



修士論文

K2K 長基線ニュートリノ振動実験における
全感知型シンチレータ飛跡検出器の基本性能の評価
及びゲインモニターシステムの開発

京都大学大学院 理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻
物理学第二教室 高エネルギー物理学研究室
長谷川 雅也

2003年1月30日

概要

K2K 長基線ニュートリノ振動実験は、スーパーカミオカンデにおける大気ニュートリノ観測の結果がニュートリノ振動 ($\nu_\mu \rightarrow \nu_x$) によるものであることを確認し、さらに振動パラメータ Δm^2 の精密測定を目的として 1999 年 6 月より実験を開始した。茨城県つくば市にある高エネルギー加速器研究機構より平均エネルギー 1.3GeV の ν_μ を 250Km 離れた岐阜県神岡町にある SuperKamiokande に打ち込み、両地点でのニュートリノの反件事象数及びエネルギースペクトルを比較して、ニュートリノ振動現象の探索を行なう。現在までに予定の約半分のデータを収集し、すでにニュートリノ振動の兆候をつかんでいる。これからスペクトル解析による振動現象の直接検証に必要なことは、前置検出器でのニュートリノのエネルギースペクトルの精密測定と特にエネルギーが 1GeV 以下の低エネルギー領域でのニュートリノ反応の詳細な研究であり、そのための検出器が前置検出器に必要である。

そこで我々は、「全感知型シンチレータ飛跡検出器 (Scibar 検出器)」を 2003 年に前置検出器に導入する。この検出器はシンチレータ自身をニュートリノの標的としているために不感領域が無く、さらに全体をシンチレータで細分化しているため、ニュートリノ反応で生成される低エネルギーの粒子 (陽子ならば 350M eV/c 以上) もトラックとして検出することができる。また各シンチレータでの dE/dx から p/π の識別を行なうことができ、荷電カレント準弾性散乱反応 (CCQE 反応) と非弾性散乱反応を確実に識別する事ができる。

Scibar 検出器はシンチレーション光の読み出しに波長変換ファイバーを用いる。本研究では、まず実験室にて宇宙線テストを行ない、シンチレータ及び波長変換ファイバーの選択を行なった。次に、KEK-PS T1 ビームラインにて波長変換ファイバー読み出しに関する基本特性及びプロトタイプ検出器を用いた検出器の基本性能の評価を行なった。その結果 MIP π に対する光量が 18.53 ± 0.10 p.e.、波長変換ファイバーの減衰長が約 320cm、 dE/dx による p/π 識別については、飛程が 10cm 以上のイベントサンプルについては、陽子の検出効率を 95% とした時に、 π を p と誤識別する割合が 1.2GeV/c 以下で約 20% 以下、10cm 以下のイベントサンプルについては止まり際の光量から 11.5% 以下という結果を得た。 dE/dx による 0.50-1.0GeV/c の陽子に対する運動量再構成の精度は 10% 以下という結果を得た。

次に実機では、光検出器として 64chMAPMT(15000ch 程度) を使用するが、ビームテストの結果から検出器の性能が最大限発揮されるためには、各チャンネルのゲイン較正を 9.5% 以下の精度で行なう必要があり、そのためのゲインモニターシステムの開発を行なった。本システムは光源として LED を用い、クリアファイバー及び拡散筒を用いて、少ない光源で 15000ch のゲインをモニターすることを可能にしている。実験室にて長期テストを行ない、システムの安定性を確認するとともに、宇宙線テストの結果と比較して、要求される精度を十分満たしていることを確認した。

目次

第1章 序章	1
1.1 ニュートリノ振動	1
1.2 大気ニュートリノ	4
1.3 加速器によるニュートリノ実験	5
第2章 つくば神岡間長基線ニュートリノ振動実験 (K2K 実験)	8
2.1 実験の概要	8
2.2 ニュートリノ振動現象の検証	9
2.3 K2K 実験の構成	10
2.4 12GeV 陽子シンクロトロン	12
2.5 ニュートリノビームライン	13
2.5.1 標的と電磁ホーン	13
2.5.2 π 中間子モニター	14
2.5.3 ミューオンモニター	16
2.6 前置検出器	16
2.6.1 1kt 水チェレンコフ検出器	17
2.6.2 シンチレーティングファイバー検出器	18
2.6.3 鉛ガラスカロリメータ	19
2.6.4 ミューオンレンジ検出器	19
2.6.5 スーパーカミオカンデ	19
2.7 K2K 実験最新の結果	21
第3章 全感知型シンチレータ飛跡検出器 (Scibar 検出器)	24
3.1 新検出器開発の動機	24
3.2 Scibar 検出器の構造	25
3.3 シンチレーション光の波長変換ファイバーによる読み出し	27
3.3.1 原理	27
3.4 押し出し型シンチレータ (Extruded Scintillator)	28
3.5 宇宙線テストによる光量測定	28
3.5.1 セットアップ	28
3.5.2 光電子増倍管のゲインの較正	30
3.5.3 光量の定義	31
3.5.4 測定結果	31

3.6	波長変換ファイバー	33
3.6.1	波長変換ファイバーの径と光量の関係	33
3.7	マルチアノード光電子増倍管 (MAPMT)	36
3.8	MAPMT のゲイン-電圧曲線	36
3.9	MAPMT のゲインに関する基本特性の評価	36
3.9.1	リニアリティー測定とダイナミックレンジ	38
3.9.2	ゲインの温度変化	40
3.9.3	アノードユニフォーミティー	42
3.9.4	チャンネル内のユニフォーミティー	44
3.9.5	チャンネル内のノンユニフォーミティーの電圧依存性	44
3.10	検出器各構成要素の基本特性についてのまとめ	47
第4章	波長変換ファイバー読み出しに関する基本特性の評価	48
4.1	測定のセットアップ	48
4.2	TOF カウンターを用いた p/π 識別とビーム運動量再構成	50
4.3	光量測定に関する測定結果	50
4.3.1	p, π に対する光量測定	53
4.3.2	粒子の入射位置と光量の関係	53
4.3.3	ファイバーの径と光量の関係	54
4.3.4	シンチレータ+1.5mm ϕ での光量測定	54
4.4	ファイバー減衰長測定	56
4.4.1	測定原理	56
4.4.2	両読み出しによる減衰長測定結果	57
4.4.3	片読み出しによる減衰長測定結果	58
4.4.4	ファイバー終端付近での減衰曲線	58
4.5	波長変換ファイバー読み出しに関する基本特性評価のまとめ	63
第5章	p/π 識別能力及び陽子運動量再構成精度の評価	64
5.0.1	p/π 識別の重要性	64
5.1	プロトタイプ検出器	65
5.2	MIP π を用いたチャンネル間での光量のばらつきの補正	65
5.3	1cm 当たりの p, π に対する光量	66
5.4	サンプリング後の p, π の光量	70
5.5	p/π 識別能力の評価	72
5.5.1	評価の方針	72
5.5.2	「 π らしさ」と Likelihood の定義	73
5.5.3	識別能力の評価	74
5.6	飛程の短い陽子と π の識別	77
5.6.1	陽子と π の Bragg 曲線	77
5.7	陽子運動量再構成	81
5.8	実機で期待される p/π 識別及び陽子運動量再構成能力の評価	83

5.8.1	実機での CCQE 反応に対する非弾性散乱反応からのバックグラウンドの量 についての評価	85
5.8.2	実機における陽子運動量再構成能力の評価	88
5.9	光量の補正の精度と粒子識別能力	89
第 6 章	ゲインモニターシステム	91
6.1	目的と要求される性能	91
6.2	ゲインモニターシステムの概略図	91
6.3	LED	93
6.3.1	光量の安定性	93
6.4	PIN photo-diode	95
6.4.1	リニアリティー	95
6.4.2	長期安定性	97
6.5	2inch PMT	97
6.6	光源	99
6.6.1	入射光の一様性の評価	99
6.7	Light Injection Module	101
6.7.1	MAPMT への入射光の一様性の評価	101
6.8	ゲインモニターシステム各構成要素の特性評価のまとめ	104
第 7 章	ゲインモニターシステムの長期安定性及びモニター精度の評価	105
7.1	セットアップ	105
7.2	LED の発光強度のモニター系の安定性	105
7.3	MAPMT のゲインモニターの結果	110
7.4	宇宙線測定の結果	115
7.5	モニターシステムの精度評価	115
7.5.1	宇宙線測定の結果を用いたモニター精度の評価	115
7.6	ゲインモニターシステムの長期安定性とモニター精度の評価のまとめ	118
7.7	結論	119
第 8 章	謝辞	121
付 録 A	宇宙線測定による押し出し型シンチレータの光量測定	122
付 録 B	両側読み出しによる位置分解能	124
付 録 C	実機で用いる波長変換ファイバーの減衰長測定	127
C.1	減衰長測定のセットアップ	127
C.1.1	ファイバー束の MAPMT へのマウント	127
C.1.2	測定のセットアップ	127
C.2	測定結果	129
C.3	波長変換ファイバーの品質チェック	134

C.3.1 接合部の品質の指標の定義	134
付 録 D ゲインモニターでゲイン変動の見られたチャンネルの変動理由	137

目次

1.1	スーパーカミオカンデで観測されたニュートリノ事象の天頂角分布。左側が電子事象、右側がミュオン事象、上段が sub-GeV (<1.33 GeV)、下段が Multi-GeV (>1.33 GeV) に分けてプロットしてある。黒丸がデータ (1289 日分)、赤線がニュートリノ振動の無い場合に予想される事象数、緑がニュートリノ振動を仮定した場合のベストフィットを示している。	6
2.1	K2K 実験の概念図	8
2.2	ν_μ の荷電カレント準弾性散乱反応。本実験でニュートリノのエネルギー再構成に用いる	10
2.3	長基線ニュートリノ振動実験全体の構成図。本実験は、KEK12GeV 陽子シンクロトロン、ニュートリノビームライン、前置検出器、スーパーカミオカンデから構成されている。	11
2.4	ニュートリノビームのスピル構造	12
2.5	ニュートリノビームライン	13
2.6	π 中間子モニターから予想されるニュートリノエネルギースペクトラム。上図は KEK、下図はスーパーカミオカンデで予想されるスペクトラム。黒丸はデータ、ハッチはシミュレーション	15
2.7	K2K 前置検出器。ニュートリノビームは図の右側から入射する。上流より 1kt 水チェレンコフ検出器、シンチレーティングファイバー検出器、鉛ガラス検出器、ミュオンレンジ検出器が設置されている。鉛ガラス検出器は、2001 年 11 月に取り除かれ、そこに Scibar 検出器をインストールする。	16
2.8	1kt 検出器で測定された、ニュートリノエネルギースペクトル分布。クロスがデータ、四角が MC、ハッチのかかったヒストが MC 中の CCqe 反応の量。	17
2.9	シンチレーティングファイバー検出器	18
2.10	2トラックイベントに関して、CCqe 反応から予想される 2トラック目 (ミュオンではない方) の方向と観測された方向の差 $\Delta\theta$ についての分布。黒丸がデータで実線のヒストが MC、ハッチのかかったヒストが MC 中の CCqe 反応の量。 $\Delta\theta < 25^\circ$ を選んでくると、CCqe 反応がエンハンスされる。	18
2.11	MRD での、ニュートリノビーム方向の安定性のモニター。上図が水平方向、下図が鉛直方向のモニター結果である。期間は 1999 年 11 月から 2001 年 7 月で図の点線はターゲットから見て 1mrad を示している。ビーム方向は 1mrad 以内の精度で安定している。	20

2.12	MRDでのニュートリノイベントレート。図の各点は2日間のイベント数をMUMONのイベント数で割ったものである。期間は1999年11月から2001年7月で、この期間中イベントレートは安定している。	20
2.13	Super-Kamiokandeの概略図。	20
2.14	ニュートリノ振動が無い場合と起こった場合で予想されるニュートリノエネルギースペクトル。右図はその比を示したものである。横軸はCCQE反応を用いて再構成したニュートリノエネルギーである。また振動パラメータは大気ニュートリノ観測の結果で示唆される領域 ($\Delta m^2 = 0.0028, \sin^2 2\theta = 1$) を用いている。	22
2.15	ニュートリノエネルギースペクトル分布。黒丸はデータ、長方形が振動がない時に予想されるスペクトル (高さは系統誤差を示す)、赤のヒストは best fit のスペクトルを示している。両方のヒストとも、観測事象数で規格化してある。(黒の点線は振動がない時に期待される数も含めたスペクトラム)	23
3.1	scibar 検出器	25
3.2	CCQE 反応から生成される陽子の運動量分布。Scibar 検出器では82%の陽子を検出可能である (閾値 350MeV/c)。	25
3.3	K2K 実験で生成されるニュートリノエネルギー分布。青いハッチはCCQE反応を起こすニュートリノのエネルギー分布	26
3.4	波長変換ファイバー読み出しの概念図	27
3.5	シンチレータの発光スペクトル。これは、minos 実験で用いられるシンチレータのスペクトルで420nmが最大の発光波長である。	28
3.6	クラレ製波長変換ファイバー (Y11) の吸収・発光スペクトル。シンチレータの発光スペクトル (max.420nm) が波長変換ファイバーの吸収スペクトルと重なっていること、発光スペクトルが光検出器で感度のある領域 (350 ~ 500nm) にあることが重要である。	28
3.7	Extruded Scintillator	29
3.8	宇宙線テストのセットアップの概略図。シンチレータの上下に配置したカウンターのコインシデンスシグナルをトリガーとして用い、光源としてシンチに垂直に入射してくる宇宙線ミュオンを用いた。	29
3.9	ゲイン較正に用いる1PE peakの典型的な図。この図は16chMAPMTで印加電圧950Vの時のADC分布である。	31
3.10	宇宙線ミュオンを厚さ1cmのシンチレータで測定した時の観測する光量分布。分布はガウシアンではなく、ランダウ分布になる。本論文ではこの分布のピーク値を光量と定義する。	31
3.11	本測定に用いたシンチレータの形状と大きさ。	32
3.12	シングルクラッド型とマルチクラッド型の概略図。シングルクラッド型に比べて、マルチクラッド型の方が全反射を満たす角度が大きいことがわかる。	34
3.13	3種類の波長変換ファイバーの径に関する光量測定の結果。各径に関して2本ずつ測定し、上から1.0mm ϕ ,1.2mm ϕ ,1.5mm ϕ を用いたときの結果である。	35
3.14	ゲイン-電圧曲線。図中の点は測定結果、点線は理想的なゲイン曲線を表す。両者はよく一致している。	37

3.15	MAPMT のゲインに関する基本特性評価のための測定セットアップ。(A) は、1つのピクセル内の中央と端に、それぞれ WLS ファイバー (1.5mm ϕ) とクリアファイバー (0.5mm ϕ) で LED の光を入射できる。(B) は全ピクセルに一樣光が当てられる。リニアリティー、ゲインの温度変化及びピクセル内のユニフォーミティーに関しては、(A) のセットアップを用い、アノードユニフォーミティーの測定に関しては、(B) のセットアップを用いる。	38
3.16	リニアリティー測定の結果。横軸は入射光量、縦軸は MAPMT からの出力に対応している。黒丸は測定データで、850V と 900V で入射光量を変えながら出力を測定した。実線は入射光量の小さい領域でリニアフィットした結果で、点線は実線の 90% を示すライン。測定データが点線を横切った時をサチュレーションと定義すると、サチュレーションは入射光量ではなく出力で決定されていることがわかる。	39
3.17	MAPMT の周辺温度と出力 (ゲイン) の関係。横軸が MAPMT 周辺の温度、縦軸は LED の光量の不定性をキャンセルするために MAPMT と 2inchPMT の出力の比を取ったもので相対的なゲインを表している。このチャンネルでは周囲の温度が 15 °上昇すると、ゲインが約 4% 低下しているのがわかる。	41
3.18	測定した 16ch に関する、温度変化 1 °当たりのゲイン低下の割合。分布をガウシアンフィットして、1 °当たりのゲインの平均低下率は、0.26% であった。	41
3.19	MAPMT のすべてのチャンネルに一樣な強さの光を当てた時の、各チャンネルの出力の結果。横軸は MAPMT のチャンネル番号、縦軸は ADCcount(出力) である。中央にくらべて端のチャンネルでは、出力が約 6 割になっている。	42
3.20	測定した 24ch の配置図。青の (色の濃い) チャンネルがここで測定したチャンネルである。緑の (色の薄い) チャンネルはチャンネル内のユニフォーミティー測定に使用したチャンネルである。	42
3.21	各チャンネルについて、1p.e. peak の測定からゲインを求めた結果。横軸が MAPMT のチャンネル番号、縦軸が各チャンネルの 1p.e. ピークの ADCcount を示している。分布は一樣光の時と同様の傾向が見えている。	43
3.22	一樣光測定と 1p.e. peak. の測定結果の各チャンネル毎の比。比はほぼ一定になっており、一樣光を当てた時の出力のばらつきは、収集効率ではなく増幅率に起因している事がわかる。	43
3.23	浜松ホトニクスで測定された、チャンネル内のノンユニフォーミティー	44
3.24	測定した 4ch の内の ch22,ch35 のチャンネルの中央と端での 1 p.e. peak の測定結果。中央と端でのゲインの違いは見られていない。	45
3.25	測定した 4ch の内の ch22,ch35 のピクセルの中央と端に光を入射して測定した電圧曲線。上の図の横軸が印加電圧、縦軸が出力で LED の光量の不定性をキャンセルするためにすでに 2inchPMT の出力との比が取ってある。図中で上側に分布しているのが中央、下側が端に入射した時の結果。それらの比を取ったものが下の図で、両チャンネルとも測定したすべての電圧で 1% の精度で比は一定であった。	46
4.1	ビームライン上の検出器の配置図及びデータ収集のトリガーロジック。	49
4.2	ビーム運動量 1.5GeV/c の時の p と π の ΔT 分布。それぞれ時間分解能は $\sigma_p = 130.8(ps)$, $\sigma_\pi = 111.5(ps)$ である。ここでは TDC 1 カウントを 25.6(ps) としている。	51

4.3	各運動量領域での ΔT 分布と p/π カットの条件。図中の左側のヒストが π の TOF 分布、右側のヒストが陽子の TOF 分布である。	51
4.4	光量測定の設定アップ	53
4.5	1.2GeV/c の p, π に対する光量測定結果。青のハッチが π 、赤のヒストが陽子の光量分布を表している。	54
4.6	粒子の入射位置による光量変化の測定結果。位置により約 $\pm 5\%$ の変化があることがわかった。	54
4.7	実機で用いるシンチとファイバーの組合せでの、 p, π に対する光量測定の結果。	55
4.8	片側読み出しによる減衰長測定の概略図	56
4.9	両側読み出しによる減衰長測定の概略図	57
4.10	減衰長測定の設定アップ	57
4.11	両側読み出しでの減衰長測定結果。横軸は検出器中心からの距離、縦軸は左右の PMT の比を取った値である。直線は 1 成分指数関数でフィットした結果である。	59
4.12	片側読み出しでの減衰長測定結果。図中の L は左側の MAPMT で、R は右側の MAPMT で読み出したことを示している。	60
4.13	フィットで得られた減衰曲線とデータ点のばらつき。	60
4.14	ファイバー終端付近での減衰曲線測定用設定アップの模式図	61
4.15	ファイバー終端付近での減衰曲線測定結果。	62
4.16	ファイバー終端付近のシンチレーション光の広がりファイバーの関係。グリーンが波長変換ファイバー、青のハッチがシンチレーション光の広がりを示している。シンチレーション光のひろがりをファイバーがカバーできなくなると、減衰曲線からはずれると考えられる。	62
5.1	プロトタイプ検出器の模式図。1 層は大きさが $1\text{cm} \times 2\text{cm} \times 15\text{cm}$ のシンチレータよりなり、奥行き方向に X,Y 方向交互に、10 層配置した。	65
5.2	プロトタイプ検出器の写真	65
5.3	チャンネル間での光量のばらつきの補正。上段がキャリブレーション用のデータでの各層の光量である。ここから補正因子を計算し、解析用のデータに補正を加えた後の各層の光量が下段の図である。	67
5.4	各運動量ごとの陽子と π の光量分布。ハッチのかかったヒストが π を、もう一つのヒストが陽子の分布である。	68
5.5	運動量対 p/π の光量のプロット。黒塗りがパイオンを白抜きが陽子をあらわしている。誤差棒は光量分布の R.M.S. である、また BOX は MC である。	69
5.6	サンプリング後の、1 層当たりの光量分布。ハッチがかかったヒストが π 、もう一つのヒストが陽子である。	70
5.7	サンプリング後の、運動量対 p/π の光量のプロット。黒塗りの丸がパイオンを白抜きの丸が陽子をあらわしている。誤差棒は光量分布の R.M.S. である、また BOX は MC である。	71
5.8	10 層サンプリング後の $0.90\text{GeV}/c$ の陽子と π の光量分布。 dE/dx がはっきりわかれている。	72
5.9	1 層での π の光量分布 (左) と、 pion probability(右)。	73

5.10	2層の時の π らしさの定義。図のハッチの部分の面積が π らしさをあらわしている。	74
5.11	光量分布をもとに計算された Likelihood 分布。	75
5.12	陽子の検出効率として 95% を要求した時に、 π を陽子と誤識別する割合。白抜き の丸がデータ。青丸が MC の結果。赤の四角は 1.5mm ϕ ファイバーを用いた時に 期待される MC の結果。	75
5.13	p/ π 識別に用いるトラックの長さ、誤識別の関係。ほぼ指数関数的に誤識別の割 合が減少している。	76
5.14	K2K 実験のニュートリノの反応から生成される陽子の運動量分布。図中のハッチ は特に $E_\nu < 1.0\text{GeV}$ の反応から生成されると期待される分布。	76
5.15	0.52,0.46(GeV/c) の陽子に対する各層の光量分布。図中の丸は MC の結果である。 分布の RMS を誤差としてつけている。	77
5.16	MAPMT の印加電圧を 850V にして測定した結果。	78
5.17	0.110 \pm 0.055GeV/c の π に対する Bragg 曲線。図中の四角が π , 黒丸がビームテス トで得られた 0.46GeV/c 陽子の Bragg 曲線である。	78
5.18	10cm 以下の飛程のイベントの各層の呼び方。	79
5.19	4層イベントの、p, π に対する 1層当たりの平均光量分布。ハッチのかかったヒス トが π , 高い光量領域のヒストが陽子の分布である。図中の線は陽子の検出効率が 95% となるカットの位置を示している。	80
5.20	5層イベントの、p, π に対する 1層当たりの平均光量分布。ハッチのかかったヒス トが π , 高い光量領域のヒストが陽子の分布である。図中の線は陽子の検出効率が 95% となるカットの位置を示している。	80
5.21	陽子の運動量と光量を Bethe-Bloch で Fit した結果 (左図) と、再構成の誤差の定義 (右図)。	82
5.22	各運動量領域での光量分布の R.M.S と Bethe-Bloch 関数でのフィッティングの結果 から評価した、光量をもとに再構成した運動量に対する誤差。	82
5.23	再構成した運動量に対する誤差の運動量に対する相対的な割合。横軸が運動量 (GeV/c) を、縦軸が $\delta p/p$ を示している。1GeV/c 以下に関しては 10% 以下の精度で再構成 が可能である。	82
5.24	K2K 実験のニュートリノ反応から生成される陽子, π の運動量分布。左が陽子、右 が π である。	83
5.25	K2K 実験のニュートリノ反応から生成される陽子と π の飛程と 1層当たりの平均 光量の 2次元プロット。横軸が飛程、縦軸が平均光量 (truncatedmean) である。こ こでは、トラックの周囲にヒットのないイベントのみを用いていて、そのカットに よる効率は陽子で 69.6%, π で 34.9%である。図中の線でカットをし、その上側の領 域を陽子、下側の領域を π とする。	84
5.26	トラックのカットをかけず、すべてのイベントに対して飛程 (dE/dx で静止したか あるいは反応を起こすまでの距離) と 1層当たりの平均光量の 2次元プロット。陽 子を積極的に検出するために、図の線の位置で識別のカットをかけた。	84

5.27	2トラック事象における p/π 識別能力のニュートリノ再構成エネルギーに対する依存性。上側のプロットが陽子の検出効率、下側のプロットが π を陽子と誤識別する割合である。	86
5.28	ニュートリノ反応から期待される、2トラックイベントの μ の角度と運動量から再構成したニュートリノエネルギー分布。左は p/π 識別前の分布、右が後の分布でそれぞれハッチがかかった部分が nonqe 反応で、もっとも細かいハッチが nonqe 反応からくる μp イベントである。カットにより $\mu\pi$ イベントの大部分は排除でき、CCQE 反応の割合が 73.8% から 81.0% に増加した。この時主なバックグラウンドとなるのが nonqe 反応の μp イベントである。	86
5.29	K2K 実験のニュートリノ反応から生成される陽子の内、10cm 以上の飛程のイベントに対して1層当たりの平均光量から運動量を再構成した結果。ヒストが MC true をクロスが再構成した結果を示している。	88
5.30	各運動量領域ごとの再構成精度 (%)。横軸が陽子の運動量 (MC true), 縦軸が再構成精度 ((MC true - 再構成運動量)/MC true) である。図中の線はプロットを2次関数でフィットした結果である。1GeV/c 以下では 10% 以下の精度での再構成が期待できる。また点線より低い領域に関しては飛程から再構成する。	88
5.31	ゲインの補正精度と p/π 識別能力の相関図。ビームテストで取得したデータで光量の補正係数をランダムに動かして粒子識別を行ない (1.2GeV/c)、その結果とそのときの各層の光量のばらつき (RMS) をプロットした。	90
5.32	実機で予想される、MAPMT からの距離と光量の補正の関係。図中の2本の線で挟まれた領域が実際にシンチレータのある場所である。MAPMT からもっとも遠いところで補正精度はおよそ 3.2% である。	90
6.1	開発したゲインモニターシステムの概略図。LEDの光は 1.0mm ϕ のクリアファイバーにより、「Light Injection Module(LIM)」に運ばれる。運ばれた光は LIM の中で拡散しながら 64 本の WLSfiber に一様に入射し、MAPMT の各チャンネルに運ばれる。	92
6.2	LED 光量安定性測定セットアップ	94
6.3	LED 光量の時間変化。LED1 は 2inchPMT での測定結果、LED2 は PINphotodiode での測定結果である。図中の赤い線は平均値から $\pm 2\%$ のラインである	94
6.4	LED 光量モニターのクロスチェックの結果。2つのモニターは 0.17% の精度で一致している。	94
6.5	PIN photodiode の逆バイアス回路	96
6.6	リニアリティー測定のセットアップ。	96
6.7	PIN photodiode の線形性。	96
6.8	リニアリティー測定 (1)。それぞれの図は2つの PINphotodiode の出力を一週間プロットしたものである。	97
6.9	リニアリティー測定 (2)。図は2つの出力の比をプロットしたものである。	98
6.10	Am^{241} のシグナル。ch1 がシグナル、ch2 が ADC ゲートを示している。	98
6.11	Am^{241} の ADC 分布。分布の平均値を用いてゲインの較正を行なう。	98

6.12	光源部分の模式図 (右) と、入射部分の拡大図 (左)。左図で 3.5ϕ の穴は筒との固定用の穴。 1.2ϕ は、PIN photodiode を固定するための穴。 5.5ϕ が 14 本のクリアファイバー束を固定するための穴である。	99
6.13	一様性測定のセットアップ。左図のように、実機でクリアファイバーが設置される領域内の 24ヶ所での光量を測定し、比較することで一様性の評価を行なう。	100
6.14	入射光の測定結果。左図は各場所での光量を右図はその Lego プロットである。	100
6.15	??左図の Position 番号と実際の配置の関係。前半 12ヶ所は、反時計周りに外側から番号付けしてあり、後半 12ヶ所は内側から番号付けしてある。	100
6.16	Light Injection Module の模式図。	101
6.17	Light Injection Module を含めた実際のセットアップの様子。中央の白い筒が開発した Light Injection Module である。	102
6.18	MAPMT への入射光の一様性の評価のための測定セットアップ。	102
6.19	測定結果。右図が各チャンネルへの入射光量。左図がその Lego プロットである。本測定では第 1(ch1-ch8),3(ch17-ch24),5(ch33-ch40),8(ch57-ch64) 列の 32ch について測定した。	103
7.1	長期安定性及びモニター精度の評価のための測定のセットアップ。	106
7.2	データ収集のトリガーロジック。	106
7.3	LED を 1Hz で点灯させて 300event 収集した時の MAPMT の ADC 分布。 152.7 ± 1.3 と分布の中心値を 0.87% の精度で決定している。	107
7.4	Pin photodiode の ADC 分布。 979.6 ± 0.17 と LED の発光強度を 0.02% の精度で測定できる。	107
7.5	2inchPMT の ADC 分布。 104.3 ± 0.10 と分布の中心値を 0.09% の精度で決定している。	107
7.6	ゲイン較正用のデータを 1000event 収集した時の分布。 990.5 ± 3.49 と分布の平均値を 0.35% の精度で決定している。	107
7.7	宇宙線 μ に対する ADC 分布。6 時間で約 600 イベントを収集し 1.95% の精度で分布の平均値を決定している。	108
7.8	LED の発光強度を PIN photodiode,2inchPMT で 45 日間モニターした結果	108
7.9	LED の発光強度を 2inch PMT で測定した (ゲイン補正をしていない) 出力と Am パルサーを用いたゲイン変動のモニターの結果。左図のプロットと右図の比を取ってゲインの補正をする。	109
7.10	PIN photodiode と 2inch PMT の LED の発光強度のモニター結果の比をプロットした図。両者の結果は 45 日間 0.19% の精度で一致していた。	109
7.11	MAPHT32ch の測定期間中のペDESTALデータ。測定期間中ペDESTALは全幅 0.5count 以内で安定であった。	110
7.12	MAPMT32ch の内の前半 16ch の LED を点灯させた時のデータ。図中の線は平均値から $\pm 2\%$ を示している。	111
7.13	MAPMT32ch の後半 16ch の LED を点灯させた時のデータ。	112
7.14	LED の発光強度を補正した結果。(ch1~ch8)	113
7.15	LED の発光強度を補正した結果。(ch9~ch16)	113

7.16	LED の発光強度を補正した結果。(ch17~ch24)	114
7.17	LED の発光強度を補正した結果。(ch25~ch32)	114
7.18	モニターシステムを用いたゲインモニターの結果(左図)と、宇宙線測定の結果(右図)。各点はどちらも12時間毎のデータである。	116
7.19	モニターシステムと宇宙線測定結果のコンシステンシーチェック。両者の結果はほぼ2%の精度で一致している。	117
A.1	測定したシンチの大きさと形状。type1,type2 はフェルミ研究所で製作され、type3 は日本で製作されたものである	122
B.1	両側読み出しによる位置分解能の測定セットアップ	124
B.2	+40cm,+80cm で測定した時の両側読み出しによる光の到達時間差の分布。赤のヒストが+40cmの場所を、青のヒストが+80cmを表している。	125
B.3	ファイバー中での光の伝搬速度の測定結果。	126
C.1	cookie	128
C.2	波長変換ファイバーを cookie に接着しているところ。ファイバーの先端にみえる黒い固まりが cookie である。	128
C.3	研磨し終えた後の cookie の端面。	128
C.4	減衰長測定用暗箱の模式図。	129
C.5	セットアップ直後の暗箱内の様子。	130
C.6	減衰長測定のためのデータ収集用トリガーロジック。	131
C.7	全386本の波長変換ファイバーの減衰長の測定結果。横軸はファイバー番号、縦軸が減衰長である。	132
C.8	ファイバー番号129の減衰長測定結果。横軸は64chMAPMTから最も近いLEDを原点にした時の各測定点の場所を、縦軸は左右の読み出しの比(64chMAPMT/16chMAPMT)をプロットしたものである。	133
C.9	全386本の測定結果をヒストグラムにし、分布をガウシアンでフィットした結果。減衰長のばらつきは3.6%である。	133
C.10	補正定数を求めるために測定した、2番目のファイバー束の最もMAPMTに近いLEDを点灯させた時の各チャンネルの出力	135
C.11	補正前の2番目のファイバー束の各チャンネルの出力と、補正後の出力。	135
C.12	測定した386本すべての品質の指標の計算結果(ただし、本文で述べた理由で各ファイバー束の3番目のファイバーに関しては結果から除いてある)。特に品質の落ちるファイバーは確認されなかった。	136
D.1	ch8のゲイン変動の原因を確認するための測定結果。10日間測定を行なった。左図は各測定におけるLEDに対する出力、右図はLEDの光量を補正したプロットでゲイン変動を示している。やはりch8のゲインの変動が起きていた。	137

D.2 ch8 のゲイン変動の原因を確認するための測定結果 2。1 週間測定を行なった。各プロットは図??と同じである。測定期間中の出力は ch8,ch10 とも安定していた。したがって、長期安定性測定中の ch8 のゲインの変化は MAPMT 自身の増幅率の変化である。 138

表 目 次

1.1	大気ニュートリノ観測の結果。Kamiokande, Super-Kamiokande は 1.33GeV で、IMB は 0.95GeV でそれぞれイベントをわけて解析を行なっている。	5
1.2	加速器によるニュートリノ振動実験	7
2.1	KEK12GeV シンクロトロン の性能	12
3.1	光量測定結果。上段は各シンチレータの光量 (p.e./cm) ですすでに形状の違いによる補正は入っている。下段は M-PS タイプの光量を 1 とした時の各シンチの光量の相対値を表している。	32
3.2	光量測定の結果と 1mm ϕ の光量を 1 とした時の、各径での光量の相対値。光量とファイバーの径の間には比例関係があることがわかる。	34
3.3	64chMAPMT(H8804) の特性	36
4.1	TOF を用いた運動量再構成の結果。左列より設定した運動量、再構成した p, π の運動量、誤差である。	52
4.2	ビームテストで測定したファイバーの径と光量の関係。陽子と π それぞれのサンプルに対して測定しており、上段に光量、下段に 1.0mm ϕ の光量を 1 とした時のそれぞれの光量の相対値を示した。	55
4.3	片側読み出しによる減衰長測定の結果。	58
5.1	4 層イベント (左図)、5 層イベント (右図) での陽子の検出効率と π -misID(%) 表中の-は、 π の染み込みがなかった事を示している。	80
5.2	ニュートリノ反応から生成される p/ π に対する飛程と光量の 2 次元プロット (図??, 図??) 中の線で陽子と π を識別した時の識別結果。表の左側がトラックカットを行なった時の結果、右側がすべてのイベントを用いた時の結果。上から陽子を陽子と識別したイベント数、陽子を π と識別したイベント数、 π を π と識別したイベント数、 π を陽子と識別したイベント数である。結果はそれぞれ、陽子の検出効率が 85.1%(トラックカットしたイベントに対しては 90.9%) の時に識別能力は 11.7%(4.3%) であった。	84
5.3	図??のヒストグラムのエネルギー領域の内訳。一番上の段から、領域内の全イベント数、CCQE 反応、nonqe(μ p)、nonqe(μ π) で一番下の段が CCQE 反応の割合である。	87
5.4	各ニュートリノエネルギー領域での陽子検出効率と π mis-ID。ここで、陽子の検出効率にはトラックとして認識できない 350MeV/c 以下の陽子の数も考慮されている。	87

6.1	PIN photodiode(S1227-66BQ) の特性。	95
7.1	モニターシステムと宇宙線を用いた MAPMT のゲインの HV 曲線測定。実際には 900V,950V,980V で測定を行い、モニター精度の評価を行った。結果はそれぞれ 1.2%,2.3% の精度でモニターできていた。	118
A.1	光量測定の結果。数字の単位はすべて p.e. で厚さが 5mm の type3 に関しては、他との比較のために、1cm 当たりの光量に換算してある。	122

第1章 序章

1930年、パウリによりその存在が仮定されて以来、ニュートリノは素粒子物理学の発展に非常に重要な役割を果たしてきた。ニュートリノの存在は、1956年 Reines と Cowan により確認され（逆崩壊の観測による $\bar{\nu}_e$ の検出）、つづいて1962年、Lederman, Schwartz, Steinberger らによってミューオンニュートリノが確認された。また LEP での Z ボソンの崩壊幅の測定結果によって、（弱い相互作用をし、軽い）ニュートリノの世代数が3であることが確認され、3世代目のニュートリノであるタウニュートリノも1997年に原子核乾板を用いた実験で確認されている。

しかしニュートリノ自身の性質、特にニュートリノの質量については今もなお多くの謎にまつまれている。素粒子の相互作用を記述する「素粒子標準理論」においては、ニュートリノの質量は0とされているが、光子の場合と違ってその理論的根拠はなく、また大統一理論の多くのモデルが有限のニュートリノの質量を预言している。

これまでニュートリノの質量に関する多くの実験が行なわれてきたが、直接測定では以下の質量の上限値が得られているのみである。[1]

$$m_{\nu_e} < 2.2\text{eV}(95\%\text{CL}) \quad (1.1)$$

$$m_{\nu_\mu} < 190\text{keV}(90\%\text{C.L.}) \quad (1.2)$$

$$m_{\nu_\tau} < 18.2\text{MeV}(95\%\text{C.L.}) \quad (1.3)$$

一方、1998年にスーパーカミオカンデにおける大気ニュートリノの観測から、ニュートリノが世代間で振動しているという結果が得られた。この現象はニュートリノに有限の質量がある時のみ起こり、現在までに観測された唯一の標準理論を越える現象である。

1.1 ニュートリノ振動

ニュートリノが有限の質量を持ちかつ世代間で混合している場合、ニュートリノは時間発展に伴い別のフレーバーに変化する。この現象をニュートリノ振動という。

一般的に、ニュートリノが質量を持つ場合、フレーバー固有状態 (ν_e, ν_μ, ν_τ) と質量の固有状態 (ν_1, ν_2, ν_3) は同じでなくてもよく、両者の関係は混合行列を用いて以下のように表せる、

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_j U_{\alpha j} |\nu_j\rangle \quad (\alpha = e, \mu, \tau; j = 1, 2, 3) \quad (1.4)$$

また $|\nu_j\rangle$ の時間発展は以下のシュレディンガー方程式に従う。

$$i \frac{d}{dt} |\nu_j\rangle = E_j |\nu_j\rangle \quad (1.5)$$

ここで E_j は $|\nu_j\rangle$ のエネルギーである。従って (1.5) を解いて、 $|\nu_j\rangle$ は以下の様に時間発展する

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

ニュートリノは弱崩壊によりフレーバー固有状態として生成され、弱い相互作用を通してフレーバー固有状態として観測される。したがって初期状態と終状態はフレーバー固有状態であるから、(1.4) を用いて (1.5) と (1.6) は、

$$i \frac{d}{dt} |\nu_\alpha\rangle = U_{\alpha j} E_j U_{j\alpha}^\dagger |\nu_\alpha\rangle \quad (1.7)$$

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = U_{\alpha j} e^{-iE_j t} U_{j\alpha}^\dagger |\nu_\alpha(0)\rangle \quad (1.8)$$

と表せる。

従って、 $t = 0$ において $|\nu_\alpha\rangle$ の状態であったものが $t = t$ で $|\nu_\alpha\rangle$ という状態で観測される確率 (survival probability) は、

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = |\langle \nu_\alpha(t) | \nu_\alpha \rangle|^2 \quad (1.9)$$

$$= |\langle \nu_\alpha(0) | U_{\alpha j} e^{-iE_j t} U_{j\alpha}^\dagger | \nu_\alpha(0) \rangle|^2 \quad (1.10)$$

となり、別のフレーバーに変化する確率 (oscillation probability) は、

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_x) = 1 - P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) \quad (1.11)$$

$$= 1 - |\langle \nu_\alpha(0) | U_{\alpha j} e^{-iE_j t} U_{j\alpha}^\dagger | \nu_\alpha(0) \rangle|^2 \quad (1.12)$$

となる。

ここで、簡単のため話を 2 世代 (ν_μ, ν_τ) に限って考える。この時混合行列は

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (1.13)$$

と表せる。ここで、 θ は混合角である。

したがって、(1.7) は、

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} E_2 & 0 \\ 0 & E_3 \end{pmatrix} U^\dagger \begin{pmatrix} |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \end{pmatrix} \quad (1.14)$$

$$= \left(\frac{E_2 + E_3}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \frac{E_3 - E_2}{2} \begin{pmatrix} +\cos 2\theta & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & \cos 2\theta \end{pmatrix} \right) \begin{pmatrix} |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

となるが、第 1 項は共通な位相であり初期位相を適当に選ぶことで省略可能であるため (1.15) は、

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \end{pmatrix} = \frac{E_3 - E_2}{2} \begin{pmatrix} +\cos 2\theta & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & \cos 2\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

と表すことができる。

また、(1.10) は、

$$\begin{aligned}
 P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) &= \left| \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-iE_2 t} & 0 \\ 0 & e^{-iE_3 t} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \right|^2 \\
 &= |e^{-iE_2 t} \cos^2 \theta + e^{-iE_3 t} \sin^2 \theta|^2 \tag{1.18}
 \end{aligned}$$

$$= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left\{ \frac{(E_3 - E_2)t}{2} \right\} \tag{1.19}$$

のように表される。

ここで、ニュートリノの質量がその運動量に比べて非常に小さい時、エネルギー固有値は次のように近似できる

$$E_j = (p_j^2 + m_j^2)^{\frac{1}{2}} \approx p_j + \frac{m_j^2}{2p} \tag{1.20}$$

ここで、 m_j は ν_j の質量、 p は運動量である。

その時、

$$E_3 - E_2 = \left(p_3 + \frac{m_3^2}{2p_3} \right) - \left(p_2 + \frac{m_2^2}{2p_2} \right) \tag{1.21}$$

$$= \frac{\Delta m^2}{2E} \quad (\delta m^2 \equiv m_3^2 - m_2^2) \tag{1.22}$$

のように表すことができる。ただし、 $p_2 = p_3 \simeq E$ とした。

したがって (1.16) は、

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \end{pmatrix} = \frac{\Delta m^2}{4E} \begin{pmatrix} +\cos 2\theta & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & \cos 2\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \end{pmatrix} \tag{1.23}$$

となり、survival probability(1.19) は、

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4E} \right) \tag{1.24}$$

$$= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m^2 (eV^2) L(km)}{E(GeV)} \right) \tag{1.25}$$

となる。

ここで、

$$L_v \equiv \frac{4\pi E}{\Delta m^2} = 2.48 \frac{E(GeV)}{\Delta m^2} (km) \tag{1.26}$$

で定義される量を振動長 (oscillation length) と呼ぶ。 $\Delta m^2 = 0$ は $L_v \rightarrow \infty$ に対応し、これはたとえニュートリノが質量を持っていたとしても、縮退している場合、振動が起こらない事を意味する。また混合角 $\theta = 0$ の場合も振動は起こらない。これは、 ν_e 、 ν_μ 、 ν_τ の3世代の場合も同様で、ニュートリノ振動が起こるためには、ニュートリノが質量を持ちかつそのうち少なくとも一組は縮退していないこと、弱い相互作用の固有状態が質量固有状態の混合状態になっていること、が必要である。また (式 1.25) より、

$$\left(\frac{1.27\Delta m^2(eV^2)L(km)}{E(GeV)} \right) \sim \frac{\pi}{2} \quad (1.27)$$

の時に最もよく振動の効果が見える。K2K 実験は、ニュートリノビームの平均エネルギーが 1.3GeV、飛行距離が 250Km であるから、

$$\Delta m^2 \sim \frac{\pi}{2} \cdot \frac{E(GeV)}{1.27L(km)} \sim 6.4 \times 10^{-3}(eV^2) \quad (1.28)$$

となり、 $\Delta m^2 \sim 10^{-3}$ 台に感度のある実験である。

1.2 大気ニュートリノ

大気中のニュートリノは主として、宇宙線と地球上空大気の核子との衝突によって生成される 2 次粒子 (π 中間子、K 中間子) の崩壊によって生成される。

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu) \quad (1.29)$$

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu) + \nu_e(\bar{\nu}_e) \quad (1.30)$$

したがって、 $\nu_e(\nu_e + \bar{\nu}_e), \nu_\mu(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)$ のフラックスの比は

$$((\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)) \sim 2 \quad (1.31)$$

となることが期待される。

実際には、ニュートリノの種類は荷電カレント反応によって生じたレプトンを観測して識別し、フラックスの比はフレーバーの比 N_μ/N_e として測定される。予想値との比較には、ニュートリノフラックスの絶対値、反応断面積の不定性を打ち消す為にモンテカルロシミュレーション (MC) との比

$$R = \frac{(N_\mu/N_e)_{meas}}{(N_\mu/N_e)_{MC}} \quad (1.32)$$

を用い、もし予想が正しければ $R = 1$ となる。これまでにいくつかの検出器がこの値の測定を行っており、表 1.1 に結果を示す。この内、カミオカンデとスーパーカミオカンデ、IMB は水チェレンコフ型の検出器である。水槽内で起こったニュートリノ反応から生成した電子やミュオンが発生するチェレンコフ光の光量とチェレンコフリングの形状からニュートリノの種類とエネルギーを決定する。一方、NUSEX, Frejus, Soudan2 は鉄カロリメータ型の検出器である。これは

実験名	観測時間	R
Super-Kamiokande(sub-GeV)	33kt-yr	$0.63 \pm 0.03(stat.) \pm 0.05(syst.)$
Super-Kamiokande(multi-GeV)	33kt-yr	$0.65 \pm 0.05(stat.) \pm 0.08(syst.)$
Kamiokande(sub-GeV)	8.2kt-yr	$0.60_{-0.05}^{+0.06}(stat.) \pm 0.05(syst.)$ [2]
Kamiokande(multi-GeV)	$8.2kt-yr(FC)$ $6.0kt-yr(PC)$	$0.57_{-0.07}^{+0.08}(stat.) \pm 0.07(syst.)$ [2]
la IMB ($E_{vis} < 0.95\text{GeV}$)	7.7kt-yr	$0.54 \pm 0.05(stat.) \pm 0.12(syst.)$ [3]
IMB ($E_{vis} > 0.95\text{GeV}$)	7.7kt-yr	$1.1_{-0.12}^{+0.07}(stat.) \pm 0.11(syst.)$ [4]
Soudan-2	3.9kt-yr	$0.64 \pm 0.11(stat.) \pm 0.06(syst.)$ [5]
Frejus	2.0kt-yr	$1.00 \pm 0.15(stat.) \pm 0.08(syst.)$ [6]
NUSEX	0.74kt-yr	$0.96_{-0.28}^{+0.32}$ [7]

表 1.1: 大気ニュートリノ観測の結果。Kamiokande, Super-Kamiokande は 1.33GeV で、IMB は 0.95GeV でそれぞれイベントをわけて解析を行なっている。

比例計数管を並べた粒子カウンターと鉄板を交互に置き、粒子の飛跡と貫通距離から、粒子の種類とエネルギーを決定する。

6つの観測結果の内、Frejus, NUSEX 以外はすべて理論予想値の半分強という結果を出している。これを大気ニュートリノ問題と言う。この問題を説明する解として有力であるのが前節のニュートリノ振動現象であり、Super-Kamiokande は高い統計を用いてニュートリノ事象の天頂角依存性を観測し、ニュートリノ振動の存在を示した。

図 1.1 に大気ニュートリノサンプル中のミュオン事象と電子事象の天頂角分布を示す。ミュオン事象は、上向きの事象が下向きの事象に比べ有意に少なく、非対称な分布である。上向きと下向きの違いは生成点から検出されるまでの距離のみであり、これはミュオンニュートリノが飛行中に別の種類のニュートリノに変化したことを意味している。また電子事象の天頂角分布から、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動では観測結果をうまく説明できない。したがって大気ニュートリノ振動の解として、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_x (x \neq e)$ 振動が最も有力であり、このモードに対する振動パラメータの許容範囲は、

$$\sin^2 2\theta > 0.88 \quad (1.33)$$

$$1.5 \times 10^{-3} < \Delta m^2 < 5 \times 10^{-3} (90\%CL) \quad (1.34)$$

である。

これによって、少なくとも1種類のニュートリノが質量を持つ事が示された。K2K 実験では、加速器起源のニュートリノビームを用いて、スーパーカミオカンデの結果を確認し、さらに振動パラメータの精密測定を行なう。

1.3 加速器によるニュートリノ実験

大気ニュートリノ観測が示唆する $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$ 振動を確認し、振動パラメータの精密測定を目的として、加速器で生成された人工的なニュートリノを用いた実験が行なわれている。L の小さい実験を短基線実験といい、(式 1.27) より Δm^2 の大きい領域と、ニュートリノが生成されて検出され

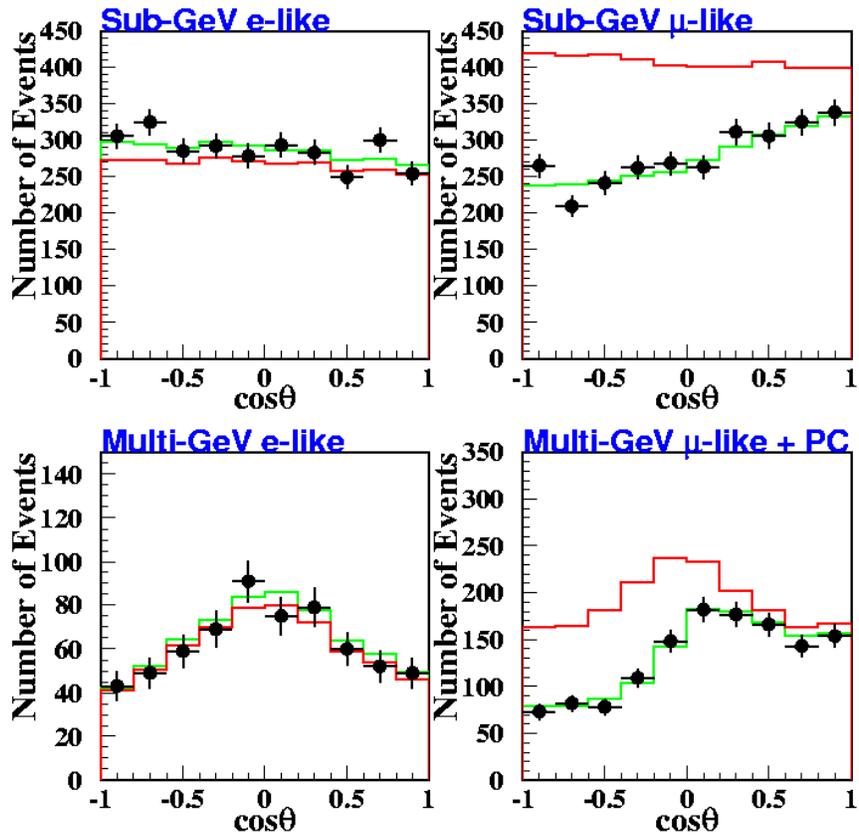


図 1.1: スーパーカミオカンデで観測されたニュートリノ事象の天頂角分布。左側が電子事象、右側がミュオン事象、上段が sub-GeV (<1.33GeV)、下段が Multi-GeV (>1.33GeV) に分けてプロットしてある。黒丸がデータ (1289 日分)、赤線がニュートリノ振動の無い場合に予想される事象数、緑がニュートリノ振動を仮定した場合のベストフィットを示している。

実験名	探索モード	L(km)	E_ν (GeV)	感度のある領域 ($\Delta m^2(\text{eV}^2)$)
CHORUS	$\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$	0.8	20 ~ 30	> 1
NOMAD	$\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$	0.8	20 ~ 30	> 1
CDHSW	$\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu, \nu_e$	0.1 ~ 0.9	1 ~ 1.5	> 0.3
CHARM	$\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu, \nu_e$	0.1 ~ 0.9	1 ~ 1.5	> 0.3
LSND	$\bar{\nu}_\mu, \nu_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e, \nu_e$	0.03	< 0.053	$> 10^{-1}$
KARMEN	$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	0.02	0.053	$> 10^{-1}$
K2K	$\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu, \nu_e$	250	1.3	$> 10^{-3}$

表 1.2: 加速器によるニュートリノ振動実験

るまでの距離が小さいために検出器でのニュートリノフラックスが大きく、 $\sin^2 \theta$ の小さい領域を探索するのに適した実験である。また L の大きい実験は長基線実験とよばれ、 Δm^2 の小さい領域の探索に適した実験である。本実験である K2K(KEK-PS-E362) 実験は、ニュートリノの平均エネルギー 1.3GeV、基線長約 250Km の長期線実験であり、 $10^{-3} < \Delta m^2 < 10^{-2}$ の領域を探索する。1.2 にこれまでの行なわれてきた各加速器実験の特徴をまとめる。

第2章 つくば神岡間長基線ニュートリノ振動実験 (K2K実験)

2.1 実験の概要

つくば神岡間長基線ニュートリノ振動実験 (K2K 実験) は、スーパーカミオカンデの大気ニュートリノ観測の結果を確認し、精度よく振動パラメータ ($\Delta m^2, \sin^2 \theta$) を測定することを目的とした、加速器起源のニュートリノを用いた世界初の長基線ニュートリノ振動実験である。

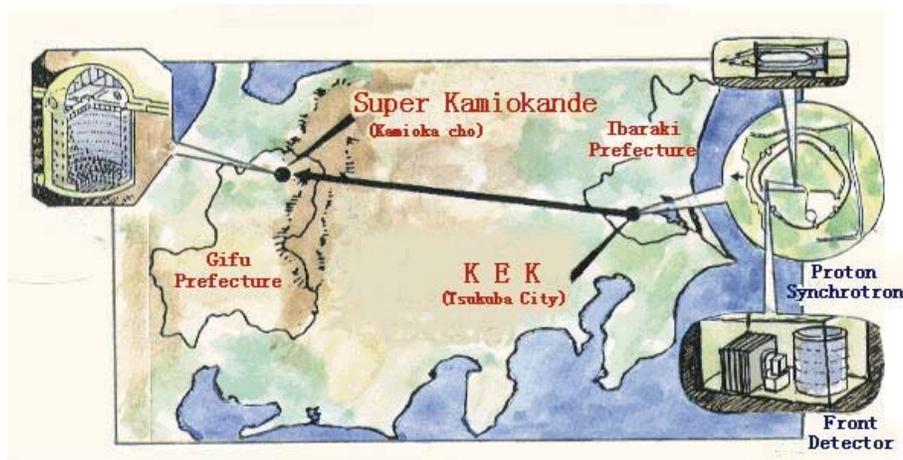


図 2.1: K2K 実験の概念図

本実験では、茨城県つくば市にある高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の 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と標的 (Al) のハドロン相互作用によって生成されたパイオンが飛行中に崩壊して生成する平均エネルギー 1.3GeV のミュオンニュートリノビームをおよそ 250Km 離れた岐阜県神岡町にある世界最大の水チェレンコフ型検出器「スーパーカミオカンデ」に向かって打ち込む。

ニュートリノは、KEK 内に設置されたビームモニターと前置検出器により、生成直後のフラックス、エネルギー分布、角度分布が測定され、これらと、250km 飛行後にスーパーカミオカンデで測定される分布を比較することで、ニュートリノ振動の検証をし、さらに振動パラメータの精密測定を行う。

K2K 実験の主な特徴は以下の通りである、

- $\Delta m^2 = 10^{-2} \sim 10^{-3} eV^2$ の領域に感度を持つ

前章 (1.1) より、平均エネルギー 1.3GeV、基線長 250Km の時にニュートリノ振動が最も効

果的に現れるのがこの領域である。したがって大気ニュートリノ観測の示唆する Δm^2 のパラメータ領域でのニュートリノ振動の検証に有効である。

- スーパーカミオカンデ
一般に長基線実験の場合、遠方検出器の立体角が小さくなるため十分な統計量を得ることが難しい。本実験では、250km 先の検出器に世界最大の水チェレンコフ検出器「スーパーカミオカンデ」を用いこの問題に対処している。本実験で振動が無い場合にスーパーカミオカンデで期待されるイベント数は 0.4event/day である。
- 加速器で生成されたニュートリノビームを用いる
加速器で生成する利点は、直後に置かれた前置検出器でフラックス、エネルギー分布等を精密に測定することにより、生成時のニュートリノに性質が精度良く理解できる点である。これにより、大気ニュートリノ測定のように、生成過程が1次宇宙線に由来するために生じるフラックスの不定性を排除することができる。また飛行距離が確定できるのも利点の一つである。

2.2 ニュートリノ振動現象の検証

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。

- $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動 (disappearance)
- $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動 (appearance)

$\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動

K2K 実験の主目的がスーパーカミオカンデの大気ニュートリノ観測により示唆されるこのモードの探索と検証である。ただし、K2K 実験において生成されるニュートリノの平均エネルギーは、1.3GeV であり、振動後の ν_τ は次式の荷電カレント反応により

$$\nu_\tau + N \rightarrow \tau^- + N' + (m\pi) (m \geq 0) \quad (2.1)$$

τ を生成することができない (閾値 3.47GeV)。したがって、振動の効果はニュートリノ反応事象数の減少という形で観測される (disappearance)。

さらに、この反応事象数の減少の割合は、(式 1.25) に従い、 $E_\nu/\Delta m^2$ に依存する。したがって、前置検出器とスーパーカミオカンデでエネルギー分布を比較し、その歪みを検出すればニュートリノ振動現象の直接検証となる。この解析方法については、(2.6.6) で詳しく述べる。

また本実験では、 ν_μ のエネルギーを図 2.2 の荷電カレント準弾性散乱反応 (CCqe 反応) を利用して行なう。この反応は始状態、終状態ともに2体の反応であるため反応で生成されるミューオンの運動量と入射ニュートリノビームに対す角度を測定することで、ニュートリノのエネルギーを以下の式で一意に決定することができる。

$$E_\nu = \frac{m_N E_\mu - m_\mu^2/2}{m_N - E_\mu + p_\mu \cos \theta_\mu} \quad (2.2)$$

ここで、 m_N, m_μ はそれぞれ核子、ミューオンの質量、 E_μ, p_μ はそれぞれミューオンのエネルギーと運動量、 θ_μ はミューオンのニュートリノビームに対する角度である。

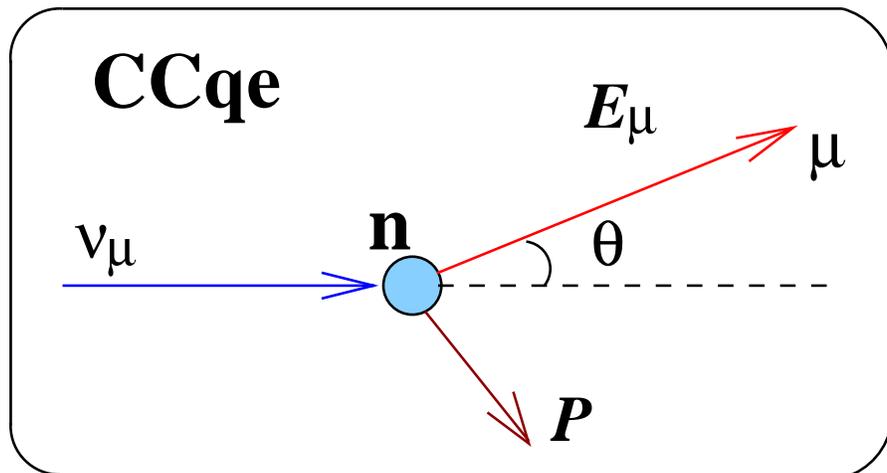


図 2.2: ν_μ の荷電カレント準弾性散乱反応。本実験でニュートリノのエネルギー再構成に用いる

$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動

次に、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動について述べる。この振動では、振動後の ν_e が次式の荷電カレント準弾性散乱反応

$$\nu_e + n \rightarrow e^- + p \quad (2.3)$$

により電子を生成し、この電子はスーパーカミオカンデで検出することができる。ただし、中性カレント π^0 生成反応や荷電カレント多重 π 生成反応がバックグラウンドとなる。したがって、前置検出器により ν_μ ビーム中の ν_e の混入率及びバックグラウンドの量を測定及び評価し、そこから予想されるスーパーカミオカンデでの反応事象数よりも多くの事象を測定すれば、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動の証拠となる (appearance)。

2.3 K2K 実験の構成

本実験は KEK12GeV 陽子シンクロトロン、ニュートリノビームライン、前置検出器、スーパーカミオカンデから構成される。図 2.3 に全体の構成を示す。

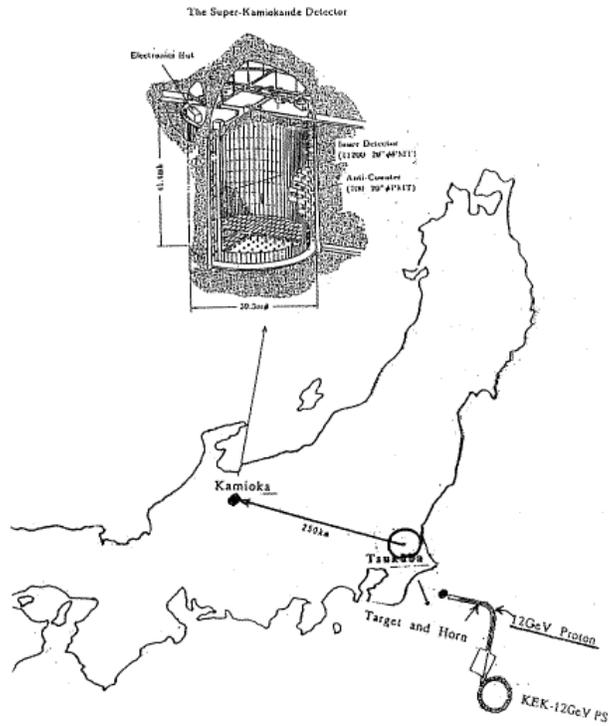


図 2.3: 長基線ニュートリノ振動実験全体の構成図。本実験は、KEK12GeV 陽子シンクロトロン、ニュートリノビームライン、前置検出器、スーパーカミオカンデから構成されている。

加速粒子	陽子
運動エネルギー	12GeV
ビーム強度	6×10^{12} proton/spill
ビーム周期	2.2sec
運転モード	ファーストスピル
スピル幅	1.1 μ s

表 2.1: KEK12GeV シンクロトロン性能

2.4 12GeV 陽子シンクロトロン

本実験では、KEK12GeV 陽子シンクロトロンから取り出した陽子から、平均エネルギー 1.3GeV のミュオンニュートリノビームを生成する。陽子シンクロトロンの主な性能を 2.1 にまとめた。

ビームの時間幅は約 1.1 μ sec で、その周期は約 2.2 秒に 1 回であり、この周期をビームスピルと呼ぶ。スピルはバンチ構造を持っており、1 スピル中に 9 バンチ存在する。図 (2.4) はニュートリノビームのスピル構造である。

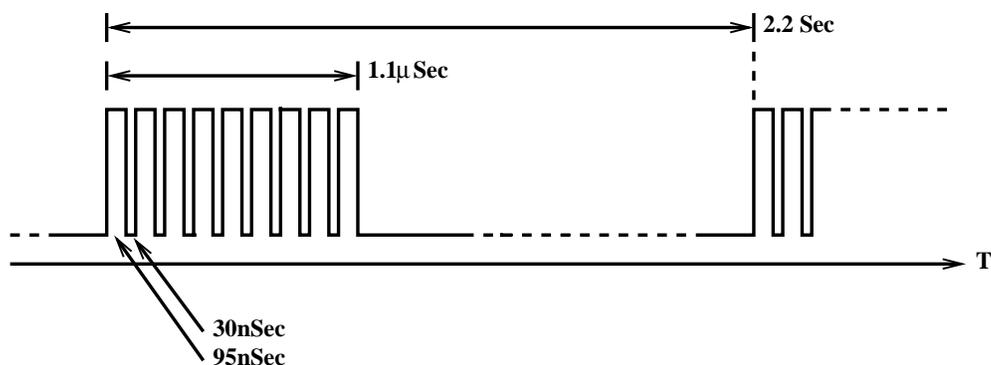


図 2.4: ニュートリノビームのスピル構造

ビームの強度は、1 スピルあたりの陽子数が約 6×10^{12} 個であり、本実験では 3 年間のランで約 10^{20} p.o.t. (proton 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) のデータを収集する。

またビームラインに沿って、ビームの強度とプロファイルをモニターするためのビームモニターが設置されている。

12GeV に加速され、取り出された高エネルギー陽子は北に 150m 程走ったあと、スーパーカミオカンデに向かって、約 90 度 (西北西の方角に) 曲げられ、アルミニウムの標的と一体になった電磁ホーンに入射する。

2.5 ニュートリノビームライン

ニュートリノビームラインは、 π^\pm 中間子を生成する標的と、その内の π^+ 中間子を選択的に収束させる電磁ホーン、 π^+ 中間子のエネルギー分布と角度分布を測定し振動が無い場合のニュートリノビームのエネルギー分布やフラックスを予測する π 中間子モニター、 π^+ 中間子が μ^+ と ν_μ に崩壊する崩壊トンネル、標的で反応しなかった陽子や π 中間子を止めるためのビームダンプ、ニュートリノビームの方向と強度変化をスピルごとにモニターするミュオンモニター、ビームダンプを抜けてきた μ^+ を完全に止めるための 100m の土盛りより構成される。以下順をおって説明する。

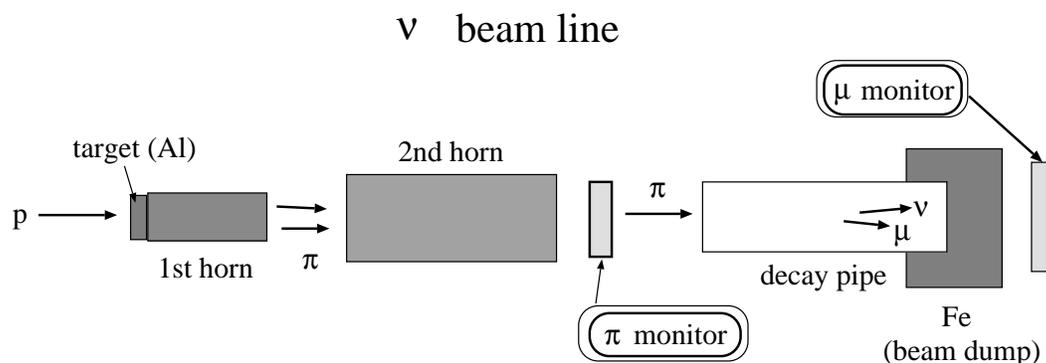


図 2.5: ニュートリノビームライン

2.5.1 標的と電磁ホーン

陽子ビームが標的に衝突すると、次式の反応によって π 中間子が生成される。



標的として長さ 66cm、直径 30mm(1999 年 6 月は 20mm) のアルミニウム製の円柱を使用する。この長さは陽子の相互作用長さの約 1.5 倍であり、約 80%の陽子が反応する。

生成された π 中間子、特に π^+ を選択的にスーパーカミオカンデの方向へ収束させる為に、トロイダル状の磁場を生成する 2 つの電磁ホーンがある。第 1 ホーンは長さが 2.37m、直径 0.70m でありビーム下流 8m のところにある第 2 ホーンは長さが 2.76m、直径が 1.65m である。標的は第 1 電磁ホーンと一体になっている。

電磁ホーンへの電流供給は、2.2sec 毎に 250kA/2msec のパルス電流が流される (1999 年 6 月は

200kA)。供給される電流 (I_{horn}) が与えられている時、磁場の強さ (B) は半径 (r) の関数として、

$$B(kGauss) = \frac{I_{horn}(kA)}{5 \cdot r(cm)} \quad (2.5)$$

書ける。したがって、最大磁場は標的表面 ($r=1.5cm$) で 33kGauss となる。この磁場により π^+ は収束され、 π^- ははじきだされ、ほぼ純粋な ν_μ ビームを得ることができる。

これら 2 つの電磁ホーンにより、ニュートリノフラックスは 0.5GeV 以上でホーンを使用しない時の約 20 倍になる。。

2.5.2 π 中間子モニター

ニュートリノの生成部が点源である場合、すべての場所でニュートリノのエネルギー分布は等しく、フラックスは $1/r^2$ 則に従い減少する。したがって前置検出器でニュートリノのエネルギー分布とフラックスを測定した結果はそのままスーパーカミオカンデでの測定結果と比較することができる。

しかし本実験では、 π^+ が 200m の崩壊トンネル中で崩壊してニュートリノを生成するため、生成場所は点源ではない (スーパーカミオカンデの位置ではほぼ点源として扱えるが、前置検出器では生成部からの距離が短い (100~ 300m) ため点源として扱うことができない)。さらに、前置検出器とスーパーカミオカンデでは立体角も異なる。したがって、両者でのニュートリノのエネルギー分布は異なり、フラックスも $1/r^2$ 則の予想からずれる。

そのため、前置検出器の結果を振動が無い場合のスーパーカミオカンデでのニュートリノフラックスに外挿するためには、生成直後のニュートリノのエネルギー分布、角度分布を知ることが必要である。このような目的で π 中間子モニターは設置されている。

π 中間子モニターとは、チェレンコフ閾値を利用して π 中間子とそのバックグラウンドとなる陽子を識別し (陽子はチェレンコフ光をださない)、チェレンコフ光の角度と進行方向によって運動量分布と方向分布を測定するリングイメージ型ガスチェレンコフ検出器のことである。

本実験において、ニュートリノは π 中間子の崩壊によって生成される。この崩壊は 2 体崩壊でありかつ重心系で等方崩壊であるため、 π 中間子の運動量と方向を測定すればニュートリノのエネルギーとフラックスは以下の式で一意に決定できる。

$$E_\nu = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2(E_\pi - p_\pi)(1 + \gamma^2\theta^2)} \quad (2.6)$$

$$\frac{d\Phi}{d\Omega} = \frac{N}{4\pi\gamma^2(1 - \beta \cos \theta)^2} \quad (2.7)$$

ここで、 $\beta = p_\pi/E_\pi$ 、 $\gamma = E_\pi/m_\pi$ 、 θ は実験室系における π 中間子から見た生成ニュートリノの方向、N は崩壊した π 中間子の数である。

したがって、 π 中間子モニターで生成直後の π 中間子の運動量分布と方向分布を測定すれば、任意の位置での (たとえば、前置検出器の各検出器の場所やスーパーカミオカンデでの) ニュートリノビームのエネルギー分布とフラックスを予想する事が可能になる (図 2.6)。

したがって、後述の前置検出器で ν_μ の数を規格化することによりニュートリノ振動のない場合にスーパーカミオカンデに到達する ν_μ の数とエネルギー分布を統計的に求める事ができる(ただし実際には 2GeV 以下の π は陽子のバックグラウンドの為測定できず、1GeV 以下のニュートリノに対しては感度がない)。これと実際に測定した分布とを比較することにより、ニュートリノ振動現象の探索と検証を行なう。

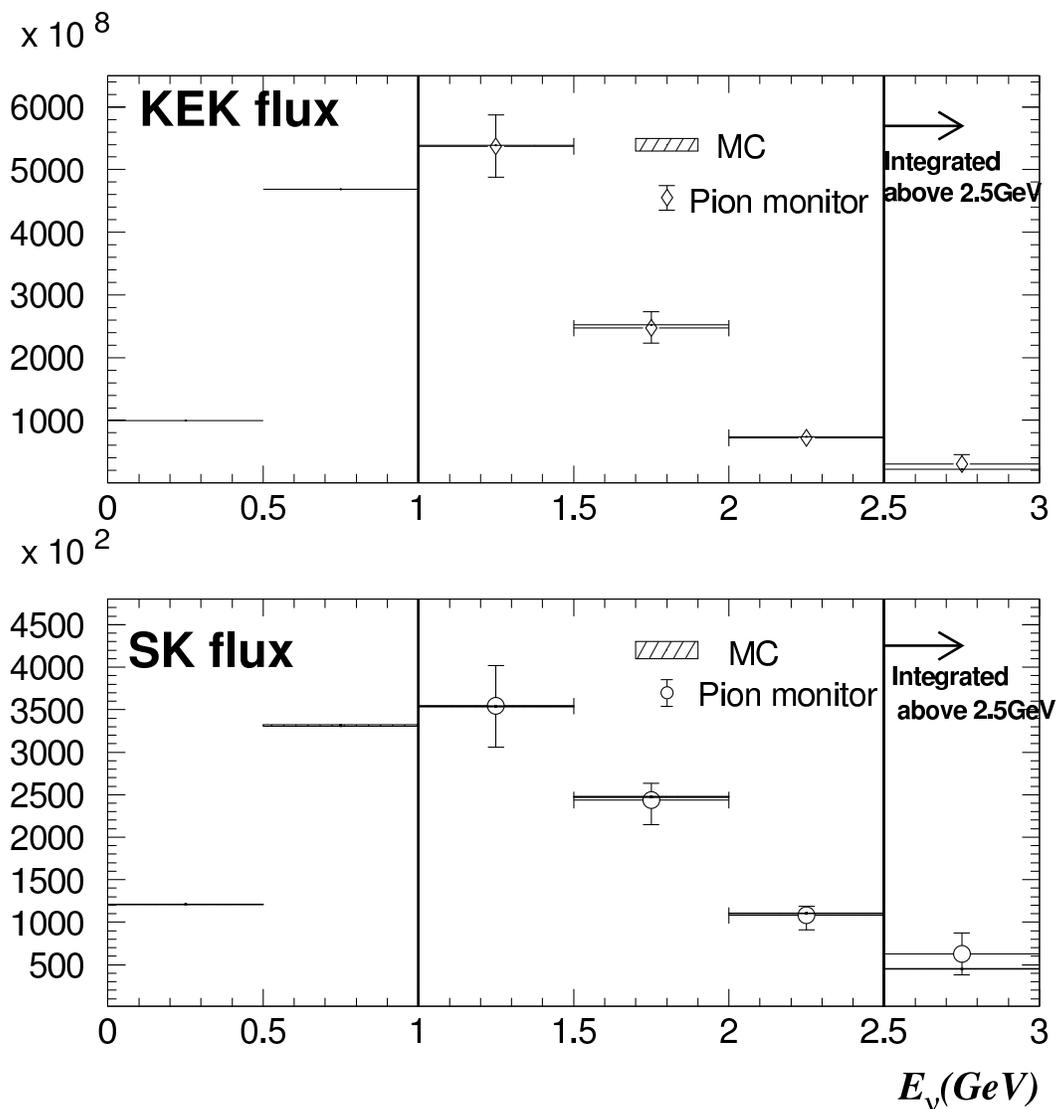


図 2.6: π 中間子モニターから予想されるニュートリノエネルギースペクトラム。上図は KEK、下図はスーパーカミオカンデで予想されるスペクトラム。黒丸はデータ、ハッチはシミュレーション

2.5.3 ミューオンモニター

ミューオンモニターは、イオンチェンバーとシリコン検出器より構成され、イオンチェンバーからはミューオンプロファイルの x, y 方向それぞれの 1 次元情報が得られ、シリコン検出器からは 2 次元の情報が得られる。 π 中間子の崩壊で、ニュートリノとミューオンの方向分布は同じであるので、ミューオンモニターを用いてスピル毎のニュートリノビームの方向をモニターすることができる。またミューオンモニターはビームダンプの直後に設置され、それを乗り越えてきた高エネルギーのミューオン ($p_{\mu} > 5.5\text{GeV}$) のみを測定する為フラックスの絶対値のモニターとしては不適當であるが、相対的なビーム強度の安定性をモニターすることができる。

2.6 前置検出器

前置検出器は、陽子ビームの標的から 300m 下流に掘られた直径 25m、深さ 15m の実験ホール内に設置されており、1kt 水チェレンコフ検出器、シンチレーティングファイバー検出器、鉛ガラスカロリメータ、ミューオンレンジ検出器より構成されている (図 2.7)。前置検出器の主目的は生成直後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 の混入率等) を調べる事、及びビームの方向をモニターすることである。

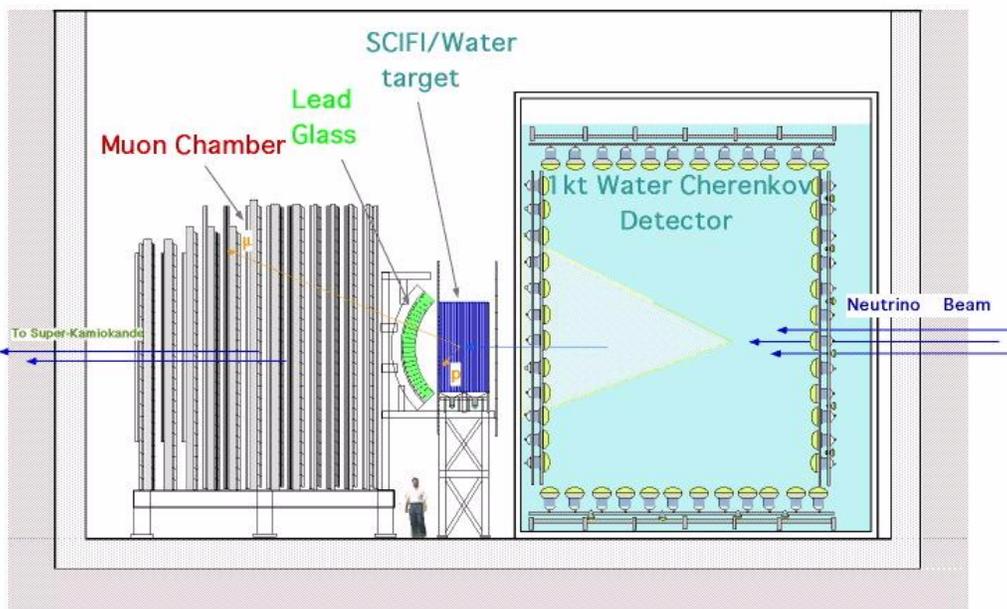


図 2.7: K2K 前置検出器。ニュートリノビームは図の右側から入射する。上流より 1kt 水チェレンコフ検出器、シンチレーティングファイバー検出器、鉛ガラス検出器、ミューオンレンジ検出器が設置されている。鉛ガラス検出器は、2001 年 11 月に取り除かれ、そこに Scibar 検出器をインストールする。

2.6.1 1kt 水チェレンコフ検出器

1kt 水チェレンコフ検出器は、高さ 10.8m、直径 10.8m の円筒形をした、総水量 1000 トンの水チェレンコフ型検出器である。検出器は光学的に高さ 8.6m、直径 8.6m の内水槽と外水槽に分けられており、内水槽には 20 インチの光電子増倍管 (PMT) が 680 本、70cm 間隔で取り付けられており内水槽全表面積の 42% が光電面で覆われている。外水槽には、8 インチの PMT が 68 本、外向きに 140cm 間隔で取り付けられている。内水槽はニュートリノ事象検出に、外水槽はニュートリノ事象と宇宙線ミュオンや周囲の岩盤からのミュオン等を判別するためのアンタイカウンターとして利用されている。

この検出器では、ニュートリノ反応から生成される陽子の大半がチェレンコフ閾値 (1.4GeV) を越えないため、CCqe 反応はミュオンのリングのみが観測される「1-ring μ like 事象」として検出される。ただし、non-qe 反応で生成される π がチェレンコフ閾値 (210MeV) を越えない場合もやはり「1-ring μ like 事象」となる。したがって、両反応を区別することができず、non-qe バックグラウンドを伴う。また「1-ring μ like 事象」の内、 μ が検出器内でとまった「Fully contained 1-ring μ like 事象」のみエネルギー再構成ができる。そのため、 μ が検出器の外に出てしまうニュートリノエネルギーが 1GeV 以上の反応に対しては、この事象に対するアクセプタンスが小さい。

この検出器を用いる最大の利点は、スーパーカミオカンデと同じ検出原理、同じ解析方法を行うことにより、反応事象数の比較をする時に、系統誤差の大部分がキャンセルすることである。これにより、現在ニュートリノ振動の無い場合に、スーパーカミオカンデでの反応事象数をもっとも小さな系統誤差で予測している。

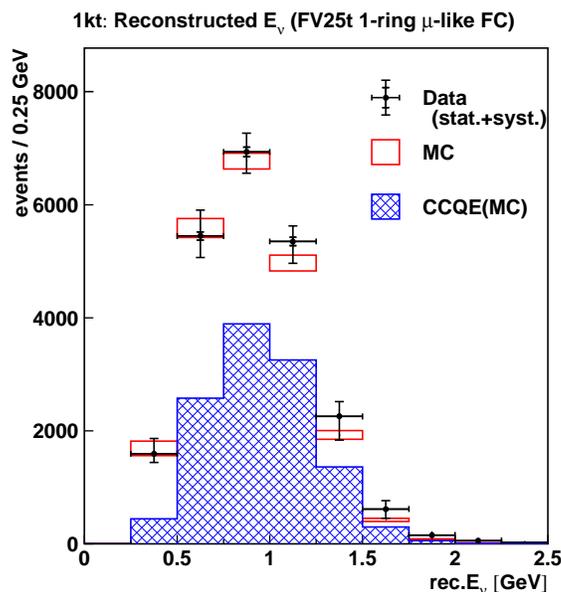


図 2.8: 1kt 検出器で測定された、ニュートリノエネルギースペクトル分布。クロスがデータ、四角が MC, ハッチのかかったヒストが MC 中の CCqe 反応の量。

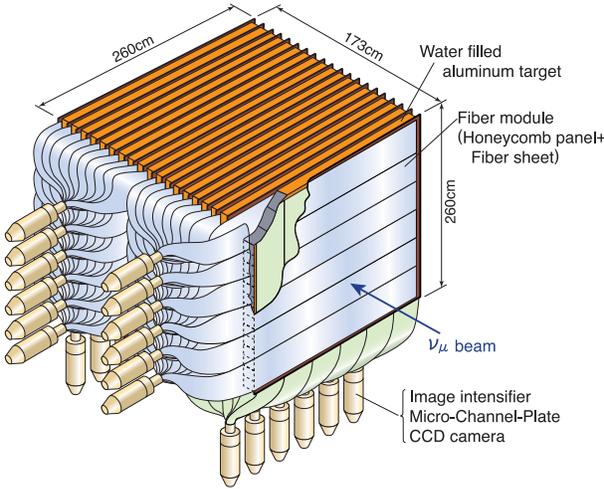


図 2.9: シンチレーティングファイバー検出器

SciFi 2 track $\cos(\Delta\Theta_p)$ distribution

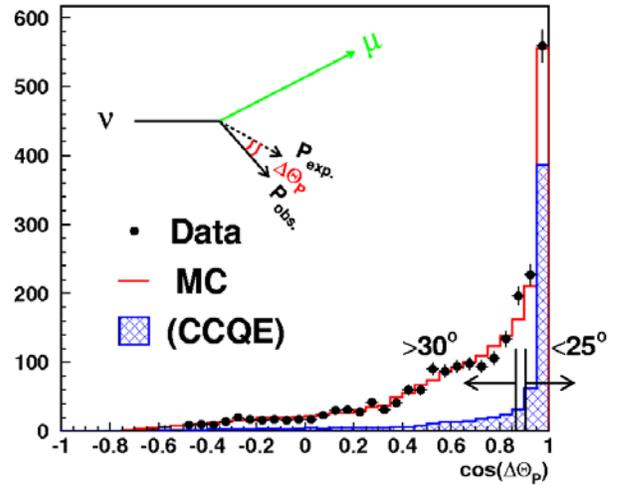


図 2.10: 2トラックイベントに関して、CCqe 反応から予想される2トラック目(ミューオンではない方)の方向と観測された方向の差 $\Delta\theta$ についての分布。黒丸がデータで実線のヒストがMC, ハッチのかかったヒストがMC中のCCqe反応の量。 $\Delta\theta < 25^\circ$ を選んできると、CCqe反応がエンハンスされる。

2.6.2 シンチレーティングファイバー検出器

シンチレーティングファイバー検出器 (SciFi) は、水標的と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の検出器である。1層のファイバーシートは、直径0.7mmのシンチレーティングファイバーが2層積み重ねられたものが2層から構成されており、各層はXY方向に配置されている。それらのヒット情報を組み合わせることにより、粒子の飛跡を観測することができる。また、ファイバーの読み出しには、イメージンシファイアチューブ (IIT) と CCD カメラを用いている。ただし、これらは時間分解能が $100\mu\text{sec}$ しかないために、イベントがスピルに同期していることを保証するには、下流に置かれたプラスチックシンチレータホドスコープ (TGC) にヒットがありそれがスピルに同期していることを確認する必要がある。また TGC は検出器の上流にも設置されているが、このカウンターの主目的は、1Kt で発生した μ を取り除く事である。

この検出器は、ニュートリノ反応で生成される陽子も飛跡が検出できる。したがって、ビーム方向から見て2トラックがそれぞれ反対方向にでているイベントを選ぶと、CCqe 反応に対する purity が高い。ただし、3層以上にヒットがないとトラックとして認識できないため、ニュートリノエネルギーが 1GeV 以下の2トラック事象の検出効率が小さくなっている。また、陽子と π の識別をしていないため、non-qe 反応で陽子や π を逃して2トラックとなるイベントが、バックグラウンドとして混入する。

2.6.3 鉛ガラスカロリメータ

鉛ガラスカロリメータ (LG) は、ビーム軸に垂直な、上下に湾曲した形をしており、全部で 10 モジュール (縦 2 × 横 5) である。1 モジュールは 60 個 (縦 12 × 横 5) の鉛ガラスカウンター (113mm × 122mm × 340mm) で構成されている。この検出器の主な目的は、上流の Scifi 検出器で生成した電子の同定とエネルギーの再構成を行なうことにより、 ν_μ ビームに混入している ν_e ビームの割合を測定することである。また、鉛ガラスカロリメータのエネルギー分解能は、 $\Delta E_e/E_e \sim 10\%/\sqrt{E}$ である。

現在得られている結果は、

$$R\left(\frac{\nu_e}{\nu_\mu}\right) = 1.6 \pm 0.43(stat.)_{-0.64}^{+0.76}(sys.)\% \quad (2.8)$$

となっている。

2.6.4 ミューオンレンジ検出器

ミューオンレンジ検出器 (MRD) は、前置検出器の最下流に位置する。7.6(m)×7.6(m) の鉄板と水平垂直方向のドリフトチューブのサンドウィッチ構造が 12 層から構成されている。鉄板の厚さは上流 4 層が 10cm、下流の 8 層が 20cm で合計 2.00m の厚さであり、2.8GeV のミューオンまでエネルギーを測る事が可能である。また重量は、鉄板が 864 トンでさらにドリフトチューブを合わせると 915 トンとなり、前置検出器の中で最も有効体積の大きい検出器である。したがって、以下の事が可能である。

- 重量が十分あるため、反事象数も多くフラックスの測定に適している。
- 縦横方向に十分広く、ニュートリノビームのプロファイル測定に適している。
- ニュートリノ反応から生成されるミューオンのエネルギーが測定できる。

MRD により、ニュートリノビーム方向が 1mrad の精度でモニターされ、確実にスーパーカミオカンデに向かって打ち出されている事が保証されている。

2.6.5 スーパーカミオカンデ

K2K 実験ではスーパーカミオカンデ (SK) を、ニュートリノ生成点から 250km 離れた後置検出器として使用する。SK は岐阜県吉城郡神岡町東茂住神岡鉱山の山頂直下 1000m(2700m) に設置されている世界最大の水チェレンコフ検出器である。山中に設置しているのは、バックグラウンドとなる宇宙線 μ を除去するためである。水槽は、直径 39.3m、高さ 41.4m の円筒形であり、50000 トンの超純水で満たされている。水槽内部の構造は 1kt とほぼ同じで、光学的に外水槽と内水槽に分けられており、内水槽には 20 インチ光電子増倍管が 11146 本、外水槽には 8 インチの光電子増倍管が 1885 本取り付けられている。ただし、2002 年 12 月からは、内水槽の光電子増倍管の密度を約半分にして稼働する。荷電粒子の検出原理や同定方法については、1kt と同じである。

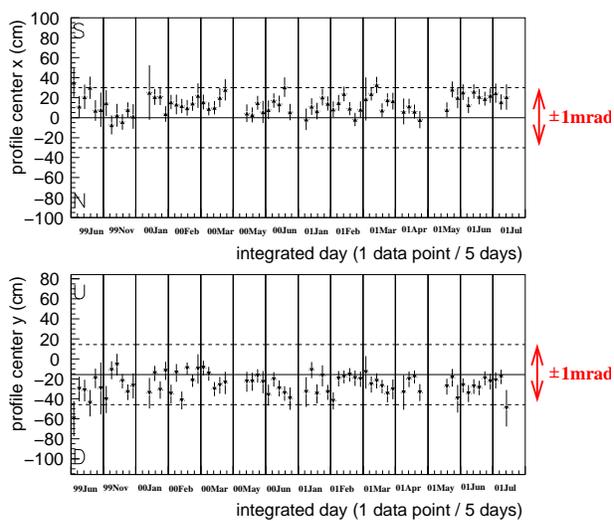


図 2.11: MRD での、ニュートリノビーム方向の安定性のモニター。上図が水平方向、下図が鉛直方向のモニター結果である。期間は1999年11月から2001年7月で図の点線はターゲットから見て1mradを示している。ビーム方向は1mrad以内の精度で安定している。

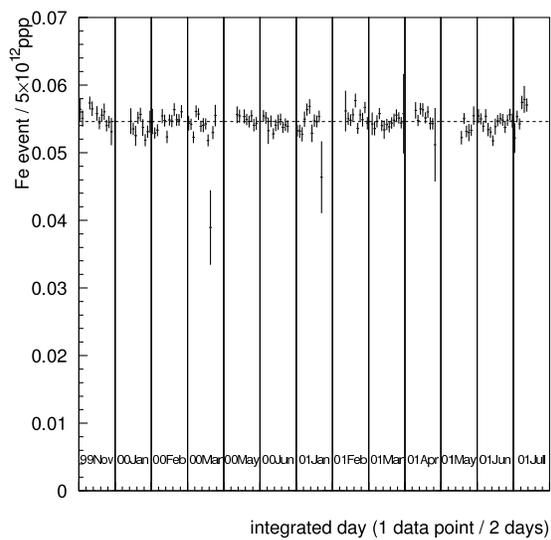


図 2.12: MRD でのニュートリノイベントレート。図の各点は2日間のイベント数をMUMONのイベント数で割ったものである。期間は1999年11月から2001年7月で、この期間中イベントレートは安定している。

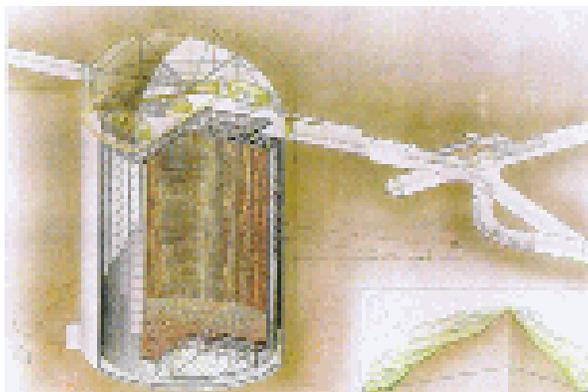


図 2.13: Super-Kamiokande の概略図。

2.7 K2K 実験最新の結果

反応事象数の比較

前置検出器の測定結果から、スーパーカミオカンデにおけるニュートリノ反応事象数を以下の式で予想することができる。

$$N_{exp}^{SK} = \left(\int \Phi_{SK}(E_\nu) \cdot \epsilon_{SK}(E_\nu) \cdot \sigma_{SK}(E_\nu) dE_\nu \right) \cdot M_{SK} \cdot POT_{SK} \quad (2.9)$$

$$= \int \frac{n_{obs}^{near}(E_\nu)}{\epsilon_{near}(E_\nu)} \cdot \frac{\Phi_{SK}(E_\nu) \cdot \sigma_{SK}(E_\nu) \cdot M_{SK}}{\Phi_{near}(E_\nu) \cdot \sigma_{near}(E_\nu) \cdot M_{near}} \cdot \frac{POT.(SK)}{POT.(near)} \cdot \epsilon_{SK}(E_\nu) dE_\nu \quad (2.10)$$

ここで、

N_{exp}^{SK} : スーパーカミオカンデで予想されるニュートリノ事象数

n_{obs}^{near} : 前置検出器で観測された各ニュートリノエネルギー領域ごとのイベント数

$\epsilon_{near}, \epsilon_{SK}$: ニュートリノ事象の検出効率

$\sigma_{near}, \sigma_{SK}$: ニュートリノ反応断面積

Φ_{near}, Φ_{far} : ニュートリノフラックス

M_{near}, M_{SK} : 検出器の有効質量

$POT(SK), POT(near)$: 標的に衝突した陽子数。

である。式 (2.10) の様にフラックスや反応断面積、有効質量を比の形で表すのは、それぞれの系統誤差をキャンセルするためである。また、ニュートリノフラックスの比 $R = \Phi_{SK}/\Phi_{near}$ は、 π 中間子モニターの測定によって調整されたビームモンテカルロにより計算される。このようにして求めた N_{exp}^{SK} と、実際に測定された N_{obs}^{SK} を比較して予想値に比べて観測数が小さければニュートリノ振動の兆候を得た事になる。

現在およそ 4.8×10^{19} POT のデータで (2001 年 7 月当時)、SK での予想値が $80.1_{-5.4}^{+6.2}$ (event)¹ に対し、実際に観測された事象が 56(event) と 98.7% の C.L.(confidence level) で「ニュートリノ振動が起っていない (null oscillation)」という仮説を棄却している。本実験では現在、ニュートリノ振動に対する感度を上げ、さらに Δm^2 等の振動パラメータを得るために、エネルギー領域毎に反応事象数を比較するエネルギースペクトル解析を行なった。この解析方法の詳細と初期の結果を以下に示す。

エネルギースペクトル解析

本実験の場合、ニュートリノの生成地点から観測地点までの距離は 250km と決まっているため、ニュートリノ振動確率の式 (1.25) は、エネルギーのみの関数となる。したがって、各エネルギー領

¹この値は前置検出器の中でもっとも系統誤差の小さい 1kt の結果である。ちなみに Scifi の結果は $85.9_{-8.5}^{+7.9}$ と一致した結果になっている。

域毎にニュートリノが振動して反応事象数の減少する割合は異なり、SK で予想されるエネルギースペクトルと実際に観測するエネルギースペクトルの間に歪みが生じる。

図 2.14 は、左図のヒストグラムが振動が無い時に SK で予想されるエネルギースペクトル、ハッチ部分が振動パラメータが $\Delta m^2 = 0.0028, \sin^2 2\theta = 1$ の時に予想されるスペクトルである。また各エネルギー領域でそれらの比を取ったものが右図である。この様にニュートリノ振動が起きている場合、スペクトルの形が歪み、減少の割合がエネルギーに関して sin 曲線になることが期待される。この歪みを観測する事はニュートリノ振動減少の直接検証となる。また、歪み方と振動パラメータは 1 対 1 で対応しており (Δm^2 は振動の効果最大になるエネルギーと、 $\sin^2 2\theta$ はその時の減少の割合と対応している)、歪みの観測から振動パラメータを得る事ができる。

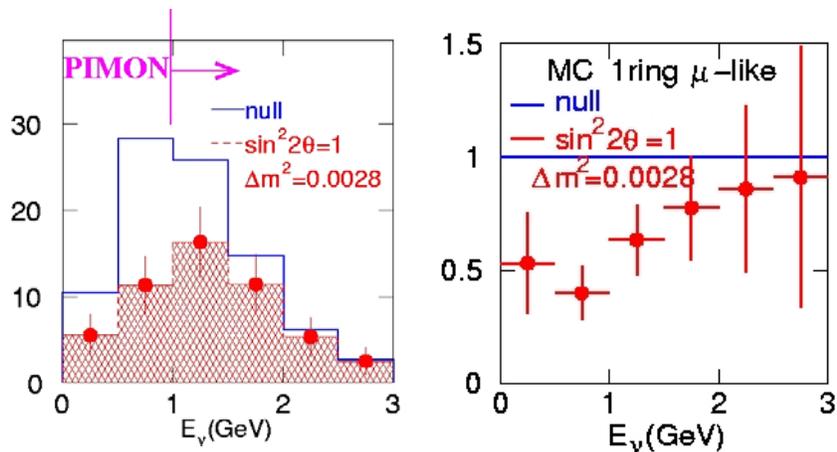


図 2.14: ニュートリノ振動が無い場合と起こった場合で予想されるニュートリノエネルギースペクトル。右図はその比を示したものである。横軸は CCQE 反応を用いて再構成したニュートリノエネルギーである。また振動パラメータは大気ニュートリノ観測の結果で示唆される領域 ($\Delta m^2 = 0.0028, \sin^2 2\theta = 1$) を用いている。

図 2.15 にエネルギースペクトル解析の最新の結果を示す。図中のクロスはデータを、青の四角は振動がない時に SK で期待される 1-ring μ like 事象のエネルギースペクトル分布、赤のヒストは likelihood method で得られた best fit の時のスペクトル分布を表している。この時のパラメータは $\Delta m^2 = 2.8 \times 10^{-3} (\text{eV}^2), \sin^2 2\theta = 1.0$ である。これは、SK の大気ニュートリノ観測から示唆されるパラメータ領域 $\Delta m^2 \sim 10^{-3} - 5 \times 10^{-3}, \sin^2 2\theta \sim 1 (\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)$ と一致した結果である。

また測定結果が、ニュートリノ振動ではなくただの統計のふらつきにより起こる確率は 0.7% (反応事象数の情報のみだと 1.27%, スペクトルの形の情報のみだと 15.7%) と 99% 以上の確率で null oscillation を棄却している。

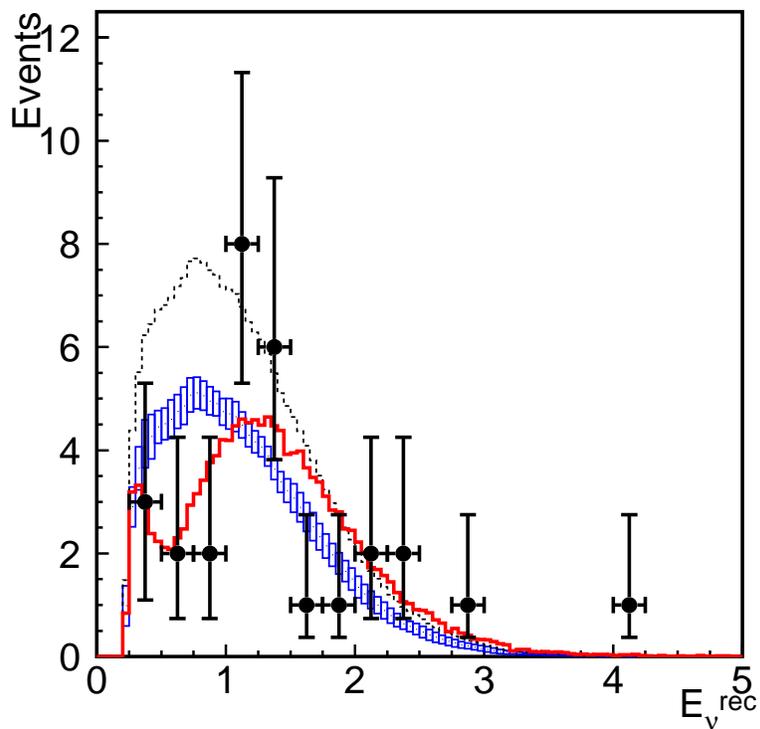


図 2.15: ニュートリノエネルギースペクトル分布。黒丸はデータ、長方形が振動がない時に予想されるスペクトル (高さは系統誤差を示す)、赤のヒストは best fit のスペクトルを示している。両方のヒストとも、観測事象数で規格化してある。(黒の点線は振動がない時に期待される数も含めたスペクトラム)

第3章 全感知型シンチレータ飛跡検出器 (Scibar 検出器)

3.1 新検出器開発の動機

前章で述べた通り、本実験ではニュートリノ振動現象の直接検証を目的として、スペクトル解析を開始し、すでに振動現象を示唆する結果を得ている。ただし、スーパーカミオカンデと今回の本実験の結果からもっとも振動の効果が期待できるエネルギー領域 (1GeV 以下) のニュートリノフラックスに約 10% の系統誤差があり、スーパーカミオカンデにおける非弾性散乱反応からくるバックグラウンドの量に 20% の系統誤差がついている。今後これらの系統誤差を押さえスペクトル解析の精度を上げるためには、前置検出器にてニュートリノフラックスを精密に測定することと、特に 1GeV 以下のニュートリノ反応の詳細な研究が必要である。

しかし、現在本実験の前置検出器において 1kt 検出器は、スーパーカミオカンデ同様 CCQE 反応で生成される陽子や、nonQE 反応で生成される π の一部がチェレンコフ閾値を越えず検出することができないために CCQE 反応と nonQE 反応の識別能力は低い。また Scifi 検出器はファイバー層の間に厚さ 6cm の水の層 (不感領域) があり、粒子の飛跡を認識するためには最低 12cm の飛程が要求され、600MeV/c 以下の陽子を検出することができない。そのため CCQE 反応を確実に検出するために、 μ と陽子の 2 トラックを要求すると検出効率が低くなる。また陽子と π の粒子識別を行っていないため、nonQE 反応で生成された陽子を取り逃し、 π を陽子としてしまうことで、バックグラウンドとなる。

したがって、前置検出器にニュートリノエネルギーが 1GeV 以下の反応にも十分な検出効率を持ち、CCQE 反応と nonQE 反応を確実に識別できる検出器が必要である。そのために、新しい検出器に要求される条件は

- 反応で生成された粒子を取り逃さないために、不感領域を完全になくす
- 反応で生成された粒子の飛跡が見える
- 検出できるニュートリノ反応の閾値を下げるために、短い飛跡から確実に検出できる
- CCQE 反応と nonQE 反応を区別するために $p/\pi/\mu$ の識別ができる

である。これらの条件を満たす検出器として、「全感知型シンチレータ飛跡検出器 (Scibar 検出器)」を前置検出器に導入する。

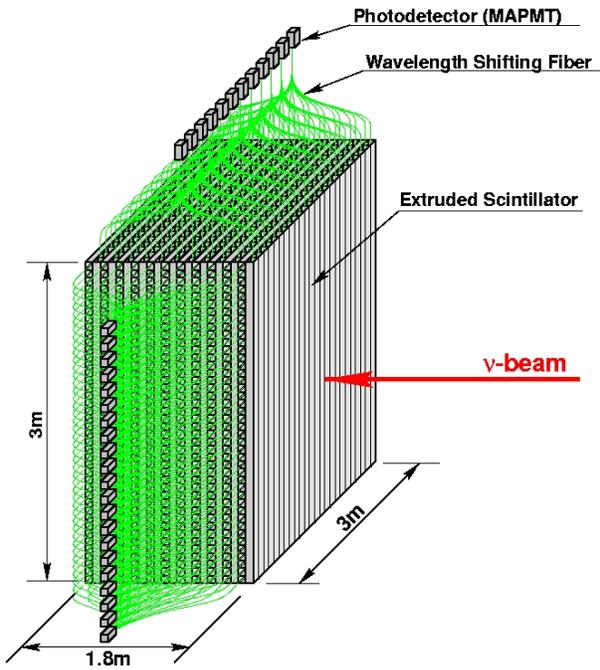


図 3.1: scibar 検出器

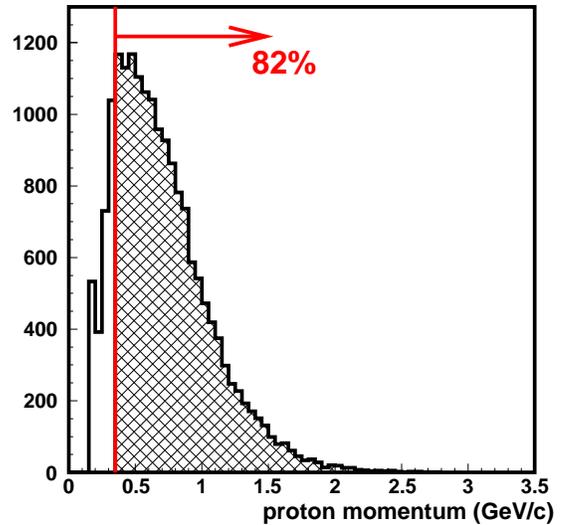


図 3.2: CCQE 反応から生成される陽子の運動量分布。Scibar 検出器では 82% の陽子を検出可能である (閾値 350MeV/c)。

3.2 Scibar 検出器の構造

図 3.1 は、全感知型シンチレータ飛跡検出器 (Scibar 検出器) の全体図である。Scibar 検出器は、検出器全体 (3m × 3m × 1.8m) を棒状の押し出し型シンチレータ (1.3cm × 2.5cm × 3m) で細分化してある。水平方向 (x 方向) のシンチレータの層 (112 本) と上下方向 (y 方向) のシンチレータの層 (112 本) から 1 モジュールを構成し、検出器全体でビーム方向に 64 モジュール配置する。シンチレータ自身をニュートリノターゲットとし、不感領域を無くす事で、反応点の周囲全立体角がアクティブな物質で覆われ、ニュートリノ反応で生成されるすべての粒子を検出することができる。各々のシンチレータには、表面に反射材のコーティングを施し、光学的に独立になっている。各モジュールのヒット情報から粒子の位置についての 3 次元の情報とシンチレータ中でのエネルギー損失が得られる。飛跡の検出には最低 4 層のヒットを要求し (陽子の閾値は 350MeV/c)、CCQE 反応から生成される陽子の約 82% を検出することができる。さらに、各々のシンチレータの dE/dx の情報から、 p/π 識別を行なう事ができ (5.5 章参照)、CCQE 反応を確実に検出する事ができる。

したがって、前節の新検出器に対する要求を全て満たしている。また検出器質量は 15 トンで、1 年間 (3×10^{19} 陽子ビーム) の実験で期待されるニュートリノ事象数は、53000

である。53000 イベント中 13000 イベントが、この検出器で 1 年間に期待される CCQE 反応の事象数である (図 3.3)。Scibar 検出器では、シンチレータの減衰長が短いため、シンチレーション光を波長変換ファイバーを用いて一端吸収・再発光させ、その内ファイバーを伝わってきた光を検

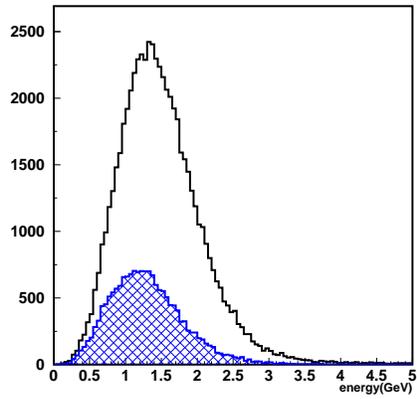


図 3.3: K2K 実験で生成されるニュートリノエネルギー分布。青いハッチは CCqe 反応を起こすニュートリノのエネルギー分布

出する「波長変換ファイバー読み出し」を行なう。さらに、検出器はチャンネル数が約 15000 で、64ch マルチアノード光電子増倍管 (以下 64chMAPMT) を用いて、224 個の光検出器で読み出す。

3.3 シンチレーション光の波長変換ファイバーによる読み出し

3.3.1 原理

「波長変換ファイバー読み出し」の概念図を図 3.4 に示す。まず、荷電粒子がシンチレータを通ると、シンチレータはシンチレーション光と呼ばれる光(最大発光波長が約 420nm)を発光する(図 3.5)。この光は等方的に放出され、その一部が波長変換ファイバーに吸収される。波長変換ファイバーとは、吸収した光の波長より少し長い波長の光を発光する「波長変換材」が溶かし込まれたプラスチックファイバーのことであり、吸収された光は、このファイバー中で再発光により再び等方的に放出される(図 3.6)。この放出された光の内、ファイバー中での全反射の条件を満たすものが、ファイバー中を伝送し、光検出器に届く。この方式によるシンチレーション光の収集効率は1%程度である。

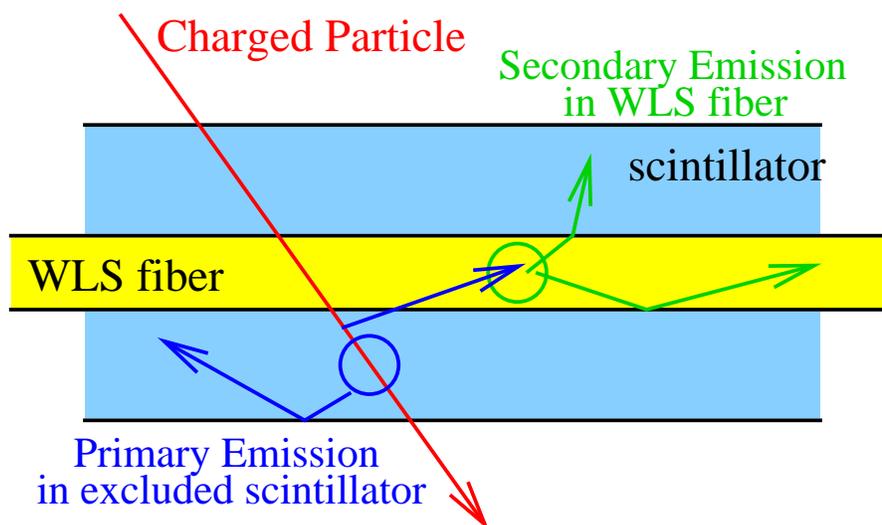


図 3.4: 波長変換ファイバー読み出しの概念図

波長変換ファイバー読み出しにおいて、より大きい光量を得るために要求されることは、

- シンチレータの光量が大きい。
- シンチレーション光の波長スペクトルが、波長変換ファイバーの吸収スペクトルと重なっていること。
- 波長変換ファイバーでの吸収・発光効率が大きいこと。
- ファイバー中の減衰長が長いこと。
- 波長変換ファイバーの再発光の波長スペクトルが、光検出器で感度のある領域であること。

である。これらの要求を満たすシンチレータと波長変換ファイバーの決定及び光検出器の基本特性を行なう。

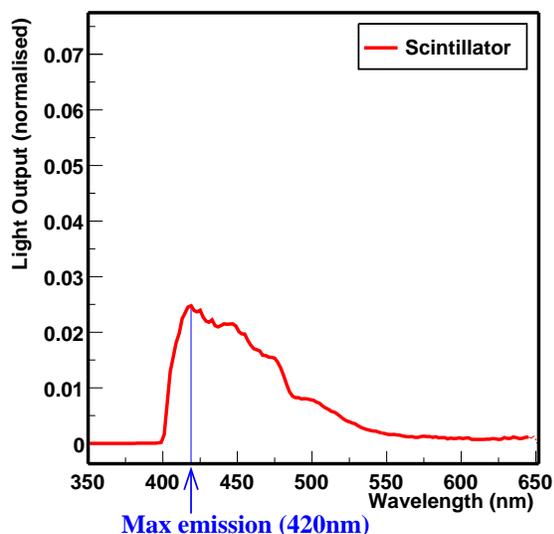


図 3.5: シンチレータの発光スペクトル。これは、minos 実験で用いられるシンチレータのスペクトルで 420nm が最大の発光波長である。

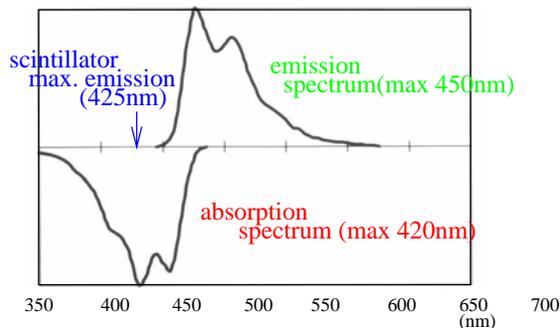


図 3.6: クラレ製波長変換ファイバー (Y11) の吸収・発光スペクトル。シンチレータの発光スペクトル (max.420nm) が波長変換ファイバーの吸収スペクトルと重なっていること、発光スペクトルが光検出器で感度のある領域 (350 ~ 500nm) にあることが重要である。

3.4 押し出し型シンチレータ (Extruded Scintillator)

押し出し型シンチレータとは、押し出しによって整形されたプラスチックシンチレータの事である。図 (3.7) に本検出器で実際に用いる押し出し型シンチレータの写真を示す。本実験で用いるシンチレータは、ポリスチレンに PPO, POPOP を質量比で 1%, 0.03% 混ぜた、MINOS 実験で用いられるタイプと同じであり、フェルミ研究所で開発されたものである [16]。次節では、用いるシンチレータの種類を決定するために行った宇宙線テストの結果についてまとめる。

3.5 宇宙線テストによる光量測定

シンチレータの種類を決定するために、以下の宇宙線テストを行った。

3.5.1 セットアップ

宇宙線テスト用のセットアップの概略図を図 3.8 に示す。シンチレータの上下に幅 2cm, 厚さ 1cm, 長さ 20cm のトリガーカウンターを配置し、宇宙線ミューオンがシンチを垂直に突きぬけたイベントのみを用いる。シンチレータは、もっとも近い端が光検出器から 30cm のところに設置し、記述の無い所では径が 1.5mmφ の波長変換ファイバーを用いている。



図 3.7: Extruded Scintillator

Set up

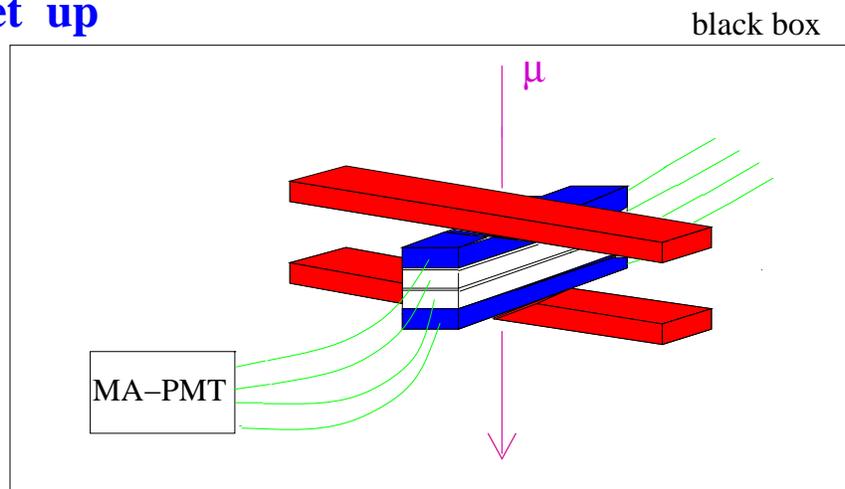


図 3.8: 宇宙線テストのセットアップの概略図。シンチレータの上下に配置したカウンターのコインシデンス信号をトリガーとして用い、光源としてシンチに垂直に入射してくる宇宙線ミュオンを用いた。

3.5.2 光電子増倍管のゲインの較正

我々が本測定において観測する ADC カウントは以下の式であらわす事ができる。

$$ADCcounts = (k) \cdot \text{入射光量} \cdot (Q.E) \cdot (Corr.E) \cdot G \quad (3.1)$$

ここで、Q.E とは、光電子増倍管の量子効率の事でわれわれが用いる MAPMT は光電面が bi-alkali で、量子効率は最大約 20% である。Corr.E とは、収集効率の事で (第一ダイノードに到達する光電子数)/(カソードから放出される光電子数) で定義される。したがって、 $(Q.E) \times (Corr.E)$ は光子から光電子への変換効率であり、それと入射光量の積が我々が観測する光量 (単位は PE) となる。また G は増幅率 (pc/1PE) の事である。4 Count/pc ($=0.64 \times 10^{-6}$) (Count/electron) である。したがって、 $(k \cdot G)$ は 1 光電子が増幅された時の ADCcount であり、以下本論文ではこれをゲインと呼ぶ。測定結果から同一 MAPMT であれば、チャンネル間での、Q.E., 収集効率の違いはほぼ無視できる事がわかっている (3.9.3 章参照) が、ゲインは各チャンネルで最大 40% 程度異なっているため (3.9.3 章参照)、他チャンネルでの光量の測定結果との比較を行なうには測定前に以下のゲインの較正を行う必要がある。

MAPMT の各チャンネルに、平均光量が 1p.e. 以下の光を当てる。この状態で ADC データを取ると図 3.9 の様な分布が得られる。この分布の最初のピークはペDESTAL (0 PE) で次のピークが 1PE ピークである。したがって、1PE ピークの値 (Q_{1pe}) からペDESTAL の値 (Q_{0pe}) を引いた値 ($Q_{1pe} - Q_{0pe}$) が求めるゲイン ($G(\text{count/p.e.})$) となる。以下測定結果で光量の単位が (p.e.) となっているものはすべてこの補正が行われている。

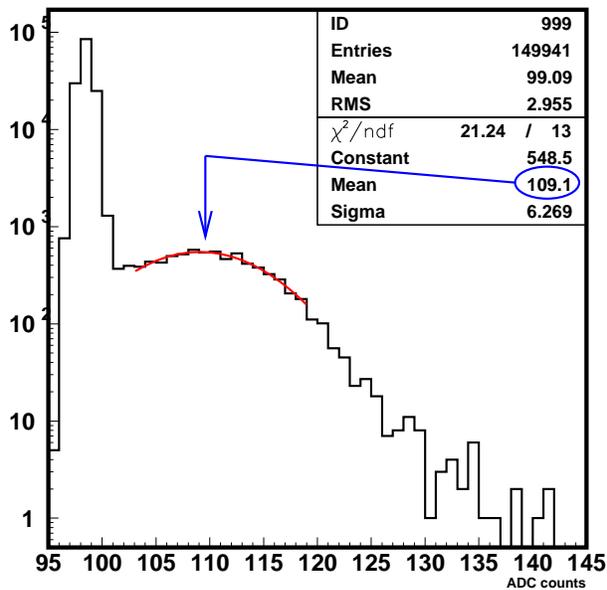


図 3.9: ゲイン較正に用いる 1PE peak の典型的な図。この図は 16chMAPMT で印加電圧 950V の時の ADC 分布である。

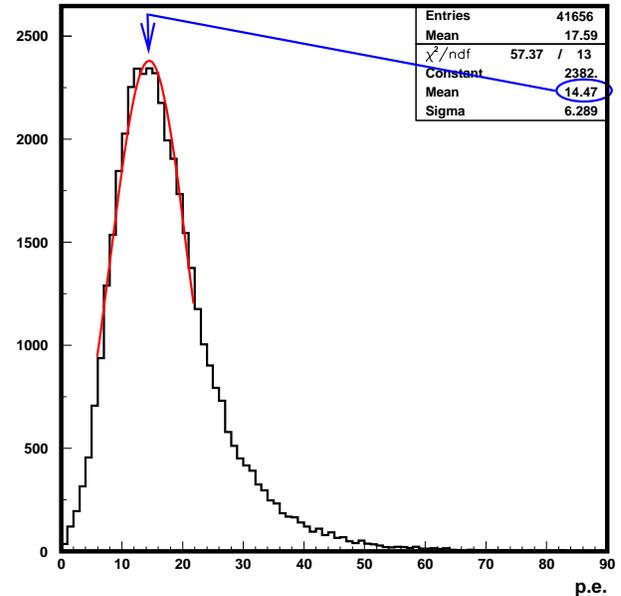


図 3.10: 宇宙線ミュオンを厚さ 1cm のシンチレータで測定した時の観測する光量分布。分布はガウシアンではなく、ランダウ分布になる。本論文ではこの分布のピーク値を光量と定義する。

3.5.3 光量の定義

宇宙線ミュオンが厚さ 1cm 程度のシンチレータを通過する時に落すエネルギーはガウシアンではなく、図 3.10 の様に高い方にテールを引くランダウ分布となる。したがって、分布のピークと平均の位置が異なるため、あらかじめどちらを光量の値とするか定義する必要がある。本論文では、ピークの値を光量の値とする。また、ピーク値はピーク値周辺 (中心からそれぞれ 1σ) をガウシアンでフィットしその中心値から求める。

3.5.4 測定結果

図 3.11 の 11 種類の押し出し型シンチレータに関して、光量測定を行った。図中の「M-PS」とかかれたシンチは minos 実験で使用されるものと同じタイプのもので、成分の配合比に関しては (3.4) で述べた通りである。また PS とは「ポリエチレン」、MS は「スチレン」の略である。PS(1) に関しては反射材のみにポリエチレンが使用されているが、PS(2) 以降はシンチ本体にもポリエチレンが使用されている。一般的に MS タイプより PS タイプの方が光量が大いとしており、M-PS もこの PS タイプである。しかし、曲げやねじれ等、外部からの力には弱い。成分の配合比に関しては、PS(3) 以降はすべて M-PS タイプと同じである。

光量の比較についてここでは、同じ「ファイバー + MAPMT のチャンネル」で測定したものを比較した。これにより、各ファイバー中での減衰、ファイバーと MAPMT の間での光の伝搬効率、

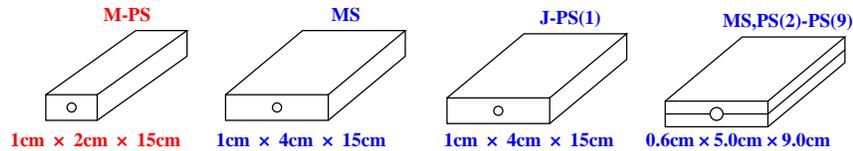


図 3.11: 本測定に用いたシンチレータの形状と大きさ。

各 MAPMT のチャンネルでのゲイン、収集効率、量子効率等のばらつきからくる不定性をすべてキャンセルすることができ、シンチレータ自身の光量のみを比較することが可能となる。また、M-PS,MS,PS(1) と PS(2) 以降ではシンチの厚みが異なっているが、両方の場合で MS タイプの測定を行っており、その測定結果の比を形状の違いの補正係数とすることで、すべてのシンチでの光量の比較が可能となる。ここでの補正係数は、

$$\begin{aligned}
 \text{補正係数 (1.0cm/0.6cm)} &= \frac{MS(1.0\text{cm})}{MS(0.6\text{cm})} \\
 &= \frac{5.97 \pm 0.24}{2.26 \pm 0.18} \\
 &= 2.64 \pm 0.24
 \end{aligned}$$

を用いる。表 3.1 に、測定結果を示す。

これらの結果から以下の事が言える

- PS タイプは MS タイプに比べて確かに光量大きい
- M-PS タイプと比較して J-PS タイプは、最大 6 割程度の光量しかでていない。

したがって、実機では、一番光量の大きい M-PS タイプを用いることにする。

	M-PS	MS	PS	PS(2)	PS(3)	PS(4)	PS(5)	PS(6)	PS(7)	PS(8)	PS(9)
光量 (p.e./cm)	17.99	5.66	8.24	10.66	10.38	10.74	7.37	10.78	5.09	5.94	5.97
相対値	1	0.32	0.46	0.59	0.58	0.60	0.41	0.60	0.28	0.33	0.33

表 3.1: 光量測定結果。上段は各シンチレータの光量 (p.e./cm) ですすでに形状の違いによる補正は入っている。下段は M-PS タイプの光量を 1 とした時の各シンチの光量の相対値を表している。

3.6 波長変換ファイバー

本検出器では、シンチレーション光は波長変換ファイバーを通してMAPMTに伝送される。一般に光ファイバーでは、側面から入射する光は、ファイバー中での全反射の条件を満たさないため伝送しない。しかし波長変換ファイバーを用いると、吸収・再発光後の光の一部が、全反射の条件を満たすことができるので、伝送する。

波長変換ファイバーは図 3.12 に示す様に、光を伝えるコアの周りのクラッドが1重の「シングルクラッド型」とクラッドが多重の「マルチクラッド型」に大きく分けられる。マルチクラッド型の方が全反射の条件を満たす角度が大きくなり、したがって伝送される光量も大きくなる。

また、それぞれのタイプについて、Non-S型、S型という区分がある。コアのポリスチレンの繊維の方向がそろっているものをS型、そろっていないものをnon-S型という。一般的にS型の方が曲げに対して強いが、減衰長が短くなる。¹

さらに、波長変換材の濃度が濃い程、吸収率が高くなり一般的には光量が増加する。ただし、あまり濃度が高くなると、自己吸収によって減衰長が短くなる。実機では濃度が200ppmを使用する。この濃度でシンチレーション光の吸収率が十分であることを次節で示す。またビームテストにて減衰長を評価しており、次章でその結果を示す。

最後に、実機では「Y11(200)MS」という波長変換ファイバーを用いるが、Y11とは波長変換材の種類を表し(200)というのは濃度(単位はppm)を表している。またMとは「マルチクラッド」、SとはS型を表している。

3.6.1 波長変換ファイバーの径と光量の関係

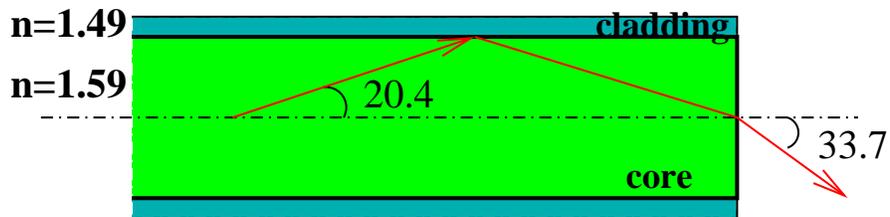
波長変換ファイバー Y11(200)MS の径と光量の関係を調べるために、(3.5.1)の宇宙線テストと同じセットアップで、1.0mmφ、1.2mmφ、1.5mmφ、の3種類の径に関して光量の測定を行った。測定結果を図 3.13 に、また 1.0mmφ の時の光量を1としたときの、各径での光量の相対値のまとめを表 3.2 に示してある。

結果より、光量は、波長変換ファイバーの径に比例することがわかる。これは、ファイバーの吸収率がよく、シンチレーション光がほとんど表面で吸収してしまうためである²。実機で使用する光検出器の1チャンネルが2mm×2mmであることと(3.7章参照)、クロストークを3%以下に押えるという要請から [12]、1.5mmφ を用いる。

¹液体シンチレータを用いた減衰長の測定でS型の方が15%ほど短いという結果を得ている

²クラレの公表しているデータシートによると、Y11(200)の吸収率は absorption max(420nm) で95%である。

シングルクラッド型



マルチクラッド型

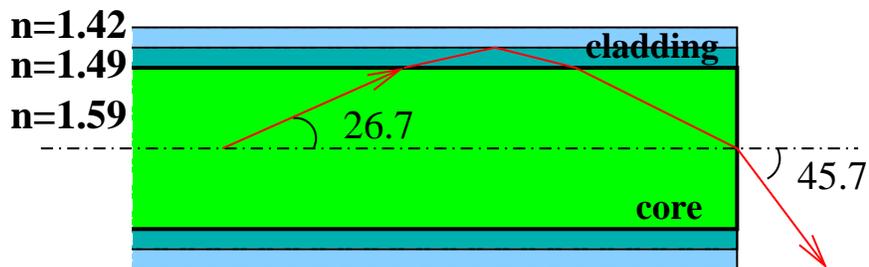


図 3.12: シングルクラッド型とマルチクラッド型の概略図。シングルクラッド型に比べて、マルチクラッド型の方が全反射を満たす角度が大きいことがわかる。

	1.0mm ϕ	1.2mm ϕ	1.5mm ϕ
fiber1	8.058 \pm 0.107	10.72 \pm 0.102	12.37 \pm 0.119
	1	1.33 \pm 0.02	1.54 \pm 0.03
fiber2	8.551 \pm 0.117	10.21 \pm 0.091	12.55 \pm 0.131
	1	1.19 \pm 0.02	1.47 \pm 0,03

表 3.2: 光量測定の結果と 1mm ϕ の光量を 1 とした時の、各径での光量の相対値。光量とファイバーの径の間には比例関係があることがわかる。

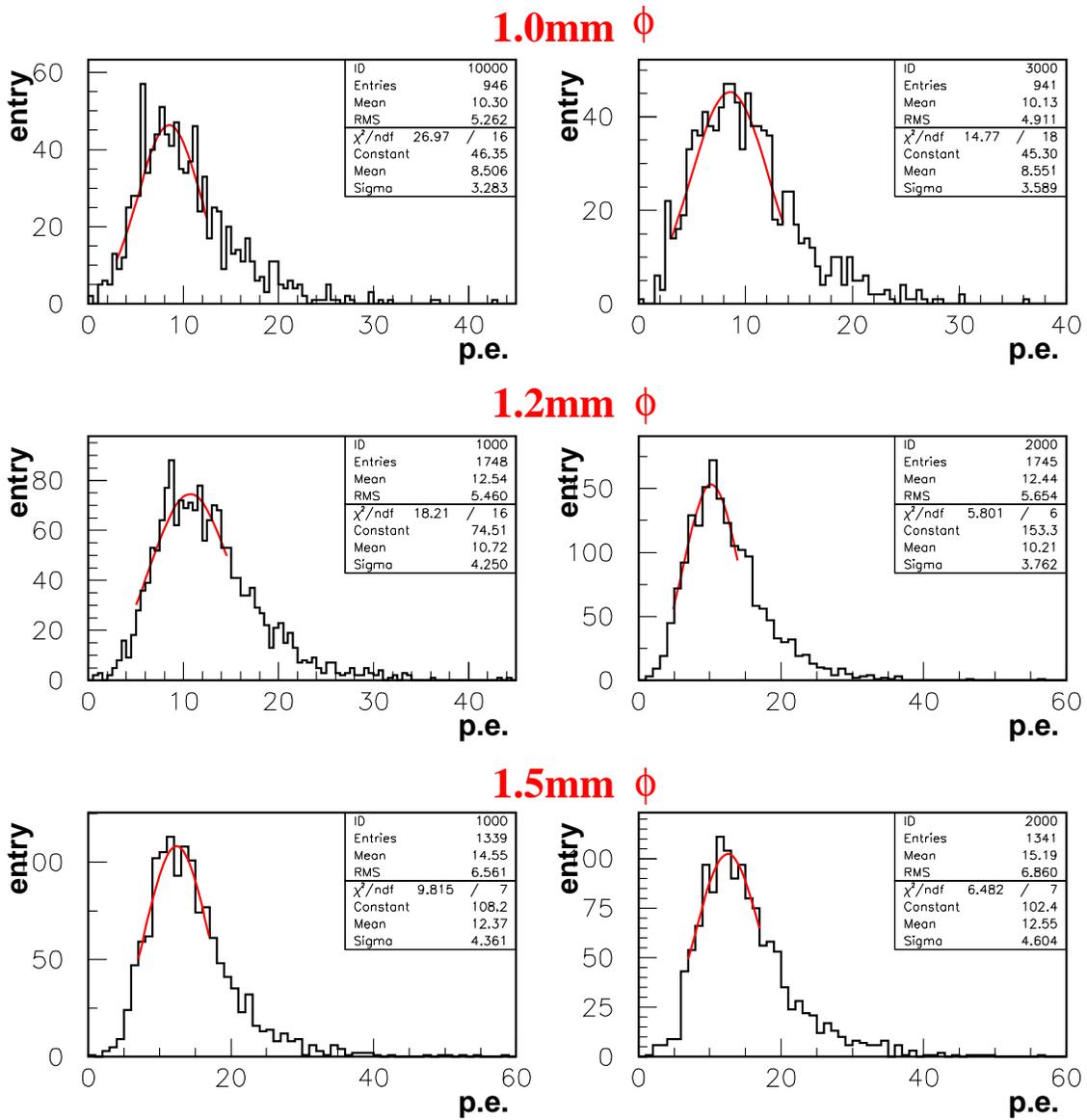


図 3.13: 3 種類の波長変換ファイバーの径に関する光量測定の結果。各径に関して 2 本ずつ測定し、上から 1.0mm ϕ , 1.2mm ϕ , 1.5mm ϕ を用いたときの結果である。

カソード	Bialkali
感度のある波長領域	300-650(Max.420) nm
ダイノードの段数	12 段
アノード	8 × 8 分割 (1 チャンネル 2mm × 2mm)
供給電圧	1000V (Max)
ゲイン (@800V)	3.0×10^5
線形性のある領域	0.6 mA 以下
クロストーク	2%
1 パッケージ内でのゲインのばらつき	1:3 (最もゲインの高いチャンネルと低い所の比)

表 3.3: 64chMAPMT(H8804) の特性

3.7 マルチアノード光電子増倍管 (MAPMT)

本検出器では、波長変換ファイバーで引き出されたシンチレーション光の測定に、64chMAPMT(浜松ホトニクス社製,H8804)を用いる。これは、2cm × 2cmのアノードが64分割(8 × 8列)されたもので、一度に64個の別々の光を観測することができる。したがって、本検出器のようにチャンネル数の多い読みだし方式に適した光検出器である。表 3.3 に基本的な特性をまとめる。

3.8 MAPMT のゲイン-電圧曲線

一般的に n 段のダイノードを持つ光電子増倍管において、各ダイノードでの2次電子放出率が $\delta(A \cdot E^\alpha)$ の場合 (A は定数、 E はダイノード間の電圧、 α はダイノードの材質によって決まる定数)、ゲインは δ^n となる。したがって、陽極-陰極間に V の電圧を印加した場合、ゲインと印加電圧の関係は、

$$\log G = \alpha n \log V + \log K \quad (3.2)$$

となり (K は $\frac{A^n}{(n+1)^{\alpha n}}$)、縦軸、横軸ともにログスケールにすると両者の関係は、図 3.14 のように直線になる。

3.9 MAPMT のゲインに関する基本特性の評価

ここでは、MAPMT のゲインに関する基本特性 (線形性、温度変化、アノードユニフォーミティー、チャンネル内のユニフォーミティー) を評価するために、図 3.15 のようなセットアップで測定を行った。

線形性と温度変化、チャンネル内のユニフォーミティーはセットアップ (A) を用い、アノードユニフォーミティーはセットアップ (B) を用いた。どちらも光源として、青色 LED を用い、セットアップ (A) では、その光を波長変換ファイバー (1.5mm ϕ) とクリアファイバー (0.5mm ϕ) を用い

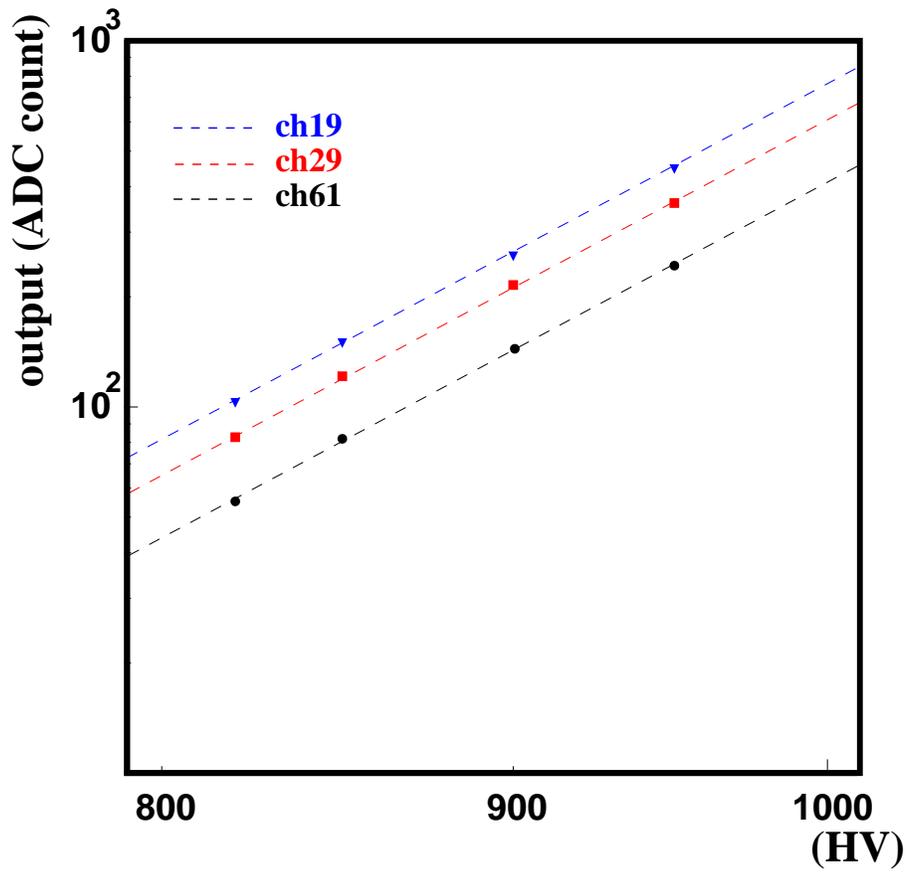


図 3.14: ゲイン-電圧曲線。図中の点は測定結果、点線は理想的なゲイン曲線を表す。両者はよく一致している。

てピクセル内の中央と端に別々に光を入れる。³さらにセットアップ (A),(B) とも LED の光の一部を 2inch PMT に送り、光量のモニターをした。

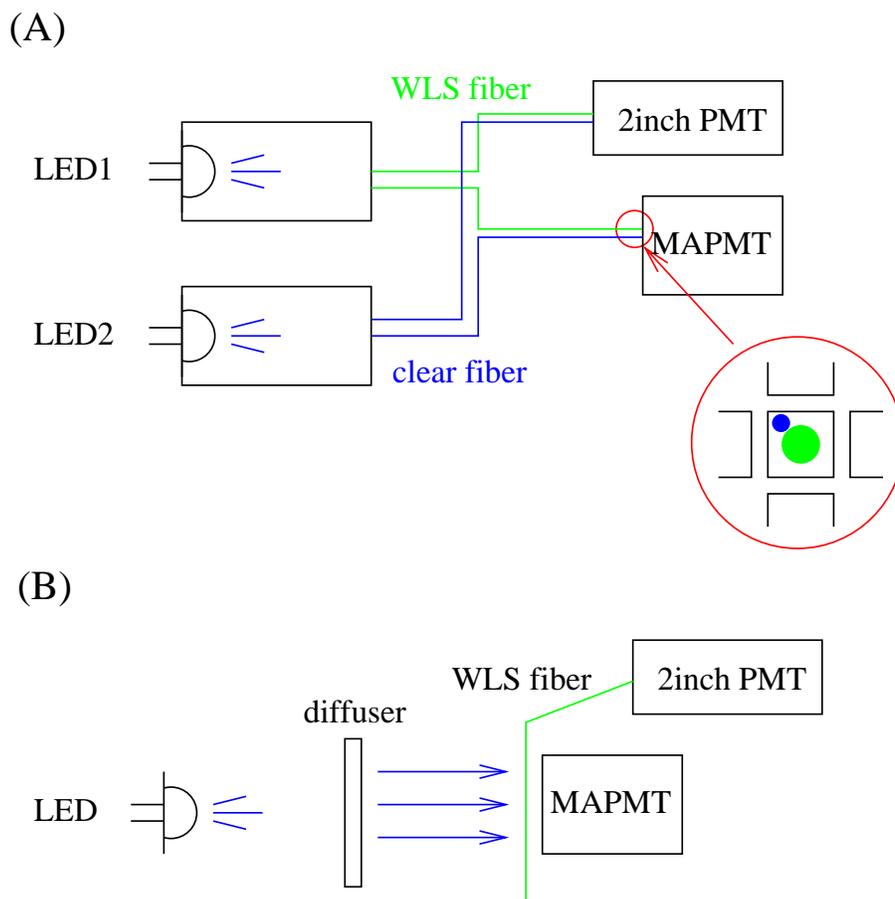


図 3.15: MAPMT のゲインに関する基本特性評価のための測定セットアップ。(A) は、1つのピクセル内の中央と端に、それぞれ WLS ファイバー (1.5mm ϕ) とクリアファイバー (0.5mm ϕ) で LED の光を入射できる。(B) は全ピクセルに一樣光が当てられる。リニアリティー、ゲインの温度変化及びピクセル内のユニフォーミティーに関しては、(A) のセットアップを用い、アノードユニフォーミティーの測定に関しては、(B) のセットアップを用いる。

3.9.1 リニアリティー測定とダイナミックレンジ

一般に光電子増倍管は、入射する光が低光量のうちは、光量の大きさに応じて (比例して) 出力信号を出す。しかし大光量になるとその関係が破れ期待される出力信号を出さなくなる (サチュレーション)。原因は主に陽極のリニアリティー特性によるもので、我々の用いる MAPMT も、図 3.16 の測定結果から、サチュレーション点 (低光量領域での線形性の測定からのずれが 10% となる点)

³0.5mm ϕ のクリアファイバーを用いたのは、となりのチャンネルに光が入らないようにするためである。

が入射光量ではなく、入射光量と MAPMT の増幅率の積である出力電流で決定されていることがわかる。これは、ダイノード間の電流が大きくなるにしたがい、空間電荷密度が大きくなり、電子が感じる実効的な電場が小さくなってゲインが低下する「空間電荷効果」として理解できる。

したがって、実機における MAPMT のゲイン (印加電圧) は、観測すべき光量の上限值と特にリニアリティーが要求される上限値を設定して、前者においては出力がデータ収集系のダイナミックレンジを越えないように、後者においては出力が MAPMT のサチュレーション点を越えないように設定する必要がある。それらの上限値を以下の様に設定した。

ビームテストでは、 $MIP\pi$ に対して $18p.e./cm$ の光量が計測された (本論文 5 章参照)。実機では $0.50GeV/c \sim 1.0GeV/c$ の陽子の運動量を dE/dx から再構成する。 $0.50GeV/c$ の陽子は $MIP\pi$ に対して 3.5 倍の光量が期待され、使用するシンチレータの厚さは $1.3cm$ なので、約 $80p.e.$ ($=18 \times 3.5 \times 1.3$) までのリニアリティーが必要となる。また静止直前の陽子は $MIP\pi$ の約 10 倍、 π は約 5~6 倍の光量が期待され、それらの粒子識別を行なうには、静止直前の π で期待される約 $130p.e.$ ($=18 \times 6 \times 1.3$) までの測定が必要となる。

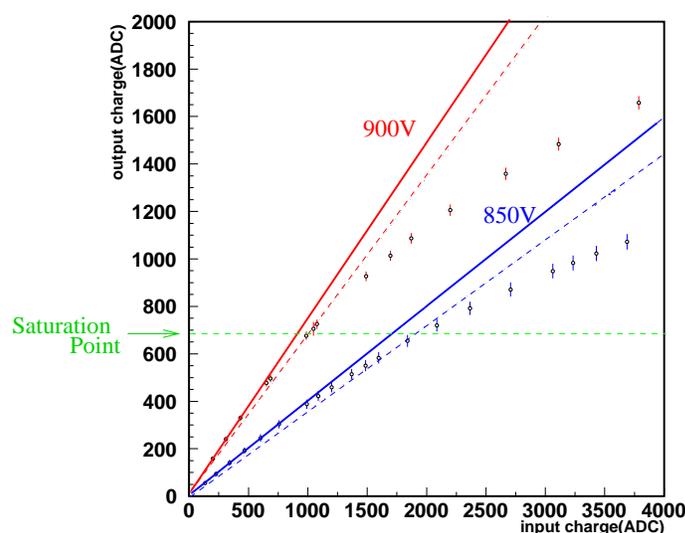


図 3.16: リニアリティー測定の結果。横軸は入射光量、縦軸は MAPMT からの出力に対応している。黒丸は測定データで、850V と 900V で入射光量を変えながら出力を測定した。実線は入射光量の小さい領域でリニアフィットした結果で、点線は実線の 90% を示すライン。測定データが点線を横切った時をサチュレーションと定義すると、サチュレーションは入射光量ではなく出力で決定されていることがわかる。

3.9.2 ゲインの温度変化

MAPMT ゲインの温度変化について測定した。この測定のセットアップは図 (A) の LED1 のみを用いる。ただし、MAPMT のみの温度変化を測定したいので、MAPMT のみを恒温槽に設置し、LED と 2inch PMT は恒温槽の外部に設置した。実機では MAPMT 周囲の温度は 17 ± 5 °で管理される予定であるので、ここでは $10 \sim 25$ °まで 5 °ずつ変化させながら、16 チャンネルについて、MAPMT の出力を測定した。

図 3.17 は、その内の 1 チャンネルについての周辺温度と出力に関するプロットである。出力の値は LED の光量のばらつきをキャンセルするために、すでに 2inch PMT の出力との比をとっている。10 °と比較して 25 °では、出力に $(0.076 - 0.073)/0.076 = 0.0395$ と 4% の変化が見られた。これは 1 °あたり 0.26% にあたる。他の 15 チャンネルについてもこのようにして、1 °当たりのゲインの変化率を求め、ヒストグラムにした結果が図 3.18 のプロットである。測定した 16 チャンネルすべてに同様の傾向が見られ、1 °当たりの平均変化率は 0.26% であった。浜松ホトニクスが同じ測定を行なった結果は、変化率が 0.30% でありこの測定と同様の結果となっている [17]。また、同社の測定から、この原因は MAPMT の増幅率の変化ではなく量子効率の変化であることがわかっている。⁴

⁴浜松ホトニクスの測定結果によると、パイアルカリ光電面の感度は、紫外域から可視域においては、温度変化に対する変化率 (温度係数) は負となり、長波長側では正の値になる。変化率の大きさは長波長側の方が大きい。

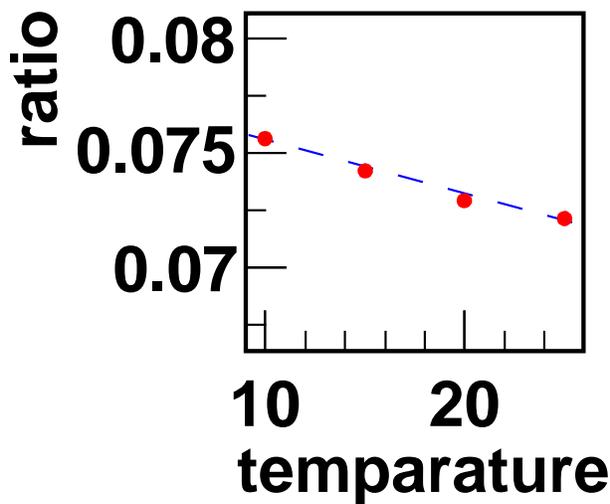


図 3.17: MAPMT の周辺温度と出力 (ゲイン) の関係。横軸が MAPMT 周辺の温度、縦軸は LED の光量の不定性をキャンセルするために MAPMT と 2inchPMT の出力の比を取ったもので相対的なゲインを表している。このチャンネルでは周囲の温度が 15 °上昇すると、ゲインが約 4% 低下しているのがわかる。

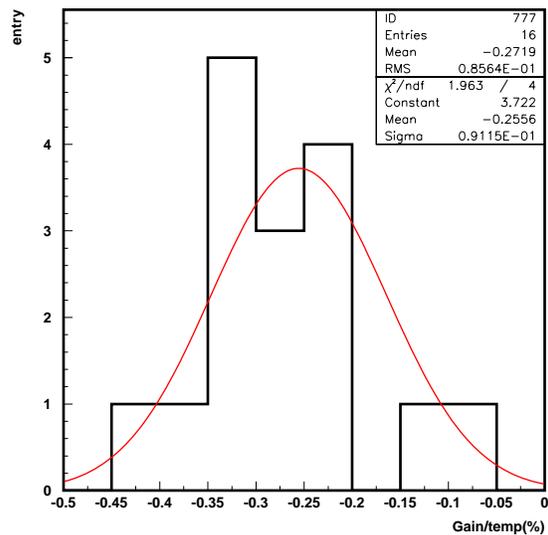


図 3.18: 測定した 16ch に関する、温度変化 1 ° 当たりのゲイン低下の割合。分布をガウシアンフィットして、1 ° 当たりのゲインの平均低下率は、0.26% であった。

3.9.3 アノードユニフォーミティー

ここでは、セットアップ(B)を用いてアノードユニフォーミティーを図 3.20 で示す 24 チャンネルについて調べた。図 3.19 は、その 24 チャンネルに対して一様光を当てたときの各チャンネルの出力の結果である。このように同一の MAPMT であっても、チャンネルによって出力に最大 4 割程度のばらつきがある。ただし、MAPMT からの出力は (収集効率 × 増幅率) に比例するが、この測定からは出力のばらつきがどちらに起因するかを特定することができない。そこで、収集効率の影響を受けない 1p.e. peak の測定で増幅率を求めた。図 3.21 がその結果である。この測定でも一様光を当てた時と同様の傾向が見えている。さらに一様光と 1p.e. peak の測定結果の比を取ったものを図 3.22 に示す。比は一定であった。したがって、アノードノンユニフォーミティーは主に各ピクセルの増幅率のばらつきに起因しているという結論を得た。

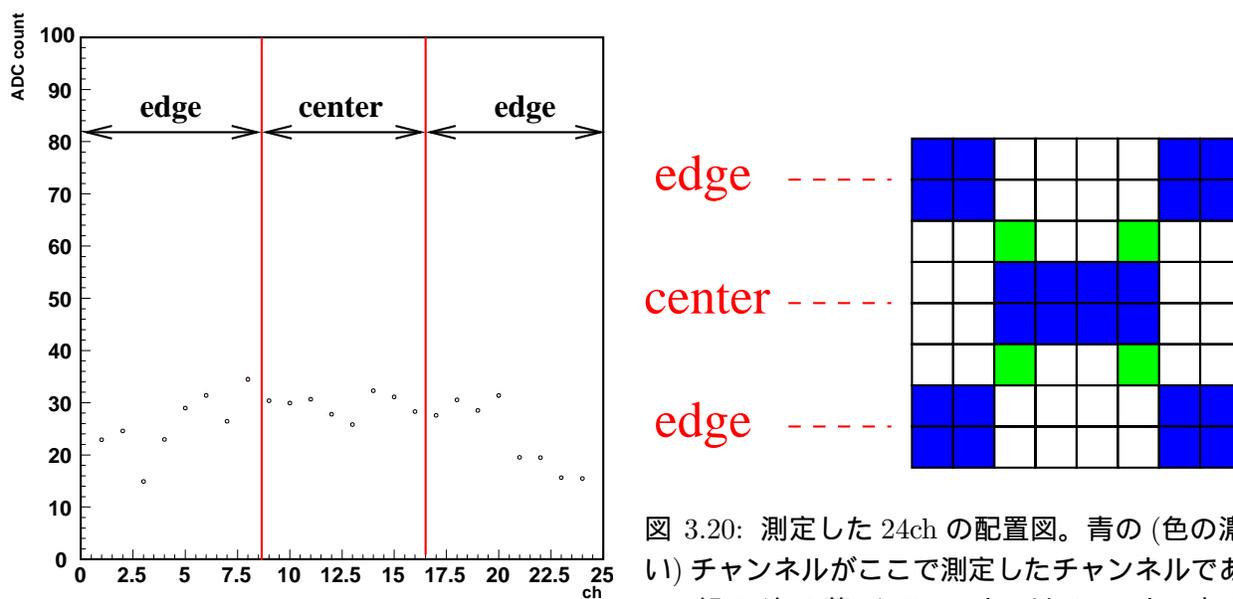


図 3.19: MAPMT のすべてのチャンネルに一様な強さの光を当てた時の、各チャンネルの出力の結果。横軸は MAPMT のチャンネル番号、縦軸は ADCcount(出力) である。中央にくらべて端のチャンネルでは、出力が約 6 割になっている。

図 3.20: 測定した 24ch の配置図。青の (色の濃い) チャンネルがここで測定したチャンネルである。緑の (色の薄い) チャンネルはチャンネル内のユニフォーミティー測定に使用したチャンネルである。

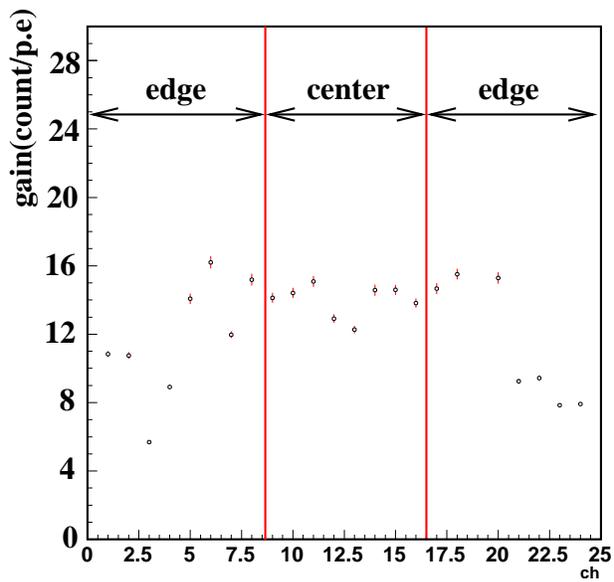


図 3.21: 各チャンネルについて、1p.e. peak の測定からゲインを求めた結果。横軸が MAPMT のチャンネル番号、縦軸が各チャンネルの 1p.e. ピークの ADCcount を示している。分布は一様光の時と同様の傾向が見えている。

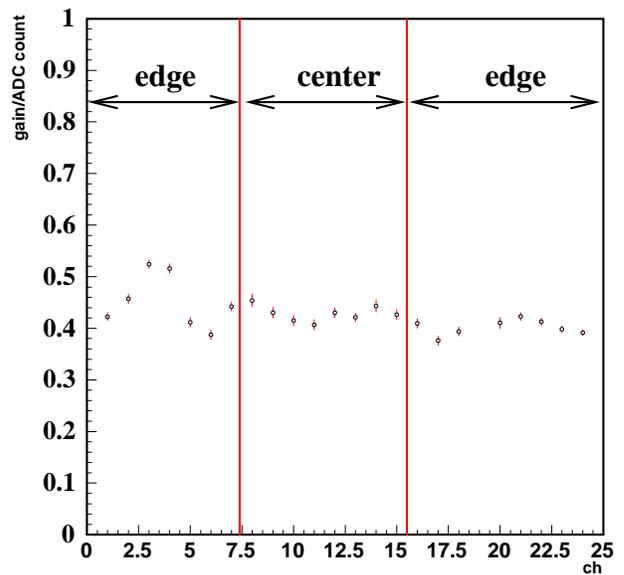


図 3.22: 一様光測定と 1p.e. peak. の測定結果の各チャンネル毎の比。比はほぼ一定になっており、一様光を当てた時の出力のばらつきは、収集効率ではなく増幅率に起因している事がわかる。

3.9.4 チャンネル内のユニフォーミティー

全節で、チャンネル間のアノード非ユニフォーミティーについて述べたが、1つのチャンネル内でも場所によって非ユニフォーミティーがあることが、浜松ホトニクスと先の測定 [10] で観測されている。図 3.23 は、浜松ホトニクスの公表している非ユニフォーミティーの測定結果である。同じチャンネル内でも中心付近に比べて端の方では出力が約 4 割程度になっていることがわかる。ここでは、セットアップ (A) を用い、図 3.20 の緑のチャンネルに関して、チャンネルの中央と端で 1p.e. peak を測定し、それが、増幅率と収集効率のいずれが原因であるか調べた。

図 3.24 はその結果である。中央と端とも、増幅率に関しては有意な違いが見られなかった。したがってチャンネル内でのばらつきは各場所での収集効率の違いに起因していると考えられる。

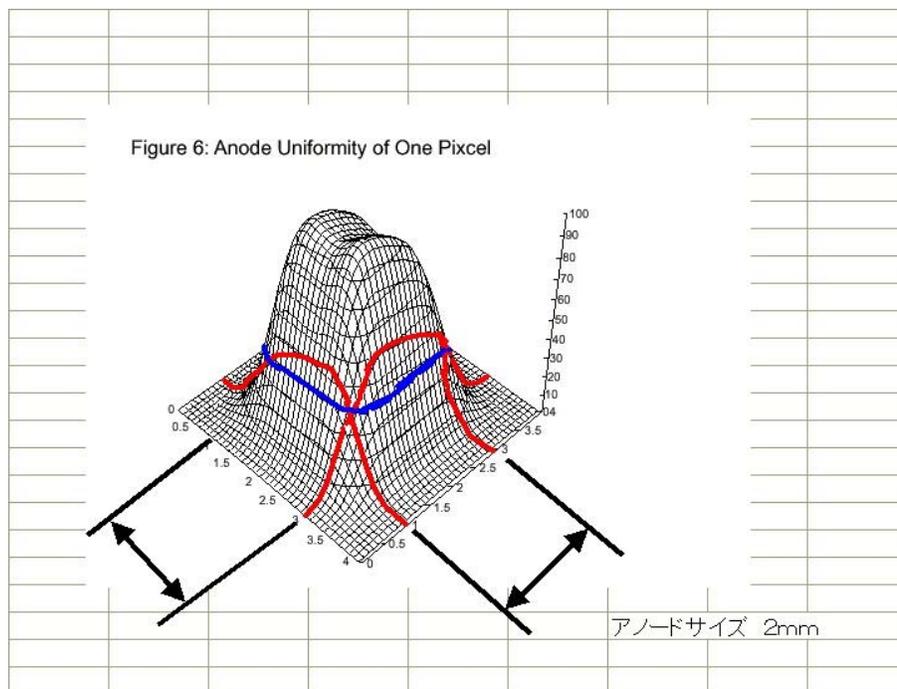


図 3.23: 浜松ホトニクスで測定された、チャンネル内の非ユニフォーミティー

3.9.5 チャンネル内の非ユニフォーミティーの電圧依存性

全節で述べた、チャンネル内での非ユニフォーミティーが、供給電圧によって変わるかどうかをしらべるため、電圧を変えながらチャンネルの中央と端での出力の変化を測定した。図 3.25 がその結果である。上段が供給電圧と各場所での出力のプロットであり、下段がそれらの比をプロットしたものである、850V ~ 950V まで測定しそれらが 1%程度で安定しているという結論を得た。したがってチャンネル内での非ユニフォーミティーは、供給電圧に関係なく存在し、その割合は常に一定であると考えられる。

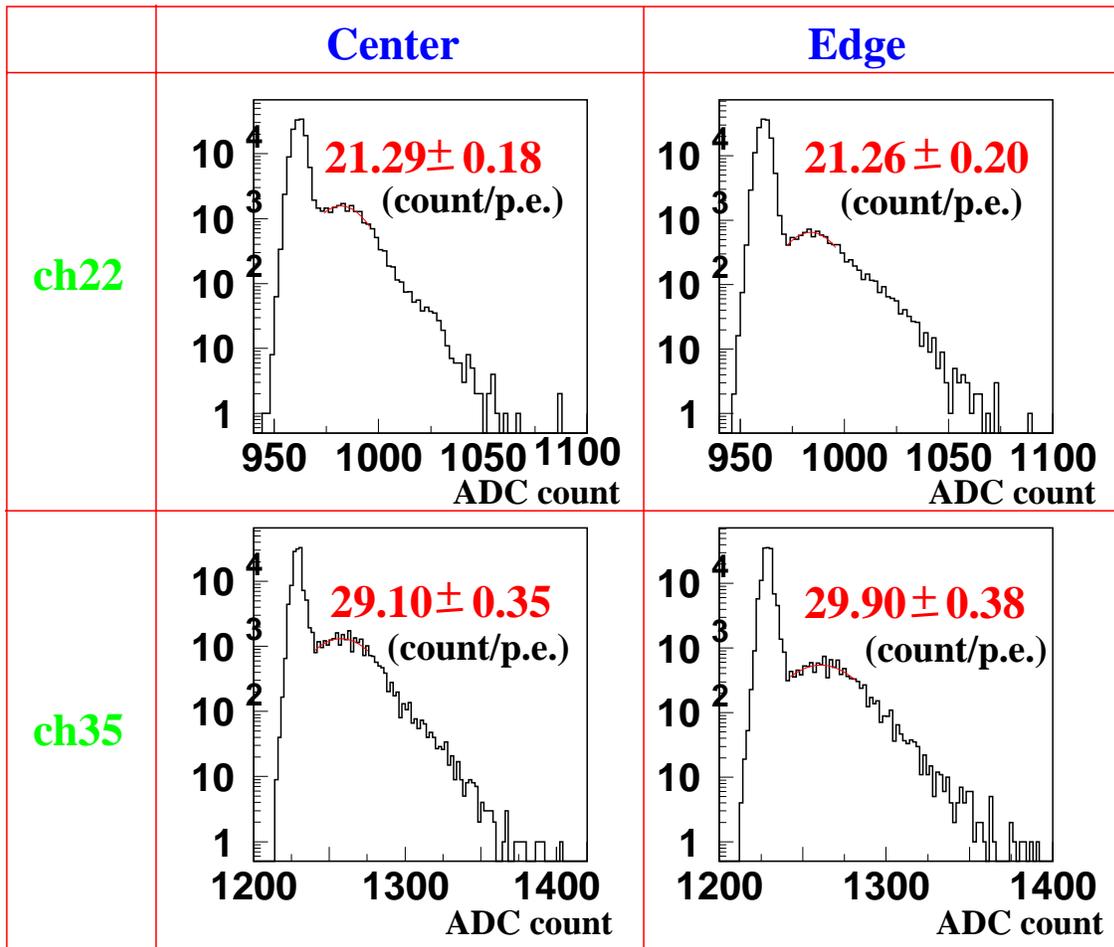


図 3.24: 測定した 4ch の内の ch22, ch35 のチャンネルの中央と端での 1 p.e. peak の測定結果。中央と端でのゲインの違いは見られていない。

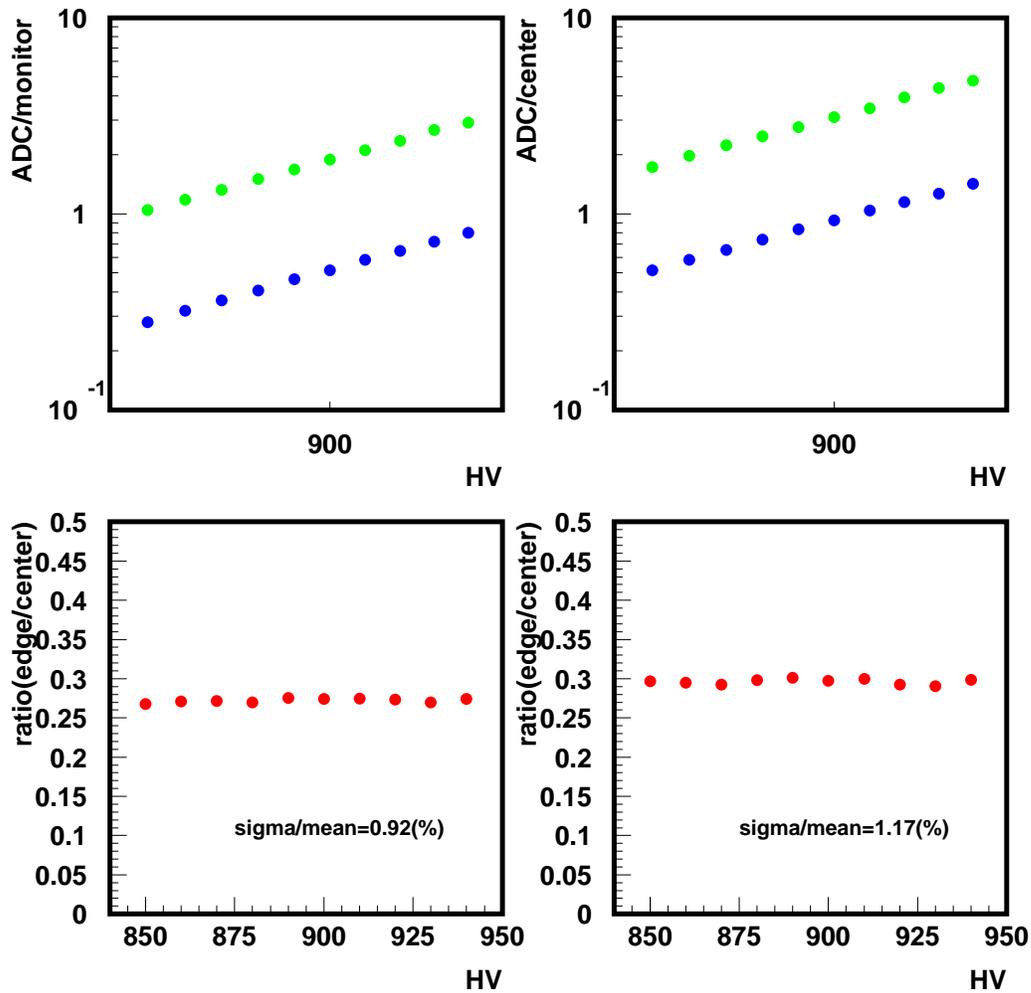


図 3.25: 測定した 4ch の内の ch22, ch35 のピクセルの中央と端に光を入射して測定した電圧曲線。上の図の横軸が印加電圧、縦軸が出力で LED の光量の不定性をキャンセルするためにすでに 2inchPMT の出力との比が取ってある。図中で上側に分布しているのが中央、下側が端に入射した時の結果。それらの比を取ったものが下の図で、両チャンネルとも測定したすべての電圧で 1% の精度で比は一定であった。

3.10 検出器各構成要素の基本特性についてのまとめ

本章では、新検出器開発の動機と特徴及びシンチレーション光の読み出しに関する各構成要素の基本特性についての評価をおこなった。結果をまとめると以下の通りである。

- 押し出し型シンチレータ

実機では扱いやすさ等を考慮して、押し出し型シンチレータを用いる。M-PS,MS,J-PS(9種類)の11種類のシンチレータについて、光量を測定した結果、最も光量の大きいM-PSタイプ(PPO,POPOPが質量比で1%,0.03%)が本検出器に最も適している。

- 波長変換ファイバー

吸収・再発光スペクトルのシンチレータ及びMAPMTとの適合性から、実機ではY11(200)MSを用いる。ファイバーの径と観測される光量は比例しており、これは波長変換材の濃度が200p.p.mで十分であることを示している。また1チャンネル当たりの光検出器の有効面積が2mm×2mmであり、ファイバーマウントの精度も考慮して、径は1.5mm ϕ を用いる。

- 64chMAPMT

1つで光検出器64個分の測定ができ、検出器の数を減らせる事等を考慮して、実機では64chMAPMTを用いる。ただし、同一MAPMTであってもチャンネルごとのゲインが異なる。測定結果からサチュレーション点は入射光量の大きさではなく、MAPMTで増幅された後の出力の大きさで決まるため、同程度の光量を測定する時には、もっとも高いゲインのチャンネルの出力がこのサチュレーション点以下になるようにゲインを設定しなければならない。そのためにはすべてのチャンネルのゲインと印加電圧の関係をしっておく必要があるが、それらは式3.2で容易に関係づいており、印加電圧を変えて数点測定すれば十分である。

第4章 波長変換ファイバー読み出しに関する基本特性の評価

高エネルギー加速器研究機構 12GeV 陽子シンクロトロン の東カウンターホール T1 ビームラインにて、2001年12月に1週間、2002年3月に3日間の計2回ビームテストを行ない、波長変換ファイバー読み出しに関する特性と本検出器の基本性能の評価を行った。それぞれのテストでは特に以下の事の評価した。

波長変換ファイバー読み出しに関する基本特性の評価

- ・ p, π に対する光量測定および入射粒子の位置と光量の関係
- ・ 波長変換ファイバーの減衰長測定

検出器の基本性能の評価

- ・ dE/dx による p/π 識別能力の評価
- ・ dE/dx による陽子運動量再構成能力の評価

本章では、波長変換ファイバー読み出しに関する基本特性の評価について述べる。

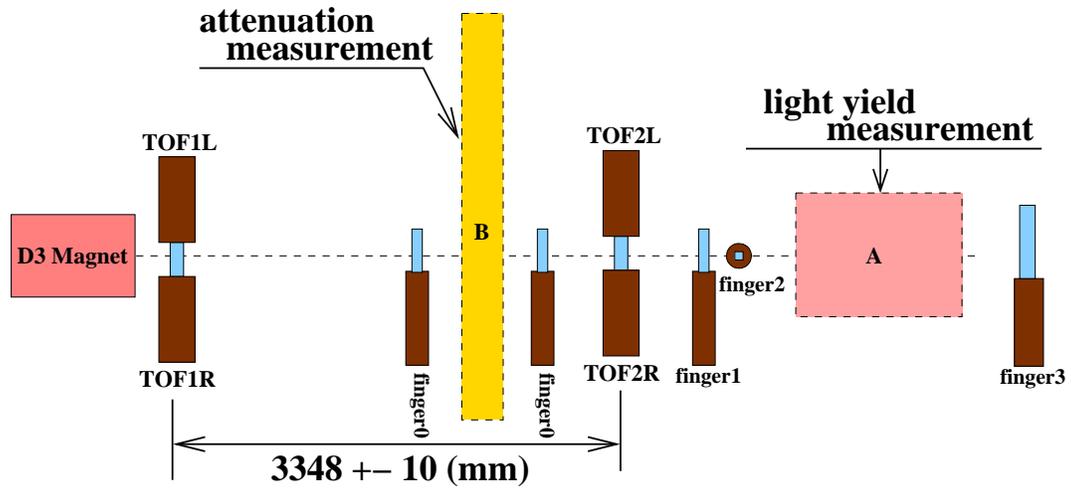
4.1 測定のセットアップ

図 4.1 に、ビームライン上に配置した各カウンター及び検出器の位置関係とデータ収集のトリガーロジックの概略図を示した。

カウンターは上流から、TOF1L+TOF1R(ビーム上流からみて左側のカウンターを L、右側のカウンターを R とする),finger0,TOF2L+TOF2R,finger1,finger2, finger3 の順に並んでいる。TOF1 及び TOF2 には大きさ $5\text{cm} \times 10\text{cm}$ 、厚さ 5mm のプラスチックシンチレータを設置し、その間を粒子が飛行する TOF から p と π の識別を行う。

図中の点線の四角は各測定時に配置した検出器の場所を表している。(A) には光量測定用の検出器と後述のプロトタイプ検出器を配置する。光量測定時には、検出器の直前に $2\text{cm} \times 10\text{cm}$ 、厚さ 1cm のカウンターをクロスさせて配置し、直後にも同じ大きさのカウンターを配置して、それらと TOF とのコインシデンスを要求することで、粒子がシンチレータに垂直に入射し、確実にシンチレータを突き抜けたことを保証する。さらにシンチレータの直前と直後には、幅 1.5mm のシンチレーティングファイバーを x 方向, y 方向に 16 本ずつ配置し(図 4.4)、ビームがシンチレータを通過した場所が 1.5mm の精度でわかるようにした。(B) には波長変換ファイバーの減衰長測定用の検出器を配置する。この時にも前後に大きさが $4.5\text{mm} \times 10\text{cm}$ 、厚さ 1.5mm のカウンターを配置して、垂直粒子の突き抜けを要求する。図 4.1 の下段にトリガーロジックの概略を示した。基

T1 Beam Line Overview



Trigger Logic

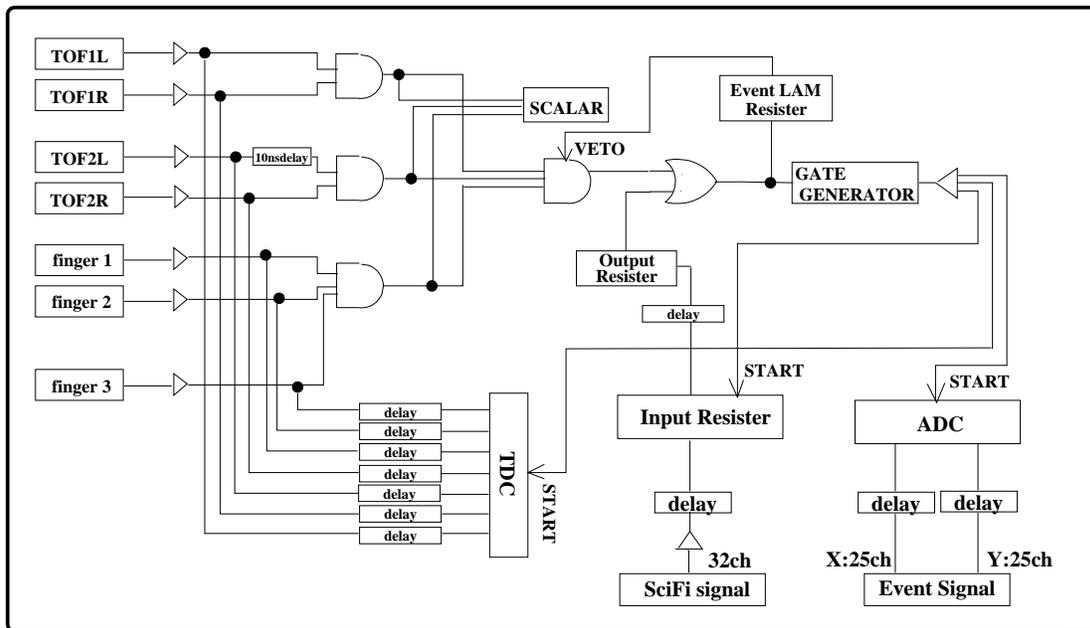


図 4.1: ビームライン上の検出器の配置図及びデータ収集のトリガーロジック。

本的には全節で述べたカウンターのコインシデンス信号でトリガーをかける。TOF2Lのディスクリシグナルを 10ns delay させているのは、常にトリガーをかけるタイミングを TOF2L の出力で決定するためである。このロジックを用いて取得するのは以下の 3 種類のデータである。

- ・各カウンター (Scifi も含む) と検出器からのパルスハイト (ADC)
- ・各カウンター (Scifi は除く) と検出器からの時間情報 (TDC)
- ・Scifi のヒット情報 (Input Resister)

4.2 TOF カウンターを用いた p/π 識別とビーム運動量再構成

波長変換ファイバー読み出しに関する基本特性の評価は、すべて運動量 1.2GeV/c のビームを用いて行った。この場合、p, π の単位長さ当たりのエネルギー損失 dE/dx が異なるため、TOF カウンターを用いて区別する必要がある。ここで TOF1 と TOF2 を粒子が通るときの時間差を

$$\Delta T = \frac{1}{2}(TOF2L + TOF2R) - \frac{1}{2}(TOF1L + TOF1R)$$

で定義する。各カウンターで左右の平均値を取るのは、粒子がカウンターを通過した場所の違いによる時間差を補正するためである。図 4.2 に 1.5GeV/c の時の p と π の TOF 分布を示す。時間分解能は π で 130.8(ps), p で 111.5(ps) である。

また検出器の基本性能の評価は 0.50GeV/c - 2.0GeV/c の運動量に関して行うが、それぞれに関してカットの条件を決めておく必要がある。カットの条件は「ピーク値から $\pm 3\sigma$ 」である。ただしイベント数を稼ぐために明らかに他の粒子と重なっていない領域についてはカットを緩くしてある。図 4.3 は、各運動量における p と π の ΔT 分布と、カットした領域を表している。

さらに以下の要領で TOF カウンターから運動量を再構成し、そのランでのビーム運動量を定義する。

TOF から運動量再構成する方法

相対論的力学によると、運動量と時間差 (ΔT) の間には、

$$\Delta T = \frac{L}{c} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{M_p}{P}\right)^2} - \sqrt{1 + \left(\frac{M_\pi}{P}\right)^2} \right) \quad (4.1)$$

の関係がある。ここで M_p, M_π, P はそれぞれ、陽子の質量、パイオンの質量、ビームの運動量である。したがって、この関係を用いて ΔT から運動量の再構成ができる。

(式??) を用いて運動量を再構成した結果を表 4.2 に示す。

4.3 光量測定に関する測定結果

2001 年 12 月のビームテストでは、図 4.4 のセットアップを用いて、ビームの運動量 1.2GeV/c (設定値) の p, π に対する、シンチレータ+1.0mmφ ファイバーの組合せでの光量を測定した。シンチレータの前後には、トリガーカウンターとは別に 1.5mm 角のシンチレーティングファイバーを x 方向、y 方向に 16 本ずつ並べてある。これにより入射粒子と突き抜けて出ていく粒子の位置を

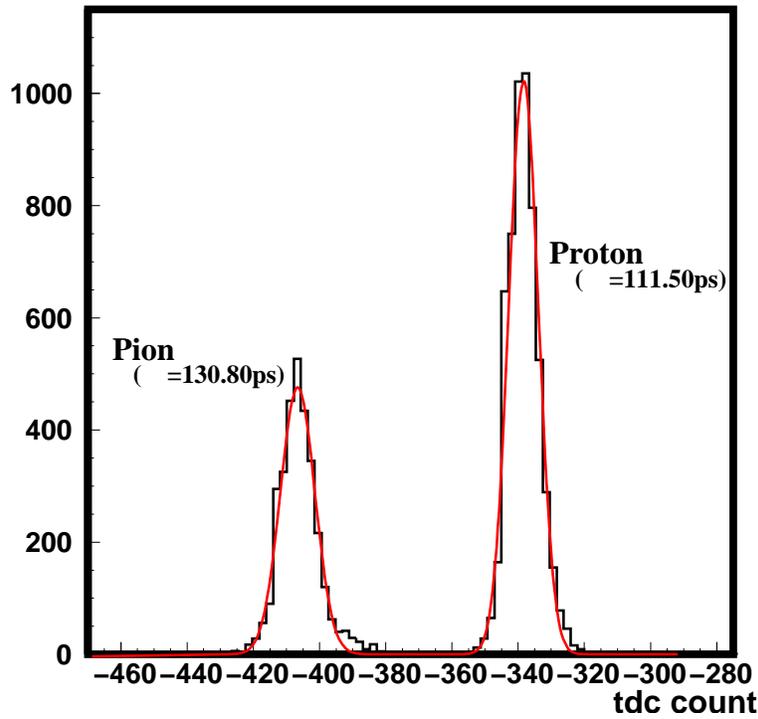


図 4.2: ビーム運動量 $1.5\text{GeV}/c$ の時の p と π の ΔT 分布。それぞれ時間分解能は $\sigma_{\pi} = 130.8(\text{ps})$, $\sigma_p = 111.5(\text{ps})$ である。ここでは TDC 1 カウントを $25.6(\text{ps})$ としている。

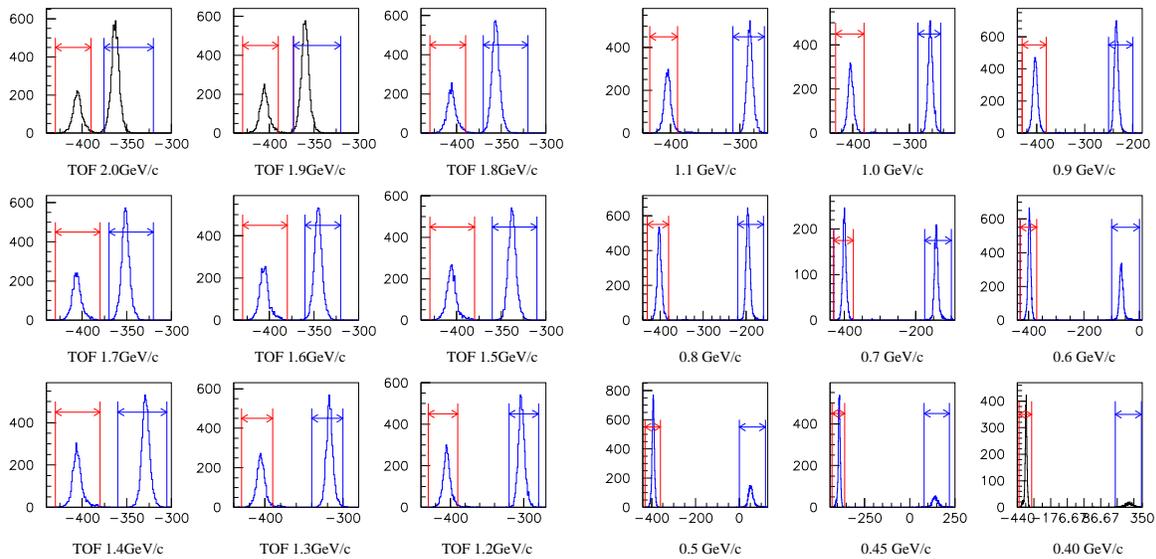


図 4.3: 各運動量領域での ΔT 分布と p/π カットの条件。図中の左側のヒストが π の TOF 分布、右側のヒストが陽子の TOF 分布である。

設定 (GeV/c)	再構成した運動量 (GeV/c)	誤差 (GeV/c)
2.000	2.003	0.029
1.900	1.965	0.027
1.800	1.880	0.024
1.700	1.787	0.021
1.600	1.689	0.019
1.500	1.590	0.016
1.400	1.487	0.014
1.300	1.384	0.011
1.200	1.278	0.009
1.100	1.173	0.008
1.000	1.064	0.006
0.900	0.961	0.005
0.800	0.851	0.004
0.700	0.742	0.003
0.600	0.634	0.002
0.500	0.521	0.002
0.450	0.462	0.002
0.400	0.397	0.001

表 4.1: TOF を用いた運動量再構成の結果。左列より設定した運動量、再構成した p, π の運動量、誤差である。

1.5mmの精度で測定することができる。これを用いて、粒子の入射位置に対して、光量がどれくらい変化するかを評価した。

さらに、ファイバーの径と光量の関係についても宇宙線テストの結果を確認するために測定した。ただしこの測定に関しては、1.0mmφより太いファイバーについても調べるため、シンチは実機タイプと異なり、日本製のシンチを用いている。

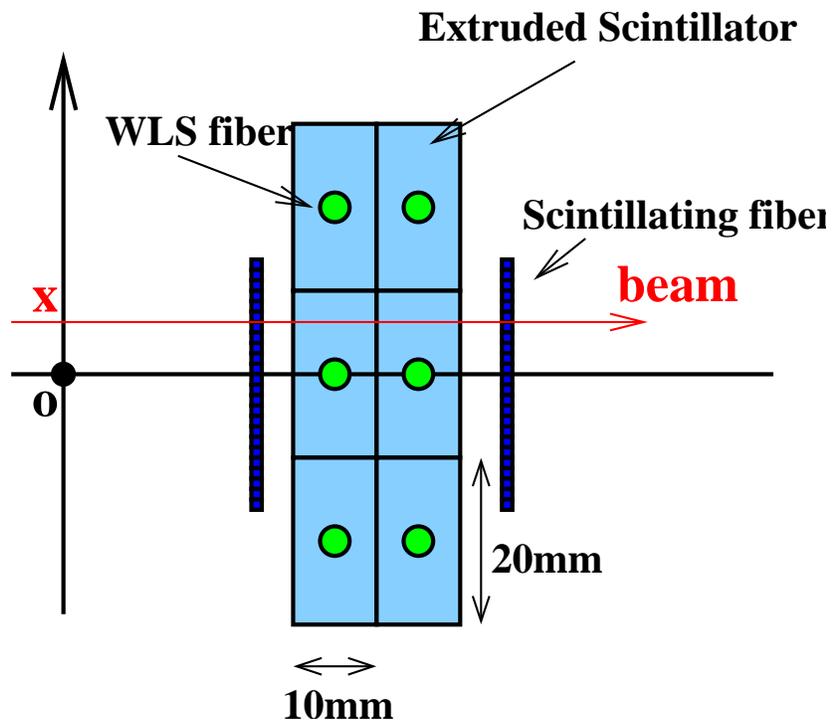


図 4.4: 光量測定のセットアップ

4.3.1 p,π に対する光量測定

光量測定の結果を図 4.5 に示す。結果は、

$$\pi: 10.85 \pm 0.12 \text{ (p.e./cm)}$$

$$p: 14.20 \pm 0.11 \text{ (p.e./cm)}$$

であった。この結果は、実験室にて行なった宇宙線テスト (MIPμ) で得られた結果 (10.94±0.10(p.e.)) と一致している (付録 A 参照)。

4.3.2 粒子の入射位置と光量の関係

また、粒子の入射位置による光量変化の測定についての結果が図 4.6 に示してある。図の横軸は粒子の入射位置のファイバーからの距離 (mm) を表しており、縦軸は全場所での光量測定の平均

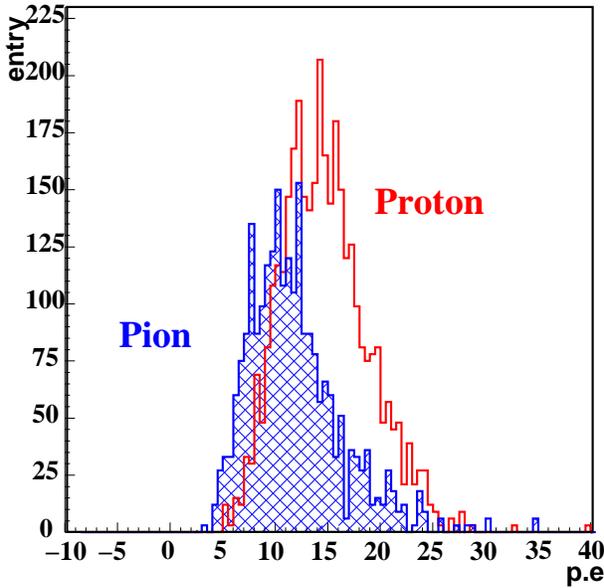


図 4.5: 1.2GeV/c の p, π に対する光量測定結果。青のハッチが π 、赤のヒストが陽子の光量分布を表している。

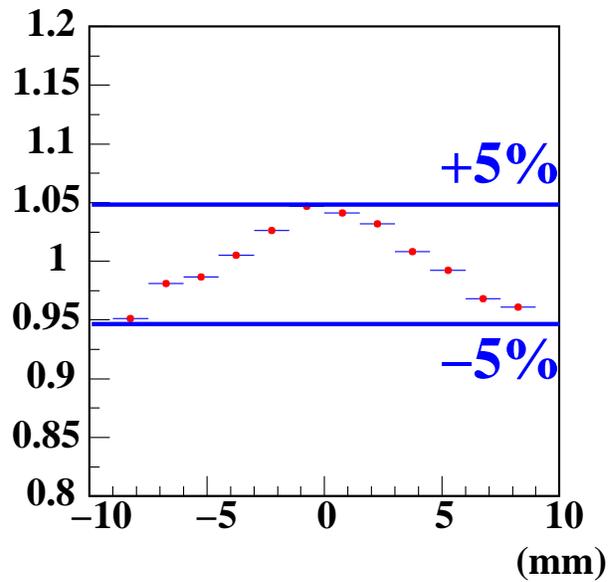


図 4.6: 粒子の入射位置による光量変化の測定結果。位置により約 $\pm 5\%$ の変化があることがわかった。

値との比を表している。各点のデータは、Scifi を用いて、シンチを垂直に通過したイベントのみを用いている。結果は粒子の通る位置により最大 $\pm 5\%$ 程度光量に変化が出る事がわかった。

4.3.3 ファイバーの径と光量の関係

宇宙線テストで行なった、ファイバーの径と得られる光量の間をビームテストでも測定し、たしかに比例関係があることを確認した。ここでは表 4.3.3 に結果のみ示す。したがって、光量測定の結果をあわせて、シンチ+1.5mm ϕ ファイバーを用いた時に期待される光量は、

$$\begin{aligned} \pi: (10.85 \pm 0.12) \times (1.57 \pm 0.03) &= 16.99 \pm 0.19 \text{ (p.e./cm)} \\ p: (14.20 \pm 0.11) \times (1.60 \pm 0.02) &= 22.23 \pm 0.17 \text{ (p.e./cm)} \end{aligned}$$

である。

4.3.4 シンチレータ+1.5mm ϕ での光量測定

2003年3月のビームテストにおいて、実機で用いるシンチレータと1.5mm ϕ ファイバーの組合せでの光量を測定した。図 4.7 に結果を示す。1.2GeV/c の p, π に対する光量は、

$$\begin{aligned} \pi: 18.53 \pm 0.10 \\ p: 24.84 \pm 0.10 \end{aligned}$$

であり、この値は1回目の測定結果から予想される10%大きい結果である。これはフェルミ研のシンチ製作の技術が向上したためである。フェルミ研では、シンチ製作直後にすべてのシンチにつ

particle		0.7 ϕ	1.0 ϕ	1.2 ϕ	1.5 ϕ
π	光量	5.31 \pm 0.09	8.28 \pm 0.11	10.32 \pm 0.13	12.97 \pm 0.13
	比	0.641 \pm 0.014	1.00	1.246 \pm 0.023	1.566 \pm 0.026
p	光量	6.68 \pm 0.08	10.44 \pm 0.10	13.07 \pm 0.11	16.66 \pm 0.13
	比	0.640 \pm 0.010	1.00	1.252 \pm 0.016	1.596 \pm 0.020

表 4.2: ビームテストで測定したファイバーの径と光量の関係。陽子と π それぞれのサンプルに対して測定しており、上段に光量、下段に 1.0mm ϕ の光量を 1 とした時のそれぞれの光量の相対値を示した。

いて、簡単な品質チェック¹を行っており、そのデータでも同じく 10% 程度の光量の増加となっていた。

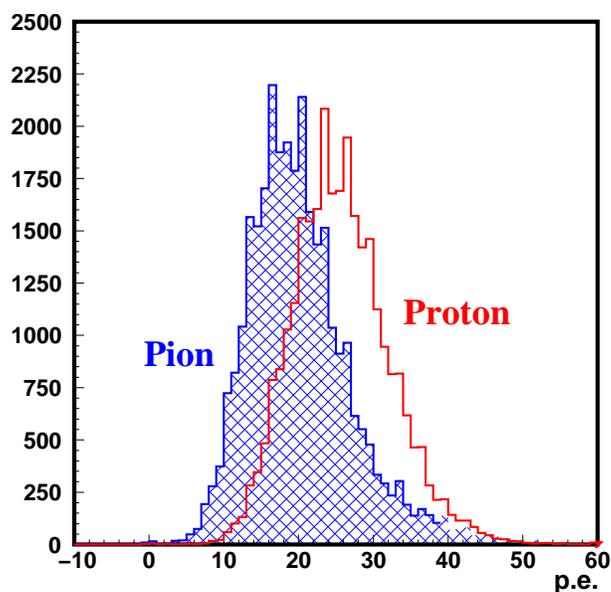


図 4.7: 実機で用いるシンチとファイバーの組合せでの、 p, π に対する光量測定の結果。

¹実際には、レーザーを当ててその透過率から光量を評価しているようである。

4.4 ファイバー減衰長測定

シンチレーション光は波長変換ファイバーを伝搬する間に、その距離に応じて減衰する。つまり、同じ大きさのシンチレーション光が発生していても、距離が遠くなると MAPMT で検出する光量はどんどん小さくなる。実機では最も遠い所で、MAPMT から 3.3m 離れているので、減衰の効果は無視できない。したがって、正しい光量 (= その場所での荷電粒子の正しいエネルギー損失) を得るために、ファイバー毎の減衰長を測定し、この補正をしてやる必要がある。

4.4.1 測定原理

シンチレーション光はファイバー中で次式に従って減衰する。

$$y = A \cdot \exp(-x/\lambda) \quad (4.2)$$

ここで、A は減衰前の光量の大きさ、x は伝搬距離、 λ は光量の大きさが $1/e$ に減衰するまでの距離で定義される減衰長である。

したがって、図 4.8 のセットで、MAPMT までの距離が異なる数点に同じ強さの光を入射し、その時の MAPMT での出力と伝搬距離をプロットすると (横軸: 伝搬距離、縦軸: 出力 (log スケール)、その傾きが求める減衰長となる。ただしこの方法では、各点での入射光量のばらつきが減衰長に関してもっとも大きな誤差となる。

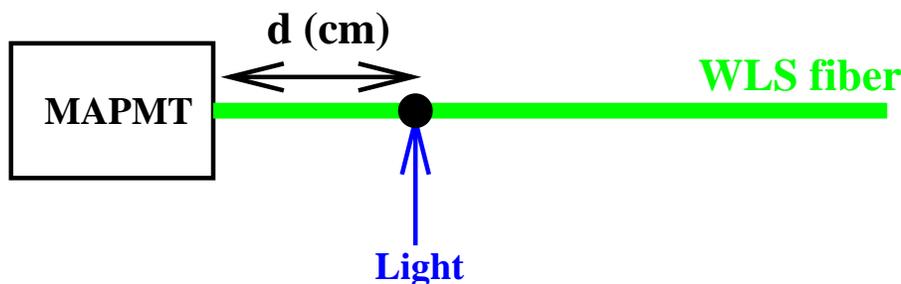


図 4.8: 片側読み出しによる減衰長測定の概略図

そこで、今回の測定では、図 4.9 の両側読みだしを行なう。この時、各 MAPMT からの出力は入射光の強度を A、それぞれのゲインを $G_{\text{left}}, G_{\text{right}}$ とすると、

$$ADC(\text{right}) = A \cdot G_{\text{right}} \exp(-(L/2 - x)/\lambda) \quad (4.3)$$

$$ADC(\text{left}) = A \cdot G_{\text{left}} \exp(-(L/2 + x)/\lambda) \quad (4.4)$$

$$(4.5)$$

と書ける。したがって、それらの比をとると、

$$ADC(\text{left})/ADC(\text{right}) = (G_{\text{left}}/G_{\text{right}}) \cdot \exp(-x/(\lambda/2)) \quad (4.6)$$

となり、各測定点での光量の不定性をキャンセルすることができる。

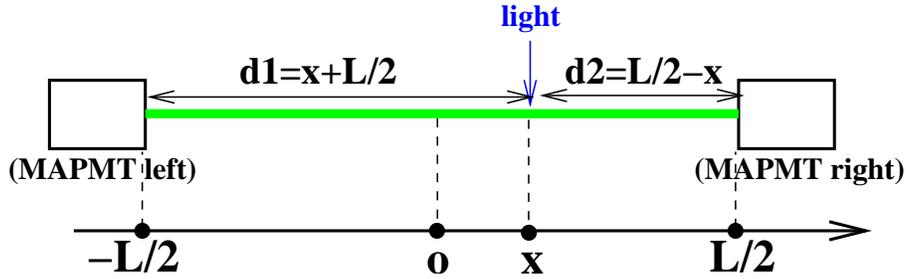


図 4.9: 両側読み出しによる減衰長測定の概略図

4.4.2 両読み出しによる減衰長測定結果

セットアップを図 4.10 に示す。図の様にシンチレータを長さ 3.3m の検出器に 4 本並べ、ビームが確実にシンチレータを通っていることを保証するために、検出器の前後に大きさが 4.5mm × 10cm, 厚さ 1.5mm のカウンターを置く。検出器を動かしてビーム位置を 20cm ずつ変えながら 9 点で測定した。

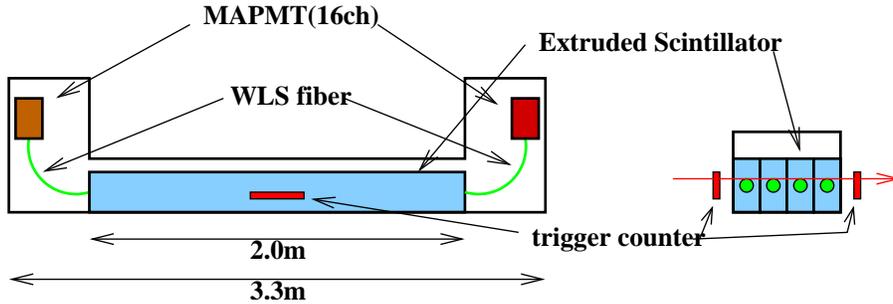


図 4.10: 減衰長測定のセットアップ

図 4.11 は、4 本のファイバーについて左右の MAPMT の ADC の比をプロットした結果である。図中の直線は結果を式 4.6 でフィットした結果である。それぞれ

$$\text{Scinti1} = (1.459 \pm 0.004) \exp(-x/((-311.1 \pm 3.3)/2)) \quad (4.7)$$

$$\text{Scinti2} = (1.413 \pm 0.004) \exp(-x/((-329.4 \pm 3.3)/2)) \quad (4.8)$$

$$\text{Scinti3} = (1.693 \pm 0.005) \exp(-x/((-325.8 \pm 3.4)/2)) \quad (4.9)$$

$$\text{Scinti4} = (1.447 \pm 0.004) \exp(-x/((-318.0 \pm 3.1)/2)) \quad (4.10)$$

$$(4.11)$$

であり、結果をまとめると、

$$\text{AttenuationLength} = 320.97 \pm 1.63(\text{cm}) \quad (4.12)$$

	fiber1	fiber2	fiber3	fiber4
両側読み出し	311.1±3.3	329.4±3.3	325.8±3.4	318.0±3.1
片側読み出し(左)	284.9±3.8	327.4±4.7	341.2±5.4	305.7 ± 4.2
片側読み出し(右)	353.1±5.7	328.4±4.6	310.3±4.4	329.2 ± 4.8

表 4.3: 片側読み出しによる減衰長測定の結果。

となった。さらに4本の減衰長のばらつきは2.2%であった。これと光量測定結果から実機で期待される光量は、

$$\pi : 7.27 \pm 0.20(\text{far side}) - 17.96 \pm 0.30(\text{near side}) \text{ p.e.}$$

である。ここで far side とはもっとも光検出器から遠い場所で、伝搬距離が 330cm、near side はもっとも近い場所で、伝搬距離が 40cm である。

4.4.3 片読み出しによる減衰長測定結果

ここでは、片読み出しによる減衰長測定の結果を示す。この時、フィットした減衰曲線とデータとのずれが、実際に減衰曲線を用いて光量を補正した時の誤差を表している。このずれは主にシンチレータの場所ごとの発光量のばらつきに起因しており、実機でも光量の補正に対して同程度の誤差が予想される。したがってここでそれを評価する。

図 4.12 は、片側読み出しでの左右それぞれの MAPMT の ADC をプロットした結果である。また表 4.4.3 に各プロットを式 4.2 でフィットして求めた減衰長の値を、両側読み出しで求めた結果とともにまとめた。

また、片側読みだしに関してフィットした減衰曲線とデータ点とのばらつきを示したのが図 4.13 である。ここでは、ばらつきを

$$\text{deviation} = 100 \cdot (\text{fit} - \text{data}) / \text{fit}(\%) \quad (4.13)$$

で定義した。図より各点でのばらつきはおおむね 2% 以内で収まっている。すべての点の R.M.S を計算すると、1.44% となり、これが式 4.2 の補正関数からくる光量の補正に対する誤差となる。

4.4.4 ファイバー終端付近での減衰曲線

ファイバーの終端付近での減衰曲線を測定するために、図 4.14 の様なセットアップを用意した。2本のファイバーをシンチレータの中央までと中央から 40cm の所まで差し、片側読み出しと同じ方法で減衰曲線を測定した。

図 4.15 は、上段が2本のサンプルについての減衰曲線の測定結果である。また、それぞれ終端の影響の無い所を式 4.2 でフィットし、得られた減衰曲線と各データとの比をプロットしたものが、下段の図である。図より、終端から 10cm の所まではこれまでの減衰曲線に従っているが、終端から 10cm の所ではこの曲線からはずれている。これは、図 4.16 の様にファイバー終端付近になる

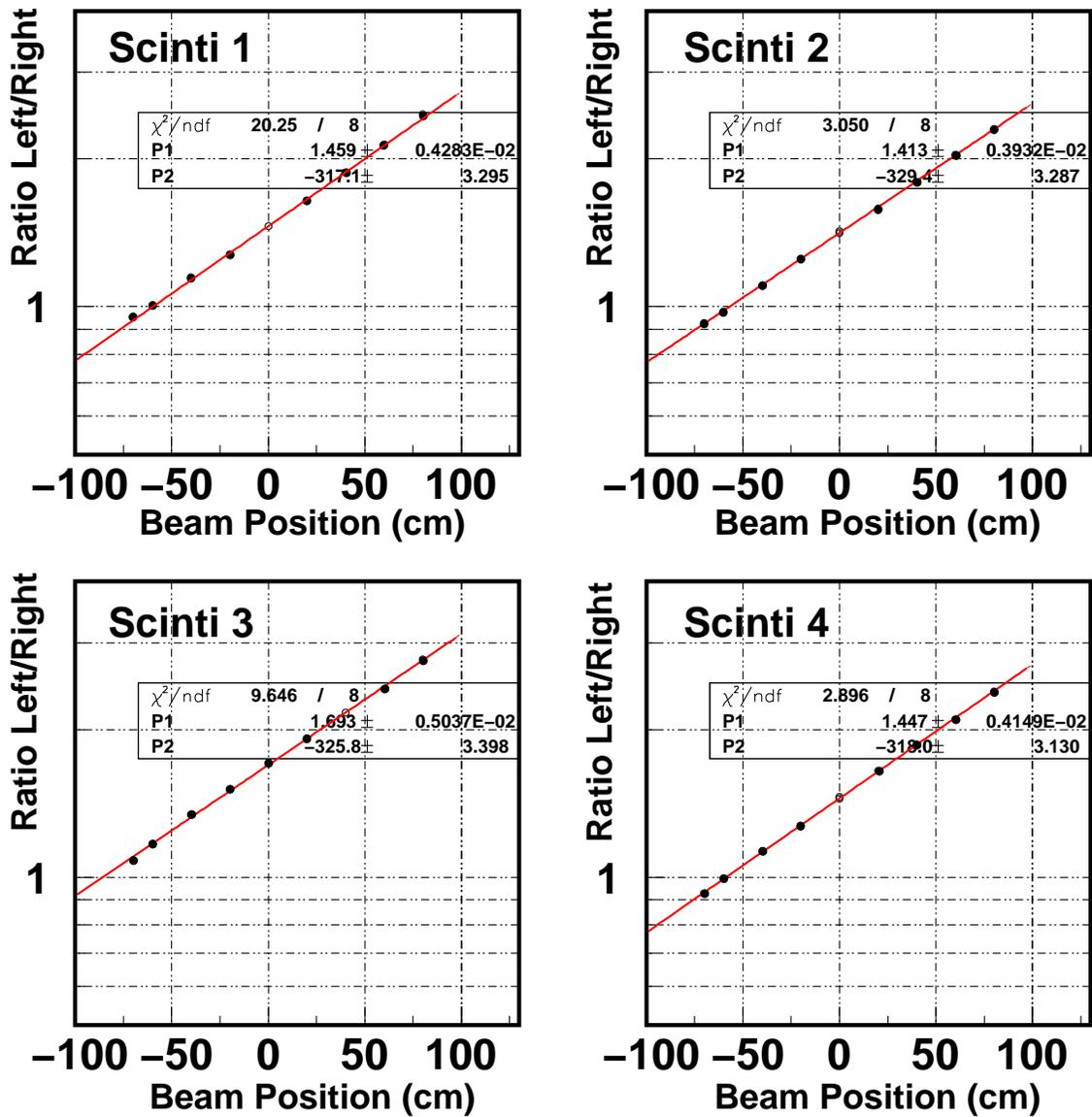


図 4.11: 両側読み出しでの減衰長測定結果。横軸は検出器中心からの距離、縦軸は左右の PMT の比を取った値である。直線は 1 成分指数関数でフィットした結果である。

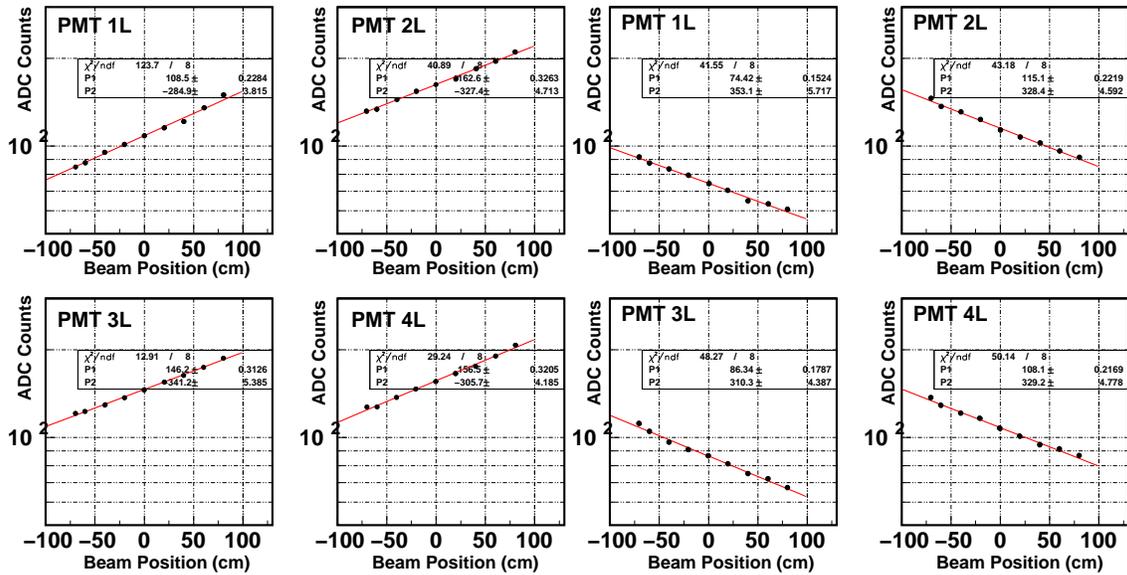


図 4.12: 片側読み出しでの減衰長測定結果。図中の L は左側の MAPMT で、R は右側の MAPMT で読み出したことを示している。

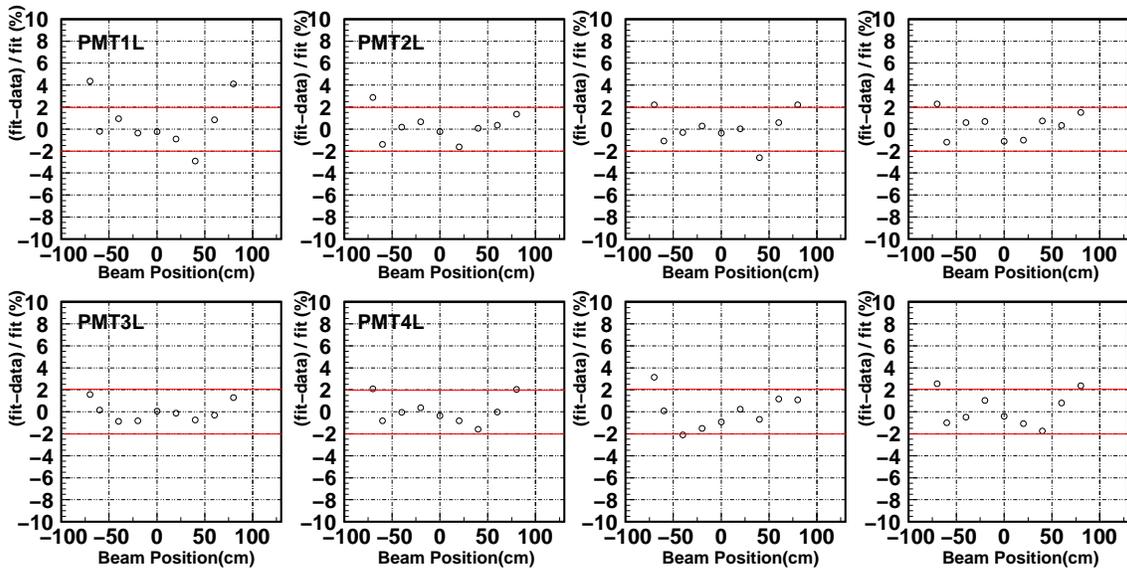


図 4.13: フィットで得られた減衰曲線とデータ点のばらつき。

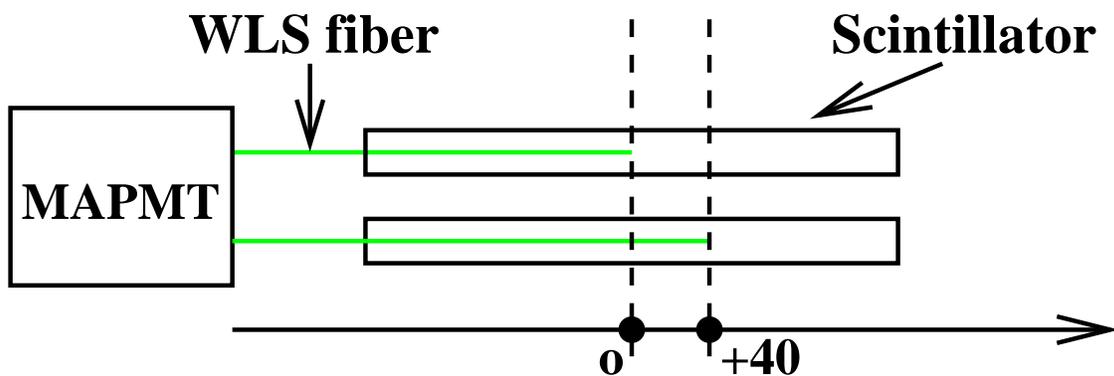


図 4.14: ファイバー終端付近での減衰曲線測定用セットアップの模式図

と、シンチレーション光のシンチ中での広がりをファイバーが十分カバーできなくなるためと考えられる。この測定からシンチレータ中でのシンチレーション光の広がりはシンチレータ方向に20cm程度と推定できる。ファイバーの終端より先でもわずかながら光量を観測できているのもこれで説明ができる。減衰曲線がはずれる領域に関しては光量の補正は難しい。しかしこの領域は、実機では構造上検出器の有効体積外になるため、特に問題にはならない。

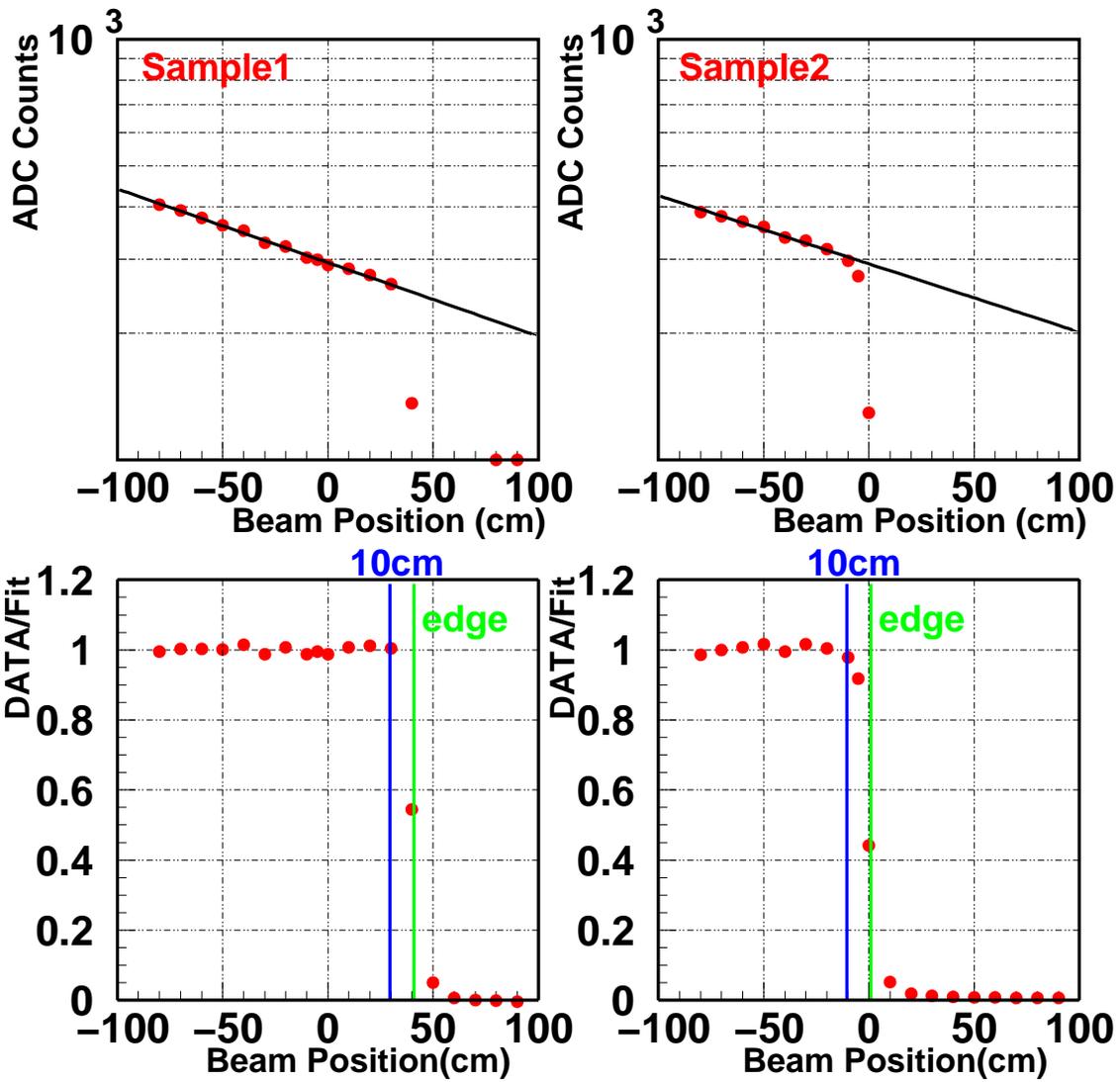


図 4.15: ファイバー終端付近での減衰曲線測定結果。

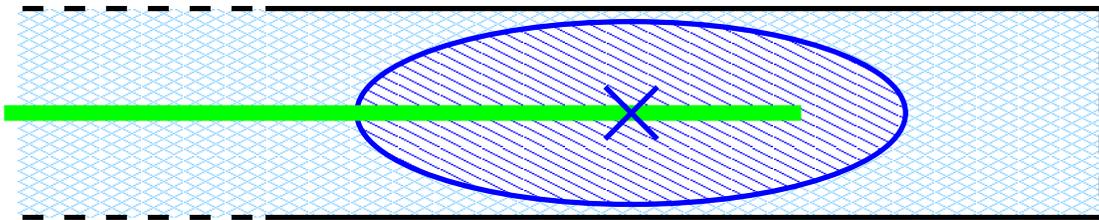


図 4.16: ファイバー終端付近のシンチレーション光の広がりとファイバーの関係。グリーンが波長変換ファイバー、青のハッチがシンチレーション光の広がりを示している。シンチレーション光のひろがりを見ればファイバーがカバーできなくなると、減衰曲線からはずれると考えられる。

4.5 波長変換ファイバー読み出しに関する基本特性評価のまとめ

本章では、波長変換ファイバー読み出しに関する基本特性についてビームテストでの結果を解析し評価した。結果をまとめると以下の通りである。

- 実機で期待される光量
光検出器から 30cm の所で、MIP²の π, p , に対してそれぞれ 18.53 ± 0.10 (p.e.), 24.84 ± 0.10 (p.e.) であった。ファイバーの減衰長も考慮して、実機にて期待される光量は MIP π で 7.27 - 17.96 (p.e.) である。またファイバーの径と光量の関係は宇宙線テストから期待された通り比例関係であった。
- 粒子の入射位置と光量の関係
シンチ中を粒子が通る位置による光量の変化は 5% である。
- ファイバー減衰長
両側読み出しで Y11(200)MS の減衰長を測定し、結果は 320.97 ± 1.63 (cm) であった。また片側読み出しでの測定結果から、実機での減衰長を考慮した光量の補正に対する誤差を 1.44% と評価した。
- ファイバー終端付近における減衰曲線
ファイバーの長さに関係なく終端 10cm に関しては、光量の減衰が 1 成分指数関数から大きくずれる。この領域に関しては光量の補正は別の方法を考える必要があるが、実機ではその必要はない。

²Minimum Ionizing Particle(最小イオン化粒子) の略

第5章 p/π 識別能力及び陽子運動量再構成精度の評価

本章では、2001年12月のビームテストで行なった、本検出器のプロトタイプを用いた基本性能についての評価について述べる。ここでの主な目的は、

- dE/dx による p/π 識別能力評価
- dE/dx による陽子運動量再構成能力評価

である。

5.0.1 p/π 識別の重要性

実際のニュートリノ反応において、反応点からのトラック数が2本で内1本を μ と同定したイベントが CCQE 反応の候補となる。ただし、このようなイベントは CCQE 反応以外の以下の反応からも起こる。

- CC single(multi)-pion production ($\nu + n \rightarrow \mu + p + n\pi (n > 1)$) で生成した π が核内で吸収されてしまった場合。(case1),あるいは生成した陽子のトラックを検出できなかった場合(case2)。
- CC coherent-pion production ($\nu + {}^{12}C \rightarrow \mu^\pm + {}^{12}C + \pi^\pm$) (case3)

CCQE 反応は運動学的に、 μ と陽子がビームからみて反対方向に飛ぶという特徴があるが、現在 K2K 実験の Scifi 検出器においてそのような運動学的制限を加えた場合でも、case1,case2,case3 からのバックグラウンドが約 40% 程度混入している。Scifi 検出器では、 p/π の識別を行っていないため CCQE 反応と nonqe 反応の区別がつかないが、Scibar 検出器で p/π 識別を行えば case2,case3 のイベントを排除して、より純粋な CCQE イベントを選び出す事ができる。さらに、本検出器導入の主目的である nonqe 反応の研究 (nonqe/qe 比、multi π /single π 比) のためには p/π 識別が必要である。

シミュレーションによると、ニュートリノ反応から生成される上記のイベント数の比はおおよそ 15(CCQE):3(case1):2(case2,case3) の関係になっている (トラック認識効率が 100% の時)。したがって、2トラックイベントに対して、 p/π 識別を行わない時の CCQE 反応の割合は $15/20=75\%$ 程度である。しかし 20% 以下の誤識別 (π を陽子と同定) で p/π の識別が行なうことができれば、CCQE 反応の割合は 81.5% 以上になる (陽子の検出効率は 95% とした)。完璧に p/π の識別ができる検出器 (陽子の検出効率 100% で π を陽子と誤識別する割合が 0%) を用いても CCQE 反応の

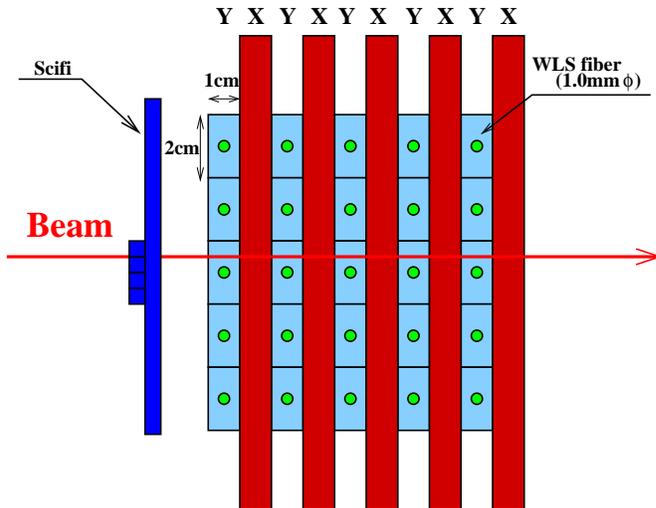


図 5.1: プロトタイプ検出器の模式図。1層は大きさが1cm×2cm×15cmのシンチレータよりなり、奥行き方向にX,Y方向交互に、10層配置した。

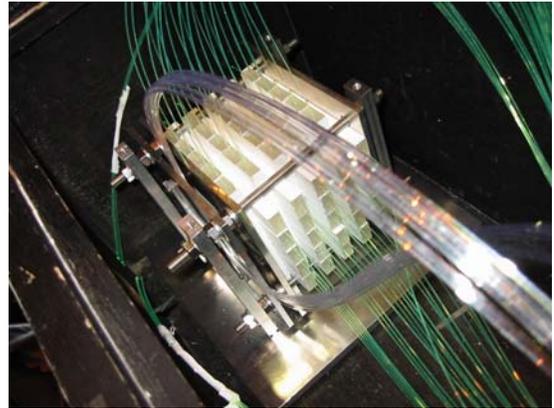


図 5.2: プロトタイプ検出器の写真

量は最大 83% であるから、CCQE 反応の検出に関しては 20% の誤識別で十分である。「陽子の検出効率が 95% の時に、 π の誤識別の割合が 20% 以下」が検出器に対する要求として、以下性能評価を行なう。

5.1 プロトタイプ検出器

図 5.1、図 5.2 に、プロトタイプ検出器の概略図と写真を示した。プロトタイプ検出器は、1層が大きさ 1cm × 2cm × 15cm のシンチレータ 5 本よりなり、全体でそれらを X,Y 方向に交互に 10 層並べてある。したがって、読み出すチャンネルは全部で 50ch である。読み出しのファイバーには、1mmφ ファイバーを用い光検出器は実機と同じ 64chMAPMT を用いた。また検出器の直前には光量測定の際に用いた大きさ 1.5mm × 1.5mm × 10cm の Scifi(シンチレーティングファイバー)を X,Y 方向とも 6 本ずつセットし、ビームが確実に 1 層目の真ん中 (3 本目) のシンチに入射していることを保証した。この検出器は図 4.1 の (A) の場所に配置し、特に低い運動量領域において、トリガーカウンター等のビームライン上に配置した物質とビームの相互作用を極力防ぐために、検出器前方のトリガーカウンターは配置せず、ハードウェアでのトリガーは TOF と Scifi のみを用いた。検出器の後方に配置したトリガーカウンターはトリガー条件には入れず、ADC のデータを採取しておいて、必要な場合には、ソフトウェアでカットをかけられるようにした。

5.2 MIP π を用いたチャンネル間での光量のばらつきの補正

シンチレータとファイバーの個々の性能のばらつき及びファイバーと光検出器の間での光学的接続のばらつき等から、同じ dE/dx であっても各チャンネルで検出する光量にはばらつきがでる。

したがって、実際の解析用のデータを収集前に、このばらつきを補正するためのキャリブレーション用のデータを収集する必要がある。ここでは、1.0GeV/cの π を用いて行なった。1.0GeV/cの π はすでにMIPであり、検出器をつきぬけたイベントでは、各シンチレータでのエネルギー損失は統計的にすべて同じである。データでは途中で反応を起こしたり、止まってしまったイベントを除くために、各層真ん中のシンチ以外にはヒットが無く、さらに10層目のシンチにもヒットのあることを要求した。

図5.3は、上段がキャリブレーション用に収集したデータの、各層真ん中のシンチでの光量をプロットしたものである。10層の平均値は12.85(p.e.)、R.M.Sは3.96(p.e.)であった。次にこのデータで、各層の光量が10層の平均値になるように次式で補正因子を定義する。

$$\text{Factor}(i) = \frac{\sum_i k_i}{\Sigma_i} / k_i \quad (5.1)$$

ここで、 k_i はキャリブレーション用データでの各層の光量である。

このようにして求めた補正因子を考慮して、取得した解析用の1.0GeV/c π での各層の光量をプロットしたものが、図5.3の下段の図である。10層の平均値が12.92(p.e.)、R.M.S.が0.21(p.e.)と光量のばらつきを補正できている。

以後、すべてこの補正がなされたデータを解析する。

5.3 1cm当たりのp, π に対する光量

ここでは0.5GeV/cから2.0GeV/cまで100MeV/cずつ運動量を変えながら、最初の1層目でのpと π に対する光量分布を測定した。イベントを選ぶ条件は全節と同じで確実に10層突き抜けたイベントのみを用いている。

図5.4は、各運動量での光量分布を示している。それぞれ青のハッチが π の分布、赤のヒストがpの分布である。また各分布での平均値と分布のR.M.Sを示したのが図5.5である。図中の黒塗りの丸が π を、中抜きの丸が陽子の光量分布の平均値を表している。また誤差棒はここでは分布のR.M.S.である。さらにBOXはMCの結果である。ただし、横軸の運動量は前章で述べた様に、TOFから再構成している。

これらの結果から明らかなように、ほとんどの運動量領域で、pと π の光量分布が重なっており、1層(1cm)のdE/dxの情報からp/ π の識別と陽子の運動量を再構成することはできない。

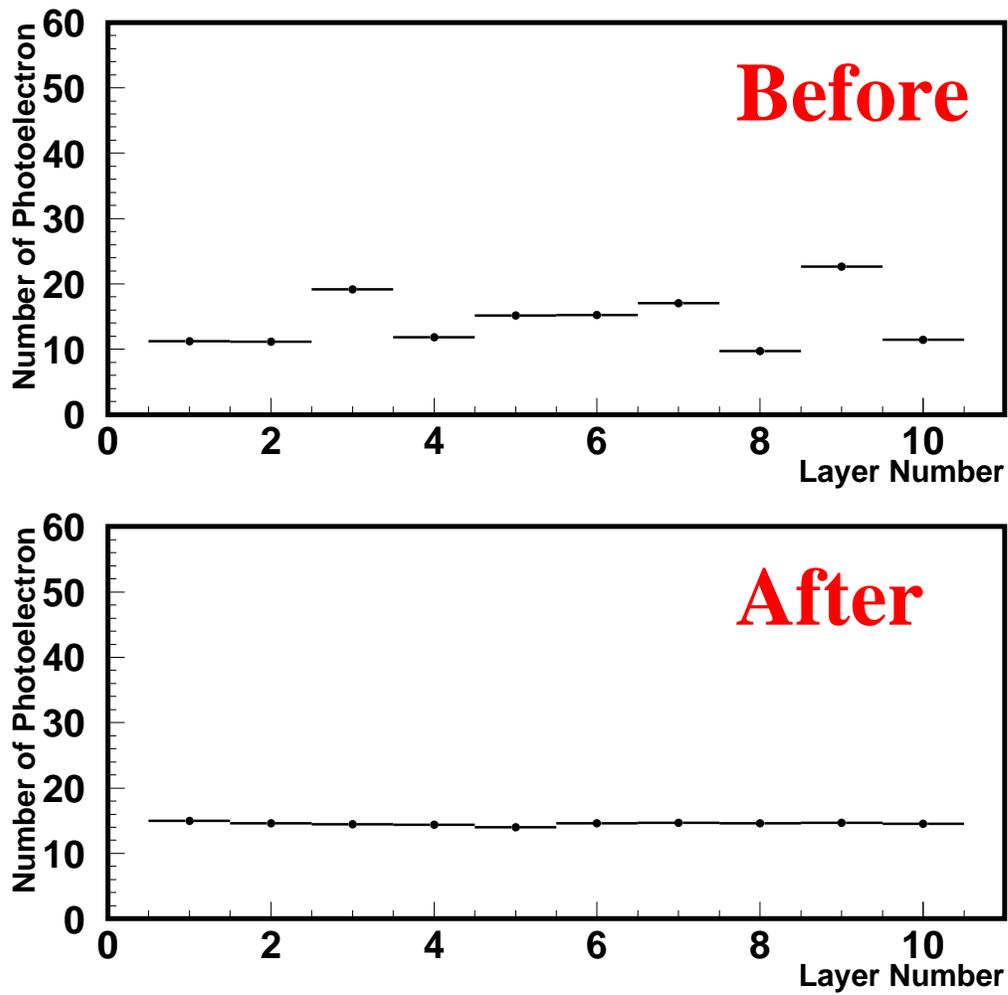


図 5.3: チャンネル間での光量のばらつきの補正。上段がキャリブレーション用のデータでの各層の光量である。ここから補正因子を計算し、解析用のデータに補正を加えた後の各層の光量が下段の図である。

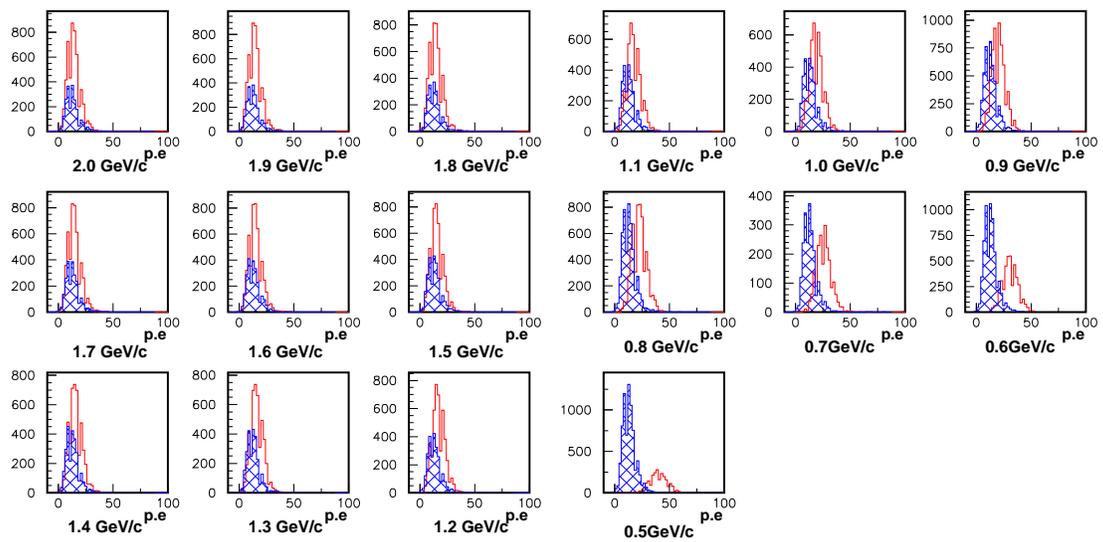


図 5.4: 各運動量ごとの陽子と π の光量分布。ハッチのかかったヒストが π を、もう一つのヒストが陽子の分布である。

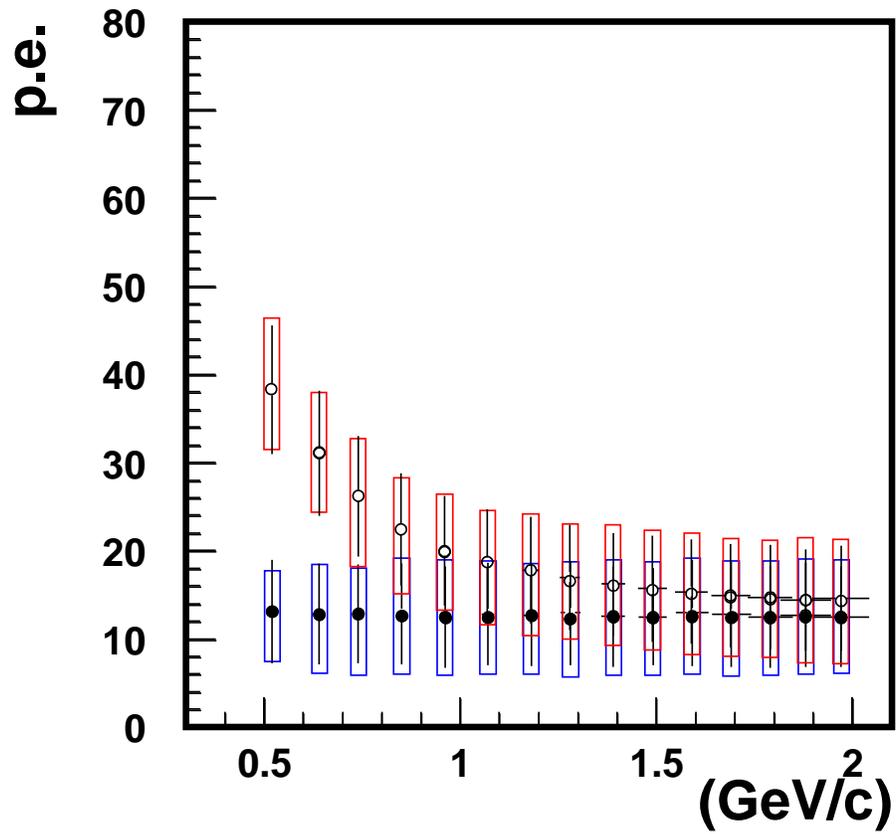


図 5.5: 運動量対 p/π の光量のプロット。黒塗りがパイオンを白抜きが陽子をあらわしている。誤差棒は光量分布の R.M.S. である、また BOX は MC である。

5.4 サンプル後の p, π の光量

n 層 (> 1) の各光量分布の和は、統計的には分布の幅が 1 層の時の $1/\sqrt{n}$ に小さくなる。図 5.6 は、10 層突き抜けのイベントに対して 1 層当たりの平均光量をプロットしたものである。1 層のみの時と比較して、 p, π と分布がすどくなっている。また、図 5.7 が、 p, π に対する各分布の平均値と分布の R.M.S. のプロットである。全節と同様、黒塗りの丸が π 、中抜き丸が陽子、BOX は MC の結果を示している。

図より、10 層 (10cm) の dE/dx の情報を用いると特に $1.0\text{GeV}/c$ 以下の運動量領域で、 p, π がはっきりわかれており、識別可能である。次節では、この識別能力を定量的に評価する。

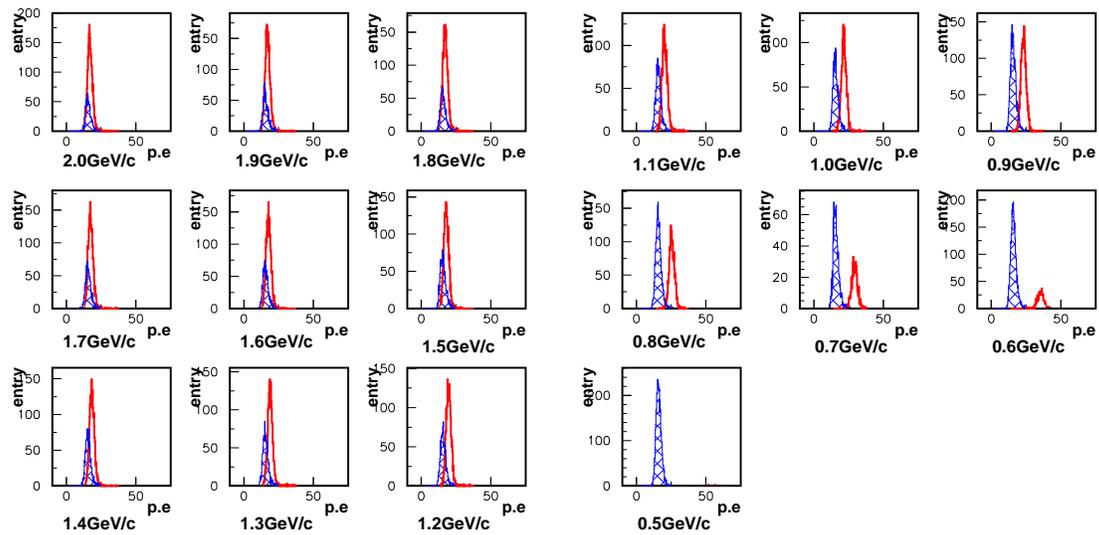


図 5.6: サンプル後の、1 層当たりの光量分布。ハッチがかかったヒストが π 、もう一つのヒストが陽子である。

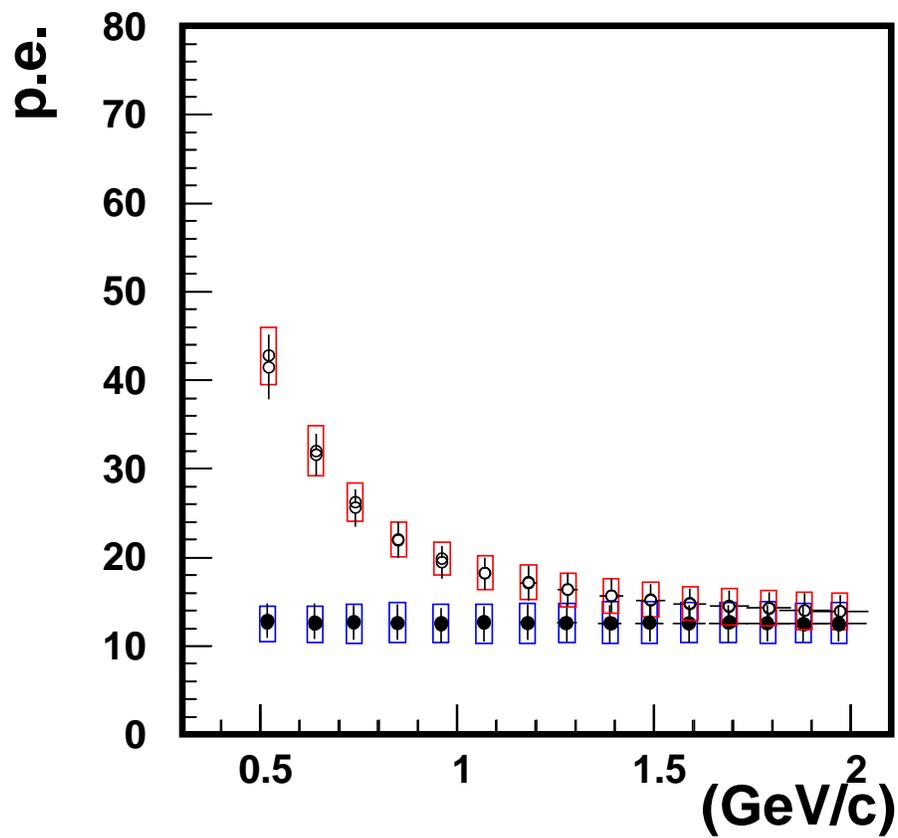


図 5.7: サンプル後の、運動量対 p/π の光量のプロット。黒塗りの丸がパイオンを白抜きの丸が陽子をあらわしている。誤差棒は光量分布の R.M.S. である、また BOX は MC である。

5.5 p/ π 識別能力の評価

ここでは、10層分のdE/dx情報(図5.6)を用いて、p/ π 識別能力を評価する。図5.8は、0.90GeV/cの陽子と π に対する平均光量分布で図5.6に示したものと同じである。この様に、2つの分布(特に分布がガウシアンでなくランダウ分布のようにテールをひいている分布)を分ける時に用いる方法として、以下のLikelihoodを用いて行なう方法がある。

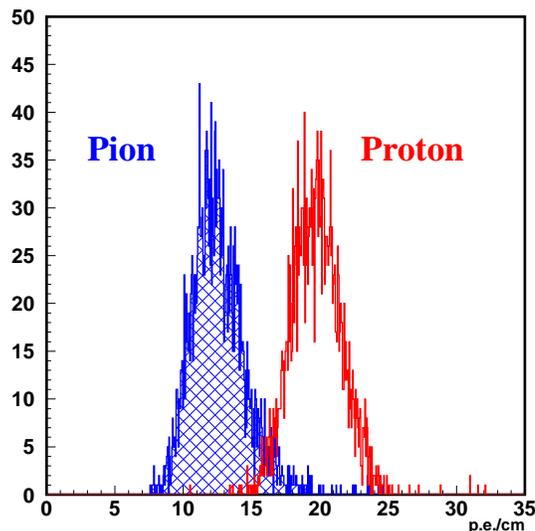


図 5.8: 10層サンプリング後の0.90GeV/cの陽子と π の光量分布。dE/dxがはっきりわかれている。

5.5.1 評価の方針

p/ π 識別能力評価の手順は以下の通りである。

- 1層の π の光量分布から「 π らしさ」を定義する。
- それを用いて、n層の時のLikelihoodを計算する。
- 陽子の検出効率が95%となる所でカットをかけた時、陽子側に染み込んでくる π の π 全体に対する割合(誤識別の割合)を、識別能力と定義する。
- 各運動量で識別能力を評価する。

ここで、 π の分布をもとにLikelihoodを定義するのは、 π の光量分布がすべての運動量領域で一定であるからである。

5.5.2 「 π らしさ」と Likelihood の定義

図 5.9 の左の図が 1 層の π の光量分布であり、分布を大きい光量側から積分していったものが、右の図である (ただし 0p.e. の所を 1 と規格化してある)。これにより、各層において観測した光量から、その粒子が π である確率を計算することができる。

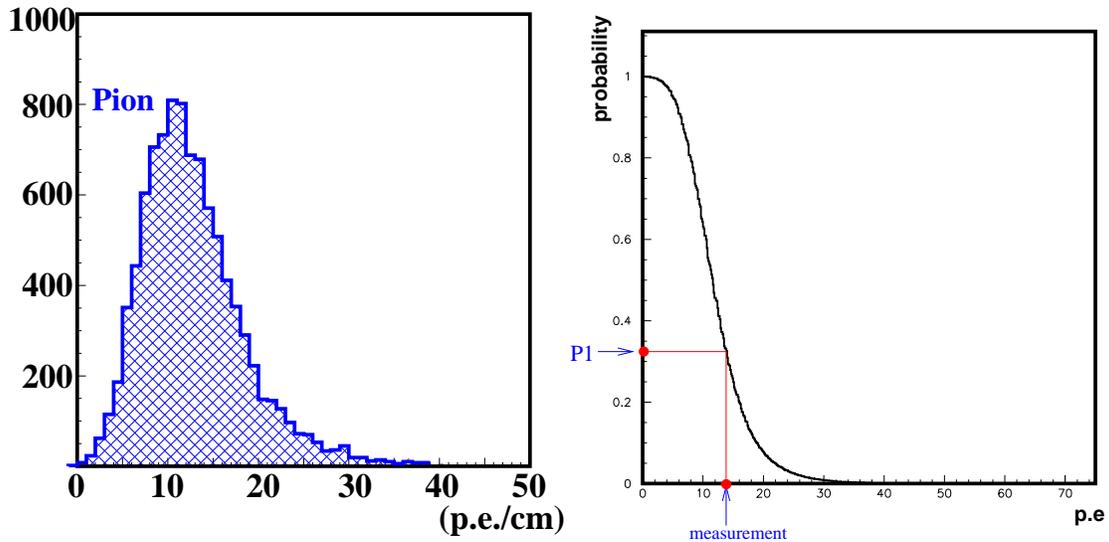


図 5.9: 1 層での π の光量分布 (左) と、pion probability (右)。

2 層の「 π らしさ」

2 層の場合の「 π らしさ」は、図 5.10 で、確率 p_1, p_2 平面上でのハッチのかかった領域の面積で定義できる。各層での確率の積を $P_2 (=p_1 \times p_2)$ と定義して、

$$\pi\text{らしさ (2 層)} = 1 - \int_{P_2}^1 dp_2 \cdot \int_{P_2/p_2}^1 dp_1 \quad (5.2)$$

$$= P_2(1 - \ln P_2) \quad (5.3)$$

である。

3 層の「 π らしさ」

同様に ($P_3=p_1 \times p_2 \times p_3$)、

$$\pi\text{らしさ (3 層)} = 1 - \int_{P_3}^1 dp_3 \cdot \int_{P_3/p_3}^1 dp_2 \cdot \int_{P_3/p_2p_3}^1 dp_1 \quad (5.4)$$

$$= P_3(1 - \ln P_3 + \frac{1}{2}(\ln P_3)^2) \quad (5.5)$$

と計算できる。

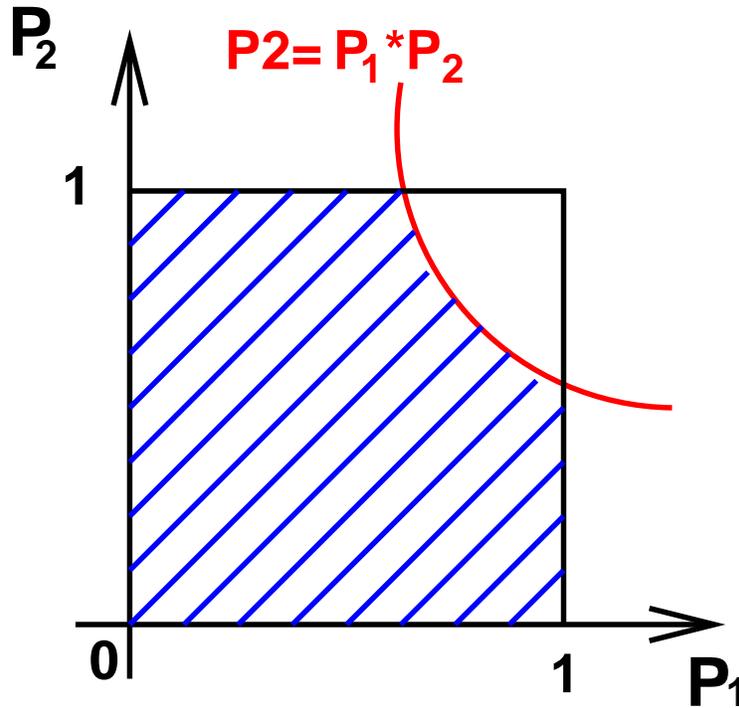


図 5.10: 2層の時の π らしさの定義。図のハッチの部分の面積が π らしさをあらわしている。

n層 (> 1) の「 π らしさ」
 3層までの結果を n層に拡張して、n層の π らしさ (=Likelihood) を

$$\text{Likelihood} = \prod_i p_i \cdot \sum_i^{n-1} \frac{(-\ln \prod_i p_i)^i}{i!} \quad (5.6)$$

の様に定義する。図 5.11 は、0.90GeV/c の時の π と p に対する Likelihood 分布を、それぞれの光量分布を基に、式 5.6 を用いて計算した結果である。横軸の likelihood は π らしさのことであり図の左側に分布しているのが陽子、一様に分布しているのが π である。これを用いて次節で各運動量での識別能力を評価する。

5.5.3 識別能力の評価

図 5.11 において、矢印の Cut とかかれたところより左側を陽子とみなすと、陽子の検出効率が 95% となる。実機では検出効率は、測定の目的に応じて適宜設定される事になるが、ここでは 95% に設定して積極的に陽子をとらえにいった時の識別能力について評価する。この時、陽子とみならず領域にも π の染み出しがあるが、それが π 全体の何% にあたるか (π misID) を識別能力の指標とした。つまり、

$$\text{識別能力} (\pi\text{misID}) = \frac{\text{cut 以下の}\pi\text{の entry数}}{\pi\text{の全エントリー数}} \quad (5.7)$$

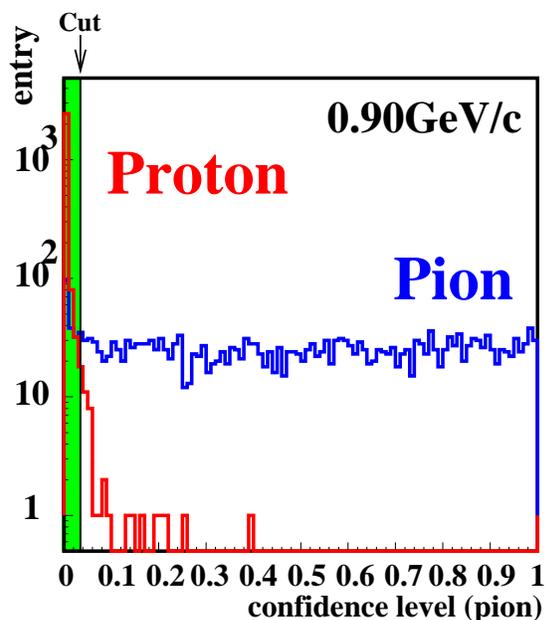


図 5.11: 光量分布をもとに計算された Likelihood 分布。

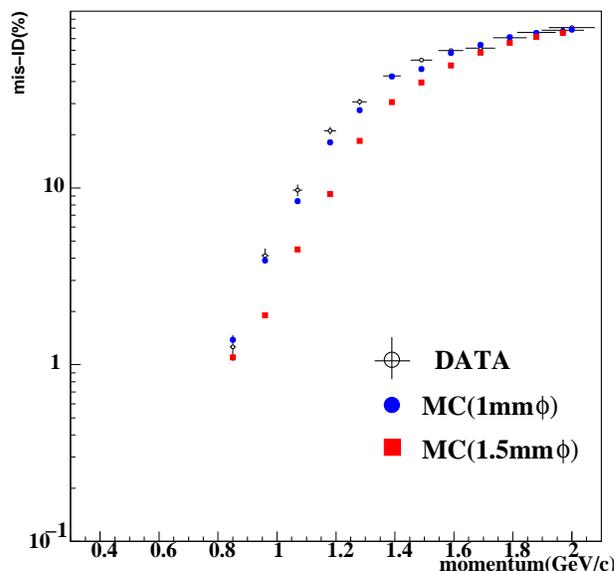


図 5.12: 陽子の検出効率として 95% を要求した時に、 π を陽子と誤識別する割合。白抜き丸がデータ。青丸が MC の結果。赤の四角は 1.5mm ϕ ファイバーを用いた時に期待される MC の結果。

である。また π は一様に分布しているため、識別能力に対する誤差は全エントリー数を n_{misID} を $p(\%)$ として、

$$\text{識別能力の誤差} = \sqrt{\frac{p(1-p)}{n}}$$

となる。測定した各運動量についてこれらの値を計算しプロットしたのが、図 5.12 である。図の白抜き丸が実際のデータから得られた結果、青丸が MC、赤の四角は 1.5mm ϕ ファイバーを用いた時に期待される結果である。

図より 1.2GeV/c 以下の陽子に対して π を p と誤識別する割合が 20% 以下であった。1GeV 以下のニュートリノから生成される陽子の運動量はほぼ 100% 1.2GeV/c 以下である。また今回のビームテストの結果をもとに行なったモンテカルロシミュレーションによると、実機での誤識別の割合はこの運動量領域で 10% 以下であると期待される。さらに今回は 10cm の dE/dx 情報から識別を行なったが、実機ではトラックすべての情報を使う事が可能である。図 5.13 は、識別に用いるトラックの長さで誤識別の割合の関係を MC により評価したプロットである。長さを今回の倍の 20cm にした場合、1.2GeV/c でも誤識別の割合が 3% 程度と期待できる。1.2GeV/c の陽子の反応長 (interaction length) は約 50cm であり、この評価は十分現実的である。また、1.5mm ϕ ファイバーを用いればさらに割合は減るはずである。ただし、今回はまっすぐに 10cm 突き抜ける理想的なイベントのみを解析している。したがって、dE/dx から飛程が 10cm より短い 500MeV/c 以下の陽子に関してはこの解析方法は使えず、止まり際の dE/dx の振る舞いから π と識別することになる。

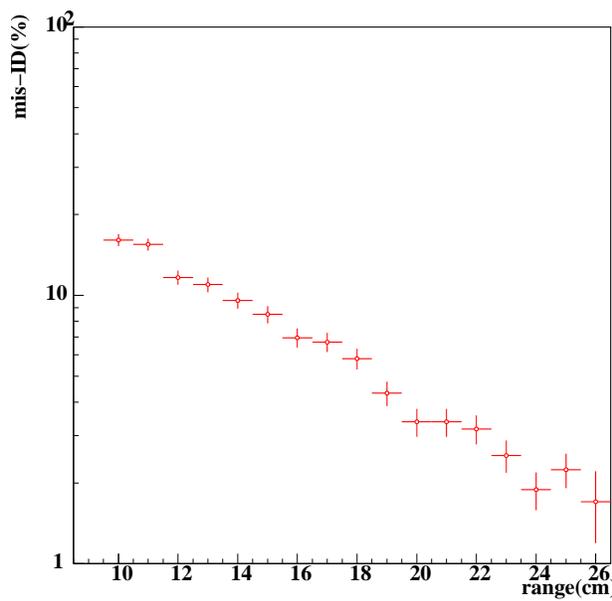


図 5.13: p/π 識別に用いるトラックの長さ、誤識別の関係。ほぼ指数関数的に誤識別の割合が減少している。

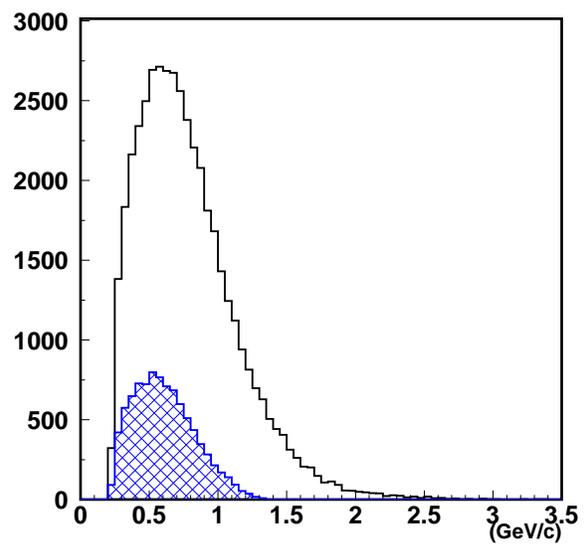


図 5.14: K2K 実験のニュートリノの反応から生成される陽子の運動量分布。図中のハッチは特に $E_\nu < 1.0\text{GeV}$ の反応から生成されると期待される分布。

5.6 飛程の短い陽子と π の識別

5.6.1 陽子と π の Bragg 曲線

飛程の短いイベント ($< 10\text{cm}$) に関しては、とまり際の dE/dx の振る舞いから p/π 識別を行なう。図 5.15 はビームテストにて収集した、 $0.52\text{GeV}/c$ と $0.46\text{GeV}/c$ の陽子の各層の光量分布である。図中の白抜きの丸と棒はデータ、丸は MC の結果である。また、ここでは誤差として、分布の RMS を付けている。 $0.52\text{GeV}/c$ のデータは MC とよく一致しているが、 $0.46\text{GeV}/c$ のとまり際の層ではデータは MC の 8 割の光量であった。ビームテストでは、その原因が MAPMT のサチュレーションかどうかを確認するために、MAPMT の印加電圧を下げた測定も行なった。MAPMT の印加電圧を 850V にした時も (これまでの測定はすべて MAPMT の印加電圧は 900V で行なっている) 結果は図 5.16 の通り 900V の時と変わらなかった。したがって、光量の低下は MAPMT のサチュレーションではなく、シンチレータのクエンチングによる dE/dx に対する発光量のサチュレーションが原因であると考えられる。

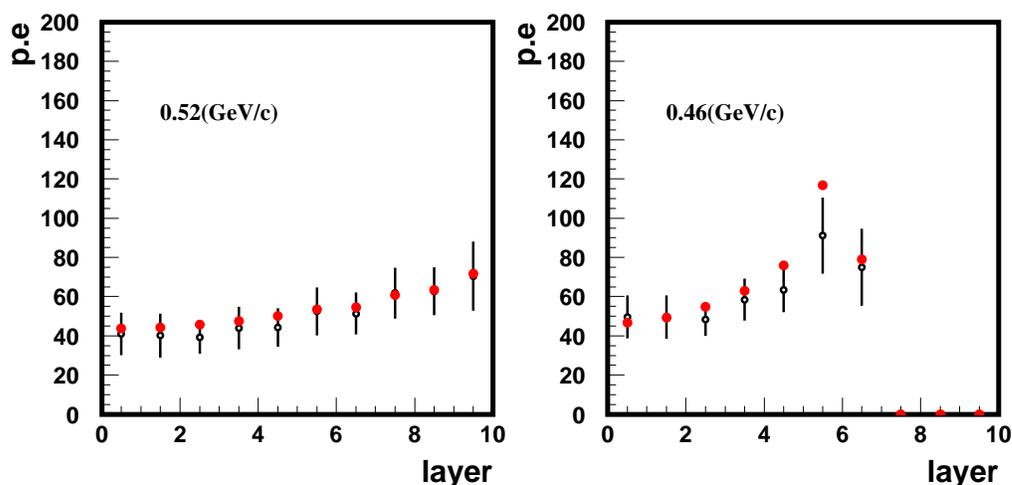


図 5.15: $0.52, 0.46(\text{GeV}/c)$ の陽子に対する各層の光量分布。図中の丸は MC の結果である。分布の RMS を誤差としてつけている。

次に、 π に関して MC ($0.110 \pm 0.055\text{GeV}/c$ の π) により得られた Bragg 曲線を図 5.17 に示す。図中の四角が π の Bragg 曲線、黒丸と棒が比較のための $0.46\text{GeV}/c$ の陽子のデータである。誤差は先ほどと同じく分布の RMS を付けている。

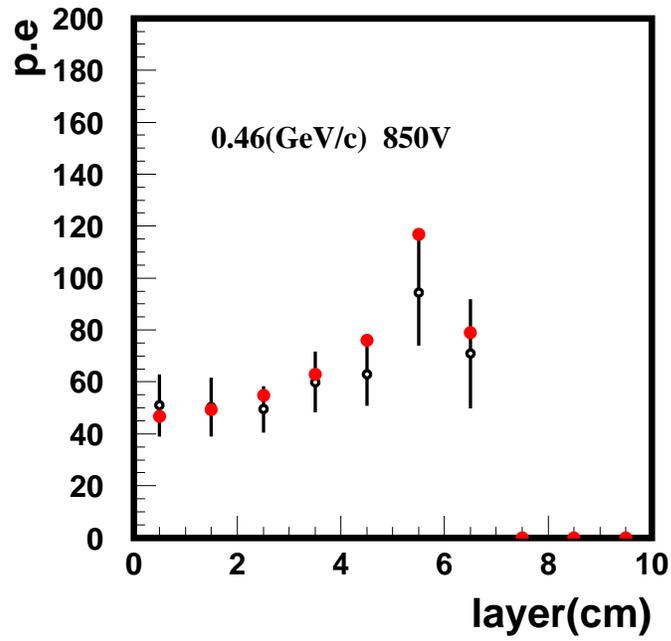


図 5.16: MAPMT の印加電圧を 850V にして測定した結果。

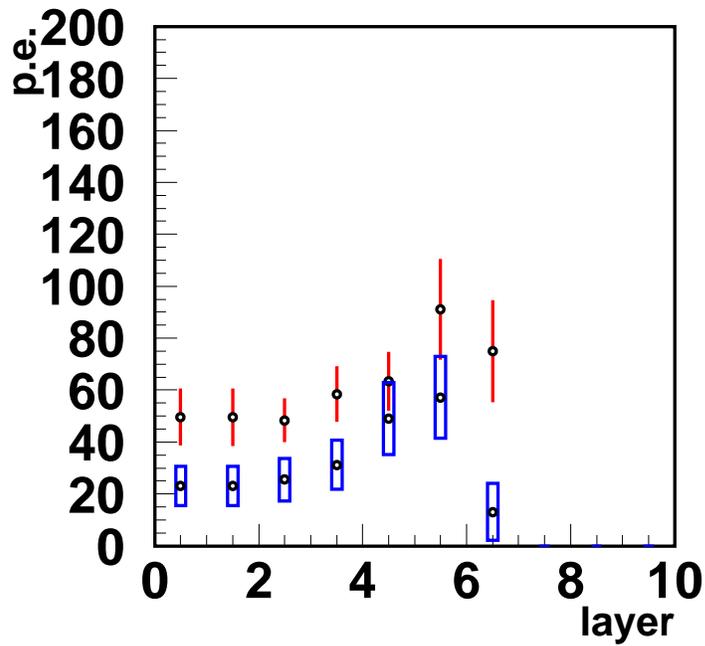


図 5.17: $0.110 \pm 0.055 \text{ GeV/c}$ の π に対する Bragg 曲線。図中の四角が π , 黒丸がビームテストで得られた 0.46 GeV/c 陽子の Bragg 曲線である。

stopping event について

p, π に関する Bragg 曲線から (図 5.17)、 π に関しては、止まり際 2,3cm を除いて 2MIP 程度の dE/dx であり、一方陽子に関しては同じところで 4MIP 程度の dE/dx であり十分識別できると考える。

p/π 識別の方法

図 5.18 に、止まった層とその前後の層のここでの呼び方を示した。解析には、検出器の上流から中心にのみヒットがあるイベント (ヒットの定義はペダスタルから 10σ 以上の光量 (5~7p.e.) を測定することである) のみを用い、ヒットの無くなった層 (pedestal 層) の直前を Stop 層と定義する。Stop 層から上流に向かって各層に 1,2,3... と番号をつける。止まり際の 2 層に関しては、粒子が最後の層のどこで止まったかによって dE/dx が大きく変わってしまうこと、陽子に関してシンチレータのクエンチングと思われる効果で予想よりも低い光量しか出ていないことを考慮してそれら 2 層は今回の解析には用いなかった。1,2 層を除いた層の光量の 1 層当たりの平均値 (たとえば飛程が 4 層のイベントならば 3,4 層の光量の平均値) から p/π 識別を行なう。

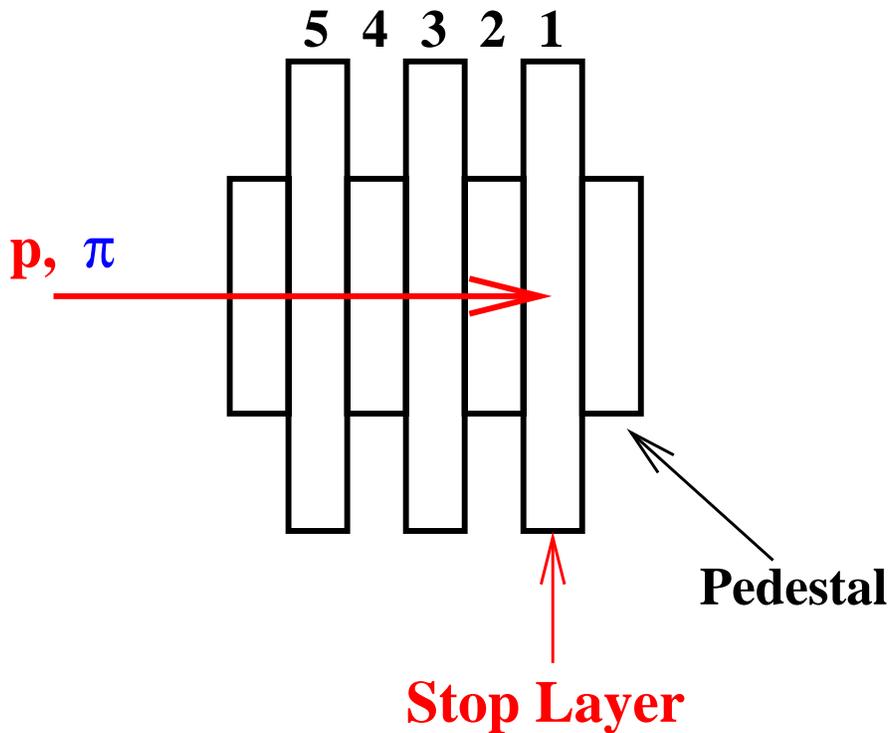


図 5.18: 10cm 以下の飛程のイベントの各層の呼び方。

4 層のイベント

まず Scibar 検出器で最短の 4 層イベントについて考える。このイベントでは図 5.18 の 3,4 層の光量の情報を用いる。

図 5.19 は、 p/π に関する 3,4 層の光量の平均値の分布である。ハッチのかかったヒストが π 、高い光量側のヒストが陽子の分布である。陽子の検出効率を 95% になるところでカットをし (図中の縦の線)、それより光量の高い領域を陽子とみなした時、その領域にしみこんでくる π の π 全体

陽子の検出効率 (%)	π -misID (%)	陽子の検出効率 (%)	π -misID (%)
95	11.5	95	1.6
90	3.1	90	-
85	2.1	85	-
80	1.4	80	-

表 5.1: 4 層イベント (左図)、5 層イベント (右図) での陽子の検出効率と π -misID (%) 表中の-は、 π の染み込みがなかった事を示している。

に対する割合を計算し、この誤識別の割合を識別能力の指標にした。表 5.1 に、陽子の検出効率とその時の π -misID (%) を示した。

5 層のイベント

5 層のイベントの場合は、3,4,5 層の光量の平均値を用いる。図 5.20 に p, π に対する光量の平均値の分布を示した。図中の縦の線は陽子の検出効率が 95% となるカットの位置を示している。この時の π を p としてしまう誤識別の割合は π 全体の 1.6% である。したがって、5 層以上のイベントならば誤識別が 1.6% 以下の割合で p/π の識別が可能である。また 4 層のイベントでの誤識別は 11.5% であるが、陽子の検出効率を 90% とすることで、誤識別を 3% 程度までおさえることができる。

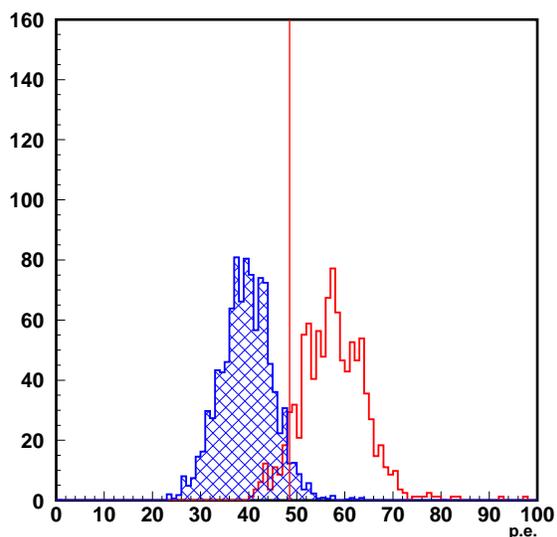


図 5.19: 4 層イベントの、 p, π に対する 1 層当たりの平均光量分布。ハッチのかかったヒストが π 、高い光量領域のヒストが陽子の分布である。図中の線は陽子の検出効率が 95% となるカットの位置を示している。

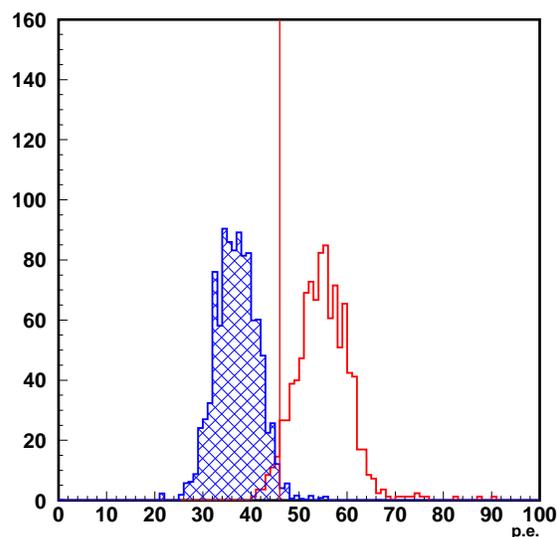


図 5.20: 5 層イベントの、 p, π に対する 1 層当たりの平均光量分布。ハッチのかかったヒストが π 、高い光量領域のヒストが陽子の分布である。図中の線は陽子の検出効率が 95% となるカットの位置を示している。

5.7 陽子運動量再構成

図 5.7 から、1GeV/c 以下の陽子については運動量とサンプリング後の光量が対応している。したがって、光量から運動量の再構成が可能であり、ここではその精度について評価する。

まず、図 5.7 のデータ点を、Bethe-Bloch 関数で Fit する。Bethe-Bloch 関数とは、物質中での入射粒子のエネルギー損失を運動量 (速度) の関数として示したもので、一般的に

$$\frac{dE}{d(\rho x)} = D \frac{Z}{A} \left(\frac{z}{\beta} \right)^2 \left(\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right) \quad (5.8)$$

で表される。ここで、 β, z は入射粒子の速度、電荷、 Z, ρ, A は物質の原子番号、密度、質量数、 m_e は電子の質量、 I は平均電離エネルギー、 δ は密度効果、 D は $0.31(\text{MeV/g/cm}^2)$ である。

ただし式 5.8 は、 $\beta\gamma < 1$ の運動量領域では

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{1}{\beta^2} \quad (5.9)$$

の関係にある。したがって、ここでは

$$\text{P.E.} = \frac{c_1}{p^2} + c_2 \quad (5.10)$$

を Fit 関数として用いる。図 5.21 左図に Fit した結果を示した。

次に精度の評価をする。図 5.21 右図に左図の各点を拡大した模式図を示した。各点の誤差には光量分布の R.M.S. をつけているが、その先端を x 軸に沿って Fit 関数と交わるまで伸ばしていき、その長さを再構成した運動量に対する誤差と定義する。図 5.22 左図は、0.50GeV/c-1.0GeV/c の各点にこの方法で誤差を付けたプロットであり、図 5.22 右図は、誤差の中心値に対する大きさを各運動量毎にプロットしたものである。

ここから、0.50GeV/c-1.0GeV/c 以下の陽子に対して、運動量を 10% 以下の精度で再構成可能であるという結果を得た。

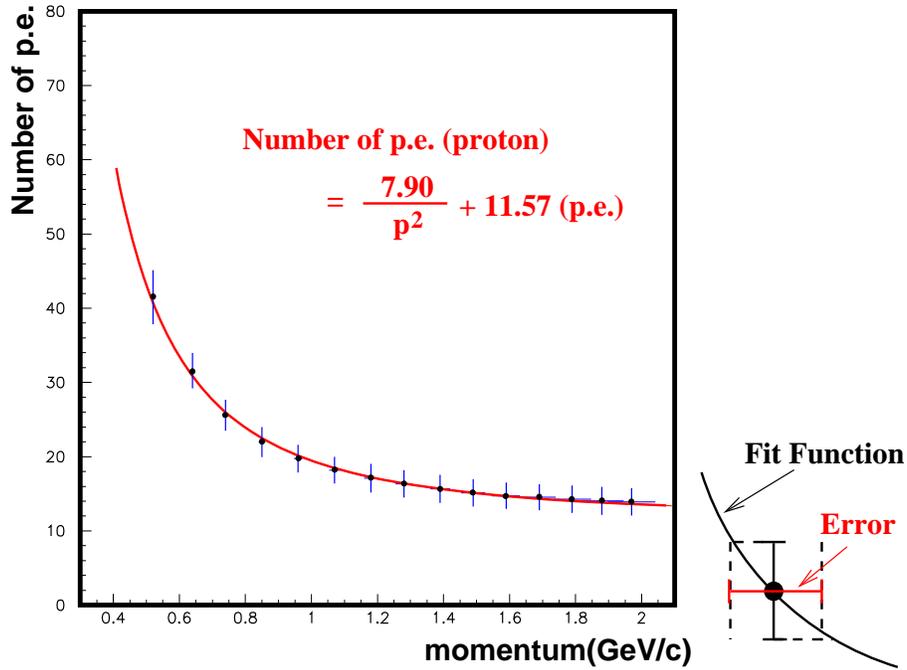


図 5.21: 陽子の運動量と光量を Bethe-Bloch で Fit した結果 (左図) と、再構成の誤差の定義 (右図)。

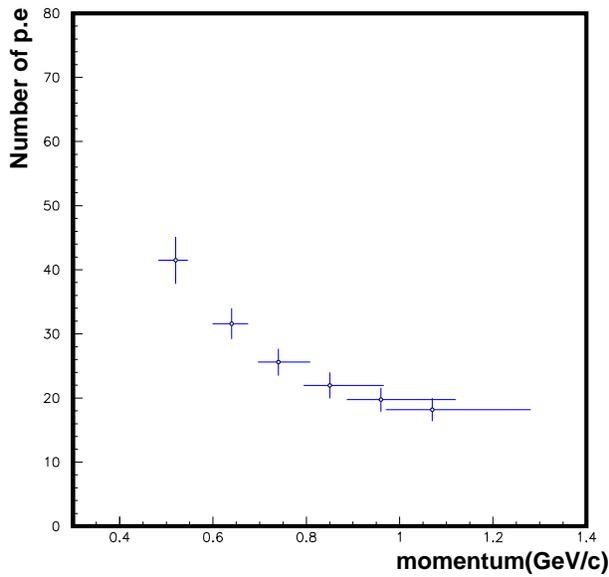


図 5.22: 各運動量領域での光量分布の R.M.S と Bethe-Bloch 関数でのフィッティングの結果から評価した、光量をもとに再構成した運動量に対する誤差。

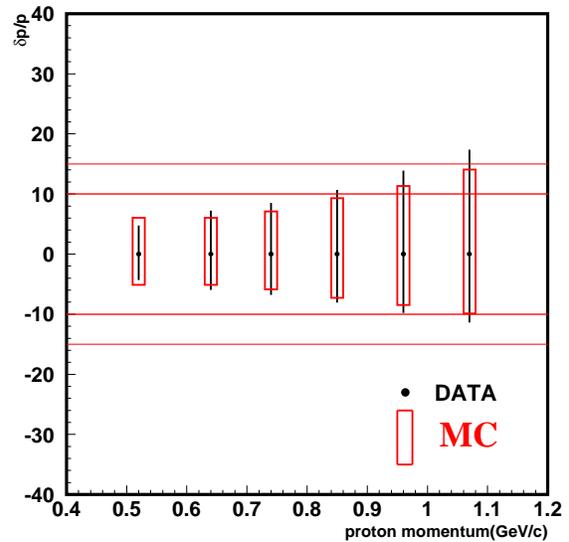


図 5.23: 再構成した運動量に対する誤差の運動量に対する相対的な割合。横軸が運動量 (GeV/c) を、縦軸が $\delta p/p$ を示している。1GeV/c 以下に関しては 10% 以下の精度で再構成が可能である。

5.8 実機で期待される p/π 識別及び陽子運動量再構成能力の評価

ここでは、より実際に近い状況での p/π 識別能力及び陽子運動量再構成能力を評価するために以下の事を行なった。

- シミュレーションにより、K2K 実験のニュートリノ反応から生成されると期待される運動量分布に従って陽子と π を生成し (図 5.24)、プロトタイプ検出器と同じ構造で十分奥行きのある (1.5m) 検出器に打ち込む。
- 各イベント毎に、飛程と 1 層当たりの平均光量を求め 2 次元プロットする。
- プロットを元に、 p/π 識別を行なう。また陽子に関しては、10 層の平均光量から運動量を再構成する。

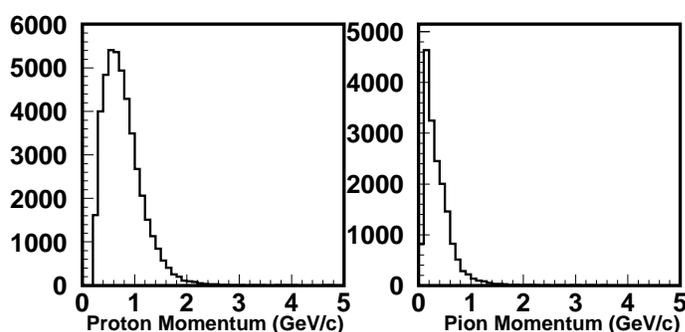


図 5.24: K2K 実験のニュートリノ反応から生成される陽子、 π の運動量分布。左が陽子、右が π である。

図 5.25 は、各イベントの飛程と平均光量 (truncatedmean) の 2 次元プロットである (ただし、止まり際 2 層の光量は除いてある)。図中で線よりも上側に分布しているのが主に陽子で下側が π である。また、ここではイベントサンプルとして dE/dx で静止したイベント (トラックの周囲にヒットのないイベント) のみを用いている (このカットによる効率は陽子で 69.6%、 π で 34.9% である)。図中のカットによる識別の結果は、陽子の検出効率が 90.9% の時に π を陽子と誤識別してしまう割合が 4.3% であった。次にトラックのカットをかけないすべてのイベントに対する飛程 (dE/dx で静止するか、反応を起こすまでの距離) と平均光量の 2 次元プロットを図 5.26 に示す。トラックのカットをかけたイベントに比べて、陽子と π の重なりのある領域が広がっているのがわかる、おもな原因としては、1GeV/c 以上の陽子が相互作用長 ($\sim 50\text{cm}$) よりも比較的短い距離で反応を起こす場合 (dE/dx の線より下側に陽子がプロットされる) や、 π の反応点をトラックの一部として扱ってしまう場合 (π の dE/dx の線よりも上側に π がプロットされる) が挙げられる。ここでは、陽子を積極的に検出するために π の dE/dx の線のすぐ上の図中の線の位置で識別のカットをかけた。結果は、陽子の検出効率が 85.1% の時に π を陽子と誤識別してしまう割合が 11.7% であった。したがって、ニュートリノ反応から生成される陽子と π のトラックを検出した時、 π を陽子と誤識別する割合が π トラック全体の 11.7%、この時の陽子の検出効率が 85.1% である。

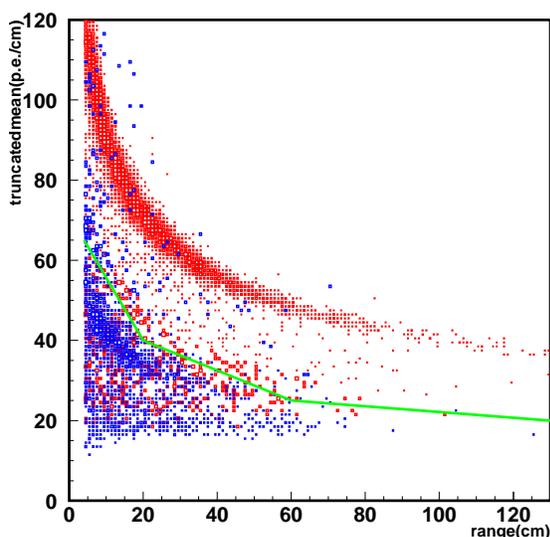


図 5.25: K2K 実験のニュートリノ反応から生成される陽子と π の飛程と 1 層当たりの平均光量の 2 次元プロット。横軸が飛程、縦軸が平均光量 (truncated mean) である。ここでは、トラックの周囲にヒットのないイベントのみを用いていて、そのカットによる効率は陽子で 69.6%, π で 34.9% である。図中の線でカットをし、その上側の領域を陽子、下側の領域を π とする。

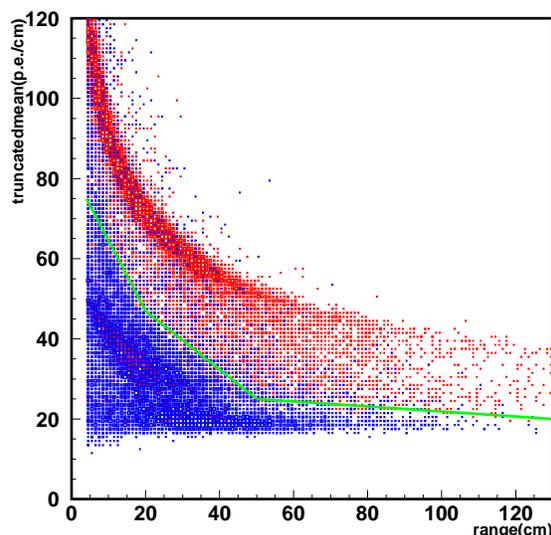


図 5.26: トラックのカットをかけず、すべてのイベントに対して飛程 (dE/dx で静止したかあるいは反応を起こすまでの距離) と 1 層当たりの平均光量の 2 次元プロット。陽子を積極的に検出するために、図の線的位置で識別のカットをかけた。

MC true \rightarrow PID result	entry(%)	MC true \rightarrow PID result	entry(%)
p \rightarrow p	8765 (90.9%)	p \rightarrow p	11789 (85.1%)
p \rightarrow π	873 (9.1%)	p \rightarrow π	2067 (14.9%)
π \rightarrow π	4823 (97.0%)	π \rightarrow π	12727 (88.3%)
π \rightarrow p	217 (4.3%)	π \rightarrow p	1474 (11.7%)

表 5.2: ニュートリノ反応から生成される p/ π に対する飛程と光量の 2 次元プロット (図 5.25, 図 5.26) 中の線で陽子と π を識別した時の識別結果。表の左側がトラックカットを行なった時の結果、右側がすべてのイベントを用いた時の結果。上から陽子を陽子と識別したイベント数、陽子を π と識別したイベント数、 π を π と識別したイベント数、 π を陽子と識別したイベント数である。結果はそれぞれ、陽子の検出効率が 85.1%(トラックカットしたイベントに対しては 90.9%) の時に識別能力は 11.7%(4.3%) であった。

5.8.1 実機での CCQE 反応に対する非弾性散乱反応からのバックグラウンドの量についての評価

ここでは、実機での CCQE 反応に対する nonqe バックグラウンドの量についての評価を行う。評価のために知るべきことは、

- CCQE 反応と、nonqe 反応の内 μ と陽子または π の 2トラックとなるそれぞれのイベント数。
- 2トラックイベントにおける p/π 識別能力 (μ の角度と運動量から再構成したニュートリノエネルギーの関数として)。

である。シミュレーションから、トラック検出効率を 100% とした時の 2トラック事象 (その内 1本は μ トラック) 数は 15340(CCQE), 2978(nonqe: μp), 2467(nonqe: $\mu\pi$) が期待される。これらのイベントに対して μ の運動量及び角度から式 (2.2) を用いてニュートリノエネルギーの再構成をした結果が図 5.28 の左図である。各エネルギー領域における CCQE 反応と nonqe 反応のイベント数を表 5.3 に示す。図中のハッチのかかった領域が、バックグラウンドとして混入してくる non-qe 反応の量である。図中の数字は 2トラックイベントに対する CCQE 反応の量を表しており、 p/π 識別前では CCQE 反応は全体の 73.8% である (non-qe 反応の量は 26.2%)。次にこれら 2トラックイベントの陽子と π の識別能力を、再構成したニュートリノエネルギーの関数として求める。ここでは、エネルギー領域を 11 個 (250MeV ずつ 10 個の領域と 2.5GeV 以上の領域) にわけてそれぞれで p/π 識別能力を評価した。図 5.27、表 5.4 が結果である。したがって、各エネルギー領域における (i 番目のピンの) CCQE 反応数を $CCQE_i$, nonqe 反応からくる μp の 2トラックイベント数を $nqe(\mu p)_i$, $\mu\pi$ の 2トラックイベント数を $nqe(\mu\pi)_i$ とし、その領域での p/π 識別による陽子検出効率を $Peff_{i,\pi}$ を陽子を誤識別する割合を $misID_i$ とすると、識別後の CCQE 反応と non-qe 反応の割合は、

$$CCQE/2track = \frac{\sum_i CCQE_i \times Peff_i}{\sum_i (CCQE_i \times Peff_i + nqe(\mu p)_i \times Peff_i + nqe(\mu\pi)_i \times misID_i)} \quad (5.11)$$

$$nonqe/2track = \frac{\sum_i (nqe(\mu p)_i \times Peff_i + nqe(\mu\pi)_i \times misID_i)}{\sum_i (CCQE_i \times Peff_i + nqe(\mu p)_i \times Peff_i + nqe(\mu\pi)_i \times misID_i)} \quad (5.12)$$

と表す事ができる。この式に、2トラックイベントに関するニュートリノエネルギー再構成の結果と、各エネルギー領域での p/π 識別評価の値を代入して、

$$CCQE/2track = 81.0(\%), nonqe/2track = 19.0(\%)$$

という結果を得た。バックグラウンドの内訳は、 μp イベントが 16%, $\mu\pi$ イベントが 3% である (識別前は、 μp が 14.3%, $\mu\pi$ が 11.87%)。また CCQE イベントに対して識別による検出効率は 0.89 であった (=陽子の検出効率)。 p/π

したがって、識別後に残る主なバックグラウンドは μp イベント (バックグラウンドの 82%) である。このイベントについての、 p/π 識別に用いた以外の情報を使った (たとえば反応点周辺の光量) 具体的な評価についてはまだ行っていない。今後は、トラック検出効率や実際の検出器の構造 (ファイバー中での光量の減衰も含む) も考慮したバックグラウンドの評価と、特に p/π 識別で排除する事のできない μp イベントと CCQE 反応の識別についての研究が課題である。

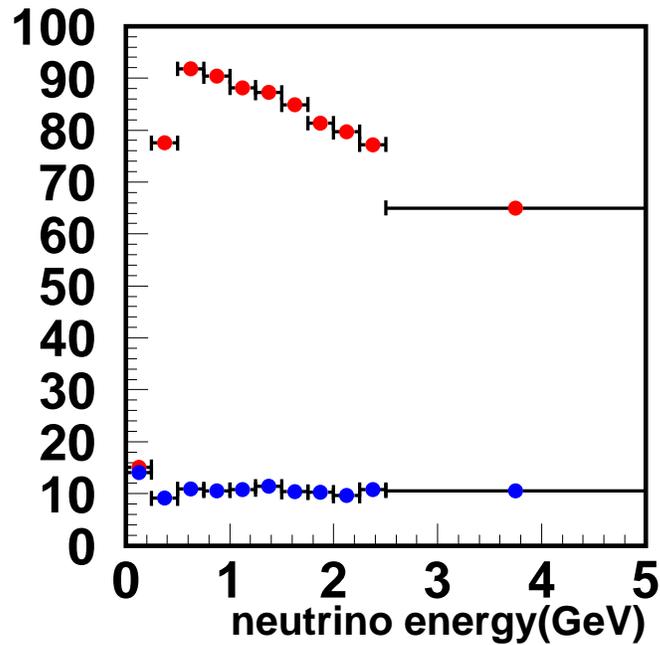


図 5.27: 2トラック事象における p/π 識別能力のニュートリノ再構成エネルギーに対する依存性。上側のプロットが陽子の検出効率、下側のプロットが π を陽子と誤識別する割合である。

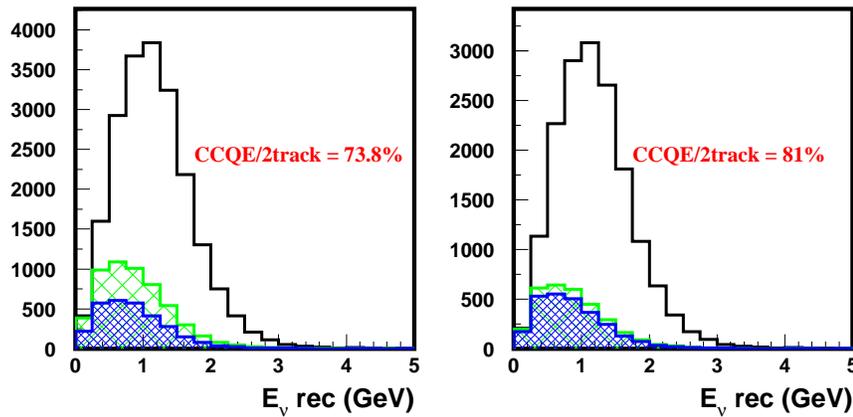


図 5.28: ニュートリノ反応から期待される、2トラックイベントの μ の角度と運動量から再構成したニュートリノエネルギー分布。左は p/π 識別前の分布、右が後の分布でそれぞれハッチがかかった部分が nonQE 反応で、もっとも細かいハッチが nonQE 反応からくる μp イベントである。カットにより $\mu\pi$ イベントの大部分は排除でき、CCQE 反応の割合が 73.8% から 81.0% に増加した。この時主なバックグラウンドとなるのが nonQE 反応の μp イベントである。

$E_\nu(\text{GeV})$	0-0.25	0.25-0.50	0.50-0.75	0.75-1.00	1.00-1.25	1.25-1.50
Total	410	1597	2925	3673	3839	3243
CCqe	27	613	1837	2667	3036	2704
nonqe(μp)	219	574	606	572	414	276
nonqe(μpi)	164	410	482	434	389	263
CCQE/2track(%)	6.5	38.3	62.8	69.5	79.0	83.3
$E_\nu(\text{GeV})$	1.50-1.75	1.75-2.00	2.00-2.25	2.25-2.50	2.50-	
Total	2185	1301	749	409	453	
CCqe	1887	1140	673	361	394	
nonqe(μp)	147	79	38	23	30	
nonqe(μpi)	151	82	38	25	29	
CCQE/2track(%)	86.3	87.6	90.0	88.3	87.0	

表 5.3: 図 5.28 のヒストグラムのエネルギー領域の内訳。一番上の段から、領域内の全イベント数、CCqe 反応、nonqe(μp)、nonqe(μpi) で一番下の段が CCQE 反応の割合である。

$E_\nu(\text{GeV})$	陽子検出効率 (%)	$\pi\text{mis-ID}(\%)$	$E_\nu(\text{GeV})$	陽子検出効率 (%)	$\pi\text{mis-ID}(\%)$
0-0.25	15.1	14.5	1.50-1.75	84.9	11.4
0.25-0.50	77.5	8.05	1.75-2.00	81.3	11.9
0.50-0.75	91.78	8.86	2.00-2.25	78.6	12.2
0.75-1.00	90.4	9.98	2.25-2.50	77.2	13.0
1.00-1.25	88.2	10.6	2.50-	65.0	13.6
1.25-1.50	87.2	11.3	-	-	-

表 5.4: 各ニュートリノエネルギー領域での陽子検出効率と $\pi\text{mis-ID}$ 。ここで、陽子の検出効率にはトラックとして認識できない $350\text{MeV}/c$ 以下の陽子の数も考慮されている。

5.8.2 実機における陽子運動量再構成能力の評価

陽子で 10cm 以上の飛程のものに関して 10 層の平均光量から運動量を再構成した。図 5.29 が再構成した運動量分布で、ヒストが MC true, クロスが再構成の結果である。また、再構成精度 $((MC\ true - \text{再構成運動量})/MC\ true)$ を各運動量領域毎に求めプロットしたものが図 5.30 である。図中の線はプロットを 2 次関数¹でフィットした結果である。ビームテストの結果から期待される通り、10 層の dE/dx の情報から 1GeV/c 以下の陽子に対して 10% 以下の精度で運動量を再構成できることが期待できるという結果であった。

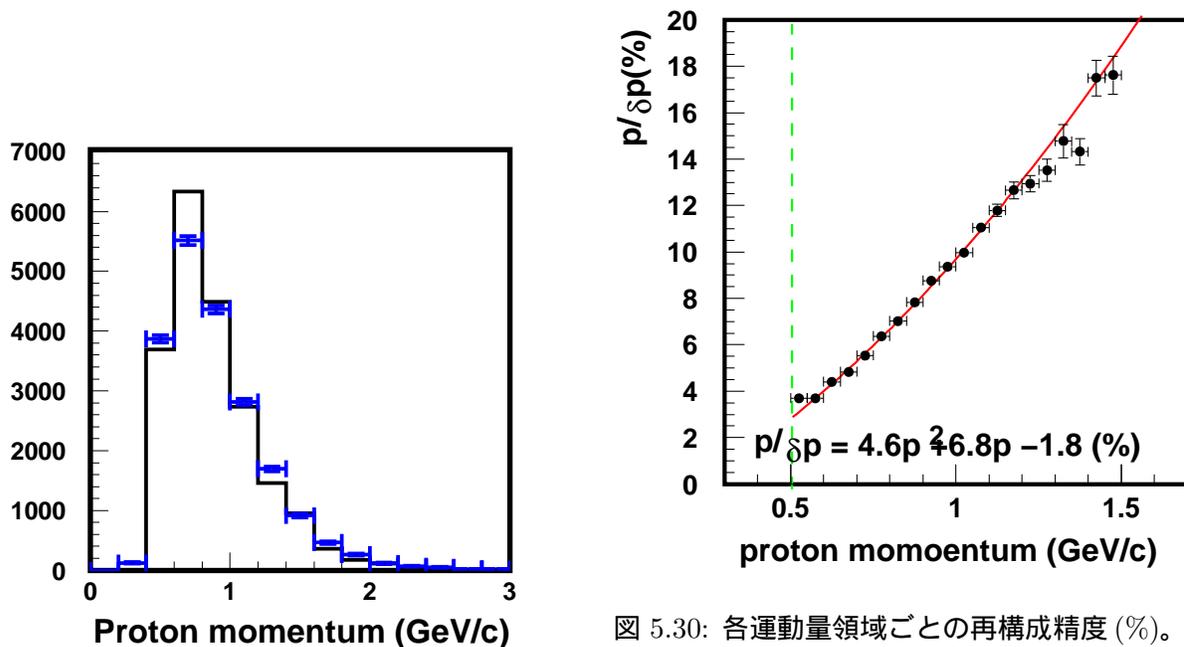


図 5.29: K2K 実験のニュートリノ反応から生成される陽子の内、10cm 以上の飛程のイベントに対して 1 層当たりの平均光量から運動量を再構成した結果。ヒストが MC true をクロスが再構成した結果を示している。

図 5.30: 各運動量領域ごとの再構成精度 (%)。横軸が陽子の運動量 (MC true), 縦軸が再構成精度 $((MC\ true - \text{再構成運動量})/MC\ true)$ である。図中の線はプロットを 2 次関数でフィットした結果である。1GeV/c 以下では 10% 以下の精度での再構成が期待できる。また点線より低い領域に関しては飛程から再構成する。

¹Bethe-Bloch の非相対論近似 ($dE=c/p^2+c'$) から運動量再構成の精度 ($\delta p/p$) は運動量の 2 次に比例することが期待できる。ただし、光量測定の精度は一定として扱った。

5.9 光量の補正の精度と粒子識別能力

ビームテストでは、MIP π を用いて各チャンネルの光量の補正を行ない(補正の精度は1.6%)、粒子識別能力の評価を行なった。しかし実機では、検出器に π や μ ビームを通すことはできないため、宇宙線や他の前置検出器からの μ を用いて補正をすることになる。ただし、各チャンネルで減衰長の補正からくる誤差やMAPMTゲインの補正からくる誤差のため補正精度は今回のビームテストより悪くなるはずである。ここでは、光量の補正精度が悪くなった時に粒子識別能力にどれくらいの影響があるか調べ、そこからゲインモニターシステムに要求されるモニター精度について評価する。

ここで行なった評価の手順は以下の通りである(ここでは1.2GeV/cのデータに対して評価を行なった。)

- ビームテストで得られた各層の光量分布の分布全体をランダムに動かす。
- その光量分布をもとにしてLikelihoodを計算し、識別能力を評価する。
- 動かした後の各層の光量分布の平均値のばらつき(R.M.S)を補正精度とする。
- 以上の作業を500回くりかえし、各結果をプロットする。

図5.31は、500回の結果をプロットした図である。横軸が補正精度、縦軸が識別能力(misID)である。この図より、補正精度が10%以下では識別能力には影響はないが、10%以上になると識別能力が低下することがわかる。

ここで実機における光量の補正の精度について考える。

1成分指数関数で光量を補正した時に減衰長測定の誤差とMAPMTから荷電粒子のトラックまでの距離の誤差からくる補正誤差は、減衰前の光量を y 、トラックまでの距離を d 、ファイバーの減衰長を λ として

$$\left(\frac{\delta y}{y}\right) = \frac{d}{\lambda} \sqrt{\left(\frac{\delta d}{d}\right)^2 + \left(\frac{\delta \lambda}{\lambda}\right)^2}$$

と表せる。

また減衰長測定の結果から、1成分指数関数で光量を補正した時、主にシンチレータの発光量のばらつきからくる系統的な誤差が1.44%であると評価した。

以上の事を考慮し、MAPMTからの距離と光量の補正精度の関係をプロットしたものが図5.32である。ここで波長変換ファイバーの減衰長は、2003年2月からの部分読み出しに用いる386本の測定結果から(次章で述べる)、359.1cmとし、測定精度は3%としている。また距離の誤差としては0.66cm(=2.3/ $\sqrt{12}$)としている。ここから実機で最も遠いところ(MAPMTから340cm)での補正精度は、3.2%であると評価できる。

したがって、検出器すべての場所での補正の精度を10%以下にするためには、ゲインモニターの精度を、

$$\text{ゲインモニターの精度} = \sqrt{10^2 - 3.2^2} = 9.47\%$$

以下におさえる必要がある。

したがって、本実験でのゲインモニターに要求されるモニター精度は9.5%以下である。次章からこの要求をみたすゲインモニターシステムの開発とモニター精度の評価について述べる。

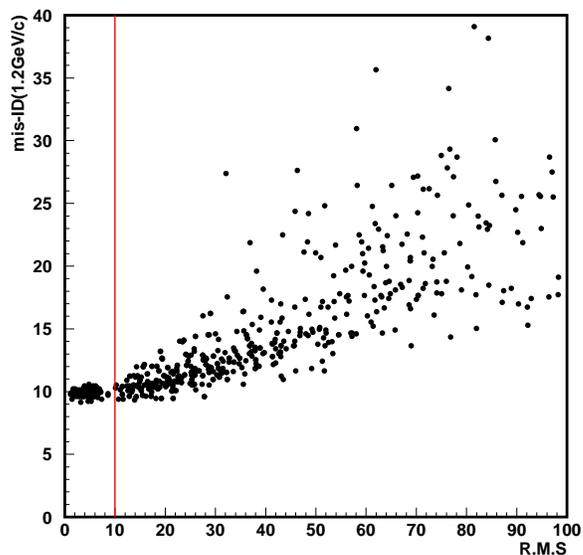


図 5.31: ゲインの補正精度と p/π 識別能力の相関図。ビームテストで取得したデータで光量の補正係数をランダムに動かして粒子識別を行ない ($1.2\text{GeV}/c$)、その結果とそのときの各層の光量のばらつき (RMS) をプロットした。

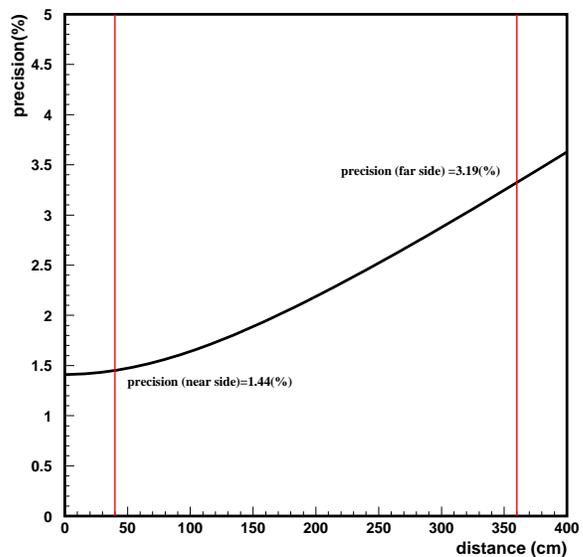


図 5.32: 実機で予想される、MAPMT からの距離と光量の補正の関係。図中の 2 本の線で挟まれた領域が実際にシンチレータのある場所である。MAPMT からもっとも遠いところで補正精度はおよそ 3.2% である。

第6章 ゲインモニターシステム

6.1 目的と要求される性能

Scibar 検出器では、各チャンネルのエネルギー較正 (p.e./MeV) を宇宙線 μ を用いて行なう。 μ のデータを常に同じ条件下で収集するために、MAPMT のゲインの相対的な変化をモニターし、変動があればそれを較正する必要がある。また、本検出器では p/π の識別や陽子運動量再構成を dE/dx の情報をもとに行なう。したがって、比較的短い間隔 (1 時間程度の間隔) で MAPMT の各チャンネルのゲイン変化をモニターすることが検出器の性能を最大限発揮するために重要であり、そのためのシステムを開発する必要がある。

ゲインモニターシステムに要求される性能は以下の通りである。

- チャンネル数が 15000ch と多いため、光源の数を減らしてかつ一度に多チャンネルに光を入射できるようにする。
- サチュレーションを避けるため、MAPMT の各チャンネルに入る光量のばらつきを最大 (1(光量が最小のチャンネル):6(光量が最大のチャンネル)) 程度以下に押さえる。
- 9.8%以下の精度でゲイン変動をモニターできる。

要求内の (1:6) という数字は、MAPMT を 6×10^5 で使用する時のサチュレーション点がおおよそ 200(p.e.)^[10] であるという事、ゲインモニターでは各チャンネルに 30(p.e.) 程度の光量を入射する¹、ということから見積もった値である。

これらの要求を満たすシステムとして、「Light Injection Gain Monitoring System」を開発した。この章では、まずこのシステムの概要について述べ、次に各構成要素について特性を評価する。次章では、ゲインモニター精度について評価し、このシステムが要求される条件をすべて満たしていることを述べる。

6.2 ゲインモニターシステムの概略図

図 6.1 は、開発したゲインモニターシステムの概略図である。このシステムを用いてのゲインモニターの原理は以下の通りである。

このシステムでは、光源に LED を用いる。LED の光は 120 本のクリアファイバー (1.0mm ϕ) に分けられ、それぞれが各 MAPMT につき 1 つずつセットした、「Light Injection Module(以下 LIM と略)」という内側の壁に反射材を塗った中空の筒に運ばれる。また、LED の発光強度は PIN

¹統計から 30(p.e.) の光量で 300event 観測すると、誤差が 1%になる。300event というのは実機ではおおよそ 10 分で取得できる。

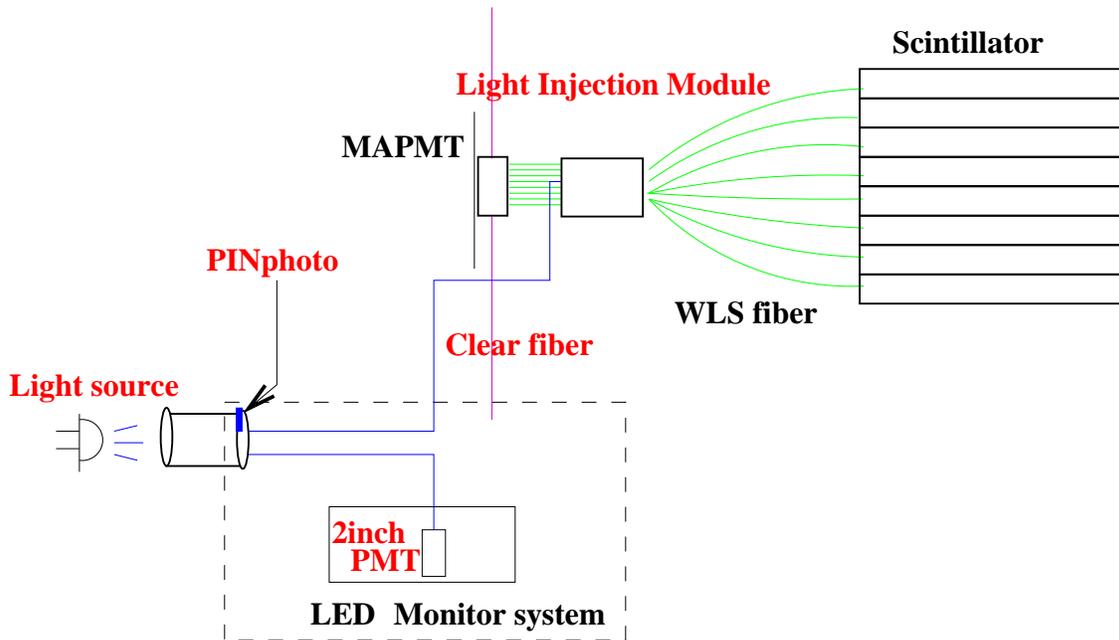


図 6.1: 開発したゲインモニターシステムの概略図。LED の光は 1.0mmφ のクリアファイバーにより、「Light Injection Module(LIM)」に運ばれる。運ばれた光は LIM の中で拡散しながら 64 本の WLSfiber に一様に入射し、MAPMT の各チャンネルに運ばれる。

photodiode とクリアファイバーの一部を 2inchPMT に接続し、それら 2 つでモニターする。LIM に入射した光は、筒の中で拡散しながら軸対称に配置された波長変換ファイバーに吸収され、再発光する。その再発光された光が MAPMT の各チャンネルに入射する。この様にして入射した光に対する各チャンネルの出力とモニターでの出力を比較することで、ゲインの相対的な変動をモニターすることができる。このシステムでモニターすべき量とゲインのモニタ方法をまとめると以下の通りである。

LED を点灯させた時 (発光強度を I_{LED} とする) の、PIN photodiode, 2inchPMT, MAPMT の各チャンネルの出力をそれぞれ、 ADC_{PIN} , ADC_{2inch} , ADC_{MA} とする。また後述するが 2inchPMT には単一なエネルギーの α 線を出す線源が付いていてその出力 ADC_{am} から 2inchPMT のゲインの変化を補正することができる。それぞれの出力は、

$$ADC_{PIN} \propto (\text{LED の発光強度})$$

$$ADC_{2inch} \propto (\text{LED の発光強度}) \times (2inchPMT \text{ の増幅率})$$

$$ADC_{am} \propto (2inchPMT \text{ の増幅率})$$

$$ADC_{MA} \propto (\text{LED の発光強度}) \times (\text{MAPMT の増幅率})$$

と表すことができるので、これらの測定量を用いて

$$\text{LED の発光強度 (I}_{\text{LED}}) \propto \text{ADC}_{\text{PIN}}, \text{ADC}_{2\text{inch}} / \text{ADC}_{\text{am}}$$

$$\text{MAPMT の増幅率} \propto \text{ADC}_{\text{MA}} / \text{I}_{\text{LED}}$$

がモニターすべき量となる。また

$$(\text{ADC}_{2\text{inch}} / \text{ADC}_{\text{am}}) / \text{ADC}_{\text{PIN}}$$

という量も同時にモニターし、PIN photodiode と 2inchPMT での LED の発光強度のモニターのコンシステンシーをチェックする。

このシステムの利点であり最大の特徴は、少ない光源 (実機では 2 つ) で 15000ch のゲインのモニターができるという点である。さらに光源に LED を用いることで安価に製作することができる。

以下、各構成要素の特性について述べる。

6.3 LED

このゲインモニターシステムでは光源に LED (日亜化学 NSPB500S) を用いる。LED に要求される性能として、

- 光量が長期間安定であること
実機では、スピル間に数イベントずつモニター用のデータを取得し、30 分～1 時間毎にゲインをモニターする。したがってその間光量が安定していることが重要となる。

が挙げられる。

6.3.1 光量の安定性

LED の光量の安定性を調べるために、図 6.2 のセットアップで測定を行なった。LED を 2 つ用いているのは、光量の変化が観測された場合に、それが LED 自身の特性によるものか、もしくは LED にパルスを供給するドライバーあるいはその電源系統によるものかを判断するためである (後者の場合、2 つの LED が同じ挙動をしめすはずである)。また光量のモニターとして、PIN-photodiode と 2inchPMT を用いているのは、クロスチェックのためである。このセットアップで 20 分ごとに 1 回、約 1 週間測定を行なった。

測定結果を図 6.3 に示す。2 つの LED は 1 週間の間、それぞれ 0.93%、1.17% の精度で安定であった。またそれぞれの変化には相関が見られないため、この結果は LED 自身の安定性を測定しているといえる。したがって LED は長期間にわたってほぼ 1% 程度で安定であり、実機でのゲインモニターの要求を十分満たしている。

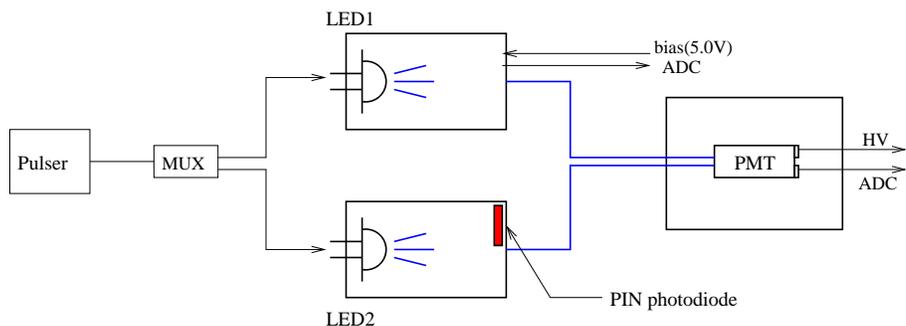


図 6.2: LED 光量安定性測定セットアップ

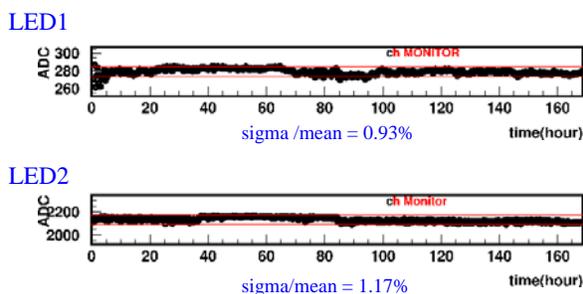


図 6.3: LED 光量の時間変化。LED1 は 2inch-PMT での測定結果、LED2 は PINphotodiode での測定結果である。図中の赤い線は平均値から $\pm 2\%$ のラインである

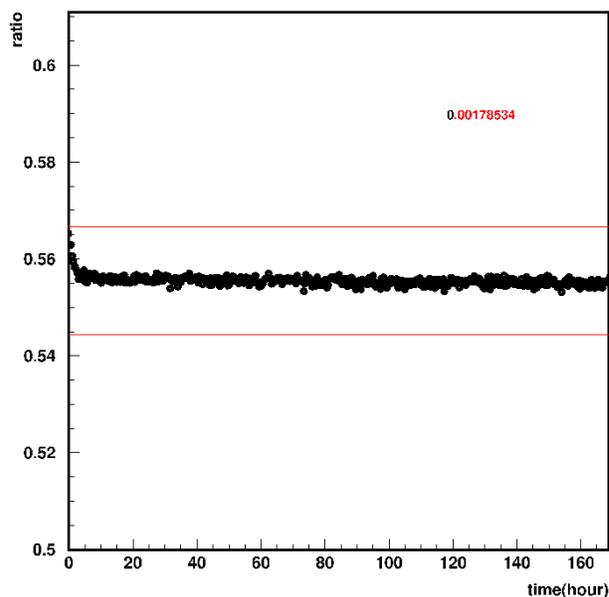


図 6.4: LED 光量モニターのカロスチェックの結果。2つのモニターは0.17%の精度で一致している。

有効受光面積	5.8×5.8 cm ²
感度波長範囲	190-1000(nm)
暗電流	0.02nA (@ 25 °C)
暗電流の温度計数	12%/ °C
受光感度 @470nm	0.24 A/W
感度の温度特性	<0.01%/ °C
逆バイアス	5 V(max)

表 6.1: PIN photodiode(S1227-66BQ) の特性。

6.4 PIN photo-diode

LED の発光強度の相対変化のモニターとして、PIN photodiode(Hamamatsu S1227-66BQ) を用いる。主な性能を表 6.1 に示す。

また、PIN photodiode に要求される性能としては、

- 十分大きい光量までリニアリティーがあること
ゲインモニターでは、光源部分で各クリアファイバーに入射する光量が PIN photodiode のおよそ 1/100 であり、LightInjection Module でさらに 64 分割され、WLSfiber での伝搬効率が数 10% であることを考慮すると、MAPMT に入射する光量は PIN photodiode への入射光量の約 10^{-5} 倍程度である (逆にいうと、PIN photodiode には MAPMT の約 10^5 倍の光が入射する)。したがって、このような大きい光量でもリニアリティーがあることが要求される。
- 長期間安定に動作すること
MAPMT のゲインをモニターしている期間中、モニターシステム自体が安定であることが重要である。

が挙げられる。以下、これらの特性について評価する。

6.4.1 リニアリティー

図 6.6 に、リニアリティー測定のセットアップを示す。リニアリティーは同じ LED の光を 2 つの PIN photodiode で測定し、その出力を比較することで測定できる。この時 LED1 は、発光強度の小さくなる所に置き、LED の光量のモニターの役割をする。この様にして、LED の発光強度を変えながらその時の 2 つの PIN photodiode の出力をプロットしたものが、図 6.7 である。

結果は ADCcount で 3000 以上まで、0.9% 以下の精度で線形性があることがわかった。この 3000count というのは、光電子の数に直すと

$$0.25(\text{pC/count}) \times 3000\text{count} \times \frac{1.6 \times 10^{-19}(\text{C/p.e.})}{1} = 4.7 \times 10^9(\text{p.e.})$$

に対応する。したがって、MAPMT に入射する光量が $10^3(\text{p.e.})$ まではモニターでき、じゅうぶん要求を満たしている。

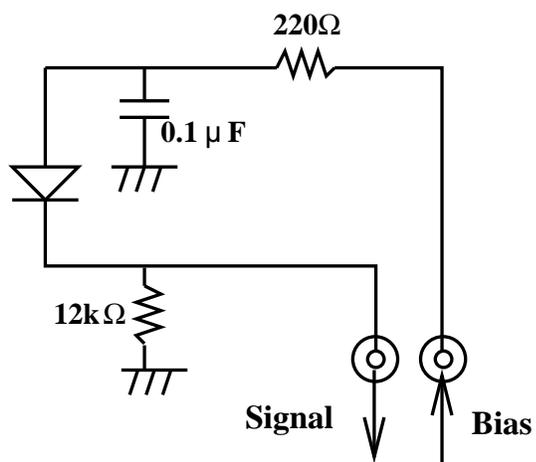


図 6.5: PIN photodiode の逆バイアス回路

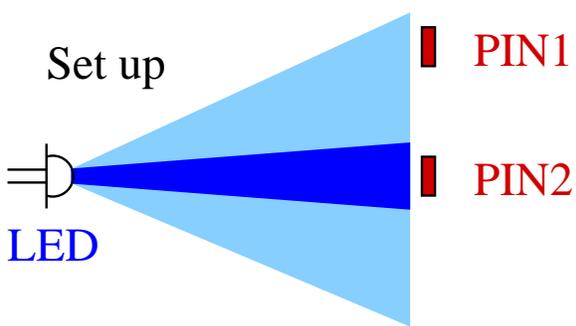


図 6.6: リニアリティ測定のためのセットアップ。

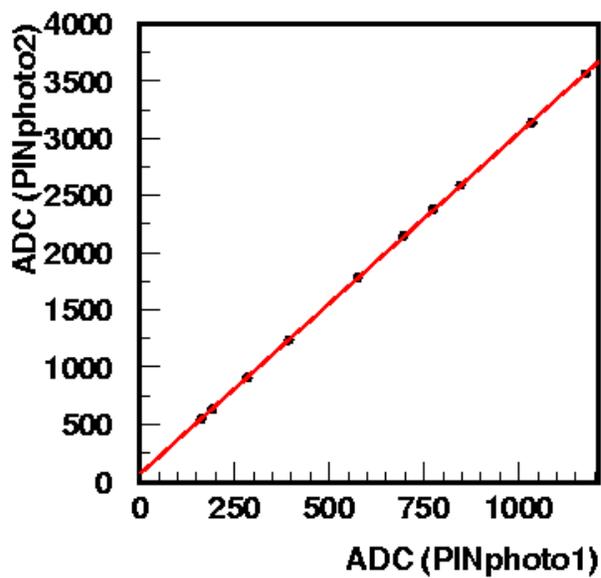


図 6.7: PIN photodiode の線形性。

6.4.2 長期安定性

リニアリティー測定と同じセットアップで、2つのPIN photodiodeの出力を1週間比較した。図6.8はそれぞれの出力をプロットしたもの、図6.9はそれぞれの出力の比をプロットしたものである。各図で横軸は時間を、縦軸は出力及び出力の比を表している。また赤の線はそれぞれデータの平均から $\pm 2\%$ の線を示している。

1週間、2つのPIN photodiodeの出力の比は0.13%の精度で安定であり、長期安定性の要求を十分満たしている。

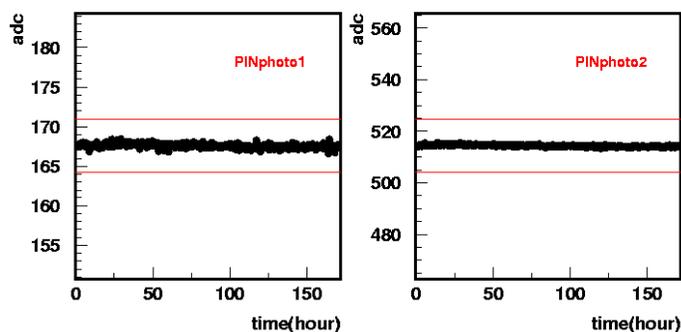


図 6.8: リニアリティー測定 (1)。それぞれの図は2つのPINphotodiodeの出力を一週間プロットしたものである。

6.5 2inch PMT

PIN photodiodeとともに2inchPMTを、LEDの発光強度のモニターに使用する。2inchPMTを用いる主な理由は、

- PIN photodiodeがLEDの発光強度をきちんとモニターできている事を別のモニターを用いてクロスチェックするため。
- PIN photodiodeが正常に動作しなくなった時、引き続いて発光強度のモニターを行なうため。

である。

ゲインモニターシステムに用いるPMTは、鉛ガラス検出器に用いられていたPMTと同じもので、光電面に単色の α 線源(5.5MeV)である Am^{241} がNaIに埋め込まれたものがセットされており、ゲインの較正が行なえる様になっている。図6.10、図6.11は、印加電圧950Vの時の線源のオシロスコープで観測したシグナルとADC分布である。

したがって、LEDの測定値(ADC_{LED})を Am パルサーのADC分布の平均値(M_{Am})で割った値がLEDの発光強度を示す指標となる。

$$\text{Intensity}(\text{LED}) \propto \frac{\text{ADC}_{\text{LED}}}{M_{\text{Am}}} \quad (6.1)$$

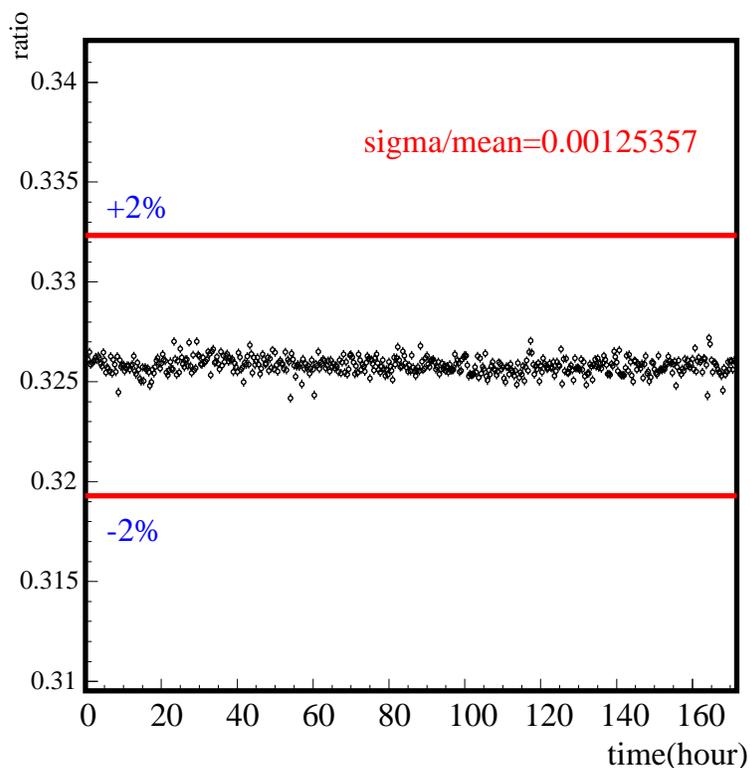


図 6.9: リニアリティー測定 (2)。図は 2 つの出力の比をプロットしたもの。

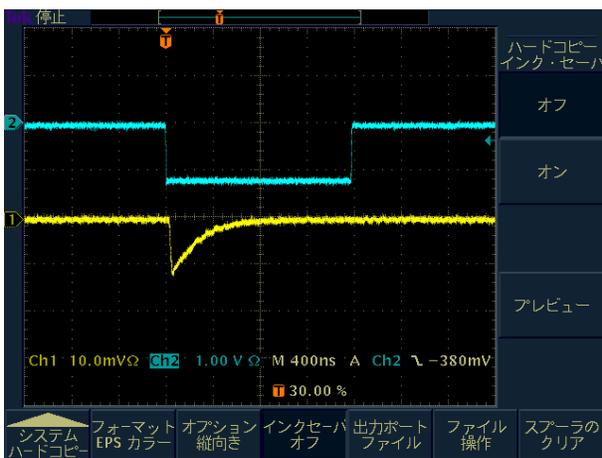


図 6.10: Am^{241} のシグナル。ch1 がシグナル、ch2 が ADC ゲートを示している。

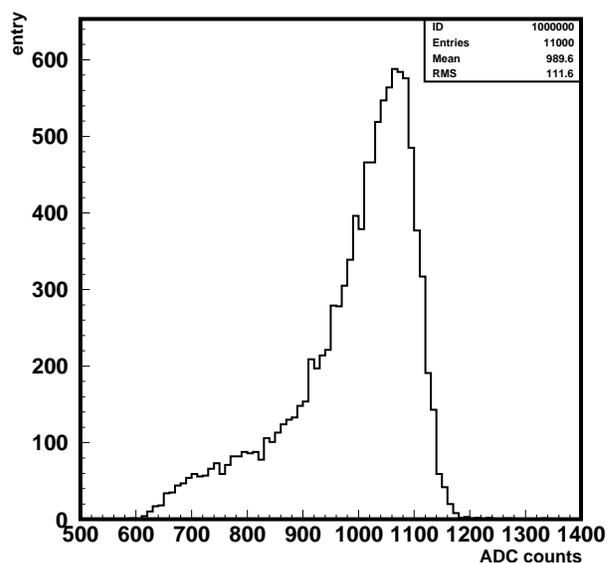


図 6.11: Am^{241} の ADC 分布。分布の平均値を用いてゲインの較正を行なう。

6.6 光源

モニターシステムの光源部分の基本的なデザインを図 6.12 に示した。LED は、円錐状に穴の開いた ABS 樹脂製の筒の底の部分にマウントする。内側の壁には、反射材 (BC620A)² を塗り、各クリアファイバーへ入射する光量をより大きくする。LED と向かい合う面には、アクリル製の円盤が筒と固定されており、その中央に PIN photodiode を配置して、LED の発光強度をモニターする。また、LED の光を運ぶクリアファイバーは 14 本を 1 束とし、PIN photodiode を中心に 8 束 (ただし内 1 束は 15 本) 円周状に配置する。したがって 1 つの光源が 113 本に分岐される事になる。112 本は LIM に送り、1 本は LED の発光強度のモニター用に 2inch PMT に送る。

本システムにおいて光源部分に要求される性能は、「一様な強度の光をクリアファイバーに入射すること」である。次節で光源部分での入射光の一様性についての評価を行なう。

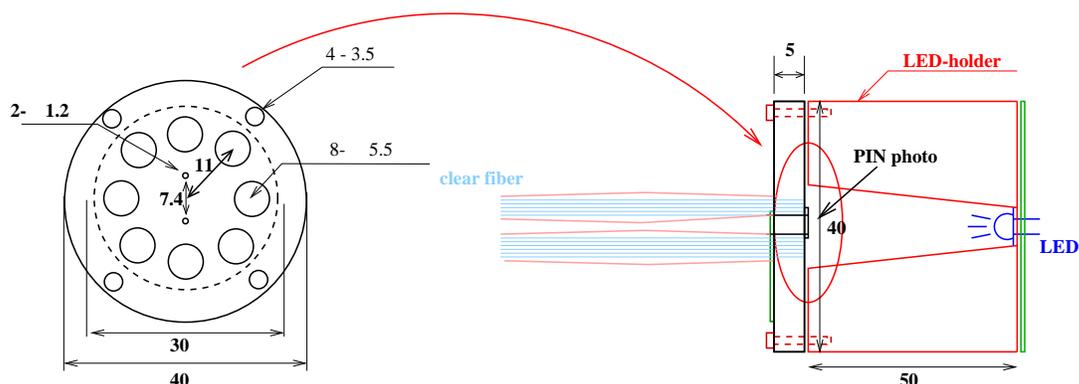


図 6.12: 光源部分の模式図 (右) と、入射部分の拡大図 (左)。左図で 3.5φ の穴は筒との固定用の穴。1.2φ は、PIN photodiode を固定するための穴。5.5φ が 14 本のクリアファイバー束を固定するための穴である。

6.6.1 入射光の一様性の評価

図 6.13 に測定の設定アップを示す。実機でクリアファイバー束が配置される各領域について 3ヶ所ずつ、計 24ヶ所にクリアファイバーを配置し、入射する光量を 16chMAPMT2 個を用いて測定し、比較することで一様性を評価した。

図 6.14 に結果を示す。左図は各場所での光量をプロットした図であり、横軸の Position と実際の場所の関係は図 6.15 に示されている。6.14 の右図は Lego プロットである。各棒は各場所での光量を示していて、青の棒がもっとも外側の 8ヶ所を、緑の棒が真ん中の 8ヶ所を、赤の棒が内側の 8ヶ所の光量を示している。

全 24ヶ所での平均光量は 41.08(p.e.)、RMS は 11.83%、光量の MAX/MIN は 1.662 であった。

²BICRON 社製の反射材。

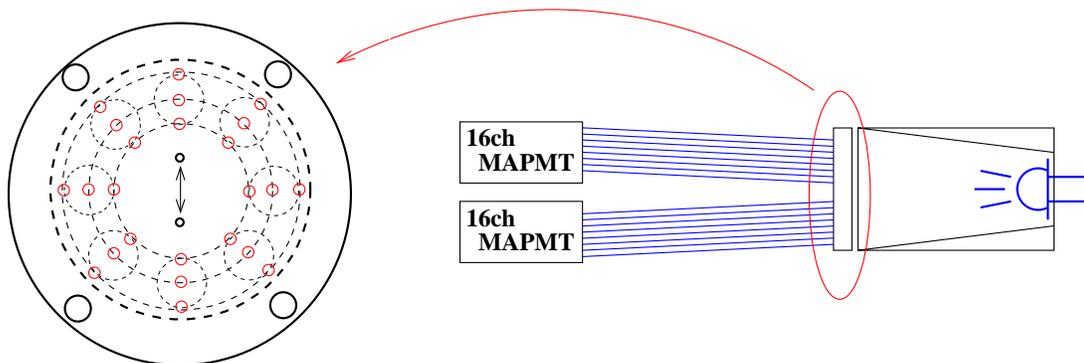


図 6.13: 一様性測定のセットアップ。左図の様に、実機でクリアファイバーが設置される領域内の24ヶ所での光量を測定し、比較することで一様性の評価を行なう。

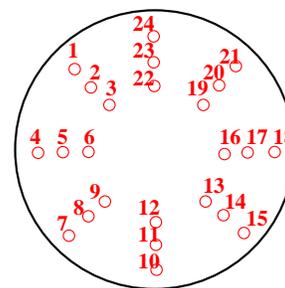
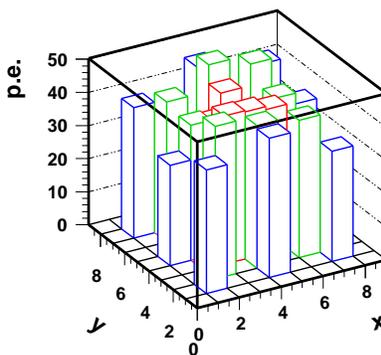
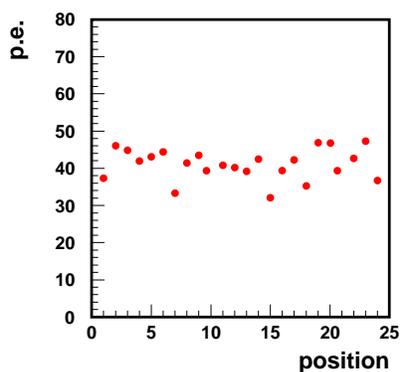


図 6.14: 入射光の測定結果。左図は各場所での光量を右図はその Lego プロットである。

図 6.15: 6.14 左図の Position 番号と実際の配置の関係。前半 12ヶ所は、反時計周りに外側から番号付けしてあり、後半 12ヶ所は内側から番号付けしてある。

6.7 Light Injection Module

クリアファイバーによって運ばれた LED 光を、一度に 64 本の波長変換ファイバーに一様な強度で照射するために、図 6.16 の「Light Injection Module(LIM)」と呼ばれるコネクタを開発した。実機では、シンチレータから出てくる波長変換ファイバーはこのコネクタを通過してから MAPMT に接続される。64 本のファイバーをコネクタ中で 1 重の円周上に軸対称に配置し、クリアファイバーからの光を一様に吸収できるようにした。クリアファイバーは MAPMT から見て遠い方から差し込み、接着する。図 C.5 は実際と同じ状況をセットアップした時の写真である。写真の中央の白く見える筒が開発したコネクタである。このコネクタはデルリンと呼ばれるポリオキシエチレン樹脂で製作した。デルリンは波長変換ファイバーのクラッドよりも軟らかくファイバーを傷つける心配がない。またコネクタの内側には反射材 (BC620A) を塗り、各ファイバーでの吸収効率をより高くする。以下で、MAPMT への入射光の一様性について評価する。

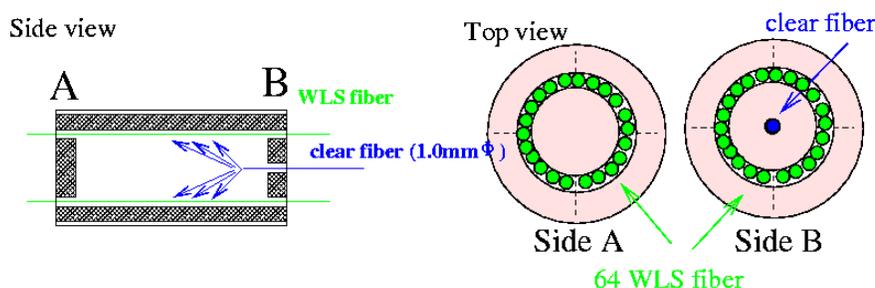


図 6.16: Light Injection Module の模式図。

6.7.1 MAPMT への入射光の一様性の評価

セットアップを図 6.18 に示した。今回の測定では全 64ch の内半分の 32ch に関して測定をした。結果を図 6.19 に示す。右図は 32ch の光量をプロットし、左図はその Lego プロットである。Lego プロットの各棒は測定した MAPMT のチャンネルと光量を示しており、チャンネルと各座標の関係は図??に示してある。結果は 32 チャンネルの平均光量が 37.08(p.e.)、分布の RMS が 13.61%、光量の MAX/MIN=1.735 であった。13.61%程度で一様であるといえる。光源でのクリアファイバーへの入射光の一様性の測定結果とあわせて、このシステムでの全 MAPMT の各チャンネルに入射する光量のばらつきは、

$$\sqrt{11.83^2 + 13.61^2} = 18.03(\%)$$

で、ばらつきの最大値 (MAX/MIN) は、

$$1.662 \times 1.735 = 2.880$$

程度であると評価できる。これは、各チャンネルへの入射光量のばらつきを factor6 程度以下におさえるという、システムに要求される条件を満たすものである。

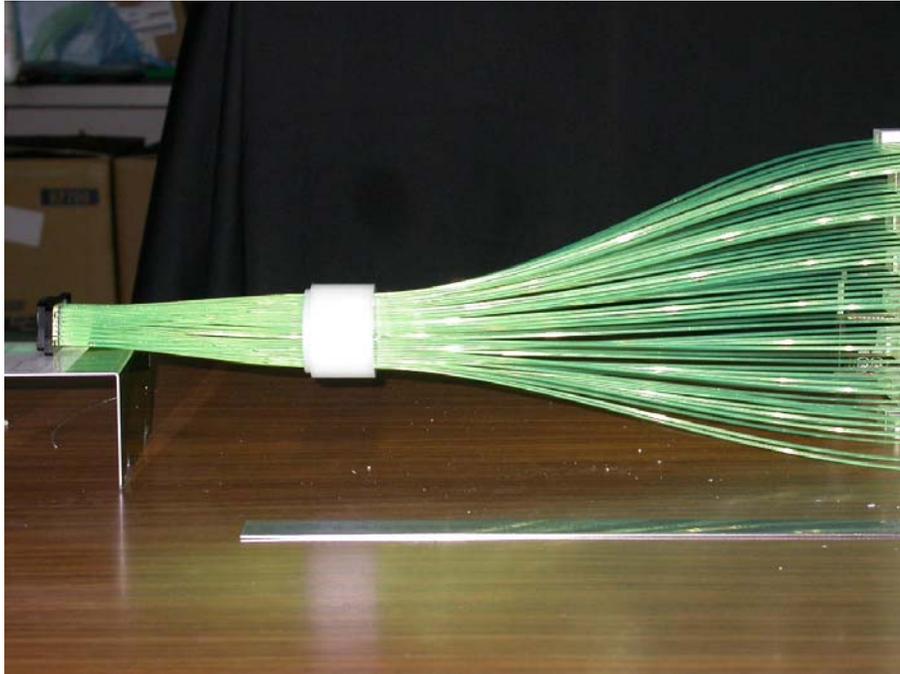


図 6.17: Light Injection Module を含めた実際のセットアップの様子。中央の白い筒が開発した Light Injection Module である。

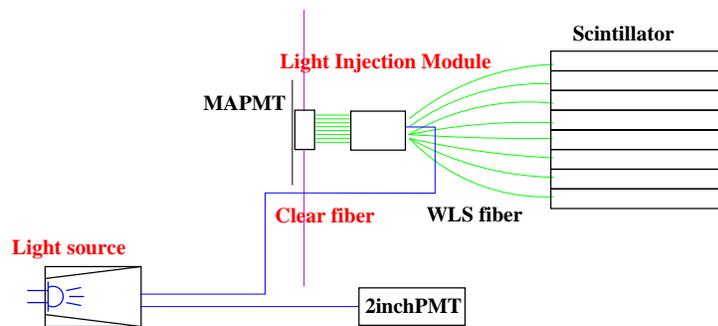


図 6.18: MAPMT への入射光の一様性の評価のための測定セットアップ。

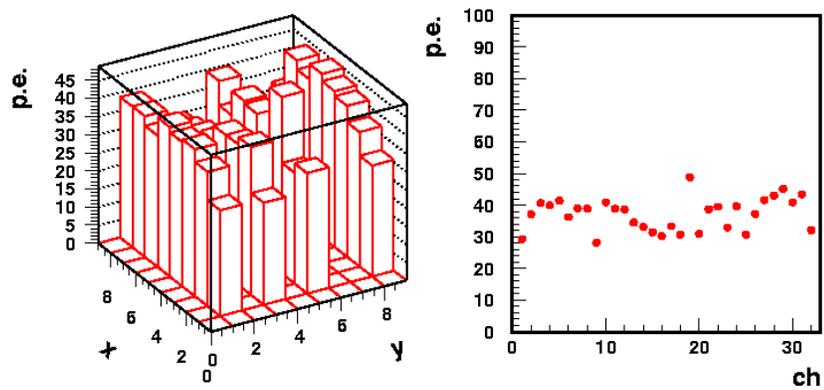


図 6.19: 測定結果。右図が各チャンネルへの入射光量。左図がその Lego プロットである。本測定では第 1(ch1-ch8),3(ch17-ch24),5(ch33-ch40),8(ch57-ch64) 列の 32ch について測定した。

6.8 ゲインモニターシステム各構成要素の特性評価のまとめ

本章では、Scibar 検出器に用いるために開発したゲインモニターシステムの概要と特徴及びシステムの各構成要素の特性について評価した。

- LED の発光強度
LED の発光強度は長期間 (本測定では 1 週間) にわたって、1%程度の精度で安定である。
- PIN photodiode
リニアリティーに関しては、 10^9 (p.e.) 以上までであり実機において MAPMT の各チャンネルに入射する光量が 10^3 程度までモニター可能である。また長期安定性のテストでは出力が 1 週間で 0.13%の精度で安定であった。
- 光源部分
光源部分では LED の光を 112 個に分けるが、それぞれの光量のばらつきは 11.83%(RMS) であると期待できる。
- Light Inlection Module
クリアファイバーで送られてきた光を 64 本の波長変換ファイバーに照射し、それぞれの光量のばらつきは 13.61%(RMS) である。
- モニターシステム実機で 15000ch のそれぞれに入射する光量のばらつきは 18.03%(RMS) で光量の最大と最小の比 (MAX/MIN) は 2.880 程度と評価した。この程度のばらつきならば、MAPMT のサチュレーションを気にせずモニターすることができる。

第7章 ゲインモニターシステムの長期安定性及びモニター精度の評価

本章では、ゲインモニターシステムのプロトタイプ検出器を製作して行なった、11月17日から12月31日までのべ45日間にわたる長期安定性のテストとモニター精度の評価についての結果を述べる。

7.1 セットアップ

図7.1にセットアップを示す。本測定では、モニターシステムを用いたゲイン変動のモニター用のデータと宇宙線 μ のデータを収集する。データ収集のトリガーロジックを図7.2に示す。LEDのデータと2inchPMTのゲイン較正用のデータは2時間おきに収集し、その間宇宙線のデータを収集した。また各測定でLEDのデータは1Hzで300event(図7.3, 図7.4, 図7.5)、ゲイン較正用のデータは約20-30Hzで1000event(図7.6)、宇宙線のデータは約100eventずつ取得した。各測定において、分布のRMSをイベント数の平方根で割った値を測定の統計誤差として付けると、MAPMTでは0.87%, PIN photodiodeでは0.02%, 2inchPMTでは0.09%の精度で分布の中心値を決定している。ただし、2inchPMTではゲイン較正の精度が0.35%であるため、ゲイン補正後の精度は0.36%になる。したがって、後述の通り実際の解析でのLEDの発光強度のモニターには、精度の良いPIN photodiodeの結果を使用する。またMAPMTは64chの内32chを読みだし、その内の4chに関して宇宙線のデータを収集した。宇宙線データは12時間でおおよそ600eventを収集し、1.95%の精度で絶対ゲイン(ADC counts/2MeV)を決定している。

7.2 LEDの発光強度のモニター系の安定性

図7.8は、左図が45日間のLEDの発光強度をPIN photodiodeで測定した時の出力を、右図が2inchPMTで測定した時の(ゲインを補正した)出力を12時間毎にプロットしたものである。各図で、横軸は時間(単位は1日)、縦軸はそれぞれの出力を示しており、2本の線はそれぞれの図で、全プロットの平均値から $\pm 2\%$ の値を示している。2inchPMTのゲインの補正は前章で述べたとおり、Amパルサーの出力を用いて行なった。図7.9は、左図がLEDの発光強度を45日間測定した(ゲインを補正していない)結果、右図がAmパルサーの出力を測定した結果である。これらの左図のプロットを右図のプロットで割ったものが、図7.8の右図である。

次に、PIN photodiodeと2inchPMTのコンシステンシーチェックとして、(2inchPMT/PIN photodiode)をプロットし、そのばらつき(RMS/mean)を計算した。図7.10は、(2inchPMT/PIN photodiode)をプロットした図である。図中の線はこれまでと同じ平均値から $\pm 2\%$ の線である。ま

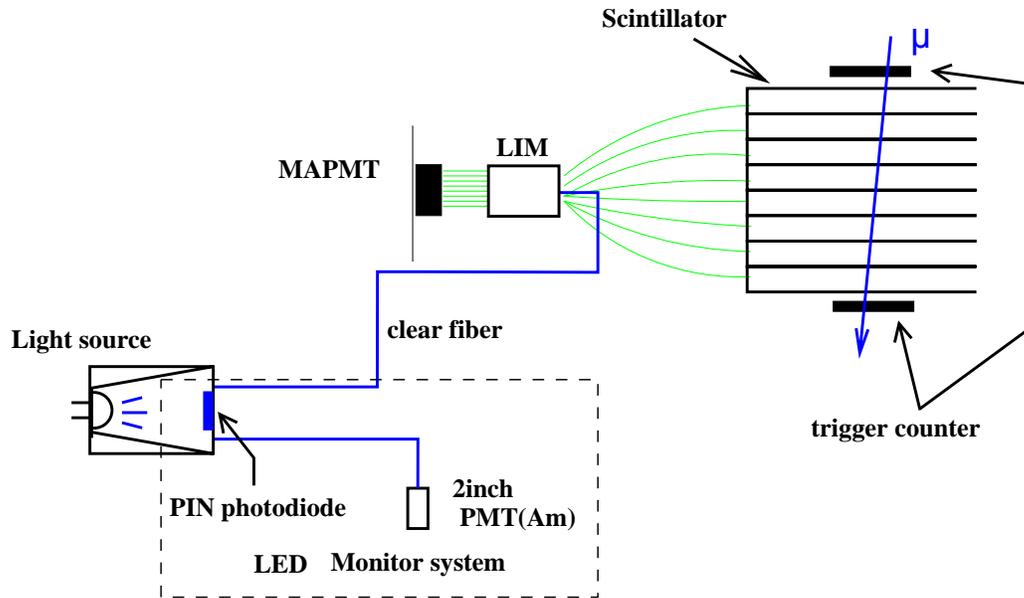


図 7.1: 長期安定性及びモニター精度の評価のための測定のセットアップ。

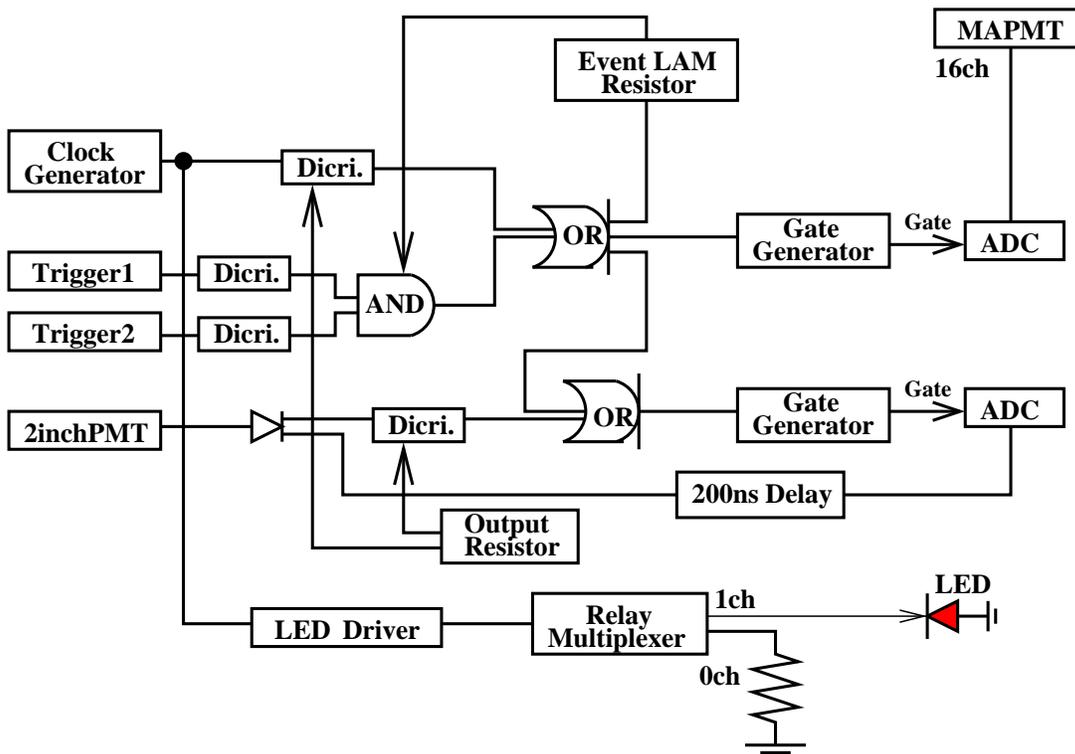


図 7.2: データ収集のトリガーロジック。

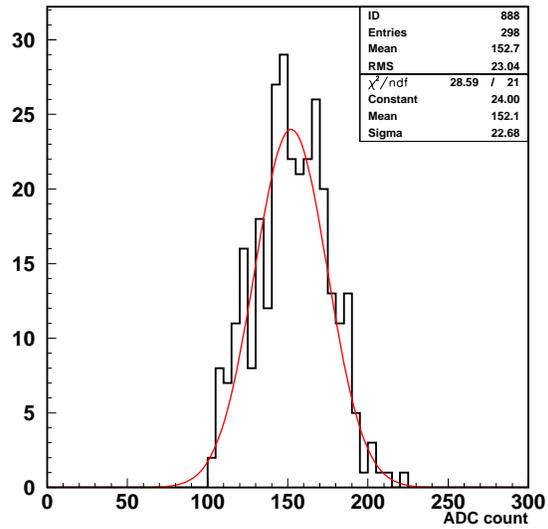


図 7.3: LED を 1Hz で点灯させて 300event 収集した時の MAPMT の ADC 分布。152.7±1.3 と分布の中心値を 0.87% の精度で決定している。

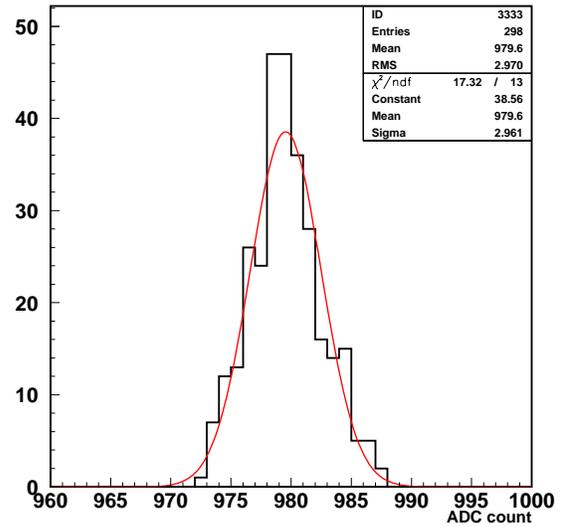


図 7.4: Pin photodiode の ADC 分布。979.6±0.17 と LED の発光強度を 0.02% の精度で測定できる。

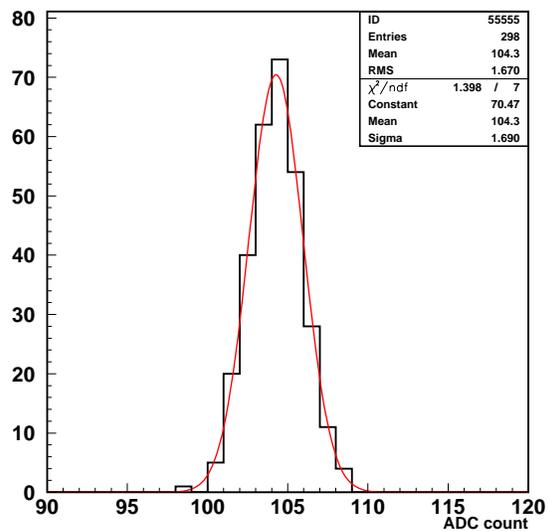


図 7.5: 2inchPMT の ADC 分布。104.3±0.10 と分布の中心値を 0.09% の精度で決定している。

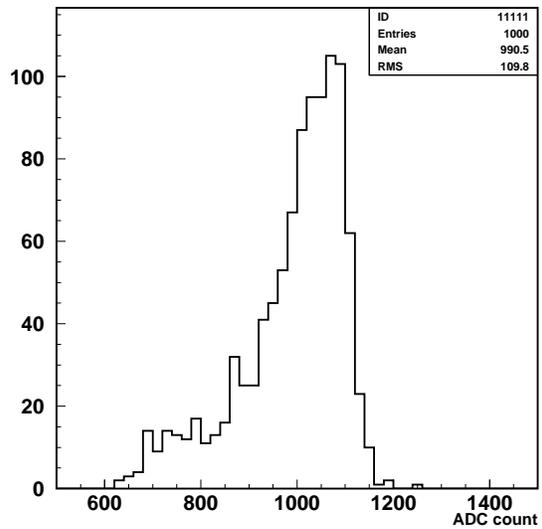


図 7.6: ゲイン較正用のデータを 1000event 収集した時の分布。990.5±3.49 と分布の平均値を 0.35% の精度で決定している。

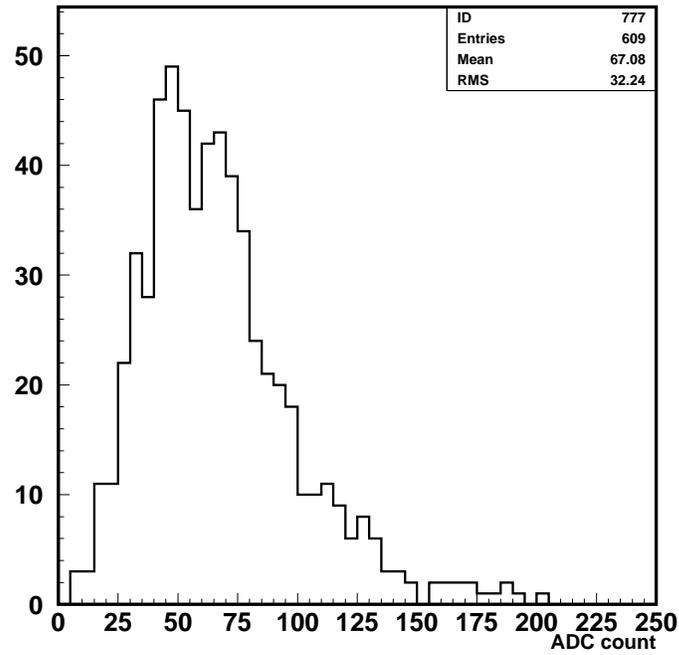


図 7.7: 宇宙線 μ に対する ADC 分布。6 時間で約 600 イベントを収集し 1.95% の精度で分布の平均値を決定している。

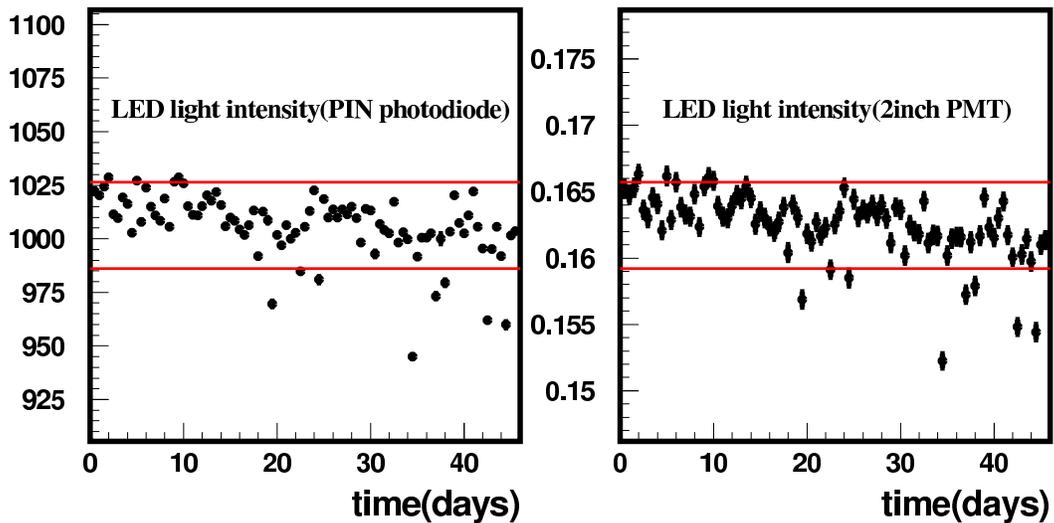


図 7.8: LED の発光強度を PIN photodiode, 2inchPMT で 45 日間モニターした結果

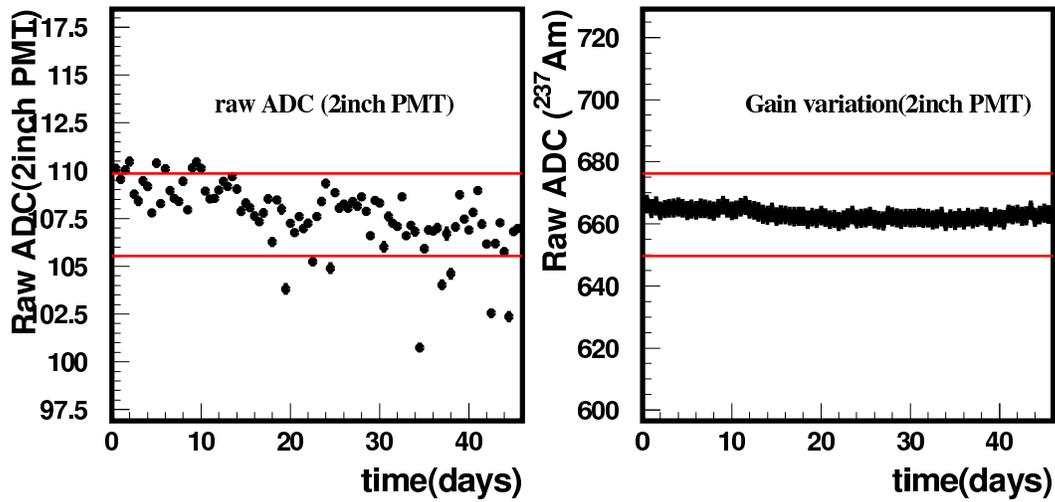


図 7.9: LED の発光強度を 2inch PMT で測定した (ゲイン補正をしていない) 出力と Am パルサーを用いたゲイン変動のモニターの結果。左図のプロットと右図の比を取ってゲインの補正をする。

た図中の数字は RMS/mean を示している。0.19% の精度で両者の LED の発光強度のモニター結果はコンシステントであるという結果を得た。これは、PIN photodiode と 2inch PMT の両者が測定期間中、安定に動作したことを示している。以降の解析ではモニター精度の良い PIN photodiode の結果を用いることにする。

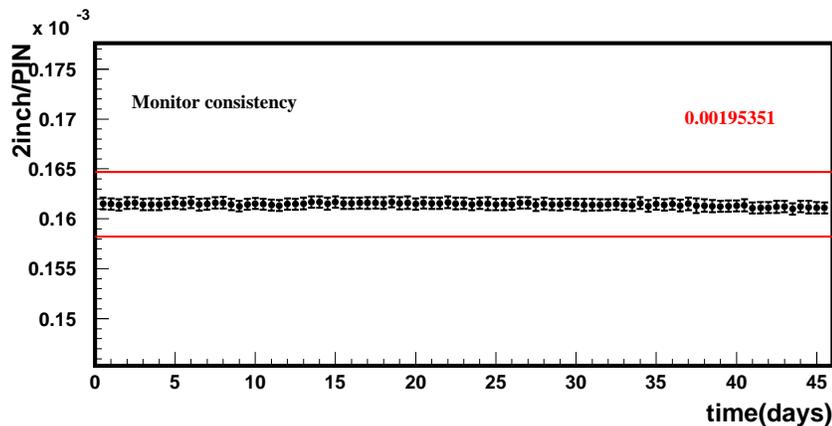


図 7.10: PIN photodiode と 2inch PMT の LED の発光強度のモニター結果の比をプロットした図。両者の結果は 45 日間 0.19% の精度で一致していた。

7.3 MAPMTのゲインモニターの結果

図 7.11 は、ゲイン変動をモニターした MAPMT の 32 チャンネルの測定期間中の 12 時間毎のペDESTALデータ (LED を点灯させていないときの ADC の値) を示したものである。すべてのチャンネルで、ペDESTALは全幅 0.5count 以内で安定であった。

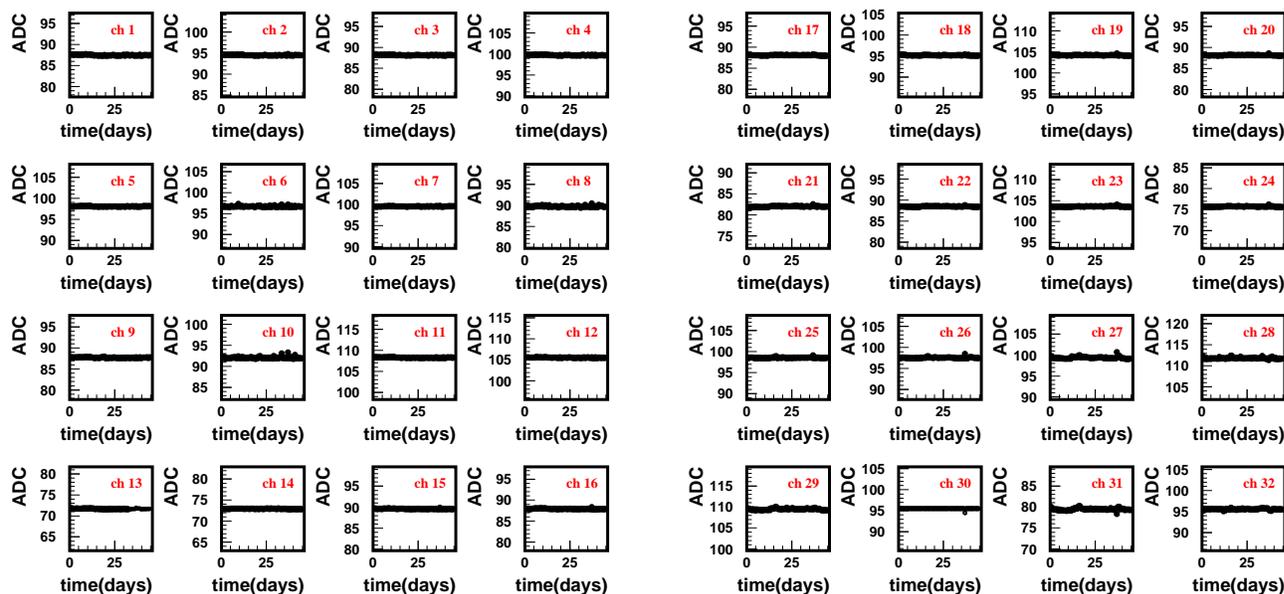


図 7.11: MAPHT32ch の測定期間中のペDESTALデータ。測定期間中ペDESTALは全幅 0.5count 以内で安定であった。

図 7.12, 図 7.13 は、測定期間中の LED を点灯させたときの各チャンネルの出力を 12 時間毎にプロットしたものである。各点には分布の RMS(中心値の約 17%) をエントリー数 (ここでは 300event) の平方根で割った値 (約 0.9%) が誤差としてついている。出力の変化は (LED の発光強度の変化) × (各チャンネルのゲインの変化) で表されるので、前節の結果を用いて LED の発光強度の変動を補正し、ゲイン変動をモニターした結果が、図 7.14~ 図 7.17 のプロットである。各プロットの縦軸は

$$(LED \text{ 点灯時の各チャンネルの } ADC) / (LED \text{ 点灯時の } PIN_{\text{photodiode}} \text{ の } ADC)$$

である。誤差は統計誤差のみをつけている (大きさは中心値の約 1%)。

結果は ch8 を除く 31ch で測定期間中ゲインは 0.6%の精度で安定であった。これは、モニターシステムが長期間安定にゲインをモニターできていることを示している。また ch8 の変動については、次節の宇宙線測定の結果の所で、確かに MAPMT のゲイン変動であることを示す。

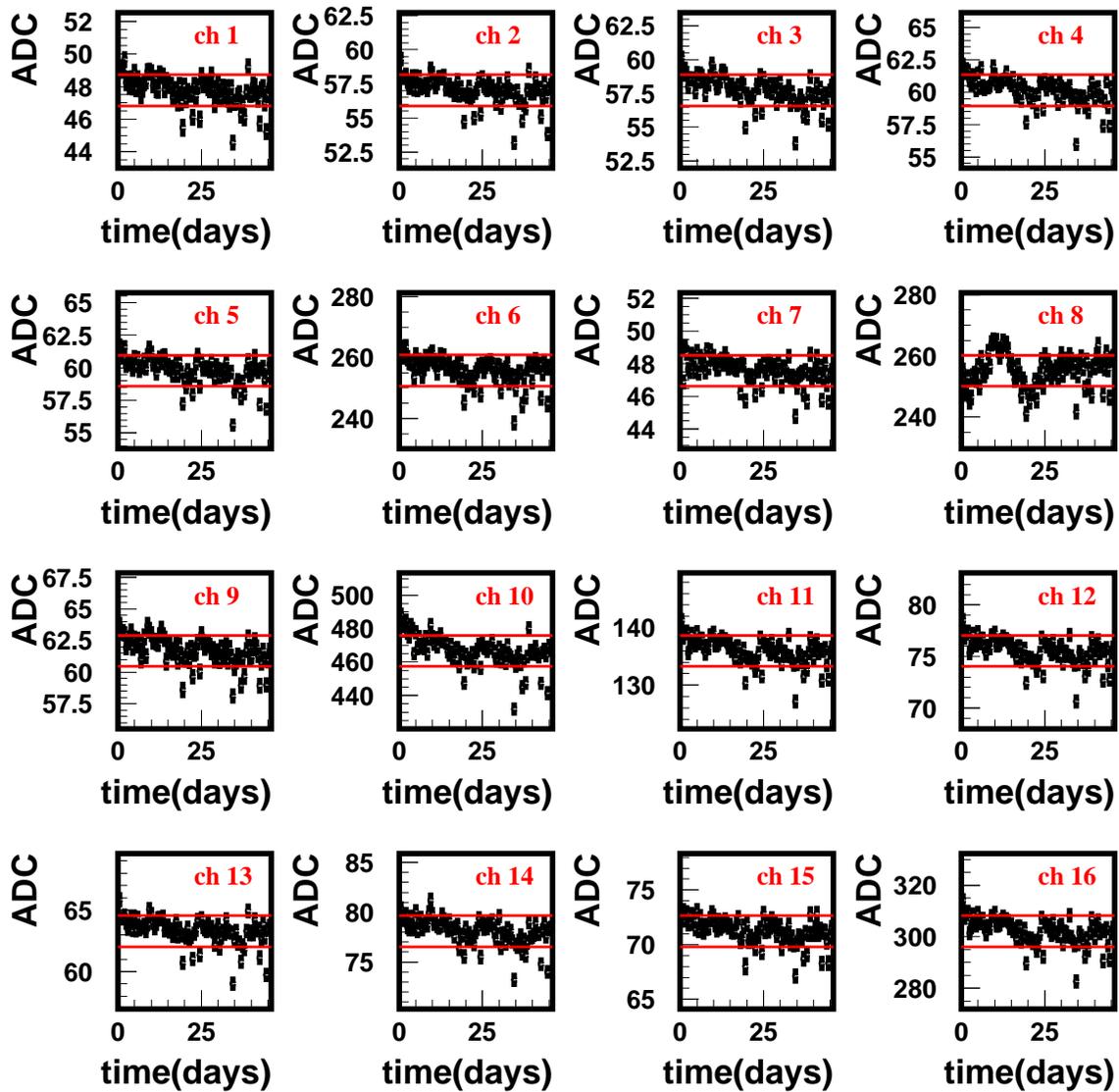


図 7.12: MAPMT32ch の内の前半 16ch の LED を点灯させた時のデータ。図中の線は平均値から $\pm 2\%$ を示している。

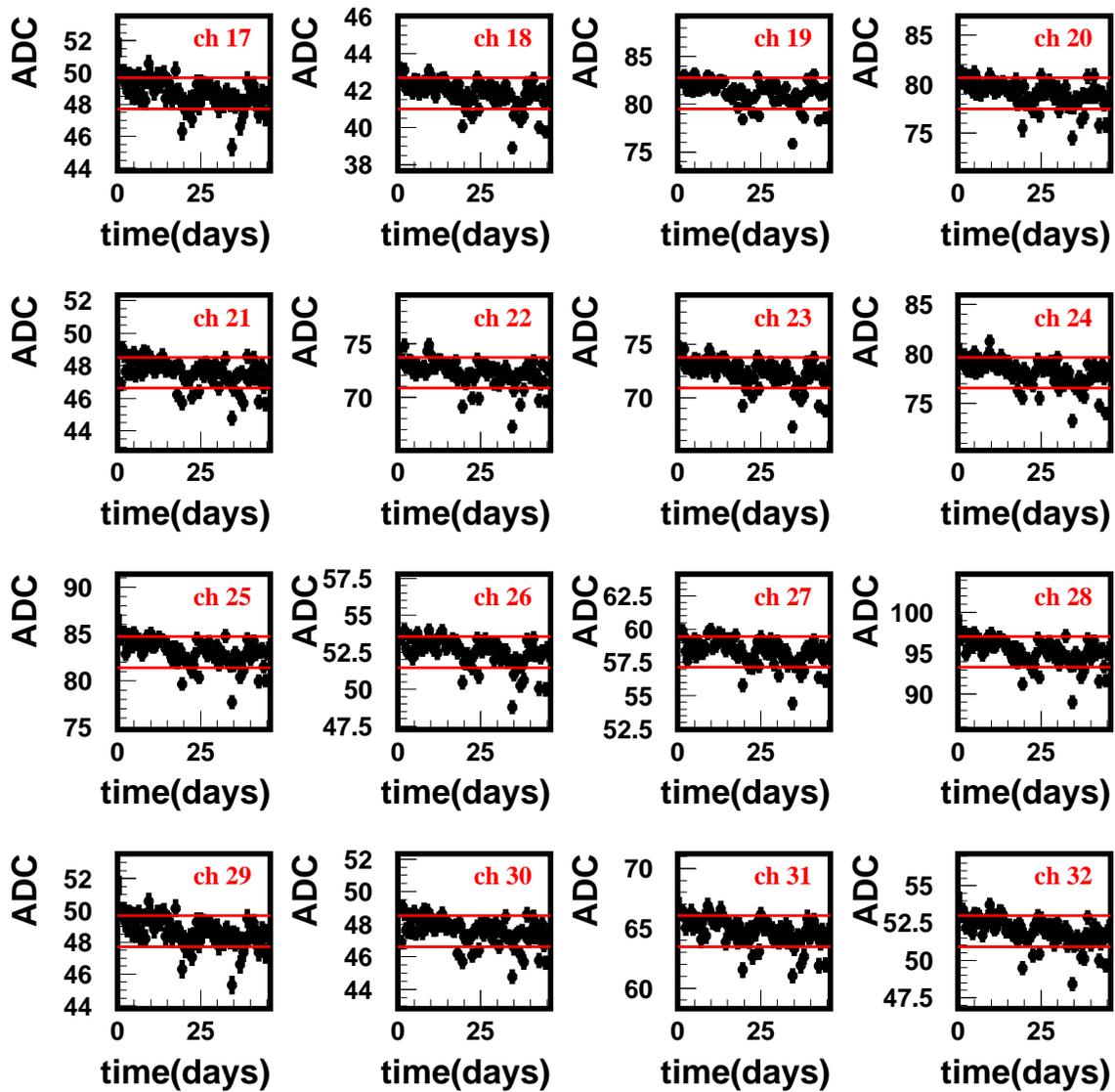


図 7.13: MAPMT32ch の後半 16ch の LED を点灯させた時のデータ。

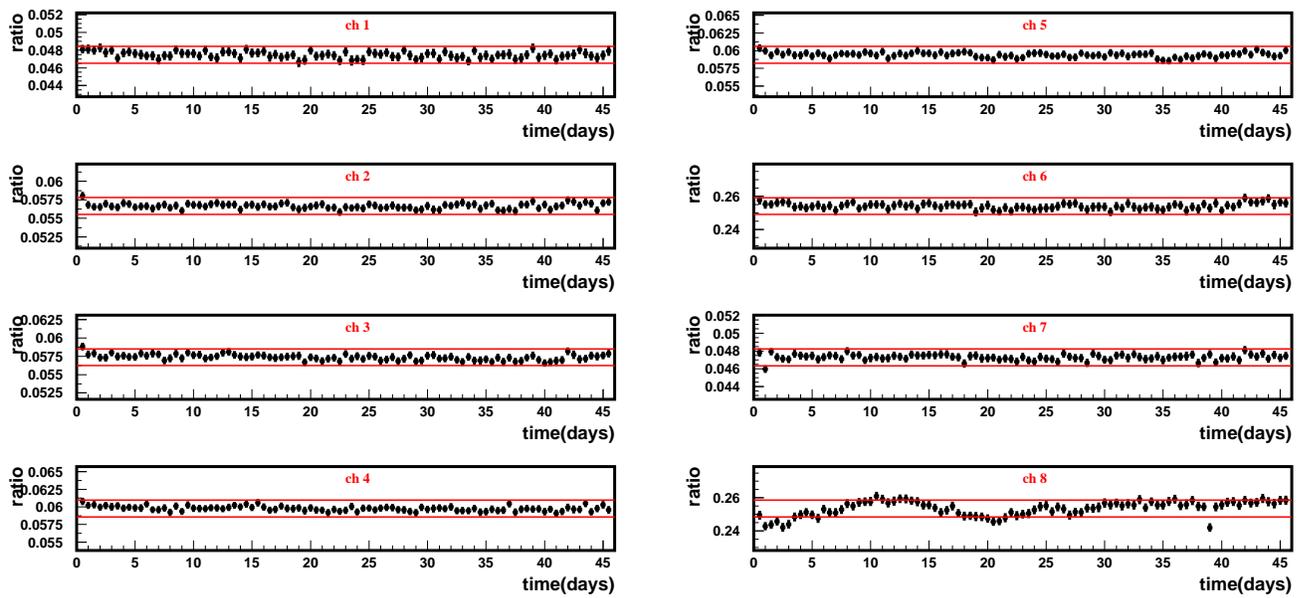


図 7.14: LED の発光強度を補正した結果。(ch1~ch8)

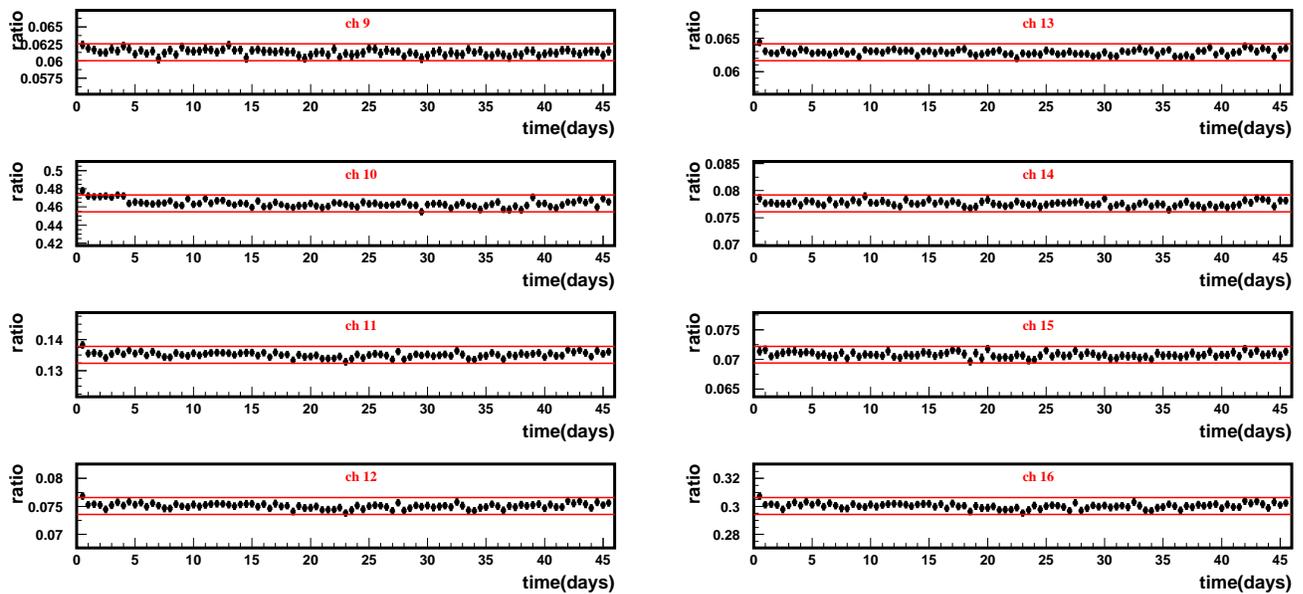


図 7.15: LED の発光強度を補正した結果。(ch9~ch16)

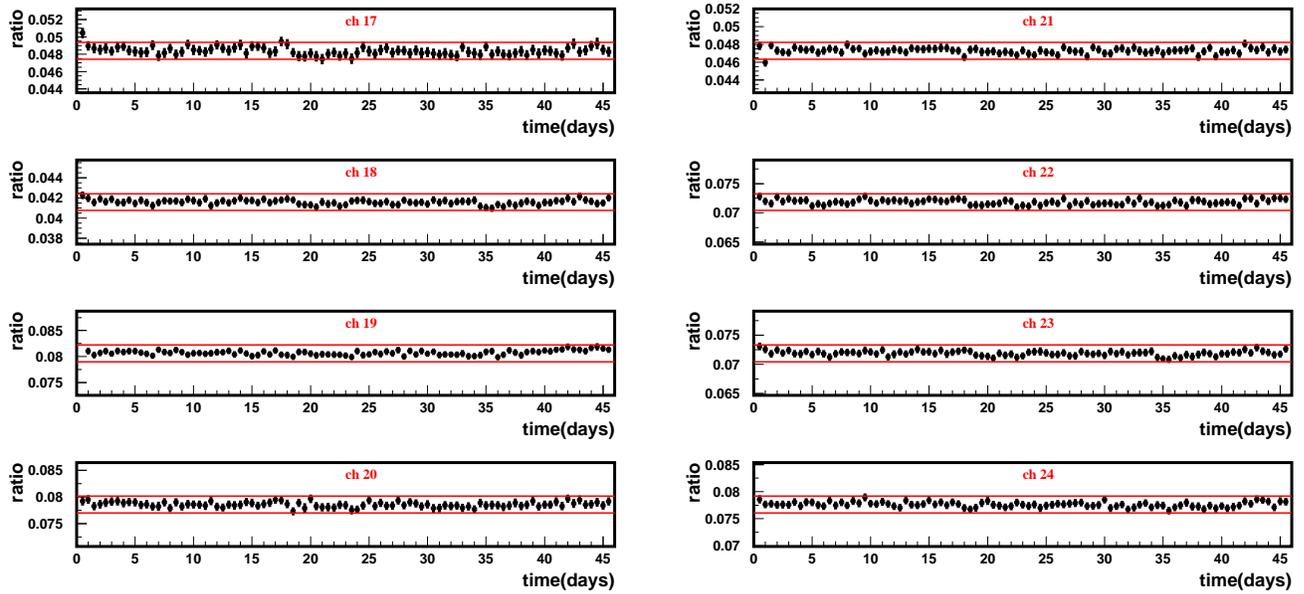


図 7.16: LED の発光強度を補正した結果。(ch17~ch24)

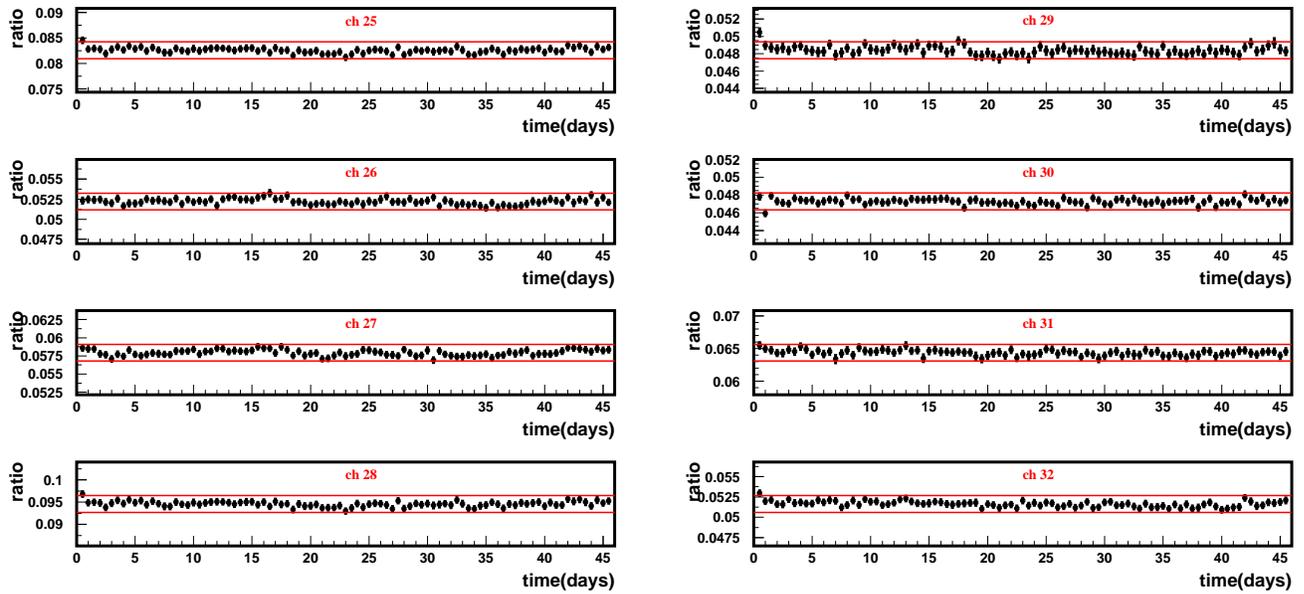


図 7.17: LED の発光強度を補正した結果。(ch25~ch32)

7.4 宇宙線測定の結果

宇宙線 μ がシンチレータ中で落とすエネルギーは、統計的には常に一定であるから、シンチレータ及びファイバーの劣化を無視すれば出力はそのまま MAPMT のゲインを表していることになる。したがって、宇宙線測定の結果を用いて、モニターシステムが正しく MAPMT のゲイン変動をモニターできているかのチェックをすることができる。ここでは、モニターシステムを用いてゲインをモニターした 32ch の内の 4ch(ch6,ch8,ch10,ch16) について宇宙線のデータを取得し、モニターシステムとの比較を行なった。

図 7.18 に、比較した 4ch のモニターシステムを用いたゲインモニターの結果と宇宙線を用いたゲイン変動の測定結果を示した。左図がモニターシステムを用いたゲインモニターの結果であり、横軸縦軸及びプロットはすべて前節で説明したとおりである。右図は宇宙線測定の結果である。各点は 12 時間のデータ収集で得られた ADC 分布の平均値を示している。また誤差として、分布の RMS(平均値の約 40%) をエントリー数 (ここでは約 600) の平方根で割った値 (約 1.8%) を統計誤差としてつけている。

両者の測定結果はよく一致しており、特に ch8 ではモニターシステムの結果に見られた変動と同じものが宇宙線測定でも見えている。

システムの安定性として、各チャンネル毎に、(モニターシステムを用いた結果) と (宇宙線測定の結果) の比をとり、中心値のばらつき (RMS) を指標として用いた。

$$\text{安定性の指標} = \text{RMS}(\text{モニターシステムの結果}/\text{宇宙線測定の結果})$$

図 7.19 に、各チャンネルで比を取った結果と RMS を平均値で割った値を示した。図中の線は平均値から $\pm 2\%$ を示している。誤差は統計誤差のみをつけている。結果は 2.10,1.78,2.11,2.06%(統計誤差は 0.01%) とほぼ 2% の精度で両者の結果は一致していた。この結果は、モニターシステムが 2% の精度で長期間安定していたことを示している。

7.5 モニターシステムの精度評価

7.5.1 宇宙線測定の結果を用いたモニター精度の評価

ここでは、前節の宇宙線測定において測定期間中にゲイン変動の見られた ch8 のデータを用いて、モニター精度を評価する。まず以下の式にて各測定におけるモニター精度を定義する。

$$\text{モニター精度}(t) = \frac{\text{ADC}_{\text{cosmic}}(\text{max.})}{\text{ADC}_{\text{cosmic}}(0)} - \frac{\text{ADC}_{\text{LED}}(\text{max.})}{\text{ADC}_{\text{LED}}(0)}$$

システムが完璧に MAPMT のゲイン変動をモニターすると上の指標は 0 になる。

ch8 の各測定結果の内、測定 2 日目と最もゲインの差の大きい 45 日目のデータでモニター精度を評価した。測定開始時と 10 日目のゲインモニターの値が $(0.242 \pm 0.002, 0.260 \pm 0.003)$ 、宇宙線測定の結果は、 $(79.20 \pm 1.43, 86.91 \pm 1.62)$ であり、精度は、

$$\text{モニター精度} = (1.097 \pm 0.028) - (1.074 \pm 0.015) = 0.018 \pm 0.032$$

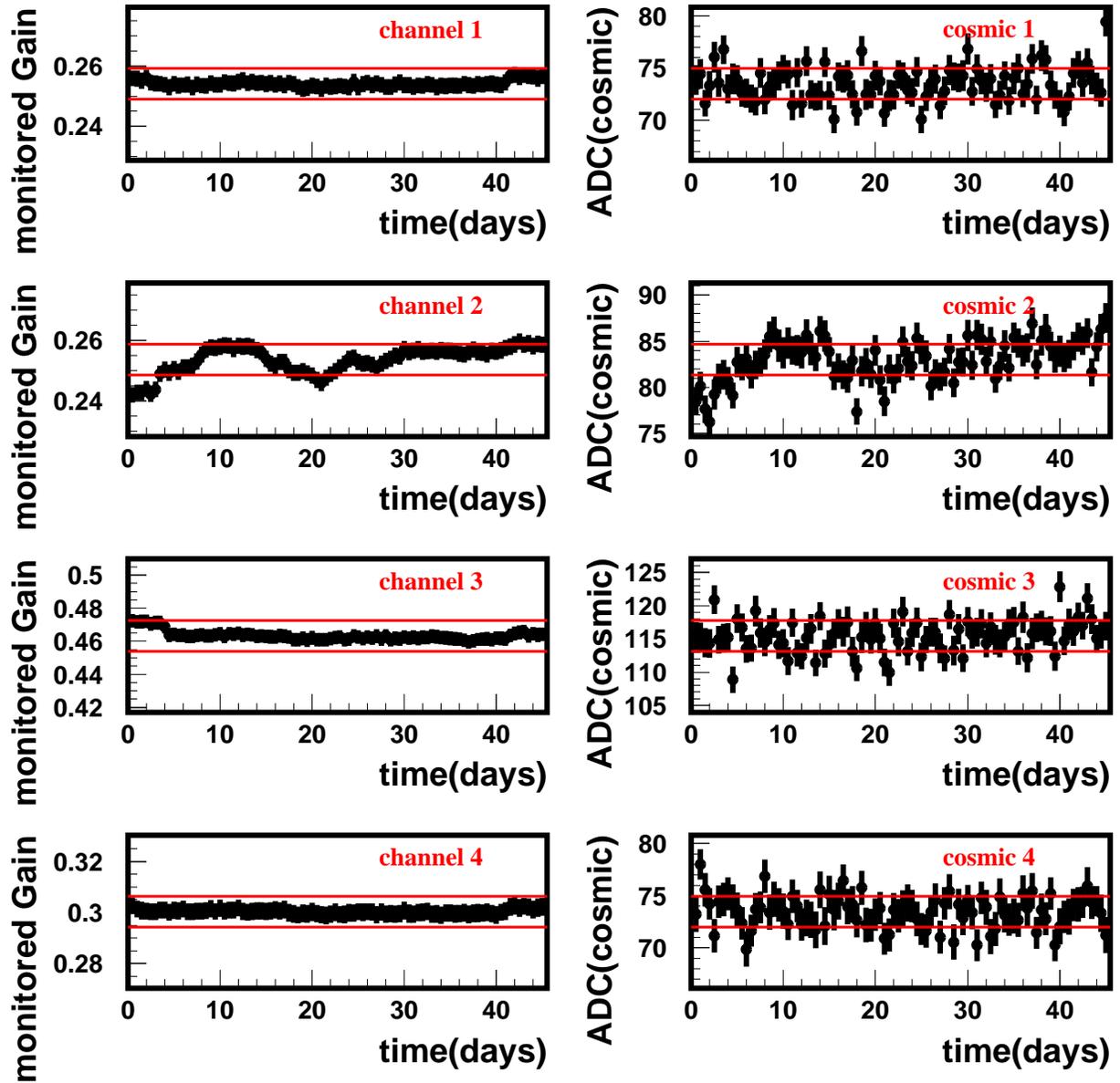


図 7.18: モニターシステムを用いたゲインモニターの結果 (左図) と、宇宙線測定の結果 (右図)。各点はどちらも 12 時間毎のデータである。

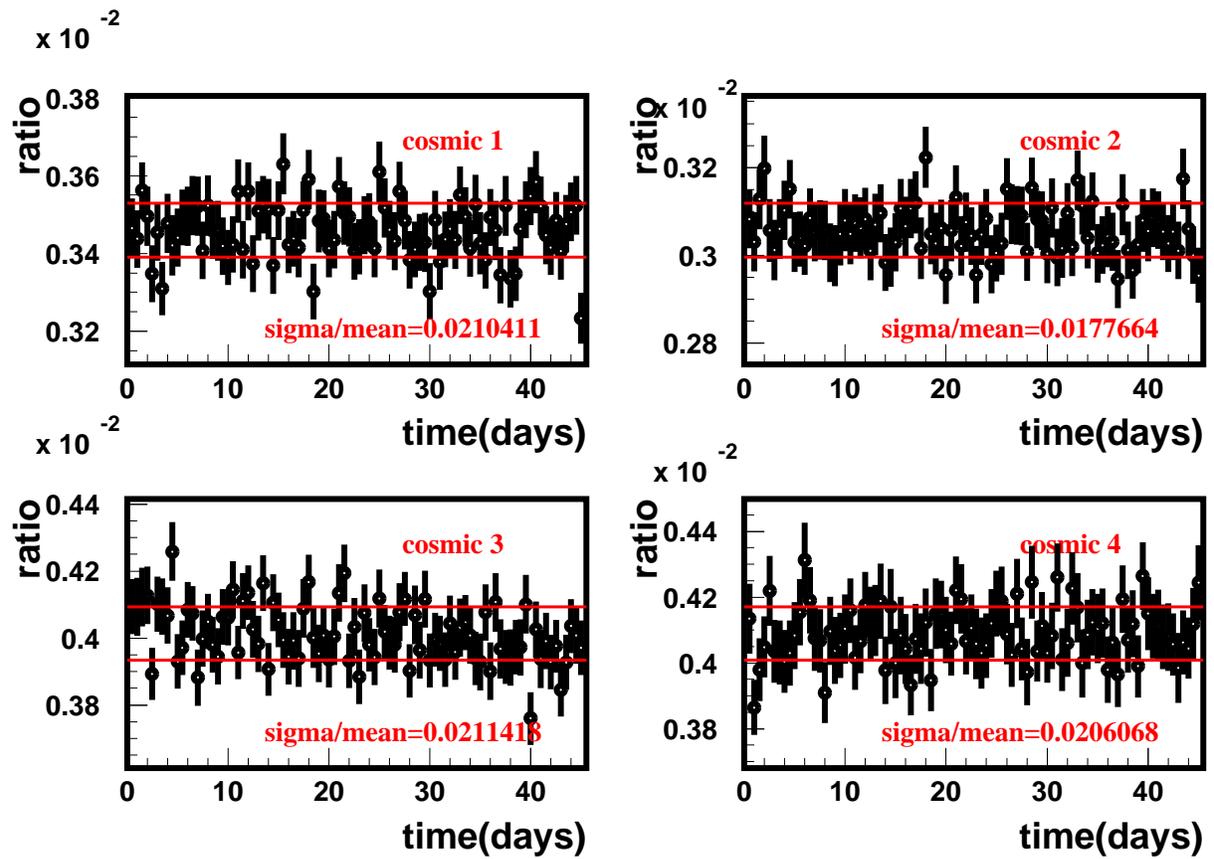


図 7.19: モニターシステムと宇宙線測定結果のコンシステンシーチェック。両者の結果はほぼ 2% の精度で一致している。

	900V	950V	1000V
System(ADC/PIN)	0.160±0.001	0.199±0.001	0.271±0.001
	1	1.244±0.007	1.694±0.001
Cosmic Ray	58.71±0.59	72.06±0.49	96.96±0.99
	1	1.227±0.010	1.662±0.023
モニター精度	-	0.017±0.012	0.032±0.023

表 7.1: モニターシステムと宇宙線を用いた MAPMT のゲインの HV 曲線測定。実際には 900V,950V,980V で測定を行い、モニター精度の評価を行った。結果はそれぞれ 1.2%,2.3% の精度でモニターできていた。

であった。3.2% の精度でモニターできており、モニターシステムに要求される精度 (9.5% 以内) を十分満たしている。さらに、MAPMT の印加電圧を 900V,950V,980V と変えて行った測定でも (表 7.1) 同様に、1.2%,2.3% の精度でモニターできている。

7.6 ゲインモニターシステムの長期安定性とモニター精度の評価のまとめ

本章では、開発したゲインモニターシステムの長期安定性とそのモニター精度についての評価を行なった。

- 長期安定性
45 日間の測定期間中、LED の発光強度のモニター及び MAPMT のゲインモニターは安定に動作した。特にモニターシステムは 2% 以内の精度で安定であった。
- モニター精度の評価
ゲインの変動していた ch8 のデータを用いて、精度の評価を行なった。9% 程度の宇宙線データの変動を 3.2% の精度でモニターした。さらに、MAPMT の印加電圧を変えて行った測定でも、ゲインの変化を 1.2,2.3% の精度でモニターできていた。したがって、システムに要求される条件を十分に満たしている。

7.7 結論

我々は、ニュートリノフラックスの精密測定及び特に 1GeV 以下の低エネルギー領域におけるニュートリノ反応の詳細な研究を目的として、2003 年より K2K 実験の前置検出器に「全感知型シンチレータ飛跡検出器」の導入を行なう。この検出器の特徴は「シンチレータによる検出器の細分化」と「全感知型」である。この特徴によって、ニュートリノ反応から生成されるすべての粒子の飛跡を低エネルギー（陽子ならば 350MeV/c 以上）まで観測することができ、さらにシンチレータの dE/dx から p/π の識別を行って、CCQE 反応と非弾性散乱反応を確実に識別する。

本研究ではまずビームテストにて波長変換ファイバー読み出しに関する特性の評価を行なった。結果は $MIP\pi$ に対して 18.53 p.e. の光量が得られ、粒子のシンチレータへの入射位置によって光量に最大 $\pm 5\%$ の変化が見られた。また波長変換ファイバーの減衰長は 320.97 ± 1.63 (cm) であり、減衰長を考慮すると、実機では 7.3(far side)-18.0(near side) p.e. の光量が期待できる。また、片側読み出しによる減衰長の測定結果から、シンチレータの場所ごとの発光量のばらつきからくる光量の補正の誤差を 1.44% と評価した。また実機に用いる波長変換ファイバーの実験室における減衰長の測定精度はおよそ 3%であることを考慮して、実機における光量の補正の精度を 1.44(near side)-3.19(far side) % と評価した。

次に実機のプロトタイプ検出器を製作し、 p/π 識別、陽子運動量再構成能力の評価を行なった。 p/π 識別は、2トラック nonQE 反応（陽子のトラックを逃してしまった場合）を CCQE 反応を区別する際に特に重要となる。また陽子運動量再構成については、CCQE 反応に対して過剰な制限（ニュートリノビームに対して横方向の運動量がバランスしている）をかけ、より検出の精度を向上させる事ができる。 p/π 識別は、10 層の光量の情報から likelihood を定義し、陽子の検出効率を 95% とした時の π を p と誤識別する割合（ π 全体に対する割合）を識別能力の指標とした。結果は 1.2GeV/c で約 20% であった。また飛程の短い 0.50GeV/c 以下の陽子に関しては、とまり際の光量のふるまいが 11.5% 以下の誤識別で識別可能という結果を得た。またシミュレーションによる、実際のニュートリノ反応から生成される陽子と π に関して飛程と光量から識別を行なったところ、陽子の検出効率が 85.1% の時に、誤識別が 11.7% という結果を得た。また、トラックの検出効率を 100% とした時に、CCQE 反応に対する非弾性散乱反応からくるバックグラウンドの量の評価を行い、CCQE 反応の検出効率が 89% でバックグラウンドの割合は 19% 程度であるという結果を得た。

ただし、 p/π 識別に関しては、陽子の検出効率を上げる必要がある。陽子運動量再構成に関しては 0.50-1.0GeV/c の陽子に対して、10 層の平均光量から再構成を行ない、10% 以下の精度で再構成可能であるという結果を得た。これに関しても、シミュレーションにて評価を行ない、10 層以上の飛程のイベントに対して、9.0%の精度で再構成可能であるという結果を得た。またビームテストの結果から、これら検出器の性能を維持する為には、MAPMT の各チャンネルのゲイン変動を 9.5%の精度でモニターする必要があると評価し、その要求をみたくゲインモニターシステムの開発を行なった。

Scibar 検出器は読み出しのチャンネルがおよそ 15000ch である。これらすべてのチャンネルのゲインモニターを行なうには、少ない光源でかつ一度に多チャンネルにモニターされた光を入射する必要がある。本システムでは、LED を光源として用い、クリアファイバーと拡散筒を用いてその要求を満たす。また LED の発光強度のモニターには主に PIN photodiode を用い、0.02%の精度でモニターをする。実験室における 45 日間の長期安定性テストでも、LED のモニター系は 0.19%の

精度で安定であった。また同時に収集した宇宙線 μ との比較から、モニター精度を 1.2~3.2% と評価し、モニターシステムに要求される精度を十分満たしていることを確認した。

第8章 謝辞

私が修士論文をまとめるにあたり、数多くの方々のお世話になりました。

まず、指導教官である西川公一郎先生には、本研究に参加する機会を与えて頂き、また本論文をまとめるにあたっては、夜遅くまで基礎的な物理一般の事から御指導頂きましてありがとうございました。また日頃足繁く実験室にきて、貴重なアドバイスと時には研究者としての心構えを解いて頂いたことも感謝しています。中家剛先生には、周囲の雑音に耳を傾けることなく私が常に研究に集中できる環境を用意していただきました。

研究室の先輩である加藤一成氏には、実験に関するほとんどの知識を教えていただきました。前坂比呂和氏には、Scibar 検出器の学生のみとめ役としてたいへんお世話になりました。同期の山本真平君には、ソフトウェアと物理の事に関していつも相談にのっていただきました。森田太智君、佐々木通君、上田俊輔君、林和彦君もいろいろと話相手になっていただきました。

高エネルギー加速器研究機構の市川温子さんには、研究者として検出器に対する心構えを教えていただきました。早戸良成さんには、E362 実験における緊急時の対応の仕方について教えていただきました。また発表の前日には夜遅くまで御指導いただきました。小林隆さんには、モニタリングシステムに関する実験器具を貸していただきました。石井さんには、MRD 検出器の責任者としていろいろお世話になりました。吉田誠さんには、物理の枠にとどまらない幅広い知識を教えていただきました。東京理科大学の横山広美さんには、Scifi 検出器について教えていただきました。他 K2K コラボレータの方にもいろいろお世話になりました。

東北大学の丸藤さん、大阪大学の新田さん、新潟大学の満田さんには神岡シフトの時に大変お世話になりました。

京都大学高エネルギー研究室の皆様には、日常生活においていろいろ助けていただきました。笹尾登先生、野村正先生には物理実験に関する様々な質問に答えていただきました。物理第二教室の同期の方々には、最初の1年間日々の生活において非常にお世話になりました。事務の方々には、実験に関して様々なバックアップをしていただきました。ありがとうございました。

最後に、生活面、精神面でこれまで僕を支えてくれた家族と友人のみなさまに感謝いたします。

付録A 宇宙線測定による押し出し型シンチレータの光量測定

2001年10月10日、宇宙線 μ を用いた押し出し型シンチレータの光量測定を実験室にて行なった。目的は、当初実機に使用する予定であった液体シンチレータとの光量の比較(液体シンチレータはMIP π に対して1cmあたり 15.10 ± 0.97 (p.e.)であった。[10])をするためである。

図A.1の3種類のシンチレータに関して光量測定を行った。ここでは、フェルミ件で製作され、ファイバーを表面の溝にマウントする形のを type1, 同じくフェルミ件で製作され、ファイバーを中心の穴に通してマウントする形のを type2, 日本製のものを type3 と呼ぶ。またすべてファイバーとシンチの間の結合は、空気になっている。さらにここでは、反射材の効果を見るため type2 に関して、反射材の無い場合と、反射材の代わりにアルミのシートを巻いた場合についても測定してある。本測定では、ファイバーは $1\text{mm}\phi$ を用いている。結果を表A.1に示す。

Scintillator

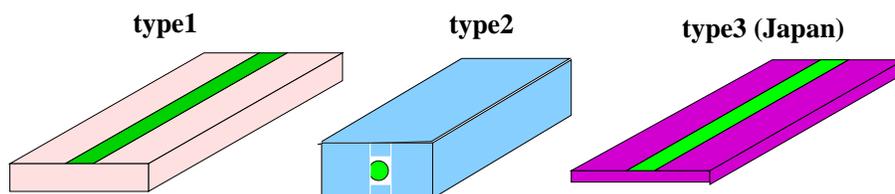


図 A.1: 測定したシンチの大きさや形状。type1,type2 はフェルミ研究所で製作され、type3 は日本で製作されたものである

type2 の表面に反射材を塗ったシンチレータが一番光量が大きく、 10.94 ± 0.10 (p.e./cm)であった。ファイバーの径と光量は比例(本論文4.3章参照)しているので、 $1.5\text{mm}\phi$ を使用した時に予想される光量は 15.98 ± 0.36 (p.e./cm)となり、液体シンチレータとほぼ同等の光量が得られること

測定状態	type1	type2	type3
そのまま		3.79 ± 0.04	
アルミ		4.96 ± 0.09	
反射材	6.45 ± 0.08	10.94 ± 0.10	7.32 ± 0.14

表 A.1: 光量測定の結果。数字の単位はすべて p.e. で厚さが5mm の type3 に関しては、他との比較のために、1cm 当たりの光量に換算してある。

がわかった。扱いが容易であり、また化学的に安定でファイバーを溶かしたり、変質させるおそれがないことを考慮して、実機では押し出し型シンチレータを用いることにする。ここでは、 TiO_2 ベースの乱反射材 (BC-620A) を用いているが、実機でも同様の反射材を表面にコーティングすることにする。なおシンチレータが押し出された時にはすでに反射材の層がついており、人の手で塗る必要はない。

付録B 両側読み出しによる位置分解能

2001年12月のビームテストでは、両側読み出しにおいて左右のMAPMTに到達した時間差からどれくらいの精度でビームの通過した位置をすることができるかを評価しておりその結果を述べる。セットアップは減衰長測定の時と同じである(図B.1)。ビームが各測定点を通過してから、左右のMAPMTでシンチレーション光を測定するまでの時間は、次式で表される。

$$T_{\text{left}} = v \cdot (L/2 + x) + C \quad (\text{B.1})$$

$$T_{\text{right}} = v \cdot (L/2 - x) + C' \quad (\text{B.2})$$

$$(\text{B.3})$$

ここで、 v は波長変換ファイバー中での光の伝搬速度 (ns/cm) である。したがって、それらの時間差 $T_{\text{right}} - T_{\text{left}}$ は、

$$T_{\text{right}} - T_{\text{left}} = 2v \cdot x + \text{Const} \quad (\text{B.4})$$

となり、各測定点での時間差と距離のプロットを直線フィットした時の傾きの半分がファイバー中の光の速度となる。

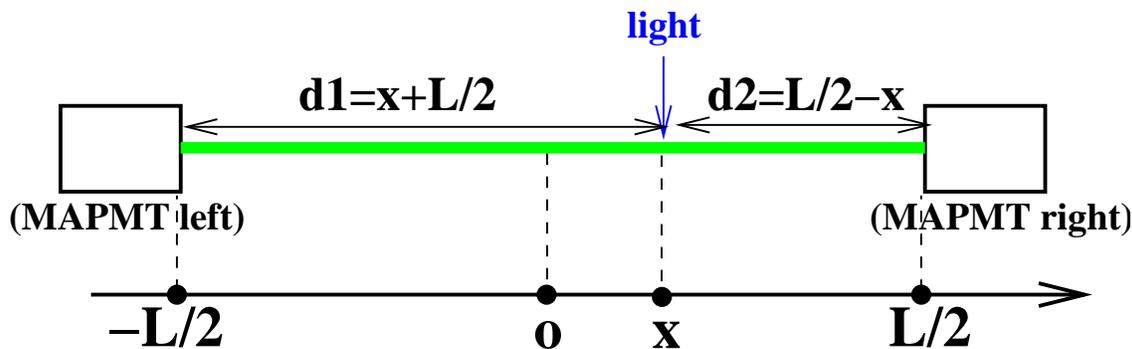


図 B.1: 両側読み出しによる位置分解能の測定セットアップ

図 B.2 は、ビーム位置が +40cm, +80cm の時の時間差の分布を表している。この分布をガウシアンフィットした時の中心値を各測定点での時間差とする。また分布の σ はすべての測定点において 3.75nsec であった。

4本のファイバーについて、各測定点において中心値を求め、横軸にビームが通過した場所と縦軸に時間差をプロットした結果が図 B.3 である。図中の直線は、それぞれの結果を直線フィットした結果である。したがって、ファイバー中での光の伝搬速度は、

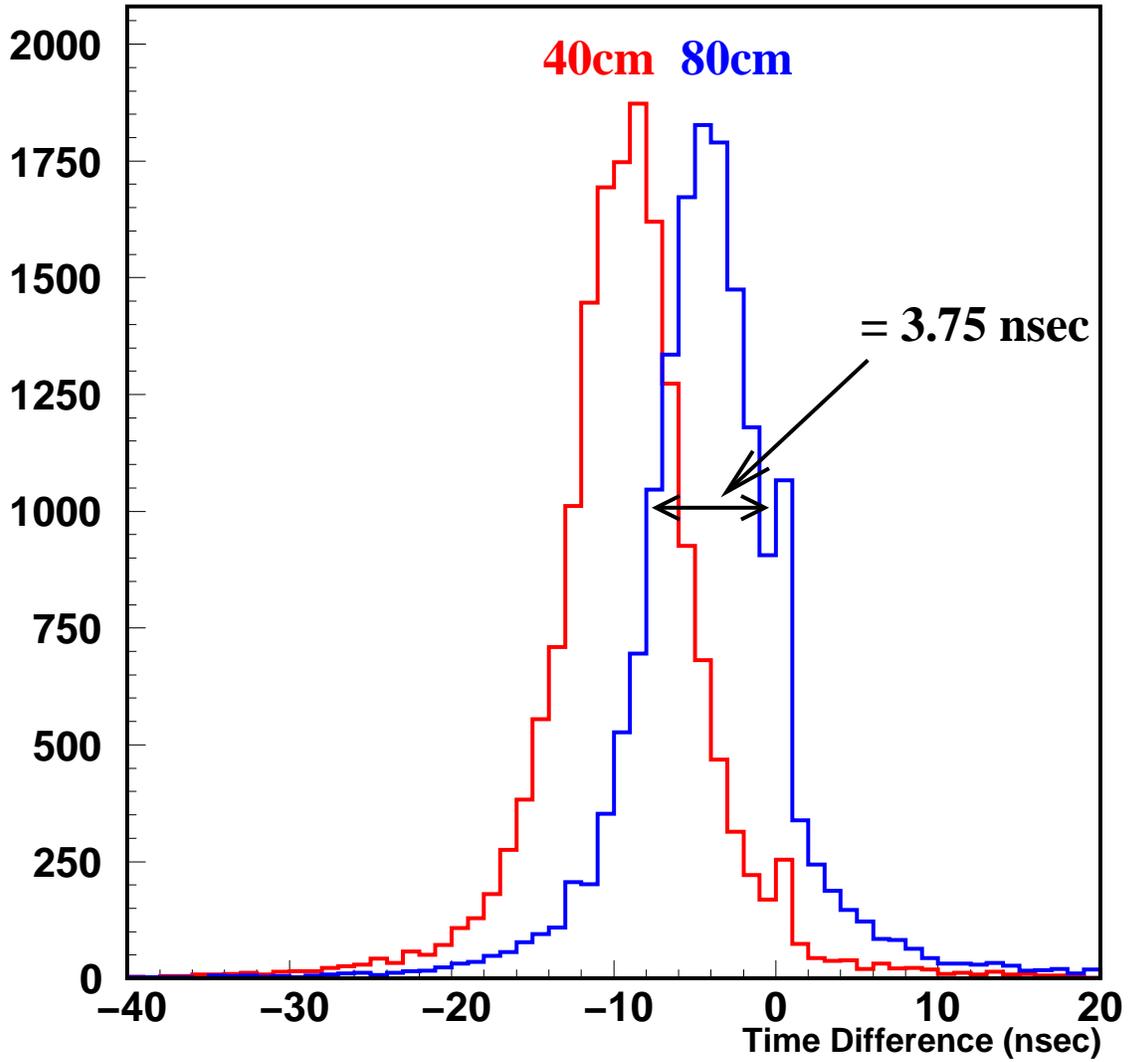


図 B.2: +40cm,+80cm で測定した時の両側読み出しによる光の到達時間差の分布。赤のヒストが+40cm の場所を、青のヒストが+80cm を表している。

$$v = 0.0655 \pm 0.0001 \text{ ns/cm}$$

である。またこの結果から、

$$\text{位置分解能} = \frac{1}{v} \cdot \sigma = 28.8 \text{ cm}$$

と計算できる。

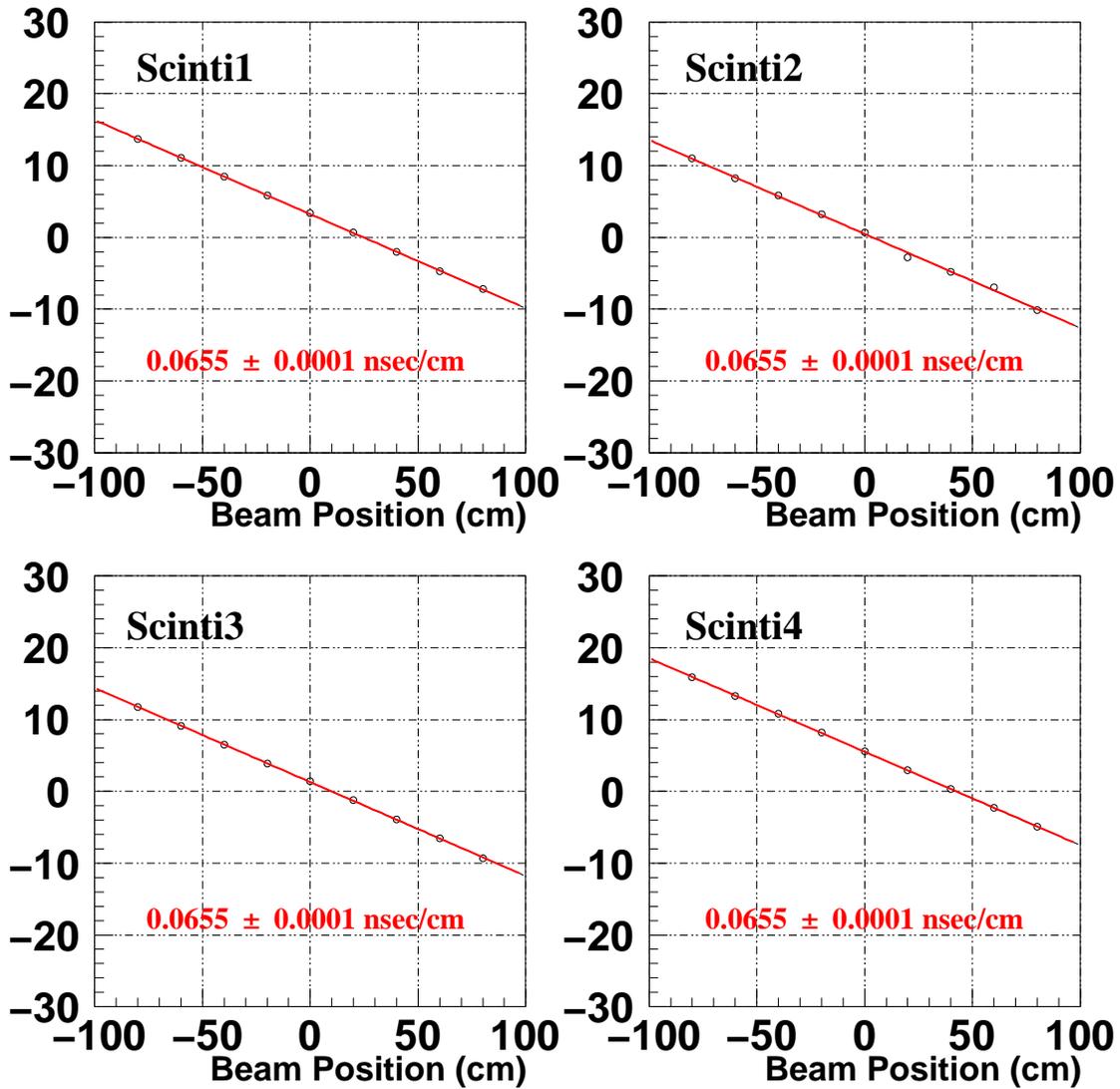


図 B.3: ファイバー中での光の伝搬速度の測定結果。

付録C 実機で用いる波長変換ファイバーの減衰長測定

Scibar 検出器は 2002 年 12 月に部分的に 4 モジュール (X-4 層、Y-4 層) を導入し、2003 年 1 月に波長変換ファイバー、MAPMT のセットアップを行ない、2003 年 2 月よりデータ収集を開始する予定である。今回は MAPMT6 個を用いて全 896 ストリップ中 384 ストリップの読み出しを行なう。セットアップに先駆けて、実験室にて波長変換ファイバー 384 本の減衰長測定を行っており、本章ではその結果について述べる。

C.1 減衰長測定のセットアップ

C.1.1 ファイバー束の MAPMT へのマウント

MAPMT の各ピクセルに正しくファイバーを設置するために、まず図 C.1 に示したジグ (cookie) を使用し、1 束 64 本の波長変換ファイバーより成るファイバー束を製作する。cookie は大きさが $5\text{cm} \times 2.57\text{cm}$ 、厚さ 1.1cm のアクリルの中央 $2.57\text{cm} \times 2.57\text{cm}$ の領域に MAPMT のピクセル間と同じ 2.3mm 間隔で 1.6ϕ の穴を 64 個開けたもので、ここに波長変換ファイバーを差しこみ光学セメントで接着する。図 C.2 はファイバーを cookie に接着している時の写真である。接着後、cookie の端面をダイヤモンドカッターを用いて研磨する (図 C.3)。

研磨後のファイバー束は、写真の様なジグを用いて MAPMT と固定する。cookie には位置あわせ用のピンが立っていて、それをジグに差し込みネジ止めすることで常に同じ場所に固定できるようになっている。実際の cookie を差し込む前に、目印のついた大きさが同じで透明なアクリルを設置し、その目印と MAPMT に付いている目印が真上からみて重なる位置で MAPMT とジグを固定する [12]。その後透明なクッキーをはずし実際の cookie を差し込むことで、ファイバーを 200μ 程度の精度で MAPMT とマウントすることができる。この位置精度による MAPMT のチャンネル間のクロストークは 3% 以下である。[12](クロストークが 3% の時、静止直前の陽子は実機ではおよそ 200 p.e. であるから、となりのチャンネルで約 6 p.e. を観測することになる。光量分布から $\text{MIP}\pi$ で 6 p.e. 以下を観測する確率は 0.4 程度でありクロストーク信号と $\text{MIP}\pi$ の信号を間違える事はほぼ無い。)

C.1.2 測定のセットアップ

以上の様にして製作したファイバー束を、減衰長測定用に製作した暗箱内にセットする。暗箱の模式図を C.4 に、ファイバー束のインストール後の暗箱の様子を写真 C.5 に示す。暗箱内には 5 つの箱 (大きさが $50\text{cm} \times 30\text{cm} \times 15\text{cm}$) を設置し、各箱の中にはそれぞれ 5 つの LED と diffuser が

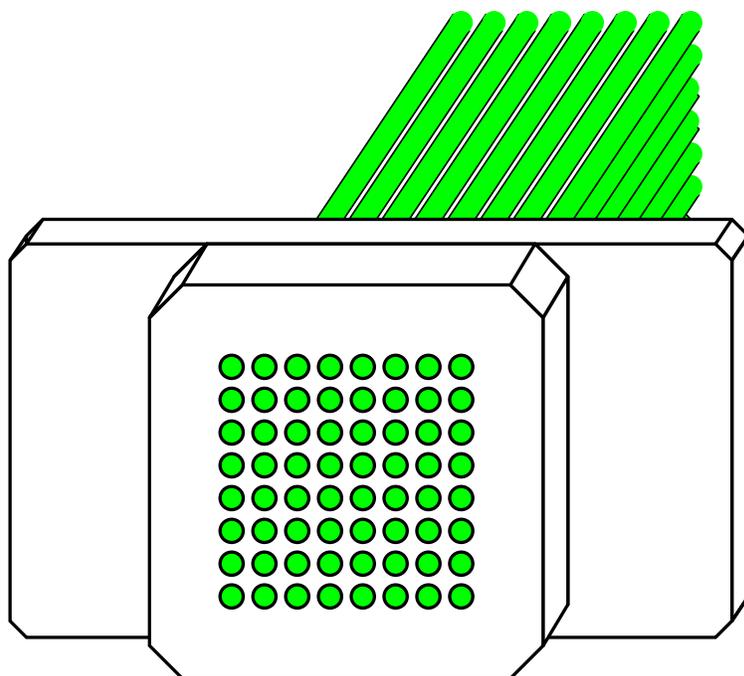


図 C.1: cookie



図 C.2: 波長変換ファイバーを cookie に接着しているところ。ファイバーの先端に見える黒い固まりが cookie である。



図 C.3: 研磨し終えた後の cookie の端面。

図 C.4 の右図の様にセットされ一様な強さの光が上面のスリットから出てくるようになっている。これにより、50cm 毎に 5 点で一度に 64 本のファイバーにほぼ一様な光をあてることができる。

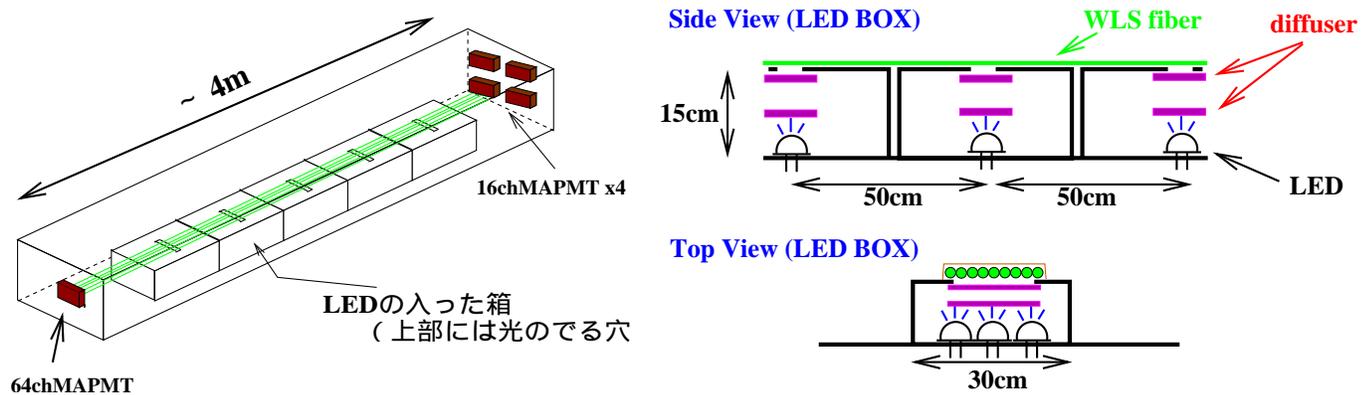


図 C.4: 減衰長測定用暗箱の模式図。

減衰長さの測定は(2.4.1)で述べたように両側読みだしにより行なう。ここでは、一方には64chMAPMTを用い、他方には16chMAPMT4個を用いる。64chMAPMTの読み出しには実機で使用するものと同じエレキとVMEを用い[12]、16chMAPMTの読み出しにはCAMACを用いる。データ収集のタイミングはClock Generatorが決定し、点灯させるLEDの選択はCAMAC RelayMalutiplexerを用いて行なう。データ収集のロジック図をC.6に示す。

C.2 測定結果

図 C.7 に全 386 本の波長変換ファイバーの減衰長の測定結果を示す。図の横軸はファイバーの番号を示していて、番号は

$$\text{ファイバー番号} = 64 \times ((\text{ファイバー束}) - 1) + 64\text{chMAPMT のチャンネル番号}$$

で定義している(たとえば100番のファイバーは、2つ目のファイバー束で64chMAPMTの36チャンネルで測定されたものである)。今回の測定では、各測定点の左右の読み出しの比(64chMAPMT/16chMAPMT)に2%の系統誤差を統計誤差に加えてつけており(図 C.8)、減衰長をおよそ3%の精度で測定している。

また、図 C.9 は全 386 本の測定結果をヒストグラムにし、分布をガウシアンフィットしたものである。結果は $359.1 \pm 13.1(\text{cm})$ と減衰長のばらつきは3.6%であった。

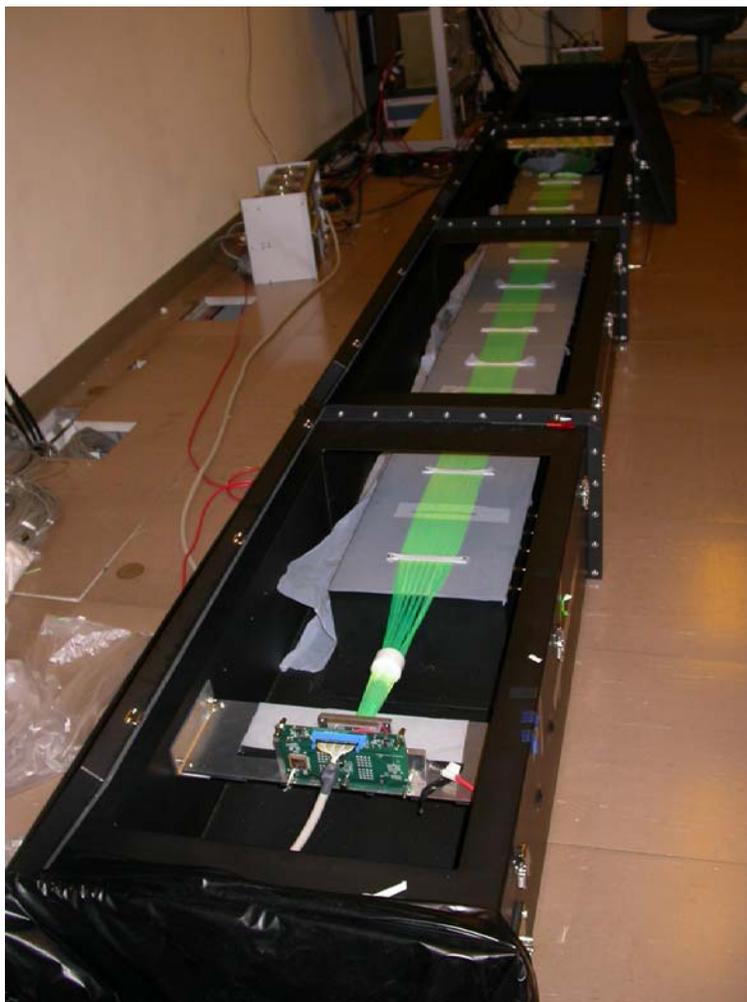


図 C.5: セットアップ直後の暗箱内の様子。

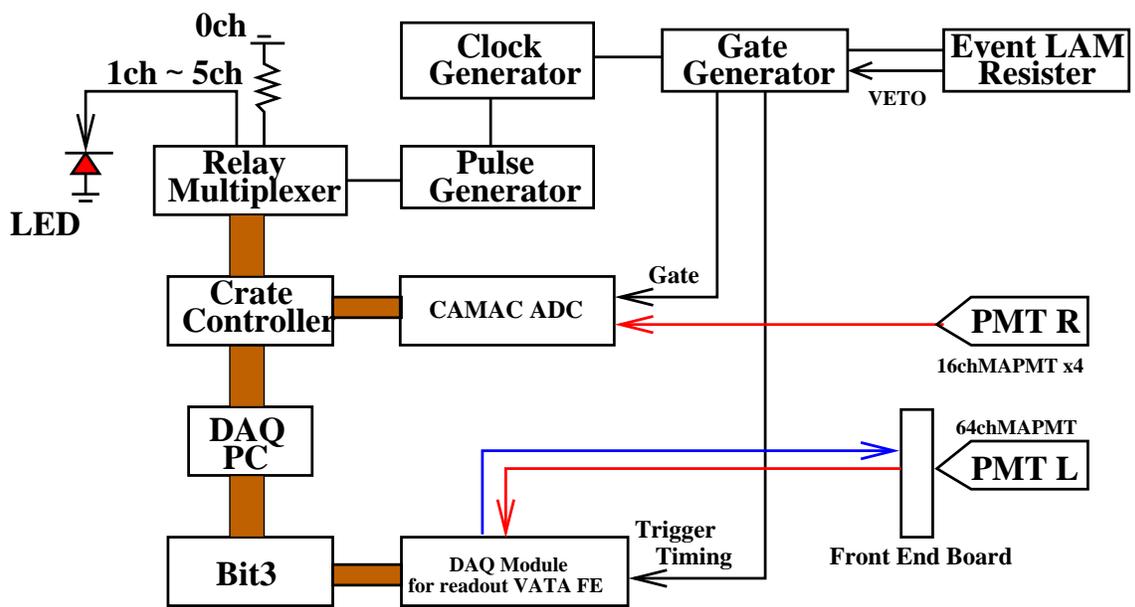


図 C.6: 減衰長測定のためのデータ収集トリガーロジック。

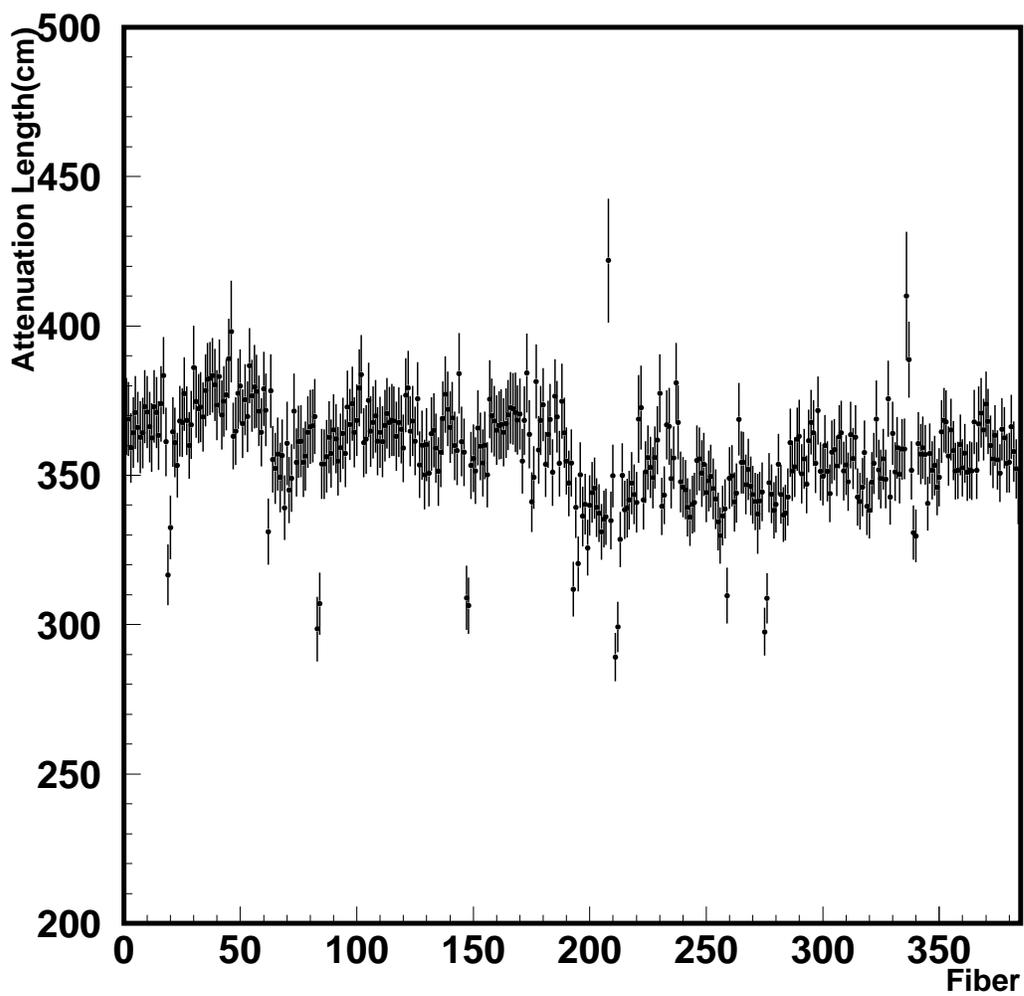


図 C.7: 全 386 本の波長変換ファイバーの減衰長の測定結果。横軸はファイバー番号、縦軸が減衰長である。

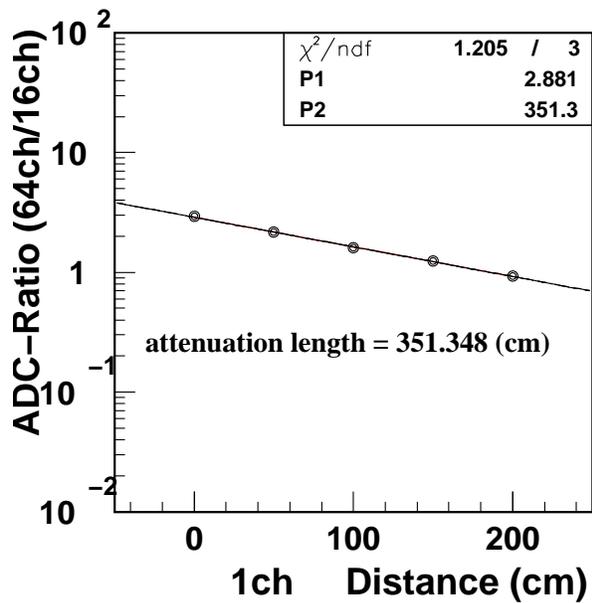


図 C.8: ファイバー番号 129 の減衰長測定結果。横軸は 64chMAPMT からもっとも近い LED を原点にした時の各測定点の場所を、縦軸は左右の読み出しの比 (64chMAPMT/16chMAPMT) をプロットしたものである。

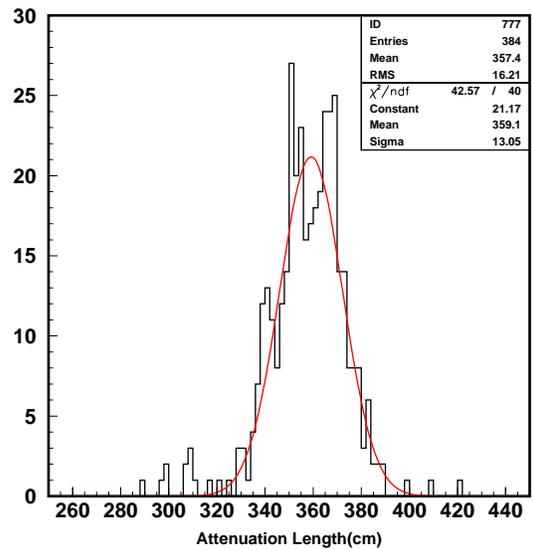


図 C.9: 全 386 本の測定結果をヒストグラムにし、分布をガウシアンでフィットした結果。減衰長のばらつきは 3.6% である。

C.3 波長変換ファイバーの品質チェック

ここでは、減衰長測定時に収集したデータから、波長変換ファイバーと MAPMT の接合部の品質チェックを行なった結果について述べる。具体的にここでは、64chMAPMT に最も近い LED を点灯した時の MAPMT の各チャンネルの (ゲインや LED の発光強度の補正をした後の) 出力を比較し、他のチャンネルと比べて著しく低いものがないかどうかを確認した。出力が低い原因としては、

- 64chMAPMT と最も近い LED の間のファイバーが折れている。(この場合減衰長測定だけではわからない)
- 波長変換ファイバーの吸収・再発光効率が極端に低い。
- cookie の端面の研磨中にファイバーを傷つけた、または cookie の端面の平面が出ていない。

が考えられる。いずれにせよこのようなファイバーが確認された場合はもう一度ファイバー束を作りなおさなければならない。

C.3.1 接合部の品質の指標の定義

各ファイバーに関する品質の指標を以下の様な手順で定義する。

各チャンネルの MAPMT のゲイン及び LED の光の当たり方の補正
ゲインの違いや、LED の光が完全に一樣光でないために各チャンネルの出力は図 C.10 の様にはばらばらになっている。したがって、出力を比較するためには、各チャンネル毎に適当な定数を掛けて、それらの効果を補正してやる必要がある。今回の測定では、2 番目のファイバー束に関して、減衰長の測定前に補正定数を求めるための測定を行い、得られた結果 (図 C.10) から補正定数を以下の様に定義した。

$$\text{Factor}_i = \frac{\sum_i \text{ADC}_i / \sum_i}{\text{ADC}_i}$$

ここで、 ADC_i とは i 番目のチャンネルの ADCcount である (ただし、チャンネル 3 に関しては、データ収集系が不安定であり今回の解析からは除いている)。この補正定数を用いて 2 番目のファイバー束の実際の測定で得られたデータ (C.11 上図) を補正した結果を C.11 の下図に示す。

この様にして補正した以下の量により、1 つのファイバー束内での比較を行なうことができる。

$$\text{CADC(m)}_i = \text{Factor}_i \times \text{ADC(m)}_i$$

ここで m は、 m 番目のファイバー束を示す。

LED の発光強度の補正

違うファイバー束の比較をするためには、それぞれの束を測定した時の LED の発光強度を補正しなくてはならない。この補正定数 (m 番目の束の定数を $k(m)$ とする) は、1 つの束内の各チャンネルのゲインを補正した出力の和が 64 となるように規格化することによって得る事ができる。

$$k(m) \cdot \sum_i \text{CADC(m)}_i = 64$$

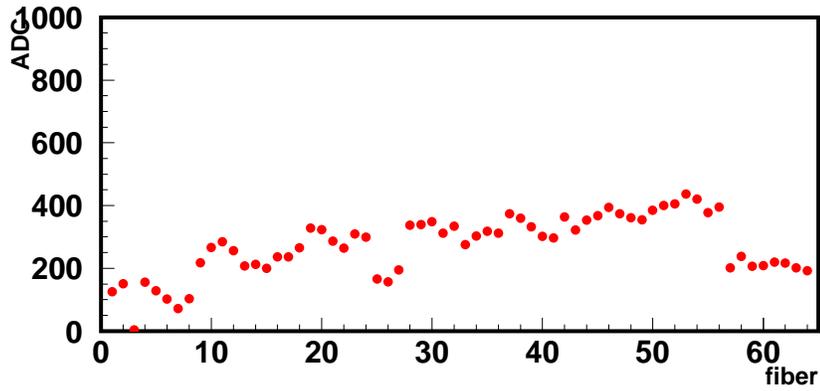


図 C.10: 補正定数を求めるために測定した、2 番目のファイバー束の最も MAPMT に近い LED を点灯させた時の各チャンネルの出力

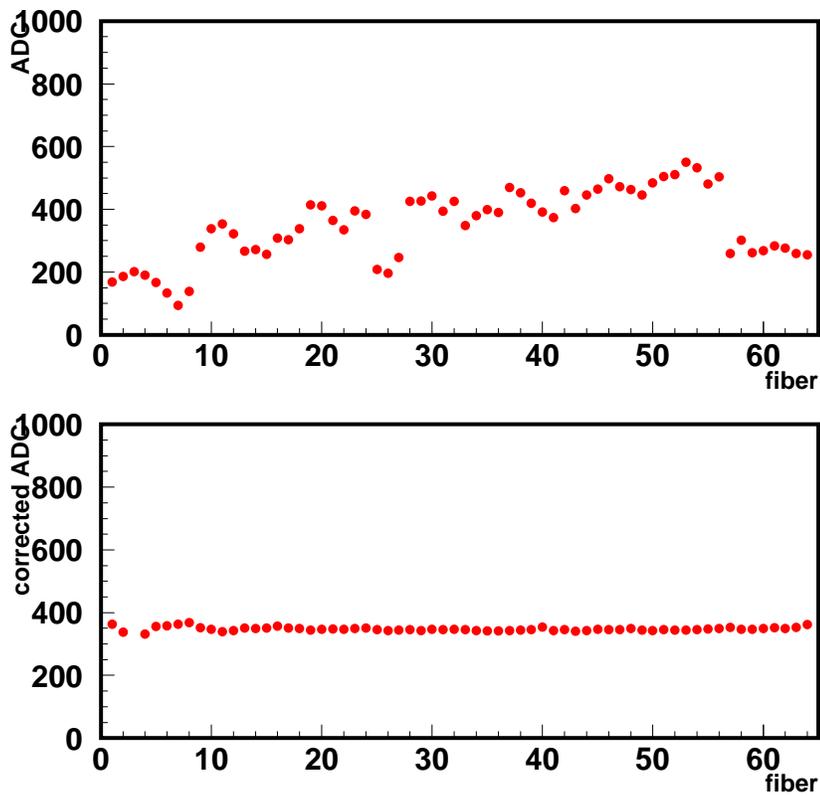


図 C.11: 補正前の 2 番目のファイバー束の各チャンネルの出力と、補正後の出力。

品質の指標

以上より、各ファイバーの品質は以下の量

$$\text{Standard}(m)_i = k(m) \cdot \text{CADC}(m)_i$$

により比較することができる。図 C.12 に全 386 本の品質の指標の計算結果を示す (ただし、各ファイバー束の測定で 3 番目のチャンネルはデータ収集系が不安定であったため除いた)。図より、特に他のファイバーと比較して著しく品質の落ちるファイバーは無く、実機ではこれらすべてのファイバーを使用する予定である。

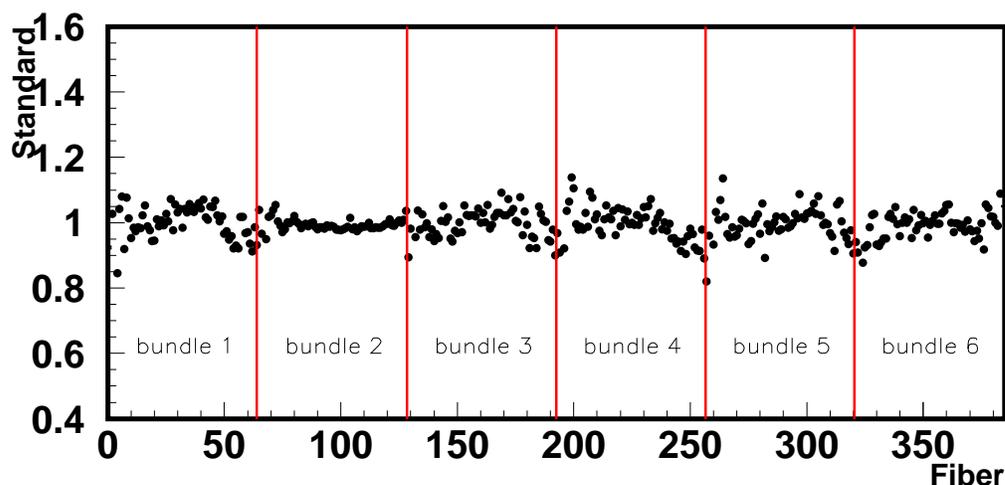


図 C.12: 測定した 386 本すべての品質の指標の計算結果 (ただし、本文で述べた理由で各ファイバー束の 3 番目のファイバーに関しては結果から除いてある)。特に品質の落ちるファイバーは確認されなかった。

付録D ゲインモニターでゲイン変動の見られたチャンネルの変動理由

モニターシステムの長期安定性測定時にゲイン変動の見られた ch8 は、PMT アンプを通して ADC に接続されているため、観測されたゲイン変動はアンプの増幅率の変動である可能性もある。そこで、ゲイン変動の見られた ch8 とゲインの安定していた ch10 のケーブルを入れ換えて 10 日間ゲイン変動のモニターを行なった。

図 D.2 に結果を示す。それぞれ ch8, ch10 について左側が各測定での LED に対する ADC で、右側が LED の光量を補正したプロットである。ch10 の図が 2 つあるのは、ch10 に変動がみられた時にそれがアンプによるものか、途中のケーブルのせいかを判断するために、途中でシグナルを 2 つに分け別々のアンプを通して ADC で読み出しているからである。結果はアンプとケーブルに依らず、やはり ch8 のゲインが変動していた。

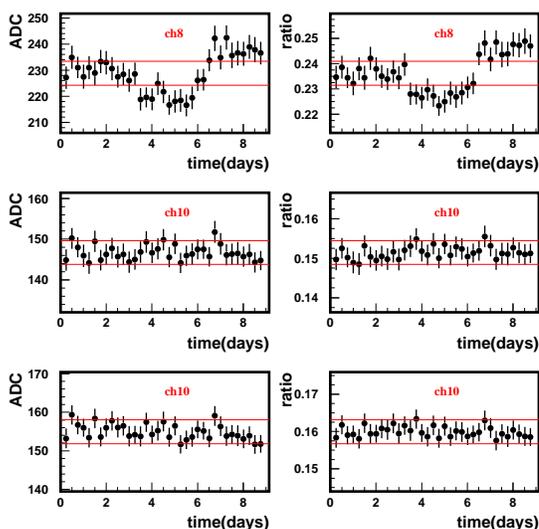


図 D.1: ch8 のゲイン変動の原因を確認するための測定結果。10 日間測定を行なった。左図は各測定における LED に対する出力、右図は LED の光量を補正したプロットでゲイン変動を示している。やはり ch8 のゲインの変動が起こっていた。

今回の測定では、MAPMT の各チャンネルの出力を途中までフラットケーブルで送っており、その接続が不安定で出力が変化した可能性もある。そこで MAPMT を取り替えて、同じ測定を

した。これでやはり ch8 のゲインの変動が起こればフラットケーブルの原因である。

図??に結果を示す。各図は図 D.2 と同じである。結果は、ch8,ch10 ともゲインが安定しており、したがって長期安定性測定中の ch8 のゲイン変動は MAPMT 自身の増幅率の変化である。

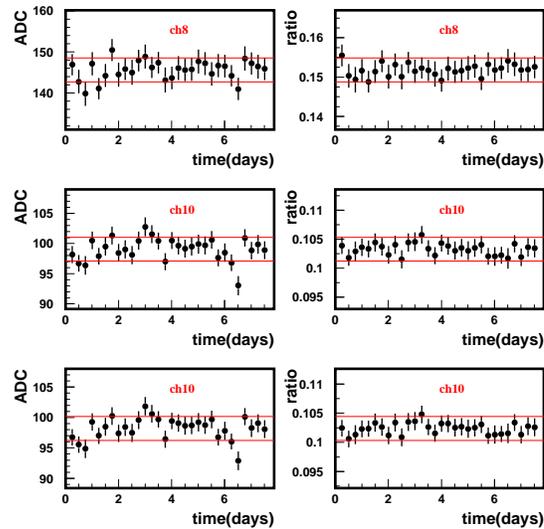


図 D.2: ch8 のゲイン変動の原因を確認するための測定結果 2。1 週間測定を行なった。各プロットは図 D.2 と同じである。測定期間中の出力は ch8,ch10 とも安定していた。したがって、長期安定性測定中の ch8 のゲインの変化は MAPMT 自身の増幅率の変化である。

参考文献

- [1] K.Assamagan et. al. Phys. ReV. **D53**,6065(1996)
- [2] Y.Fukuda et.al Phys.Lett. **B335**,237(1994)
- [3] R.Becker-Szendy et.al. Phys. Rev. **D46**,3720(1992)
- [4] R.Clark et. al. Phys. Rev. Lett. **79**,345(1997)
- [5] W.W.M.Allison et. al. Phys. Lett. **B449**,137(1999)
- [6] K.Daum et. al. Z.Phys. **C66**,417(1995)
- [7] M.Aglietta et. al. Europhys. Lett. **8**,611(1989)
- [8] Y.Takeuchi et. al. NIM **A430**,447(1999)
- [9] P. Adamson et. al.The Minos Light Injection Calibration System. NIM **A492**,325(2002)
- [10] 加藤一成.K2K 長基線ニュートリノ振動実験における液体シンチレータ飛跡検出器の開発とその基本特性および p/π 識別能力の評価, 修士論文, 京都大学大学院理学研究科,2001.
- [11] 前坂比呂和.K2K 長基線ニュートリノ振動実験における全感知型シンチレータ飛跡検出器のバックグラウンドと長期安定性, 修士論文, 京都大学大学院理学研究科,2002.
- [12] 山本真平.K2K 長基線ニュートリノ振動実験シンチレータトラックにおける読み出し用エレクトロニクスの開発, 修士論文, 京都大学大学院理学研究科,2003
- [13] NichiaCorporation,491OkaKaminaka-Cho,Anan,Tokushima774-8601,Japan;www.nichia.co.jp
- [14] HamamatsuCorp.,325-6,Sunayama-cho,HamamatsuCity,ShizuokaPref.,430-8587,.Japan;www.hamamatsu.com.
- [15] Kuraray Ltd.,Tokyo,Japan
- [16] Anna Pla-Dalmau for the collaboration. Extruded Plastic Scintillators For The Minos Calorimeters. the proceedings of 9th Conference on Calorimetry in High Energy Physics
- [17] Hamamatsu Photonics K.K. Editonal Comimittee. Photomultiplier Tubes. Hamamatsu Photonics K.K.,second edition,April 1999.

- [18] 稲垣隆宏. ニュートリノビームラインにおける二次粒子モニターの研究, 修士論文, 東京大学大学院理学系研究科,1998
- [19] T.Inagaki. Measurement of the Disappearance of Muon Neutrino in 250km Long Base Line Experiment. PhD thesis,Kyoto University,July.,2001
- [20] T.Maruyama. First Observation of Accelerator Origin Neutrino Beam After Passing Through 250Km of Earth. PhD thesis,Tohoku University,November.,2000
- [21] G.F.Knoll Radiation detection and measurement (John Wilkey & Sons,Inc. 1979)
- [22] K2K MRD Group for the K2K collaboration. Muon Range Detector as a K2K Near Detector - Construction and Performance -
- [23] B.J.Kim, et al. for the K2K collaboration. Tracking Performance of the Scintillating Fiber Detector in the K2K Experiment -Submitted to Nucl.Instrum.Meth
- [24] Particle Data Group. Review of Particle Physics. Physical Review D.,Vol 66.,2002