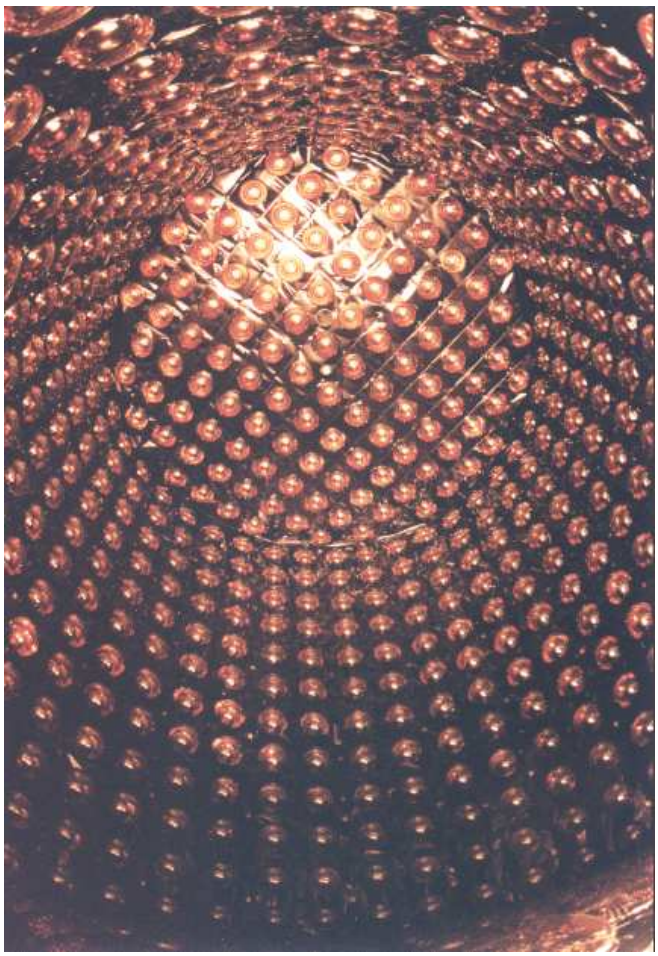
修士論文

長基線ニュートリノ振動実験における
前置水チェレンコフ検出器のキャリブレーション
および荷電粒子発生点の測定

京都大学大学院 理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻 修士課程 2 回
高エネルギー研究室

島 礼典

2001 年 2 月



1kt 水チェレンコフ検出器の内部 (注水前)

概 要

つくば神岡間長基線ニュートリノ振動実験 (K2K 実験) は、世界初の加速器を用いて人工的に生成したニュートリノビームを使用した長基線ニュートリノ振動実験である。本実験は、茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) 内にある 12GeV 陽子シンクロトロンから取り出される高エネルギー陽子からミューオンニュートリノビームを生成し、約 250km 先に離れた岐阜県神岡町にある東京大学宇宙線研究所素粒子研究施設の付属観測装置 Super-Kamiokande にあてるという大規模なものである。この実験では、KEK 側に置かれる前置検出器と Super-Kamiokande でニュートリノ反応を比較することにより、ニュートリノ振動現象の検証を行う。1999 年 6 月から 2000 年 6 月の時点までに、Super-Kamiokande において、振動が無い場合に期待される事象数 $40.3^{+4.7}_{-4.6}$ に対し、27 事象を観測し、ニュートリノ振動現象の兆候が見え始めている。

本論文では、KEK 内に設置されている前置検出器の 1 つである、1kt 水チェレンコフ検出器で行われているキャリブレーションと、今回新たに行われた荷電粒子発生点の測定について説明する。

まず、1kt 水チェレンコフ検出器で行われているキャリブレーションの内、主に自分の携わったゲインキャリブレーションについて説明する。光源として Xe フラッシュランプを用いたゲインキャリブレーションにより、水槽内にある全光電子増倍管 680 本のゲインのばらつきを $\sim 5.7\%$ にし、目標値である ~ 5 % 程度という値を達成出来た (これによるエネルギースケールの系統誤差は 1 %)。また、1999 年 7 月から 2000 年 7 月にかけて行われたゲインキャリブレーションの結果から、ゲインの安定性を確認した。ゲインの長期安定性は -2.7 % ~ -0.9 % であることがわかり、全体としての 1kt 水チェレンコフ検出器のゲインは非常に安定していることを確認した。これについては 5.4 節で説明する。

次に荷電粒子発生点の測定について述べる。1kt 水チェレンコフ検出器の系統誤差の内最大のものは Fiducial の系統誤差 (~ 6 %) であり、これは現在の K2K 実験においても最も大きな系統誤差の 1 つである。真の発生点を MC ではなく人為的に与えて、直接この発生点と測定結果とを比較することで実験的にこの系統誤差を確認し、さらに MC とデータでの (再構成された) 発生点分布の違いを正しく見積もる必要性から、新たに荷電粒子発生点の測定を行った。この測定結果から、MC に比べデータの方が荷電粒子進行方向側へ発生点が再構成されることを確認し、このずれは FC 事象に比べ PC 事象の方で大きいことがわかった。また、ピーク位置が真の発生点の値よりも上流側に再構成されている事も確認した。今回の測定により、MC で求めてきた Fiducial の系統誤差を初めて実験的に確認した。詳しくは第 6 章で説明する。

目 次

第 1 章　序論 **1**
1.1　ニュートリノ 1
1.2　ニュートリノ振動 1
1.3　大気ニュートリノ異常の観測 4
1.4　加速器を用いたニュートリノ振動実験 6

第 2 章　Ｋ２Ｋ長基線ニュートリノ振動実験 **9**
2.1　K2K 実験の概要と最近の結果 9
2.2　ビームライン 12
2.3　前置検出器 16
2.4　Super-Kamiokande 19

第 3 章　Ｋ２Ｋ実験における水チェレンコフ検出器 **21**
3.1　1kt 水チェレンコフ検出器の現状と課題 21
3.1.1　系統誤差 21
3.1.2　エネルギースケール 21
3.2　測定原理 22
3.3　水槽 25
3.4　20 インチ光電子増倍管 28
3.5　純水製造装置 31
3.6　データ収集システム 32
3.7　1kt 水チェレンコフ検出器の現状と課題の詳細 36
3.7.1　系統誤差 36
3.7.2　エネルギースケール 38
3.7.3　全光量分布 39

第 4 章　1kt 水チェレンコフ検出器のキャリブレーション **41**
4.1　時間キャリブレーション 41
4.2　水係数キャリブレーション 43
4.3　ATM キャリブレーション 48

第 5 章　エネルギーキャリブレーション **49**
5.1　絶対的エネルギーキャリブレーション 49
5.2　宇宙線ミューオンによる方法 49
5.2.1　水槽外突き抜けミューオンによる方法 50

5.2.2 水槽内静止ミューオンによる方法 51
5.3 π^0 粒子による方法 51
5.4 相対的エネルギーキャリブレーション 51
5.4.1 ゲインキャリブレーションシステム 51
5.4.2 基準光電子増倍管 52
5.4.3 ゲインキャリブレーション 54
5.4.4 安定性 60
5.4.5 まとめと課題 61

第 6 章 荷電粒子発生点の測定 63
6.1 荷電粒子発生点のフィット 63
6.1.1 TDC fit 64
6.2 発生点の測定 66
6.3 γ 線を用いた方法 67
6.3.1 測定結果 68
6.4 宇宙線ミューオンを用いた方法 69
6.4.1 宇宙線パイプ 70
6.4.2 測定結果 70
6.4.3 結果の考察 80
6.4.4 まとめと今後の予定 80

第 7 章 まとめ 83

付 録 A 水中での補正関数 85
A.1 水中でのシンチレーターボールの経度方向補正関数 85
A.2 水中でのシンチレーターボールの緯度方向補正関数 88
A.3 まとめ 93

付 録 B 荷電粒子発生点の測定結果 95
B.1 TDC fit の測定結果 95
B.2 MS fit の結果 102
B.2.1 リングカウンティング 102
B.2.2 粒子識別 (PID) 102
B.2.3 MS fit 105
B.2.4 MS fit による結果 105
B.2.5 まとめ 120

図 目 次

1.1 Super-Kamiokande 高エネルギー大気ニュートリノサンプル中のミューオン事象の天頂角分布 6

2.1 K2K 長基線ニュートリノ振動実験 9
2.2 Super-Kamiokande で観測される ν_μ のエネルギー分布 (シミュレーション) . . 10
2.3 K2K 実験における、ニュートリノ振動の探索領域 11
2.4 ニュートリノビームライン 13
2.5 電磁ホーンシステム 14
2.6 π 中間子モニターから予測されるニュートリノエネルギースペクトル分布 . . . 15
2.7 π 中間子モニターから予測されるエネルギースペクトル分布の比 15
2.8 ν_μ ビームのエネルギー分布と空間分布 (シミュレーション) 16
2.9 前置検出器 17
2.10 Fine-Grain 検出器 18
2.11 ミューオンチェンバーの測定によるビームプロファイルの安定性 19
2.12 Super-Kamiokande 検出器 20

3.1 チェレンコフリングのイメージ図 23
3.2 RTOT の計算に用いる変数 24
3.3 RTOT と運動量の関係 24
3.4 水チェレンコフ検出器における事象観測の例 (シミュレーション) 25
3.5 1kt 水チェレンコフ型検出器の構造 26
3.6 ステンレス支持枠の構造 (Super-Kamiokande) 27
3.7 20 インチ光電子増倍管の形状 28
3.8 20 インチ光電子増倍管の量子効率 29
3.9 ダイノード間での電子の飛跡 (シミュレーション) 30
3.10 20 インチ光電子増倍管の電圧分割回路 30
3.11 1 光電子レベルの光に対する 20 インチ光電子増倍管の波高分布 31
3.12 純水製造装置の概略図 32
3.13 1kt 水チェレンコフ型検出器のデータ収集システムの概略図 33
3.14 1kt 水チェレンコフ検出器の有効体積 37
3.15 1kt 水チェレンコフ検出器内で生じた事象の発生点 38
3.16 FC 事象と PC 事象の発生点分布 38
3.17 1kt 水チェレンコフ検出器のエネルギースケールの経年変化 39
3.18 1kt 水チェレンコフ検出器の全光量分布 40

4.1 パルス波高の大きさの違いによる時間情報のずれ 41

4.2 時間キャリブレーションシステムの概略図 42
4.3 TQ-MAP 43
4.4 散乱光測定の概念図 45
4.5 散乱光測定のイベントディスプレイ 46
4.6 入射光量と散乱光量の比 46
4.7 χ^2 最小値を与える C_{RAY} 46
4.8 散乱光と反射光の時間分布 47
4.9 ATM の電荷直線性と時間直線性 48

5.1 1kt 水チェレンコフ検出器のエネルギースケールの経年変化 50
5.2 ゲインキャリブレーションシステムの概略図 52
5.3 1kt 水チェレンコフ検出器の展開図 53
5.4 補正項の各変数 57
5.5 補正関数 57
5.6 基準値の分布 58
5.7 ゲインテーブル 59
5.8 光電子増倍管の補正ゲイン分布 59
5.9 ゲインの長期安定性 60
5.10 水槽壁面部と水槽下面部のゲイン比の経年変化 60

6.1 宇宙線ミューオンを用いた発生点の測定における t_i 分布 65
6.2 光量の角度分布とその二階微分 65
6.3 1kt 水チェレンコフ検出器の座標系 67
6.4 Ni 缶の概図 67
6.5 γ 線を用いた発生点フィットの結果 68
6.6 宇宙線パイプ 69
6.7 宇宙線ミューオンを用いた発生点測定の概図 69
6.8 宇宙線パイプ事象 71
6.9 $z = +2$ m における発生点分布 72
6.10 TDC fit の PC 事象における典型的なミスフィットのイベントディスプレイ . . 73
6.11 PFIT と TDC fit のスキャッタープロット 74
6.12 発生点分布 76
6.13 $z = +2$ m における分解能 77
6.14 位置分解能と角度分解能 79

A.1 横置きのシンチレーターボール 85
A.2 シンチレーターボールを横置きと縦置きにセットした時の概略図 86
A.3 シンチレーターボールの置き方の違いによる補正関数の変化 87
A.4 水中での θ 方向補正関数 87
A.5 LED をとりつけたシンチレーターボール 88
A.6 LED のヒットマップ 88
A.7 ϕ 方向の決定 88

A.8 シンチレーターボールの回転 . . . 89
A.9 R_Q を用いたフィッティング . . . 90
A.10 方法 1 で求めた補正関数 1 . . . 90
A.11 方法 2 の概図 . . . 91
A.12 F_n を用いたフィッティング . . . 92
A.13 方法 2 で求めた補正関数 . . . 92

B.1 $z = +3$ m における TDC fit による発生点分布 . . . 96
B.2 $z = +2$ m における TDC fit による発生点分布 . . . 96
B.3 $z = +1$ m における TDC fit による発生点分布 . . . 97
B.4 $z = 0$ m における TDC fit による発生点分布 . . . 97
B.5 $z = -1$ m における TDC fit による発生点分布 . . . 98
B.6 $z = -2$ m における TDC fit による発生点分布 . . . 98
B.7 $z = +3$ m における TDC fit の位置分解能 . . . 99
B.8 $z = +2$ m における TDC fit の位置分解能 . . . 99
B.9 $z = +1$ m における TDC fit の位置分解能 . . . 99
B.10 $z = 0$ m における TDC fit の位置分解能 . . . 99
B.11 $z = -1$ m における TDC fit の位置分解能 . . . 100
B.12 $z = -2$ m における TDC fit の位置分解能 . . . 100
B.13 $z = +3$ m における TDC fit の角度分解能 . . . 100
B.14 $z = +2$ m における TDC fit の角度分解能 . . . 100
B.15 $z = +1$ m における TDC fit の角度分解能 . . . 101
B.16 $z = 0$ m における TDC fit の角度分解能 . . . 101
B.17 $z = -1$ m における TDC fit の角度分解能 . . . 101
B.18 $z = -2$ m における TDC fit の角度分解能 . . . 101
B.19 次リング候補の検出方法 . . . 103
B.20 発生点から見た光量分布 . . . 103
B.21 静止宇宙線ミューオン事象と、崩壊電子事象の PID の評価関数の分布 . . . 104
B.22 発生点分布とリング数との関係 . . . 106
B.23 発生点分布と粒子識別の関係 . . . 108
B.24 MS fit の発生点分布 . . . 110
B.25 $z = +3$ m における MS fit による発生点分布 . . . 112
B.26 $z = +2$ m における MS fit による発生点分布 . . . 112
B.27 $z = +1$ m における MS fit による発生点分布 . . . 113
B.28 $z = 0$ m における MS fit による発生点分布 . . . 113
B.29 $z = -1$ m における MS fit による発生点分布 . . . 114
B.30 $z = -2$ m における MS fit による発生点分布 . . . 114
B.31 MS fit による位置分解能と角度分解能 . . . 116
B.32 $z = +3$ m における MS fit の位置分解能 . . . 117
B.33 $z = +2$ m における MS fit の位置分解能 . . . 117
B.34 $z = +1$ m における MS fit の位置分解能 . . . 117
B.35 $z = 0$ m における MS fit の位置分解能 . . . 117

B.36 $z = -1$ m における MS fit の位置分解能 118
B.37 $z = -2$ m における MS fit の位置分解能 118
B.38 $z = +3$ m における MS fit の角度分解能 118
B.39 $z = +2$ m における MS fit の角度分解能 118
B.40 $z = +1$ m における MS fit の角度分解能 119
B.41 $z = 0$ m における MS fit の角度分解能 119
B.42 $z = -1$ m における MS fit の角度分解能 119
B.43 $z = -2$ m における MS fit の角度分解能 119

表 目 次

1.1 大気ニュートリノの観測結果 5

2.1 Super-Kamiokande で観測された事象数と振動が無い場合に期待される事象数 . 12

3.1 主な粒子の臨界エネルギー 23
3.2 1kt 水チェレンコフ検出器の系統誤差 36

6.1 発生点分布の平均値と σ 68
6.2 各測定点での事象数 70
6.3 TDC fit の測定結果 75
6.4 分解能 78

B.1 リングカウンティングの結果 106
B.2 粒子識別 (PID) の結果 107
B.3 MS fit で用いられた各測定点での事象数 109
B.4 MS fit の測定結果 111
B.5 MS fit の分解能 115

第1章　序論

1.1　ニュートリノ

素粒子ニュートリノは、(重力を除けば) 弱い力によってのみ相互作用する、中性のレプトンである。ニュートリノは 1903 年のラザフォードらによる β^- 崩壊 の実験から、1930 年にパウリにより、中性でスピン $1/2$ をもつ粒子であると仮説が立てられた粒子である (1935 年にフェルミにより理論づけられた)。1956 年には F. ラインズと C. コーワンによる原子炉を利用した実験で、その存在が初めて物理的に確認された。加速器による Z 粒子の崩壊幅の測定により、ニュートリノ (反ニュートリノ) の種類は 3 種類であることが示唆されており、それぞれ、ν_e、ν_μ、ν_τ($\overline{\nu}_e$、$\overline{\nu}_\mu$、$\overline{\nu}_\tau$) と呼ばれている。

現在、素粒子の標準理論では、この 3 世代のニュートリノの質量はすべてゼロであるとされている。しかし、ニュートリノの質量がゼロであるための、理論的な根拠は存在していない。また、ニュートリノの質量がゼロであることを証明するような実験結果は出ておらず、種々の質量測定実験により、質量の上限値が与えられているにすぎない。現在までに求められている、ニュートリノ質量の上限値は、それぞれ次のとおりである [1, 2, 3]。

$$\begin{aligned} m_{\nu_e} &< 15 \text{ eV} \\ m_{\nu_\mu} &< 170 \text{ keV} \\ m_{\nu_\tau} &< 18.2 \text{ MeV} \end{aligned}$$

もし、ニュートリノが有限の質量を持つことが観測されれば、標準理論を超えた、新しい素粒子物理への突破口となるとともに、宇宙の質量の大部分を担っている暗黒物質 (ダークマター) の有力な候補として、ニュートリノを考えることができるなど、素粒子物理・宇宙物理の発展のための、非常に大きな発見となる。

1.2　ニュートリノ振動

3 世代あるニュートリノの内、ある種類のものが時間とともに他の種類のものに変化する現象を、ニュートリノ振動という。ニュートリノ振動は、ニュートリノが有限の質量を持ち、さらに、弱い相互作用の固有状態 ν_i(i=e,μ,τ) と、質量差のある質量の固有状態 ν_j(j=1,2,3) とが一致しない場合におこる。

このような場合、3 種類のニュートリノ ν_i は、質量の固有状態 ν_j の混合状態になっており、世代間の混合を表す行列 U_{ij} を用いて次のように書ける。

$$\nu_i = U_{ij}\nu_j$$

この 3×3 ユニタリー行列 U_{ij} は MNS (Maki-Nakagawa-Sakata) 行列と呼ばれ、通常は以下のように表される。

$$\begin{aligned} U_{ij} &= \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{e\mu}c_{e\tau} & s_{e\mu}c_{e\tau} & s_{e\tau}e^{-i\delta} \\ -s_{e\mu}c_{\mu\tau} - c_{e\mu}s_{\mu\tau}s_{e\tau}e^{i\delta} & c_{e\mu}c_{\mu\tau} - s_{e\mu}s_{\mu\tau}s_{e\tau}e^{i\delta} & s_{\mu\tau}c_{e\tau} \\ s_{e\mu}s_{\mu\tau} - c_{e\mu}c_{\mu\tau}s_{e\tau}e^{-i\delta} & -c_{e\mu}s_{\mu\tau} - s_{e\mu}c_{\mu\tau}s_{e\tau}e^{i\delta} & c_{\mu\tau}c_{e\tau} \end{pmatrix} \end{aligned}$$

ここで、$s_{\alpha\beta}$、$c_{\alpha\beta}$ は各々$\sin\theta_{\alpha\beta}$、$\cos\theta_{\alpha\beta}$ であり、$\theta_{\alpha\beta}$ は ν_α、ν_β の混合角を、また δ は CP 非保存の位相をあらわす (α,β=e,μ,τ)。

以下では簡単のため、2 種類のニュートリノ ν_μ、ν_τ 間の真空中でのニュートリノ振動について考える。つまり、他のフレーバー間での混合角 ($\theta_{e\mu}$、$\theta_{e\tau}$) をゼロと置く。すると、フレーバーの固有状態 ν_μ、ν_τ は、質量の固有状態 ν_1、ν_2 と混合角 θ ($=\theta_{\mu\tau}$) を用いて、次式のように記述される。

$$\begin{aligned} \nu_\mu &= \nu_1\cos\theta + \nu_2\sin\theta \\ \nu_\tau &= -\nu_1\sin\theta + \nu_2\cos\theta \end{aligned}$$

静止系における質量の固有状態 ν_1、ν_2 の時間発展を記述するシュレディンガー方程式は、

$$\begin{aligned} i\frac{d}{d\tau}\begin{pmatrix} \nu_1(\tau) \\ \nu_2(\tau) \end{pmatrix} &= \mathcal{H}\begin{pmatrix} \nu_1(\tau) \\ \nu_2(\tau) \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} m_1 & 0 \\ 0 & m_2 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \nu_1(\tau) \\ \nu_2(\tau) \end{pmatrix} \end{aligned}$$

と書ける。ここで m_i は ν_i の質量、τ は静止系での時刻である。これを解くことにより以下の関係が得られる。

$$\nu_i(\tau) = e^{-im_i\tau}\nu_i(0) \tag{1.1}$$

実験室系での時刻を t、粒子の位置を L と書くと、上式の位相因子は

$$e^{-im_i\tau} = e^{-i(E_it - p_iL)} \tag{1.2}$$

のように関係付けられる。ここで E_i、p_i は各々ニュートリノのエネルギーと運動量である。

ところで、ニュートリノの質量は非常に小さい ($m_i \ll E_i$) と考えられる。このため $t\simeq L$ と近似出来、従って上式の右辺は $e^{-i(E_i-p_i)t}$ と書き直す事が出来る。同様に p_i も

$$p_i = \sqrt{E_i^2 - m_i^2} \simeq E_i - \frac{m_i^2}{2E_i} \tag{1.3}$$

と近似することが出来て、式 1.1 は

$$\nu_i(t) = e^{-i\frac{m_i^2}{2E_i}t}\nu_i(0) \tag{1.4}$$

となる。

さて、時刻 $t=0$ に弱い相互作用によって ν_μ が生成されたと考えると、初期状態は $\nu_\mu(0)=1$、$\nu_\tau(0)=0$ であるから、$\nu_1(0)=\cos\theta$、$\nu_2(0)=\sin\theta$ と求まる。よって、ν_μ の時間発展は、

$$\begin{aligned}\nu_\mu(t) &= \nu_1(t)\cos\theta+\nu_2(t)\sin\theta \\ &= \cos^2\theta\ e^{-i\frac{m_1^2}{2E}t}+\sin^2\theta\ e^{-i\frac{m_2^2}{2E}t}\end{aligned}$$

となり、時刻 t に ν_μ を観測する確率は、

$$\begin{aligned}P(\nu_\mu\to\nu_\mu)=|\nu_\mu(t)|^2 &= \cos^4\theta+\sin^4\theta+\sin^2\theta\cos^2\theta\left\{e^{i\frac{(m_2^2-m_1^2)}{2E}t}+e^{-i\frac{(m_2^2-m_1^2)}{2E}t}\right\} \\ &= 1-\sin^2 2\theta\sin^2\left\{\frac{(m_2^2-m_1^2)}{4E}t\right\}\end{aligned}$$

である。

以上の計算により、ν_μ が距離 $L(\simeq t)$ を走った後に、ν_μ もしくは ν_τ として観測される確率は、それぞれ、

$$\begin{aligned}P(\nu_\mu\to\nu_\mu) &= 1-\sin^2 2\theta\sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E}\right) \\ &= 1-\sin^2 2\theta\sin^2\left(\frac{1.27\Delta m^2(\mathrm{eV}^2)L(\mathrm{km})}{E(\mathrm{GeV})}\right) \\ P(\nu_\mu\to\nu_\tau) &= \sin^2 2\theta\sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E}\right) \\ &= \sin^2 2\theta\sin^2\left(\frac{1.27\Delta m^2(\mathrm{eV}^2)L(\mathrm{km})}{E(\mathrm{GeV})}\right)\end{aligned}$$

となることが分かる。このように、確率 P は、質量の 2 乗差 Δm^2 と混合角 θ を、 2 つのパラメータとして、距離 L とともに振動する。これが、ニュートリノ振動である。

上の式からわかるとおり、ニュートリノ振動現象が起こるためには、弱い相互作用の固有状態 ν_e、ν_μ、ν_τ がそれぞれ、“質量の異なる” 質量の固有状態 ν_1、ν_2、ν_3 の混合状態になっていること、混合角 θ が存在すること、が必要である。

いいかえると、もし観測によりニュートリノ振動の存在の証拠をつかむことができれば、それは、質量の 2 乗差 Δm^2 および混合角 θ がゼロでないことを意味し、少なくとも 1 種類のニュートリノが有限の質量をもつことの証明となる。

1.3　大気ニュートリノ異常の観測

上で述べたニュートリノ振動の存在を示唆している観測事実として、大気ニュートリノ異常と太陽ニュートリノ問題の 2 つがあげられる。ここでは、K2K 実験の直接の動機ともなった大気ニュートリノ異常について説明する。

宇宙空間を飛び交っている陽子や α 粒子などは、1 次宇宙線として、絶えまなく地球に降り注いでいる。これら 1 次宇宙線は、大気中の窒素や酸素などの原子核 (N) と相互作用をおこすことにより、π 中間子や K 中間子などのハドロンを発生させる。発生した π 中間子や K 中間子は、その崩壊の過程でニュートリノを生成する。こうして生成されたニュートリノのことを、大気ニュートリノと呼ぶ。大気ニュートリノの主な生成過程は以下の通りである。

$$
\begin{aligned}
p + N \;\rightarrow\; & \begin{matrix} \pi^+(\pi^-) \\ K^+(K^-) \end{matrix} \;+\; N' \\
& \downarrow \\
& \begin{matrix} \pi^+(\pi^-) \\ K^+(K^-) \end{matrix} \;\rightarrow\; \mu^+(\mu^-) \;+\; \nu_\mu(\overline{\nu}_\mu) \\
& \downarrow \\
& \mu^+(\mu^-) \;\rightarrow\; e^+(e^-) \;+\; \overline{\nu}_\mu(\nu_\mu) \;+\; \nu_e(\overline{\nu}_e)
\end{aligned}
$$

1 次宇宙線のフラックスには不定性があるため、$(\nu_\mu + \overline{\nu}_\mu)$ や $(\nu_e + \overline{\nu}_e)$ のフラックスの絶対値を厳密に予測することは困難である。しかし、大気ニュートリノの生成過程については明確であるため、さまざまな理論計算に対してこの $(\nu_\mu + \overline{\nu}_\mu)$、$(\nu_e + \overline{\nu}_\mu)$ のフラックス比が 5% 以内で決定できることが知られている。そこで大気ニュートリノの観測量としては、$(\nu_\mu + \overline{\nu}_\mu)$ のフラックスと $(\nu_e + \overline{\nu}_e)$ のフラックスの比を用いる。上であげた大気ニュートリノの生成過程からもわかるように、$(\nu_\mu + \overline{\nu}_\mu)$ と $(\nu_e + \overline{\nu}_e)$ のフラックス比は、ほぼ $2:1$ になると予測される。

現在までに、いくつかの検出器が、大気ニュートリノの観測を行っている。このうち Kamikande と Super-Kamiokande の 2 つは、日本にある水チェレンコフ型の検出器である。これらは、純水で満たされた巨大な水槽内で起こったニュートリノ反応によって生じる電子や μ 粒子などの荷電粒子が水中を高速で走る際に発生するチェレンコフ光を、水槽壁面に並べられた光電子増倍管で検出し、その光量・到達時間・リングパターンなどから、もとのニュートリノの種類 (フレーバー) とエネルギーを決定する検出器である。また IMB も、水チェレンコフ型の検出器である。

ほかのタイプの検出器としては、鉄トラッキングカロリメータ型の検出器があげられる。NUSEX、Fréjus、Soudan 2 などがこれにあたる。これは、比例計数管をならべた粒子カウンターと鉄板を交互に置き、粒子の飛跡等から、粒子の相互作用点・飛来方向・エネルギー・種類を調べるという検出器である。

以上の 6 つの実験 (Kamiokande、Super-Kamiokande、IMB、NUSEX、Fréjus、Soudan 2) の観測結果を、表 1.1 に示す。

表 **1.1** 大気ニュートリノの観測結果

		観測時間 [kton·year]	R	
Super-Kamiokande	(sub-GeV)†	71	$0.652\ ^{+0.019}_{-0.018} \pm 0.051$	[4]
	(multi-GeV)‡	71	$0.668\ ^{+0.025}_{-0.022} \pm 0.079$	[4]
Kamiokande	(sub-GeV)†	7.7	$0.60\ ^{+0.06}_{-0.05} \pm 0.05$	[5]
	(multi-GeV)‡	$8.2_{(\mathrm{FC})}$、$6.0_{(\mathrm{PC})}$	$0.57\ ^{+0.08}_{-0.07} \pm 0.07$	[5]
IMB		7.7	$0.54 \pm 0.05 \pm 0.12$	[6]
NUSEX		0.74	$0.99\ ^{+0.35}_{-0.25}$	[7]
Fréjus		2.0	$1.00 \pm 0.15 \pm 0.08$	[8]
Soudan 2		5.1	$0.68 \pm 0.11 \pm 0.06$	[9]

† $p_e > 100\mathrm{MeV/c}$ $p_\mu > 200\mathrm{MeV/c}$ $\mathrm{E_{vis}} < 1.33\mathrm{GeV}$ の領域の FC(Fully Contained) 事象。
$\mathrm{E_{vis}}$ とは、チェレンコフ光の光量から、その粒子が電子であるとして求めたエネルギーである。

‡ $\mathrm{E_{vis}} > 1.33\mathrm{GeV}$ の領域の FC 事象および PC(Partially Contained) 事象。

表中で、観測結果をあらわす R は、次式で定義されている。

$$R = \frac{\left(\dfrac{\nu_\mu + \overline{\nu}_\mu}{\nu_e + \overline{\nu}_e}\right)_{\mathrm{data}}}{\left(\dfrac{\nu_\mu + \overline{\nu}_\mu}{\nu_e + \overline{\nu}_e}\right)_{\mathrm{M.C.}}}$$

ここで、添字 data は実際に観測された ν_μ/ν_e 比であることを、添字 M.C. はモンテカルロシミュレーションによって得られた ν_μ/ν_e 比であることを表している。

6 つの観測結果のうち、NUSEX と Fréjus では、ν_μ/ν_e 比の観測値と理論値がほぼ同じという結果が得られたが、ほかの 4 つの検出器、Super-Kamiokande、Kamiokande、IMB、Soudan 2 では、ν_μ/ν_e 比の観測値が理論値の 60% 程度しかない。これを、大気ニュートリノ異常という。

ニュートリノ振動によって、この大気ニュートリノ異常を説明することができる。すなわち、大気中で生成された ν_μ の一部が、検出器によって検出されるまでの間に、ニュートリノ振動によって、ν_e もしくは他のニュートリノに変わっていると考えるのである。

もし、観測された ν_μ/ν_e 比の異常が、ニュートリノ振動によるものだとすると、ニュートリノ振動パラメータによっては、事象数の天頂角分布に顕著な上下非対称性が予想される。生成された大気ニュートリノが検出器にたどり着くまでに走る距離が、下向きニュートリノと (地球内部を貫通してくる) 上向きニュートリノとでは、大きく異なるからである。

図 1.1 に、Super-Kamiokande における、高エネルギー大気ニュートリノサンプル中のミューオン事象 (大気ミューオンニュートリノが検出器内部の水と相互作用して生成したミューオンによる事象) の天頂角分布を示す。この観測結果から、上向きのミューオン事象は下向きのミューオン事象にくらべて 0.50 ± 0.07 しかないことが分かる。ニュートリノ振動がないと仮定した場合、このエネルギー領域においては、2% の精度で事象数は上下対称と計算されており、この上下非対称性を、ニュートリノ振動を考えずに説明することはできない。逆に、図 1.1 に示したように、$\nu_\mu \to \nu_x$ のニュートリノ振動を仮定すると、この上下非対称性をうまく説明できる。なお、電子事象の天頂角分布などの観測から、$\nu_\mu \to \nu_e$ のニュートリノ振動では、観測結果をうまく説明できないことも分かっている。

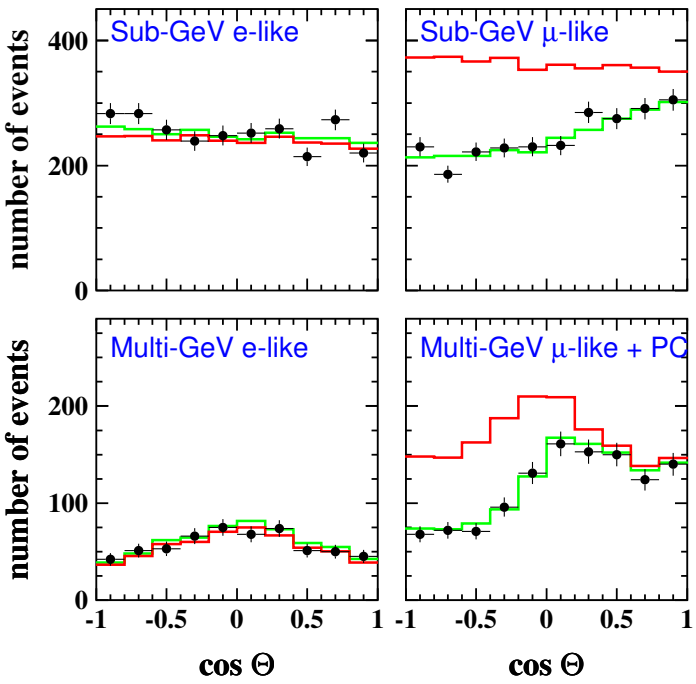


図 **1.1** Super-Kamiokande 高エネルギー大気ニュートリノサンプル中のミューオン事象の天頂角分布 [4]。横軸は、地球中心方向と μ 粒子の運動方向のなす角の cos で、1 が真下に進む μ 粒子、-1 が真上に進む μ 粒子を表す。黒丸が実働 1140 日分の実データ、黒の線がニュートリノ振動がない場合のシミュレーション結果、灰色の線が $\Delta m^2 = 2.6 \times 10^{-3}\mathrm{eV}^2$、$\sin^2 2\theta = 1.0$ の $\nu_\mu \to \nu_\tau$ 振動を仮定した場合のシミュレーション結果である。

さらに Super-Kamiokande においては、上向きミューオン事象 (地球の裏側からきた大気ミューオンニュートリノが、検出器のすぐ下の岩盤と相互作用して生成したミューオンによる事象) の観測結果も、同種のニュートリノ振動を導入しないと説明のつかないものであった。

以上の観測結果などから、大気ニュートリノ異常が、$\nu_\mu \to \nu_x$ のニュートリノ振動によるものであることは、ほぼ間違いないと考えられる。

1.4 加速器を用いたニュートリノ振動実験

大気ニュートリノ異常の観測により示唆された $\nu_\mu \to \nu_x$ ニュートリノ振動現象の存否を明確にし、ニュートリノの質量について詳しく解明するために、加速器でつくられた人工的なニュートリノを用いた実験が行われている。

このうち、L/E (ニュートリノ発生点から検出器までの距離/ニュートリノのエネルギー) の値が小さいものは、短基線 (short-baseline) ニュートリノ振動実験と呼ばれ、CHORUS、NOMAD などの実験がこれにあたる。短基線であるため、検出器の位置でのニュートリノビーム強度が強く、さきに示したニュートリノ振動の式から分かるように、振動パラメータのうち「Δm^2 が大きく ($\geq$ 数 eV^2)、$\sin^2 2\theta$ が小さい領域」を探索するのに有利である。

しかし、Super-Kamiokande の大気ニュートリノの観測が示唆しているような、「Δm^2 が小さい $(10^{-3} \sim 10^{-2}\mathrm{eV}^2)$ 領域」を探索するためには、L/E の値が大きい実験、すなわち、長基線 (long-baseline) ニュートリノ振動実験、を行わなければならない。加速器をもちいた長基線実験としては、現在準備中のものとして MINOS、ICARUS などがあるが、これらに先駆けて世界で初めて行われる、加速器による長基線ニュートリノ振動実験が、我々の「つくば・神岡間、長基線ニュートリノ振動実験」(KEK-PS E362、通称 K2K(KEK to Kamioka) 実験) である。

K2K 実験では、大気ニュートリノ異常が示唆するニュートリノ振動パラメータ領域 $(\Delta m^2 = 10^{-3} \sim 10^{-2}\mathrm{eV}^2$、$\sin^2 2\theta \sim 1)$ を探索するため、茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構内にある 12GeV 陽子シンクロトロンから、高エネルギー陽子を取り出し、それをミューオンニュートリノビームに変え、約 250km 離れた岐阜県神岡町にある東京大学宇宙線研究所神岡宇宙素粒子研究施設の附属観測装置 Super-Kamiokande にあてる。K2K 実験については、次章でくわしく述べる。

第2章　K2K 長基線ニュートリノ振動実験

2.1　K2K 実験の概要と最近の結果

「K2K(KEK to Kamioka) 長基線ニュートリノ振動実験」(正式名称、KEK-PS E362) は、世界初の、加速器による長基線ニュートリノ振動実験である。本実験の概念図を、図 2.1 に示す。

本実験では、まず、茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) 内にある 12GeV 陽子シンクロトロンで陽子を加速し、得られた高エネルギー陽子から、ほぼ純粋なミューオンニュートリノビームを生成する。生成されたニュートリノビームは、KEK 敷地内に設置された前置検出器を通過し、約 1 ミリ秒のあいだ地中を走り、約 250 km 離れた岐阜県神岡町にある東京大学宇宙線研究所神岡宇宙素粒子研究施設の附属観測装置 Super-Kamiokande 検出器に到達する。

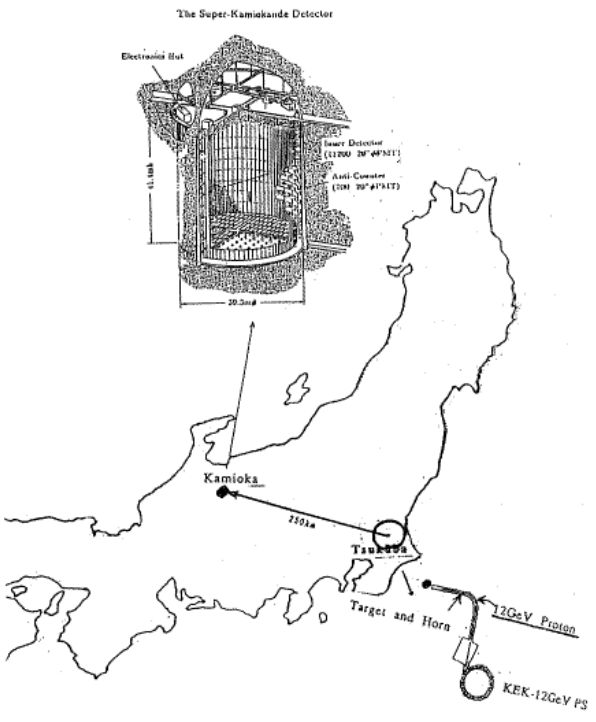


図 **2.1**　K2K 長基線ニュートリノ振動実験

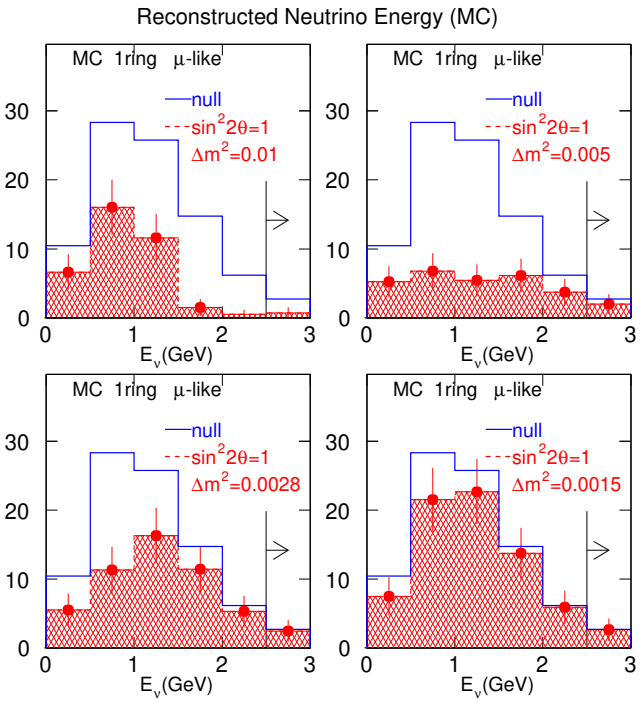


図 2.2 Super-Kamiokande で観測される ν_μ のエネルギー分布 (シミュレーション)。白抜きヒストグラムは振動がない場合、斜線ヒストグラムはそれぞれ図中に示したパラメータのニュートリノ振動を起こした場合、のエネルギー分布である。

KEK 所内に設置されたビームモニタと前置検出器により、(ニュートリノ振動が起こる前の) ニュートリノビームのフラックス・エネルギー分布・角度分布を測定する。その測定から、ニュートリノ振動がなかった場合、あるいは、ある振動パラメータのニュートリノ振動が起こった場合に、250 km 離れた Super-Kamiokande で得られるであろうエネルギー分布を予測する。そして、その予測と、実際に Super-Kamiokande で観測されたエネルギー分布を比較することにより、ニュートリノ振動の存否について明確な結論を出し、さらに、ニュートリノ振動パラメータ (Δm^2、$\sin^2 2\theta$) について、より精度の良い決定を行う。K2K 実験では、次の 2 つのモードのニュートリノ振動を探索する。

- $\nu_\mu \to \nu_x$ 振動
  disappearance 実験と呼ばれる。$\nu_\mu \to \nu_\tau$ の振動では、弱荷電カレント反応で τ 粒子 (質量 1.77 GeV) を生成するのに必要なエネルギー 3.45 GeV を、振動後の ν_τ が持っていないので、Super-Kamiokande で τ 粒子を検出して ν_τ の同定を行うことはできない。代わりに ν_μ の減少具合 (disappearance) を、上で述べたようなエネルギー分布の比較によって観測し、ニュートリノ振動の有無を調べる。このモードのニュートリノ振動が起こった場合に Super-Kamiokande で観測される ν_μ のエネルギー分布を、10^{20} p.o.t.[1]でシミュレーションした結果を図 2.2 に示す。図 2.2 を見てもわかるとおり、ニュートリノ振動があるときには全体的に分布が低くなり、この違いから、ニュートリノ振動の有無を知ることができる。さらに、振動パラメータの値によっては、分布の形そのものが大きく変わることもあり、そのような場合には、さらに検出が容易になる。

[1] p.o.t. は protons on target の略。10^{20} p.o.t. とは、10^{20} 個の陽子を標的に衝突させることを意味する。

- $\nu_\mu \to \nu_e$ 振動
  appearance 実験と呼ばれる。$\nu_\mu \to \nu_e$ の振動では、振動後の ν_e が、検出器内で弱荷電カレント準弾性散乱、

$$\nu_e + n \to e^- + p$$

  によって、電子をつくる。この電子ニュートリノ反応を Super-Kamiokande で同定する。ν_μ ビームに対する ν_e の混合率 (前置検出器によって測定される) から予測される反応数よりも多くの反応を検出すれば (appearance)、$\nu_\mu \to \nu_e$ 振動の決定的な証拠となる。

両ニュートリノ振動モードに対する、K2K 実験の探索領域を図 2.3 に示す。K2K と書かれた太線の右側が、K2K 実験が検出可能な、ニュートリノ振動のパラメータ領域である (90% C.L.)。$\nu_\mu \to \nu_x$ モードでは、Super-Kamiokande の大気ニュートリノの観測で得られた許容領域の半分以上を覆っていることが分かる。一方、$\nu_\mu \to \nu_e$ モードでは、Kamiokande の大気ニュートリノの観測で得られた許容領域を完全に探索できる。ただし、$\overline{\nu}_e \to \overline{\nu}_\mu$ の振動を検証する原子炉実験である CHOOZ により、$\sin^2 2\theta > 0.2$ の領域での $\nu_\mu \to \nu_e$ モードの振動可能性については、否定的な結果が出されている。したがって K2K 実験においては、$\Delta m^2 \sim 10^{-2}\mathrm{eV}^2$、$0.1 < \sin^2 2\theta < 0.2$ のあたりの、混合角が小さい領域での振動可能性について調べることが重要となってくる。

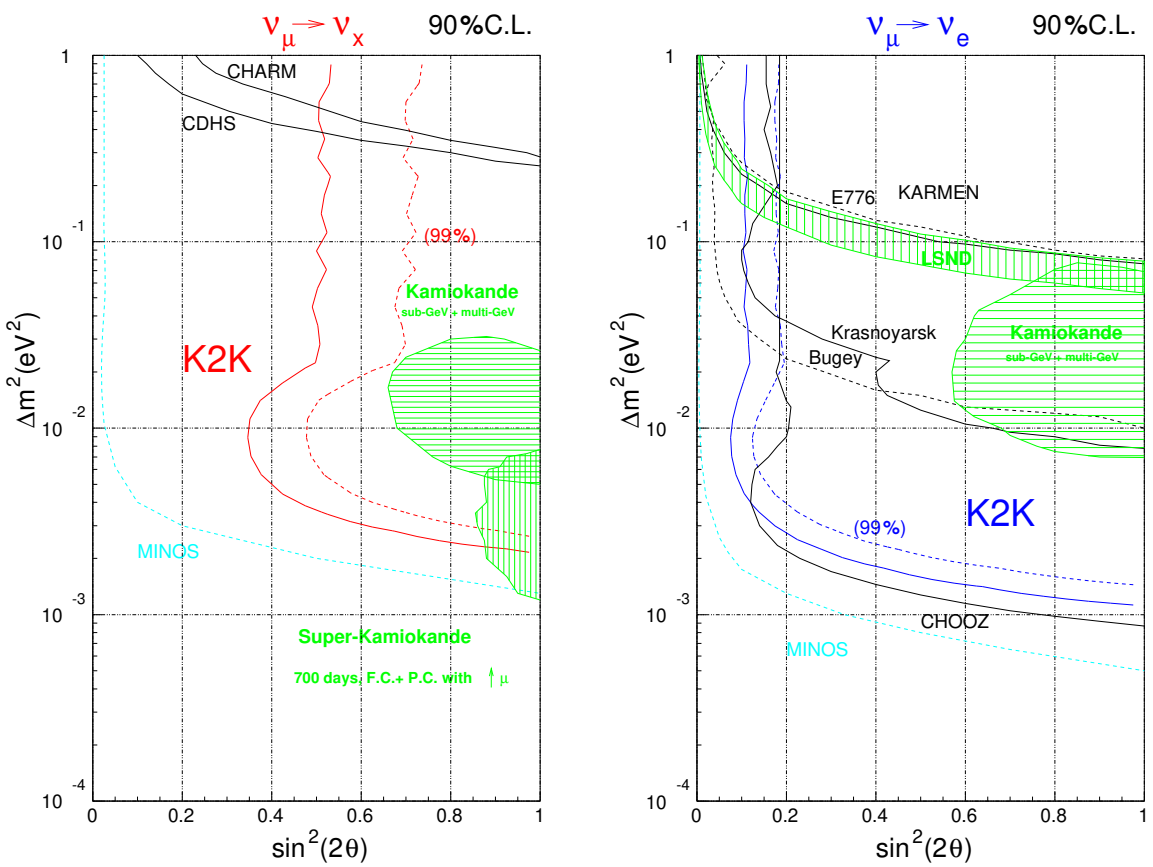


図 **2.3** K2K 実験における、ニュートリノ振動の探索領域

表 **2.1**　Super-Kamiokande で観測された事象数と振動が無い場合に期待される事象数

Event Category	Observed	Expected
Single Ring μ-like	14	21.9 ± 3.5
Single Ring e-like	1	2.4 ± 0.5
Multi Ring	12	16.0 ± 2.7
TOTAL	27	$40.3^{+4.7}_{-4.6}$

K2K 実験の最近の結果

ここで、最近の K2K 実験の観測結果について簡単に報告する。本実験は 1999 年 6 月の実験開始から、2000 年 6 月の時点までにおよそ 2.3×10^{19} p.o.t. のデータを測定した。表 2.1 に、1999 年 6 月から 2000 年 6 月までに Super-Kamiokande で観測されたニュートリノ事象数と、振動が無いときに期待される事象数とをまとめた。

KEK 側に設置される前置検出器の観測から予測される、ニュートリノ振動がない場合の事象の期待値は $40.3^{+4.7}_{-4.6}$ であった。これに対し、Super-Kamiokande で観測された事象は全部で 27 事象であり、ニュートリノ振動の兆候が見え始めている。

以下の節では、この測定のために K2K 実験で用いられている実験装置について詳しく説明する。

2.2　ビームライン

ニュートリノビーム生成システムの全体を、ニュートリノビームラインと呼ぶ。K2K 実験のビームラインの全体図を、図 2.4 に示す。

前にも述べたとおり、K2K 実験では、茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) にある 12GeV 陽子シンクロトロン加速器から取りだした高エネルギー陽子を用いて、ミューオンニュートリノビームを生成する。12GeV 陽子シンクロトロン加速器からの陽子ビームの取り出しは、“速い取り出し (fast extraction)” により行なわれる。ビームスピルの時間幅は、約 1μsec で、周期は、約 2.2 秒に 1 回 (1 スピル) である。陽子ビームの強度は、1 スピルあたりの陽子数が約 6×10^{12} 個であるから、3 年間のオペレーション (加速器が運転されるのは、そのうち約 1 年間) で使用される陽子の数は、約 10^{20} p.o.t. である。

12GeV に加速され、取り出された陽子は、既存の北カウンターホールを抜けたあと、今回の K2K 実験のために新たに延長された陽子ビームラインを通過することになる。すなわち、北カウンターホールを抜けた高エネルギー陽子は、そのまま北に 150 m ほど走ったあと、双極磁石により、ほぼ直角に、約 250km 離れた Super-Kamiokande の方角に曲げられる。

Super-Kamiokande の方角へと向けられた陽子ビームは、アルミニウムの標的と一体になった電磁ホーンに入射される [11]。アルミニウム標的の大きさは、直径 2 cm・長さ 65 cm であり、2 つある電磁ホーンのうち、ビーム上流側の第 1 ホーンの中に設置されている。陽子ビームが標的に衝突すると、π 中間子が生成される。第 1・第 2 の各ホーンには、約 5 T のトロイ

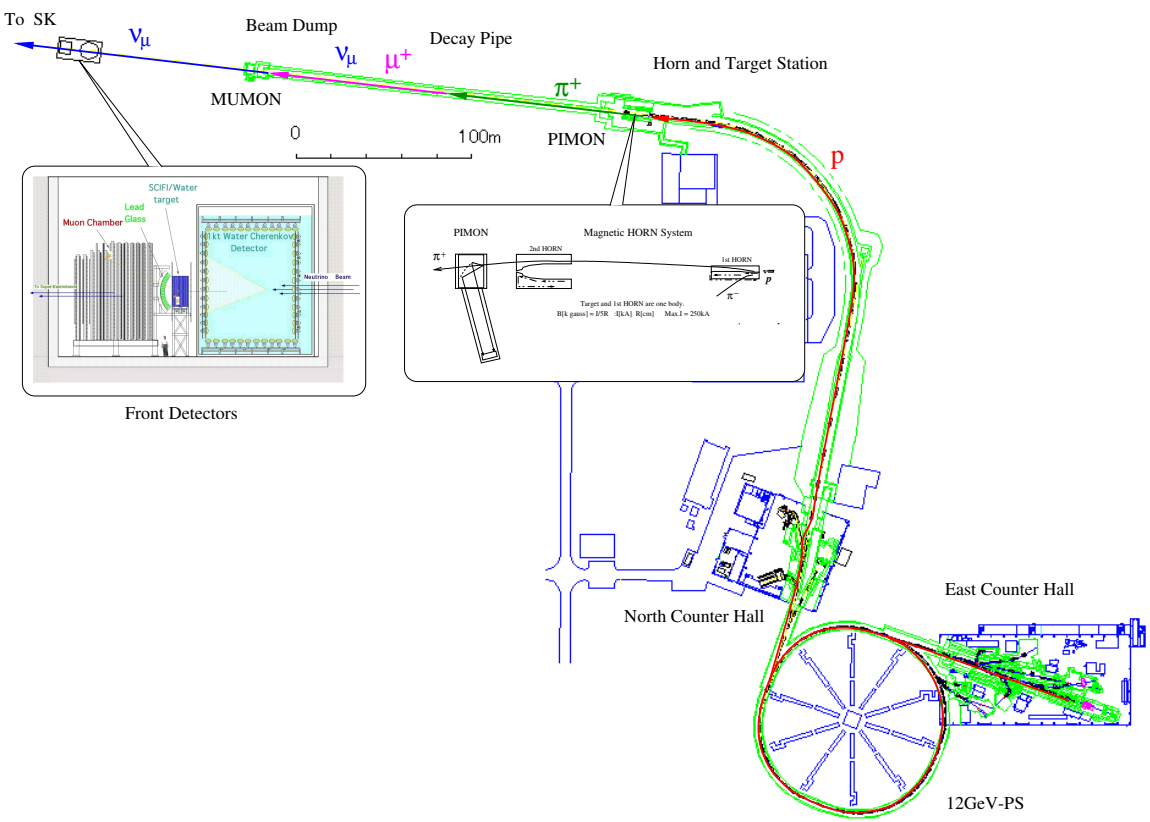


図 2.4 ニュートリノビームライン

ダル状の磁場がかけられており、正 (>0) の電荷を持った粒子だけが、神岡方向に収束されるようになっている。よって、π^+ 中間子が、選択的に収束されることになる。電磁ホーンへの電流供給はパルス状のもので、各スピル毎に $250\ \mathrm{kA}/2\ \mathrm{msec}$ の電流が流される。この電磁ホーンシステムを用いて、π^+ ビームを収束することにより、ホーンを使用しない場合の約 14 倍のニュートリノフラックスを得ることができる。図 2.5 に、電磁ホーンシステムの概念図を示す。

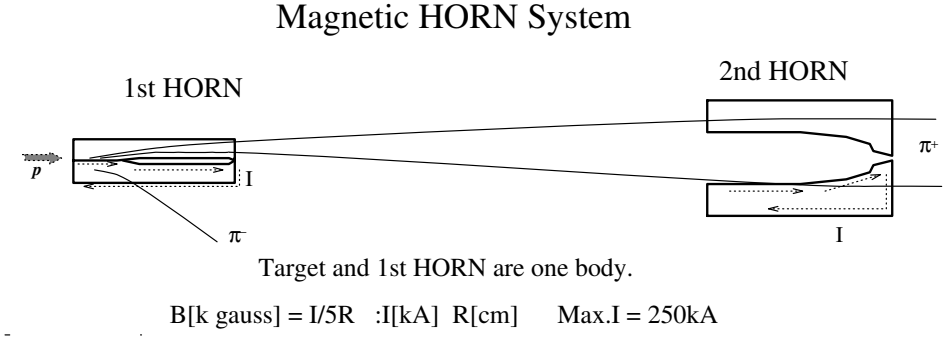


図 2.5　電磁ホーンシステム

第 2 ホーンの直後に、「π 中間子モニター (PIMON)」と呼ばれるビームモニターが設置されている [12]。π 中間子モニターの目的は、ニュートリノの親粒子である π^+ 中間子のエネルギー分布と角度分布を調べ、前置検出器および Super-Kamiokande におけるニュートリノビームの (振動がない場合の) エネルギー分布や広がりを予測することである。π 中間子モニターには、陽子 (π^+ 中間子の 2 倍ほど存在する) を避けるために、リングイメージ型ガスチェレンコフ検出器が採用された。チェレンコフ光の量で π^+ 中間子を弁別し、チェレンコフ角度によって運動量分布を、チェレンコフ光の方向によって飛行方向分布を、測定する。

π 中間子モニターを抜けた π^+ 中間子は、モニターの下流に設置された長さ $200\ \mathrm{m}$ の崩壊トンネルを通過するあいだに、そのほとんどが、次の反応によって崩壊し、μ^+ と ν_μ から成るビームが生成される。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

この π 中間子モニターの測定結果から、シミュレーションにより前置検出器と Super-Kamiokande で観測されるニュートリノのエネルギースペクトル分布と角度分布が求められる[2](図 2.6)。これにより予測された前置検出器 (near) と Super-Kamiokande(far) の事象数の比 $\mathrm{R(far/near)}$ をエネルギーごとに求めたものを用いて、前置検出器 (near) の観測結果から Super-Kamiokande (far) でのエネルギースペクトル分布を外挿している。図 2.7 に各エネルギービンごとにこの比 $\mathrm{R(far/near)}$ をプロットしたものを示す。

崩壊トンネルの終端には、未反応の陽子や π 中間子を止めるための、ビームダンプが置かれている。さらに、ビームダンプの直後には、「μ 粒子モニター (MUMON)」と呼ばれるビームモニターが設置されている [12]。μ 粒子モニターは、$2\ \mathrm{m}\times 2\ \mathrm{m}$ の He ガスイオンチェンバーで、ビームダンプを抜けて来た μ^+ 粒子を捕らえて、ビームの中心位置と強度変化を、各スピル毎

[2] π 中間子モニターでは、π 中間子の約 2 倍の量で検出器内へ入射する 12GeV1 次陽子の影響を受けないようにするため、この陽子がチェレンコフ閾値を超えないようなガスの屈折率を設定している。このため、ニュートリノエネルギースペクトル分布を求めた時、1GeV 以下に不感領域が生じる。

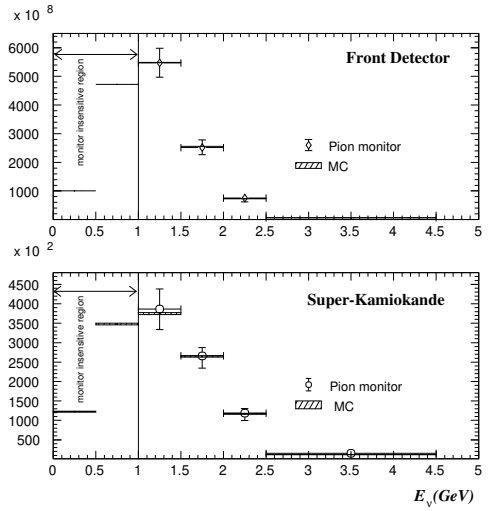


図 **2.6** π 中間子モニターから予測される、前置検出器 (上図) と Super-Kamiokande(下図) のニュートリノエネルギースペクトル分布。横軸はニュートリノエネルギーである。

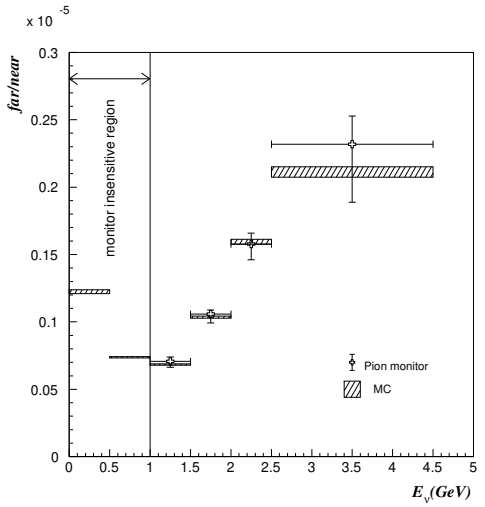


図 **2.7** π 中間子モニターから予測されるエネルギースペクトル分布の比。この値を用いて、前置検出器 $(near)$ で得られた測定結果を Super-Kamiokande(far) まで外挿する。

にモニターする。ビームの中心の位置は、約 2 cm の精度で得られる。なお、μ 粒子モニターは、ビームダンプの後方 (下流側) に置かれているため、(ビームダンプを抜けることのできる) エネルギーの高い μ 粒子しか検出することができないので、フラックスの絶対値のモニターとしては、不適当である。

崩壊トンネルの終端のあとには、100 m 分の土盛りがあり、前置検出器に至る。π^+ の崩壊で生成された μ^+ と ν_μ のうち、μ^+ は、ビームダンプと土盛りによってすべて止められてしまう。よって、前置検出器の位置では、ほぼ純粋な ν_μ のビームを得ることができる。

図 2.8 に、ν_μ ビームの、前置検出器および Super-Kamiokande の位置での、エネルギー分布と空間分布をシミュレーションした結果を示す。ν_μ ビームの平均エネルギーは約 1.4 GeV で、ピークエネルギーは約 1GeV、ν_e の混合率は 1% 程度、であることが分かる。また、ビームの広がり ($\sim$ 3 mrad) は、Super-Kamiokande の大きさ ($\sim$ 50 m/250 km = 0.2 mrad) よりも十分に大きく、ニュートリノフラックス強度は、Super-Kamiokande 内で、位置によらずほぼ一定といえる。

以上に述べたニュートリノビームラインの建設・配置は、GPS (Global Positioning System : 汎地球測位システム。複数の人工衛星からのシグナルを受信することによって、位置と時刻を知るシステム) を利用して行われており、ビームラインから見たときの Super-Kamiokande の位置は、$\pm$1 m の精度で決定することができる。

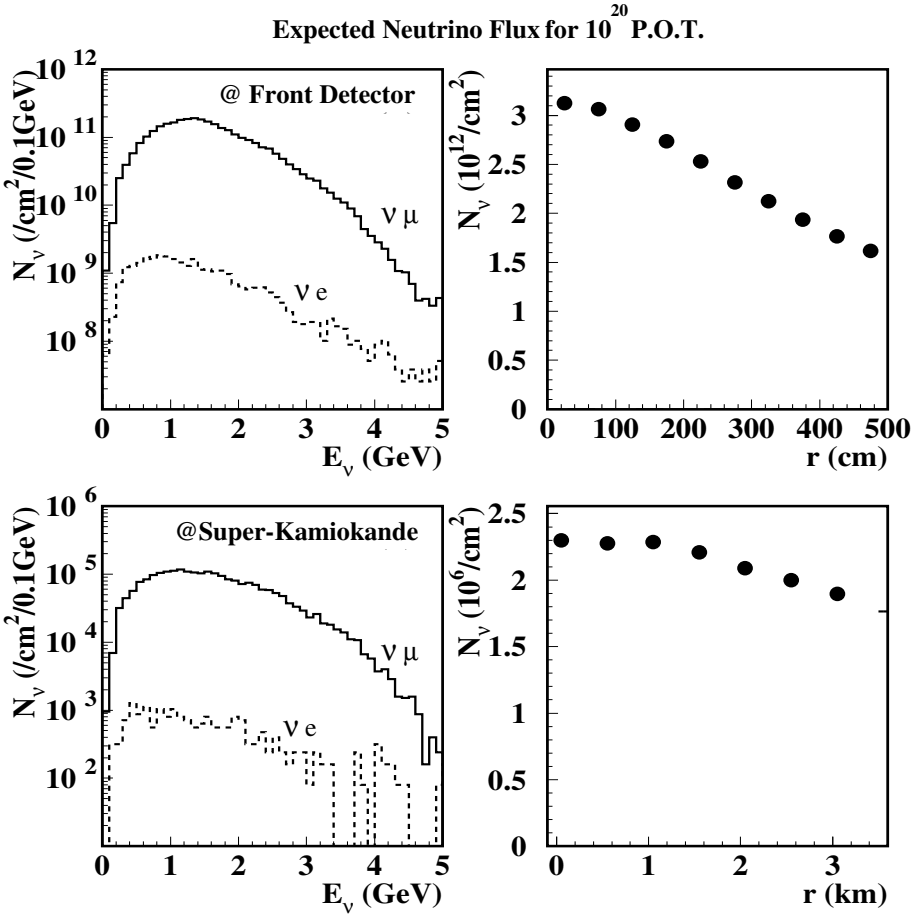


図 **2.8**　ν_μ ビームのエネルギー分布と空間分布 (シミュレーション)。上の 2 つが、前置検出器の位置での分布。下の 2 つが、Super-Kamiokande の位置での分布。

2.3　前置検出器

前置検出器は、陽子標的から 300 m(崩壊トンネル 200 m + 土盛り 100 m) の位置に掘られた、実験ホールの中に設置されている。生成されてすぐの、振動を起こす前のニュートリノビームの特性 (フラックス、エネルギー分布、ν_e の混合率など) を調べることが、前置検出器の設置目的である。図 2.9 に、K2K 実験で使用される前置検出器の配置図を示す。

K2K 実験の前置検出器は、大きくわけて、1kt 水チェレンコフ検出器と Fine-Grain 検出器の、 2 つの検出器から成っている。

1kt 水チェレンコフ検出器 (1kt)

1kt 水チェレンコフ検出器は、その名のとおり、総水量が約 1000 トンの水チェレンコフ型検出器である。Super-Kamiokande 実験前の e/μ 同定検証実験として行われた KEK-PS E261A

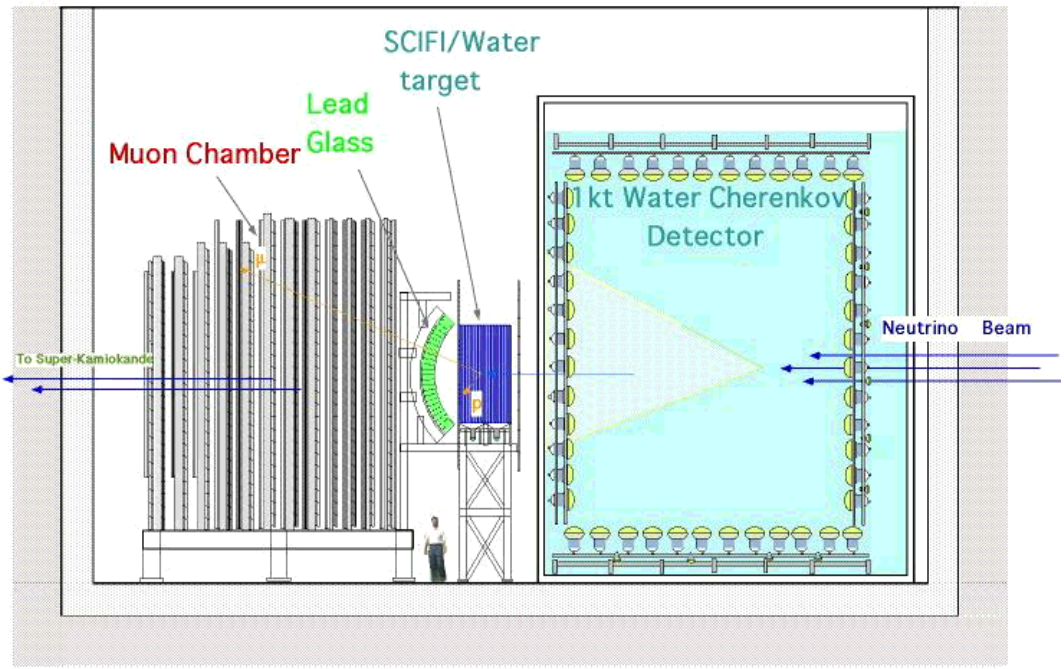


図 2.9 前置検出器

実験の際に使用された水槽を改造・再利用したもので、内部は、光学的に内水槽と外水槽に分けられている。内水槽には、Super-Kamiokande で現在使用されているものと同じ直径 20inch の光電子増倍管が 680 本、Super-Kamiokande と同じ間隔で取り付けられている。

前置検出器の 1 つとして 1kt 水チェレンコフ検出器を設置することの利点は、「発生点から 300 m という、(振動が起こる前の) ニュートリノビームの特性を、Super-Kamiokande と同様の測定原理・検出装置・解析法をもつ検出器で測定することにより、水チェレンコフ型検出器に固有の系統誤差を減らすことができる」という点である。

1kt 水チェレンコフ検出器については、次の章で詳しく述べる。

Fine-Grain 検出器 (FGD)

Fine-Grain 検出器では、その最上流に設置される水標的中の核子とミューオンニュートリノが起こす弱荷電カレント準弾性散乱反応、

$$\nu_\mu + n \to \mu^- + p$$

によって生成される μ^- の、飛程とビーム軸に対する散乱角を測定することで、ν_μ のエネルギー分布を再構成することが、主な目的である。核子の質量を m_N として、μ 粒子の質量、運動量、エネルギー、散乱角をそれぞれ m_μ、p_μ、E_μ、θ_μ とすると、再構成される ν_μ のエネルギー E_{ν_μ} は、

$$E_{\nu_\mu} = \frac{m_N E_\mu - {m_\mu}^2/2}{m_N - E_\mu + p_\mu \cos\theta_\mu}$$

となる。

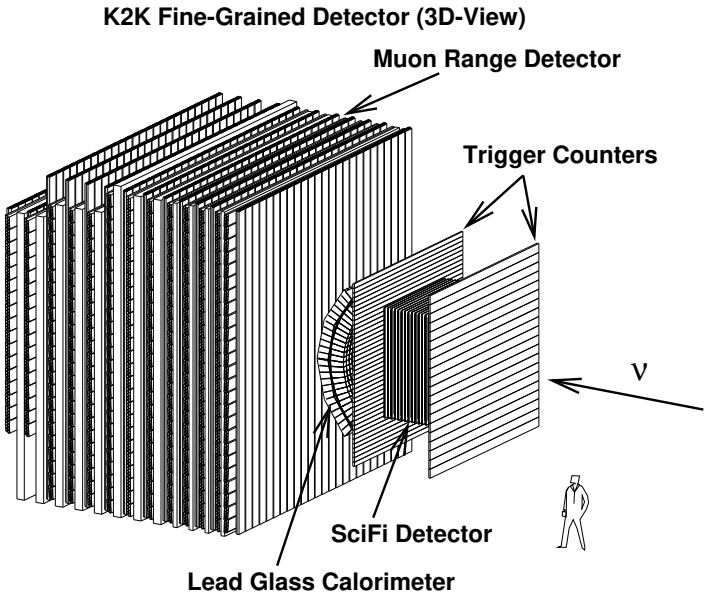


図 **2.10**　Fine-Grain 検出器

Fine-Grain 検出器の構成図を、図 2.10 に示す。図に示されているように、Fine-Grain 検出器は、４種類の検出器からなっている。各構成要素について簡単に説明する。

- 水標的/シンチレーティングファイバートラッカ (**SciFi**)

  2.4 m×2.4 m×6.0 cm の水標的層と、断面積 2.4 m×2.4 m のシンチレーティングファイバーシートが、交互に 20 層ずつ並べられた、多層サンドウィッチ構造をもつ飛跡検出器である。シンチレーティングファイバーシートとは、直径 700 μm のシンチレーティングファイバーを 2 層俵積みにならべてシート状にしたもので、X−X および Y−Y の 2 方向のファイバーシートを使用する。水標的と反応したニュートリノの反応点と生成された荷電粒子の飛跡を再構成することが、SciFi の主な目的である。多数のシンチレーティングファイバーの情報を読みだすために、24 台のイメージインテンシファイアチューブと CCD カメラが利用される。

- トリガカウンタ (**TGC**)

  トリガカウンタは、100 本のプラスチックシンチレータからなる検出器で、SciFi 検出器の上流側と下流側に SciFi 検出器を覆うように設置されている。ミューオンチェンバーの TDC のスタート時間を設定することを主な目的とし、e/μ の識別にも補助的に使用される。また、SciFi 検出器の上方に設置されたカウンタは、バックグラウンドとなる宇宙線事象のカットのために利用される。

- 鉛ガラスカロリメータ (**LG**)

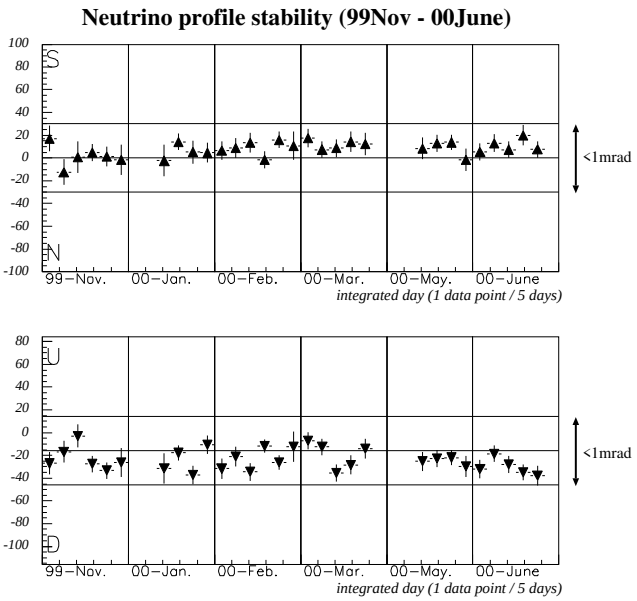


図 2.11 ミューオンチェンバーの測定によるビームプロファイルの安定性。図は横軸に日付をとり、1999 年 11 月から 2000 年 1 月までのビームプロファイル中心をプロットしたもの。ビームの上流から下流を見たときの水平方向(上図)と垂直方向(下図)の結果から、ビームが Super-Kamiokande に命中しているのに必要な範囲内 (1 mrad 以下) で安定していることがわかる。

ビーム軸に垂直な、上下に湾曲した形をしており、10 モジュール (縦 2 × 横 5) 使用する。1 モジュールは 60 個 (縦 12 × 横 5) の鉛ガラスカウンタ (113 mm × 122 mm × 340 mm) から成っている。エネルギー分解能は、$\Delta E_e/E_e \sim 8\%/\sqrt{E_e(\mathrm{GeV})}$ である。ν_e 事象で生成される、電子の同定とそのエネルギー測定を行うことを目的としている。

- **ミューオンチェンバー (MRD)**

  ミューオンチェンバーは、ドリフトチェンバー層と鉄板が交互に 14 層並べられた多層サンドウィッチ構造をしており、断面積は 760 cm × 760 cm である。鉄板の厚さは 10 cm ∼ 20 cm で、奥の鉄板ほど厚くなっている。このため、生成されたニュートリノビームのほとんどのエネルギー領域をカバーしており、μ 粒子を同定しその飛程からエネルギーを測定することが可能である。また、鉄板を使用しているためニュートリノ反応が他の検出器に比べて多く、ニュートリノビームプロファイルの安定性をモニターするのにも使われている (図 2.11)。

2.4 Super-Kamiokande

今回の K2K 実験では、Super-Kamiokande を、ニュートリノ発生点から 250 km の地点におかれた後置検出器として使用する。

Super-Kamiokande は、岐阜県吉城郡神岡町の神岡鉱山茂住坑内に、東京大学宇宙線研究所神岡宇宙素粒子研究施設の附属観測装置として建設された、水チェレンコフ型検出器である。池の山山頂の下 1000 m(水に換算して 2700 m に相当) という地下に建設された理由は、バックグラウンドとなる宇宙線起源の μ 粒子を減らすためで、検出器付近での宇宙線 μ 粒子の強度は、地表での強度の約 10^{-5} 倍となっている。このため、Super-Kamiokande における宇宙線 μ

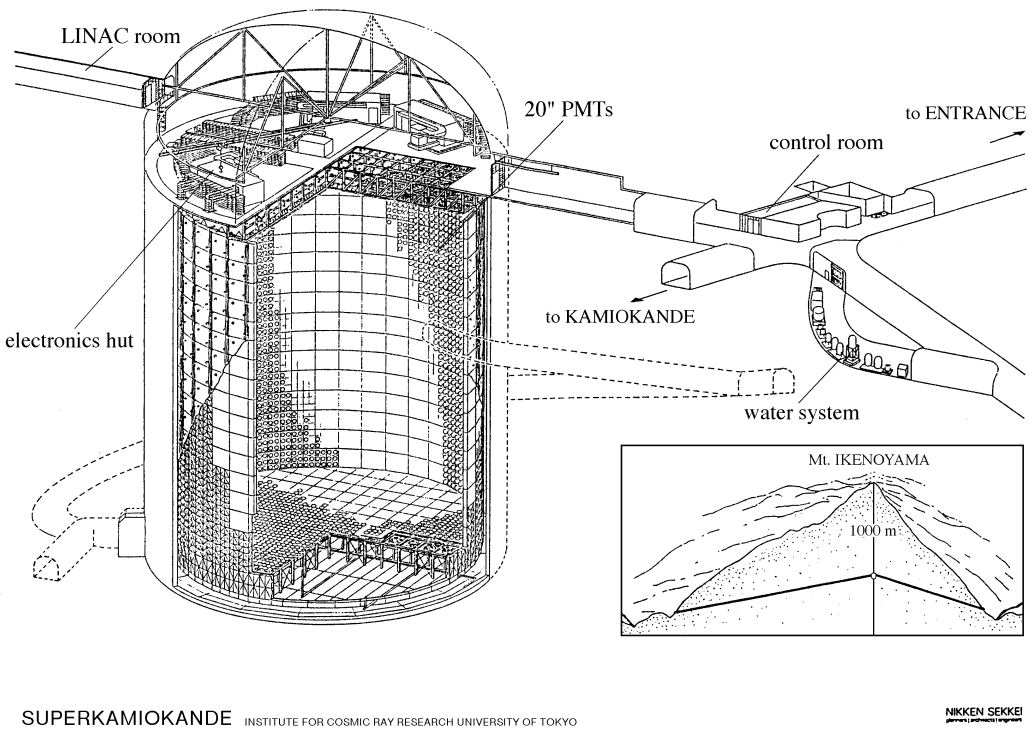


図 **2.12**　Super-Kamiokande 検出器

粒子事象の頻度は、約 2Hz にまで抑えられている。

Super-Kamiokande 検出器の全体図を、図 2.12 に示す。Super-Kamiokande 検出器の本体となる水槽は、直径 39.3 m・高さ 41.4 m の円筒形をしており、その中は総重量 50000 トンの純水で満たされている。水槽の内部は、光学的に内水槽と外水槽に分けられており (内水槽は直径 33.8 m・高さ 36.2 m)、内水槽には直径 20 インチの光電子増倍管 11146 本が内向きに、外水槽には直径 8 インチの光電子増倍管 1885 本が外向きに、それぞれ取り付けられている。

内水槽は粒子検出の主となる部分であり、水槽の中もしくは外で起こった反応によって生じた荷電粒子が、水中を走る際に発生するチェレンコフ光を、水槽壁面に並べられた光電子増倍管で検出し、その光量・到達時間・リングパターンなどから、粒子の種類・エネルギー・発生点・運動方向などを決定する。外水槽は、岩盤からの γ 線や中性子によるバックグラウンド事象の除去、および、外部から入射する粒子 (主に宇宙線 μ 粒子) や外部に抜ける粒子の識別、のために利用されている。

現在まで Super-Kamiokande は、そのずば抜けた性能により、太陽ニュートリノ・大気ニュートリノなどの “自然から来る” ニュートリノを観測し、ニュートリノの質量に関する多くの情報をもたらしている。今回の K2K 実験では、その Super-Kamiokande に、“人工の” ニュートリノを検出させることになる。

Super-Kamiokande については、前置検出器の 1kt 水チェレンコフ検出器とともに、次の章でも述べる。

第3章　K2K 実験における水チェレンコフ検出器

この章では本実験で使用している、1kt 水チェレンコフ検出器と Super-Kamiokande の 2 つの水チェレンコフ型検出器について説明する。

まずはじめに本論文の主題である、1kt 水チェレンコフ検出器のキャリブレーションと荷電粒子発生点の測定の動機となった、1kt 水チェレンコフ検出器の現状と課題についてここで簡単に説明しておく (詳細についてはこの章の最後で説明する)。

3.1　1kt 水チェレンコフ検出器の現状と課題

前置検出器の 1 つである 1kt 水チェレンコフ検出器は、Super-Kamiokande を小型にした検出器である。その主な設置目的は、ニュートリノビームが生成された直後の (振動が起こる前の) ニュートリノビーム特性を、Super-Kamiokande と同様の測定原理・検出装置・解析法により測定し、水チェレンコフ型検出器に固有の系統誤差を低減することである。このために、1kt 水チェレンコフ検出器では様々なキャリブレーションや測定が行われている。

ここでは、1kt 水チェレンコフ検出器の現状と課題として、系統誤差とエネルギースケールの経年変化をとりあげ以下に簡単にまとめる。

3.1.1　系統誤差

現在の 1kt 水チェレンコフ検出器における最大の系統誤差は、有効体積[1]を変化させた時にその体積内に含まれる事象数の、MC と測定結果との違いにより見積もられるものであり (~ 6 %)、K2K 実験全体の系統誤差の中でも最も大きなものの 1 つである。

この事象数の違いは、測定される荷電粒子の発生点座標が、発生点を再構成する際の分解能程度で真の発生点のまわりに分布するために生じる。しかしながら、これまではこの分解能 (系統誤差) を MC に頼らずに実験的に確認するための測定は行われてこなかった。

この確認のために、人為的に発生点を与えられるように工夫した測定を新たに行った。

3.1.2　エネルギースケール

1kt 水チェレンコフ検出器では宇宙線ミューオンを用いた測定により、単位長さ当たりの電荷量 (チェレンコフ光量) を求め、MC のエネルギースケール (電荷のスケール) を較正している。1999 年 6 月から 2000 年 6 月までの測定から、このエネルギースケールが約 8 %増大していることがわかっている。この経年変化の要因としては以下のものがあげられる。

[1] K2K 実験における物理的な解析に用いられる 1kt 水槽内の体積

1. 水槽内の水の透過率の経年変化
2. 水槽内の光電子増倍管のゲインの経年変化

この検証のために水の係数を求めるキャリブレーションを行い、さらにゲインの経年変化についても調べた。

以降の節で K2K 実験で用いられている水チェレンコフ型検出器について詳しく説明する。

3.2　測定原理

1kt 水チェレンコフ検出器および Super-Kamiokande は、水中を高速で走る荷電粒子が放出するチェレンコフ光をとらえることにより粒子を検出する、水チェレンコフ型検出器である。

チェレンコフ光とは、荷電粒子が、屈折率 n の媒質中をその媒質中での光速 c/n(c は光速) 以上の速度で運動する際に放出される光で、1934 年にチェレンコフによって発見されたことから、その名がついている。荷電粒子の進行方向とチェレンコフ光の放出方向のなす角を θ_c とすると、θ_c は荷電粒子の速度 v によって決まり、

$$\cos\theta_c = \frac{1}{n\beta}$$

の関係が成り立つ。ここで $\beta \equiv v/c$ とした。この式からも分かるように、チェレンコフ光は、荷電粒子の進行方向を軸とする円錐面に沿って放出され、荷電粒子のエネルギーが低いほどチェレンコフ角 θ_c は狭くなる。特に、荷電粒子が水中 $(n \sim 1.34)$ を十分光速に近い速度で走るとき $(\beta \sim 1)$ には、チェレンコフ光は $\theta_c \sim 42^\circ$ の円錐状に放出されることが分かる。

さきほど述べたように、媒質中でチェレンコフ光が放出されるための、荷電粒子の速度の下限値は $v = c/n$ である。この速度の下限値に対応するエネルギーの下限値を、臨界エネルギーといい、次式のように求まる。

$$E_c = \frac{m_0\, n}{\sqrt{n^2-1}}$$

ここで、m_0 は荷電粒子の静止質量である。特に、媒質が水の場合には屈折率 $n \sim 1.34$ を代入して、

$$E_c \sim 1.50\, m_0$$

を得る。

表 3.2 に、1kt 水チェレンコフ検出器および Super-Kamiokande で検出される主な荷電粒子の、水中でのチェレンコフ臨界エネルギーをまとめておく。

荷電粒子の電荷が Ze である場合、単位飛程および単位波長あたりに放出されるチェレンコフ光子の数 N は、

$$\begin{aligned}\frac{d^2N}{dxd\lambda} &= \frac{2\pi\alpha Z^2}{\lambda^2}\left(1-\frac{1}{n^2\beta^2}\right)\\ &= \frac{2\pi\alpha Z^2\sin^2\theta_c}{\lambda^2}\end{aligned}$$

表 **3.1** 主な粒子の臨界エネルギー

	静止質量 (MeV)	臨界エネルギー (MeV)
$e^{\pm}$	0.511	0.767
$\mu^{\pm}$	105.7	158.6
$\pi^{\pm}$	139.6	209.4

で与えられる。ただし、λ はチェレンコフ光子の波長、$\alpha \sim 1/137$ は微細構造定数である。さきほど述べたように、荷電粒子がエネルギーを失うにつれて、チェレンコフ光の放出角 θ_c が小さくなっていくのだが、チェレンコフ光の強度も減少していくことが、この式から分かる。よって、チェレンコフ光円錐の断面は、中心が抜けたリング状になる。図 3.1 に、チェレンコフリングのイメージ図を示す。

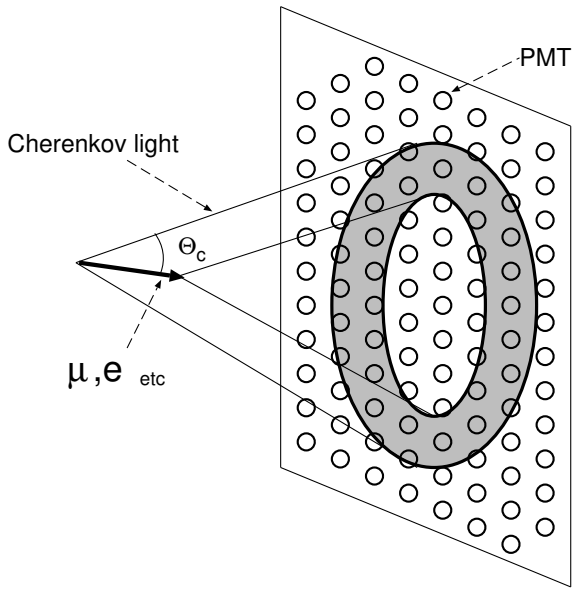


図 **3.1** チェレンコフリングのイメージ図

1kt 水チェレンコフ検出器および Super-Kamiokande 検出器では、このチェレンコフリングを、検出器内壁に設置した光電子増倍管 (PMT) で検出することで、事象の観測を行う。チェレンコフ光の光量・到達時間・リングパターンなどから、荷電粒子の運動量・発生点・運動方向・種類を再構成することができる。

例として、荷電粒子の運動量を求める方法について、簡単に述べる。荷電粒子の運動量は、その粒子の発生点・運動方向・種類が決定されたあとに、チェレンコフ光の量をもとに決定される。まず、各光電子増倍管が受けたチェレンコフ光の量から、水中での光の減衰や光電子増倍管の形状などを補正した光量を計算する。この補正光量は RTOT と呼ばれ、定義は次式のとおりである。

$$\mathrm{RTOT} \equiv A \times \sum_{\theta_i \leq 70^\circ} \left(Q(i) \times \frac{1}{\exp(-r_i/L_{att})} \times \frac{\cos\Theta_i}{f(\Theta_i)} \right)$$

- A　　：規格化定数
- $Q(i)$　：i 番目の光電子増倍管が検出した光電子の数。
- r_i　　：i 番目の光電子増倍管から反応点までの距離。
- L_{att}　：純水中での光の減衰長 ($\sim 90\mathrm{m}$)。
- $f(\Theta_i)$　：光電子の入射方向 Θ_i に対する、光電子増倍管のみかけの大きさ。

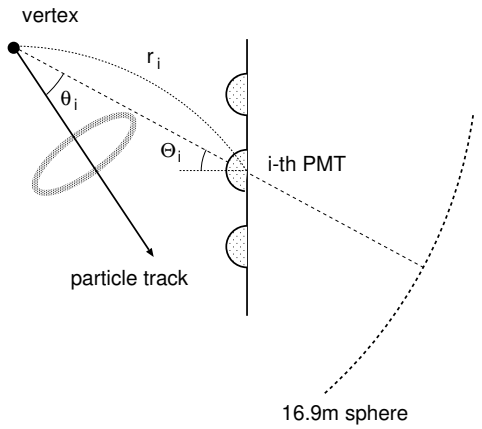


図 **3.2**　RTOT の計算に用いる変数

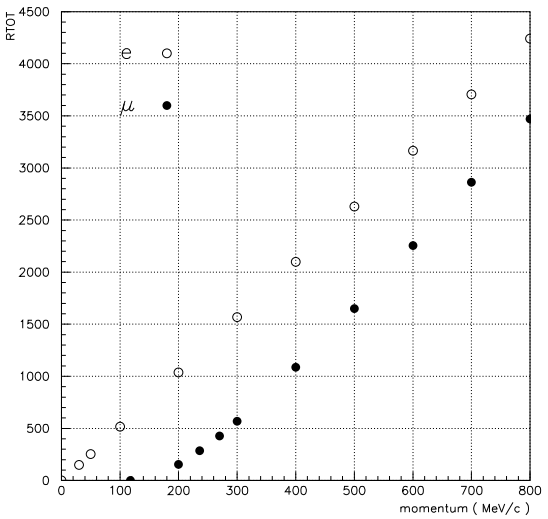


図 **3.3**　RTOT と運動量の関係

この式から RTOT を求める際には、時間的には TOF を差し引いた時間分布のピークから $-50\mathrm{nsec} \sim +250\mathrm{nsec}$ の範囲での HIT について、空間的には粒子の進行方向から 70° 以内の光電子増倍管について、検出された光量の和をとっている。 RTOT は、図 3.2 に示した半径 16.9m の仮想球面上で観測される光量に対応しており、粒子の発生点や運動方向の違いによる影響が補正されている。 図 3.3 は、RTOT と粒子の運動量の関係を、シミュレーションによって求めたものである。図より、電子では運動量 1 MeV/c あたり約 5 光電子を、μ 粒子では運動量 $(p_\mu - 200\mathrm{MeV/c})$ の電子相当の光電子を検出することが分かる。観測された荷電粒子の運動量を決定する際には、まず RTOT を計算し、図 3.3 に示した関係から、運動量に換算するのである。

最後に、事象観測の例として、1kt 水チェレンコフ検出器および Super-Kamiokande において、運動量 500MeV/c の μ 粒子が水槽中心から真横に走った場合のシミュレーション結果を図 3.4 に示す。図は、円筒形の水槽を展開したもので、チェレンコフ光子を検出した光電子増倍管の位置に、円が描かれている。円の大きさが、各光電子増倍管が検出した光量に対応している。

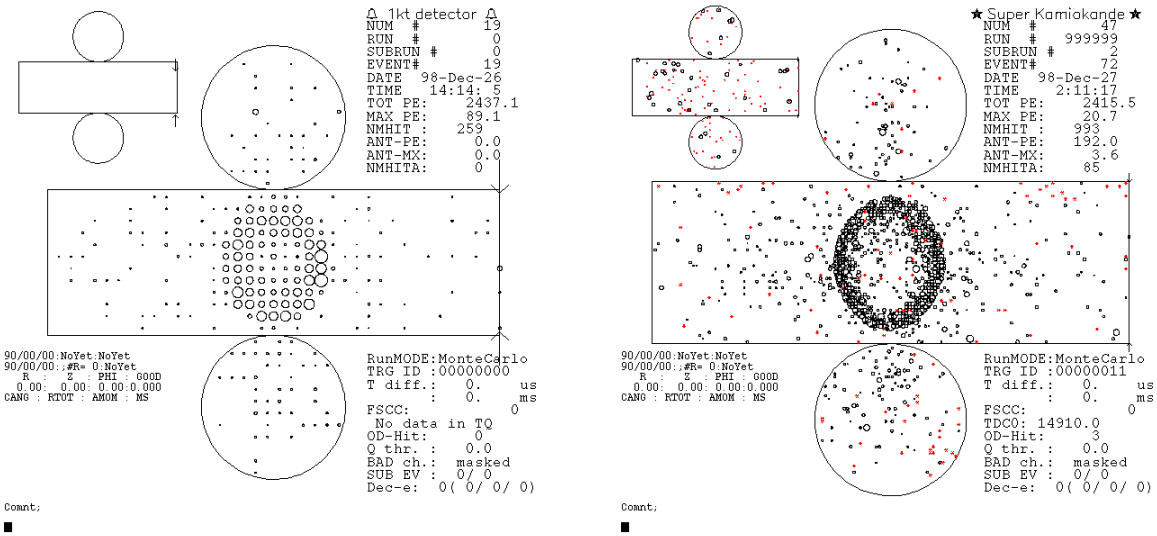


図 **3.4** 水チェレンコフ検出器における事象観測の例 (シミュレーション)。運動量 500MeV/c の μ 粒子が水槽中心から真横に走った場合のシミュレーション結果で、左が 1kt 水チェレンコフ検出器、右が Super-Kamiokande のもの。

3.3 水槽

1kt 水チェレンコフ検出器

1kt 水チェレンコフ検出器は、K2K 実験の前置検出器の 1 つで、陽子標的の下流 300m の地点に掘られた実験ホール (直径 25m、深さ 15m) 内の最上流側に設置されている。

水槽は、直径 10.8m・高さ 10.8m の円筒形をしており、約 1000 トンの純水で満たされている。水槽内部は、ブラックシートを張ることにより、光学的に内水槽と外水槽に分けられている。

内水槽もまた円筒形 (直径 8.6m・高さ 8.5m) をしており、直径 20 インチの光電子増倍管が 680 本、内向きに取り付けられている。内水槽と外水槽のあいだにあるステンレスの骨組みは、水槽の上から見ると正確には円ではなく正 19 角形をしている。内水槽側は、正 19 角形の各辺に 2 つの光電子増倍管が取り付けられているため、1 周で 38 個になる。高さは 12 段あるので、内水槽の側壁面に取り付けられている光電子増倍管の総数は $38 \times 12 = 456$ である。上面および底面には、それぞれ 112 本づつが取り付けられている。光電子増倍管どうしの間隔は 70cm であり、内水槽の全表面積の約 40% を光電面で覆っていることになる。残りの約 60% の部分には、チェレンコフ光が透過したり反射したりしないよう、ポリエチレン製のブラックシートが張られている。

外水槽は、内水槽との境界をなす面と、水槽本体の壁面とで囲まれた部分である。外水槽には直径 8 インチの光電子増倍管が 68 本、内水槽側の面に外向き (内水槽の光電子増倍管と逆の向き) に取り付けられている。このうち、側壁に取り付けられているのは 42 本で、すべてビーム上流側 (上からみて 120 度分) の部分に取り付けられている。また、残りの 26 本は底面に取り付けられている。外水槽の壁の表面は、チェレンコフ光子の収集効率を良くするため、タイベックと呼ばれる白色のポリエチレンシートで覆われている。外水槽の水の厚さは、側面はビーム

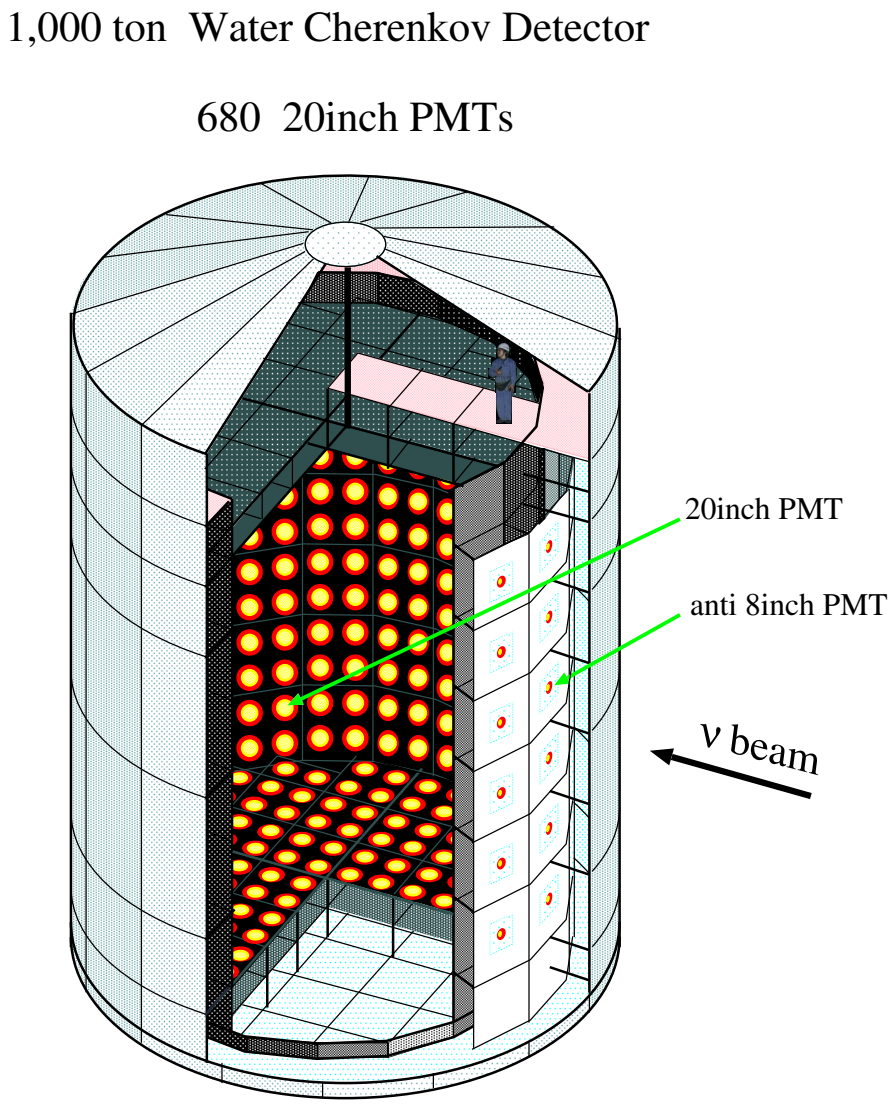


図 **3.5**　1kt 水チェレンコフ型検出器の構造 [17]

上流側の一番厚い部分で約 1m であり、底面は約 0.6m である。壁面側の部分は、ビーム起源の入射 μ 粒子 (ν_μ が水槽よりも上流で相互作用をして、生成された μ 粒子が水槽内に入ってくるもの) などのバックグラウンド事象を識別するために用いられる。一方、底面側の部分は、おもに宇宙線 μ 粒子事象の判別のために利用される。

水槽内において、地球磁場やそのほかの外部磁場を打ち消すために、水槽の外側にはヘルムホルツコイルが巻かれている。また、水槽内の温度変化を少なくするための断熱シートも、水槽の外側に巻かれている。これらにより、磁場および温度による測定誤差を減らしている。

Super-Kamiokande

2.4 章で述べたように、Super-Kamiokande は、岐阜県吉城郡神岡町にある東京大学宇宙線研究所神岡宇宙素粒子研究施設の附属観測装置であり、池の山山頂の下 1000m(水に換算して 2700m に相当) という地下に設置されている。

装置の本体は、直径 39.3m・高さ 41.4m の巨大な円筒形の水槽であり、総重量 50000 トンにおよぶ純水で満たされている。最外壁から内側に約 2.5m の位置に、光電子増倍管を取り付けるためのステンレスの支持枠が設置されており (図 3.6)、これにより水槽内部は、内水槽・外水槽の 2 層に区分されている。

内水槽は粒子検出の主となる部分であり、直径 33.8m・高さ 36.2m の円筒形で、内部の純水の重量は 32000 トンとなる。外水槽との境界にあたるステンレスの支持枠に、直径 20 インチの光電子増倍管が全部で 11146 本、内向きにならべられており、その内訳は、側面が 7650 本で、上面と底面が 1748 本づつである。20 インチ光電子増倍管どうしの間隔は 70cm であり、内水槽の全表面積の約 40% を光電面で覆っていることになる。残りの約 60%にあたる各光電子増倍管の間隙には、黒色のポリエチレン製シート (ブラックシート) が張られており、チェレンコフ光の反射を抑えるとともに、内水槽と外水槽を光学的に遮断している。

外水槽は、ステンレス支持枠の面と、水槽の最外壁面とで囲まれた部分である。約 2.6m の厚さを持っており、岩盤からの γ 線や中性子によるバックグラウンド事象の除去、および、外部

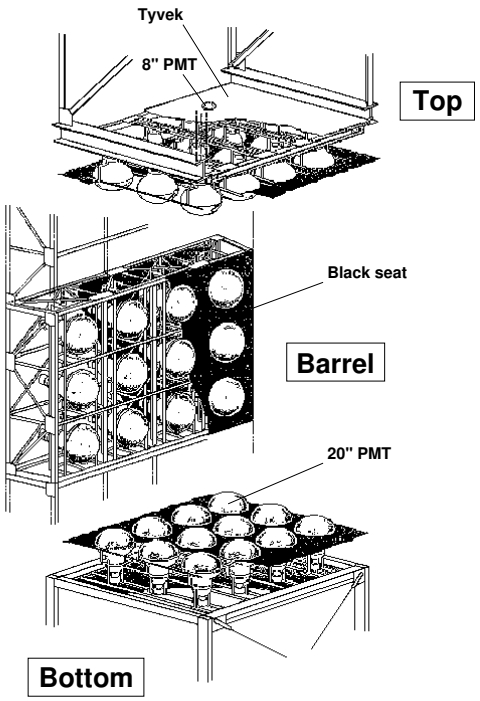


図 **3.6** ステンレス支持枠の構造 (Super-Kamiokande)。内水槽側に直径 20 インチ、外水槽側に直径 8 インチの光電子増倍管がそれぞれ取り付けられている。

から入射する粒子 (主に宇宙線 μ 粒子) や外部に抜ける粒子の識別、のために利用されている。ステンレス支持枠の外水槽側に、直径 8 インチの光電子増倍管が全部で 1885 本、外向きにならべられており、その内訳は、側面 1275 本・上面 302 本・底面 308 本である。チェレンコフ光子の収集効率を上げるため、支持枠の外水槽側と水槽の最外壁面には、タイベックと呼ばれる反射率の高い、白色のポリエチレンシートで覆われている。

また、水槽内の地球磁場を打ち消すために、水槽の外側のコンクリート部分にはヘルムホルツコイルが埋め込まれている。これにより水槽の内側は、50 ミリガウスという低い磁場環境を実現しており、地球磁場による測定誤差を減らしている。

3.4　20 インチ光電子増倍管

1kt 水チェレンコフ検出器および Super-Kamiokande の両方で使用されている 20 インチ光電子増倍管は、浜松ホトニクス株式会社が製造している R3600 である [13]。その形状を図 3.7 に示す。

この光電子増倍管 R3600 の最大の特徴は、口径が 20 インチ ($\sim$ 50cm) にもおよぶことで、もちろん世界最大である。このため、検出器の内壁面での光電面の割合を大きくすることができ、1kt 水チェレンコフ検出器および Super-Kamiokande では、内水槽表面の実に約 40%という広い範囲を、光電面で覆っている。また、光電面が球形となっているので、広い角度でチェレンコフ光を捉えることができるというのも、大きな利点である。

ふつう、光電子増倍管の光電面の材質としては、仕事関数の低いアルカリ金属を中心とした化合物半導体が使われている。今回の 20 インチ光電子増倍管 R3600 の光電面には、バイアルカリ (SB-K-Cs) が使用されている。バイアルカリを使用した理由は、チェレンコフ光の波長領域での量子効率が高いことと、熱電子放出が少ないことがあげられる。図 3.8 に、20 インチ光

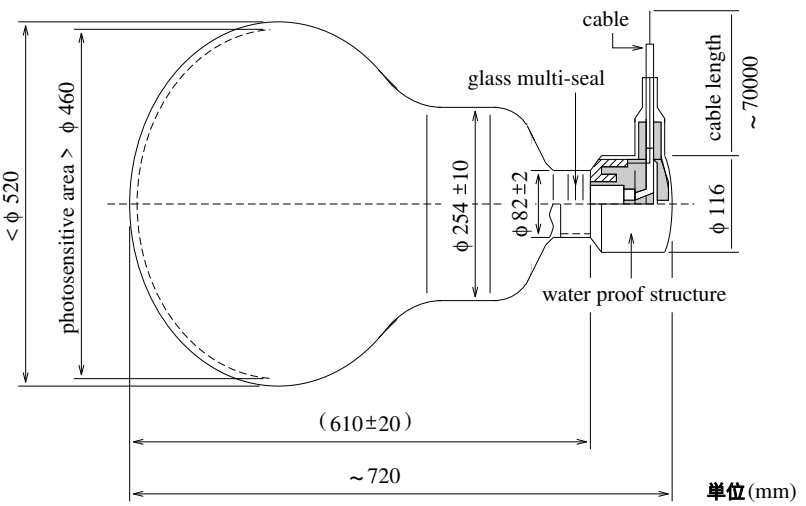


図 **3.7**　20 インチ光電子増倍管の形状

電子増倍管の量子効率を、純水中でのチェレンコフ光の波長分布とあわせて示す。図からわかるように、20 インチ光電子増倍管の量子効率のピークは、チェレンコフ光の波長分布のピークとほぼ一致しており、チェレンコフ光が最大になる波長での量子効率は 22%となっている。

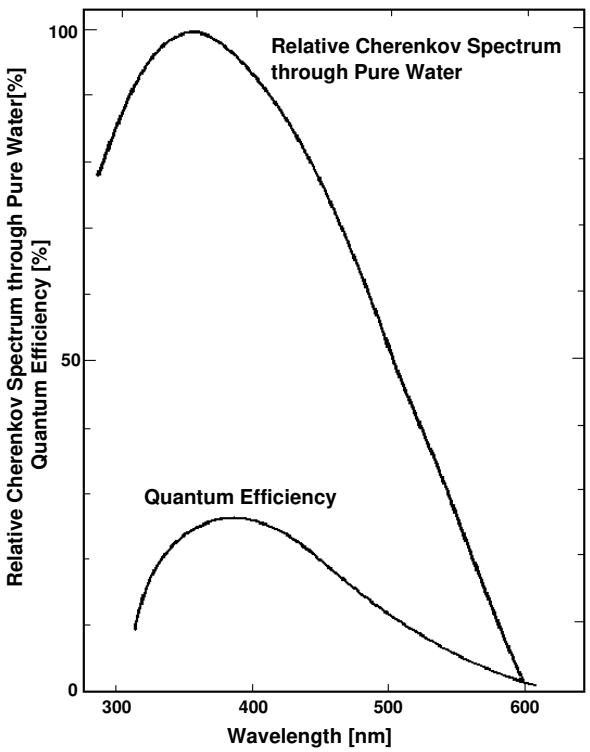


図 **3.8** 20 インチ光電子増倍管の量子効率

ところで、R3600 のように大口径の光電子増倍管では、光子が光電面にあたる位置によって、生じた光電子の第一ダイノードまでの飛行時間に差がでてしまう。このままでは、光電子増倍管の時間分解能が悪くなり、水チェレンコフ検出器で事象の位置・方向を再構成する際の誤差が大きくなってしまう。これを防ぐために、R3600 では、集束電極の形状と電界強度を改良し、さらに光電面全体の形状にも工夫をこらした。その結果、光電子の飛行時間のばらつきは少なくなり、1 光電子レベルの光に対する時間分解能は、$2.2\mathrm{nsec}(1\sigma)$ という値を実現している。

大口径の光電子増倍管には、別の欠点も存在する。光電子の飛行距離が長くなるため、外部磁場が光電子の軌道に与える影響が大きいのである。これでは磁場中で、第一ダイノードによる光電子の収集効率が単に下がってしまうばかりでなく、磁場の向きや光電子の発生点によって、収集効率に差がでてしまう。これを軽減するには、第一ダイノードの面積をなるべく広くすればよい。そこで今回の 20 インチ光電子増倍管には、第一ダイノードの受光面を広くできるという利点を持つベネチアンブラインド型のダイノードが用いられている。図 3.9 は、ダイノード間での電子の飛跡をシミュレーションしたものである。このように、ベネチアンブラインド型ダイノードは、日よけ用のブラインドを何枚か重ねたような形をしている。このベネチアンブラインド型ダイノードを採用することにより、20 インチ光電子増倍管では第一ダイノー

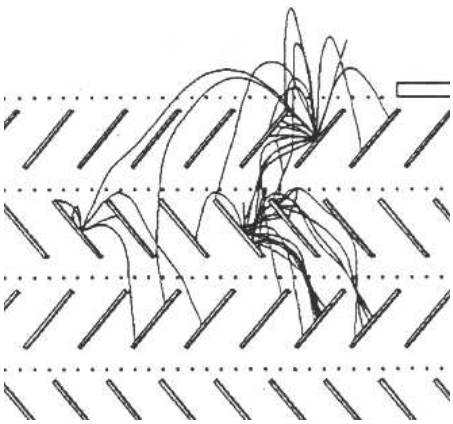


図 **3.9**　ダイノード間での電子の飛跡 (シミュレーション)

ドの大型化に成功し、外部磁場が 100 ミリガウス以下の環境であれば、磁場の影響によるゲインの差はごくわずかとなっている。1kt 水チェレンコフ検出器および Super-Kamiokande では、検出器の外側にヘルムホルツ型の磁気補償コイルを巻くことにより、検出器内部の磁場を 50 ミリガウス程度にまで抑えているため、この性能は十分なものである。

一方、ベネチアンブラインド型ダイノードには、他の型のダイノードに比べて、収集効率[2]が悪いという欠点がある。そこで、ダイノード構造 (ブラインドの向きや間隔など) に様々な工夫をほどこし、電圧分割回路 (図 3.10) の電圧配分の最適化もおこなった。これにより、20 インチ光電子増倍管では、他のダイノード型の光電子増倍管に匹敵する 78%の収集効率を達成し、1 光電子レベルの微弱な光を見ることができるようになった。図 3.11 に、1 光電子レベルの光に対する 20 インチ光電子増倍管の波高分布を示す。図から分かるように、1 光電子のピークは鮮明で、ダークパルスとははっきり区別することができる。

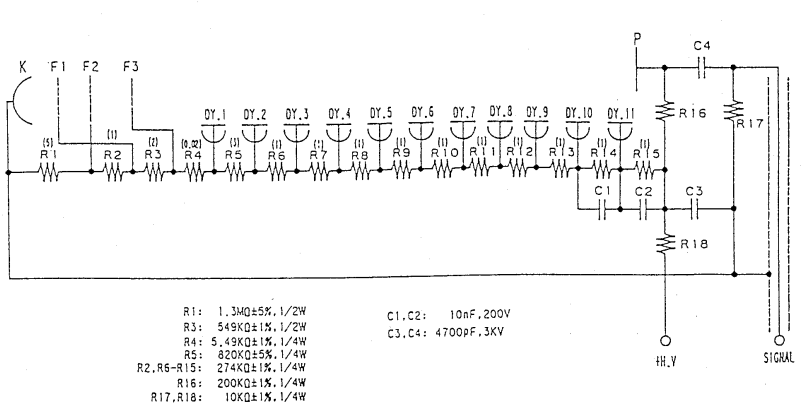


図 **3.10**　20 インチ光電子増倍管の電圧分割回路

[2] 光電子が、第一ダイノードの有効部分に入射する確率。ここで言う有効部分とは、そこから生じた二次電子が、第二ダイノード以降で一度も抜けることなく、有効に増倍するような部分を指している。量子効率に収集効率をかけたものが、検出効率となる。

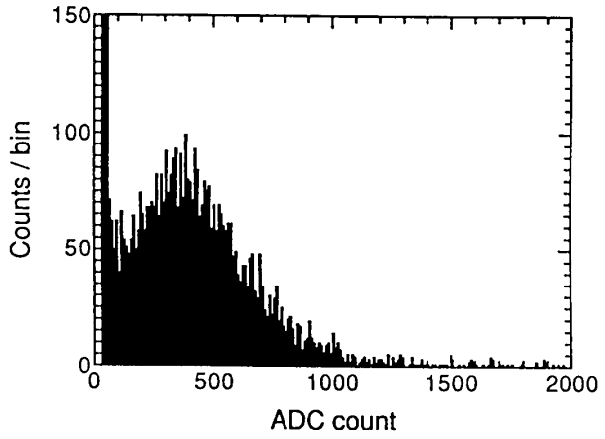


図 **3.11** 1 光電子レベルの光に対する 20 インチ光電子増倍管の波高分布

3.5 純水製造装置

前に述べたように、水チェレンコフ型検出器では、荷電粒子が水中を水中での光速以上の速度で運動する際に放出されるチェレンコフ光を捉えることにより、粒子を検出し、その光量からエネルギーを測定している。したがって、チェレンコフ光を吸収・散乱してしまう水中の不純物濃度を極力低く抑え、そのレベルを一定に保つことは、非常に重要である。

そこで、1kt 水チェレンコフ検出器および Super-Kamiokande には、純水製造装置が取り付けられている。ここでは、Super-Kamiokande の純水製造装置について説明する。

Super-Kamiokande で使用している約 50000 トンにもおよぶ純水は、茂住坑内を流れている豊富な湧き水からつくられている。一般に、純水装置で取り除かれるのは、ゴミ・砂塵・バクテリア・イオンなどの不純物である。しかし茂住坑の湧き水には、これらに加えて放射性元素の ^{222}Rn が含まれており、その崩壊系列 ^{214}Bi の β 崩壊で生成される電子が、低エネルギー事象に対する深刻なバックグラウンドとなってしまう。そこで、Super-Kamiokande の純水製造装置では、^{222}Rn の除去も行っている。

図 3.12 に、Super-Kamiokande の純水製造装置の概略図を示す。純水製造装置では測定器内の水を 50 トン/時で循環させており、図中に示した各装置では、以下のような処理を行っている。

1. Filter
   比較的大きな塵 ($\sim 1\mu m$) を取り除く
2. Heat Exchanger
   水温を一定 ($\sim 13°$C) に保つ
3. Icon Exchanger
   イオン交換樹脂によりイオンを除去する
4. UV Sterilizer
   紫外線の照射によりバクテリアを死滅させる
5. Vacuum Degasfier
   真空脱気装置を通して ^{222}Rn を除去する
6. Cartridge Polisher

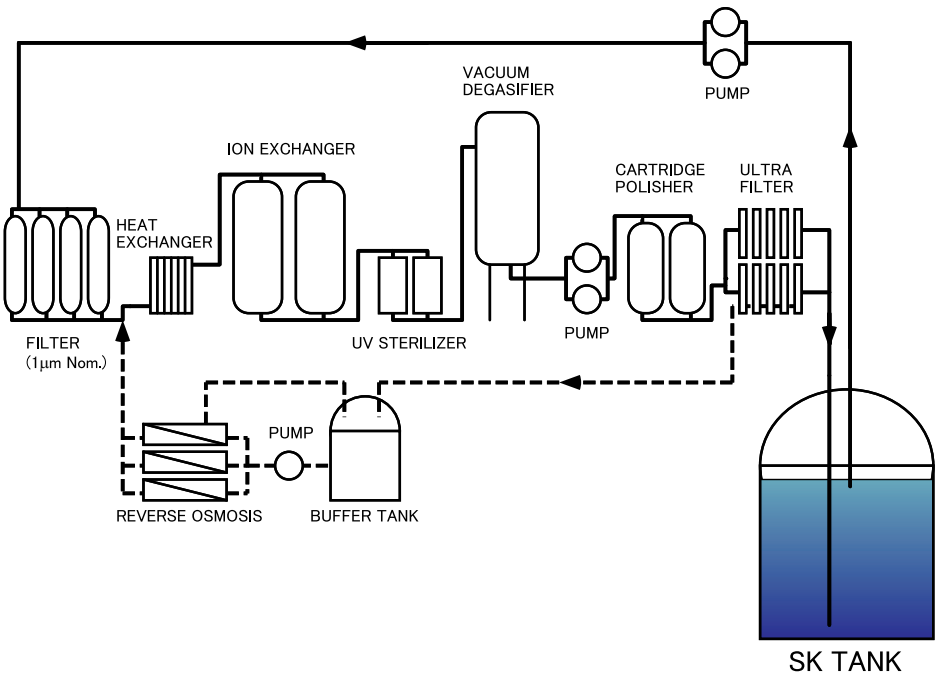


図 **3.12**　純水製造装置の概略図

イオンの再除去を行う

7. Ultra Filter

中空糸フィルターで微粒子 ($\sim 10nm$) を取り除く

なお、中空糸フィルターで除去されたゴミを含む水は、一旦貯蔵用タンクに送られ、逆浸透膜を通してゴミを除去したあと、再び純水製造装置にかけられる。

この純水装置で水中の不純物を除去することにより、検出器水槽内での光の減衰長は、波長 420nm で約 100m となり、Super-Kamiokande という巨大な検出器にとっても十分な値が得られている。さらに水中の ^{222}Rn 濃度は、1×10^4 Bq/m^3 から、5×10^{-3} Bq/m^3 にまで減少させることに成功している。

3.6　データ収集システム

この節では、1kt 水チェレンコフ検出器のデータ収集システムについて説明する [14]。まず、データ収集システムの概略図を図 3.13 に示す。

1kt 水チェレンコフ検出器のデータ収集システムは、主に以下の 4 つの部分に分けられる。

フロントエンド部
リアエンド部
トリガー部
オンライン計算機部

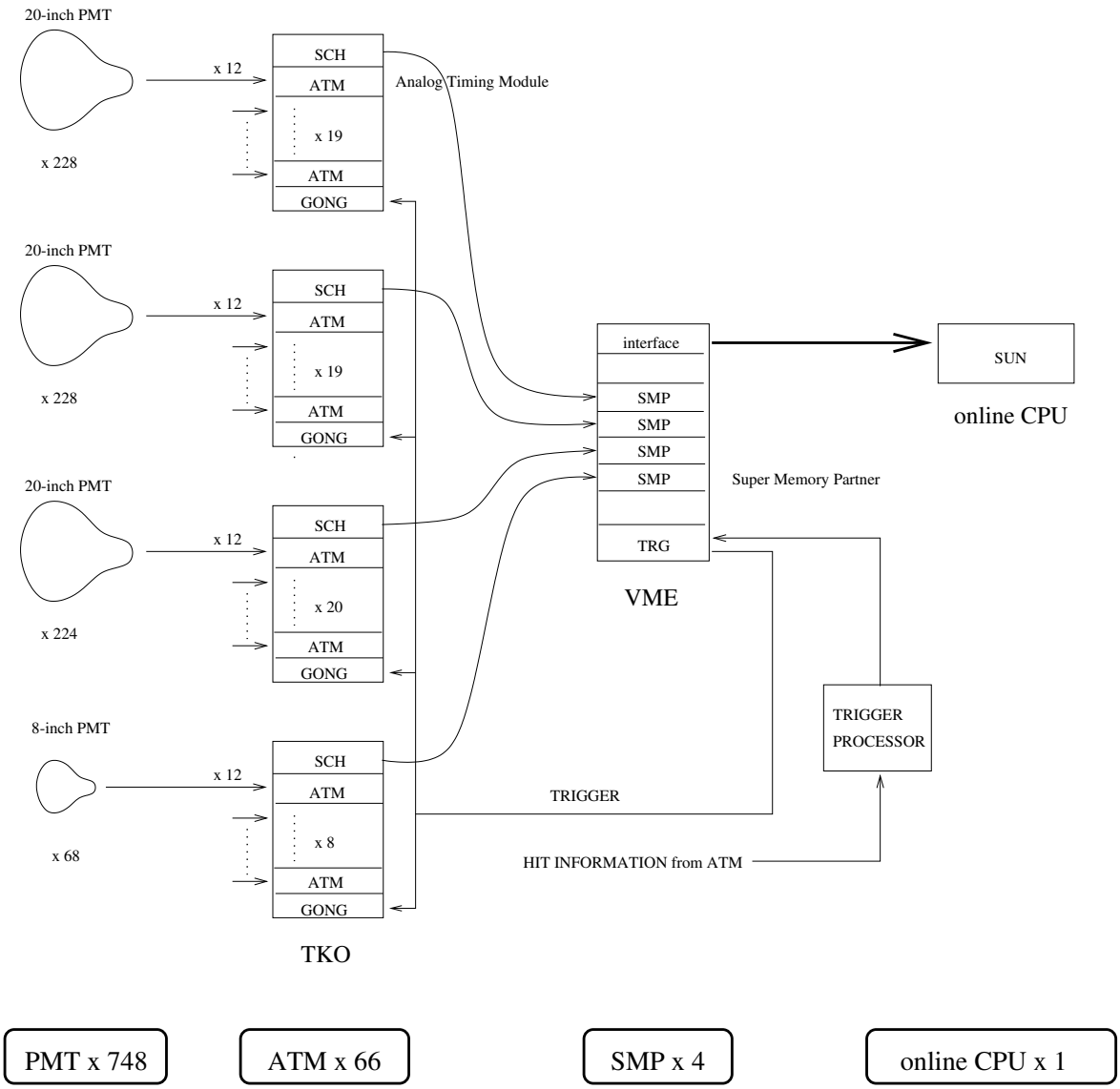


図 3.13 1kt 水チェレンコフ型検出器のデータ収集システムの概略図

フロントエンド部は、光電子増倍管からのアナログ信号の処理を担う部分である。リアエンド部では、フロントエンド部でデジタル化された時間と電荷の情報を、オンライン計算機に転送する。トリガー部では、トリガー信号やイベント番号等の管理を行う。オンライン計算機部では、リアエンド部から転送されたデータを整理して前置検出器用オンラインホスト計算機へデータを送る。

前置検出器用オンラインホスト計算機では、それぞれの前置検出器から送られてきたデータがひとつに集められ、スピルごとに整理された後、オフライン計算機に送られる。

ここで、1kt 水チェレンコフ検出器のデータ処理システムに要求される性能について考える。ニュートリノビームは 1.1μ秒 のスピル構造を持っており、1 スピル中に 2 つ以上のニュートリノ反応が起こる多重事象となる場合がある。その場合、2 つの事象の時間間隔は、1.1μ秒 以下となる。そのため、1kt 水チェレンコフ検出器のデータ収集システムは、不感時間が少なく、1 スピルごとの事象数をより正確に知ることができるシステムでなければならない。

フロントエンド部

フロントエンド部の役割は、光電子増倍管からのアナログ信号を処理し、デジタル化 (AD 変換) することである。フロントエンド部で使用される主なモジュールは、ATM、GONG、トランジェントデジタイザーである。以下で、順を追って説明する。

光電子増倍管からの信号はまず TKO[3]規格の ATM[4]と呼ばれる時間電荷測定装置により、デジタル化される。ATM は、各光電子増倍管から出力されるアナログ信号を AD 変換し、デジタル化された時間や電荷の情報を、内部に持つ FIFO [5]メモリに記録していく ADC/TDC モジュールである。また、TKO システムのアナログコントローラとしては、GONG[6]を使用している。GONG の主な機能は、トリガー部から送られてきたトリガー信号を全 ATM に分配することである。

次に、光電子増倍管の入力信号の処理について、順を追って説明する。光電子増倍管からの入力電流信号は、ATM で 4 つに分けられる。分けられた信号はそれぞれ、ディスクリミネーター、TAC、QAC、PMTSUM 出力に分けられる。PMTSUM とは、1 枚の ATM が処理する全 12 本の光電子増倍管からの電気信号の線形和である。また TAC[7]と QAC[8]は、それぞれ時間および電荷情報を電圧波高値に変換する集積回路である。

ディスクリミネーターに送られた信号が閾値を超えた場合、トリガー部へは HITSUM と呼ばれる信号が送られる。各チャンネルのヒット情報である HITSUM 信号は、トリガーシステムに集められ、その事象が取り込むべきものかどうかの判断材料として使われる。TAC/QAC に蓄えられたアナログ情報は、1.1μ秒 以内にトリガーがかかった場合、ADC/TDC に送られデジタル化されるが、デジタル化には約 5.5μ秒 かかるため、この間に不感時間が生じてしまう。しかし、ATM の入力部は各チャンネルあたり 2 つの TAC/QAC(A·B) を持っている。そのため、一方がある事象により塞がっていても、もう一方の TAC/QAC が次に起こる事象を受け付けられる状態にあるため、不感時間の少ないデータ取得を行うことが出来る。デジタル化

[3]Tristan KEK Online の略
[4]Analog Timing Module の略
[5]First In First Out の略。メモリ (記憶装置) 一種で、先に書き込んだデータから順に読み出される。
[6]GO/NoGo の略。
[7]Time to Analog Conveter の略。
[8]charge(Q) to Analog Converter の略。

された時間と電荷情報は、ATM が持っている大容量の FIFO にいったん蓄えられ、その後リアエンド部へ送られる。FIFO は読み出しと書き込みを同時に行うことが出来るので、リアエンド部へのデータ転送に伴う不感時間は存在しない。

リアエンド部

リアエンド部では、フロントエンド部でデジタル化された時間と電荷の情報を、オンライン計算機部に転送する。転送すべきデータは、ATM に格納されている光電子増倍管の出力信号の時間と電荷情報、トランジェントデジタイザーに格納されている PMTSUM の情報、そしてあとで述べる TRG に格納されている事象発生時刻、イベント番号、トリガー ID 情報である。

ATM の FIFO メモリに格納されている各事象における光電子増倍管の時間と電荷の情報は、スピルが終了した時点でメモリモジュールである SMP に転送され、全 ATM のデータが全て SMP に転送された時点で、1kt 水チェレンコフ検出器用オンライン計算機に転送される。ここでデータは事象ごとに整理され、最終的に前置検出器用オンラインホスト計算機に集められる。

トリガー部

トリガー部は、各 TKO に 1 枚ずつ設置されている SUM 回路と TRG からなり、ATM に対してトリガー信号を出すべきかどうか判断する部分である。

ATM から出力された HITSUM 信号は、SUM 回路によって足しあわされ、最終的に全ての ATM の HITSUM 信号の線形和が得られる。この信号をディスクリミネーターに通し、データとして取り込むべき事象であるかどうかを判断する。HITSUM 信号の線形和があらかじめ設定された閾値より大きければ、TRG はトリガー信号を出力し、これが各クレートの GONG を通して全 ATM に分配される。ATM はトリガー信号を受け取ると、AD 変換と FIFO への書き込みを開始する。

オンライン計算機部

1kt 水チェレンコフ検出器のオンライン計算機では、まず VME/CAMAC モジュールからデータを読み出し、次に集められたデータを事象ごとに整理し、最後に整理されたデータを前置検出器用オンラインホスト計算機へ転送している。これが各スピルにおける一連のデータの流れである。

前置検出器用オンラインホスト計算機では、各検出器用計算機が転送してくるデータを受け取ると、スピルごとにまとめてオフライン計算機に渡している。また、データはオンラインモニター計算機にも送られ、オンラインモニター計算機では、イベントディスプレイをリアルタイムで表示することができる。

3.7　1kt 水チェレンコフ検出器の現状と課題の詳細

この節では、この章の最初でも述べた 1kt 水チェレンコフ検出器の現状と課題について詳しく説明する。

3.7.1　系統誤差

表 3.2 に 1kt 水チェレンコフ検出器の現在の系統誤差を示す。各値は、1kt 水チェレンコフ検出器内で生じる事象数について見積もられる系統誤差である。表 3.2 を見てわかるように、Fiducial (物理的な解析に用いられる有効体積) からの系統誤差が 6%と比較的大きいのがわかる。この 6%の系統誤差は、現在の K2K 実験においても最も大きな系統誤差の 1 つである (現在の 1kt 水チェレンコフ検出器の有効体積を図 3.14 に示す)。この系統誤差は、有効体積を変化させた時にその体積内に含まれる事象数の、MC と測定結果との違いにより見積もられるも

表 **3.2**　1kt 水チェレンコフ検出器の系統誤差

	1999		2000						
	Jun.	Nov.	Jan.	Feb.	Mar.	Apr.	May	Jun.	Jul.
Fiducial[a]	6.0	→	→	→	→	→	→	→	→
FADC thr.[b]	1.0	→	→	→	→	→	→	→	→
E-scale[c]	1.0	→	→	→	→	→	→	→	→
BKG[d]	1.0	→	→	→	→	→	→	→	→
Multi-events[e]	3.0	→	→	→	→	→	→	→	→
FADC Error[f]	0.0	+4.8 -0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
7→9 bunch[g]	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	1.2	1.2
NC SK exp.[h]	+4.1(0.8)[j] -4.8(0.9)	→	→	→	→	→	→	→	→
Flux SK exp.[i]	+2.4(1.3) -3.4(1.7)	→	→	→	→	→	→	→	→

[a] 1kt 水チェレンコフ検出器の物理的な解析に用いられる有効体積

[b] フラッシュ ADC の閾値

[c] エネルギースケール

[d] バックグラウンドの見積もり

[e] 1 スピル内に 2 つ以上事象が発生することに対する補正

[f] フラッシュ ADC を 1/4 とりつけていなかったことによる系統誤差

[g] ビームバンチ情報を、全 9 バンチ中 7 バンチ分しかとれていなかったことによる系統誤差

[h] 中性カレント反応の断面積の不定性から見積もられる、SK で期待される事象数に対する系統誤差

[i] ニュートリノビームフラックスの不定性から見積もられる系統誤差

[j] (　) 内の数値は Super-Kamiokande との事象数の比をとることにより得られる系統誤差

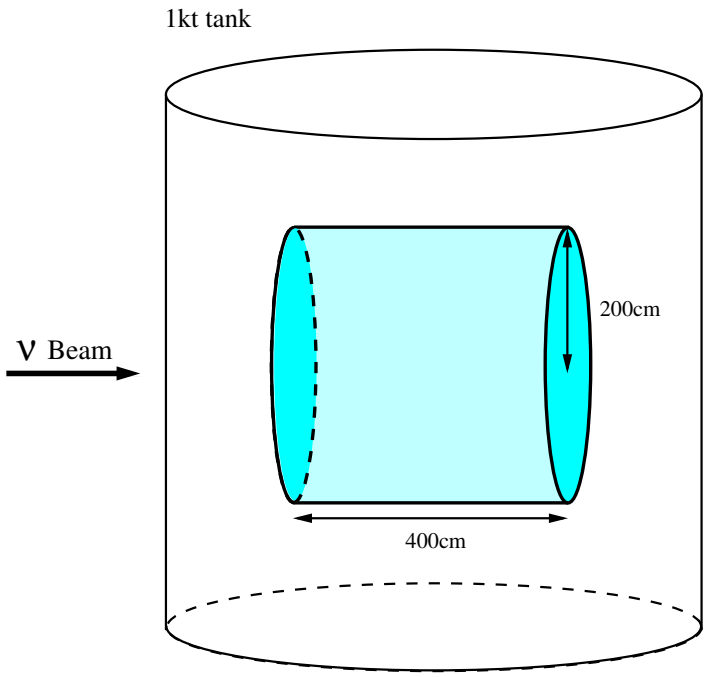


図 **3.14** 1kt 水チェレンコフ検出器の有効体積。影のついている部分が 1kt 水チェレンコフ検出器で採用されている有効体積である。

のである。この事象数の違いは、測定される荷電粒子の発生点座標が、発生点を再構成する際の分解能程度で真の発生点のまわりに分布するために生じる。

K2K 実験で実際に測定された、ビーム軸方向の荷電粒子発生点の分布を図 3.15 に示す (図 3.15 の左側でデータの値が大きいのは、MC ではシミュレートしていない岩盤などとのニュートリノ反応で発生したミューオンなどによるバックグラウンド事象のためである。なお、3.3 節で述べたように、このバックグラウンド事象は水槽のビーム上流側に外向きに取り付けられた 8 インチ光電子増倍管を用いることで落とすことが可能である)。ニュートリノ反応の断面積は非常に小さいため真の発生点は一様に分布するはずであるが、再構成された発生点の分布はデータ、MC ともに一様分布から大きくずれているのがわかる。

また、ビーム軸上の位置よって分布に違いが見られることから、荷電粒子の発生した場所によって発生点の再構成のされ方に違いがあることがわかる。この時の発生点分布の FC 事象と PC 事象[9] の割合を図 3.16 に示す。ビーム軸下流側では、検出器外へ出ていくための水中の走行距離が短くてすむため、FC 事象に比べ PC 事象の割合が高くなっているのがわかる。このため、ビーム軸下流側での発生点分布の一様分布からのずれは、PC 事象で顕著なものであると考えられる。

さらに図では、特にビーム軸下流側でデータと MC の発生点分布にも違いが見られる。これは測定で求めた発生点の方が MC に比べ、よりビーム軸下流側へ再構成されているためだと考えられるが、データの真の発生点分布がわからないため、この部分に不定性が残る。

[9] 1kt 水チェレンコフ検出器では検出器内で起こった事象の内、検出器内部で全エネルギーを失って静止した事象を FC 事象、エネルギーの一部だけを検出器内で失い検出器外へと突き抜けた事象を PC 事象と区別している (具体的には検出器内で観測された電荷情報により両者を区別している)。

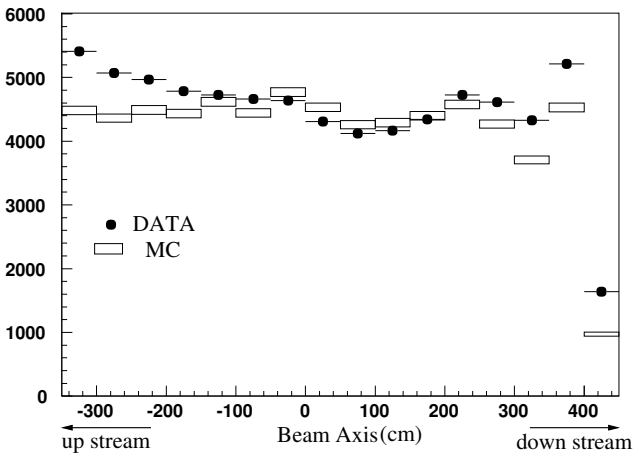


図 **3.15**　1kt 水チェレンコフ検出器内で生じた事象の発生点を、横軸をビーム軸としてプロットした図。黒丸がデータでボックスが MC である。図の左側で MC に比べてデータの値が大きいのは、MC でシミュレートしていない岩盤などとのニュートリノ反応により発生したミューオンなどによるバックグラウンド事象の効果である。なお、これらのバックグラウンド事象は、ビーム上流側壁面部に外向きに取り付けられた 8 インチ光電子増倍管を用いる事で落とすことが可能である。

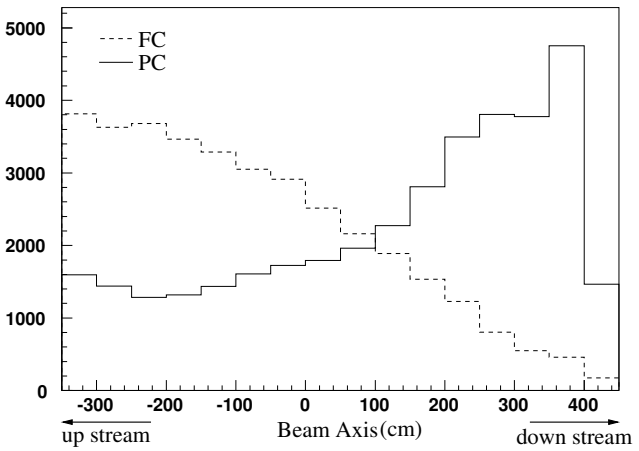


図 **3.16**　FC 事象と PC 事象の発生点分布 (データ)。実線が PC 事象で、破線が FC 事象である。ビーム軸下流側で PC 事象の割合が高いことがわかる。

以上の理由により、真の発生点を MC ではなく人為的に与えて、直接この発生点と測定結果とを比較することで実験的にこの系統誤差を確認し、さらに MC とデータでの (再構成された) 発生点分布の違いを正しく見積もる必要性から、新たに荷電粒子発生点の測定を行った (第 6 章)。

3.7.2　エネルギースケール

5.1 節で詳しく述べるが、1kt 水チェレンコフ検出器ではエネルギースケール (電荷のスケール) を求めるために、宇宙線ミューオンや、ニュートリノビームの中性カレント反応により生成された π^0 粒子などの、エネルギーのわかっているソースを用いたキャリブレーションを行っている。特に数 GeV 領域のエネルギースケールを求める際には、宇宙線ミューオンを用いたキャリブレーションを行っている。このキャリブレーションにより求められたエネルギースケールの経年変化を図 3.17 に示す [10]。

これを見ると 1999 年の 6 月から 2000 年の 6 月にかけて約 8%程度エネルギースケールが増大しているのがわかる (ただし、2000 年に入ってからは $\pm 2\%$ 程度で比較的安定している)。考

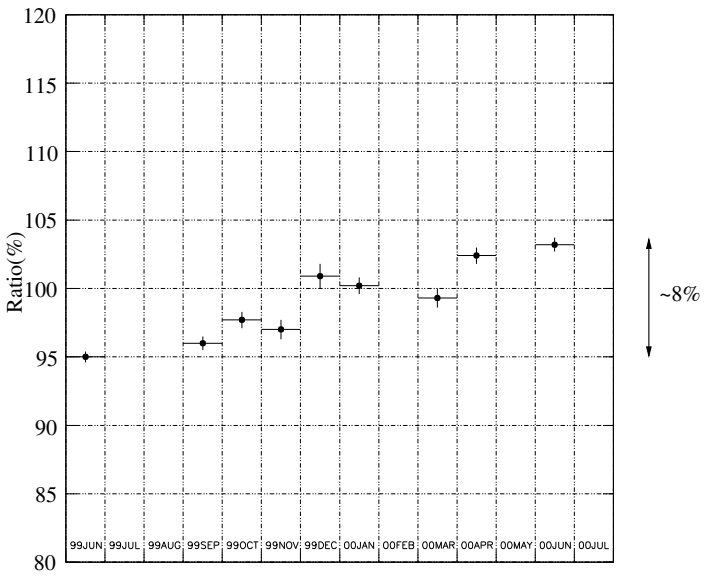


図 **3.17** 1kt 水チェレンコフ検出器のエネルギースケールの経年変化。宇宙線ミューオンの走行距離で検出器全体で検出された電荷量をわったものを時期別にプロットしたもの。図は 2000 年 1 月から 2000 年 3 月の値の平均値で規格化している。

えられる要因としては以下のものがあげられる。

1. 水槽内の水の透過率の経年変化
2. 水槽内の光電子増倍管のゲインの経年変化

この検証のために水係数キャリブレーションを行い (4.2 節)、さらにゲインの経年変化についても調べた (5.4 節)。

3.7.3 全光量分布

水チェレンコフ型検出器にとって、荷電粒子が水中を走るときに放出するチェレンコフ光の全光量および光量分布は、その荷電粒子のエネルギーや種類を決定するために欠かせない情報である。1kt 水チェレンコフ検出器の現在の全光量分布を図 3.18 に示す (黒丸はデータでボックスは MC である)。これを見ると MC に比べ、データの方が大光量側へシフトしているのがわかる。

この違いは中性カレント反応の断面積の不定性や、発生点の再構成、水係数など様々なものが複合的に作用して生じているものである。将来的には、発生点キャリブレーションを確立し、現在行われているエネルギーキャリブレーションや時間キャリブレーション、水係数キャリブレーションなどの、様々なキャリブレーションによって補正していく予定である。

現在行われているキャリブレーションについては、第 4 章および第 5 章で詳しく説明する。

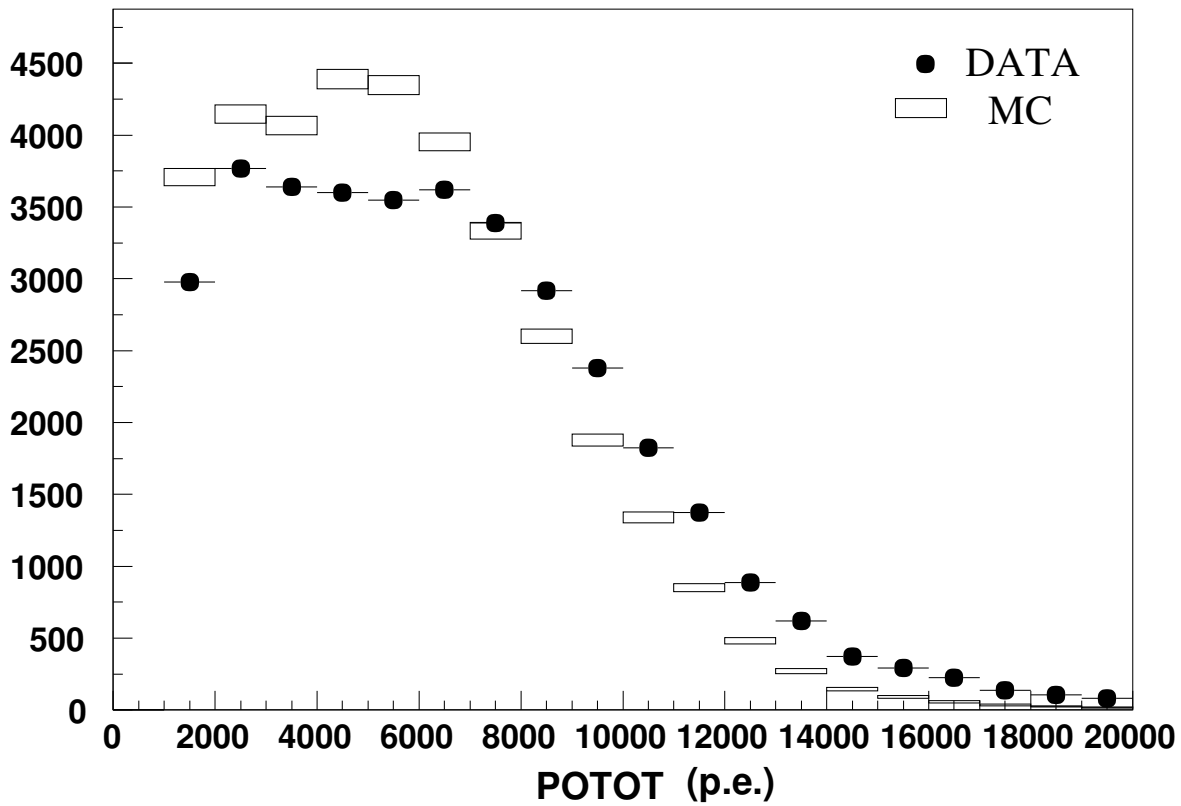


図 **3.18**　1kt 水チェレンコフ検出器の全光量分布。黒丸がデータでボックスが MC である。

第4章　1kt水チェレンコフ検出器のキャリブレーション

1kt 水チェレンコフ検出器および Super-Kamiokande で精度の良い測定を行うためには、検出器の様々なキャリブレーションを行わなければならない。
1kt 水チェレンコフ検出器では以下のようなキャリブレーションが行われている。

1. エネルギーキャリブレーション
2. 時間キャリブレーション
3. 水係数キャリブレーション
4. ATM キャリブレーション

それぞれのキャリブレーションについて以下に順を追って説明する。この内、エネルギーキャリブレーションについては別に第 5 章で詳しく説明する。

4.1　時間キャリブレーション

1kt 水チェレンコフ検出器および Super-Kamiokande で、荷電粒子の発生点や運動方向を精度よく求めるためには、各光電子増倍管がチェレンコフ光を受けた時間の情報が重要になる。当然、同時に光を受けた光電子増倍管同士からは、同じ時間情報が得られる必要がある。

そのためにはまず実験前に、人為的に同じタイミングで各光電子増倍管に光が当るようにし、それぞれで得られた時間情報が同じになるように、各光電子増倍管のタイミングのオフセット値を求めるという作業を行う。各光電子増倍管に同時に光を当てるために、1kt 水チェレンコフ検出器および Super-Kamiokande では、色素レーザーの光を光ファイバーで導き、検出器の

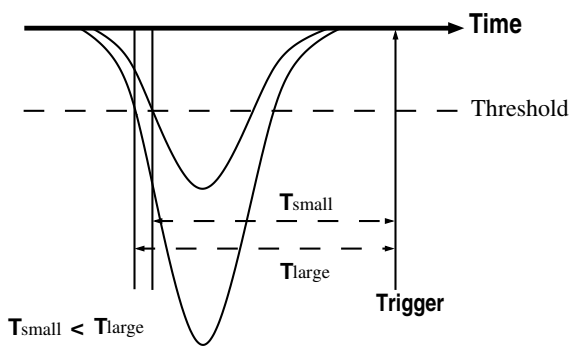


図 4.1　パルス波高の大きさの違いによる時間情報のずれ

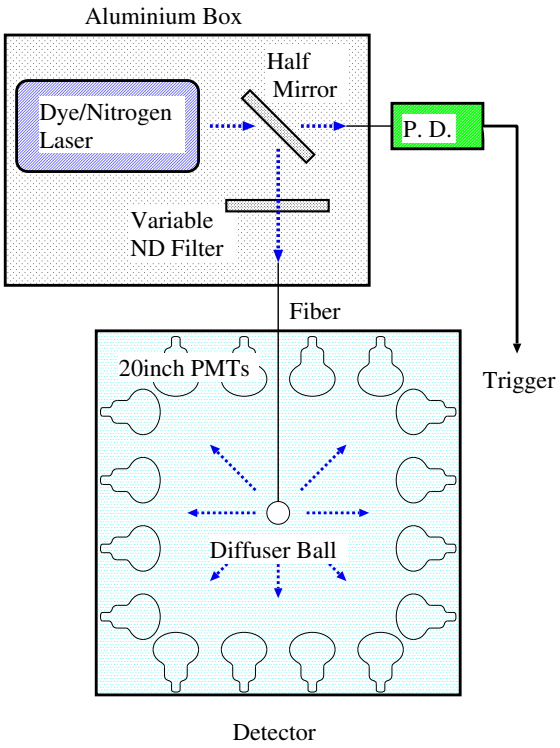


図 **4.2** 時間キャリブレーションシステムの概略図。P.D. とあるのはフォトダイオード。

中心に設置した拡散ボールを用いてほぼ等方的に放射させるという方法をとっている。また定期的に時間キャリブレーションをして、時間情報の安定性を維持する必要がある。

時間キャリブレーションシステム

エレクトロニクスが測定する時間情報は、ディスクリミネーターで設定した閾値以上の電気信号が来た時点から、ストップ信号であるトリガー信号が入るまでの時間の長さである。この時間情報は、ATM の個性の違い、または光電子増倍管が受ける光量によって違ってくる。光量の違いによる時間情報の違いの主な理由は、図 4.1 に示されるように、パルス波高の大小により閾値を越える時間 (ディスクリミネーター の動作し始める時間) が異なることである。

時間キャリブレーションシステムの概略図を、図 4.2 に示す。nsec 単位での測定が可能な光源として、パルス光でパルス幅の短い色素レーザーを用いる。光の波長はチェレンコフ光に近い 390nm を選ぶ。

レーザーから出た光はハーフミラーで 2 つに分けられ、1 つは透過率を自動で連続的に変えられる自動 ND フィルターを通過してから光ファイバーに入る。光ファイバーの先にはディフューザーボールが装着してあり、光はボールの中で散乱する。ディフューザーボールは 1kt 水チェレンコフ検出器の中心に降ろし、全ての方向に対して同時刻に光を放出する。一方ハーフミラーによって分けられたもう 1 つの光は、応答速度の速いフォトダイオードに送られ、その出力をトリガーとしてエレクトロニクスへ送る。

キャリブレーション方法は、まず各光電子増倍管の光量に依る時間情報の変化を調べるために、自動 ND フィルターを使って光量を変えて、光電子量と時間の関係を各光電子増倍管毎に求める。680 個の光電子量と時間の関係を表すテーブル(TQ-MAP)を作成し、光量による時間差を補正した後、1kt 水チェレンコフ検出器の中心から各光電子増倍管までの光子の飛行時間を考慮して、680 本全ての光電子増倍管の時間情報をそろえる。図 4.3 に測定で得られた TQ-MAP を示す。

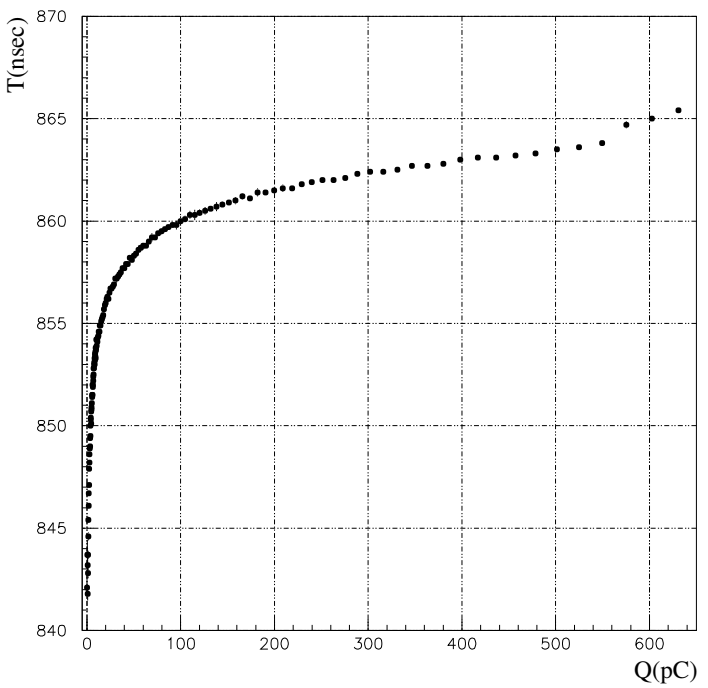


図 **4.3** TQ-MAP。横軸は光電子増倍管が受けた電荷量 (pC)。縦軸は TDC の値から TOF を引いた時間分布 (nsec)。

4.2 水係数キャリブレーション

K2K 実験で使用される水チェレンコフ型検出器の水槽内は、純粋製造装置によって不純物を極力取り除いた、純度の高い水で満たされている。しかし、水槽が非常に大型であるため、検出全光子数から荷電粒子のエネルギーを精度良く求めるためには、水槽内の水質について測定しておくことが不可欠である。

3.7 節で見たように、1kt 水チェレンコフ検出器のエネルギースケールは 1 年で 8%程度増大している。この要因としては、水の純度の経年変化とゲインの経年変化の 2 つが考えられる (ゲインの経年変化については 5.4 節で説明する)。水槽外へ突き抜ける宇宙線ミューオンを用いた解析から、宇宙線ミューオンから放射されるチェレンコフ光の解放角 43 度以上の電荷量と、検出器内で検出される全電荷量との比はおよそ 20%上昇していることが知られている (仮に水の

純度が悪くなった場合、散乱光の割合は増大する)。しかしながら、水の電気抵抗 ($\sim 10\mathrm{M}\Omega$) の測定では水の純度はほとんど変化していないという結果が出ている。

これらの水の純度に関する問題についてより理解を深めるために、Super-Kamiokande で行われているレーザー光を用いた水係数測定 [15] と同じ手法により、1kt 水チェレンコフ検出器において水係数を求める測定を行った。

水係数としては、レイリー散乱係数やミー散乱係数、吸収係数などがあるが、この節では、特にレイリー散乱係数を求めた測定について紹介し、測定から得られたキャリブレーションの結果について説明する。

散乱係数測定の概要

電磁気学により、入射光量と散乱光量との比はレイリー散乱係数 $\mathrm{C_{RAY}}$ と光の波長 λ を用いて次のように表される。

$$\mathrm{R} \quad = \quad \mathrm{C_{RAY}}/\lambda^4 \tag{4.1}$$

R は散乱光量を入射光量でわったものである。

この式を用いて散乱係数 $_{\mathrm{C_{RAY}}}$ を求めるため、入射光量と散乱光量を測定する必要がある。さらに、精度の良い測定を行うためには、異なる複数の波長で測定を行わなければならない。

これらの要求を満たすために、次に説明するような散乱係数測定システムを用いた。

散乱係数測定システム

1kt 水チェレンコフ検出器および Super-Kamiokande で行われている散乱光測定の概念図を図 4.4 に示す。

1kt 水チェレンコフ検出器における、水の散乱係数測定システムは、図 4.2 のディフューザーボールをレーザーの放出角を調整するための光学レンズに置き換えたものである。これにより光ファイバーから送られたレーザ光を、好きな絞り角で放出させる事が可能となる (レーザーのビームサイズを細く絞ることで、入射光や散乱光、反射光の分離を容易にしている)。

光源としては、波長を自由に選ぶ事の出来る色素レーザー[1]を用いている。この光を光ファイバーで水槽内へ導き、ファイバーの直後にとりつけた光学レンズを通して光を絞った後、水槽下面部へ向けて光を放出させる。この時、水槽下面部に取り付けてある光電子増倍管で検出される光量から、入射光量を得ることが出来る。水槽の上面部および壁面部の上側は水槽下面部のレーザー光が直接当たっている位置から距離が離れているため、水槽下面部で反射した光は水中の分子などで散乱された光よりも遅れて到達する。このため水による散乱光と、光電子増倍管光電面からの反射光とを光の到達時間の違いにより区別する事が可能となる。

[1]色素レーザーは窒素レーザーと色素レーザーモジュールで構成されている。色素レーザーモジュール内には、溶解液中に有機色素を入れたセルがあり、色素は窒素レーザーの光で励起され発光する。色素の種類によって発光スペクトルが異なるため、適当な色素を選ぶ事によって 360 nm$\sim$ 700 nm の波長を出すことが可能である。また、レーザー共振器内には回折格子も取り付けられており、これを用いることで単色の波長を選択することが出来る。

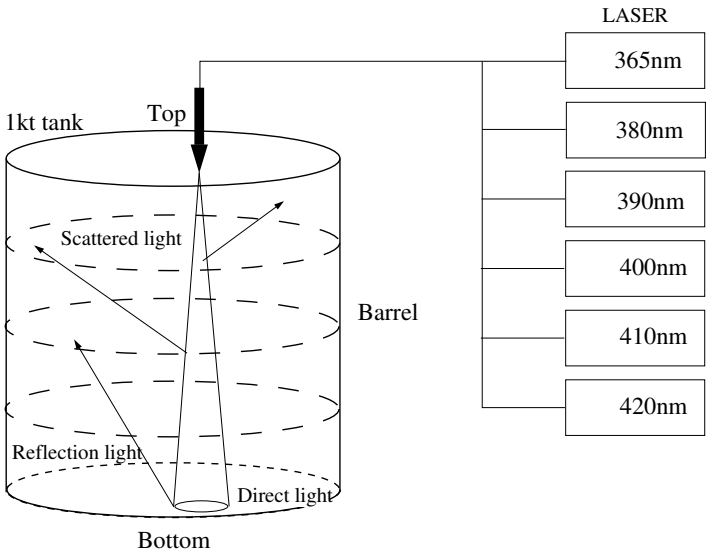


図 **4.4** 散乱光測定の概念図

測定結果

この測定で得られる典型的なイベントディスプレイを図 4.5 に示す。光学レンズにより、ビームの放射角を良く絞れているのがわかる (ビームの解放角 5.5 度)。波長を $365 \sim 420$ nm の間で変化させて測定を行った結果を用いて、直接光と散乱光との比 R についてプロットしたものを図 4.6 に示す。式 4.1 の C_{RAY} をフィットの変数として求まったフィッティングの結果から、波長 λ の指数は $\sim 3.85 \pm 0.05$ と求まり、水係数として C_{RAY} だけを仮定した測定が正しく行われていることがわかる。

C_{RAY} は、これを自由変数とした MC シミュレーションから、最尤法により求められる。最尤点を評価するための式は次のように表される。

$$\chi^2 \quad = \quad \sum^{\lambda} \frac{(R_{DATA} - R_{MC})^2}{\sigma^2} \tag{4.2}$$

ここで、R は上で述べた直接光と散乱光との比である。この χ^2 分布を図 4.6 の結果について求め、χ^2 が最小値をとる C_{RAY} を求める。図 4.7 にその χ^2 分布を示す。これから χ^2 が最小となる C_{RAY} は 0.70 ± 0.05 と求められた。この値から $\lambda = 400$ nm での散乱長は 150 m であることがわかった。

得られた C_{RAY} を用いて最適化した MC と、データの水槽上面部に到達する散乱光と反射光の時間分布を図 4.8 に示す。MC に比べデータの反射光の時間分布に含まれる事象数の割合に違いが見られるが、散乱光については良く一致しているのがわかる[2]。

[2]図では事象数の割合の他に ~ 5 nsec 程度の違いが見られる。これは Super-Kamiokande での測定においても見られるが、理由については不明な点が多い

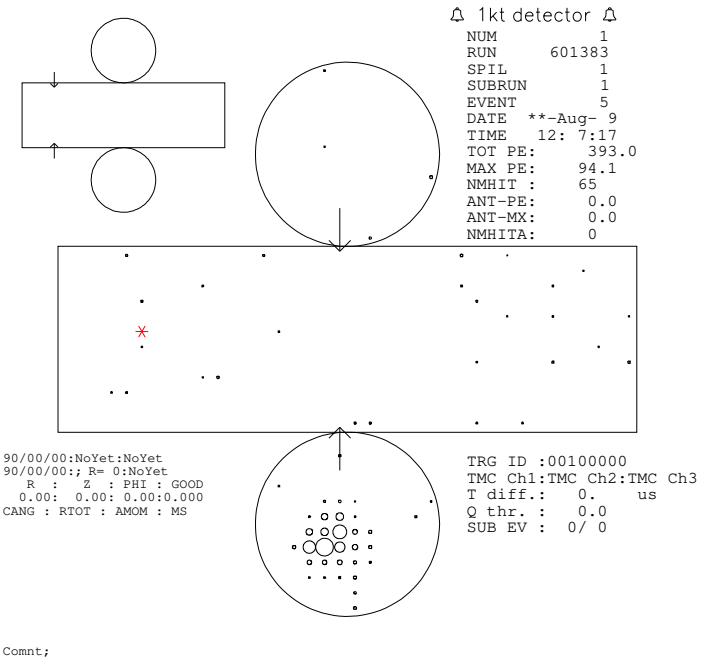


図 4.5 散乱光測定のイベントディスプレイ

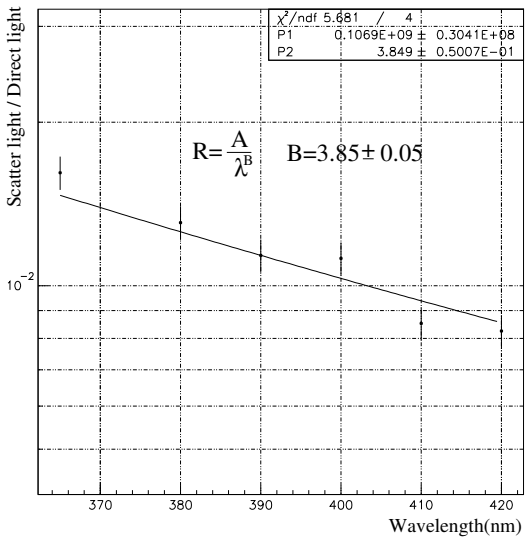


図 4.6 入射光量と散乱光量の比 R を各波長ごとにプロットした図

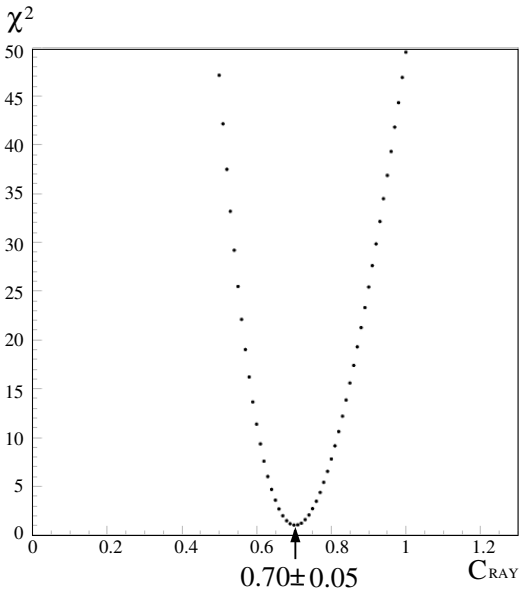


図 4.7 χ^2 最小値を与える $\mathrm{C_{RAY}}$

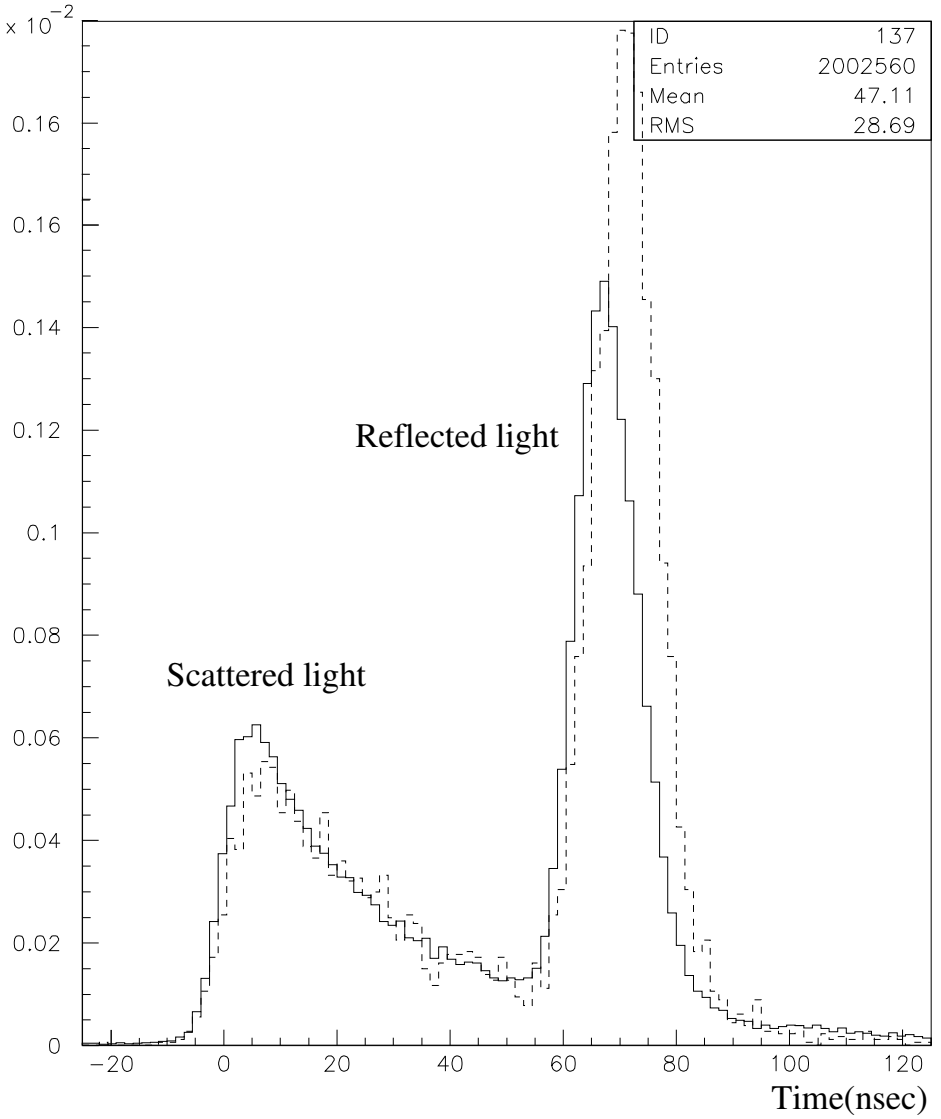


図 **4.8** 散乱光と反射光の時間分布。実線はデータで、破線は MC を表す。

まとめと今後の予定

散乱光係数測定からレイリー散乱係数は 0.70 ± 0.05 と求められた。これから波長 $\lambda = 400$ nm での散乱長は 150 m であることがわかった。

今後この測定を定期的に行うことにより水質の時間的な変化をモニターし、3.7 節で見たようなエネルギースケールの経年変化の結果と比較検討することが可能である。

今回のキャリブレーションではレイリー散乱係数のみを仮定したが、吸収係数や、ミー散乱係数等も考慮した解析も進められている。

4.3　ATM キャリブレーション

3.6 節でも説明したように、1kt 水チェレンコフ検出器に取り付けられている 748 本の光電子増倍管から送られるアナログ信号を、デジタル信号に変換する時間電荷変換装置が ATM である。このため、入力された時間と電荷のアナログ信号をデジタル信号に変換する際の線形性が重要となる。

図 4.9 に ATM に入力されたアナログ信号と ATM で変換されたデジタル信号の、電荷と時間についての線形性を示す。図を見るとわかるように、電荷直線性と時間直線性は悪く、ADC カウントから電荷に、あるいは、TDC カウントから時間に変換する際に、1 次関数を用いることはできない。そこで、すべての ATM の全チャンネルについて、電荷を 10pC きざみで変えたときの ADC カウント値と、時間を 10nsec きざみで変えたときの TDC カウント値をあらかじめ測定しておき、各点の間は直線で補間する。こうし求めた折れ線を用いて、ADC/TDC カウント値を電荷/時間に変換する。この方法を用いることにより、実際に測定されるカウント数と折れ線で変換して得られるカウント数のずれは、ADC/TDC ともに、1 カウント以内におさまっている [16]。

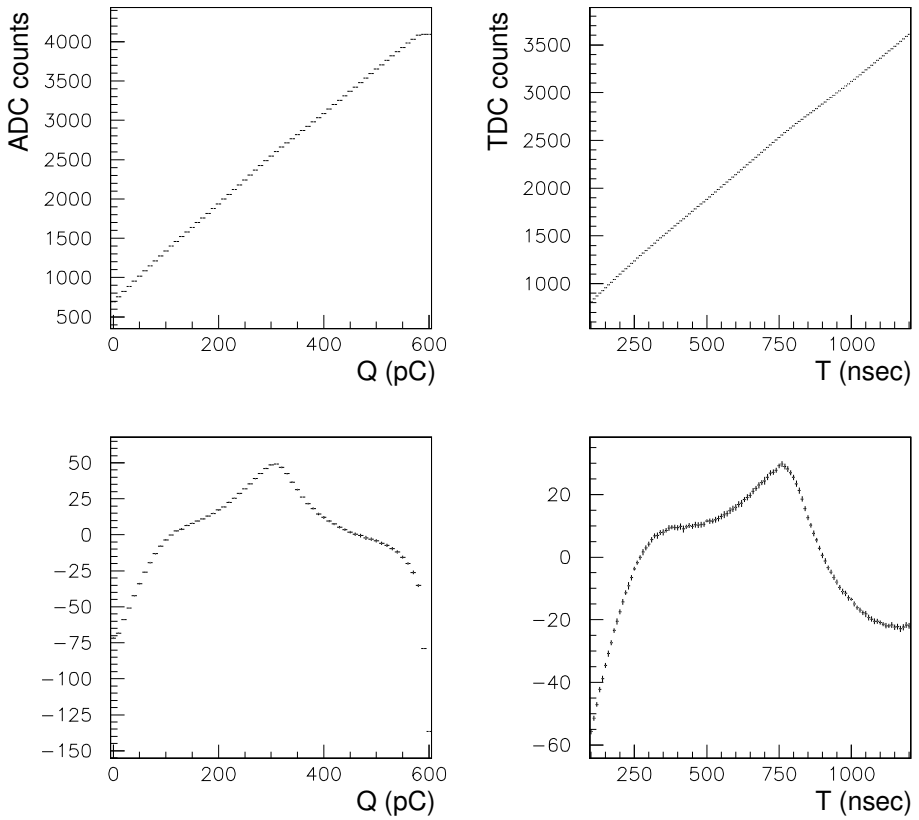


図 **4.9**　ATM の電荷直線性と時間直線性。左の 2 つが電荷直線性、右の 2 つが時間直線性の図である。下の図は、直線フィットからのずれを表している。

第5章　エネルギーキャリブレーション

この章では、1kt 水チェレンコフ検出器で行われているエネルギーキャリブレーションについて説明する。

1kt 水チェレンコフ検出器では、大きく分けて絶対的エネルギーキャリブレーションと相対的エネルギーキャリブレーションの 2 種類のエネルギーキャリブレーションが行われている。絶対的エネルギーキャリブレーションでは、検出器内で荷電粒子が放出するチェレンコフ光を電荷情報として検出し、その走行距離から単位長さ当りの電荷量を求め、これを用いて MC シミュレーションのエネルギースケール (単位長さ当りの電荷のスケール) をキャリブレーションしている。また、エネルギースケールは水槽内の水質の変化や、光電子増倍管のゲイン変化などにより変化することも考えられるため、定期的に測定している。

相対的エネルギーキャリブレーションとは、この章でも述べているように、Xe フラッシュランプなどの人工的な光源をソースとして、検出器のゲインのばらつき等を較正するものである。また、一度ゲインをキャリブレーションした後でも、光電子増倍管周辺の水温の変化などによりゲイン分布が変動する可能性があるため、定期的にキャリブレーションを行い、ゲインの安定性をモニターすることが重要である。

次節以降で、この 2 つのエネルギーキャリブレーションについて順を追って説明する。

5.1　絶対的エネルギーキャリブレーション

エネルギーを正確に測定するためには、エネルギーの絶対値を精度良く求める必要がある。エネルギーの絶対値は次のような手順により決めている。まず、エネルギーのわかっているソースを用いて測定する。次に測定結果を再現するように MC シミュレーションを調整し、その結果をもとに、光電子増倍管で得られる電荷情報とエネルギーの関係を求める。その関係から実際の電荷情報をエネルギーに換算する。

1kt 水チェレンコフ検出器では次のような絶対的エネルギーキャリブレーションが行われている。

5.2　宇宙線ミューオンによる方法

宇宙線起源のミューオンはエネルギーが高いので、数 GeV 領域のエネルギーキャリブレーションに使われる。

5.2.1　水槽外突き抜けミューオンによる方法

検出器外へと突き抜けた宇宙線ミューオンに対して、入射点と突き抜け点からミューオンの走行距離を同定することができる。検出器全体で検出した電荷量を、求められた走行距離でわることにより、単位長さ当たりの電荷量 (チェレンコフ光量) が求められる。この測定値を使って MC シミュレーションのエネルギースケール (電荷のスケール) をキャリブレーションしている。

この単位長さあたりの電荷量の経年変化をプロットしたものを図 5.1 に示す。これを見ると昨年の 6 月から今年の 6 月にかけて約 8%程度エネルギースケールが大きくなっているのがわかる (ただし、今年に入ってからは $\pm 2\%$ 程度で比較的安定している)。

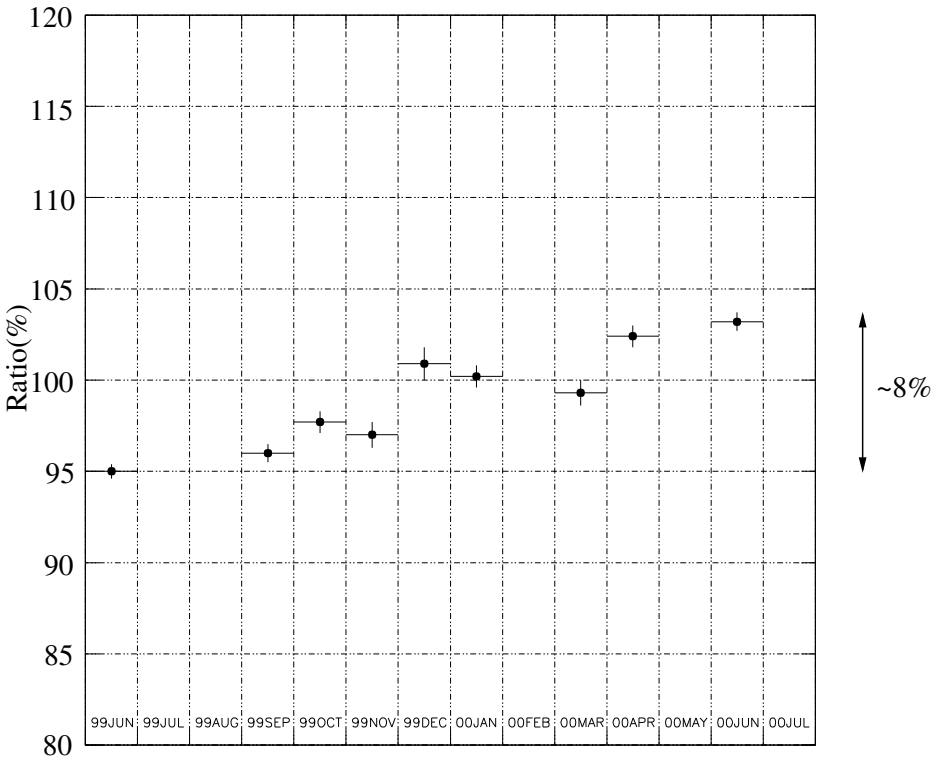


図 **5.1**　1kt 水チェレンコフ検出器のエネルギースケールの経年変化。宇宙線ミューオンの走行距離で検出器全体で検出された電荷量をわったものを時期別にプロットしたもの。図は 2000 年 1 月から 2000 年 3 月の値の平均値で規格化している。

5.2.2 水槽内静止ミューオンによる方法

検出器に入射してくる宇宙線起源のミューオンのうち、検出器内で崩壊し電子を放出するものがある。崩壊により生じた電子の崩壊点から、検出器内で静止した宇宙線ミューオンの終点が求められる。求められたミューオンの終点と入射点から、静止するまでのミューオンの走行距離が求められ、単位長さ当たりの電荷量(チェレンコフ光量)を求めることが出来る。この方法により、水槽外突き抜けミューオンのエネルギーキャリブレーションの結果を確認している。

5.3 π^0 粒子による方法

加速器で生成されたニュートリノビームの中性カレント反応により π^0 粒子が生成される。π^0 粒子の崩壊による 2 つの γ 線の光量を検出し、π^0 粒子の不変質量を組む。検出された電荷量から、実際の π^0 粒子の不変質量を再現するように MC シミュレーションを調整することで、電荷量とエネルギー(不変質量)との関係を求める。これにより、100MeV の領域でエネルギーキャリブレーションの確認を行う事が出来る。

5.4 相対的エネルギーキャリブレーション

相対的エネルギーキャリブレーションとして、1 kt 水チェレンコフ検出器ではシンチレーターボールを用いたゲインキャリブレーションを行っている。水チェレンコフ型検出器にとって、荷電粒子が水中を走る時に放射されるチェレンコフ光の全光量および光量分布は、その荷電粒子のエネルギーや種類を知る上で欠かせない情報である。正確な光量情報を得るためには検出器である光電子増倍管間のゲインを正しく知る必要がある。

1kt 水チェレンコフ検出器には口径 20 インチの光電子増倍管が 680 本取り付けられている。これら全ての光電子増倍管のゲインをシンチレーターボールを用いてキャリブレーションする。

ボールのシンチレーション光とチェレンコフ光の検出結果の違いは約 5%のばらつきを持つため、全ての光電子増倍管のゲインのばらつきを 5%程度に抑え、かつその安定性をモニターすることが目的である [17]。

Super-Kamiokande では大気ニュートリノによるニュートリノ振動や陽子崩壊などの解析からの要請で、検出器の場所によるゲインの偏りは 3%以内におさえられている。サイズは異なるが同様のことが 1kt 水チェレンコフ検出器でも要求されるため、場所によるゲインの偏りを 3%に抑えることを目標とした [18]。

また、前節で見たようなエネルギースケールの+8 %の経年変化が、ゲインの経年変化によるものなのかについて確認を行った。

次節では、現在のゲインキャリブレーションについて簡単に説明しておく。

5.4.1 ゲインキャリブレーションシステム

ゲインキャリブレーションシステムの概略図を、図 5.2 に示す。比較的安定な光源として Xe フラッシュランプを用いている。放出された光はフィルターを通して光ファイバーに入り、その後二手に分けられる。一方の光は、検出器中央にある球形のシンチレーターボールに導かれ、

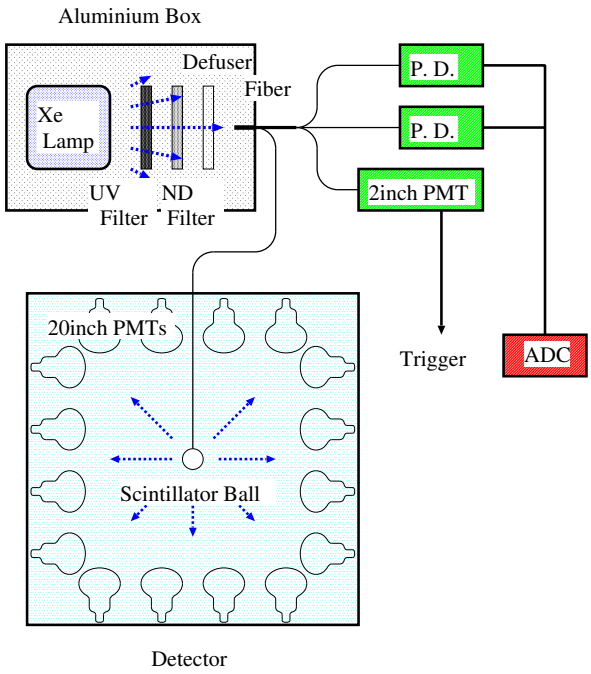


図 **5.2**　ゲインキャリブレーションシステムの概略図。P.D. と書かれているのはフォトダイオードで、光源である Xe フラッシュランプの光量安定性をモニターするためのもの。

そこで検出器全体に等方的に放出される。もう一方は、Xe フラッシュランプの光量をモニターするための二つのフォトダイオードと、トリガータイミングを与えるための光電子増倍管へと導かれる [17]。

5.4.2　基準光電子増倍管

1kt 水チェレンコフ検出器については第 3 章でも紹介しておいたが、ゲインキャリブレーションについて述べる際に必要と思われるため、必要な部分について簡単に補足しておく。図 5.3 に 1kt 水チェレンコフ検出器の展開図を示す。

1kt 水チェレンコフ検出器は内水槽と外水槽とに分けられ、内水槽には計 680 本の 20 インチ光電子増倍管が、壁面部に 456 本、上面部、下面部に 112 本ずつ取り付けられている。また壁面部は下方から上方へかけて 12 層に区分でき、上面部、下面部はその半径によって 6 つのリングに区分する事ができる。1kt 水槽内に取り付けられる前に、あらかじめ印加電圧値の調節によりゲインを較正されたものを基準光電子増倍管と呼ぶ。内水槽の 680 本の光電子増倍管の内、図 5.3 中の黒丸で示された部分に取り付けられている 103 本がその基準光電子増倍管である。

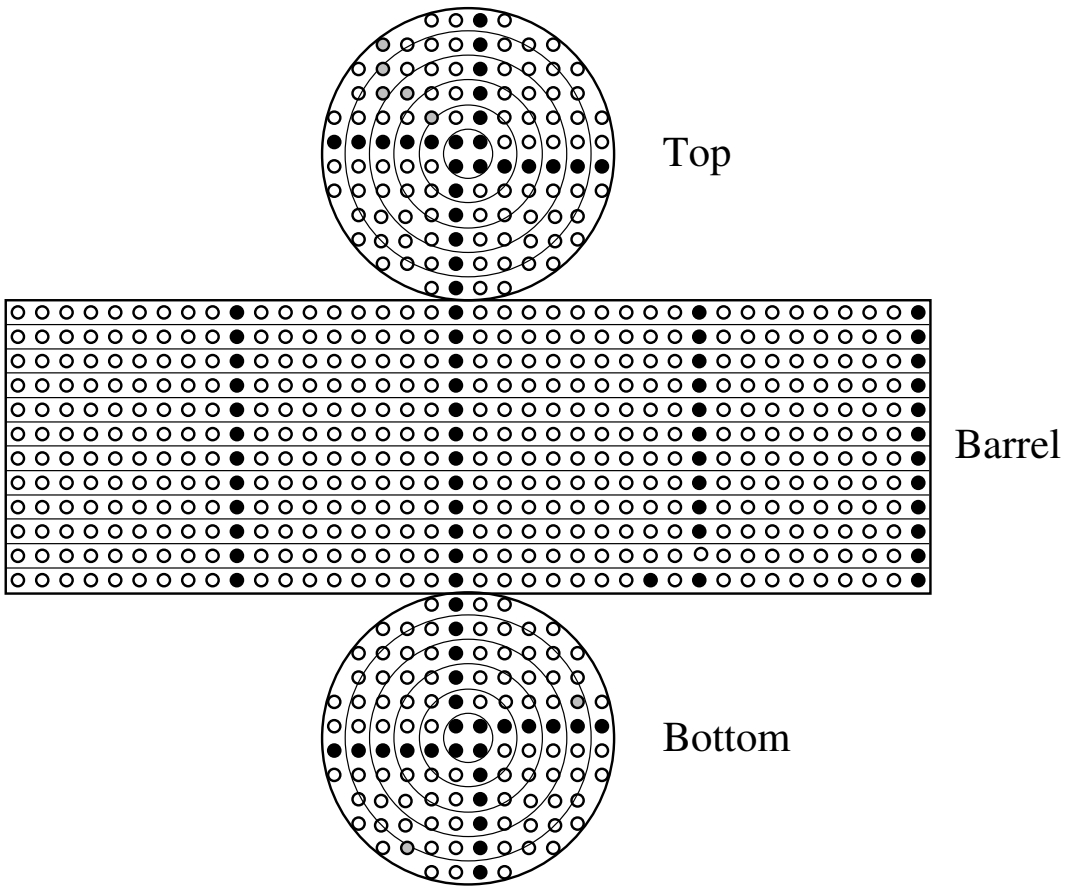


図 **5.3** 1kt 水チェレンコフ検出器の展開図。黒丸が基準光電子増倍管、灰色の丸が予備の基準光電子増倍管。壁面部は下方から、1 層から 12 層まで区分される。上面部、下面部は内側から、リング 1 からリング 6 まで区分される。

5.4.3　ゲインキャリブレーション

1kt 水チェレンコフ検出器では、以下の二つの手順によりゲインキャリブレーションしている。

1. 印加電圧値の調節
2. ゲインテーブルの作成

初めに全 680 本の光電子増倍管について、水槽内へ取り付ける前に印加電圧の調節を行い、各光電子増倍管のゲインが一定値になるようにする。印加電圧値の調節には自ずと限界があるため、各光電子増倍管のゲインのばらつきや、水槽内の場所によるゲインの偏りをソフトウェアで補正するためのゲインテーブルを作成する。ゲインテーブルを解析時に使用することにより、ゲインをさらに微調整することが可能となる。次節ではこの 2 つについて説明する。

印加電圧値の設定

先に述べた基準光電子増倍管 103 本のゲインキャリブレーションは、印加電圧値の調節により行われた。作業は、光電子増倍管を水槽内に取り付ける前に、空気中で磁場の影響を殆んど受けないような環境下で行われた。地磁気や他の磁場の影響を遮断した測定を行うために、このキャリブレーションではミューメタルで作られた暗箱を用いており、暗箱内の磁場は 20mG 以下におさえられている。

ここで、ゲインと印加電圧値との関係について説明しておく。光電子増倍管のゲインは陽極と陰極 (光電面) での電子の数の比によって決まる。各ダイノード間の電圧が一定の時、各ダイノードあたりの二次電子放出比を δ、ダイノードの数を N とするとゲイン G は次式のように表される。

$$G \;=\; \delta^N$$

δ は各ダイノード間の電圧 V_{dynode} の関数で

$$\delta \;=\; aV_{dynode}^{\alpha}$$

と表される。ここで a は定数であり、α はダイノードの形や材質によって決まる値である。測定から 20 インチ光電子増倍管の場合 $\alpha \simeq 0.8$ であることがわかっている (ちなみにダイノードの数 N は 11 である)。したがって、光電子増倍管のゲインは陽極陰極間の電圧 V の関数として次式のように表すことが出来る。

$$G \;=\; \left(\frac{\alpha}{(N+1)^{\alpha}}\right)^{N} \cdot V^{\alpha N} \tag{5.1}$$

次に具体的な印加電圧値の設定方法について簡単に説明する。まず 103 本の基準光電子増倍管から無作為に 3 本の光電子増倍管を選び、そのゲイン G を測定する。キャリブレーション期間中の Xe フラッシュランプの出力変動は大きくても 1%以下であることが、測定からわかっている [17]。そのため、抽出した 3 本の光電子増倍管のゲインのばらつきが 1%未満になるように、印加電圧を適切な値に設定する。1%以下に収まった 3 本の光電子増倍管のゲインの平均値をゲインの基準値 G_{std} とする。

印加電圧値の決定方法は、20 インチ光電子増倍管に浜松ホトニクスが測定した値から、6×10^6 倍のゲインが得られる印加電圧をかけたときのゲイン G を測定する。ゲイン G とゲインの基準値 G_{std} とのずれが 1%未満なら、印加電圧値はこの値で決まる。ゲイン G と基準値 G_{std} とのずれが 1%以上の場合には、式 5.1 から印加電圧の目標値 V_{new} が次の形で求まる。

$$V_{new} = V\left(\frac{G_{std}}{G}\right)^{\frac{1}{\alpha N}}$$

この関係式を用いて、ゲイン G とゲインの基準値 G_{std} とのずれが 1%未満になるまで印加電圧値の調整を繰り返す。

以上の操作により、印加電圧値の調節を行う前 (浜松ホトニクスが測定した値からゲイン 6×10^6 倍のゲインが得られる印加電圧をかけたとき) のゲイン分布の σ が 9.3%であったものを、印加電圧値の調節後では σ を 0.5%に調節した。残り 577 本の光電子増倍管については浜松ホトニクスがいう増倍率 10^7 の値に対して 6×10^6 になるような値を設定した [17]。

3.3 節で述べたように、1kt 水チェレンコフ検出器の外側には、地磁気やそのほかの外部磁場を打ち消すために磁気補償コイルが取り付けられている。磁気補償コイルに流す電流値は、光電子増倍管上の磁場が 100mG 以下である地点を最大とするように決定されている。そのため、光電子増倍管を水槽内に取り付けた際のゲイン分布は、検出器周辺の磁場の影響により拡がってしまう。この印加電圧値の設定だけでは補正しきれないゲイン分布を、ゲインテーブルを作成することでソフトウェア的に補正している。次節でゲインテーブル作成の方法について説明する。

ゲインテーブル

前節で述べた印加電圧値の調節によるゲインキャリブレーションよりもさらに細かいゲインの調整は、各光電子増倍管についてのゲインテーブルを作成することでソフトウェア的に行っている。以下にゲインテーブル作成の方法を示す。

ある光電子増倍管についての補正されたゲイン G_{cor} は、ゲイン G、ゲイン補正因子 C_G を用いて

$$G_{cor} = \frac{G}{C_G} \tag{5.2}$$

のように書き表される。これを C_G について書くと、

$$C_G = \frac{G}{G_{cor}} \tag{5.3}$$

と書き直せる。この C_G が、ある光電子増倍管についての求めるべきゲインの補正因子である。よってゲインテーブルを求めるためには、各光電子増倍管について基準となるゲイン値 G_{cor} を決定し、各光電子増倍管のゲイン G との比をとれば良い。ここで言う基準値となるゲインは、前節で決定した基準光電子増倍管のゲインの事である。実際には図 5.3 にあるように各層 (壁面部) 各リング (上面部、下面部) には基本的に 4 本ずつの基準光電子増倍管が存在する。そこで、各層、各リング毎に基準光電子増倍管のゲインを G_{std} とした時、その平均値 $\overline{G_{std}}$ と、同一層、同一リングに存在する光電子増倍管のゲインとの比をとることにより、ゲイン補正因子

C_G を得る。よってある層 (リング) に位置するある光電子増倍管についてのゲイン補正因子は次式のように表現される。

$$C_G = \frac{G}{\overline{G_{std}}} \tag{5.4}$$

ここで $\overline{G_{std}}$ はある層 (リング) の基準光電子増倍管のゲインの平均値の事である。

適当な光量下ではゲインは電荷量と比例関係にあるので、式 5.4 は光電子増倍管の電荷量 q を用いて、次のように書き直せる。

$$C_G = \frac{q}{\overline{q_{std}}} \tag{5.5}$$

ここで q_{std} はある光電子増倍管が得た基準電荷量 (基準値) のことである。

図 5.3 を見てもわかるように、同一リング内では水槽中央に置いたシンチレーターボールと光電子増倍管との距離に違いがあるため、式 5.5 の電荷量は位置に依存してしまい、単純に比をとるだけでは正しいゲインテーブルを得ることが出来ない。そこで具体的には、ある光電子増倍管が得た電荷量 q に以下に示すような位置に依存する効果を補正するための補正因子をかける。

$$q_{cor} = C(l, f, g)q \tag{5.6}$$

今のようにゲインテーブルを作成する場合、q_{cor} の単位については特に必要ない。そのため、q_{cor} としては光電子増倍管の受けた電荷量 q に比例し、光電子増倍管の位置に依存しないような量であればよい。この要求を満たす補正因子 $C(l, f, g, h)$ は次のように書き表される。

$$C(l, f, g) = \frac{l^2}{f(\theta_{ball})g(\theta_{pmt})h(l)} \tag{5.7}$$

- l : シンチレーターボールから光電子増倍管までの距離
- f : シンチレーターボールの θ_{ball} 方向の光量の非一様性を補正する関数
- g : シンチレーターボールから見た光電子増倍管の見込み角に対する (θ_{pmt}) 補正関数
- h : 水中での光の減衰率の補正関数 (半減長 ~ 90 m)

角度等については図 5.4 を参照。

ここで、関数 f、g について簡単に説明しておく。シンチレーターボールが放射する光の非一様性については、ボールの緯度方向、経度方向に放射する光量の測定から補正する。空気中での測定から、シンチレーターボールの緯度方向についての光量分布は $\pm 2\%$以内に収まっており、この補正は行わずにエラーとして含めた ([17]、付録 A)。

経度方向については以下の関係式が求められている。

$$f(\theta_{ball}) = 0.956 + 0.045\cos\theta_{ball} + 0.003\cos^2\theta_{ball} - 0.008\cos^3\theta_{ball}$$

θ_{ball} は光ファイバーを軸として光が出る方向を 0 度としたときの緯度方向の角度を意味する。この場合、水槽下面部の中心が 0 度で、水槽の高さの中心が 90 度、水槽上面部の中心が 180 度となる。

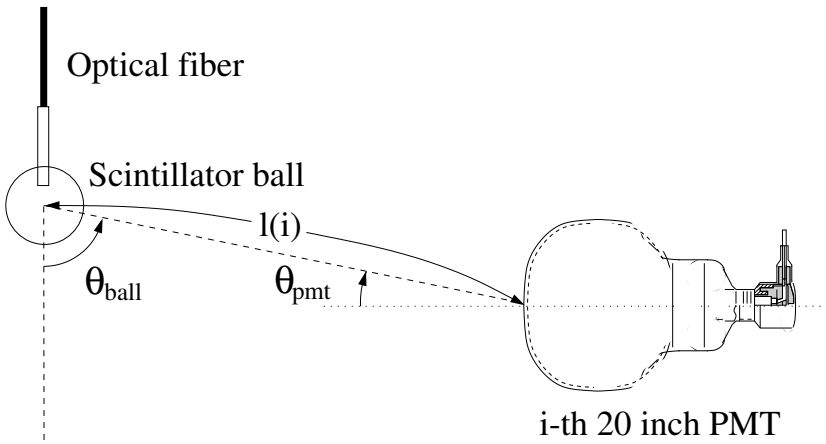


図 **5.4** 補正項の各変数

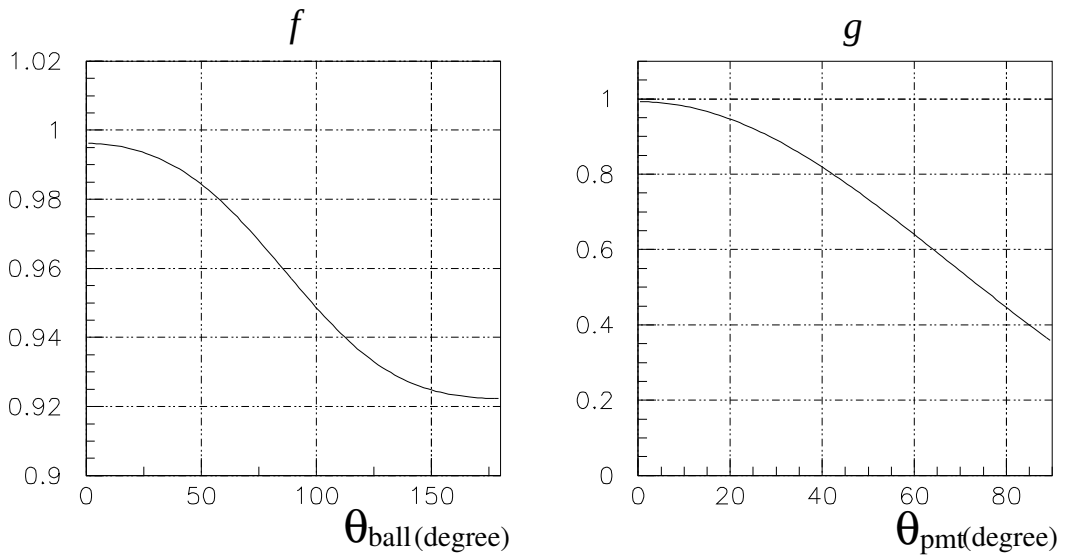


図 **5.5** 補正関数。左図がシンチレーターボールの経度方向の光量分布補正 g で、右図が光電子増倍管の見込み角補正関数 f を表す。左と右でスケールが異なっている事に注意。

光電子増倍管への見込み角に対する補正の必要性は、20 インチ光電子増倍管の独特な形状によりシンチレーターボールから見る光電面の大きさが各光電子増倍管によって異なるからである。そのために光が光電子増倍管に入射する角度によって、得られる電子量の情報も変わってくる。測定により、この入射する角度 (見込み角) に依存する関数 $g(\theta_{pmt})$ は次式のように表される。

$$g(\theta_{pmt}) \quad = \quad 0.354 + 0.510\cos\theta_{pmt} + 0.116\cos^2\theta_{pmt} - 0.012\cos^3\theta_{pmt}$$

θ_{pmt} は光電子増倍管の光電面の中心から外向きの法線方向に沿う方向を 0 度としたときの角度である [17]。図 5.5 に各補正関数を示す。

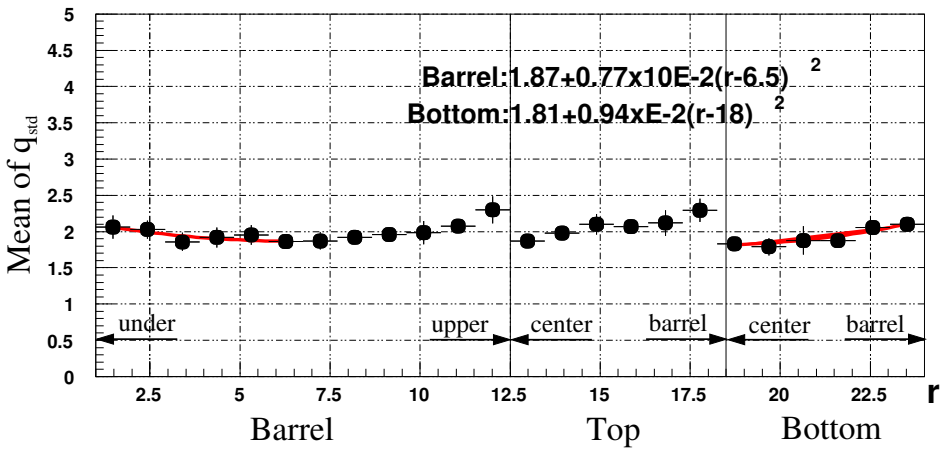


図 **5.6**　基準値の分布。Barrel 部分は下方から上方へ向けて 12 層分を、また Top、Bottom 部分は中心から壁側へ向けて 6 リング分の基準値を示す。水槽下半分の補正電荷量の平均値をフィットすることにより基準値を決めている。図中の Barrel、Bottom の式はフィットにより求めた基準値の関数である。

式 5.7 で示された補正因子 C を用いることにより得られた、各層、各リング毎の基準光電子増倍管の補正された電荷量の平均値 (基準値) $\overline{q_{std}}$ の分布は図 5.6 のようになる。水槽の端側で値が大きくなっているのは、光電子増倍管光電面での光の反射が考えられる。測定の結果から光電面の法線方向に対して 60 度以内で入射する光の反射率は約 30%ある。そのために光電面で反射した光を別の光電子増倍管が受ける可能性がある。また、水槽の上下で非対称なのは検出器周辺の磁場の影響であると考えられる。これは光電子が磁場の影響で曲げられ、ダイノードに効率的に受け止められなくなるためである。水槽付近の磁場の測定により、水槽下半分での磁場は比較的小さいことがわかっている ($\sim$ 数十 mG)。このため基準値としては比較的磁場の小さい水槽下半分をフィットしたものを用いる。水槽上半分の基準値には水槽の対象性を利用して、下半分をフィットしたものを適用する。

フィットによって求めた基準値の関数を用いて、式 5.5 から各光電子増倍管についてのゲイン補正因子を得ることにより、ゲインテーブルを作成した。求めたゲインテーブルを図 5.7 に示す。壁面上部と、上面部で値が大きくなっているが、これは基準値として下半分を用いたために現れている構造である。これからゲイン補正の大きさは全光電子増倍管で 7.6%であることがわかる。

補正後のゲイン分布

以上のようにして求まったゲインテーブルを用いて、式 5.2 で求まる全光電子増倍管の補正後のゲイン G_{cor} の分布を図 5.8 に示す (q_{cor} のところで述べたように、G_{cor} も特に単位は定義していない)。図 5.8 の左図から水槽の端側でゲインが大きくなっているのがわかる。また図 5.8 の右図からゲインの分布は $\sim$ 5.7% で決められた。当初は、ゲインの場所による偏りを 3%、ゲインのばらつきを 5%以下に抑える事が目標であったが、目標値を越えているのがわかる。これについての考察は第 5.4.5 節のまとめで行う。

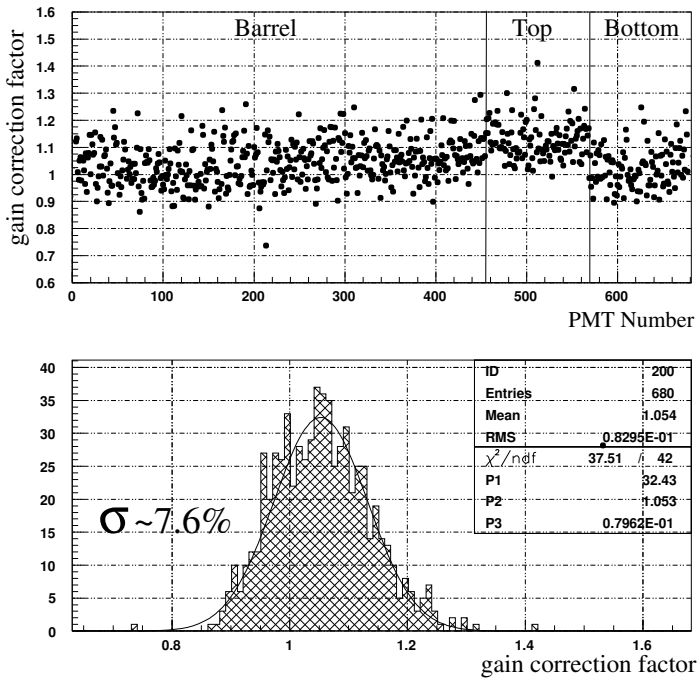


図 5.7 ゲインテーブル。上図は各光電子増倍管についての補正項をプロットしたもの。下図は上図の各点を縦軸に射影したもの。

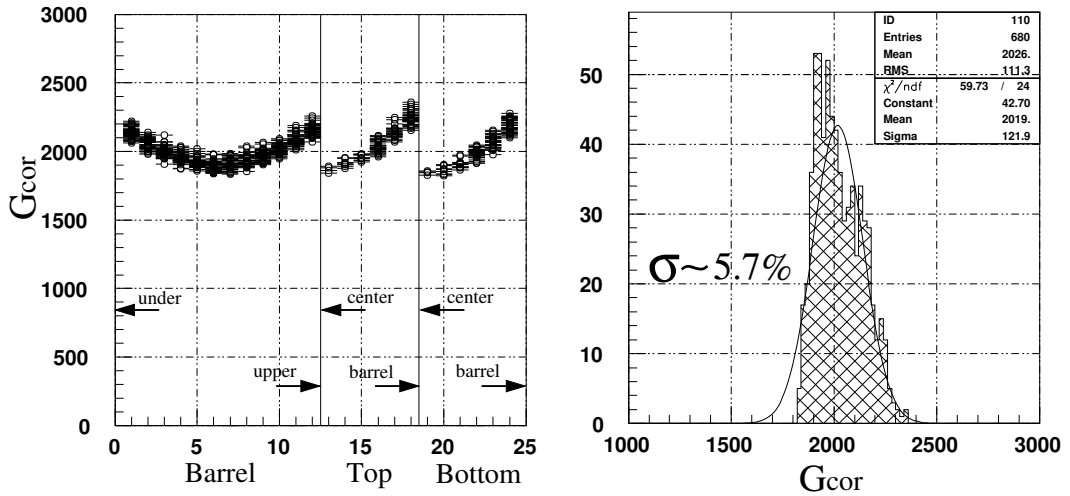


図 5.8 光電子増倍管の補正ゲイン分布。左図は水槽の各領域 (壁面部、上面部、下面部) でのゲイン分布を各層、各リングごとにプロットした図。右図は左図を縦軸へ射影したもの。

5.4.4　安定性

1kt 水チェレンコフ型検出器のゲインの長期的な安定性について以下に示す。長期安定性を評価するのに使用したデータセットは、以下の通りである。

DATE	Jul.'99	Apr.'00	Jul.'00

ゲインの経年変化は、1999 年 7 月を基準にして評価した。また、時期により Xe フラッシュランプの光量が変化しているため、Xe フラッシュランプの光量をモニターしているフォトダイオードの ADC 値を用いて、各時期ごとでゲインを規格化している。上のデータセットでのゲインの経年変化を図 5.9 に示す。

これを見ると、1999 年の 7 月から 2000 年の 7 月にかけて $-0.9\% \sim -2.7\%$ ゲインが低くなっている。また、ゲインの経年変化ではエネルギースケールの経年変化の結果を説明しないことがわかった (第 5.1 節の図 5.1 で見たように、エネルギースケールは、去年の 6 月から今年の 6 月にかけて約 8%値が大きくなっている)。ここで、時間が経つにつれてゲイン安定性のエラーが大きくなっているが、これは光量をモニターしているフォトダイオードの経年変化によるものである。

ところで、水槽外へ突き抜ける μ 粒子を用いた絶対的キャリブレーションでは、粒子の入射位置を水槽上部、突き抜け位置を水槽下部にとっている。そのため発生したチェレンコフ光は水槽下半分に優先的に光量を落とすことになる。光量としては水槽壁面部に比べ、水槽下面部に落とす方が多いため、水槽壁面部に対する水槽下面部のゲインが変化した場合、その効果はエネルギースケールの変化としてあらわれる事が予想される。この確認のために、水槽の下面部と壁面部でのゲインの経年変化を見た。下面部と壁面部のゲイン比の経年変化の図を図 5.10 に示す。これから水槽下面部に対する水槽壁面部のゲインの経年変化は、1 年で $+0.5\% \pm 1.6\%$ であり非常に安定していることがわかった。

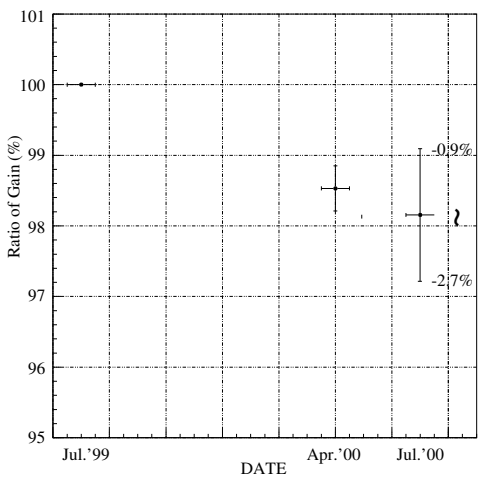


図 **5.9**　ゲインの長期安定性。各時期の点は 1999 年 7 月の点で規格化している。

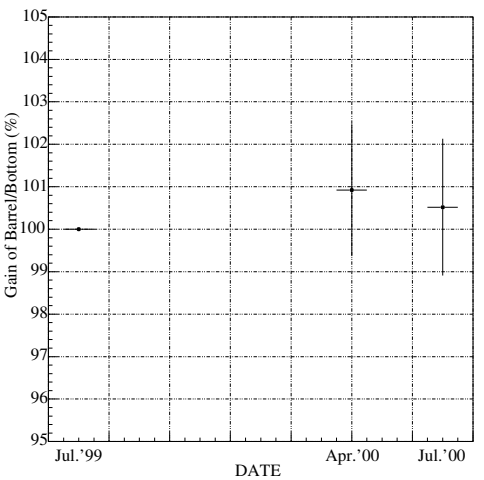


図 **5.10**　水槽壁面部と水槽下面部のゲイン比の経年変化。各時期の点は 1999 年 7 月の点で規格化している。

5.4.5 まとめと課題

ゲインキャリブレーションの結果を簡単にまとめておく。

1. ゲインキャリブレーションにより、ゲインのばらつきは $\sim 5.7\%$ と求まった。また、水槽内の場所により 3%以上のゲインの偏りが見られる (特に水槽の端側でゲインが大きい)。
2. 1999 年の 7 月から 2000 年の 7 月にかけてのゲインの長期安定性は $-2.7\% \sim -0.9\%$ であった。また、水槽下面部と壁面部でのゲイン比は $+0.5\% \pm 1.6\%$ で安定している。
3. ゲインの経年変化ではエネルギースケールの 8%大きくなった経年変化を説明しない。

全体としてのゲインは非常に安定していることがわかった。ゲインのばらつきもほぼ目標値を達成した[1]。

今後の課題として場所によるゲインの偏りが目標値を超えていることがあげられる。これは、ゲインテーブル作成の手法そのものからくる問題である。式 5.3 で見たように、ゲイン補正因子 C_G は基準となるゲイン G_{std} からのゲイン G のずれとして表現される。しかしながら図 5.6 のように、基準値の分布は磁場や光電子増倍管光電面での反射などの影響を受け、場所により大きく変化している。このためゲイン補正因子 C_G は基準値の分布の構造を残してしまい、結果としてゲイン基準値の分布の拡がり以下にゲインを補正することは出来ない。ゲイン分布をさらに小さくするためには、ゲインの基準値 G_{std} の場所によるゲインの違いを小さくすればよい。そこで、補正因子 C_G (式 5.3) には、シンチレーターボールの光量の非一様性や、シンチレーターボールからの光電子増倍管の見込み角補正などの他にも、ゲインの場所による違いを小さくするための補正関数を含める必要がある。現在、ゲイン分布を広くしている要因としては、主に以下の効果が考えられている。

1. 光電子増倍管の光電面での光の反射
2. 磁場による影響
3. 光電子増倍管への光の入射角によるゲインの違い[2]

現在のところ、これら 3 つの効果についての補正は行われていない。今後のゲインキャリブレーションとしては、少なくとも上であげた効果についての補正も視野に入れる必要がある。

[1] このばらつきが 1kt 水チェレンコフ検出器の系統誤差に与える影響は、エネルギースケールの系統誤差の 1 %である。

[2] 20 インチ光電子増倍管は、(光電面の法線方向を 0 度としたときの) 45 度方向からの光の入射に対してよりゲインを大きくするように設計されている。

第6章　荷電粒子発生点の測定

この章では、今回新たに行った荷電粒子発生点の測定について説明する。3.7 節で説明したように、真の発生点を MC ではなく人為的に与えて、直接この発生点と測定結果とを比較することで実験的に Fiducial の系統誤差を確認し、さらに MC とデータでの (再構成された) 発生点分布の違いを正しく見積もる事がこの測定の目的である。

荷電粒子発生点 (以下、発生点) の測定について述べる前に、検出器内で生じた事象の発生点をどのように求めているかについてまず説明する。

6.1　荷電粒子発生点のフィット

発生点を再構成するための手順は以下のように行われる。

TDC fit
リングカウンティング
粒子識別
MS fit

まず光電子増倍管の時間情報をもとに発生点のフィットを行い (TDC fit)、発生点の座標を求める。次にリングカウンティングにより、1 事象中のリング数を数え、各リングについてチェレンコフ角を求める。最後に粒子識別 (PID) により、各リングについてシャワー型 (e-like)、ノンシャワー型 (μ-like) を区別することでより精度の高い発生点フィットを行う (MS fit)。事象を再構成するには、この後さらに運動量の決定を行う。それについてはすでに 3.2 節で述べておいた。

現在の 1kt 水チェレンコフ検出器では、水槽内で生じた事象の発生点の座標を求めるために、光電子増倍管の時間情報を用いたフィット (TDC fit) を行っている。Super-Kamiokande ではこの TDC fit の後に、リングカウンティング、電荷情報を用いた粒子識別 (PID)、MS fit (粒子タイプを用いた発生点フィット) が行われている。

Super-Kamiokande では検出器内で発生した事象の電荷情報を用いて、FC 事象 (水槽内で静止した事象) と PC 事象 (水槽外へ突き抜けた事象) とで発生点再構成の処理を分けている。これは PC 事象である突き抜け事象では、粒子が水槽内で崩壊せずに検出器外へと突き抜けるため、リングカウントの必要がなく、また大部分がミューオンであることから、粒子識別の処理を必要としないためである。

1kt 水チェレンコフ検出器と Super-Kamiokande で行われている発生点再構成の現状をまとめると次のようになる。

- 1kt 水チェレンコフ検出器

  - TDC fit

- Super-Kamiokande
  - FC 事象
    - TDC fit
    - リングカウンティング
    - 粒子識別 (PID)
    - MS fit
  - PC 事象
    - TDC fit

今回の発生点の測定では、現在 1kt 水チェレンコフ検出器で用いられている TDC fit を用いて発生点分布を求めた。次節でこの TDC fit について説明する。

6.1.1 TDC fit

TDC fit とは、光電子増倍管のヒット時間の情報をもとにして行うフィットである。TDC fit は大きく分けて 2 つの段階がある。1 つはチェレンコフリングの端の情報を用いずに、時間情報だけから大まかに発生点をフィットするもの (PFIT) であり、もう 1 つはリングの端の情報を用いてさらに精度の高いフィットを行うものである (TDC fit)。荷電粒子がチェレンコフ光をある一点で放出した際、検出された光電子増倍管の時間分布は発生点から光電子増倍管までの距離に依存する。そのため、光電子増倍管のヒット時間からチェレンコフ光の飛行時間を引いた時間分布を求めると、光電子増倍管の時間分解能程度の幅を持つ鋭い分布になる。

そこで i 番目の光電子増倍管の座標を(x_i, y_i, z_i)、チェレンコフ光を観測した時間を t_i^0、水中での光速を v として、チェレンコフ光の水中での飛行時間を差し引いた残りの時間 (残留時間) t_i を各々の光電子増倍管について計算し、分布が最も鋭くなるような点(x, y, z)を仮の発生点 (t_i のみを使用して求めた発生点) とする。

$$t_i \quad = \quad t_i^0 - \frac{1}{v} \times \sqrt{(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2 + (z-z_i)^2} \tag{6.1}$$

- (x_i, y_i, z_i) : i 番目の光電子増倍管の座標
- t_i^0 : i 番目の光電子増倍管がチェレンコフ光を観測した時間
- v : 水中での光速

実際には、荷電粒子はチェレンコフ光を放出しながら有限の距離を走るため、時間分布はある幅を持ち、散乱光による長いテイルを引く。この評価のために、PFIT では、以下にあげる式で定義される goodness 関数 G を用いる (ここには書かないが、TDC fit では円錐状に放射

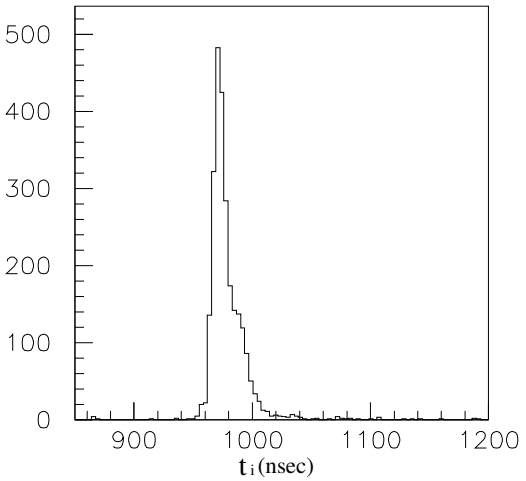


図 **6.1** 宇宙線ミューオンを用いた発生点の測定で得られた典型的な t_i 分布。t_i の大きい側へ分布がひろがるのは、光電子増倍管に直接到達する光に比べて、水中で散乱されたチェレンコフ光や光電子増倍管表面での反射光などが遅れて到達するためである。[19]

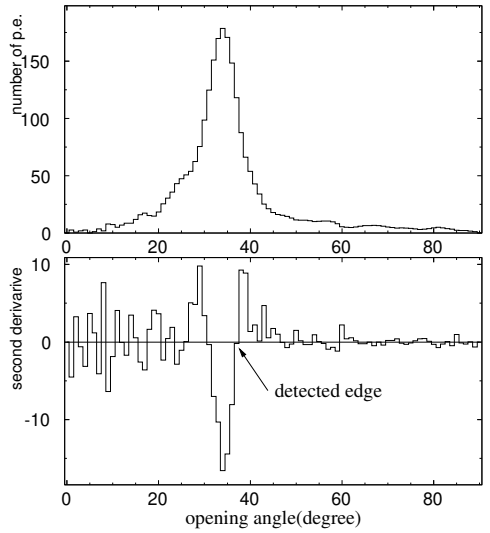


図 **6.2** e-like 事象における典型的な $PE(\theta)$ 分布 (上図) と二階微分 $d^2PE/d\theta^2$ の分布 (下図) [20]。

されるチェレンコフリングの内と外とで goodness を分けており、荷電粒子の走行距離や散乱光の遅延時間などを考慮したさらに精度の高い評価関数を用いている)。

$$G = \frac{1}{N}\sum_i \exp\left(-\frac{(t_i - t_0)^2}{2(\langle\sigma\rangle \times factor)^2}\right) \tag{6.2}$$

- N : ヒットした光電子増倍管の数
- $\langle\sigma\rangle$: 典型的な光電子増倍管の時間分解能 2.5 nsec

t_0 は仮定した発生点の座標について G が最大となるように選ぶ。さまざまな座標について G を計算し、最大値を与える座標 (x, y, z) を仮の発生点とする。ただし、$factor$ は、このプロセスの性能が最大限になるように最適化している。図 6.1 に ある光電子増倍管についての t_i 分布を示す。

求めた仮の発生点をもとにして、事象中でもっとも支配的なチェレンコフリングの方向を決定する。光電子増倍管が観測した光量の重みをかけて足し合わせて計算されたベクトル和は、1

リング事象、あるいは多重リング事象でも、あるリングが他に比べ極端に大きい光量を持つような場合は、支配的なリングの方向を向く。次に、このベクトルの方向を極軸として、光量の極角分布 $PE(\theta)$ を求める。この分布の二階微分が 0 となる点を、リングの端 θ_{edge} とする (図 6.2)。仮定したリングの方向は、次式により評価される。

$$Q = \int_0 \theta_{edge} PE(\theta) d\theta \frac{1}{\sin\theta_{edge}} \exp\left(-\frac{(\theta_{edge}-\theta_C)^2}{\sigma_C^2}\right) \tag{6.3}$$

- θ_C : チェレンコフ角
- σ_C :チェレンコフ角の決定精度

これは、リング内の補正された全光量に対応している。事象発生点は固定しておき、軸の方向を変化させながら、θ_{edge} と Q の計算を繰り返し、最終的に Q を最大にするような方向をチェレンコフリングの方向と決定する。

最後に、PFIT により得られた大まかな発生点とリング方向をもとにして、散乱光の影響および荷電粒子の有限の飛行距離を考慮に入れて再度発生点のフィット (TDC fit) を行い、さらに正確な事象発生点を決定する。

6.2　発生点の測定

発生点の位置を人為的に与えるために 9 MeV という比較的低エネルギーの γ 線と、数 GeV 領域でエネルギー分布している宇宙線ミューオンの 2 種類を、事象を発生させるためのソースとして用いた。

38 ページの図 3.15 で見たように、同じ有効体積内においてもビーム軸上流側か下流側かで測定された発生点分布と真の発生点分布とでは違いがあった。(この違いは、ビーム軸の下流部分で特に大きい)。このため、水槽内の場所による TDC fit の結果を評価出来るように一つのソースについて複数の位置で測定し (発生点位置)、測定する範囲は、現在の有効体積をカバー出来るように決めた。現在の有効体積は荷電粒子の進行方向 (ビーム軸方向) に対して -2 m$\sim +2$ m ととられているため (ただし水槽中心を 0 m とする)、最低でも水槽中心から ± 2 m をカバーする必要がある。

1kt 水チェレンコフ検出器には、水槽内へアクセスするためには水槽上面部に (のみ) 空いている挿入口を用いる[1]。このため、測定点は上下方向で変化させることになる。図 6.3 に 1kt 水チェレンコフ検出器の座標系を示す。上で述べたビーム軸方向にとられている有効体積の範囲 -2 m$\sim +2$ m に対応する部分は図の $z = +2$ m~ -2 m の部分であることがわかる。

次節以降で γ 線と宇宙線ミューオンをソースとして用いた 2 つの発生点測定について順を追って説明する。

[1]挿入口は全部で 2 つあり、1 つは水槽中央部に位置しゲインキャリブレーションや時間キャリブレーションのために用いられる比較的小さなものである。もう 1 つは水槽中央部から ~ 100 cm 程度離れたところに位置する直径 ~ 31 cm のもので、比較的大きな装置を用いた測定に用いられる。水係数測定などはこの挿入口を利用している。なお、水槽壁面部および下面部にはこのような挿入口は存在しない。

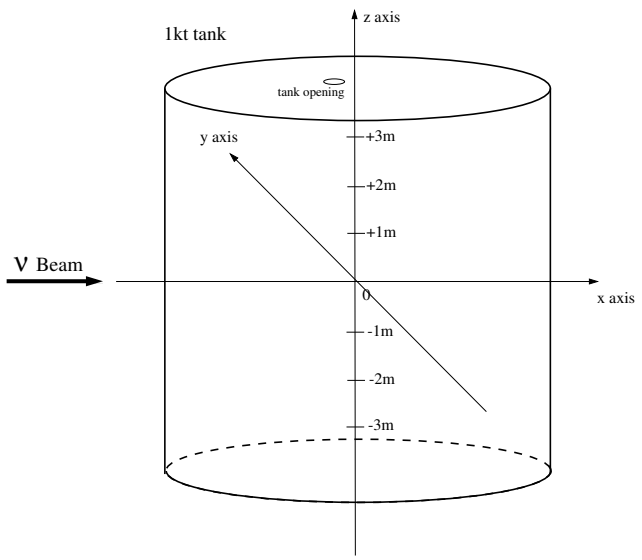


図 **6.3** 1kt 水チェレンコフ検出器の座標系。ビーム軸に平行に x 軸をとっており、高さ方向に z 軸、それらに対して直角方向に y 軸をとってある。

6.3 γ 線を用いた方法

Ni が熱中性子を捕獲するときに放出する γ 線をソースとして用いる。図 6.4 に γ 線を放出させるための Ni 缶を示す。Cf の自発的核分裂で放出された中性子は、Ni と Cf の間の水で減速され熱中性子化する。Ni 缶はその熱中性子を捕獲し、9MeV の γ 線を放出する。Ni 缶はワイヤーで水槽内へ吊り下げられており、事前にワイヤーの長さを測定しておくことにより、水槽内での Ni 缶の位置 (事象の発生点) を正確に知ることが出来る。

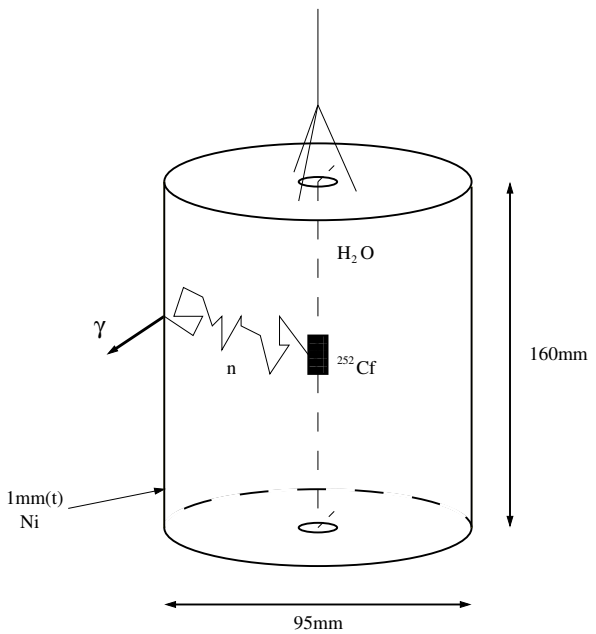


図 **6.4** Ni 缶の概図

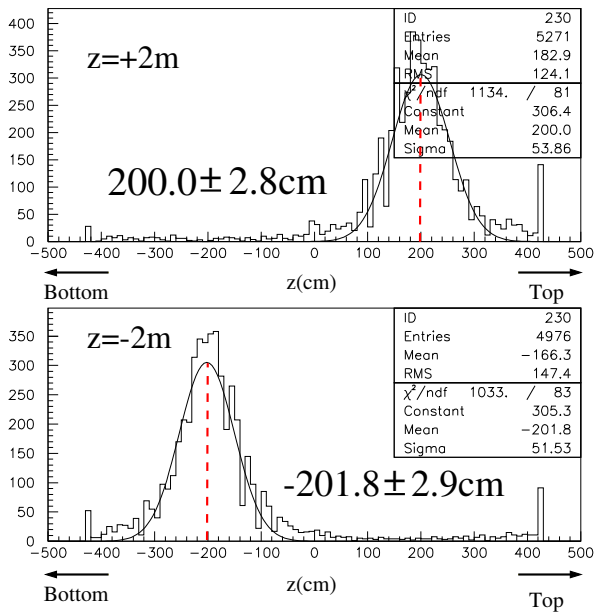


図 **6.5**　γ 線を用いた発生点フィットの結果。横軸は z 軸で、図中の破線は測定点を示す。

6.3.1　測定結果

測定は $z = +2$ m、$z = -2$ m の 2 点で行った。典型的な図として、ここでは z 軸についての測定結果を図 6.5 に示す。また、x、y、z の発生点分布の平均値と σ を表 6.1 にまとめる。

表 **6.1**　発生点分布の平均値と σ[cm]

	平均値		σ	
	$z = +2\ m$	$z = -2\ m$	$z = +2\ m$	$z = -2\ m$
x	-78.9 ± 1.1	-79.1 ± 1.1	60.4 ± 0.8	58.5 ± 0.8
y	75.3 ± 1.0	75.4 ± 1.1	62.1 ± 0.9	54.5 ± 0.8
z	200.0 ± 2.8	-201.8 ± 2.9	53.9 ± 0.7	51.5 ± 0.7

$z = +2m$、$z = +2m$ で比較すると、2 つの位置での再構成された発生点座標はともにエラーの範囲内で一致しており、また z 座標について見ても、あらかじめセットした真の発生点と非常に良く一致していることがわかる。さらに、発生点の位置分解能は 1σ で ~ 60 cm であることもわかった。

この結果を見てもわかるように、(3.7 節で見たような) 再構成された発生点と真の発生点とのずれは見られない。結果がよく一致した理由の 1 つとしては、線源として用いた γ 線のエネルギーが小さく、FC 事象のみを見たためであると考えられる (3.7 節で見たように、発生点のずれは主に PC 事象で起っていると考えられている)。しかしながら、同時に γ 線のエネルギーが低いために、光量としては 1p.e. 程度の光量しか得られず[2]、さらに、γ 線が Ni 缶から等

[2] 6.1.1 節で説明したように、チェレンコフリングの端の決定には十分な光量情報が必要である

方的に放出されるため、発生点の再構成にはチェレンコフリングの同定は行っていない (このため、発生点は PFIT で求めた)。

γ 線を用いた測定では、実際の K2K 実験の状況を再現しきれていないためか、発生点のずれを見ることは出来なかった。そのため、次に宇宙線ミューオンをソースとして用いた測定を行った。K2K 実験において 1kt 水チェレンコフ検出器で観測される荷電粒子事象のほとんどがミューオンであるため、宇宙線ミューオンは発生点測定のためのソースとしては最適である。また、数 GeV という高いエネルギー領域で分布しているため、光量も十分であり (第 5 章で述べたエネルギーキャリブレーションにも用いられている)、PC 事象の測定も可能となる。

次節でこの宇宙線ミューオンを用いた発生点測定について説明する。

6.4 宇宙線ミューオンを用いた方法

前節では 9MeV の γ 線を用いたが、エネルギーが低く PC 事象についての考察が出来ないばかりでなく、発生点の再構成のために、通常のニュートリノビームを用いた解析に使用されている TDC fit を満足に使用することが出来なかった。そこで測定に用いるソースとして、主に数 GeV 領域でエネルギーの分布している宇宙線ミューオンを用いた。これにより、水槽外へと突き抜けるような事象も測定することができ、PC 事象での発生点分布の考察も行えるようになった。

上空から降り注ぐ宇宙線ミューオンをソースとして用いるために、図 6.6 のような装置 (宇宙線パイプ) を作成し発生点測定を行った (図 6.7)。

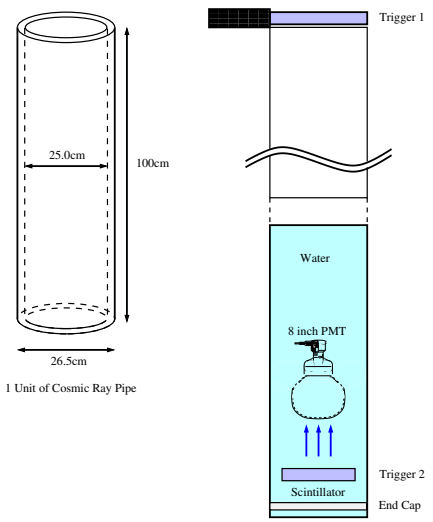


図 6.6 宇宙線パイプ

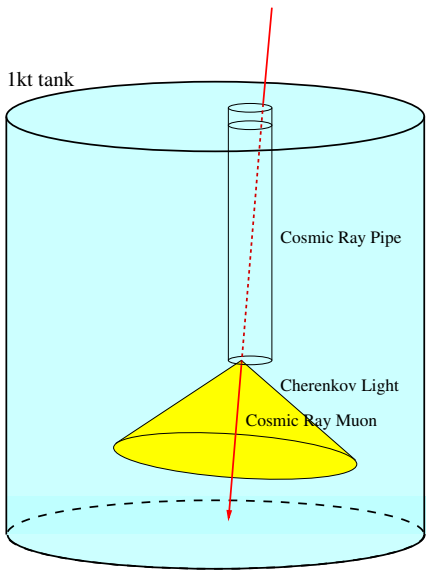


図 6.7 宇宙線ミューオンを用いた発生点測定の概図

6.4.1　宇宙線パイプ

宇宙線パイプについて説明する。パイプは、アクリル (比重約 1.35) で出来ており、ユニット化されている。各ユニットは外径 26.5 cm、内径 25 cm、長さ約 100 cm で、ネジ止めする事により他のパイプと連結出来るようになっている。パイプの最上部と最下部にはトリガーカウンターが取り付けられており、両方のコインシデンスをとることでパイプ内部を通過する宇宙線だけを選択するようにしている。これによって、水槽内にほぼ垂直に入射する宇宙線だけを拾う事が出来る。パイプ下部は水に浸るためトリガーカウンターは少し工夫を要した。パイプ下部には図 6.6 にあるようにシンチレーターをとりつけ、そこを粒子が通過した時のシンチレーション光を 8 インチ光電子増倍管を用いて検出している。この光電子増倍管を用いる事により防水面での心配はいらなくなった。また、シンチレーターとこの光電子増倍管との光学的な接触は水で行っている。ここで、シンチレーション光がパイプ下部から漏れ出るのを防ぐために、シンチレーターの下方に水だけを通すようにした遮光用の蓋を取り付けてある。このようにして作成した宇宙線パイプを 1kt 水チェレンコフ検出器上部にある直径約 31 cm の穴から挿入し、測定したい位置に合わせてパイプ長を変えていく。

6.4.2　測定結果

測定は $z = +3$ m$\sim z = -2$ m まで 1 m ずつ全 6 点で行った。この測定で得られた光電子増倍管の電荷量分布についての典型的なイベントディスプレイを図 6.8 に示す。宇宙線パイプを用いることにより、パイプ内を通過した宇宙線ミューオンをきちんと取り出せている事がわかる。

得られた結果からデータと MC での発生点分布の違いと、FC 事象と PC 事象での違いを確認するため、それぞれの事象に分けて分布を求め、各測定点ごとの分布の標準偏差や平均値、ピーク位置の値から考察を行った。さらに、今回の宇宙線ミューオンを用いた測定から得られる測定精度を評価するために、位置分解能と角度分解能を求めた。

事象数

表 6.2 に各測定点での事象数をまとめた。下へ行くにつれて検出器外へ突き抜けるのに必要な距離が短くなるため、PC 事象数に対する FC 事象数の割合は小さくなっている。

表 **6.2**　各測定点での事象数

	DATA		MC	
	FC	PC	FC	PC
+3 m	447	837	862	1698
+2 m	720	1738	1181	3043
+1 m	225	813	364	1347
0 m	172	996	681	3653
−1 m	65	523	171	1592
−2 m	22	630	173	4697

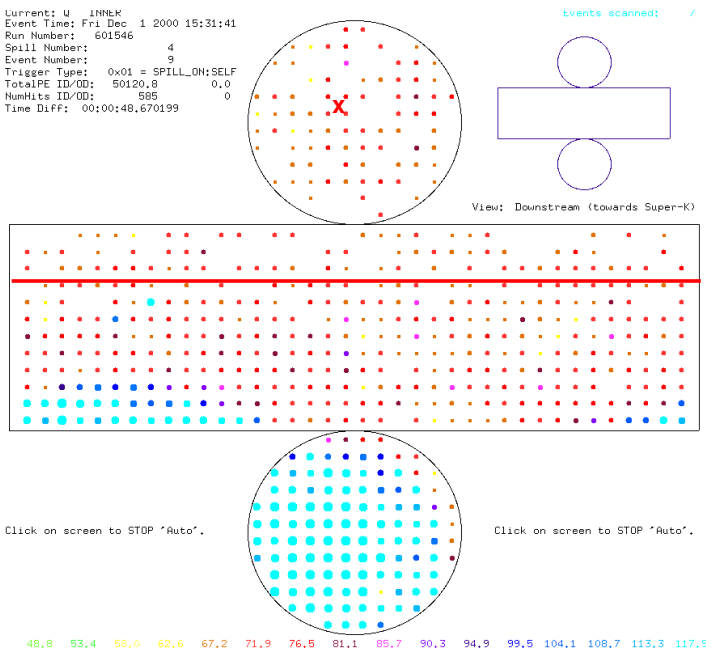


図 **6.8** 宇宙線パイプ事象。分布が左右非対称になっているのは、パイプを挿入した水槽上面の穴が水槽中心から 100 cm 程度ずれているためである。図中の太線はパイプの終端を表し、× 印はパイプを挿入した場所を表す (図は $z = +2$ m)。

発生点分布

典型的な発生点分布の結果を図 6.9 に示す ($z = +2$ m)。x 軸、y 軸についてはデータのみの結果である。また、z 軸についてはデータと MC の発生点分布を重ねて表示しており、分布はそれぞれの事象数で規格化してある。図の黒丸で示した部分がデータで、ボックスで示した部分が MC である。図中に破線で示した部分がパイプ位置を示す。

これを見ると、x 軸、y 軸の発生点はほぼ真の発生点のまわりに再構成されているのに対し、z 軸では大きくずれているのがわかる。このため、以降での発生点分布についての考察は z 軸に対してのみ行うことにする。

z 軸の発生点分布を見ると、データ、MC などの区別によらず荷電粒子の進行方向 (水槽下方向) 側に長いテールを引いているのがわかる。これは TDC fit で発生点をミスフィットしたものである。TDC fit でミスフィットした時の、光電子増倍管の受けた電荷量分布の典型的なイベントディスプレイを図 6.10 に示す (図は PC 事象の $z = +2$ m について)。

円形の実線は TDC fit によりチェレンコフリングの端と決定された線である。実際のチェレンコフリングの端よりも、より内側をリングの端であると決定しているのがわかる。6.1.1 節で述べたように、リングの端はまず PFIT で大まかに求めた発生点をもとに決定している[3]。このため PFIT で求めた発生点が、真の発生点から著しくずれている場合、リングの端をミスフィットする原因になると考えられる。この確認のため、典型的な PFIT と TDC fit の発生点分布の

[3] 1kt 水チェレンコフ検出器ではこの PFIT の座標を水槽内全体にわたり 3 次元スキャンして、最大の goodness を与える点をその発生点として求めている。なお、この PFIT のスキャンの間隔は ~ 40 cm である。

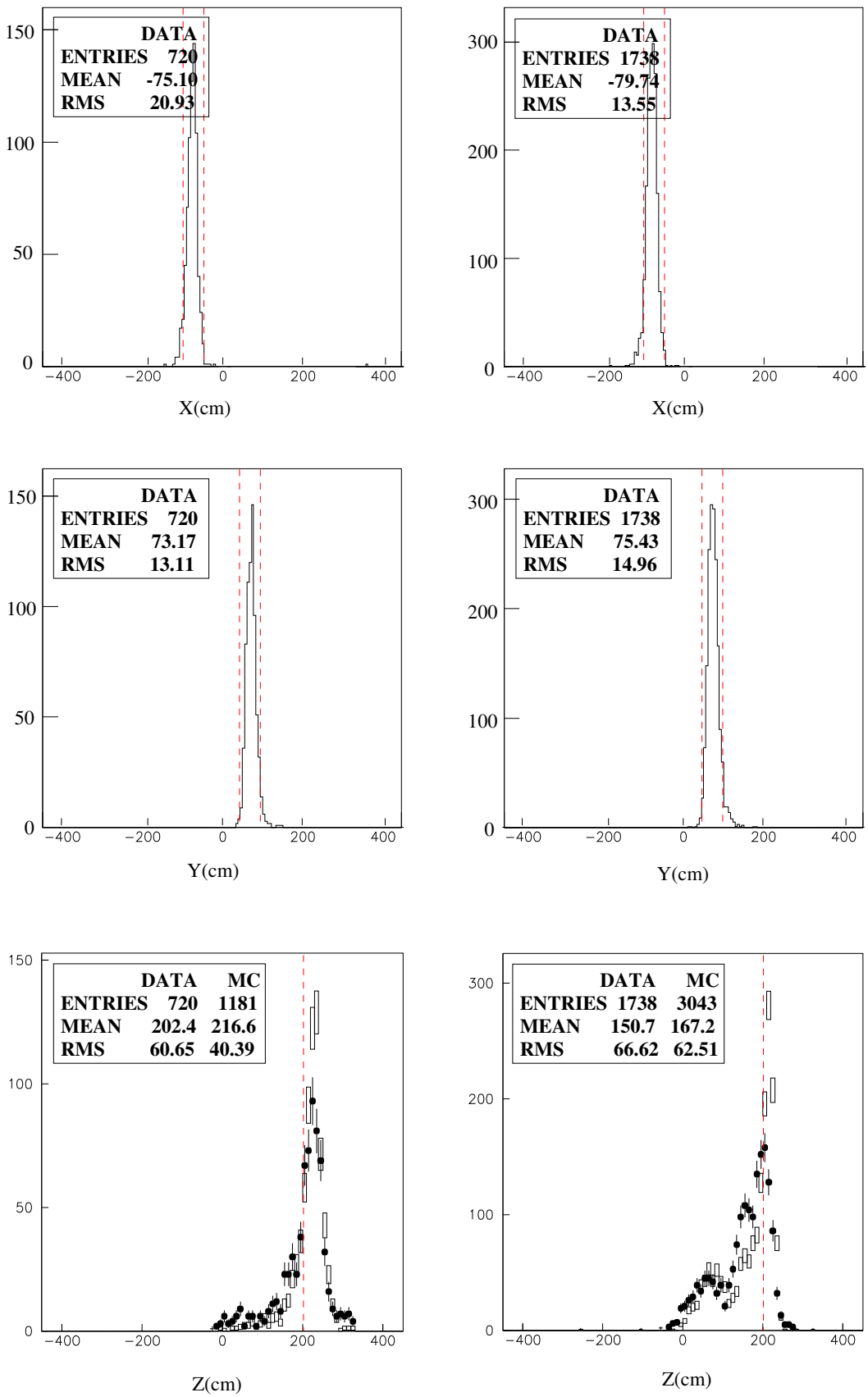


図 6.9　$z = +2$ m における発生点分布。横軸は上から x 軸、y 軸、z 軸 (cm) を示す。x、y のヒストグラムはデータについての結果。z については黒丸がデータで、ボックスが MC の結果である。また、左図は FC 事象、右図は PC 事象である。図中の破線で示した部分がパイプ位置である。

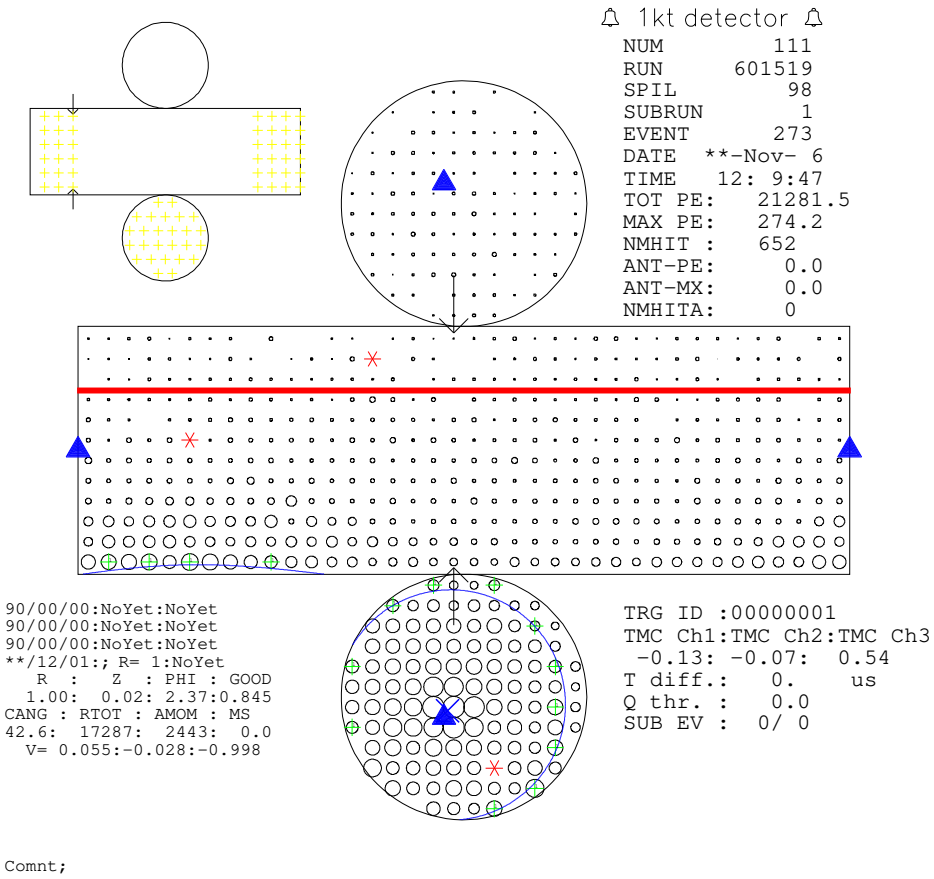


図 6.10 TDC fit の PC 事象における典型的なミスフィットのイベントディスプレイ ($z = +2$ m)。円形の実線は TDC fit により求められたチェレンコフリングの端。太い実線は真の発生点 (z 座標) の値。三角印は TDC fit で求められた発生点を示す。

スキャッタープロットを図 6.11 ($z = +2$ m) に示す。図は PFIT、TDC fit で求まった発生点から真の発生点を引いたものを z 軸についてスキャッタープロットで表したものである。これから goodness を最大にするように決定された TDC fit の発生点と、大まかに求めた PFIT の発生点にはほとんど相関が見られないことがわかり、この事は荷電粒子進行方向 (今の場合 z 軸負方向) についての goodness の感度が、発生点を正しい座標へ再構成するのに十分ではないということを意味している。

これは TDC fit を定義している goodness から説明できる。残留時間のずれである $t_i - \langle t_i \rangle$ は全ての光電子増倍管からの発生点までの距離が同じ場合には殆んど変わらない。そのため、チェレンコフリングの軸対称性から荷電粒子進行方向に対して発生点を精密に求める事が難しくなってしまうのである。実際、宇宙線パイプ内を通過した宇宙線ミューオンは水槽内にほぼ垂直入射するため、水槽下面にある各光電子増倍管へ直接到達するチェレンコフ光の到達時間の差はほとんどない ($\sim$ 数nsec)。以降で発生点分布の結果について細かく見ていく。

発生点分布から求められる標準偏差、平均値、ピーク位置について表 6.3 にまとめた。これについて図示したものを図 6.12 に示す (ただし、平均値とピーク位置は真の発生点で引いたも

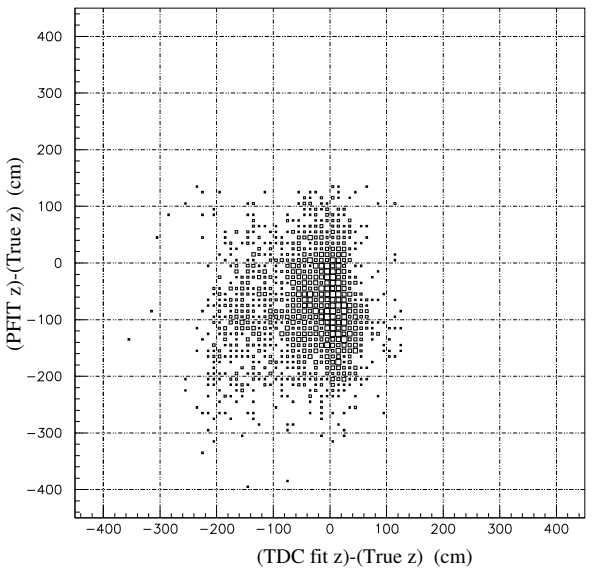


図 6.11　PFIT(rough fit) と TDC fit(goodness を最大とする点) のスキャッタープロット。図は PFIT、TDC fit で求まった発生点から真の発生点を引いたものについてプロットしたもの ($z = +2$ m)。

のをプロットしており、縦軸の 0 に引いた実線が真の発生点位置を意味する)。ここで、ピーク位置とはエントリー数の最も多いビンの位置である (この誤差はビンニングから来る ± 1 cm とつけている)。これは、PC 事象の発生点分布に 2 つのピークがあるため、平均値以外の評価法として入れた。

標準偏差のプロットから、全体的に MC よりもデータの発生点分布は広いことがわかる。また、PC 事象の方が FC 事象よりも分布が広いのもわかる。

次に発生点分布の平均値について見てみる。図から、全体的にデータの方が MC よりも下方へ再構成されていることがわかる。また、FC 事象では殆んどが誤差の範囲内で MC とデータが一致しているのに対し、PC 事象ではデータの方がより下方へずれているのがわかる。FC 事象と PC 事象を比べると、PC 事象の方がそのずれ方は大きい。

ピーク位置について見ると、真の発生点位置よりも上流側 (z の大きい方) へ再構成されているのがわかる。

以上の結果から TDC fit の特徴についてまとめると次のようになる。

1. PFIT と TDC fit の相関から、荷電粒子の進行方向に対する goodness の感度が発生点を正しくフィットするのに十分ではない。
2. 分布の幅はデータの方が MC よりも広い。
3. MC に比べデータの方が荷電粒子進行方向側へ発生点が再構成されている。
4. FC 事象に比べ PC 事象の方がそのずれは大きい。
5. ピーク位置は、真の発生点位置よりも上流側に再構成されている。

この測定によって、実験的に Fiducial の系統誤差を確認する事が出来た。現在、発生点を再構成するのに用いられている TDC fit の改良が進められている。また、データと MC で違いが

表 **6.3** TDC fit の測定結果

発生点分布の標準偏差 [cm]

	DATA		MC	
	FC	PC	FC	PC
+3 m	65.1 ± 3.1	83.6 ± 2.9	46.7 ± 1.6	69.6 ± 1.7
+2 m	60.7 ± 2.3	66.6 ± 1.6	40.4 ± 1.2	62.5 ± 1.1
+1 m	47.9 ± 3.2	56.5 ± 2.0	34.1 ± 1.8	43.1 ± 1.2
0 m	56.5 ± 4.3	64.2 ± 2.0	34.5 ± 1.3	34.5 ± 0.6
−1 m	58.0 ± 0.9	63.7 ± 2.8	42.4 ± 3.2	48.2 ± 1.2
−2 m	52.7 ± 11.4	46.5 ± 1.9	45.6 ± 3.5	40.7 ± 0.6

発生点分布の平均値 [cm]

	DATA		MC	
	FC	PC	FC	PC
+3 m	296.8 ± 14.0	230.5 ± 8.0	310.1 ± 10.6	246.3 ± 6.0
+2 m	202.4 ± 7.5	150.7 ± 3.6	216.6 ± 6.2	167.2 ± 3.0
+1 m	122.8 ± 8.2	71.5 ± 2.5	112.9 ± 5.9	84.2 ± 2.2
0 m	16.6 ± 1.3	-32.7 ± 1.0	22.8 ± 0.9	6.5 ± 0.1
−1 m	-93.9 ± 11.7	-146.8 ± 6.4	-82.3 ± 6.3	-109.0 ± 2.7
−2 m	-227.3 ± 49.0	-219.3 ± 8.7	-194.5 ± 14.8	-214.4 ± 3.1

発生点分布のピーク位置 [cm]

	DATA		MC	
	FC	PC	FC	PC
+3 m	311	309	321	319
+2 m	225	197	229	211
+1 m	133	99	123	119
0 m	37	17	37	27
−1 m	−79	−87	−59	−85
−2 m	—†	−181	−193	−179

† 事象数がすくないためピーク位置を定義出来なかったことを示す。

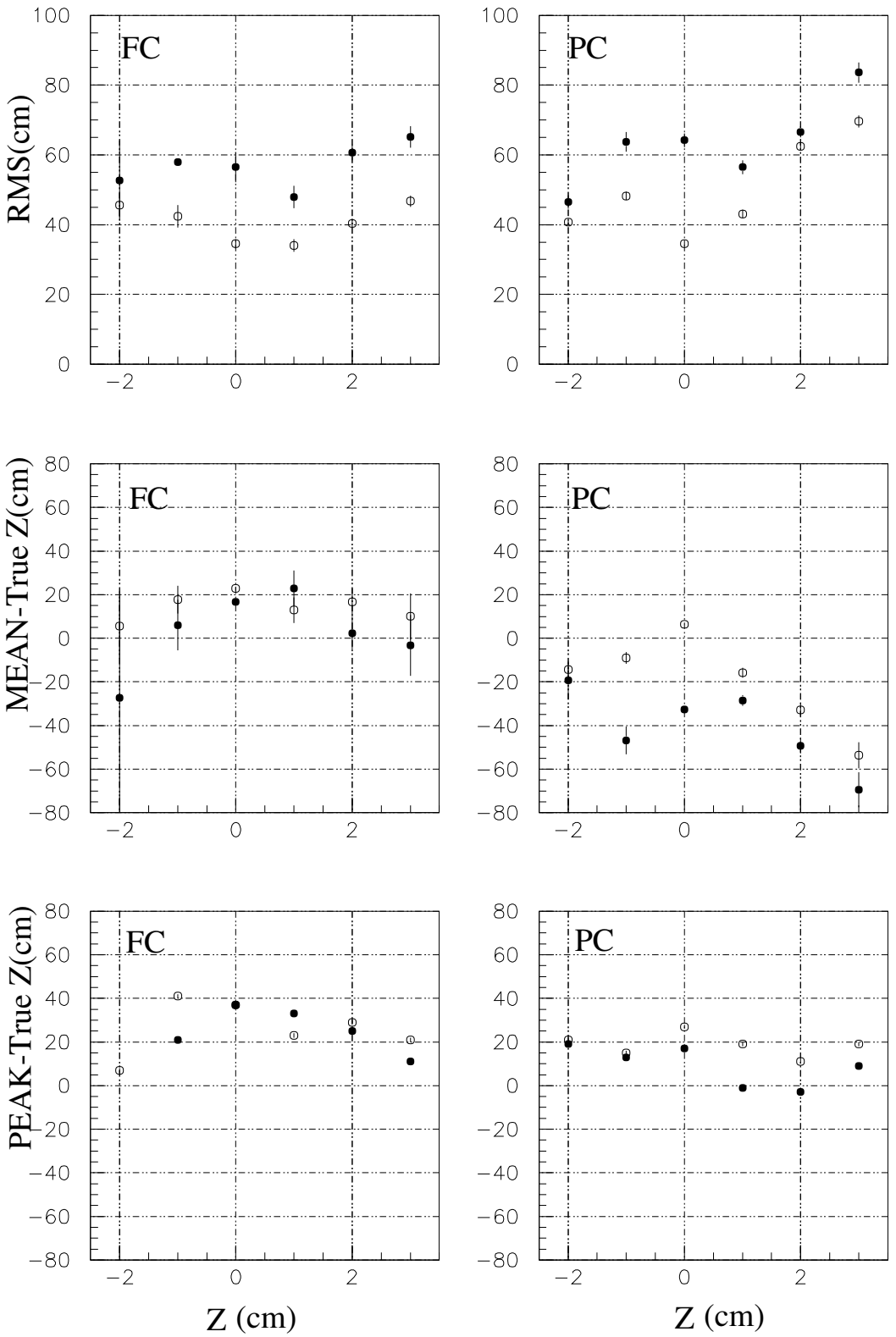


図 **6.12**　発生点分布。横軸は測定点の座標。上から標準偏差、平均値から真の発生点を引いたもの、ピーク値から真の発生点を引いたものを表す。図に示した実線が真の発生点を意味する。黒丸がデータで白丸が MC を示す。

ある事もわかった。これについては、データを再現するように今後 MC の最適化を行っていく予定である。

次節では TDC fit の分解能について説明する。

分解能

この測定結果を用いて、TDC fit から得られる測定の位置分解能と角度分解能を求めた。位置分解能は、再構成された発生点と真の発生点との距離 Δz をとった時に、Δz 分布の全事象の内 1σ である 68 %以内に事象を見いだす範囲と定義した。また角度分解能は、鉛直下向きに入射する宇宙線ミューオンの真の角度と再構成された角度との差 $\Delta\theta$ をとった際に、$\Delta\theta$ 分布の全事象の内 1σ である 68 %以内に事象を見いだす範囲と定義した。横軸を Δz、$\Delta\theta$ として位置分解能と角度分解能を求めた典型的な図を図 6.13 に示す。図中の影のついている部分が 1σ に含まれる領域である。分解能について各測定点ごとにまとめたものを表 6.4 に示す。また、この表をグラフにしたものを図 6.14 に示す。

各事象ごとに分解能をまとめると次のようになる。

		位置分解能 (cm)	角度分解能 (degree)
DATA	FC	$44.0(44.1)^{\dagger} \sim 58.1$	$4.1 \sim 12.0$
	PC	$46.0 \sim 90.0(72.0)$	$2.5 \sim 6.3$
MC	FC	$32.1 \sim 50.1(50.1)$	$2.6 \sim 6.1$
	PC	$28.0 \sim 70.0(46.0)$	$2.6 \sim 6.1$

† (　) 内の数字は $z = +2$ m~ -2 m の範囲をとったときの値。

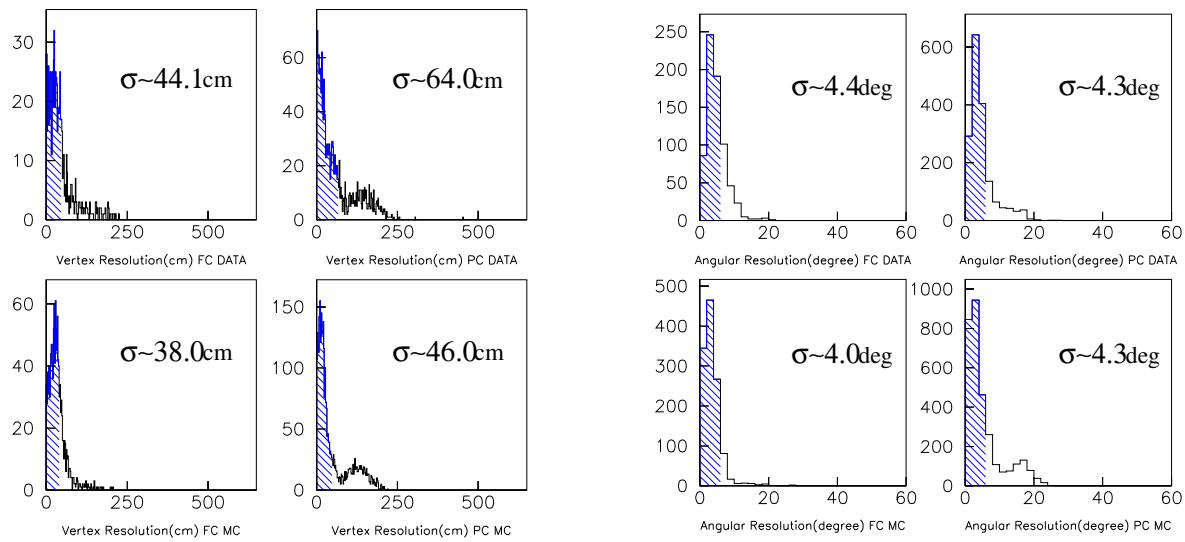


図 6.13 $z = +2$ m における位置分解能 (左図) と角度分解能 (右図)。それぞれ横軸を Δz、$\Delta\theta$ として発生点をプロットしたもの。上はデータで下は MC の結果である。また左図は FC 事象、右図は PC 事象を表す。影のついている部分が 1σ に含まれる領域である。

表 6.4　分解能

位置分解能 [cm]

	DATA		MC	
	FC	PC	FC	PC
+3 m	$44.03^{+2.02}_{-1.97}$	$90.01^{+8.01}_{-8.01}$	$34.06^{+1.98}_{-0.04}$	$70.01^{+6.00}_{-5.98}$
+2 m	$44.05^{+1.98}_{-0.05}$	$64.02^{+3.98}_{-2.00}$	$38.01^{+0.04}_{-1.94}$	$46.02^{+2.00}_{-2.00}$
+1 m	$44.09^{+1.96}_{-0.08}$	$50.01^{+2.00}_{-3.97}$	$32.11^{+1.91}_{-0.06}$	$30.04^{+1.98}_{-0.04}$
0 m	$54.09^{+3.92}_{-4.06}$	$50.06^{+1.98}_{-0.04}$	$42.00^{+0.05}_{-1.94}$	$28.00^{+0.02}_{-1.84}$
−1 m	$56.02^{+4.03}_{-7.85}$	$72.01^{+6.01}_{-6.00}$	$42.07^{+0.03}_{-0.03}$	$30.06^{+1.95}_{-0.03}$
−2 m	$58.11^{+21.91}_{-9.99}$	$46.00^{+2.03}_{-7.97}$	$50.00^{+2.02}_{-7.93}$	$34.01^{+0.02}_{-1.95}$

角度分解能 [degree]

	DATA		MC	
	FC	PC	FC	PC
+3 m	$4.34^{+0.04}_{-0.04}$	$6.02^{+0.04}_{-0.04}$	$4.04^{+0.03}_{-0.03}$	$4.17^{+0.02}_{-0.02}$
+2 m	$4.42^{+0.03}_{-0.03}$	$4.28^{+0.02}_{-0.02}$	$4.02^{+0.02}_{-1.29}$	$4.26^{+0.02}_{-0.02}$
+1 m	$4.06^{+0.06}_{-0.06}$	$2.53^{+0.03}_{-0.03}$	$2.70^{+0.04}_{-0.04}$	$2.63^{+0.02}_{-0.02}$
0 m	$4.25^{+0.07}_{-0.07}$	$2.47^{+0.03}_{-0.03}$	$2.64^{+0.03}_{-0.03}$	$2.56^{+0.01}_{-0.01}$
−1 m	$6.17^{+0.12}_{-0.12}$	$6.05^{+0.05}_{-0.05}$	$4.04^{+0.07}_{-1.33}$	$2.78^{+1.23}_{-0.02}$
−2 m	$12.00^{+0.19}_{-3.91}$	$6.25^{+0.04}_{-0.04}$	$6.12^{+0.07}_{-0.07}$	$6.12^{+0.02}_{-0.02}$

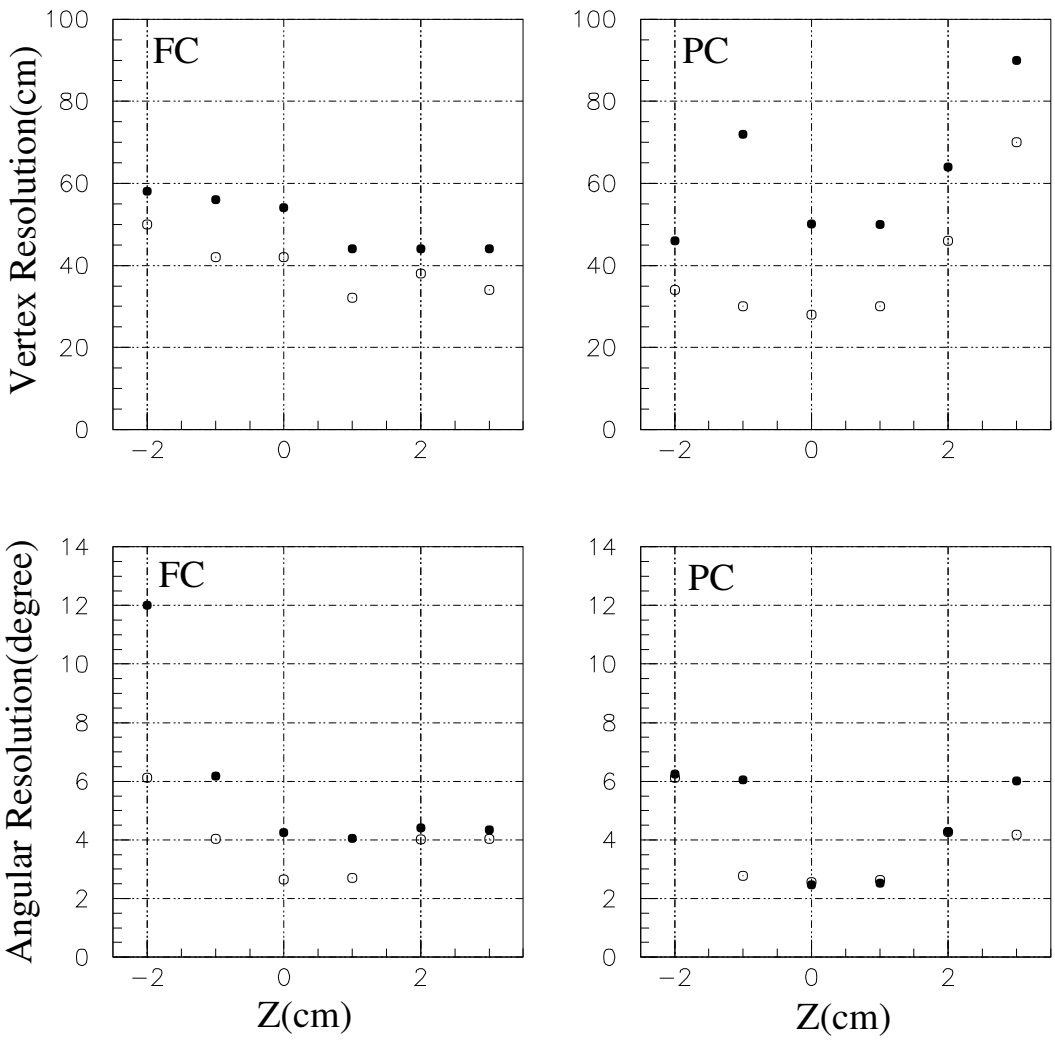


図 **6.14** 位置分解能 (上図) と角度分解能 (下図)。横軸は測定点の座標。黒丸がデータで白丸が MC を示す。

6.4.3　結果の考察

TDC fit を用いた発生点分布の結果から MC、FC 事象に対してそれぞれデータと PC 事象の発生点が、荷電粒子の進行方向へ再構成されるという傾向を示すことがわかった。この結果から、3.7 節で見たようなニュートリノデータの発生点分布 (図 3.15) と全光量分布 (図 3.18) の結果を定性的に説明することが出来る。図 3.15 ではニュートリノデータの発生点分布が、(特にビーム軸下流側で) MC に比べ下流側へ発生点がシフトしているように見えていた。これは、MC よりもデータの方がビーム軸下流方向へよりシフトするためであり、さらに、ビーム軸下流側では FC 事象よりも PC 事象の比率が高いため、ビーム軸下流側でその効果が大きく現れていたと考えられる。このようなミスフィットによる発生点分布のシフトのために、有効体積で事象を選択した時に、(発生点がビーム軸下流側へシフトするために) 優先的にビーム上流側にある事象をひろってしまう。このため、MC よりもデータの方で検出器内により多くの光量を落とす事象を選択することになり、結果としてデータの方が全光量分布の値の大きな方へずれることが説明出来る。

6.4.4　まとめと今後の予定

結果をまとめると以下のようになる。

1. 発生点分布
   (a) PFIT (大まかに求めた発生点座標) と TDC fit (goodness を最大とする発生点座標) に相関がないことから、荷電粒子の進行方向に対して、goodness に正しく発生点を再構成するための十分な感度がない。
   (b) 分布の幅はデータの方が MC よりも広い。
   (c) MC に比べデータの方が荷電粒子進行方向側へ発生点が再構成されている。
   (d) FC 事象に比べ PC 事象の方がそのずれは大きい。
   (e) ピーク位置は、真の発生点位置よりも上流側に再構成されている。
2. 分解能

		位置分解能 (cm)	角度分解能 (degree)
DATA	FC	44.0(44.1)† ∼ 58.1	4.1 ∼ 12.0
	PC	46.0 ∼ 90.0(72.0)	2.5 ∼ 6.3
MC	FC	32.1 ∼ 50.1(50.1)	2.6 ∼ 6.1
	PC	28.0 ∼ 70.0(46.0)	2.6 ∼ 6.1

† (　) 内の数字は $z = +2$ m∼ -2 m の範囲をとったときの値。

今回の測定により、MC で求めてきた Fiducial の系統誤差を初めて実験的に確認した。これから、データと MC とで違いが見られ、さらに荷電粒子進行方向に対して再構成される発生点分布が真の発生点から大きくはずれるという現象も確認された。

今後、このデータと MC との違いを補正するために MC の最適化を行って行く予定である。また、真の発生点とのずれの原因であるミスフィットをなくすため、発生点の再構成に用いられている TDC fit の改良が現在進められている。

第7章　まとめ

つくば神岡間長基線ニュートリノ振動実験 (K2K 実験) は、世界初の加速器を用いて人工的に生成したニュートリノビームを使用した長基線ニュートリノ振動実験である。本実験は、茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) 内にある 12GeV 陽子シンクロトロンから取り出される高エネルギー陽子からミューオンニュートリノビームを生成し、約 250km 先に離れた岐阜県神岡町にある東京大学宇宙線研究所素粒子研究施設の付属観測装置 Super-Kamiokande にあてるという大規模なものである。この実験では、KEK 側に置かれる前置検出器と Super-Kamiokande でニュートリノ反応を比較することにより、ニュートリノ振動現象の検証を行う。1999 年 6 月から 2000 年 6 月の時点までに、Super-Kamiokande において、振動が無い場合に期待される事象数 $40.3^{+4.7}_{-4.6}$ に対し、27 事象を観測し、ニュートリノ振動現象の兆候が見え始めている。

前置検出器の 1 つである 1kt 水チェレンコフ検出器は、Super-Kamiokande を小型にした検出器である。この検出器の目的は、「 発生点から 300 m の (振動が起る前の) ニュートリノビームの特性を Super-Kamiokande と同様の測定原理・検出装置・解析法をもつ検出器で測定し、水チェレンコフ型検出器に固有の系統誤差を減らすこと 」である。

系統誤差を小さくおさえ、精度の良い測定を行うために、1kt 水チェレンコフ検出器では様々なキャリブレーションや測定が行われている。この章では主に自分のたずさわったゲインキャリブレーションの結果と、荷電粒子発生点の測定結果の 2 つについてまとめる。

まず、ゲインキャリブレーションの結果について説明する。ゲインキャリブレーションの目標値は Super-Kamiokande にならって、680 本の光電子増倍管のゲインのばらつきを 5 %程度、場所によるゲインの偏りを 2 %以下に設定した。光源として Xe フラッシュランプを用いたゲインキャリブレーションにより、水槽内にある全光電子増倍管 680 本のゲインのばらつきは $\sim 5.7\%$ と求まり、ほぼ目標値に達している (これによるエネルギースケールの系統誤差は 1 %)。また、水槽内の場所によって 3%以上のゲインの偏りが見られることもわかった。この偏りはゲインキャリブレーションの手法を見直すことにより補正することが可能であり、今後の研究で改善していく予定である。次にゲインの安定性について述べる。1999 年 7 月から 2000 年 7 月にかけて行われたゲインキャリブレーションの結果から、ゲインの安定性を確認した。ゲインの長期安定性は $-2.7\ \% \sim -0.9\ \%$ であることがわかった。水槽下面部と壁面部でのゲイン比の安定性は $+0.5\ \% \pm 1.6\ \%$ であった。これらから全体としての 1kt 水チェレンコフ検出器のゲインは非常に安定していることを確認した。これから、ほぼ同じ期間内におけるエネルギースケールの経年変化 (+8 %) はゲインの経年変化では説明しないことを示した。

次に荷電粒子発生点の測定について述べる。1kt 水チェレンコフ検出器の系統誤差の内最大のものは Fiducial の系統誤差 ($\sim 6\ \%$) であり、これは現在の K2K 実験においても最も大きな系統誤差の 1 つである。真の発生点を MC ではなく人為的に与えて、直接この発生点と測定結果とを比較することで実験的にこの系統誤差を確認し、さらに MC とデータでの (再構成され

た) 発生点分布の違いを正しく見積もる必要性から、新たに荷電粒子発生点の測定を行った。この測定結果から、MC に比べデータの方が荷電粒子進行方向側へ再構成されることを確認し、このずれは FC 事象に比べ PC 事象の方で大きいことがわかった。また、ピーク位置が真の発生点の値よりも上流側に再構成されている事も確認した。

今後、このデータと MC との違いを補正するために MC の最適化を行って行く予定である。また、真の発生点とのずれの原因であるミスフィットをなくすため、発生点の再構成に用いられている TDC fit の改良が現在進められている。

付 録A　水中での補正関数

現在の相対的エネルギーキャリブレーションに用いられている、シンチレーターボールの補正関数 f は、空気中で測定されたものである [17]。このため、水中でのシンチレーターボールの光量分布について確かめておく必要がある。以下で、水中での補正関数の測定について説明する。

A.1　水中でのシンチレーターボールの経度方向補正関数

水中での補正関数を求める際、シンチレーターボールの緯度方向 (ϕ_{ball} 方向) の非一様性としては、空気中での測定から得られた ± 2 % を使った。この値は比較的小さな値であるため、水中での変化も小さいとして、ϕ_{ball} 方向の光量分布についてはこの範囲内で一様分布していると仮定した。シンチレーターボールの ϕ_{ball} 方向一様性を利用するために、シンチレーターボールを横置きにして光らせる事にした (図 A.1 参照)。

これと通常のシンチレーターボールを縦置きにして得たデータとを比較することにより、以下で説明する方法により水中での関数を求めた。

水中での経度方向の補正関数を f_w とすると、空気中で測定した補正関数 f は

$$f = f_w + \Delta f \tag{A.1}$$

のように書き表すことができる。ここで Δf は空気中と水中での補正関数の違いを意味するものである。

図 A.2 に示されているように、横置き、縦置きでのスライス (水槽を垂直方向に輪切りにしたもの) 上 (太線部) におけるシンチレーターボールの経度方向の角度を θ_v、θ_h を定義する。

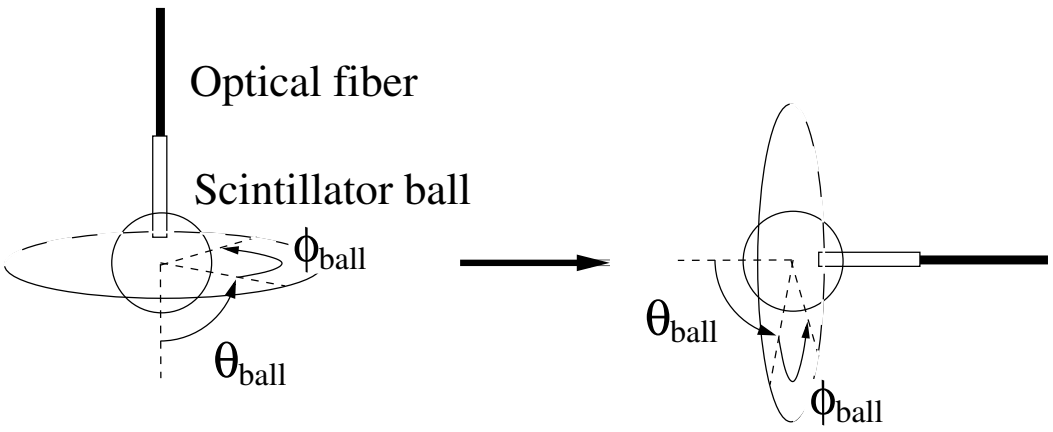


図 A.1　横置きのシンチレーターボール

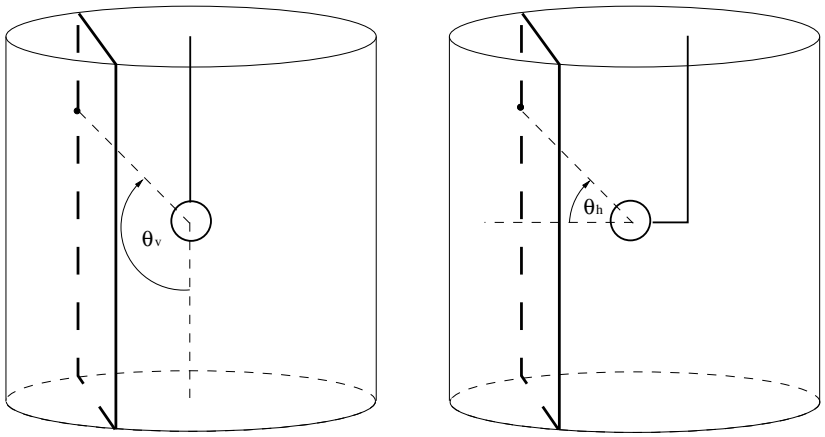


図 **A.2** シンチレーターボールを横置きと縦置きにセットした時の概略図。太線部はスライス (水槽を垂直方向に輪切りにしたもの) を意味する。

ここで、横置き、縦置きの各光電子増倍管に入る補正された電荷量 Q_{corh}、Q_{corv} の比をとると、式 5.6 と式 A.1 とを用いて

$$\begin{aligned}
\frac{Q_{corh}}{Q_{corv}} &= \frac{C_h Q_h}{C_v Q_v} \\
&= \frac{f_v(\theta_v) Q_h}{f_h(\theta_h) Q_v} \\
&= \frac{Q_h}{Q_v} \times \frac{f_{vw} + \Delta f_{vw}}{f_{hw} + \Delta f_{hw}} \\
&= \frac{f_{vw} Q_h}{f_{hw} Q_v} \left(1 + \frac{\Delta f_{vw}}{f_{vw}} - \frac{\Delta f_{hw}}{f_{hw}} \right) + O(\Delta f^2) \\
&\simeq 1 + \frac{\Delta f_{vw}}{f_{vw}}(\theta_v) - \frac{\Delta f_{hw}}{f_{hw}}(\theta_h)
\end{aligned}$$

のように書ける。ここで 2 式から 3 式へ移る際に他の補正関数は打ち消し合う。さらに $\Delta f/f \ll 1$ とし 2 次以上の項は無視した。また最後の式で頭にかかっている因子が消えているのは、水中での正しい補正関数を用いた時に Q_{cor} の値が等しくなるためである。

この時、図 A.2 の右図からスライスを一回転したときに θ_h の角度変化による補正関数 $f(\theta_h)$ の変化は小さいことがわかる。実際、あるスライスを選択したときの θ_h は 48.7 度 $\sim$ 80.7 度 で変化し、θ_v は 14.6 度 $\sim$ 165.7 度 で変化する。このため、この各角度に対応した経度方向の補正関数の変化は図 A.3 のようになり、縦置きのシンチレーターボールの場合には $f(\theta_v)$ の変化分が $\sim$ 7.7 % であるのに対し、$f(\theta_h)$ の変化分は 2 %以下に収まっている。そこで、上の式は次のようにさらに近似できる。

$$\begin{aligned}
R &\equiv \frac{Q_{corh}}{Q_{corv}} \\
&\simeq 1 + \frac{\Delta f_{vw}}{f_{vw}}(\theta_v) - const
\end{aligned}$$

ここで $\Delta f_{hw}/f_{hw}$ を const とした。この R についてあるスライスでプロットしたものを図 A.4 に示す。この図をみると ϕ_{ball} 方向に約 8 %もの非対象性が現れている。図 A.4 で示される黒

丸と白丸は本来一致しなくてはならない性質のものである。この原因が ϕ_{ball} 方向の補正関数に起因するものなのか、横置きにした際の治具によるものなのかを確かめるために、ϕ_{ball} 方向の補正関数を求めるための測定を行った。

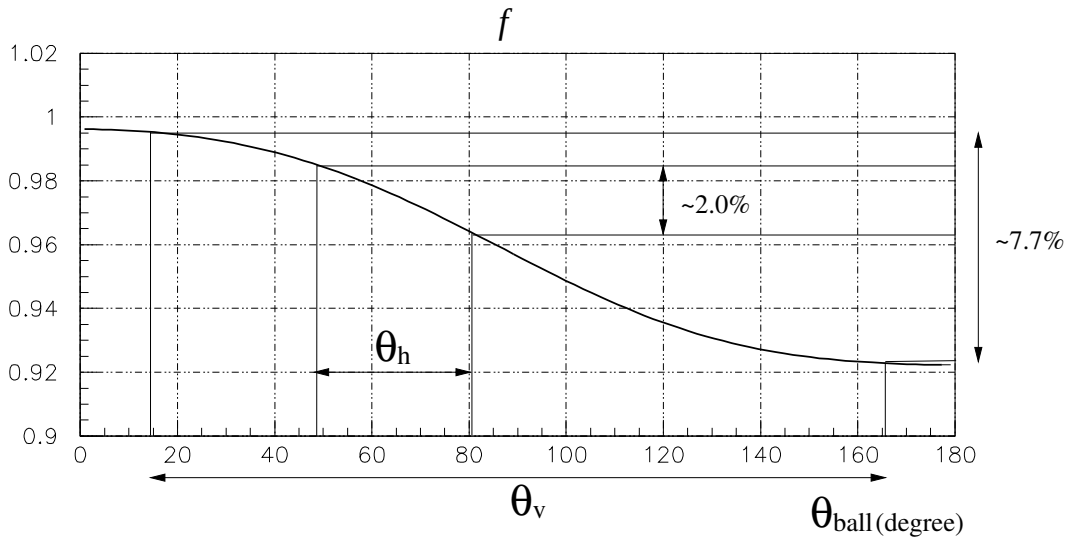


図 **A.3** シンチレーターボールの置き方の違いによる同一スライス上での補正関数の変化

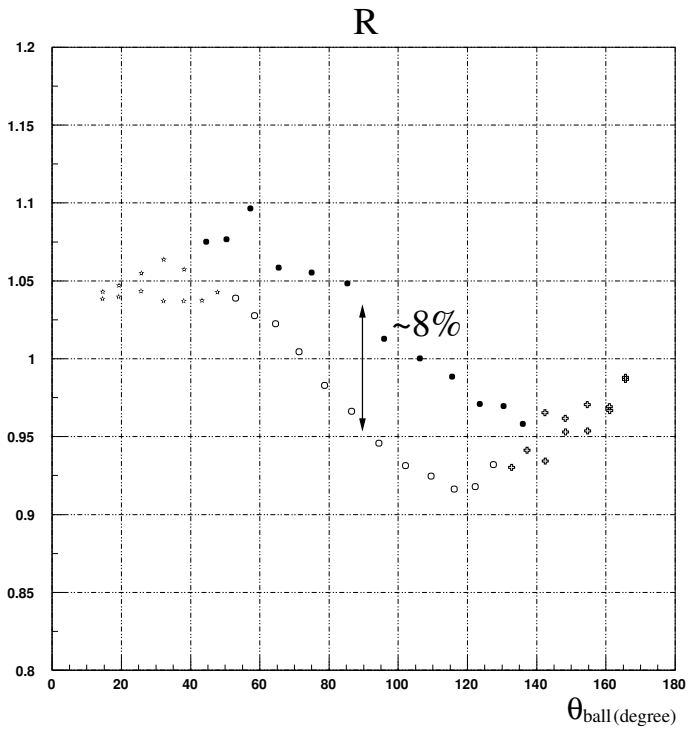


図 **A.4** R についてのプロット。横軸は $\theta_{ball}(\theta_v)$。黒丸は $\theta_{ball} = 0$ 度 方向を見た時の右壁側、白丸は左壁側を表す。また、白の十字は水槽上面部を、黒い星印は水槽下面部をそれぞれ表す。

A.2 水中でのシンチレーターボールの緯度方向補正関数

前節で見たように、シンチレーターボールを横置きにした測定で現れた非対象性は ϕ_{ball} 方向に起因しているものと思われる。そこで、ϕ_{ball} 方向の補正関数を求めるための測定を行った。この測定を行うためにはシンチレーターボールがどの方向を向いているかを正確に知る必要がある。そこで ϕ_{ball} を求められるように、シンチレーターボールに方向決定のための LED をとりつけた (図 A.5)。この時のヒットマップ分布のイベントディスプレイを図 A.6 に、LED によって得られた ϕ_{ball} 方向決定の図を図 A.7 に示す。LED を光らせて角度を求めるための測定は、シンチレーターボールを光らせてとるランの前後に行った。これにより、ランの前後でシンチレーターボールが動いていない事を確かめた。測定の結果から ϕ_{ball} は $\sim 155.3 \pm 1.3$ 度と求められた。

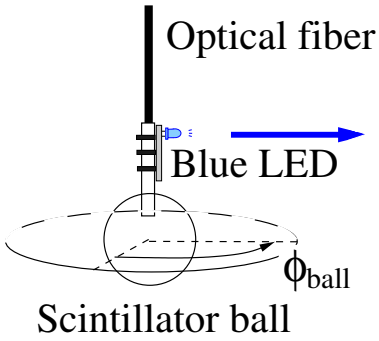


図 **A.5** LED をとりつけたシンチレーターボール。

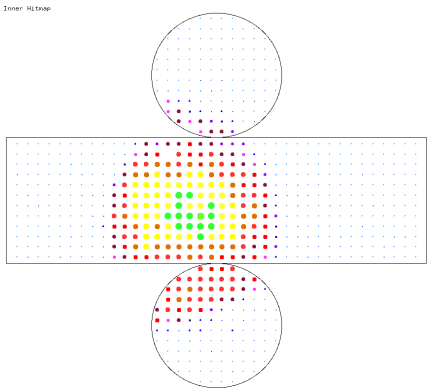


図 **A.6** LED のヒットマップ。

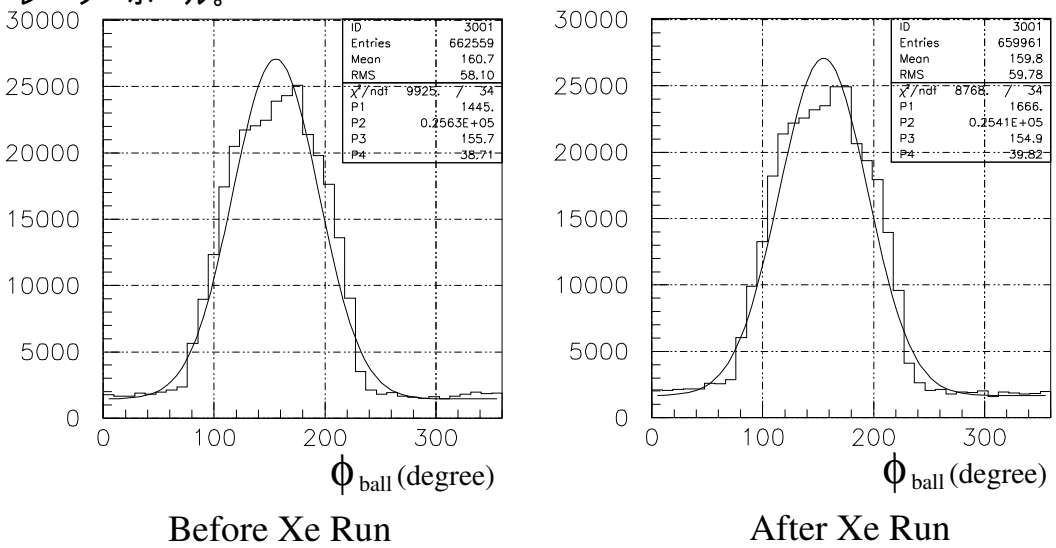


図 **A.7** ϕ_{ball} 方向の決定。ϕ_{ball} 方向に並んでいる光電子増倍管の位置に、LED の光量で重みをつけたもの。

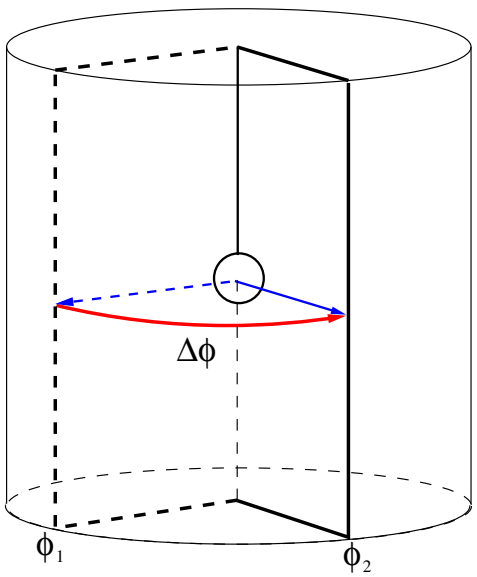


図 **A.8** シンチレーターボールの回転

初めに決めた角度の Xe ランをセット 1 とし、角度を $\Delta\phi$ (今の場合 88.7 度) ずらしてとった Xe ランをセット 2 とする。ここで、同じ位置にある光電子増倍管におけるセット 1、セット 2 での電荷量をそれぞれ、Q_1、Q_2 とする。この比 R_Q は次のように書ける。

$$\begin{aligned} R_Q &= \frac{Q_2}{Q_1} \\ &= \frac{P_2}{P_1} \end{aligned}$$

ここで、P_1、P_2 は各セットで同一の光電子増倍管が受ける光量である。このように、同じ光電子増倍管の受けた電荷量の比をとったため、ゲインの効果を打ち消す事により、電荷量の比を光量の比に書き直す事が出来た。

ところで、この光量分布こそが今求めようとしている補正関数そのものである。そこで求めるべき補正関数を $p(\phi)$ とすると、上式は次のように書き直せる。

$$\begin{aligned} R_Q &= \frac{p_2(\phi_1)}{p_1(\phi_1)} \\ &= \frac{p(\phi_2 - \Delta\phi)}{p(\phi_1)} \end{aligned} \tag{A.2}$$

ちなみに ϕ_1、ϕ_2 は図 A.8 で表される座標系での緯度方向の角度である。

LED により求まった角度情報を用い、次に述べる二つの方法で ϕ_{ball} 方向についての補正関数を求めた。

(方法 1) 補正関数を仮定して求める方法
補正関数 p を次式のように仮定する。

$$p(\phi) \quad = \quad a_0 + a_1 \cos(\phi + b) + a_2 \cos(2(\phi + b)) \tag{A.3}$$

ここで、a_0、a_1、a_2、b はそれぞれフィッティングで求める変数である。この仮定した関数を式 A.2 の形にして、測定で得られた R_Q のデータをフィットすることにより p を求める。R_Q 分布と、フィットの結果を図 A.9 と図 A.10 にそれぞれ示す。これより ϕ_{ball} 方向の光量の非一様性は約 ± 3.9 % と求まった。

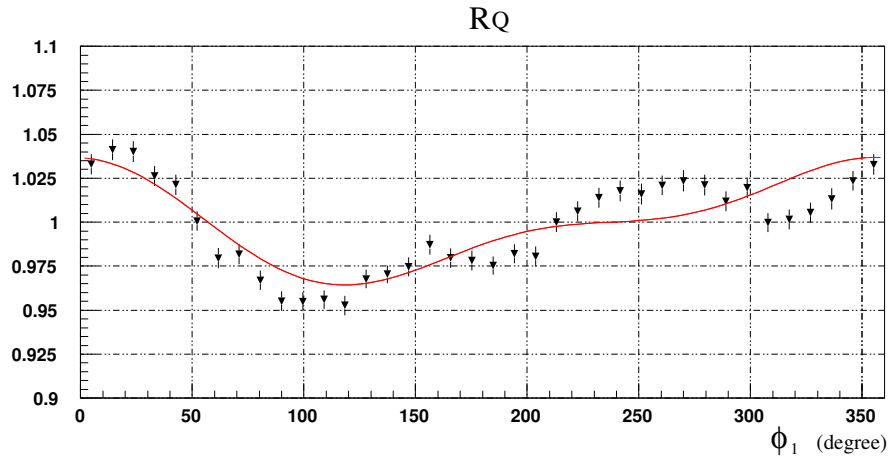


図 **A.9** R_Q を用いたフィッティング。

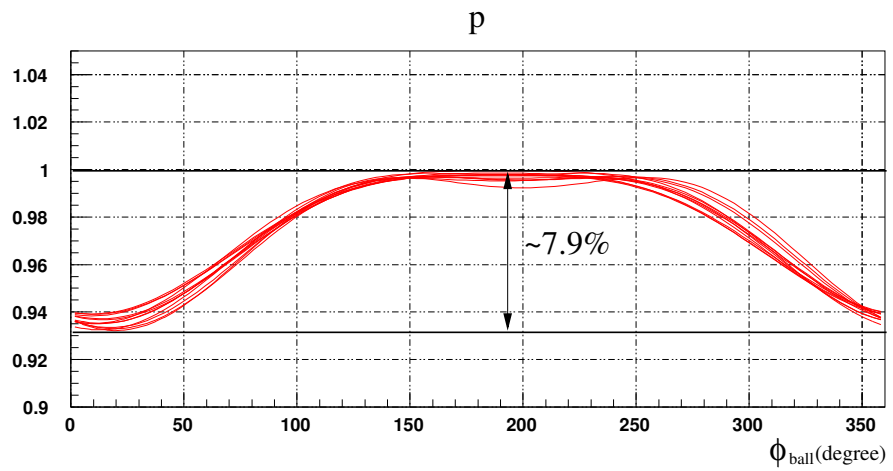


図 **A.10** 方法 1 で求めた補正関数。上の図とでは緯度方向の角度座標系が異なっていることに注意。

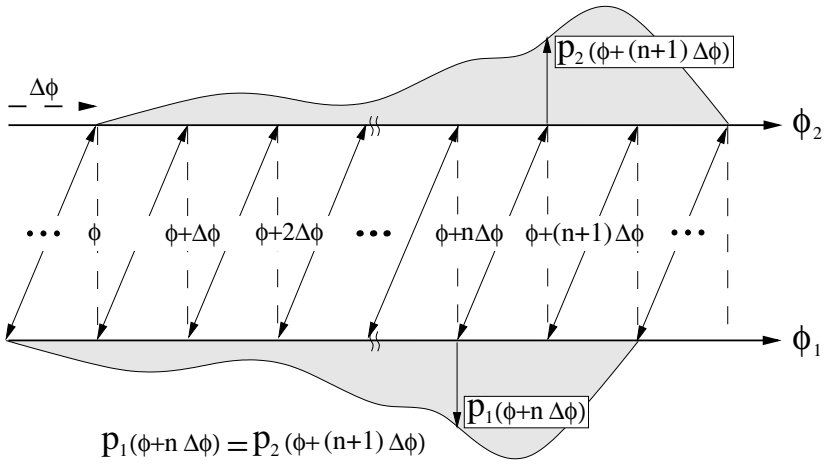


図 A.11　方法 2 の概図

(方法 2) 直接的に補正関数を求める方法

図 A.11 から壁面の同一の層について $\Delta\phi$ 回転した場所の光量が等しい点が存在することがわかる。この光量の等しい場所を利用して次のようにして補正関数を求めていく。

ここで、$\Delta\phi$ シンチレーターボールが回転した時の $n\Delta\phi$ の位置での R_Q をあらためて次のように定義する。

$$R_{Q_n} = \frac{p_2(n\Delta\phi)}{p_1(n\Delta\phi)} \tag{A.4}$$

これを用いて、R_{Q_n} の逆数を n 回かけていったものを F_n とすると、

$$\begin{aligned} F_n &\equiv \prod_{i=1}^{n} \frac{1}{R_{Q_i}} \\ &= \frac{1}{R_{Q_1}} \cdot \frac{1}{R_{Q_2}} \cdots \frac{1}{R_{Q_n}} \\ &= \frac{p_1(\Delta\phi)}{p_2(\Delta\phi)} \cdot \frac{p_1(2\Delta\phi)}{p_2(2\Delta\phi)} \cdots \frac{p_1(n\Delta\phi)}{p_2(n\Delta\phi)} \\ &= \frac{p_1(n\Delta\phi)}{p_2(\Delta\phi)} \\ &= \frac{p_1(n\Delta\phi)}{p_1(0)} \\ &= \frac{p(n\Delta\phi)}{p(0)} \end{aligned}$$

となる。ここで、途中の式変形には $p_1(n\Delta\phi) = p_2((n+1)\Delta\phi)$ の関係を用いた。この F_n を用いて、F_n の測定結果をフィットすることにより補正関数 p を得た。ちなみにこのフィッティングに用いた関数 p は式 A.3 と同じものである。

F_n と、フィットの結果を図 A.12 と図 A.13 にそれぞれ示す。これにより ϕ_{ball} 方向の光量の非一様性は約 ± 2.8 % と求まった。

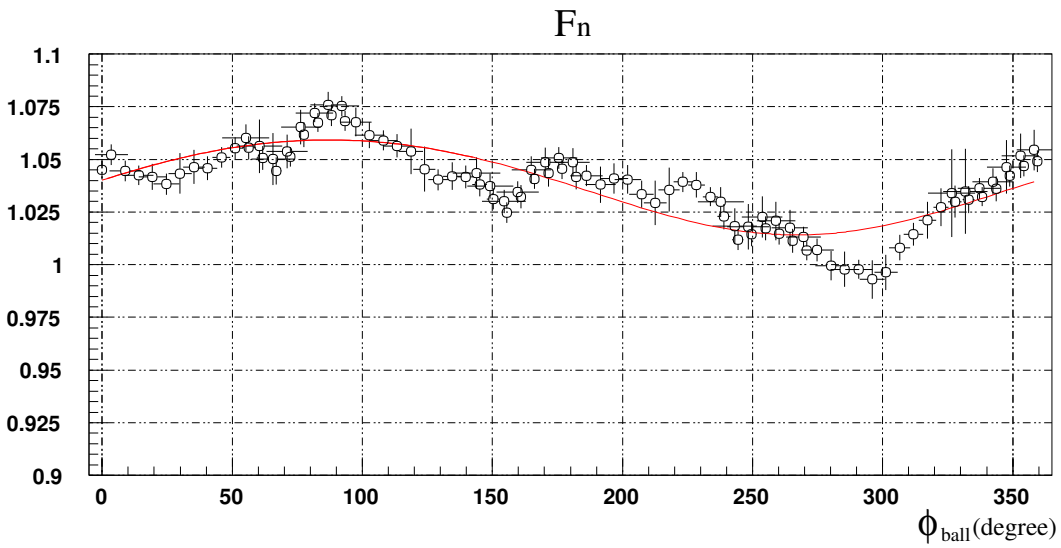


図 **A.12** F_n を用いたフィッティング

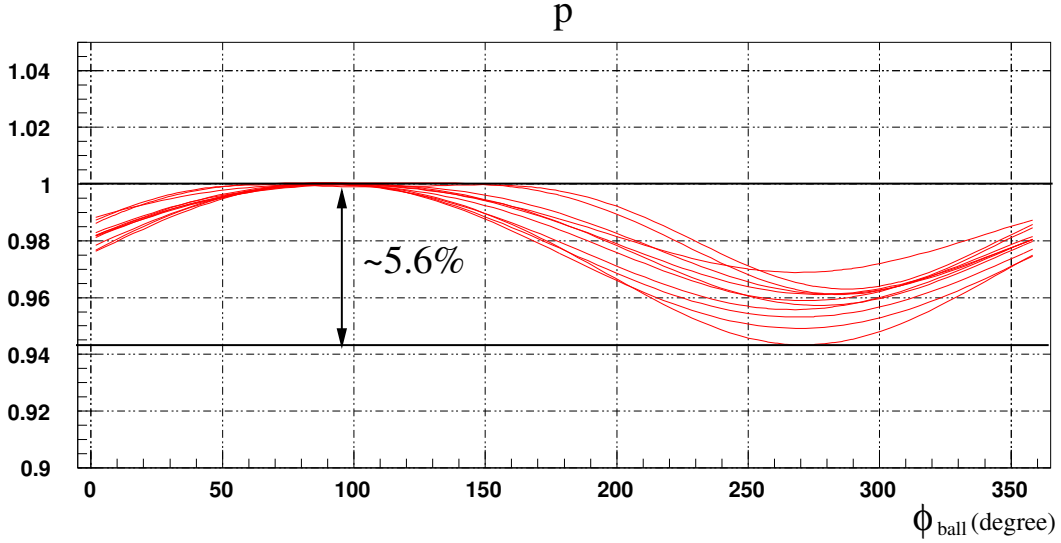


図 **A.13** 方法 2 で求めた補正関数。水槽壁面部 12 層分の補正関数を示す。

A.3 まとめ

方法 1 と方法 2 で求めた補正関数には、± 1.2 % 程度の違いがあることがわかる。これは図 A.9 や図 A.12 を見てもわかることであるが、フィッティングの限界であると考えられる。以上の結果から、ϕ_{ball} 方向の光量の非一様性は最大で ± 3.9 % と求まった。また、空気中で求められた ± 2 % と 2 %程度の違いがあることもわかった。図 A.4 で見られた非一様性はこの ϕ 方向の光量の非一様性を用いて説明出来ることもわかる。時間の都合上この ϕ 方向の補正関数 p を用いて θ 方向の水中での補正関数 f を求めることは出来なかった。しかしながら、第 5.4 節でも見たようにゲインのばらつきが約 5.7 %ある事から、現状では 2 %レベルの補正は必要ないと思われる。この事から、水中と空気中での補正関数の違いは 2 %であるとしてエラーにくみいれることにする。

付 録B　荷電粒子発生点の測定結果

この章では第 6 章で省略した TDC fit の全測定点における測定結果の図を示し、MS fit について行った解析について説明する。

B.1　TDC fit の測定結果

この節では TDC fit の発生点分布と、位置分解能、角度分解能について、各測定点で得られた結果を全て示す。

発生点分布については図 B.1 から図 B.6 に示す。ここで発生点分布の図の説明を簡単にしておく。図はデータと MC の結果を重ねて表示したもので、それぞれは各事象数で規格化してある。黒丸がデータ、ボックスが MC の結果である。また、左図が FC 事象、右図が PC 事象を意味している。横軸は z 軸にとっている (z 軸正方向が水槽上面部を示し、$z = 0$ m が水槽中心を意味する)。

位置分解能の定義は、再構成された発生点と真の発生点との距離 Δz をとった時に、Δz 分布の全事象の内 1σ である 68 %以内に事象を見いだす範囲としている。また角度分解能の定義は、鉛直下向きに入射する宇宙線ミューオンの真の角度と、再構成された角度との差 $\Delta\theta$ をとった際に、$\Delta\theta$ 分布の全事象の内 1σ である 68 %以内に事象を見いだす範囲としている。横軸を Δz、$\Delta\theta$ として位置分解能と角度分解能を求めた図を、位置分解能については図 B.7 から図 B.12 に、また、角度分解能については図 B.13 から図 B.18 に示す。

ここで、分解能を求めた図について簡単な説明をしておく。図は上がデータで、下が MC の結果である。また、左図は FC 事象、右図は PC 事象を意味している。図の影のついた部分が 1σ である 68 %以内に含まれる領域である。

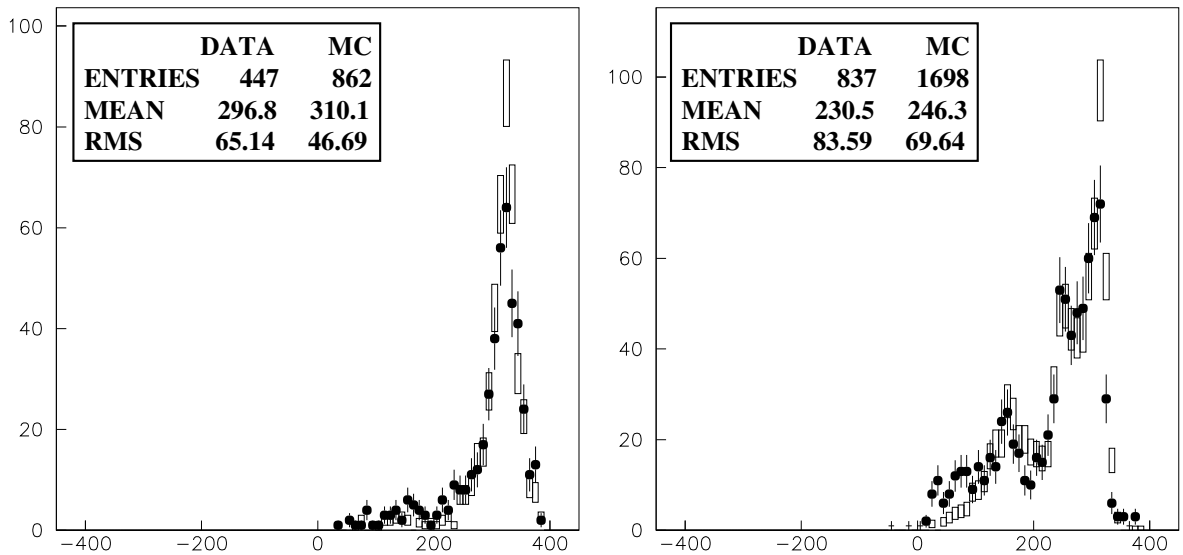


図 **B.1** $z = +3$ m における TDC fit による発生点分布

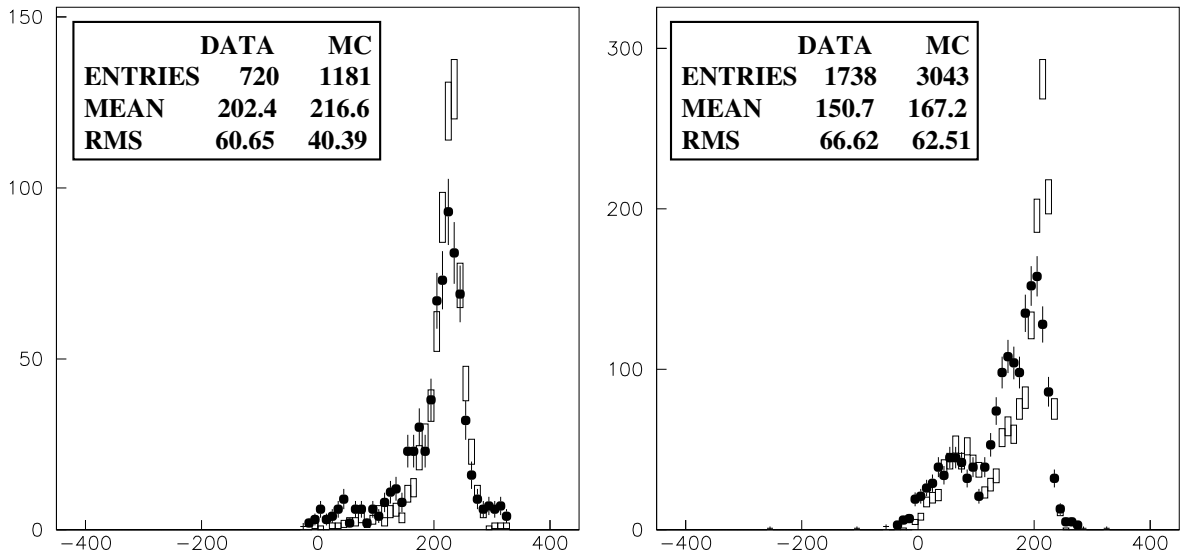


図 **B.2** $z = +2$ m における TDC fit による発生点分布

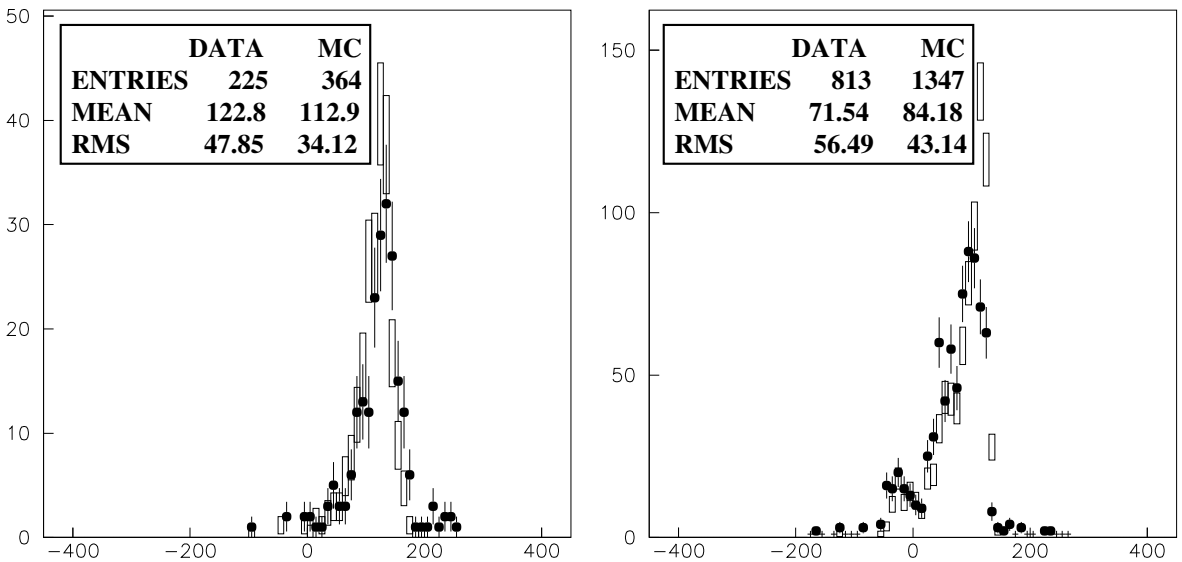


図 **B.3** $z = +1$ m における TDC fit による発生点分布

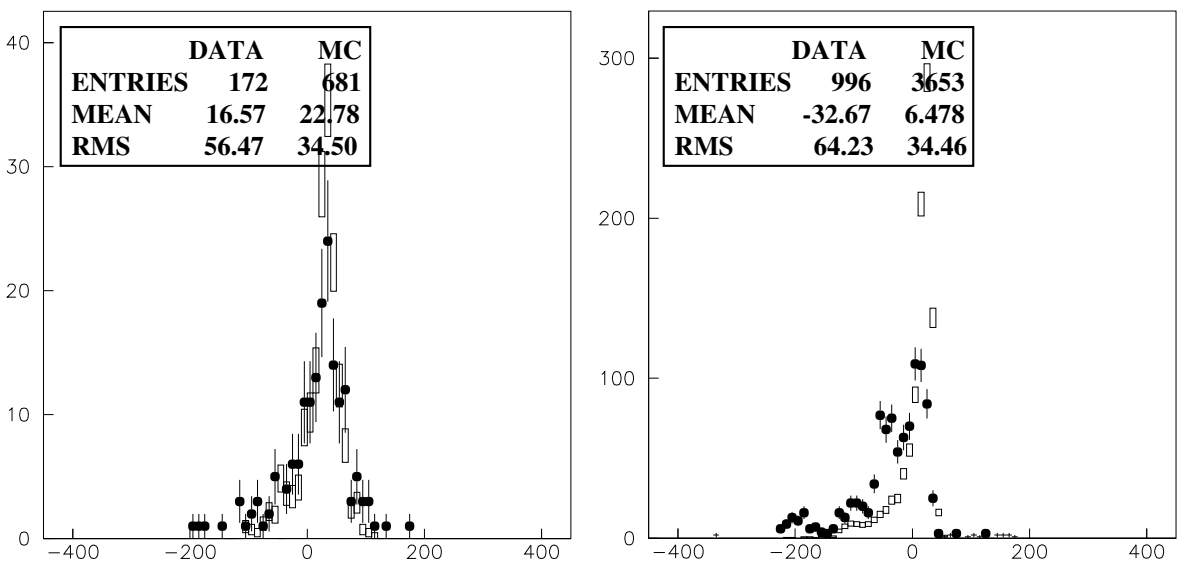


図 **B.4** $z = 0$ m における TDC fit による発生点分布

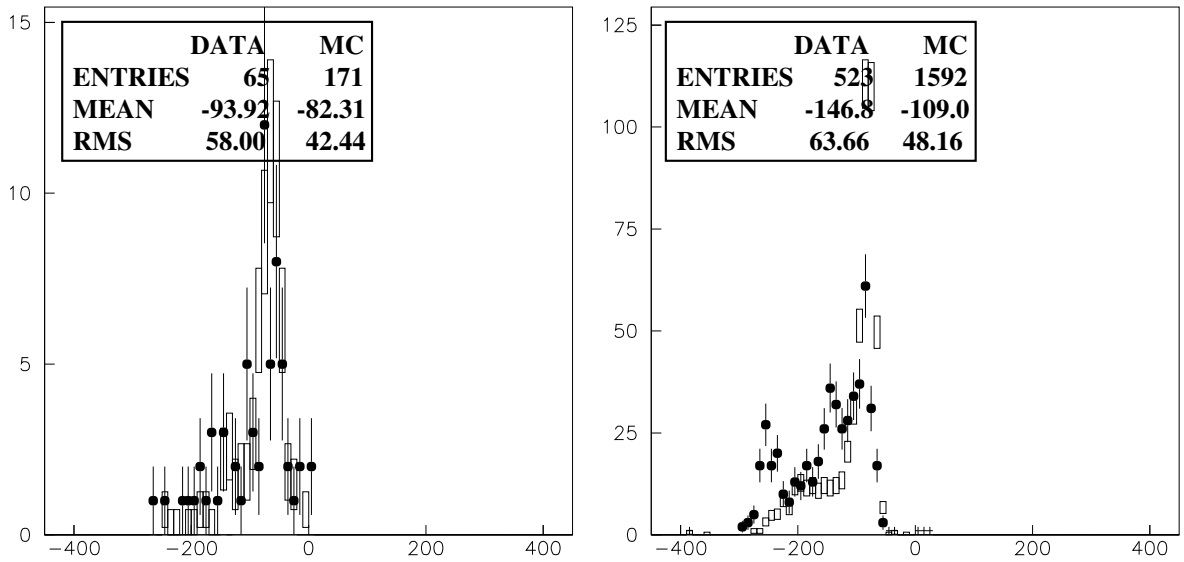


図 **B.5** $z = -1$ m における TDC fit による発生点分布

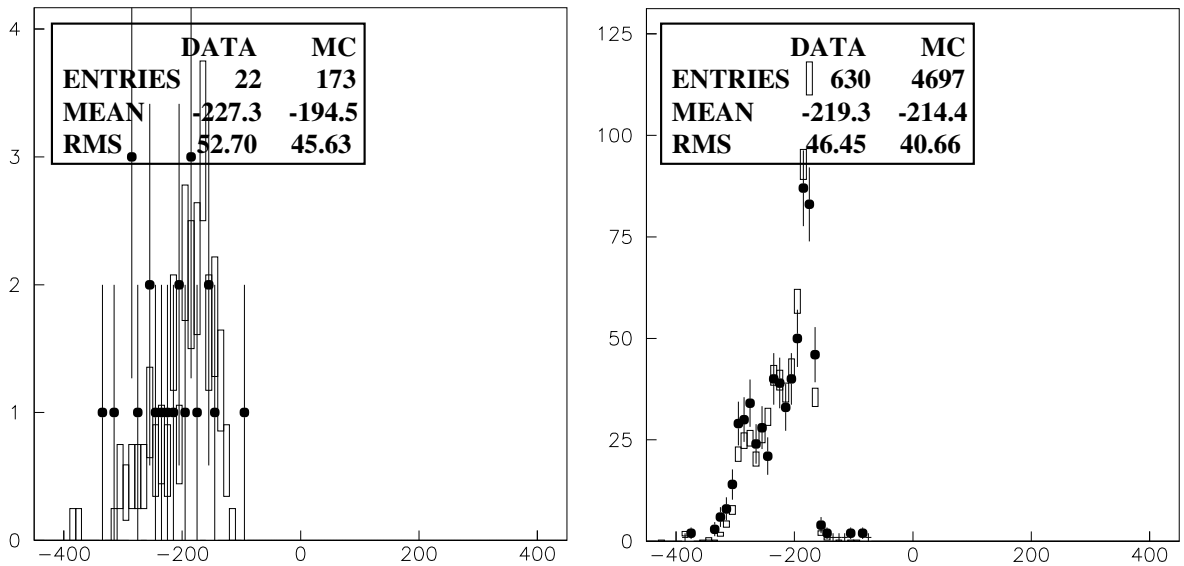


図 **B.6** $z = -2$ m における TDC fit による発生点分布

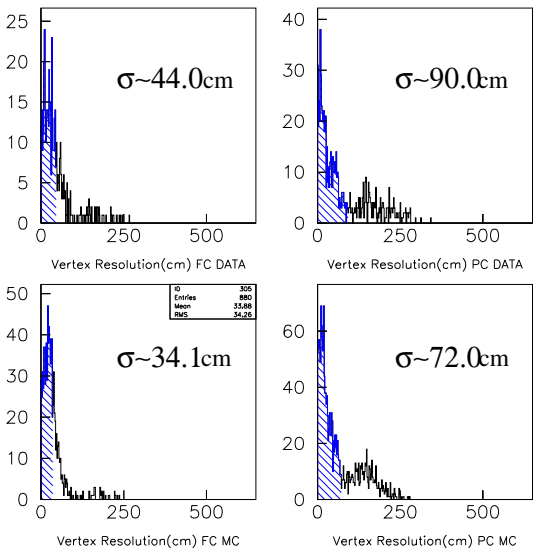


図 B.7 $z = +3$ m における TDC fit の位置分解能

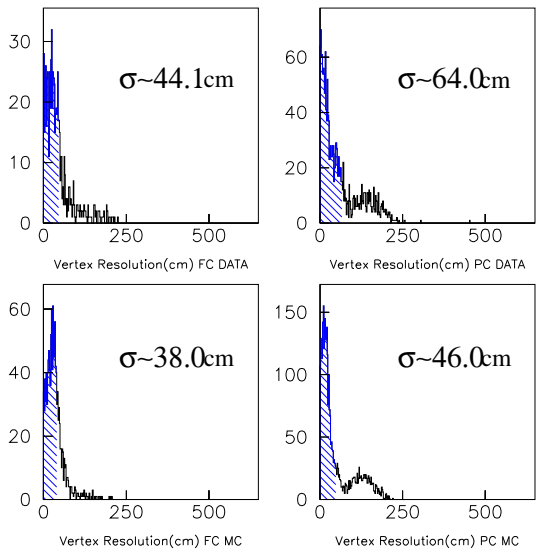


図 B.8 $z = +2$ m における TDC fit の位置分解能

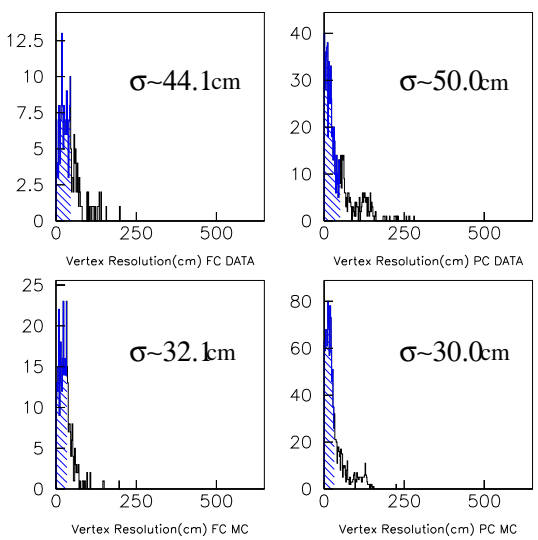


図 B.9 $z = +1$ m における TDC fit の位置分解能

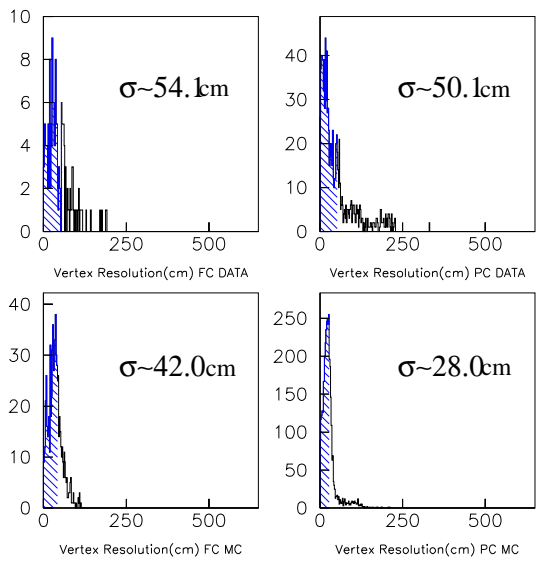


図 B.10 $z = 0$ m における TDC fit の位置分解能

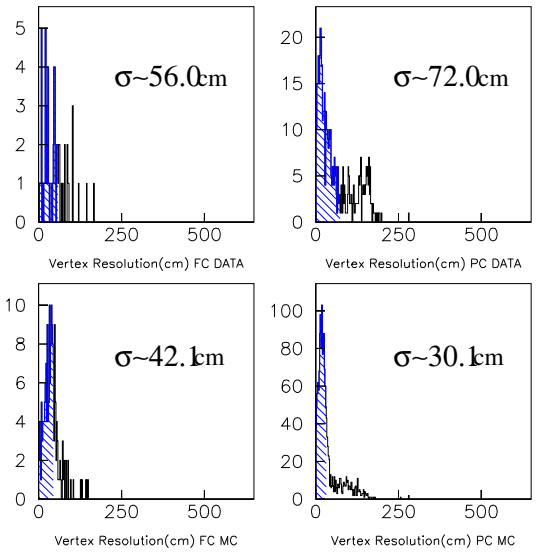


図 **B.11** $z = -1$ m における TDC fit の位置分解能

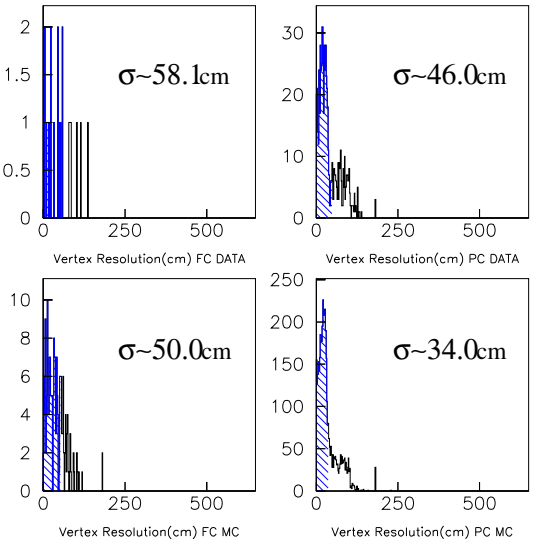


図 **B.12** $z = -2$ m における TDC fit の位置分解能

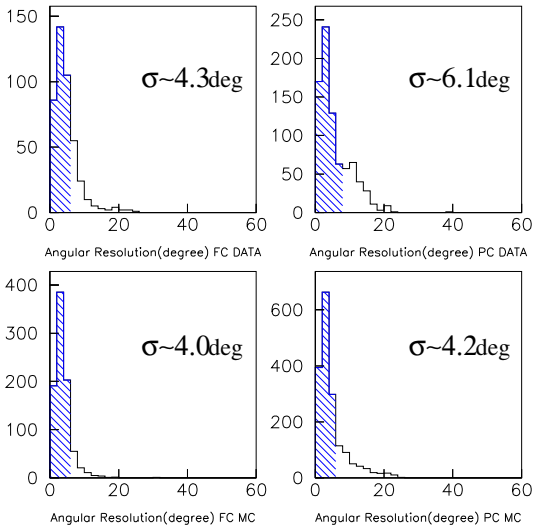


図 **B.13** $z = +3$ m における TDC fit の角度分解能

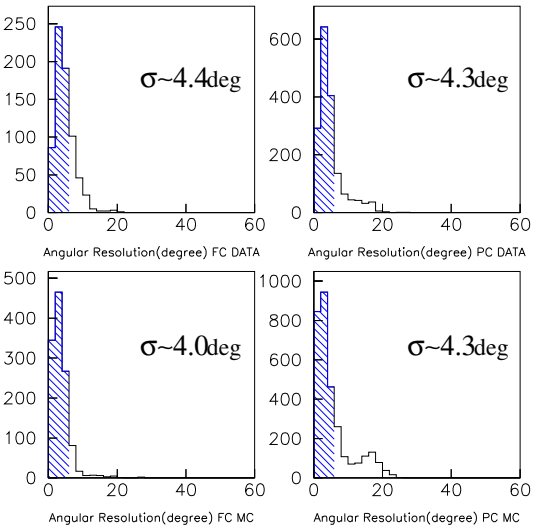


図 **B.14** $z = +2$ m における TDC fit の角度分解能

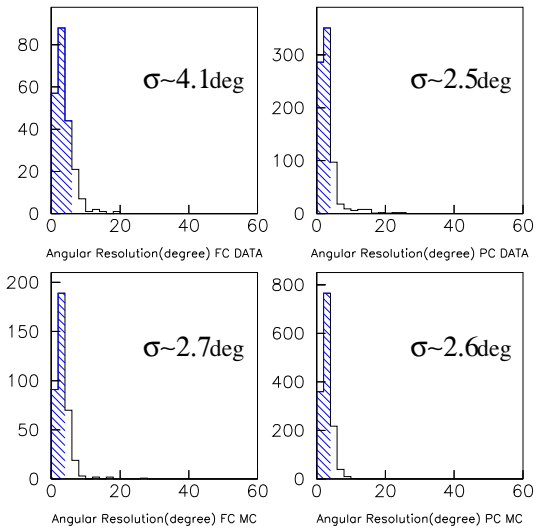


図 B.15 $z = +1$ m における TDC fit の角度分解能

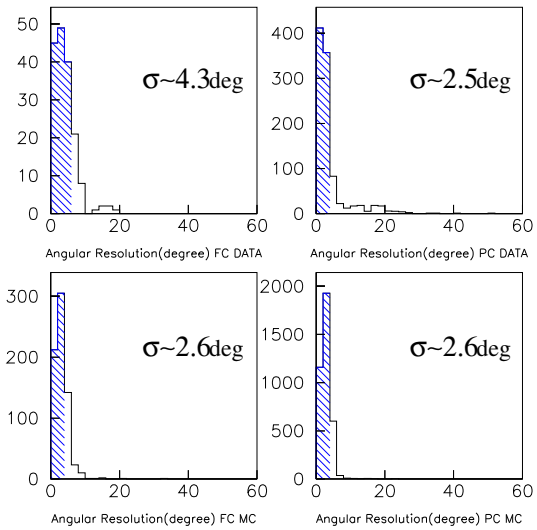


図 B.16 $z = 0$ m における TDC fit の角度分解能

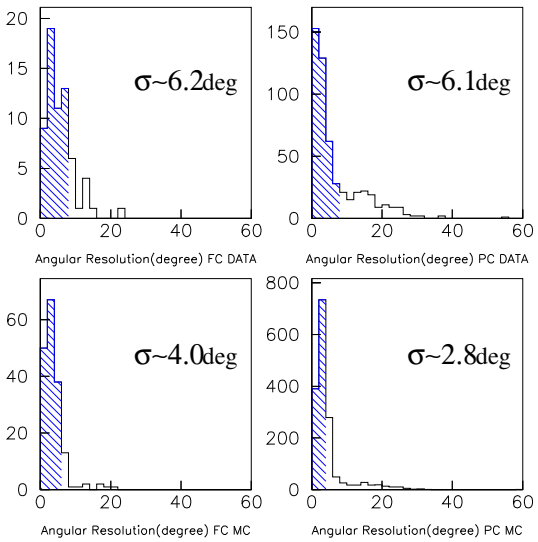


図 B.17 $z = -1$ m における TDC fit の角度分解能

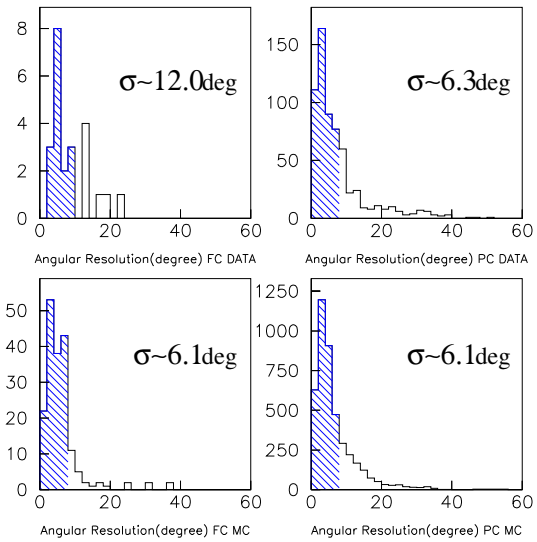


図 B.18 $z = -2$ m における TDC fit の角度分解能

B.2 MS fit の結果

第 6 章では TDC fit について解析を行ったが、同じデータに対してより精度の高い MS fit で発生点を再構成した場合について、TDC fit に比べてどう分布が変化するかを確認した。

MS fit で得られた測定結果について説明する前に第 6 章で説明を省いた、リングカウンティング以降のプロセスについて説明しておく。

B.2.1 リングカウンティング

ここでは、チェレンコフリング数の決定を行う。TDC fit で見つけられたリング以外に、他のリングが存在するかどうかを調べ、リングが存在した場合は、それらのリングの方向を決定する。

TDC fit で求めた発生点から見たとき、チェレンコフリングは中心から約 40° の角度をなす円に見え、ヒットした光電子増倍管はその上に位置しているはずである。

チェレンコフ光が約 40° の方向に放出されているので、逆にあるヒットした光電子増倍管から 40° の円を描くと、この円はチェレンコフリングの中心を通ることになる。これをヒットした光電子増倍管について繰り返していくと、もしチェレンコフリングが確実に存在すればその中心では多くの光電子増倍管の円が重なるはずである (図 B.19)。

この円の重なり度を評価するために、以下の方法をとる。まず、発生点から見た 72×36 の (θ, ϕ) 分布を用意する。そして、ヒットした光電子増倍管によって描かれた円に対応する座標に、光電子増倍管の光量の値を重ねていく。このようにすると、ヒットした光電子増倍管の光量が大きければ、また重なりが多ければ最終的な (θ, ϕ) の光量分布上にそれだけ高いピークができる (図 B.20 は [21] を参照した)。このピークが次リングの候補となる。

次リングの候補が本当のチェレンコフリングであるかを、最尤法を用いて判断する。もし、2 リング目が見つかったら、全体の (θ, ϕ) の光量分布から既に見つけられている 1 番目のリングによる光量を取り除き、残った光量分布から 2 番目のリングを探す。これを、次のリングが見つからなくなるまで繰り返し、全てのリングについて、リングの方向とチェレンコフ角を求める。

B.2.2 粒子識別 (PID)

次に、リングカウンティングにより得られた全てのチェレンコフリングについて、ノンシャワー型の μ-like であるか、シャワー型の e-like であるかの粒子の識別 (PID) を行う。PID の際に使用する情報はリングのパターンとチェレンコフ角である。

シャワー型の代表である電子は、水中で電磁シャワーを引き起こすため、リングの端がぼやけ、チェレンコフ角の外側まで広がりを持った光量分布となる。一方、ノンシャワー型の代表であるミューオンは。リングの端がくっきりしたリングとなり、チェレンコフ角の外側には殆んど光量を持たない。よって、主にリングのパターンの違いを用いて、e-like または μ-like の識別を行う。

粒子識別の際に使用するもうひとつの情報は、再構成されたチェレンコフ角の情報である。チェレンコフ角は運動量の関数なので、運動量の低い領域ではチェレンコフ角が小さくなる。そのため光量の少ないリングについては、チェレンコフ角の情報が特に有効である。

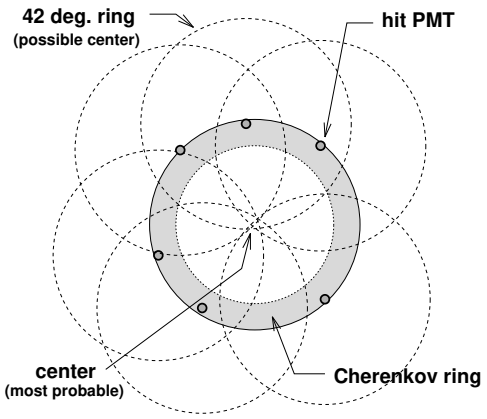


図 **B.19** チェレンコフリング方向を見つけるための概図。影をつけたリングはチェレンコフリングを表し、破線の円の焦点から中心が求められる。

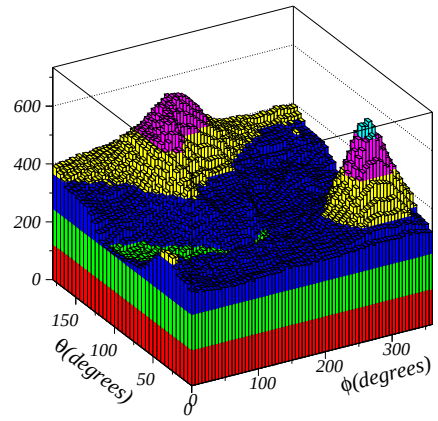


図 **B.20** 典型的な 2 リング事象の電荷分布。$(\theta - \phi)$ 面内の 2 つのピークの位置はチェレンコフリング方向に対応する。

まず、得られたチェレンコフリングについて、電子を仮定した場合、ミューオンを仮定した場合のそれぞれで、各光電子増倍管が受けるであろう光量の期待値を計算する。二つの期待光量分布のうち、どちらの仮定が観測値を良く再現しているかを評価することにより、粒子の種類を決定する。i 番目の光電子増倍管について、期待される光量の値が Q_i^{exp} であるときに、観測値 Q_i^{obs} が得られる確率を Prob_i=$\mathrm{Prob}(\mathrm{Q}_i^{exp},\mathrm{Q}_i^{obs})$ とする。この積を電子を仮定した場合、ミューオンを仮定した場合それぞれについて計算する。電子の場合、

$$L(e) = \prod_{\theta_i < 1.5\times\theta_C} \mathrm{Prob}_i(e) \tag{B.1}$$

となる。ただし、積はチェレンコフ角を θ_C として、粒子の進行方向を軸とし、解放角 $1.5 \times \theta_C$ である円錐内に含まれる光電子増倍管に対してとる。後で、チェレンコフ角の情報とあわせるために、χ^2 分布に変換する。

$$\chi^2(e) = -2\log L(e) + \mathrm{constant} \tag{B.2}$$

そして、リングのパターンによる評価関数

$$\mathrm{P}_{\mathrm{pattern}}(e) \quad = \quad \exp\left\{-\frac{1}{2}\left(\frac{\chi^2(\mathrm{e}) - \min[\chi^2(\mathrm{e}), \chi^2(\mu)]}{\sigma_{\chi^2}}\right)^2\right\} \tag{B.3}$$

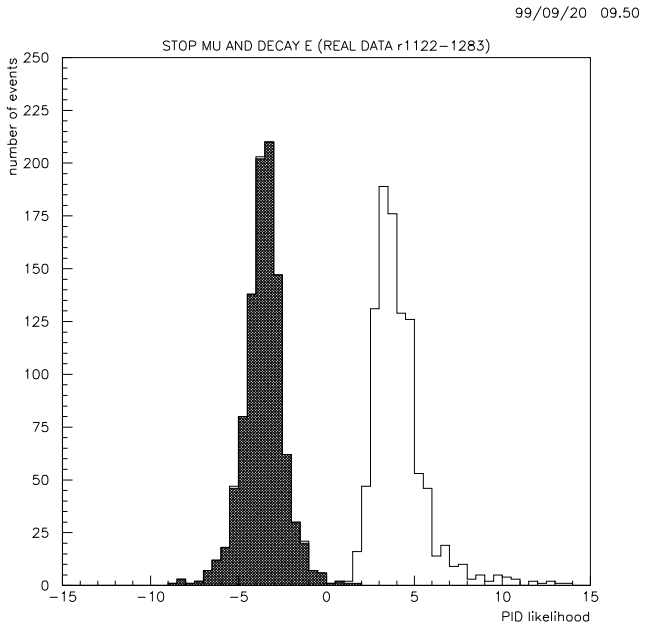


図 B.21 静止宇宙線ミューオン事象と、崩壊電子事象の PID の評価関数の分布。横軸は $\mathrm{P}(\mu)-\mathrm{P}(e)$ である。また、白抜きヒストグラムはミューオン事象で、斜線ヒストグラムは電子事象である。

$$\sigma_{\chi^2} \quad = \quad \sqrt{N_D} \tag{B.4}$$

を得る。

次に、チェレンコフ角を用いた評価を行う。粒子の種類を仮定すれば、その運動量から期待されるチェレンコフ角を、仮定した粒子の種類毎に見積もることができる。期待されるチェレンコフ角を θ_c^{exp}、再構成の結果得られたチェレンコフ角を θ_c^{obs} とすると、チェレンコフ角による評価関数は、以下の式で表すことができる。

$$\mathrm{P}_{\mathrm{angle}}(e) = \mathrm{constant} \times \exp\left\{-\frac{1}{2}\left(\frac{\theta_c^{exp}(e)-\theta_c^{obs}}{\Delta\theta_c}\right)^2\right\} \tag{B.5}$$

ただし $\Delta\theta_c$ はチェレンコフ角の決定精度である。

(B.3) と (B.5) をかけあわせ、リングパターンとチェレンコフ角の両方の情報を用いた電子らしさを表す関数 P_e を得る。

$$\mathrm{P}(e) = \mathrm{P}_{\mathrm{pattern}}(e) \times \mathrm{P}_{\mathrm{angle}}(e) \tag{B.6}$$

同様に、μ 粒子についても μ 粒子らしさを表す関数 $\mathrm{P}(\mu)$

$$\mathrm{P}(\mu) = \mathrm{P}_{\mathrm{pattern}}(\mu) \times \mathrm{P}_{\mathrm{angle}}(\mu) \tag{B.7}$$

を計算する。

(B.6) と (B.7) を比較し、もし $\mathrm{P}(e) > \mathrm{P}(\mu)$ であれば、e-like、逆に $\mathrm{P}(e) < \mathrm{P}(\mu)$ であれば、μ-like と決定する。

また、実データで粒子の種類がわかる例として、検出器内で全エネルギーを失い静止した宇宙線ミューオンと、その崩壊で出来る電子による事象がある。図 B.21 は、静止宇宙線ミューオン事象と、崩壊電子事象の PID の評価関数の分布である。

B.2.3 MS fit

TDC fit はあらゆるエネルギー、あらゆるタイプのニュートリノ事象でよく機能している。しかしながら、発生点の分解能は、チェレンコフリング方向と垂直な方向に比べ、リング方向では悪くなってしまう。これは TDC fit を定義している goodness から説明できる。残留時間のずれである $t_i - \langle t_i \rangle$ は全ての光電子増倍管からの発生点までの距離が同じ場合には殆んど変わらない。そのため、チェレンコフリングの軸対象性からチェレンコフリングから発生点を精密に求める事が難しくなってしまう。

この問題を解決するため、発生点を求める際、荷電粒子進行方向に対しては PID の手法で用いた尤度法を用い、それと垂直な方向に対しては発生点フィットから得られる TDC fit の goodness を用いている。MS fit はこの方法に基礎をおいたものである。MS fit の MS はチェレンコフリングのパターンである、中間子型 (Meson)、シャワー型 (Shower) からとっている (中間子型は前にノンシャワー型と呼んでいたものである)。MS fit では PID の手順で決定される粒子のタイプを用いるため、PID 情報を使用する。PID と MS fit での尤度法ではチェレンコフリングの解放角 θ_c の取り扱いが異なる。PID では発生点を TDC fit から固定し、チェレンコフリングの解放角は自由変数として最大の尤度をもつ解放角を求めている。それに対し MS fit では粒子の型と運動量から解放角が固定され、発生点を自由変数として最大の尤度をもつものを求める。結果として事象の発生点、方向ともに TDC fit よりも良い分解能で求めることが出来る。

B.2.4 MS fit による結果

TDC fit による方法では、荷電粒子進行方向に対する goodness の感度が十分ではないことから、発生点を精度良く求められていない事を示した。そこでリングカウンティングや粒子識別などを行う MS fit で、どの程度フィットで求められた発生点の分布が改善されるのかを調べた。以下で順を追って説明していく。

リングカウンティング

リングカウンティングで得られたリング数の結果を表 B.1 にまとめた。これから 2 リング以上とカウントされている事象はデータでについて FC で $4.0 \sim 13.8\%$、PC では $6.2 \sim 27.6\%$程度、MC については FC で $0.3 \sim 8.7\%$、PC では $0.4 \sim 13.0\%$程度あることがわかる。これからデータと、PC 事象で多重リング事象と認識された事象の割合が高くなっているのがわかる。また、水槽下面部へ近づくほどその割合は大きくなっている。しかしながら、PC 事象では宇宙線ミューオンは検出器外へと突き抜けるために多重リング事象が存在しているのはおかしい。しかも MC では宇宙線パイプの内部からミューオンのみを生成しているため、宇宙線などの別の方向から入射してくる粒子は考えられない。

第 6 章の B.2.1 節で説明したように、リングカウンティングでは TDC fit で求めたリング以外に別のリングが存在するかを調べ、存在している場合にはそのリングを決定し他のリングが見つからなくなるまで同じ操作を繰り返す。そのため、TDC fit で求めたリングが誤ったリングである場合正しいリングが別に存在するため、結果として多重リング事象数が増加することになっていると考えられる。なお、多重リング事象であると判定された事象と、MS fit で真の発生

表 **B.1** リングカウンティングの結果 [%]

	DATA		MC	
	FC	PC	FC	PC
+3 m	95.8/4.2/0.9†	85.6/14.4/5.2	/98.3/1.7/0.2	90.9/9.1/2.5
+2 m	/96.0/4.0/1.2	89.3/10.7/2.6	98.9/1.1/0.2	88.0/12.0/5.0
+1 m	96.0/4.0/1.4	93.8/6.2/1.7	99.2/0.8/0.0	99.0/1.0/0.1
0 m	89.1/10.9/5.7	86.7/13.3/5.5	99.7/0.3/0.0	99.6/0.4/0.1
−1 m	86.2/13.8/4.6	74.4/25.6/11.6	97.1/2.9/0.0	93.0/7.0/3.0
−2 m	90.9/9.1/9.1	72.4/27.6/7.7	91.3/8.7/0.6	87.0/13.0/3.7

† 1 リング事象 /2 リング以上の事象 /3 リング以上の事象の割合

点よりも荷電粒子進行方向にフィットされた発生点の分布には強い相関が見られる。図 B.22 にリング数と発生点のスキャッタープロットを示す。これを見ると MS fit で荷電粒子進行方向側に再構成された発生点と、多重リングとしてカウントされたものに相関があることがわかる[1]。

リングを求める際に TDC fit で求めた発生点が使われるため、この改善のためには TDC fit で求める発生点の精度をあげる必要がある。なお、MS fit は 1 リングに対して補正を行うものなので、解析には 1 リング事象のみを用いた。

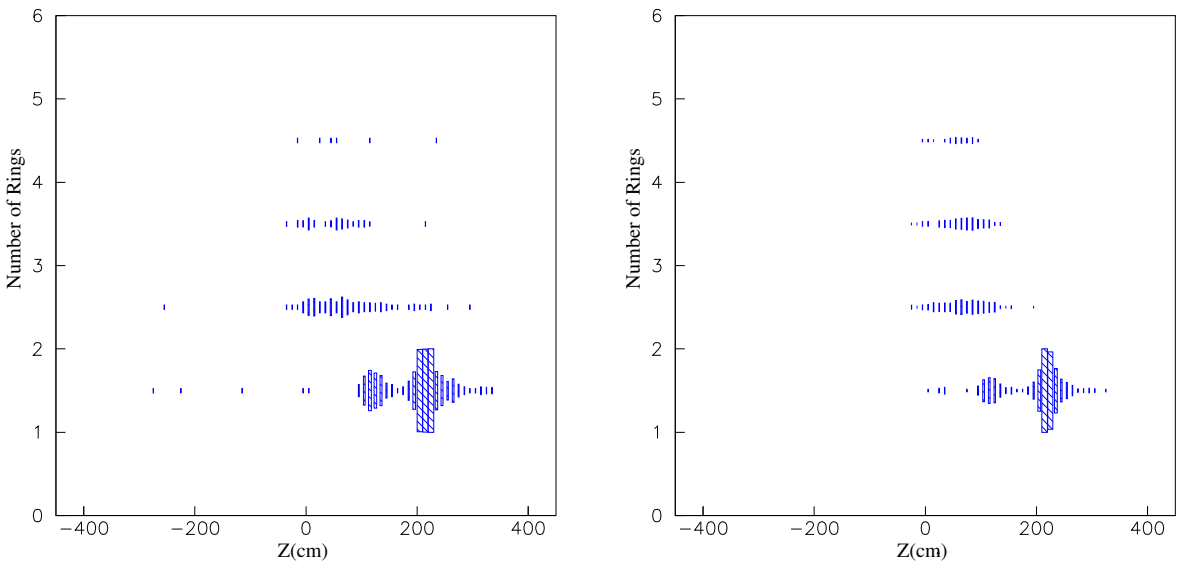


図 **B.22** 発生点分布とリング数との関係。横軸は z 軸で縦軸はリングカウントで得られたリング数である。左図がデータで、右図が MC の結果を意味する。

[1] 今回の解析ではこの MS fit で荷電粒子の進行方向にフィットされたものが、TDC fit でミスフィットしたものと相関があるかについては時間の都合上確認出来ていない。

表 **B.2** 粒子識別 (PID) の結果 [%]

	DATA		MC	
	FC	PC	FC	PC
+3 m	91。6/8.4†	74.8/25.2	97.2/2.8	84.2/15.8
+2 m	92.8/7.2	76.5/23.5	98.1/1.9	87.3/12.7
+1 m	95.2/4.8	78.7/21.3	98.9/1.1	86.9/13.1
0 m	94.3/5.7	73.3/26.7	98.5/1.5	92.3/7.7
−1 m	87.7/12.3	65.1/34.9	97.1/2.9	88.1/11.9
−2 m	100.0/0.0	76.8/23.2	97.7/2.3	84.9/15.1

† μ-like 事象 /e-like 事象の割合

粒子識別 (**PID**)

次に粒子識別によって e-like、μ-like と判定された事象がどの程度あるかをまとめたものを表 B.2 に示す。

これを見ると MC で e-like と同定された事象が PC 事象でかなり多く存在していることがわかる。またデータの方がその割合は高い。しかしながら、PC 事象ではミューオンが検出器外へと突き抜けるため、ミューオンが検出器内で崩壊することにより生じる崩壊電子をひろっているとは考えられない。

73 ページの図 6.10 でも見たように、TDC fit で発生点を誤った場合、正しいチェレンコフリングの端よりも、より内側をリングの端にとることを見た。この場合そのリング周辺に正しいリングが存在しているため、誤ってとったリングの周辺には光量を多く受けた光電子増倍管が多数存在している。そのため、この周辺の光量分布を電磁シャワーによりリングの端がぼやけた事象であると認識してしまうことで、e-like 事象の割合が多くなっていると考えられる。

e-like、μ-like 事象と発生点分布との関係を示す図を図 B.23 に示す。これから e-like 事象と、MS fit で荷電粒子進行方向へ再構成された発生点とに相関があることがわかる。なお、MS fit の解析では μ-like 事象のみを用いた。

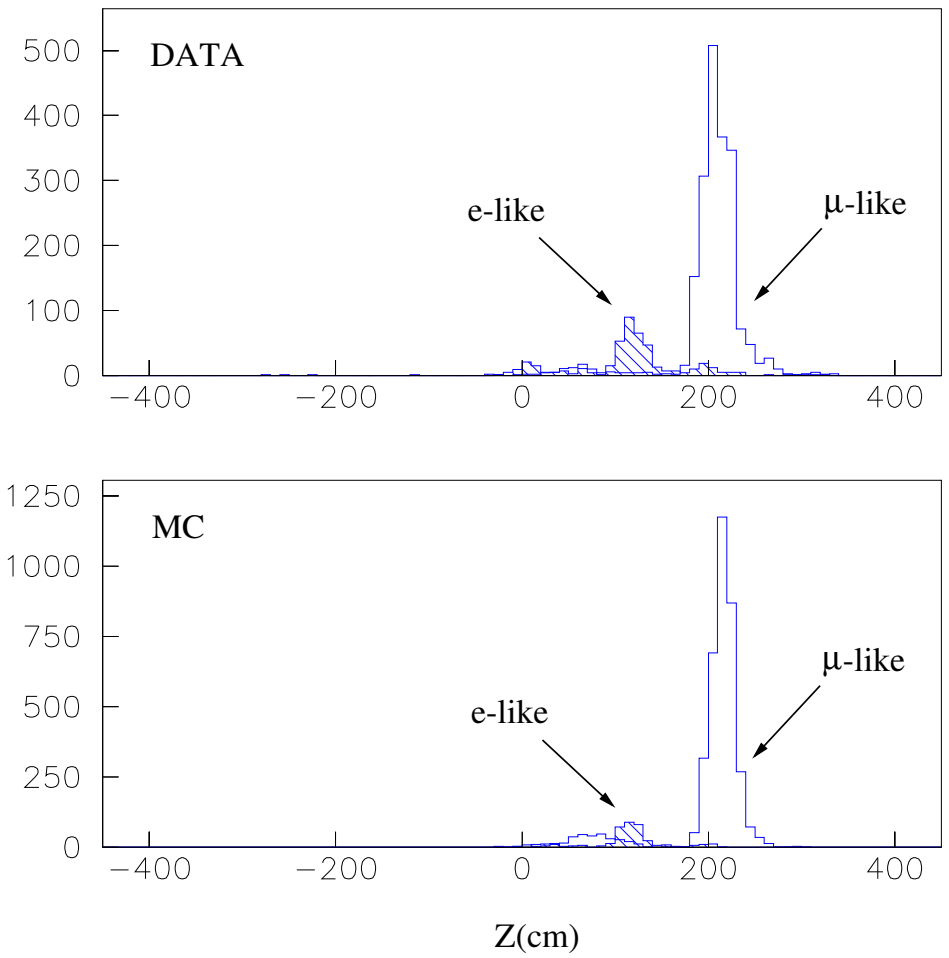


図 B.23 発生点分布と粒子識別の関係。影をつけた部分が e-like 事象であると決定された部分である。

事象数

以上のプロセスで最終的に MS fit に使用された事象数を各測定点ごとに表 B.3 にまとめた。TDC fit の事象数をまとめた表 6.2 と比べると、リング数 1 や、μ-like 事象のみをとった事によって FC 事象で 1 割 $\sim$ 3 割程度、PC 事象では 3 割 $\sim$ 5 割程度事象が除かれているのがわかる。

表 **B.3** MS fit で用いられた各測定点での事象数

	DATA		MC	
	FC	PC	FC	PC
+3 m	405(90.6)†	567(67.6)	839(97.3)	1322(77.9)
+2 m	655(91.0)	1223(70.4)	1149(97.3)	2359(77.5)
+1 m	208(92.4)	603(74.2)	359(98.6)	1166(86.6)
0 m	148(86.0)	681(68.4)	670(98.4)	3372(92.3)
−1 m	52(80.0)	283(54.1)	163(95.3)	1337(68.0)
−2 m	20(90.9)	388(61.6)	157(90.8)	3194(68.0)

† ( ) 内は残った事象の割合 (%)

発生点分布

以上のプロセスから得られた MS fit による発生点フィットのデータと MC の結果を図 B.25 から図 B.30 に示す。リングカウンティングや粒子識別により、TDC fit の発生点分布 (図 B.1 から図 B.6) で見えていた 2 つめのピークは消えている。また図の印象としても分布の幅がかなり狭くなったのがわかる。表 B.4 に発生点分布の標準偏差、平均値、ピーク位置についてまとめた。これを図示したものを図 B.24 に示す。(ただし、平均値とピーク位置は真の発生点で引いたものをプロットしている)。ここで、ピーク位置とはエントリー数の最も多いビンの位置である (この誤差はビンニングから来る ± 1 cm とつけている)。

分布の幅が TDC fit の結果と比較して狭くなったのはこの図からも読み取れる。平均値とピーク位置を見ると、データと MC は良く一致している。しかしながら、真の発生点との比較では FC 事象に比べ、PC 事象では上流側へ発生点が再構成されているのがわかる。

以上の結果から MS fit を用いたことで、データと MC の一致はかなり良くなることがわかった。ただし、この結果はリング数や粒子情報によりミスフィットした事象を積極的に落としたものであるため、当然の結果であると言える。MS fit を使うことで、このように TDC fit でミスフィットした事象を落としてしまうことから、TDC fit でのミスフィットを減らすことが重要である。次節で MS fit で見積もられる発生点フィットの分解能について説明する。

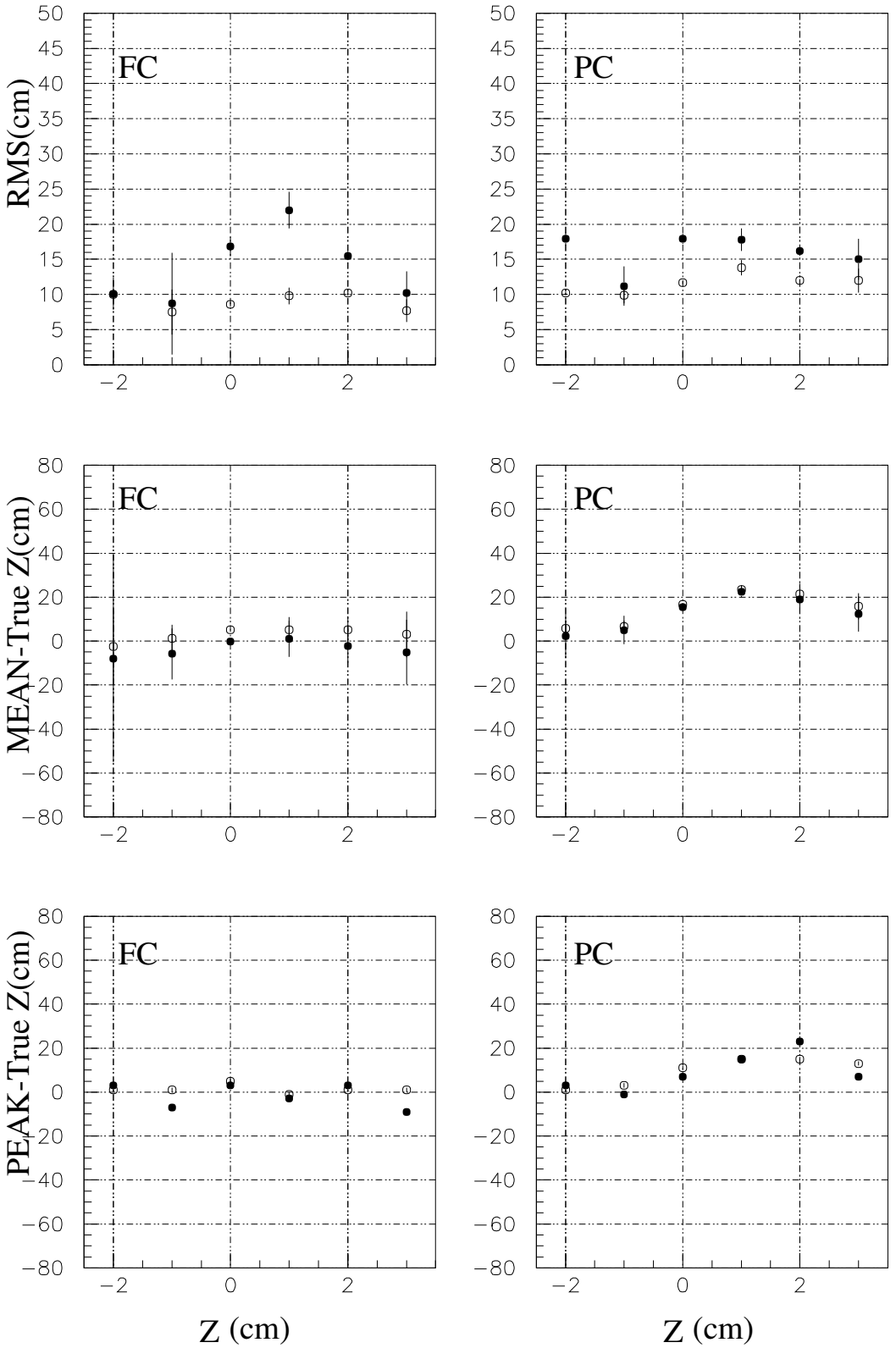


図 **B.24** MS fit の発生点分布。横軸は測定点の座標。上から標準偏差、平均値から真の発生点を引いたもの、ピーク値から真の発生点を引いたものを表す。黒丸がデータで白丸が MC を示す。

表 **B.4** MS fit の測定結果

発生点分布の標準偏差 [cm]

	DATA		MC	
	FC	PC	FC	PC
+3 m	10.2 ± 3.1	15.0 ± 2.9	7.7 ± 1.6	12.0 ± 1.7
+2 m	15.5 ± 0.6	16.2 ± 0.5	10.2 ± 0.3	12.0 ± 0.2
+1 m	22.0 ± 2.6	17.8 ± 1.6	9.8 ± 1.2	13.8 ± 1.1
0 m	16.8 ± 1.4	17.9 ± 0.7	8.6 ± 0.3	11.7 ± 0.2
−1 m	8.7 ± 7.2	11.2 ± 2.8	7.5 ± 3.2	9.9 ± 1.2
−2 m	10.1 ± 2.3	17.9 ± 0.9	10.0 ± 0.8	10.2 ± 0.2

発生点分布の平均値 [cm]

	DATA		MC	
	FC	PC	FC	PC
+3 m	294.9 ± 14.7	312.3 ± 8.0	303.1 ± 10.4	315.9 ± 5.9
+2 m	197.8 ± 7.7	218.9 ± 6.3	205.2 ± 6.1	221.5 ± 4.6
+1 m	101.0 ± 8.2	122.4 ± 2.5	105.2 ± 5.8	123.4 ± 2.2
0 m	-0.2 ± 0.01	15.4 ± 0.6	5.1 ± 0.2	16.7 ± 0.3
−1 m	-105.8 ± 11.6	-95.0 ± 6.5	-98.7 ± 6.2	-93.4 ± 2.7
−2 m	-208.0 ± 47.1	-197.7 ± 10.0	-202.5 ± 16.2	-194.2 ± 3.4

発生点のピーク位置 [cm]

	DATA		MC	
	FC	PC	FC	PC
+3 m	291	307	301	313
+2 m	203	223	201	215
+1 m	97	115	99	115
0 m	3	7	5	11
−1 m	−107	−101	−99	−97
−2 m	−197	−197	−199	−199

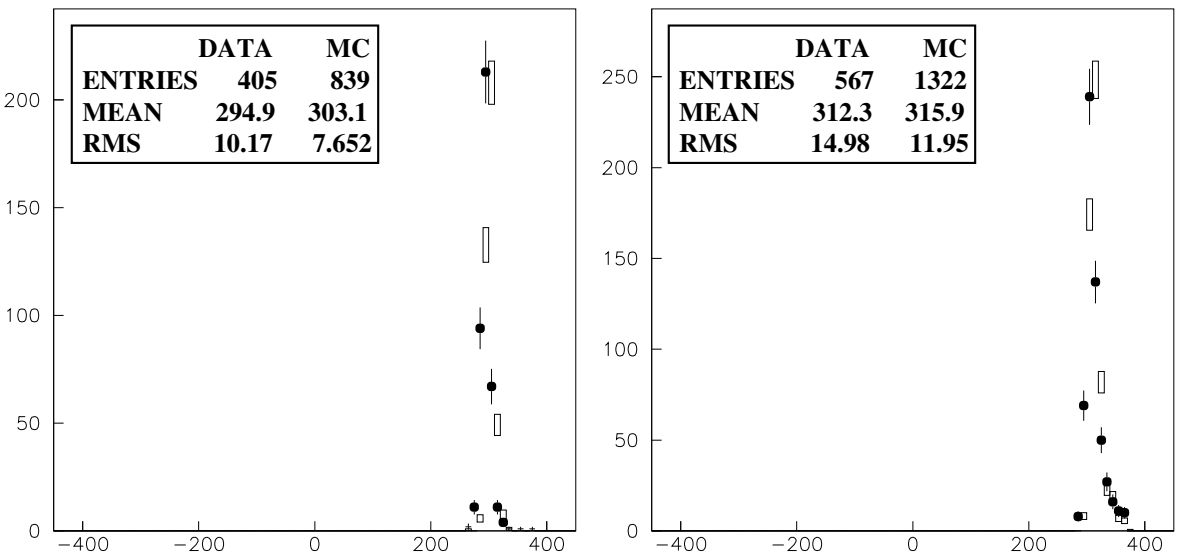


図 **B.25** $z = +3$ m における MS fit による発生点分布

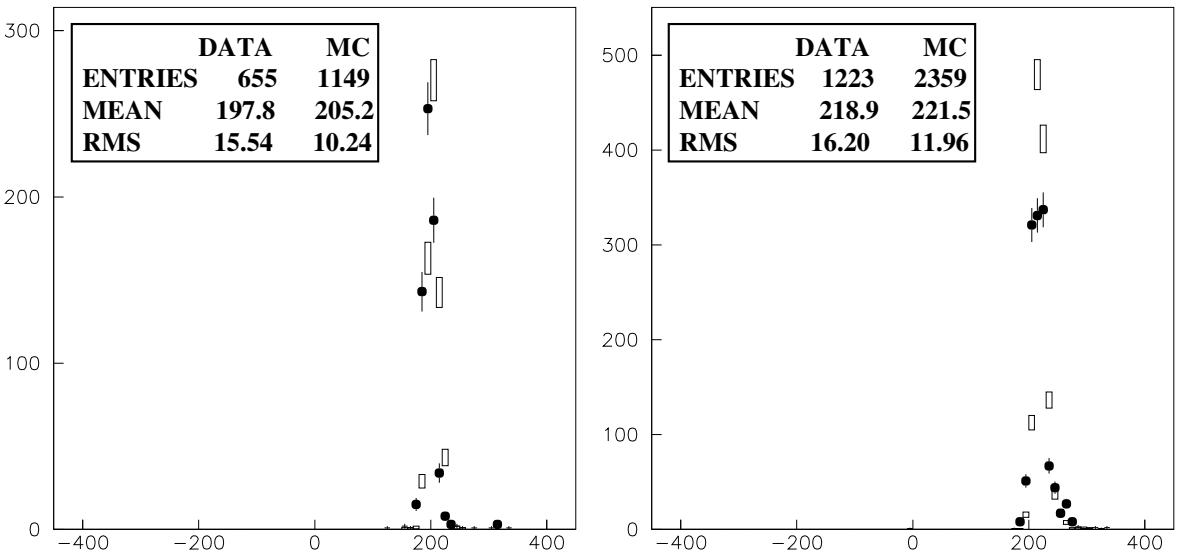


図 **B.26** $z = +2$ m における MS fit による発生点分布

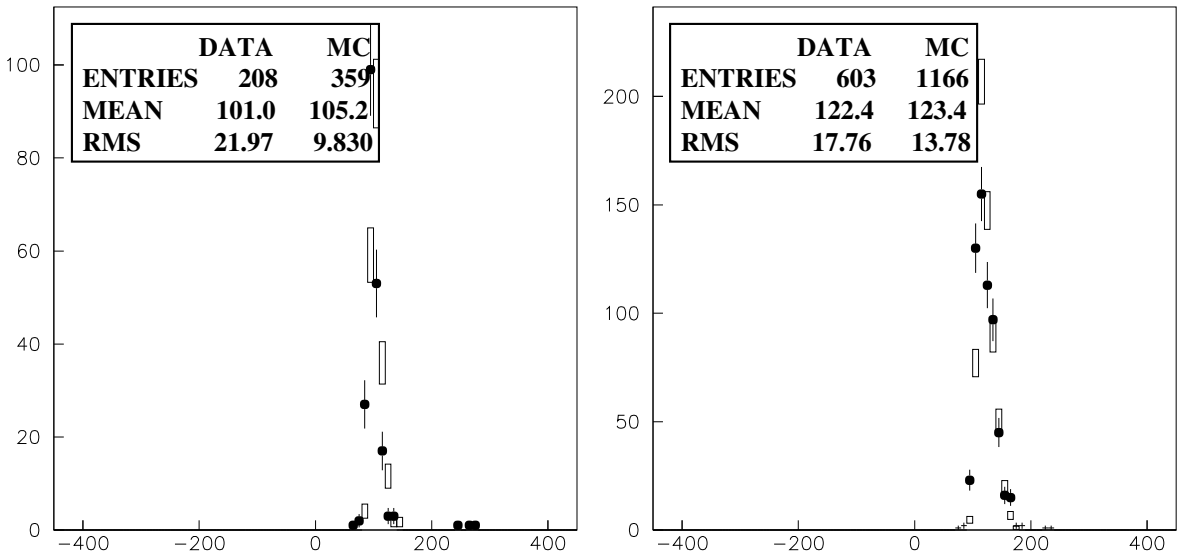


図 **B.27** $z = +1$ m における MS fit による発生点分布

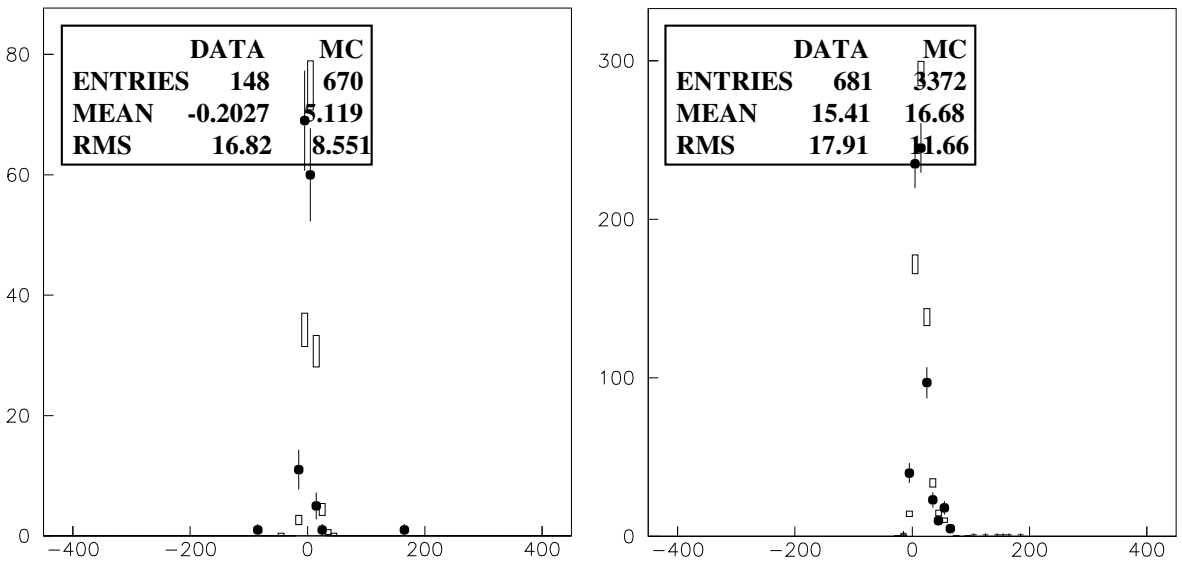


図 **B.28** $z = 0$ m における MS fit による発生点分布

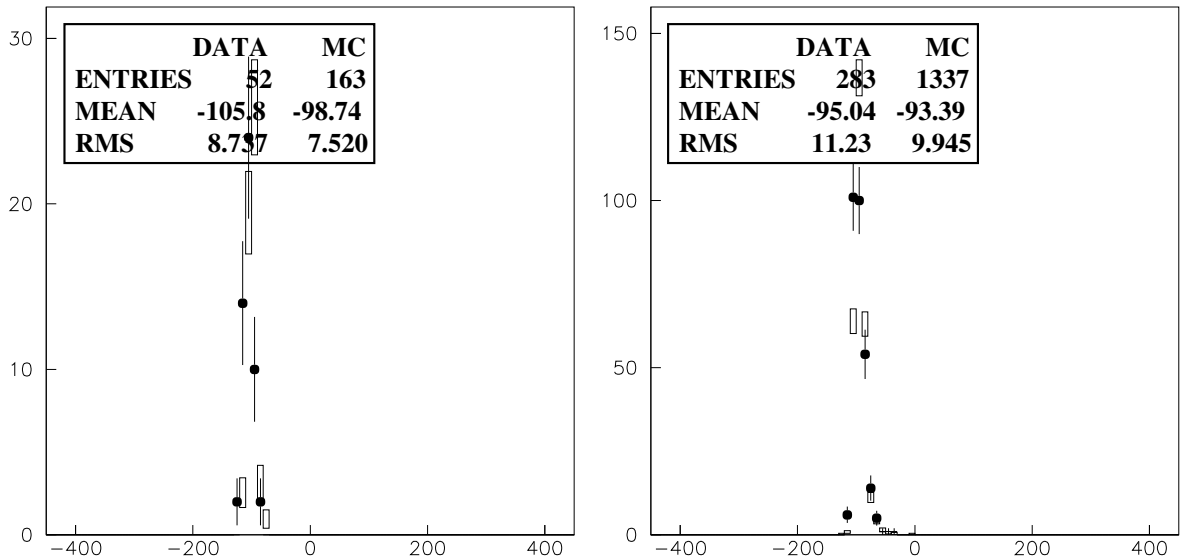


図 **B.29** $z = -1$ m における MS fit による発生点分布

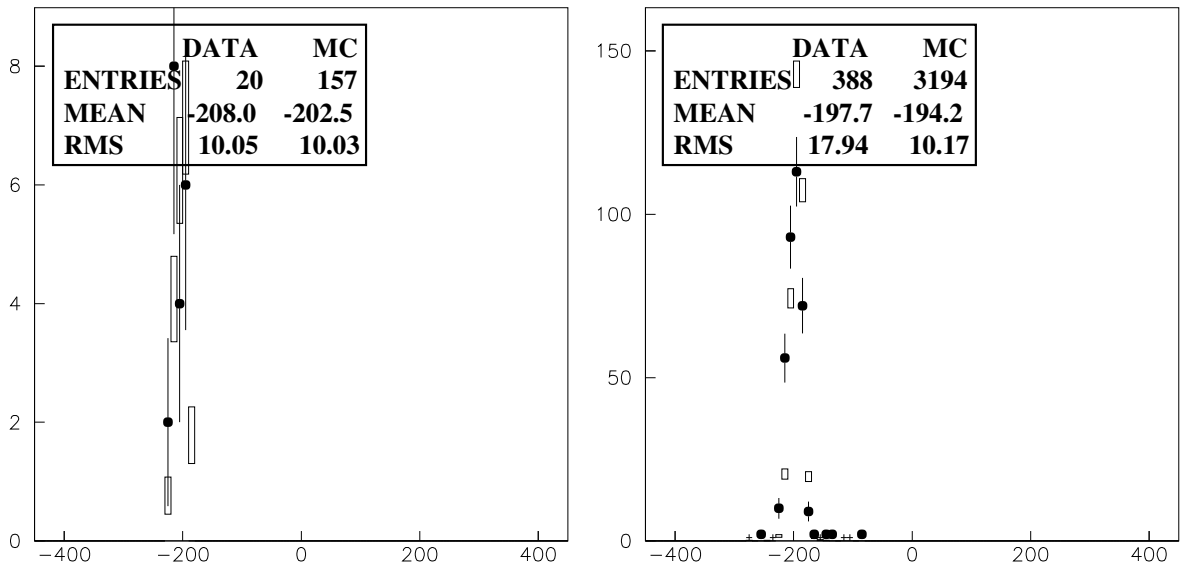


図 **B.30** $z = -2$ m における MS fit による発生点分布

MS fit の分解能

TDC fit で求めたのと同じ定義により、MS fit の位置分解能と角度分解能をそれぞれ求めた。横軸を再構成された発生点から真の発生点を引いた Δz にとって、位置分解能を求めた図を図 B.32 から図 B.37 に示す。また、横軸を再構成された角度から真の角度を引いた $\Delta\theta$ として角度分解能を求めた図を図 B.38 から図 B.43 に示す。得られた結果は表 B.5 にまとめた。これを図示したものを図 B.31 に示す。

各事象ごとに分解能をまとめると次のようになる。

		位置分解能 (cm)	角度分解能 (degree)
DATA	FC	$6.1 \sim 16.1$	$2.7(4.0)^{\dagger} \sim 4.5$
	PC	$8.1 \sim 23.0$	$2.4 \sim 2.7$
MC	FC	$4.4 \sim 10.1$	$2.4(2.5) \sim 4.2$
	PC	$8.1 \sim 26.1$	$2.3 \sim 2.6$

† ( ) 内の数字は $z = +2$ m~ -2 m の範囲をとったときの値。

表 B.5 MS fit の分解能

MS fit の位置分解能 [cm]

	DATA		MC	
	FC	PC	FC	PC
+3 m	$10.05^{+0.05}_{-0.05}$	$12.08^{+0.05}_{-0.05}$	$6.11^{+0.04}_{-0.04}$	$16.07^{+0.03}_{-0.03}$
+2 m	$10.06^{+0.04}_{-0.04}$	$22.05^{+0.03}_{-0.03}$	$10.03^{+0.03}_{-1.73}$	$22.20^{+0.02}_{-0.02}$
+1 m	$8.14^{+1.86}_{-0.08}$	$23.02^{+0.05}_{-1.95}$	$8.09^{+0.06}_{-0.06}$	$26.06^{+1.95}_{-0.04}$
0 m	$6.06^{+0.08}_{-1.59}$	$16.03^{+0.04}_{-1.87}$	$8.09^{+0.04}_{-0.04}$	$18.06^{+0.02}_{-0.02}$
−1 m	$10.07^{+0.15}_{-1.96}$	$8.10^{+0.07}_{-0.07}$	$4.35^{+1.07}_{-0.08}$	$8.08^{+0.03}_{-0.03}$
−2 m	$16.08^{+2.00}_{-3.85}$	$12.05^{+0.06}_{-1.80}$	$10.05^{+0.09}_{-1.90}$	$10.19^{+0.02}_{-0.02}$

MS fit の角度分解能 [degree]

	DATA		MC	
	FC	PC	FC	PC
+3 m	$2.67^{+0.04}_{-0.04}$	$2.42^{+0.03}_{-0.03}$	$2.36^{+0.02}_{-0.02}$	$2.30^{+0.02}_{-0.02}$
+2 m	$4.05^{+0.03}_{-0.03}$	$2.38^{+0.02}_{-0.02}$	$2.49^{+0.02}_{-4.02}$	$2.31^{+0.01}_{-0.01}$
+1 m	$4.00^{+0.06}_{-1.36}$	$2.49^{+0.03}_{-0.03}$	$2.61^{+0.04}_{-0.04}$	$2.62^{+0.02}_{-0.02}$
0 m	$4.08^{+0.07}_{-0.07}$	$2.43^{+0.03}_{-0.03}$	$2.54^{+0.03}_{-0.03}$	$2.52^{+0.01}_{-0.01}$
−1 m	$4.37^{+0.12}_{-0.12}$	$2.39^{+0.04}_{-0.04}$	$2.57^{+0.05}_{-0.05}$	$2.46^{+0.02}_{-0.02}$
−2 m	$4.51^{+1.56}_{-0.19}$	$2.73^{+1.31}_{-0.04}$	$4.23^{+0.07}_{-0.07}$	$2.64^{+0.01}_{-0.01}$

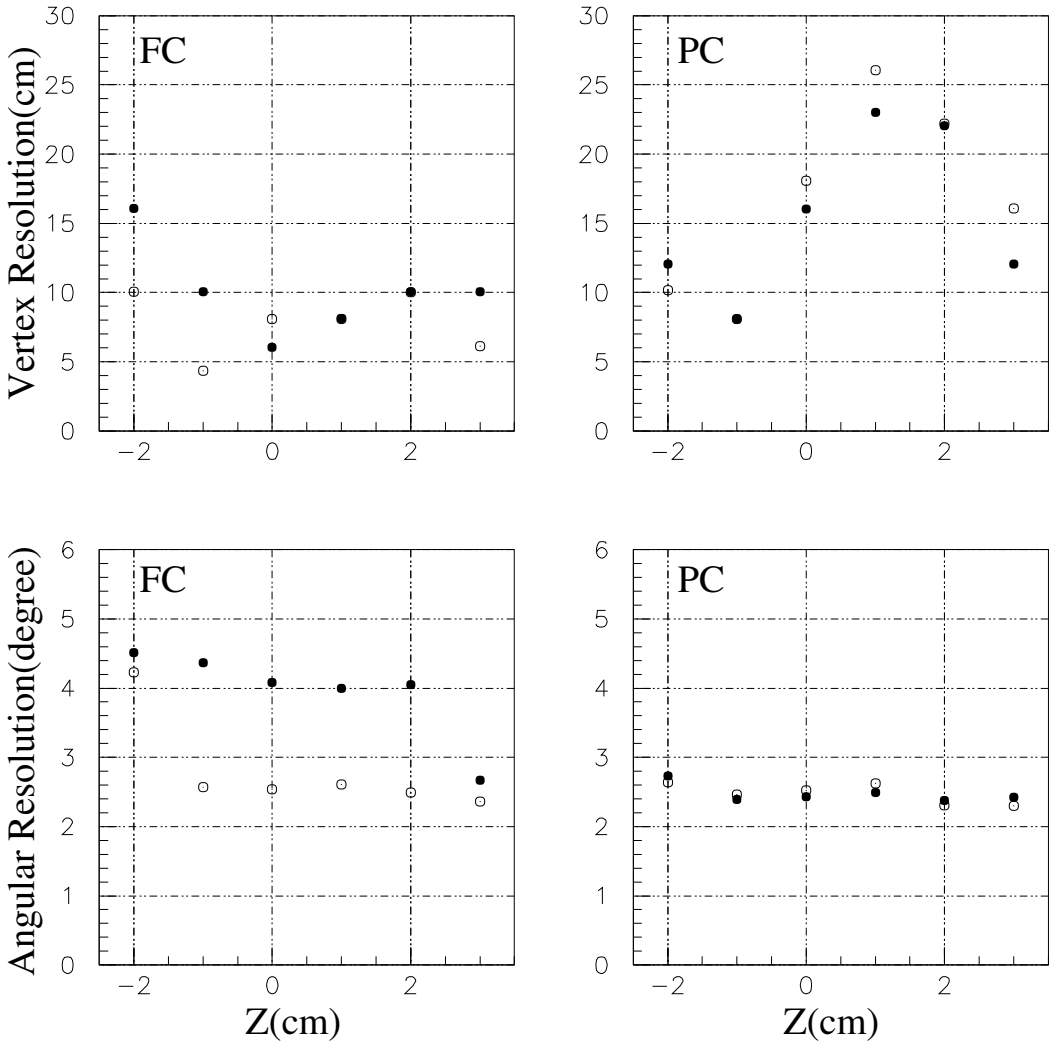


図 B.31 MS fit による位置分解能 (上図) と角度分解能 (下図) 。横軸は測定点の座標。黒丸がデータで白丸が MC を示す。

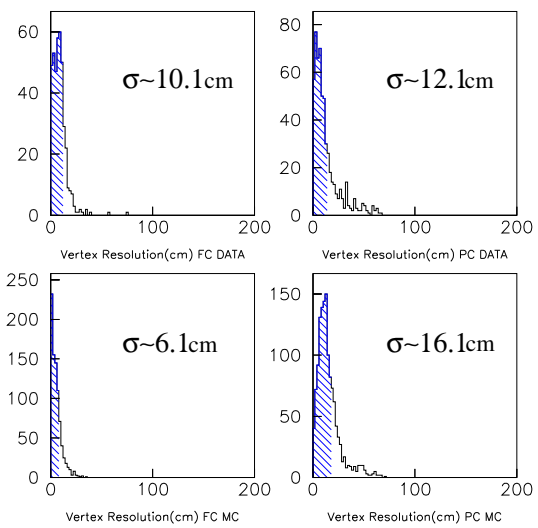


図 B.32 $z = +3$ m における MS fit の位置分解能

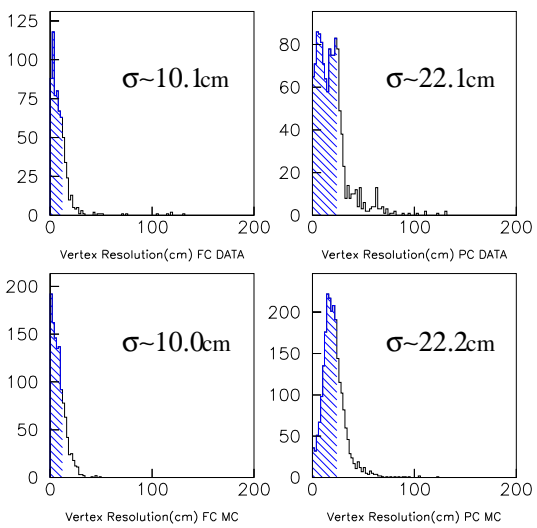


図 B.33 $z = +2$ m における MS fit の位置分解能

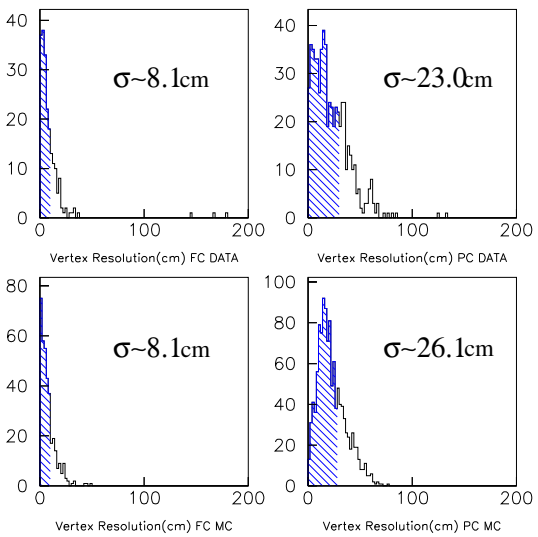


図 B.34 $z = +1$ m における MS fit の位置分解能

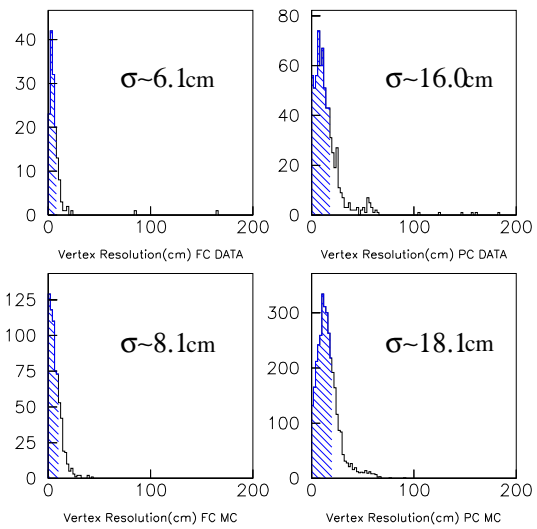


図 B.35 $z = 0$ m における MS fit の位置分解能

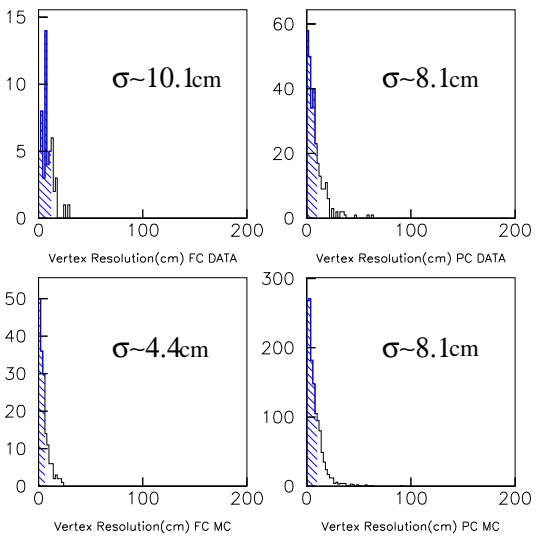


図 B.36 $z = -1$ m における MS fit の位置分解能

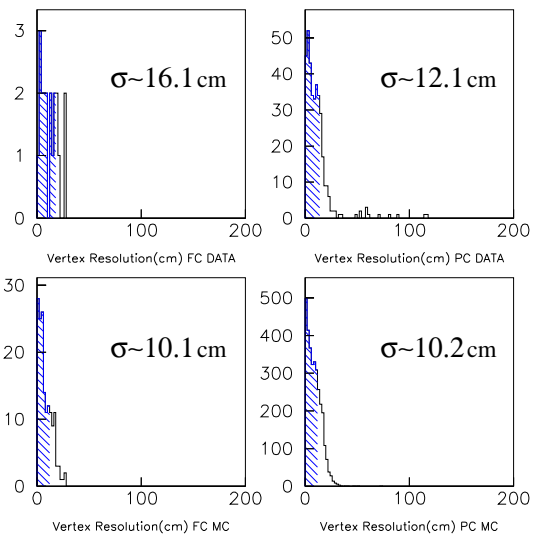


図 B.37 $z = -2$ m における MS fit の位置分解能

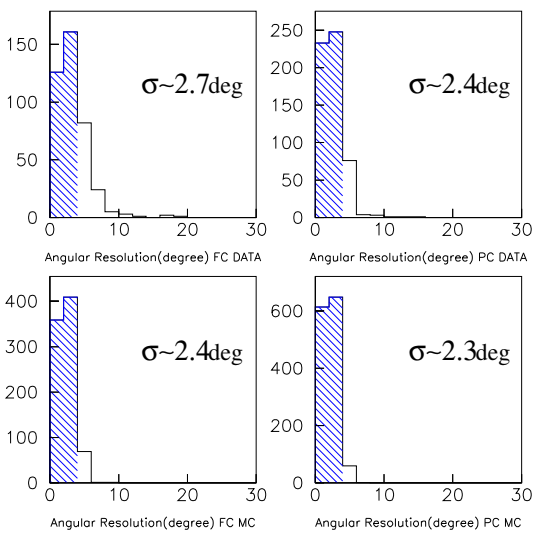


図 B.38 $z = +3$ m における MS fit の角度分解能

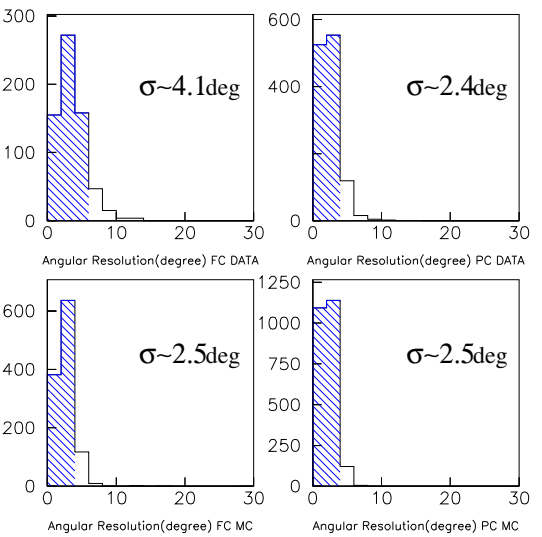


図 B.39 $z = +2$ m における MS fit の角度分解能

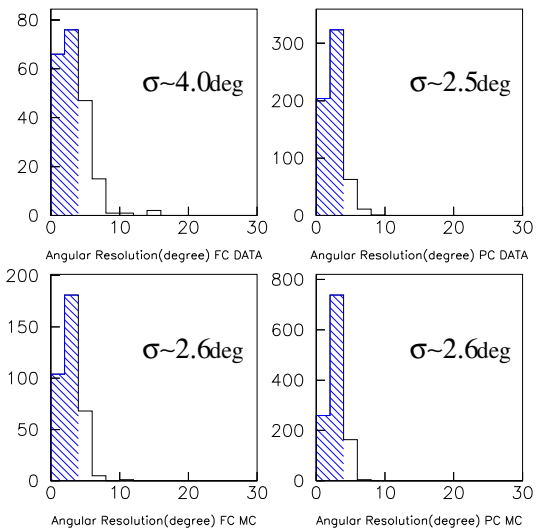


図 B.40 $z = +1$ m における MS fit の角度分解能

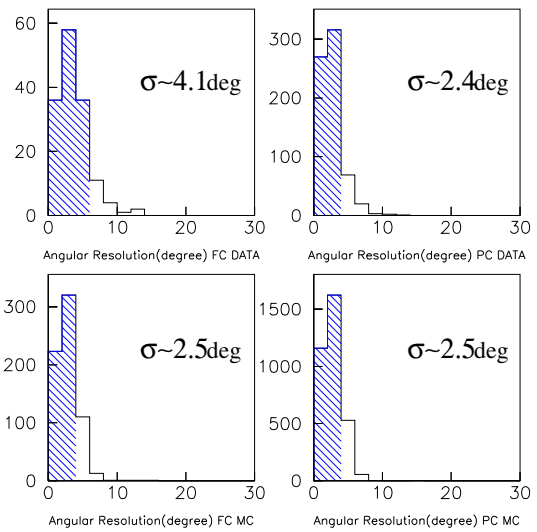


図 B.41 $z = 0$ m における MS fit の角度分解能

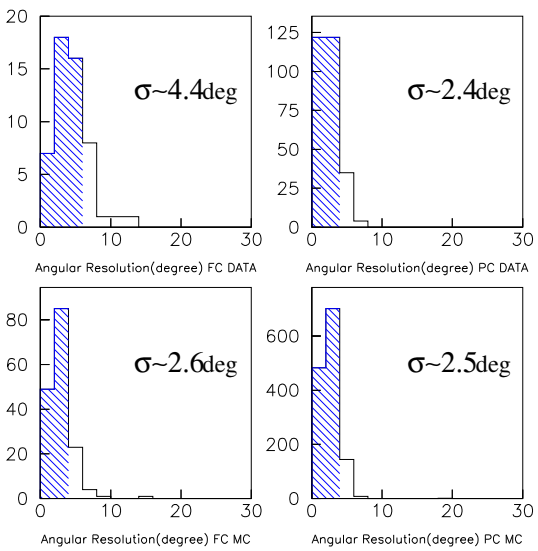


図 B.42 $z = -1$ m における MS fit の角度分解能

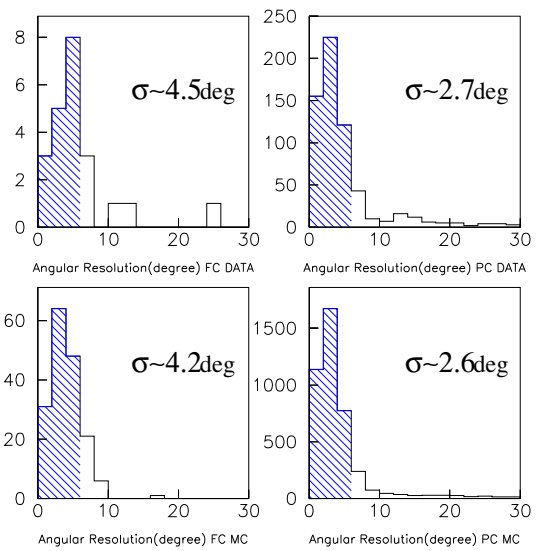


図 B.43 $z = -2$ m における MS fit の角度分解能

B.2.5 まとめ

結果をまとめると以下のようになる。

1. リングカウンティング
   (a) FC 事象、MC にくらべ、それぞれ PC 事象、データでは多重リング事象の割合が高くなっている。
   (b) 多重リング事象と MS fit で荷電粒子進行方向に再構成された発生点とに相関が見られる。
2. 粒子識別 (PID)
   (a) FC 事象、MC にくらべ、それぞれ PC 事象、データでは e-like 事象の割合が高くなっている。
   (b) e-like 事象と MS fit で荷電粒子進行方向に再構成された発生点とに相関が見られる。
3. MS fit
   (a) 発生点分布
      i. データと MC との結果の比較からは、分布の違いはほとんど見られない。
      ii. 真の発生点との比較では、FC 事象に比べ PC 事象で上流側へ発生点が再構成されている。
   (b) 分解能

		位置分解能 (cm)	角度分解能 (degree)
DATA	FC	$6.1 \sim 16.1$	$2.7(4.0)^{\dagger} \sim 4.5$
	PC	$8.1 \sim 23.0$	$2.4 \sim 2.7$
MC	FC	$4.4 \sim 10.1$	$2.4(2.5) \sim 4.2$
	PC	$8.1 \sim 26.1$	$2.3 \sim 2.6$

† ( ) 内の数字は $z = +2$ m~ -2 m の範囲をとったときの値。

TDC fit で求めた発生点分布 (発生点シフト) は、MS fit を導入することでかなり改善されることがわかった。ただし、この結果はリングカウンティングや粒子識別 (PID) によって、積極的にミスフィット事象を落としたものであるため当然の結果と言える。このためこの MS fit を用いた解析はあくまで MS fit を TDC fit に適用した場合にどう分布が変化するかということに重点をおいた。

課題としては、リングカウンティングや、粒子識別 (PID) のプロセスに TDC fit で発生点やチェレンコフリングの端をミスフィットした影響がずっと残ることである。これらの事象を落とさないためにも、TDC fit におけるミスフィットをなくす事が重要であり、TDC fit の改良が現在進められている。

参考文献

[1] C.Caso *et al.*, Eur. Phys. J. **C3**, 313 (1998)

[2] K.Assamagan *et al.*, Phys. Rev. **D53**, 6065 (1996)

[3] R.Barate *et al.*, Eur. Phys. J. **C2**, 395 (1998)

[4] T.Toshito for the Super-Kamiokande Collaboration,
ICHEP'00 (The XXXth International Conference on High Energy Physics),
Osaka, 2000

[5] Y.Fukuda *et al.*, Phys. Lett. **B335**, 237 (1994)

[6] R.Becker-Szendy *et al.*, Phys. Rev. **D46**, 3720 (1992)

[7] M.Aglietta *et al.*, Europhys. Lett. **8**, 611 (1989)

[8] K.Daum *et al.*, Z. Phys. **C66**, 417 (1995)

[9] E.A.Peterson for the Soudan 2 Collaboration,
NEUTRINO '98 (The XVIIIth International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics),
Takayama, 1998

[10] S.Mine, '1kt Water Quality and MC Tune', K2K Collaboraton Meeting,
June 1999

[11] 小浜光洋, 神戸大学自然科学研究科修士論文 (1997)

[12] 稲垣隆宏, 東京大学理学系研究科修士論文 (1998)

[13] A.Suzuki *et al.*, Nucl. Inst. Meth. in Phys. Res. **A329**, 299 (1993)

[14] 中山祥英, 東京大学理学系研究科修士論文 (1999)

[15] J.Yoo, 'Water Scattering Parameter Measurement', SK Collaboraton Meeting,
June 2000

[16] 石野宏和, 東京大学理学系研究科修士論文 (1996)

[17] 小林雄一, 東京大学理学系研究科修士論文 (1999)

[18] 津島 史, 東北大学理学系研究科修士論文 (1997)

[19] S.Kasuga, Ph.D.Thesis,Univ. of Tokyo (1998)

[20] 竹内秀樹, 東京大学理学系研究科修士論文 (2000)

[21] 亀田純, 東京大学理学系研究科修士論文 (1998)

[22] K.Okumura, Ph.D.Thesis,Univ. of Tokyo (1999)

謝辞

本論文をまとめるにあたり、多くの方々の御助言、御協力を頂きました。とても感謝しております。また修士課程の 2 年間、大変多くの方々のお世話になりました。

私の指導教官である西川公一郎先生には、K2K 実験に参加する機会を与えて頂きました。また、私の研究内容や方針について気を配って頂きました。修士論文を執筆するにあたっては、間違いを指摘するばかりでなく、一段と深い知見を与えて頂きました。大変深く感謝しております。

中家剛先生には、私の行った研究の全てで数えきれないほど多くの御指導を頂きました。中家先生からの多くの御助言や御指導がなければ、無事に研究を進めていくことは難しかったと思います。どうもありがとうございました。

本研究にあたり、1kt 水チェレンコフ検出器グループの方々には、大変お世話になりました。伊藤好孝先生には、私の研究について次に何を行うべきかの方向性を示して頂きました。三浦真先生には、1kt 水チェレンコフ検出器のキャリブレーション全般について詳しく教えて頂きました。峰俊一さんには、1kt 水チェレンコフ検出器で行われているエネルギーキャリブレーションについて教えて頂きました。また、発生点フィットに関する質問に親切に答えて頂きました。中山祥英さんには、ATM キャリブレーションについて教えて頂き、また、修士論文の執筆の際に助けて頂きました。山田秀衛さんには、ゲインキャリブレーションの引き継ぎの際にお世話になりました。

この他の E362 グループの方々からも、高エネルギー加速器研究機構での研究生活を通して、大変貴重な意見を頂き、とても有意義な経験をする事が出来ました。

皆様のおかげで修士課程の 2 年間、充実した研究生活を送ることができました。皆様どうもありがとうございました。

最後に、今まで影で支えてきてくれた両親に、感謝いたします。

2001 年 2 月　島 礼典