

修士論文

スーパーカミオカンデ3における検出器較正と  
太陽ニュートリノ観測に対するバックグラウンドの研究

岡山大学  
自然科学研究科  
宇宙物理学研究室  
学籍番号 41418123  
出原 由規

2008年2月24日

## 概要

スーパーカミオカンデ実験は、5万t大型水チェレンコフ検出器により、宇宙から飛来するニュートリノの観測、人工ニュートリノを使ったニュートリノ振動の測定、さらに大統一理論の検証となる陽子崩壊探索を行う実験である。東京大学宇宙線研究所神岡宇宙素粒子研究施設を中心に、日本国内および海外の多くの大学、研究機関との共同研究が行われている。

スーパーカミオカンデ実験は1996年4月からスタートしたが、データを収集した期間を次のように区別する。

スーパーカミオカンデ1(SK1)	1996年4月から2001年のPMTの破損事故まで
スーパーカミオカンデ2(SK2)	2002年10月から2005年7月
完全再建作業	2005年7月から2006年7月
スーパーカミオカンデ3(SK3)	2006年7月から現在

完全再建作業が2006年7月に完了したスーパーカミオカンデは、SK3としてデータの取得を開始し検出器較正作業が行われた。SK3では全PMTにアクリルやFRPを用いた衝撃波防止カバーを使用している点でこれまでと異なる。岡山大学のグループでは、その新光電子増倍管(PMT)の特性理解を担当している。

本論文の内容は出力較正に続いて行われたPMTの量子効率測定と、太陽ニュートリノ観測を向上するためのバックグラウンド解析である。

量子効率測定の目的はPMTの相対的量子効率の大きさの一覧(QEテーブル)の作成である。SKでは太陽ニュートリノや超新星ニュートリノ事象のエネルギー評価にPMTのヒット数を利用しており、QEテーブルが必須になる。水質を考慮し、ガンマ線を使った光源のデータから11129本のPMTのQEテーブルが完成した。相対的量子効率の値は0.8から1.2まで分布することが分かった。また、その誤差は統計誤差で0.69%、系統誤差で0.86%であることが分かった。したがって、この測定を行うことにより、相対的量子効率の値を $\pm 20\%$ から $\pm 1\%$ にすることができた。現在このQEテーブルがSK3において物理解析やモンテカルロ計算に利用されている。また、PMTの出力に関連して出力較正、ゲイン較正、量子効率測定の3つ結果は、よくかみ合うものとなり検出器較正が精度よく行われたことが確かめられた。

SKにおいて重要なテーマの一つが太陽ニュートリノ観測である。現在この観測は検出器のエネルギー閾値の6.5MeVから太陽ニュートリノの最大値20MeV程度までが対象になっている。SK1ではエネルギーの下限は5.0MeVであった。太陽ニュートリノ事象のバックグラウンドには宇宙線、環境放射線などがある。我々はこの1年間に渡りそれらの特徴を理解する解析を行い、太陽ニュートリノの事象を有意に識別するに至った。

更に物理結果を改良するため観測可能なエネルギー範囲と有効体積を拡大しなければならない。そのためには目標とするエネルギー閾値近辺でのバックグラウンドの理解が不可欠である。特にエネルギーが5MeV以下で検出器壁際のバックグラウンドについて調べた。その結果、側面壁際のバックグラウンドについてPMTの衝撃波防止カバーだけでなく、純水中の放射性同位体の増減との相関もあることが分かった。また検出器のトリガー効率についても細かな解析を行い、観測可能なエネルギー範囲をどれだけ広げられるかを評価し、トリガー効率が100%になるエネルギーを、トリガー閾値の変更により現在の5.0MeVから4.5MeV程度まで引き下げ可能という結論を得た。今後、バックグラウンドの理解と合わせて太陽ニュートリノ観測のエネルギー閾値を6.5MeVから下げるよう検出器の調整が図られる予定である。これにより太陽ニュートリノ振動によるエネルギースペクトルの歪み(*Data/SSM*)などの精密観測が期待される。

# 目次

概要	i
第 1 章 ニュートリノ	1
1.1 ニュートリノ振動	1
1.1.1 太陽ニュートリノ	1
1.1.2 太陽ニュートリノ振動とエネルギースペクトル	5
1.1.3 大気ニュートリノ	6
1.1.4 長基線ニュートリノ振動実験	7
1.2 超新星に伴うニュートリノ	7
1.2.1 超新星爆発ニュートリノ	7
1.2.2 超新星背景ニュートリノ	9
第 2 章 スーパーカミオカンデ実験	10
2.1 測定原理	11
2.2 検出器	12
2.2.1 20 インチ光電子増倍管	12
2.2.2 内水槽・外水槽	14
2.2.3 純水装置	14
2.2.4 無ラドン空気システム	16
2.3 データ処理	17
2.3.1 エレクトロニクス	17
2.3.2 データの変換	20
第 3 章 検出器較正	21
3.1 スーパーカミオカンデ 3 における較正作業	21
3.2 量子効率の測定	25
3.2.1 目的	25
3.2.2 測定原理	26
3.2.3 Ni 線源	26
3.2.4 セットアップ	29
3.2.5 データセット	29
3.3 Ni データの解析	30
3.3.1 事象の選択	30

3.3.2	ヒット数の幾何学的補正 . . . . .	34
3.4	QE テーブルの完成、考察 . . . . .	37
3.4.1	NiMC による補正の方法 . . . . .	37
3.4.2	補正の結果 . . . . .	38
3.4.3	誤差の評価 . . . . .	39
3.5	出力較正との一致 . . . . .	40
3.6	PMT の製造年と量子効率の関係 . . . . .	41
3.7	新しい Ni 線源 . . . . .	44
3.7.1	酸化ニッケルを使った線源 . . . . .	44
3.7.2	External Trigger Ni Source . . . . .	44
第 4 章	太陽ニュートリノデータのバックグラウンド解析	46
4.1	事象の再構成 . . . . .	46
4.1.1	事象発生点再構成 . . . . .	46
4.1.2	方向の再構成 . . . . .	48
4.1.3	エネルギー再構成 . . . . .	48
4.2	データのリダクション . . . . .	49
4.2.1	1st reduction . . . . .	49
4.2.2	その他のリダクション . . . . .	50
4.3	リダクションによる太陽ニュートリノ観測の結果 . . . . .	52
4.4	バックグラウンドの解析 . . . . .	53
4.4.1	バックグラウンドの特徴 . . . . .	54
4.4.2	トリガー効率の測定 . . . . .	56
4.4.3	測定結果 . . . . .	56
4.4.4	バックグラウンドと純水装置の関連 . . . . .	57
4.5	エネルギー閾値の引き下げ . . . . .	60
4.5.1	目的と方法 . . . . .	60
4.5.2	結果と考察 . . . . .	60
第 5 章	結論	63
付録 A	ニュートリノ振動	64
付録 B	Auto xenon による検出器のチェック	66
付録 C	Monthly calibration	68
参考文献		69
謝辞		70

# 第 1 章

## ニュートリノ

1930 年代に W.Pauli によりその存在が予言されてから現在に至るまで、ニュートリノに対して様々な理論的、実験的アプローチがなされてきた。カミオカンデとスーパーカミオカンデの観測データは、超新星ニュートリノの検出やニュートリノ振動の発見など、近年の物理学の成果において特にセンセーショナルな結果をもたらしている。この章では、ニュートリノの性質とスーパーカミオカンデ実験で得られた物理結果について述べる。

### 1.1 ニュートリノ振動

ニュートリノが有限の質量を持つか否かは 1956 年の F.Reines と C.L.Cowan がニュートリノの直接観測に成功して以来長い間謎であったが、1998 年のスーパーカミオカンデにおける大気ニュートリノ事象の解析によりニュートリノが質量を持つことが分かった [1]。

ニュートリノ振動の理論的考察は付録 A に譲る。重要なのは、ニュートリノ振動の起こる確率が二世代間の質量の 2 乗差に依存することである。ニュートリノ振動の発見はニュートリノが有限の質量を持つことを意味し、それは素粒子物理学の標準理論においてニュートリノの質量をゼロとしてきたことに見直しを迫ることになる。1998 年の大気ニュートリノ振動の発見以降、太陽ニュートリノ振動の発見や K2K 実験によるニュートリノ振動の確認がなされた。その結果、3 世代間のニュートリノ振動が確立した。

#### 1.1.1 太陽ニュートリノ

太陽は我々の太陽系唯一の恒星であり、太陽系質量の 99% 以上を占めている。古来から、太陽の存在は人類にとって永遠を象徴し、光と熱により作物などの恵みをもたらす神として崇拝の対象となってきた。太陽の熱源は古くからの謎だったが、1950 年代になり太陽の中心部に実現される高温高压環境での熱核融合によるものであることが明らかになった [2]。

太陽など主系列星の恒星は水素核融合反応により膨大なエネルギーを放出している。主系列星とはヘルツシュプルング・ラッセル図 (HR 図、図 1.1) において主系列に属する恒星のことをいう。HR 図はデンマークの天文学者ヘルツシュプルング (E.Hertzsprung) とアメリカの天文学者ラッセル (H.N.Russell) により独立に提案された、縦軸に絶対等級、横軸にスペクトル型をとった恒星の分布図で、恒星の種類や進化を示している。

太陽は絶対等級が約 5 等、スペクトルが G 型<sup>\*1</sup>で、図の中央に位置する。宇宙では平均的な恒星であ

---

\*1 表面温度が約 6000 度の状態

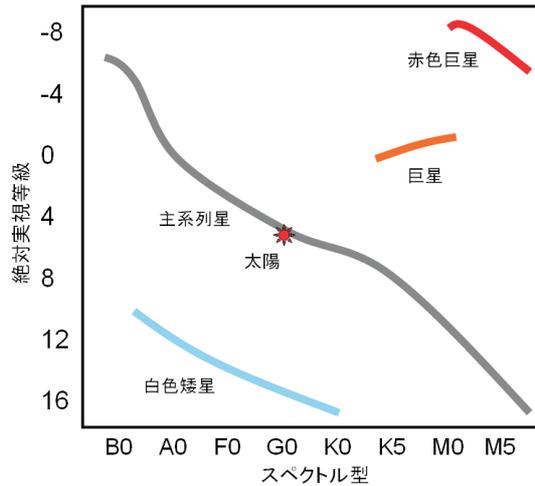


図 1.1 HR 図。培風館物理学辞典をもとに作成。

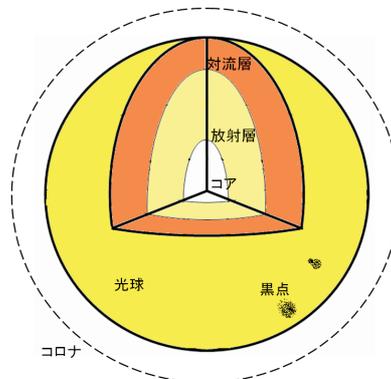


図 1.2 太陽の内部構造。培風館物理学辞典をもとに作成。

る [2]。

太陽の年齢はおよそ 50 億年と見積もられている。一方で宇宙の年齢はおよそ 140 億年と考えられ、また太陽系には超新星爆発などによりできる重金属など原子番号の大きい元素が存在していることから太陽は第二世代の恒星と考えられている。太陽の表面はガスでありはっきりとした地面は存在しないが、電磁波が内部に侵入できないため内部の様子を直接観測することができない。そのためこれまでは、太陽の大きさや輻射量、表面の状態から理論的に内部構造が研究されてきた。図 1.2 は太陽の内部構造を示している。そのような中でカミオカンデなどの検出器による 1987 年の超新星爆発ニュートリノの観測から幕を開けたのがニュートリノ天文学である。太陽ニュートリノの観測から太陽内部の情報を得ることが可能になった。

太陽ニュートリノの観測量は予想されたものより少なかった。これを太陽ニュートリノ問題と言い、太陽コロナ加熱問題<sup>\*2</sup>と合わせて太陽に関する大きな 2 つの問題だったが、太陽ニュートリノ問題はスーパーカミオカンデなどの観測により解決された (この節の後半で詳しく述べる)。

以下では太陽のニュートリノ放出過程について説明する。太陽の核融合では pp チェインと CNO サイクルと呼ばれる反応がある。太陽のような軽質量の恒星では pp チェインが優勢である。太陽が発生する

<sup>\*2</sup> コロナは太陽を取り巻く約  $10^6$  K の大気である。太陽表面が 6000K 程度なのに比べ、なぜこれほど高温なのか現在も解明されていない。

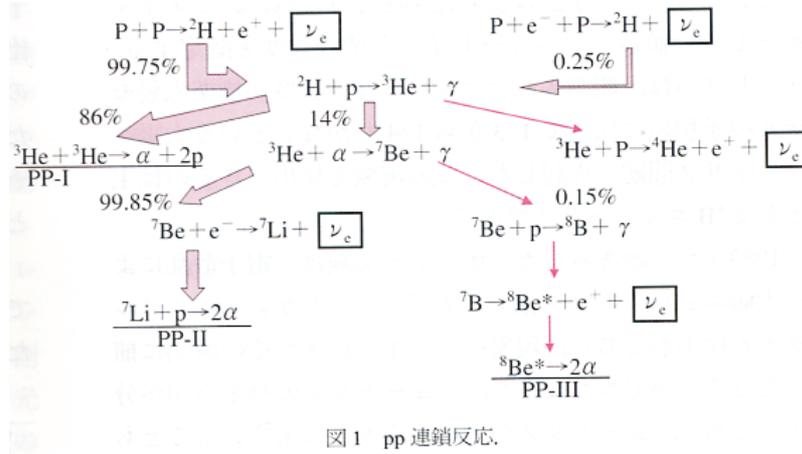


図 1 pp 連鎖反応.

図 1.3 pp チェインの模式図 [14]

エネルギーの 98.5% を pp チェインが担っている。

太陽の中心核のような高温、高圧の環境では陽子の熱運動が非常に大きく、トンネル効果によりまれに陽子同士が電磁気的反発力に打ち勝ち接近することがある。一方の陽子が  $\beta$  崩壊し、重水素ができる。

$$p + p \longrightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e \tag{1.1}$$

ここでできた陽電子は電子と対消滅してガンマ線となる。重水素はさらに陽子と衝突し、ガンマ線を放出してヘリウム 3 になる。

$${}^2_1\text{H} + p \longrightarrow {}^3_2\text{He} + \gamma \tag{1.2}$$

ヘリウム 3 同士が衝突すると陽子 2 個を出してヘリウム 4 になる。

$${}^3_2\text{He} + {}^3_2\text{He} \longrightarrow {}^4_2\text{He} + 2p \tag{1.3}$$

以上の反応をまとめると、pp チェインは次式であらわされる。

$$4p \longrightarrow {}^4\text{He} + 2e^+ + 2\nu_e + 26.7[\text{MeV}] \tag{1.4}$$

図 1.3 は pp チェインの模式図である。

この反応過程は非常に確率が小さいものの、材料となる水素の量も莫大なため、太陽は核融合に伴い大量の電子ニュートリノを放出している。

図 1.4 は太陽から放出されるニュートリノのエネルギースペクトルを示している [4]。

核融合により生成されるニュートリノは全て電子ニュートリノであるが、生成源は pp チェインの過程だけではない。ヘリウム 3 がヘリウム 4 と融合すると、ベリリウム 7 となりさらに陽子が衝突することでボロン 8 になる。

$${}^3_2\text{He} + {}^4_2\text{He} \longrightarrow {}^7_4\text{Be} + \gamma \tag{1.5}$$

$${}^7_4\text{Be} + p \longrightarrow {}^8_5\text{B} + \gamma \tag{1.6}$$

ボロン 8 は崩壊し、ベリリウムに戻りさらにヘリウム原子核に分裂する。

$${}^8_5\text{B} \longrightarrow {}^8_4\text{Be} + e^+ + \nu_e \tag{1.7}$$

$${}^8_4\text{Be} \longrightarrow 2{}^4_2\text{He} \tag{1.8}$$

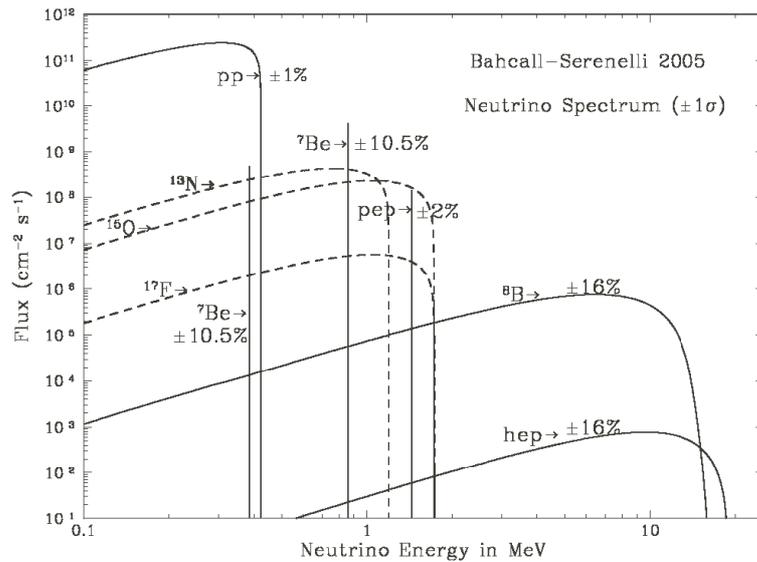


図 1.4 太陽ニュートリノのエネルギースペクトル

このようにニュートリノ発生源は複数の種類がある。それぞれでエネルギースペクトルは異なるが、スーパーカミオカンデ 3 の現在 (2007 年 12 月) の太陽ニュートリノ観測に対するエネルギー閾値は 6.5MeV なので、太陽ニュートリノの観測においては式 1.7 のボロン 8、それに以下の式で表す反応 (hep) によるニュートリノが見える。



太陽ニュートリノを初めて観測したのは 1968 年で、R.Davis らの Homestake という実験 [3] によるものである。彼はニュートリノ天文学の開拓という功績により 2002 年ノーベル物理学賞を小柴昌俊氏とともに受賞した。Homestake 実験は 1995 年まで続いた。この実験は 1949 年に B.Pontecorvo が提案した四塩化炭素を使った検出方法を採用している。検出原理は以下の式で示される。



塩素がニュートリノを吸収して不活性ガスのアルゴンになると四塩化炭素分子から遊離する。このアルゴンは放射性同位元素であり、35 日の半減期後軌道電子を捕獲して塩素に戻るが、この際オーージェ効果により電子を放出する。この電子を捕らえることでニュートリノを観測する。エネルギー閾値は 0.814MeV であり、ボロン 8 とベリリウム 7 によるニュートリノが観測された。

太陽ニュートリノのフラックスの期待値は標準太陽モデルから  $7.9 \pm 2.9\text{SNU}$  だったが観測されたフラックスは  $2.1 \pm 0.3\text{SNU}$  であり期待値の 1/3 程度だった。SNU は太陽ニュートリノ単位である。標的粒子 1 個当たりの太陽ニュートリノ捕獲率が毎秒  $10^{-36}$  個で 1SNU になる。後々の太陽ニュートリノ観測の結果、例えばスーパーカミオカンデでも同様に観測結果が理論値を下回ることとなった。これを太陽ニュートリノ問題という。スーパーカミオカンデにおける太陽ニュートリノの観測量から求められた強度は標準太陽モデルの 40.6% である [6]。

Homestake 実験の時より、この問題の解として素粒子物理学の立場からのニュートリノ振動が候補となっていた。スーパーカミオカンデ実験により、太陽ニュートリノの中にミューニュートリノやタウ

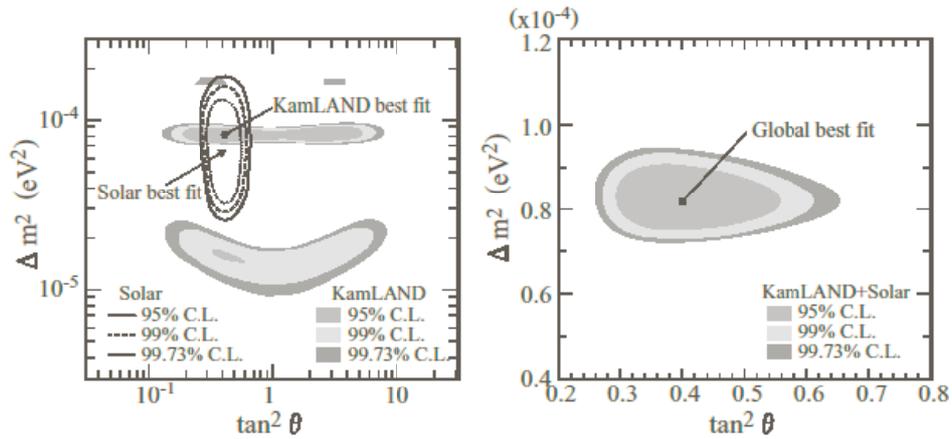


図 1.5 SK の太陽ニュートリノ実験と KamLand の観測結果によるニュートリノ振動 ( $\nu_e \rightarrow \nu_x$ ) の許容範囲 ( $\tan^2 \theta, \delta m^2$ )。

ニュートリノの成分が含まれている\*<sup>3</sup> ことが分かり、太陽ニュートリノ振動が発見されその解が正しいことが確かめられた。

ニュートリノの世代間の質量の二乗差、混合角のパラメータの決定に関する議論も行われている。(図 1.5) スーパーカミオカンデ 1496 日分の太陽ニュートリノ観測結果と KamLand の観測結果から 98.9% 信頼性で、質量二乗差は  $\delta m_{12}^2 = 8.2_{-0.5}^{+0.6} \times 10^{-5} eV^2$ 、また混合角は  $\tan^2 \theta_{12} = 0.40_{-0.07}^{+0.09}$  であると見積もられた [17]。

### 1.1.2 太陽ニュートリノ振動とエネルギースペクトル

ニュートリノが有限質量なら、ニュートリノ振動は真空中でも起こる。しかし、ニュートリノが太陽や地球の物質内を通過するとき、ニュートリノは周囲の物質(陽子、電子、中性子)と電弱相互作用を起こす。電子ニュートリノは他の世代のニュートリノと比較して電子との荷電カレントによる弱い相互作用が余分にあるため、真空中と違ったニュートリノ振動の振る舞いを示す。この効果を提唱した理論家の頭文字\*<sup>4</sup>をとって MSW 効果、または物質振動効果と言う。

前節で述べたようにスーパーカミオカンデで観測できる太陽ニュートリノは、<sup>8</sup>B と hep によるもので、SK3 ではエネルギー閾値の 6.5MeV から太陽ニュートリノエネルギーの最大値の 20MeV 程度の間が対象になっている。これまでの観測でもニュートリノ振動を確立するなどの成果を挙げることができたが、今後の更なる精密観測では太陽ニュートリノ振動と MSW 効果による以下の効果の検証が期待できる [13]。

- 0.5 ~ 5MeV でのエネルギースペクトルの歪みや電子ニュートリノ欠損
- 地球内部を通過することによるスペクトルの昼夜差 (5MeV 以下の領域)

図 1.6 は SK1 で観測された太陽ニュートリノ事象のエネルギー分布を標準太陽模型 SSM の計算値との比で示したものである。SK のエネルギー分布は系統誤差を考慮して大混合解を有力とし、他の解を排除

\*<sup>3</sup> 直接ミューニュートリノなどを観測したのではなく、電子ニュートリノが減少している結果を得て、SNO CC の結果との比較により太陽ニュートリノ振動を発見した。このような観測を disappearance(消失) 実験という。

\*<sup>4</sup> L.Wolfenstein、S.P.Mikheyev、A.Yu.Smirnov の 3 人である。

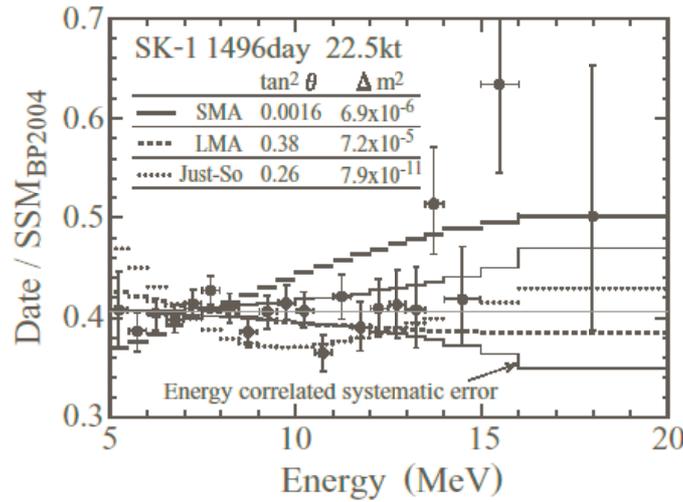


図 1.6 SK1 で観測された太陽ニュートリノ事象のエネルギー分布。SMA,LMA,Just-So は太陽ニュートリノ振動解のうち、小混合解、大混合解、真空振動解を表す

した。大混合解の場合、ニュートリノ振動と MSW 効果により図のように数 MeV 程度の低いエネルギー領域で  $Data/SSM$  の値が大きくなることが予想される。

これらの物理結果を導いていくためには、数 MeV 領域での太陽ニュートリノ観測の精度を上げていく必要がある。つまり解析に使えるデータのエネルギー閾値を下げるということである。5MeV 程度の低いエネルギー領域ではバックグラウンドによる不確定性が大きい。有意なデータを得るために、閾値周辺でのバックグラウンドの理解による解析のエネルギー閾値の引き下げと検出器の有効体積の拡大が重要となる。これらの研究について、4 章で詳しく述べる。

### 1.1.3 大気ニュートリノ

地球には、絶えず宇宙から陽子などの一次宇宙線が降り注いでいる。一次宇宙線と地球大気中の原子核の衝突により生成されるニュートリノを大気ニュートリノという。大気ニュートリノはおもに以下の反応により生成される。

$$\begin{aligned} \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu + \nu_\mu \end{aligned} \tag{1.11}$$

$$\begin{aligned} \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \\ &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu \end{aligned} \tag{1.12}$$

よってミューニュートリノと電子ニュートリノの理論的なフラックスの比は 2:1 である。スーパーカミオカンデでの結果は 1.2:1 であり、理論値とずれている。また、大気ニュートリノの飛行距離はスーパーカミオカンデのある日本上空から来るか地球反対側のブラジル上空から来るかで 10 から 13000km まで様々だが、反対側から来るミューニュートリノのフラックスが期待値の半分程度しかないことが分かった。これはミューニュートリノが飛行中にニュートリノ振動によりタウニュートリノに変化したためと考えられる。これらの結果が 1998 年にニュートリノ振動の証拠として発表された。

### 1.1.4 長基線ニュートリノ振動実験

ニュートリノ振動の存在を確実に確かめるため行われたのが長基線ニュートリノ振動実験 (以下、K2K 実験と呼ぶ) である。つくば市の高エネルギー加速器研究機構の 12GeV 陽子加速器から発射された陽子を標的にぶつけて  $\pi$  中間子を作る。 $\pi$  中間子はミュオンとミュニュートリノに崩壊してニュートリノビームを作る。1999 年に最初のニュートリノ事象の観測に成功し、2004 年までの間に合計約  $10^{20}$  個の陽子が標的に照射された。

ミュニュートリノのビームはスーパーカミオカンデで観測され、ミュニュートリノの観測量と期待される到達量が比較された。また、生成したミュオンからニュートリノのエネルギー分布の観測と期待値との比較が行われた。期待される量との違いはつくばから神岡までの飛行中にミュニュートリノがタウニュートリノに変化したためと考えられ、その変化量からニュートリノ振動を捉える。結果は大気ニュートリノのデータとよく一致し、99.99% の確率でニュートリノ振動が起きていると結論された [5]。

K2K 実験から得られた質量二乗差は  $\delta m_{23}^2 = 1.9 \sim 3.5 \times 10^{-3} eV^2$  ( $\sin^2 2\theta_{23} = 1$ , 90% C.L.) と結論された。

## 1.2 超新星に伴うニュートリノ

太陽よりもはるかに大きな質量を持つ恒星は最後に超新星爆発と呼ばれる現象を起こす。恒星の末期の姿なのに新星と付くのは、古来の人々が夜空に突然現れる光を新しい星の誕生と考えたためである。

超新星爆発は炭素爆燃型と重力崩壊型に大別される。両者ではニュートリノ放出過程も異なり、重力崩壊型のほうがより多くのニュートリノを放出する。以下、重力崩壊型に絞って話を進める。

### 1.2.1 超新星爆発ニュートリノ

核融合が進み、恒星のコアで水素が全てヘリウムになると今度はヘリウムの核融合が始まる。恒星の質量が大きいと、より中心温度と中心密度が高くなり、さらに原子番号の大きい元素での核融合が始まる。太陽程度の質量の恒星の場合だと核融合は炭素の生成までで終わり、核融合が終わった後にコアは電子の縮退圧で支えられて白色矮星として一生を終える。

一方、太陽質量の 12 倍以上の恒星の場合は核融合が炭素よりも重い元素でも生じ、核融合は続いていく。温度と圧力の増加に伴ってこれまで核融合反応の起きなかったコアの外側でも水素の核融合が始まる。鉄は最も安定な原子核なので、それ以上核融合は進まない。このように次々に核融合が誘発されていき最終的に、中心部に鉄のコアができる。このとき中心部から順に重い原素の層がまるでたまねぎのように形成されている。

核融合が止まると中心部ではコアを支えていた圧力が減少し重力崩壊が始まる。これにより鉄はヘリウムからさらに陽子と中性子にまで分解し、電子捕獲反応や光分解が始まる。

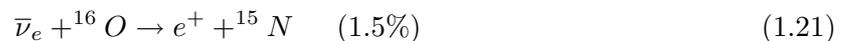
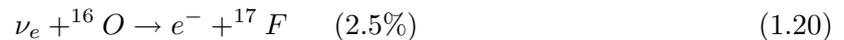


これは吸熱反応なので重力崩壊が加速し、コアは収縮していく。この反応でニュートリノに託されるエ

エネルギーはおよそ  $10^{51} \text{erg}$  である。コアの密度が  $3 \times 10^{10} \text{g cm}^{-3}$  を超えると、電子捕獲反応で放出された  $\nu_e$  も散乱され外に出ることができなくなる。この状態をニュートリノの閉じ込め、領域をニュートリノ球という。

ニュートリノの閉じ込めが起こると電子捕獲反応が抑制され、核子と原子核が混在したままコアの収縮が進む。コアの密度が  $3 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$  まで達すると、核力の斥力部分の効果でコアの収縮が止まる。そこへコアの外側の物質が超音速で降ってきて、コアとぶつかり跳ね返されて恒星の外側へ向かう衝撃波が発生する。衝撃波が通過した部分では原子核が核子に分解され、再び電子捕獲反応が起こり、ニュートリノが生成される。衝撃波がニュートリノ球の外側に達した瞬間から閉じ込められていたニュートリノは自由になり、ごく短時間に大量のニュートリノが宇宙空間へ放出される。これを中性子化バーストという。中性子化バーストによるエネルギーの持ち出しはおよそ  $10^{51} \text{erg}$  で、衝撃波の発生から中性子化バーストまでの時間は 10msec 程度である。ここまでの過程で生成されるニュートリノは全て電子ニュートリノである。

バースト後、高温になった場所では以下の式で示されるような反応から 3 世代、粒子反粒子の計 6 種類全てのニュートリノが作られる反応が起きる。



バーストから 1 秒程度でコア表面の爆発、さらに 10 秒程度でコア中心で原始中性子星が誕生する。コアの質量により、今後中性子星になるかブラックホールになるかが決まる。我々が超新星と認識する、つまり恒星表面に衝撃波が達して爆発が起こって光度が増大するのはさらに数時間後になる<sup>\*5</sup>。超新星爆発に伴って放出されるエネルギーの 99% はニュートリノが持ち去ると考えられている。そのため超新星爆発ニュートリノの観測は超新星爆発の仕組みを解明する上でとても重要なデータとなる。

これまでで唯一観測された超新星 1987A によるニュートリノ事象を紹介する。これも重力崩壊型である。

世界標準時 1987 年 2 月 23 日午前 10 時 30 分に撮影された大マゼラン星雲の写真に可視光で捕らえられたのが最初である。超新星発見の報告は翌 24 日になされた。1987A は最大 3 等級にまで増光し、肉眼で確認できる超新星としてはケプラーが発見した SN1604 以来約 400 年ぶりであった。カミオカンデでは、可視光観測より約 3 時間前の 7 時 35 分にニュートリノバーストを 11 事象観測した。バーストの時間は 10 秒ほどで、各イベントのエネルギーは 10MeV から 35MeV 程度だった。ただしエネルギー閾値は 8MeV である。この超新星によるニュートリノは米国の 8000t 水チェレンコフ検出器グループの IMB、旧ソ連の地下シンチレータ検出器の Baksan でも観測された。

図 1.7 はカミオカンデで観測されたイベントを示している [7]。

今後、銀河系内で超新星爆発が起こった場合、スーパーカミオカンデでは 8000 イベントが観測できると期待されている。検出器内での主なニュートリノの反応は、



\*5 恒星の光が地球に届くまでの時間は除く

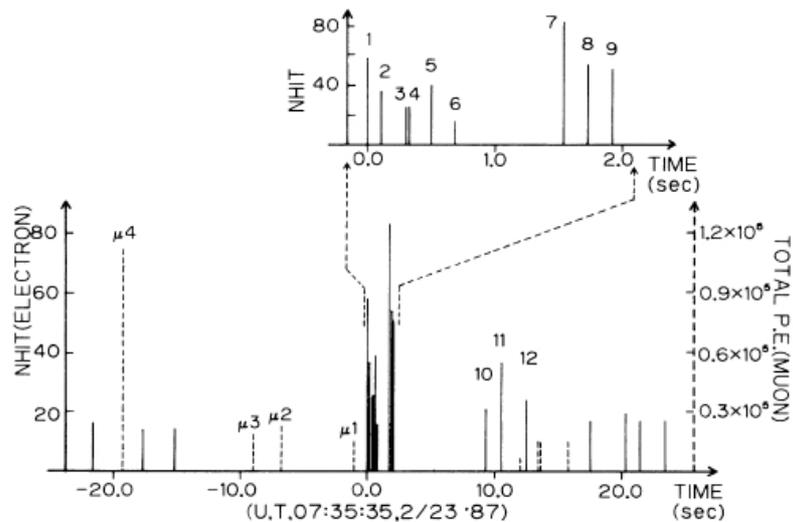
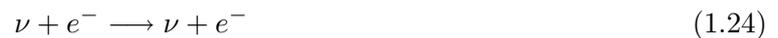


図 1.7 1987A によるニュートリノバースト

となる。荷電粒子カレント反応により生成される陽電子を観測する。また、以下の式のような中性カレント反応によるイベントも期待される。



この反応は電子とニュートリノの弾性散乱であり、電子の散乱方向がニュートリノの飛行方向と強い相関を持つため、天球における超新星爆発の位置の決定に役立つ。先程述べたように中性子化バースト事象は超新星の増光より数時間早いため、観測後すばやい解析により超新星の位置を特定できれば、各国の天文台に連絡して増光の瞬間を待ち構えて観測することが可能になる。これまで超新星の観測は全て増光してから気づくものであったので、初期の増光の様子を観測できるのは画期的なことである。

スーパーカミオカンデにおける超新星爆発ニュートリノ観測については、これまでの観測データを用いて事象の探索が行われ、平成 19 年に池田による論文が発表された [20]。

### 1.2.2 超新星背景ニュートリノ

前節の超新星爆発のニュートリノは単位時間当たりの事象数が多いものの、銀河系内における発生頻度は数十年に 1 回と見積もられている。それに対して、宇宙創生以来いたるところで起きてきた超新星爆発 (約毎秒 1 回) を起源とするニュートリノを超新星背景ニュートリノという。スーパーカミオカンデの観測データからフラックスの上限値の見積もりや事象の探索が行われている [8]。この研究は、宇宙全体における超新星爆発の歴史や、銀河形成の歴史、宇宙の質量分布などの解明に結びつく。

## 第2章

# スーパーカミオカンデ実験

スーパーカミオカンデは岐阜県飛騨市神岡町の旧鉱山跡地に建設された世界最大の水チェレンコフ検出器である。図 2.1 にその外観を示す。

鉱山地下に建設することで、観測においてバックグラウンドになる宇宙線の減少と水チェレンコフ検出器に使う大量の水を安価に調達できるという二つの利点が同時にかなう。この鉱山跡地にはスーパーカミオカンデ以外にも液体キセノン検出器によるダークマター探索の研究をする XMASS や、重力波の検出グループ、液体シンチレータ検出器によりニュートリノ検出を行う KamLAND など複数の実験グループが活動している。

スーパーカミオカンデ検出器は鉱山のある「池の山」山頂からおよそ 1000m 地下に位置する\*<sup>1</sup>。この 1000m の岩盤が宇宙線、特にミュオンを遮る役目を果たし、ミュオンのフラックスは地上のおよそ 1/100000 程度になる。

以下では、水チェレンコフ検出器の詳細に触れる。

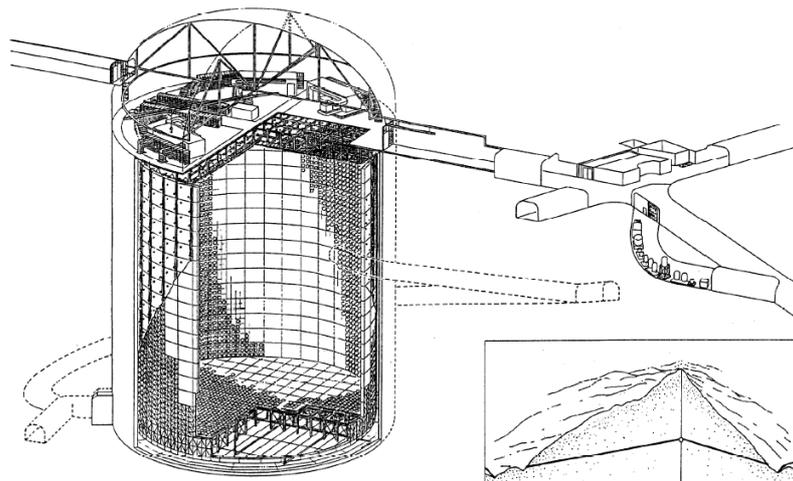


図 2.1 スーパーカミオカンデ

\*<sup>1</sup> 海拔では +370m になる

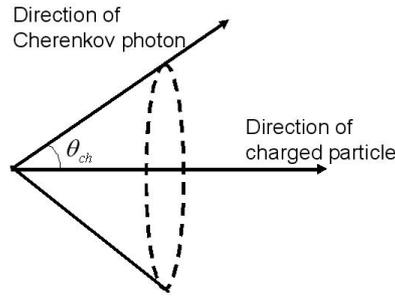


図 2.2 チェレンコフ光

## 2.1 測定原理

ニュートリノ観測には、ニュートリノと検出器の純水中荷電粒子とが散乱することで、荷電粒子が水中で発するチェレンコフ光を光電子増倍管により検出する。

荷電粒子が媒質中を通過するとき、荷電粒子の電場により周囲の粒子に誘電分極が起きる。通過する荷電粒子の速度が媒質中の光速よりも小さい場合は荷電粒子と周囲の電磁場が光子のやり取りをするが、光速を超える場合、光子は荷電粒子に追いつけずそのまま放出される。荷電粒子の進行方向と光子のなす角度  $\theta$  は、運動量保存則に従い、

$$\cos\theta = 1/n\beta \quad (2.1)$$

の関係になる。 $\beta = v/c$ 、 $n$  は媒質の屈折率、 $c$  は真空中光速。 $-1 \leq \cos\theta \leq 1$  なので、

$$v \geq c/n \quad (2.2)$$

となり、これがチェレンコフ光の発生条件 (荷電粒子速度が媒質中の光速を超える) となる。図 2.2 はチェレンコフ光の広がる様子を表す。水の屈折率は約 1.34 なので  $\beta$  が最大値の 1 のとき、放射角度は 42 度になる。

荷電粒子のエネルギー閾値は、式 2.1 より、

$$\begin{aligned} E &= mc^2/\sqrt{1-\beta^2} \\ &= n \times mc^2/\sqrt{n^2-1} \end{aligned} \quad (2.3)$$

となる。 $mc^2$  は粒子の静止質量。電子の場合、 $n=1.34$  と  $mc^2 = 0.511\text{MeV}$  を代入して閾値は 0.768MeV、ミューオンは静止質量 105MeV なので閾値は 157.7MeV、パイオンは静止質量 139.6MeV なので閾値は 209.7MeV と計算される。

一方、チェレンコフ光の強度は、荷電粒子がどのくらい光子を発生させるかで決まる。電子の場合、単位長さ  $dL$  あたりに放出するチェレンコフ光の光子数  $N$  は、

$$\frac{d^2N}{dLd\lambda} = 2\pi\alpha(1 - 1/n^2\beta^2)/\lambda^2 \quad (2.4)$$

からもとめられる。 $\alpha$  は微細構造定数、 $\lambda$  は光子の波長である。この式を積分すると、

$$\begin{aligned}
 N &= \int_0^l \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \\
 &= 2\pi\alpha l \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right)
 \end{aligned} \tag{2.5}$$

になる。水中 1cm 進むとき放出される光子数は、

l に 1cm、 $\lambda_1$  と  $\lambda_2$  にスーパーカミオカンデの 20 インチ PMT の感度波長の 300nm から 600nm を代入して、

$$\begin{aligned}
 N &= 2\pi\alpha \times 0.01 \times \left(1 - 1/(1.34^2 \times 1)\right) \left(1/(300 \times 10^{-9}) - 1/(600 \times 10^{-9})\right) \\
 &\sim 340
 \end{aligned} \tag{2.6}$$

となるので、およそ 340 個の光子が出るのが分かる。この電子が水中で失うエネルギーを考えると、チェレンコフ光の発生によるエネルギーの損失よりはとても小さく、ほとんどは周囲の原子とのクーロン散乱によるイオン化損失によるものである。電子が物質  $1g \cdot cm^{-2}$  を通過するときのエネルギー損失は Bethe-Bloch の式から求められ、

$$-\frac{dE}{dL} = \frac{4\pi N_0 Z z_2 e^4}{mv^2 A} \left[ \ln\left(\frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)}\right) - \beta^2 \right] \tag{2.7}$$

と表される。10MeV 程度の電子の場合、純水中を 1cm 進むとおよそ 2MeV のエネルギーを失うので、電子は数 cm しか走ることができない。その間に放出されるチェレンコフ光子は 1000 個程度である。この微弱な光を検出するために次の節で述べる光電子増倍管が使われている。

## 2.2 検出器

### 2.2.1 20 インチ光電子増倍管

スーパーカミオカンデ3では内水槽(2.2.2節参照)に浜松ホトニクス株式会社と共同開発した20インチ光電子増倍管(PMT)が11129本設置されている。PMTは光電面の光電材料により、光子を光電子に変換しそれをダイノードで $10^6$ 倍程度にまで増幅し電気信号として取り出す光センサーの一種で、20インチは光電面の直径を示す。図2.3はその概観図である。

光電材料には仕事関数の低い物質の中が適しており、いくつかの種類が開発されている。それらの中で目的の波長に対して最適なものを選ぶ必要がある。なぜなら、光電面で光子を光電子に変換する確率は100%でなく、また波長依存性を持つからである。この確率のことを量子効率という。量子効率 $\eta$ は次の式で示される。

$$\eta = (I_p/e)/(P/h\nu) \tag{2.8}$$

$I_p$ は光電流、 $e$ は電荷、 $P$ は入射光パワー、 $h$ はプランク定数、 $\nu$ は入射光周波数である。量子効率が100%にならない原因には、受光面表面での反射、受光面のガラスの透過率、少数キャリアの表面再結合、空乏層外吸収、空乏層内キャリア再結合がある。スーパーカミオカンデの場合典型的なチェレンコフ光の

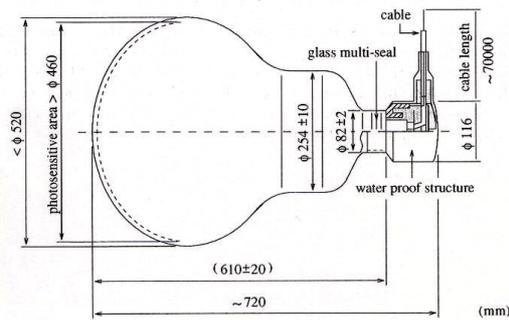


図 2.3 20 インチ光電子増倍管

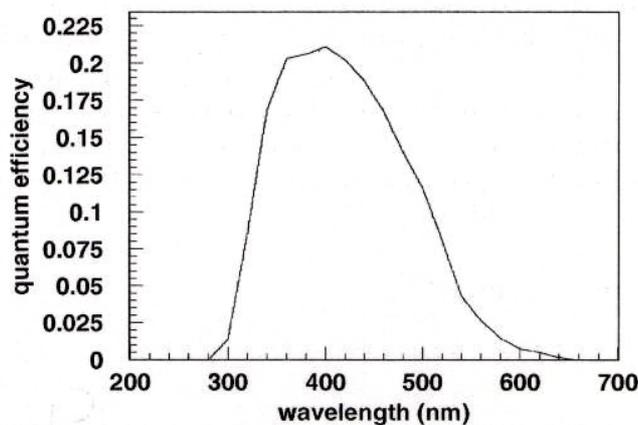


図 2.4 量子効率

波長は 390nm であり、PMT にはその波長付近で最も感度の良いバイアルカリ (Sb-K-Cs) が使われている。図 2.4 は PMT の量子効率を示している。

光電材料が塗布されている受光面には 300nm から近赤外で透過率の高いホウケイ酸ガラスが使われている。

光電面で発生した光電子は PMT に印加されている電圧により、第一ダイノードへ移動する。印加電圧は 1700 から 2000V 程度で、11 段のダイノードを通過することにより約  $10^7$  倍に増幅される。ダイノード通過前後での光電子数の比を増幅率という。これにより、1 光電子は約 2pC ほどに増幅される。ダイノードとそれらにかかる電圧は PMT の時間応答と収集効率がもっとも良くなるように設計されており、11 段のダイノードの電圧の分配比は 8:3:1.....:1 となっている。(第一ダイノードが最も分配比が高い)

PMT の大量破損の教訓から PMT は FRP \*<sup>2</sup> とアクリルでできた衝撃波防止ケースに収められている。(図 2.5) この FRP には不純物としてウランなどの放射性同位元素が含まれており、それが検出器のバックグラウンドになりうるということが分かっている。アクリルの透過率は垂直入射のチェレンコフ光に対して 95% 以上である。

\*<sup>2</sup> Fiber Reinforced Plastics (繊維強化プラスチック) の略。軽量で強度があり加工のしやすさから様々な分野で利用される素材。補強の繊維にはカーボンファイバーやグラスファイバーが用いられる。



図 2.5 衝撃波防止ケースに収められた 20 インチ PMT

### 2.2.2 内水槽・外水槽

スーパーカミオカンデの水チェレンコフ検出器は直径 39m 高さ 41m の円筒形をしており、ステンレスの枠と黒色ポリエチレンテレフタレート (ブラックシート) で仕切られた 2 重構造になっている。内側を内水槽、外側を外水槽と呼ぶ。内水槽の直径は 33.8m、高さは 36.2m である。内水槽壁面つまりステンレス枠に 20 インチ PMT が取り付けられていて、内水槽表面積における PMT の面積 (被覆率) は 40% になる。図 2.6 は内水槽に PMT が取り付けられている様子を示している。

外水槽には直径 8 インチの PMT が 1885 本設置されている。外水槽の PMT は宇宙線の事象を判別するのに使われる。エネルギーや方向の測定が目的ではないのでなるべく検出効率上がるように外水槽の壁面は白色のタイベックシート<sup>\*3</sup>でカバーされていて、8 インチ PMT 周辺には波長変換剤の板がある。また、外水槽は岩盤からの放射線によるバックグラウンドを減らす働きもある。

### 2.2.3 純水装置

この章の最初に述べたように水チェレンコフ検出器に使われる水は、鉱山のきれいな地下水を利用している。きれいといっても地下水中には微小の砂塵や鉄・ニッケル・コバルトなどの金属類、ラドン・ラジウムなど放射性元素、さらにバクテリアなどが混じっている。図 2.7 は水中にいたバクテリアの写真である。

これらの不純物は透明度の低下やバックグラウンドの要因となるので除去しなくてはならない。このために図 2.8 に示す純水装置が使われている。この装置の構成要素を水の流れに沿って (図の上部の pump から) 説明する。

#### 1 ミクロン濾過装置

大き目の砂塵、ゴミを除去する。

<sup>\*3</sup> 米国デュポン社が開発したポリエチレン不織布の一種。

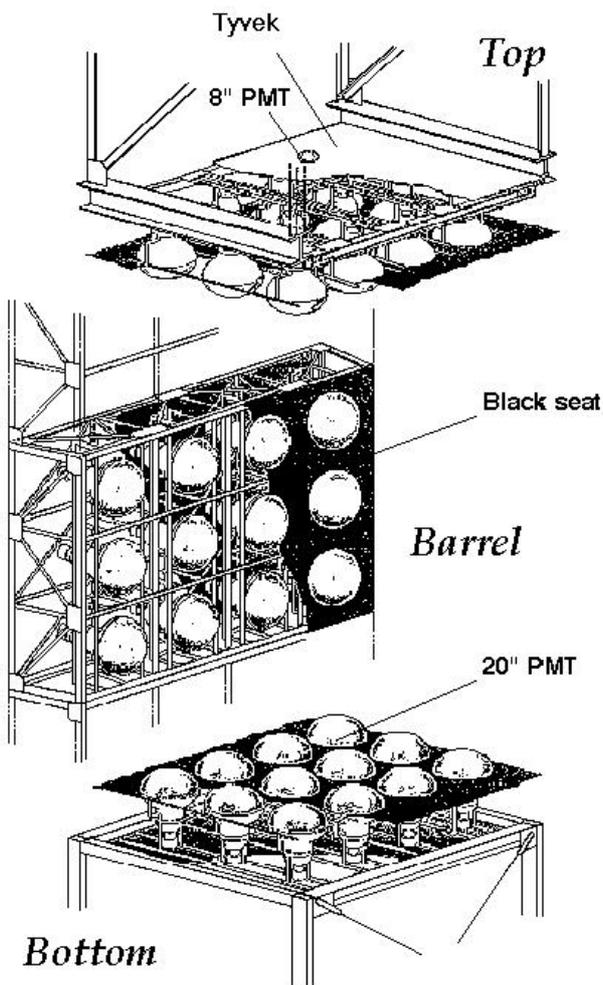


図 2.6 ステンレス枠に設置された PMT



図 2.7 水中のバクテリア

### 熱交換器

ポンプや PMT からの熱により水温が上昇するので摂氏 14 度程度に保つようにする。水温の上昇はバクテリアの繁殖、水槽内での対流などに影響する。

### イオン交換器

金属イオン除去に使われる。

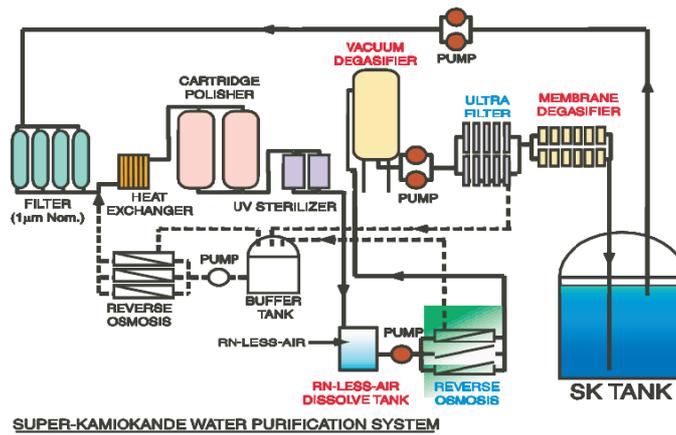


図 2.8 純水装置

#### 紫外線殺菌装置

バクテリアの殺菌を行う。

#### 真空脱気装置

水の中の酸素やラドンなどの気体分子を取り除く。

#### カートリッジ研磨器

イオン交換器。

#### ウルトラフィルター

この時点でまだ残っている名のナノメートルクラスの微小なごみを除去する。

これらの装置により純水の透明度は 100 m 近くに保たれている。チェレンコフ検出器の純水は毎時 50 t 程度の流量で純水装置に通されている。

### 2.2.4 無ラドン空気システム

図 2.9 はウラン系列の壊変過程を示している。

ラドン (Rn) は原子番号 86 の希ガス元素で安定同位体は存在しない。存在比の最も大きい Rn222(存在比 90%) はウラン系列の中で Ra226 の崩壊\*4から生成される。

ウランやトリウムなどイオン半径の大きい元素は不適合元素と呼ばれ、一般に地球深部の高密度の結晶中から排除される傾向を持つ。高密度環境で溶解した岩石が冷却固化するときに不適合元素は液相中に残り残される。地球のコアは鉄とニッケルを主成分とする超高密度状態で、その中にウランやトリウムなどはほぼ完全に含まれていないと考えられている。海洋地殻は海嶺において上部マントルの部分溶解で生成され、この過程でウランなどは海洋地殻に濃集する。大陸地殻は海洋地殻の沈み込みに伴う部分溶解で生成したマグマからできるので、ウランなどがここでさらに濃集する。約 40 億年の間に、マントルに含ま

\*4 半減期は 1600 年

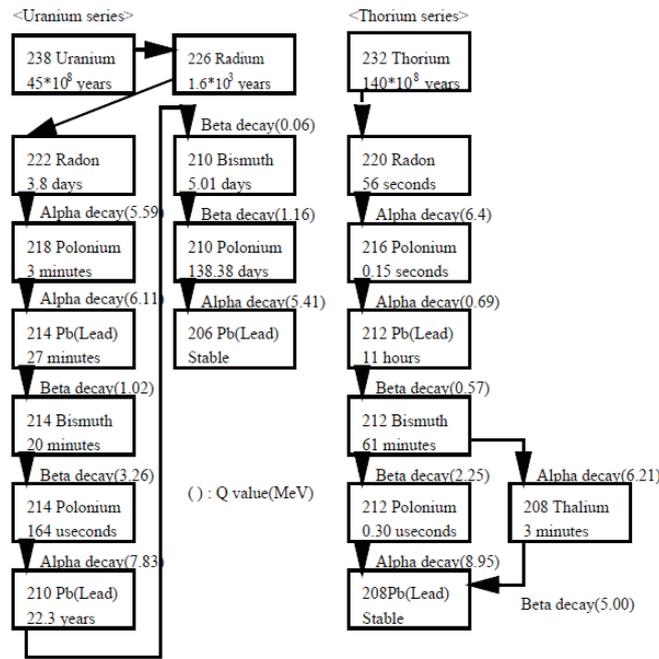


図 2.9 ウラン系列の壊変過程 [13]

れていたウランなどは大陸地殻へ濃集し、現在の地球では、全地球の半分のウラン、トリウムが大陸地殻に存在すると考えられている。(以上の説明は参考文献 [18] から引用した。)

このため、ウラン系列のラドンは地殻岩盤に近い、地下空間での空気中の含有量が地上に比べ多くなる。

ラドン温泉などの施設があるように、放射線の効果を健康に利用しようとする動きもあるが、一方で研究機関などの疫学調査では、多量の空気中ラドンを呼吸で肺に取り込むことが肺がんのリスクになることも示唆されている。そのため地下での作業、特に SK のような鉱山内では作業空間のラドン濃度に気を配る必要がある。

$\text{Rn}222$  の半減期は 3.824 日 [12] で、 $\alpha$  崩壊して  $\text{Po}218$  になる。 $\text{Po}218$  も約 3 分の半減期で  $\beta$  崩壊し  $\text{At}218$  になる。これ以降もウラン系列の壊変過程は続き、最終的に安定同位体の  $\text{Pb}206$  に落ち着く。

これらの崩壊過程で出る放射線はエネルギーが数 MeV で太陽ニュートリノのエネルギーの範囲と重なっている。例えば壊変系列の途中にある  $\text{B}218$  は 20 分の半減期で 3.36MeV のガンマ線を出す。これらの事象がスーパーカミオカンデでの低エネルギーニュートリノの観測を難しくしている要因になっている [13]。

ラドンとその崩壊生成物からの放射線の強度は、季節による鉱山内の空気の流れてかわるが、最大  $1000\text{Bq}/\text{m}^3$  程度である。空気中のラドンが純水に溶け込むのを防ぐために、このシステムが使われている。図 2.10 は無ラドン空気システム概念図である。これにより、空気中のラドン濃度を数  $\text{Bq}/\text{m}^3$  にまで減少させることができる。

## 2.3 データ処理

### 2.3.1 エレクトロニクス

PMT からの電気信号は TKO と VME という規格のモジュールで処理される。モジュールは検出器上部に設置された 4 つのハットという小屋にあり、各ハットには 12 個の TKO システムクレートと 2 個の

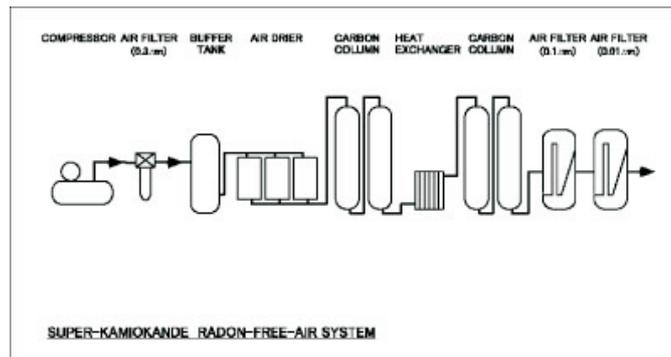


図 2.10 無ラドン空気システム

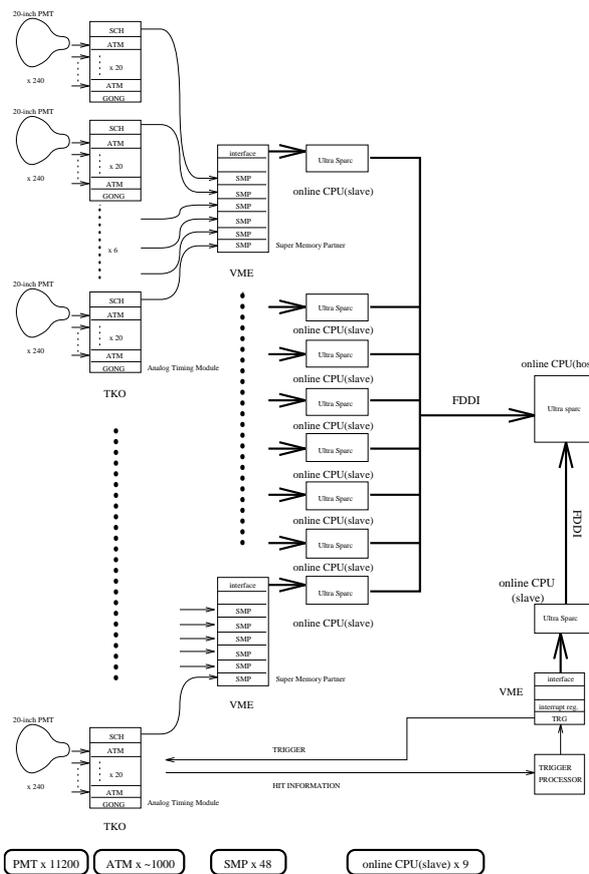


図 2.11 SK のエレクトロニクス

VME クレートがある。ひとつの TKO クレートには 20 個の ATM と SCH(Super Control Header) というインターフェイスモジュール、GONG(Go/NoGo) というトリガー信号分配モジュール、それに加算回路がひとつずつ収められている。一方、ひとつの VME クレートには 6 個の SMP(Super Memory Partner) というデータ緩衝モジュールと 1 個の SBus-VME インターフェイスが収められている。ひとつの ATM は 12 個の PMT の信号を処理する。よって 4 つのハットで  $12 \times 20 \times 12 \times 4 = 11620$  となり、スーパーカミオカンデ 3 の 11129 本の PMT 信号が処理されている。図 2.11 はエレクトロニクスの全体像を示している。

PMT の生信号はまず ATM に入り 4 つに分けられる。ひとつは 100 倍に増幅されて閾値 100mV に設定されたディスクリミネータに送られる。この閾値は増幅前の光電子 0.32 個分 (0.32p.e.) に相当する

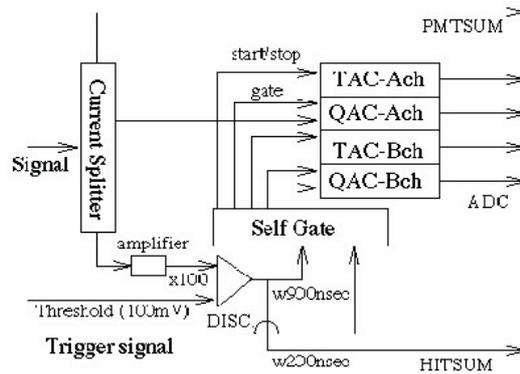


図 2.12 ATM のブロック図

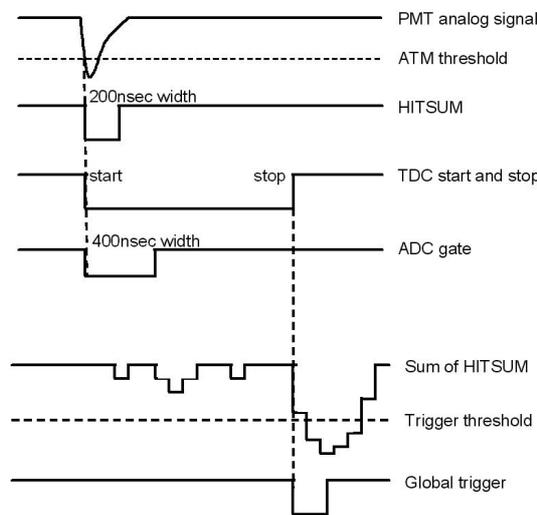


図 2.13 トリガーシステム

ものである。閾値を超える信号が来ると、時間幅 200nsec、高さ 11mV の矩形波 (HITSUM) と時間幅 900nsec、高さ 15mV の矩形波 (Hit Signal) が、ATM のフロントパネルから出力される。HITSUM は合計されて、グローバルトリガーに用いられる。Hit Signal は観測すべき事象が来た合図 (スタート信号) としてセルフゲートから QAC(charge-to-analog converter)、TAC(time-to-analog converter) へ送られる。この 900nsec の間は、後続の PMT 信号は拒絶される。(図 2.12)

4 つに分けられた PMT 信号の別のひとつは QAC へ行き、電荷が集積される。TAC はスタート時間からの経過時間に比例した電荷を蓄える。3 つ目の PMT 信号は 200nsec の delay をかけられた後に QAC、TAC に送られてストップ信号になる。電荷情報は電圧値に変換され、さらに 1.3 $\mu$ sec 以内にグローバルトリガーが来れば、ADC によりデジタル信号に変換される。グローバルトリガーが来なかったら電圧情報はクリアされる。図 2.13 は各種トリガーの関連図である。

トリガーにはおもに、HE(High Energy)、LE(Low Energy)、SLE(Super Low Energy) の 3 種類がある。それぞれのトリガーの違いは HITSUM に対するトリガー閾値の違いである。SK3(2007 年 12 月時点) では、HE が 1/10 減衰信号に対して 32mV、LE が 302mV、SLE が 212mV である。

SLE トリガーは設定閾値の低さから、環境放射線などで非常に高いレートになってしまう。そこで、SLE トリガーのイベントは膨大なデータを減らすためにリアルタイムで解析を行い、事象発生点が有効

体積内のもののみ残すソフトウェアトリガーが使われている。

### 2.3.2 データの変換

以上のようにして得られたデータは、鉱山内検出器から地上の研究棟に光ファイバーを通じて送られ、大容量の磁気テープライブラリーに保存される。このデータの PMT の光量情報と時間情報は ADC、TDC のカウント数のままなので、Calibration constant を使って photoelectron や nsec といった物理単位の値に変換される。これらの処理で得られたデータから、事象の再構成、各種物理解析に必要なバックグラウンド除去のためのリダクション (4.2 節参照) がなされ、研究が行われる。

## 第 3 章

# 検出器較正

物理実験を行う際には使用する測定器が正しく動作していることと測定精度が十分であることを確認し、必要ならば検出器の調整を行ったり、実験結果を補正するパラメータを決める必要がある。これを較正という。正しく較正が行われなければ実験の結果そのものの信頼性が損なわれるため、どのような実験においても較正は必要不可欠な作業である。検出器の再建が終わり、SK3 がスタートした際にも当然のことながら較正作業が行われた。2 章で説明したように、SK3 では全 PMT にアクリル,FRP による衝撃波防止カバーが装着されており、その点で今まで以上に較正作業に気を配る必要がある。

この章では較正作業の中でも特に自分が行った PMT の量子効率測定について、その方法と結果を詳しく説明する。また、その他較正作業の概要と結果についても述べる。

### 3.1 スーパーカミオカンデ 3 における較正作業

水チェレンコフ検出器の較正 (内水槽) については 2006 年 5 月より、以下の作業項目が行われた。

#### 時間較正

PMT の時間情報は事象の再構成のために重要な情報である。再構成が正しくされるためにはチェレンコフ光が発生した場所から PMT に届くまでの時間 TOF(time of flight) を除いて他の応答時間はそろっていなければならない。しかし PMT からモジュールまでの信号ケーブルの長さや各 PMT の出す信号の大きさにより応答時間がずれてしまうのでそれを補正しなければならない。そのために、時間較正では窒素レーザーを使って一つの PMT に対する入射光子数が 1 個程度の暗い光から ATM のカウント限界に近い 250 個の入射光子になるような明るい光までの色々な光量のデータの時間情報を解析して応答時間のずれを測定し、補正データとなる TQmap を作成した。詳細については文献 [10] を参照されたい。

#### 出力較正

内水槽に設置された 11129 本の PMT それぞれに対する印加電圧を決定する。これは同じ明るさの光に対して PMT が同じ大きさの信号を出すようにするためである。PMT の信号の大きさ ( $Q[\text{pC}]$ ) は入射光子数  $N_{\text{photon}}$ 、量子効率  $\eta$ 、増幅率  $A$  を用いて、

$$Q(i) = N_{\text{photon}}(i) \times \eta(i) \times A(i) \quad (3.1)$$

となる。i は PMT の ID 番号である。スーパーカミオカンデ実験では  $\eta \times A$  をゲインと呼ぶ。また A は次の式のように 2 つのファクターからなる。

$$A(i) = \text{global pC2pe} \times \text{relative pC2pe}(i) \tag{3.2}$$

global pC2pe とは PMT の出力 [pC] の値を p.e. に変換するファクターである。relative pC2pe とは PMT1 個ずつの相対 gain である。

PMT の増幅率はダイノードにより増幅される前後での光電子数の比になる。ダイノード 1 段あたりの増幅率を  $\delta$  とするなら単純に増幅率は  $A = \delta^N$  (N はダイノードの段数) になるが、実際には 2 章の 2.2.1 で述べたように各ダイノードにかかる電圧は違うため増幅率は以下のように表される。

$$A = (a/(N + 1)^\alpha) \times V^{\alpha N} \tag{3.3}$$

a は係数。 $\alpha$  はダイノードの種類や形で決まる係数である。これらの係数については製造メーカーで測定された値を使用した。

出力較正では  $\eta \times A$  の値が全ての PMT でそろうように、標準光源を用いて PMT の信号の測定と HV 決定を行った。細かな測定方法については文献 [9] を参照のこと。

結果、較正作業前に 9.1%(RMS) のばらつきを持っていた PMT の出力は較正後により 1.3%(RMS) の精度で一致させることができた。これはスーパーカミオカンデ 2 における 3.9% に比べて 2.6% 改良されている。(図 3.1)

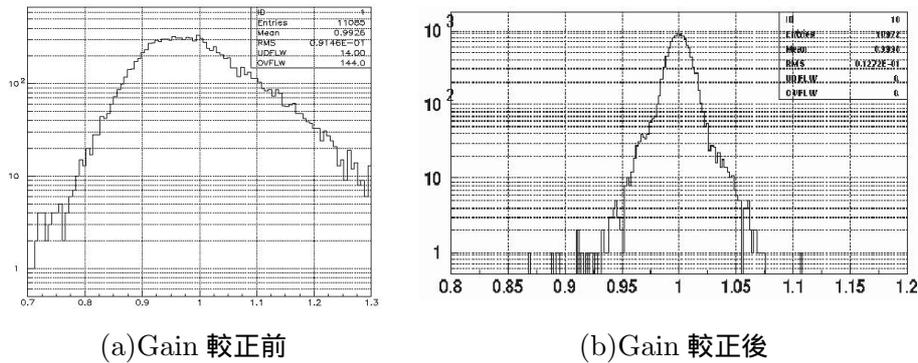


図 3.1 PMT の出力のばらつき。横軸は目標とする補正光量に対してのばらつきの度合い。

Global gain measurement

global pC2pe を求めるために、Ni 線源 (3.2.3 参照) のデータの 1p.e. チャージ分布を使った。下の表は global pC2pe の値である。

SK の期間	global pC2pe [pC/p.e.]
SK1	2.055
SK2	2.297
SK3	2.243

詳しくは参考文献 [8]。

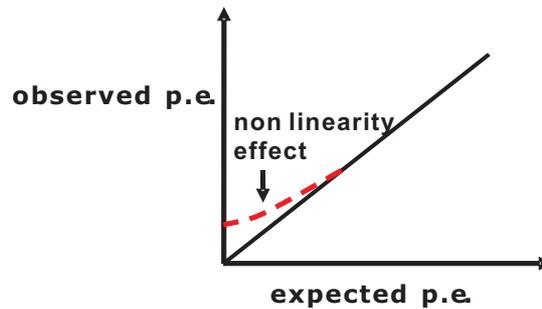


図 3.2 non linearity effect

### Relative Gain measurement

global pC2pe は各 PMT 個別に対応する値ではないので relative pC2pe が必要になる。

式 3.1、式 3.2 と式 3.5 から次の式が導かれる。

$$Q(i)/N_{hit}(i) \propto relative\ pC2pe(i) \quad (3.4)$$

光源の光量が大きく 1 個の PMT に入る光子数の多いデータで  $Q(i)$  を求め、1p.e. 分布が見えるような光量の小さなデータから  $N_{hit}(i)$  を求め、2 つの比を取ることで relative pC2pe(i) を求めることができる。詳しくは参考文献 [8]。

### Non Linearity Correction

ATM に入る PMT からの信号の大きさと ATM での計測値の関係は、1 次直線の関係になるはずである。しかし、50p.e. 以下の信号ではこの関係が崩れることが観測されている。これを non linearity effect と呼んでいる。図 3.2 はその模式図である。このエレクトロニクス起源のずれの補正を行う。

### 量子効率測定

個々の PMT の量子効率の大きさの比の測定。各 PMT のヒット数は次のように表される。

$$N_{hit}(i) \propto N_{photon}(i) \times \eta(i) \quad (3.5)$$

量子効率は  $N_{hit}$  を測定することで求めることができる。詳しくは 3.2 節以降で説明する。

### Water calibration

チェレンコフ光が純水中でどれくらい減衰するかはエネルギーの決定に大きく関わるので純水の透明度や散乱具合の測定が必要になる。スーパーカミオカンデ実験の初期はレーザー、拡散ボール、CCD カメラを用いた測定が行われた。この場合、通常の観測をストップしてデータを採らなければならないため、SK1 の後期から SK2 にかけて非常に弱いレーザー光を使った測定法が採用された。この方法だと通常の観測中と同時に行うことができる。現在検出器には 8 つのライトインジェクターが設置されている (図 3.3)。

検出器上面から底面へ向かうレーザー光のデータには側面の PMT にもヒットがある。これはレーザー光の軸の向きから離れた方向に光が散乱していることを示している。このデータを解析することで、純水の散乱や吸収の情報を得ることができる。

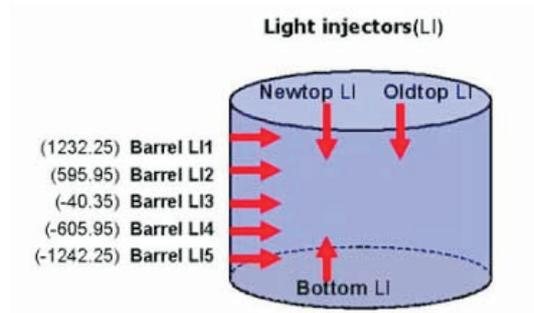


図 3.3 ライトインジェクターの位置。円柱は検出器内水槽を表している

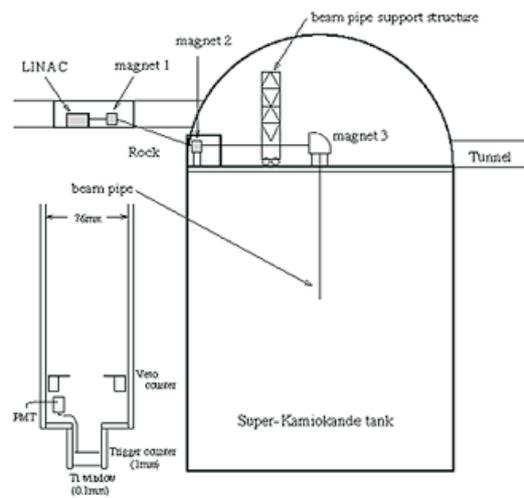


図 3.4 Linac システムの概観

### Cone Generator

人工的にマルチリングのチェレンコフ光を作り出す装置を作り、大気ニュートリノからの  $\pi^0$  事象などのシミュレーションに活用する。

### Linac calibration

太陽ニュートリノなどのエネルギースペクトルが関係する解析のためにエネルギーの絶対値の系統的誤差を 1% 以内に抑える必要がある。そのための精密エネルギー較正に使われるのが Linac である。Linac は電子ビームを作り出す線形加速器である [11]。

その性能を表 3.1 に示す。電子ビームは任意のサイズと運動量を得ることができ内水槽上部に開けられた複数の穴を使って色々な場所でビームを検出器内に打ち込むことができる。Linac を使って、太陽ニュートリノによる  $\nu_e \rightarrow \nu_e$  散乱の電子を再現できる。これにより電子事象の位置、角度、およびエネルギーの精密較正が可能である。

### DT calibration

DT 中性子発生装置により検出器内で





図 3.5 Linac のビームパイプ

エネルギー範囲	5~16MeV
強度	~0.1electrons/bunch (adjusted by the intensity of electron gun)
バンチ数	up to 60 bunches/sec, typical 10~30 bunches/sec
ビームエネルギーの分散	≤ ±0.3%
ビームサイズ	~ 10 <sup>-7</sup> torr in accelerator tube
真空度	≤ 10 <sup>-4</sup> torr in beam pipe

表 3.1 Linac の諸性能

という反応を起こす。発生した中性子が純水の酸素原子核と反応することで窒素の同位体ができる。



<sup>16</sup>N は半減期 7.13 秒で β 崩壊し最大 4.3MeV の電子と 6.1MeV のガンマ線を出す。これは低エネルギーのエネルギー校正とトリガー効率の測定に用いられる。

## 3.2 量子効率の測定

### 3.2.1 目的

2章で述べたように PMT には量子効率があり、全ての入射光子が光電子に変換されるわけではない。個々の PMT の量子効率の違いはスーパーカミオカンデ実験のように非常に暗い光を観測する実験において光量の見積りに与える影響は無視できない。なぜなら一つの PMT に一個の光子しか入らないような低いエネルギーの事象に対してエネルギーの再構成するときには光電子数 (PMT の出力信号の大きさ) ではなく PMT のヒット数 (1 事象に対して幾つの PMT が反応したか) で求めるからである。(なぜヒット数を用いるかは 4 章に詳述)

そのために、SK2 において QE テーブルという各 PMT の量子効率の大きさの比の値が求められた。この QE テーブルは事象のエネルギー再構成をする際に補正係数として使われた。また QE テーブルはスーパーカミオカンデ検出器に関する事象の MC 計算を行う際にも PMT のパラメータとして使われた。

今回 SK3 は新たに約 5000 本の PMT を使用するので、QE テーブルも SK3 のためのものが必要となる。ここより以降で本論文のメインテーマの一つである QE テーブル作成について詳しく説明する。

### 3.2.2 測定原理

測定原理を簡単に述べると、検出器内に低光量の光源を置いてデータを採り、各 PMT のヒット数を数えてその大小を比べることで QE テーブルが作られる。PMT のヒット数と量子効率の関係は数学的にはポアソン分布から示される。

ポアソン分布は放射性同位体の崩壊のような起こる回数の平均値は一定ながらも、いつ起こるかはランダムであるような事象に関係する。ポアソン分布は以下の式で表される。

$$P(x, \lambda) = \exp(-\lambda) \frac{\lambda^x}{x!} \quad (3.8)$$

光源から 1 回光が出たとき 1 個の PMT で発生する光電子の期待値を  $\lambda$  とし、1 個の PMT に  $x$  個の光電子が発生するとする。すると、全ての確率を足し合わせていくと次の式になる。

$$1 = P(0, \lambda) + P(1, \lambda) + P(2, \lambda) + P(3, \lambda) + \dots \quad (3.9)$$

ヒットの確率は、

$$\begin{aligned} \text{ヒットの確率} &= P(1, \lambda) + P(2, \lambda) + \dots & (3.10) \\ &= 1 - P(0, \lambda) \\ &= 1 - \exp(-\lambda) \\ &= 1 - \left(1 - \lambda + \frac{\lambda^2}{2} + \dots\right) \\ &= \lambda - \frac{\lambda^2}{2} + \dots \\ &= \lambda \quad (\lambda \ll 1) \\ &= N_0 \times QE \end{aligned}$$

となる。 $N_0$  は PMT に入射する光子数である。これより量子効率が PMT のヒット数に比例することが分かる。

### 3.2.3 Ni 線源

量子効率測定に使う光源にはニッケルのガンマ線によるチェレンコフ光が用いられる。そのための光源がニッケル線源 (図 3.6) である。その構造は図 3.7 のようになっている。

円柱形の容器はポリエチレン製で中にニッケルワイヤーのかたまりと純水が入っている。円柱の中心軸上部には写真のように穴が開いていて、そこにアクリル容器に入れた  $^{252}\text{Cf}$  を穴の一番奥にセットし、穴の残りの部分にさらにニッケルワイヤーの入ったビニール袋を詰め込む。総重量は約 10kg になる。

カリフォルニウムは原子番号 98 の超ウラン元素で安定同位体は存在しない。同位体のうちの一つである  $^{252}\text{Cf}$  は半減期は 2.65 年で崩壊モードは、97% が  $\alpha$  崩壊する。



$\alpha$  崩壊の際にはおもに 6.19MeV(84%) と 6.08MeV(15.8%) のガンマ線を伴う。



図 3.6 ニッケル線源の写真

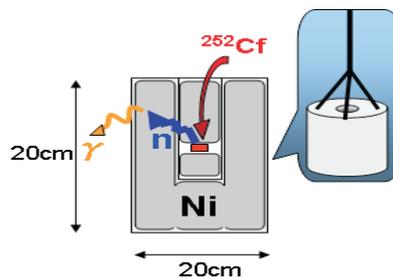


図 3.7 ニッケル線源の構造

図 3.8  $^{252}\text{Cf}$  の密封線源

残りの 3% は自発核分裂をする。その際平均 3.8 個の中性子とエネルギーの合計が 8MeV のガンマ線が平均 10.8 個放出される。一個の中性子の平均エネルギーは約 2MeV である。そのため  $^{252}\text{Cf}$  は中性子線源や非破壊検査などに利用される。またこの同位体は原子炉内で  $^{235}\text{U}$  が中性子の捕獲を繰り返してできるので、原子炉建設後最初の中性子源となる。

今回の測定では 2006 年 3 月 1 日時点で 3.7MBq のステンレス密封線源 (図 3.8) を使用した。

ニッケル線源においてはカリフォルニウムの自発核分裂で放出される中性子が利用される。この中性子が、アクリル容器内にある純水中の陽子と数マイクロ秒で平均 18 回の弾性散乱をおこして熱化する。つまり容器中の純水は減速材の役割を果たしている。弾性散乱を繰り返した中性子はエネルギーを失っていき、やがて周りの原子の熱運動と平衡状態になる。この状態を熱中性子化という。すると散乱断面積が大きくなりニッケル原子と反応する確率が上がる。それにより起こるニッケル原子と中性子の反応を  $\text{Ni}(n, \gamma)\text{Ni}^*$  と書く。この反応による発生したガンマ線が容器から出て、検出器の純水中で散乱しチェレンコフ光が発生する。図 3.9 [11] は  $\text{Ni}(n, \gamma)\text{Ni}^*$  の同位体による違いである。天然存在比

Reaction	natural abundance of Nickel (%)	capture cross section (barns)	$\gamma$ energy (MeV)
$^{58}\text{Ni}(n,\gamma)^{59}\text{Ni}^*$	67.88	4.4	9.000
$^{60}\text{Ni}(n,\gamma)^{61}\text{Ni}^*$	26.23	2.6	7.820
$^{62}\text{Ni}(n,\gamma)^{63}\text{Ni}^*$	3.66	15	6.838
$^{64}\text{Ni}(n,\gamma)^{65}\text{Ni}^*$	1.08	1.52	6.098

図 3.9  $\text{Ni}(n,\gamma)\text{Ni}^*$  反応の同位体による違い

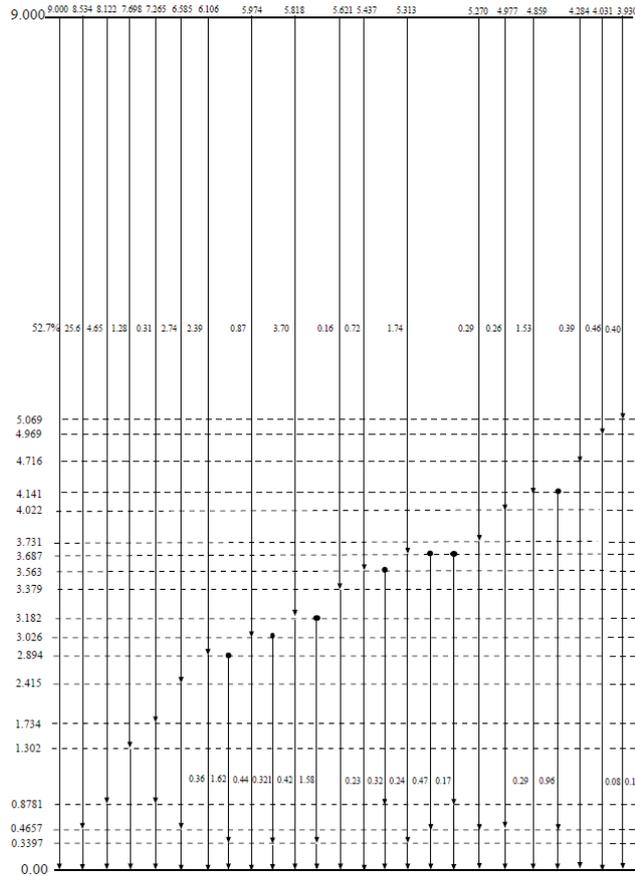


図 3.10  $\text{Ni}(n,\gamma)\text{Ni}^*$  反応の遷移ダイアグラム

は安定同位体である  $^{58}\text{Ni}$  が最も多く、散乱断面積も大きい。よってこの反応から得られるガンマ線は  $^{58}\text{Ni}(n,\gamma)^{59}\text{Ni}^*$  からの寄与が最も多い (67.88%)。また  $^{58}\text{Ni}(n,\gamma)^{59}\text{Ni}^*$  の遷移ダイアグラムは図 3.10 [11] のようになっている。

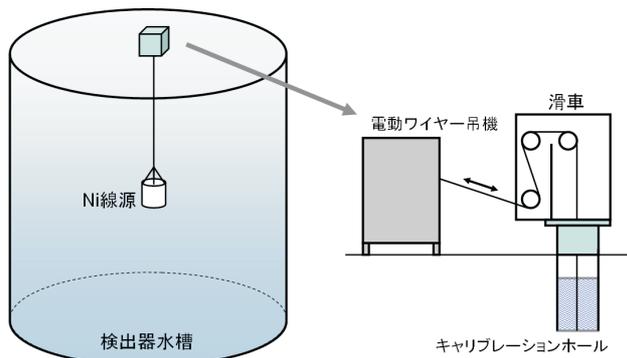
ニッケル線源からのチェレンコフ光は PMT に届く頃には拡散して 1 光子レベルの光になっているので測定原理で述べたポアソン分布の  $x=1$  を満たす。

ニッケルに吸収されずにニッケル線源の外へ出てしまった熱中性子はすぐに検出器の純水に捕獲され  $H(n,\gamma)D$  反応を起こす。このとき 2.2MeV のガンマ線が放出される。

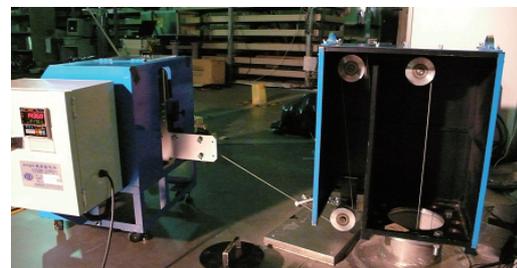
### 3.2.4 セットアップ

図 3.11 は量子効率測定の設定アップの模式図とセットした様子を示している。ニッケル線源はステンレスワイヤーに取り付けられ、内水槽に吊り下げられる。吊り下げる高さは電動式のワイヤー吊機により 1mm 単位で調節ができる。吊り下げるのに使用した穴 (キャリブレーションホール) の座標は  $(+0.353, -0.707)$  [m] である。

Ni 線源にはガンマ線の出る頻度に上下非対称性が認められている。よって Cf 線源を入れる穴を上向き (normal) にしてぶら下げたデータと、その逆で穴を下向きにしてぶら下げたデータ (upside down) と 2 つのデータを採り、ヒット数の結果には平均値を使うようにした。



量子効率測定の設定アップの模式図



量子効率測定の設定アップの写真。  
このあと滑車部分にふたをしてさらに  
ブラックシートをかけて光漏れを防ぐ。

図 3.11

### 3.2.5 データセット

Ni 線源による較正用データ (以後”Ni データ”と呼ぶ) は SK3 の較正が始まってからは 2006 年 8 月以降ほぼ 1 ヶ月に 1 回のペースで採られていて、monthly calibration(付録 C 参照のこと) に使われている。QE テーブル作成のためには純水の水質が検出器内で安定しており上下対称性の少ない時期のものがよい。

純水の水質の状態を知るために内水槽の純水の温度分布を参考にした。図 3.12 は複数の時期に測定された検出器内水槽の純水の温度分布を示している。もし水槽の上部と下部で純水が混ざり合っているなら温度分布は上下で差が小さく、水質 (透明度など) も水槽内の場所に依存せず一様に近い状態であると考えられる。図を見ると 2006 年 10 月 11 日のときの温度分布が最も平坦になっている。

また monthly calibration の結果からもこの時期の水質は対称性がよいことが分かっている。

よって、今回 QE テーブル作成のために、2006 年 10 月 12 日のデータを使用した。Ni 線源の位置は  $(x,y,z)=(0.353,-0.707,0.0)$  [m] である。Cf の放射線強度は 2006 年 10 月 12 日時点で 3.2MBq と推定されている。

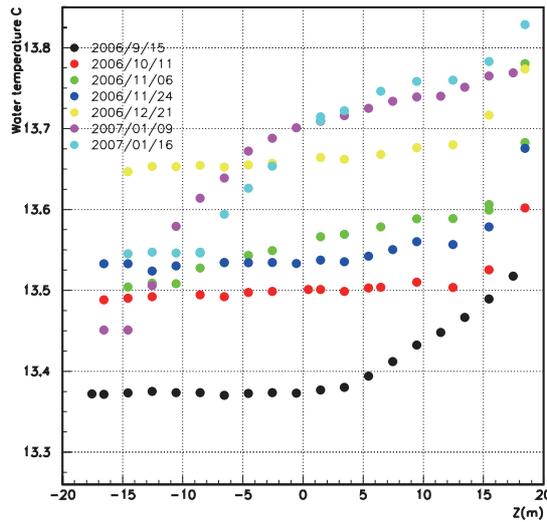


図 3.12 検出器内水槽純水の温度分布。横軸は Z 方向の位置、縦軸は水温。

### 3.3 Ni データの解析

#### 3.3.1 事象の選択

得られたデータから各 PMT のヒット数を計算するためには Ni 線源による事象だけを選ばなければならない。以下で今回使用した事象選択条件の説明をする。また SK2 での量子効率測定の際の設定と比較する。

#### 事象発生点分布

図 3.13 は事象発生点分布を示している。事象発生点はチェレンコフ光の時間情報などを使って求められる。この図を見ると Ni 線源が置かれた位置に大きなピークがありこれが Ni 線源からのガンマ線によるものである。

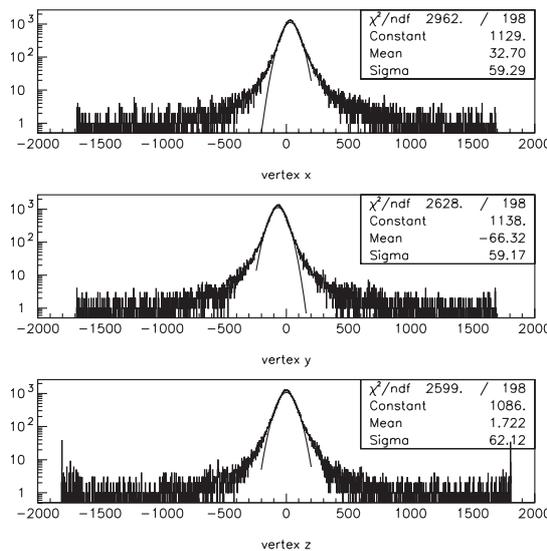


図 3.13 Ni データの事象発生点分布、横軸は [cm]

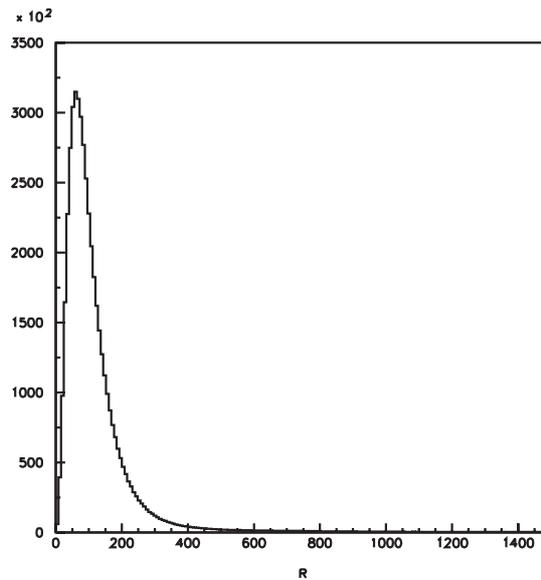


図 3.14 Ni 線源から事象発生点までの距離、横軸は [cm]

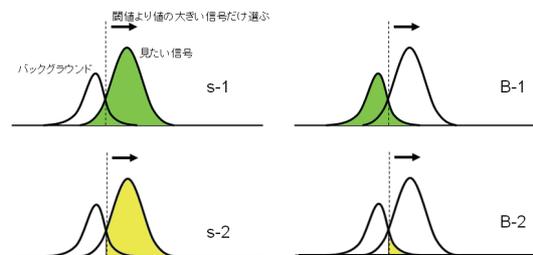


図 3.15 significance の求め方

図 3.14 は線源から事象発生点までの距離 (rver とする) である。Ni 線源の事象を選ぶために

$$rver < 4.0[m] \tag{3.12}$$

を満たす事象だけを選択した。これは SK2 のときと同じ距離である。

### N50 分布

$Ni(n, \gamma)Ni^*$  反応のガンマ線は 6MeV から 9MeV 程度であり、バックグラウンドとなるラドンなどの放射線のエネルギーは 5MeV 程度なので、エネルギーの大きさによる選択も有効になる。

図 3.16 左は N50 分布を示している。これは 50nsec 時間幅に入るヒット数 (4 章で詳述) を表しており、チェレンコフ光の明るさと関連している。

図を見ると、N50=40 付近にピークがある。この図を見ただけでは、Ni ガンマ線の事象とバックグラウンド事象の区別は難しいが、Ni 線源をセットせずにとったデータ (図 3.16 真ん中) からバックグラウンドのピークは N50=24 程度であることが分かる。また今回の Ni データよりも強度の弱い Cf 線源を使ったときのデータ (図 3.16 右) を見ると、rver が 4m 以内の事象と 4m 以上の事象で N50 分布が違い、4m より外ではバックグラウンド事象がほとんどであることがはっきりする。

バックグラウンド事象を除くために N50 の閾値を決める。そのために significance が最大になる N50 の閾値を求める。significance は次の式で定義する。

$$significance \equiv s/\sqrt{B} \tag{3.13}$$

s は (カットをかけて残った信号の数/カットする前の信号の数)、B は (カットをかけて残ったバックグラウンドの数/カットする前のバックグラウンドの数) である。図 3.15 で説明すると、

$$s = (s_1 \text{ の緑の面積} / s_2 \text{ の黄色の面積}) \tag{3.14}$$

$$B = (B_1 \text{ の緑の面積} / B_2 \text{ の黄色の面積}) \tag{3.15}$$

となる。

N50 の閾値をいろいろと変えて significance を求めた結果が次の表である。

N50 閾値	significance
15	1.022
18	1.054
21	1.093
24	1.150
27	1.241
30	1.272
31	1.287
32	1.324
33	1.319
36	1.281
39	1.212

これより N50 の閾値を 32 とした。また SK2 では N50 の閾値は 16 であった。現在の値の半分になっているのは SK2 の間は内水槽の PMT の数が SK3 の半分だったためである。

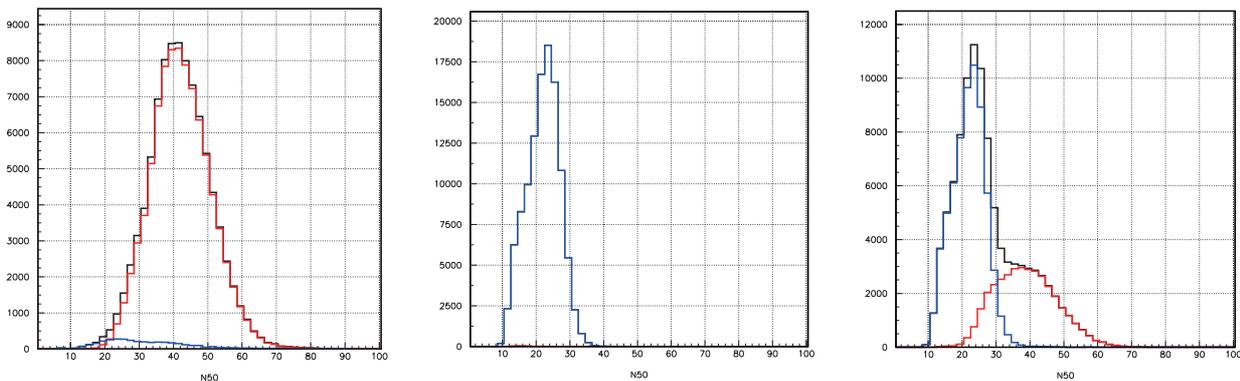


図 3.16 左は Ni データの N50 分布、真ん中は Ni 線源なしでのデータの N50 分布、右は強度の弱い Cf での Ni データの N50 分布である。各図で黒線は全ての事象の分布、赤線は  $r_{ver} < 4.0m$  の事象だけの分布、青線は  $r_{ver} > 4.0m$  の事象だけの分布になっている。

### 光量

N50 分布のカットでは Ni ガンマ線よりも低いエネルギーのバックグラウンドを除いた。逆にミュオンなど高エネルギーの事象を除くために、1 事象における PMT の信号の大きさの和 (QISMSK) を使う。QISMSK > 1000p.e. の事象を除くようにした。SK2 では QISMSK > 500p.e. である。

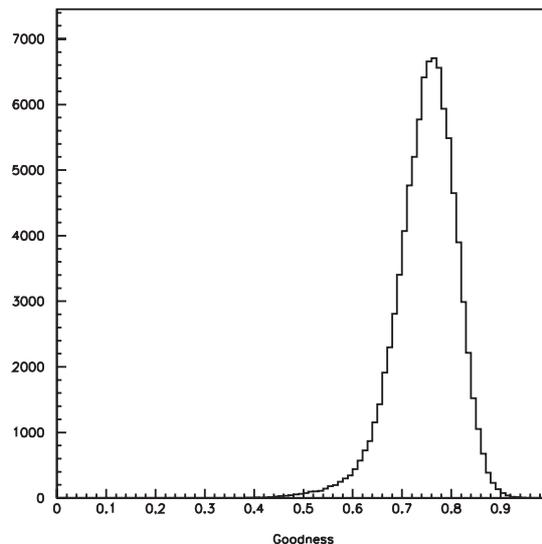


図 3.17 goodness 分布

#### goodness 分布

goodness の値から事象選択を行う。goodness については4章の事象再構成の説明(式 4.3)で詳述している。 $goodness > 0.4$  となる事象のみを選択した。図 3.17 は Ni データの goodness 分布を示す。

#### 時間分布によるカット 1

ある事象の起こった時刻を記録しておいて、そこから  $5\mu$  秒以下に起きた事象はカットする。これは光を受けた後に PMT が出す電氣的ノイズによる事象を除くためである。また、ミューオンによる大光量事象の後には電気ノイズが長く続くことがあるので  $QISMSK > 1000p.e.$  の事象から  $100\mu$  秒以内の事象は除くようにする。

#### 時間分布によるカット 2

これまでの項目は事象の選択だった。これらのカットにより選ばれた有効事象 1 つ 1 つの中には、内水槽のどの PMT がヒットしたかが記録されているので、以下のような方法で各 PMT のヒット数を数え上げていく。

SK では内水槽 11129 本の PMT について 1 から 11146 までの識別番号 (cable number) が付けられている<sup>\*1</sup>。まず解析のプログラム内に 11146 個の要素を持つ配列を用意する。各要素が 1 個 1 個の PMT に対応する。例えば、最初の有効事象では cable number が 1 と 10 と 12 と 25 の PMT がヒットしていたとする。そしたら配列要素 1,10,12,25 に +1 する。次の有効事象で cable number の 12,60,100,110 がヒットしていたら今度は配列要素 12,60,100,110 に +1 する。この時点で cable number=12 には 2 つのヒットがあったので配列要素 12 の値も 2 になっている。これを最後の有効事象まで繰り返すと各 PMT のヒット数が求まる。

だが、有効な事象の中には Ni ガンマ線のチェレンコフ光が発生したのと偶然同じ時間に発生したダー

<sup>\*1</sup> 両方の数が合わないのは、識別番号の中には実際には PMT が設置されていないものがあるためである。これは、SK1 では PMT が 11146 本設置されていたのだが、SK3 では PMT に衝撃波防止ケースが取り付けられたために、ひとつの PMT の占有する空間が大きくなり、検出器のカドでは取り付けができない場所ができたためである。

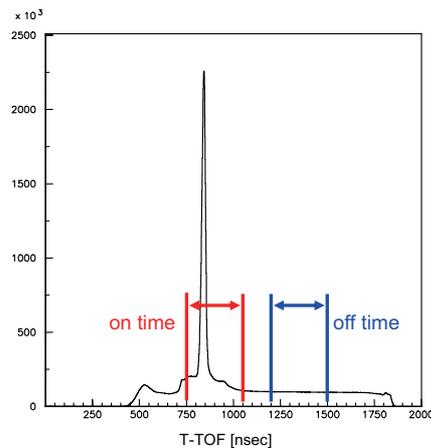


図 3.18 T-TOF 分布

クノイズなどがヒットとして扱われているため、それは数え上げるのに含めないほうが良い。ひとつの事象の中であるヒットが Ni ガンマ線のチェレンコフ光によるものかどうかを判別するために時間情報を使う。

図 3.18 は各 PMT についてのヒット時間  $T$  から TOF を引いた値の分布である。

850nsec 付近にあるピークが Ni ガンマ線のチェレンコフ光のヒットなので 750-1050nsec の時間幅 (on time) に入ったヒットを数える。それとは別に 1200-1500nsec の時間幅 (off time) でのヒット数を数える。off time にあるヒットはダークノイズによるものである。すべての有効事象で数え上げが終わったら、各 PMT ごとに on time のヒット数から off time のヒット数を引く。これによりダークノイズによるヒットを除く。

### 3.3.2 ヒット数の幾何学的補正

以上の方法で事象の選択とヒット数の数え上げができた。だが PMT ごとに Ni 線源からの距離や入射方向、反射効果、水質などによりヒット数に影響が出る。これは量子効率とは関係がないので QE table を作る際にはこれらの効果を補正する必要がある。

距離や入射方向のような幾何学的な補正については Ni 線源の位置が既知なので PMT ごとに決まった値を算出できる。一方、反射効果は検出器の隅において顕著になるものでどのように反射するかはランダムである。また水質についても時期ごとに変化するので決まった計算式を用いての補正は難しい。よってこの 2 つの効果については、Ni 線源の事象を再現したモンテカルロ計算を行ってシミュレーションデータを作り、本物の Ni データと比べることで効果を取り除く。モンテカルロを使った補正については後述する。

まず距離の補正であるが 3 次元空間のある点で発生した光は距離の二乗に比例して拡散する。よってヒット数についても各 PMT について Ni 線源からの距離  $R$  の二乗を計算してヒット数に掛ける。

また入射方向については入射方向 (見込み角) によって有感面積が変化することに対応して式 3.16 のように見込み角  $\theta$  に依存する関数  $F(\theta)$  である。図 3.19 は見込み角の定義、図 3.20 は  $F(\theta)$  のグラフ

になる。

$$F(\theta) = 0.205 + 0.524 \times \cos\theta + 0.390 \times \cos^2\theta - 0.132 \times \cos^3\theta \quad (3.16)$$

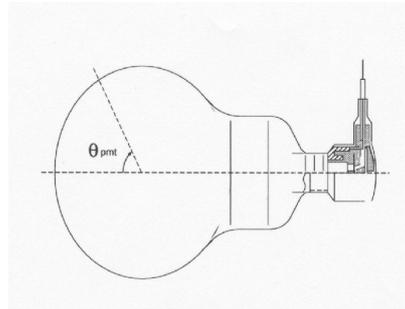


図 3.19 見込み角の定義

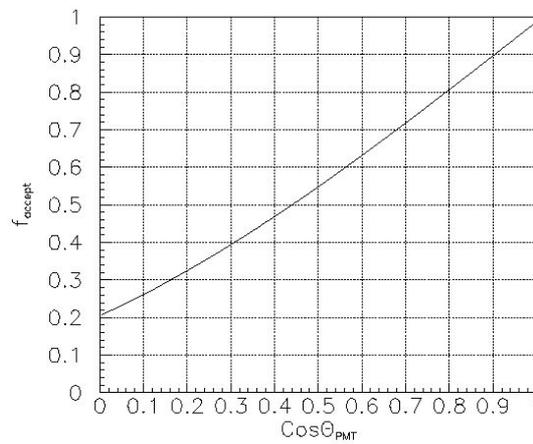


図 3.20 見込み角の補正関数

さらに測定時間 (livetime[秒]) で割ることでデータごとにヒット数の比較ができるようにする。  
 以上をまとめると cable number = i の PMT のヒット数は以下の式で示される。

$$hit_{corr}(i) = hit(i)/livetime \times R(i)^2/F(\theta(i)) \quad (3.17)$$

図 3.21 は Ni 線源を normal 向きにセットしたデータでの、距離などの補正の前後でのヒット数の 1 次元分布と 2 次元分布を示している。図を見るとヒット数が Ni 線源との位置関係により大きく違いが生じているものが補正されていることが分かる。

これにより求められた  $hit_{corr}(i)$  を規格化する。

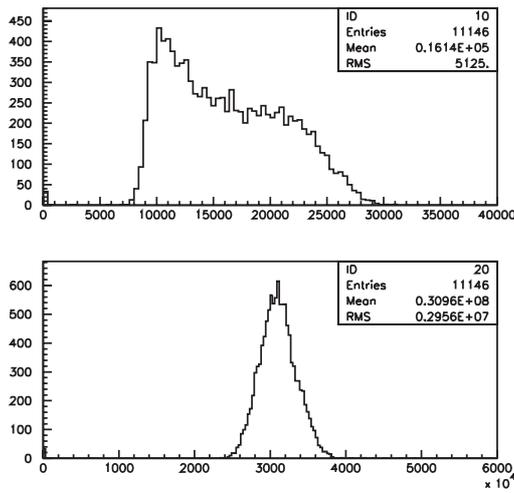
$$hit_{norm}(i) = \sum hit_{corr}(i)/N \quad (3.18)$$

N は PMT の数。さらに Ni 線源の向きが normal と upside down とで値を平均化する。

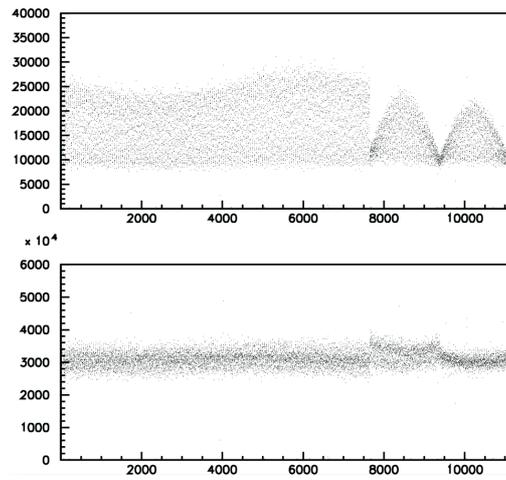
$$hitrate(i) = (hit_{norm-normal}(i) + hit_{norm-upside}(i))/2 \quad (3.19)$$

図 3.22 は Ni 線源の向きによる hitrate(i) の違いを示している。hitrate(i) の分布の上下方向の違いを top bottom asymmetry というパラメータで表すことにする。

$$top\ bottom\ asymmetry = (< top > - < bottom >)/ < barrel > \quad (3.20)$$



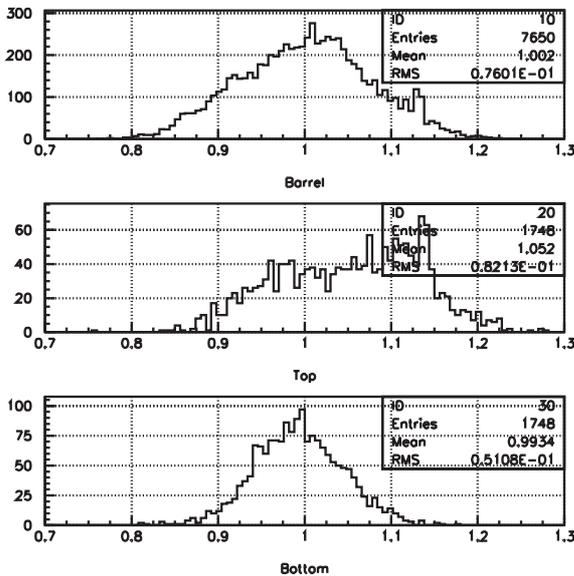
(a) ヒット数の1次元分布



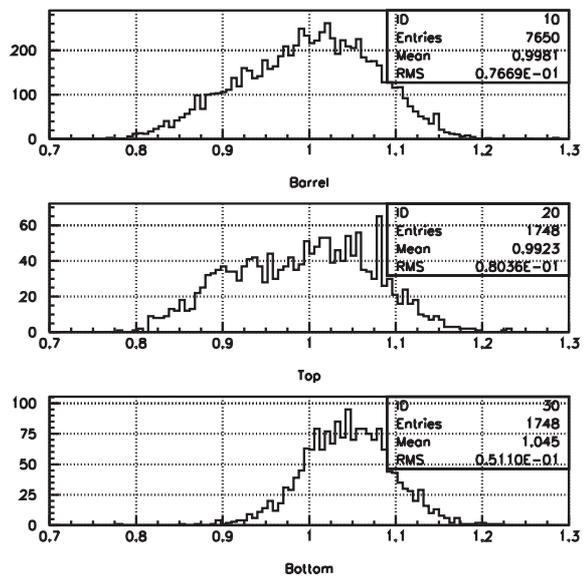
(b) ヒット数の2次元分布

横軸は cable number 縦軸はヒット数

図 3.21 Ni 線源を normal 向きにセットしたデータで、(a),(b) とともに上段は補正をする前のヒット数  $hit(i)$ 、下段は補正後のヒット数  $hit_{corr}(i)$  である。cable number は 1 から 7650 番までが側面の PMT、7651 から 9398 番までが上面の PMT、9399 から 11146 番までが底面の PMT になっている。



(a) normal 向きでの hitrate

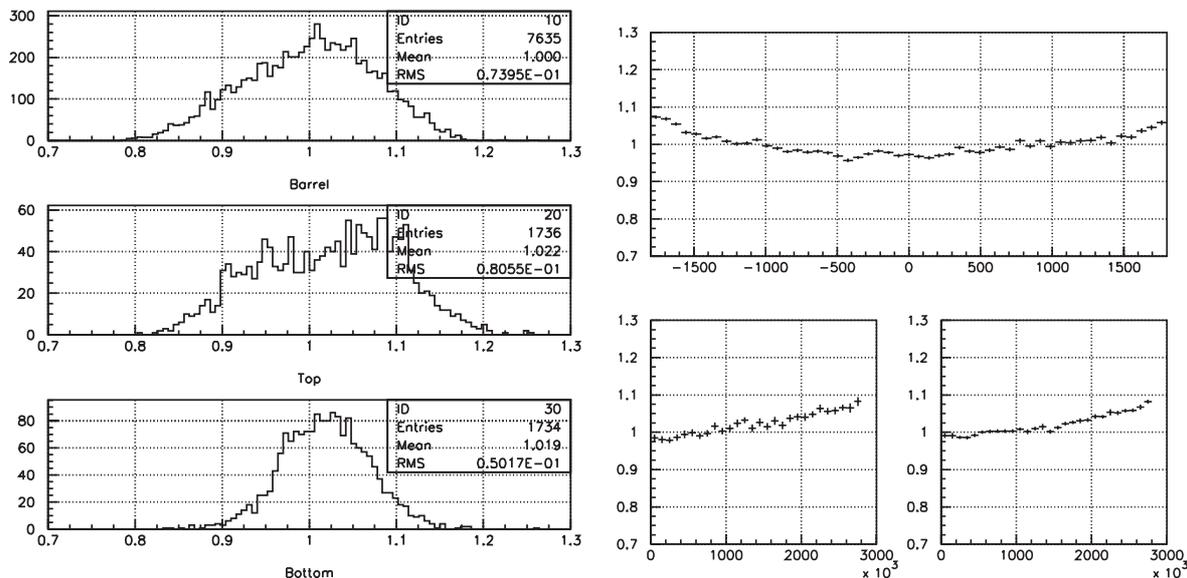


(b) upside down 向きでの hitrate

図 3.22 Ni 線源の向きによる hitrate の違い。左右の図それぞれで上から側面の PMT、上面の PMT、底面の PMT と分けている。横軸は  $hitrate(i)$  の値。

と定義する。 $\langle \rangle$  は平均値を表す。図 3.22 より、Ni 線源が normal 向きのデータの top bottom asymmetry は  $(1.052-0.9934)/1.002=0.0585$ 、upside down のデータでは  $(0.9923-1.045)/0.9981=-0.0528$  となり、11.1% の違いがある。

以上のようにして求められた  $hitrate(i)$  は各 PMT のヒット数の大きさの比になっている。例えば  $hitrate(100) = 0.97$ 、 $hitrate(200) = 1.01$  ならば cable number=200 の PMT が cable number = 100 の PMT より 4% ヒット数が大きいということになる。図 3.23 は  $hitrate$  の分布を示す。



(a)  $hitrate$  の 1 次元分布

(b)  $hitrate$  の 2 次元分布

図 3.23  $hitrate$  の分布。左は図 3.22 と同じ書式。右図は上が側面 PMT の分布で横軸が  $Z$ [cm]、縦軸が  $hitrate$ 。下の二つは左が上面 PMT 右が底面 PMT の分布で、横軸は円柱中心からの距離の二乗 [cm<sup>2</sup>] 縦軸が  $hitrate$  になっている。横軸が二乗なのはヒストグラム 1bin あたりに含まれる PMT の数を等しくするためである。

### 3.4 QE テーブルの完成、考察

#### 3.4.1 NiMC による補正の方法

$hitrate(i)$  の値を求めることができた。しかしこのままでは反射や水質の効果を含んでいるため Ni モンテカルロ計算 (NiMC) の結果を使って補正を行う。NiMC の作成の際には水質に関するパラメータなどを設定する必要がある。これは、純水中の光の透過率の結果に影響する。今回はレイリー散乱の強さを決めるパラメータ (ARAS) を調整することで透過率を変えた。レイリー散乱とは波長より小さな微粒子による光の散乱で、一様な媒質中に微粒子がランダムに存在しているときに特に重要である。モンテカルロ計算において、レイリー散乱の確率は ARAS と光の波長  $\lambda$ [m] から次の式で計算する。

$$\text{レイリー散乱確率} = (ARAS) \times 2.332 \times 10^8 / \lambda^4 \tag{3.21}$$

ARAS がいくつになるかを定める際には、以下の手順を行った。

1. ARAS の値を色々を変えて、それぞれで NiMC のデータを作成する。

2. できた NiMC データを Ni データと同様の条件で事象選択、ヒット数の数え上げを行い hitrate の値を求める。

3. 各 cable number 同士で hitrate の比を取る。 $ratio(i) = hitrate_{Ni\ data}(i) / hitrate_{NiMC}(i)$

4. ratio(i) の値を仮の QE テーブルとして図 3.23(b) と同じ形式で図にする。

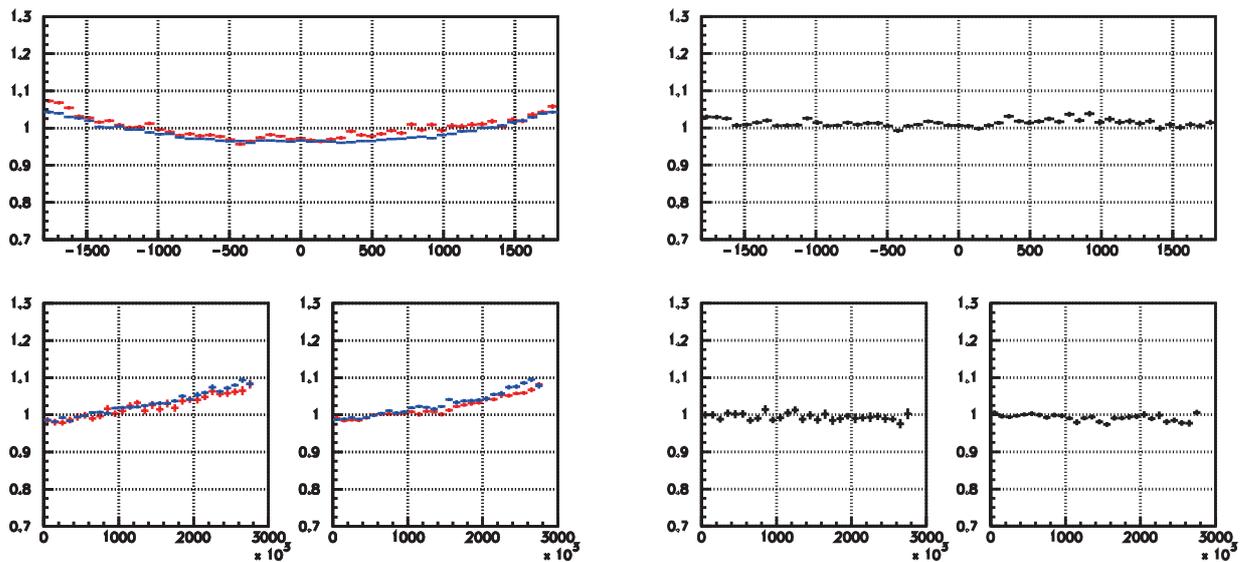
5. 内水槽各場所の分布に対し直線でフィットを掛け、その直線のカイ二乗の値を求め、側面、上面、底面でのカイ二乗の値の和を求める。

6. カイ二乗の和が最も小さくなったときの ARAS の値を採用する。

ARAS をカイ二乗の和を比べて求めるのは以下の理由によるものである。

この解析を行った 2007 年 3 月時点では、純水の透過率測定は行われていたものの、SK3 における水質のパラメータ測定はまだ完了しておらず、ARAS の値などは決定していなかった。そもそも水質のパラメータを決めるためには QE table の入った SK3 モンテカルロ計算が必要なので、先に QE table を完成させる必要があった。また、製造時期、品質が似通った SK3 precalib PMT と分類される約 400 本の PMT [9] が検出器内水槽に均等に配置されているので、これらの PMT で図 3.23 右と同じような図を作った場合、平らな分布になると期待されるからである。また PMT 全体についても同様の結果が期待される。そのため、透過率の調整を ARAS に集約させて上記の方法をとった。

### 3.4.2 補正の結果



(a) hitrate(i) の 2 次元分布赤は Ni データ、青は NiMC

(b) NiMC により比を取った結果

図 3.24 Ni データと NiMC

図 3.24a は Ni データと NiMC の hitrate(i) の結果を重ね描きしたものである。b は比を取った結果 ratio(i) の分布である。

最後に QE が 1 から非常に大きくずれてしまっている PMT や設置されて入るが、正常に機能していない PMT の扱いについて説明する。これらの PMT に対しては、図 3.24b の結果にさらに次の調整を加えた。

1. ratio(i)=0 になった 34 個の PMT は ratio(i)=1 とする。

2.  $ratio(i) < 0.1$  の 2 個の PMT は  $ratio(i)=1$  とする。
3.  $ratio(i)=3.8$  の 1 個の PMT は  $ratio(i)=1$  とする。
4.  $1.3 < ratio(i) < 1.5$  の 9 個の PMT は  $ratio(i)=1.3$  とする。

この作業を経て 11129 本の PMT の相対的量子効率をまとめた QE テーブルが完成した。

完成した QE テーブルから作った相対的量子効率の 1 次元分布 (図 3.25) の値は、平均値 1 に対して 0.8 から 1.2 までばらついていることが分かった。

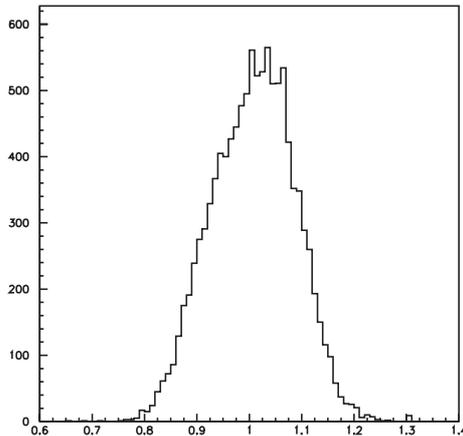


図 3.25 相対的量子効率の 1 次元分布。横軸は  $ratio(i)$

### 3.4.3 誤差の評価

相対的量子効率の誤差を見積もる。

#### 統計誤差

normal 向きの  $N_i$  データについて  $hit(i)$  の平均  $N$  は 16140 である。統計誤差は以下ようになる。

$$N \pm \sqrt{N} = 16140 \pm \sqrt{16140} = 16140 \pm 127 \quad (3.22)$$

誤差の伝播 [15] を考慮し、 $hit_{norm-normal}(i)$  の相対誤差を求める。

$$\frac{\delta r}{r_{data}} = \frac{\delta N}{N} = 0.0079 \quad (3.23)$$

となった。

upside down のデータについても同様に計算すると

$$\frac{\delta r}{r_{MC}} = 0.0079 \quad (3.24)$$

となったので、 $hitrate(i)$  の相対誤差は次のようになる。

$$\frac{\sqrt{0.0079^2 + 0.0079^2}}{2} = 0.0056 = 0.56\% \quad (3.25)$$

NiMC のデータについても同様に誤差の大きさを計算すると 0.0040 であった。よって統計による相対誤差の大きさは以下ようになる。

$$\begin{aligned} \frac{\delta r}{r} &= \sqrt{0.0056^2 + 0.0040^2} \\ &= 0.0069 \\ &= 0.69\% \end{aligned} \tag{3.26}$$

系統誤差

時間分布によるカット 2(3.3.1 節) の、カットする条件を変えて算出した ratio(i) と図 3.24(b) の ratio(i) の値の比の 1 次元分布の RMS を求めた。on time、off time とともに時間幅を 300nsec から 100nsec とし、より狭い範囲でヒット数の数え上げを行った。結果、1 次元分布は RMS=0.0086 となった。条件を変えることで、0.86% の違いが見られる。これは計測方法による系統誤差となる。

相対的量子効率の誤差の大きさは次のようになった。

$$\sqrt{0.0069^2(\text{統計誤差}) + 0.0086^2(\text{系統誤差})} = 0.011 \tag{3.27}$$

また、QE テーブルの系統誤差とは別にデータの選択での違いも見た。今回 QE テーブルのために使ったデータはおよそ 40 分ほどの測定時間だが、これを前半と後半の半分ずつにデータを分けて、それぞれで hitrate の計算を行った。その違いは 0.24% となった。さらに、QE テーブルのデータとは別の日に得た Ni データによる hitrate との比較も行った。これは水質の違いでどのような影響があるかを示す。どの時期のデータと比べるかで結果は異なるが、2006 年 10 月と比べて Ni データの top bottom asymmetry の値に近い 2006 年 12 月 (+0.2%)、値が離れている 2007 年 6 月 (-7.8%) のデータを対象にした。時期による違いについては付録 C を参照。違いは 2006 年 12 月とで 0.44%、2007 年 6 月とで 3.7% となった。

3.5 出力較正との一致

QE テーブルができたことにより、検出器 PMT の出力較正、ゲイン較正、量子効率測定の結果が出揃ったことになる。3 つの較正が上手くいっていれば、式 3.1 より、 $Q(i)/(\eta(i) \times A(i))$  の値は一定になると期待される。図 3.26 は  $Q(i)/(\eta(i) \times A(i))$  の分布を確認したものである。

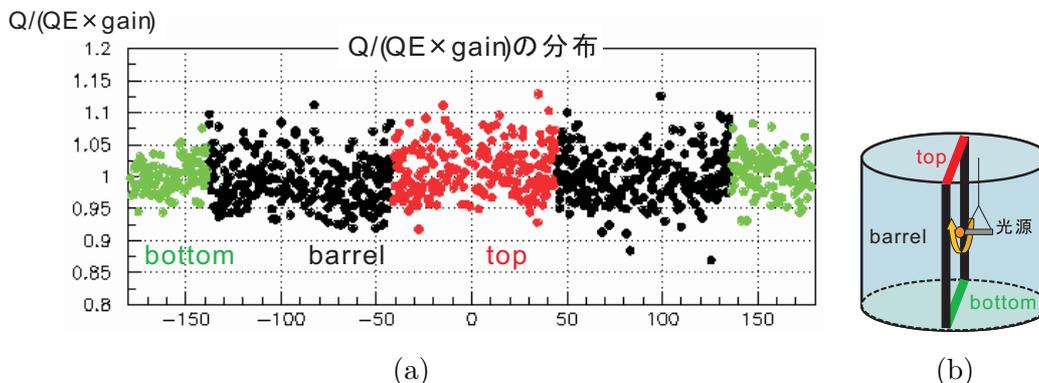


図 3.26 (a)  $Q(i)/(\eta(i) \times A(i))$  の 1 次元分布、(b) a 図の横軸の定義

この結果は水平な分布となり、top bottom asymmetry は 0.8% となった。出力較正、ゲイン較正、量子効率測定の結果が3つのかみ合っており、検出器較正は精度よく行われたことを示している。

### 3.6 PMT の製造年と量子効率の関係

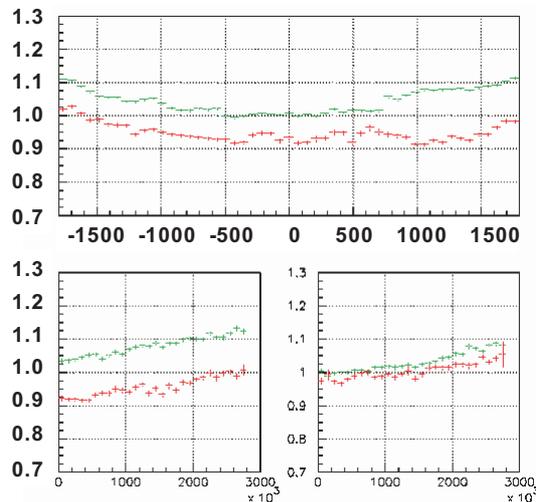


図 3.27 PMT の種類で分けた hitrate(i) 分布。赤が SK2PMT、緑が SK3PMT である。

図 3.27 は SK2PMT と SK3PMT で分けたときの hitrate(i) の分布である。SK2PMT とは SK1 開始時から使用している PMT である。半数が破損した後も無事だったものは SK3 でも引き続き使用されている。SK3PMT とは再建作業時に足りない PMT を補うため新たに購入したものである。

hitrate(i) の平均は SK3PMT のほうが 10% ほど高いことが分かる。また SK2PMT だけで見ると top bottom asymmetry は  $-5.0\%$ 、SK3PMT だけでは  $+4.5\%$  で逆になっている。top bottom asymmetry が逆になったことは偶然の結果であるが、このために検出器全体としては対称性がよくなっている。

PMT の種類によりこのような違いが生じるかは、PMT の配置と製造年が関係している。

図 3.28 は SK3PMT の製造年と検出器内での PMT の配置の関係である。SK3PMT は 2003 年から 2006 年初頭にかけて製造されたものである。新しい PMT ほど下のほうに配置されている。

一方で図 3.29 左より、新しい PMT ほど hitrate(i) が下がっている様子が伺える。これは右の図の浜松ホトニクスが測定した結果ともある程度一致している。SK3PMT の top bottom asymmetry はここから生じている。

同様の図を SK2PMT について見たものが図 3.30 と図 3.31 である。SK2PMT は 1991 年から 1997 年にかけて製造された。図を見ると、配置は SK3PMT 同様新しいものほど下にあるのだが、hitrate(i) は SK3PMT と逆に新しいものほど高い。浜松ホトニクスのデータも傾向が一致している。そのため SK2PMT の top bottom asymmetry は負の値になっている。

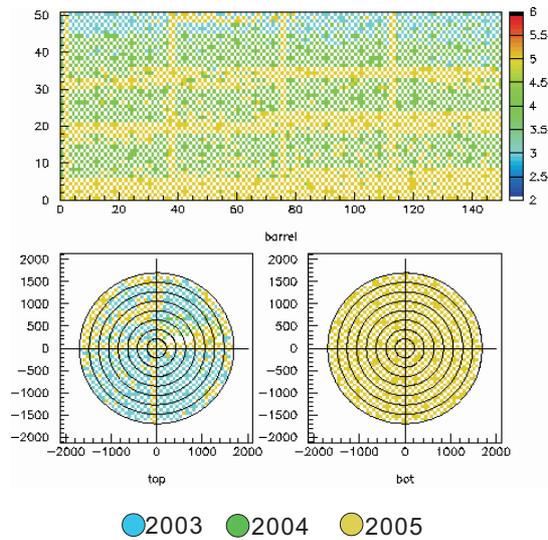


図 3.28 SK3PMT の配置。上の長方形は内水槽側面の展開図で、横軸は PMT の列、縦軸は PMT の行の値になる。側面には PMT が  $z$  方向に 51 段、水平方向に 150 列並んでいる。下二つの図は左が上面、右が底面の PMT の配置を示している。この二つの図は横軸、縦軸ともに単位は [cm] である。

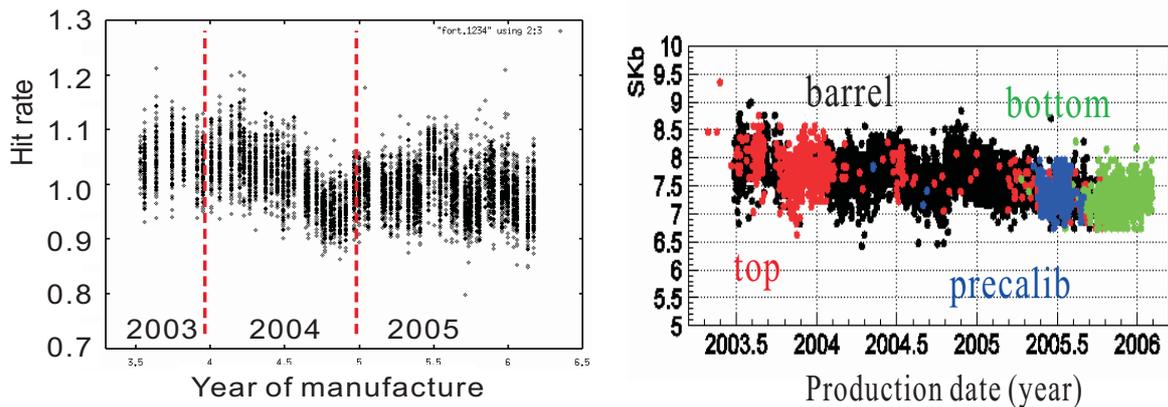


図 3.29 左の図は横軸が SK3PMT の製造時期、縦軸が  $hitrate(i)$  で、今回の Ni データによるものである。右は浜松ホトニクスで測定された結果で、横軸は製造時期、縦軸は  $Skb$  と呼ばれるカソード電流を入射光 (青色 LED) の強度で割った値である。

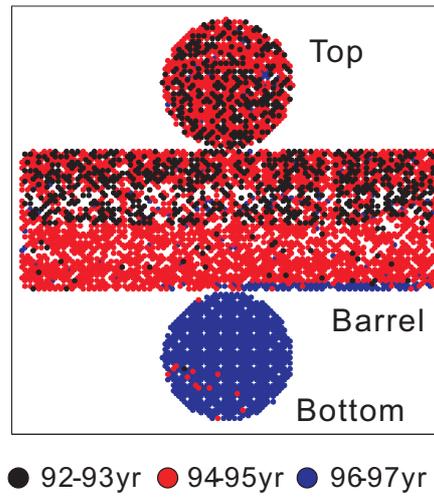


図 3.30 SK2PMT の製造年と配置

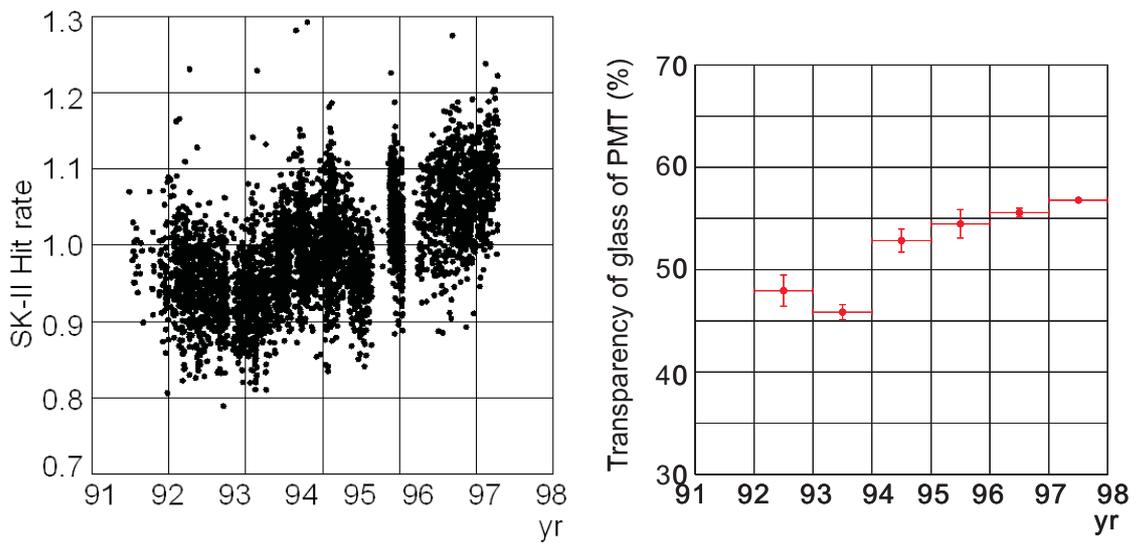


図 3.31 左は SK2PMT の製造時期と hitrate の関係 (SK2 当時に得られた Ni 線源のデータによるもの)。右は浜松ホトニクスでの測定結果で横軸が製造年、縦軸が PMT のガラスの透過率 [%] である。

## 3.7 新しい Ni 線源

図 3.6 の線源は既に述べたようにガンマ線の出方が上下非対称なため、向きを変えてデータを取り平均化する必要があった。これはスーパーカミオカンデの通常の観測時間を減らしてしまう欠点がある。そのため対称性のよい新しい Ni 線源が作られた。ここでは現在既に使用中のものと、開発中のものと一緒に説明する。

### 3.7.1 酸化ニッケルを使った線源

図 3.32 は新しく作られた Ni 線源である。これは直径 18cm のポリエチレンペレットをアラルダイトエキボシレジンで球形に固めたものでできていて、樹脂には酸化ニッケル (NiO) の粉末が均等に混ぜ込まれている。ポリエチレン球には中心を貫通するように細かい穴が開いており、図 3.8 の線源を入れて上下から真鍮の棒で蓋ができるようになっている。



図 3.32 新しい Ni 線源

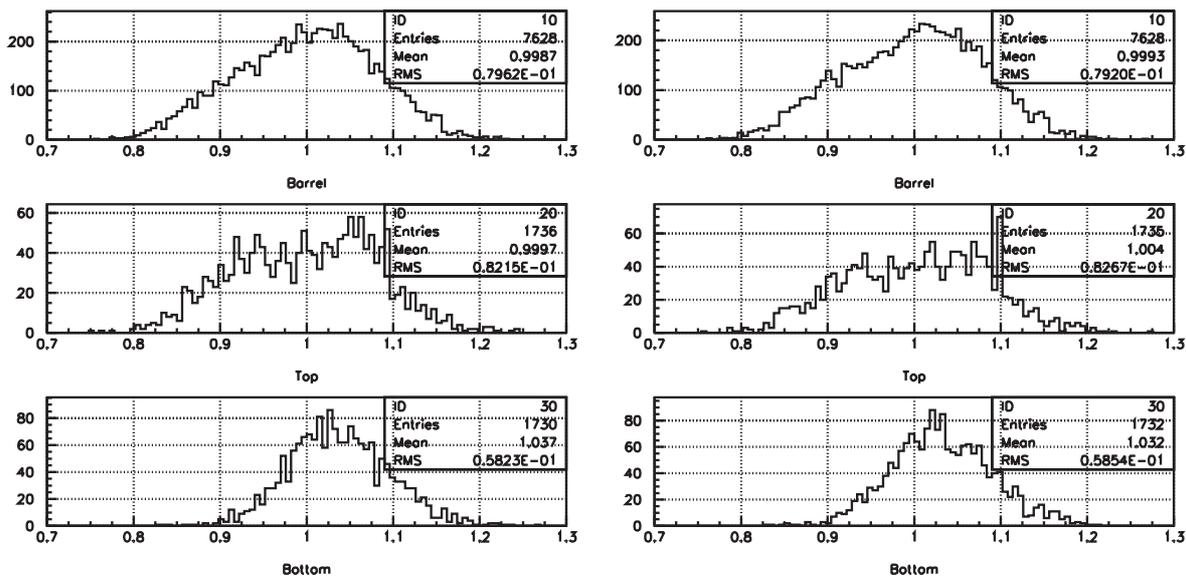
図 3.33 は新しい Ni 線源の向きごとの hitrate の 1 次元分布を示している。top bottom asymmetry は normal 向きで  $-3.7 \pm 0.5\%$ 、upside down 向きで  $-2.8 \pm 0.5\%$  で、これまでの Ni 線源に比べ向きによる違いは非常に小さい。<sup>\*2</sup> これまでの線源に比べて対称性が非常によくなっていることから 2007 年 2 月以降、Ni 線源のデータを採る際にはこの新しい Ni 線源を normal 向きで使用している。また重量は約 5kg と軽量化されている。これらの特徴は測定時間の短縮化つまり、観測のデッドタイムの軽減にも貢献している。

### 3.7.2 External Trigger Ni Source

現在の Ni 線源はいつ光ったかが calibration 対象である水チェレンコフ検出器自身でしか分からない。これは self trigger の状態であり、測定結果が検出器自身の trigger bias(4 章で詳述) の影響を受ける恐れがある。これを改善するためには Ni 線源が光った瞬間に Ni 線源から別の信号を取り出すようにしてその信号を受け取ったときに強制的に検出器のデータをとるようにすればよい。これを external trigger という。そのための新しい Ni 線源が現在開発が進められている。

前に述べたように Ni 線源は中心部の Cf が自発核分裂により中性子を放出し、それが Ni につかまって

<sup>\*2</sup> どちらも負の値になっているのは水質の効果である。同日に採った円柱形の Ni 線源の結果は top bottom asymmetry = -3.7%、新 Ni 線源の結果 (normal, upside down の平均) = -3.3% と近い結果になっている。



(a) normal 向きでの hitrate

(b) upside down 向きでの hitrate

図 3.33 新しい Ni 線源の上下対称性

ガンマ線が出るようになっている。自発核分裂の際には当然分裂した破片が重イオンとして飛び出す。新しい Ni 線源はこの重イオンをトリガーに利用する。重イオン検出にはアルゴンガスを利用した比例計数管の小型なものを使う。

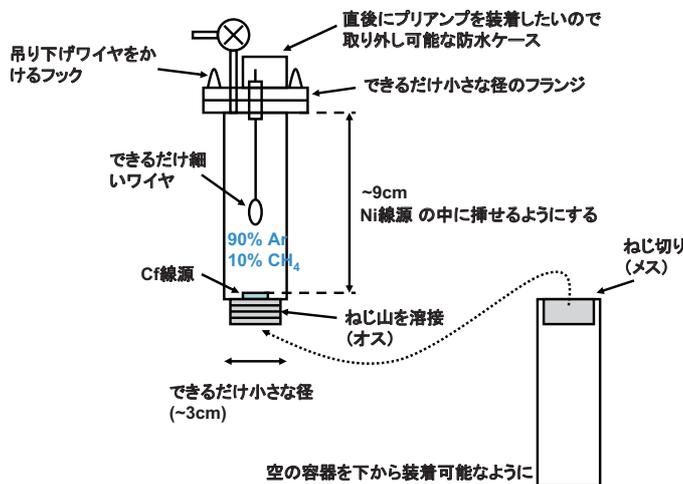


図 3.34 external trigger の心臓部

図 3.34 は現在考案中の Cf と比例計数管の概略で、前節の新しい Ni 線源に取り付けることができるようにしている。

## 第 4 章

# 太陽ニュートリノデータのバックグラウンド解析

太陽ニュートリノの解析のためにはニュートリノの飛行方向やエネルギーなどの情報を正確に得る必要がある。この章ではスーパーカミオカンデにおけるニュートリノ事象の再構成の概要と 4~5MeV で見られるバックグラウンド解析の結果について述べる。また検出器のトリガー効率についても細かな解析を行い、観測可能なエネルギー範囲をどれだけ広げられるかを調べた結果についても説明する。

### 4.1 事象の再構成

まず、スーパーカミオカンデにおいて太陽ニュートリノなどの低エネルギー事象をどのように再構成しているかを説明する。以下の説明、図は文献 [10] を参考にした。

#### 4.1.1 事象発生点再構成

太陽ニュートリノにより散乱した荷電粒子は純水中を数 cm 程度しか移動しないので事象発生箇所を点とみなすことができる。

最初に、ヒットした PMT の選択を行う。光の反射やノイズによる信号を出した PMT を除外するため PMT の時間情報を利用する。各事象で図 4.1 のような時間分布が作られる。検出器の内水槽の対角線の距離は約 50m なので一つの事象に対してヒット時間の差は最大で 200nsec 程度である。時間分布に対して 200nsec 内でもっともヒット数の多い時間帯を探す。図 4.1 の青い矢印がそれにあたる。この時間幅の中のノイズの数を次の式で見積もる。

$$N_{bg} \equiv \frac{t_3 - t_2}{(t_2 - t_1) + (t_4 - t_3)} (N_{(t_1 \sim t_2)} + N_{(t_3 \sim t_4)}) \quad (4.1)$$

信号の有意さ (significance) は次式で定義される。

$$significance \equiv \frac{N_{(t_2 \sim t_3)} - N_{bg}}{\frac{t_3 - t_2}{(t_2 - t_1) + (t_4 - t_3)} \sqrt{N_{(t_1 \sim t_2)} + N_{(t_3 \sim t_4)}} \quad (4.2)$$

時間幅を狭めていって significance が最大値になる時間幅を求める。図 4.1 の赤い矢印がそれになる。この領域の PMT の時間情報を使って事象発生点を求める。

検出器内で仮想のグリッド点を設定する。グリッドの間隔は 397.5cm で図 4.2、4.3 のようにする。

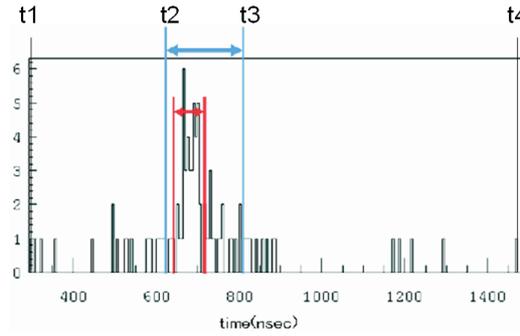


図 4.1 PMT のヒットの時間分布

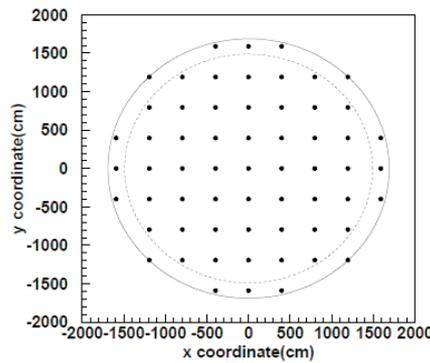


図 4.2 検出器内 (x-y 面) のグリッド点の設定

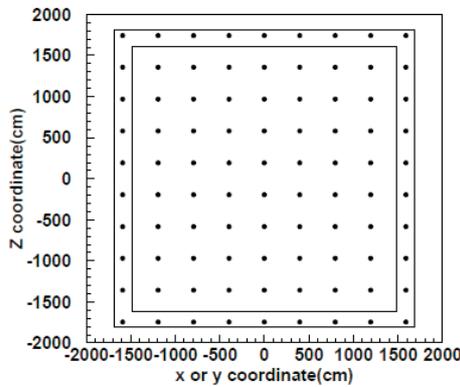


図 4.3 検出器内 (z-x 面 or z-y 面) のグリッド点の設定

各グリッド点で goodness という値を計算する。

$$goodness \equiv \frac{1}{\sum_{i=1}^{N_{hit}} \frac{1}{\sigma^2}} \times \sum_{i=1}^{N_{hit}} \frac{1}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{(t_{res,i} - t_{mean})^2}{2\sigma^2}\right) \quad (4.3)$$

$\sigma$  は PMT の時間分解能 (=5nsec)、 $t_{res,i}$  は信号を受けた時間  $t_i$  から光がグリッド点から各 PMT(i) まで進むのにかかった時間を差し引いたもの、 $t_{mean}$  は  $t_{res,i}$  の平均値である。

事象発生点とグリッド点の位置が等しい場合、goodness の値は 1 になる。だが、PMT の時間分解能、事象発生点とグリッド点のずれから goodness は 1 より小さい。なので最初に設定したグリッド点の中で goodness が最も大きくなるものを選び、その点の周りでより間隔の狭いグリッド点を設定し直し、再度 goodness を計算する。これを繰り返すことで真の事象発生点により近い値を求める。

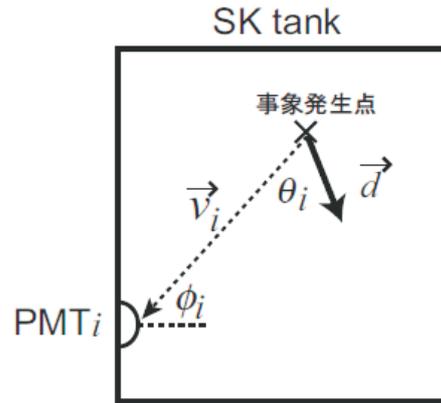


図 4.4 荷電粒子の進行方向と PMT の位置関係

### 4.1.2 方向の再構成

事象発生点が定まったら次にニュートリノの進行方向を求める。2章で述べたようにニュートリノにより弾かれた荷電粒子は  $\beta \sim 1$  なのでチェレンコフ光の放射角度は約 42 度になる。検出器で捕らえられるチェレンコフ光のリングは純水の散乱、PMT や衝撃波防止カバーの反射、ノイズなどによりぼやけた形になってしまう。事象発生点再構成のときと同様に、チェレンコフ光により信号を出した PMT だけ選ぶ必要があるが、ここでは時間分布に対して 50nsec 内でもっともヒット数の多い時間帯を探す。

方向の決定には最尤法を使う。

最尤推定量  $\vec{d} = (d_x, d_y, d_z)$  は、

$$L(\vec{d}) = \sum_{i=1}^{N_{hit50}} \log(f(\phi_i(\vec{d}))) \times \frac{\cos\theta_i}{f_{accept}(\cos\theta_i)} \quad (4.4)$$

から与えられる。 $N_{hit50}$  は 50nsec の時間幅に入るヒット数、 $\phi_i$  は図 4.4 のように荷電粒子の進行方向  $\vec{d}$  と事象発生点から各 PMT へのベクトル  $\vec{v}_i$  がなす角、 $\theta_i$  は各 PMT から事象発生点の見込み角である。 $f_{accept}(\cos\theta_i)$  は 3 章の量子効率でのヒット数補正と同様に見込み角による補正である。尤度関数である  $f(\phi)$  はモンテカルロ計算から作られた確率分布関数である。 $\vec{d}$  は事象発生点のときと同様にグリッドを用いて求め、式 4.4 が最大になる方向を決める。

### 4.1.3 エネルギー再構成

スーパーカミオカンデで捉えられたニュートリノのエネルギーはチェレンコフ光の明るさに比例し、各 PMT の信号の大きさの和は光の明るさに比例するはずなので、ニュートリノのエネルギーを知るためには PMT の電荷情報が必要になる。しかし QE 測定に用いた Ni 線源など 1 光子レベルの光の場合では、エネルギーの計算には電荷情報よりもヒットした PMT の数を使うほうが良い。なぜなら 1 光子レベルの光では電荷分解能が下がってしまうからである。

ヒット数には 50nsec 時間幅を使うが、このままでは検出器の状態や PMT の量子効率などの影響が入ってしまうので、以下の式により検出状況に依存しないヒット数  $N_{eff}$  を求める。

$$N_{eff} = \sum_{i=1}^{N_{hit50}} [(X_i - \epsilon_{dark} + \epsilon_{tail}) \times \frac{N_{all}}{N_{alive}} \times \frac{R_{cover}}{S(\theta_i, \phi_i)} \times \exp(r_i/\lambda) \times G(i)] \quad (4.5)$$

ここで  $X_i \equiv -\log(1 - x_i)/x_i$  は多光子数の効果、 $\epsilon_{dark}$  はダークノイズの効果、 $\epsilon_{tail}$  は検出器壁面 (ブラックシート) の反射の効果、 $\frac{N_{all}}{N_{alive}}$  は bad PMT の効果、 $\frac{R_{cover}}{S(\theta_i, \phi_i)}$  は入射角度による光電陰極での効率の違いによる効果、 $\exp(r_i/\lambda)$  は純水の透過率、 $G(i)$  は量子効率の影響に関する変数である。

## 4.2 データのリダクション

スーパーカミオカンデの観測データは毎日数十ギガバイトにも及ぶがそのほとんどはミュオンによるチェレンコフ光や自然放射線、PMT の放電現象などによるバックグラウンドであり、ニュートリノ事象はほんの一握りである。その貴重なニュートリノ事象を膨大なデータから選び出すために Ni データのように色々な条件から事象を選択していく。その過程をリダクションという。

以下の条件を掛けていくことでニュートリノ事象が探索される。

### 4.2.1 1st redcut

#### 光量カット

総光量が 1000p.e. 以上の事象はミュオンによるものが多いのでカットする。

#### $\Delta T$ cut

一つ前の事象 (SLE trigger は除く) との時間差が  $50\mu\text{sec}$  以内の事象をカットする。これにより検出器内でのミュオンの崩壊過程

$$\mu \longrightarrow e + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (4.6)$$

による連続事象や大光量事象の後に起きるエレクトロニクス起源のノイズを除くことができる。

#### OD cut

検出器外水槽でもトリガーがかかった事象または、OD の PMT が 20 個以上ヒットした事象は、ミュオンによるものであるとしてカットする。

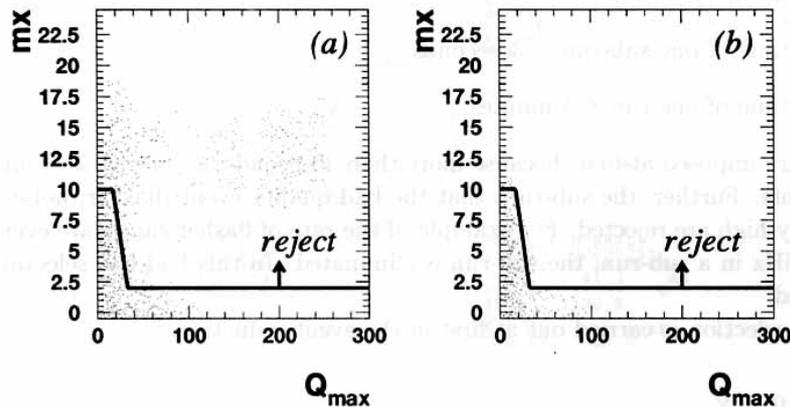
#### flasher cut

PMT のダイノード間の放電現象により起こるバックグラウンドを flasher という。最も大きな出力信号を出した PMT の周囲にヒットした PMT が固まっている場合は flasher の可能性が高い。図 4.5 は最大の信号を出した PMT の信号の大きさ  $Q_{max}$  とその PMT の周りでヒットした PMT の数  $m_x$  の相関である。左は典型的な flasher を含んだデータ、右は標準的なデータである。

この図で示した範囲 (reject の矢印のある範囲) に該当する事象はカットする。

#### 有効体積カット

岩盤や PMT からの自然放射線による事象は自称発生点が検出器の壁際になることが多いので、壁から 2.0m 以内の事象はカットし、その内側を有効体積とする。そのためスーパーカミオカンデ検出器の有効体積は 22.5kton になる。

図 4.5  $Q_{max}$  と  $mx$  の相関 [19]

energy cut

事象再構成により計算されたエネルギーが 4MeV 以下の事象はノイズが多いのでカットする。

第一エレクトロニクスカット

エレクトロニクス起源のノイズヒットはチャージが小さい傾向がある。0.5p.e. 以下の PMT をノイズヒットとして、その割合が 0.4 以上の事象はカットする。

第二エレクトロニクスカット

ある一つの ATM ボードで 95% 以上のチャンネルがヒットしていたらそれは ATM のノイズによる可能性が高いのでカットする。

goodness cut

式 4.3 の goodness は Linac のデータから、電子事象のほとんどについて 0.4 以上であることが分かっているため  $goodness < 0.4$  の事象はカットする。

#### 4.2.2 その他のリダクション

再構成の確かさによるカット

事象発生点の再構成における goodness(式 4.3) と方向の再構成における goodness(dirks と呼ぶ) を合わせて幾何学的な再構成の精度を評価することでバックグラウンド事象を除去する。goodness の値は 0 から 1 の間にあり、値が大きいほど尤もらしい。dirks も 0 から 1 までの値をとるが、こちらは逆に値が小さいほど尤もらしい。以下の条件を満たす事象はカットする。

$$goodness^2 - dirks^2 < 0.25 \quad (E < 10MeV)$$

$$goodness^2 - dirks^2 < 0.20 \quad (E > 10MeV)$$

E は再構成されたエネルギーである。

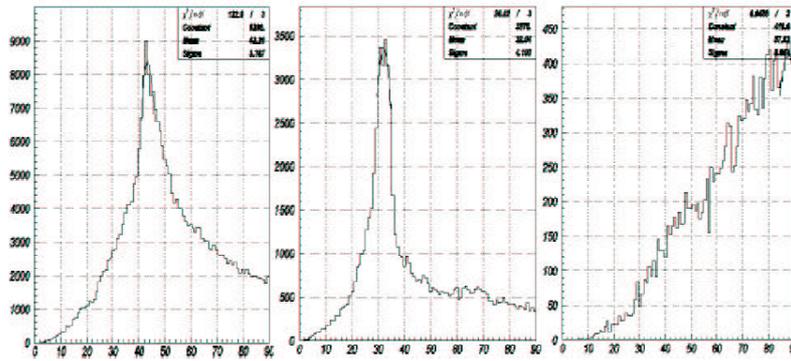


図 4.6 チェレンコフ光放出角度の分布 [8]。横軸は角度 [度] 左が電子、中央がミュオン、右がガンマ線によるもの。

核破砕事象カット

ミュオンが検出器の純水中酸素原子核と衝突して別の核子を作る反応を核破砕という。



核破砕でできるものには複数ある。式 4.7 の右が X なのはそのためである。核破砕事象かどうかはミュオン事象との時間差、位置関係そして以下の式で定義する  $Q_{res}$ (residual charge) からなる likelihood 関数 (関数の詳細は文献 [19]) で判断する。

$$Q_{res} = Q_{total} - pL \tag{4.8}$$

$Q_{total}$  は事象の総光量、L はミュオンの軌跡の長さ、p は単位距離あたりにミュオンが失うエネルギーで  $1000p.e./m$  である。 $Q_{res}$  が大きいほど核破砕が発生している可能性が高い。

チェレンコフ光の放出角度によるカット

2章で述べたようにチェレンコフ光の放出角度は  $\beta = 1$  のとき約 42 度になる。壁面にチェレンコフリングを形成するヒットした PMT それぞれで事象発生点と飛行方向と PMT の位置から円錐の頂点の角度を求める。角度の分布が、42 度を中心に近い鋭い分布ほど綺麗な事象といえる。この分布を使ってカットする。図 4.6 は SK1 のデータによる放出角度の分布である。このカットも likelihood 関数を定義して判断する。

gamma cut

fiducial volume cut で落としきれなかった検出器外側からの壁際ガンマ線事象をカットするために使う。再構成した事象発生点から事象の方向と逆向きに線を延ばしていき内水槽壁面にぶつかるまでの距離を d とする。(図 4.7)

この d の値と事象のエネルギーの大きさ E を使い、

$$d < 8m \text{ かつ } E < 6.5MeV$$

または、

$$d < 4.5m \text{ かつ } E > 6.5MeV$$

に該当する事象はカットする。

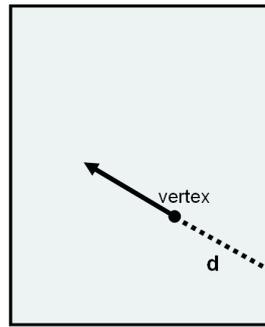


図 4.7 壁までの距離 d の定義

### 4.3 リダクションによる太陽ニュートリノ観測の結果

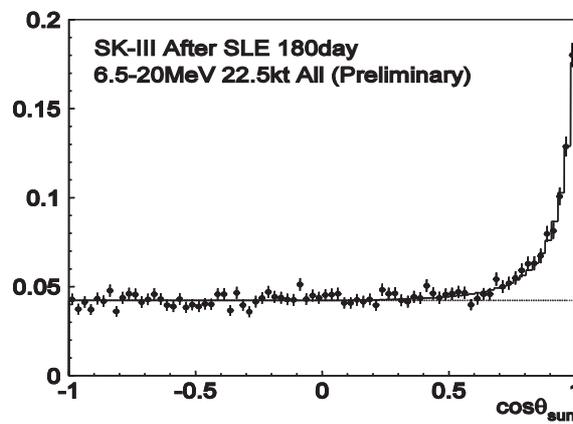


図 4.8 太陽ニュートリノ観測の結果。横軸は太陽の方向。縦軸はイベントレート。エネルギーが 6.5MeV から 20MeV の事象の分布を示している。

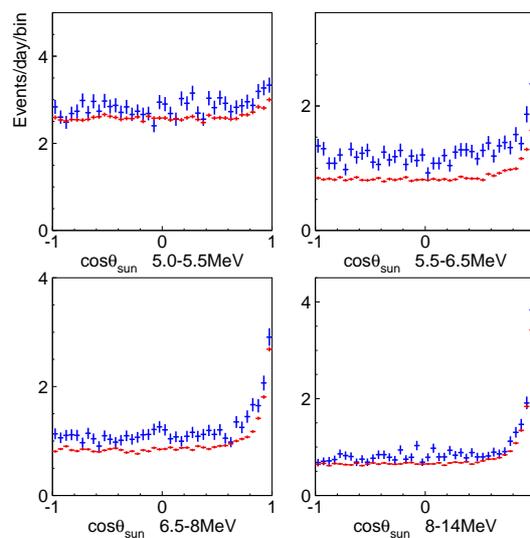


図 4.9 太陽ニュートリノ観測の結果をエネルギーごとに分けた図。赤は SK1、青は SK3 のデータ。

図 4.8 は SK3 での太陽ニュートリノ観測の結果である。太陽方向からのニュートリノを有意に識別できていることがわかる。

図 4.9 はエネルギー別に分けたものである。6.5MeV 以上の範囲で太陽ニュートリノ事象はピークがよく見えている。

#### 4.4 バックグラウンドの解析

図 4.10 は SK 内水槽での事象発生点分布を示していて、事象発生点の密度の違いを色を使って表現している。図で赤色の所は事象発生点が多く、青色のところは少ない。この図で使われたデータの期間は 2006 年 8 月 5 日から 2007 年 6 月 8 日までの通常観測によるものである。この図は前節で述べたデータのリダクションがかかっており、太陽ニュートリノのような低エネルギー事象を残すようになっている。

検出器中央部分 (図の黄色点線の四角で囲んだ部分) だけで見ると、SK3 のバックグラウンドレートは SK1 のときの半分程度になっている (図 4.11)。だが、SK3 での分布を見ると側面と底面近くに事象発生点が集まっていることが分かる。壁際で事象の数が 0 になっているのは有効体積カットがかかっているからである。底面近くの事象については、衝撃波防止カバーの厚みが水圧の大きい底面の PMT には上面のものの 3 倍になっており、そのためにカバーに含まれる放射性同位体からの放射線が原因と考えられる。そして側面付近の事象の集まりは底面近くの集まりよりも多くなっている。<sup>\*1</sup>

太陽ニュートリノについて、より高統計の解析をするためには壁際のバックグラウンドを理解し、解析における有効体積を広げる必要がある。この解析の目的は、この壁際バックグラウンドの特徴を理解し原因を特定することである。

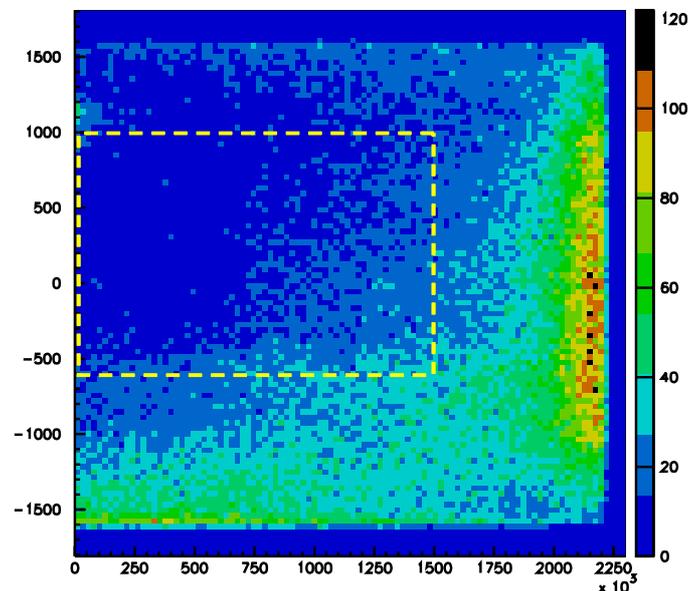


図 4.10 事象発生点分布。横軸は検出器の円柱の中心を 0 とした半径の二乗  $r^2 [cm^2]$ 、縦軸は高さ  $z [cm]$

<sup>\*1</sup> ただし図の見方に注意が必要で、検出器の  $\phi$  方向 (円柱の軸まわりの周回方向) を二次元に投影しているので側面の PMT の単位目盛りあたりに含まれる個数は底面、上面の PMT の 1 目盛りあたりの個数よりも多い。上面と底面については図の横軸が円柱中心からの距離の二乗になっているので軸の単位目盛りあたりの個数は等しくなる。

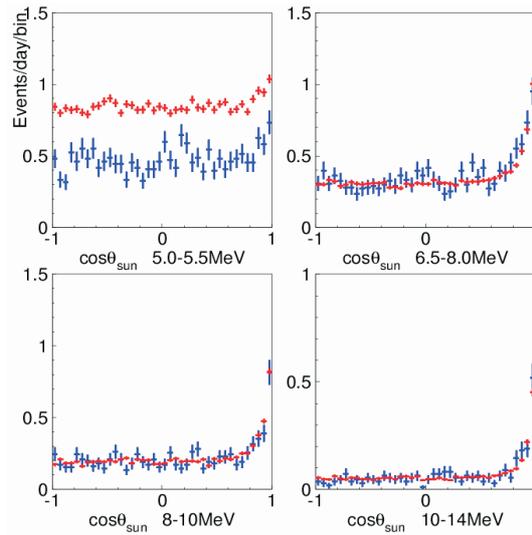


図 4.11 検出器中央付近の事象だけで見た方向分布。赤は SK1、青は SK3 のデータ。5-5.5MeV について、バックグラウンドが SK3 のほうが少ないことが分かる。

#### 4.4.1 バックグラウンドの特徴

まずエネルギーの大きさと事象分布の関係を調べた (図 4.12、4.13)。

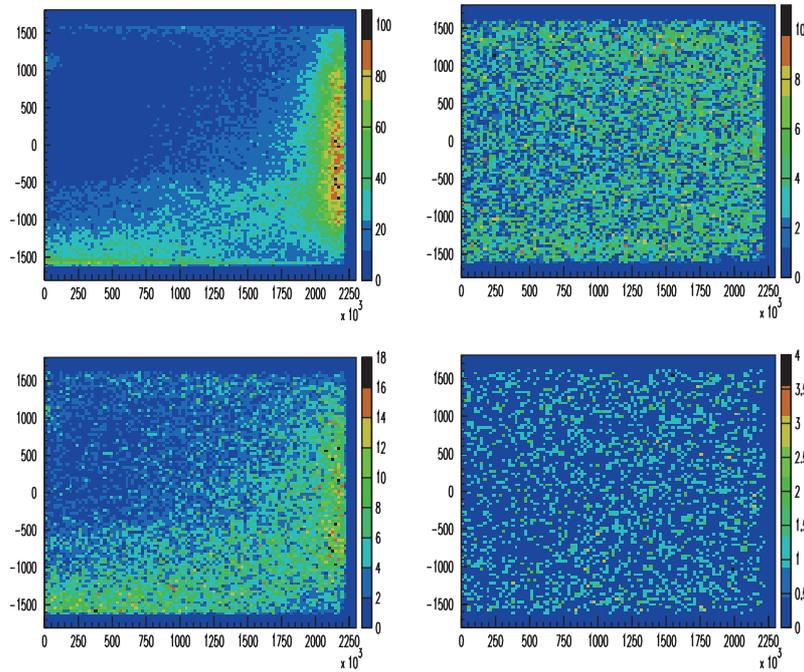


図 4.12 エネルギーの大きさに分けた事象発生点分布。左上が  $4 \sim 5\text{MeV}$ 、左下が  $5 \sim 6\text{MeV}$ 、右上が  $6 \sim 10\text{MeV}$ 、右下は  $10 \sim 20\text{MeV}$  の事象になっている。横軸は半径の二乗  $r^2[\text{cm}^2]$ 、縦軸は高さ  $z[\text{cm}]$

これらの図を見ると、検出器側面に集まっている事象は検出器中央の事象に比べて 4MeV 程度の事象

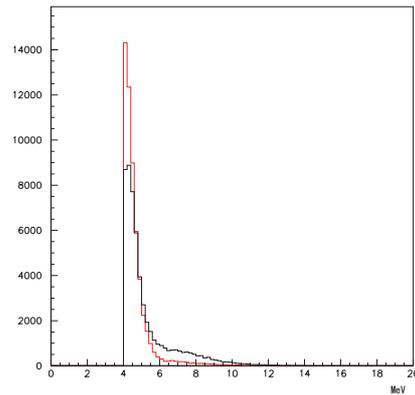


図 4.13 事象発生点のエネルギー分布。横軸は事象のエネルギー [MeV]。黒は  $-1000 < z < 1000[cm]$  かつ  $0 < r^2 < 1500000[cm^2]$  の事象、赤は  $-1000 < z < 1000[cm]$  かつ  $2000000 < r^2 < 15000000[cm^2]$  の事象ヒストグラムを重ねて比べるため事象数を一致させている。

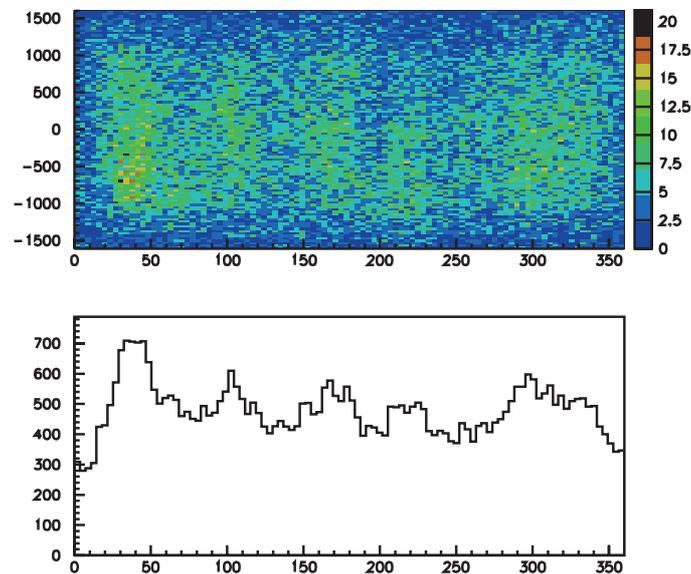


図 4.14 事象発生点の  $\phi$  分布。横軸は  $\phi$  [度]、上図の 2 次元プロットについては縦軸は  $z[cm]$  である。側面付近の様子を見るために  $r^2 > 2000000$  の事象のみをプロットしている。

の割合が多いことが分かる。

また図 4.14 は側面付近の事象発生点の  $\phi$  方向 (検出器円柱の軸まわりの周回方向) の分布を見たものである。この図から、 $\phi$  方向の分布が一定でなく、事象発生点が集中している場所が大まかに 5 つに分けられることが分かる。

これらの結果から、壁際バックグラウンドに関わる事項について次の二つを調べた。

#### トリガー効率の場所依存性

現在、検出器のトリガー閾値の設定ではおよそ事象のエネルギーが 5MeV でトリガー効率が 100% になる。4MeV の事象に対してはおよそ 30% である。スーパーカミオカンデのように検出器のサイズが大きく、多数の PMT を並べている場合、検出器の感度が場所依存性 (事象発生点に依存する) を持つ可能性が出てくる。場所依存性の原因は PMT のゲインや量子効率、PMT からの信号を処理するエレクトロニクスなどが考えられる。

純水などに含まれる放射性同位体による事象

スーパーカミオカンデ実験で低エネルギーのバックグラウンド源になっている放射性同位体は 5MeV 程度かそれ以下の事象がほとんどで、検出器側面に集まっている事象のエネルギーと一致する。また、図 4.10 よりバックグラウンドの分布は壁際から 3m 以上離れた空間に及んでおり、検出器外部の岩盤からの放射線の影響は考えにくい。検出器内水槽内部にバックグラウンド源を求める場合、PMT とそのカバーに含まれる放射性同位体と、2 章で説明した純水に残っているラドンとその崩壊生成物からの放射線が候補となる。

以下ではそれぞれの事項を調べた結果を説明する。

#### 4.4.2 トリガー効率の測定

検出器のトリガー効率の位置による偏りを調べるため、3 章で説明した Ni 線源を使いデータを取得した。データ取得の際に閾値の違う 2 つのトリガーを用いることでトリガー効率を求める。閾値が高いほうのトリガーを triggerA、低いほうを triggerB とする。

triggerA は現在の SK の通常の観測で使用しているトリガーと同じ値の 212mV になっている。2 章で説明したように、PMT は光を受けると担当のモジュールは 11mV のヒット信号を出す。ヒット信号が 19 個で 209mV なので、20 個以上ヒットした PMT があれば 1 事象として記録する。

一方 triggerB は閾値 150mV なので、14 個以上 PMT がヒットすれば 1 事象として記録される。当然 triggerA にかかった事象は triggerB でもかかっているはずである。

トリガー効率は以下の式から求める。

$$\text{トリガー効率} = (\text{triggerA にかかった数}) / (\text{triggerB にかかった数}) \quad (4.9)$$

横軸に事象のエネルギー、縦軸にトリガー効率をとったグラフを考えると、エネルギーが大きいときは triggerA, triggerB 両方にかかるのでトリガー効率は 100% に近い。エネルギーが小さくなるにつれ、triggerB にかかっても triggerA にはかからない事象が増えてくるのでトリガー効率は徐々に下がってくる。

Ni 線源を検出器の中心、中央上面近く、中央底面近く、側面近くにセットしそれぞれでデータを採った。図 4.15 は Ni 線源をセットした位置を示している。それぞれの座標  $(x,y,z)[\text{cm}]$  は、

中央 (35.3,-70.7) において

$z = +1675.8, +1641.6, +1571.1, 0.0$

の 7 箇所。

側面近くでは、(1520.0,-70.7),(35.3,1555.0),(-1450.0,-70.7),(35.3,-1555.0)

の 4 箇所計 11 箇所になる。

#### 4.4.3 測定結果

図 4.16 は測定結果の 1 例を示している。事象のエネルギーが低いほど二つのトリガーでかかる事象数の比が大きくなることが分かる。

検出器の中心位置を除いた 10 箇所のデータでトリガー効率のグラフを比較したのが図 4.17 である。内水槽壁面から Ni 線源までの距離が同じデータ同士を比較している。

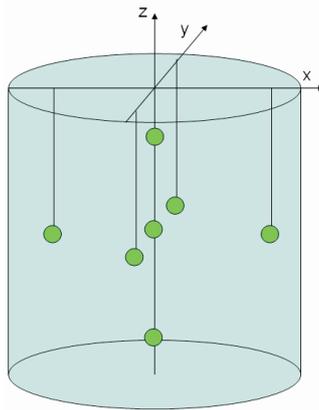


図 4.15 Ni 線源のセットした位置

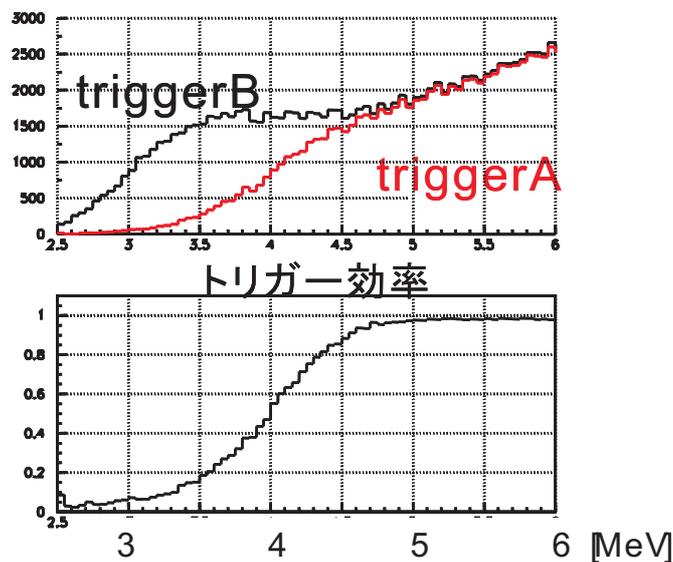


図 4.16 それぞれのトリガーにかかった事象数とトリガー効率。Ni 線源の位置は (1520.0,-70.7,0.0)cm 横軸は事象のエネルギー再構成の値 [MeV]

この結果を見ると、検出器の場所による違いは 5% 程度であり、図 4.14 の差を生じさせるには至らないことが分かった。

#### 4.4.4 バックグラウンドと純水装置の関連

検出器のトリガー効率の位置による偏りがないとすると、検出器側面付近のバックグラウンドの  $\phi$  方向の非対称性は実際に事象を発生させるものの分布が偏っていることになる。

そのため、純水の動きとバックグラウンドの時間変化に関連があるかどうかを調べた。

検出器内の純水の動きは純水装置を稼働させているか停止しているか、また稼働中においても流量や循環方向をどのようにするかで変動する。純水の透明度と純水装置の稼働状態の関連は Auto xenon(付録 B 参照) のデータでも見えている。

図 4.18 は  $goodness^2 - dirks^2$ (4.2.2 節の再構成の確かさによるカット参照) の分布である。

この図を見ると、Ni 線源による事象は実際のデータ、MC とともに  $goodness^2 - dirks^2$  のピークがおおよそ 0.33、バックグラウンドのデータと MC はおおよそ 0.5 になっていて、はっきりと区別ができる。バック

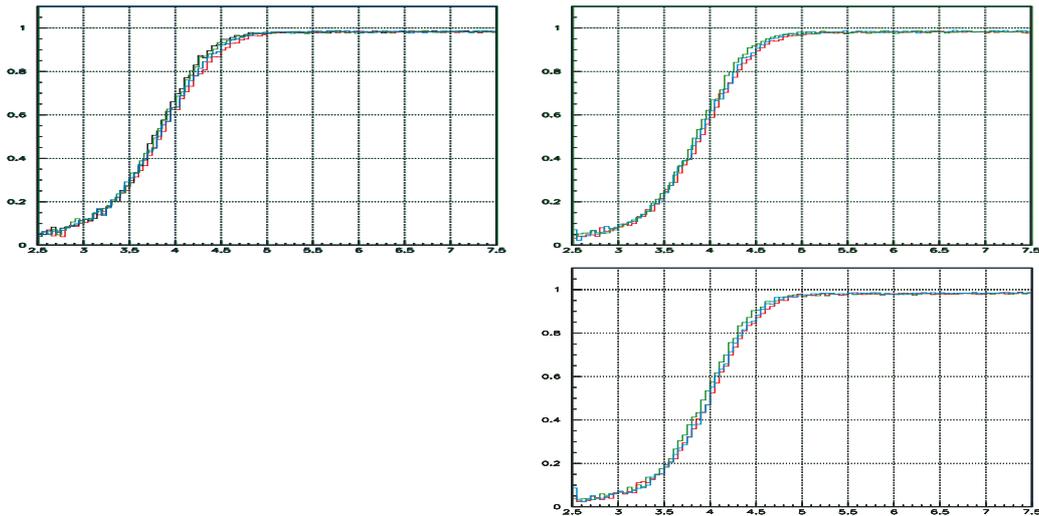


図 4.17 Ni 線源の場所によるトリガー効率の違い。左上は壁からの距離が 134cm のデータ。右上は 168cm、右下は 238cm のデータである。赤色のラインは中央上面、青色は中央底面、緑色は側面近くの Ni データである。壁から 134cm のものの図だけ黒色のラインがあるが、これも側面近くのデータで、緑が (35.3,1555.0)、黒が (35.3,-1555.0) である。

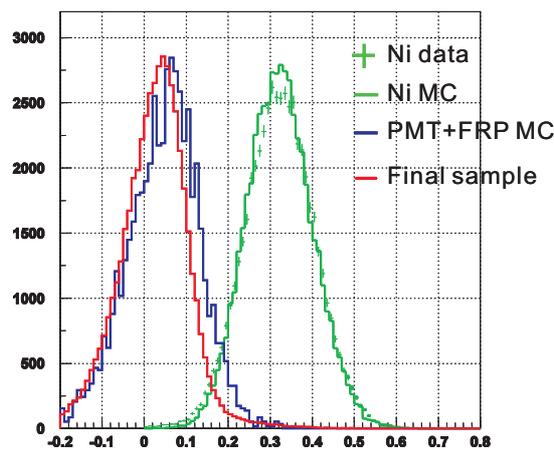


図 4.18  $goodness^2 - dirks^2$  分布。横軸は  $goodness^2 - dirks^2$ 。緑色の点は Ni データ、緑色ラインは NiMC、青色ラインは PMT と衝撃波防止カバーに含まれる放射性同位体の事象を MC で MC 計算でシミュレーションしたデータ、赤色ラインはバックグラウンドのデータのものである。

グラウンドの  $goodness^2 - dirks^2$  が放射性同位体の事象のものと同じ分布を取っている。今回は PMT および衝撃波防止カバーの放射線と純水中ラドンなどの放射線の事象を  $goodness^2 - dirks^2$  分布などから区別することはできていないが、この図の結果は観測データのバックグラウンドも放射性同位体が事象発生源であることを示唆している。

また図 4.19 は検出器の場所ごとの事象数の時間変化を示している。この時間変化と純水装置の稼働状況を比べると相関があることが分かった。

例えば、2007 年 6 月 11 日から 7 月 30 日までの間は検出器上面から純水装置からの水を入れて、底面から水を抜いて純水装置に返すようにしている。それ以外の期間では逆で、検出器底面から水を入れて上面から出している。図 4.19 で上記の期間 (図の緑色に塗られた部分) の様子を見ると、上面の事象数が増加し、底面の事象数が減少している。

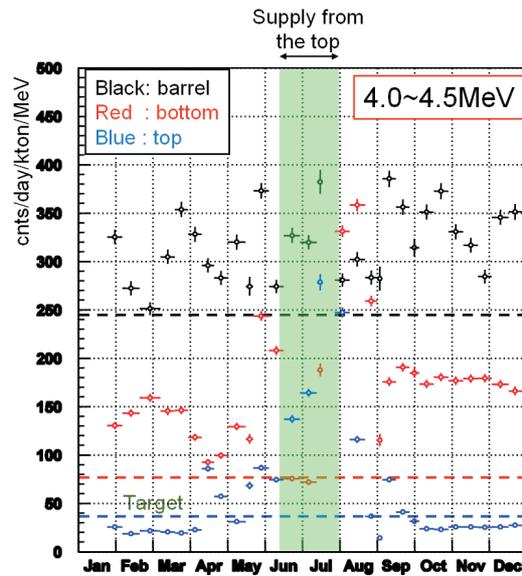


図 4.19 場所ごとの事象数の時間変化。4 - 4.5MeV の事象をプロットしている。黒色は側面近く、青色は上面近く、赤色は底面近くの事象。

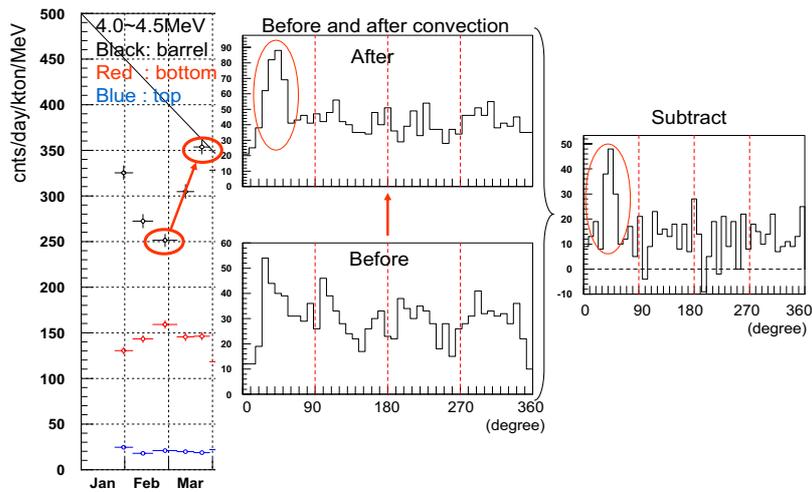


図 4.20

図 4.19 とバックグラウンドの  $\phi$  分布の時間変化とを照らし合わせたのが、図 4.20 である。2007 年 3 月において側面付近の事象数は上昇している。同じ期間の始めと終わりの  $\phi$  分布 (図 4.14 と同じ形式) を作り、差を取ったところ、5 つのピークのうち  $\phi=40$  度付近のものが変化していることが分かった。この結果は時間変化全てを説明するわけではないが、側面付近のバックグラウンドの増減と純水との相関を示す一つの結果である。

図 4.19 で 3 つの場所の分布それぞれについて、バックグラウンド減少の目標となる量を示したのが target と書かれた破線である。最近の値では上面近くは目標に達した。以上の結果から今後は純水の循環系より深く理解し、これらの残存バックグラウンドをさらに減らしていくことが重要となる。これにより太陽ニュートリノ解析の有効体積を広げていくことが目標になる。このことに関連してトリガー効率の測

定と解析を行った。この目的と結果について次節で説明する。

## 4.5 エネルギー閾値の引き下げ

### 4.5.1 目的と方法

太陽ニュートリノについては4.3節の図4.8に示したように、方向分布は有意に識別ができています。

今後の太陽ニュートリノ解析として重要なのは、太陽ニュートリノ振動によるニュートリノエネルギースペクトル(図1.6)の  $Data/SSM$  の値を観測することである。そのためにより低エネルギーのニュートリノも物理結果に取り入れることができるように観測エネルギー閾値の引き下げが必要である。

現在の太陽ニュートリノ観測は下限値 6.5MeV から上限値 20MeV の間の事象を扱っている。この下限値は、SK1 では 5.0MeV だった。また現在、検出器のトリガーの設定はエネルギーが 5MeV でトリガー効率がほぼ 100% に達するようになっている。このトリガー設定を変更し、トリガー効率が 100% になるエネルギーを引き下げようとする。

しかし、閾値を下げれば必然的に単位時間当たりの事象数 (trigger rate) も上昇する。SK のコンピュータの処理能力を超える事象数になってもよくないので適切な閾値を Ni データを使い以下の手順で推定した。

1. 線源のない状態で通常のトリガー閾値 (212mV) のときの trigger rate を記録する。
2. trigger rate を 200mV, 190mV, ... 150mV と徐々に下げていって、各閾値での trigger rate を記録する。
3. 検出器内に Ni 線源をセットし、再びトリガー閾値を変えつつデータを採る。
4. 得られた各 Ni データから 4MeV から 5MeV 付近のトリガー効率を計算し、最初に見た trigger rate の結果とともにトリガー閾値をどれほど下げられるか推定する。

### 4.5.2 結果と考察

以下の表は trigger rate の測定結果である。

トリガー閾値 [mV]	trigger rate [Hz]
212	1400
200	2000
190	3000
180	4000
170	6500
160	10000
150	13000

現在の閾値 212mV では trigger rate は 1400Hz だが、150mV まで下げると 13000Hz となり 10 倍近くまで増加する。

コンピュータの処理能力から可能な trigger rate の限界は 3000-4000Hz 程度なので閾値を下げるのは 180mV 程度までとなる。

図 4.21 はトリガー閾値が 212mV と 154mV のときのトリガー効率の様子を示している。Ni 線源の位置は  $x = 35.3\text{cm}, y = -70.7\text{cm}, z = 0.0\text{cm}$  である。また各閾値でのトリガー効率の変化は、図 4.22 の

ような結果になった。

図 4.22 を見ると、エネルギー 4.0MeV の事象に対しては閾値によりトリガー効率が大きく変化している。トリガー効率が 95% を越えるようになるのは閾値が 170mV より小さいときである。閾値 154mV でやっとトリガー効率は 99% に達する。

4.5MeV の事象だとトリガー効率は閾値 190mV 以下で 95% 以上になる。

5.0MeV の事象では全ての閾値でトリガー効率 99% 以上を達成している。

以上の結果から、4MeV かそれ以下の事象でトリガー効率を 100% に持っていくことはトリガーレートの高さから難しい。4.5MeV を目標に閾値を 190mV の値に設定するのがよいと考えられる。

ただし 2008 年夏頃に新しいエレクトロニクスを導入する予定であり、将来的には 4.0MeV を目標とする。

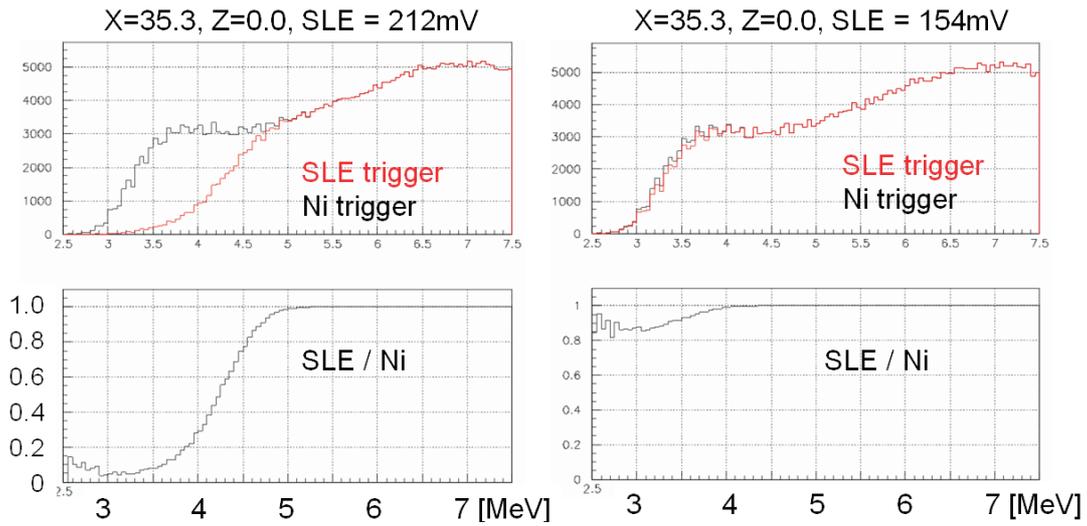


図 4.21 トリガー閾値の違いによるトリガー効率の変化。212mV のとき 4MeV でのトリガー効率は 30% 程度だが、閾値を 154mV まで下げると 4MeV でも効率が 100% に近くなっていてほぼ全ての事象を受け入れていることが分かる。

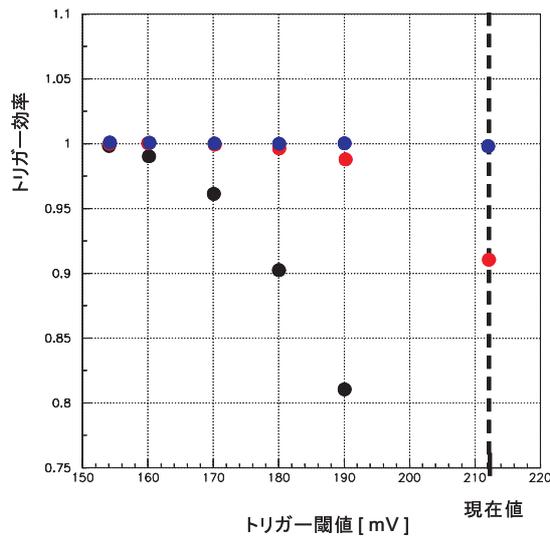


図 4.22 Ni 線源を検出器中心にセットしたデータでのトリガー閾値とトリガー効率の関係。横軸はトリガー閾値、縦軸はトリガー効率。黒は事象のエネルギー 4MeV、赤は 4.5MeV、青は 5MeV での平均のトリガー効率の変化を示している。

## 第5章

# 結論

スーパーカミオカンデ検出器の再建完了に伴い行われた検出器較正により、PMTの時間応答、出力応答、増倍率の決定と量子効率の測定が、また検出器全体として純水の透過率測定、Linacによるエネルギー較正、それにDTによるトリガー効率測定が行われた。これによりスーパーカミオカンデ実験はSK3として観測を再開している。本論文にはおおまかにトピックが2つあり、ひとつは量子効率測定、もう一つはニュートリノ観測におけるバックグラウンドの解析についてである。どちらも太陽ニュートリノ観測の精度向上に大きな役割を果たしている。

量子効率測定は $Ni\gamma$ 線源を用いたデータにより11129本のPMT1本ごとの量子効率の大きさの違いが求められ、それを補正するためのQEテーブルが完成した。PMTの量子効率は平均値1を中心として0.8から1.2までの広がりを持っていることが分かり、またSK2PMT、SK3PMTそれぞれにおいて製造期間と量子効率に相関関係があることが明らかになった。SK2PMTは製造年数が新しいほど量子効率が大きく、逆にSK3PMTは新しいほど量子効率が小さい。だが、どちらの種類のPMTも検出器内で新しいものほど下方に配置されたため、結果として検出器全体の対称性は良くなっていることが分かった。また相対的量子効率の誤差は $\pm 1.1\%$ となった。

今回の測定により、事象の再構成やMC計算の際には、相対的量子効率の値を $\pm 20\%$ から $\pm 1\%$ に補正ができるようになった。以上より、QEテーブルの作成は無事完了したと言える。

また、出力較正、ゲイン較正、量子効率測定の3つ結果は、 $Q(i)/(\eta(i) \times A(i))$ の分布のtop bottom asymmetryは0.8%で、よくかみ合うものとなり、検出器較正が精度よく行われたことが確かめられた。

バックグラウンド解析においては、検出器側面に見られる事象の集まりにPMTのカバーに含まれる放射性同位体だけでなく、純水中のラドンとその崩壊生成物が寄与していることを示唆する結果が得られた。バックグラウンドの低減化には純水装置の適切な運用による純水の水質向上を待つ必要があるが、SK3過去1年間のデータは、解析により太陽ニュートリノの事象を有意に識別できるに至った。また、検出器のエネルギー閾値を下げるためトリガー効率とトリガーレートの解析を行い、現在事象のエネルギーが5MeVにおいてトリガー効率が100%になるのを、トリガー閾値の変更により4.5MeV程度まで引き下げ可能という結論を得た。これによりバックグラウンドの理解と合わせて、エネルギー範囲の下限を現在の6.5MeVから引き下げることが期待できる。

今後さらに太陽ニュートリノについてエネルギースペクトルのData/SSMの精密観測など、ニュートリノの詳細な性質を明らかにすることなどが目標となる。

## 付録 A

# ニュートリノ振動

ニュートリノが異なる質量の固有状態の重ね合わせであることにより、その飛程または時間とともに異なるフレーバー状態間を振動する現象をニュートリノ振動という。ニュートリノのフレーバー 3 種類に対応して質量の固有状態も 3 種類あるため、ニュートリノ振動は全てのフレーバー間で起こると考えられている。これまでに確認されているものには、

$$\nu_e \longrightarrow \nu_\mu \quad (\text{太陽ニュートリノ振動}) \quad (\text{A.1})$$

$$\nu_\mu \longrightarrow \nu_\tau \quad (\text{大気ニュートリノ振動、} K2K \text{ 実験}) \quad (\text{A.2})$$

がある。大気ニュートリノ振動では  $\nu_\mu \longrightarrow \nu_e$  も起こっていると考えられていてその検出が今後の重要課題とされている。

ニュートリノ振動の起こる確率については次のように計算される。3 種類のニュートリノをそれぞれ質量の固有状態の重ねあわせとして式 A.3 のように表す。

$$|\nu_i\rangle = \sum_{j=1}^3 U_{ij} |\nu_j\rangle \quad (i = e, \mu, \tau) \quad (\text{A.3})$$

$\nu_i$  はフレーバー固有状態、 $\nu_j$  は質量固有状態を表している。 $U_{ij}$  はレプトン混合行列というユニタリー行列の  $ij$  成分を表す。

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (\text{A.4})$$

ただし、 $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ 、 $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$  である。 $\theta_{ij}$  は質量の固有状態  $ij$  の間の混合角であり、 $\delta$  は複素位相である。 $\theta$  を混合角という。現在までの実験結果からこの行列の成分は以下の値が得られている [16]。

$$U = \begin{pmatrix} 0.8 & 0.5 & s_{13}e^{-i\delta} \\ -0.4 & 0.6 & 0.7 \\ 0.4 & -0.6 & 0.7 \end{pmatrix} \quad (\text{A.5})$$

ある二世代間の振動  $\nu_a \longrightarrow \nu_b$  について考える。ニュートリノ振動による変化前のフレーバー固有状態を  $\nu_a$  変化後を  $\nu_b$  とすると、

$$\begin{aligned} |\nu_a\rangle &= |\nu_1\rangle \cos\theta + |\nu_2\rangle \sin\theta \\ |\nu_b\rangle &= -|\nu_1\rangle \sin\theta + |\nu_2\rangle \cos\theta \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

質量の固有状態の時間発展はエネルギーが  $E_j$  のとき、

$$|\nu_j(t)\rangle = |\nu_j(0)\rangle \exp(-iE_j t) \quad (\text{A.7})$$

また、式 A.7 より、

$$\begin{aligned} |\nu_1\rangle &= |\nu_a\rangle \cos\theta - |\nu_b\rangle \sin\theta \\ |\nu_2\rangle &= |\nu_a\rangle \sin\theta + |\nu_b\rangle \cos\theta \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

だから時刻  $t$  において、

$$\begin{aligned} |\nu_a(t)\rangle &= |\nu_1(t)\rangle \cos\theta + |\nu_2(t)\rangle \sin\theta \\ &= |\nu_1(0)\rangle \exp(-iE_1 t) \cos\theta + |\nu_2(0)\rangle \exp(-iE_2 t) \sin\theta \\ &= (|\nu_a\rangle \cos\theta - |\nu_b\rangle \sin\theta) \exp(-iE_1 t) \cos\theta \\ &\quad + (|\nu_a\rangle \sin\theta + |\nu_b\rangle \cos\theta) \exp(-iE_2 t) \sin\theta \\ &= |\nu_a\rangle (\cos^2\theta \exp(-iE_1 t) + \sin^2\theta \exp(-iE_2 t)) \\ &\quad + |\nu_b\rangle \sin\theta \cos\theta (\exp(-iE_1 t) - \exp(-iE_2 t)) \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

となる。この式から時間の経過により  $\nu_a(t)$  の中に  $\nu_b$  成分が入っていることがわかる。よってニュートリノ振動の起こる確率は

$$\begin{aligned} P(\nu_a \rightarrow \nu_b) &= |\sin\theta \cos\theta (\exp(-iE_1 t) - \exp(-iE_2 t))|^2 \\ &= \frac{1}{4} \sin^2\theta (\exp(-iE_1 t) - \exp(-iE_2 t)) (\exp(iE_1 t) - \exp(iE_2 t)) \\ &= \frac{1}{4} \sin^2\theta (2 - 2\cos(E_2 - E_1)t) \\ &= \sin^2\theta \sin^2\left(\frac{E_2 - E_1}{2}t\right) \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

$(E_2 - E_1)$  は質量 2 乗差  $\Delta m^2$  を使って、

$$E_2 - E_1 = \sqrt{p_2^2 + m_2^2} - \sqrt{p_1^2 + m_1^2} \quad (\text{A.12})$$

$$\begin{aligned} &\sim \left(p_2 + \frac{m_2^2}{2p_2}\right) - \left(p_1 + \frac{m_1^2}{2p_1}\right) \\ &\sim \Delta m^2 / 2E \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

ただし、 $m \ll p$ 、 $p_1 \sim p_2 \sim E$  である。 $\nu_a$  が距離  $L = ct$  走ったときに  $\nu_b$  に変化している確率は、

$$\begin{aligned} P(\nu_a \rightarrow \nu_b) &= \sin^2\theta \sin^2(\Delta m^2 / 4E) \\ &= \sin^2\theta \sin^2(1.27 \Delta m^2 [eV] L [km] / E [GeV]) \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

である。

## 付録 B

# Auto xenon による検出器のチェック

Auto xenon は検出器内に設置された人工光源である。キセノンフラッシュランプの光を光ファイバーを通してシンチレータボールに送る。これによりシンチレータボールは1分間に一回発光し、ほぼ全てのPMTにヒットが記録される。出力信号の大きさの変化を継続的に観測することで、水質の変化やPMTのゲインのチェックを行う。

光源の詳細は参考文献 [9] を参照されたい。

出力較正が済んだ後、2006年8月から現在までデータが取り続けられている。図 B.1 はその経過である。この図を見ると、底面 PMT の出力の平均値が上面 PMT のそれよりも大きな値になっている。これは純水の透明度が透明度が上下で異なり、bottom のほうが良いことを示している。4.4.4 節でも述べたが、純水の供給を底面側から行っている（底面から先にきれいな水が入る）ことに起因すると考えられる。上面から排水を行っているが、均一に水を出すことができず、いつまでも排出されず検出器内に残る水があることが予想される。純水の供給と排水の方向を上下で変えた期間（図 B.1 の 243 日目から 292 日目）では他の期間と逆に上面 PMT の出力の平均が大きくなっている。

基準日と現在を比べると約 10% 光量が増加しており、検出器全体としては純水の透明度が上がってきていることが分かる。純水の透明度に関しては内水槽を通過したミュオンのデータを使った測定も行われている。auto xenon と muon 測定の結果を比べたものが図 B.2 である。透過率は順調に上昇し、100m

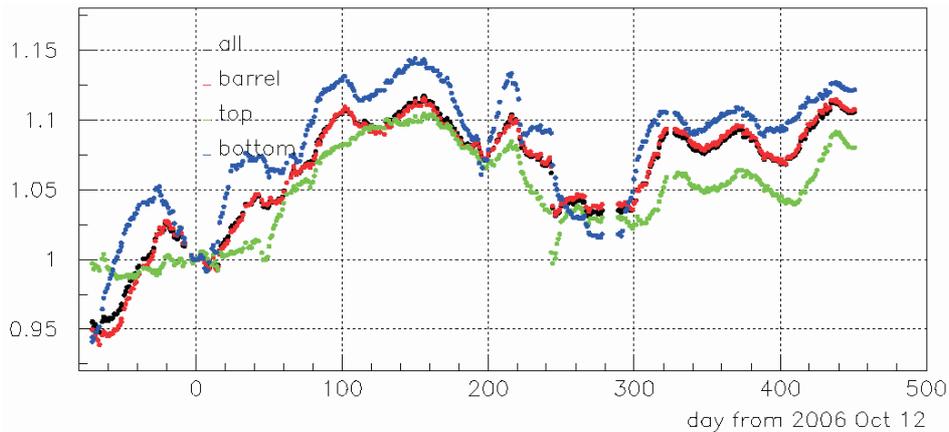


図 B.1 auto xenon の光量変化。横軸は 2006 年 10 月 12 日を 0 とした経過日数。縦軸は同日の光量を 1 とした変化を表している。PMT の出力の場所ごとに平均の値を示していて、黒は内水槽全ての PMT の平均、赤は側面の PMT の平均、緑は上面の PMT の平均、そして青が底面 PMT の平均値である。

近くにまでなっている。

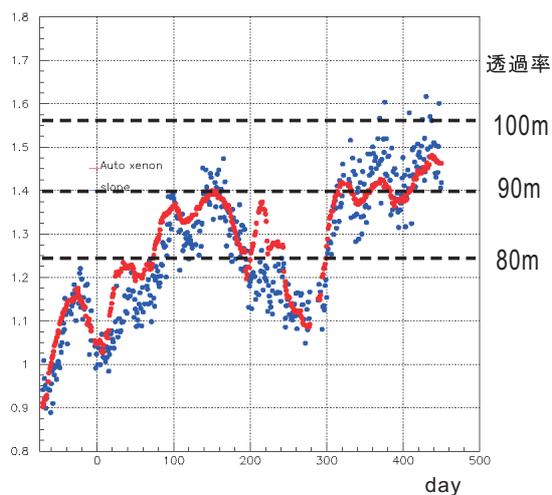


図 B.2 auto xenon と muon 測定の比較。横軸は 2006 年 10 月 12 日を 0 とした経過日数。縦軸は auto xenon については同日の光量を 1 とした変化、muon については透明度 [m] の値を同日を 1 とした変化。赤が auto xenon、青が muon である。どちらも底面 PMT の結果を使っている。また、auto xenon の値は muon の測定結果と比べるため、両データの最大値、最小値を使って縦軸のスケール合わせをしている。

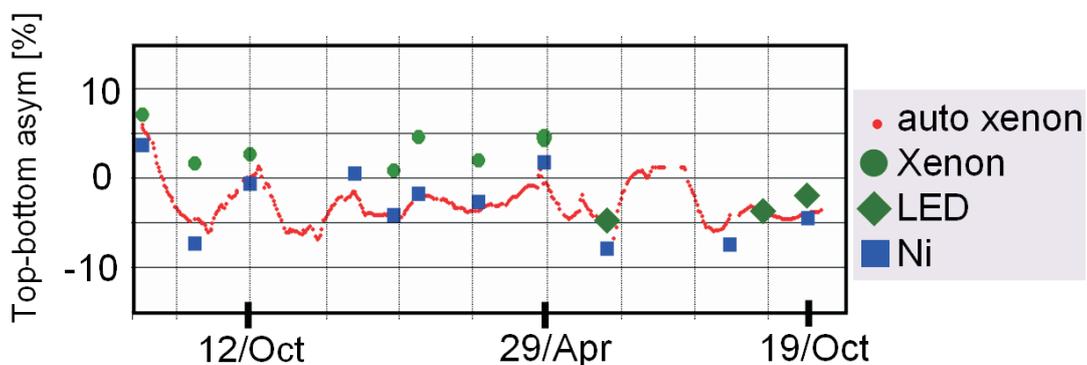
## 付録 C

# Monthly calibration

出力較正後、ゲインの変化や、水質の変化のチェックのために1ヶ月に1回程度の割合でNi線源やシンチレータボールを使ったデータの収集を行っている。これを monthly calibration と呼んでいる。

図 C.1 は auto xenon、シンチレータボール、Ni 線源の各データの top bottom symmetry(式 3.20) の時間推移を示している。

monthly calibration による検出器の上下対称性は2006年10月に得られたデータが最も top bottom asymmetry が小さく、これが QE テーブル用の Ni データを選ぶ条件のひとつとなった。また Auto xenon の図 B.1 の基準日も同日に設定された。それ以前、以後の Auto xenon の変化の様子は monthly calibration によって再確認されている。



## 参考文献

- [1] Y.Fukuda et al Phys.Rev.Lett.81 1562 (1998)
- [2] 日本評論社 人類の住む宇宙 シリーズ現代の天文学第一巻
- [3] R.Davis,Jr Nucl.Phys.32:13-32,1994.
- [4] J. N. Bahcall et al Astrophys. J. 621 85 (2005)
- [5] Measurement of Neutrino Oscillation by the K2K Experiment, The K2K Collaboration, Phys.Rev.D74:072003,2006.
- [6] The Super-Kamiokande Collaboration, Phys. Lett. B539(2002)179-187
- [7] Observation of a neutrino burst from the supernova SN1987A, Phys. Rev. Lett. 58, 1490 - 1493 (1987)
- [8] T.Iida スーパーカミオカンデにおける利得較正および超新星背景ニュートリノ探索の研究, 2007
- [9] M.Sugihara スーパーカミオカンデ III における 11129 本の 20 インチ光電子増倍管の出力応答の精密較正, 2007
- [10] M.Ikeda スーパーカミオカンデにおける超新星爆発ニュートリノバースト探索, 2007
- [11] Y.Koshio Study of Solar Neutrinos at Super Kamiokande, 1998
- [12] 丸善理科年表平成 17 年版
- [13] C.Mitsuda Super-Kamiokande における太陽ニュートリノ観測のための放射線バックグラウンドの研究, 2001
- [14] 中畑雅行、鈴木洋一郎 太陽ニュートリノ観測の現状と将来, 日本物理学会誌 2003 vol.58 No.5
- [15] John.R.Taylor 計測における誤差解析入門 東京化学同人
- [16] 田村詔生、末包文彦、安田修 原子炉を用いたニュートリノ混合角  $\theta_{13}$  の精密測定 日本物理学会誌 2006 vol.11 No.61
- [17] 作田誠 ニュートリノと標準理論 -最近の実験を中心に-, 別冊数理科学 2007 年 10 月 サイエンス社
- [18] 榎本三四郎 KamLAND 実験と地球ニュートリノその物理と観測の現状, 高エネルギー物理学研究者会議 高エネルギーニュース,24(2),(2005),70-78
- [19] H.Ishino Measurement of the solar neutrino energy spectrum at Super-Kamiokande, 1999
- [20] M.Ikeda Search for Supernova Neutrino Bursts at Super-Kamiokande, The Super-Kamiokande Collaboration, Astrophys J. 669 (2007) 519,

# 謝辞

本論文の完成にあたって、多くの方からご指導、ご助言を頂いたことに感謝の意を述べたいと思います。

私の指導教官である作田誠先生には研究室配属直後から、物理や測定についての基本やニュートリノ物理に関する事項、卒業研究での放射線測定、さらには学会などでのプレゼンテーションのコツまで多岐にわたるご指導を頂きました。また国際会議 NuInt05、NuFact07 の準備や運営に携わるなかで、ニュートリノ物理の最前線とそこに関わる研究者の方々との交流の機会を設けて頂きました。なにより、私がスーパーカミオカンデ実験のコラボレーターという貴重な経験を与えて頂いた、その中で修士論文を完成させることができたのは先生の細やかなご指導の賜物です。

スーパーカミオカンデ実験においては、作田先生だけでなく、多くの先生方からご指導を頂きました。

東京大学宇宙線研究所の小汐由介先生には、神岡での測定や解析について初歩の初歩から教えて頂きました。測定器の扱いから計算機のプログラミング、ミーティングで発表するスライドのチェックまで、非常に多くの時間を割いて頂きました。私はスーパーカミオカンデ実験において、Calibration グループと Low energy グループの二つに属していましたが、その両方で、神岡での現場指導においては作田先生以上にお世話になり、私にとって小汐先生は第二の指導教官と言えると思います。また、私が岡山で研究をしている間も電子メールで頻りに丁寧なご指導をくださいました。修士学生としての2年間で最も多くのメールのやり取りをしたのは小汐先生だと思います。本当にありがとうございました。

東京大学宇宙線研究所の森山茂栄先生には、解析のご指導だけでなく、物理実験を行なう者の在り方や方針など、calibration グループのリーダーとして様々なご指導、助言を頂きました。一つのデータから様々な推測や次にどのような解析をすべきかを引き出す先生の研究者としての姿勢は大変勉強になりました。

また、calibration グループでは同研究所の大林由尚先生、University of California, Irvine の峰先生、名古屋大学の伊藤好孝先生にも多大な助言を頂きました。NiMC やそのデータ解析では Seoul National University の B.S. Yang さんに、私の分からなかった点を教えてもらいました。また研究棟で韓国料理もご馳走になりました。

Low energy グループでは小汐先生以外にも東京大学宇宙線研究所の中畑雅行先生から解析のヒントや助言をたくさん頂きました。Low energy のデータ解析やプログラムの使い方などについて竹内康雄先生に、スーパーカミオカンデの純水装置については関谷洋之先生に色々教えて頂きました。全ての先生のお名前を挙げることはできませんが、他にも多くの先生方からご指導を頂き、ありがとうございます。

神岡での研究においては先生方だけでなく、宇宙線研の技官の熊丸さん、水畑さん、古田さんには坑内でお世話になりました。研究棟では事務手続きなどで前田さんと岡田さん、他にも研究棟や宿舎の管理をしていただいている皆様にお世話になりました。

宇宙線研や他の大学の学生の皆さんにもお礼を述べたいと思います。宇宙線研の池田さん、飯田さん、上島さん、南野さんには解析などのテクニックや SK 検出器の詳細などについて教えて頂きました。また

神岡滞在中に息抜きに誘っていただくなど、研究以外の面でもお世話になりました。

同じ修士学生として、名古屋大学の田中君、東海大学の古瀬君には神岡での生活や解析の細かなテクニックを教えてもらいました。

岡山大学でも多くの方の支えの下、有意義な研究生を送ることができました。研究室秘書の久保田雅子さんには事務手続きなどでお世話になりました。研究室の先輩の杉原さんには解析やコンピュータのソフトウェアの設定などを教えてもらっただけでなく、研究がうまく進むか不安だったときなど、いつも気にかけて下さり、相談相手になっていただきました。同輩の那須君には私が苦手な理論の分野で色々教えてもらいました。また就職活動や修士論文の作成などでも相談に乗ってもらいました。M1の浜田君には岡山での実験や解析の作業などで助けてもらいました。一緒になって測定器の回路のセットをしたり、PMTの信号を観察する中で色々な意見や発見を教えてもらい、とても勉強になりました。また修士の間発表やこの論文についても、より分かりやすい内容になるようアドバイスをもらいました。学部4年生の石垣さんと吉田君にも色々話を聞いてもらいました。お二人の卒業研究についてもっとお手伝いできたら良かったのですが、なかなか時間が取れませんでした。頼りない先輩をお許しください。作田研究室の皆さん、本当にありがとうございました。来年以降もまた岡大からSKに参加する学生が来てくれることを願っています。

岡山大の同じ修士学生で量子構造物理学研究室の田辺誠君には他分野の研究を行う人からの視点で、ゼミや物理学会での私の発表資料についていろんなコメントをもらい、とてもためになりました。

最後に、ずっと私を支えてくれた家族に感謝します。

W.Pauliがニュートリノの存在を予言してからおよそ80年の年月が経過しました。その間、世界の物理学者、天文学者の努力によりニュートリノの直接観測の成功(1956)、太陽ニュートリノの検出(1968)、超新星爆発ニュートリノの検出(1987)、ニュートリノ振動およびニュートリノが有限の質量を持つこと(1998)など、素粒子・宇宙物理にとって重要な発見がなされ、ニュートリノ物理学とニュートリノ天文学は自然科学の一分野として人々に認知されるようになりました。

完全再建を果たしたスーパーカミオカンデ実験はこれからもまた、ニュートリノ物理学やニュートリノ天文学を牽引していく存在になると思います。本論文の研究成果がスーパーカミオカンデの明るい将来に少しでも貢献できれば幸いです。

2008年2月24日 出原 由規