

Master's thesis

2007

FlashADCを用いた  
スーパーカミオカンデIIにおける  
高エネルギー電子ニュートリノの探索

小池 貴

名古屋大学大学院理学研究科  
素粒子宇宙物理学専攻博士前期課程

## Abstract

スーパーカミオカンデ検出器を用いて、宇宙からの高エネルギー電子ニュートリノの探索と、そのバックグラウンドとなる高エネルギー大気ニュートリノの研究を行った。過去に高エネルギー電子ニュートリノを用いた宇宙からのニュートリノの探索は、AMANDA や Frejus で行われてきた。しかし、スーパーカミオカンデでは宇宙からのニュートリノ探索は専ら上向き  $\mu$  が用いられていて、電子ニュートリノを用いた探索はされていなかった。本研究で初めて電子ニュートリノを用いた宇宙からのニュートリノ探索を行った。

本研究ではスーパーカミオカンデで得られた 456 日分の観測データを用いてニュートリノ事象の選別および物理量の再構成を行い、高エネルギー宇宙電子ニュートリノの探索を行った。高エネルギー事象の観測においては、ATM(Analogue Timing Module。光電子増倍管からの信号を受け取り時間情報とエネルギー情報を得るための装置。)を用いたデータ収集システムでは ADC が約 600pC(約 250p.e.) でオーバーフローを起こしてしまうため、ニュートリノのエネルギー決定精度が劣化する。そのため、信号の波形をそのものを記録できる FlashADC(FADC) を用いてニュートリノエネルギーの再構成の改善を行った。その結果、高エネルギー領域ではエネルギーが ATM を用いたものに比べて最大約 2 倍に補正された。FADC を使用したエネルギーの再構成を用いて、これまでデータの無かった 100GeV 以上の領域において高エネルギー大気ニュートリノを調べた。その結果、大気ニュートリノモンテカルロデータが期待値 0.27 イベントに対して、観測データは 0 イベントであり、大気ニュートリノモンテカルロデータと一致した。これにより 100GeV 以上の領域において大気ニュートリノでは説明のつかない異常な量の宇宙線起源の電子ニュートリノは観測されていないことが分かった。また、100GeV 以上の領域の大気ニュートリノフラックスの上限値として 0.167 イベント/kt $\cdot$ year 以下 (90% C.L.) を得た。

以上をまとめると、本研究で私は FADC を用いてニュートリノエネルギーの再構成の改善を行った。また、スーパーカミオカンデにおいて、FADC が導入されてからの 456 日の観測データを用いて、高エネルギー電子ニュートリノの探索を行った。その結果、観測データは大気ニュートリノモンテカルロデータと一致し、大気ニュートリノでは説明できない高エネルギーニュートリノは観測されていなかった。

# 目次

第1章	序論	8
1.1	ニュートリノ観測の意義	8
1.2	ニュートリノの性質	9
1.3	ニュートリノ振動	11
1.4	宇宙ニュートリノの観測	12
第2章	スーパーカミオカンデ実験の概要	15
2.1	大気ニュートリノ	15
第3章	スーパーカミオカンデ検出器	17
3.1	測定原理	18
3.2	内水層、外水層	19
3.3	光電子増倍管	19
3.3.1	内水層-20インチ光電子増倍管	19
3.3.2	外水層-8インチ光電子増倍管	21
3.4	純水系	21
3.4.1	純水装置	21
3.4.2	ラドンフリーエア	22
第4章	データ収集システム	25
4.1	ATMを用いたデータ収集システム	25
4.1.1	ATMモジュール	25
4.1.2	ATMを用いたデータ収集システム	26
4.1.3	ATMトリガー	27
4.1.4	ATMを用いたデータ収集システムの弱点	27
4.2	FlashADCを用いたデータ収集システム	28
4.2.1	FlashADCモジュール	28
4.2.2	FlashADCを用いたデータ収集システム	30
4.2.3	FADCトリガー	30
第5章	FlashADCシステムを用いたエネルギーの再構成	36
5.1	FlashADCシステムの較正	36
5.1.1	レーザーを用いた実験方法	36
5.1.2	FADC QとATM Qの相関	37
5.2	FlashADCモンテカルロシミュレーション	39

5.3	FlashADC を用いたエネルギー再構成 . . . . .	40
5.3.1	ATM を用いたエネルギー再構成 . . . . .	40
5.3.2	FlashADC を用いたエネルギー再構成 . . . . .	41
<b>第 6 章</b>	<b>大気ニュートリノの解析</b>	<b>48</b>
6.1	スーパーカミオカンデにおけるニュートリノ事象 . . . . .	48
6.2	ニュートリノ事象選別 . . . . .	48
6.2.1	リダクション . . . . .	49
6.2.2	一次リダクション . . . . .	49
6.2.3	二次リダクション . . . . .	49
6.2.4	三次リダクション . . . . .	49
6.2.5	四次リダクション . . . . .	50
6.2.6	事象の再構成 . . . . .	50
6.2.7	リダクション、再構成の結果 . . . . .	50
6.3	大気ニュートリノの解析 . . . . .	56
6.3.1	大気ニュートリノモンテカルロ . . . . .	56
6.3.2	ニュートリノ振動の効果 . . . . .	57
6.3.3	ニュートリノ振動を考慮した大気ニュートリノ . . . . .	57
<b>第 7 章</b>	<b>高エネルギーニュートリノの探索</b>	<b>60</b>
7.1	イベントの選別 . . . . .	60
7.1.1	粒子分別 (PID、Particle IDentification) . . . . .	60
7.1.2	運動量 . . . . .	60
7.1.3	崩壊電子の数 . . . . .	60
7.1.4	崩壊電子の反応点 . . . . .	61
7.1.5	全てのカット後のイベント . . . . .	61
7.2	高エネルギー宇宙ニュートリノの探索 . . . . .	61
<b>第 8 章</b>	<b>まとめと議論</b>	<b>65</b>

# 目 次

1.1	荷電カレント反応のファインマンダイアグラム . . . . .	10
1.2	中性カレント反応のファインマンダイアグラム . . . . .	10
1.3	高エネルギー事象の ATM でのイベントディスプレイ。中央が内水槽、左 上が外水槽。○の大きさ、はPMTの受けた光量を示す。○が大きいほど 光量大きい。 . . . . .	13
1.4	高エネルギー事象の ATM での PMT のヒット時間と光量のヒストグラム。 上図はヒット時間のヒストグラム。横軸は ns である。下図は光量のヒスト グラム。横軸は p.e. である。 . . . . .	14
3.1	スーパーカミオカンデ検出器 ( <a href="http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/">http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/</a> ) . . . . .	17
3.2	チェレンコフリングのイメージ . . . . .	18
3.3	検出器の構造体 (スーパーモジュール) . . . . .	20
3.4	20 インチ光電子増倍管 . . . . .	20
3.5	チェレンコフ光のスペクトルと量子効率の波長依存性 . . . . .	22
3.6	20 インチ光電子増倍管の 1p.e. イベントの時間分解能 . . . . .	23
3.7	光電子増倍管が 1p.e の光量を受けた時の出力信号の波高分布 . . . . .	23
3.8	スーパーカミオカンデの純水装置 . . . . .	24
3.9	ラドンフリーエアシステム . . . . .	24
4.1	ATM モジュールの構造 . . . . .	25
4.2	ATM のデータ収集システム . . . . .	26
4.3	HITSUM によるグローバルトリガーの生成 . . . . .	27
4.4	FlashADC の内部構造 . . . . .	32
4.5	圧縮モードにおける FlashADC データの模式図 . . . . .	33
4.6	FlashADC を用いたデータ収集システム . . . . .	34
4.7	FlashADC のトリガーシステム . . . . .	35
5.1	FADC で測定された 100p.e. 相当の入射光量に対する PMT 波形。横軸は $\mu\text{s}$ で縦軸は V である。 . . . . .	37
5.2	FADC で測定された 450p.e. 相当の入射光量に対する PMT 波形。1V 以上 の電圧が FADC 測定できる最大値である。横軸は $\mu\text{s}$ で縦軸は V である。 . . . . .	38
5.3	モンテカルロによる高エネルギーイベントにおける FADC で期待される波 形。 . . . . .	39
5.4	レーザーキャリブレーションで得られた FADC Q と ATM Q との相関 (FADC ch1)。横軸は FADC Q で縦軸は ATM Q (p.e.) である。 . . . . .	40

5.5	レーザーキャリブレーションで得られた MON Q と ATM Q との相関。横軸は MON Q(p.e.) で縦軸は ATM Q(p.e.) である。 . . . . .	42
5.6	ATM Q/MON Q の分布 . . . . .	42
5.7	レーザーキャリブレーションで得られた FADC Q と estimated Q の相関 (FADC ch1)。横軸は FADC Q で縦軸は estimated Q(p.e.) である。 . . . . .	43
5.8	FADC Q と光量の相関テーブル。横軸は FADC Q で縦軸は光量 (p.e.) である。 . . . . .	43
5.9	モンテカルロで使用する 1p.e. の波形情報のテーブル . . . . .	44
5.10	モンテカルロで使用する FADC Q と ATM Q の相関テーブル。横軸は FADC Q で縦軸は ATM Q(p.e.) である。 . . . . .	44
5.11	RTOT の計算に用いられる変数の定義 . . . . .	45
5.12	RTOT と荷電レプトンの運動量の関係 . . . . .	45
5.13	5GeV での corr Q 分布 . . . . .	46
5.14	10GeV での corr Q 分布 . . . . .	46
5.15	電子のエネルギーとガウスフィットした corr Q' の関係。横軸は GeV で縦軸はガウスフィットした corr Q' である。エラーバーはその $1\sigma$ を示す。 . . . . .	47
5.16	運動量の決定精度。横軸は GeV で縦軸は $\sigma/corrQ'(\%)$ 。 . . . . .	47
6.1	FC,PC イベント . . . . .	48
6.2	FADC- $E_{vis}, E_{vis}$ の分布。横軸は GeV。実線が FADC- $E_{vis}$ で、点線が $E_{vis}$ である。ただし、 $FADC-E_{vis} > 10GeV, E_{vis} > 10GeV$ . . . . .	51
6.3	最もエネルギーの高いと思われる事象のイベントディスプレイ。中央が ATM、左上が FADC のものである。ATM において○の大きさ、FADC において□の大きさは PMT の受けた光量を示す。○または□が大きいほど光量大きい。 . . . . .	52
6.4	図 6.3 のイベントディスプレイの ATM と FADC の配置を逆にしたもの . . . . .	53
6.5	二番目にエネルギーの高いと思われる事象のイベントディスプレイ。中央が ATM、左上が FADC のものである。ATM において○の大きさ、FADC において□の大きさは PMT の受けた光量を示す。○または□が大きいほど光量大きい。 . . . . .	54
6.6	図 6.5 のイベントディスプレイの ATM と FADC の配置を逆にしたもの . . . . .	55
6.7	FADC- $E_{vis}, E_{vis}$ の分布。横軸は GeV。ヒストグラムは livetime により規格化したモンテカルロ。ただし、 $FADC-E_{vis} > 10GeV, E_{vis} > 10GeV$ 、ニュートリノ振動の効果を含まない。 . . . . .	57
6.8	FADC- $E_{vis}, E_{vis}$ の分布。横軸は GeV。ヒストグラムは livetime により規格化したモンテカルロ。 $\nu_{\mu} \leftrightarrow \nu_{\tau}$ 振動を考慮してある。ただし、 $FADC-E_{vis} > 10GeV, E_{vis} > 10GeV$ . . . . .	58
7.1	$E_{vis} > 10GeV$ PID パラメータ分布。実線が $\nu_e$ 荷電カレント反応、点線がその他。 . . . . .	61
7.2	$E_{vis} > 10GeV$ 運動量分布。実線が $\nu_e$ 荷電カレント反応、点線がその他。 . . . . .	62
7.3	$E_{vis} > 10GeV$ 崩壊電子数分布。実線が $\nu_e$ 荷電カレント反応、点線がその他。 . . . . .	63

7.4	$E_{\text{vis}} > 10\text{GeV}$ ニュートリノ反応点と崩壊電子の反応点との距離の平方根分布。実線が $\nu_e$ 荷電カレント反応、点線がその他。 . . . . .	64
7.5	4つのカットを行った後の高エネルギーニュートリノデータの FADC- $E_{\text{vis}}$ 分布。横軸は GeV。ヒストグラムは livetime により規格化したモンテカルロ。 $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ 振動を考慮してある。 . . . . .	64

# 表 目 次

1.1	レプトンの種類。[ ] 内の数値は対応する質量 $\text{MeV}/c^2$ . . . . .	10
3.1	チェレンコフ光を発生する主な荷電粒子の臨界エネルギー . . . . .	18
3.2	20 インチ光電子増倍管の性能表 . . . . .	21
4.1	FlashADC の性能表 . . . . .	29
5.1	モニターの PMT の印加電圧 . . . . .	37
6.1	456 日分の観測に対応したモンテカルロの内訳。ただし、 $E_{\text{vis}} > 10\text{GeV}$ . . . . .	58
6.2	456 日分の観測に対応したニュートリノ振動を考慮したモンテカルロの内 訳。ただし、 $E_{\text{vis}} > 10\text{GeV}$ . . . . .	59
7.1	全カット後のモンテカルロの内訳。ただし、 $E_{\text{vis}} > 10\text{GeV}$ . . . . .	62
7.2	カット後のデータとモンテカルロのイベント数 . . . . .	63

# 第1章 序論

まず始めに、ニュートリノ観測の意義やニュートリノ自体の性質について述べる。また、ニュートリノの性質の一つであるニュートリノ振動について説明する。最後に、宇宙ニュートリノ探索の現状について述べる。

## 1.1 ニュートリノ観測の意義

宇宙を探查する一般的な方法は、電波や可視光、X線や $\gamma$ 線など電磁波を観測することである。それぞれ、観測する電磁波により電波天文学( $\sim 10^{-8}$  eV)から $\gamma$ 線天文学( $10^8$  eV)までである。このなかでニュートリノを観測することで宇宙を見ることの利点はいくつかある。理由の一つは、光を通さない高密度、高温の物質・放射場であってもニュートリノなら貫通するため、通常の可視光などの電磁波観測では不可能な宇宙や天体の内部の情報を直接的に得ることが出来ることである。カミオカンデ実験の超新星ニュートリノや太陽ニュートリノの観測はこの特徴をいかしたものである。その結果、星の内部の情報を直接的に得ることが出来た。

このようにして観測されるニュートリノのエネルギーは、MeV( $10^6$  eV)領域が主であった。しかし、ニュートリノのエネルギーがもっと高い領域、具体的にはTeV( $10^{12}$  eV)以上ではニュートリノを観測する新たな利点が存在する。まず一つ目としてこのエネルギー領域では宇宙空間自体が電磁波(光子)に対して透明ではない。宇宙空間を満たしている宇宙背景光子と高エネルギーの光子は電子対生成過程により相互作用してしまい、宇宙空間を進むことが出来ない。衝突の平均自由行程は超高エネルギー領域( $10^{15}$  eV)ではわずか10 kps(約3万光年)のオーダーであり、銀河ほどの大きさしかない。そのため、銀河系外の広大な宇宙空間からの高エネルギーの電磁波を直接観測することは難しい。しかし、弱い相互作用しか関係しないニュートリノなら背景放射に邪魔されずに直接観測することが出来る。また、高エネルギー領域においてニュートリノを生成するにはミューオン崩壊によってニュートリノを生成する高エネルギーの $\pi^\pm$ が必要である。そのため、 $\pi^\pm$ を生成する親のハドロン、例えば陽子が高エネルギーに加速されている必要がある。そのため、高エネルギーニュートリノを探索することにより宇宙線の加速の起源を探索することが出来る。例をあげると高エネルギー宇宙線の主成分である陽子が光子と衝突する反応

$$\gamma p \rightarrow \pi^\pm X \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu \rightarrow e^\pm \nu_e \nu_\mu \quad (1.1)$$

は、衝突断面積が共鳴構造を持ち、ある衝突エネルギーで断面積が増大することが分かっているため、生成過程の本命と考えられてきた。例えば、活動銀河核やガンマ線バーストなどの莫大なエネルギー放射が見られる天体においてなんらかの機構で加速された高エ

エネルギー陽子が天体周辺の  $\gamma$  線、X 線、可視光、紫外線と衝突するシナリオである。この場合、 $\pi^\pm$  と同様に生成される  $\pi^0$  は下のように崩壊する。

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma \quad (1.2)$$

この過程で  $\gamma$  線も生成されるが、 $\gamma$  線は電子との逆コンプトン散乱といった過程でも生成されるため、 $\gamma$  線の検出だけで宇宙線が加速されている直接的な証拠とはなり難い。それに比べてニュートリノの検出は宇宙線源の直接的な観測が可能である。

また、10GeV~100TeV 領域のニュートリノを探索する意義として暗黒物質の探索が上げられる。暗黒物質の候補の一つに上げられる WIMP (weakly interacting massive particle) は地球や太陽などの重力場に捕まり対消滅を起こす。その結果ニュートリノが生成される。このときのニュートリノのエネルギーは WIMP 質量と同程度のエネルギーであると予想され、100GeV~1TeV と考えられる。そのため、100GeV~1TeV の領域でニュートリノを探索することにより WIMP の探索を行うことが出来る。

また、高エネルギーニュートリノ探索のもう一つの利点としてバックグラウンドとなる大気ニュートリノフラックスはおよそエネルギーの 3 乗に比例して減ることがあげられる。これは一次宇宙線のスペクトルを反映している。現在いくつかのモデルで 100TeV 以上になると宇宙ニュートリノが大気ニュートリノに対して卓越するといわれている。しかしながら、宇宙ニュートリノ源としてエキゾチックなもの (WIMP の対消滅) を考えれば、もっと低いエネルギーで宇宙ニュートリノが大気ニュートリノバックグラウンドを越えて検出されることもありうる。

## 1.2 ニュートリノの性質

ここでニュートリノの性質について少し述べる。ニュートリノはベータ崩壊において一見エネルギー保存則が破れているように見える現象を説明するためにパウリが仮定し、フェルミにより理論づけられた粒子である。弱い相互作用しかしないため長い間その存在を直接的に実証できなかった。1953 年になってライネスにより原子炉からのニュートリノが確認された。

ニュートリノは素粒子の内のレプトンの一つであり、その性質は電荷が 0 であり、スピン 1/2 で質量が測定できないほど小さい。電氣的に中性なニュートリノは電磁相互作用がなく、レプトンであるため強い相互作用もない。弱い相互作用と重力相互作用でしか反応しない。しかし質量が非常に小さいため、重力相互作用もほとんど反応しない。そのため他の素粒子との反応が少なく、透過性が非常に高い。また、ニュートリノには 3 種類が知られている。それぞれ電子ニュートリノ ( $\nu_e$ )、ミューニュートリノ ( $\nu_\mu$ )、タウニュートリノ ( $\nu_\tau$ ) がある。表 1.1 にニュートリノの種類と質量の上限値を示す。ニュートリノの観測には荷電カレント反応と中性カレント反応が利用される。 $W^\pm$  を媒介して相互作用により粒子が電荷を変えるものを荷電カレント反応という。例えば、図 1.1 のように  $W^\pm$  を媒介して起こすことが出来る。このとき  $\nu_\mu$  なら  $\mu$  を生成するので、ニュートリノの種類を判別することが出来る。これに対して  $Z^0$  を媒介しての相互作用を中性カレント反応という。図 1.2 のように反応する。中性カレント反応の場合はニュートリノの種類を探る反応としては役に立たない。また、ニュートリノと物質との反応は断面積が小さく、1GeV 以

型	電荷	第一世代	第二世代	第三世代
ニュートリノ	0	電子ニュートリノ [<0.00001]	ミューニュートリノ [<0.25]	タウニュートリノ [<35]
荷電	-1	電子 [0.510]	ミューオン [105.7]	タウ [1777]

表 1.1: レプトンの種類。 [ ] 内の数値は対応する質量 MeV/c<sup>2</sup>

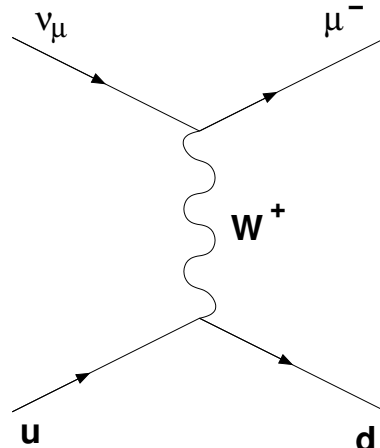


図 1.1: 荷電カレント反応のファインマンダイアグラム

上ではおよそニュートリノのエネルギーに比例する。核子との相互作用の場合にはニュートリノのエネルギーが 1GeV~10TeV の領域では、およそ

$$\sigma \approx 10^{-38} \times E_\nu(\text{GeV}) \text{ cm}^2 \quad (1.3)$$

が成り立つ。ここで、 $E_\nu(\text{GeV})$  はニュートリノのエネルギーである。

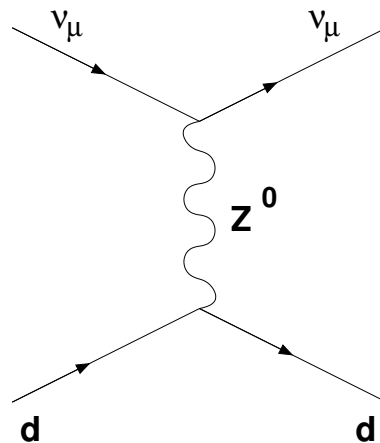


図 1.2: 中性カレント反応のファインマンダイアグラム

### 1.3 ニュートリノ振動

ニュートリノの性質の一つであるニュートリノ振動について述べる。ニュートリノに質量があると、質量の固有状態と弱い相互作用の固有状態は一般に一致せず、異なる種類のニュートリノ ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ) が混じり合う。その結果、例えば  $\beta$  崩壊で生成された電子ニュートリノは、ある時間後には  $\nu_\mu$  や  $\nu_\tau$  成分を含み、その確率は時間とともに振動する。異なる種類のニュートリノ間の振動現象を正確に扱うには、三種類間の遷移を同時に解く必要がある。今は簡単のため二種類間の遷移のみを仮定して、 $\nu_e$  と  $\nu_\mu$  の間の遷移を考える。このとき、 $\nu_e$  と  $\nu_\mu$  は次のように表すことが出来る。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

ここで、 $\nu_1, \nu_2$  は質量の固有状態、 $\theta$  は混合角とする。あるニュートリノ  $\nu_j$  のエネルギーを  $E_j$  とすると

$$E_j = \sqrt{p^2 + m_j^2} \approx p + \frac{m_j^2}{2p} \quad (1.5)$$

となる。このとき  $\nu_j$  は時間とともに

$$|\nu_j(t)\rangle = |\nu_j(0)\rangle e^{-iE_j t} \quad (1.6)$$

と変化する。したがって、 $t = 0$  で  $\nu_e$  であったものが、時刻  $t$  で  $\nu_\mu$  に変化する確率  $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$  は計算でき

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = |\langle \nu_\mu(0) | \nu_e(t) \rangle|^2 \quad (1.7)$$

$$= \frac{1}{2} \sin^2 2\theta (1 - \cos(E_1 - E_2)t) \quad (1.8)$$

となる。ここで

$$|E_1 - E_2| = \left| \sqrt{p^2 + m_1^2} - \sqrt{p^2 + m_2^2} \right| \quad (1.9)$$

$$\approx \frac{|m_1^2 - m_2^2|}{2E} \quad (1.10)$$

$$\equiv \frac{\Delta m^2}{2E} \quad (1.11)$$

とすると、

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{1.27 \Delta m^2 L}{E}\right) \quad (1.12)$$

と書ける。ここで、 $L(\text{km})$  は  $\nu_e$  の飛行した距離、 $\Delta m^2(\text{eV}^2)$  が質量の二乗差、 $E(\text{GeV})$  はエネルギーである。また、 $\nu_e$  が  $\nu_e$  のままでいる確率は

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = 1 - P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) \quad (1.13)$$

となる。この式からわかるようにニュートリノ振動は、混合があり ( $\theta \neq 0$ ) かつ質量差 ( $\Delta m^2 \neq 0$ ) があってはじめて起こる現象である。現在、大気ニュートリノ観測や加速器によるニュートリノ振動実験 (K2K[21]、MINOS[22]) により

$$\Delta m^2_{23} = 1.9 \sim 3.0 \times 10^{-3} \text{ eV}^2, \quad \sin^2 2\theta_{23} > 0.92 \quad (1.14)$$

が得られている。また、太陽ニュートリノ観測 (SK、SNO[23]) や原子炉ニュートリノ観測 (KamLAND[24]) により

$$\Delta m^2_{12} = 8.0 \pm 0.4 \times 10^{-5} \text{ eV}^2, \quad \sin^2 2\theta_{12} = 0.86 \pm 0.04 \quad (1.15)$$

の結果が得られている。

## 1.4 宇宙ニュートリノの観測

現在、宇宙からくるニュートリノの観測実験は様々なものが存在する。前述したように、非常に長い距離を走る宇宙ニュートリノの場合は、高エネルギーにかかわらずニュートリノ振動が起こるため、宇宙で生まれたニュートリノはその生成場所での種類によらずに

$$\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau = 1 : 1 : 1 \quad (1.16)$$

の割合で地球に到達すると考えられる。そのため、どの種類のニュートリノであっても宇宙からのニュートリノを探索することが出来る。今、主に使われているのは地球岩盤でのニュートリノ反応による上向き  $\nu_\mu$  を使う方法である。この方法の利点はニュートリノ反応のターゲットが地球になるため、検出器に比べて検出頻度を高めることが出来る。また、高エネルギーであるほど生成される  $\nu_\mu$  と  $\mu$  の角度相関が良くなり、点源探索に有利である。このような上向き  $\mu$  の観測は、スーパーカミオカンデでも行われている。他にも、南極の氷を利用した巨大なチェレンコフ検出器 AMANDA[19] が存在し、さらに  $1\text{km}^3$  の標的容量を持つ IceCube[25] 実験も現在建設中である。また、湖や海を利用した Baikal[27] や ANTARES[26] といった実験も存在する。スーパーカミオカンデでは有効面積という面では世界最大ではないが数 MeV 領域の低いエネルギーのニュートリノまでチェレンコフリングをイメージングしてニュートリノ反応を再構成することにより、ニュートリノのエネルギーや種類を推定することが出来る。これまでには、上向き  $\mu$  を用いた高エネルギー天体からのニュートリノ探索や、数 MeV~数十 MeV の低エネルギー領域での過去の超新星爆発からの拡散ニュートリノの探索が行われてきた。

それに対して、高エネルギーの  $\nu_e$  を用いた宇宙からのニュートリノ探索はあまり行われていない。AMANDA や Frejus[9] で行われているくらいである。スーパーカミオカンデでは、専ら上向き  $\mu$  を用いてニュートリノ探索が行われてきたため、 $\nu_e$  を用いた探索はされていなかった。上向き  $\mu$  ではなく  $\nu_e$  を用いる利点は、上向き  $\mu$  では測定不可能なニュートリノのエネルギーを精度良く決定できることである。

本研究では  $\nu_e$  を用いて宇宙からのニュートリノの探索と、そのバックグラウンドとなる大気ニュートリノの研究を行った。しかし、後述するように現状の ATM を用いたデータ収集システムには、ADC が約 600pC(約 250p.e.) でオーバーフローしてしまう問題があ

る。そのため、高エネルギー事象の観測では、エネルギー決定精度が劣化する。図 1.3 にスーパーカミオカンデで得られた最も高いエネルギーであると思われる事象のイベントディスプレイを示す。また図 1.4 は同事象の PMT のヒット時間と光量のヒストグラムである。光量の大きなところで ATM がオーバーフローしていることがわかる。このイベントは通常の ATM では約 110GeV のエネルギーのニュートリノと推定されるが、オーバーフローの問題により、エネルギーを低く見積もっている可能性がある。この問題に対して FlashADC(FADC) を用いることにより問題解決をはかった。まず、第二章においてスー

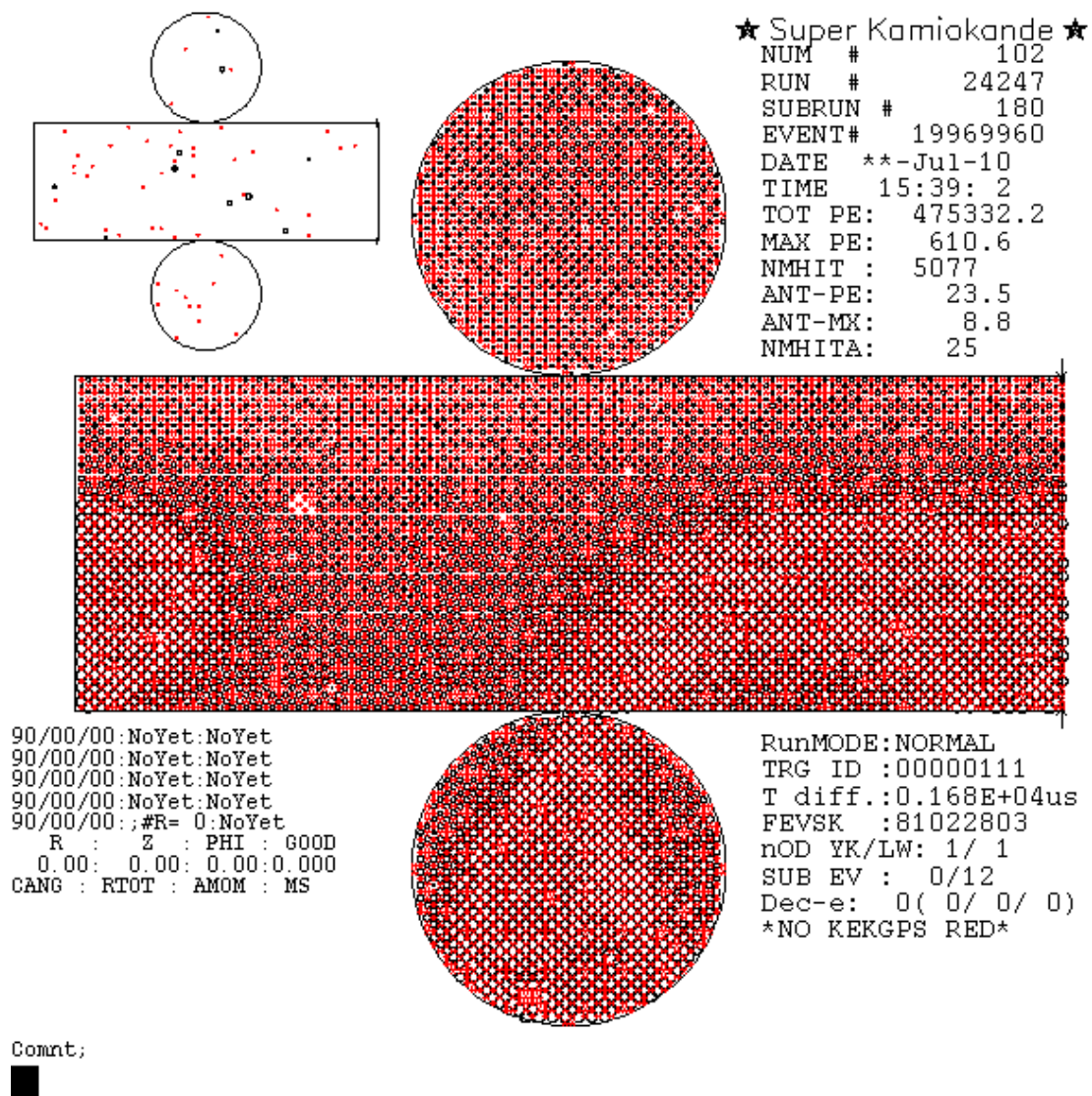


図 1.3: 高エネルギー事象の ATM でのイベントディスプレイ。中央が内水槽、左上が外水槽。○の大きさ、はPMTの受けた光量を示す。○が大きいかほど光量大きい。

パーカミオカンデ実験の概要を、第三章ではスーパーカミオカンデ検出器について、その検出原理や性能について述べる。第四章ではスーパーカミオカンデでのエレクトロニクスについて述べる。第五章では FlashADC システムの較正と FlshADC を用いたエネルギーの再構成について述べる。第六章では大気ニュートリノの解析について述べ、第七章で高エネルギー宇宙ニュートリノの探索の解析について述べる。

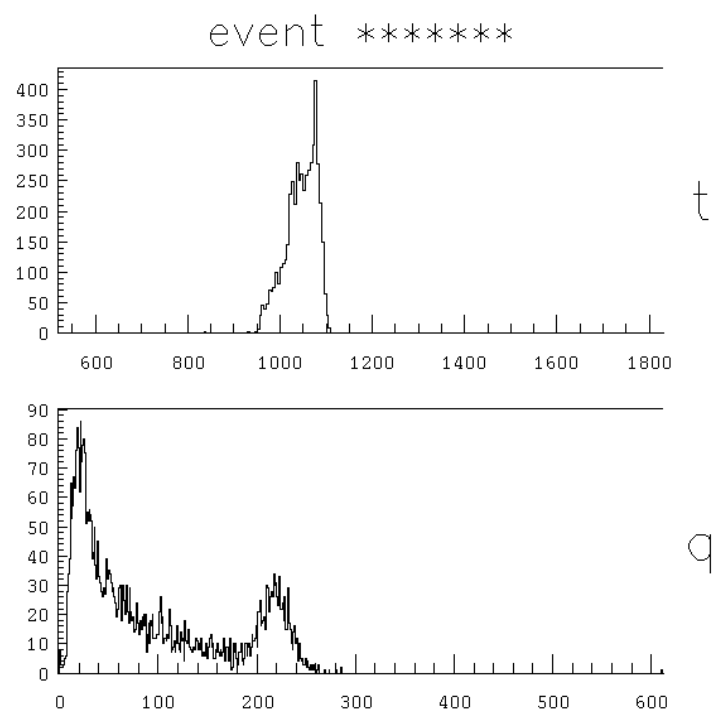


図 1.4: 高エネルギー事象の ATM での PMT のヒット時間と光量のヒストグラム。上図はヒット時間のヒストグラム。横軸は ns である。下図は光量のヒストグラム。横軸は p.e. である。

## 第2章 スーパーカミオカンデ実験の概要

1983年に、カミオカンデ(KAMIOKANDE)実験が開始された。この実験の目的は、核子崩壊の探索である。この結果、核子崩壊そのものは観測されなかったが、実験結果から、SU(5)-GUTは否定され、ほかのモデルにも制限を与えた。また、カミオカンデでは太陽ニュートリノの観測や、超新星爆発起源のニュートリノも観測された。

スーパーカミオカンデ(Super-Kamiokande)は、カミオカンデのアップグレードとして製作され、1996年より観測が開始された。カミオカンデに比べて体積が増したため、観測されるイベント数も増加し、統計精度が向上した。さらに、タンク壁面に占める光電面の割合が20%から40%に増加しエネルギー分解能、空間分解能が向上した。スーパーカミオカンデでは、主に4つのテーマ、大気ニュートリノ、太陽ニュートリノ、核子崩壊、超新星爆発起源ニュートリノを扱っている。ここでは、本研究に関係のある大気ニュートリノについて述べる。

### 2.1 大気ニュートリノ

大気圏に入った1次宇宙線は、大気中にある原子核と相互作用をし、 $\pi$ 、Kなどの2次宇宙線をつくる。大気ニュートリノはこれらの2次宇宙線の崩壊によりつくられる。崩壊の過程は以下の通りである。

$$\pi^+, K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (2.1)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^- + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (2.2)$$

$$\pi^-, K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (2.3)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (2.4)$$

全体として、 $\pi$ 、Kの崩壊により、2つの $\nu_\mu$ と1つの $\nu_e$ がつくられる。 $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)$ と、 $(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ のフラックス比、 $R(\mu/e)$ の値は低エネルギー領域において5%以下の不定性で2であると期待される。スーパーカミオカンデでは、このRについて観測結果と理論値(モンテカルロシミュレーションによる)との比を求めた。結果は以下の通りである。

$$\frac{R(\mu/e)_{data}}{R(\mu/e)_{MC}} = 0.658 \pm 0.016(stat) \pm 0.035(sys) \quad [sub - GeV (\leq 1.33 \text{ GeV})] \quad (2.5)$$

$$\frac{R(\mu/e)_{data}}{R(\mu/e)_{MC}} = 0.702 \pm 0.032(stat) \pm 0.101(sys) \quad [multi - GeV (\geq 1.33 \text{ GeV})] \quad (2.6)$$

この結果、明らかに $\nu_\mu$ が欠損しているか、 $\nu_e$ が過剰にあるかのどちらかであるといえる。この問題は大気ニュートリノ問題と呼ばれており、1998年にスーパーカミオカンデの結果により解決された。

この問題はニュートリノ振動によって説明される。ニュートリノ振動により、 $\nu_\mu$  が他のニュートリノに変化し欠損したため  $R(\mu/e) < 1$  となるのである。標準模型では、ニュートリノの質量は0とされていたが、質量が0であるという確固たる理由はなかった。もし、ニュートリノが有限の質量を持ち、混合角が0でないなら、 $e$ 、 $\mu$ 、 $\tau$ 、の3世代間でニュートリノ振動が発生する。

ニュートリノ振動がスーパーカミオカンデで観測されたことによって、ニュートリノ振動の存在は確固たるものとなった。今後はより精度良くニュートリノ振動のパラメータの測定が期待される。

## 第3章 スーパーカミオカンデ検出器

スーパーカミオカンデ検出器は、岐阜県吉城郡神岡町池の山の地下 1,000m にある水チェレンコフ型装置である。この装置は直径 39.3m、高さ 41.4m の円筒型で、内水層と外水層の 2 層に分けられている。その内部に純水 50,000t を入れ、内水層側に直径 20 インチの光電子増倍管を内向きに 11,146 本、外水層側に直径 8 インチの光電子増倍管を外向きに 1,885 本取り付けられている。そしてこの光電子増倍管によって水層内を荷電粒子が通った際に発生するチェレンコフ光を検出する。

1996 年 4 月から SuperKamiokande-I (SK-I) の観測が開始された。その後順調に観測が続けられてきたが、2001 年 11 月に光電子増倍管の破損事故が発生した。その直後から事故の再発防止及び再建に向けての作業に取り組み、2002 年 12 月からは約 5200 本の 20 インチ光電子増倍管を用いて SuperKamiokande-II (SK-II) として観測を再開した。この時、新しいエレクトロニクスとして PMT の波形を記録する FADC が導入された。2005 年 7 月より完全復旧に向けての作業が始まり、2006 年 7 月にタンク内が純水で満たされ、SuperKamiokande-III (SK-III) として完全な状態で観測が再開された。

スーパーカミオカンデ検出器の全体図を図 3.1 に示す。本章では測定原理、スーパーカミオカンデ検出器の構成、および純水系について述べる。

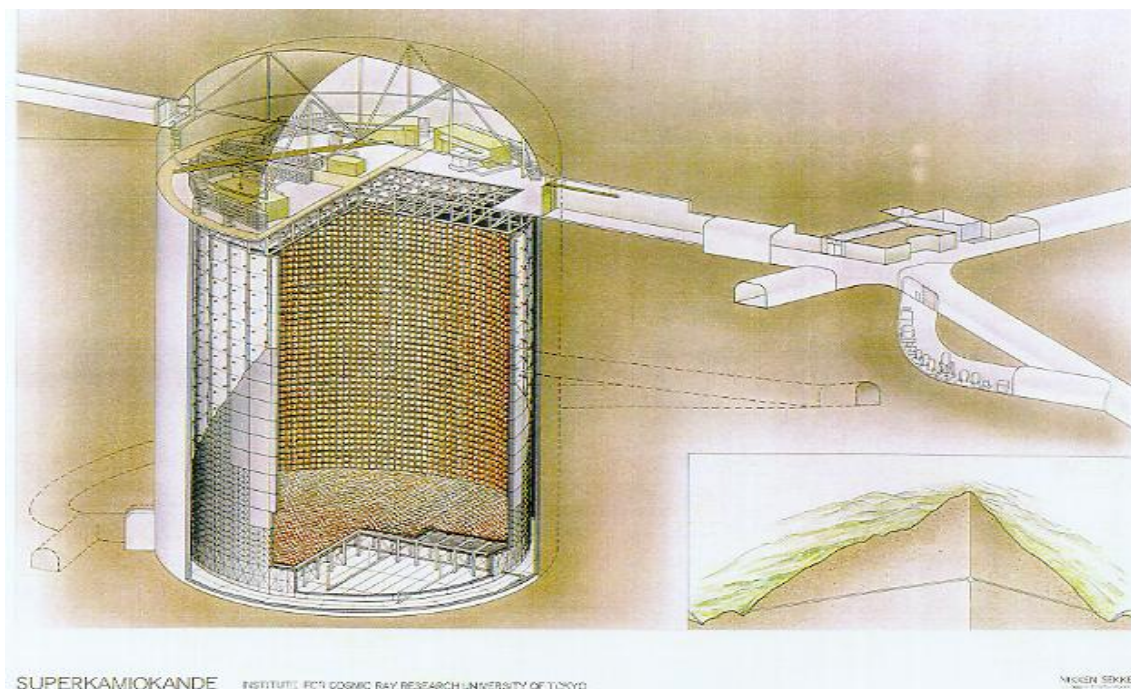


図 3.1: スーパーカミオカンデ検出器 (<http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/>)

粒子	静止質量 (MeV/c <sup>2</sup> )	臨界エネルギー (MeV)
e <sup>±</sup>	0.511	0.766
μ <sup>±</sup>	105.7	157.4
π <sup>±</sup>	139.7	207.9

表 3.1: チェレンコフ光を発生する主な荷電粒子の臨界エネルギー

### 3.1 測定原理

先に述べた通り、スーパーカミオカンデは水中のチェレンコフ光を検出することで物理事象を観測する。荷電粒子が屈折率  $n$  の媒質中を、媒質中の光速 ( $c/n$ ) 以上の速度で運動するとき光を放する。この光は 1934 年にチェレンコフによって発見されたことからチェレンコフ光と呼ばれている。

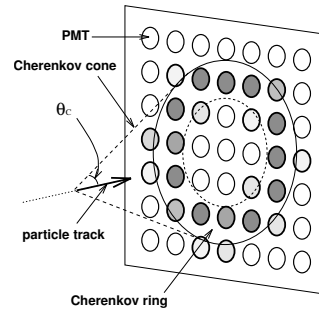


図 3.2: チェレンコフリングのイメージ

荷電粒子の進行方向と、チェレンコフ光が放出される方向とのなす角度を  $\theta_c$  とすると以下の関係が成り立つ。

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

ここで、 $\beta = v/c$ 、 $v$  は荷電粒子の速度であり、 $\beta \simeq 1$  の場合水中では  $n \simeq 1.34$  であるので  $\theta_c \simeq 42^\circ$  である。この式と  $0 \leq \cos \theta_c \leq 1$  より、チェレンコフ光を放出する速度の下限値  $\beta = 1/n$  が得られる。この時のエネルギー  $E_{thr}$  を臨界エネルギーといい、その値は荷電粒子の質量を  $m$  とすると、

$$E_{thr} = \frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}} mc^2 \quad (3.2)$$

となる。特に媒質が水の場合、

$$E_{thr} \simeq 1.5mc^2 \quad (3.3)$$

である。スーパーカミオカンデで観測される主な荷電粒子について、静止質量と臨界エネルギーを表 3.1 に示す。

電荷  $Ze$  の荷電粒子が屈折率  $n$  の媒質中を通過する際、単位長さ、単位波長あたりに放出する波長  $\lambda$  の光子の数  $N$  は以下の式で表される。

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \left( 1 - \frac{1}{n^2\beta^2} \right) \quad (3.4)$$

ここで、 $\alpha (=1/137)$  は微細構造定数である。この式を積分することによって、荷電粒子が距離  $l$  進んだ際に放出される、波長  $\lambda_1$  から  $\lambda_2$  の間にある光子の数  $N$  は以下のように求

まる。

$$N = 2\pi\alpha z^2 l \left( \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \left( 1 - \frac{1}{n^2\beta^2} \right) \quad (3.5)$$

特にスーパーカミオカンデで用いる光電子増倍管の有感領域である 300nm ~ 600nm の範囲においては、水中で電荷  $e$  の荷電粒子が放出する光子の数は 1cm あたり約 370 個となる。

## 3.2 内水層、外水層

スーパーカミオカンデは 50,000t の純水を蓄えた円筒型の水チェレンコフ装置であり、タンクの壁から 2.7m のところにあるステンレス構造体によって内水層、外水層の 2 つに分かれている。この装置の中核である内水層は直径 36.2m、高さ 33.8m の円筒型で容積は 32,000m<sup>3</sup> である。内水層の壁面には上面、底面にそれぞれ 1,748 個、側面には 7,650 個の 20 インチ光電子増倍管が取り付けられており、光電面が壁面の表面積の 40% を覆っている (図 3.3)。残りの部分は光が反射や透過をしないようにするためポリエチレン製のブラックシートで覆われ、内水層と外水層は完全に遮光されている。

外水層は岩盤からの  $\gamma$  線バックグラウンドの除去、事象が内水層の中で閉じているか否かの判別をするために内水層全体を覆うようになっている。壁面には 8 インチの光電子増倍管が外向きに 1,885 本取り付けられている。また光の収集効率を上げるために外水層面には反射率の高いタイベックシートが張られている。

このようにスーパーカミオカンデは巨大な検出器であるため、水の透過率の影響を大きく受け、発生したチェレンコフ光が光電子増倍管に到達する量がカミオカンデの約 80% になってしまう。しかし photo coverage を 2 倍にすることによって実際に検出できる光量は約 1.7 倍となっており、エネルギー分解能も  $\sqrt{1/1.7}$  倍となっている。SK-II においては内水槽には SK-I に比べて約半分の個数の 20 インチ光電子増倍管が取り付けられている。また、光電子増倍管の破損事故による連鎖破壊を防止するため、すべての光電子増倍管はアクリルと FRP による衝撃波防止ケースに収められている。

## 3.3 光電子増倍管

内水層と外水層では異なった種類の光電子増倍管 (PMT) が用いられている。ここでは、それらの詳細について触れる。

### 3.3.1 内水層-20 インチ光電子増倍管

内水層では浜松ホトニクス社製の光電子増倍管 R3600-5 が 11,146 本用いられている。図 3.4 に全体図を示す。仕様は表 3.2 の通りである。この光電子増倍管は近赤外領域から約 300nm の領域で透明度が高く、硬度、耐水性に優れていて、温度変化による影響もほとんど無視できる。光電面の材質はバイアルカリ (Sb-K-Cs) でできており、有感領域は 280 ~ 660nm、量子効率 は波長約 390nm で最大となりおよそ 22% である。図 3.5 にチェレンコフ光のスペクトルと量子効率の波長依存性を示す。

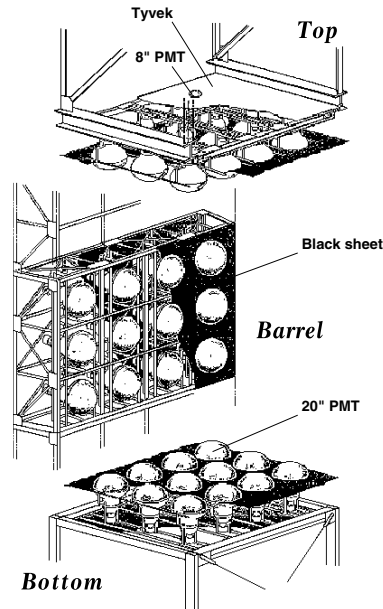


図 3.3: 検出器の構造体 (スーパーモジュール)

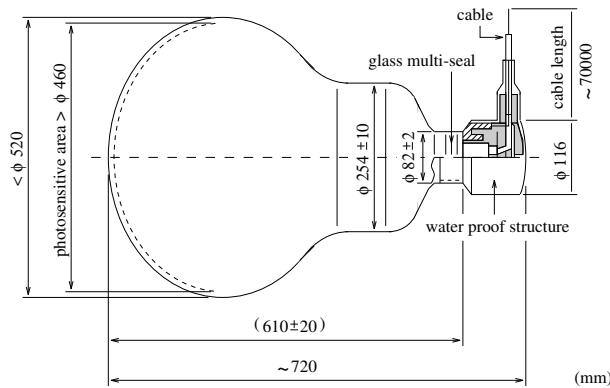


図 3.4: 20 インチ光電子増倍管

口径が大きくなれば欠点も生じる。光子が光電面に当たった位置によって光電子のダイノードまでの飛行時間に違いが生じ、時間分解能が下がる。その結果事象の位置分解能を悪化させてしまう。第一ダイノードの面積を大きく取り様々な工夫をした結果、1 光子 (p.e) の伝達時間幅は  $1\sigma$  で 2.2ns となり (図 3.6)、検出器の位置分解能および方向分解能がカミオカンデよりも大幅に向上した。

ダイノード構造、ブリーダ回路の電圧配分の改善により、2 次電子捕獲率の向上に成功し 1 光子のピークが鮮明になった (図 3.7)。これによりダークパルスとの区別が容易となり、低エネルギー事象でのエネルギー分解能が向上した。

先に述べた通りスーパーカミオカンデで用いる光電子増倍管は大きく、光電子の飛行時間が長くなり、その分地磁気の影響を受けることになる。それを防ぐために水層の回りにはヘルムホルツコイルが巻いてある。これによって地磁気の影響をうち消すような磁場を発生させ、スーパーカミオカンデにおける磁場は 50mG まで抑えられた。この光電子増倍管は 100mG 以下の磁場で正常に動作することが保証されているので、磁気遮蔽は十分であることがわかる。

項目	性能
光電面量子効率	20%( $\lambda=400\text{nm}$ )
収集効率	70%
利得	$10^7$ ( $\sim 2000\text{V}$ )
動作電圧	+1500 $\sim$ 2500V
暗電流	200nA(Gain $\sim 10^7$ )
暗パルス	$\sim 3\text{kHz}$ (Gain $\sim 10^7$ )
圧力耐久度	6kg/cm <sup>2</sup>
電子走行距離	$\sim 100\text{msec}$ (Gain $\sim 10^7$ )
立ち上がり時間	$\sim 10\text{ns}$
立ち下がり時間	$\sim 10\text{ns}$
カソード光感度一様性	< 10%
アノード光感度一様性	< 10%

表 3.2: 20 インチ光電子増倍管の性能表

### 3.3.2 外水層-8 インチ光電子増倍管

外水層では、浜松ホトニクス社製の光電子増倍管 R1408 が 1,857 本用いられている。これらは IMB 実験で用いられたものである。集光効率と感度を上げるために 60×60 cm のウェーブレングスシフターが取りつけてある。波長 300~400nm の光子はこれによって吸収され、波長の長い光子として再び放出される。このようにして放出された 2 次光子の一部は、ウェーブレングスシフターの中で反射され、光電子増倍管に入りそこで検出される。

## 3.4 純水系

### 3.4.1 純水装置

スーパーカミオカンデの内部の水には鉱山内で湧き出る水を利用しており、純水装置を通して循環させている。純水装置は水中に含まれている様々な不純物を取り除いている。その不純物として金属イオン、バクテリア、放射性元素 (主に <sup>222</sup>Rn の娘核である <sup>214</sup>Bi) が挙げられる。金属イオンは光を散乱・吸収するため透過率を低くする原因となる。バクテリアとその死骸や微粒子のゴミは同じく透過率を低下させ、また光電子増倍管のガラス面に付着して集光率を悪くする。<sup>214</sup>Bi の  $\beta$  崩壊によって生じる電子は、低エネルギー事象でのバックグラウンドとなる。

純水装置は図 3.8 に示されているとおり、7つの装置からなる。

1. フィルター: 水中に混入している  $\sim 1\mu\text{m}$  までのゴミを除去する。
2. 熱交換器: 純水の温度は、水のポンプや光電子増倍管から発生する熱により上昇してしまう。温度上昇によるバクテリア発生抑制のため熱交換器で 14°C 以下に抑える。

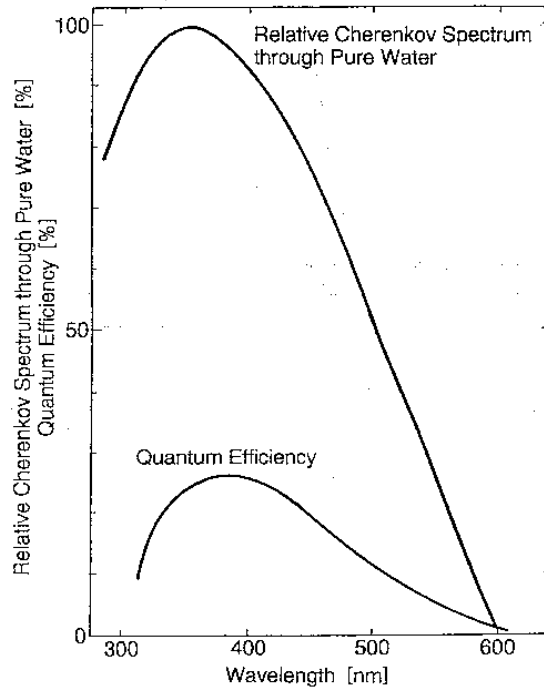


図 3.5: チェレンコフ光のスペクトルと量子効率の波長依存性

3. イオン交換器: 水中の金属イオンを除去する。
4. 紫外線滅菌灯: 水中のバクテリアや細菌を紫外線照射によって死滅させる。
5. 真空脱気装置: 水中に溶け込んでいる気体を取り除く。これにより酸素の 99%、Rn ガスの 96%を除去できる。
6. カートリッジポリッシャー: 高性能のイオン交換器。
7. sub- $\mu\text{m}$  ウルトラフィルター: 数 10nm までのゴミを除去する。

これらの装置を通過した後、純水はスーパーカミオカンデのタンク内に送られる。水はタンク内を循環しており、その流量は透過率を 70m に保つため 50t/h となっている。

### 3.4.2 ラドンフリーエア

水層の上部は完全には密封されていないため、水層内への Rn ガスの溶け込みが考えられる。そのため水層上部の空気の層にラドンフリーエアを注入し、タンク内の気圧を高めている。ラドンフリーエアシステムを図 3.9 に示す。このシステムは以下の装置よりなる。

1. コンプレッサー: 空気を 7.0~8.5 気圧に圧縮する。
2. 0.3 $\mu\text{m}$  フィルター
3. バッファータンク

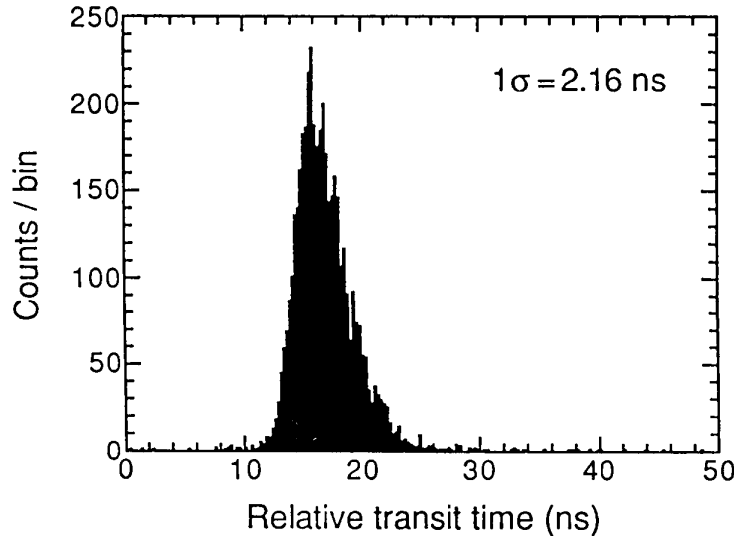


図 3.6: 20 インチ光電子増倍管の 1p.e. イベントの時間分解能

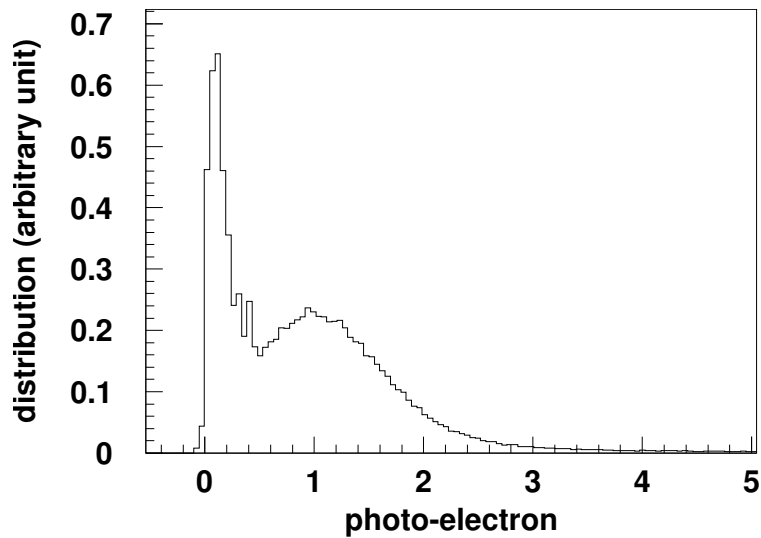


図 3.7: 光電子増倍管が 1p.e の光量を受けた時の出力信号の波高分布

4. エアドライアー： 次の活性炭フィルターは水分を吸収すると吸着能力が低下するため、ガス中に含まれる水分を取り除く。
5. チャコールコラム：  $Rn$  ガスを取り除く。
6.  $0.1\mu m$ 、 $0.01\mu m$  フィルター

以上のシステムにより、空気中の  $Rn$  濃度を  $1,500Bq/m^3$  から  $\sim 10Bq/m^3$  まで落している。

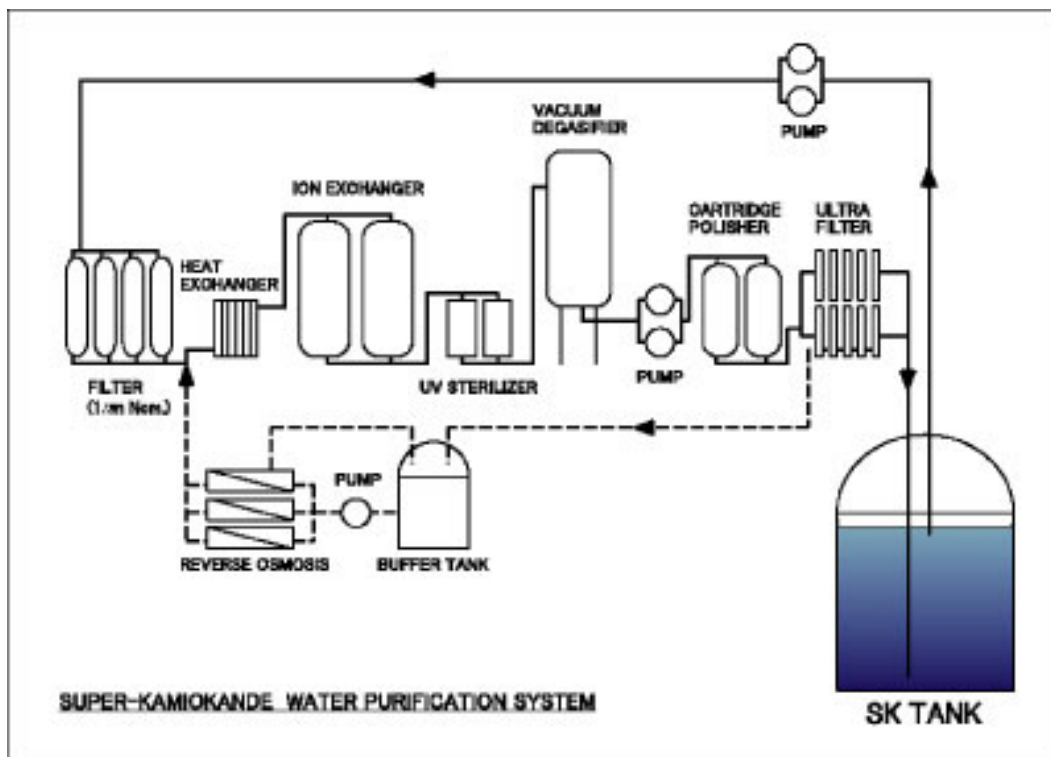


図 3.8: スーパーカミオカンデの純水装置

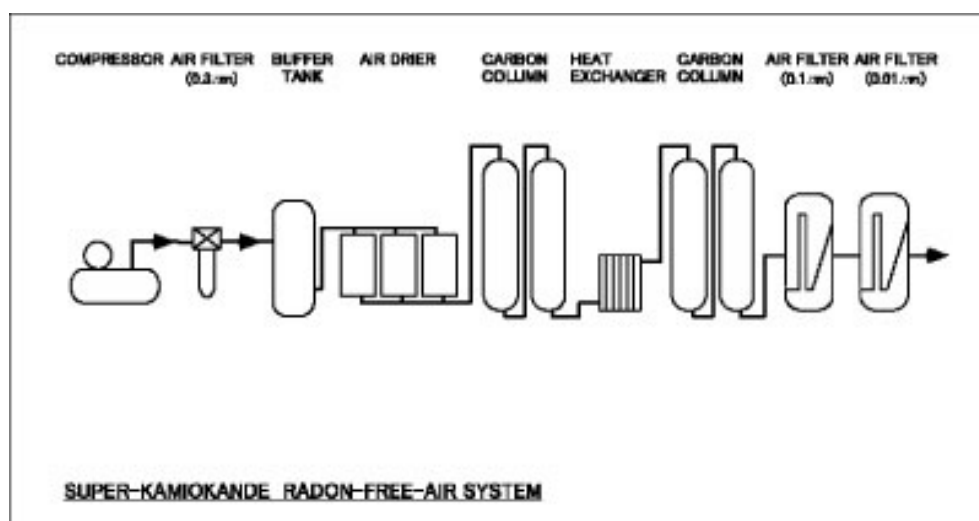


図 3.9: ラドンフリーエアシステム

## 第4章 データ収集システム

光電子増倍管で得られた信号はタンク上部に設置された4つのエレクトロニクスハットに送られる。そして ATM モジュールまたは FlashADC モジュールによって信号がデジタル化され、上部中央にあるセントラルハットにデータが送られる。次にセントラルハット内で事象の再構成が行なわれ、最後に坑外のワークステーションにデータが送られ解析される。

この章では ATM を用いたデータ収集システムと、FlashADC を用いたデータ収集システムについて主に述べる。

### 4.1 ATM を用いたデータ収集システム

#### 4.1.1 ATM モジュール

ATM(Analogue Timing Module) は光電子増倍管からの信号を受けとり時間情報とエネルギー情報を得るための装置であり、1996年の実験開始時から現在(2004年3月)も稼働し続けている(図4.1)。1枚の ATM は各12本の PMT 信号を処理することができ、11,146本分の信号を処理するために934枚使用されている。

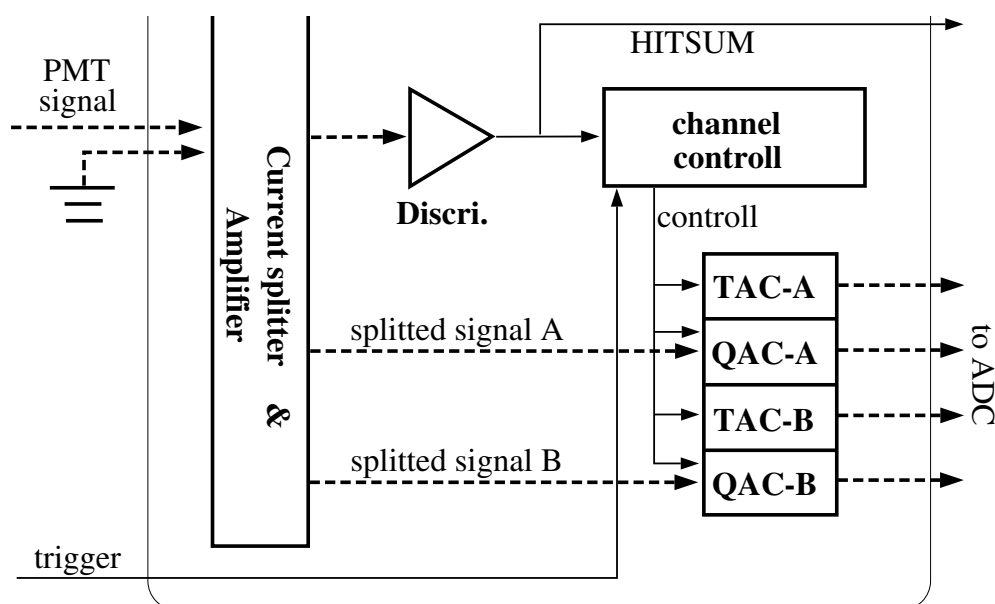


図 4.1: ATM モジュールの構造

光電子増倍管より入力されたアナログ信号は4つに分けられる。1つは12本分のアナログ信号和として出力される (PMTSUM)。2つめは12チャンネルの内、ヒットのあったチャンネル数に比例した高さのパルスを出力する (HITSUM)。この信号はトリガーを作る際に利用されており、1ヒットあたりのシグナルの波高は15mV、幅は200nsである。残りの2つは200ns遅れらせて時間、エネルギー情報を電圧レベルに変換するIC(TAC/QAC)に送られる。HITに同期してセルフゲート信号がTAC/QACに送られると、TACは時間に比例した電荷を蓄え始める。同様にQACもエネルギーに比例した電荷を蓄え始める。TAC/QACの電圧波高値は、セルフゲート信号が出てから1.3 $\mu$ s以内にトリガー信号が来た場合はそれぞれADCに送られAD変換され、来なかった場合はクリアされる。1回のAD変換には5.5 $\mu$ sを要し、このデッドタイムを防ぐために2つのTAC,QACを内部に持たせている。

#### 4.1.2 ATMを用いたデータ収集システム

この様にして得られたデジタル情報はATM内のFIFOメモリに一時蓄えられ、SCH(Super Control Header)によってSMPまで送られる。そしてSMPに送られたデータは一定のデータが蓄えられると、オンラインコンピュータにデータが送られる。以上のデータ収集システムを図4.2に示す。

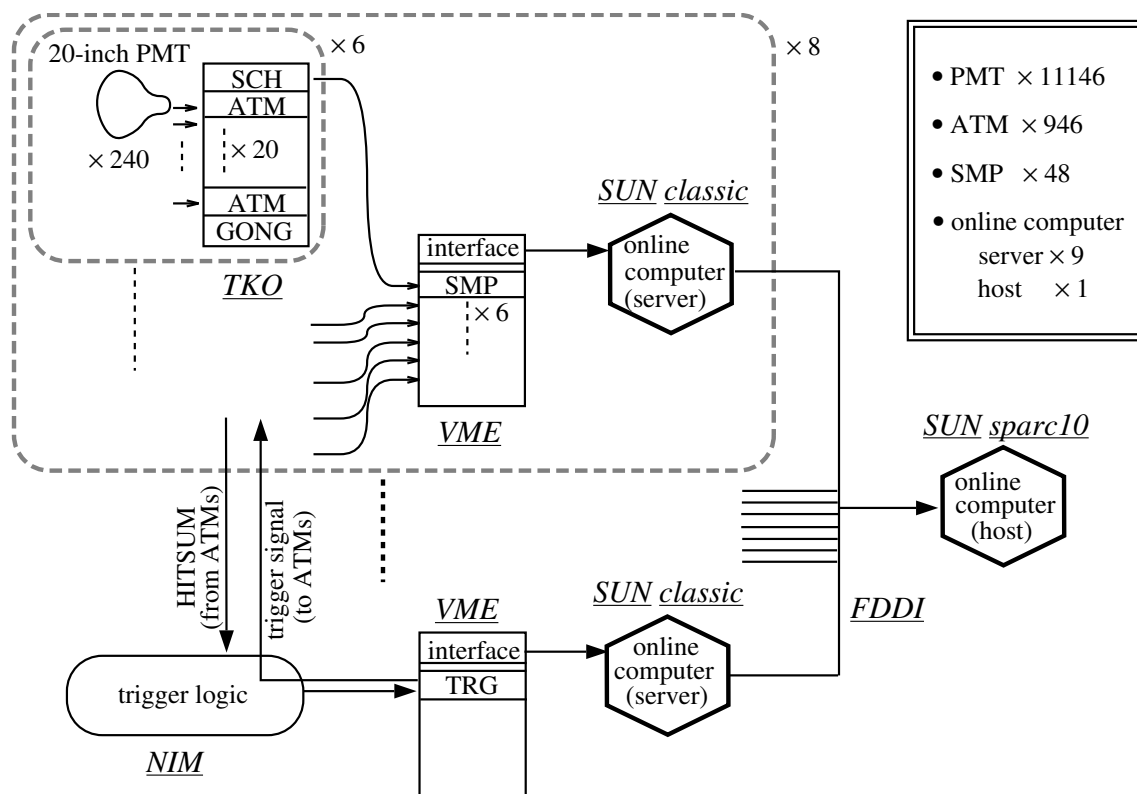


図 4.2: ATM のデータ収集システム

### 4.1.3 ATMトリガー

スーパーカミオカンデでは、トリガー信号は図 4.3 の様に作られる。各 ATM からの HITSUM 信号をすべて足しあわせ、その信号をディスクリミネータに入力する。そして信号の波高がディスクリミネータの閾値を越えるとトリガー信号が作られる。HITSUM 信号をすべて足しあわせた信号の波高は測定器内でヒットした光電子増倍管の数に比例する。したがって、ヒット数を基準としてトリガーをかけるか否かを決定している。スーパーカミオカンデでは閾値に応じて主に 3 つのトリガーが用意されている。SLE (super low energy) trigger、LE (low energy) trigger、HE (high energy) trigger がそれで、SLE と LE は太陽ニュートリノ、HE は宇宙線  $\mu$  粒子、大気ニュートリノ、陽子崩壊の解析に用いられている。またこれらのトリガーとは別に Periodic trigger と Anti trigger が用意されており、それぞれ周期的なキャリブレーション、宇宙線  $\mu$  粒子の判別に用いられている。

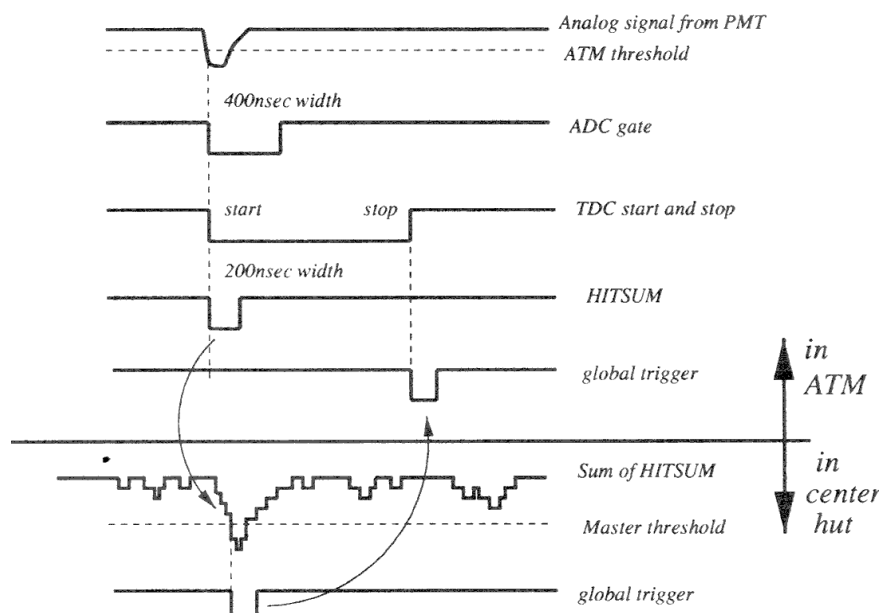


図 4.3: HITSUM によるグローバルトリガーの生成

### 4.1.4 ATMを用いたデータ収集システムの弱点

先に ATM モジュールは 2 つの TAC, QAC を内蔵しデットタイムフリーであると述べた。しかし TAC が電荷を蓄えるゲートの時間幅が詳細にわかってないため、ゲートの終りの 800~1200ns の部分の事象は解析に用いられず、実質的にデットタイムとなってしまっている。また ATM モジュールの ADC は 600pC でサチュレーションを起こしてしまい、それ以上の電荷を測定できないことも弱点の 1 つである。

## 4.2 FlashADCを用いたデータ収集システム

### 4.2.1 FlashADC モジュール

FlashADCは入力されたアナログ信号を500MHzのサンプリングレートで連続的にAD変換するモジュールである。ATMモジュールから送られるPMTSUM信号を入力信号とし、主に $\mu$ 粒子崩壊電子の検出効率の向上と高エネルギー事象の解析を目的に、2002年11月に導入された。

FlashADCの主な性能を表4.1に示す。1枚のボードで8ch分の入力部があり、測定できる範囲は0~-1V、変換精度は8bit、連続取り込み可能なサンプリング数は8,160サンプルで、500MHzの場合では16.32 $\mu$ sに相当する。したがって $\mu$ 粒子とその崩壊電子を連続して取りこむことができる。また、FlashADCは、通常のVMEアクセスの他にブロック転送の機能もサポートされており、最大18Mbyte/s程度で計算機へのデータ転送が可能となっている。これは1チャンネル、1イベントあたりのデータサイズを100byte(幅200ns)とすると、約18万イベント分に相当する。さらにFlashADCでは、デッドタイムを短縮するために、FIFO(容量8kbyte)を2つ、またデータ書き込み・読み出し用のバッファ(容量256kbyte)を2つ持たせている。

FlashADC内部でのデータの流れを図4.4のブロックダイアグラムに示す。入力された信号は、DACで設定された閾値を超えたものについてADCによって500MHzのサンプリングレートでAD変換されFIFOに書き込まれる。FIFOに1イベント分のデータが書き込まれると、そのデータはデータコンプレッションCPUへと送られる。FlashADCはFIFOを2つ持っているため、このデータ転送中に次のイベントが入力されたとしても、もう1つのFIFOで処理することができ、データ転送時のデッドタイムをなくすることができる。データコンプレッションCPUではあらかじめ設定されたプリサンプリング数分のデータについて、後で述べるデータ圧縮を行なう。それと共に16bitのイベントカウンタのデータが付加して1イベントのデータとして一時メモリに書き込む。LOCAL CPUは一時メモリの状態を監視し、データをRDB(readout data buffer)へ転送する。RDBの容量はそれぞれ256kbyteで、一方のデータ書き込みが終了とそのRDBはデータ読み出し用となり、同時に別のRDBはデータ書き込み用となる。したがって、計算機からデータを読み出している間のデッドタイムをなくすることができる。なお、このバッファ切り替えはLOCAL CPUによって行なわれるが、その条件は以下の4つから選択可能であり、実際の測定ではイベント数によるバッファ切り替えを用いている。

1. ソフトウェアによるRDB切り替え要求があった場合。
2. 指定のイベント数に達した場合。
3. データサイズが指定した値を超えた場合。
4. 外部信号によるバッファ切り替え要求が発生した場合。

### データ圧縮

項目	値	摘要(備考)
入力信号	0~-1V	インピーダンス:50Ω コネクタ:LEMO
入力周波数帯域	300MHz	
オフセット調整範囲	±50mV	8bit の精度で設定可能
AD 変換精度	8bit	
AD 変換周期	最大 500MHz	
プリサンプル数	512~8,160	500MHz の場合は 1.024~16.320 $\mu$ s に相当
イベントカウントデータ	16bit	内部イベントカウント、外部入力を選択可能
入力チャンネル数	8ch	
ボードサイズ	VME 9U×400mm	

表 4.1: FlashADC の性能表

データ圧縮の模式図を図 4.5 に示す。データ圧縮はソフトウェアによって設定された閾値未満のデータを捨て、その代わりに時間情報を付加することで行なわれ効率的にデータ量を減らすことができる。

データ圧縮を行なうか否かはソフトウェアで設定でき、現在は圧縮をかけて測定している。圧縮をかけない場合のデータサイズを考えると、サンプリング数を 8160 とした時は入力信号の幅に関わらず 8160byte である。それに対し圧縮をかけた場合、入力信号の幅が 100ns ならばデータサイズは 50byte であり、100 分の 1 にまで圧縮できる。

## 測定モード

FlashADC がイベントデータを取る条件の設定として以下の 3 つのモードがある。

1. Software trigger
2. Multi event with conditional trigger
3. Multi event with unconditional trigger

1) では外部トリガー信号を用いずに、ソフトウェアによる指示でトリガーをかけイベントデータを取る。ソフトウェアによって好きなタイミングでデータを取ることができるため、このモードはオフセットの調整の際に用いられている。

2) では FlashADC のフロントパネルから入力される外部ストップ信号によってトリガーをかけている。そしてさらにソフトウェアによって設定された閾値を超える信号があった場合のみ AD 変換をしてイベントデータを取る。この測定モードとデータ圧縮を用いることにより、ノイズとなるデータを取り除き、データサイズを小さくできるため、実際の測定ではこのモードが用いられている。

3) は 2) とほぼ同じであるが、ソフトウェアによって設定された閾値に関わらず、外部信号によりイベントデータを取るモードである。

## 4.2.2 FlashADC を用いたデータ収集システム

FlashADC を用いたデータ収集システムは2002年11月に導入され、その模式図は図4.6の通りである。FlashADC 1枚には8チャンネルの入力があり、934枚のATMから送られてくるPMTSUM信号をカバーするために120枚用意されている。

FlashADCでデジタル化されたデータはスレーブ計算機にあるcollector、sorter、senderという3つのプロセスによってホスト計算機に送られる。FlashADCのRDBに格納されたデータが設定イベント数に達する度に、FlashADCは計算機に割り込みをかけ、データが揃ったことを知らせる。FlashADCでは1つのイベントをバッファに書き込むまでに最大で25msを要するので、設定されたイベント数に達した時のストップ信号が入力されてから25ms後に割り込みを掛けている。割り込みを受けたスレーブ計算機は、1台のVMEクレートに入っている15枚のFlashADCのRDBに格納されたデータを順に読み出していく。

しかしこのままではFlashADCのAD変換精度の関係から $\mu$ 粒子崩壊電子からの信号(1photo electron)をFlashADCで読み込めない。これを改善するために2004年1月に20倍のアンプを960ch分導入されている。

## 4.2.3 FADC トリガー

FlashADCのトリガーシステムを図4.7に示す。ATMについては1イベント1チャンネルあたりデータサイズが6byteであるのに比べて、FlashADCのデータサイズは最大で約8kbyteと非常に大きい。そのため、計算機資源を節約するためとデータ転送に負担をかけないためにもなるべくトリガーレートを低く抑える必要がある。そこで現在のFlashADCトリガーでは、バックグラウンドとなる宇宙線 $\mu$ 粒子を取り除くため、外水層でトリガーがかかった場合はvetoしている。

HITSUM信号の閾値は現在120mVで、トリガーレートは約5Hz程度となっている。この120mVという値は、ディスクリミネーターに入力される時点において、HITSUM信号は1ヒットあたり10mVとなっているので、24ヒットに相当する。HITSUM信号の幅が200ns、PMTのダークレートが3kHz程度であるため、平均で、

$$200 \times 10^{-9} \times 3 \times 10^3 \times 5,200 \sim 3 \quad (4.1)$$

ヒットのバックグラウンドがある。1MeVあたり3ヒットに相当するので、閾値は、

$$(24 - 3) \div 3 = 7MeV \quad (4.2)$$

となる。

さらに、先に述べた通りFlashADCでは、ストップ信号が入力されてから25ms後に割り込みを発生させ、同時にバッファ切り替えも行なっている。しかしトリガーが25ms以内に2回発生すると25ms後にバッファが切り替わった時に、同じイベントのデータが2つのバッファに分かれてしまう事がある。このことはスレーブ計算機でのイベント再構成を困難にするため、トリガー発生後30msの間はトリガーを出さないように自らvetoをしている。現在のトリガーレートが約1Hzなので、このデットタイムが占める割合は、

$$(30 \times 10^{-3} \times 1) \times 100 = 30\% \quad (4.3)$$

程度となる。FlashADCは超新星爆発ニュートリノなどのバースト現象をとらえることが目的ではないので、このデットタイムは致命的な問題とは言えないが、ダブルバッファ、ダブルFIFOの性能が活かしきれておらず幾分問題といえる。イベント再構成の問題はデータ収集時のソフトウェアの改良で解消されるため、ソフトウェアの改良が今後の課題となる。

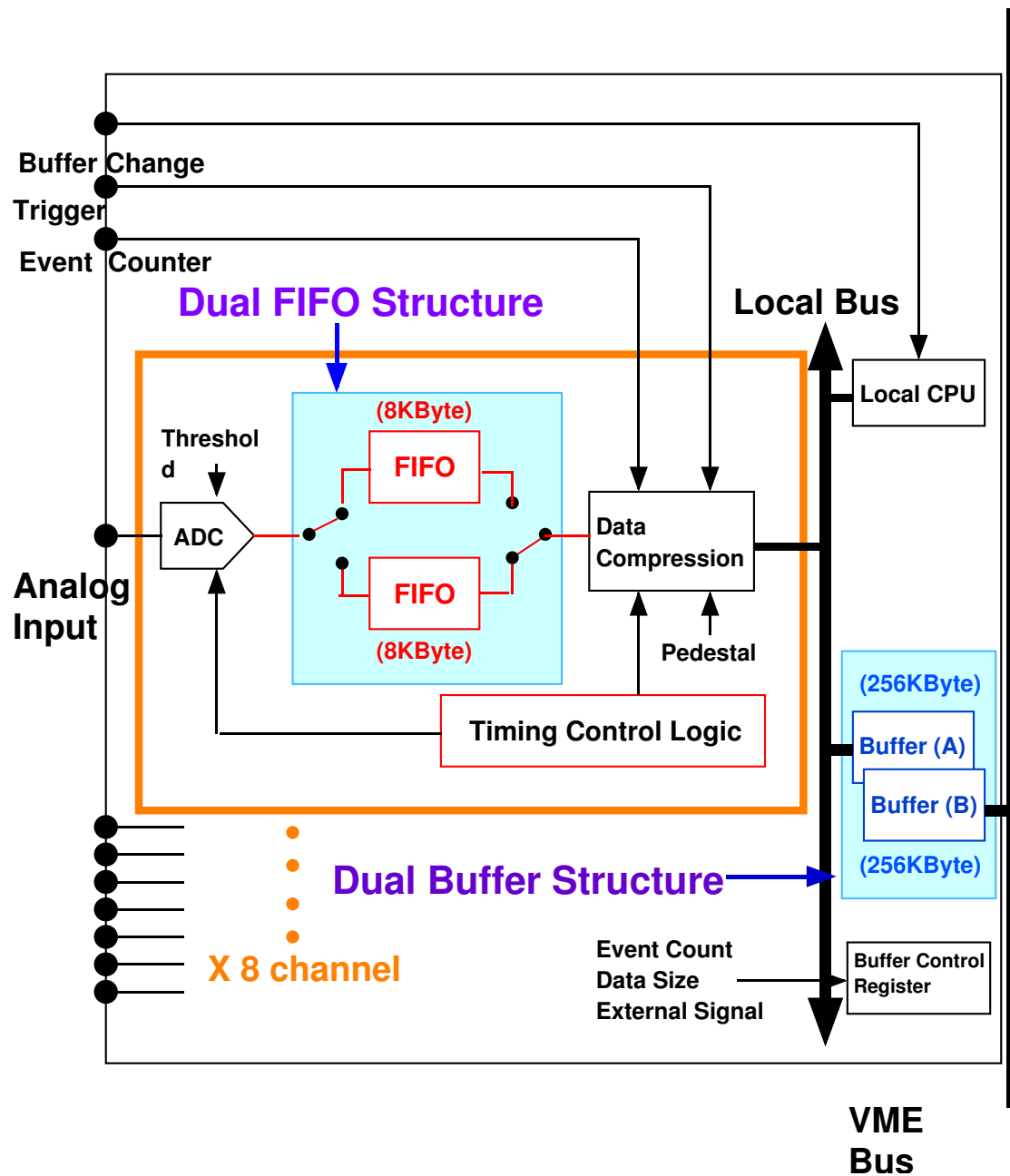


図 4.4: FlashADC の内部構造

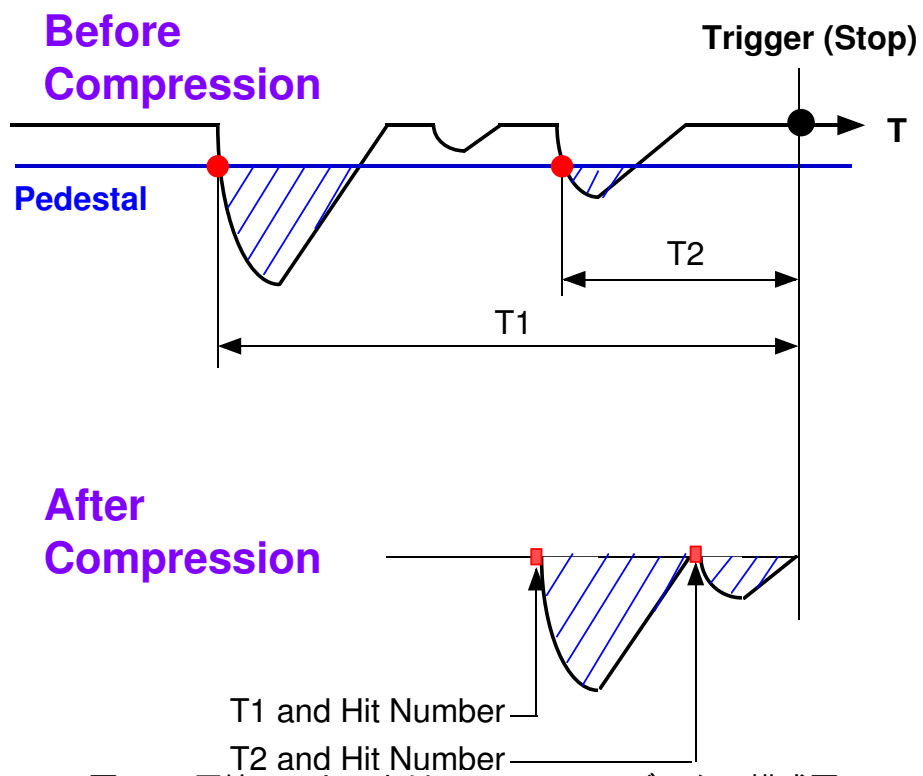


図 4.5: 圧縮モードにおける FlashADC データの模式図

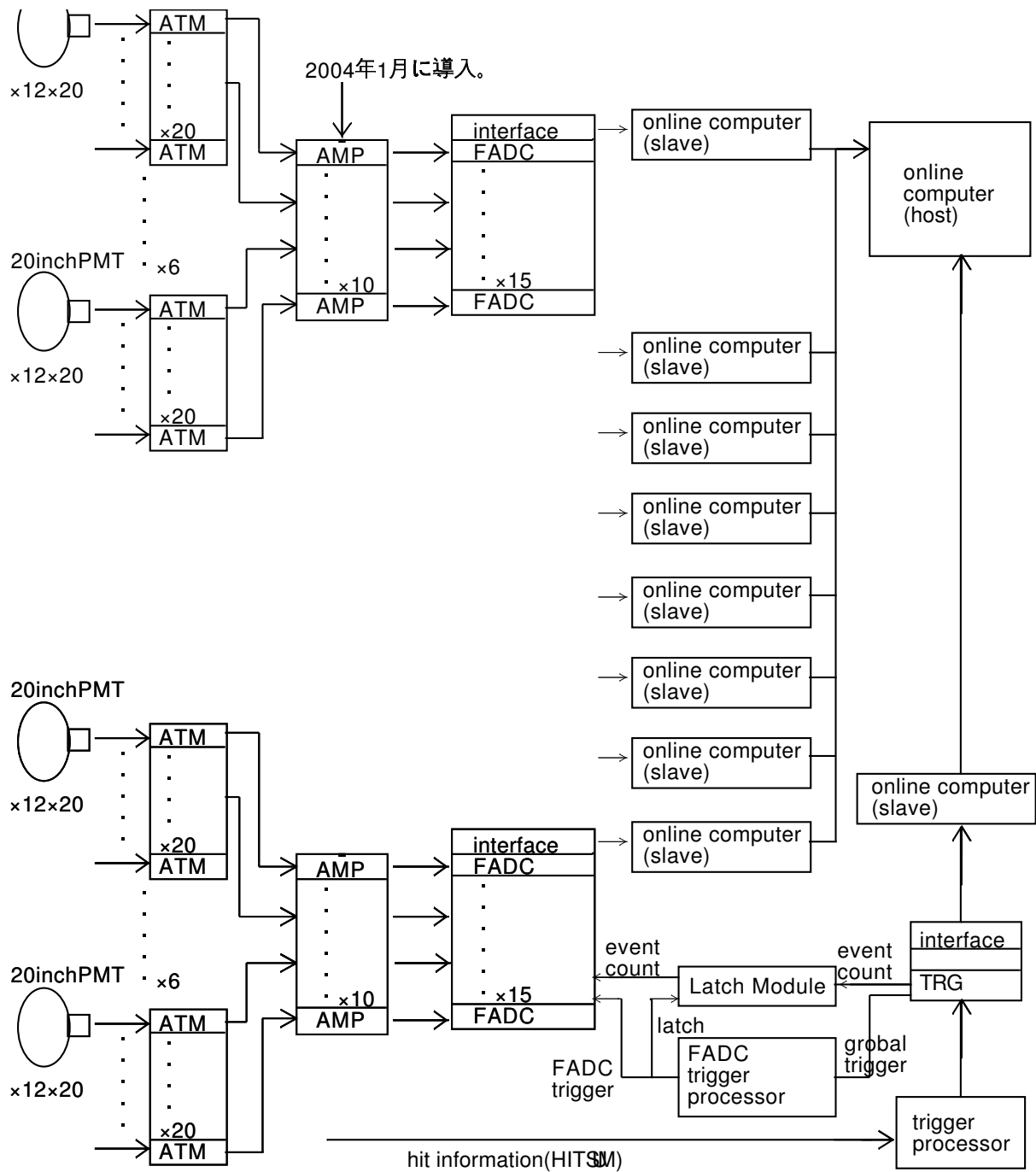
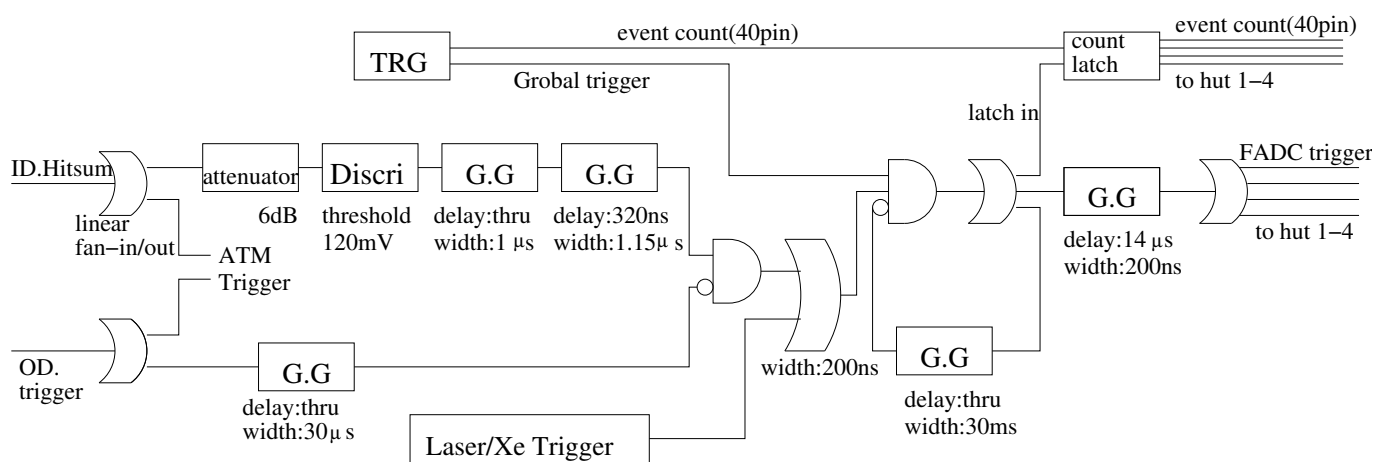


図 4.6: FlashADC を用いたデータ収集システム

### 1)central hut



### 2)hut 1 to 4

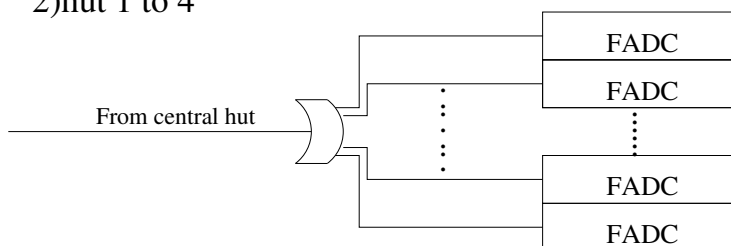


図 4.7: FlashADC のトリガーシステム

# 第5章 FlashADCシステムを用いたエネルギーの再構成

前章で述べたように ATM を用いたデータ収集システムでは、ADC が約 600pC (約 250p.e.) でオーバーフローを起こしてしまい、それ以上の電荷を測定できない。そのため、光量が大きくなる約 100GeV 以上の高エネルギーイベントの観測では、エネルギー決定精度が劣化する。FADC では波形そのものを記録することが出来るため、たとえこのようなオーバーフローが起こったとしても、立ち上がり、立ち下がりの波形や、オーバーフローの幅から全体の波形を推測することによってエネルギーを求めることが出来る。図 5.1、5.2 が実際に FADC で測定された波形である。図 5.1 が 100p.e. に相当する光量を測定した波形であり、図 5.2 が 450p.e. に相当する光量を測定した波形である。図 5.2 を見ればわかるように FADC もオーバーフローする。図 5.3 にモンテカルロシミュレーションによって、10GeV、100GeV、1TeV の粒子を入射したときに期待される波形を示す。このように、エネルギーが大きくなればオーバーフローするが、波形の全面積も大きくなっていることがわかる。今回の研究では、全体の波形を推測することはせず波形の面積を用いてエネルギーの再構成を行った。

## 5.1 FlashADC システムの較正

FADC を用いてエネルギーの再構成を行うため、FADC で得られるデータと物理量である光量 (p.e.) との関係をまず求めた。

### 5.1.1 レーザーを用いた実験方法

方法はまずタンク内部中心でレーザーボールを光らせ、ATM と FADC で同時にデータを取得した。レーザーボールは、散乱材として酸化マグネシウムを混ぜてある直径 5cm のアクリル製の球で、N<sub>2</sub> レーザーの出力光をタンク内全体に照射できるようになっている。レーザーボールの光量はレーザー直後にある可変型透過フィルターで、相対的に 1 から 256 分の 1 の範囲で 8 ステップで変化させた。アンプを通して FADC に入力される PMTSUM 信号は PMT6 個分の和であり、各 PMT 信号は ATM でデータ取得される。よって、各 FADC チャンネルに入力される信号の積分値 (FADC Q) と同時に ATM で取得された PMT6 個分の光量 (p.e.) (ATM Q) には相関があるはずである。これを用いて、FADC で得られたデータから光量を計算することが出来る。しかし、レーザーの光量があまりに大きくなると ATM の ADC がオーバーフローを起こしてしまい、FADC Q と ATM Q の相関が崩れてしまう。そのため、大光量用のモニタとしてレーザーボールの位置から最も

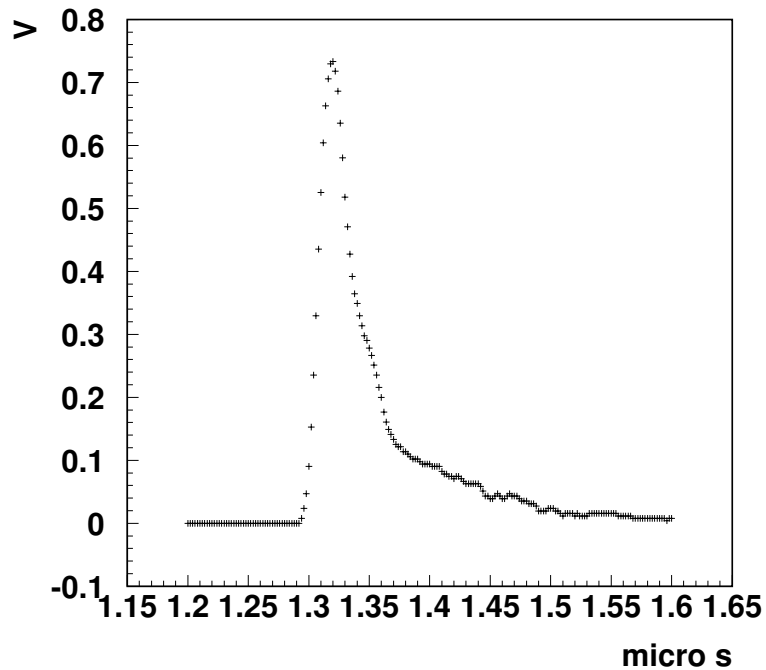


図 5.1: FADC で測定された 100p.e. 相当の入射光量に対する PMT 波形。横軸は  $\mu\text{s}$  で縦軸は V である。

遠い、内水槽バレル部最上段の PMT をゲインを 1/10 になるように印加電圧を調整して用意した。PMT のゲインの計算は、式 5.1 による。

$$G = K \times V^a \quad (5.1)$$

ここで、 $G$  はゲイン、 $V$  は印加電圧、 $K$ 、 $a$  は各 PMT による。今回は、 $K = 1$ 、 $a = 7$  とした。また、表 5.1 にモニタに使用した PMT とその印加電圧を示す。これを用いること

PMT ケーブル番号	通常の印加電圧 (V)	調整した印加電圧 (V)
51	1888.6	1359.2

表 5.1: モニターの PMT の印加電圧

により、大光量であっても FADC Q と ATM Q で相関がとれるようにした。

### 5.1.2 FADC Q と ATM Q の相関

#### ATM がオーバーフローする前

ATM がオーバーフローする前は、FADC Q と ATM Q の相関をみる。図 5.4 は FADC のある 1 チャンネル (ch5) の FADC Q と ATM Q の相関である。これをみると、ATM Q が 200p.e. で直線の傾きが変わっていることがわかる。これは、傾きが変わる辺りの光量

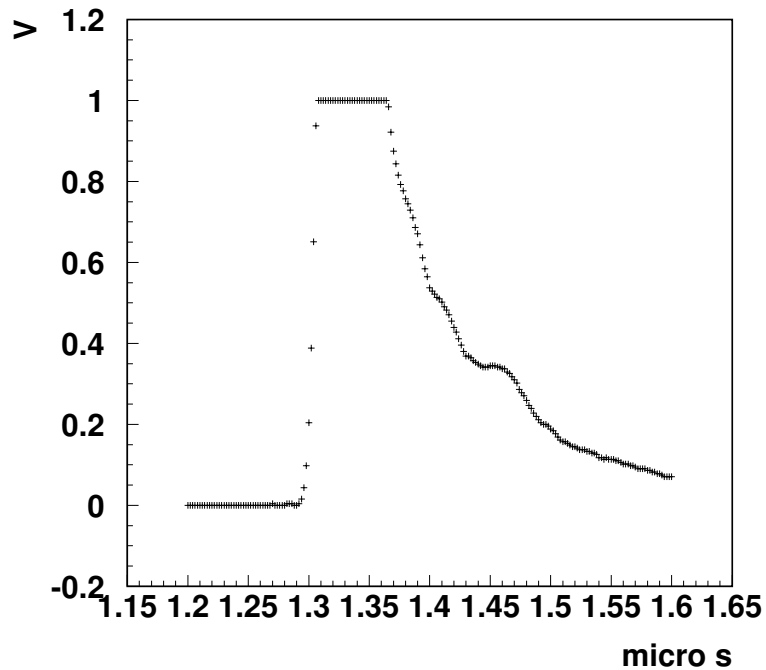


図 5.2: FADC で測定された 450p.e. 相当の入射光量に対する PMT 波形。1V 以上の電圧が FADC 測定できる最大値である。横軸は  $\mu s$  で縦軸は V である。

の信号から FADC が飽和しているためだと考えられる。また、ATM Q は PMT6 個分の和であるため、約 1200p.e. でオーバーフローしている。ATM がオーバーフローする前は、この相関より FADC Q の光量を求める。

#### ATM がオーバーフローした後

ATM がオーバーフローした後は、前節と同じようには FADC Q と ATM Q の相関をとれないので大光量用のモニタとしてゲインを 1/10 に印加電圧を調整した PMT を利用する。

まず、ATM がオーバーフローしていない領域で ATM Q とモニタ PMT の光量 (MON Q p.e.) の相関をとる。そして、ATM Q とモニタ光量の関係を最小二乗法線形一次式で求める。その後、ATM がオーバーフローした領域のモニタ光量を求めた式に代入しモニタ光量より計算された光量 (estimated Q) を求める。図 5.5 に MON Q と ATM Q の相関を示す。図 5.5 右図は左図を拡大したものである。ATM Q がオーバーフローしている領域 (ATM Q <  $\sim 1000$ p.e.) を用いて直線フィットし、MON Q から ATM Q を外挿して estimated Q を求め、その FADC に対する入射光量とした。図 5.6 は ATM Q/MON Q の分布を示す。この方法による estimated Q の精度は約 30% であることがわかる。図 5.7 がある FADC Q と estimated Q との相関を示す。この関係から ATM Q では直接校正出来ない ATM Q > 1000p.e. の大光量領域で FADC Q と光量の関係を校正する。将来的には各チャンネルごとの相関を求めて解析を行うべきであるが、今回の解析では全 FADC チャンネルを 1 つとみて FADC Q と光量の相関を解析し、テーブル化した。図 5.8 が FADC

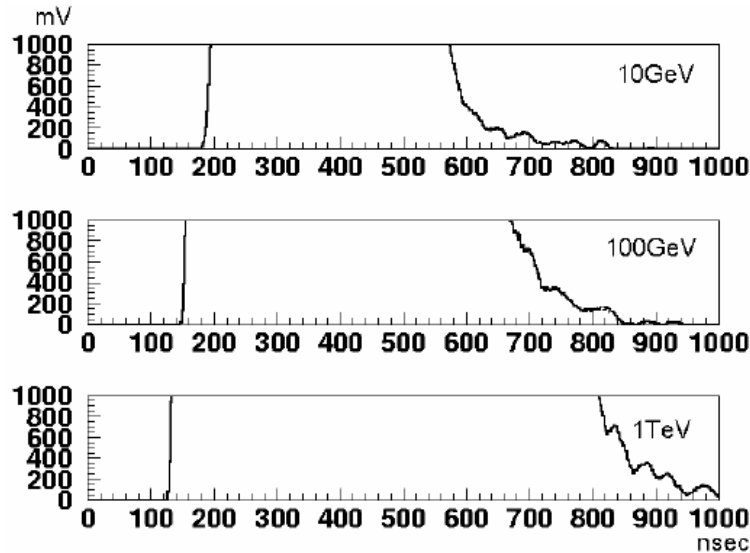


図 5.3: モンテカルロによる高エネルギーイベントにおける FADC で期待される波形。

Q と光量との関係である。ATM がオーバーフローする前は、FADC Q を 50 きざみとし、ATM がオーバーフローした後は、FADC Q を 100 きざみでテーブル化した。また、FADC Q の最大値が 80000 までとし、それ以上は一定値とした。このテーブルを用いて FADC Q を光量に変換する。

## 5.2 FlashADC モンテカルロシミュレーション

ここで、後述でも使用する FADC も考慮したモンテカルロシミュレーションについて述べる。スーパーカミオカンデではモンテカルロシミュレーション (skdetsim) が用意されており、それには FADC のシミュレーションも考慮されている。今回、それを使用するにあたり改良を行った。FADC のシミュレーションは、まず、1p.e. に相当する波形の情報をテンプレートとして持っておく。波形情報の詳細は後で述べる。そして、1p.e. 相当の光が PMT にくるごとに、光子がヒットしたタイミングを考慮しながら 1p.e. のテンプレートの波形を重ね合わせていく。最終的に、すべて重ね合わせたものを FADC のデータとしている。今回、改良したものは 1p.e. に相当するテンプレートの波形情報である。図 5.9(a) が元の波形である。2ns きざみで  $0.12\mu\text{s}$  までの波形までしかない。図 5.9(b) が今回改良した波形である。2ns きざみで  $1\mu\text{s}$  までの波形である。改良点は、 $0.12\mu\text{s}$  以降の波形を  $1\mu\text{s}$  まで与えて、波形のテールを再現した。この波形は前述したレーザーを用いた実験で得られたデータを 1p.e. 相当の波形に加工したものである。

モンテカルロシミュレーションについてもデータと同様の手法を用いて FADC Q と ATM Q の関係を求めた。図 5.10 が FADC Q と ATM Q の関係である。ここでの ATM Q は、ATM がオーバーフローを起こさないように考慮したモンテカルロシミュレーションを用いて作成した。モンテカルロシミュレーションにおいて FADC を用いてエネルギーを再構成するときはこの図を使用する。

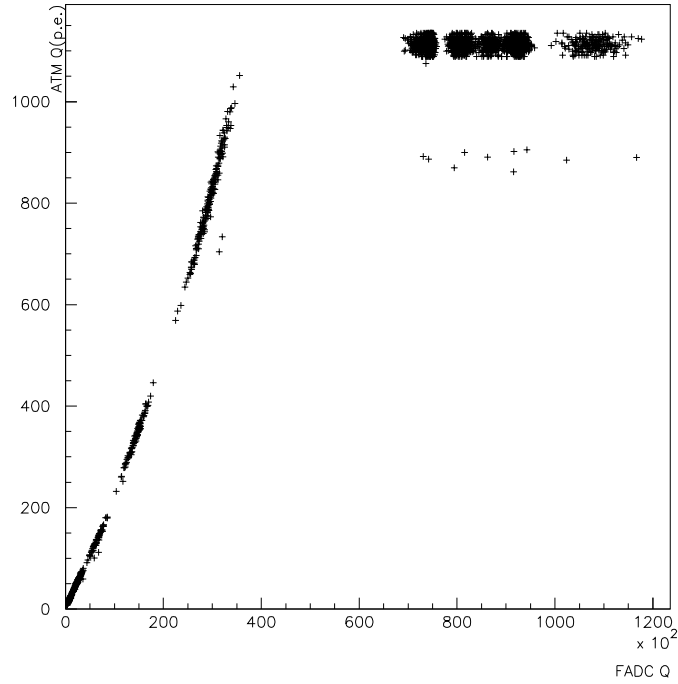


図 5.4: レーザーキャリブレーションで得られた FADC Q と ATM Q との相関 (FADC ch1)。横軸は FADC Q で縦軸は ATM Q (p.e.) である。

## 5.3 FlashADC を用いたエネルギー再構成

### 5.3.1 ATM を用いたエネルギー再構成

通常エネルギーは ATM で得られた光量により再構成される。放出されるチェレンコフ光の総量は粒子の飛跡長にほぼ比例し、観測された光量の和から運動量を求めることができる。しかし、チェレンコフ光の水中での減衰や散乱、また反応点に依存する PMT の見かけの大きさの変化などにより、正確な運動量の再構成にはいくつかの補正が必要である。

まず、水中の減衰と PMT の形状を補正した光量の和  $RTOT'$  を計算する。

$$RTOT' = A \sum_i Q(i) \frac{1}{\exp(-r_i/L_{at})} \frac{\cos \Theta_i}{f(\Theta_i)} \quad (5.2)$$

ただし和は、粒子の進行方向から  $70^\circ$  以内かつ、TOF を引いた時間分布において  $-50\text{ns} \sim 250\text{ns}$  の PMT についてのみとる。  $Q(i)$  は  $i$  番目の PMT が受けた光量であり、  $r_i$  は反応点と PMT との間の距離、  $L_{at}$  は純水での光の減衰長を表す。  $A$  は規格化のための定数である。  $f(\Theta_i)$  はチェレンコフ光の入射角  $\Theta_i$  による PMT の見かけの大きさを相対的に表す関数である。また、PMT の見かけの数密度が  $\cos \Theta_i$  により補正される。これによりある仮想球面上で観測される光量の和が計算される。ここからさらに散乱光の影響を考慮し、直接光成分からなると考えられる値  $RTOT$  を求め、図 5.12 に示す関係により、荷電レプトン (電子、ミューオン) の運動量を決定する。また、粒子の質量を無視して求めた観測されたエネルギーの和を  $E_{vis}$  と定義する。大気ニュートリノ事象のエネルギー領域は、電子の質量 ( $\sim$

0.5MeV/c<sup>2</sup>) に対して十分大きいので、E<sub>vis</sub> の値は図 5.12 から電子を仮定して求めた運動量と同じとする。

再構成される E<sub>vis</sub> の不定性の絶対値は、宇宙線ミュオンおよびその崩壊電子、π<sup>0</sup> などのデータを用いて ± 2.6 % と推定されている。

### 5.3.2 FlashADC を用いたエネルギー再構成

ATM を用いたエネルギー再構成を参考にし FADC を用いてエネルギーを再構成する。まず、水中の減衰と PMT の形状を補正した光量の和 corr Q を計算する。

$$corrQ^{FADC} = \sum_i Q^{FADC}(i) \frac{1}{\exp(-r_i)} \frac{\cos \Theta_i}{f(\Theta_i)} \quad (5.3)$$

$Q^{FADC}(i)$  は  $i$  番目の FADC が受けた光量であり、 $r_i$  は反応点と PMT との間の距離を表す。ここで PMT の位置は 3 行 × 4 列で構成される FADC に対応する PMT スーパーモジュールの中心を位置とした。 $f(\Theta_i)$  はチェレンコフ光の入射角  $\Theta_i$  による PMT の見かけの大きさを相対的に表す関数である。また、PMT の見かけの数密度が  $\cos \Theta_i$  により補正される。これによりある仮想球面上で観測される FADC Q に基づく光量の和が計算される。

これを用いて荷電レプトン (電子、ミュオン) の運動量を決定する。FADC を用いて粒子の質量を無視して求めた観測されたエネルギーの和を FADC-E<sub>vis</sub> と定義する。ATM を用いたエネルギー再構成と同様に電子を仮定して FADC-E<sub>vis</sub> を求める。

FADC-E<sub>vis</sub> を求めるために電子 1 個がタンクを走るモンテカルロシミュレーションを作成した。電子のエネルギーは、1GeV, 5GeV, 10GeV, 50GeV, 100GeV とした。電子の発生点は、タンク壁面から 2m 以内で一様とし、方向はランダムとした。図 5.13 が 5GeV での corr Q の分布で、図 5.14 が 10GeV での corr Q の分布である。また、corr Q をガウス分布を仮定しフィットした mean を corr Q' とすると、図 5.15 が電子のエネルギーと corr Q' の関係である。図 5.15 に示す関係により求めたエネルギーを FADC-E<sub>vis</sub> とする。corr Q をガウス分布を仮定しフィットしたときの 1σ を用いた運動量の決定精度を図 5.16 に示す。

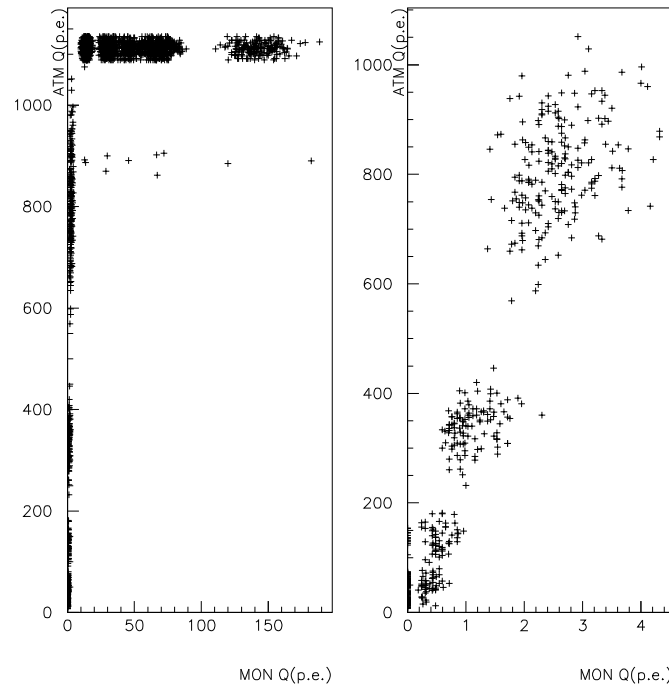


図 5.5: レーザーキャリブレーションで得られた MON Q と ATM Q との相関。横軸は MON Q(p.e.) で縦軸は ATM Q(p.e.) である。

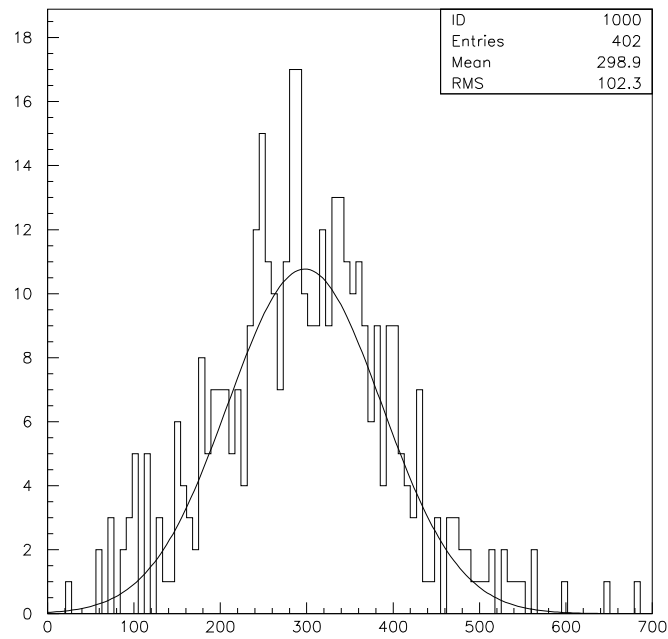


図 5.6: ATM Q/MON Q の分布

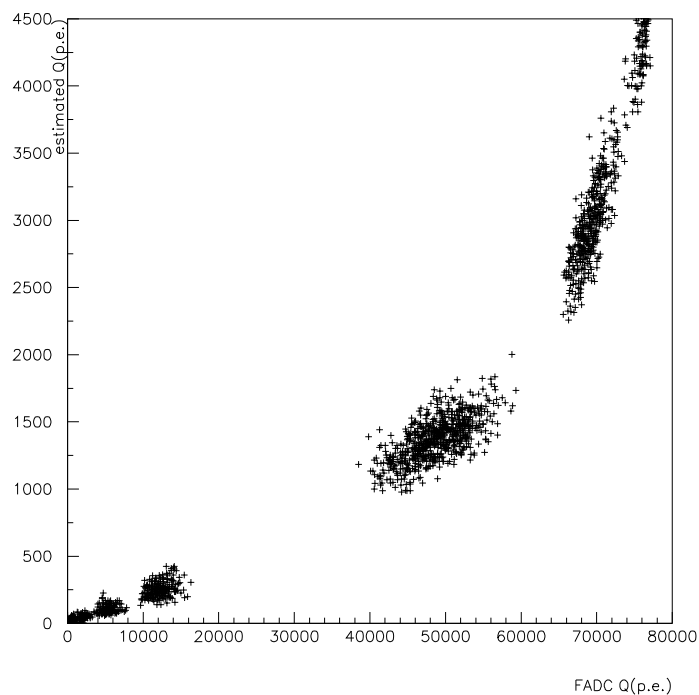


図 5.7: レーザーキャリブレーションで得られた FADC Q と estimated Q の相関 (FADC ch1)。横軸は FADC Q で縦軸は estimated Q (p.e.) である。

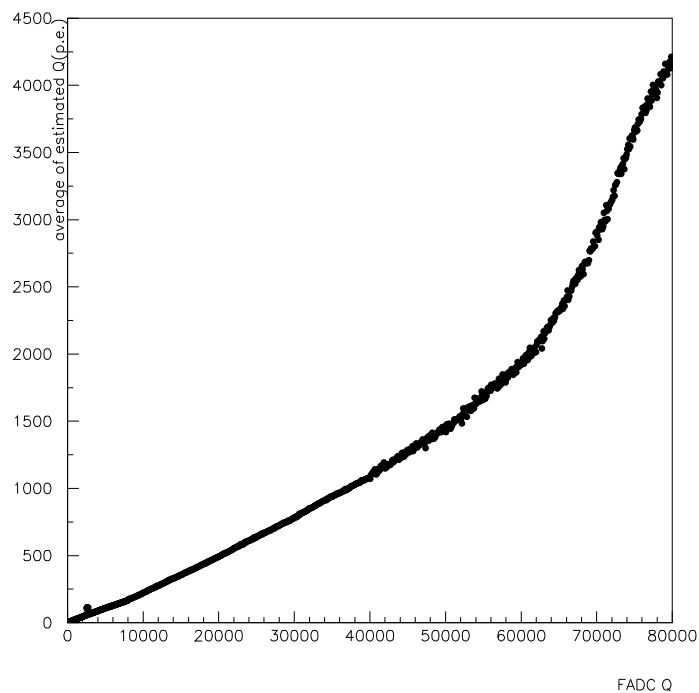
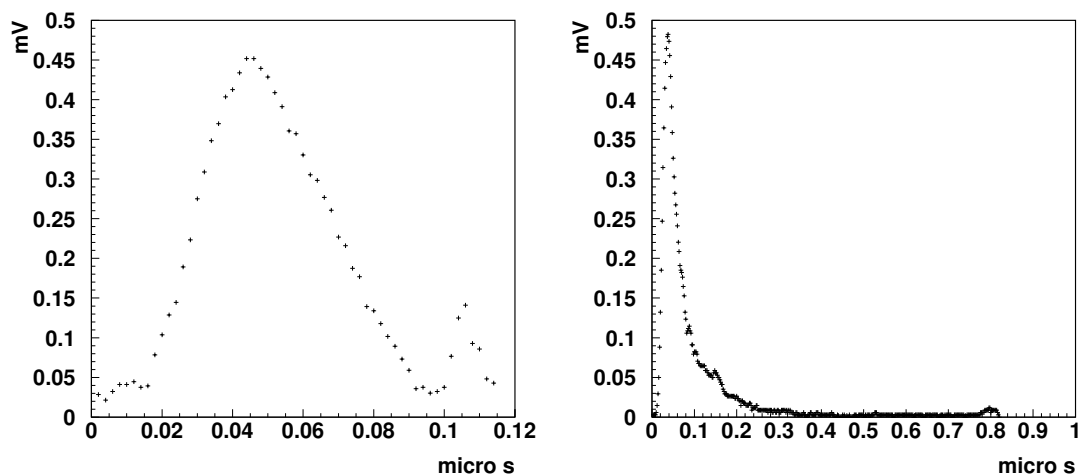


図 5.8: FADC Q と光量の相関テーブル。横軸は FADC Q で縦軸は光量 (p.e.) である。



(a) 横軸は時間 ( $\mu\text{s}$ ) で縦軸は mV である。 (b) 横軸は時間 ( $\mu\text{s}$ ) で縦軸は mV である。

図 5.9: モンテカルロで使用する 1p.e. の波形情報のテーブル

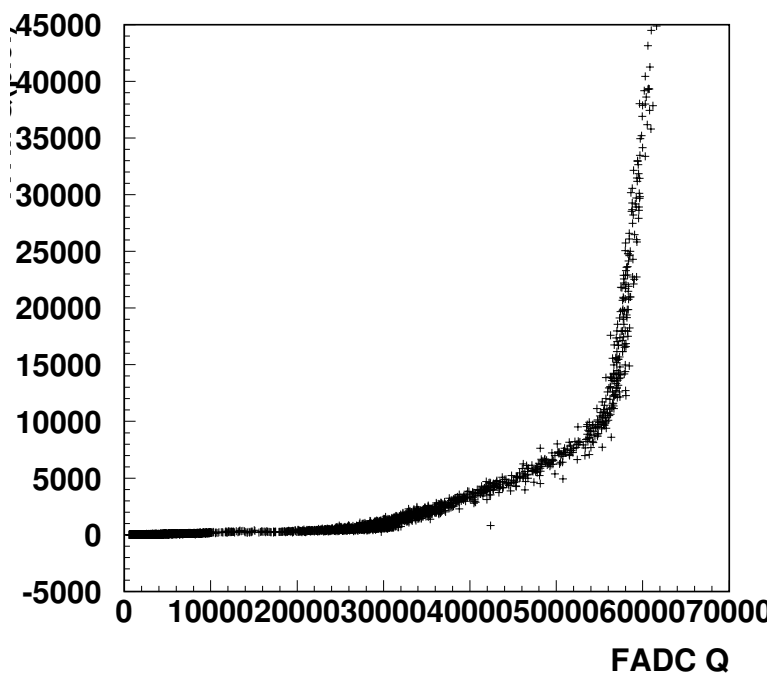


図 5.10: モンテカルロで使用する FADC Q と ATM Q の相関テーブル。横軸は FADC Q で縦軸は ATM Q(p.e.) である。

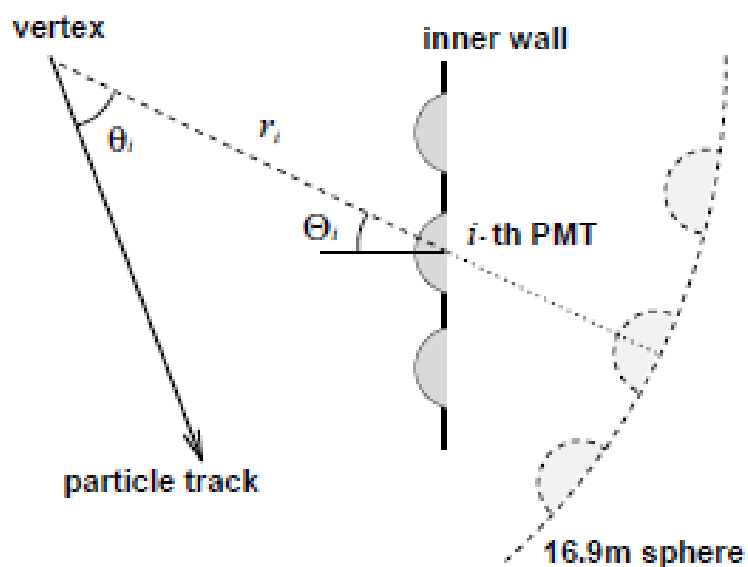


図 5.11: RTOT の計算に用いられる変数の定義

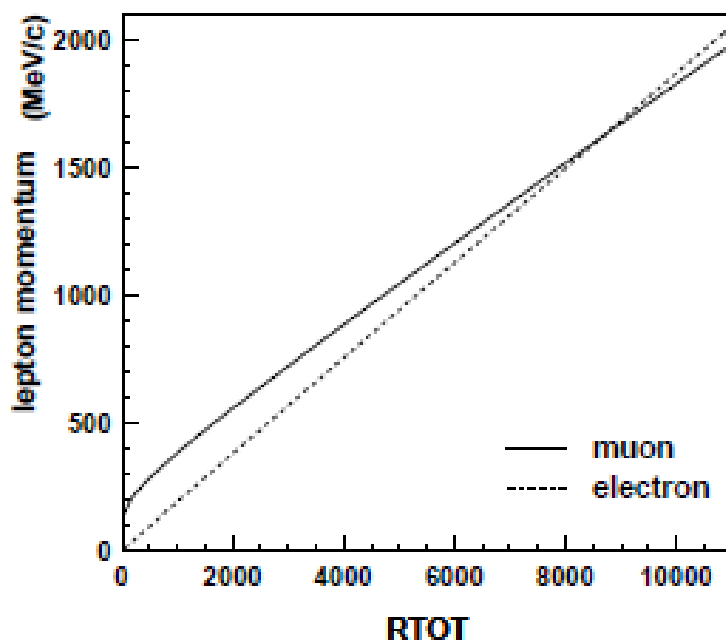


図 5.12: RTOT と荷電レプトンの運動量の関係

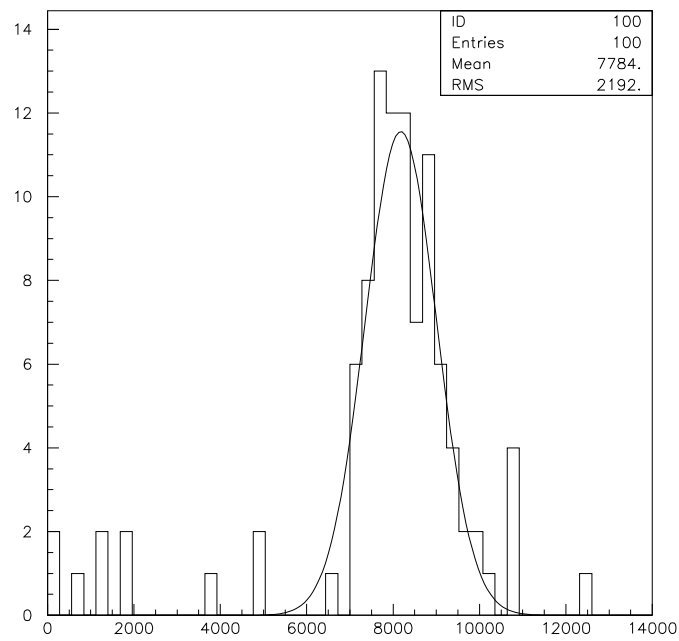


図 5.13: 5GeV での corr Q 分布

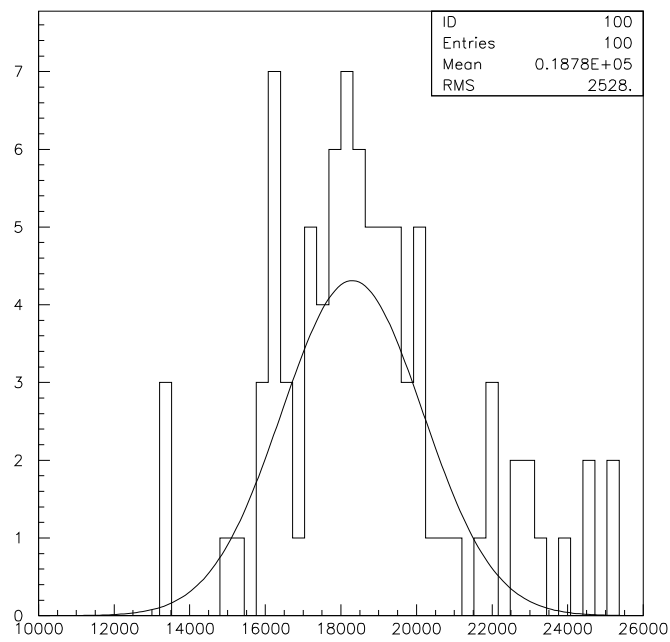


図 5.14: 10GeV での corr Q 分布

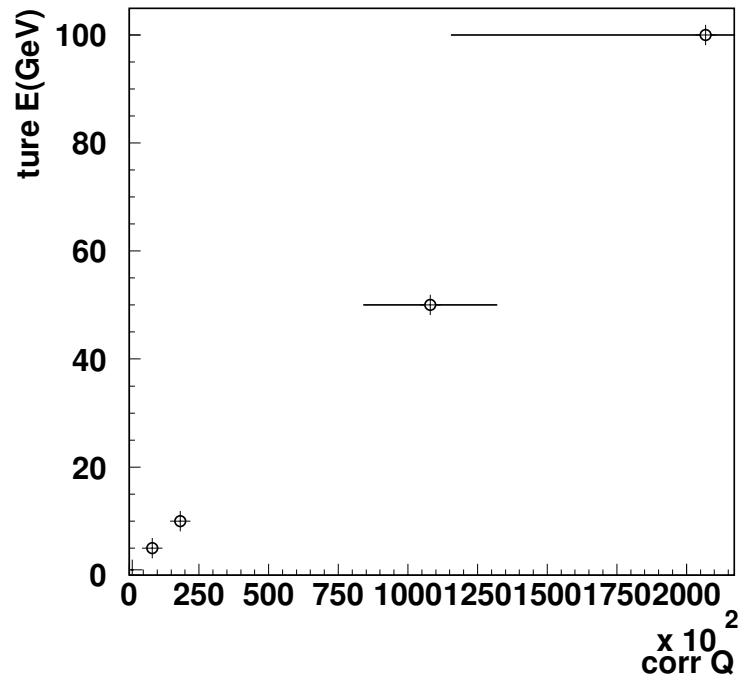


図 5.15: 電子のエネルギーとガウスフィットした  $\text{corr } Q'$  の関係。横軸は GeV で縦軸はガウスフィットした  $\text{corr } Q'$  である。エラーバーはその  $1\sigma$  を示す。

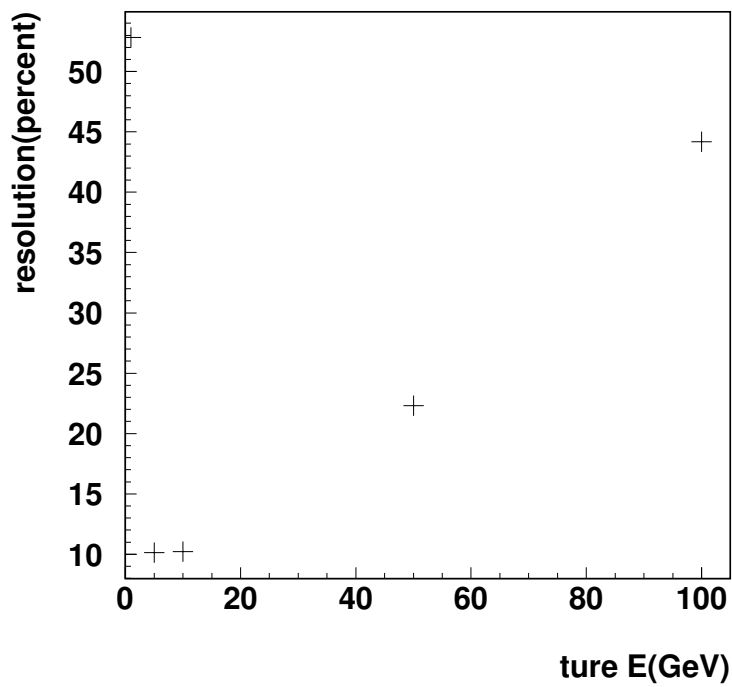


図 5.16: 運動量の決定精度。横軸は GeV で縦軸は  $\sigma/\text{corr } Q'$  (%)。

## 第6章 大気ニュートリノの解析

ここでは、今回の研究で使用したデータのイベントの選別についてと、大気ニュートリノモンテカルロシミュレーションについて述べる。

### 6.1 スーパーカミオカンデにおけるニュートリノ事象

大気ニュートリノ事象は、いくつかに分類することができる。まず、観測されるチェレンコフリング数により1リング事象と多リング事象に分けられる。チェレンコフリングのタイプはその光量分布のパターンから2つに分類される。一つは、e-like と呼ばれ電磁シャワーに起因する電子や $\gamma$ 、 $\pi^0$  などである。もう一つは $\mu$ -like と呼ばれ、電磁シャワーを伴わない。 $\mu$  や  $\pi^\pm$  などが  $\mu$ -like イベントにあたる。

また、発生した荷電粒子が検出器内で全てのエネルギーを失うか失わないかにより Fully Contained(FC) イベントと,Partially Contained(PC) イベントに分けられる。FC イベントは全ての粒子の飛跡が検出器内に入っているイベントである。つまり、全ての粒子が検出器内でエネルギーを失ったイベントである。PC イベントは反応点が検出器内にあるが、ある粒子の飛跡が検出器外まであると考えられるイベントである。PC イベントの大部分(97%)は高エネルギー(数 GeV 以上)のミュオンである。

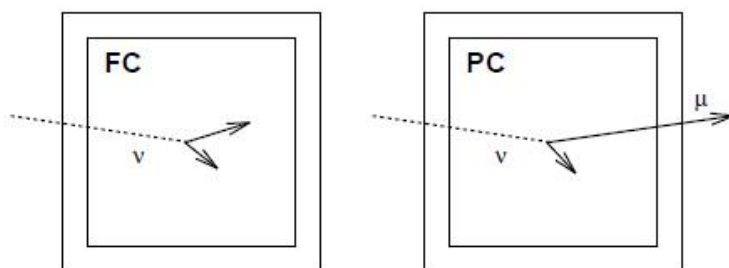


図 6.1: FC,PC イベント

### 6.2 ニュートリノ事象選別

実験は地下深くで行われているが、高エネルギー宇宙線であるミュオンは検出器まで到達し、ニュートリノ観測のバックグラウンドとなる。宇宙線ミュオンは検出器外から来るので、その大部分は外水槽をアンタイ検出器として用いて取り除くことができる。ただしPC イベントでは検出器内で発生した粒子が外水槽を通るため、外水槽に信号を残す。したがってFC、PC イベントを選別するためには、それぞれ異なるデータ処理(リダ

クシオン)が必要となる。ここでは、本研究で用いた FC イベントのリダクションについて述べる。

### 6.2.1 リダクション

スーパーカミオカンデで検出される全イベントのトリガーレートは約 10Hz であり、トリガーにかかったイベントの多くは宇宙線ミュオンや放射性元素の崩壊、岩盤からの  $\gamma$  線による低エネルギーイベントである。スーパーカミオカンデではこれらのイベントに対して、適したリダクションをかけて大気ニュートリノデータとして使用している。

ここで、FC イベントに対する各リダクションステップを述べる。

### 6.2.2 一次リダクション

低エネルギーイベントを除去するため、300ns 以内に内水槽で観測された光量の和が 200p.e. より小さいイベントは除かれる。

さらに、宇宙線ミュオンを除くため、外水槽のトリガー後 800ns 以内に外水槽の PMT のヒット数が 50 を越えるイベントは除かれる。またミュオン崩壊で発生する電子や、電気的なノイズを除くため直前のイベントとの時間間隔が  $30\mu\text{s}$  に満たないイベントも除かれる。

### 6.2.3 二次リダクション

さらに宇宙線ミュオンを除くため、外水槽の PMT ヒット数が 25 を越えるイベントは除く。

また内水槽で最大の光量を受けた PMT が全体の光量の 1/2 以上を占めているイベントを除く。このように 1 本の PMT に光量が集中しているイベントは電気的ノイズであるか、荷電粒子によるイベントであっても非常に壁際で発生したために物理量の再構成が困難なイベントであると考えられる。

### 6.2.4 三次リダクション

ここでは、イベントを再構成して、上述の 1、2 のリダクションでは除ききれなかった宇宙線ミュオンイベント、低エネルギーイベント、PMT 中の放電現象 (Flasher) によるイベント、その他のイベントをより正確に除く。

宇宙線ミュオンを除くために、イベントが検出器内に入射 (脱出) した位置を再構成する (ミュオンの入射位置にあたる PMT はもっとも早い時間に光量を検出する、また脱出位置の PMT は非常に強いチェレンコフ光を受けることを利用する)。再構成された入射 (脱出) 位置付近に集中して 9 個以上の外水槽の PMT がヒットしているイベントは除く。

低エネルギーイベントを除くため PMT の TOF 情報を用いて反応点について解析する。各 PMT のヒット時間から TOF ををさかのぼって反応点を探し、50ns 時間幅にヒットし

た PMT 数が最大になるように反応点を決める。このとき、50ns にヒットした PMT 数が 50 以下のイベントを除く。この個数が 6 であるとき、荷電粒子のエネルギーは約 1MeV に相当する。

また、PMT からのケーブルは、いくつかの束にまとめられて集められる。このケーブル束は外水槽を横切っているためにケーブル束中はアンタイ検出器の不感領域となってしまう。したがって、この内部を通過して内水槽に到達する宇宙線ミュオンはアンタイ検出器に信号を残さないため、大気ニュートリノの解析において非常に紛らわしいバックグラウンドとなる。特に四箇所のケーブルホールは構造上この効果が顕著であるため、この上面にミュオンを除くための veto カウンター (プラスチックシンチレータと 20 インチ PMT) が四機設置されている。この情報を用いてケーブルホールを通った宇宙線ミュオンを除くことができる。実際は、veto カウンターに信号があり、入射位置が veto カウンターから  $\pm 2\text{m}$  以内にあるイベントを除く。

PMT 中の放電現象によるイベントは光量が時間的に広がった分布を持つため、トリガー後 300ns から 900ns までの時間に対してヒットした PMT 数を考慮して除く。

### 6.2.5 四次リダクション

次に研究者によるスキャンを行う。ここでは同一のデータを 2 グループの研究者が独立に確認することで安全性を高めている。さらにこれとは別の研究者により最終的な確認を行う。スキャンの目的は自動的には落としきれなかった宇宙線ミュオンや PMT 中の放電現象によるイベントを除くことであり、物理的解析のためではない。

### 6.2.6 事象の再構成

この後、リダクションにより得られたデータは、どのような反応であるかを知るため事象の再構成が行われる。再構成される情報は、反応点、粒子数 (チェレンコフリング数)、各粒子の種類 (PID)、各粒子の運動量などである。これら再構成は、PC 上で自動で行われる。

### 6.2.7 リダクション、再構成の結果

今回の大気ニュートリノの解析においては、前述で得られた大気ニュートリノ事象のうち FADC インストール後の SK-II の FC イベントのみ (456 日分) を用いて行った。また、低エネルギー事象および壁際で発生したイベントは除いた ( $E_{\text{vis}} < 10\text{GeV}$ , 反応点が最寄りの壁から 2m 以内)。壁際のイベントを除いたのは、検出器外からのバックグラウンドを除くためと、反応点があまりに検出器内壁に近いような場合には十分な数の PMT がチェレンコフ光を受けることができず、物理量の再構成を正しく行うことが難しいためである。

図 6.2 が  $E_{\text{vis}}$ 、FADC- $E_{\text{vis}}$  のヒストグラムである。実線が FADC- $E_{\text{vis}}$  で、点線が  $E_{\text{vis}}$  である。図 6.3 に実データのうち最もエネルギーの高いと思われる事象、図 6.5 に次にエネルギーの高いと思われる事象の FADC を用いたイベントディスプレイを示す。図 6.4、図

6.6 同じ事象の ATM を用いたイベントディスプレイを示す。  $E_{\text{vis}} > 40\text{GeV}$  の領域では、  $FADC - E_{\text{vis}}$  が  $E_{\text{vis}}$  よりも 2.5 倍補正されている。

最終的に得られた FC イベント数は、実データで 37 イベントであった。これは一日あたり 0.08 イベントにあたる。

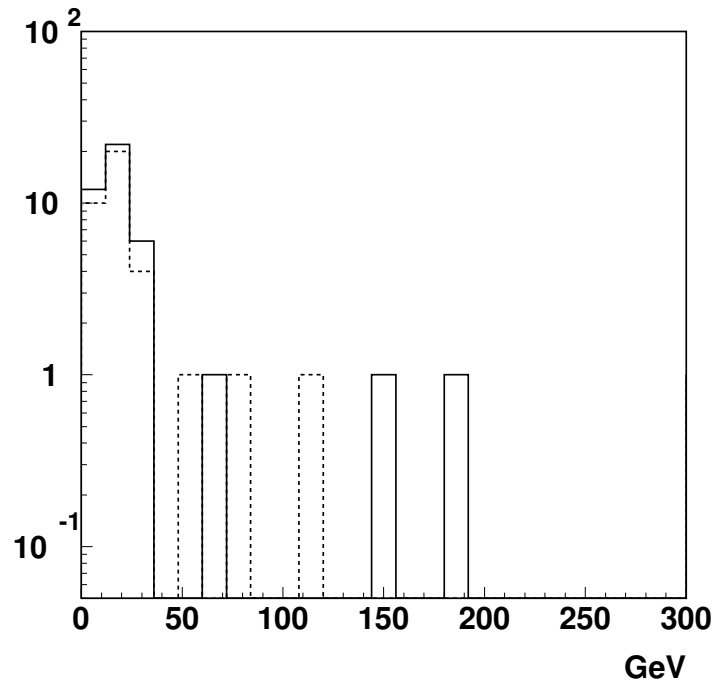
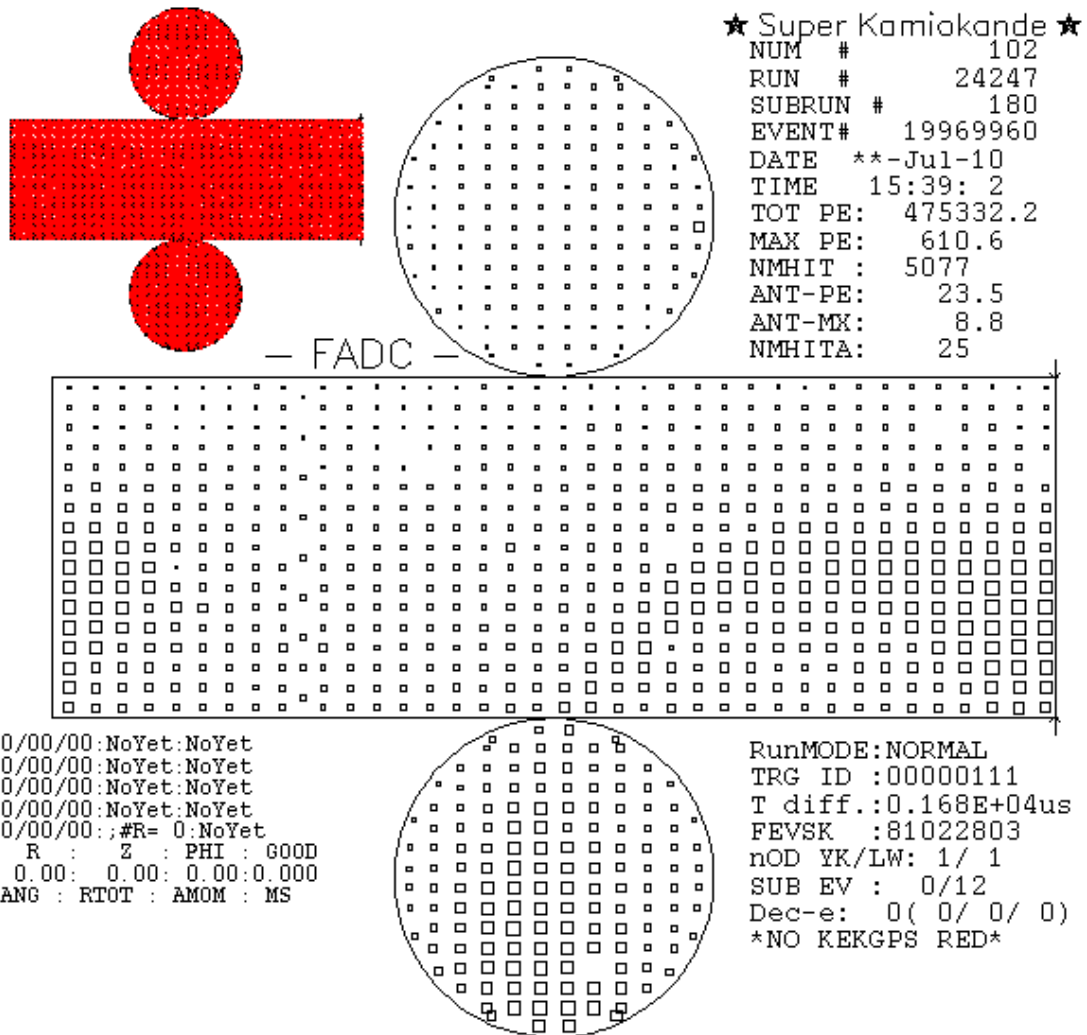
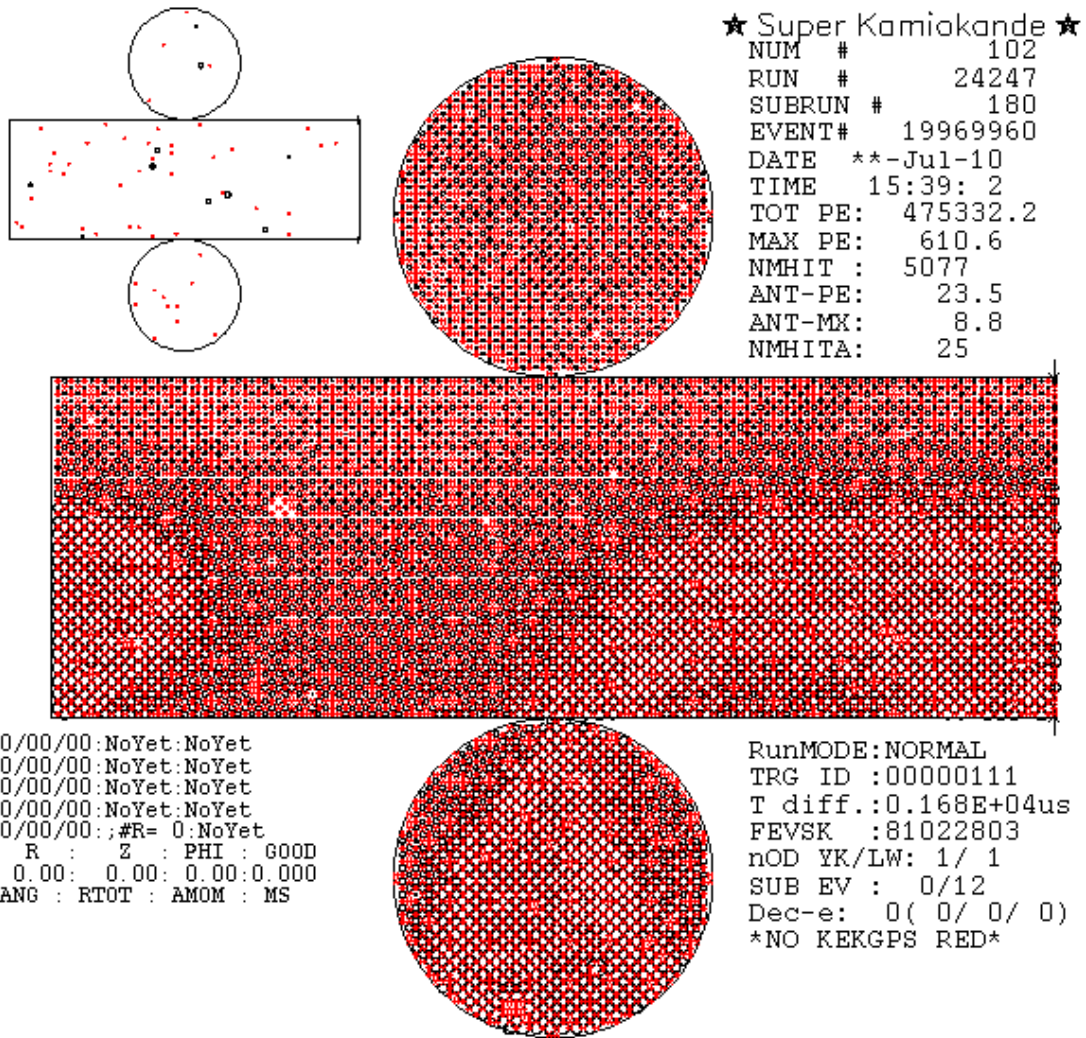


図 6.2:  $FADC-E_{\text{vis}}, E_{\text{vis}}$  の分布。横軸は GeV。実線が  $FADC-E_{\text{vis}}$  で、点線が  $E_{\text{vis}}$  である。ただし、  $FADC-E_{\text{vis}} > 10\text{GeV}, E_{\text{vis}} > 10\text{GeV}$



Comnt;

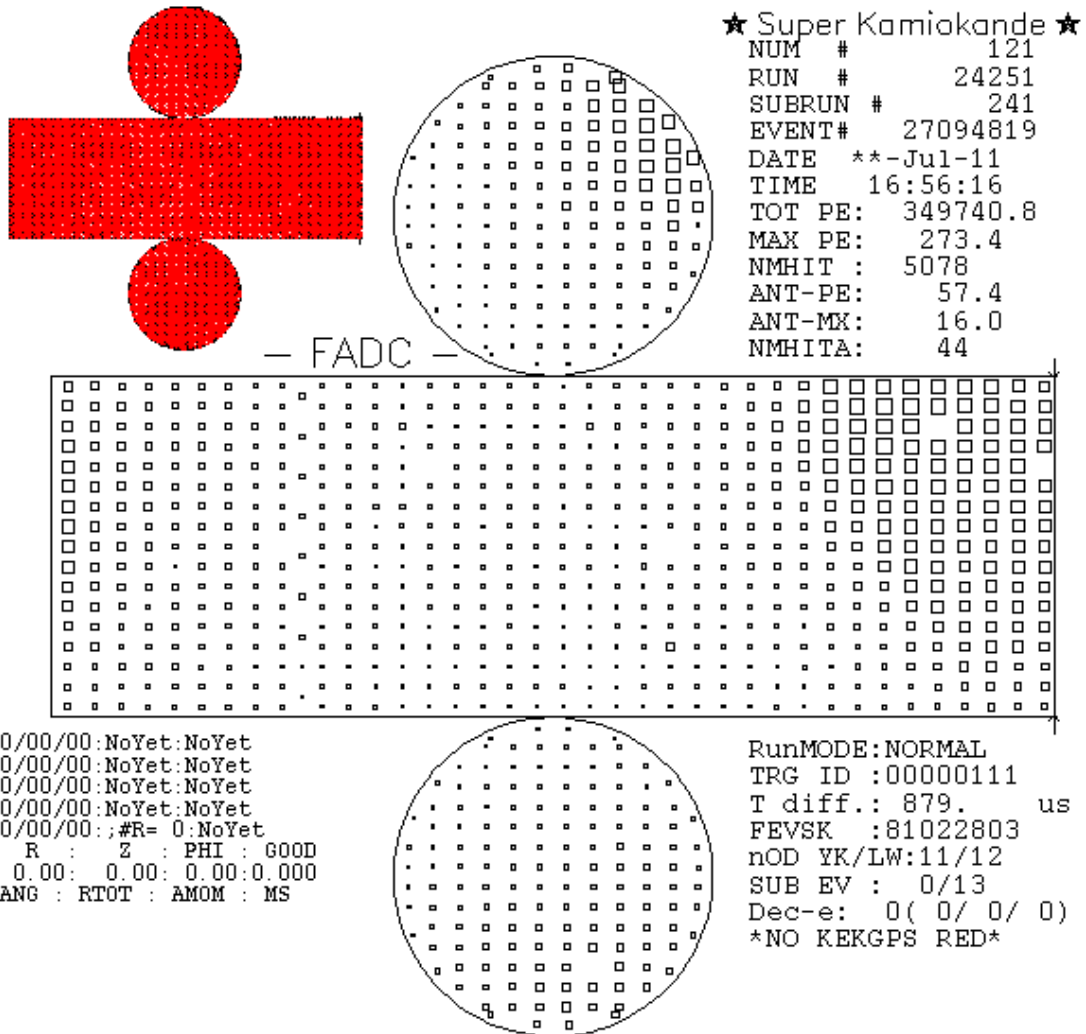
図 6.3: 最もエネルギーの高いと思われる事象のイベントディスプレイ。中央がATM、左上がFADCのものである。ATMにおいて○の大きさ、FADCにおいて□の大きさはPMTの受けた光量を示す。○または□が大きいほど光量が大きい。



Comnt;

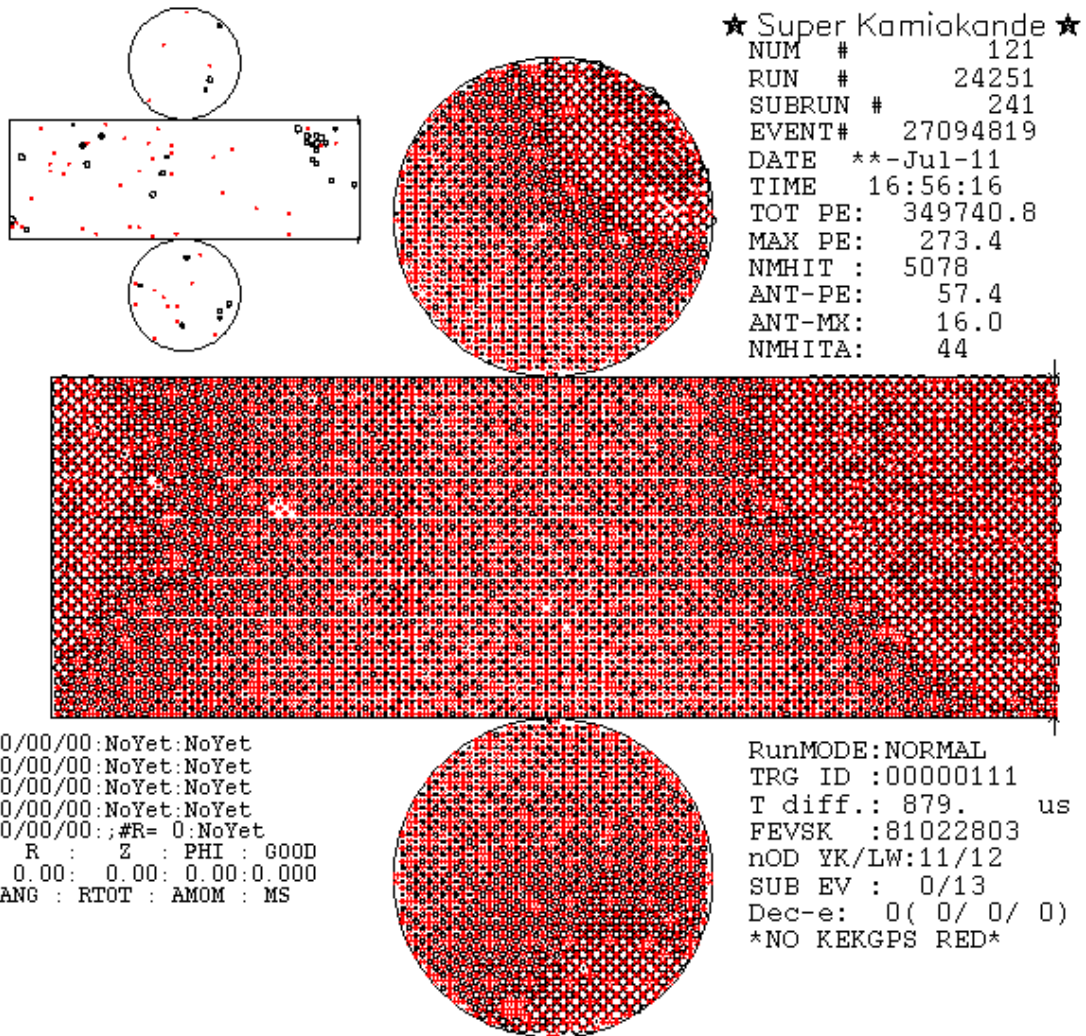


図 6.4: 図 6.3 のイベントディスプレイの ATM と FADC の配置を逆にしたもの



Comnt;

図 6.5: 二番目にエネルギーの高いと思われる事象のイベントディスプレイ。中央が ATM、左上が FADC のものである。ATM において○の大きさ、FADC において□の大きさは PMT の受けた光量を示す。○または□が大きいほど光量大きい。



Comnt;



図 6.6: 図 6.5 のイベントディスプレイの ATM と FADC の配置を逆にしたもの

## 6.3 大気ニュートリノの解析

前述のリダクションを行ったイベントと、FADCを考慮した大気ニュートリノモンテカルロシミュレーションとの比較を行う。このモンテカルロシミュレーションにはニュートリノ振動 ( $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ ) の変化も含めてある。

まず、作成した大気ニュートリノモンテカルロシミュレーションについて述べる。

### 6.3.1 大気ニュートリノモンテカルロ

スーパーカミオカンデでは、実データとの比較を行うためにニュートリノの相互作用やバックグラウンドのモンテカルロシミュレーションをしている。シミュレーションには2つの段階があり、次に述べる。

#### ニュートリノ反応シミュレーション (NEUT)

まず、スーパーカミオカンデの標準的なニュートリノ反応シミュレーションコードである”NEUT”を用いて大気ニュートリノ事象の生成を行う。Honda03[2] の計算による大気ニュートリノフラックスに基づいて、ニュートリノを発生させ、タンク内の水 ( $\text{H}_2\text{O}$ ) とニュートリノの相互作用のシミュレーションを行う。発生する二次粒子を記録し、NEUT-vector ファイルを生成する。NEUT-vector ファイルの中には、粒子の種類、エネルギー、方向、位置などが書かれている。

#### ディテクターシミュレーション (skdetsim)

次にディテクターのシミュレーションを行う。これは、スーパーカミオカンデ検出器のシミュレーションであり、実際の検出器に粒子が入射したときどのようなイベントになるのかをシミュレートしている。NEUT-vector ファイル内の二次粒子の情報に基づいて粒子を発生させ、検出器内を伝搬させる。荷電粒子であればチェレンコフ光を飛跡にそって発生させ、PMTまでの散乱、吸収をシミュレートする。さらにPMTとエレクトロニクスのレスポンスをシミュレートし、実データと全く同じ構造のモンテカルロデータファイルを生成する。このソフトウェアにはGeant3が用いられている。

#### モンテカルロデータの作成

上述した2つのプログラムを用いて大気ニュートリノのモンテカルロデータを作成した。今回の研究では、大気ニュートリノ10年分の実データに相当するNEUT-vectorファイルを使用した。使用したskdetsimは前述のようにFADCのシミュレーションを考慮し、私が改良したものである。図6.7がモンテカルロシミュレーションの $E_{\text{vis}}$ 、FADC- $E_{\text{vis}}$ のヒストグラムである。これは、実データの観測時間 (livetime) により規格化してある。表6.1にモンテカルロシミュレーションの内訳を示す。ここでCCは荷電カレント、NCは中性カレント反応を表す。

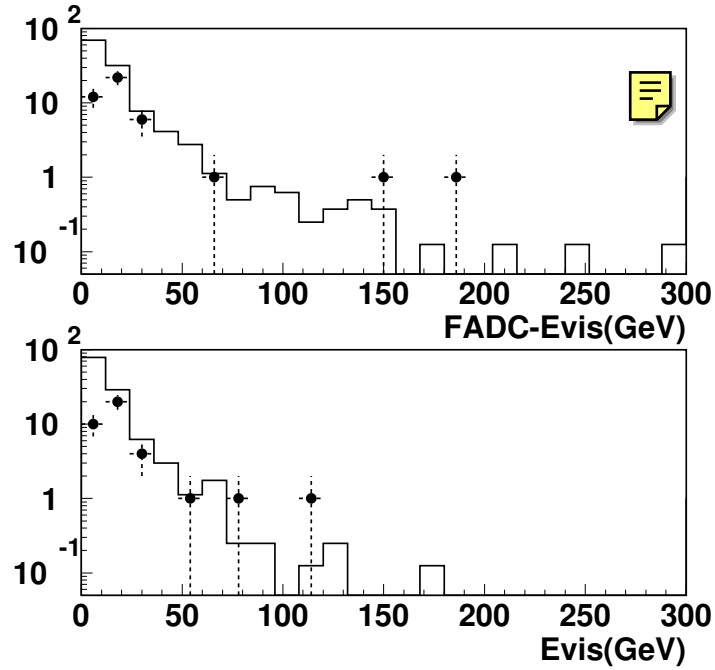


図 6.7:  $FADC-E_{vis}, E_{vis}$  の分布。横軸は GeV。ヒストグラムは livetime により規格化したモンテカルロ。ただし、 $FADC-E_{vis} > 10\text{GeV}, E_{vis} > 10\text{GeV}$ 、ニュートリノ振動の効果を含まない。

### 6.3.2 ニュートリノ振動の効果

前述により作成したモンテカルロシミュレーションにはニュートリノ振動 ( $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ ) の効果を考慮していない。そのため、前述の大気ニュートリノモンテカルロシミュレーションとは別にニュートリノ振動 ( $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ ) の効果によるモンテカルロシミュレーションも作成する必要がある。そのため、まず、 $\nu_\tau$  のモンテカルロシミュレーションを作成した。使用した skdetsim は大気ニュートリノモンテカルロシミュレーションと同じものである。ここでは、 $\nu_\tau$  が大気  $\nu_\mu$  と同じフラックスを持つとして計算した 5 年分の neut-vector ファイルを使用した。

### 6.3.3 ニュートリノ振動を考慮した大気ニュートリノ

前述した二つのモンテカルロシミュレーションを下のニュートリノ振動の式によりたし合わせる。

二世代間のニュートリノ振動の生存確率は、

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{1.27\Delta m^2 L}{E}\right) \quad (6.1)$$

$$P(\nu_\tau \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{1.27\Delta m^2 L}{E}\right) \quad (6.2)$$

となる。ここで、 $E(\text{GeV})$  はエネルギー、 $L(\text{km})$  は  $\nu_\mu$  の飛行した距離、 $\theta$  は二種類のニュートリノ間の混合角、 $\Delta m^2$  が質量の二乗差である。今回は、混合角  $\theta=1.0$ 、 $\Delta m^2=0.0024 \text{ eV}^2$

		イベント数	%
$\nu_e, \bar{\nu}_e$	CC	29.6	54.1
	NC	2.0	3.7
$\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$	CC	12.2	22.3
	NC	10.9	19.9
$\nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$	CC	0	0
	NC	0	0
TOTAL		54.7	100.0

表 6.1: 456 日分の観測に対応したモンテカルロの内訳。ただし、 $E_{\text{vis}} > 10\text{GeV}$

として計算した。それぞれのモンテカルロシミュレーションより必要な物理量のヒストグラムを作り、それぞれ実データの livetime で規格化後、ヒストグラム上で式 6.1、6.2 によりたし合わせた。

図 6.8 がニュートリノ振動を考慮したモンテカルロシミュレーションの  $E_{\text{vis}}$ 、 $\text{FADC}-E_{\text{vis}}$  のヒストグラムである。表 6.2 にモンテカルロシミュレーションの内訳を示す。ここで CC は荷電カレント、NC は中性カレント反応を表す。表を見ればわかるように全イベントの約半分が荷電カレント反応の  $\nu_e$ 、 $\bar{\nu}_e$  イベントである。

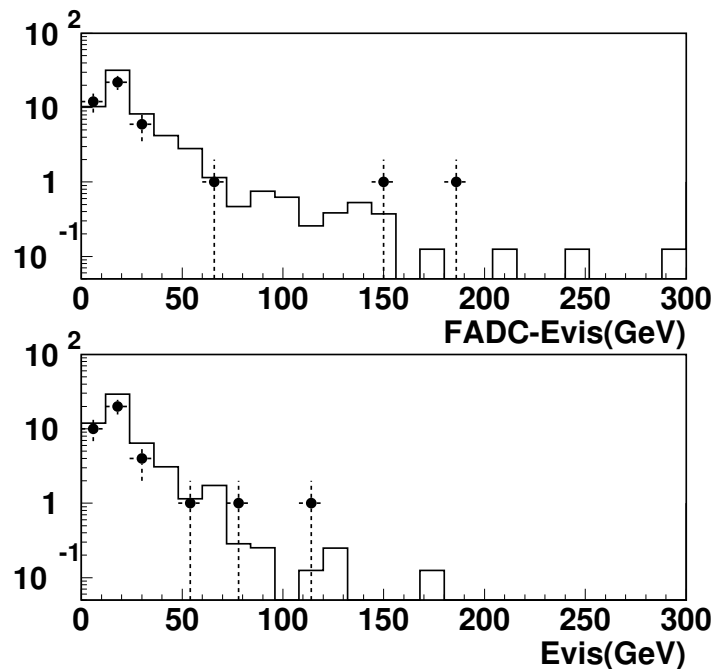


図 6.8:  $\text{FADC}-E_{\text{vis}}, E_{\text{vis}}$  の分布。横軸は GeV。ヒストグラムは livetime により規格化したモンテカルロ。 $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$  振動を考慮してある。ただし、 $\text{FADC}-E_{\text{vis}} > 10\text{GeV}, E_{\text{vis}} > 10\text{GeV}$

		イベント数	%
$\nu_e, \bar{\nu}_e$	CC	29.6	54.1
	NC	2.0	3.6
$\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$	CC	9.9	18.1
	NC	10.9	19.9
$\nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$	CC	2.4	4.4
	NC	0	0
TOTAL		54.8	100.0

表 6.2: 456 日分の観測に対応したニュートリノ振動を考慮したモンテカルロの内訳。ただし、 $E_{\text{vis}} > 10\text{GeV}$

# 第7章 高エネルギーニュートリノの探索

## 7.1 イベントの選別

前述の大気ニュートリノ事象の中からさらに荷電カレント反応の  $\nu_e, \bar{\nu}_e$  イベントのみのデータを得るため、主なバックグラウンドである中性カレント反応と区別するために四つカットを行った。解析はスーパーカミオカンデでの大気ニュートリノ三世代振動解析の手法 [3] を参考にした。まず、荷電粒子の種類に用いる情報を使い、荷電カレント反応の  $\nu_e, \bar{\nu}_e$  イベントのチェレンコフリングが e-like であることを利用する。次に、 $\nu_e$  荷電カレント反応ではニュートリノのエネルギーがほぼ一つのチェレンコフリングに偏ることを利用する。また、中性カレント反応では二次粒子である  $\pi^\pm$  が多数生成され、それが  $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$  と崩壊した電子の数が増えることと、二次粒子の  $\pi^\pm$  に比較的大きなエネルギーが移行するため、ニュートリノの反応点と崩壊電子の反応点との距離が長くなる。これらを利用しカットを行う。

### 7.1.1 粒子分別 (PID、Particle IDentification)

図 7.1 がモンテカルロデータの PID の値のヒストグラムである。実線が荷電カレント反応の  $\nu_e, \bar{\nu}_e$  で点線がその他である。PID の値が -10 以上のイベントを除いた。

### 7.1.2 運動量

図 7.2 がモンテカルロデータの全運動量に対する一番光量の多いチェレンコフリングの運動量の割合のヒストグラムである。実線が荷電カレント反応の  $\nu_e, \bar{\nu}_e$  で点線がその他である。この値が 0.5 未満のイベントを除いた。

### 7.1.3 崩壊電子の数

図 7.3 がモンテカルロデータの  $\pi$  粒子が崩壊した電子の数のヒストグラムである。実線が荷電カレント反応の  $\nu_e, \bar{\nu}_e$  で点線がその他である。 $\pi$  粒子が崩壊した電子の数が 3 以上のイベントを除いた。

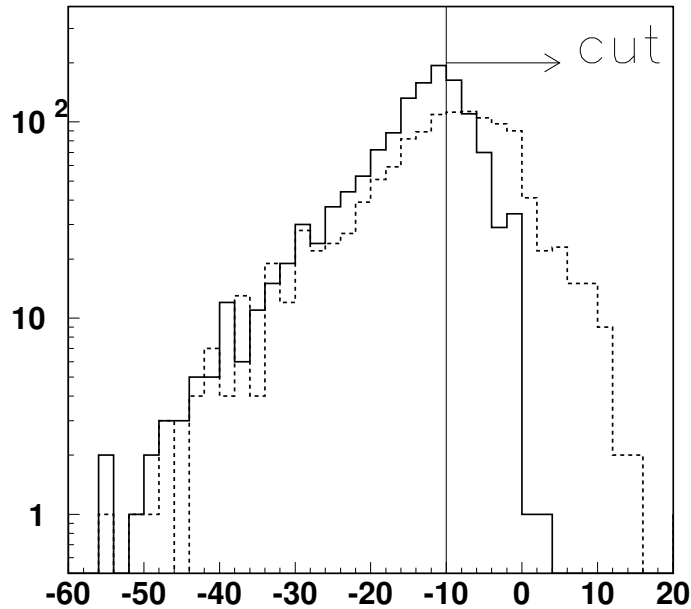


図 7.1:  $E_{\text{vis}} > 10\text{GeV}$  VPID パラメータ分布。実線が  $\nu_e$  荷電カレント反応、点線がその他。

#### 7.1.4 崩壊電子の反応点

図 7.4 がモンテカルロデータのニュートリノの反応点と  $\pi$  粒子崩壊の反応点との距離の平方根のヒストグラムである。実線が荷電カレント反応の  $\nu_e, \bar{\nu}_e$  で点線がその他である。この値が 30 以上のイベントは除いた。

#### 7.1.5 全てのカット後のイベント

図 7.5 がすべてのカットを行った後の高エネルギー大気ニュートリノデータとモンテカルロデータの FADC- $E_{\text{vis}}$  分布である。点が大気ニュートリノデータ、ヒストグラムがモンテカルロデータである。モンテカルロデータは実データの livetime により規格化してある。また、表 7.1 にモンテカルロシミュレーションの内訳を示す。ここで CC は荷電カレント、NC は中性カレント反応を表す。表 7.2 を見ればわかるように全イベントの約 75% が荷電カレント反応の  $\nu_e, \bar{\nu}_e$  イベントである。また、表 7.2 に各カット後のデータとモンテカルロデータのイベント数を示す。モンテカルロデータは実データの livetime により規格化してある。

## 7.2 高エネルギー宇宙ニュートリノの探索

前述のカット後のデータを用いて高エネルギー宇宙ニュートリノの探索を行った。前述のカット後の FADC- $E_{\text{vis}}$  の図を見ると  $100\text{GeV}$  以上で実データが 0 イベント、バックグラ

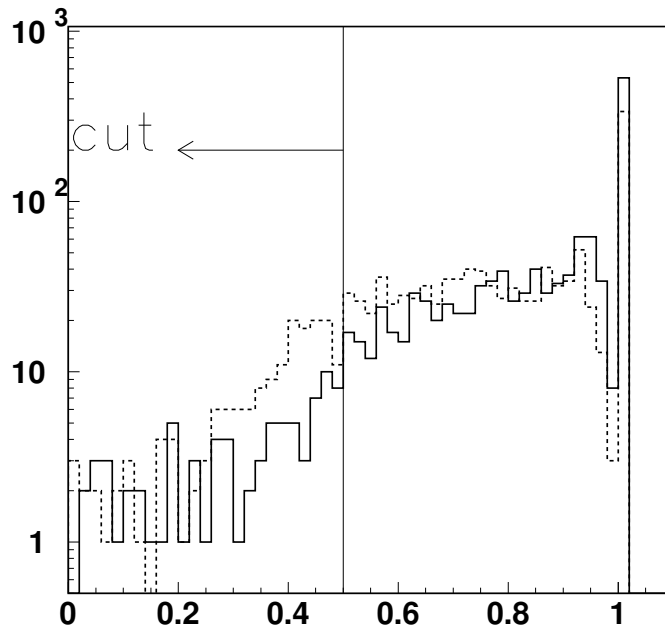


図 7.2:  $E_{\text{vis}} > 10\text{GeV}$  運動量分布。実線が  $\nu_e$  荷電カレント反応、点線がその他。

バックグラウンドの大気ニュートリノモンテカルロデータが 0.27 イベントある。平均 0.27 を持つポアソン分布において、0 イベントが観測される確率  $P$  は

$$P = \frac{e^{-0.27} \times 0.27^0}{0!} = 0.76 \quad (7.1)$$

となる。したがって実データはバックグラウンドの大気ニュートリノと矛盾していない。よって、今回の研究では高エネルギー宇宙ニュートリノイベントは存在しなかった。そのため、100GeV 以上の  $\nu_e(\bar{\nu}_e)$  イベントの上限値を見積もった。イベントの上限値  $N$  は

$$N = \frac{N_{90\eta}}{\epsilon} \quad (7.2)$$

		イベント数	%
$\nu_e, \bar{\nu}_e$	CC	18.5	75.5
	NC	0.9	3.7
$\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$	CC	1.4	5.7
	NC	3.0	12.2
$\nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$	CC	0.7	2.9
	NC	0	0
TOTAL		24.5	100.0

表 7.1: 全カット後のモンテカルロの内訳。ただし、 $E_{\text{vis}} > 10\text{GeV}$

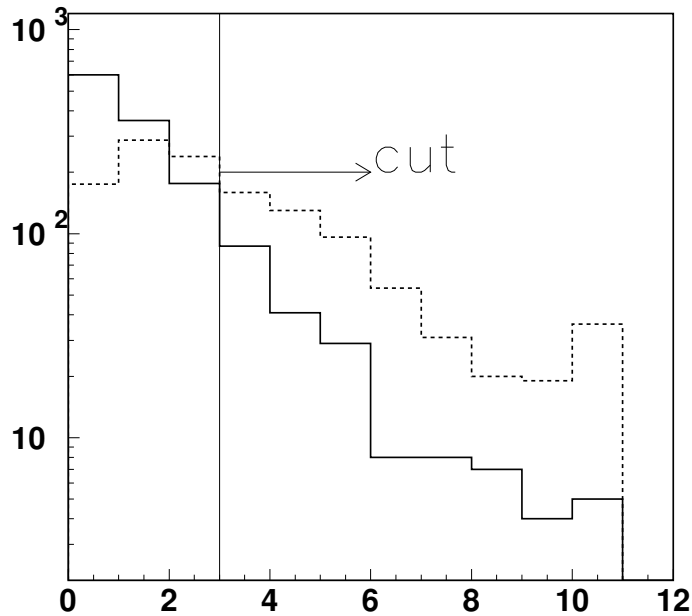


図 7.3:  $E_{\text{vis}} > 10\text{GeV}$  崩壊電子数分布。実線が  $\nu_e$  荷電カレント反応、点線がその他。

	Data	MC
FC(全 cut 前、但し $E_{\text{vis}} > 10\text{GeV}$ )	37	54.9
PID cut	15	33.7
運動量 cut	14	33.5
崩壊電子数 cut	11	24.7
反応点の距離 cut	10	24.4
FADC- $E_{\text{vis}} > 100\text{GeV}$	0	0.27

表 7.2: カット後のデータとモンテカルロのイベント数

となる。ここで、 $N_{90}$  は観測値 0 イベントに対応する 90% C.L. での上限値であり  $N_{90}=2,3$ 、 $\epsilon$  は 100 GeV 以上の荷電カレント反応の  $\nu_e(\bar{\nu}_e)$  に対するカットの efficiency であり  $\epsilon=0.37/1.0=0.37$ 、 $\eta$  はカット後の荷電カレント反応の  $\nu_e(\bar{\nu}_e)$  の purity であり  $\eta=18.49/24.53=0.75$  である。したがって

$$N \leq 4.69 \text{ event} \quad (90\% \text{C.L.}) \quad (7.3)$$

となった。イベントレートとして  $1/\text{kt}\cdot\text{year}$  を単位とすると

$$\frac{N}{22.5 \text{kt} \times (456 \text{日}/365.25 \text{日})} = 0.167 / \text{kt} \cdot \text{year} \quad (90\% \text{C.L.}) \quad (7.4)$$

となる。

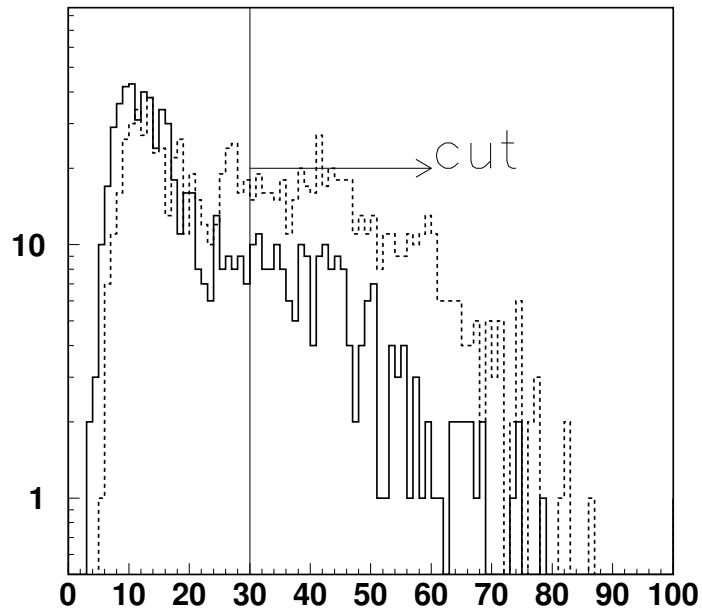


図 7.4:  $E_{\text{vis}} > 10\text{GeV}$  ニュートリノ反応点と崩壊電子の反応点との距離の平方根分布。実線が  $\nu_e$  荷電カレント反応、点線がその他。

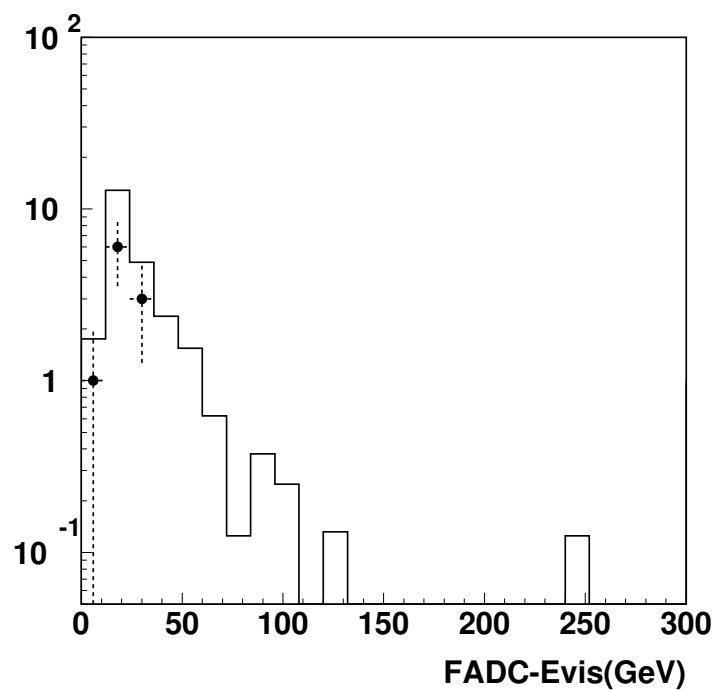


図 7.5: 4つのカットを行った後の高エネルギーニュートリノデータの  $\text{FADC-}E_{\text{vis}}$  分布。横軸は  $\text{GeV}$ 。ヒストグラムは livetime により規格化したモンテカルロ。  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$  振動を考慮してある。

## 第8章 まとめと議論

スーパーカミオカンデにおいて、FADCが導入されてからの456日分の観測データを用いて事象の選別および物理量の再構成を行い、高エネルギー宇宙電子ニュートリノの探索を行った。

本研究により、レーザーボールを使用しFADCの較正を行った。そしてATMではオーバーフローしてしまう高エネルギー電子ニュートリノのエネルギーをFADCを用いることにより正しく較正した。その結果、 $E_{\text{vis}} > 20\text{GeV}$ の領域ではエネルギーがATMを用いたときよりも最大2倍に補正された。FADCを用いて、これまでデータの無かった100GeV以上の領域において高エネルギー大気ニュートリノを調べた。その結果、大気ニュートリノモンテカルロデータが期待値0.27イベント ( $\nu_e$ 、 $\bar{\nu}_e$ はそのうち75%) に対して、観測値は0イベントであり、大気ニュートリノモンテカルロデータと一致した。これにより100GeV以上の領域において大気ニュートリノで説明できない異常な量の宇宙起源の電子ニュートリノは観測されていないことがわかった。また、100GeV以上の領域の大気ニュートリノフラックスの上限値として0.167 イベント/kt·year 以下 (90% C.L.) を得た。但し、10GeV~100GeVの領域では大気ニュートリノモンテカルロデータが実データに比べて約2倍イベント数が多い。この傾向は、 $E_{\text{vis}}$  分布、FADC -  $E_{\text{vis}}$  分布のどちらにも見られ、FADC -  $E_{\text{vis}}$  の計算方法の問題ではなさそうである。大気ニュートリノフラックスモデルやニュートリノ反応断面積の不定性範囲内でこの問題が解決できるか現在調査中である。

エネルギーが10GeV以上の領域での電子ニュートリノの研究は、Frejus や AMANDA がある。しかし、Frejus は約30GeVが観測された最高エネルギーであり、それ以上の観測データは無い。また、AMANDA では数TeV以上の領域で観測されているのみである。本研究で初めて30GeV~数TeVの領域での電子ニュートリノの探索を行った。本研究では明らかな宇宙起源の電子ニュートリノは観測されていなかったが、さらに観測を続けて十分な観測量を得ることにより、宇宙起源の電子ニュートリノが観測されることを期待したい。

以上のように、スーパーカミオカンデにおける456日の観測データより、高エネルギーニュートリノの探索を行った。その結果、観測データは大気ニュートリノモンテカルロシミュレーションと一致し、大気ニュートリノで説明できないような高エネルギーニュートリノは観測されていなかった。

本研究ではSK-IIの456日分の大気ニュートリノデータに対して、高エネルギー電子ニュートリノのエネルギー再構成の解析に初めてFADCによるPMT信号の波形情報を導入した。その結果ATMによるエネルギー再構成 ( $E_{\text{vis}}$ ) では20GeV以上の領域で最大約2倍に補正されることが分かった。本結果を用いて正しくエネルギーを求められた高エネルギーFCイベントからさらに電子ニュートリノを抽出するカットをほどこし、100GeV以上の領域において宇宙ニュートリノ探索を行った。その結果、大気ニュートリノの予想に比

べて有意な超過は見られなかつ、イベントレートの上限值として0.167 イベント/kt·year  
以下 (90% C.L.) を得た。

## 関連図書

- [1] AMANDA Collaboration, *Astro. phys.* , 0409423(2004)
- [2] M. Honda, T. Kajita, K. Kasahara, S. Midorikawa, *Phys. Rev. D*70:043008(2004)
- [3] The Super-Kamiokande Collaboration, *Phys. Rev. D* 74, 032002(2006)
- [4] The Super-Kamiokande Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* 97, 171801(2006)
- [5] P.O.Hulth, *Photon-Lepton 2005*, Jine-July 2005
- [6] S.Yoshida, *高エネルギーニュース 研究紹介*, Vol24 No1.(2005)
- [7] H.Suekane et al, *高エネルギーニュース 研究紹介*, Vol23 No3.(2004)
- [8] M.Shiozawa et al, *高エネルギーニュース 研究紹介*, Vol23 No3.(2004)
- [9] Frejus Collaboration, *Z. Phys.* C66 , 417-428(1995)
- [10] 原田 貴吉 修士論文 東京工業大学 (2003)
- [11] 西村 亮 修士論文 東京工業大学 (2002)
- [12] 小池 勝俊 修士論文 東海大学 (2000)
- [13] 国立天文台編 理科年表 丸善株式会社 (2005)
- [14] 中村 誠太郎編 大学院素粒子物理 2 講談社 (1998)
- [15] 長島 順清 *高エネルギー物理学の発展* 朝倉書店 (1999)
- [16] 長島 順清 *素粒子標準理論と実験的礎* 朝倉書店 (1999)
- [17] *岩波理科学辞典第五版* 岩波書店 (1998)
- [18] Super-Kamiokande Official Homepage (<http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp>)
- [19] AMANDA II Official Homepage (<http://amanda.uci.edu/>)
- [20] Particle Data Group Official Homepage (<http://pdg.lbl.gov/>)
- [21] K2K Official Homepage (<http://neutrino.kek.jp/index-j.html>)
- [22] MINOS Official Homepage (<http://www-numi.fnal.gov/>)

- [23] SNO Official Homepage (<http://www.sno.phy.queensu.ca/>)
- [24] KamLAND Official Homepage ([http://www.awa.tohoku.ac.jp/KamLAND/index\\_j.html](http://www.awa.tohoku.ac.jp/KamLAND/index_j.html))
- [25] IceCube Official Homepage (<http://icecube.wisc.edu/>)
- [26] ANTARES Official Homepage (<http://antares.in2p3.fr/>)
- [27] Baikal Official Homepage (<http://www-zeuthen.desy.de/baikal/baikalhome.html>)
- [28] (株)SEIKO EG & G MV8500 8channel 500MSPS FADC 仕様書

# 謝辞

本研究、修士論文作成にあたり多くの方々にお世話になりました。この場をかりて御礼申し上げます。

今回の研究、修士論文に対して指導、助言して頂きました指導教官である伊藤好孝先生に深く感謝します。また、研究室の皆様にも研究だけでなくいろいろお世話になりました。

東京大学宇宙線研究所の鈴木洋一郎先生、梶田隆章先生、中畑雅行先生をはじめスーパーカミオカンデグループの皆様にはシフトから解析に至までいろいろなところで御指導頂きました。心より御礼申し上げます。

私が所属させて頂いたスーパーカミオカンデ大気ニュートリノ、陽子崩壊解析グループの皆様には、特にお世話になりました。また、シフトなどでの神岡での生活においても、たくさんの方々を支えて頂きました。

最後に、長い学生生活を支えてくれた家族と友人の皆様にも深く感謝します。