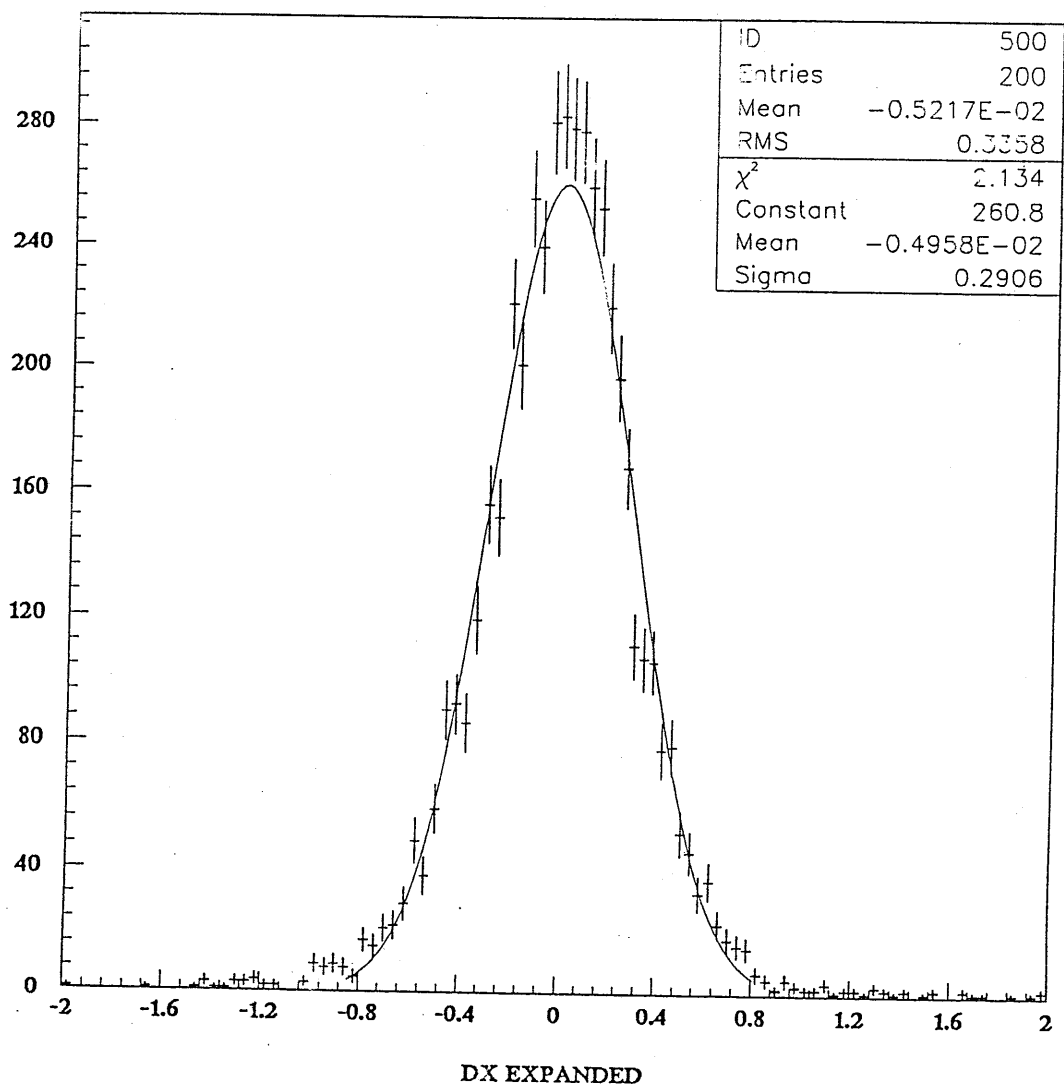


Figure 4.3: 反応点と再構成点のずれ。ここでは例として10MeVの電子について x 軸方向（円筒の半径方向）のずれを示す。 y 、 z についても、同様の分布となる。

Table 4.2: Vertex position resolution

PMT timing resolution 2.5nsec			
Absorbtion length	40m	50m	60m
Energy(MeV)	resolution (cm)		
5	73	72	68
10	54	51	50
15	47	45	44
20	43	41	40

PMT timing resolution 3.0nsec			
Absorbtion length	40m	50m	60m
Energy(MeV)	resolution (cm)		
5	84	82	78
10	63	60	58
15	54	51	50
20	49	47	46

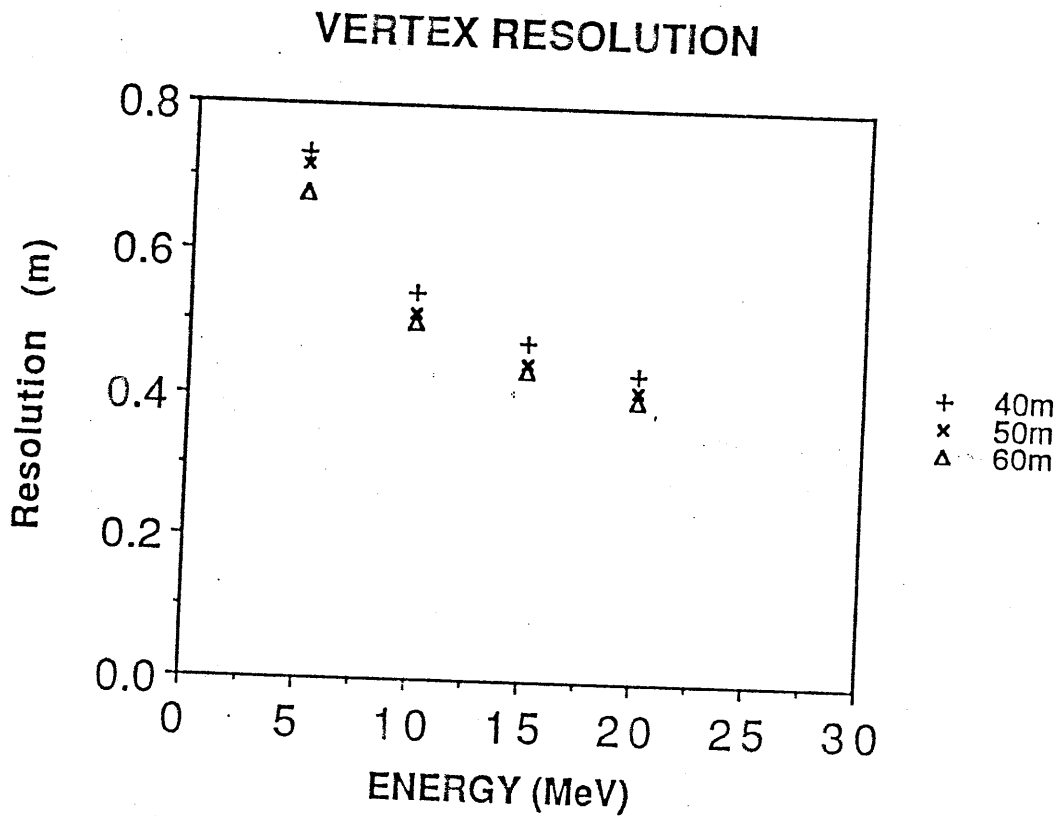
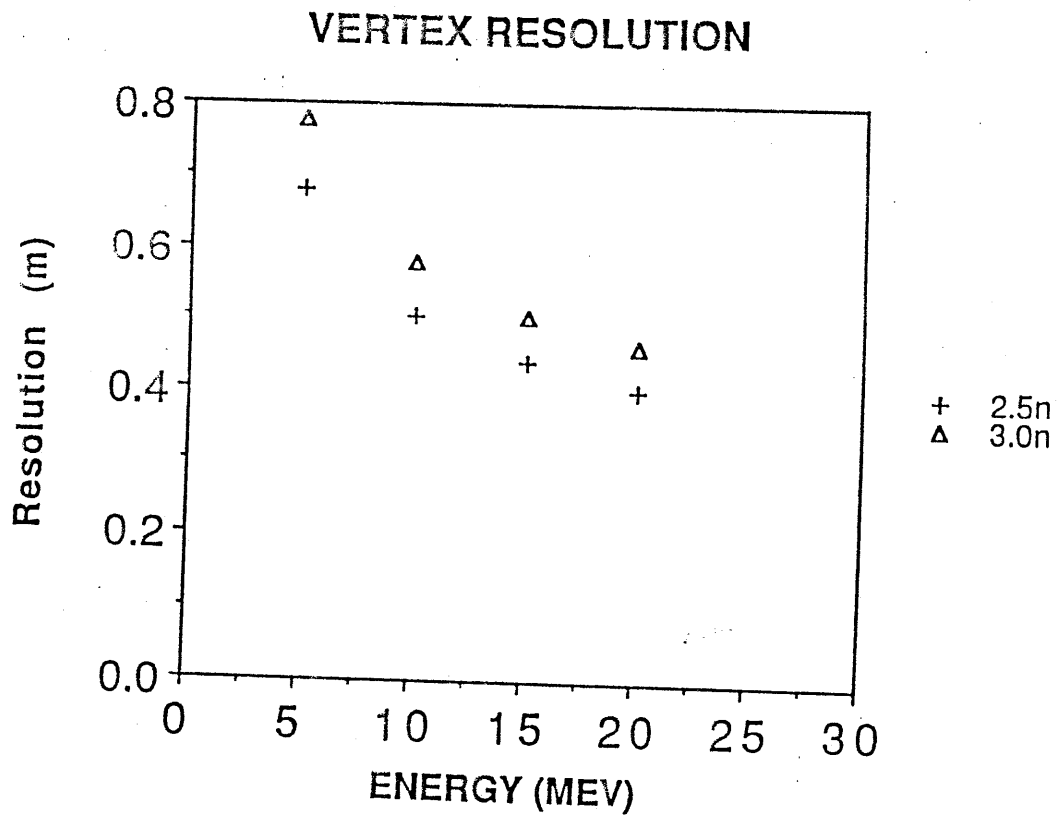


Figure 4.4: 上：反応点分解能の光電子増倍管の時間分解能による違い。明かに光電子増倍管の時間分解能によっている。

下：反応点分解能の水の透過率による違い。ほぼ違いがない。

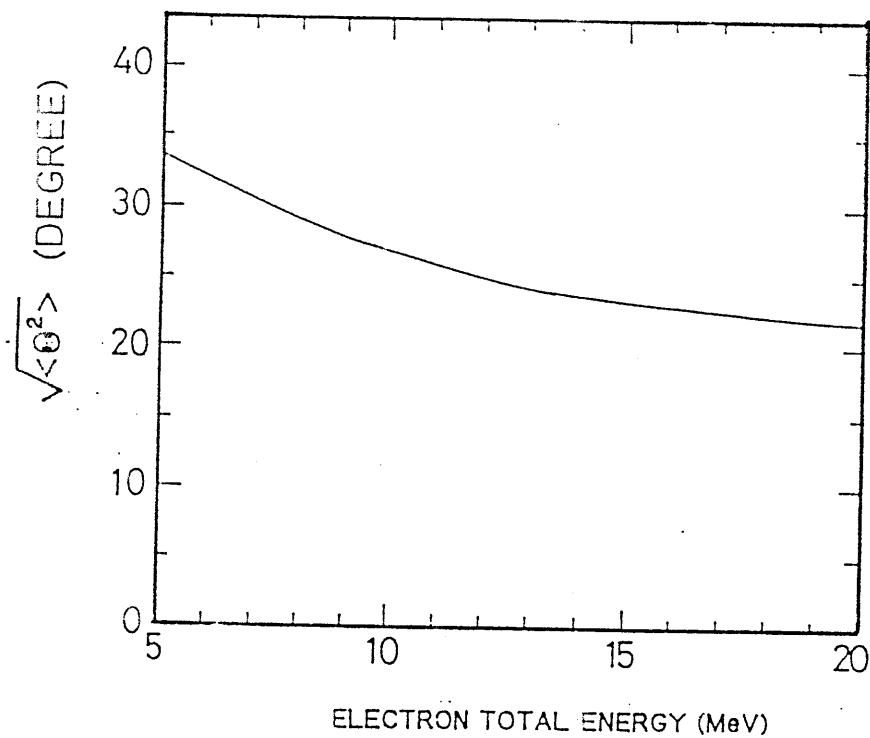


Figure 4.5: 反跳電子の角分布

放出した光電子増倍管の統計量の変化によるものである。光電子を放出した光電子増倍管の数を N_{hit} とすると、分解能は $\sqrt{N_{hit}}$ に反比例する。

水の透過率による変化はほとんど見られない。透過率が低いものがやや分解能が悪くなっているのは、光の減衰による統計の減少のためであると考えられる。

反応点とともに粒子の方向に対する分解能も重要である。特に太陽ニュートリノイベントでは、その太陽方向との相関がバックグラウンドと太陽ニュートリノイベントを識別する上で重要な役割を果たす。

しかしこの分解能は電子の水中での多重散乱（図 4.5）によって制限されており、基本構造がカミオカンデと同じスーパーカミオカンデでもカミオカンデと同様に 10MeV の電子にたいして 28° である。

4.5 エネルギー分解能

4.5.1 エネルギーの再構成

エネルギー分解能はスーパーカミオカンデでその向上が最も望まれる性能である。これは太陽ニュートリノの低エネルギーバックグラウンドを除去するさい大きく影響してくる。バックグラウンドについては第6章で詳しく述べる。またすでに述べた MSW 効果の検証にエネルギー分布が用いられる。

エネルギーの単位として全ての光電子増倍管が放出した光電子の総量が考えられる。しかし、太陽ニュートリノのような低エネルギー事象では一つの光電子増倍管が放出する光電子の数はほとんど一つである。そこで光電子を放出した光電子増倍管の数を光電子の総量の代用として用いることが出来る。

また、逆に一光電子増倍管あたりの光電子数が一つ程度の場合、光電子の総量を用いる方法では光電子増倍管の一光電子レベルでの光電子増倍管の増幅過程のふらつきに起因するエネルギー分解能（光電子数分解能）が全体のエネルギー分解能を支配することとなる。光電子を放出した光電子増倍管の数を光電子の総量の代用として用いる方法は光電子増倍管の分解能によらないので、低エネルギーではよりよい分解能を与えることが起こり得る。

図 4.6 を見ればこのことが実際に起こっていることがわかる。

そこで以下では光電子を放出した光電子増倍管の数をエネルギーの単位の基礎とし、エネルギー再構成のために次に述べる $N_{eff.hit}$ (effective N-hit) を用いる。

4.5.2 $N_{eff.hit}$

太陽ニュートリノなどの低エネルギーイベントの解析のため、エネルギーの単位として光電子を放出した光電子増倍管の数に以下の補正を加え $N_{eff.hit}$ を定義し、これを用いる。

$N_{eff.hit}$ の定義は以下のようなものである。まず前述の反応点決定法に従い

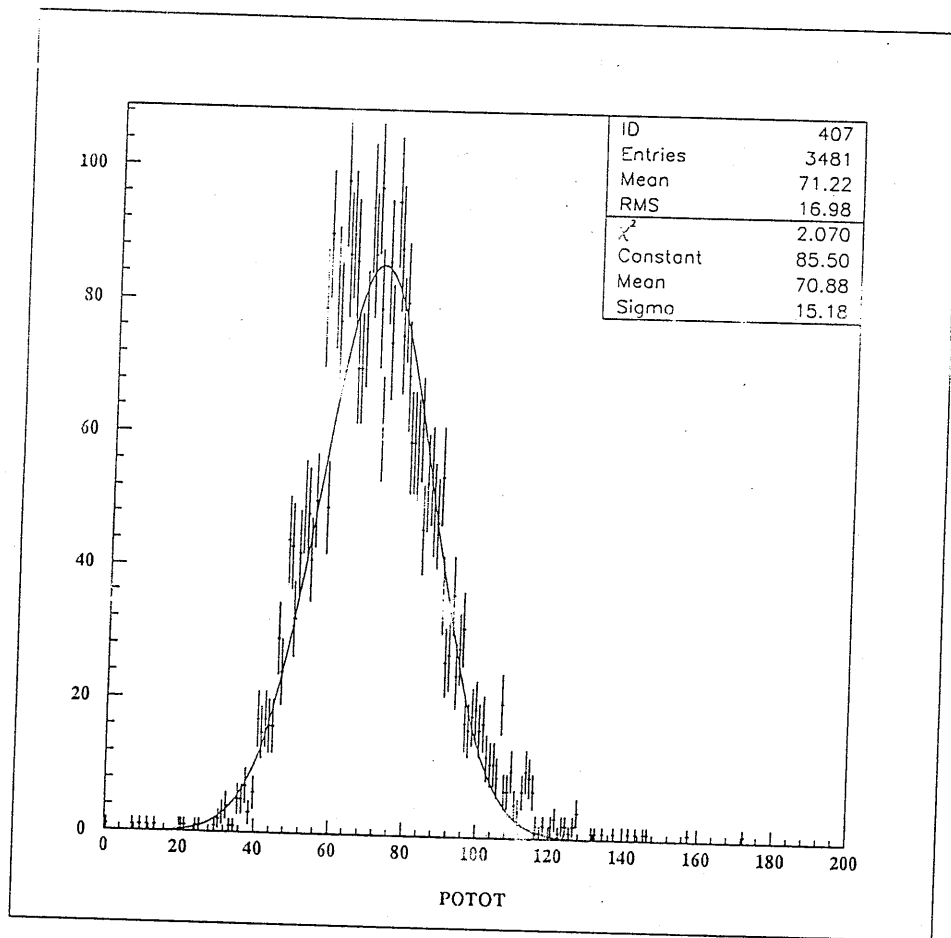


Figure 4.6: 10MeV の電子の場合の総光量分布 (fiducial volume 内)

反応点を求める。この反応点から光子を受けた光電子増倍管までのチェレンコフ光の飛行時間を光電子増倍管の検出時間から引き (residual time)、光電子増倍管数の時間分布を取る。この時間分布の中心から 30nsec の範囲内での最大値を N_{hit} とする。

N_{hit} は、水の透過率、光電子増倍管の gain、チェレンコフ光の方向に対する光電子増倍管の有感領域の割合に依存している。そこでこれらの補正を加えて $N_{eff.hit}$ を得る。そのために、半径 16.89m の球形で、水の透過率 60.0m の検出器の内面に、完全に平面の光電子増倍管が実際の検出器と同じ密度で配置された理想的検出器を仮定し、その中心で同じイベントが発生した場合の N_{hit} を求め、これを $N_{eff.hit}$ とする。

$$N_{eff.hit} = \frac{1}{GAIN} \sum_i \exp\left(\frac{r_i}{l_m}\right) \exp\left(-\frac{R}{L_{abs}}\right) \frac{\cos\theta_i}{f(\theta)} \quad (4.8)$$

r_i : 反応点から i 番目の光電子増倍管への距離

l_m : 実際の水の透過率

R : 理想検出器の半径 (16.89m)

L_{abs} : 理想検出器の水の透過率 (60.0m)

$GAIN$: 光電子増倍管の gain

$f(\theta)$: 光電子増倍管の photocathode の geometrical acceptance

理想検出器の場合 $f(\theta)$ は $\cos \theta$ となる。

4.5.3 エネルギー分解能

全てのイベントの反応点再構成を 4.4 で述べた方法で行ない、反応点分解能の時と同じく $goodness$ 0.4 以上のカットを加える。さらに太陽ニュートリノに対する fiducial volume のカットとして内水槽の壁から 2m 以上内側に反応点があることを要求する。fiducial volume については第 6 章参照。

残ったイベントについて $N_{eff.hit}$ を求め、各エネルギーごとのその分布を取る。図 4.7

この分布を gaussian で fit し、その幅 σ をエネルギーで割ったものをエネルギー分解能とする。

$$\sigma_{ene} = \frac{\sigma}{E} \quad (4.9)$$

σ_{ene} : エネルギー分解能

σ : $N_{eff.hit}$ 分布の σ

E : エネルギー

こうして各エネルギーについてエネルギー分解能を求めた。表 4.3、図 4.8

また、各エネルギーでの $N_{eff.hit}$ (分布の fit の mean) は、図 4.9 の用になった。

エネルギーと $N_{eff.hit}$ の関係は直線に乗っており、1MeV の電子は $4.46 N_{eff.hit}$ に相当する。

エネルギー分解能の水の透過率による変化はほとんど見られない。これは前述の $N_{eff.hit}$ の透過率補正が正しく行なわれていることを現わしている。懸念されていた透過率の影響は無視できる。

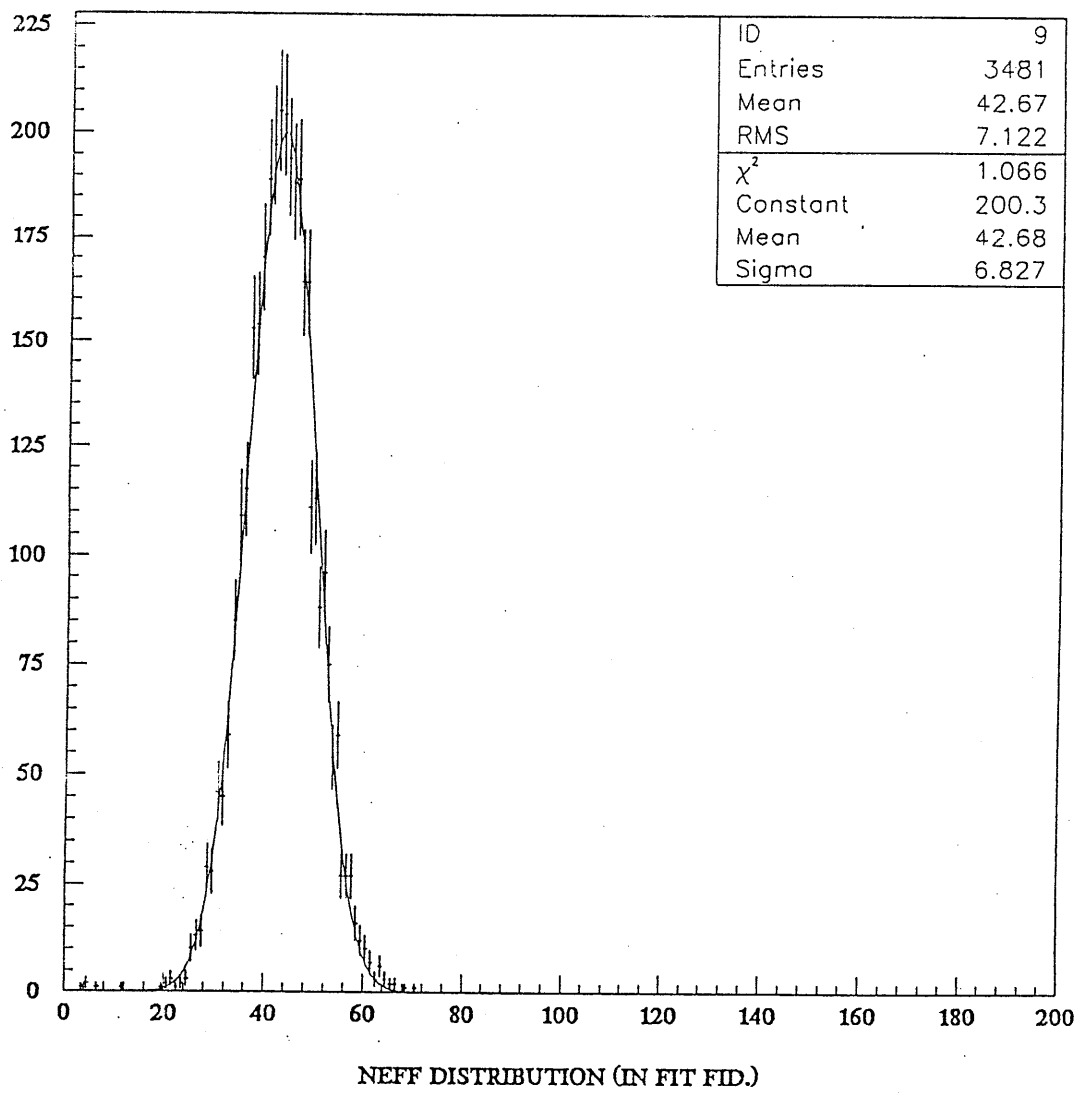


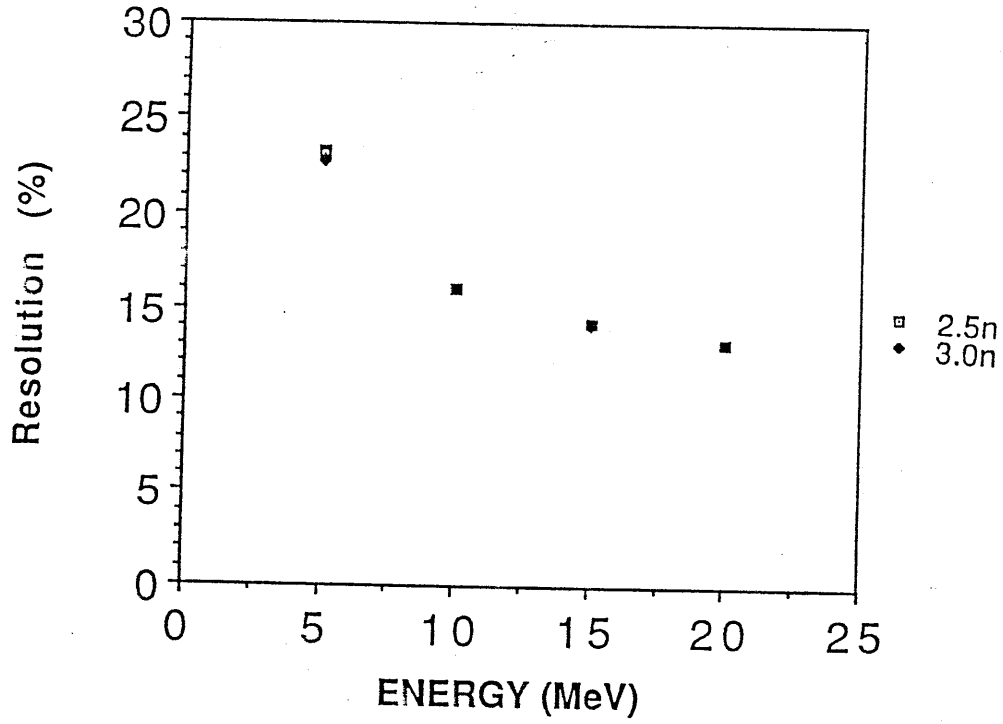
Figure 4.7: 10MeV 電子の場合の $N_{eff.hit}$ 分布 (fiducial volume , $goodness > 0.4$ のカット後)

Table 4.3: Energy resolution

PMT timing resolution 2.5nsec			
Absorbtion length	40m	50m	60m
Energy(MeV)	resolution (%)		
5	25	24	23
10	17	17	16
15	14	14	14
20	13	14	13

PMT timing resolution 3.0nsec			
Absorbtion length	40m	50m	60m
Energy(MeV)	resolution (%)		
5	25	24	23
10	17	17	16
15	14	15	14
20	13	14	13

ENERGY RESOLUTION



ENERGY RESOLUTION

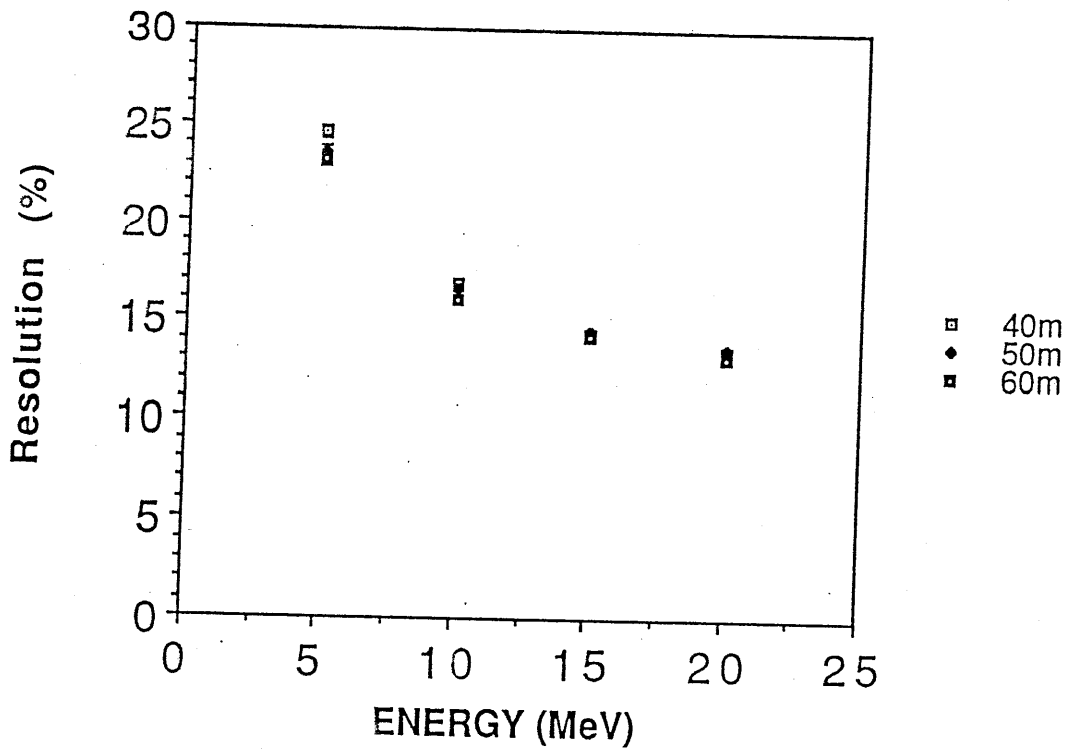


Figure 4.8: 上：エネルギー分解能の光電子増倍管の時間分解能による違い。違いはみられない。

下：エネルギー分解能の水の透過率による違い。透過率に対する補正が正しく行なわれているため、違いはほぼみられない。

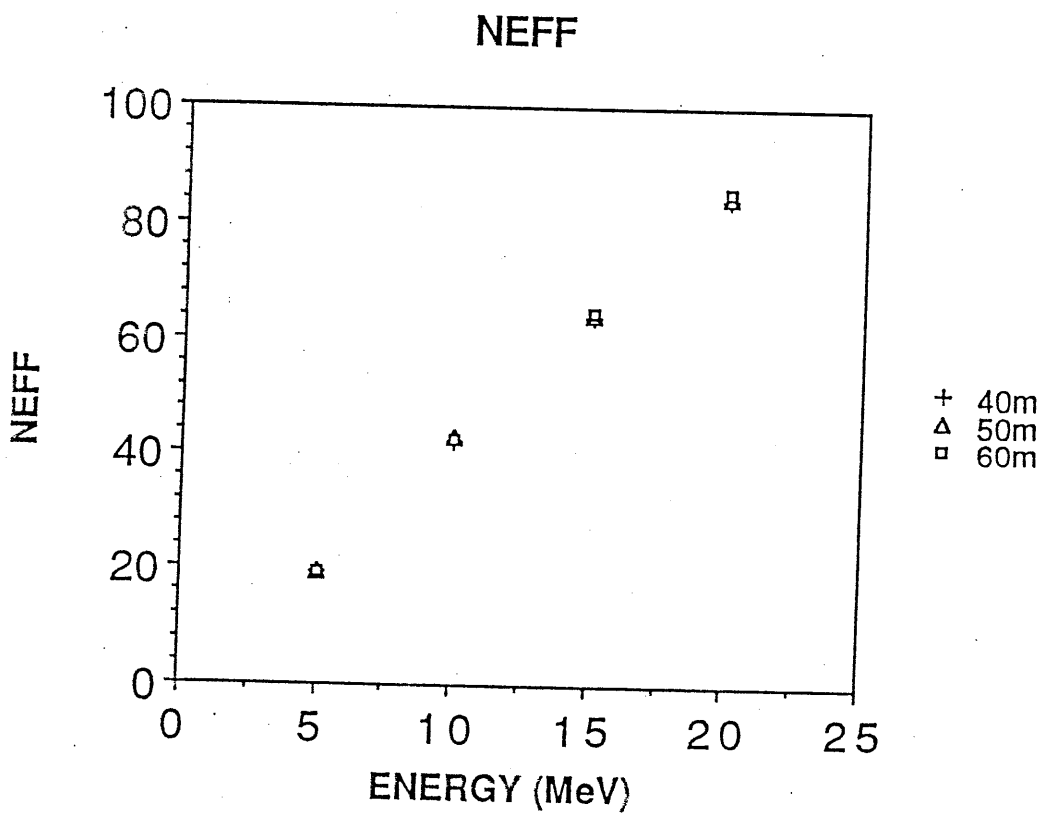
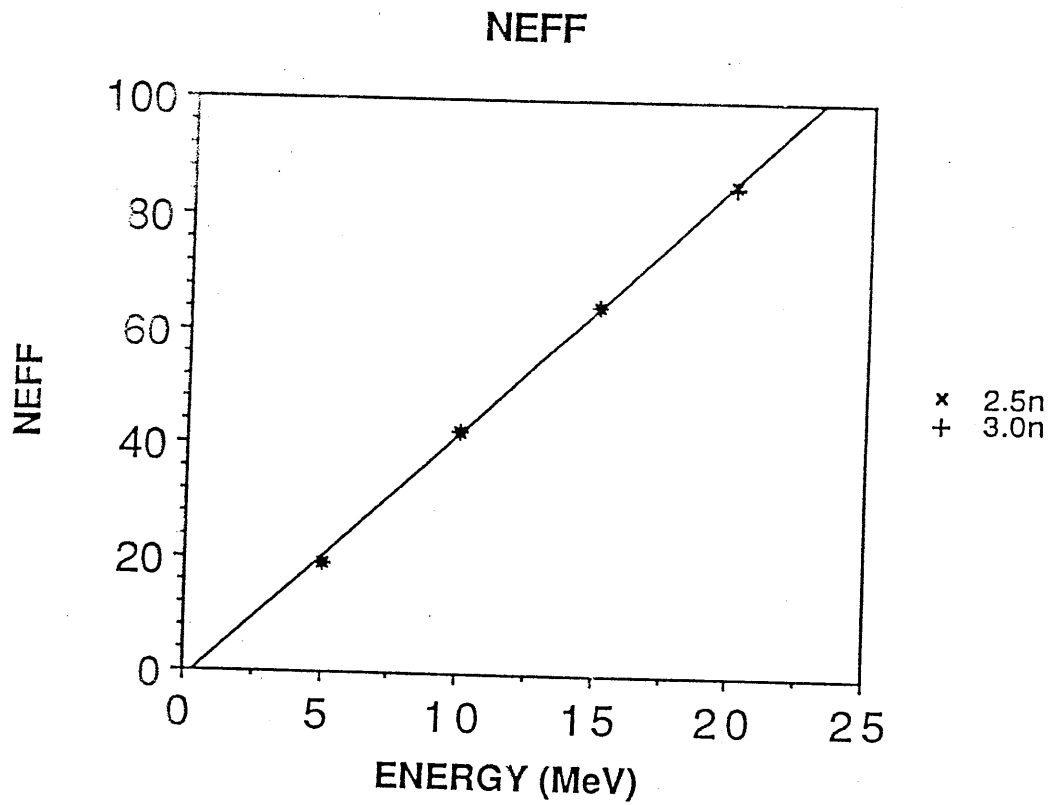


Figure 4.9: 上: $N_{eff.hit}$ の光電子増倍管の時間分解能による違い。

下: $N_{eff.hit}$ の水の透過率による違い。

いずれも変化なく $N_{eff.hit}$ はエネルギーと比例関係にあることがわかる。

スーパーカミオカンデでは透過率を現行カミオカンデと同様の透過 μ 粒子の光量から求める方法に加え、レーザーを用いたシステムで測定する予定である。仮に透過率の測定を1m誤って60mを59mとしたとしても、エネルギースケールの誤差は $\frac{e^{-17/60}}{e^{-17/59}} \sim 0.6\%$ である。これによる太陽ニュートリノのフラックスに対する誤差は2.4%以下である。

光電子増倍管の時間分解能による変化はみられない。これはエネルギーの測定に光電子増倍管の時間分解能は影響しないためである。

第 5 章

太陽ニュートリノシミュレーション

5.1 ^8B 太陽ニュートリノ

スーパーカミオカンデではそのエネルギー敷居値が 5MeV なので ^8B 太陽ニュートリノのみに感度がある。¹

^8B 太陽ニュートリノを生成する核反応は次のものである。



標準太陽模型 [1] は ^8B 太陽ニュートリノの地球上でのフラックスとして

$$5.69(1 \pm 0.43) \times 10^6 / \text{cm}^2 / \text{sec} \quad (\text{effective } 3\sigma \text{ error}) \quad (5.2)$$

を与えている。

このニュートリノは ^8B の β^+ 崩壊で生成されるが、そのエネルギー分布は $^8\text{Be}^*$ が広いエネルギー分布を持つため単純な β 崩壊のものとは異なる。これについては Bahcall ら [8] によって計算されている。図 5.1

¹hep ニュートリノについてはフラックスが 1000 分の 1 以下なのでここでは無視する。表 2.2 参照

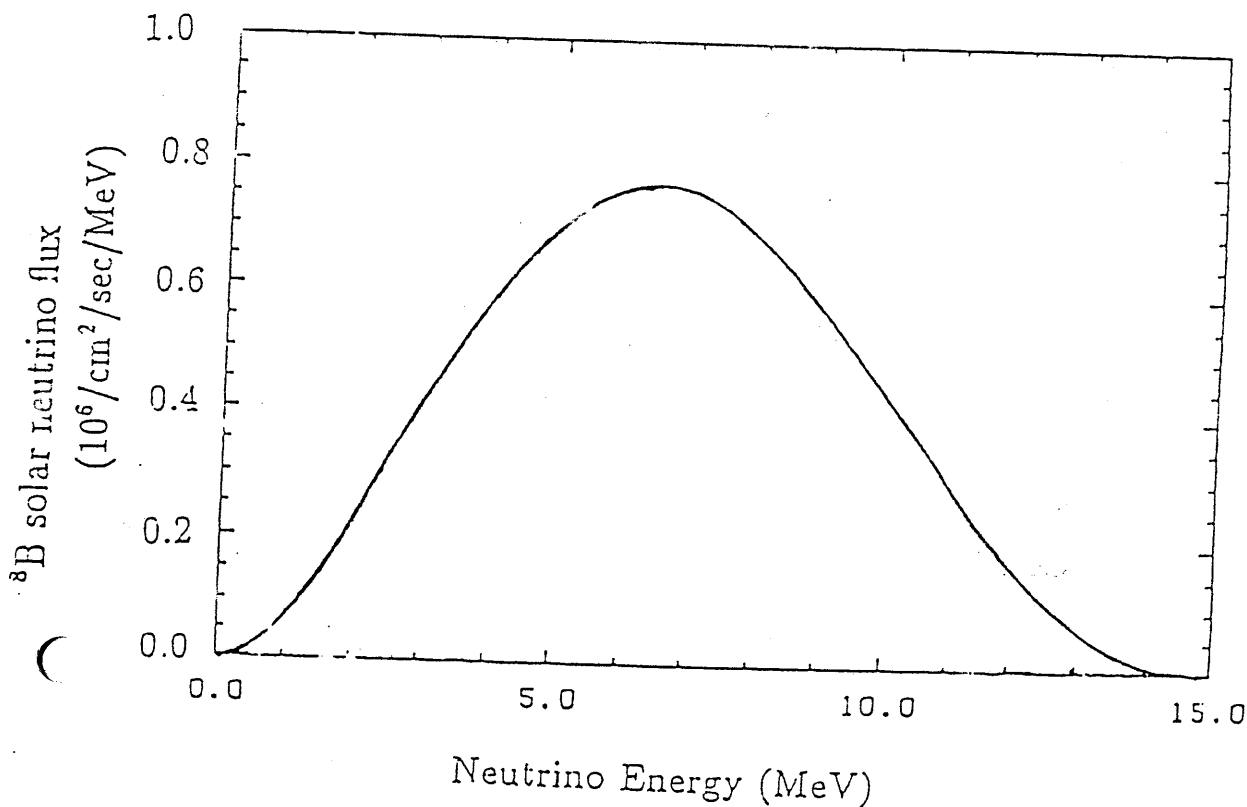


Figure 5.1: ^8B 太陽ニュートリノのエネルギー分布

5.2 ニュートリノ反応

検出器中でのニュートリノの主な反応は $\nu - e$ 弾性散乱である。



ニュートリノと酸素原子核との反応は、ニュートリノのエネルギーが酸素原子核を励起するには低すぎるため無視できる。

電子散乱の微分断面積は次式で与えられる。

$$\frac{d\sigma}{dy} = \frac{G_F^2 m_e E_\nu}{2\pi} [A_0 + B_0(1-y)^2 + C_0 m_e y / E_\nu] \quad (5.4)$$

$$y \equiv \frac{T_e}{E_\nu}, \quad T_e = E_e - m_e \quad (5.5)$$

$$A_0 = (g'_V + g'_A)^2 \quad (5.6)$$

$$B_0 = (g'_V - g'_A)^2 \quad (5.7)$$

$$C_0 = g_V'^2 - g_A'^2 \quad (5.8)$$

$$g'_V = g_V + 1 = 2 \sin^2 \theta_W + \frac{1}{2} \quad (5.9)$$

$$g'_A = g_A + 1 = \frac{1}{2} \quad (5.10)$$

G_F : Fermi coupling constant

E_ν : ニュートリノのエネルギー

T_e : 電子の運動エネルギー

E_e : 電子の全エネルギー

m_e : 電子の質量

θ_W : Weinberg angle

ここでの A_0 、 B_0 、 C_0 は ν_e の場合である。 ν_μ 、 ν_τ の時は、

$$A_0 = (g_V + g_A)^2 \quad (5.11)$$

$$B_0 = (g_V - g_A)^2 \quad (5.12)$$

$$C_0 = g_V^2 - g_A^2 \quad (5.13)$$

となる。

全断面積は式 5.4 を積分して、

$$\sigma_{total} = \frac{G_F^2 m_e E_\nu}{2\pi} \left\{ A_0 \cdot y_{max} + \frac{B_0}{3} [1 - (1 - y_{max})^3] + C_0 \frac{m_e \cdot y_{max}^2}{2E_\nu} \right\} \quad (5.14)$$

y_{max} は電子のエネルギーの運動学的上限。

$$y_{max} = \frac{2E_\nu}{2E_\nu + m_e} \quad (5.15)$$

$\sin \theta_W$ に 0.23 を代入すると、 $\nu_e e$ 散乱に対して

$$\sigma_{total} = 4.31 \times 10^{-45} E_\nu (\text{MeV}) \left\{ 2.13 \cdot y_{max} + 0.07 \times [1 - (1 - y_{max})^3] - 0.67 \times \frac{m_e \cdot y_{max}^2}{2E_\nu} \right\} \quad (5.16)$$

$\nu_\mu e$ 、 $\nu_\tau e$ 散乱に対しては

$$\sigma_{total} = 4.31 \times 10^{-45} E_\nu (\text{MeV}) \left\{ 0.29 \cdot y_{max} + 0.21 \times [1 - (1 - y_{max})^3] - 0.25 \times \frac{m_e \cdot y_{max}^2}{2E_\nu} \right\} \quad (5.17)$$

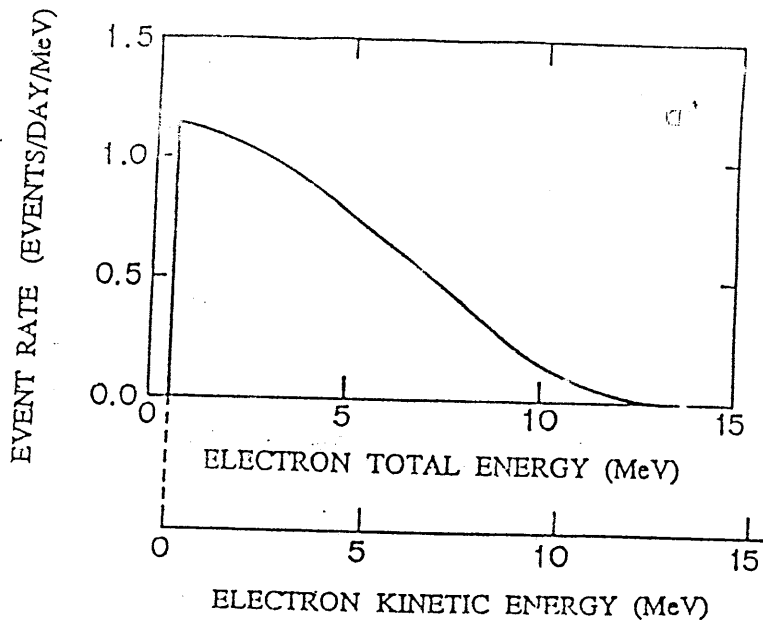


Figure 5.2: 太陽ニュートリノによる反跳電子のエネルギー分布

これより $\nu_{\mu}e$ 、 $\nu_{\tau}e$ 散乱の全断面積は $\nu_e e$ 散乱のその約6分の1であることがわかる。

散乱電子のもとのニュートリノの方向に対する散乱方向は次式で与えられる。

$$\cos \theta = \frac{y(1 + \frac{m_e}{E_\nu})}{\sqrt{y^2 + 2\frac{m_e}{E_\nu} \cdot y}} \quad (5.18)$$

^8B 太陽ニュートリノによる散乱電子のエネルギー分布は次のようになる。

$$F(T_e)dT_e = \left[\int_0^{E_{\nu\max}} \phi(E_\nu) \frac{d\sigma(E_\nu)}{dy} \cdot \frac{dy}{dT_e} dE_\nu \right] dT_e \quad (5.19)$$

$\phi(E_\nu)$ は ^8B 太陽ニュートリノのエネルギー分布。

図 5.2 にこの式による分布を示す。散乱電子のエネルギーは 0 から、もとのニュートリノのエネルギーまでほぼ一様に分布するため、 ^3B 太陽ニュートリノのエネルギー分布と異なり散乱電子のエネルギー分布は、 $\sim 15\text{MeV}$ までに及ぶ単純減少の分布となる。

EVENT RATE (SNU/str.)

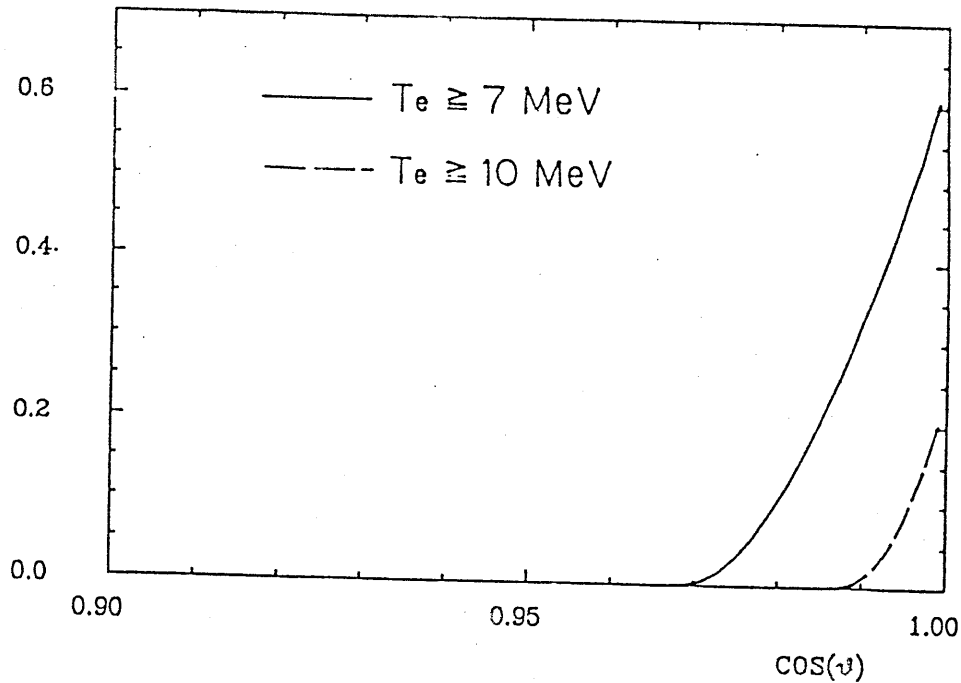


Figure 5.3: 運動エネルギー 7、10MeV 以上の電子の角度分布

散乱電子のものとニュートリノの方向に対する角度分布は、

$$F(\cos \theta)d(\cos \theta) = \left[\int_0^{E_{\nu max}} \phi(E_{\nu}) \frac{d\sigma(E_{\nu})}{dy} \cdot \frac{dy}{d(\cos \theta)} dE_{\nu} \right] d(\cos \theta) \quad (5.20)$$

となる。

図 5.3 に運動エネルギー 7、10MeV 以上の電子についての角度分布を示す。それぞれ電子はニュートリノの方向によく集中しており、 νe 散乱による角度の広がりはそれぞれ約 8.5° 、 5° である。

5.3 ^8B 太陽ニュートリノシミュレーション

5.3.1 ^8B のフラックス

まずスーパーカミオカンデ検出器によって捕らえられる ^8B 太陽ニュートリノのフラックスを求める。

今回のシミュレーションでは5年間分のデータをシミュレートする事とした。そこで5年間にスーパーカミオカンデ検出器で捕らえられる ^8B ニュートリノの数を以下のようにして求める。

$$N_\nu = \int \sigma(E) \cdot \phi_{bah}(E) dE \times N_e \times 5year \quad (5.21)$$

$\sigma(E)$: νe 散乱の微分断面積、式 5.5

N_ν : 捕らえられるニュートリノの数

ϕ_{bah} : Bahcall による ^8B ニュートリノのエネルギー分布

N_e : スーパーカミオカンデの内水槽中の電子数

内水槽の体積 $M=31690\text{ton}$ より $N_e = M/M_{water} \times A \times 10 \simeq 1.06 \times 10^{34}$ となる。 M_{water} は水の分子量、 A はアボガドロ定数。これより $N_\nu \simeq 5.7 \times 10^5$ となる。カミオカンデの 1040 日分のデータによる結果より観測量として標準太陽模型の 46 % を仮定し $N_\nu \simeq 2.6 \times 10^5$ を得る。

5.3.2 太陽ニュートリノフラックスの季節変化

地球は太陽の回りを楕円軌道を描き周回している。従って地球と太陽との距離は一定ではなく季節により変化している。この変化は地球上での太陽ニュートリノのフラックスを変化させる。つまり

$$\phi = \frac{\Phi}{4\pi R^2} \quad (5.22)$$

ϕ : 地球上でのニュートリノフラックス

Φ : 太陽から放出されるニュートリノの総数

R : 地球と太陽の距離

の関係にある。また R は、

$$R = |ex - a| \quad (5.23)$$

e : 楕円軌道の離心率 0.0167

a : 長半径 1.496×10^8 km

R の変化は約3%、フラックスの変化は約7%となる。

この効果を評価するためシミュレーションするフラックスに距離による変化をもたせる。実際には5年の範囲内で日時を乱数で決め、その乱数に距離の自乗の逆数の重みをつけることでこの効果をいれる。

この変化がみられればスーパーカミオカンデの太陽ニュートリノフラックスの時間変化に対する系統誤差が数%以下であることが証明されることになる。

5.3.3 ^8B 太陽ニュートリノイベント

太陽ニュートリノの観測は今までに述べたように νe 弾性散乱による反跳電子を観測することにより行なわれる。そこでニュートリノのシミュレーションのためには反跳電子のイベントを生成すればよい。

このイベントは以下の手順によって生成する。

1. 乱数で日時を5年の範囲内で決める。このとき5.3.2で述べた季節変化を与える。
2. 決定した日時での太陽方向を求める。これをニュートリノの方向とする。
3. ニュートリノのエネルギーをBachallのエネルギー分布に従った重みをつけて、乱数で決める。
4. 決定したニュートリノの方向、エネルギーから式5.18、5.19を用いて電子の方向、エネルギーを決める。
5. こうして決めたエネルギー、方向を持った電子イベントを、内水槽中一様に発生させる。

こうして5年分 2.6×10^5 イベントを生成する。しかし実際にはバックグラウンドのカットのための太陽ニュートリノイベントの損失がある。これは第6章で述べるように、spallation cut で54%、 γ cut で4.8%、合わせて56%となる。従って実際にはこの44%の 1.1×10^5 イベントを生成する。

5.3.4 ^8B の解析

生成した ^8B イベントに対し第4章で述べた反応点、エネルギーの再構成を行ない²以下のカットをかける。

- *goodness* 0.4 以上
- fiducial volume cut
- エネルギー敷居値のカット (5.0MeV、5.5MeV、6.0MeV、6.5MeV)

それぞれのエネルギー敷居値での5年分のイベント数と太陽ニュートリノの検出効率を表5.1にまとめる。またイベント数の変化を図5.4に示す。

Table 5.1: Solar Neutrino event rate & Detection efficiency

Threshold Energy(MeV)	# of events	Detection Efficiency(%)
5.0	23649	9.1
5.5	20231	7.8
6.0	16988	6.5
6.5	14165	5.4

こうして残ったイベントについて $N_{eff.hit}$ 、太陽方向と粒子方向のなす角の $\cos\theta$ 、フラックスの季節変化についての分布を図5.5、図5.6に示す。

²光電子を放出した光電子増倍管の数が5本未満のものについては反応点再構成が出来ないので捨てている。

Solar neutrino rate

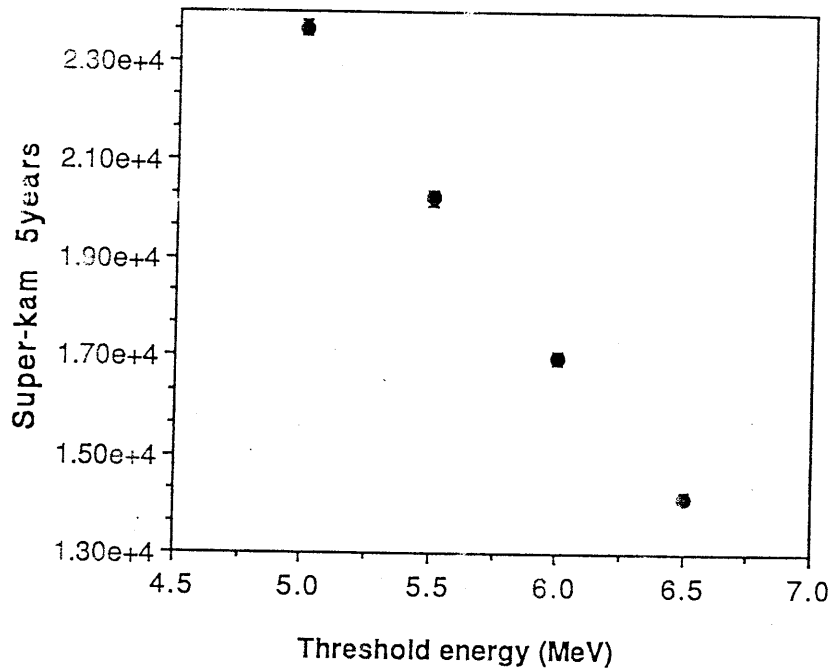
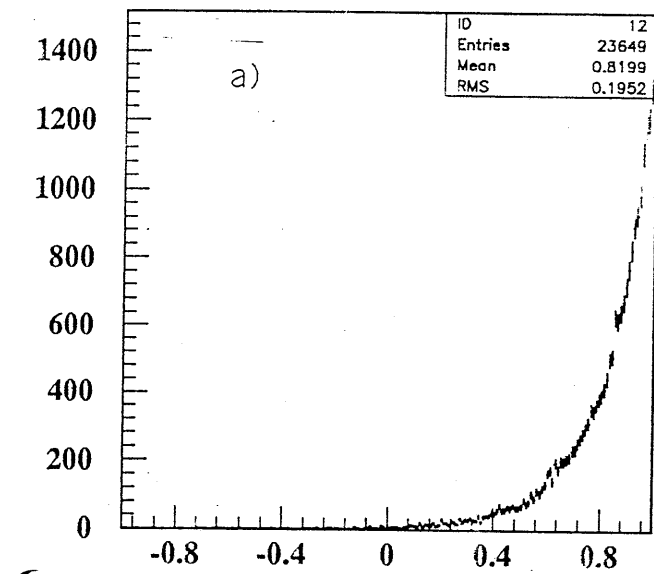


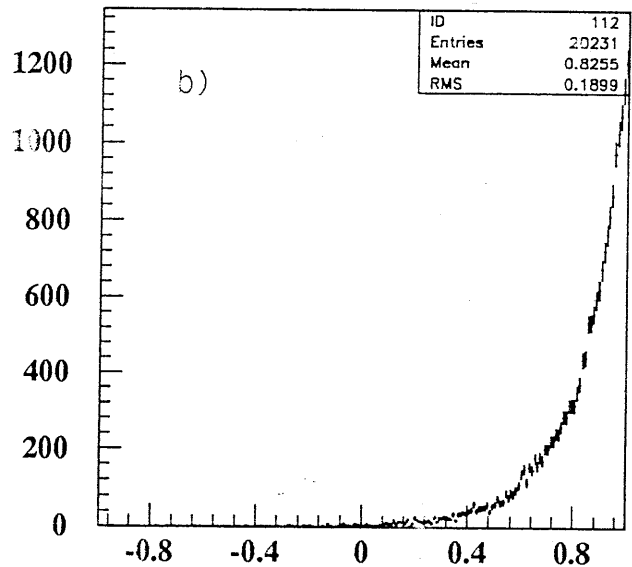
Figure 5.4: エネルギー敷居値による太陽ニュートリノ観測の変化

エネルギー分布は図 5.2 に示した反跳電子のエネルギー分布が検出器のエネルギー分解能によって鈍った分布を示している。また方向分布は太陽方向への明かな相関がみられる。

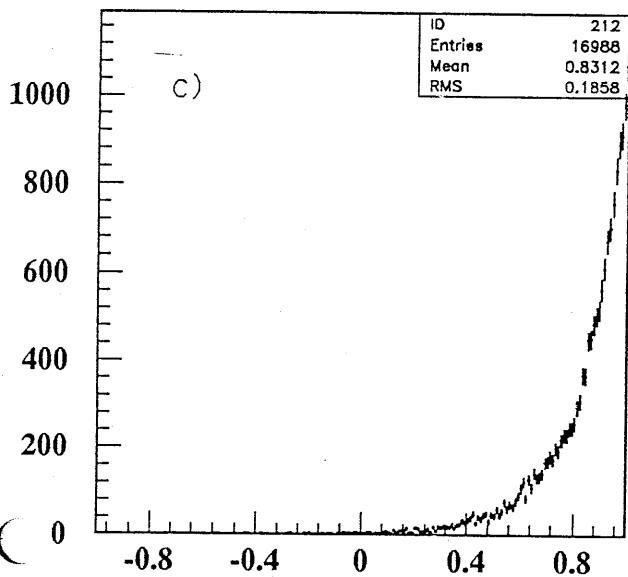
実際の観測データはこれにバックグラウンドの加わったものとなる。バックグラウンドについては次章で詳しく考察する。



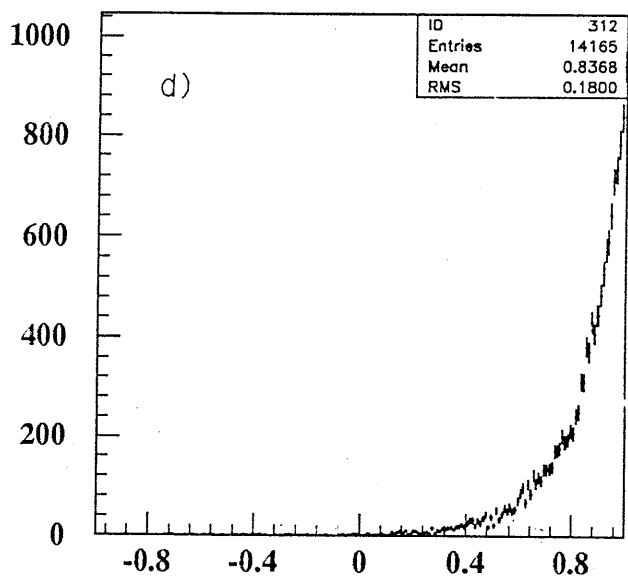
COS FOR SUN



COS FOR SUN



COS FOR SUN



COS FOR SUN

Figure 5.5: 太陽ニュートリノイベントの粒子方向と太陽方向の $\cos \theta$ 分布。(太陽方向 $\cos \theta = 1$) エネルギー敷居値 a) 5.0MeV、b) 5.5MeV、c) 6.0MeV、d) 6.5MeV。

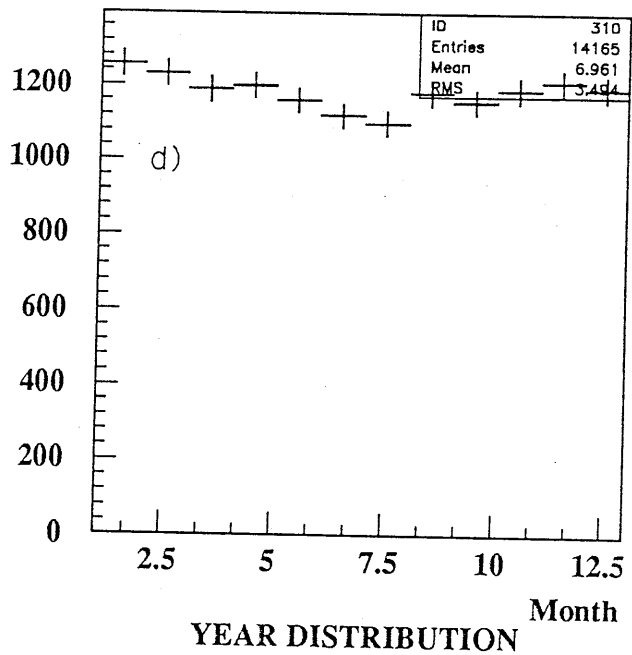
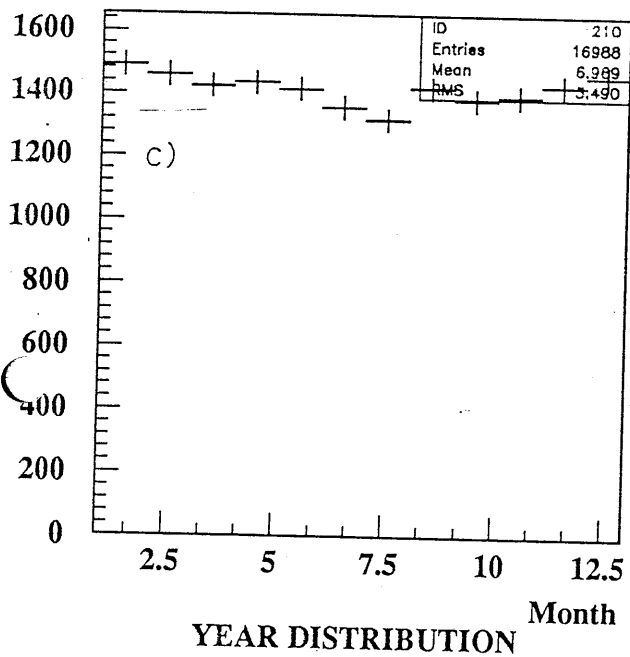
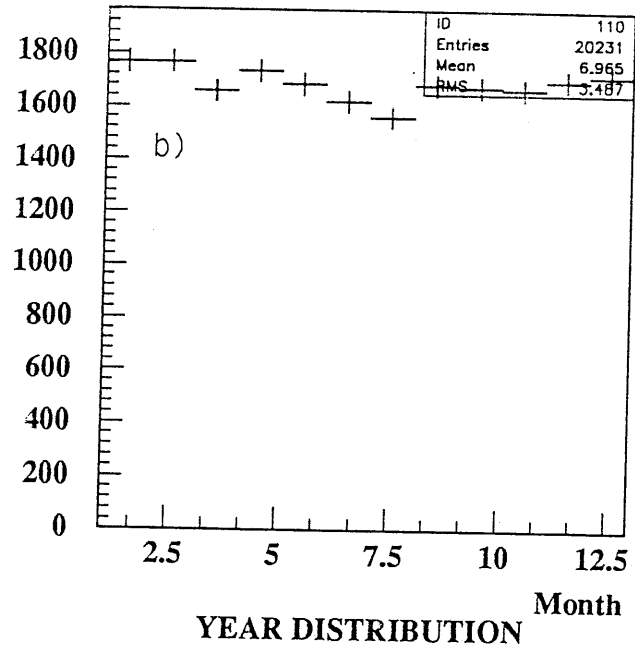
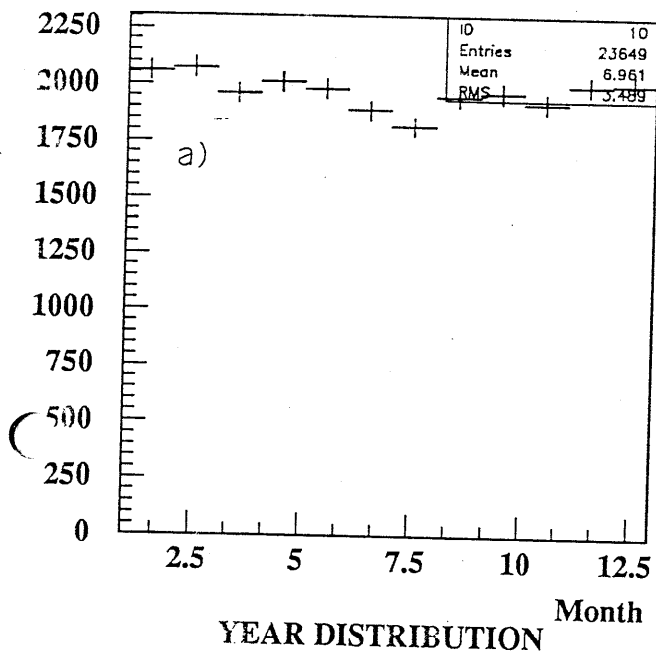


Figure 5.6: 太陽ニュートリノフラックスの季節変化。5年分のデータを1年にまとめた。エネルギー敷居値 a) 5.0MeV、b) 5.5MeV、c) 6.0MeV、d) 6.5MeV。

第 6 章

8B 太陽ニュートリノのバックグラウンド

太陽ニュートリノ観測における主なバックグラウンドは、タンク外の岩盤中の放射性元素からの γ 線、宇宙線 μ 粒子による spallation、タンク内の放射性元素である。これらの除去について述べる。特に低エネルギーでの最大のバックグラウンドである放射性元素 ^{222}Rn についてシミュレーションによりその影響を評価する。

6.1 外部からの γ 線

スーパーカミオカンデでは岩盤からの γ 線は検出器全面で約 $1.5 \times 10^7/\text{day}$ が予測される。この γ 線は外水槽の約 2m の水によって 100 分の 1 程度まで吸収される。しかし残りは内水槽に進入する。

カミオカンデの観測を図 6.1 に示す。

これより内壁から 2m 程度に γ によると思われるイベントが集中していることがわかる。そこで、内壁から 2m 以上離れた領域を fiducial volume とし、この領域のみを用いる。これによってさらに数百分の一までカットできる。

fiducial volume カット後、残ってくる γ の多くは反応点分解能によるしみ込

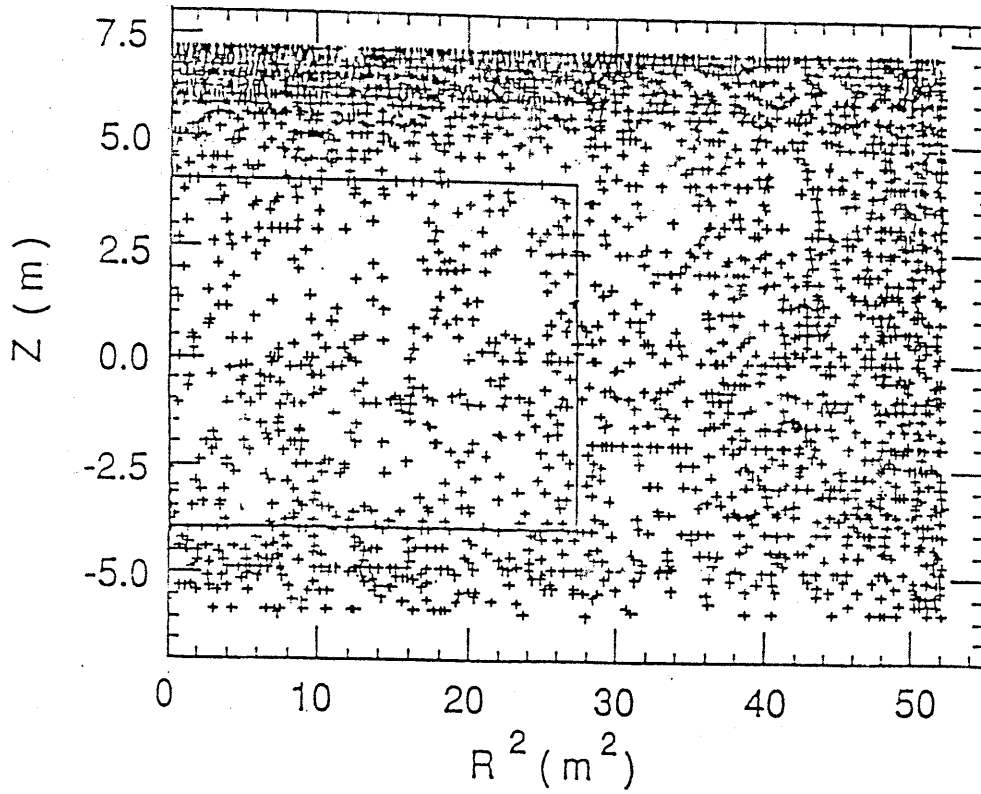


Figure 6.1: カミオカンデにおけるイベントの位置分布。R は円筒の半径、Z は高さである。実線は内壁から2mを示す。

み (誤って fiducial volume 内と判断されたもの) と考えられる。この点でスーパーカミオカンデは反応点分解能の向上によりカミオカンデよりさらに厳密なカットが可能である。

さらに fiducial volume のカット後、残ってくる γ を除くため次のカットをかける¹。これは fiducial volume の境界から 1m 内側までの範囲内のイベントで

$$R \equiv \frac{d_{eff}}{d_{wall}} \quad (6.1)$$

が 1.5 以下のものを除く、というものである。ここで d_{eff} は検出器内での粒子の通過距離²、 d_{wall} は反応点から最も近い内壁までの距離である。この R は γ が最も近い内壁から入射したとすると、その入射角を θ として $R = 1/\cos\theta$ を現わす。fiducial volume 内に進入した γ は、ほぼ内壁に垂直な入射角を持つと考えられるので、小さな R を持つと考えられる。

このカットによる太陽ニュートリノイベントの損失はカミオカンデの結果から 4.8% である。B 参照

6.2 μ 粒子による spallation

μ 粒子と水中の酸素原子との反応によって生じる放射性元素の β 崩壊は fiducial cut 後の主要なバックグラウンドである。これらの放射性元素は μ 粒子による酸素原子の直接の崩壊で生じるものや、 μ と水の反応で生じた π^- が酸素原子により捕らえられて生じる¹²B や¹²N など、 μ^- が酸素原子に捕らえられて生じる¹⁶N などである。

これらはほとんど数十 msec の短寿命で β 崩壊を起こす (表 6.2)。

つまり spallation イベントは μ イベントの直後にその軌跡に沿って発生する。この性質を用いた spallation cut によってこれらのバックグラウンドを除くことができる。

¹実際の解析ではこのカットは次に述べる spallation cut の後に行なう。

²求めた反応点と運動方向から決定した入射位置と反応点の距離。

このカットによる太陽ニュートリノイベントの損失はカミオカンデの結果から54%である。B参照

この spallation cut においても μ イベントの軌跡との相関を用いるため反応点分解能が重要になってくる。反応点分解能に優れるスーパーカミオカンデはカミオカンデよりいっそう厳密な spallation cut が可能である。

6.3 放射性元素

6.3.1 ^{214}Bi バックグラウンド

図 6.2 に示すウラン-ラジウム系列に属する ^{214}Bi の β 崩壊は現行カミオカンデで 7MeV 以下の低エネルギーにおける最大のバックグラウンドである。

この β 崩壊の end point energy は 3.26MeV と太陽ニュートリノ解析のエネルギー敷居値（現行カミオカンデでは 7.5MeV、スーパーカミオカンデでは 5MeV 予定）より低い。

しかし後で示すようにその発生率が極めて高いため、エネルギー分解能によるしみ込み（誤って敷居値以上のエネルギーと思われる）によりその一部がバックグラウンドとなる。

この ^{214}Bi は ^{222}Rn の崩壊によって生じる。 ^{222}Rn は坑内の水中に 200 ~ 300pCi/l 含まれている。 ^{222}Rn の半減期が 3.8 日と短いため検出器中の ^{222}Rn は数週間で崩壊消滅するはずである。しかしカミオカンデでの事象発生率（図 6.3）に見られるようにその減少は途中で均衡状態となっている。これは外部から ^{222}Rn が供給されていることを示している。

この供給源として外気に含まれる約 50pCi/l の ^{222}Rn が考えられている。この濃度は坑外空気に比べ少なくとも百倍以上の高さである。これを防ぐためスーパーカミオカンデではタンクをより気密なものにし、カミオカンデでも行なわれているようにタンク上面に ^{222}Rn を除去した空気を送ることが計画されている。これは坑外よりダクトを用い $5\text{m}^3/\text{min}$ 程度で送り込む予定である。

このバックグラウンドのためにカミオカンデでは解析の敷居値が 7.5MeV となっている。スーパーカミオカンデでは検出器の気密性を高めこの ^{222}Rn をへらすことと、エネルギー分解能が向上したことでしみ込みの効果を抑えられることにより解析敷居値を 5MeV まで下げられるものと考えられている。

解析敷居値を下げることは太陽ニュートリノの統計を上げるのみならず、MSW 効果による太陽ニュートリノのエネルギー分布の歪を測定するさい非常

Uranium-Radium series

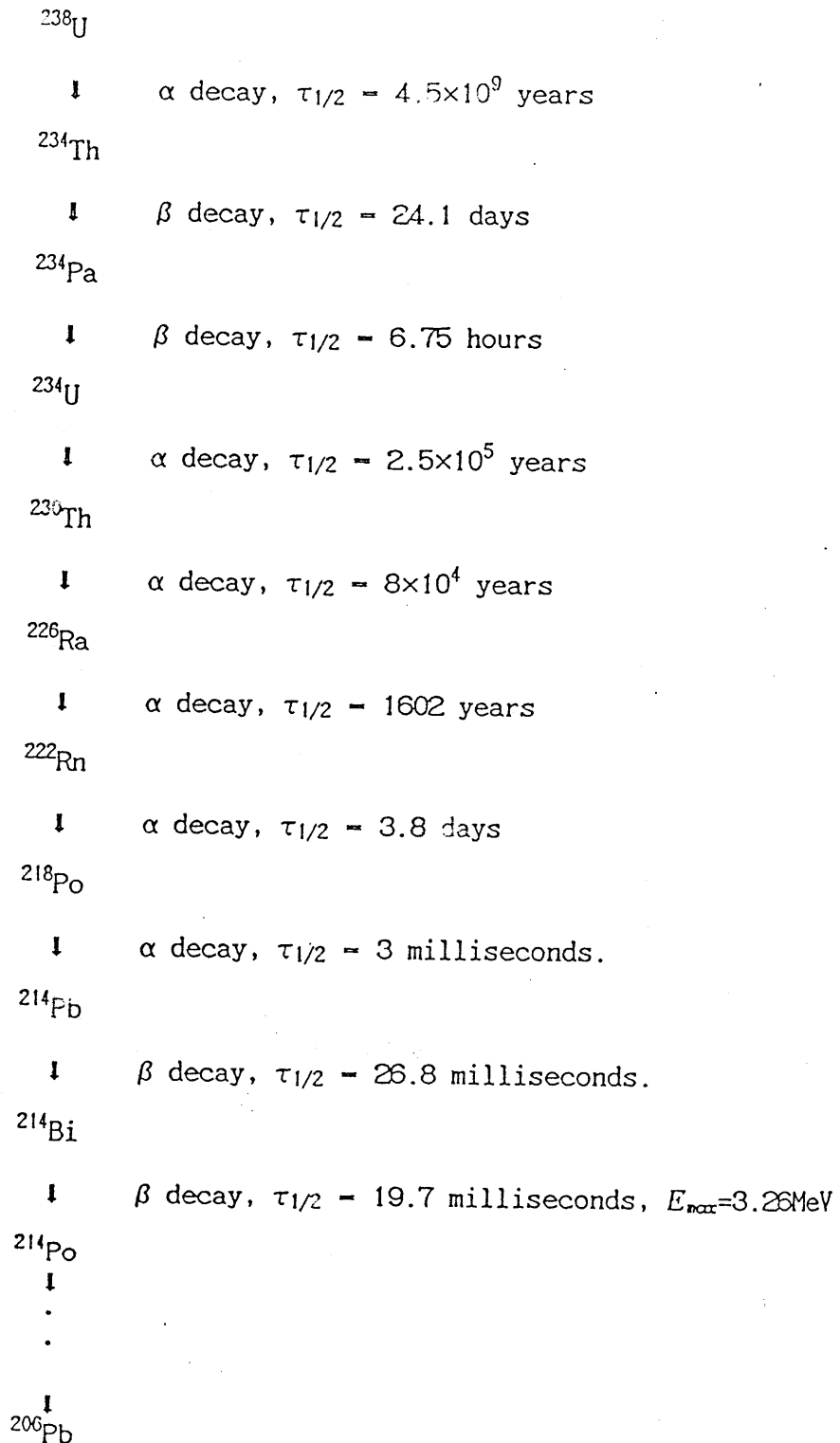


Figure 6.2: ウラン-ラジウム系列

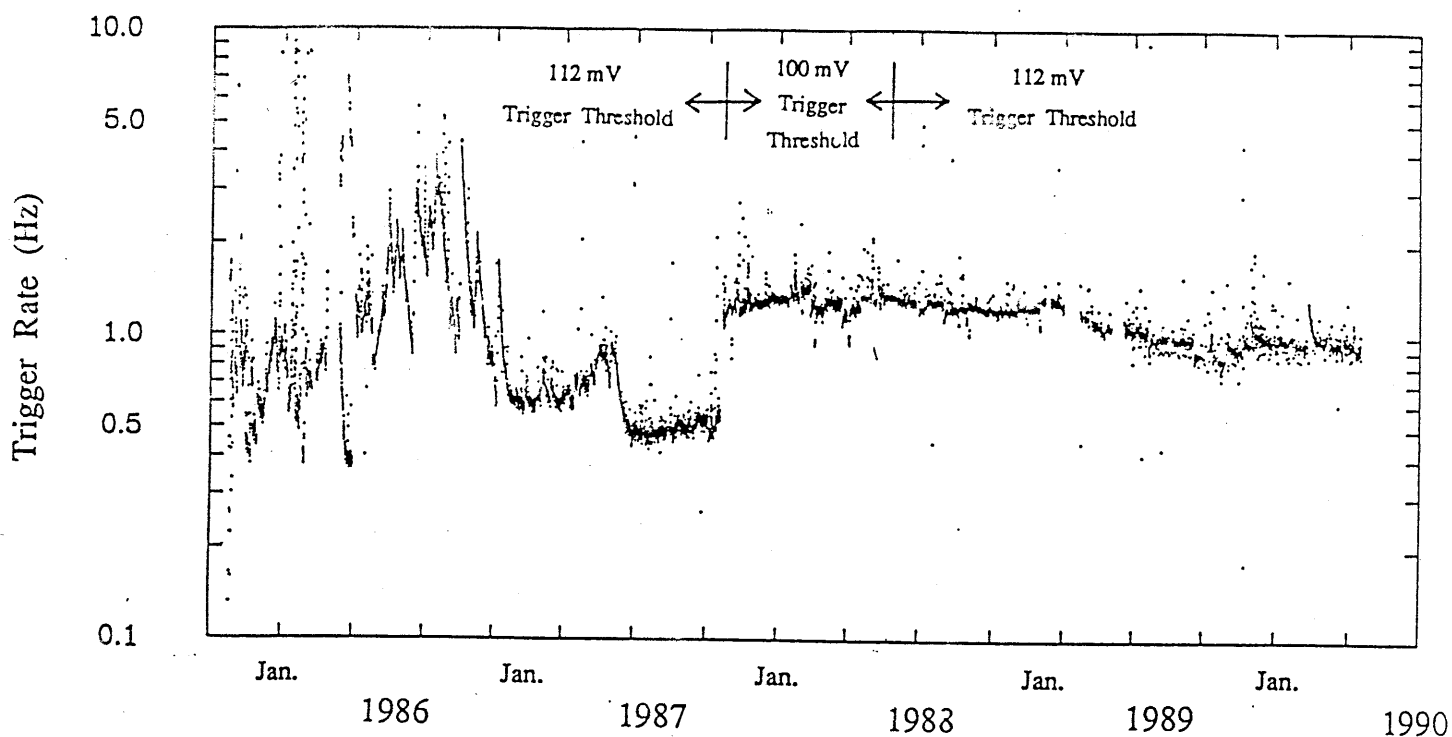


Figure 6.3: カミオカンデの事象発生率の変化

に重要である。

このエネルギー分解能の向上による ^{222}Rn バックグラウンド量の減少を次にシミュレーションにより評価する。

6.3.2 ^{214}Bi イベントのシミュレーション

^{214}Bi イベントは前述のようにエネルギー分解能のしみ込みによるものである。そこでこのしみ込みの効果をシミュレーションにより評価することによってバックグラウンドの量を見積ることが出来る。

^{214}Bi の β 崩壊の運動量分布を図 6.4 に示す。

2.8MeV 付近にピークを持ち 3.7MeV 付近まで急速に落ちている。しみ込みによる効果はこの高運動量側の寄与によるものが主と考えられる。そこで 3.0MeV \sim 3.7MeV の範囲を中心に 0.1MeV 刻みに各運動量を持つ β 崩壊をシミュレーションしそのしみ込みを見ることとする。

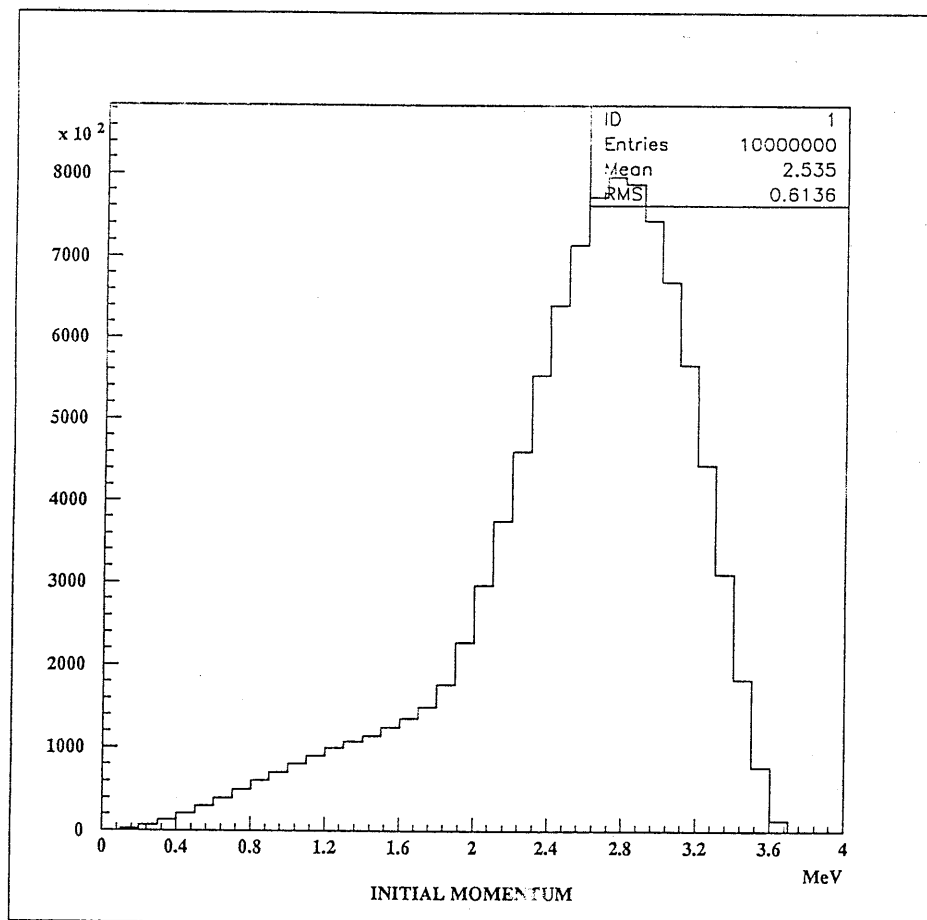


Figure 6.4: ^{214}Bi の β 崩壊の運動量分布

^{214}Bi の β 崩壊には主に 8 通りの崩壊系列がある。それぞれの系列は異なる end point energy を持つ β 崩壊と、それに伴う γ を持っている。それぞれの崩壊系列について表 6.2 にまとめる。

従って、一定のエネルギーを持つ β 崩壊をシミュレーションするためには各崩壊系列への分岐比と、それぞれの β 崩壊のエネルギー分布を考慮する必要がある。

そこで次の順でこの 2 つの重みを考慮する。

1. 分岐比に従い崩壊系列を決める。
2. その崩壊系列での γ によるエネルギーを発生するエネルギーから引き、 β 崩壊のエネルギーを決定する。
3. その崩壊系列での β 崩壊のエネルギー分布から、求めたエネルギーの β 崩壊が起こる確率を評価する。

以上の手順でそれぞれのエネルギーを持った ^{214}Bi イベントを内水槽全体一様に各 10^5 イベントずつ発生させた。

6.3.3 ^{214}Bi イベントの解析

発生させた各エネルギーのイベントについてそれぞれ反応点の再構成、エネルギーの再構成を行ない³、太陽ニュートリノの解析の時と同様に *goodness* 0.4 以上、fiducial volume 内のカットをかける。残ったイベントのエネルギー分布を図??に示す。

こうして得られた染み込みによる分布に図 6.4 の運動量分布から得られるエネルギー分布を掛け、 ^{214}Bi の全崩壊量をかければバックグラウンドの分布がわかる。つまり、

$$\Phi_{back} = N_{bi} \cdot \int P(E) \cdot \phi(E) dE \quad (6.2)$$

Φ_{back} : バックグラウンドの分布

N_{bi} : ^{214}Bi の全崩壊量

$P(E)$: エネルギー E の染み込み確率

$\phi(E)$: ^{214}Bi の β 崩壊のエネルギー分布

N_{bi} は 5 年間でカミオカンデの純水における ^{214}Bi の観測量 0.03 pCi/l より、約 5.55×10^{12} イベントである。

このようにして求めた ^{214}Bi によるバックグラウンドのエネルギー分布を図 6.5 に示す。エネルギーに対して急激に減少しているのが分かる。

また 5.0 MeV、5.5 MeV、6.0、6.5、7.0 MeV の各エネルギー敷居値に対する、5 年分のバックグラウンドの量を表 6.3 にまとめる。これを図にしたのが図 6.6 である。

³光電子を放出した光電子増倍管の数が 5 本未満のものについては反応点再構成が出来ないので捨てている。

Bi background spectrum

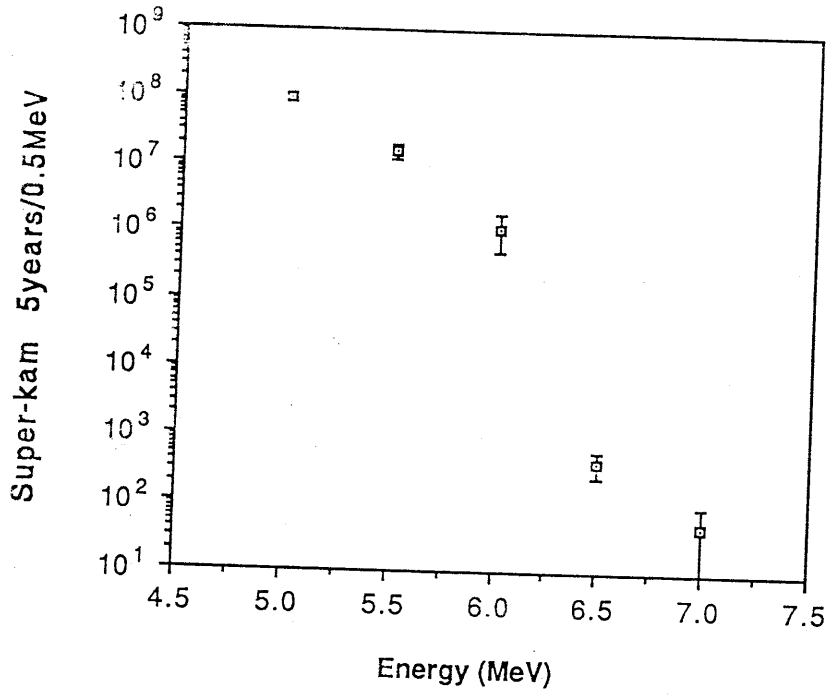


Figure 6.5: ^{214}Bi 事象のエネルギー分布

Integral Bi background rate

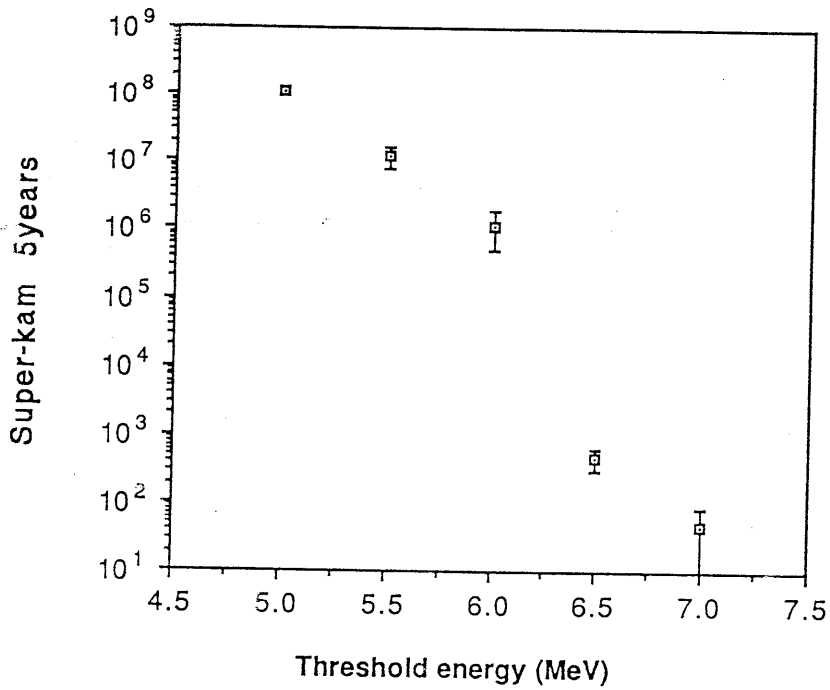


Figure 6.6: 各エネルギー敷居値での ^{214}Bi バックグラウンド量

Table 6.1: List of isotopes which give β and/or γ activity greater than 7 MeV

Isotope	$\tau_{1/2}$ (sec)	Decay mode	Kinetic energy (MeV)
${}^8_2\text{He}$	0.122	β^- β^-n	10.66+0.99(γ) (11%)
${}^8_3\text{Li}$	0.84	β^-	12.5~13
${}^8_5\text{B}$	0.77	β^+	13.73
${}^9_3\text{Li}$	0.178	β^- β^-n	13.5(75%) 11.0+2.5(γ)(25%) ~10(35%)
${}^9_6\text{C}$	0.127	β^+p	3~13
${}^{11}_3\text{Li}$	0.0085	β^- β^-n	20.77(31%) ~16(61%)
${}^{11}_4\text{Be}$	13.8	β^-	11.48 9.32+2.1(γ)(29%)
${}^{12}_4\text{Be}$	0.0114	β^-	11.66
${}^{12}_5\text{B}$	0.0203	β^-	13.37
${}^{12}_7\text{N}$	0.0110	β^+	16.38
${}^{13}_5\text{B}$	0.0173	β^-	13.42
${}^{13}_8\text{O}$	0.0090	β^+p	8~14
${}^{14}_5\text{B}$	0.0161	β^-	9.82(32%) 4.51+5.30(γ)(68%)
${}^{16}_6\text{C}$	0.7478	β^-n	~4
${}^{16}_7\text{N}$	7.134	β^-	10.44(26%) 4.27+6.13(γ)(68%)

Table 6.2: ^{214}Bi decay branching ratios considered in M.C. simulation

ratio (%)	β -decay end point energy (MeV)	γ energy (MeV)
18	1.53	1.12 0.61
18	1.5	1.76
4	1.88	1.38
4	1.88	0.77 0.61
5.5	1.06	2.2
3	1.14	1.52 0.6
1.3	1.14	2.12
18	3.26	

Table 6.3: ^{214}Bi Background rate for various energy threshold

Energy threshold (MeV)	^{214}Bi background rate
5.0	$1.12 \times 10^8 \pm 1.06 \times 10^7$
5.5	$1.66 \times 10^7 \pm 3.89 \times 10^6$
6.0	$1.15 \times 10^6 \pm 6.60 \times 10^5$
6.5	$4.64 \times 10^2 \pm 1.69 \times 10^2$
7.0	$4.63 \times 10^1 \pm 4.63 \times 10^1$

第 7 章

結論

7.1 S/N 比

これまでの結果から太陽ニュートリノイベントと ^{214}Bi バックグラウンドの S/N 比を求めてみる。図 5.4 の各エネルギー敷居値に対するイベント数を図 6.6 の ^{214}Bi バックグラウンド量で割ることで S/N 比を求めることが出来る。これを図 7.1 に示す。

スーパーカミオカンデでは検出器の気密性を高めるなどの工夫により、 ^{222}Rn を減少させることが考えられている。そこで現行の 100 分の 1 の Rn 濃度を仮定して同様の計算を行なったものを図 7.1 に併せて示す。

太陽方向との相関は太陽ニュートリノをバックグラウンドと区別する最も重要な性質である。バックグラウンドを含めた太陽ニュートリノイベントの粒子方向と太陽方向の $\cos\theta$ 分布を、各エネルギー敷居値ごとに図 7.2~7.3 に示す。

この性質を用いるため、太陽方向に対する粒子方向の $\cos\theta$ が 0.8 以上の領域にあるイベントのみを取り出し、これについて同様に S/N 比を求める。この結果も図 7.1 に示す。バックグラウンドは太陽方向と相関を持たないので全体の 10% とし、太陽ニュートリノについては実際の分布より求めた (図 5.5)。

S/N ratio

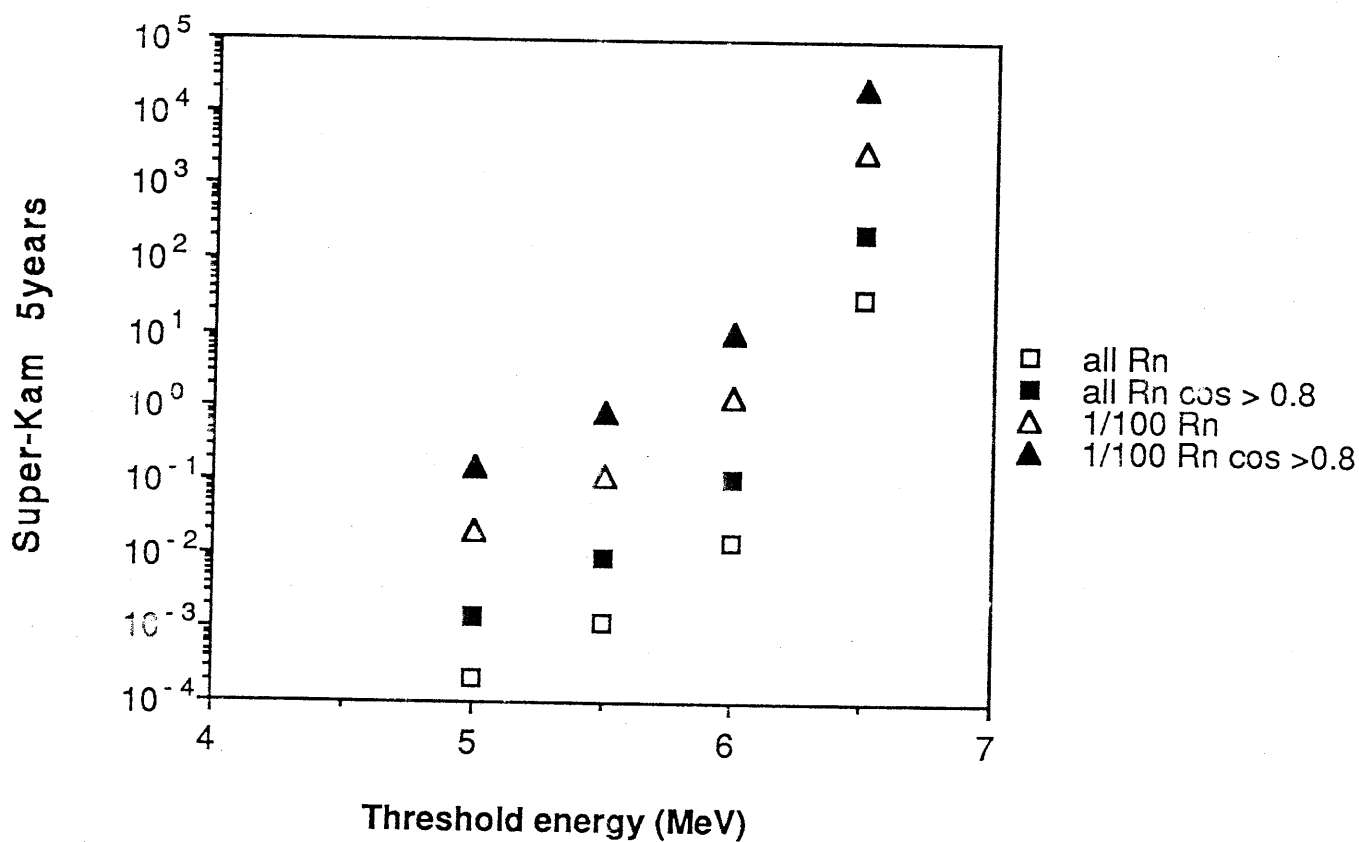
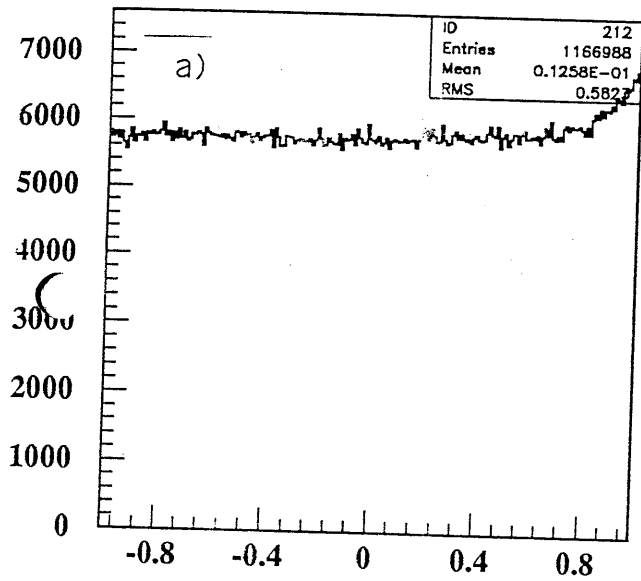
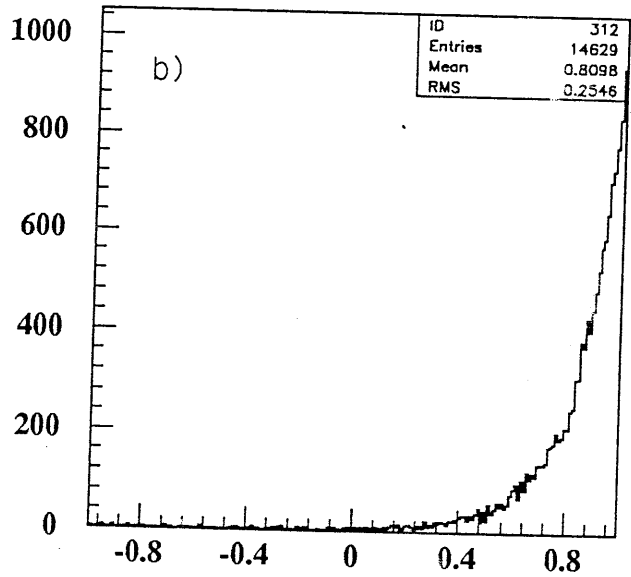


Figure 7.1: 各エネルギー敷居値での太陽ニュートリノ事象と²¹⁴Bi 事象の S/N 比。現行の²²²Rn 濃度及びその 1/100 について。またそれぞれに、太陽方向との相関 (太陽方向との $\cos \theta > 0.8$) を取ったものの分布。

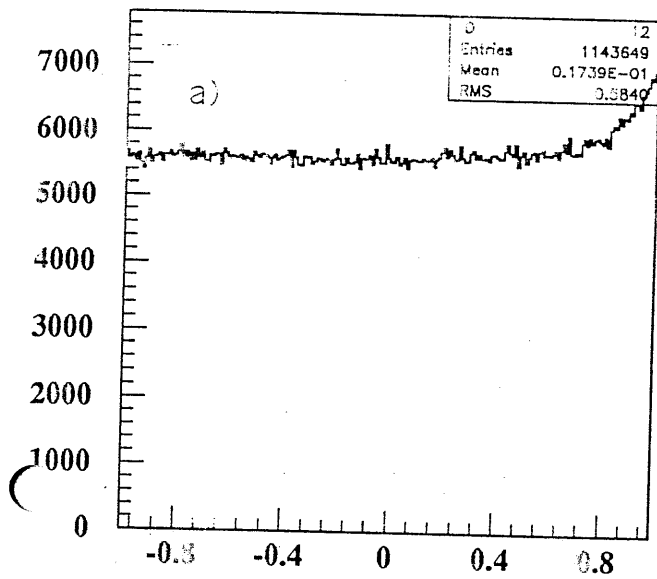


COS FOR SUN

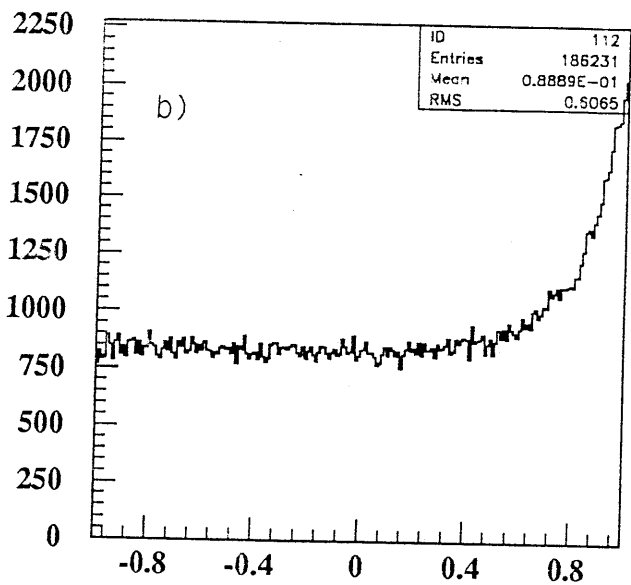


COS FOR SUN

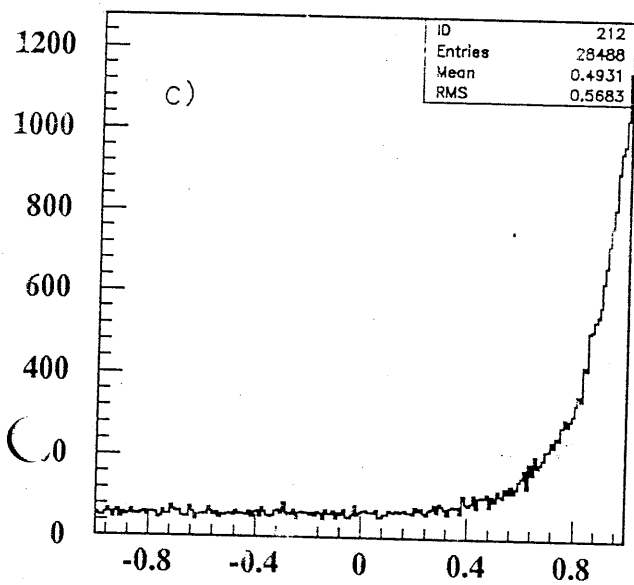
Figure.7.2: バックグラウンドを含めた太陽ニュートリノイベントの粒子方向と太陽方向の $\cos \theta$ 分布。現行の ^{222}Rn 濃度。
エネルギー敷居値 a) 6.0MeV、b) 6.5MeV。



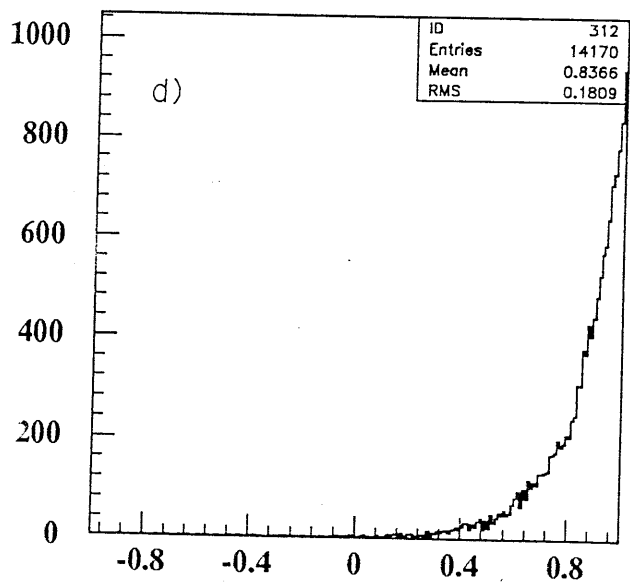
COS FOR SUN



COS FOR SUN



COS FOR SUN



COS FOR SUN

Figure 7.3: バックグラウンドを含めた太陽ニュートリノイベントの粒子方向と太陽方向の $\cos \theta$ 分布。現行の ^{222}Rn 濃度の $1/100$ 。
エネルギー数値値 a) 5.0MeV、b) 5.5MeV、c) 6.0MeV、d) 6.5MeV。

太陽方向との相関を取ることで、約一桁よい S/N 比が得られることが分かる。

スーパーカミオカンデでは MSW 効果の検証のため S/N 比として 2~3 程度の達成が望まれる。以上の結果より太陽方向との相関を用いれば 6.5MeV のエネルギー敷居値はこの要求を十分満たすことが分かる。また ^{222}Rn を現在の 1/100 まで減らすことが出来れば 6.0MeV 程度まで敷居値を下げる事が出来る。5.0MeV のエネルギー敷居値で S/N 比 1:1 を達成するには ^{222}Rn を現在の 1/1000 にする必要がある。

7.2 太陽ニュートリノフラックスの季節変化

太陽ニュートリノに ^{214}Bi のバックグラウンドを加えたものの季節変化を各エネルギー敷居値ごとに図 7.4~7.5 に示す。さらに太陽方向との相関を用い、太陽方向との角度の $\cos\theta$ が 0.8 以上の領域についての同様の図を図 7.6~7.7 に示す。これらから 6.5MeV 以上のエネルギー敷居値で季節変化が、辛うじて見られることがわかる。

7.3 考察

スーパーカミオカンデ検出器についてシミュレーションを行なった結果そのエネルギー分解能及び反応点分解能は現行カミオカンデのそれに比べ、体積が 10 倍以上になったにも関わらず、10MeV の電子に対してエネルギー分解能は 1.3 倍、反応点分解能は 2.2 倍向上していることが分かった。

これにより ^{214}Bi のバックグラウンドを抑えることができ、エネルギー敷居値を 6.5MeV 以下まで下げることが可能であることが分かった。しかし 5.5MeV まで下げることが出来ない。これはバックグラウンドの量はもとより、太陽ニュートリノの検出効率が 10% 以下（表 5.1 参照）と、非常に低いことによる統計量の減少が大きな原因である。

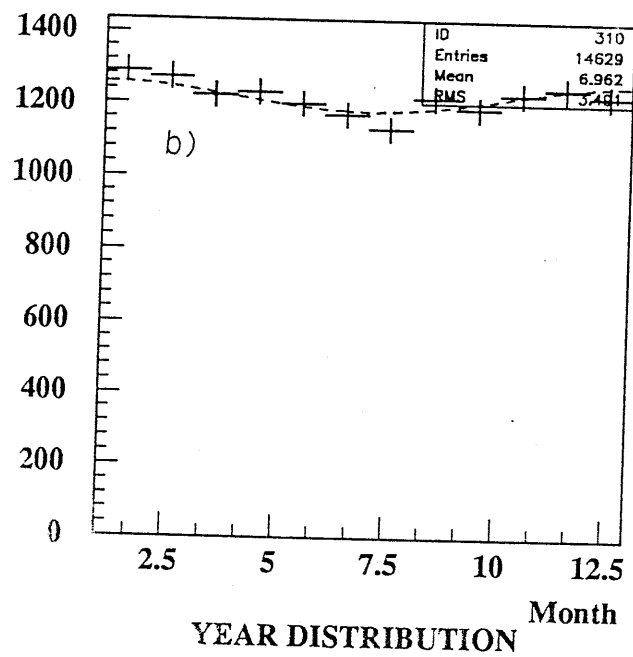
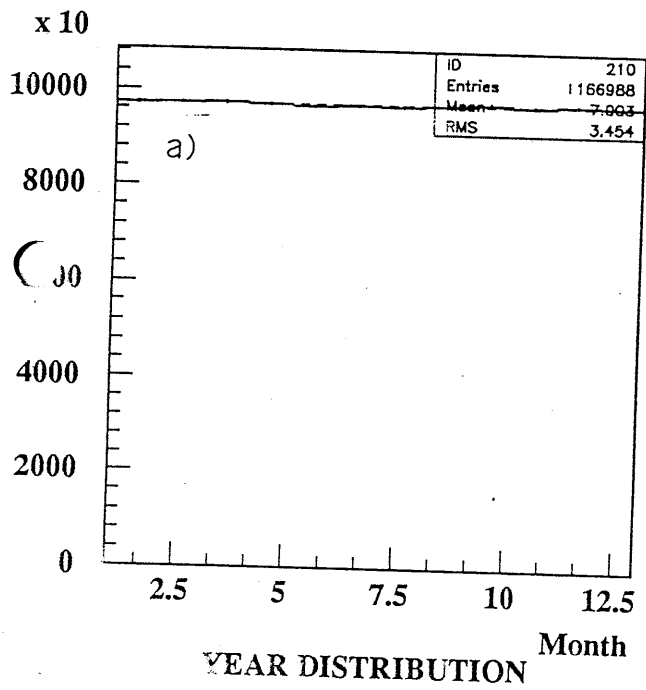


Figure 7.4: バックグラウンドを含めた太陽ニュートリノイベントフラックスの季節変化。5年分のデータを1年にまとめてある。現行の ^{222}Rn 濃度。エネルギー敷居値 a) 6.0MeV、b) 6.5MeV。破線は計算による期待値

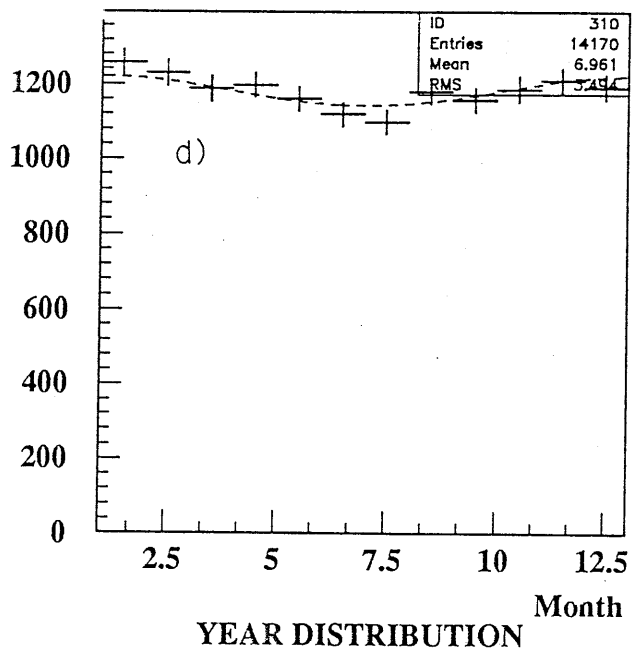
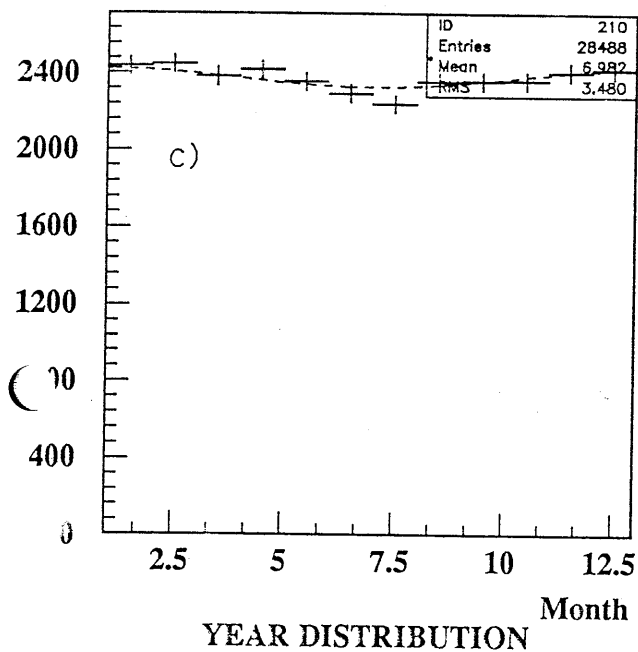
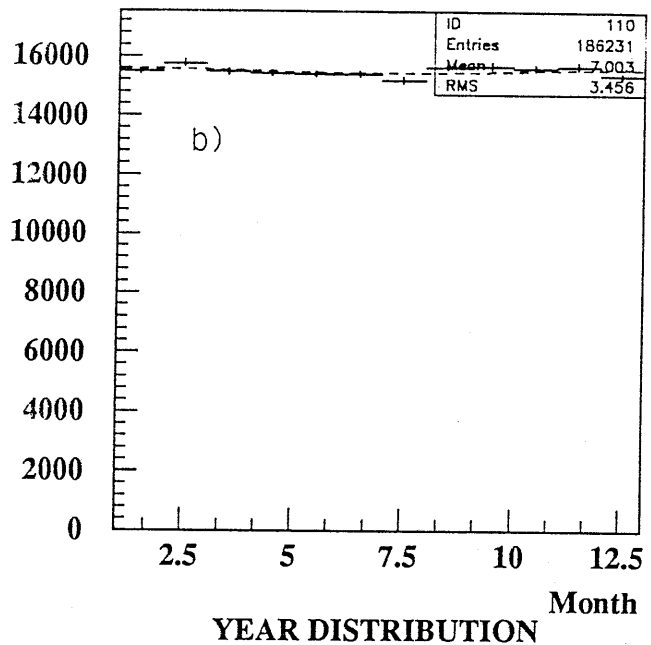
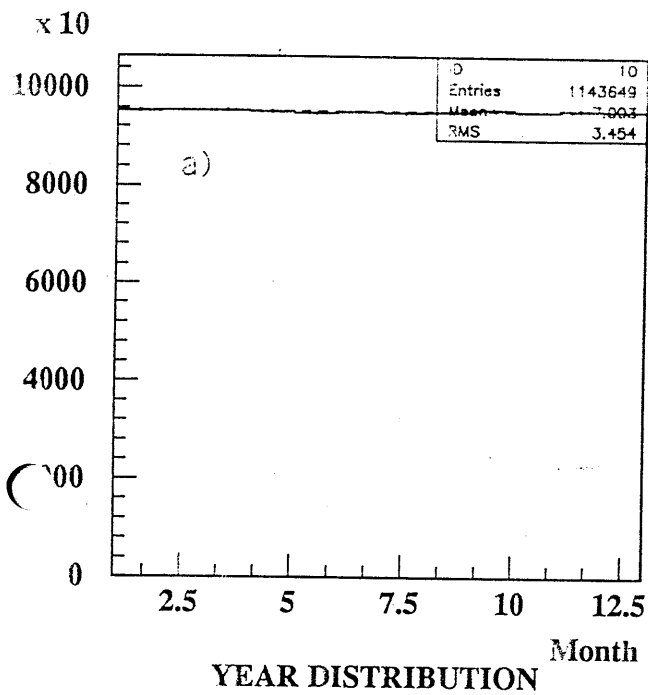


Figure 7.5: バックグラウンドを含めた太陽ニュートリノイベントフラックスの季節変化。現行の ^{222}Rn の1/100の濃度。5年分のデータを1年にまとめてある。エネルギー敷居値 a) 5.0MeV、b) 5.5MeV、c) 6.0MeV、d) 6.5MeV。破線は計算による期待値

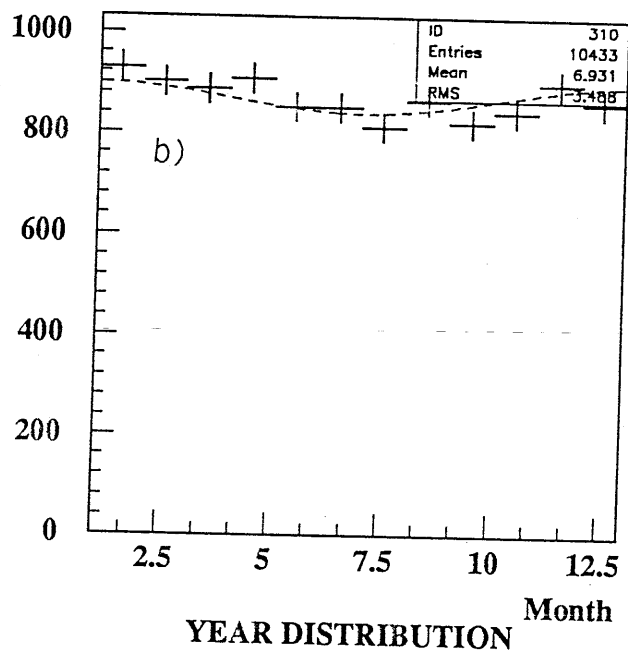
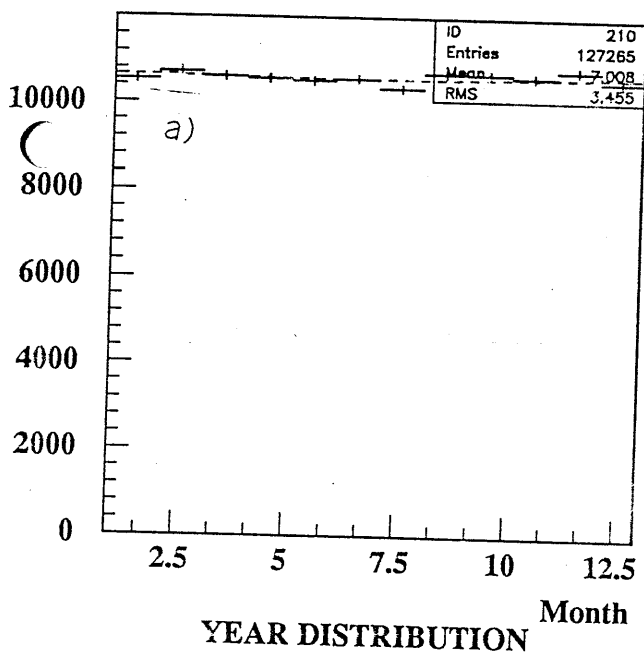


Figure 7.6: バックグラウンドを含めた太陽ニュートリノイベントフラックスの季節変化。太陽方向との相関を取ったもの（太陽方向との $\cos\theta > 0.8$ ）現行の ^{222}Rn 濃度。エネルギー敷居値 a) 6.0MeV、b) 6.5MeV。破線は計算による期待値

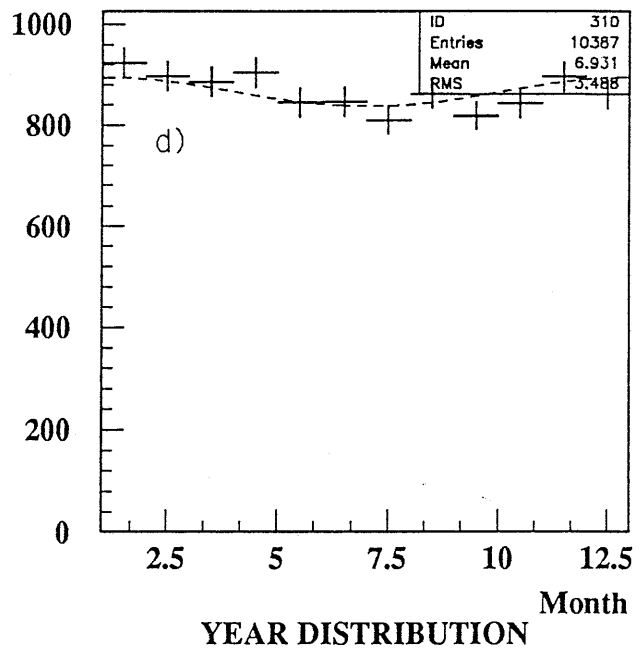
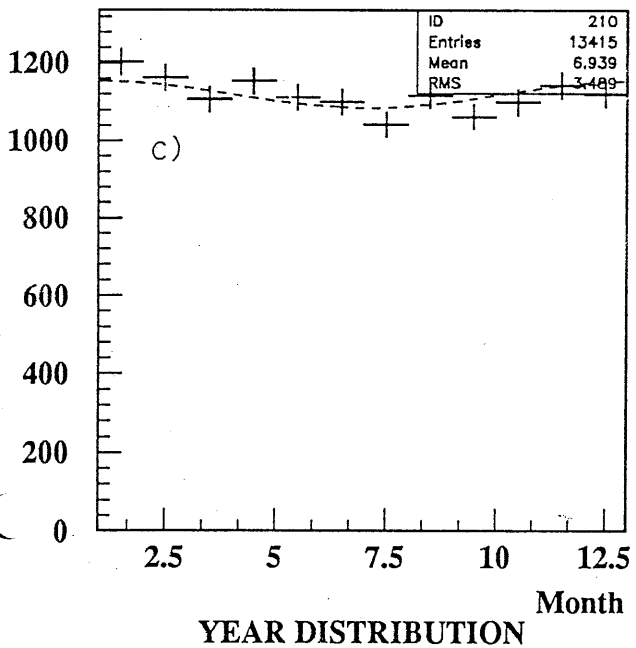
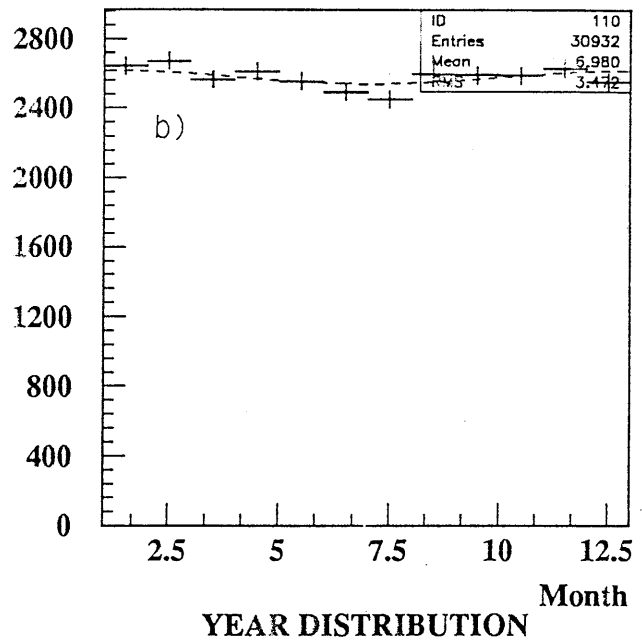
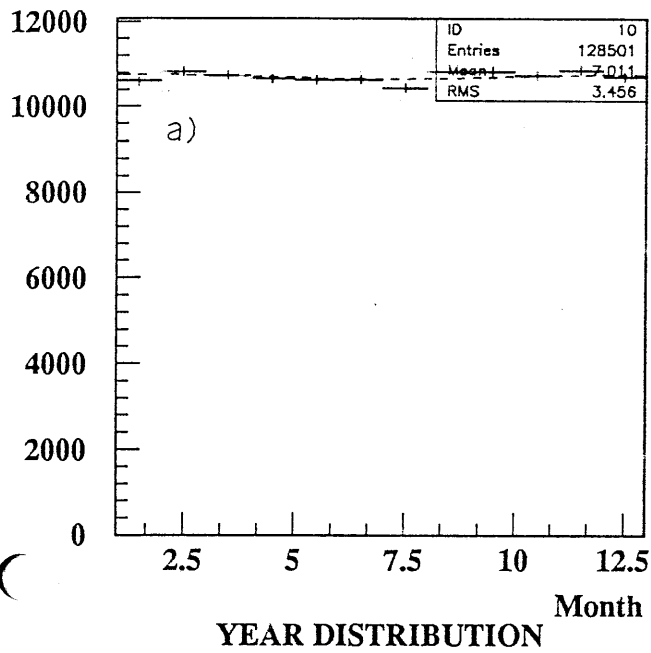


Figure 7.7: バックグラウンドを含めた太陽ニュートリノイベントフラックスの季節変化。太陽方向との相関を取ったもの（太陽方向との $\cos\theta > 0.8$ ）現行の ^{222}Rn の1/100の濃度。エネルギー敷居値 a) 5.0MeV、b) 5.5MeV、c) 6.0MeV、d) 6.5MeV。破線は計算による期待値

また、この統計量で太陽ニュートリノフラックスの季節変化を辛うじて見ることが出来ることが分かった。これによりスーパーカミオカンデの太陽ニュートリノフラックスの時間変化に対する系統誤差が数%以下であることが分かる。

検出効率を下げている大きな原因は、すでに述べた spallation cut による太陽ニュートリノの損失が 54% と大きいことである。このため、この損失をできるだけ抑える新しい spallation cut を考案する必要があるだろう。特に spallation によって生じた中性子による核反応が新たな spallation を生む multi-spallation について一層の考察が必要である。(B参照)

また、スーパーカミオカンデでは検出器内の²²²Rn 量を現在の 1/100 まで減少させることを考えている。しかしこれは決して容易なことではない。また 5MeV の敷居値で S/N が 1 を達成するには 1/1000 まで下げる必要のあることが判明した。

スーパーカミオカンデではすでに述べたように検出器自体の気密性を上げ、タンク上面に²²²Rn を除去した空気を送り込むことが計画されているが、現行カミオカンデにおいても²²²Rn の検出器への進入経路については明確になっておらず、この問題については今後の大きな課題である。

これら大きな課題、とくに spallation cut を改良し、不感時間を減らせば、さらにエネルギー敷居値 5MeV 程度まで下げることが可能であろう。

しかし、たとえエネルギー敷居値が 6.5MeV であったとしても図 2.4 に示したように、現在までのカミオカンデ、¹⁷Cl 実験、⁷¹Ga 実験による結果をふまえると、これは MSW 効果を太陽ニュートリノ問題の解としたときに準真空解と、断熱解を区別するに十分低いエネルギー敷居値であることが分かる。

7.4 結論

これらの結果より、スーパーカミオカンデ検出器はその反応点、エネルギー分解能がそれぞれ 10MeV の電子に対して、50cm、16%を達成し得ることがわかった。

そのため高い統計精度が獲られ、太陽ニュートリノフラックスの季節変化を辛うじて捕らえることが出来ることがわかった。

またこれにより少なくとも5年間の観測により6.5MeVのエネルギー敷居値で現行の ^{222}Rn 濃度でもS/N比226を達成する。

それにより太陽ニュートリノ問題をニュートリノ振動によって解釈するとき、その解がMSW効果の、準真空解であるか非断熱解であるかの結論を与え、非断熱解であればニュートリノの質量の存在を証明し得ることが分かった。

さらに、5MeVのエネルギー敷居値達成には ^{222}Rn 濃度を1/1000以下にする必要があることが分かった。

Appendix A

MSW 効果

太陽ニュートリノ問題の解として有力視されている MSW 効果について簡単に説明する。

MSW 効果とは、太陽中の物質による相互作用で、ニュートリノ振動が強められる「物質振動」の効果である。

ニュートリノには3種類あることが知られているが、簡単のため電子ニュートリノとミューニュートリノの2種類を考える。

真空中でのニュートリノの伝搬は次式のようになる。

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} = \left(p + \frac{\hat{m}^2}{2p} \right) \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}, \quad \hat{m}^2 = \begin{pmatrix} m_1^2 & 0 \\ 0 & m_2^2 \end{pmatrix} \quad (\text{A.1})$$

ここで ν_1, ν_2 は質量の固有状態、 p は運動量である。

ニュートリノ混合を

$$\begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad (\text{A.2})$$

と現わすと式 A.1 は、

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{\Delta m^2}{4p} \cos 2\theta & \frac{\Delta m^2}{4p} \sin 2\theta \\ \frac{\Delta m^2}{4p} \sin 2\theta & \frac{\Delta m^2}{4p} \cos 2\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad (\text{A.3})$$

となる。ここで共通の位相を与える項は省略している。 Δm^2 は $m_2^2 - m_1^2$ を表わす。

次に物質中での伝搬を考える。電子ニュートリノは荷電カレント、中性カレントの両方の相互作用を物質中の電子と持つのに比べ、他のニュートリノは中性カレントによる相互作用のみを持つ。これにより電子ニュートリノのみが荷電カレントによるポテンシャル $V = \sqrt{2}G_f n_e$ を余分に受ける。ここで G_f はフェルミ結合定数、 n_e は電子密度を表わす従って物質中の伝搬は、

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{\Delta m^2}{4p} \cos 2\theta + \frac{G_f n_e}{\sqrt{2}} & \frac{\Delta m^2}{4p} \sin 2\theta \\ \frac{\Delta m^2}{4p} \sin 2\theta & \frac{\Delta m^2}{4p} \cos 2\theta - \frac{G_f n_e}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad (\text{A.4})$$

となる。物質中の固有状態を

$$\begin{pmatrix} \nu_{1m} \\ \nu_{2m} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_m & -\sin \theta_m \\ \sin \theta_m & \cos \theta_m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad (\text{A.5})$$

と表わすと、物質中での混合角は、

$$\sin^2 2\theta_m = \frac{\sin^2 2\theta}{\sin^2 2\theta + (L_\nu/L_0 - \cos 2\theta)^2}, \quad L_0 = 2\pi/\sqrt{2}G_f n_e \quad (\text{A.6})$$

ここで $L_\nu = 4\pi p/\Delta m^2$ は真空中の振動長。

これより、たとえ真空中での混合角 θ が小さくとも、共鳴条件 $L_\nu/L_0 = \cos 2\theta$ が成立するところで、強くニュートリノ混合が起こることがわかる。

太陽中心の高密度下で生成された電子ニュートリノが、低密度の太陽表面に達する過程で上に示した共鳴条件を満たす点を通り、さらに変化が断熱的ならば結果として電子ニュートリノがミューニュートリノに変わり得る。変化が非断熱的ならば、さらに固有状態の遷移が起こり、電子ニュートリノであり続けようとする。

Appendix B

^{214}Bi 以外のバックグラウンドの見積

B.1 岩盤からの γ 線

カミオカンデにおいて岩盤からの γ 線が3" ϕ NaI 検出器によって観測されている。1984年3月の測定結果を図 B.1に示す。

この結果からスーパーカミオカンデの表面積を考慮すると、5MeV 以上で $\sim 1.5 \times 10^7/\text{day}$ が予測される。

水中での γ の attenuation length は約40cmなので2mのアンタイ水槽で100分の1程度に減衰する。残る γ は荷電粒子に変換されていると考えられるので fiducial volume のカットでさらに減少させ得る。反応点分解能の向上によるバックグラウンドの減少についてはさらに研究が必要である。

カミオカンデ (Kamiokande-II) においては7.5MeV の数居値で岩盤より $\sim 3 \times 10^5/\text{day}$ の γ がカット後、最終データで1~2/day 残っていると見積られている。

スーパーカミオカンデでは表面積が5倍となり、また数居値を下げるため γ の量が50倍程度となる。しかしほとんどが低エネルギーのものである。

スーパーカミオカンデではカミオカンデに比べ50cmほどアンタイ層が厚いため、反応点分解能を考慮しなくとも、1/3程度の減少が望まれる。従って少なくとも Kamiokande-II の数倍程度には γ によるバックグラウンドは抑えら

C

C

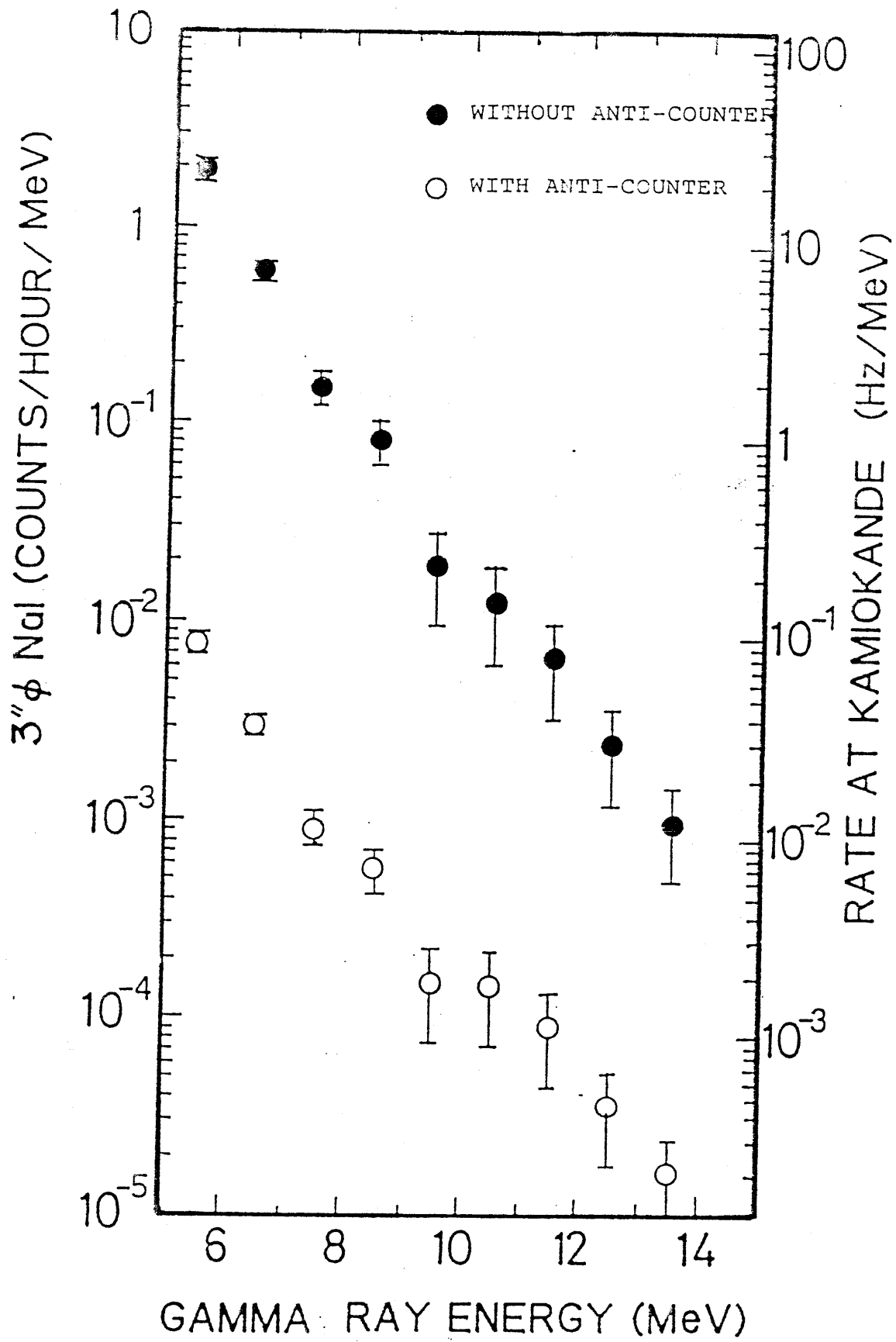


Figure B.1: カミオカンデにおける岩盤からの γ 線のエネルギー分布。黒丸：アンタイ水槽なし 白丸：アンタイ水槽有り

れるものと考えられる。

さらにすでに述べた

$$R \equiv \frac{d_{eff}}{d_{wall}} \leq 1.5 \quad (\text{B.1})$$

のカットを fiducial 内境界から 1m の範囲についてかける。このカットによる太陽ニュートリノの損失は Kamiokande-II では 13%と見積られている。

スーパーカミオカンデについては全 fiducial volume に対して外側 1m の範囲の占める割合が Kamiokande-II では 51%スーパーカミオカンデでは 19%であるので、この比からスーパーカミオカンデでは 4.8%となる。

B.2 μ 粒子による spallation

前述のように spallation event は μ 粒子の軌跡に沿って短寿命の放射性元素が生成されるという特徴を持つ。そこで低エネルギーイベントに対して、反応点の近傍に軌跡を持つ μ 粒子が短時間内に存在するとき、それを spallation であるとしてカットする。実際には図 B.2に示す領域についてそれぞれ

- Region I : 全てのイベントを除く
- Region II : $\Delta L \leq 3\text{m}$ のものを除く
- Region III : $\Delta L \leq 2\text{m}$ のものを除く

とする。ここで ΔL は μ 粒子の軌跡との距離である。

このカットによる太陽ニュートリノイベントの損失は Kamiokande-II では 15.3%と見積られている。これからスーパーカミオカンデの場合を見積る。これは低エネルギーイベントがあったときに偶然、上の条件にあう μ 粒子が存在する確率と考えられる。

この確率はスーパーカミオカンデでは μ 粒子のレートが表面積比、増えるので6倍、さらに μ 粒子の軌跡が検出器の大きさに比例して長くなるため2

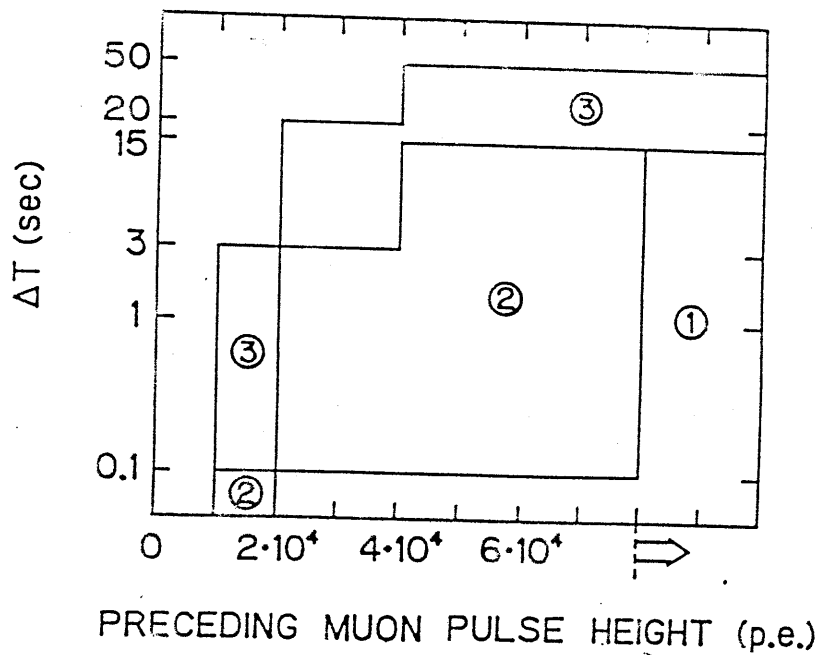


Figure B.2: spallation cut を行なう領域

倍、低エネルギーイベントが μ 粒子の軌跡の近傍にある確率が体積比分の $1/32$ となるので、これより約5.7%となる。

さらに spallation によって生じた中性子が新たな放射性元素を生む multi-spallation が考えられる。例えば $^{16}\text{O} + n \rightarrow ^{16}\text{N} + p$ による ^{16}N は7.14secの寿命で β 崩壊をする。このため電子のエネルギーにして7MeV以上のspallationがあった場合、さらにその後50secのvetoをかける。

Kamiokande-IIではこのようなspallationは26 events/dayであり、これによる太陽ニュートリノの損失は1.5%であった。スーパーカミオカンデではspallationのレートが体積倍となるので32倍の832 events/day、損失は48%となる。

また μ^- 粒子の捕獲による ^{16}N のバックグラウンドを除くため、低エネルギーイベントの20sec、3m以内に μ^- がある場合これを除く。これによる太陽ニュートリノの損失はKamiokande-IIで0.14%であった。スーパーカミオカンデではspallationの時と同様の比率で計算し0.053%となる。

これら μ 粒子のカットによる損失を合わせると54%となる。

反応点分解能の向上によるバックグラウンドの減少については今後研究が必要であるが、Kamiokande-IIについてはこの spallation cut で $6 \pm 3\%$ がカットされずに残ってくると見積もられている。

これから、10MeV 程度の電子が放出される場合を考えると、Kamiokande-II の反応点分解能は約1m、スーパーカミオカンデでは50cmなので、2mのカットの場合この距離は Kamiokande-II では 2σ 、スーパーカミオカンデでは 4σ の制度である。従って約1%程度まで抑えられると考えられる。

しかしこの spallation cut については、 μ 粒子による反応で高エネルギーの中性子が生成されると、それにより μ 粒子の軌跡から離れたところで放射性元素が生成され得るのではないか、その場合これまでのカットでは取り除くことが出来ないのではないかとの説が唱えられている。[9]

また上述の multi-spallation のカットによる太陽ニュートリノの損失がスーパーカミオカンデでは48%と非常に大きくなってしまう。

このように spallation event については今後なお一層の研究が切望されている。

Bibliography

- [1] J. N. Bahcall et al. Rev.Mod.Phys. **64**,885(1992)
- [2] K.Lande, in Proceedings of 25'th International Conference on High Energy Physics, Singapore, 1990. edited by K. K. Phua and Y. Yamaguchi(World Scientific Singapole,1991)
- [3] K. S. Hirata et al. Phys.Rev.D**44**,2241(1991)
- [4] A. I. Abazov et al. Phy.Rev.Lett **67**,3332(1991)
- [5] The SAGE collaboration, talk presented by A. Gavrin, to appear in the proceedings of the 26th International Conference on High Energy Physics, Dallas, U.S.A., August 1992
- [6] P. Anselmann et al. Phys.Lett.B **285**,390(1992)
- [7] A. Suzuki et al. KEK Preprint 92-50(1992) Submitted to N.I.M
- [8] J. N. Bahcall et al. Rev.Mod.Phys **60**,297(1988)
- [9] O. G .Ryazhskaya JETP Lett **53**,135(1991)

謝辞

本論文を終えるに当り、まず、私に研究する機会を与えてくださり、また高エネルギー物理の理論から実験の全般に渡り指導して下さった長島順清教授に感謝の意を表します。瀧田正人助手は私が大学4年生の時から現在に至るまで実験の初歩から、物理学のあらゆる事にわたり丁寧に指導して下さい、また、解析時の系統的な考え方を指導して頂きました。本論文は瀧田助手の指導がなければ完成しなかったといっても過言ではありません。心から感謝致します。山中卓助教授、幅淳二助手には講義や、ゼミ、研究室ミーティングの際に私の研究に対して様々な助言を頂きました。ここに感謝の意を表します。

戸塚洋二教授、中村健蔵教授、その他の東京大学宇宙線研究所の先生方には様々な助言、ご協力をいただきました、特に井上邦雄助手には様々な質問、問い合わせにお答えいただき、たいへんご迷惑をおかけいたしました感謝いたしております。

その他カミオカンデコラボレーションの方々にはミーティング等の際に有益な助言を頂きました。心から感謝しております。

長島研究室博士課程在学の高木さん、神田さん、中家さんは常日頃から、私の研究に対する助言を寄せて頂きました。感謝の念が尽きません。鈴木州氏、横山氏等長島研究室OBの方々の中における私への様々な助言及び励ましの言葉に対し感謝すると共に、色々な迷惑をかけたこととお詫び致します。

修士同学年の方々とは、様々な機会を通して意見交換することにより、研究意欲を高めることが出来たと思っております。花井君、山本君には、色々ご迷惑をお掛けしました。原君には同じカミオカンデコラボレーターとしていつも協力していただきました。みなさんには本当に感謝しております。

修士1年の来住君、辰巳君、松宮君、八木君にはいつも迷惑を掛け、本当に様々な協力していただきました。感謝の言葉が在りません。

長島研究室秘書の続木さんは、面倒な事務処理を手伝ってくれたり、ともすれば殺風景になりがちな研究室の雰囲気や和らげてくれました。彼女のおか

げで研究室が居心地のいいところになったことは誰もが認めるところです。どうもありがとうございました。

4年生の皆様には色々なことを手伝ってくれたことを感謝すると共に、至らない先輩であったことをお詫びします。

最後に大阪大学原子核実験施設の皆様には様々な面でお世話になったことを感謝致します。