修士論文

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

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

加藤　一成

2001 年 2 月 1 日

概要

K2K長基線ニュートリノ振動実験は、つくば市にある高エネルギー加速器研究機構12GeV陽子シンクロトロン加速器からの高エネルギー陽子ビームを用いてミューニュートリノ(ν_μ)ビームを生成し、それを250 km離れた岐阜県神岡町にあるSuper-Kamiokandeにて検出し、ニュートリノ振動の有無を探索・検証する。我々は、1999年6月より実験を開始し、2000年6月の時点までに2.3×10^{19}p.o.t.相当のデータを収集、加速器ニュートリノによる長基線でのニュートリノ振動実験の方法を確立し、現段階ではニュートリノ振動現象の兆候を見始めるに至っている。

次の段階において我々が行うのは、ν_μのエネルギースペクトルによる$\nu_\mu \rightarrow \nu_x$振動の検証と、$\nu_e$の出現を見ることによる$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$振動の探索である。しかしながらこれらを行うには、前置検出器において、非弾性散乱反応のバックグラウンドの中から弱荷電カレント準弾性散乱反応を効率よく抽出し、ν_μのエネルギースペクトルを測定すること、また、ν_e検出のバックグラウンドとなるν_μの中性カレントπ^0生成反応や多重π生成反応を詳細に理解することが必須となる。さらに、$\nu_\mu \rightarrow \nu_x$振動に関して、最近のSuper-Kamiokandeによる大気ニュートリノ観測の結果では$\Delta m^2 \sim 3.2 \times 10^{-3}\ \mathrm{eV}^2$であり、我々がこれを検証するには、600–700 MeVという低いエネルギー領域を測定する必要があり、これらをすべて測定するには、現在の前置検出器の能力では不足であると考えられる。

そこで我々は、2000年4月より、これらの不足した能力を補うことを目的に、新しいニュートリノ検出器として、「液体シンチレータ飛跡検出器」の開発を始めた。本研究では、まず、検出器に用いる光検出器として4種類のマルチアノード光電子増倍管の基本的な性能を評価し、我々の要求に最も適しているのはH6568-10であることを見い出した。次に、小型検出器を用いた宇宙線テストにより、液体シンチレータを波長変換ファイバーで読み出したときに得られる光量をおおまかに見積もり、検出器に必要な能力のためにの十分な光量が得られることを確認した。また、その結果を受けて、液体シンチレータ・波長変換ファイバー読み出しでの基本特性を評価するための検出器および液体シンチレータ飛跡検出器の性能を評価するためのプロトタイプ飛跡検出器を設計・製作し、KEK-PS T1ビームラインにてビームテストを実施した。このテストでは、p/πに対する光量がそれぞれ46.9 ± 3.0 p.e.および33.1 ± 2.1 p.e.であること、また、波長変換ファイバーの減衰長が$304.02 \pm 0.62 \pm 1.9$ cmであることなど、液体シンチレータを波長変換ファイバーで読み出す方式での種々の基本的な特性についての結果を得るとともに、プロトタイプ飛跡検出器を用いてdE/dxによるp/π識別能力の評価を行った結果、0.6–1.2 GeV/cのpについて、その検出効率が95%であることを要求した場合、πをpと誤識別する確率は3%程度であるという結果を得た。

我々は本研究により、液体シンチレータ・波長変換ファイバー読み出し法を用いた検出器により、エネルギー測定ができることを証明し、その方法を確立した。

目次

第1章　序論　*1*

1.1　ニュートリノとその質量 *1*

1.2　ニュートリノ振動 *1*

1.3　ニュートリノ振動の検証実験 *3*

1.3.1　大気ニュートリノ異常の観測 *4*

1.3.2　加速器・原子炉ニュートリノによる振動実験 *6*

第2章　**K2K** 実験の現状と新しいニュートリノ検出器の開発　*9*

2.1　K2K 長基線ニュートリノ振動実験 *9*

2.1.1　K2K 実験の概要 *9*

2.1.2　ニュートリノビームライン *13*

2.1.3　前置検出器 *15*

2.1.4　スーパーカミオカンデ *19*

2.1.5　K2K 実験の最近の結果 *22*

2.2　K2K 実験の現状と新しい検出器開発のモチベーション *23*

2.2.1　$\nu_\mu \to \nu_x$ 振動の検証について *23*

2.2.2　$\nu_\mu \to \nu_e$ 振動の探索について *25*

2.2.3　新しい検出器開発のモチベーション *26*

2.3　液体シンチレータ飛跡検出器の開発 *27*

2.3.1　液体シンチレータ飛跡検出器の概略 *27*

2.3.2　要求される能力 *28*

2.3.3　本研究の目的 *29*

第3章　液体シンチレータと波長変換ファイバー　*31*

3.1　液体シンチレータ *31*

3.1.1　液体シンチレータへの要請 *31*

3.1.2　液体シンチレータ BC-517L と EJ-399-04 . . . . . *32*

3.2　波長変換ファイバー *33*

3.2.1　波長変換ファイバーの原理と種類 *33*

3.2.2　波長変換ファイバーへの要請 *35*

第4章　光検出器の研究　*37*

4.1　光検出器への要求 *37*

4.2　マルチアノード光電子増倍管 (MAPMT) *40*

4.2.1　MAPMT H6568 Types *40*

4.2.2 MAPMT H7546 41
4.2.3 MAPMT R5900U-00-M04 42
4.3 実験のセットアップ 43
4.3.1 測定装置 43
4.3.2 データ収集系 45
4.4 電圧–ゲイン曲線 48
4.4.1 測定方法 48
4.4.2 測定結果 49
4.5 波高分解能 50
4.5.1 測定方法 50
4.5.2 測定結果と考察 50
4.6 サチュレーション 51
4.6.1 測定方法 51
4.6.2 測定結果 53
4.6.3 サチュレーションの原因についての考察 53
4.7 クロストーク 57
4.7.1 測定方法 57
4.7.2 測定結果 57
4.8 H6568-10についてのあと2つの研究 61
4.8.1 アノード・ユニフォーミティ 62
4.8.2 波長変換ファイバーを用いたときのサチュレーション点 63
4.9 各種のMAPMTの研究についてのまとめ 63

第5章 小型プロトタイプ検出器を用いた宇宙線テスト ***67***
5.1 実験のセットアップ 67
5.1.1 測定装置 67
5.1.2 データ収集系 67
5.2 解析と結果 69
5.3 宇宙線テストのまとめ 69

第6章 液体シンチレータ・波長変換ファイバー読み出しの基本特性の評価 ***73***
6.1 基本性能の評価のための測定の概要 73
6.2 実験のセットアップ 74
6.2.1 ビームライン 74
6.2.2 データ収集のトリガーロジック 76
6.2.3 基本特性評価のための検出器 77
6.3 TOFによる粒子識別 81
6.4 検出器AにおけるX-SciFiとセルとの相対位置 82
6.5 p/πのそれぞれに対する光電子数の測定 84
6.5.1 イベント・セレクション 84
6.5.2 p/πに対する光電子数の解析と結果 85
6.5.3 ヒストグラムの0付近にあるピークについて 86

6.5.4 Green Extended PMTでの光電子数 86
6.6 粒子の飛跡とファイバーとの距離に対する光量の変化 87
6.6.1 測定方法 87
6.6.2 解析と結果 88
6.6.3 粒子の入射位置による光量変化 88
6.7 光量の飛跡の長さに対する依存性 91
6.7.1 測定方法 91
6.7.2 「縦置き」での解析と結果 92
6.7.3 「横置き」での解析と結果 96
6.8 窒素バブリングによる光量変化 97
6.8.1 測定方法 97
6.8.2 バブリング前後での光量の比較 97
6.9 液体シンチレータの種類による光電子数の違い 98
6.9.1 測定と結果 99
6.10 波長変換ファイバーの減衰長 99
6.10.1 測定方法 99
6.10.2 Y11(200)Mの減衰長の解析と結果 102
6.10.3 Y11(350)MおよびY11(350)MSの減衰長 103
6.11 波長変換ファイバーの両読み出しによる位置分解能 103
6.11.1 解析と結果 105
6.11.2 位置分解能を悪くする原因についての考察 106
6.12 基本特性に関するまとめ 106

第7章 液体シンチレータ飛跡検出器によるp/π粒子識別能力の評価 109
7.1 p/π識別の必要性 109
7.2 プロトタイプ飛跡検出器 111
7.3 実験セットアップ 113
7.4 解析 115
7.4.1 TOFによるp/πの弁別 115
7.4.2 SciFiによるビーム入射位置のカット 117
7.4.3 ゲイン補正 117
7.4.4 1層目についてのp/πの光電子数分布 119
7.4.5 サンプリングを行った場合の光電子数分布とp/πの評価 121
7.5 考察 124
7.6 結論 126

第8章 結論 127

第9章 今後の課題と予定 129
9.1 今後の課題 129
9.2 今後の予定 129

謝辞 131

略称と表記法 ***133***

参考文献 ***135***

付録 A　ニュートリノ振動の検証実験の現状 ***139***

付録 B　Green Extended PMT を用いたときの p/π に対する光電子数 ***141***
B.1　PMT R5800GMOD の量子効率 *141*
B.2　測定と結果 *141*
B.3　H6568-10 との比較 *144*

付録 C　Y11(200)/Y11(350) の発光量について ***145***
C.1　データ解析 *145*
C.2　考察 *145*
C.2.1　片端読み出しの場合 *147*
C.2.2　両端読み出しの場合 *147*
C.2.3　まとめ *147*

付録 D　シミュレーションによる p/π の飛程について ***149***

付録 E　サンプリング数による π mis-ID 率の変化 ***151***

表目次

1.1 大気ニュートリノの観測結果 *5*
1.2 原子炉ニュートリノを用いた実験の結果 *7*
1.3 加速器で生成したニュートリノを用いた実験の結果 *8*

2.1 Super-Kamiokande において観測された事象数とそれに対する期待値 *23*

3.1 液体シンチレータ BC-517L と EJ-399-04 の特性 *34*

4.1 光検出器に要求される性能 *38*
4.2 MAPMT H6568 タイプのブリーダ抵抗分岐比 *40*
4.3 MAPMT H7546 のブリーダ抵抗分岐比 *41*
4.4 MAPMT R5900U-00-M04(ベースアセンブリ E7083) のブリーダ抵抗分岐比 . . *42*
4.5 MAPMT の特性 *44*
4.6 4 種類の MAPMT についてのサチュレーション点のまとめ *55*
4.7 アノード・ユニフォーミティの測定結果 *62*
4.8 MAPMT のチャンネル間での 1 p.e. ゲインの違い *62*
4.9 波長変換ファイバーを用いたときの MAPMT のサチュレーション点 *64*
4.10 ゲイン 10^6 を得るため印可電圧値 *65*
4.11 波高分解能 10% (@30 p.e.) を得るため印可電圧値 *65*
4.12 ゲイン 10^6 付近でパルスリニアリティのある領域 *65*
4.13 クロストーク 5%以下であるチャンネル中心からの距離 *65*

5.1 宇宙線テストの各測定での光量 *71*

6.1 単位飛跡長当たりの光電子数のまとめ *95*
6.2 BC-517L の測定結果と EJ-399-04 との比較 *99*

図目次

1.1 Super-Kamiokande 大気ニュートリノ天頂角分布 *6*

2.1 K2K 長基線ニュートリノ振動実験の概略 *10*
2.2 K2K 実験において Super-Kamiokande で期待されるニュートリノのエネルギースペクトル *11*
2.3 K2K 実験において探索可能なニュートリノ振動パラメータ領域 *12*
2.4 K2K 実験ニュートリノビームライン *13*
2.5 電磁ホーンシステムの概略図 *14*
2.6 PIMON の測定結果から予想されるニュートリノエネルギースペクトル *15*
2.7 K2K 実験前置検出器の概略図 *16*
2.8 1kt の測定によるイベントレートの安定性 *17*
2.9 K2K 実験 Fine-Grain 検出器の概略図 *18*
2.10 SciFi での CCqe 反応の典型的な例 *19*
2.11 MRD の測定による μ のエネルギースペクトルおよび散乱角分布 *20*
2.12 MRD の測定よるニュートリノビームプロファイルの安定性 *20*
2.13 Super-Kamiokande 検出器の概略図 *21*
2.14 K2K 実験における Super-Kamiokande での典型的な μ-like 事象 *21*
2.15 CCqe と Non-qe の反応断面積 *24*
2.16 K2K 実験のニュートリノビームで生成される 2 次粒子の運動量分布 *25*
2.17 SciFi の検出効率 *26*
2.18 液体シンチレータ飛跡検出器の概略図 *27*

3.1 液体シンチレータ BC-517L と EJ-399-04 での発光量の比較 *33*
3.2 波長変換ファイバーの原理の概念図 *34*
3.3 シングルクラッド型/マルチクラッド型ファイバーの概略図 *35*
3.4 波長変換ファイバー Y11 の吸収・発光スペクトル *36*

4.1 クロストークレベルに対する制限 *39*
4.2 MAPMT H6568-type の概略図 *40*
4.3 MAPMT H7546 の概略図 *41*
4.4 MAPMT R5900U-00-M04 の概略図 *42*
4.5 光検出器特性測定用実験セットアップの概略図 *43*
4.6 光検出器特性測定用実験セットアップの写真 *46*
4.7 光検出器特性測定用データ収集回路 *47*
4.8 低光量での ADC 分布に見られる 1 p.e. ピークの典型的な例 *48*

4.9 各 MAPMT についての電圧–ゲイン曲線 50
4.10 各 MAPMT についての 1 p.e. 波高分解能 51
4.11 ND フィルターの回転角と PMT 光電面への入射光量の関係 52
4.12 サチュレーションの典型的なプロット 54
4.13 4 種類の MAPMT の同ゲインでのサチュレーション点の比較 56
4.14 サチュレーションの原因を調べるための測定結果 58
4.15 サチュレーションの原因の測定での系統誤差の見積もり方 58
4.16 クロストークの測定方法 59
4.17 クロストーク測定の典型的な結果 60
4.18 4 種類の MAPMT についてのクロストーク測定の結果 61
4.19 波長変換ファイバーへの光の導入 63

5.1 宇宙線テストの実験セットアップ 68
5.2 宇宙線テストの実験用のデータ収集系 68
5.3 反射材を塗った場合での宇宙線テストの各測定の光電子数分布 70
5.4 反射材を塗らなかった場合でのそれぞれの測定の光電子数分布 70
5.5 宇宙線テストのそれぞれの測定で得られた光電子数 71

6.1 KEK ー PS 東カウンターホールのビームライン 75
6.2 T1 ビームラインの概略図 75
6.3 ビームライン上のカウンターの配置図 76
6.4 データ収集のトリガーロジック 77
6.5 光量測定用検出器の概略図 78
6.6 光量測定用検出器の写真 79
6.7 液体シンチレータ中での波長変換ファイバーの減衰長測定用検出器 80
6.8 TOF2−TOF1 の分布 82
6.9 X-SciFi とセルとの位置関係 83
6.10 データによる X-SciFi とセル 2 との相対位置の確認 83
6.11 上流 X-SciFi のヒットマップ 84
6.12 上流と下流の SciFi のヒット位置の相関 84
6.13 H6568-10 の p/π に対する ADC 分布 85
6.14 飛跡とファイバーの距離による光量変化を測定するセットアップ 87
6.15 上流 X-SciFi のヒットマップ 87
6.16 波長変換ファイバーからのそれぞれの距離領域での ADC 分布 89
6.17 粒子飛跡–波長変換ファイバー間距離と光量との相関 90
6.18 セルへの粒子の入射位置による光量の変化 90
6.19 飛跡の長さに対する光量の変化を測定するためのセットアップ 91
6.20 [「縦置き」での各測定角度での上流と下流の X-SciFi の相関 93
6.21 粒子の飛跡長と ADC 値の 2 次元プロット 94
6.22 セル内の粒子飛跡長に対する光量変化 95
6.23 「横置き」での各傾き角での上流と下流の X-SciFi の相関 96
6.24 「縦置き」でのセル内の粒子飛跡長に対する光量の変化 96

6.25 窒素バブリング前後での ADC 分布の違い 98
6.26 減衰長測定のときの検出器 B とトリガーカウンターとの相対位置 100
6.27 減衰長測定における波長変換ファイバーの読み出し方 100
6.28 Y11(200)M の減衰長測定の結果 101
6.29 Y11(200)M の減衰長測定について左右の PMT の比を取った結果 102
6.30 Y11(350)M および Y11(350)MS の減衰長測定の結果 104
6.31 両読み出しによる光の到達時間差の例 105
6.32 ビーム入射位置と左右の読み出し時間差の相関 106
6.33 ビーム入射位置と時間差の分散との相関 106
6.34 ヒットタイミングと ADC 値との相関 107

7.1 いろいろな物質中での dE/dx 110
7.2 K2K 実験においてニュートリノ反応で生じる 2 次陽子および π 粒子の運動量分布 111
7.3 プロトタイプ飛跡検出器の概略図 112
7.4 プロトタイプ飛跡検出器の飛跡検出器部分の組み立て完成写真 114
7.5 プロトタイプ飛跡検出器全体の写真 114
7.6 FINGER カウンターの配置図 115
7.7 TOF による p/π 識別のカット 116
7.8 SciFi のヒットマップ 117
7.9 ADC 値を光電子数に変換した後のビームによるキャリブレーション 118
7.10 1 層目についての p/π それぞれの光電子数分布 120
7.11 p/π に対する入射運動量対光電子数のプロット 121
7.12 運動量の小さい p に対する飛程 121
7.13 各運動量についてのサンプリング後の p/π に対する光電子数分布 123
7.14 95%の p の検出効率を要求したときの p と誤識別される π の割合 124
7.15 ニュートリノ反応によって生成される π の dE/dx 分布 125
7.16 ニュートリノ反応によって生成された π を p と誤識別する割合 125
7.17 親のニュートリノエネルギーと反応によって生じた p の運動量の相関 126

A.1 振動パラメータ許容 (排除) 領域 139

B.1 入射窓・光電面による量子効率の違い 142
B.2 R5800GMOD Serial No. XX0290 の量子効率 142
B.3 R5800GMOD-XX0290 での ADC 分布 142
B.4 R5800GMOD での p/π のピークの平均値から求めた HV 曲線 143
B.5 R5800GMOD の 1 p.e. ゲイン曲線 143
B.6 R5800GMOD-XX0290 の p/π に対する光電子数 144

C.1 Y11(200)M、Y11(350)MS および Y11(350)M の読み出された生の光電子数 . . 146
C.2 Y11(200)M、Y11(350)MS および Y11(350)M の発光量の比較 146

D.1 モンテカルロ・シミュレーションによる p の飛程 150
D.2 モンテカルロ・シミュレーションによる π の飛程 150

E.1 サンプリング数の違いによる入射運動量ごとの π mis-ID 率の変化 *152*
E.2 ニュートリノ反応によって生成された π を誤識別する割合のサンプリング数による変化 *152*

第1章　序論

1.1　ニュートリノとその質量

ニュートリノは (重力相互作用を除き) 弱い相互作用のみする、レプトン族に属する中性の素粒子であり、1931年にPauliによってその存在の仮説が出され、1935年にFermiによって理論づけられた粒子である。弱い相互作用しかしないため、ニュートリノの直接検出は非常に難しいが、1956年にReinesとCowanによってその存在が確認された。また、電子の反応に現れるニュートリノとミュー粒子の反応に現れるニュートリノが異なる粒子であることは、1962年にLederman、Schwartz、Steibergerらの測定によって確認された。さらに、加速器を用いたZ粒子の崩壊幅の測定が、ニュートリノの種類数 (世代数) が3であることを示唆している [1]。それら3種類は、それと結合する荷電レプトンの種類から、それぞれν_e, ν_μ, ν_τと呼ばれている。

現在の素粒子標準理論は素粒子の世界を非常に良く記述しているが、その中において、これら3種類のニュートリノの質量はすべて0であるとして扱われている。また実験的測定からも、現在までに、それらの質量に対して以下のような上限値が与えられるにとどまっている [2, 3, 4]。

$$\begin{array}{ll}
m_{\nu_e} < 2.5 \text{ eV} & (^3\text{H } \beta\text{−decay}) \\
m_{\nu_\mu} < 170 \text{ keV} & (\pi^+ \to \mu^+ \nu_\mu) \\
m_{\nu_e} < 18.2 \text{ MeV} & (\tau^- \to 2\pi^-\pi^+\nu_\tau \text{ and } 3\pi^-2\pi^+\nu_\tau)
\end{array}$$

しかしながら、ニュートリノの質量が0であるという理論的根拠はなく、小さな質量があるとしても、実験の結果とは矛盾しない。

1998年6月、スーパーカミオカンデグループによって、大気ニュートリノ異常の観測から、ニュートリノ振動が存在するという報告がなされた [5]。ニュートリノ振動とは、ある種類のニュートリノが、その時間発展とともに、他の種類のニュートリノに変化する現象で、3種類のニュートリノのうち少なくとも1つが質量を持つ場合にのみ起こり得る (1.2節参照)。このスーパーカミオカンデの結果は、ニュートリノ質量の存在を示すとともに、レプトン世代保存の破れをも示しており、その破れの程度はクォークの場合のそれよりも非常に大きなものである。

ニュートリノ振動は、標準理論を超える素粒子物理学への唯一の実験的手掛かりであり、重要な鍵を握っている。また、ニュートリノは、宇宙の見えない質量を担い、銀河形成や宇宙大規模構造の形成に深く関わっているダークマターの候補として挙げられており、その質量の有無は宇宙物理学からも大きな関心が持たれている。

1.2　ニュートリノ振動

3世代あるニュートリノのうち、ある種類のものが時間発展と共に他の種類のものに変化する現象を、ニュートリノ振動という。この現象は、ニュートリノが有限の質量を持ち、かつ、

弱い相互作用の固有状態 $(\nu_e,\,\nu_\mu,\,\nu_\tau)$ と質量固有状態 $(\nu_1,\,\nu_2,\,\nu_3)$ が一致せず、さらに、3 つの質量固有状態が 1 つに縮退していない場合に起こる。この場合、弱い相互作用の固有状態は質量固有状態の混合状態になっており、

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \tag{1.1}$$

のように書くことができる。この 3×3 行列は世代間の混合を表す行列で、MNS(Maki-Nakagawa-Sakata) 行列と呼ばれ [6]、通常以下のように書かれる。

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \tag{1.2}$$

ここで、$c_{ij},\,s_{ij}$ はそれぞれ $\cos\theta_{ij},\,\sin\theta_{ij}$ であり、θ_{ij} は ν_i と ν_j の混合角である。また、δ は CP 非保存の位相である。

さて、時刻 $t = 0$、位置 $L = 0$ において弱い相互作用の固有状態 ν_α として生じたニュートリノの時間発展を考える。まず、質量固有状態 ν_i の時間発展は Schrödinger 方程式より、

$$|\,\nu_i(\tau_i)\,\rangle = e^{-im_i\tau_i}|\,\nu_i(0)\,\rangle \tag{1.3}$$

である。ここで、m_i は ν_i の質量、τ_i は ν_i の静止系での時刻である。実験室系の時刻 t、位置 L を用いて書くと、

$$e^{-im_i\tau_i} = e^{-i(E_it - p_iL)} \tag{1.4}$$

である。実際にはニュートリノは極めて相対論的 $(m_i \ll E_i)$ であるとして良いので、$t \approx L$ として、この式は $\exp[-i(E_i - p_i)L]$ となる。さらに p_i についても

$$p_i = \sqrt{E_i^2 - m_i^2} \approx E_i - \frac{m_i^2}{2E_i} \tag{1.5}$$

とできて、式 (1.3) は

$$|\,\nu_i(L)\,\rangle = e^{-i(m_i^2/2E_i)L}|\,\nu_i\,\rangle \tag{1.6}$$

となる。以下、ある決まったエネルギーのニュートリノを考え、E_i の変わりに E を用いる。位置 $L = 0$ (時刻 $t = 0$) において状態 ν_α のニュートリノは

$$|\,\nu_\alpha(0)\,\rangle = \sum_i U_{\alpha i}|\,\nu_i\,\rangle \tag{1.7}$$

となっているので、位置 L におけるその状態は

$$\begin{aligned} |\,\nu_\alpha(L)\,\rangle &= \sum_i U_{\alpha i}e^{-i(m_i^2/2E)L}|\,\nu_i\,\rangle \\ &= \sum_{\alpha'}\left[\sum_i U_{\alpha i}e^{-i(m_i^2/2E)L}U^*_{\alpha' i}\right]|\,\nu_{\alpha'}\,\rangle \end{aligned} \tag{1.8}$$

したがって、$L=0$でフレーバーαであったニュートリノが、距離Lを走った後に、フレーバーα'になっている確率$P(\nu_\alpha \to \nu_{\alpha'}; L)$は

$$P(\nu_\alpha \to \nu_{\alpha'}; L) = |\langle\, \nu_{\alpha'} \,|\, \nu_\alpha(L)\,\rangle|^2 = \left| \sum_i U_{\alpha i} e^{-i(m_i^2/2E)L} U^*_{\alpha' i} \right|^2 \tag{1.9}$$

である。

以下では簡単のため、弱い相互作用の固有状態(ν_α, ν_β)および質量固有状態(ν_1, ν_2)についての2フレーバー間のニュートリノ振動について考える。式(1.2)において$\theta_{23}=\theta_{13}=0$とすれば、2フレーバー混合の場合に帰着できる。この場合、2×2混合行列は

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \tag{1.10}$$

であり、確率$P(\nu_\alpha \to \nu_\alpha;\ L)$および$P(\nu_\alpha \to \nu_\beta;\ L)$は式(1.9))より、以下のようになる。

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \to \nu_\alpha;\ L) &= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2\left(\Delta m^2 \frac{L}{4E}\right) \\ &= 1 - \sin^2 2\theta \sin^2\left(1.27 \times \Delta m^2[\mathrm{eV}^2] \frac{L[\mathrm{km}]}{E[\mathrm{GeV}]}\right) \qquad (1.11) \\ P(\nu_\alpha \to \nu_\beta;\ L) &= \sin^2 2\theta \sin^2\left(\Delta m^2 \frac{L}{4E}\right) \\ &= \sin^2 2\theta \sin^2\left(1.27 \times \Delta m^2[\mathrm{eV}^2] \frac{L[\mathrm{km}]}{E[\mathrm{GeV}]}\right) \qquad (1.12) \end{aligned}$$

ここで、$\Delta m^2 = |m_1^2 - m_2^2|$である。これらの式により、確率$P$は、質量2乗差$\Delta m^2$と混合角$\theta$をパラメータとして、距離$L$やニュートリノエネルギー$E$とともに振動する。また、この振動が起こるためには、弱い相互作用の固有状態が異なる質量固有状態の混合状態になっていなければならないことが必要である。

このニュートリノ振動の存在を実証できれば、少なくとも2種類のニュートリノ間に質量差が存在することになり、したがって、少なくとも1種類のニュートリノが質量を持つことの証明となる。

なお、LEPの実験結果から、「反応するニュートリノ」の種類は3であるが、さらに、これらに「反応しないニュートリノ：ν_s (sterile neutrino)」[7, 8]を加えて、4ニュートリノモデルでのニュートリノ振動も考えられている。

1.3 ニュートリノ振動の検証実験

ニュートリノ振動の検証については、現在までにいくつかの実験・観測がなされている。その種類としては大きく「大気ニュートリノ異常の観測」、「太陽ニュートリノ欠損の観測」、「加速器・原子炉ニュートリノによる振動実験」の3つに分けられる。この節では、そのうち、K2K実験の直接の動機となった「大気ニュートリノ異常の観測」と、K2Kと同様に人工的なニュートリノを用いてニュートリノ振動を検証する「加速器・原子炉ニュートリノによる振動実験」について、それらの現状を簡単にまとめる。

1.3.1 大気ニュートリノ異常の観測

宇宙空間を飛び交っている陽子やα粒子などは、一次宇宙線として、絶え間なく地球に降り注いでいる。これらの一次宇宙線は、大気中の窒素や酸素などの原子核(N)と相互作用をすることにより、π中間子やK中間子などのハドロンを発生させる。それらの中間子はその崩壊過程でニュートリノを生成する。このようにして生成されたニュートリノを大気ニュートリノという。その主な生成過程は以下の通りである。

$$
\begin{array}{llllll}
p\ +\ N & \rightarrow & \begin{array}{c}\pi^+(K^+)\\ \pi^-(K^-)\end{array} & + & N' & \\
 & & \quad\downarrow & & & \\
 & & \pi^+(K^+) & \rightarrow & \mu^+\ +\ \nu_\mu & \\
 & & \pi^-(K^-) & \rightarrow & \mu^-\ +\ \bar{\nu}_\mu & \\
 & & & & \downarrow & \\
 & & & & \mu^+ \rightarrow e^+\ +\ \bar{\nu}_\mu\ +\ \nu_e & \\
 & & & & \mu^- \rightarrow e^-\ +\ \nu_\mu\ +\ \bar{\nu}_e &
\end{array}
$$

一次宇宙線のフラックスに不定性があるため、大気ニュートリノの絶対的なフラックスの予測は非常に困難であるが、$(\nu_\mu+\bar{\nu}_\mu)$と$(\nu_e+\bar{\nu}_e)$のフラックス比は、大気ニュートリノの生成過程が明確であるため、様々な理論計算に対して5%以内の精度で決定できる。上記の生成過程からも分かるように、その比はほぼ$2:1$である。

現在までに、いくつかの検出器により大気ニュートリノの観測が行われている。

このうち、KamiokandeとSuper-Kamiokandeの2つは、日本にある水チェレンコフ型検出器である。これらは、巨大な水槽に純水を貯め、その水槽内で起こったニュートリノ反応によって生じた電子やμ粒子等の荷電粒子が水中を走る際に発生するチェレンコフ光を、水槽壁面に並べられた光電子増倍管で検出し、その光量、到達時間、リングパターン等から、もとのニュートリノの種類とエネルギーを決定する検出器である。IMBも水チェレンコフ型の検出器である。

また、他の種類の検出器としては、鉄トラッキングカロリメータ型の検出器があり、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、粒子の反応点、飛来方向、エネルギー、種類を調べるというものである。Soudan 2、MACRO、Fréjus、NUSEXがこの種類の検出器である。

以上の7つの実験について、その観測結果を表1.1にまとめた[9, 10, 11, 12, 13, 14, 15]。表中でデータとモンテカルロシミュレーションによる予測の比を表すRは、

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

添字のdataおよびM.C.は、それぞれ実際に観測されたデータおよびモンテカルロシミュレーションによって得られた値であることを表している。

FréjusとNUSEXを除いた5つの観測結果は、ν_μ/ν_e比の観測値が理論の予測する値よりの約60%程度しかない。つまり、観測されたν_μのフラックスが理論値よりも小さい、または観測されたν_eのフラックスが理論値よりも大きいことを表している。これを大気ニュートリノ異常という。

表 1.1: 大気ニュートリノの観測結果。

実験名		観測時間 [kton·year]	$R\left(\frac{(\mu/e)_{\rm data}}{(\mu/e)_{\rm M.C.}}\right)$
Super-Kamiokande	sub-GeV[a]	71	$0.652^{+0.019}_{-0.018} \pm 0.051$ [9]
	multi-GeV[b]	71	$0.668^{+0.035}_{-0.033} \pm 0.079$ [9]
Kamiokande	sub-GeV[a]	7.7	$0.60^{+0.06}_{-0.05} \pm 0.05$ [10]
	multi-GeV[b]	8.2(FC), 6.0(PC)	$0.57^{+0.08}_{-0.07} \pm 0.07$ [10]
IMB		7.7	$0.54 \pm 0.05 \pm 0.12$ [11]
Soudan 2		5.1	$0.68 \pm 0.11 \pm 0.06$ [12]
MACRO		6.59 years	$0.73 \pm 0.028 \pm 0.044 \pm 0.12$[c][13]
Fréjus		2.0	$1.00 \pm 0.15 \pm 0.08$ [14]
NUSEX		0.740	$0.96^{+0.32}_{-0.28}$ [15]

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

[b] $E_{\rm vis} > 1.33$ GeV の FC および Partially Contained(PC) 事象。

[c] この比は、μ 粒子事象のみについての data/M.C. 比 $R(\mu_{\rm data}/\mu_{\rm M.C.})$ である。

この現象をニュートリノ振動を用いて説明することができる。すなわち、大気中で生成された ν_μ の一部が、検出器に到達するまでの間に、ν_e もしくは他の種類のニュートリノに変化していると考える。その場合、検出器の上方からやってくるニュートリノは、大気中で生成されてから約 10 km しか飛行していないのに対し、検出器の下方からやってくるニュートリノは、地球内部を通過してやってくるので、約 10,000 km の飛行距離があり、事象数の天頂角分布に顕著な上下非対称が現れると予想される。

図 1.1 は、Super-Kamiokande における大気ニュートリノサンプル中の電子および μ 粒子事象の天頂角分布を示す。μ 粒子事象に注目すると、上向きの事象は下向きの事象に比べて、約 50%程度しかないことが分かる。ニュートリノ振動がないと仮定した場合には、この観測結果を説明することはできず、逆にニュートリノ振動を仮定すると、図 1.1 の結果を非常に良く説明できる。その場合、最適な振動パラメータの値は、

$$\left\{\begin{array}{rcl} \sin^2 2\theta & = & 1.0 \\ \Delta m^2 & = & 3.2 \times 10^{-3}\ {\rm eV}^2 \end{array}\right. \qquad (\chi^2 = 135.4/152\ {\rm d.o.f})$$

であるという結果が得られている [9]。

電子事象と μ 粒子事象の両方の天頂角分布を合わせると、$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の振動モードでは、これらの観測結果を矛盾なく説明することはできない。また、Super-Kamiokande では、中性カレント反応のサンプルを用いた解析や地球内部での物質効果を考慮に入れた解析なども行われており、その結果からは、反応しないニュートリノ ν_s への振動モード $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$ は 99% C.L. で棄却されている [9]。したがって、大気ニュートリノ異常を説明するための支配的な振動モードは $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ であると考えられる。

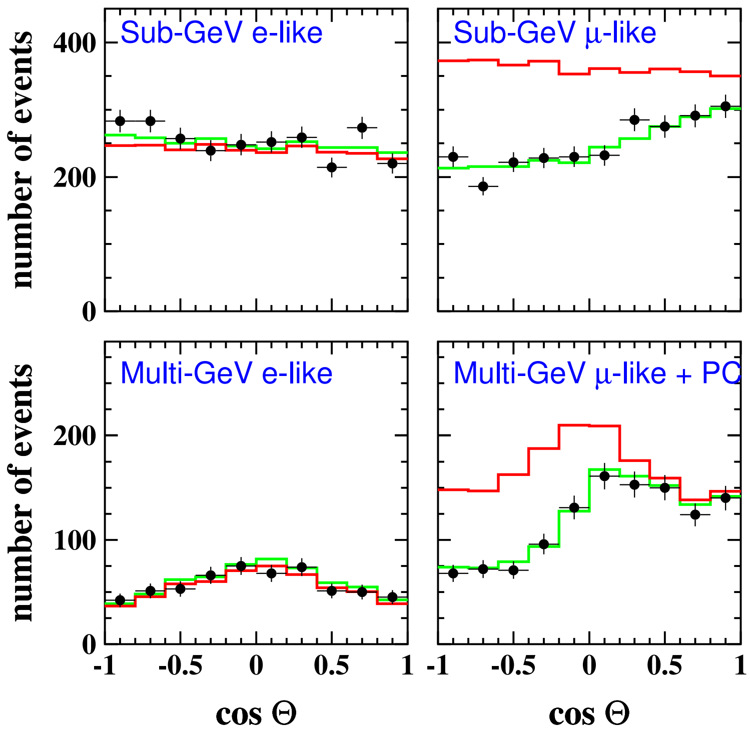


図 1.1: Super-Kamiokande 大気ニュートリノサンプル中の電子 (図左側) および μ 粒子 (図右側) 事象の sub-GeV(図上側) および multi-GeV(図下側) エネルギー領域の天頂角分布 [9]。横軸は、地球中心方向とニュートリノ反応により生成された電子または μ 粒子の運動量方向とのなす角の余弦である。黒丸が 1140 日分の実データであり、黒線がニュートリノ振動がない場合のシミュレーション結果、緑色の線がニュートリノ振動を仮定した場合のベストフィットのシミュレーション結果である。

1.3.2 加速器・原子炉ニュートリノによる振動実験

原子炉や加速器で作られたニュートリノを用いることの最大の長所は、大気ニュートリノの場合とは異なり、作られたニュートリノの種類、エネルギーおよびニュートリノ源から検出器までの距離が良く分かっていることである。このような人工的なニュートリノを用いたニュートリノ振動実験がいくつか行われている。

原子炉からのニュートリノを用いた実験では、反電子ニュートリノ消滅モード $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_x$ の検証が行われている。この場合のニュートリノ源は、核分裂から放出される $\bar{\nu}_e$ であるため、そのエネルギーは数 MeV 程度であり、原子炉からの距離がそれほど遠くなくても、式 (1.11)、(1.12) における L/E の値を大きくすることができる。その結果、1 km という短い距離でも、$\Delta m^2 \sim 10^{-2} - 10^{-3}$ eV^2 あたりまで感度を持たせることができる。

原子炉ニュートリノを用いた実験は CHOOZ、Palo Verde、Bugey、Krasnoyarsk などがある。それらの結果を表 1.2 にまとめたが、現在までのところ、これらからはニュートリノ振動を示すような結果は得られていない。

なお、現在建設中の Kam-LAND 実験も、原子炉ニュートリノを用いたニュートリノ振動の検

表 1.2: 原子炉ニュートリノを用いた実験の結果。

実験名	原子炉からの距離	Δm^2 [eV^2] [a]	$\sin^2 2\theta$ [b]
CHOOZ[16]	1.1 km	< 0.0007	< 0.10
Palo Verde[17]	0.75, 0.89 km	< 0.0011	< 0.21
Bugey[18]	15, 40, 95 m	< 0.01	< 0.02
Krasnoyarsk[19]	57.0, 57.6, 231.4 m	< 0.0075	< 0.15

[a] $\sin^2 2\theta = 1$ における値。

[b] 大きな Δm^2 に対しての値。

証行うが、この実験では原子炉から検出器までの距離が約170kmもあり、$\Delta m^2 \sim 5 \times 10^{-6}$ eV^2 という非常に小さな領域まで探索できるため、ニュートリノ振動の研究に対して大きな情報を与えるのではないかと期待されている実験である。

加速器で作られたニュートリノを用いてニュートリノ振動を検証しようという実験は、大きく2種類に分けられる。

第一には、ニュートリノ源から検出器までの距離が数10 m–1 kmという短い(短基線 : short-baseline)もので、そのうち、高エネルギーニュートリノ($\sim$ 10 GeV)を用いた実験はCHORUS、NOMADなどが、また、低エネルギーニュートリノ($\lesssim$ 500 MeV)を用いた実験はLSND、KARMEN 2などがある。この場合、L/Eが小さいため、CHORUS、NOMADでは$\Delta m^2 \gtrsim 1$ eV^2、また、LSND、KARMENでは$\Delta m^2 \gtrsim 0.1$ eV^{2}という、Δm^2の大きな領域しか探索できない。しかしながら、ニュートリノフラックスが大きいため、$\sin^2 2\theta$については、$\sin^2 2\theta \sim 10^{-3}$という非常に小さな領域まで探索できる。

第二には、ニュートリノ源から検出器までの距離が数100 kmという長い(長基線 : long-baseline)もので、我々のK2K実験がそれにあたり、長基線実験としては世界で唯一進行中の実験である。建設中のものでは、MINOS、CERN-to-Gran Sassoがこれにあたる。また、これらの実験でのニュートリノエネルギーは$E_\nu \sim 1 - 10$ GeV 程度である。長基線の場合には、L/Eが大きくなるので、$\Delta m^2 \sim 10^{-3}$ eV^2 あたりまでの感度を持つことができる。

加速器を用いた実験では、現在までのところ、LNSDが$\nu_\mu \to \nu_e$のモードにおいてニュートリノ振動を示すような結果を得ている以外には、積極的な結果は報告されていない。主な実験の結果については表1.3にまとめた。しかしながら、K2K実験は、1999年6月から実験を開始し、2000年6月までのデータから、「ニュートリノ振動がない」ということを95% C.L.で棄却している。K2K実験については第2章で詳しく述べる。

今までに行われたニュートリノ振動の検証実験から得られた、許容(または排除)される振動パラメータ領域を付録A図A.1に掲載した。

表 1.3: 加速器で生成したニュートリノを用いた実験の結果。

実験名	$\langle E_\nu \rangle$[a] [GeV]	距離[a] [km]	振動モード	Δm^2 [c] [eV^2]	$\sin^2 2\theta$ [d] [$\times 10^{-1}$]	参照
CHORUS	27	0.82	$\nu_\mu \to \nu_\tau$	< 1.1	< 0.035	[20, 21]
NOMAD	23	0.82		< 1.2	< 0.012	[22]
CCFR	140	1.4	$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \to \nu_\tau(\bar{\nu}_\tau)$	< 1.4	< 0.081	[23]
			$\nu_e(\bar{\nu}_e) \to \nu_\tau(\bar{\nu}_\tau)$	< 20	< 2.1	[24]
			$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \to \nu_e(\bar{\nu}_e)$	< 1.6	< 0.018	[25]
CHARM 2	20	~ 0.65[e]		< 0.9	< 0.056[f]	[26]
BNL E776	1.4	1		< 0.075	< 0.03	[27]
KARMEN	DAR[g]	0.0177	$\nu_e \to \nu_\tau$	< 0.77	< 0.338	[28]
			$\bar{\nu}_\mu \to \bar{\nu}_e$	< 0.05	< 0.013	[29]
LSND[j]	DAR[h]	0.030		0.05–0.08	< 3	[30]
	DIF[i]		$\nu_\mu \to \nu_e$	0.003–0.3	0.005–0.3	[31]

[a] ニュートリノビームの平均エネルギー。

[b] 1 次陽子ビームの標的から検出器までの距離。

[c] $\sin^2 2\theta = 1$ における値。

[d] 大きな Δm^2 に対しての値。

[e] ニュートリノ源から検出器までの平均距離 [26]。

[f] CP 対称性を仮定して、$\nu_\mu \to \nu_e$ と $\bar{\nu}_\mu \to \bar{\nu}_e$ のモードを組み合わせたときの値である。$\nu_\mu \to \nu_e$、$\bar{\nu}_\mu \to \bar{\nu}_e$ に対する値は、それぞれ $\sin^2 2\theta < 9.4 \times 10^{-3}, 4.8 \times 10^{-3}$ である。

[g] Decay at Rest。$\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$、$\mu^+ \to e^+\bar{\nu}_\mu\nu_e$ の静止崩壊。ニュートリノエネルギーは、ν_μ については 29.8 MeV の単一エネルギー、$\bar{\nu}_\mu$ と ν_e については $V - A$ 理論で計算されるエネルギースペクトルになる。

[h] $\pi^+ \to \mu\nu_\mu$ と $\mu^+ \to e^+\bar{\nu}_\mu\nu_e$ の静止崩壊によるニュートリノのエネルギー [32]。

[i] Decay in Flight。$\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$、$\pi^- \to \mu^-\bar{\nu}_\mu$ の飛行中の崩壊。ニュートリノのエネルギースペクトルは [32] 参照。

[j] DAR と DIF の両方を用いた解析では、Δm^2 は 0.04–0.06、$\sin^2 2\theta$ は 0.003–0.005 である [33]。

第2章　K2K実験の現状と新しいニュートリノ検出器の開発

この章では、K2K 長基線ニュートリノ振動実験の概略と最近の結果を述べるとともに、K2K 実験の現状と新しいニュートリノ検出器開発のモチベーション、および現在開発を進めている液体シンチレータ飛跡検出器の概要についても述べる。

2.1　K2K 長基線ニュートリノ振動実験

2.1.1　K2K 実験の概要

K2K(KEK-to-Kamioka) 長基線ニュートリノ振動実験 (KEK-PS E362) は、茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) にある 12GeV 陽子シンクロトロン加速器 (12 GeV KEK-PS) からの高エネルギー陽子ビームを用いて、ほぼ純粋なミューオンニュートリノ (ν_μ) ビーム (平均ニュートリノエネルギー 1.4 GeV) を生成し、KEK 所内に設置された前置検出器および約 250 km 離れた岐阜県吉城郡神岡町にある東京大学宇宙線研究所宇宙素粒子研究施設付属の大型水チェレンコフ宇宙素粒子観測装置 (Super-Kamiokande) にてそのニュートリノを検出し、両者の比較からニュートリノ振動の有無を探索・検証する実験であり、世界初の加速器ニュートリノによる長基線ニュートリノ振動実験である。その概念的な図を図 2.1 に示した。

KEK 所内に設置されたビームモニタと前置検出器では、加速器にて生成した直後のニュートリノビームのエネルギースペクトル、角度分布、フラックス、成分を測定し、ニュートリノビームの 250 km 離れた Super-Kamiokande まで飛行したあとのエネルギースペクトルを予測する。そして、この予測と実際に Super-Kamiokande で観測されたエネルギースペクトルを比較することにより、ニュートリノ振動の存否についての結論を出し、振動パラメータ ($\Delta m^2,\ \sin^2 2\theta$) のより精度の良い決定を行う。

K2K 実験では次の 2 つの振動モードの探索・検証を行う。

- **$\boldsymbol{\nu_\mu \rightarrow \nu_x}$ 振動**
  Super-Kamiokande による大気ニュートリノの観測結果が示唆する大気ニュートリノ異常の原因は $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ のニュートリノ振動であり、K2K 実験においてもこの振動モードの探索・検証を行う。しかしながら、K2K 実験でのニュートリノエネルギーは平均 1.4 GeV であり、$\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動での振動後の ν_τ は、弱荷電カレント反応で τ 粒子 (質量 1.77 GeV/c^2) を生成するために必要なエネルギー 3.45 GeV を持っていない。そのため、Super-Kamiokande において τ 粒子を検出して ν_τ を同定し、直接 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動を検証することはできない。そこで、代わりに、ν_μ の減少具合い (disappearance) からこの振動モードを検証するのが $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$ 振動である。この $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$ 振動では、ニュートリノ振動があった場合、振動前後で ν_μ の個数が変化するだけでなく、図 2.2 に示すようなニュートリノ振動に特有のエ

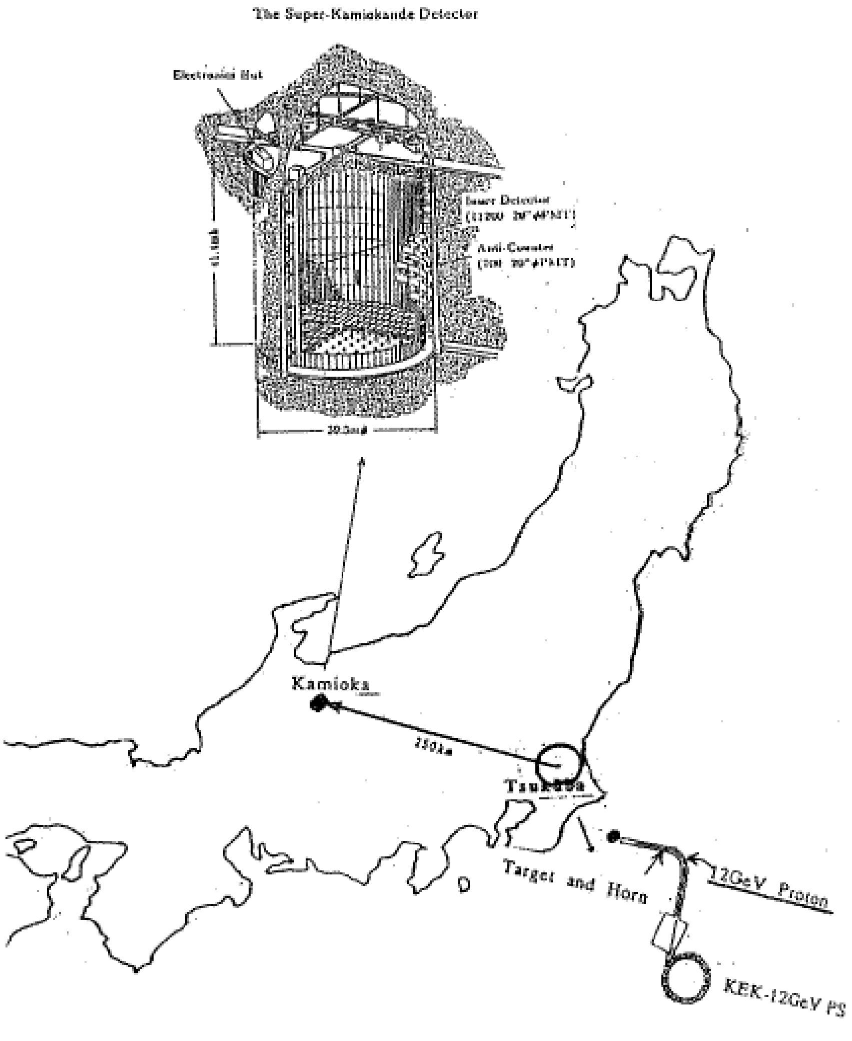

The Super-Kamiokande Detector
Electronics Hut
Inner Detector
(11200 20"φPMT)
Anti-Counter
41.4m
39.3mφ
Kamioka
250km
Tsukuba
Target and Horn
12GeV Proton
KEK-12GeV PS

図 2.1: K2K 長基線ニュートリノ振動実験の概略。高エネルギー加速器研究機構で生成したニュートリノビームを 250 km 離れた Super-Kamiokande で検出する。

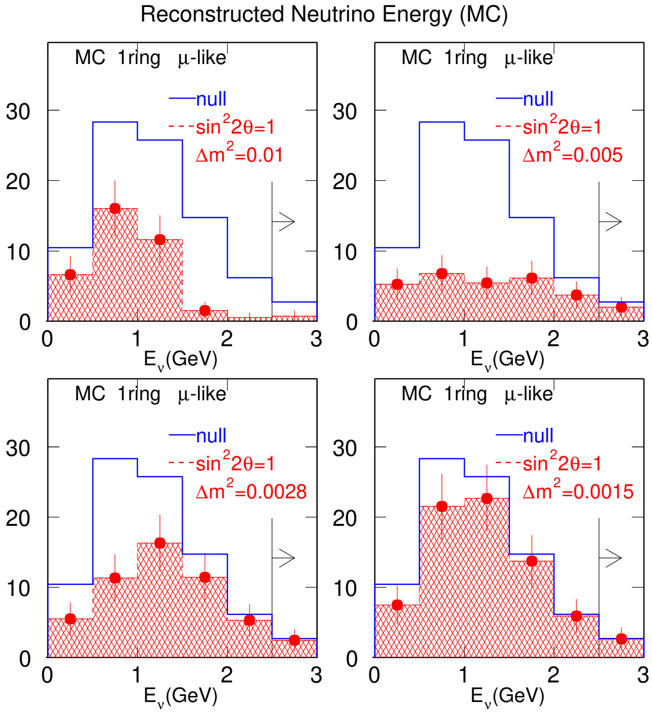


図 2.2: K2K 実験において Super-Kamiokande で期待されるニュートリノのエネルギースペクトル。白抜きのヒストグラムがニュートリノ振動が振動がなかった場合、ハッチのかかったヒストグラムはニュートリノ振動があった場合、振動パラメータが $\sin^2 2\theta = 1$、$\Delta m^2 = 0.01$、0.005、0.0028 および 0.0015 のそれぞれのときに期待されるエネルギースペクトルのモンテカルロシミュレーションの結果である。

ネルギースペクトルの歪みが現れる。したがって、前置検出器と Super-Kamiokande との ν_μ のエネルギースペクトルの比較し、このような歪みが観測されれば、ニュートリノ振動の決定的な証拠となる。なお、このようなニュートリノの減少具合いを調べる実験は disappearance 実験と呼ばれる。

- **$\boldsymbol{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$ 振動**
  K2K 実験でのニュートリノビームは、微量に ν_e が混入しているが、ほぼ純粋な ν_μ のビームである。前置検出器において ν_μ ビーム中の ν_e の混入率を測定し、Super-Kamiokande において、この測定から期待されるよりも多くの ν_e 反応が観測されれば、これもまた、ニュートリノ振動の決定的な証拠となる。なお、このようなニュートリノの出現を調べる実験は appearance 実験と呼ばれる。

この 2 つの振動モードに対する K2K 実験での探索領域を図 2.3 に示す。K2K と書かれた太実線の右側領域内が、K2K 実験において 90%C.L. で検出可能な振動パラメータ領域である。$\nu_\mu \rightarrow \nu_x$ モードでは、Super-Kamiokande の大気ニュートリノの観測から得られた許容領域の半分以上を探索することができる。また、$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ モードでは、Kamiokande の大気ニュートリノ観測から得られた許容領域を完全に探索することができる。ただし、原子炉ニュートリノ実験 CHOOZ による $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ 振動検証から、$\sin^2 2\theta > 0.1$ の領域での $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動について否定的な結果が出されているが、「長基線」による ν_e の出現という、CHOOZ とは全く異なった方法により探索することには大きな意味があると考えている。

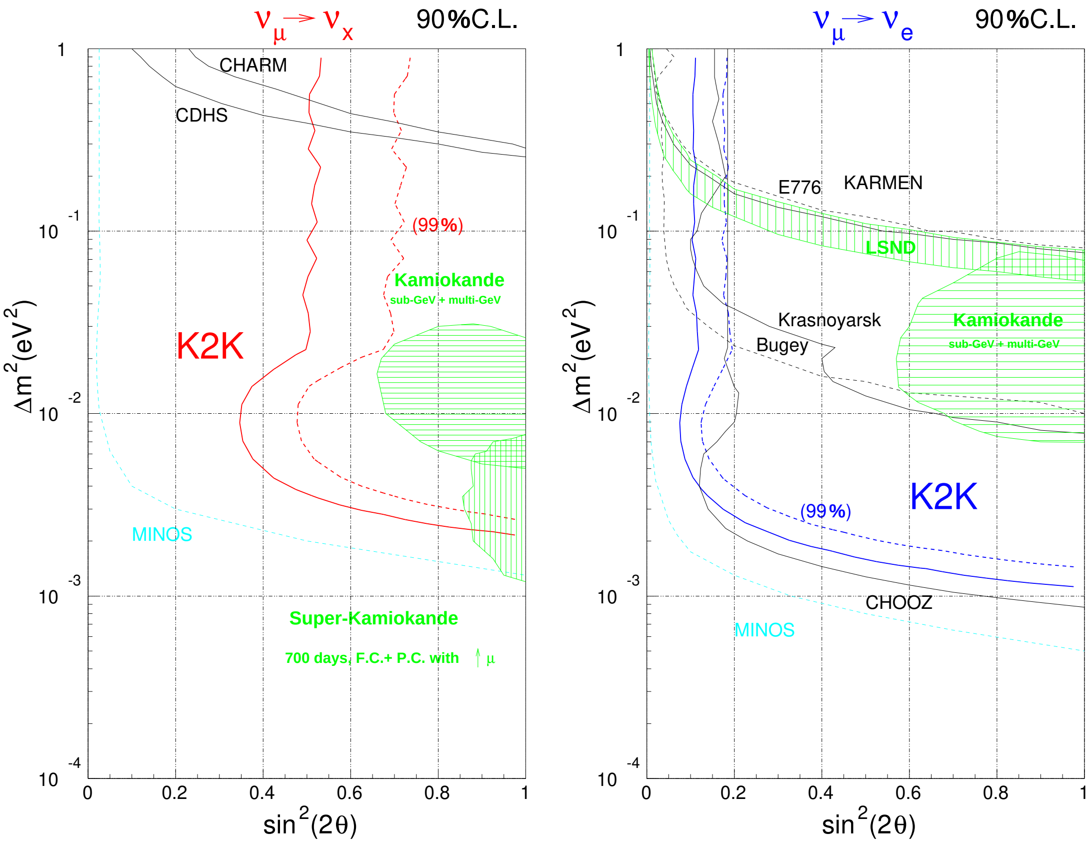


図 2.3: K2K 実験において探索可能なニュートリノ振動パラメータ領域。左が $\nu_\mu \to \nu_x$ 振動、右が $\nu_\mu \to \nu_e$ 振動モードについて。それぞれの図で K2K と書かれた太い実線の右側領域内が、90%C.L. で探索可能な領域である。また、ハッチのかかった領域については、ニュートリノ振動が観測された実験から得られた許容領域である。ただし、他の実験の結果については、最新のものではない。

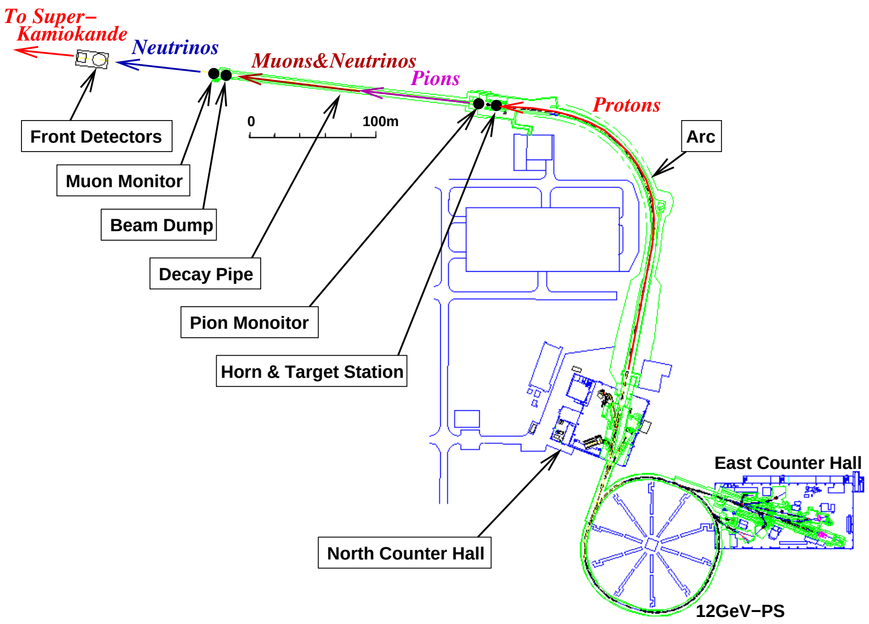

To Super–Kamiokande
Neutrinos
Muons&Neutrinos
Pions
Protons
0
100m
Front Detectors
Muon Monitor
Beam Dump
Decay Pipe
Pion Monoitor
Horn & Target Station
Arc
East Counter Hall
North Counter Hall
12GeV–PS

図 2.4: K2K 実験ニュートリノビームライン

2.1.2 ニュートリノビームライン

KEK 所内において、12 GeV KEK-PS を用いてニュートリノビームを生成するシステムをニュートリノビームラインと呼ぶ。K2K 実験のビームラインを図 2.4 に示した。

K2K 実験では KEK にある 12 GeV 陽子シンクロトロン (KEK-PS) から取り出した高エネルギー陽子ビームを用いて、ニュートリノビームを生成する。まず、「速い取り出し (fast extraction)」により、KEK-PS から 12 GeV に加速された陽子ビームを取り出す。ビームスピル幅は約 1.1 μsec、周期は約 2.2 sec に 1 回 (1 スピル)、陽子ビーム強度は 6×10^{12} 個/スピルである。また、1 スピル内は 9 バンチの構造を持っており、1 バンチ幅は約 50–60 nsec、バンチとバンチの間隔は約 100 nsec である。

取り出された陽子は北カウンターホールを通過し、K2K 実験のために新たに延長された陽子ビームラインへ導かれる。そのビームラインを 150 m ほど北へ走り、アーク部でほぼ直角に曲げられ、陽子ビームは Super-Kamiokande の方角へ向けられる。

その後、陽子ビームはターゲットステーションで、アルミニウム標的に入射される。このアルミニウム標的の大きさは直径 3 cm、長さ 65 cm であり、2 つある電磁ホーンのうち、ビーム上流側の第 1 電磁ホーンと一体になっている [34]。この標的に陽子ビームが衝突し、π 中間子が生成される。2 つの電磁ホーン内には、正電荷の粒子だけが神岡の方向へ収束されるように、250 kA の電流によって約 5 T のトロイダル磁場が励磁されている。したがって、生成された π 中間子のうち、π^- は外側へ掃き出され、π^+ だけが選択的に神岡の方角へ収束される (図 2.5)。この電磁ホーンシステムを使用することにより、使用しない場合の約 14 倍のニュートリノフラックスを得ることができる。

第 2 ホーンの直後には、π 中間子モニター (PIMON) と呼ばれるビームモニターが設置されて

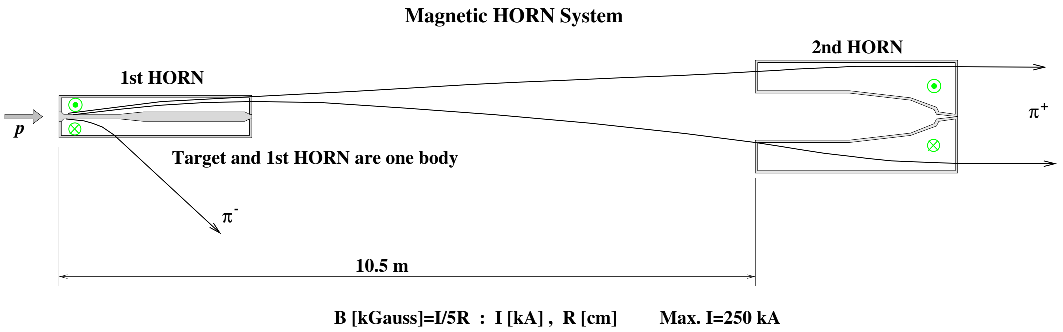

Magnetic HORN System
2nd HORN
1st HORN
p
π+
Target and 1st HORN are one body
π-
10.5 m
B [kGauss]=I/5R : I [kA] , R [cm]
Max. I=250 kA

図 2.5: 電磁ホーンシステムの概略図。第 1、第 2 ホーンの 2 つの電磁ホーンからなる。250 kA の電流が流され、内部には約 5 T のトロイダル磁場が励磁される。

おり [35]、PIMON の測定のための特別なランの時のみ、ビームラインに入れられる。PIMON の目的は、ニュートリノの親粒子である π^+ の運動量分布および角度分布を測定し、前置検出器および Super-Kamiokande におけるニュートリノビームのエネルギー分布と空間的広がりを予測することである。PIMON は、リングイメージ型ガスチェレンコフ検出器であり、チェレンコフ角により運動量分布を、またチェレンコフ光の方向により飛行方向分布を測定する。π^+ についてこの 2 つの分布を測定しておけば、あとは $\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$ の簡単な 2 体崩壊過程の運動学の計算のみから、ν_μ のエネルギースペクトルと角度分布を予測することができる。図 2.6 に PIMON の測定結果から予測した、前置検出器および Super-Kamiokande におけるニュートリノエネルギースペクトルを示した。プロットがデータでボックスがモンテカルロシミュレーションの結果である[1]。PIMON の結果から、ニュートリノのエネルギースペクトルと角度分布についての前置検出器と Super-Kamiokande との比 (R(far/near); far-near ratio) を求め、前置検出器の測定結果を Super-Kamiokande に外挿する。

さて、PIMON を通過した π^+ のほとんどは、そのあとに続く長さ 200 m の崩壊トンネル内で $\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$ の崩壊過程を経て、μ^+ と ν_μ になる。崩壊トンネル終端にはビームダンプが置かれており、未反応の陽子や π^+ はここで吸収される。ビームダンプ直後には、μ 粒子モニター (MUMON) と呼ばれるビームモニターが設置されており、ここで、π^+ の崩壊により生成された μ^+ のプロファイルの中心位置、強度変化を 1 スピルごとに測定する。MUMON は 2 m×2 m の He ガスイオンチェンバーと縦・横・斜めに配置されたシリコン検出器の 2 つからなる。MUMON で測定している μ^+ は、π^+ の崩壊から生成されたもので、ν_μ のプロファイルを非常に良く反映しており、したがって、1 スピルごとにニュートリノが神岡に向かっているかどうかを確認しているのが、この MUMON である。ただし、MUMON はビームダンプの下流に置かれているため、それを突き抜けてくるような高エネルギーの μ しか測定できない。したがって、フラックスの絶対値のモニターとしては不適当である。

MUMON のあとには長さ 100 m の土盛りがあり、残った μ^+ はここですべて止められ、その下流にある前置検出器では、ほぼ純粋な ν_μ ビーム[2]を得ることができる。

---

[1] PIMON には π^+ の約 2 倍の量の陽子も入射する。R(far/near) の予測には π^+ のみの情報が必要であり、PIMON の測定では、12 GeV の 1 次陽子がチェレンコフ閾値を超えないような屈折率で行っている。そのため、2 GeV/c 以下の π^+ に感度がなく、PIMON の測定結果のみでは 1 GeV 以下のニュートリノエネルギースペクトルは予測することはできない。したがって、図 2.6 の $E_\nu < 1$ GeV にはモンテカルロの結果しか示されていない。

[2] π^+ の崩壊からできた μ^+ が $\mu^+ \to e^+\bar{\nu}_\mu\nu_e$ の過程で崩壊することにより、ビーム中には ν_e が混入しているが、

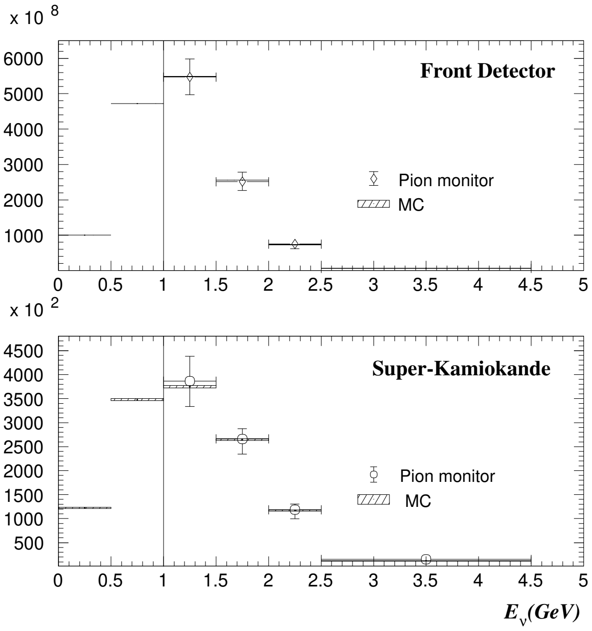


図 2.6: PIMON の測定結果から予想される前置検出器および Super-Kamiokande でのニュートリノエネルギースペクトル。横軸はニュートリノエネルギーである。上図が前置検出器、下図が Super-Kamiokande。また、点がデータ、ボックスがモンテカルロシミュレーションである。なお、PIMON はニュートリノエネルギーで 1 GeV 以下には感度がないので、この領域に示されているのはモンテカルロのみである。

これらのビームラインの建設・設置は、GPS(Global Positioning System) を利用して行われ、ビームラインから見たときの Super-Kamiokande の位置の誤差が ±1 m の精度で測定されている。また、KEK で作られたニュートリノビームは約 3 mrad の広がりを持っており、Super-Kamiokande でのフラックスは、約 1 km の範囲でほぼフラットである。したがって、MUMON でのビームプロファイル中心が、GPS により測定された中心にあれば、ニュートリノビームは問題なく Super-Kamiokande に向かっていることになる。我々は、MUMON および次に述べる前置検出器を用いて、ビーム方向を 1 mrad の精度でモニターしている。

2.1.3 前置検出器

前置検出器 (FD) は、陽子標的から 300 m 下流に掘られた実験ホール (直径 25 m、深さ 15 m) 内に設置されている。この前置検出器では、ニュートリノビーム生成直後の (振動をする前の) 諸性質、すなわち、エネルギースペクトル、フラックス、ν_e の混入率を測定する。また、ニュートリノ反応の反応プロファイルを測定することにより、MUMON と同様、ニュートリノビームが Super-Kamiokande の方向に向かっているかどうかを確認する。

前置検出器の概略図を図 2.7 に示した。K2K 実験の前置検出器は大きく分けて、1kt 水チェレンコフ型検出器 (1kt) と Fine-Grain 検出器 (FGD) の、2 つの部分の検出器からなっている。

1kt 水チェレンコフ型検出器 (1kt)

1kt 水チェレンコフ型検出器 (1kt) は、水槽に総水量約 1,000 t の超純水を蓄え、光速の荷電粒子が水中を走ったときに発生するチェレンコフ光を検出し、その電荷分布、時間情報、リングパターンから粒子同定を行う、水チェレンコフ型の検出器であり、実験ホール内最上流に設

μ^+ の寿命が長いので混入率は数%程度である。

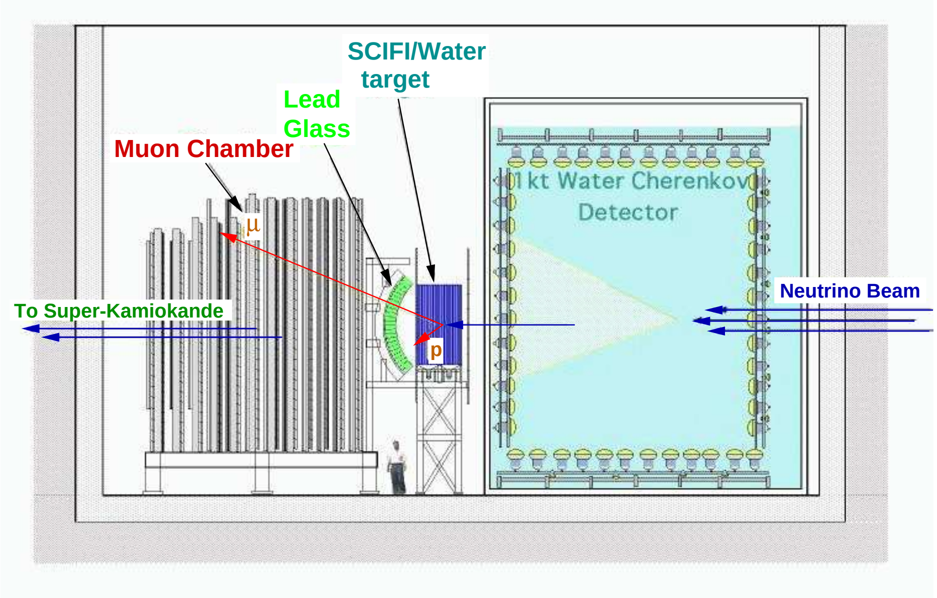

SCIFI/Water target
Lead Glass
Muon Chamber
μ
1 kt Water Cherenkov Detector
To Super-Kamiokande
Neutrino Beam
p

図 2.7: K2K 実験前置検出器の概略図。

置されている。この検出器は、Super-Kamiokande 実験前の e/μ 同定検証実験として行われた KEK-PS E261A 実験の際に使用された水槽を、改造・再利用したもので、内部は光学的に内水槽と外水槽に分けられている。内水槽には Super-Kamiokande で使用されているものと同じ直径 20 inch の光電子増倍管 (PMT) が 680 本、Super-Kamiokande と同じ間隔で取り付けられている。また、外水槽のビーム上流側側面と底面には 8 inch の PMT が計 68 本取り付けられており、水槽よりもビーム上流で相互作用して生成された μ が、水槽内に入ってくる事象の識別に用いられる。

前置検出器として 1kt を用いる利点は、ニュートリノビーム生成直後のビームの性質を、Super-Kamiokande と同じ測定原理、検出装置、解析方法をもつ検出器で測定することにより、検出器の違いから生じる系統的な誤差をキャンセルできることである。現在のところ、前置検出器にある 1kt、SciFi、MRD の中で、1kt が最も小さな誤差で Super-Kamiokande での事象数を予測することができている。図 2.8 には、標的に衝突した陽子 10^{12} 個 (p.o.t[3]) 当たりの 1kt 内でのニュートリノ反応事象数 (event rate) の時間変化を示した。横軸は陽子が標的に衝突した個数を表す指標 (CT 値) であり、ほぼ時間の流れを表すものと思って良い。現在 1kt では、主にニュートリノ反応事象数の絶対値を測定し Super-Kamiokande でのニュートリノ反応数の予測をしている。

---

[3] p.o.t.; protons on target。標的に衝突した陽子数。

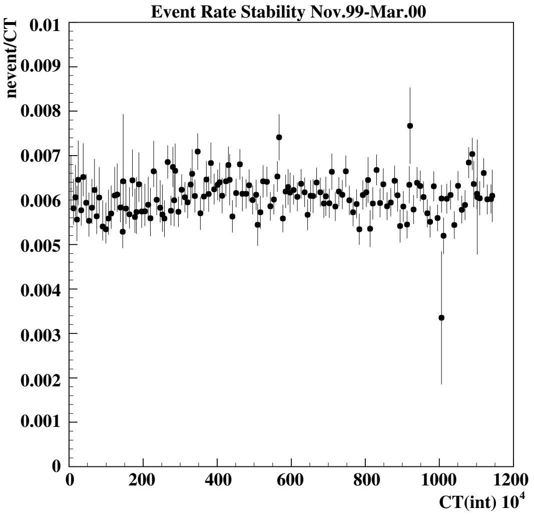


図 2.8: 1kt の測定によるイベントレートの安定性。横軸は、陽子ビームが標的にどれだけ衝突したかを表す指標 (CT) であり、縦軸は標的に衝突した陽子数 (p.o.t.)10^{12} 個当たりの 1kt でのイベント数。

Fine-Grain 検出器 (FGD)

Fine-Grain 検出器 (FGD) では、その最上流に設置された SciFi 内の水標的 (後述) 中の核子と ν_μ が起こす弱荷電カレント準弾性散乱 (CCqe) 反応

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

によって生成される μ^- の飛程とビーム軸に対する散乱角を測定することで、ν_μ のエネルギー分布を再構成することが主な目的である。我々は ν_μ のビームを用いているので、その運動量方向は知っており、したがって、CCqe 反応を選び出し、そのときの μ のエネルギー E_μ、ビーム軸に対する散乱角 θ_μ さえ測定すれば、

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

より、簡単に ν_μ のエネルギー E_{ν_μ} を再構成できる。ここで、m_μ および m_N はそれぞれ μ および核子の質量である。また、p_μ は散乱された μ の運動量であるが、これは E_μ から構成することができる。したがって、ニュートリノのエネルギースペクトルを測定するためには、(1)CCqe 反応を選び出し、(2) そこから生じた μ のエネルギー E_{ν_μ} とビーム軸からの散乱角 θ_μ を測定することが必要であり、これらを FGD を用いて測定する。図 2.9 に FGD の概略図を示した。

- **水標的/シンチレーティングファイバートラッカー (SciFi)**
  2.4 m×2.4 m×6 cm の水標的層と断面積 2.4 m×2.4 m のシンチレーティングファイバーシートが、交互に 20 層ずつ並べられた、多層サンドウィッチ構造を持つ飛跡検出器である [36]。シンチレーティングファイバーシートは、直径 0.7 mm のシンチレーティングファイバーを 2 層俵積みに並べてシート状にしたもので、X-X および Y-Y の 2 方向のファイバーシートを使用する。水標的層内で反応した荷電粒子の飛跡を再構成し、CCqe 反応を選びだすことが、SciFi の主な目的である。また、ファイングレイントラッカーであるので、ニュートリノ反応の理解を進めるのも目的の 1 つである。多数のシンチレーティングファイバーの情報を読み出すために、24 台のイメージインテンシファイアチューブ (IIT)

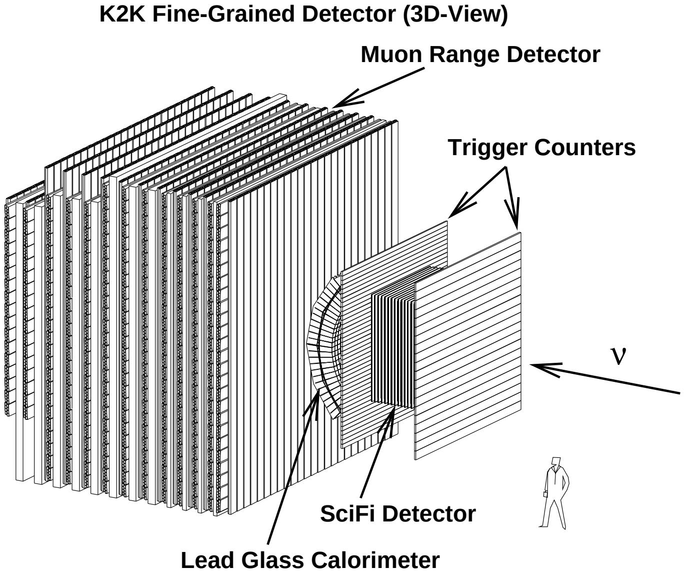

K2K Fine-Grained Detector (3D-View)
Muon Range Detector
Trigger Counters
ν
SciFi Detector
Lead Glass Calorimeter

図 2.9: K2KFine-Grain 検出器の概略図。ビーム上流から、上流 TGC、SciFi、下流 TGC、LG、MRD の順に配置されている。

と CCD カメラを利用している。そのため、100 μsec 程度の時間分解能しかない。SciFi での CCqe 反応 2 トラック事象候補の典型的な例を図 2.10 に示した[4]。この図では、長いトラックと短いトラックの 2 トラックがあり、これらは μ および p と考えられる。CCqe 反応では、ビーム上流から見ると、生成された μ と p が一直線上に乗る (coplanarity)。

- トリガーカウンター (**TGC**)

  TGC は、ビームに対して、SciFi の上流側と下流側に SciFi を覆うように配置されており、上流 TGC は厚さ 4 cm、幅 20 cm、長さ 466 cm のプラスチックシンチレータが 20 本、下流 TGC は厚さ 4 cm、幅 10 cm、長さ 466 cm のプラスチックシンチレータが 10 本から構成され、それぞれのシンチレータは、左右から PMT で読み出される。上流 TGC と下流 TGC では役割が異なり、上流 TGC は、1kt やさらにその上流の物質中で相互作用して生じた μ を VETO し、SciFi 内で起こった事象を抽出するのに用いる。また、下流 TGC は、SciFi 内で起こった反応による飛跡とのトラックマッチングやその時間を測定し、SciFi の補助的な役割を果たす (図 2.10) とともに、後述の LG と組み合わせて使うことにより、e/μ の識別にも使用する [37]。そのため、TGC では波高測定も行われ、下流に関してはゲインのモニターもされている。また、上流・下流 TGC ともに、宇宙線 μ のバックグラウンドをカットする役割もある。

- 鉛ガラスカロリメータ (**LG**)

  鉛ガラスを使用したチェレンコフカロリメータで、113 mm×122 mm×340 mm の鉛ガラスブロック 60 個を縦 12× 横 5 に積み上げ 1 モジュールを構成し、10 モジュールが縦 2× 横 5 に並べられている。エネルギー分解能は $\Delta E_e/E_e \sim 8\%/\sqrt{(E_e}$ [GeV]) である。ν_e 事象で生成される e の同定とそのエネルギー測定を行う。

---

[4] μ のみが見える、1 トラックの事象も CCqe 反応の候補となる。

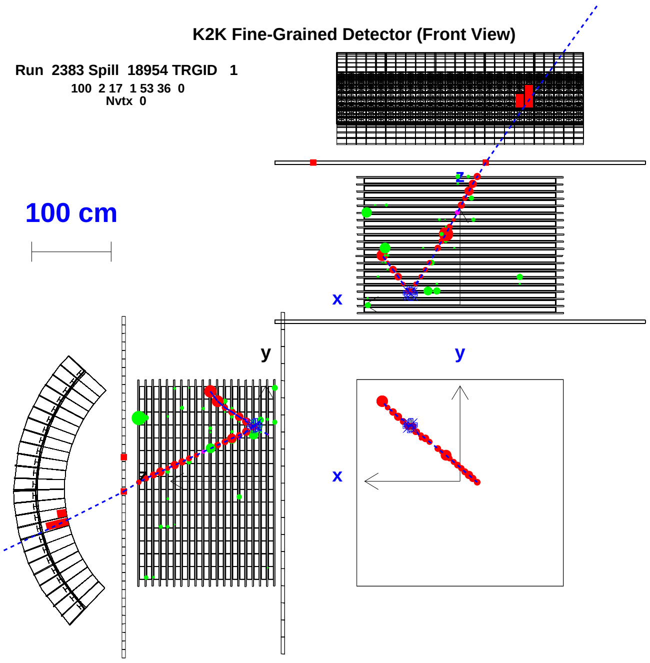

K2K Fine-Grained Detector (Front View)
Run 2383 Spill 18954 TRGID 1
100 2 17 1 53 36 0
Nvtx 0
100 cm
z
x
y
y
x

図 2.10: SciFi での CCqe の典型的な例。右下はビーム上流から見た図、上、左はそれぞれ上からと横から見た図である。上、横から見た図では、2 本のトラックがあり、ビーム上流から見た図では、それらが一直線に乗っているのが分かる。長いトラックが μ、短いトラックが p である CCqe 反応の典型的事象の候補である。

- **ミューオンチェンバー (MRD)**
  MRD[38] は、ドリフトチェンバー層と鉄板が交互に 14 層並べられた多層サンドウィッチ構造をしており、ビーム上流から見た断面積は 760 cm×760 cm である。鉄板の厚さは 10 cm と 20 cm のものがあり、ビーム下流が厚くなっている。MRD では、μ を同定し、その飛程からエネルギーと散乱角を測定する。図 2.11 には、MRD で測定された μ のエネルギースペクトルと散乱角分布を示した。点で描かれているのがデータ、線で描かれているのがモンテカルロシミュレーションの結果であり、これらは良く一致している。MRD は縦横に大きく、ビームプロファイルのほとんどの領域をカバーでき、また鉄板を使っており、大きな質量があるので、ニュートリノ反応の事象数も多い。したがって、ニュートリノ反応の反応点から、ニュートリノビームのプロファイルを測定し、ビームが神岡の方向へ向かっているか、PIMON が予測するビームプロファイルと一致しているかのモニターを、直接ニュートリノを見ることによって行う。図 2.12 は、MRD で測定されたニュートリノビームの中心の時間変化をプロットしたものである。上の図が水平方向、下の図が鉛直方向のビームプロファイル中心を表している。また ±30 に描かれている横線は、陽子標的から見て 1 mrad の位置である。この図より、ニュートリノビームは、常に神岡の方向から 1 mrad 以内に入っているのが分かる。

2.1.4　スーパーカミオカンデ

K2K 実験では、Super-Kamiokande 水チェレンコフ型検出器を、ニュートリノ発生点から 250 km 離れた位置に置かれた後置検出器として用いる。Super-Kamiokande は岐阜県神岡町にある池の山山頂の下 1,000 m (水に換算して 2,700 m) という地下に設置されているため、バックグラウンド源となる宇宙線 μ 粒子の強度が地表での 10^{-5} 倍と非常に小さく、その頻度は約

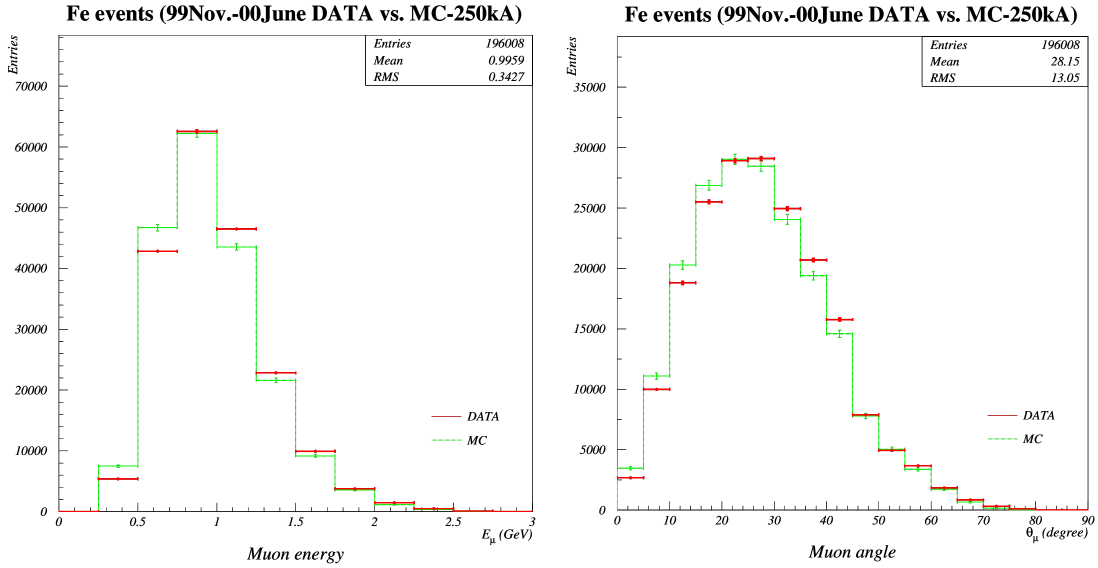


図 2.11: MRD の測定による μ のエネルギースペクトルおよび散乱角分布。点がデータ、線がビームモンテカルロシミュレーションの結果である。これらはほぼ一致している。

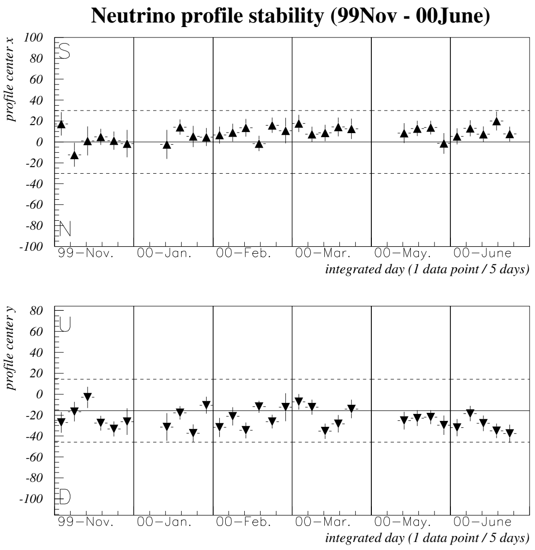


図 2.12: MRD の測定によるニュートリノビームプロファイルの安定性。横軸は日付を表し、1999 年 11 月から 2000 年 6 月までのビームプロファイル中心がプロットされている。上の図が x-方向 (水平方向)、下の図が y-方向 (鉛直方向) のプロファイル中心である。また、縦軸 ±30 cm に描かれている横線は、陽子標的から見て 1 mrad の位置を表しており、ニュートリノビームの中心は常に 1 mrad 以内に入っていることが分かる。

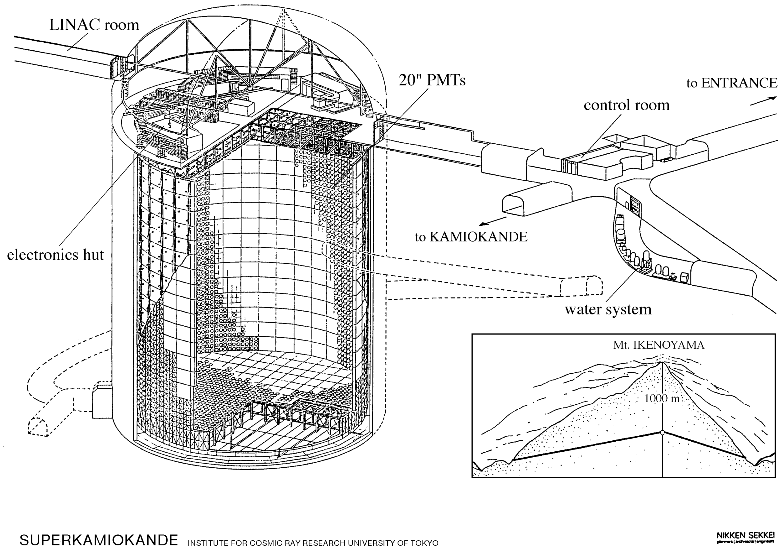

LINAC room
20" PMTs
to ENTRANCE
control room
electronics hut
to KAMIOKANDE
water system
Mt. IKENOYAMA
1000 m
SUPERKAMIOKANDE
INSTITUTE FOR COSMIC RAY RESEARCH UNIVERSITY OF TOKYO
NIKKEN SEKKEI

図2.13: Super-Kamiokande検出器の概略図。岐阜県神岡町の池の山山頂の下、地下1,000 mに位置している。タンクは、直径39.3 m、高さ41.4 mの円筒形であり、その中は総重量50,000 tの超純水で満たされている。

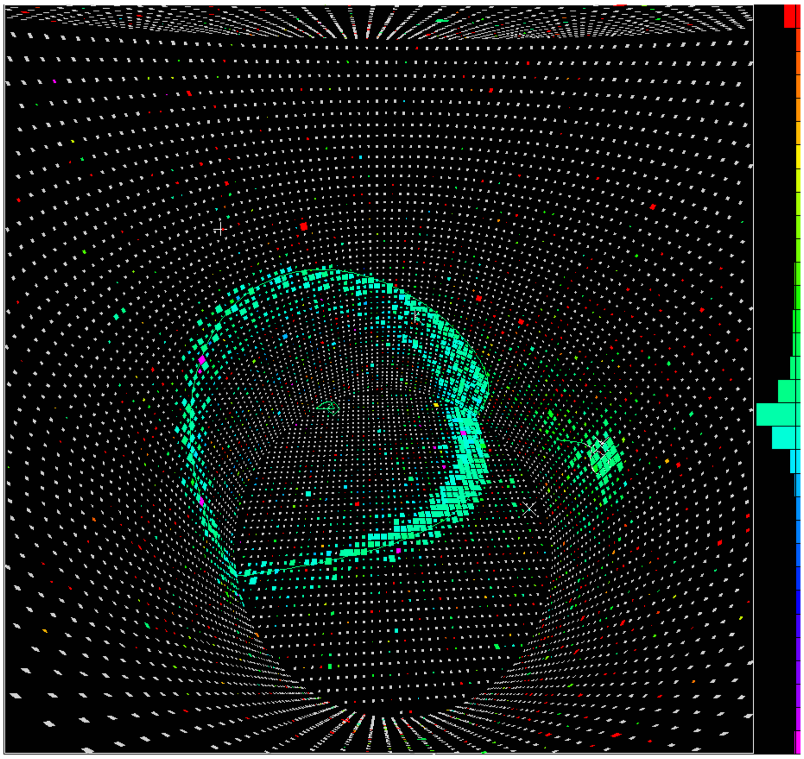


図2.14: K2K実験におけるSuper-Kamiokandeでの典型的なμ-like事象(3D View)。

2 Hz にまで押さえられている。

Super-Kamiokande 検出器の概略図を図 2.13 に示した。水槽は、直径 39.3 m、高さ 41.4 m の円筒形であり、その中に 50,000 t の超純水が蓄えられている。水槽内部は光学的に内水槽と外水槽に分けられており、内水槽の内側には、直径 20 inch の PMT が 11,146 本、内向きに取り付けられている。また、外水槽には、直径 8 inch の PMT が 1,885 本、外向きに取り付けられている。荷電粒子検出の原理は、同じ水チェレンコフ型検出器である 1kt と全く同様である。Super-Kamiokande でのニュートリノ反応事象は、リングパターン等の情報から、発生した粒子がシャワー反応を起した (電子等、e-like) か、そうでないか (μ 等、μ-like) を識別する。また、それとは別に、反応点とそこから発生した粒子がすべて内水槽内に含まれている事象 (FC 事象[5]) と、反応点は内水槽の外で発生した粒子が内水槽内に入ってくる、または、反応点が内水槽の中で発生した粒子が内水槽外へ出ていく事象 (PC 事象[6]) の分類をする。図 2.14 に、K2K 実験において Super-Kamiokande で観測された典型的な FCμ-like 事象を示した。なお、K2K 実験で $\nu_\mu \to \nu_x$ の解析を行うには ν_μ のエネルギースペクトルを測定しなければならないので、FCμ-like を選ぶ。また、$\nu_\mu \to \nu_e$ の解析を行うには e-like を選び出す。

2.1.5 K2K 実験の最近の結果

K2K 実験は 1999 年 6 月から実験を開始し、2000 年 6 月までに 2.3×10^{19} p.o.t. 相当のデータを収集した。ここで、K2K 実験のここまでの結果について簡単にまとめておく。

まず、ニュートリノビームの方向については、MUMON および MRD の結果より、我々はビーム方向を続けてモニターし、1 mrad の精度で制御できている。また、ニュートリノビームのエネルギースペクトル、角度分布については、PIMON での測定の結果より、陽子標的で生成された π^+ の運動量分布および角度分布は良く理解していて、したがって、π^+ 崩壊の運動学のみから、ニュートリノエネルギースペクトルと角度分布は良く分かっている。したがって、KEK でのそれらを Super-Kamiokande に外挿することができる。さらに、ニュートリノの絶対的な数については、1kt、MRD および SciFi でのニュートリノイベント数の測定を行っており、それらと PIMON の結果を用いて、Super-Kamiokande で期待される (ニュートリノ振動がない場合の) FC ニュートリノ事象数を求めると、1kt の結果では $40.3^{+4.7}_{-4.6}$、MRD の結果では $41.4^{+6.2}_{-6.4}$、SciFi の結果では $40.0^{+5.2}_{-5.5}$ であった。これらは互いにコンシステントであり、したがって我々は、最も系統誤差の小さい 1kt の結果を取り、$40.3^{+4.7}_{-4.6}$ が Super-Kamiokande で期待される FC ニュートリノ事象数である。それに対し、Super-Kamiokande において観測された、K2K ビームスピルタイミングに同期した FC ニュートリノ事象数は 27 であり、まだ統計的に有意とは言えないが、ニュートリノ振動現象の兆候が見え始めている。

なお、Super-Kamiokande で観測されたニュートリノ事象と、それに対する振動が無い場合の事象カテゴリー別の期待値を表 2.1 にまとめておいた。

---

[5] FC; fully contained 事象

[6] PC; partially contained 事象

表 2.1: Super-Kamiokande において観測された事象数とそれに対する期待値のまとめ。

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

2.2 K2K 実験の現状と新しい検出器開発のモチベーション

上述したように、我々は加速器ニュートリノを用いた長基線ニュートリノ振動実験の方法を確立し、現段階ではニュートリノ振動現象の兆候が見え始めている。

次に我々が行うのは、以下の 2 点である。

- 前置検出器において ν_μ のエネルギースペクトルを測定し、$\nu_\mu \to \nu_x$ 振動のエネルギースペクトルを用いた検証。
- ν_e 検出に対するバックグラウンドとなる反応の理解と、ビーム中の ν_e の混入率を測定し、$\nu_\mu \to \nu_e$ 振動の探索。

この節では、これらの検証・探索のために必要となる研究と、それに対する現在の K2K 前置検出器の現状を述べ、新しいニュートリノ検出器開発のモチベーションについて言及する。

2.2.1 $\nu_\mu \to \nu_x$ 振動の検証について

先にも述べたが、ν_μ のエネルギースペクトルを測定するには、(1) 弱荷電カレント準弾性散乱 (CCqe) 反応を選び出し、(2) 生成された μ のエネルギー E_μ と散乱角 θ_μ を測定する必要がある。

我々のエネルギー領域 (1 GeV 付近) でのニュートリノ反応では、CCqe の断面積はフラットになるのに対し、弱荷電カレント非弾性散乱 (CCinelastic) 反応や中性カレント非弾性散乱 (NCinelastic) 反応の非弾性散乱 (Non-qe) 反応の断面積はニュートリノエネルギーに比例して大きくなり、CCqe と Non-qe は同程度、または、CCqe より Non-qe の方が大きな断面積を持つ (図 2.15)。その反応は、CCqe 反応が

$$\text{CCqe}: \qquad \nu_l + n \to l + p$$

であるのに対し、Non-qe 反応は

$$\begin{aligned} \text{CCinerastic}: &\qquad \nu_l + N \to l + m\pi + N' \\ \text{NCinelastic}: &\qquad \nu_l + N \to \nu_l + m\pi + N' \end{aligned}$$

である (l は荷電レプトン、N、N' は核子を表す)。特に我々のエネルギー領域 (1 GeV 付近) での Non-qe 反応は Single-π 生成反応 $\nu_l + N \to l + \pi + N'$(CC1$\pi$) や $\nu_l + N \to \nu_l + \pi + N'$(NC1$\pi$) が主である。

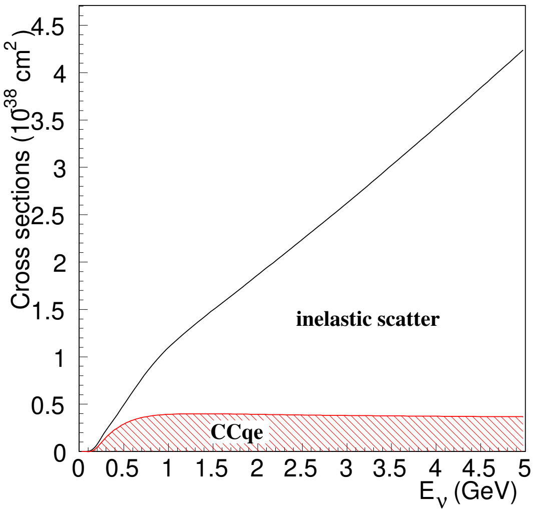


図 2.15: CCqe と Non-qe の反応断面積。横軸はニュートリノエネルギーであり、ハッチのかかった部分が CCqe、白抜きの部分が Non-qe(inelastic scatter) の断面積である。K2K のエネルギー領域 ($E_\nu \sim 1$ GeV) では、CCqe に比べ、Non-qe の断面積が大きくなる。

ν_μ の反応において CCqe を効率よく選び出すには、生成された μ および p をともに捕らえることができ、かつ、その他の粒子が生成されていないことを確認できることが必要である。しかしながら、図 2.16 に示したように、我々のニュートリノエネルギー領域で生成される p の運動量は 1.5 GeV/c 以下が多く、その領域では dE/dx が大きいため、その飛程は長くない。また、CCnon-qe 反応によって生成される π の場合にも同様のことが言える。CCinelastic で π が発生しているにも関わらず、それを検出することができなかったり、荷電 π のトラックを p と誤識別した場合には、これらはニュートリノエネルギースペクトル測定のバックグラウンド反応となる。

このことを考慮に入れ、現在の K2K 実験の前置検出器を見ると、SciFi においては、水標的層という不感領域があり、p や π を逃しやすく、CC 反応によって生成された μ だけの要求をした場合 (1 トラック事象) には、CCqe と Non-qe は 1 対 1 程度の割合で、また、μ ともう 1 つのトラックを要求し (2 トラック事象)、それらが Coplanarity の条件を満たす場合でも、CCqe の 1/4 程度の割合で Non-qe が混入しており、これらは間違ったニュートリノエネルギーを与える。

また、現在 Super-Kamiokande の大気ニュートリノ観測によって示唆される Δm^2 は 3.2×10^{-3} eV^2 であり、その場合、エネルギースペクトルの歪みが最も顕著になるのは 600–700 MeV 付近である。現在の SciFi において CCqe を選ぶ選び方は、

1. SciFi 内で発生した、μ と考えられる長いトラックが存在すること。
2. SciFi 自身が時間情報を持っていないため、宇宙線 μ のバックグラウンドとビーム起源のニュートリノ反応とを区別するには、時間情報を持っている下流 TGC のヒットを要求し、そのヒットタイミングがビームスピルと同期していること。
3. さらに下流にある LG のヒットクラスターと SciFi トラックがマッチすること。

の最低 3 つを要求している。また、エネルギー測定のためには、さらに下流の MRD にトラックがあることを要求し、それが SciFi トラックとマッチすることも必要である。この場合、SciFi と MRD の間にある LG を μ が突き抜ける必要があり、現在のままの SciFi では、1 GeV 以下のニュートリノエネルギーに対して、アクセプタンスが小さく (図 2.17)、Super-Kamiokande

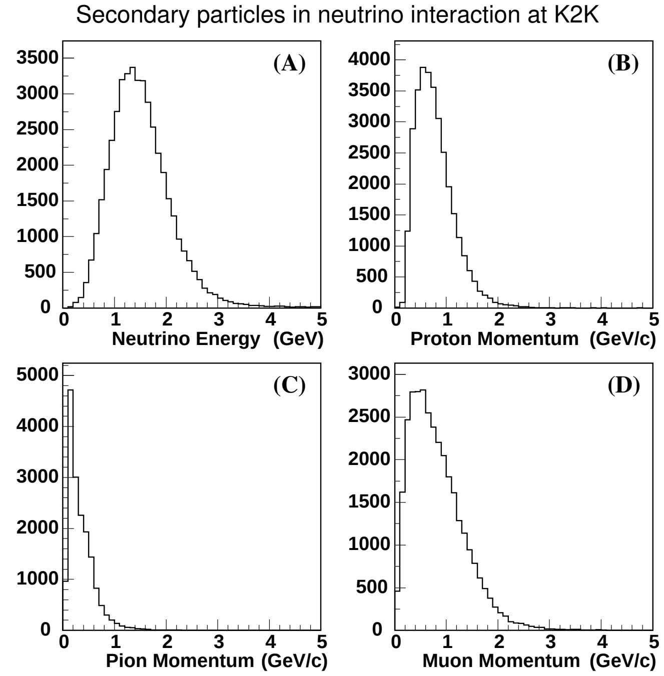


図 2.16: K2K 実験のニュートリノビームで生成される 2 次粒子の運動量分布。(A): ν_μ、(B): p、(C): π、(D): μ。(A) についてはニュートリノビーム中の ν_μ のエネルギーである。

の示唆する Δm^2 の領域にはあまり感度がない。

その点において 1kt では、μ の 1 GeV 以下のエネルギー領域については FC 事象になり、発生した μ のエネルギーを測定することができるが、Non-qe 反応により、低エネルギーの μ とともにチェレンコフ閾値を超えないような p、π が発生した場合には、それらを検出することができず、CCqe のバックグラウンドとなる。CCqe と Non-qe の反応断面積から、シミュレーションを用いて引き算をすることは可能であるが、低エネルギーでのニュートリノ反応においては、Non-qe の断面積は良く分かっておらず、その不定性をかぶることになる。また、この不定性は Super-Kamiokande での ν_μ のエネルギー測定においても同様である。

2.2.2 $\nu_\mu \to \nu_e$ 振動の探索について

$\nu_\mu \to \nu_e$ 振動の探索においては、ν_μ から遷移した ν_e の弱荷電カレント (CC) 反応で生成された e が信号となる。それに対し、バックグラウンドとなるのは、ν_e に遷移していない ν_μ の中性カレント π^0 生成 (NC) 反応で生成された π^0 が崩壊することにより発生した γ のシャワーを e と誤識別することである。また、荷電カレント多重 π 生成 (CCmultiπ) 反応も e と誤識別しやすい。さらに、これとは別に、ビーム中に含まれる ν_e の混入率も知る必要がある[7]。

原子炉ニュートリノによる CHOOZ 実験の結果によると、期待される $\nu_\mu \to \nu_e$ 振動の $\sin^2 2\theta$ は 0.1 以下であり、また、K2K 実験終了までに期待される Super-Kamiokande での全事象数は数 100 であるので、この振動が最大 (full oscillation) に起こるような Δm^2 であったとしても、Super-Kamiokande での $\nu_\mu \to \nu_e$ 振動による ν_e 事象の数は数 10 事象程度であると期待される。Super-Kamiokande での e-like 事象の中から上述したバックグラウンドを引くことによる誤差

---

[7] 現在のところ、TGC と LG を用いた解析による ν_e の混入率は、$R(\nu_e/\nu_\mu) = 1.76 \pm 0.62(\text{stat.})^{+0.76}_{-1.00}(\text{syst.})$ % という結果である [39]。

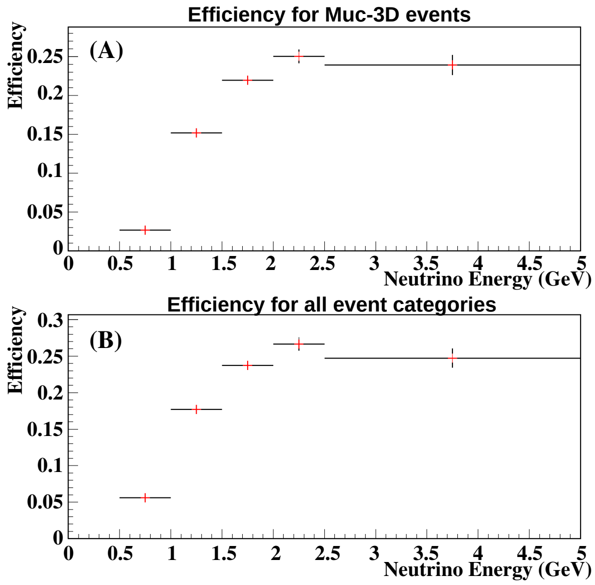


図 2.17: SciFi の検出効率。(A) MUC-3D events とは、MRD のトラックを要求し、それと SciFi のトラックがマッチした事象。(B) all events とは、LG のヒットクラスターと SciFi のトラックがマッチした事象。SciFi は時間情報がなく、それより下流の検出器のヒットを要求しなければならないため、エネルギーの低い領域 (1 GeV 以下) での検出効率が小さい。

をできる限り小さくしなければ、K2K 実験において、このモードの探索を行うことは不可能である。また、これらのバックグラウンドは、前置検出器において、ビーム中の ν_e の混入率を測定する場合にも問題となる。

K2K 実験では、これら Non-qe 反応のバックグラウンドの評価について、完全にモンテカルロシミュレーションに頼っているのが現状である。

2.2.3　新しい検出器開発のモチベーション

K2K 実験の姿勢としては、できる限りシミュレーションには頼らず、ビームモニターおよび前置検出器での測定によって、系統誤差を小さく押さえることである。それには、前置検出器および Super-Kamiokande での ν_μ のエネルギー測定および ν_e 検出でのバックグラウンドとなる反応を理解する必要がある。また、最近の Super-Kamiokande 大気ニュートリノの結果を精度良く検証するには、ν_μ 検出のエネルギー閾値を下げる必要がある。そのためには、現在不足している能力を補う必要がある。すなわち、

1. $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$ 振動の E_ν スペクトルによる検証のため、
    - CCqe 反応と Non-qe 反応を識別できる。そのためには、Non-qe 反応からの粒子をすべて捕らえることができ、また、2 トラックの事象でも、それらが μ、p、π のどれであるかの識別が可能であること。
    - 検出可能なエネルギー閾値が低い。
2. $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動の探索のため、
    - ν_eCC 反応で生じた e を NCπ^0 反応などのバックグラウンドから区別できる。そのためには、e とともに反跳された p の検出が不可欠である。また、π^0 の崩壊からの γ のシャワーを e のシャワーと区別するため、シャワーの発生点を決定できる。

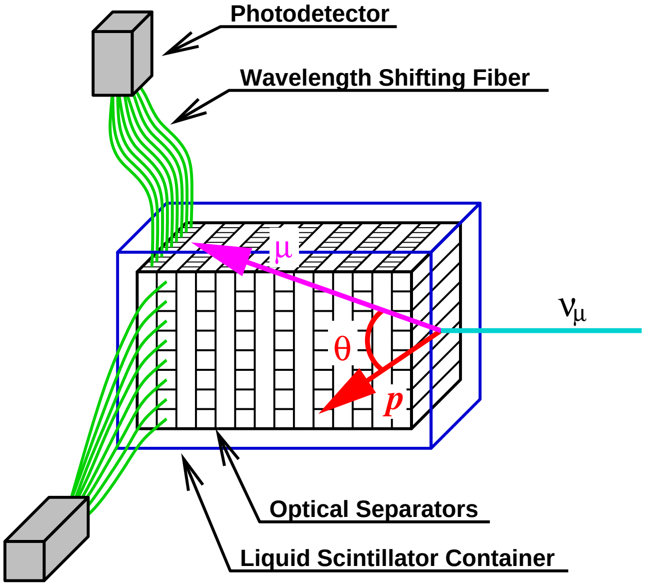


図 2.18: 液体シンチレータ飛跡検出器の概略図。細かくセグメントされたセルの中を液体シンチレータで満たし、各セルからは波長変換ファイバーで読み出す。液体シンチレータ自身がニュートリノの標的を兼ねた、アクティブターゲットであり、また、すべてが液体シンチレータで満たされているため、どこで反応が起こっても、それを検出することができる。

我々は、これらの能力を補うための検出器として、次節で述べる「液体シンチレータ飛跡検出器」の開発を始めた。

2.3　液体シンチレータ飛跡検出器の開発

我々が新たに開発を始めたニュートリノ検出器である「液体シンチレータ飛跡検出器」の概略図を図 2.18 に示した。この節では、液体シンチレータ飛跡検出器がどのようなものであるか、その概略を述べ、それに要求される能力、最後に本研究の目的を述べる。

2.3.1　液体シンチレータ飛跡検出器の概略

図 2.18 に示される液体シンチレータ飛跡検出器は、縦 4 m、横 4 m、奥行き 2 m の直方体の中を、断面約 2 cm×2 cm、長さ 4 m の多数のパイプ状のセルに、光学的に分割した構造にする。その分割構造は、パイプを 200 本程度 (4 m 分) 並べて 1 層を作り、それを 100 層程度 (2 m 分)、ビーム上流から、パイプの方向が縦横交互になるように重ねた、多層構造である。各パイプの中を液体シンチレータで満たす。また、波長変換ファイバーを各パイプの中に通し、それをパイプの外まで導く。ファイバーの端は、光検出器まで導かれ、パイプ 1 本につき 1 チャンネル、合計 200×100 チャンネル程度の光検出器を用いて、全パイプから液体シンチレータの発光を読み出す。

原理は次の通りである。荷電粒子が検出器内を通ると、液体シンチレータが発光する。検出器内部が光学的に分割されているため、荷電粒子が通ったパイプ内でしか発光しない。液体シンチレータの発光は、そのパイプ内に通されている波長変換ファイバーによって吸収・再発光され、その光がファイバーを通って光検出器まで到達し、読み出される。光検出器のどのチャンネルが光ったかを見て、それをつなげることにより、検出器内で荷電粒子が通った飛跡を検出することができる。なお、光検出器を置く場所の関係上、各パイプから直接シンチレータの

発光を読み出すのではなく、波長変換ファイバーを介して読み出すことにした。今のところ、波長変換ファイバーの両端から読み出すかどうかは、まだ決定していない。

これをニュートリノ検出器として用いる場合、ニュートリノの標的は液体シンチレータ自身、すなわち、アクティブターゲットである。ニュートリノ反応の反応点まわりの全立体角をアクティブな物質で覆っている 4π 検出器であり、したがって、反応点から発生したすべての荷電粒子を捕らえることができる。また、発光量を測定することにより、粒子のエネルギー測定も可能であり、CCqe 反応で発生した μ と p のエネルギー測定することで、親の ν_μ のエネルギーを決めるために必要な条件以上の情報を持つことになり、その場合、原子核内の Fermi 運動量も測定でき、原子核効果の研究をできる可能性がある。また、この過剰な条件を CCqe 反応を選び出す条件として使うことで、ニュートリノエネルギースペクトル測定の精度を上げることも可能である。

さらに、光検出器として適当なもの (PMT など) を選ぶことにより、時間情報も得ることができ、この検出器内のみの測定で宇宙線バックグラウンドをカットできる。また、他の検出器に対する要求 (例えば、MRD にヒットがあり、そのトラックがマッチする、など) をしなくても良く、粒子が数セル分のヒットを残せば、それを飛跡として認識することが可能で、エネルギー閾値は非常に低くなる。

検出器開発後、現在の LG の位置にインストールすることになるが、その場合には、SciFi のエネルギー閾値を下げることもでき、SciFi の性能をより引き出すことになる。

液体シンチレータ飛跡検出器の総質量は約 20–25 t 程度になり、K2K 実験に導入後、3 年間のデータ収集により、この検出器内でのニュートリノ反応数は約 10,000–20,000 事象になると期待され、統計的にも十分に精度良くエネルギースペクトルを測定することができる。

2.3.2　要求される能力

この検出器の主な目的は、CCqe と Non-qe を識別することで、ニュートリノエネルギースペクトル測定のバックグラウンドをカットし、精度の良いエネルギー測定を行うこと、また、水チェレンコフ型検出器での ν_μ のエネルギー測定においてバックグラウンドとなる反応の理解、および ν_e に対するバックグラウンドを評価し、それを 1kt および Super-Kamiokande での測定にフィードバックすることである。すなわち、我々はこの検出器を用いて、ニュートリノ反応をより深く理解する。

これらを行うために、我々が必要であると考えた能力は以下の通りである。

- 反応点を決定でき、そこから発生したすべての荷電粒子を検出できること。
- $\mu/p/\pi$ の粒子識別ができること。
- 粒子の全エネルギーを測定できること。
- 飛程の測定ができること。
- 電磁シャワーとその発生点を決定できること。
- ハドロン反応を識別できること。
- 検出器自体がビームスピル幅よりも良い時間情報を持っていること。

2.3.3 本研究の目的

検出器開発の上で研究しなければならないことは、以下の通りである。

- できる限り安価に設計・製作するため、光検出器は多チャンネルのものが良い。波高測定、時間測定の可能な多チャンネル光検出器はどのようなものが良いか。
- セル内を粒子が通過したときに、液体シンチレータの発光を波長変換ファイバーで読み出すという方法で、十分な光量が得られるかどうか。また、大きな検出器に用いた場合でも十分であるか。
- さらに、液体シンチレータの発光を波長変換ファイバーで読み出すという特別な方法の特性の評価。
- 我々は p/π の識別を dE/dx の測定により行う。それが可能であるか。
- 飛程を測定することで μ/π の粒子識別がどの程度可能か。
- 電磁シャワーの発生点を決定できるか。
- 検出器の安定性、耐久性はどの程度あるか。

本研究の目的は、これらの開発要素の中で、「本検出器に用いる光検出器を選択し、その性能の評価を行うこと」、また、「液体シンチレータ・波長変換ファイバー読み出しの方法での特性を調べ評価すること」、さらに、「この検出器において dE/dx を測定により p/π の識別がどの程度可能であるかを評価すること」の 3 点である。

次章から、これらの研究についてまとめていく。

第3章　液体シンチレータと波長変換ファイバー

本章では、我々が行った各研究をまとめるのに先だって、液体シンチレータ飛跡検出器において使用する、液体シンチレータと波長変換ファイバーについて簡単に説明する。

3.1　液体シンチレータ

3.1.1　液体シンチレータへの要請

一般的にはいくつかの種類の液体シンチレータがあるが、液体シンチレータ飛跡検出器に使用する場合には、液体シンチレータに対して以下のような要請を満たす必要がある。

- 光量が大きい
  我々は液体シンチレータの発光を、波長変換ファイバーを介して読み出す。この場合、液体シンチレータの光が、波長変換ファイバー内で吸収・再発光され、しかも、その光がファイバー内にとどまる条件 (全反射の条件) を満たす方向に発光されなければ、光検出器まで到達することができない。したがって、実際に光検出器まで到達する光量は、液体シンチレータの発光量に対して、光がファイバーに入射するアクセプタンス、吸収効率、再発光効率、全反射条件のアクセプタンス、ファイバーでの減衰の各係数がかかり、光検出器に届く光は非常に小さくなると予想される。そのため、液体シンチレータの発光ができるだけ大きいものを選ぶ必要がある。

- 発光波長が波長変換ファイバーの吸収と一致する
  液体シンチレータの発光を効率よく波長変換ファイバーに伝達するには、液体シンチレータの発光スペクトルと波長変換ファイバーの吸収スペクトルが重なることが重要である。

- 化学的性質が波長変換ファイバーに適合する
  我々は、上記の使用方法上、液体シンチレータ内に波長変換ファイバーを入れる必要がある。液体シンチレータは一般に、化学的性質が強く、プラスチックを溶かす性質がある。その中でも我々は、比較的波長変換ファイバーを溶かしにくい、または溶かさないものを選ぶ必要がある。

- 発光時間が速い
  我々は、ビームの 1 バンチ幅 (100 nsec) よりも速い時間情報 (50 nsec 程度) を要求する (第 2 章 2.3 節参照)。したがって、シンチレータの発光はこれよりも速くなければならないが、液体シンチレータの発光時間は数 nsec 程度で、我々の要求からは全く問題ない。

- 引火点が高い
  現在考えている液体シンチレータ飛跡検出器の大きさは、4 m×4 m×2 m と非常に大き

く、使用する液体シンチレータの量は約 30 t 程度になる。安全かつ容易に扱うためには、引火性の低いものを選ぶ必要がある。

- 長期安定性
  K2K 実験導入後、約 2–3 年間程度、データ収集を行う。そのため、長期にわたって液体シンチレータの性質が変化しないことが必要である。
- 安価である
  大量の液体シンチレータが必要であるので、できるだけ安価なものがよい。

最終的には、以上の要請をすべて満たすものを選択する、または現在存在するものを改良する。一般的に n/γ 識別[1]の目的でよく使用される NE213、BC-501A などは、発光量が最も大きい種類の液体シンチレータであるが、高価であり、また、引火点が約 25°C と低いので、扱いにくい。化学的性質がよく、引火点の高い液体シンチレータとしては、ミネラルオイル・ベースのものや、最近開発されたリニアアルキルベンゼン・ベースのものがあり、特にミネラルオイル・ベースのものは、適当な材料を混ぜるだけで、簡単に製作することができる。本研究では、これら 2 種類の液体シンチレータを用いて種々の測定を行った。

3.1.2 液体シンチレータ BC-517L と EJ-399-04

BC-517L

Bicron 社製 BC-517L はミネラルオイル・ベースの液体シンチレータであり、Nuclear Enterprise 社製 NE235L、ELJEN TECHNOLOGY 社製 EJ-321L と同じものである。この種の液体シンチレータは、放射線エネルギーを吸収し発光するプソイドクメンに波長変換剤を溶かした溶液を、さらにミネラルオイルで希釈したものであり、したがって、プソイドクメンの割合を多くすると、発光量も大きくなる。しかしながら、プソイドクメンは化学的性質が強く、濃度が高いほどプラスチックを溶かしやすい。BC-517 には光量の大きい順に S、H、L、P 型の 4 種類があるが、この順に化学的な性質も強い。CERN において、これら 4 種類のシンチレータの中に波長変換ファイバーを入れた場合の耐久性テストがされており、S、H、L、P の順に 1 時間、16 日、15 年、70–450 年という結果であった [40]。したがって、我々はテストに用いるミネラルオイル・ベースの液体シンチレータとして、ファイバーへの影響が少なく、発光量の大きい BC-517L を選択した。

EJ-399-04

ELJEN TECHNOLOGY 社製 EJ-399-04 は最近開発された、新しい種類の液体シンチレータで、化学的性質を EJ-321L(BC-517L と同じもの) と同程度に保ったまま、発光量を約 2 倍程度大きくしたものである。主溶媒は洗剤に使われるリニアアルキルベンゼンで安価であり、その中にフェニ・オ・キシリルベンゼンという発光剤を混ぜ、さらに有機蛍光剤を溶かしたものである。

---

[1] n と γ に対する発光波形の違いを利用した粒子識別方法。

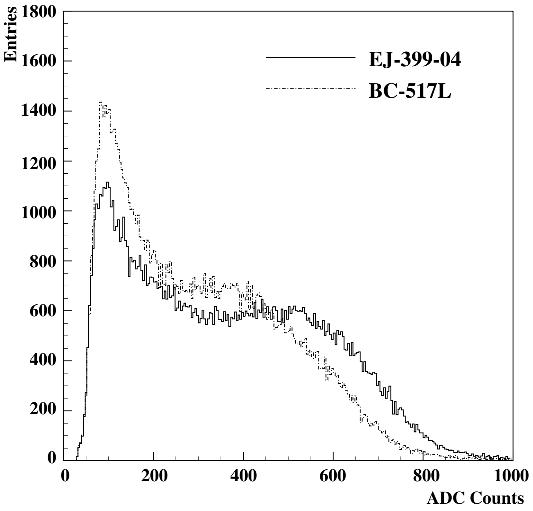


図 3.1: 液体シンチレータ BC-517L と EJ-399-04 での発光量の比較。^{137}Cs 線源を照射したときのコンプトン・エッジの様子である。EJ-399-04 は BC-517L に比べ約 1.3–1.4 倍の光量があることが分かる。

BC-517L および EJ-399-04 を用いて、^{137}Cs からの γ 線 (662 keV) を検出したときの ADC 分布の違いを図 3.1 に示した。コンプトン・エッジ ADC 値の違いから、EJ-399-04 の発光量は BC-517L のそれより、約 1.3–1.4 倍大きいことが分かる。

なお、BC-517L と EJ-399-04 の基本的な特性を表 3.1 に示した。この表中で、BC-517L の発光スペクトルについては、BC-517L と EJ-321L は同じシンチレータなので、EJ-321L のものを掲載した。

3.2 波長変換ファイバー

3.2.1 波長変換ファイバーの原理と種類

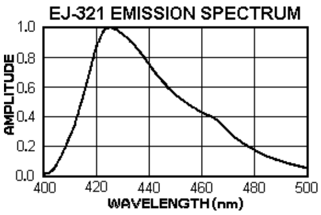
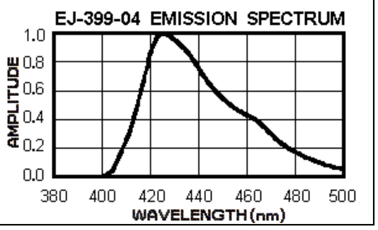
波長変換ファイバーは、外部からのある波長の光を吸収し、それより少し長い波長の光を再発光する物質 (波長変換材) が溶かし込まれたプラスチックファイバーである。図 3.2 に波長変換ファイバーの原理についての概念的な図を示した。一般的に使われる光学ファイバーは、ファイバー側面からの光をファイバー内に捕獲してファイバー中を伝送させることはできない。(そのような光はファイバー内での全反射の条件を満たさない。) しかしながら、波長変換ファイバーは、ファイバー内で再発光された光のうち、全反射角を満たすものであれば、ファイバー中を伝送することができるので[2]、シンチレータに直接光検出器を付けるのが難しい場合には、いったん波長変換ファイバーに光を入れ、光検出器のある場所まで伝送するのに用いられる。我々の検出器では、空間的な配置上、液体シンチレータの発光を直接光検出器で検出できる位置に光検出器を置くのが困難なので、波長変換ファイバーを通して、光を検出器外部の広いところまで導くのに用いる。

図 3.3 に示したように、ファイバーは多重構造になっている。その多重度の違いによって、シングルクラッド型とマルチクラッド型がある。シングルクラッド型は光を伝えるコアの周りを 1 重のクラッドが包んでおり、ファイバーの中に閉じ込められる全反射の条件は、コアとクラッドの境界面で決まる。また、マルチクラッド型では 2 重のクラッドが包んでおり、全反射の条

---

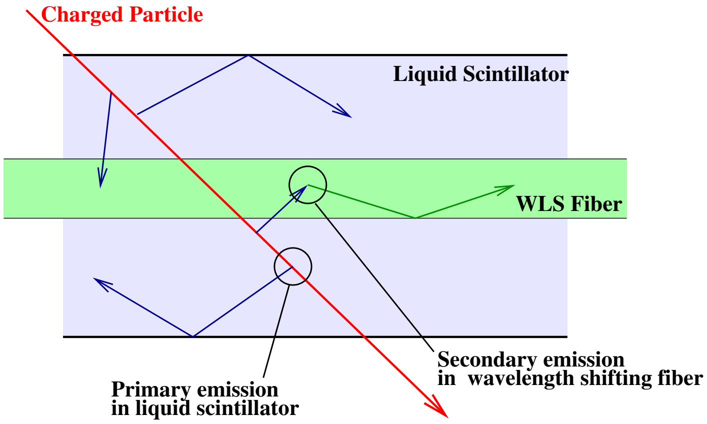
[2] もちろん、外部からの光を直接捕獲することはできない。

表 3.1: 液体シンチレータ BC-517L と EJ-399-04 の特性。

Properties	BC-517L	EJ-399-04
Light Output(%Anthracene[a]) saturated with Air[b]	30%	60%
Light Output(%Anthracene[a]) saturated with N_2[b]	39%	—
Wavelength of Max. Emission	425 nm	425 nm
Decay Time	2.0 nsec	3.5 nsec
Light Attenuation (400–500 nm)	>5 m	>3.5 m
Specific Gravity	0.86	0.90
Refractive Index	1.47	1.48
Flush Point	102°C	138°C
Light Emission Spectrum		

[a] シンチレータの発光量は、伝統的に、アントラセンを基準にし、アントラセンの発光量に対する割合 (%) で表す。アントラセンの発光量の絶対値は 1.7×10^4 photons/MeV である。

[b] 液体シンチレータを空気/窒素でバブリングした場合の光量。シンチレータに酸素が溶け込んでいると、酸素クエンチングという効果により、光量が落ちる。この酸素を窒素でバブリングすることにより置き換えると、酸素クエンチングが減り、光量が増加する。



Charged Particle
Liquid Scintillator
WLS Fiber
Secondary emission in wavelength shifting fiber
Primary emission in liquid scintillator

図 3.2: 波長変換ファイバーの原理の概念図。

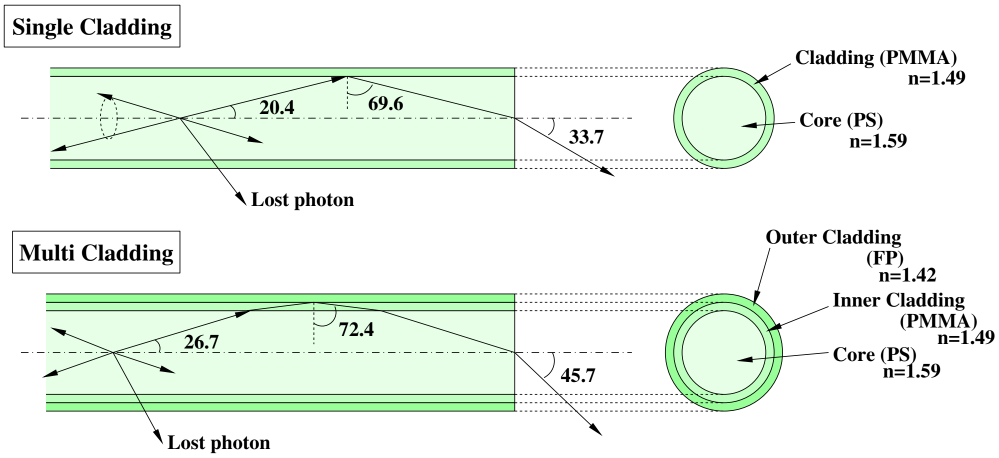

Single Cladding
20.4
69.6
33.7
Lost photon
Cladding (PMMA)
n=1.49
Core (PS)
n=1.59
Multi Cladding
26.7
72.4
45.7
Lost photon
Outer Cladding
(FP)
n=1.42
Inner Cladding
(PMMA)
n=1.49
Core (PS)
n=1.59

図 3.3: シングルクラッド型/マルチクラッド型ファイバーの概略図。シングルクラッド型は光を伝えるコアの周りを 1 重のクラッドが包んでいる。また、マルチクラッド型はコアの周りを 2 重のクラッドが包んでいる。

件は内側のクラッドと外側のクラッドの境界面で決まる。したがって、図 3.3 のように、ファイバー内に閉じ込められる角度は、マルチクラッドの方が大きくなり、その分、波長変換ファイバーから読み出される光量も大きくなる。

さらに、波長変換ファイバーには、Non-S 型と S 型がある。Non-S 型ではコアのポリスチレン (PS) の繊維の方向がそろっていないのに対し、S 型ではそれがそろっている。S 型の方が折れ曲がりには強い (折れにくい) [3]が、一般には、繊維の方向がそろっている方が減衰が大きく、したがって、S 型の方が減衰長は短い。

上記のそれぞれの型に対して、波長変換材の濃さ、発光波長、太さの選択肢がある。波長変換材の濃さについては、濃くなればその分光量も増加するが、自己吸収も大きくなり、減衰長は短くなる。この辺りの特性は、用途に応じて選択する必要がある。

3.2.2 波長変換ファイバーへの要請

波長変換ファイバーへの要請は以下の通りである。

- 波長変換ファイバーの吸収スペクトルが、液体シンチレータの発光スペクトル (max. emission; 425 nm) と重なる。
- 波長変換ファイバーの発光波長が、我々の用いる光検出器の感度のある領域である。我々は光検出器として、マルチアノード光電子増倍管 (MAPMT) を用いるので (第 4 章)、ファイバーの発光波長は 400 nm に近い方が良い。
- 発光量が大きい。
- 減衰長が長い。

---

[3] さらに、我々が調べた結果では、S 型の方が、液体シンチレータのプラスチックを溶かす性質には強く、溶けにくかった。

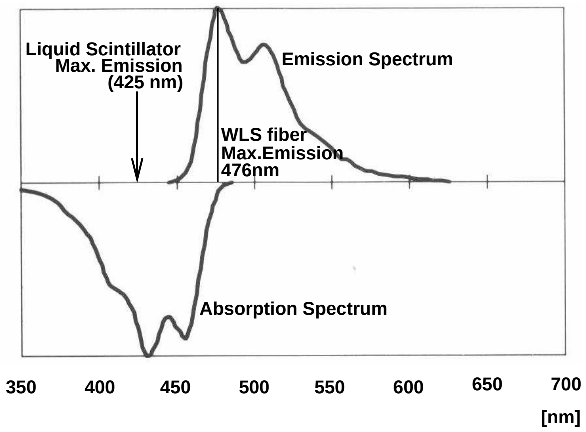


図 3.4: 波長変換ファイバー Y11 の吸収・発光スペクトル。波長変換ファイバーの吸収スペクトルが、液体シンチレータの発光スペクトルと重なっていないと、液体シンチレータから波長変換ファイバーへ効率よく光が伝わらない。

- 液体シンチレータに溶けにくい。
- 安価である。

この中で最も重要なのは、液体シンチレータの発光スペクトルとファイバーの吸収スペクトルが重なること、および、ファイバーの発光スペクトルが光検出器の感度領域にあることであるが、Kuraray 製の Y11 というファイバーは、それらについて我々の条件を満たしている (図 3.4)。他の特性、型については、調べてみないと分からないところもあるので、とりあえず、Y11(200)M を用いて本研究を行った。なお、このファイバーの種類を表す表記法であるが、最初の「Y11」は波長変換材の種類を表し、それによって吸収・発光スペクトルが異なる。次の「(200)」は波長変換材の濃さを表し、数字の大きい方が濃くなる。その次の「M」はマルチクラッドであることを、また、今の場合にはついていないが、その次に「S」をつけることで S 型であることを表す。

第4章　光検出器の研究

液体シンチレータ飛跡検出器に用いる光検出器として、我々はマルチアノード光電子増倍管 (MAPMT) を選択し、4種類のMAPMTについて、その基本的な特性を調べた。この章では、まず液体シンチレータ飛跡検出器における光検出器に対する要求を述べ、我々が行った測定と結果について考察し、最終的にどのMAPMTが我々の要求を満たしているかをまとめる。

4.1　光検出器への要求

第2章2.3節で液体シンチレータ飛跡検出器に要求される能力を述べたが、その中で光検出器の選択に関係するものは以下のことである。

- 単位長さ辺りのエネルギー損失 dE/dx による p/π の粒子識別
- 飛跡に沿ったエネルギー損失を足し合わせることによる全エネルギーの測定
- 反応点の決定とそこから生じたすべての荷電粒子の飛跡の検出
- 電磁シャワーとその発生点の検出
- ヒットの時間情報がある

これらと共に、この検出器のチャンネル数は10,000のオーダーになるため、安価で検出器を設計するためには、1光検出器に多チャンネルが組み込まれていることが望ましい。これらから、この検出器に用いる光検出器に要求される性能を以下のように評価した。これらの評価は表4.1にまとめてある。

Linearity

液体シンチレータ・波長変換ファイバー読み出しでの光電子数を測定した結果、我々の検出器デザインにおいては、μ 粒子および π 粒子の最小イオン化粒子 (minimum ionizing particles;MIP) での光量は、約30光電子 (p.e.) が期待される[1](第5章参照)。エネルギー損失の計算から、陽子の場合には、MIPではその約1.5倍の光量が、また静止直前にはその約7倍の光量があると期待される。したがって、dE/dx による p/π の識別には約45 p.e.まで、また粒子の全エネルギーの測定には約200 p.e.までのリニアリティが必要である。これに対し、我々は $1 \sim \mathcal{O}(100)$ の光電子数に対して、リニアリティからのずれが10%以下であることを要求とした。

---

[1] フェルミ国立加速器研究所のMINOS実験では、プラスチックシンチレータを波長変換ファイバーで読み出す検出器の研究がなされており、その結果からは、宇宙線 μ 粒子が厚さ1 cmのシンチレータを通過したときに波長変換ファイバーからPMTで読み出される光電子数は約7 p.e.である [41]。

表 4.1: 光検出器に要求される性能。要求される性能について、その具体的数値、およびその性能を必要とする測定をまとめた。

性能	具体的数値	目的
High Linearity	deviation $< 10\%$ for $1 \sim \mathcal{O}(100)$ p.e.	energy measurement
Resolution	$\sim 10\%$ @μ-MIP($\sim$30 p.e.)	p/π identification
High Gain	$> 10^{6-7}$	efficiency for a few p.e. detection
Low Cross-talk	$< 5\%$	decrease fake hit
Hit Timing Info.	< 50 nsec (beam spill = 1 μsec)	background cut

Resolution

p/π の粒子識別には dE/dx を用いる。π および p の MIP に対して、それぞれ約 30 p.e. および約 45 p.e の光量であると期待される。この時、poisson 統計から予想される分解能は $\sim 15\%$ であり、我々は光検出器自体に必要な分解能として、それと同程度以下の分解能として、光量 30 p.e. において 10%以下であることを要求とした。

Gain

液体シンチレータを波長変換ファイバーで読み出す場合には、実際に光検出器まで到達する光子数は、小さい場合には数 p.e. である。そのような小さな信号でも検出するため、光検出器には高いゲインが要求される。数光子の信号を PMT の熱電子等のノイズレベルと区別するためのゲインとして 10^{6-7} 程度あればよいと考えた。

Crosstalk

多チャンネルの光検出器の場合に問題になるのが、チャンネル間のクロストークである。クロストークが多いと、それだけ実際には粒子がヒットしていないチャンネルに間違ったヒットを作ってしまうことになる。我々はクロストークのレベルの上限値を見積もるのに、以下の条件を課した。

条件: 陽子の静止直前のエネルギー損失によりヒットがあったチャンネル (光量約 200 p.e.) からのクロストークによる信号の分布が、μ 粒子の MIP による信号 (光量約 30 p.e.) の分布より十分に (2σ 以上とした) 小さいこと。

図 4.1 は、横軸に μ 粒子の MIP での光量を、縦軸に許されるクロストークレベルの上限値を取り、陽子静止直前での光量によるクロストーク信号が μ 粒子の MIP から $2\sigma, 3\sigma \cdots$ 離れていることを条件にした場合のそれぞれついてプロットした図である。この図から、上記の条件 (μ 粒子の MIP による光量が 30 p.e. であるとし、クロストーク信号と μ 粒子の MIP 信号が 2σ 離れている) の場合には、クロストークレベルは 5%以下でなければならない。したがって、我々はクロストークに関する制限として、5%以下であることを要求とした。

Hit Timing Information

K2K 実験において、ニュートリノビームの時間構造は、1 スピル 9 バンチで、1 バンチの

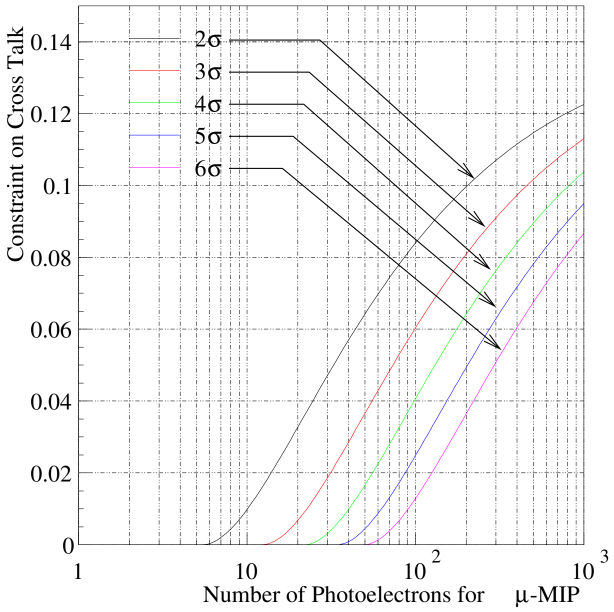


図 4.1: μ 粒子の MIP の光量に対する許されるクロストークレベル。横軸は μ 粒子の MIP での光量を、縦軸には、陽子静止直前での光量によるクロストーク信号が μ 粒子の MIP から $2\sigma, 3\sigma \cdots$ 離れていることを条件にした場合のそれぞれついて、許されるクロストークレベルを取った。

バンチ幅は 50–60 nsec、バンチとバンチの間隔は約 100 nsec、1 スピル幅は 1.1 μsec になっている。検出器側でも、このタイミングと同期する事象を取ることにより、宇宙線バックグラウンドを減らすことができる。したがって、検出器が 1.1 μsec よりも精度の良い時間情報を持っていることは、非常に大きなメリットとなる。また、1 スピル内に 2 つ以上の反応事象がある場合には、さらに精度の良い時間測定を行うことにより、それぞれの事象を区別することができる。我々は、光検出器に課する時間分解能として、ある事象が起こったときに、その事象がどのバンチに属するものであるかを区別できる程度とし、それを 50 nsec 以下であると見積もった。

これらの要求を満足するような多チャンネルの光検出器として、我々は MAPMT を候補に挙げ、浜松ホトニクス社製 MAPMT のうち 4 種類について

1. 電圧–ゲイン曲線
2. 波高分解能
3. リニアリティ
4. クロストーク

を調べた。なお、ヒットの時間情報に対する要求は、PMT を使う上では、全く問題のない数値であるので、これに関する測定は行わなかった。

4.2 マルチアノード光電子増倍管 (MAPMT)

MAPMTは、1パッケージの光電子増倍管のアノードがいくつかに分割されており、その分割の大きさ程度で光電面内の位置情報を取ることができるものである。浜松ホトニクス製のMAPMTでは、アノードの分割数、分割の形状などの違いにより、いくつか種類がある。我々がMAPMTを光検出器の候補をして挙げる理由は、1チャンネル当たりのコストが安くなることであり、いくつかあるMAPMTの中から、アノード分割数の多いH6568タイプとH7546を選んだ。この節では、それらの形状、特徴をまとめる。また、第7章で述べるビームテストではMAPMT R5900U-00-M04も用いたので、それについてもここでまとめておく。なお、浜松ホトニクス社公表のデータシートに掲載されている特性のうち重要なものを表4.5にまとめた。

4.2.1 MAPMT H6568 Types

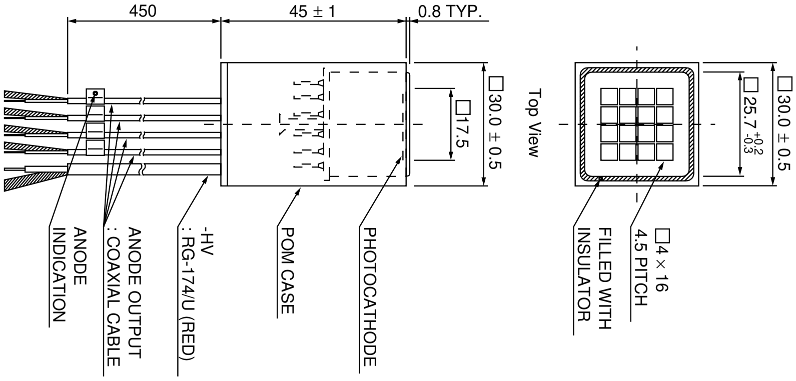

450
45 ± 1
0.8 TYP.
□17.5
□30.0 ± 0.5
Top View
□25.7 $^{+0.2}_{-0.3}$
□30.0 ± 0.5
ANODE INDICATION
ANODE OUTPUT : COAXIAL CABLE
-HV : RG-174/U (RED)
POM CASE
PHOTOCATHODE
FILLED WITH INSULATOR
□4 × 16
4.5 PITCH

図4.2: MAPMT H6568-typeの概略図。

表4.2: MAPMT H6568タイプのブリーダ抵抗分岐比。K、Dy、Pはそれぞれカソード、ダイノード、アノードを表す。また、最右列に書かれている抵抗値は、それぞれのMAPMTについて、抵抗比が1であるところに取り付けられている実際の抵抗値である。

Electrodes	K	Dy1	Dy2	Dy3	Dy4	Dy5	……	Dy9	Dy10	Dy11	Dy12	P	
H6568-00	1	1	1	1	1	1 …… 1	1	1	1	1			220 kΩ
H6568-10	1.5	1.5	1.5	1	1	1 …… 1	1	1	2	3.6			220 kΩ
H6568-10MOD	2.4	2.4	2.4	1	1	1 …… 1	1	1	1.2	2.4			100 kΩ

H6568タイプのMAPMTは1つのパッケージにつき16チャンネルのアノードがある、16CH-MAPMTである。H6568タイプのMAPMTの概略図を図4.2に示す。1ピクセルの大きさは4×4 mm^{2}であり、それが0.5 mmの間隔を置いて4×4に並んでいる。ダイノードの構造は大きさを小さくすることができるメタルチャンネルである[42]。H6568タイプはベース回路も

パッケージに組み込まれているアセンブリタイプの MAPMT である。PMT パッケージに 16 チャンネル分の同軸ケーブルが付けられており、読み出しにはこれを用いる。

このタイプの MAPMT として、浜松ホトニクス社は H6568-00 と H6568-10 の 2 種類を市販している。これら 2 つの違いは、ベースブリーダ構造にあり、H6568-00 はゲインを大きくするように、また、H6568-10 ではパルスリニアリティを良くするように、それぞれブリーダの分岐比が調整されている。また、現在建設中のフェルミ国立加速器研究所 MINOS 実験では、H6568 タイプでベースアセンブリでないものである R5900U-00-M16 の特性を調べ、それを MINOS のスペックに改造した H6568-10MOD を採用している [41]。この H6568-10MOD は、パルスリニアリティをできる限り保ちつつ、カソードからの光電子の収集効率を上げるようにブリーダ分岐比が調整され、さらに、カソードと第一段ダイノードとの間にある収束電極にもそのための改造が施されている。

これら 3 種類のブリーダ抵抗比を表 4.2 に示した。一般的に、PMT のゲインを大きくするにはブリーダ抵抗比を等しくし、後段での空間電荷効果によるパルスリニアリティの悪化を押さえるには、後段のブリーダ比を大きくする。また、カソード面からの光電子を効率良く収集するには前段のブリーダ比を大きくする。H6568-00、H6568-10、H6568-10MOD のブリーダは、それに基づいて設計されている。

4.2.2 MAPMT H7546

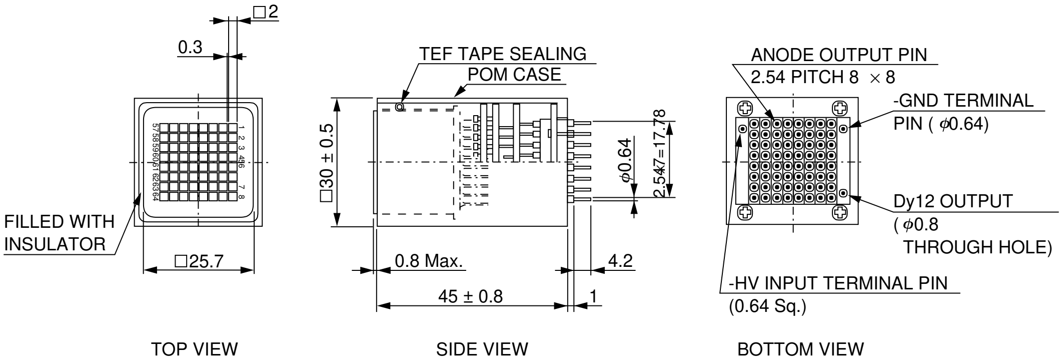

□2
0.3
FILLED WITH INSULATOR
□25.7
TOP VIEW
TEF TAPE SEALING
POM CASE
□30 ± 0.5
φ0.64
2.54×7=17.78
0.8 Max.
4.2
45 ± 0.8
1
SIDE VIEW
ANODE OUTPUT PIN
2.54 PITCH 8 × 8
-GND TERMINAL PIN (φ0.64)
Dy12 OUTPUT (φ0.8 THROUGH HOLE)
-HV INPUT TERMINAL PIN (0.64 Sq.)
BOTTOM VIEW

図 4.3: MAPMT H7546 の概略図。

表 4.3: MAPMT H7546 のブリーダ抵抗分岐比。表記法は表 4.2 と同様である。

Electrodes	K	Dy1	Dy2	Dy3	Dy4	Dy5	……	Dy9	Dy10	Dy11	Dy12	P	
H7546	3	2	2	1	1	1	……	1	1	1	2	5	200 kΩ

MAPMT H7546 は 1 つのパッケージにつき 64 チャンネルのアノードがある、64CH-MAPMT である。H7546 の概略図を図 4.3 に示す。1 ピクセルの大きさは $2\times2\ \mathrm{mm}^2$ であり、それが 0.3 mm の間隔を置いて 8×8 に並んでいる。H6568 タイプと同様、この MAPMT もメタルチャンネル

ダイノード構造であり、また、PMT とベースが一体になったアセンブリタイプである。読み出しについては、H6568 タイプとは異なり、PMT パッケージの後ろ側に各アノードの出力ピンがついているので、これとソケットなどとを接続して読み出す必要がある。

このMAPMT はチャンネル数の割りに安価であり、かつ、コンパクトであるため、我々のような多チャンネルの検出器に用いるには、非常に魅力的である。

H7546 のブリーダ抵抗分岐比を表 4.3 に示した。このMAPMT は、1 ピクセルが小さいので、カソードから第 1 段ダイノードまでの間でチャンネル間のクロストークが多くなる。そのため、カソードからの光電子の収束効率を大きくするように、ブリーダ抵抗比は初段側の電圧にウェイトがかかった構成になっている。

我々は、以上に述べた H6568-00、H6568-10、H6568-10MOD および H7546 を光検出器の候補として挙げ、これらについて諸特性を調べた。それについては本章 4.3 節以降で述べる。

4.2.3 MAPMT R5900U-00-M04

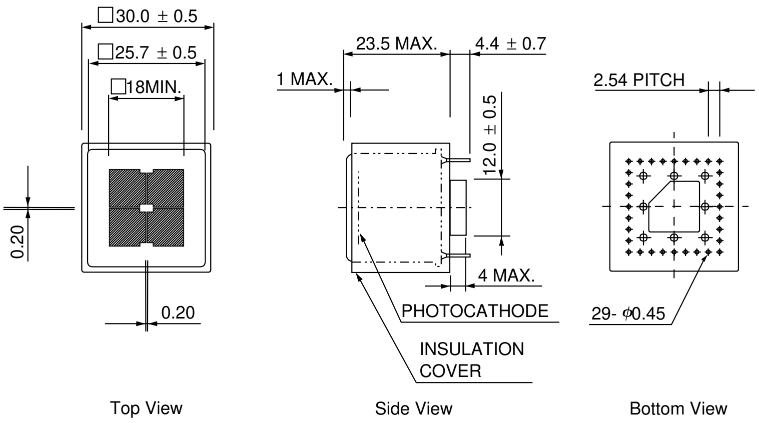

□30.0 ± 0.5
□25.7 ± 0.5
□18MIN.
0.20
0.20
23.5 MAX.
4.4 ± 0.7
1 MAX.
12.0 ± 0.5
4 MAX.
PHOTOCATHODE
INSULATION COVER
2.54 PITCH
29- φ0.45
Top View
Side View
Bottom View

図 4.4: MAPMT R5900U-00-M04 の概略図。

表 4.4: MAPMT R5900U-00-M04(ベースアセンブリ E7083) のブリーダ抵抗分岐比。表記法は表 4.2 と同様である。

Electrodes	K	Dy1	Dy2	Dy3	Dy4	Dy5	Dy6	Dy7	Dy8	Dy9	Dy10	P	
R5900U-00-M04	1.5	1.5	1.5	1	1	1	1	1	1	2	53.6	220 kΩ	

第 7 章で述べるビームテストにおいては、検出器の一部に MAPMT R5900U-00-M04 を用いたので、その特性についてもここで簡単に述べておく。

MAPMT R5900U-00-M04 は 1 つのパッケージにつき 4 チャンネルのアノードがある、4CH-MAPMT である。R5900U-00-M04 の概略図を図 4.4 に示す。1 ピクセルの大きさは 9×9 mm^2 であり、それが 2×2 に並んでいる。この MAPMT も上記の 2 つの MAPMT と同様、メタル

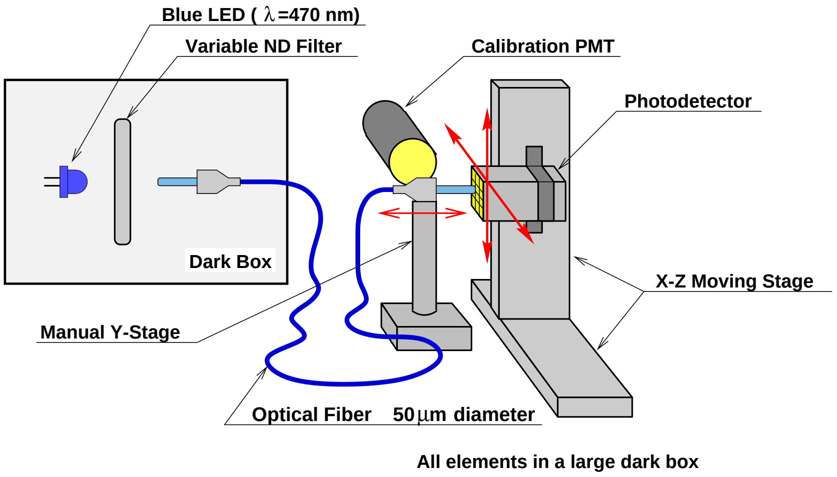

Blue LED (λ=470 nm)
Variable ND Filter
Calibration PMT
Photodetector
Dark Box
X-Z Moving Stage
Manual Y-Stage
Optical Fiber 50μm diameter
All elements in a large dark box

図 4.5: 光検出器特性測定用実験セットアップの概略図。これらの要素はすべて暗箱の中に入れられている。また、LED、可変 ND フィルターおよび光学ファイバーの光入射側は、さらに暗箱の中に入っており、LED の光が直接 PMT に届かないようになっている。

チャンネルダイノードであるが、アセンブリタイプではなく、PMT とベースは一体にはなっていない。この MAPMT 用のベースアセンブリとして E7083 が用意されている。E7083 のソケットからは 4 チャンネル分の同軸ケーブルが出ており、そこから読み出すことができる。R5900U-00-M04(ベースアセンブリ E7083) のブリーダ抵抗比は表 4.4 に示しておいた

4.3 実験のセットアップ

MAPMT が H6568 タイプおよび H7546 が我々の要求を満たしているがどうかを調べるため、4.1 節で述べた各特性についての測定を行った。本節では、まずそれら測定のセットアップについて述べる。

4.3.1 測定装置

図 4.5 に測定装置の概略図を示した。また、図 4.6 に実際のセットアップの写真を掲載しておいた。測定装置は以下の要素からなる。

青色 LED (NSPB500S、日亜化学工業製)

発光波長は FWHM で 450–480 nm、最大発光波長は 470 nm。光出力の指向性[2]は 10°。

光ファイバー (TK-G3002S、昭和電線電纜製)

石英系光ファイバー。コア径は 50 μm、クラッド径は 250 μm。ファイバーが光を取り込むことができる入射角を表す指標である NA 値[3]は 0.2。

---

[2] 最大出力方向とその 1/2 の出力になる方向とのなす角の 2 倍の角度範囲。

[3] Numerical appature。ファイバーはコアとクラッドの 2 重構造になっており、コアの屈折率を n_1、クラッドの

表 4.5: MAPMT H6568-type、H7546、R5900U-00-M04 の特性。浜松ホトニクス社が公表しているデータシートによる。

Parameter		Description/Value			Unit
		H6568 -types	H7546	R5900U -00-M04	
Photocathode	Material	Bialkali			—
	Min. Effective Area	17.5 × 17.5	18.1 × 18.1	18 × 18	mm^2
Spectral Response		300 to 650			nm
Wavelength of Max. Response		420			nm
Window material		Borosilicate Glass			—
Dynode	Structure	Metal Channel Dynode			—
	Number of stages	12	12	10	—
Anode	Pixel Array	4 × 4	8 × 8	2 × 2	—
	1 Pixel Size	4 × 4	2 × 2	9 × 9	mm^2
Max. Supply Voltage		1000	1000	900	Vdc
Max. Average Anode Current		0.01	0.018	0.1	mA
Anode Dark Current per Channel		1[a]	0.2	0.5	nA
Gain (@800 Vdc)		3.3×10^{6}[a]	3.0×10^5	2×10^6	—
Time Response	Pulse Rise Time	0.83	1.5	1.2	ns
	Transit Time Spread[b]	0.3	0.3	0.32	ns
Pulse Linearity per Channel[c]		0.5	0.6	5	mA
Cross-talk[d]		1	2	2	%
Uniformity between Each Anode[e]		1 : 3	1 : 3	1 : 1.5	—

[a] H6568-00 を用いて測定した場合の値。

[b] FWHM 値。

[c] リニアリティからのずれが、H6568-types と R5900U-00-M04 については ±2%、H7546 については ±5% で定義。

[d] H6568-types については 4 × 4 mm^2 の窓を用いて、H7546 については直径 1 mm^2 の光学ファイバーを用いて、また、R5900U-00-M04 については 9 × 9 mm^2 の窓を用いて、それぞれ光を入射した場合の値。

[e] MAPMT 1 パッケージ内での pixel 間のゲインのばらつき。「1 : 3」とは、あるピクセルのゲインにに対して他のピクセルのゲインが 3 倍程度であるようなものもあり得る、ということである。

自動 ND フィルター (MINI-40NDU、シグマ光機製)

フィルターを回転させることにより、0–92%の範囲で透過率を変えられる ND フィルター。同社製 Mark-102 ステージコントローラにより、自動制御できる。

X-Z 自動ステージ (SGSP20-85、シグマ光機製)

X 軸および Z 軸方向に位置を移動させるステージ。位置決め精度は 7 μm 以下である。自動 ND フィルターと同様、同社製 Mark-102 で自動制御できる。

キャリブレーション用 PMT (R2256-02、浜松ホトニクス製)

ND フィルターによる光量変化を較正するために用いる PMT。光電面および入射窓の材質はそれぞれ Bialkali、Borosilicate Glass であり、我々が調べようとしている MAPMT と同材質である。

測定方法は以下の通りである。

測定する MAPMT を自動 X-Z ステージに取り付け、その光電面に向けて光ファイバーの一方の端面を置く。このファイバー端面は、手動で微調整ができるステージ上に取り付け、ファイバー端面と PMT 光電面との距離を調節できるようにした。我々が行った測定のほとんどは、光電面と光ファイバー端面との距離は 0.2 mm に調節して行った。

光ファイバーのもう一方の端面には、自動 ND フィルターを通して、LED 光を入射する。自動 ND フィルターを回転させることにより、ファイバーへの光量を変化させることができる。LED 光をファイバーに入射する系は小さな暗箱の中に入っており、LED からの光が直接 MAPMT やキャリブレーション PMT に入らないようにした。

光ファイバーに入射した光は、長さ 3 m の光ファイバーを通して MAPMT の光電面へ伝送・入射し、これにより MAPMT の特性を測定する。

遮光のため、これら全体の系は大きな暗箱の中に入れた。

4.3.2 データ収集系

LED の発光、ND フィルターの制御、X-Z ステージの制御、およびデータ収集系の概略図を図 4.7 に示す。

トリガー信号

クロックジェネレータの出力を FAN OUT により分割し、これをトリガー信号に使う。

LED を発光させる系統

トリガー信号を CAMAC Relay Multiplexer(RMUX) に入力する。RMUX には 16 チャンネルの出力があり、CAMAC アクセスによりモジュール内のリレースイッチを切り替えることで、入力信号をそのまま出力させるチャンネルを制御することができる。本測定では RMUX の 0ch と 1ch を使い、0ch 出力はパルスジェネレータの外部トリガー入力へ、また 1ch 出力は 50Ω で

屈折率を n_2 とすると、$\mathrm{NA} = \sqrt{{n_1}^2 - {n_2}^2}$、またファイバーが光を取り込める角度を θ とすると、$\sin\theta = \mathrm{NA}$ である。

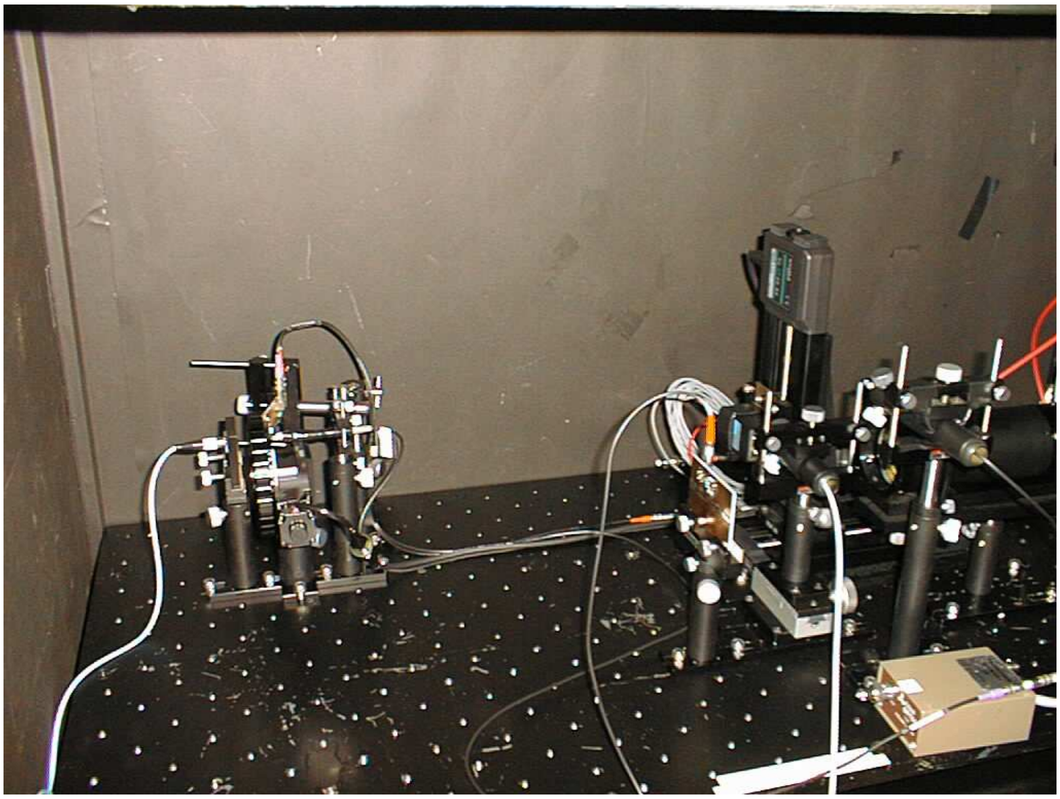


図 4.6: 光検出器特性測定用実験セットアップの写真。

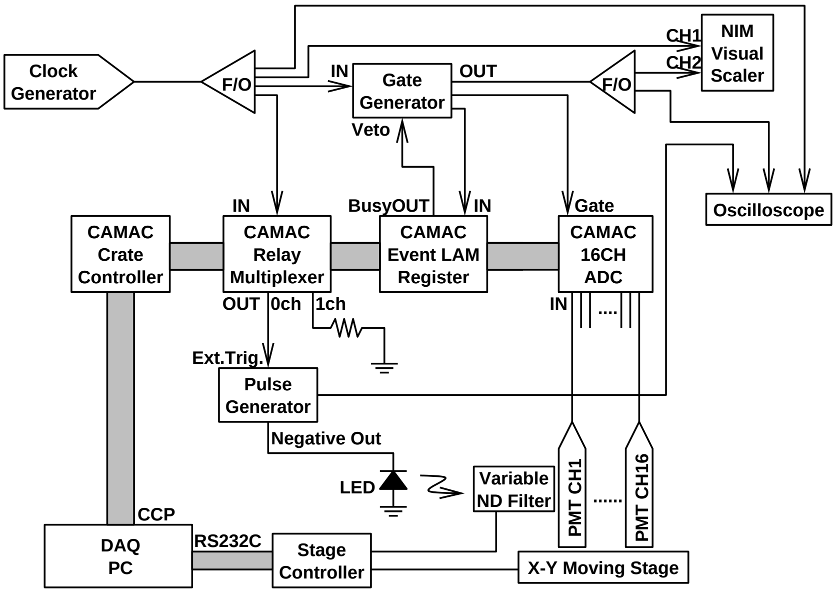

Clock
Generator
F/O
IN
Gate
Generator
OUT
F/O
CH1
CH2
NIM
Visual
Scaler
Veto
Oscilloscope
IN
BusyOUT
IN
Gate
CAMAC
Crate
Controller
CAMAC
Relay
Multiplexer
CAMAC
Event LAM
Register
CAMAC
16CH
ADC
OUT
0ch
1ch
IN
....
Ext.Trig.
Pulse
Generator
Negative Out
LED
Variable
ND Filter
PMT CH1
......
PMT CH16
CCP
DAQ
PC
RS232C
Stage
Controller
X-Y Moving Stage

図 4.7: 光検出器特性測定用データ収集回路。

ターミネートした。こうすると、CAMAC アクセスを用いて、パルスジェネレータへのトリガーシグナルを出すかどうか、すなわち、LED を発光させるかどうかを制御できる。本測定では、10 トリガーに 1 回、RMUX の 1ch へ出力して LED を発光させないトリガーを作り、これを ADC ペデスタルデータとして用いた。

RMUX の 0ch 出力からパルスジェネレータの外部トリガーへ入力し、このパルスジェネレータにより LED を発光させるためのパルスを作る。パルスジェネレータは出力電圧、パルス幅、出力タイミングを調節することができる。本測定では、液体シンチレータの発光時間に似たパルス幅 10 ns のパルスを作った。また、出力タイミングは後述の ADC のゲートタイミングに合うように調節した。このようにして作ったパルスを LED に送り、LED を発光させる。

データ収集系統

トリガー信号をゲートジェネレータに入力し、ADC 用のゲートを生成する。これを CAMAC ADC に入力すると同時に、CAMAC Event LAM Register(ELR) にも入力し LAM を立てる。本測定の LAM の制御はすべて ELR を用いる。ELR には Busy Out があり、ELR の LAM が立っている間、この Busy Out を出し続ける。これをゲートジェネレータの Veto に入力し、CAMAC アクセス中に次のゲートを出力しないようにした。ADC には PMT からの出力信号が入力され、ELR の LAM を見て、ADC のデータを読みに行く。

自動 ND フィルターおよび自動ステージの制御系統

自動 ND フィルターおよび自動ステージは、Mark-102 ステージコントローラを用いて行う。このステージコントローラは、手動で操作することもできるが、GPIB や RS232C の I/O を用

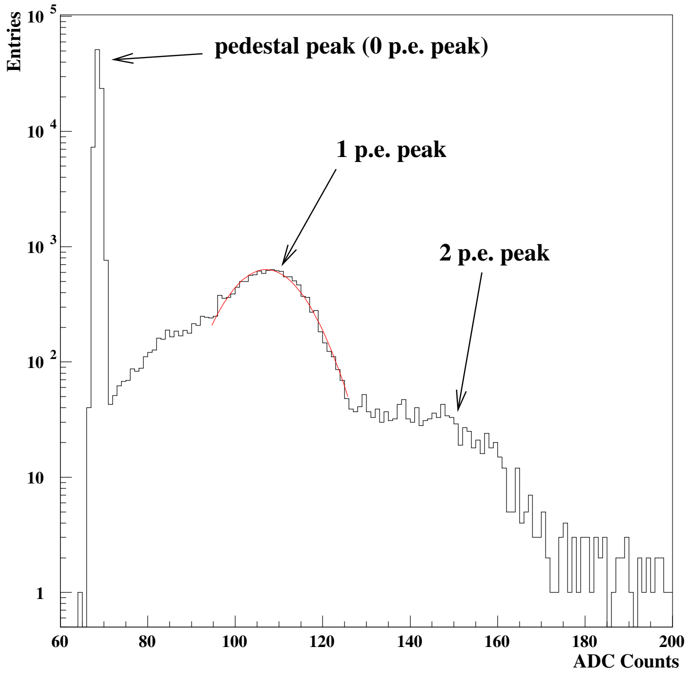


図 4.8: 低光量での ADC 分布に見られる 1 p.e. ピークの典型的な例。縦軸は log スケールである。MAPMT H6568-00 で印可電圧 1 kV にしたときの ADC 分布で、このときの平均光電子数は 1.66 であった。

いて、コンピュータからコントローラにコマンドを送ることにより、制御・モニターすることもできる。本測定では、RS232C を用いてコンピュータから自動ステージと自動 ND フィルターを制御した。

次節から、4.1 節で述べた MAPMT の特性の測定と結果について順に述べていくが、その測定方法についてはそれぞれの節で触れることにする。

4.4 電圧–ゲイン曲線

それぞれの MAPMT について、印可電圧とゲインの関係を調べるための測定を行った。

4.4.1 測定方法

光ファイバーの光が MAPMT の 1 チャンネルの中心に入射するように X-Z ステージを移動し、固定する。光量が平均 1 p.e. 程度になるように ND フィルターを調節して ADC データを取ると、ADC 分布で図 4.8 に示すような 1 p.e. のピークを見ることができる。この 1 p.e. ピークをガウス分布でフィッティングしてピークの中心値 $\mu_{\rm fit}$ を求め、これからペデスタル平均値 $\mu_{\rm ped}$ を引いた値が 1 p.e. の ADC 値である。これに ADC の較正係数 0.25 pC/Count$(= 1.56 \times 10^6$ electrons/Count) を掛けて、MAPMT のゲインを算出した。さらに、その値が 1 p.e. に対する値であるとして良いかどうかのクロスチェックとして、以下のようなことを行った。

1 p.e. ピーク位置の整合性のクロスチェックの方法

光電子数の分布が平均光電子数 μ である Poisson 分布に従うとすると、0 p.e.(ペデスタル) になる確率は

$$P_0(\mu) = \frac{e^{-\mu}}{0!} = e^{-\mu}$$

である。そこで、得られた ADC 分布について、ADC ヒストグラム全エントリ数に対するペデスタルエントリの占める割合 P を計算する。P と上の式を用いると、その ADC 分布の平均光電子数 μ が

$$\mu = -\ln P$$

と計算できる。この平均光電子数 μ を、フィッティングで求めた 1 p.e. の中心値 $\mu_{\rm fit}$ からペデスタル値 $\mu_{\rm ped}$ を引いた値 $\mu_{\rm fit} - \mu_{\rm ped}$ に掛けた値は、ADC 分布全体の統計的平均値 $\mu_{\rm stat}$ からペデスタル値 $\mu_{\rm ped}$ を引いた値と一致するはずである。すなわち、

$$\mu \cdot (\mu_{\rm fit} - \mu_{\rm ped}) = \mu_{\rm stat} - \mu_{\rm ped}$$

となるはずである。

このクロスチェックの結果、すべての測定結果について、フィッティングで求めたピークの中心値を 1 p.e. に対する値であるとして矛盾はなかった。

ゲインが小さく、ADC 分布のペデスタルと 1 p.e. ピークが区別できない場合には、PMT アンプで信号を増幅して測定を行った。PMT アンプを用いる場合には、印可電圧 1 kV において、PMT アンプを入れた場合と入れなかった場合のについて 1 p.e. ピークを出し、その値を用いて PMT アンプのゲイン較正を行った。

測定は、それぞれの MAPMT の 1ch のみについて行った。

4.4.2 測定結果

上述の方法で、1 kV から、H6568-00 については 800 V まで、それ以外の MAPMT については 1 p.e. ピークがペデスタルと区別できなくなるまで、50 V ずつ印可電圧を下げていき、それぞれの電圧値に対してゲインを求めた。測定から得られた電圧–ゲイン曲線を図 4.9 に示した。図中で、点が実データ、実線は実データをべき関数でフィットした結果である。また、H6568-10MOD 以外の MAPMT については、参考のために、浜松ホトニクス社が公表しているデータシート掲載の電圧–ゲイン曲線を破線で示しておいた。

この測定で得られた H6568-00、H6568-10、H6568-10MOD、H7546 についての電圧–ゲイン曲線をゲイン 10^6 まで外挿することにより、電圧値をそれぞれ 550 V、820 V、730 V、830 V 以上に設定すれば、我々の要求であるゲイン 10^6 以上を満たすことが分かった。

浜松ホトニクス社が公表している電圧–ゲイン曲線に対して、H6568-10 は良く一致しているが、H6568-00、H7546 についてはずれている。これは、個々の MAPMT より、また、1 つの MAPMT 内でもチャンネルにより、ゲインが異なることによると考えられる (本章 4.8.1 節参照)。

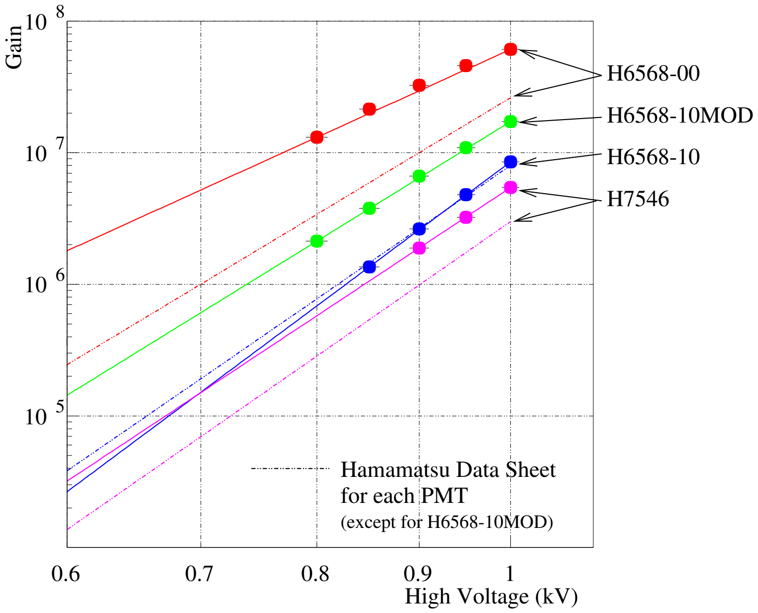


図 4.9: 各 MAPMT についての電圧–ゲイン曲線。点が実データで、実線は実データを巾関数でフィットした曲線である。また、参考のために、H6568-10MOD 以外の MAPMT については、浜松ホトニクス社が公表している電圧–ゲイン曲線を破線で表した。

4.5　波高分解能

それぞれの MAPMT について、光量 30 p.e. での波高分解能がどの程度あるかを評価するための測定を行った。

4.5.1　測定方法

4.4 節の測定で得られたデータについて、ゲインを求めたときと同様に、1 p.e. ピークをガウス分布でフィッティングを行い、その中心値 μ_{fit} と分布幅 σ_{fit} から、$\sigma_{\mathrm{fit}}/\mu_{\mathrm{fit}}$ を 1 p.e. の波高分解能とした。

4.5.2　測定結果と考察

それぞれの MAPMT について、横軸に印可電圧を取って、1 p.e. の波高分解能をプロットしたものを図 4.10 に示した。この図を見ると、印可電圧を上げると分解能が良くなるという相関がある。これは、PMT の分解能が PMT の出力電流 I_{P} に対して、$I_{\mathrm{P}}^{-\frac{1}{2}}$ の依存性を持ち [42]、また、印可電圧 V を上げると出力電流は V^{α} で大きくなることにより、定性的には理解できる。

さて、この測定から得られた波高分解能が我々の要求を満たしているかどうかを考察する。波高分解能に対する我々の要求は、光電子数 30 において 10%以下となることである。波高分解能は、光電子数 $N_{\mathrm{p.e.}}$ に対して $N_{\mathrm{p.e.}}^{-\frac{1}{2}}$ で外挿できると仮定すると (各ダイノードでの増幅過程

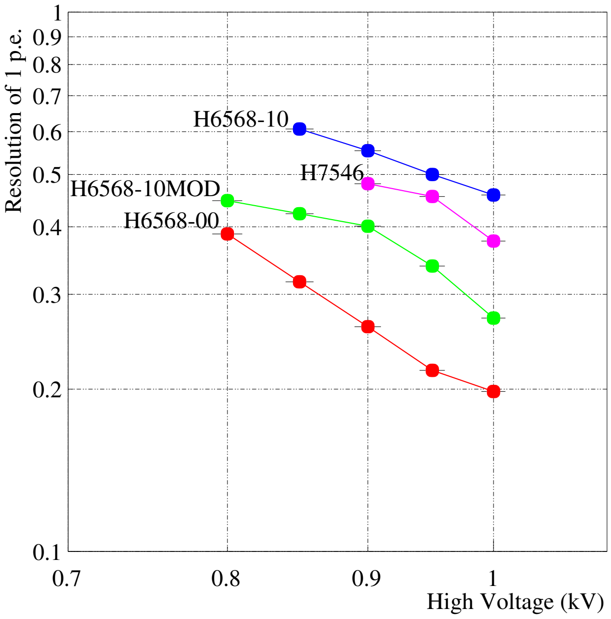


図 4.10: 各 MAPMT についての 1 p.e. 波高分解能。分解能の定義は $\sigma_{\rm fit}/\mu_{\rm fit}$ である (本文参照)。用いたデータは、電圧–ゲイン曲線の測定で得られたものである。

が Poisson-like な分布で記述できる)、この要求は 1 p.e. で分解能 55%以下ということと同値である。それぞれの MAPMT について、図 4.10 を log-log スケールにおける直線で (すなわち、べき関数で) 分解能 55%まで外挿すると、H6568-00、H6568-10、H6568-10MOD、H7546 は、印可電圧をそれぞれ 720 V、900 V、750 V、850 V 以上に設定すれば、我々の要求を満たす。

4.6 サチュレーション

それぞれの MAPMT について、どの程度の光量でサチュレーションが起こるかを調べるための測定にを行った。

4.6.1 測定方法

光ファイバーからの光を MAPMT の 1 チャンネルの中心に入射するように X-Z ステージを移動し、固定する。本章 4.3.1 節でも述べたように、LED から光ファイバーに入射する光量は、自動 ND フィルターを回転させることにより変化させることができる。これを用いて、自動 ND フィルターを 5° ずつ回転させながら、MAPMT への入射光量を変化させ、入射光量に対する MAPMT の出力信号の応答を測定した。

測定に先立ち、光ファイバーからの出力光をキャリブレーション PMT(R2256-02) に向け、この PMT を用いて、ND フィルターの回転角と PMT に入射する光量の関係を較正した。較正の方法は以下の通りである。

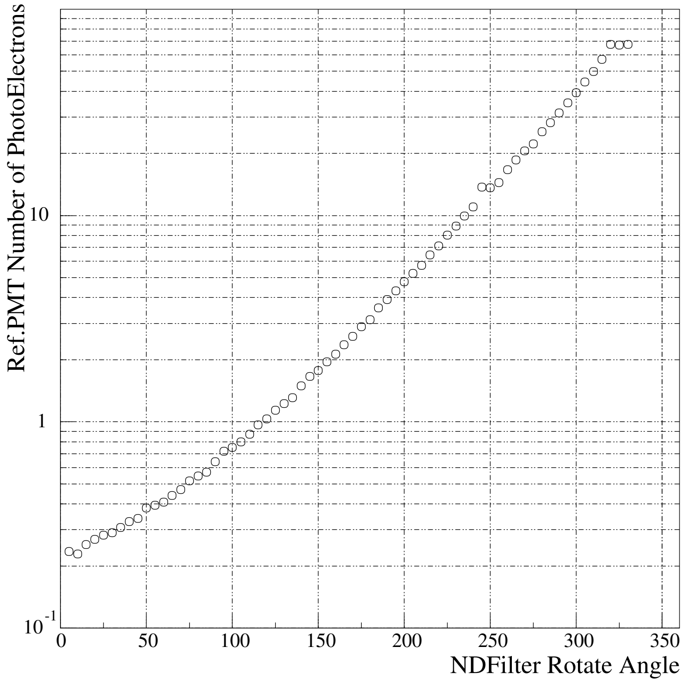


図 4.11: ND フィルターの回転角と PMT 光電面への入射光量の関係。キャリブレーション PMT を用いて測定した。

1. まず、キャリブレーション PMT について、ND フィルターの透過率がもっとも大きなところでも、サチュレーションがないような印可電圧のうち、できるだけ大きな電圧値を設定する。
2. 次に、設定した電圧値におけるキャリブレーション PMT の 1 p.e. ピークを出し、ゲインを求める。
3. 最後に、ND フィルターの回転角 5° ごとに、キャリブレーション PMT の信号の ADC を取り、その平均値を 2. で求めたゲインで割ることにより、ND フィルター回転角対 PMT への入射光量の関係を出す。

この方法により得られた ND フィルター回転角に対する PMT への入射光量の関係を図 4.11 に示した。

なお、R2256-02 の光電面の材質は、我々が測定しようとしている MAPMT のそれと同じ Bialkali であるので、これらの光電量子効率は同じであると仮定して、MAPMT に対しても、この関係をそのまま用いた。

さて、これで準備が整ったので、4 種類の MAPMT についても、キャリブレーション PMT の場合と同様に、ND フィルターを 5° ずつ回転させながら、MAPMT 信号の ADC を取り、ND フィルター回転角と ADC 値との関係を出し、図 4.11 の関係を用いて、入射光量と ADC 値の関係を求めた。

4.6.2 測定結果

測定は4種類のMAPMTそれぞれの1チャンネルについて、いくつかの印可電圧値で行った。また、入射光量対ADC値の関係の低光量領域に対して、直線によるフィッティングを行い、サチュレーション点として、リニアリティからのずれが10%となるところを取った。図4.12にその典型的なプロットを示した。図中(A)のプロットは横軸に入射光量を、縦軸にADC値と出力信号のパルス幅から算出した平均アノード電流を取ったものであり、破線は低光量領域を用いて直線フィッティングを行った結果である。また、図中(B)のプロットは、横軸に入射光量、縦軸にフィッティング直線からのずれを取ったもので、この図では、サチュレーション点は約6.7 p.e.である。さらに、横軸に平均アノード電流を取って、縦軸は直線フィッティングからのずれを取ったのが図中(C)である。この図では、サチュレーション点は約4.7 mAである。

なお、直線からのずれが10%に満たないもののうち、直線からずれ始めているのが分かるものについては、それを外挿し、ずれが10%となるところをサチュレーション点として定義した。

4種類のMAPMTのいくつかの印可電圧で取ったデータについて、この解析を行った結果を表4.6にまとめた。また、4種類のMAPMTのサチュレーション点を、$2 \sim 5 \times 10^6$付近のゲインで比較したものを図4.13に示した。表4.6にまとめてあるように、ゲインを大きくするとサチュレーション点の光電数は小さくなる。我々が要求するゲインは10^6以上であり、図4.13から、我々の要求するリニアリティ(deviation $< 10\%$ @$\mathcal{O}(100)$ p.e.)を満たしているのは、H6568-10のみである。

4.6.3 サチュレーションの原因についての考察

一般にPMTのサチュレーションの原因として、は以下の3つが挙げられる。

光電面のサチュレーション

光電面の電気抵抗は0でないため、大光量を受けたときに、光電面への電子供給が間に合わず、放出される光電子が減少することが原因である。これは光電面の材質によりサチュレーションの起こり方が異なる。

ベースのサチュレーション

ダイノード間に大きな電流が流れると、ブリーダ抵抗で電圧降下が起こり、ダイノード間の電位差が小さくなることによってゲインが低下することが原因である。主に直流モードでの動作で起こりやすい。

空間電荷効果によるサチュレーション

ダイノード間の電流が大きくなると、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。主にパルスモードでの動作で起こりやすい。

さて、我々が測定したMAPMTのサチュレーションの原因が、上記の3つのうち、どの効果によるものであるかを考察する。

まず、我々の測定している光量が100 p.e.程度の小さい領域であること、MAPMTと同じBialkaliの光電面を用いた他の種類のPMTについて、100 p.e.以上の光量でもサチュレーションのないものがあること、および我々が調べた4種類のMAPMTについて、サチュレーショ

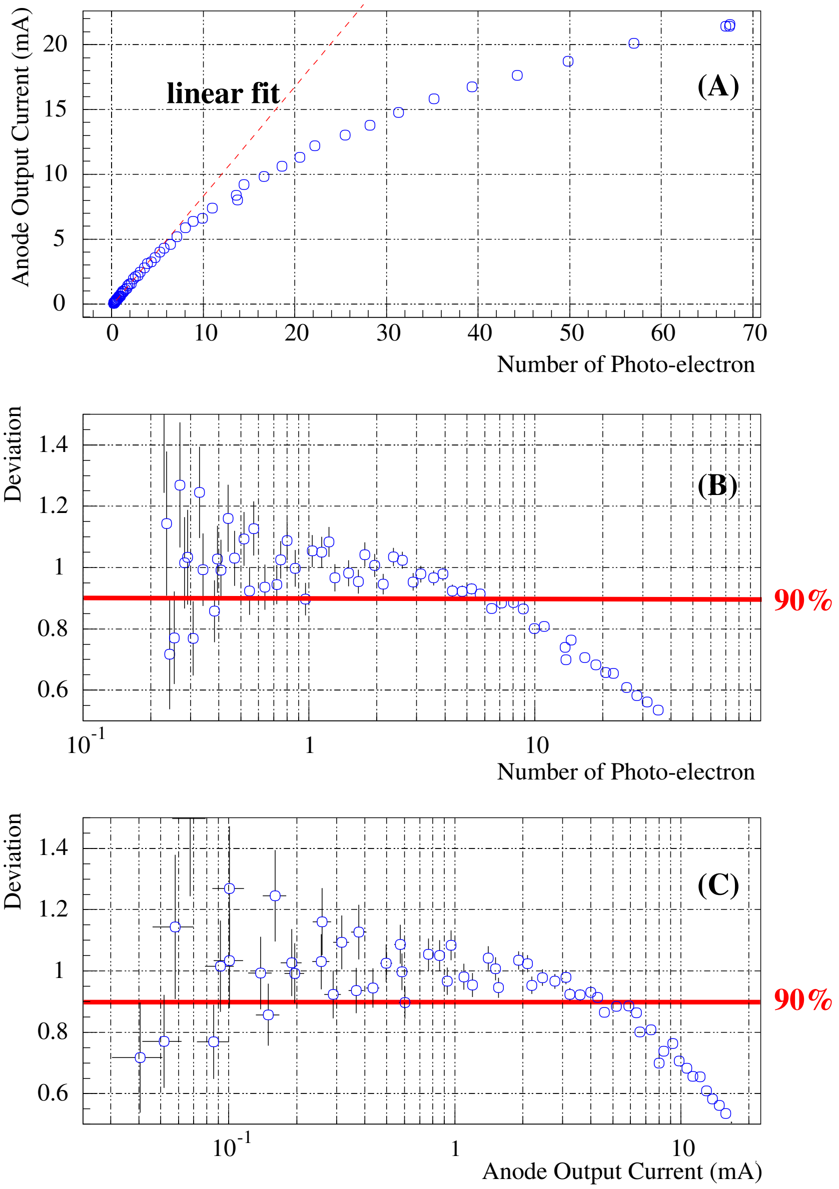


図4.12: サチュレーションの典型的なプロット。H6568-00で印可電圧1 kVの時のものである。(A): 横軸には入射光量、縦軸にはADC値から計算したアノード電流を取った。(B): (A)の低光量領域を直線でフィッティングし(破線)、それからのずれを縦軸に、横軸は入射光量でlogスケールで取ってある。(C): 縦軸は(B)と同様であるが、横軸にはアノード電流を取ったものである。

表 4.6: 4 種類の MAPMT についてのサチュレーション点のまとめ。それぞれの MAPMT について、各印可電圧に対するゲイン、サチュレーション点の平均アノード電流および光電子数を示した。空欄は測定しなかったものである。

MAPMT	High Voltage [V]	Gain	Anode Current [mA]	Number of p.e.
H6568-00	700	5.1×10^6	1.3	26
	800	1.3×10^7	2.3	15
	900	3×10^7		
	1000	6×10^7	4.7	6.7
H6568-10	700	1.5×10^5	> 0.2[a]	> 200[a]
	800	7×10^5	> 0.6[a]	> 200[a]
	900	2.5×10^6	(3–5)[b]	(130–170)[b]
	1000	8×10^6	3.0	30
H6568-10MOD	700	6×10^5	> 0.5[a]	> 200[a]
	800	2×10^6	1.8	80
	900	6×10^6	2.1	27
	1000	1.8×10^7	2.0	10
H7546	700	1.5×10^5	> 0.7[a]	> 200[a]
	800	6×10^5	(0.4–0.5)[b]	(80–100)[b]
	900	2×10^6	0.53	36
	1000	5×10^6	0.67	18

[a] 本測定の光電子数の範囲内ではサチュレーションが観測されなかった。

[b] 高い光量でサチュレーションの兆候は見え始めているが、直線からのずれが小さいために、外挿による誤差がつく。

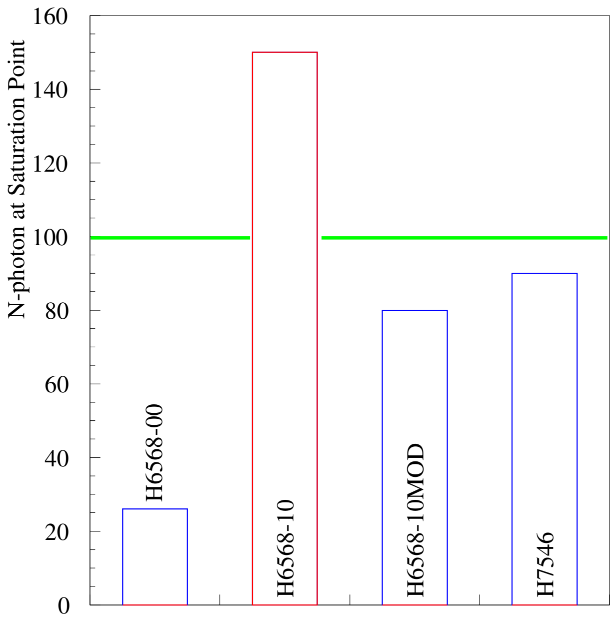


図 4.13: 4 種類の MAPMT の同ゲインでのサチュレーション点の比較。ゲインは $2 \sim 5 \times 10^6$ 付近で比較した。我々の要求である $\mathcal{O}(100)$ に達しているのは H6568-00 のみである。

ン点での光電子数がそれぞれ大きく異なることから、光電面のサチュレーションではないと考えた。

サチュレーションがベースによるものか、空間電荷効果によるものかを調べるため、以下のような測定を行った。

1. 光ファイバーから出力される光は、角度約 0.2° 程度の広がりを持っている。(この角度は光ファイバーの NA 値により決まっており、入射時にファイバーに取り込むことができる角度と同じである。) したがって、MAPMT の光電面と光ファイバーとの距離を変えることで、入射光量を一定にして、光の空間的な密度を変えることができる。H6568-10MOD に対して、光電面–ファイバー間の距離を 0.2 mm および 10.0 mm に設定して、それぞれでの入射光量対 ADC 値のデータを取った。
2. ベースのサチュレーションはダイノード間を流れる電流量により規定される。サチュレーションがベースによるものであれば、この 2 つの測定のサチュレーション点でのアノード電流は変化しないはずである。
3. PMT では、光電面から光電子が出た位置により、ダイノード間を飛んでいく電子の軌道は決まっており、光入射時の光量密度を小さくすると、ダイノード間を流れる電子密度も小さくなり、したがって、空間電荷効果によるサチュレーションも起こりにくくなる。サチュレーションが空間電荷効果によるものであれば、光電面–ファイバー間の距離が 0.2 mm の測定に比べ、10.0mm の測定では、サチュレーション点での光電子数、アノード電流ともに大きくなるはずである。

この測定について、図 4.12 を得るときと同じ方法で解析した結果を図 4.14 に示した。光電面–ファイバー間距離 0.2 mm で得られたサチュレーション点での光電子数、アノード電流に対して、10.0 mm で得られたそれらは、ともに約 50%増加している。

この測定では、光電面–ファイバー間の距離を変えることによって、入射窓とファイバーとの光学的な接触の変化等の要因により、実際に光電面まで入射する光量に系統的な誤差が生じると考えられる。光電面–ファイバー間距離 0.2 mm、10.0 mm のそれぞれの測定について、図 4.15 に示す光電子数対アノード電流の低光量領域を直線でフィッティングしたとき、その傾きの違いが、そのような実際に光電面まで入射した光量の系統的な違いを表していると考えられる。光電面–ファイバー間距離 0.2 mm と 10.0 mm でのこの傾きの違いは約 3%であり、これに対して、サチュレーション点が 50%異なるのは有意であり、光電面への入射光量が変化する系統的な違いから来るものではない。

したがって、空間的な光量密度が小さくなるとサチュレーション点が大きくなることから、MAPMT H6568-10MOD のサチュレーションは空間電荷効果によるものであると考えられる。また、これは、ダイノード構造が全く同じであり、ベースの抵抗値にも大きな差がないことを考慮すると、他の MAPMT についても同様に、空間電荷効果によるサチュレーションが起こっていると考えられる。

4.7 クロストーク

MAPMT のあるチャンネルに光を入射したとき、その隣りのチャンネルなど、他のチャンネルにどの程度信号が漏れるかという、クロストークの大きさを調べる測定を行った。

4.7.1 測定方法

図 4.16 に示すように、自動 X-Z ステージに固定されている MAPMT を動かすことにより、光ファイバーの位置を MAPMT 上で 1ch から 4ch へ向けてスキャンした。1 ステップにつき、H6568 タイプでは 0.2 mm、H7546 では 0.1 mm ずつ動かし、各点で MAPMT 出力信号の ADC を取った。H6568 タイプについては全 16 チャンネルを読み出して ADC を取った。また、H7546 については全 64 チャンネルのうち、図 4.16 に示されるような 4×4 の 16 チャンネルを読み出して ADC を取った。なお、MAPMT の印可電圧および入射光量は、サチュレーションが起こらない領域に設定して測定を行った。

4.7.2 測定結果

位置をスキャンしたときの各測定点について、MAPMT の全読み出しチャンネルの ADC 値の和に対する各チャンネルの ADC 値の割合を計算することで、その点でのクロストークの度合いを評価した。MAPMT H6568-00 を用いて測定したときのクロストークの典型的なプロットを図 4.17 に示した。この図の横軸は光の入射位置を表す。また、縦軸は、最上段の図では、各測定点ごとに全 16 チャンネルの ADC 値の和から算出した全アノード電流、中段の図では、チャンネル 1 から 4 の各測定点でのそれぞれのアノード電流、最下段の図では、各測定点ごとに中段のプロットを最上段のプロットで割った値であり、最下段の図がクロストークの度合い

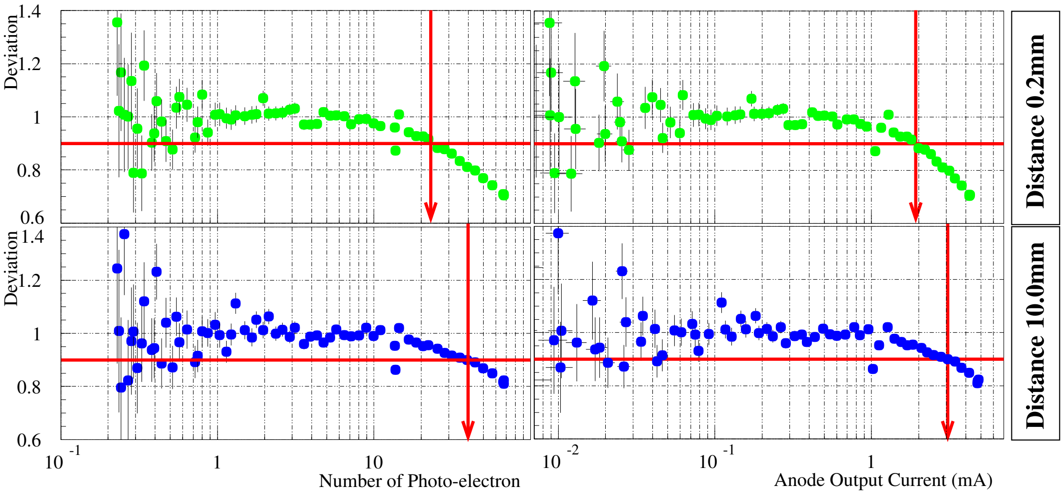


図 4.14: サチュレーションの原因を調べるために行った測定の結果。上段の 2 つのプロットは光電面–ファイバー間距離 0.2 mm、下段の 2 つのプロットは光電面–ファイバー間距離 10.2 mm での結果である。また、左右の図は、それぞれ横軸に光電子数、アノード電流を取り、縦軸に直線フィッティングからのずれを取ったものである。また、矢印で示したところが直線フィッティングからのずれ 10%で定義したサチュレーション点を示す。

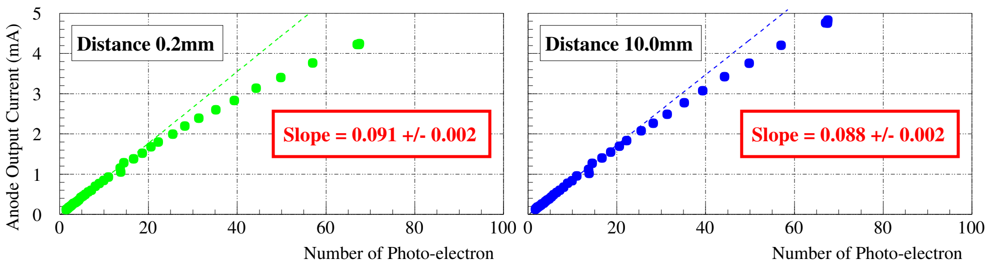


図 4.15: サチュレーションの原因を調べるために行った測定での系統誤差の見積もり方。左右の図は、それぞれ光電面–光ファイバー間距離 0.2 mm および 10.0 mm での測定について、光電子数対アノード電流のプロットである。それぞれに対して低光量領域で直線フィッティングを行い、その傾きの違いをこの測定の系統誤差とした。

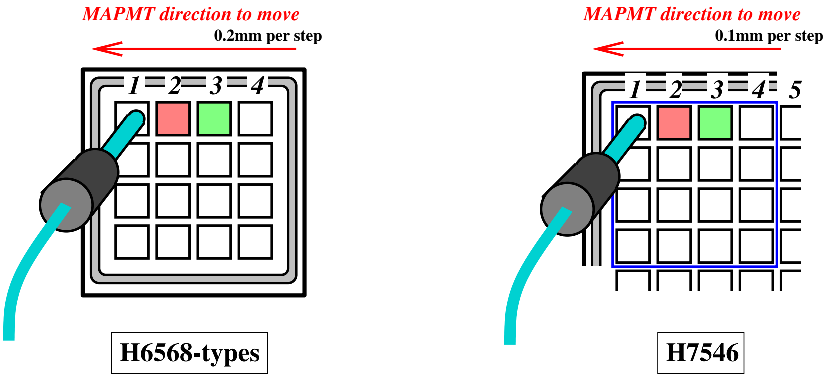


図 4.16: MAPMT のクロストークの測定方法。自動 X-Z ステージに固定されている MAPMT を動かすことにより、光の入射位置を移動する。1 ステップにつき、H6568 タイプではで 0.2 mm ずつ、H7546 では 0.1 mm ずつ動かす。また、H6568 タイプは全 16 チャンネルを読み出し、H7546 は、全 64 チャンネルのうち四角で囲まれた 4×4 の部分の 16 チャンネルを読み出して ADC を取った。

を示すプロットである。中段のプロットを見ると、光入射位置がチャンネル内にあるときには、大きな信号を出力し、そこから外れるとほとんど 0 になることが分かる。また、最上段の図から、チャンネルとチャンネルの間に光が入射すると、光電子の収集効率が悪く、全アノードの出力が小さくなっている。

最下段の矢印で示される 0 から少し上がっている部分は、光の入射位置が、あるチャンネル内にあるにも関わらず、その隣りのチャンネルにも信号があることを示しており、これがチャンネル間のクロストークである。これを見ると、クロストークとして問題になるのは、隣りのチャンネルのみであり、それ以上離れたチャンネルへのクロストークはほとんどないことが分かる。

そこで、あるチャンネルに光を入射したときに、隣りのチャンネルにどの程度クロストークがあるかを見るために、チャンネル 2 と 3 の部分だけを取り出し、縦軸を log スケールでプロットした (図 4.18)。この場合には、各測定点について、チャンネル 2 と 3 の ADC 値の和を出し、それに対するそれぞれのチャンネルの ADC 値の割合を計算した。

さて、我々のクロストークに関する要求は 5%以下となることである。図 4.17 および図 4.18 から分かるように、チャンネルの中心から端に近づくに従い、クロストークの割合は多くなる。クロストークが 5%以下になるようなチャンネル内の領域を求めると、H6568 タイプの MAPMT では、その種類にはほとんど関係なく、チャンネルの中心から 1.8 mm 以内、また H7546 タイプではチャンネルの中心から 0.6 mm 以内であった。これをチャンネルの端からの距離にすると、H6568 タイプでは 0.2 mm なのに対し、H7546 では 0.4 mm である。これは、H7546 は H6568 タイプに比べ、チャンネルの大きさが小さい分、カソード–第 1 ダイノード間の電場分布をチャンネル内へ収集するように分布させるのが難しいためであると考えられる。

液体シンチレータ飛跡検出器で用いる波長変換ファイバーの太さとして、現在考えているのは直径約 1 mm であり、1 チャンネルにつきファイバー 1 本を入れるのであれば、H6568 タイプと H7546 のどちらもクロストークに関する要求を満足することができるが、2 以上入れることを考えると、H7546 では要求を満たすのは難しく、H6568 タイプを用いるか、または細いファ

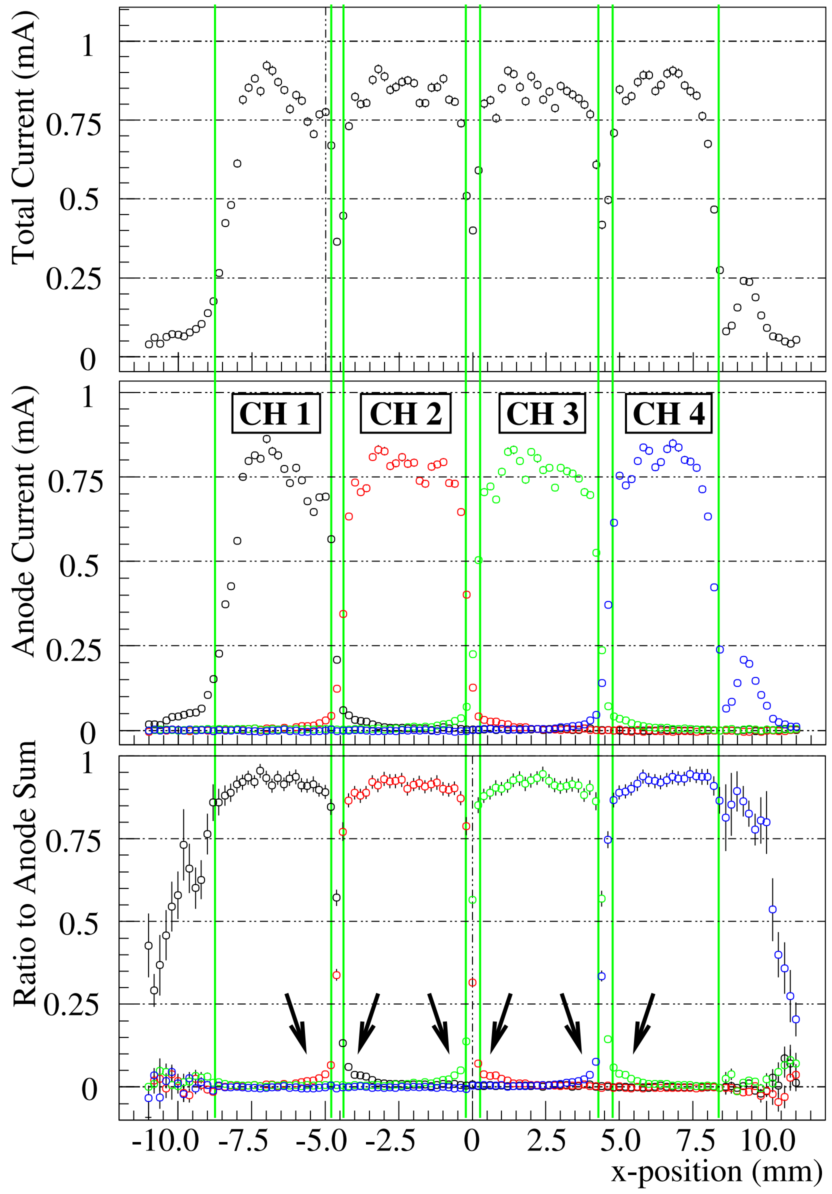


図 4.17: MAPMT H6568-00 のクロストーク測定で得られた結果。横軸は光の入射位置を表し、縦に引かれている線はチャンネルの境界線を示している。3 つの図の縦軸は、最上段では各測定点での全 16 チャンネルの ADC 値の和から算出したアノード電流、中段ではチャンネル 1 から 4 についての各測定点でのそれぞれのアノード電流、最下段では各測定点について中段のプロットを最上段のプロットで割った値で、最下段がクロストークの度合いを示すプロットである。矢印の部分がチャンネル間のクロストークであり、隣りのチャンネルに信号が漏れていることを示している。

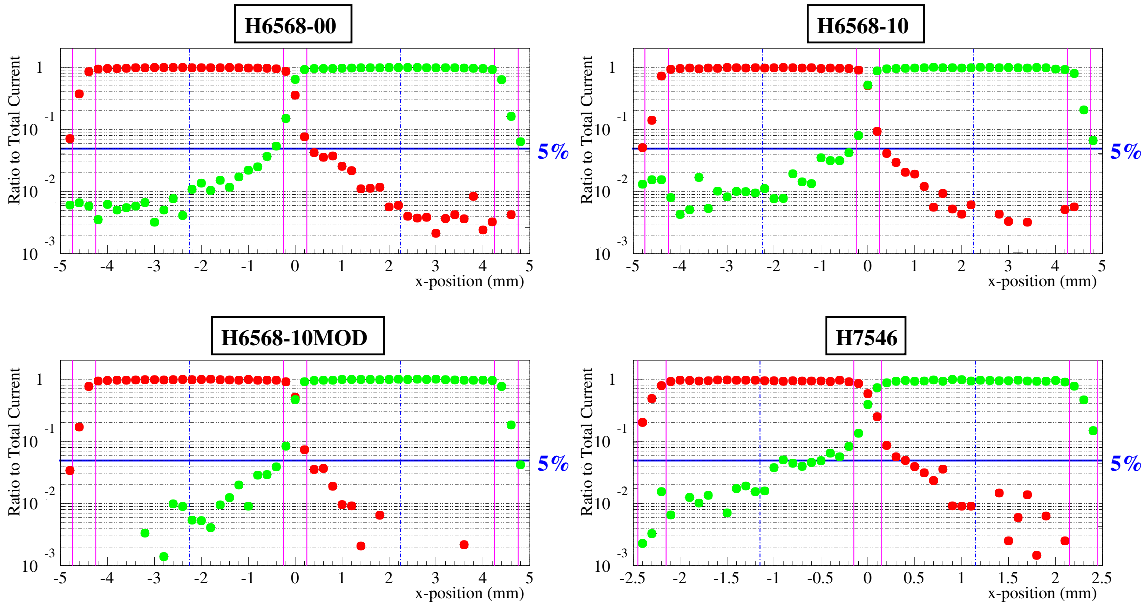


図 4.18: 4 種類の MAPMT についてのクロストーク測定の結果。H6568 タイプの MAPMT ではチャンネルの中心から ±1.8 mm 以内、また H7546 タイプではチャンネルの中心から ±0.6 mm 以内であれば、隣りのチャンネルからのクロストークはほぼ 5%以下になっている。

イバーを用いることを考えなければならない。

4.8 H6568-10 についてのあと 2 つの研究

以上の結果より、我々の要求を最も良く満たしているのは MAPMT H6568-10 であり、印可電圧はゲインが 10^6 付近になるように設定するのが良いことが分かった。この節では、H6568-10 に関して、さらに、以下に述べる 2 つの測定を行ったので、それついて簡単にまとめる。

アノード・ユニフォーミティ

アノード・ユニフォーミティとは、1 つの MAPMT の中で、ゲインの違い等による、チャンネルごとの出力信号の大きさのばらつきのことである。もし、チャンネルごとの出力に何らかの要因でばらつきがある場合には、その補正をしなければならない。ここでは、そのばらつきがどの程度であるか、またその原因が何であるかを調べる測定を行った。

波長変換ファイバーを用いた時のサチュレーション点

サチュレーションの原因は空間電荷効果であるので、光の密度を実際の使用条件と合わせたときのサチュレーション点を知っておく必要がある。液体シンチレータ飛跡検出器では、読み出しの波長変換ファイバーの太さは約 1 mm であるので、ここではそれと同じファイバーを用いて、4.6 節と同様の測定を行った。

表 4.7: アノード・ユニフォーミティの測定結果。MAPMT H6568-10 の各チャンネルについて、16 チャンネルのうちの最大の ADC 値に対す比をパーセントで表した。

MAPMT H6568-10 Serial No. KA0296			
CH 1 69.77	CH 2 69.16	CH 3 72.15	CH 4 69.63
CH 5 98.58	CH 6 93.64	CH 7 94.21	CH 8 100.0
CH 9 99.37	CH 10 92.45	CH 11 90.94	CH 12 99.02
CH 13 66.11	CH 14 69.79	CH 15 77.49	CH 16 78.57

表 4.8: MAPMT H6568-10 のチャンネルごとの 1 p.e. のゲインを測定した結果。チャンネル 1、5、9、13 について測定した。表中の数値はチャンネル 9 のゲインを 100%にしたときの、各チャンネルのゲインの比である。

MAPMT H6568-10 Serial No. KA0296			
CH 1 69.45	CH 5 97.90	CH 9 100.0	CH 13 66.42

4.8.1 アノード・ユニフォーミティ

1 つの MAPMT パッケージ内でのチャンネルごとの出力信号の大きさに、どの程度の違いがあるかを調べる測定を行った。

測定方法

全 16 チャンネルについて 1 チャンネルごとに、チャンネルの中心にファイバーが来るように自動 X-Z ステージで MAPMT の位置を移動し、出力信号の ADC を取り、チャンネル間で ADC 値の比較を行った。印可電圧は 900 V、光量は約 50 p.e. で測定した。この設定においては、パルスリニアリティは十分にある。

測定結果

この測定の結果を表 4.7 にまとめた。表中にある数値は、16 チャンネルのうちの最大の ADC 値 (8ch) に対する各チャンネルの ADC 値の比をパーセントで表示したものである。これによると、チャンネル間での出力の違いが、大きいものでは 34%程度ある。

この違いがゲインの違いによるものであるかどうかを調べるため、チャンネル 1、5、9、13 について、4.4 節で行った方法で 1 p.e. のピークを出し、それらを比較した。その結果を表 4.8 に示した。これと表 4.7 を比べると、アノード出力のばらつきは、チャンネルごとのゲインのばらつきに起因すると考えてよい。

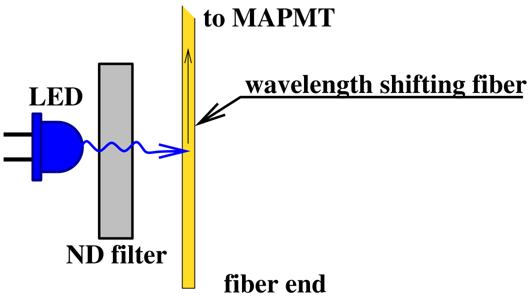


図 4.19: 波長変換ファイバーへの光の導入方法。波長変換ファイバーの側面から LED 光を照射し、その光によるファイバー内での再発光により、ファイバーに光を導入する。

4.8.2　波長変換ファイバーを用いたときのサチュレーション点

ファイバーを光ファイバーから波長変換ファイバーに変え、4.6 節と同様の測定を全 16 チャンネルについて行った。このときの波長変換ファイバーへの光の導入は、端面から入射するのではなく、図 4.19 のように、LED 光をファイバー側面から照射し、波長変換ファイバーの再発光を用いることにより行った (この機構については第 3 章参照)。

この測定の結果を表 4.9 にまとめた。チャンネル 1 について見ると、太さ 50 μm の光ファイバーを用いたときに比べて、太さ 1 mm の波長変換ファイバーではサチュレーション点での光電子数が大きくなっている (光ファイバーのときには、サチュレーション点で 130–170 p.e. であった)。これはファイバーの太さが太くなったことにより、入射光の密度が小さくなり、空間電荷効果が小さくなったことによると考えられる。

チャンネル間でサチュレーション点にばらつきがあるが、これはチャンネル間のゲインの違いから来るものであると考えられる。ゲインが高い場合には、ダイノード間を流れる電荷量も大きくなり、空間電荷効果が起こりやすくなり、実際に、表 4.9 のサチュレーション点での光電子数が小さいチャンネルは、表 4.7 ではゲインが高い。

4.9　各種の MAPMT の研究についてのまとめ

MAPMT のゲイン、波高分解能、パルスリニアリティ、およびクロストークについて行った測定で得られた結果を表 4.10 から表 4.13 にまとめた。本測定の結論をまとめると以下の通りである。

- ゲインと波高分解能については、印可電圧を適当に設定することで、4 種類の MAPMT とも我々の要求を満たすことは可能である。
- ただし、これに加え、パルスリニアリティの要求も満たすのは H6568-10 のみであり、ゲインが 10^6 付近になるように印可電圧を設定すれば、ゲイン、波高分解能についても要求を満たす。

表 4.9: 波長変換ファイバーを用いて光を入射したときの MAPMT H6568-10 のサチュレーション点。中段および下段の数値は、それぞれサチュレーション点での光電子数 [p.e.] およびアノード電流 [mA] である。

MAPMT H6568-10
Serial No. KA0296

CH 1	CH 2	CH 3	CH 4
180 5.8	220 7.2	220 7.5	270 8.3
CH 5	CH 6	CH 7	CH 8
140 6.4	150 6.8	160 7.3	150 7.6
CH 9	CH 10	CH 11	CH 12
140 7.1	160 7.0	170 7.6	180 8.1
CH 13	CH 14	CH 15	CH 16
230 7.7	220 7.7	220 7.8	220 9.0

- また、波長変換ファイバーを使って光を入射した場合には、パルスリニアリティは約 200 p.e. まであり、我々の要求を十分に満たしている。
- クロストークについては、チャンネルの中心付近では、すべての MAPMT について 5%以下になっており、1 チャンネルにつき直径 1 mm のファイバー 1 本を入れる場合には、すべての MAPMT で要求を満たすことができる。しかしながら、H7546 でのクロストーク 5%以下の領域は狭く、1 チャンネルにファイバーを 2 本以上入れる場合には、H6568 を用るか、また、ファイバーの径を細くすることを考えなければならない。
- 1 つの MAPMT 内でもチャンネルごとのゲインのばらつきは 30%程度あり、実際に使用する場合には、1 チャンネルずつゲイン測定を行い、補正することが必要である。

ただし、H6568-10 は 16ch の MAPMT であり、これを用いる場合には、PMT の数が多くなり、その分安価ではできなくなる。したがって、安価で、かつ、我々の要求を満たすには、H6568-10 をベースにして、より多チャンネルの MAPMT を開発・改良することが望まれる。

表 4.10: ゲイン 10^6 を得るため印可電圧値。

MAPMT	印可電圧値値 [V]
H6568-00	> 550
H6568-10	> 820
H6568-10MOD	> 730
H7546	> 830

表 4.11: 波高分解能 10% (@30 p.e.) を得るため印可電圧値。

MAPMT	印可電圧値 [V]
H6568-00	> 720
H6568-10	> 900
H6568-10MOD	> 750
H7546	> 850

表 4.12: ゲイン 10^6 付近でパルスリニアリティのある光電子数領域。

MAPMT	光電子数 [p.e.]
H6568-00	< 26
H6568-10	< 130–170
H6568-10MOD	< 80
H7546	< 36

表 4.13: クロストーク 5%以下であるチャンネル中心からの距離の範囲。

MAPMT	中心からの距離
H6568-00	< 1.8 mm
H6568-10	
H6568-10MOD	
H7546	< 0.6 mm

第5章　小型プロトタイプ検出器を用いた宇宙線テスト

光検出器のリニアリティがどの程度の光量まで要求されるのか、また、ビームテストに用いる検出器として、セルサイズをどのくらいにするのが良いかを検討するために、液体シンチレータ・波長変換ファイバー読み出しで期待されるおおまかな光量を知る必要があった。そのため、我々は飛跡検出器の小型プロトタイプを製作し、宇宙線 μ 粒子を用いて、そのテストを行った。

本章では、小型プロトタイプ検出器を用いた宇宙線テストについてまとめる。

5.1　実験のセットアップ

5.1.1　測定装置

宇宙線テスト用の実験のセットアップの概略図を図5.1に示した。小型プロトタイプ検出器は、面積 20 cm×20 cm、厚さ 3 mm のアルミニウム板により仕切られた層が4層ある構造になっており、各層は厚さ 1 mm のアルミニウム板により4つの直方体セルに分割されている。上2層と下2層のセルは互いに直行する方向に長くなっている。我々はセルの大きさに対する光量の依存性を調べるため、セルの大きさは断面積が 1 cm×1 cm、2 cm×2 cm、3 cm×3 cm の3種類を製作した。なお、図中に示される番号を用いてセルの場所を区別することにする。

各セルでの液体シンチレータの発光は波長変換ファイバーで読み出される。このテストでは、ファイバーの太さに対する光量の依存性も調べるため、Kuraray製マルチクラッドファイバーであるY11(200)Mの1.0 mm径および1.2 mm径の2種類ついて測定を行った。波長変換ファイバーからの光の読み出しにはMAPMT H6568-10MODを用いた。

液体シンチレータの発光を効率よく波長変換ファイバーに導入するため、一般には反射材(TiO_2)が用いられる。我々は、さらに、反射材の効果がどの程度であるかを評価するため、ファイバー径 1.0 mm については、反射材 (BC-622A) [1]をセル内側の壁面に塗った場合と、塗らなかった場合の測定を行った。

検出器の上方にトリガーカウンターとSciFi1、2を配置し、これらを用いて、宇宙線をトリガーする。SciFi(scintillating fiber)は位置情報を知るために置いたのであるが、十分な統計が得られなかったので、このテストではSciFiはトリガーの役割を果たすのみである。SciFiの読み出しにはMAPMT H6568を用いた。

5.1.2　データ収集系

宇宙線テストでのデータ収集系を図5.2に示した。トリガーカウンターの信号でADCおよびInput Registerのゲートを生成する。また、その信号はゲートジェネレータ入力され、そこか

---

[1] BICRON社のスペックシートによると、反射材を2度重ね塗りをした場合の反射率は約90%である。

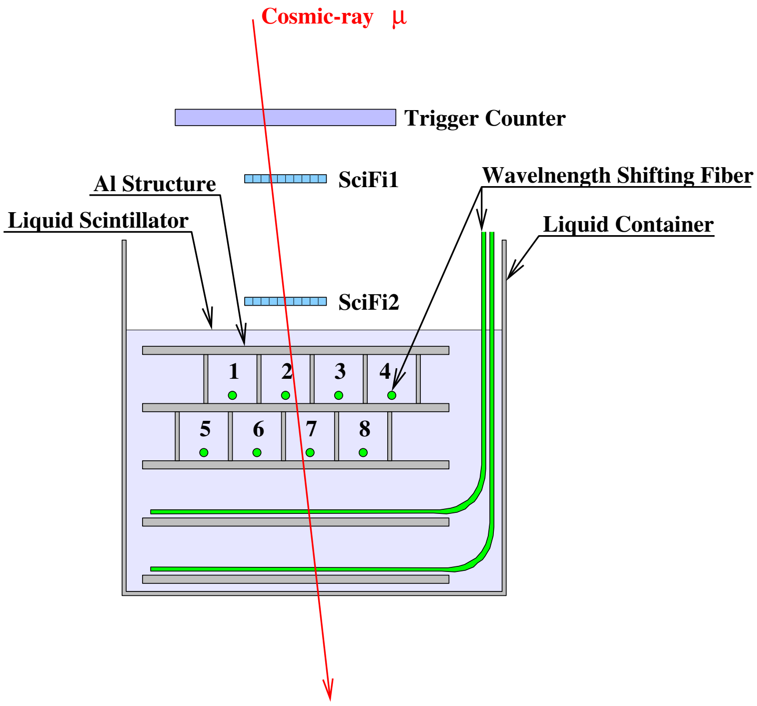

Cosmic-ray μ
Trigger Counter
Al Structure
SciFi1
Wavelnength Shifting Fiber
Liquid Scintillator
Liquid Container
SciFi2
1
2
3
4
5
6
7
8

図 5.1: 宇宙線テストの実験セットアップ。液体容器の中に液体シンチレータを入れ、その中に小型プロトタイプ検出器を沈めている。

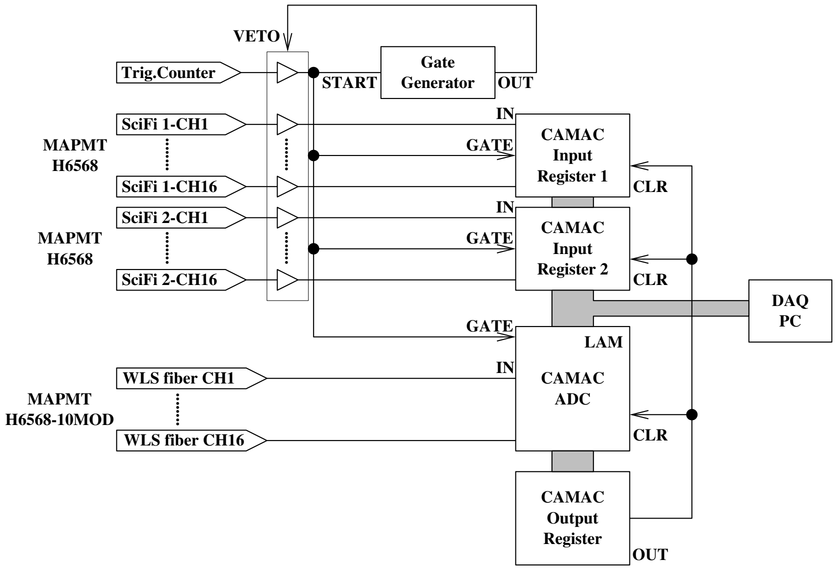

VETO
Trig.Counter
START
Gate Generator
OUT
MAPMT H6568
SciFi 1-CH1
SciFi 1-CH16
IN
GATE
CAMAC Input Register 1
CLR
MAPMT H6568
SciFi 2-CH1
SciFi 2-CH16
IN
GATE
CAMAC Input Register 2
CLR
DAQ PC
GATE
LAM
IN
MAPMT H6568-10MOD
WLS fiber CH1
WLS fiber CH16
CAMAC ADC
CLR
CAMAC Output Register
OUT

図 5.2: 宇宙線テストの実験用のデータ収集系。

らの出力はトリガーカウンターおよび SciFi のディスクリミネータの VETO に入力され、データ収集が完了するまでは、次のトリガーがかからないようにする。ADC の LAM を見て、PC はまず、Input Register のデータを読む。そこに入力がなければ、Output Register を通して ADC および Input Register をクリアし、ゲートジェネレータのゲート出力をストップしてディスクリミネータ VETO を解除し、次のトリガー待ちの状態となる。また、Input Register に入力があった場合には、ADC のデータを読み、Input Register および ADC のデータを記録する。その後、Output Register を通して、ADC と Input Register をクリアし、ゲートジェネレータのゲート出力をストップして、次のトリガー待ちとなる。

5.2 解析と結果

セルサイズが 1 cm×1 cm、2 cm×2 cm、3 cm×3 cm の 3 セットについて、セル内面に反射材を塗り、波長変換ファイバーの径が 1.0 mm および 1.2 mm の場合の 2 測定、全 6 測定を行った。また、反射材を塗らない場合のそれぞれのセルサイズについて、ファイバー径 1.0 mm 用いて、全 3 測定を行った。

トリガーカウンタが大きいため、解析では以下のようなカットをかけ、セル 2 を宇宙線が通った事象のみを選択した。

- SciFi1 および 2 のどこかにヒットがある。
- セル 1 および 3 の ADC 値はペデスタルレベルである。
- セル 6 または 7 の ADC 値はペデスタルレベルではない。

反射材を塗った場合について、これらのカットをかけたあとでの、セル 2 の ADC 分布を図 5.3 に示した。また、反射材を塗らなかった場合についての ADC 分布は図 5.4 に示した。これらの図の横軸は、別に測定した 1 p.e. のゲインを用いて、ADC 値を光電子数 (p.e.) に変換してある。この分布から、セルサイズが大きくし、ファイバー径を太くすれば、ファイバーから読み出される光量も大きくなる。また、反射材がある場合とない場合では、光量に大きな違いがある。

さて、これらの分布の平均値を取ることで、それぞれの測定での光量を大まかに見積もり、その結果を図 5.5 に示した。この図は、横軸にセルの大きさ、縦軸に光電子数を取り、黒い丸は反射材ありでのファイバー径 1.0 mm の結果、黒い四角は反射材ありでのファイバー径 1.2 mm の結果、黒い三角は反射材なしでのファイバー径 1.0 mm の結果を表している。また、白抜きの四角は統計誤差である。これを見ると、セルの大きさを光量には右上がりの相関があるが、単純な比例関係ではなさそうである。我々の興味は光電子数であり、反射材を塗った場合には、その測定結果も 10 p.e. を超えており、読み出しファイバーの本数を増やすなど、簡単な変更で十分な光量を得ることができると考えられる。

5.3 宇宙線テストのまとめ

宇宙線テストから得られた光電子数を表 5.1 にまとめた。この結果から、反射材を塗った場合では、どの結果も約 10 p.e. の光電子が得られることが分かり、セルサイズを 2 cm×2 cm に

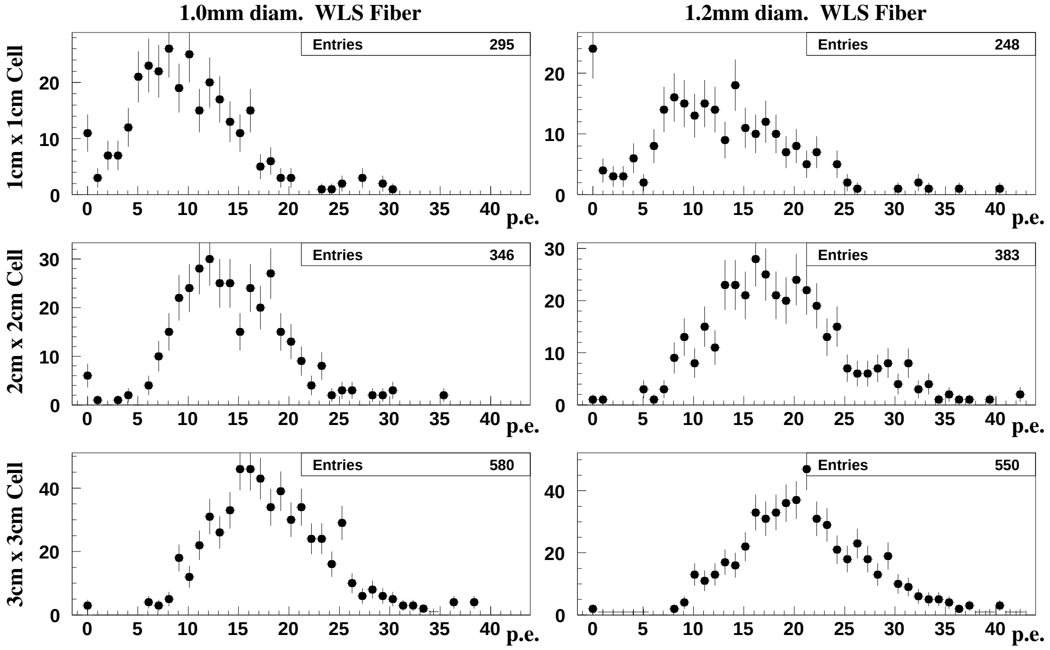


図 5.3: 反射材を塗った場合での宇宙線テストの各測定の光電子数分布。左右の図はそれぞれファイバー径 1.0 mm および 1.2 mm について、また、上段、中段および下段の図はそれぞれセルサイズ 1 cm×1 cm、2 cm×2 cm および 3 cm×3 cm についての結果である。横軸は、1 p.e. のゲインを用いて、ADC 値から光電子数 (p.e.) に変換した。

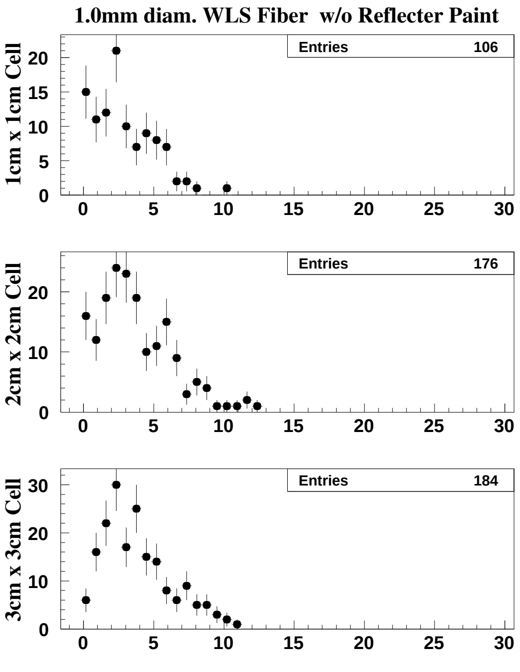


図 5.4: 反射材を塗らなかった場合でのそれぞれの測定の光電子数分布。上段、中段および下段の図は、それぞれセルサイズが 1 cm×1 cm、2 cm×2 cm および 3 cm×3 cm についての結果である。

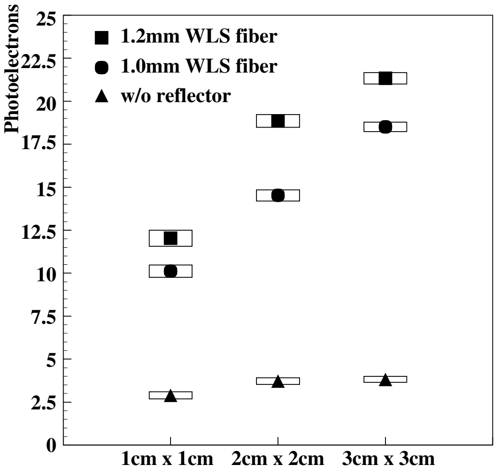


図 5.5: 宇宙線テストのそれぞれの測定で得られた光電子数。横軸はセルの大きさを表しており、縦軸には光電子数 (p.e.) を取った。黒丸はファイバー径 1.0 mm の反射材あり、黒四角はファイバー径 1.2 mm の反射材あり、黒三角はファイバー径 1.0 mm の反射材なしである。また、白抜きの四角は各測定における統計誤差を表している。

表 5.1: 宇宙線テストの各測定での光量。

Cell Size	1.0 mm WLS fiber w/o Reflector	1.0 mm WLS fiber w/ Reflector	1.2 mm WLS fiber w/ Reflector
1 cm×1 cm	2.9±0.2	10.1±0.4	12.3±0.5
2 cm×2 cm	3.7±0.2	14.5±0.3	18.9±0.4
3 cm×3 cm	3.8±0.2	18.5±0.3	21.3±0.3

して、読み出しファイバーを 1 mm 径 2 本にすれば、MIP に対して約 30 p.e.、また液体シンチレータを BC-517L から EJ-399-04 に替えることで、さらに 1.3–1.4 倍の約 30–40 p.e. を得ることができると考えられ、この光量があれば、液体シンチレータ飛跡検出器での dE/dx による粒子識別は十分に可能である。ただし、この場合、p の静止直前での光量は 200–300 p.e. になり、エネルギー測定を行うためには、光検出器に対してこの光量までのリニアリティを要求する必要がある。いずれにせよ、液体シンチレータの発光を波長変換ファイバーにより読み出すという方法で、我々の必要な量に調節できるだけの、十分な光量を得られる。

第6章　液体シンチレータ・波長変換ファイバー読み出しの基本特性の評価

我々は、液体シンチレータ飛跡検出器の基本的な性質に関するデータ収集のため、3種類のプロトタイプ検出器を設計・製作し、2000年11月30日から12月10日にかけて、高エネルギー加速器研究機構にある12GeV陽子シンクロトロン(KEK-PS)の東カウンターホールT1ビームライン(図6.1参照)において、そのビームテストを行った。その主な目的は、

1. 液体シンチレータ・波長変換ファイバー読み出しに関する特性の評価
2. 液体シンチレータ飛跡検出器による粒子識別能力の評価
3. トラッキング効率の評価
4. ハドロン反応の検出

である。本論文では、このうちの1. および2. についてまとめる。

本章では「液体シンチレータ・波長変換ファイバー読み出しに関する特性の評価」として、「光量についての諸特性」、「液体シンチレータ中での減衰長」および「ファイバーの両端からの読み出し時間差による位置分解能」について述べ、次章で「液体シンチレータ飛跡検出器による粒子識別能力の評価」として、p/π粒子識別について述べる。

6.1　基本性能の評価のための測定の概要

液体シンチレータ・波長変換ファイバー読み出しに関する基本的な特性の評価を行うために2種類の検出器を製作し、以下の測定を行った。

1. 液体シンチレータを満たした2 cm × 2cm × 20cmのセルから波長変換ファイバーで読み出す、小型の検出器を製作し、
    - p/πのそれぞれに対する光電子数
    - 粒子飛跡とファイバーとの距離による光量の違い
    - セル内での飛跡の長さと光量との相関
    - 窒素バブリングによる光量回復
    - 液体シンチレータの種類による光電子数の違い

   を測定した。これらは、液体シンチレータ・波長変換ファイバー読み出しでの光量特性についての測定である。
2. 2 cm × 2cm × 320cmの長い検出器を製作し、
    - 液体シンチレータ中での波長変換ファイバーの減衰長

- S-type と Non-S-type のファイバーでの減衰長の違い
- 両読み出しの時間差によるビーム位置の決定とその分解能

を測定した。これらは、実際にニュートリノ検出器として大きなものを設計する上で、重要になるパラメータを評価するものである。

これらの測定と結果については、あとの節で順にまとめる。

6.2 実験のセットアップ

この節では、基本特性の評価のための測定のセットアップについて述べる。今回行ったすべての測定について、ビームラインのセットアップはほとんど変更はなく、次章の「p/π 粒子識別の可能性の評価」についても、ビームラインのカウンターの配置、データ収集系は、ここで述べるものほぼ同じである。ここでは全測定に関してほとんど変わらないことを述べ、少しずつ異なるところは、のちほどそれぞれ個別に触れることにする。

6.2.1 ビームライン

T1 ビームラインの概略図を図 6.2 に示した。陽子シンクロトロンのメインリング内に内部標的 (IT) があり、これに一次陽子ビームが衝突することによって生成される p、π 粒子などの二次粒子を、Q1、Q2 電磁石により収束させ、D1、D3 電磁石で運動量を選択して、T1 ビームラインへ送り込む。これらの電磁石の磁場を変えることにより、T1 ビームラインへ輸送する粒子の運動量を最大 2 GeV/c まで変えることができる。また、極性を変えることにより、粒子の電荷を選択することができる。電磁石の磁場に対応したビーム運動量は、ほとんど単色である。

我々はこの T1 ビームライン上に、図 6.3 に示すように、トリガー用カウンターを配置した。カウンターは、ビームの上流から TOF1、TOF1.5、FINGER0、TOF2、FINGER1、FINGER2 と並んでいる。TOF1 と TOF2 は、大きさ 5 cm × 10 cm、厚さ 1 cm のプラスチックシンチレータの両端に 2 インチの PMT が付いたカウンターで、粒子がこの 2 つのカウンター間をどれだけの時間で飛んだか (Time of Flight; TOF) を測定することで、p と π の識別を行う。1 つの TOF カウンターに 2 つの PMT が付いているので、ビーム上流から見て左側を「L」、右側を「R」と付けることで名前を区別する。TOF1.5 は、大きさ 20 cm × 20 cm 程度、厚さ 1 cm のプラスチックシンチレータに 1 本の PMT が付いたカウンターで、粒子の軌道がこの上を通過することを要求することにより、壁などの物質に当たって散乱してくる粒子を排除するためのものである。これら 3 つのカウンター配置は、TOF1 と TOF1.5 の間が約 2 m、TOF1.5 と TOF2 の間が約 3 m の間隔である。T1 ビームラインのビームプロファイルは 5 cm 程度に広がっているので、FINGER0、1、2 により、ビームの位置を定義する。FINGER0、1、2 の幅はそれぞれ 1 cm、2 cm、1 cm、長さは 1 cm、20 cm、2 cm である。FINGER1、2 は縦横に交差するように配置されている (図 6.3 中の四角で囲まれた部分参照)。なお、測定の種類によって、FINGER カウンターをトリガー条件からはずしたが、その場合には、その節で触れることにする。

図 6.3 の点線で囲まれた部分について、A は光量特性測定用の検出器、B は減衰長測定用の検出器を置いた場所であるが、検出器の具体的な形状は 6.2.3 節で述べる。

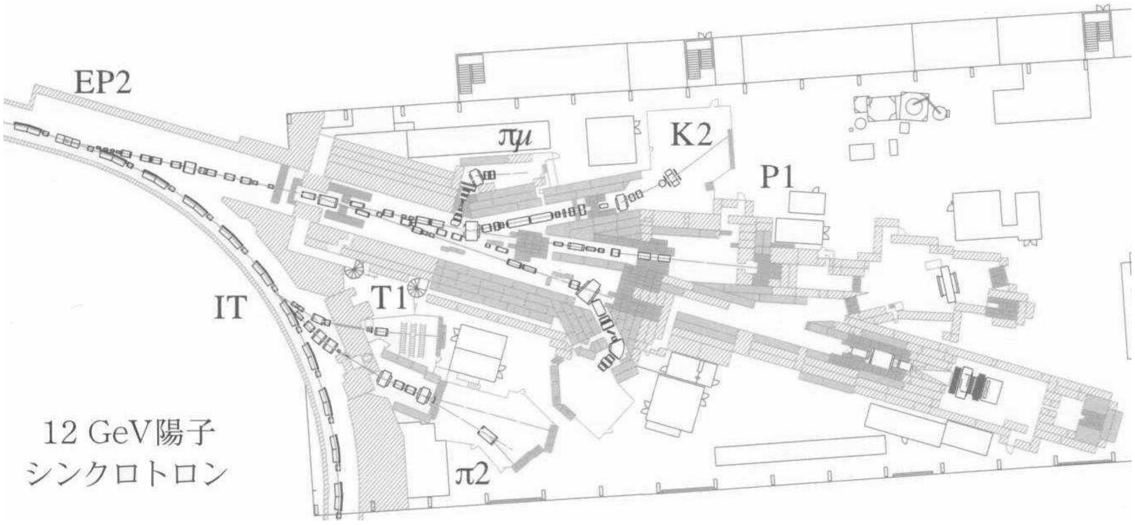

EP2
πμ
K2
P1
T1
IT
π2
12 GeV陽子
シンクロトロン

図 6.1: 高エネルギー加速器研究機構 12GeV 陽子シンクロトロン東カウンターホールのビームラインの概略図。T1 ビームラインは図中央左寄りにある。

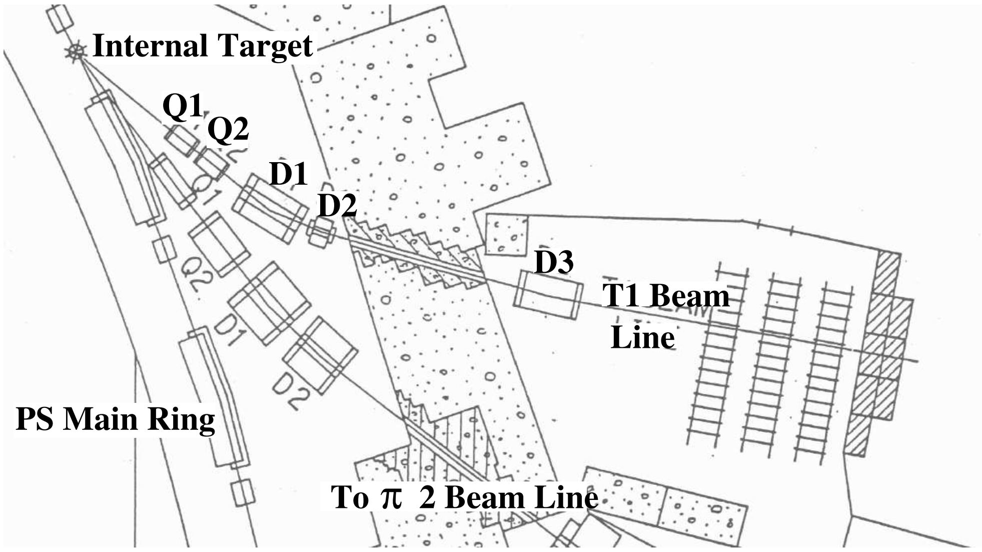

Internal Target
Q1
Q2
D1
D2
D3
T1 Beam Line
Q1
Q2
D1
D2
PS Main Ring
To π 2 Beam Line

図 6.2: T1 ビームラインの概略図。

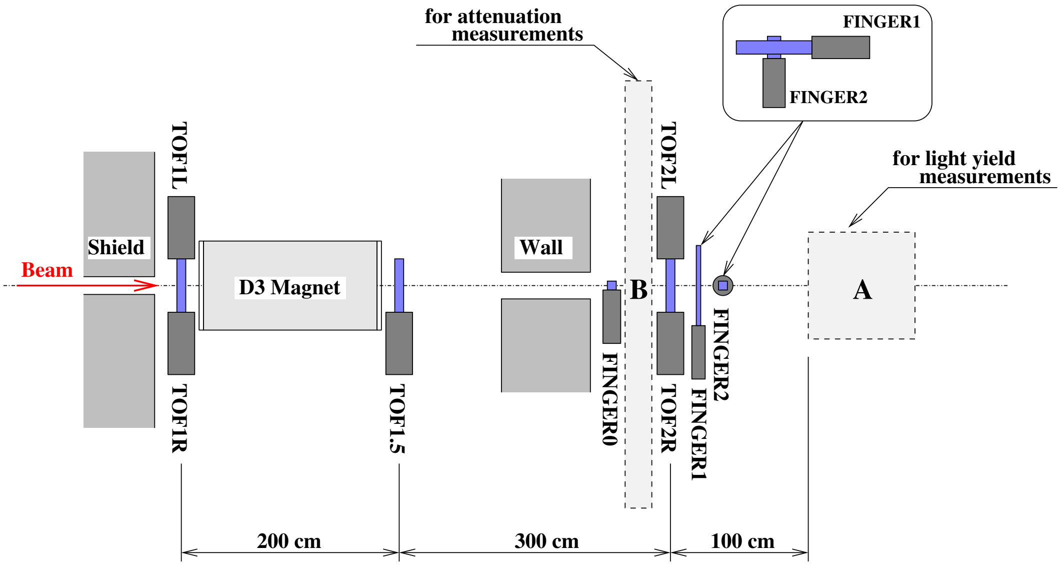

for attenuation measurements
FINGER1
FINGER2
TOF1L
TOF2L
for light yield measurements
Shield
Beam
D3 Magnet
Wall
B
A
FINGER2
TOF1R
TOF1.5
FINGER0
TOF2R
FINGER1
200 cm
300 cm
100 cm

図 6.3: ビームライン上のカウンターの上から見た配置図。

6.2.2 データ収集のトリガーロジック

データを収集するためのトリガーロジックの概略を図6.4に示した。基本的にはTOF1、1.5、2およびFINGER0、1、2のコインシデンスで、トリガー信号を生成するが、先ほど述べたように、測定の種類によってはFINGERカウンターをコインシデンスからはずした。トリガー信号の出力タイミングはTOF2が決定するように、適当にDelayを入れ調節した。

クロックジェネレータは、ペデスタルデータを同時に取ることができるように、ダミーのトリガー信号(ペデスタルトリガー)を作るために入れられている。また、クロックジェネレータによるペデスタルトリガーを、ビームによるトリガーと区別するため、クロックジェネレータの信号のTDCを取った。こうすると、クロックジェネレータのTDC値がTDCレンジ内に収まっている場合には、そのトリガーがペデスタルトリガーであることを表すことになる。

トリガー信号は、3つのゲートジェネレータに入力され、それぞれ以下のゲートを作る。

(A) 波高測定用のADCゲート
PMT信号のADCを取るためのもので、すべての測定に共通に用いられる。

(B) タイミング測定用のTDCスタート信号
すべての測定において、粒子識別のためのTOFのTDCスタートを作る。また、ファイバーの減衰長測定では、左右の読み出しの時間差から、粒子が通った位置をどの精度で決定できるかを測定した。このためのTDCのスタートタイミングも作る。

(C) SciFiトラッカー用のコインシデンス・レジスタのゲート
液体シンチレータ・波長変換ファイバー読み出しで光量特性の測定および第7章で述べる測定では、粒子が通過した位置を数mmの精度で知る必要がある。シンチレーティングファイバー(SciFi)を用いてこれを行うが、どのSciFiにヒットがあったかを記録するのに、コインシデンス・レジスタを用いた。このコインシデンスレジスタに入力するゲー

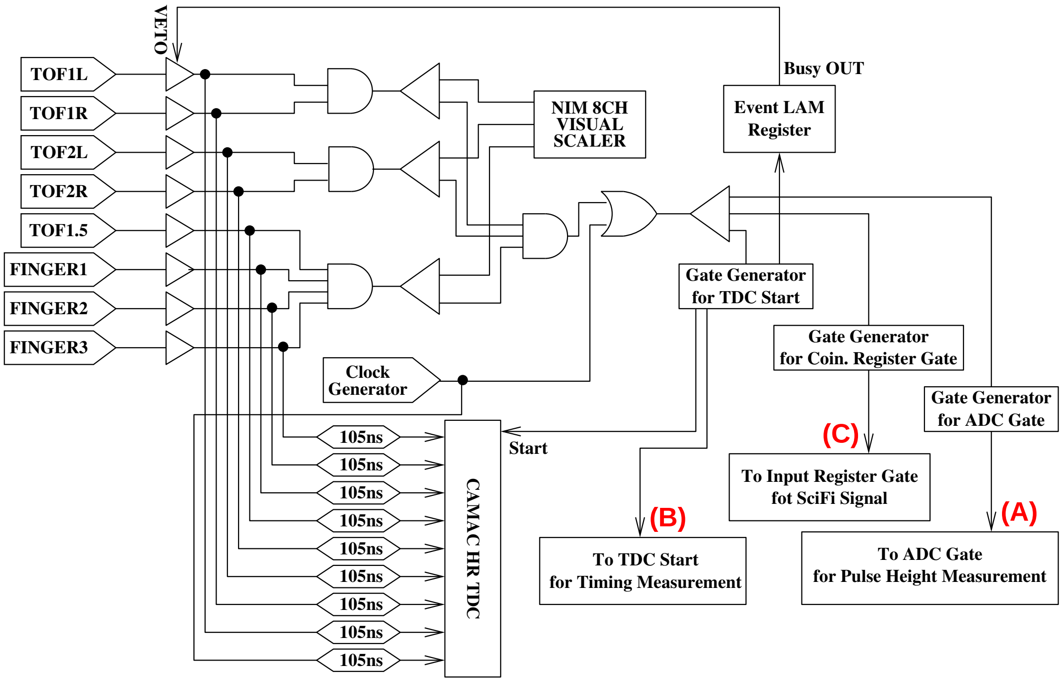

VETO
TOF1L
TOF1R
TOF2L
TOF2R
TOF1.5
FINGER1
FINGER2
FINGER3
NIM 8CH VISUAL SCALER
Busy OUT
Event LAM Register
Gate Generator for TDC Start
Gate Generator for Coin. Register Gate
Gate Generator for ADC Gate
Clock Generator
105ns
105ns
105ns
105ns
105ns
105ns
105ns
105ns
105ns
CAMAC HR TDC
Start
(C)
To Input Register Gate fot SciFi Signal
(B)
To TDC Start for Timing Measurement
(A)
To ADC Gate for Pulse Height Measurement

図 6.4: データ収集のトリガーロジック。

トを作る。

TDCのスタートタイミングでELR(Event LAM Register)のLAMを立て、PCからCAMACのデータを読む。

6.2.3 基本特性評価のための検出器

6.1節で述べたように、「液体シンチレータ・波長変換ファイバー読み出しによる光量特性」および「波長変換ファイバーの減衰長」などの基本性能の評価を行うため、2種類の検出器を製作した。ここではそれらについて説明する。

光量測定のための検出器

液体シンチレータ・波長変換ファイバー読み出しの光量測定を行う検出器の概略図を図6.5に示した。検出器は、面積20 cm×20 cm、厚さ3 mmの2枚のアルミニウム板を2 cmの間隔で平行に並べ、その間を厚さ1 mmのアルミニウム板により、2 cm×2 cm、長さ20 cmの3つの直方体セルに分割した構造になっている。この3つのセルは、図中に示されるような、セル1、2、3の名前で区別することにする。各セルの長手方向の両端には、セルの中と外を区切るためのエンドキャップが取り付けられており(図6.5中の四角で囲まれた図参照)、セルの有効な長さ(エンドキャップ間の長さ)は16 cmである。各セル内には、クラレ製1.0 mm径、マルチクラッド・Non-S型の波長変換ファイバー(KURARAY Y11(200)M)が2本ずつ、7 mmの間隔で平行に入れられていて、それらは動かないようにビーム下流側の壁面に固定されている。

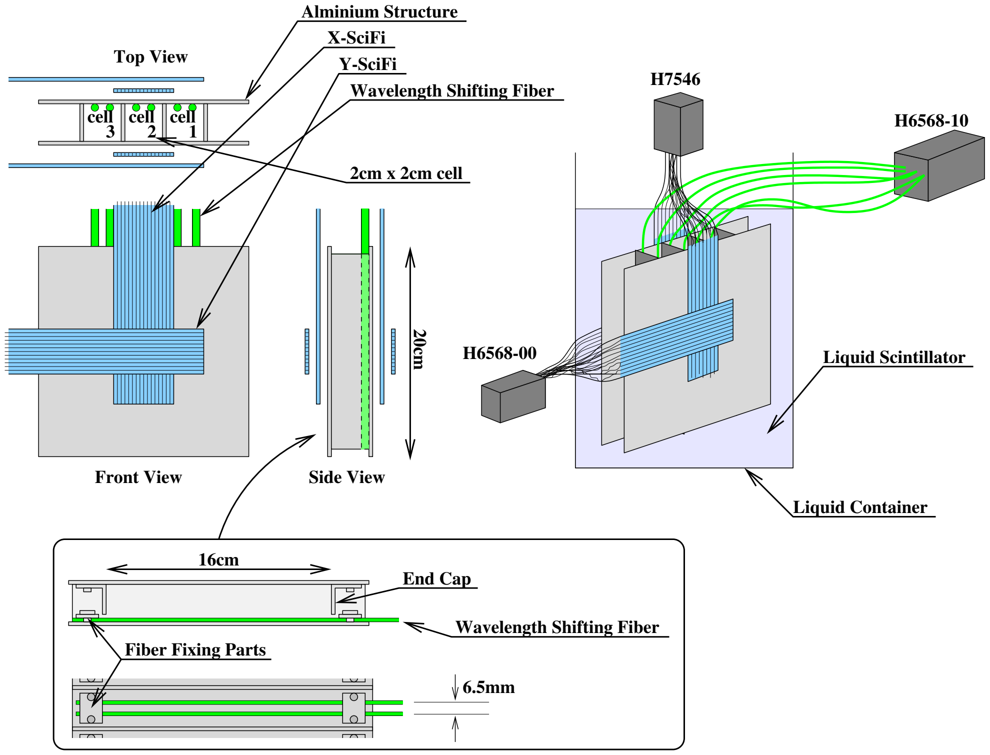

Alminium Structure
X-SciFi
Y-SciFi
Wavelength Shifting Fiber
Top View
cell 3
cell 2
cell 1
2cm x 2cm cell
H7546
H6568-10
H6568-00
20cm
Front View
Side View
Liquid Scintillator
Liquid Container
16cm
End Cap
Wavelength Shifting Fiber
Fiber Fixing Parts
6.5mm

図 6.5: 光量測定用検出器の概略図。大きさは 20 cm×20 cm×2 cm であり、この中に断面 2 cm×2 cm、長さ方向には 16 cm のセルが 3 つ並んでいる。長さ方向の端にはエンドキャップが付けられており (図中、四角の中)。これがセルの有効な長さ (16 cm) を決めている。また、ビームの上流、下流に X-Y 方向の SciFi がの取り付けられており、分割の大きさは、X 方向には 1 分割 1.4 mm で 24 分割、Y 方向には 1 分割 2.8 mm で 8 分割になっている。この検出器全体を液体シンチレータの入った容器に入れる (図右側)。

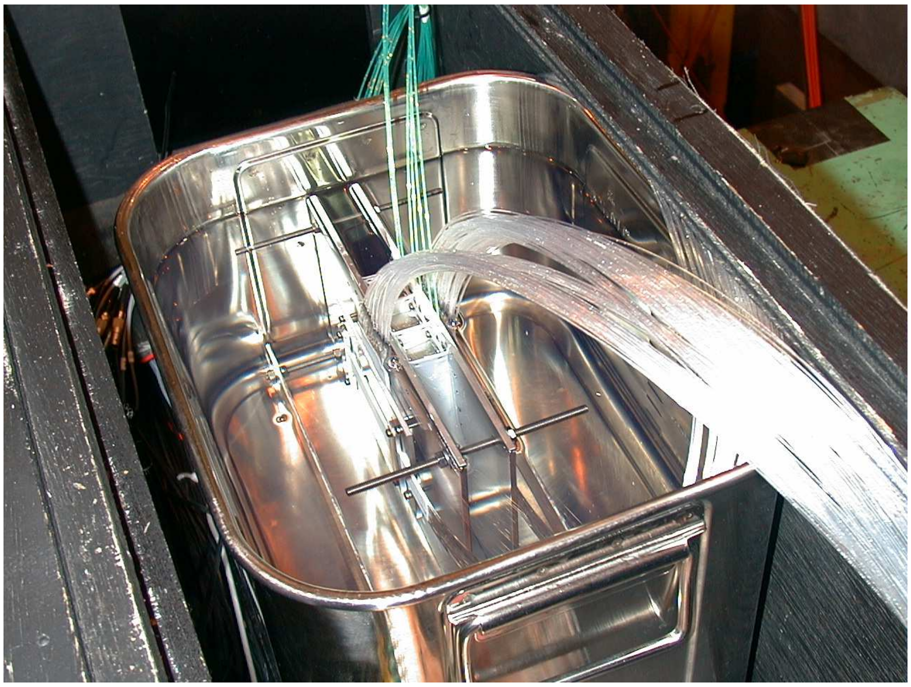


図 6.6: 光量測定用検出器の写真。

ファイバーの片側を MAPMT H6568-10 へ導き、PMT で光を読み出す。セルの内側の壁面には反射材 (BICRON 製 BC-622A) が塗り、液体シンチレータのシンチレーション光が反射しやすいようにした (第 5 章参照)。

ビームの上流と下流には、粒子の通った位置を測定するための、X-Y 方向の SciFi(Scintillating Fiber) が取り付けられている。X 方向 (水平方向) の位置を測定するための SciFi(X-SciFi) は、1 分割の幅 1.4 mm で 24 分割あり、全体の幅は 33.6 mm である。上流下流合わせて 48 チャンネルを MAPMT H7546(64CH) で読み出す。Y 方向 (鉛直方向) の位置を測定するための SciFi(Y-SciFi) は、1 分割 2.8mm で 8 分割あり、全体の幅は 22.4 mm である。上流下流の計 16 チャンネルを MAPMT H6568 で読みだす。これらの SciFi は、セルとの相対的な位置関係が変わらないように、アルミニウムの構造体に固定されている。

SciFi を含めたこの検出器全体を液体シンチレータの入った容器に入れ、さらに、それらは遮光のための暗箱の中に入れた。ここで用いた液体シンチレータは、「液体シンチレータの種類による光量の違い」を評価する測定以外のすべての測定において、ELJEN TECHNOLOGY 製の EJ-399-04 である。

この検出器は、FINGER1、2 とセル 2 の中心が一直線上に並ぶように図 6.3 の A の場所に置いて、種々の測定を行った。以後、この検出器を「検出器 A」と呼ぶことにする。

図 6.6 にこの検出器の写真を掲載した。

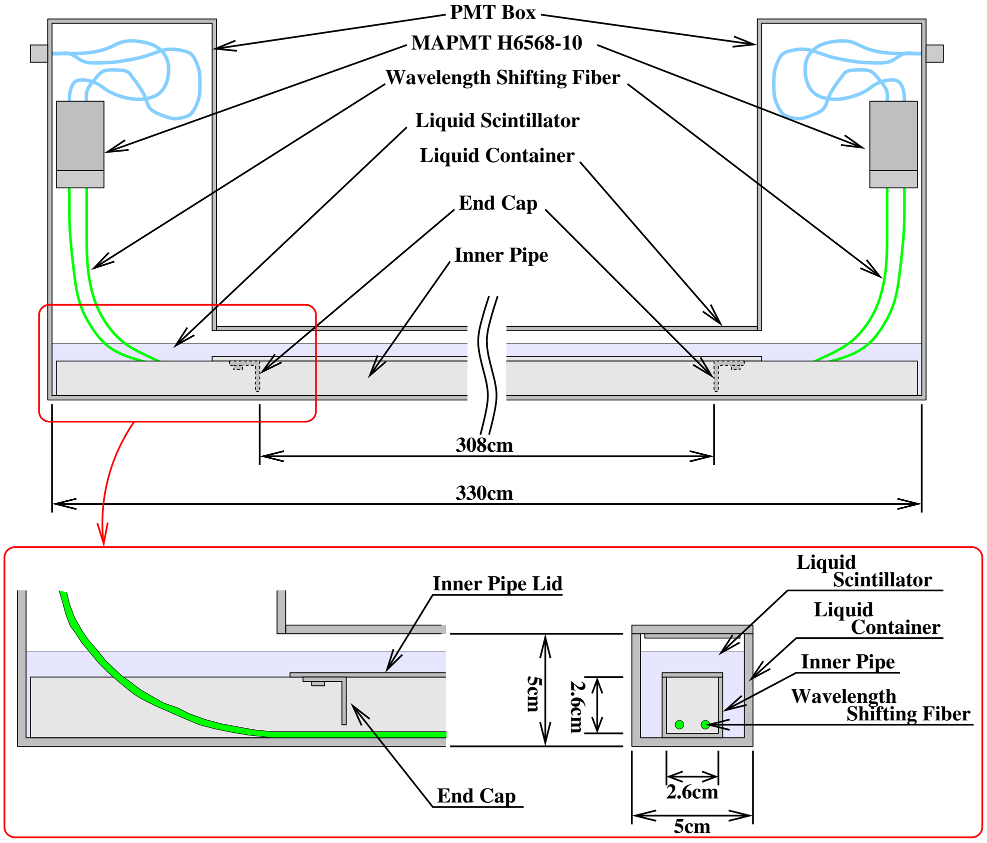

PMT Box
MAPMT H6568-10
Wavelength Shifting Fiber
Liquid Scintillator
Liquid Container
End Cap
Inner Pipe
308cm
330cm
Inner Pipe Lid
Liquid Scintillator
Liquid Container
Inner Pipe
Wavelength Shifting Fiber
5cm
2.6cm
End Cap
2.6cm
5cm

図 6.7: 液体シンチレータ中での波長変換ファイバーの減衰長測定用の検出器の概略図。長さ330 cm、断面積5 cm×5 cmの液体容器と、その中に入れられている長さ329.8 cm、断面積2.6cm×2.6cmの内部パイプからなる。内部パイプには中央308 cmの領域の上部にふたが付けられており、ふたの両端にはエンドキャップが付いている。波長変換ファイバーは内部パイプの中を通されていて、その底面に横たわっている。また、液体容器の両端にMAPMTを入れる箱が付けられており、ファイバーの両端から読み出す。液体シンチレータは液体容器に、内部パイプの上面が浸るところまで入れられている。

減衰長測定のための検出器

波長変換ファイバーの減衰長を測定するための検出器の概略図を図 6.7 に示す。検出器は、外部の液体容器と内部パイプからなる。液体容器は、長さ 330 cm、断面積 5 cm×5 cm で、両端には MAPMT を入れるための PMT Box が付けられている。液体容器内には内部パイプと液体シンチレータが入れられる。内部パイプは、長さ 329.8 cm、断面積 2.6 cm×2.6 cm の C-チャネルで作られており、中央 312 cm の領域の上部にふたが付けられ、パイプ形状になる。ふたの両端にはエンドキャップが付いており、エンドキャップ間の長さは 308 cm である。内部パイプの壁面には、BICRON 製 BC-622A の反射材を塗った。液体シンチレータが液体容器と内部パイプの間を自由に行き来できるように、両端に 1 mm 程度の隙間が設けられている。液体シンチレータは液体容器の中に、内部パイプの上部が浸る程度に入れられる。この測定で用いた液体シンチレータは ELJEN TECHNOLOGY 製の EJ-399-04 である。

波長変換ファイバーは内部パイプの中を、底面に横たわって通っている。用いた波長変換ファイバーはクラレ製 1.0mm 径マルチクラッド・Non-S 型 (Y11(200)M)、0.75 mm 径マルチクラッド・S 型 (Y11(350)MS) および 0.75 mm 径マルチクラッド・Non-S 型 (Y11(350)M) の 3 種類である。ファイバーの両端は PMT Box 内に導かれ、光は MAPMT H6568-10 で読み出される。ただし、0.75 mm 径マルチクラッド・S 型 (Y11(350)MS) および 0.75 mm 径マルチクラッド・Non-S 型 (Y11(350)M) の 2 つについては、ファイバーの長さが短かったため、片端からしか読み出すことができなかった。その詳細については 6.10.1 節で述べる。

この検出器は、図 6.3 の B の位置に、FINGER0、1、2 が内部パイプの中心と合うように配置し、測定を行った。以後、この検出器を「検出器 B」と呼ぶことにする。

6.3 TOF による粒子識別

基本特性の測定はすべて、正電荷、運動量 1.0 GeV/c のビームを用いて行った。この運動量では、単位長さ辺りのエネルギー損失 dE/dx が p と π 粒子で異なる。解析の上で、SciFi 等を用いてカットをかけることにより、p と π 粒子の混入比が変わる可能性があり、その場合には、ADC の分布を変えてしまうので、そのままでは比べることができなくなる。したがって、我々は初めから p と π 粒子を別のサンプルとして解析を行った。

p/π の識別は TOF1 と TOF2 のカウンターによる TOF で行った。これらのカウンターはそれぞれ左右 2 本の PMT で読み出しており、この 4 本の PMT のヒット時間情報はすべて TDC で記録されている。我々は TOF1、2 の時間測定の精度を上げるため、左右の平均値を使った。すなわち、TOF1 と TOF2 の時間差 $\varDelta T$ として

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

を用いた。

図 6.8 に、光量測定用のセットのときに得られた $\varDelta T$ の分布を示した。横軸は TDC カウントで 50 psec/count であり、図に見られる 2 つのピークの時間差は 5.4nsec である。この 2 つのピークが p または π に対応すると仮定した場合、TOF1 と TOF2 の間隔は約 5 m であることと入射粒子の運動量が 1 GeV/c であることから計算される時間差は約 6 nsec である。したがって、これらのピークを p、π と同定してよい。また、$\varDelta T$ は TOF2 から TOF1 を引いたものな

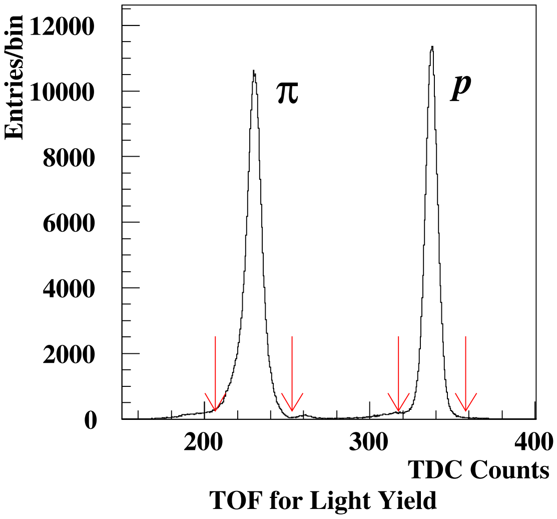


図 6.8: TOF2−TOF1 の分布。横軸は TDC のカウント数、縦軸はエントリである。TOF による粒子識別は、p、π について、それぞれ矢印のところでカットをかけた。

ので、速度の遅い (すなわち質量の大きい) 粒子ほど ΔT は大きくなる。したがって、ΔT の小さい方のピークは π、大きい方のピークは p である。

カットの条件は、統計の多いサンプルを残すために、できる限りカットを緩くした。ただし、p/π の両方のピークに見られるテールや、π のサイドバンドにあるバンプを排除するために、以下の条件で、p/π を選びだした。

p/π を選ぶ条件:

それぞれのピークをガウス分布でフィッティングし、ピークの中心から、p については 5σ、π については 4σ の領域にあるものを、それぞれ p/π として選び出す。

π に対するカットの ΔT の大きい側の境界と、p に対するカットの ΔT の小さい側の境界は、約 9σ 離れているので、このカットにより p と π を間違える確率は無視できるほど小さい。

検出器 A を用いた光量測定と検出器 B を用いた減衰長測定では、配置上の問題で、TOF2 カウンターの位置を少し移動させる必要があり、TOF による粒子識別のためのカットもそれぞれ変える必要があるが、すべての測定についての TOF による粒子識別は、ここで述べたものに準じて行った。

6.4 検出器 A における X-SciFi とセルとの相対位置

次節から、検出器 A を用いて行った「液体シンチレータ・波長変換ファイバー読み出しでの光量に関する測定」について述べるが、その解析では、SciFi を用いて粒子の通過した位置を決定しなければならない。したがって、SciFi(特に X-SciFi) とセルとの相対的な位置関係が正しいかどうか、押さえておく必要がある。

図 6.9 に示したように、デザインでは、セル 2 の中心と X-SciFi の中心が一致するようにした。また、SciFi と同じ固定具を用い、検出器のアルミニウム構造体に直接 SciFi を固定することで、SciFi とセルとの相対位置は 0.1 mm の精度で変化しないように設計した。

我々は、データを用いて、上流 X-SciFi とセル 2 との相対位置があっているかどうか、確認した。まず、上流の X-SciFi について、

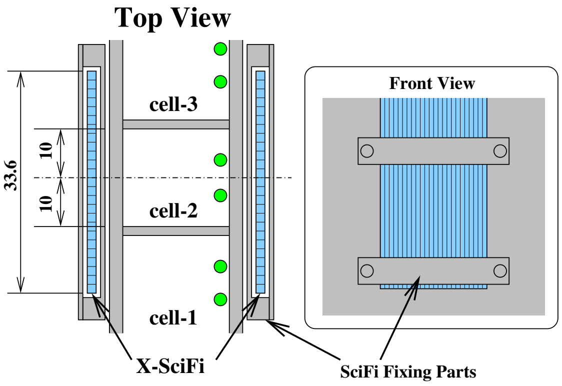

Top View
Front View
cell-3
cell-2
cell-1
33.6
10
10
X-SciFi
SciFi Fixing Parts

図 6.9: X-SciFi とセルとの位置関係。設計では X-SciFi の中心とセル 2 中心が一致するようになっている。また、SciFi は固定具によって、アルミニウムの構造体に固定されており、セルとの相対位置は変わらないようになっている。なお、この図では簡単のため Y-SciFi は省略されている。

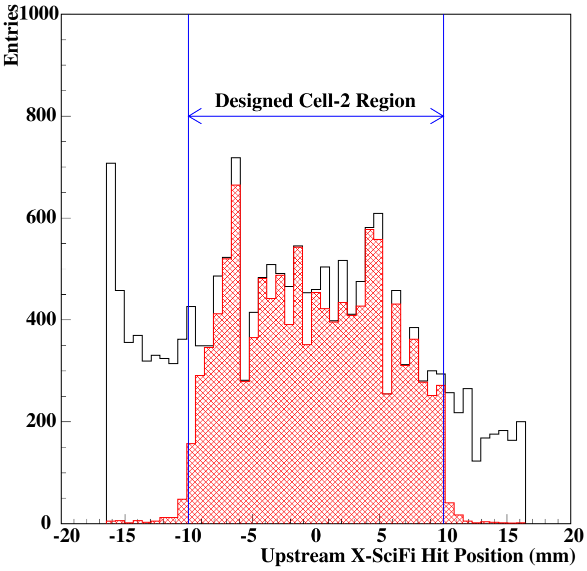


図 6.10: データによる X-SciFi とセル 2 との相対位置を確認するための、上流 X-SciFi のヒットマップ。白抜きおよびハッチのかかったヒストグラムの意味は本文参照。デザインでは SciFi の -10.0 mm から 10.0 mm とセル 2 が合うようにしたが、この図でもそうなっているのが分かる。

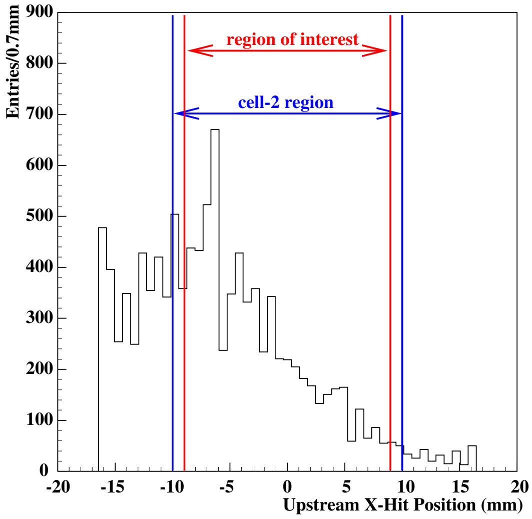


図 6.11: 上流 X-SciFi のヒットマップ。±9 mm のところでカットをかけた。

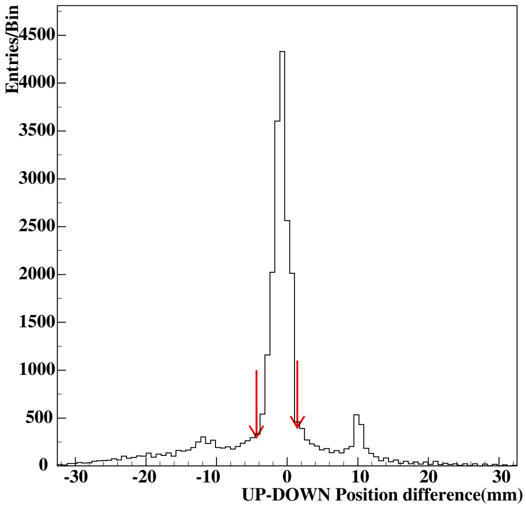


図 6.12: 上流と下流の SciFi のヒット位置の相関。矢印のところでカットをかけた。

- ヒットのある SciFi ブロック数は 1 または 2
- ヒット数 2 の場合には、それらが互いに隣り同士である

というカットをかけ、上流の X 方向の粒子の通った位置を出した。図 6.10 の白抜きのヒストグラムが、そのヒットマップである。横軸の座標の定義は、X-SciFi の中心が 0 となるように取ってある。このカットに加え、セル 2 にもヒットがあること (ADC 値が 15 以上) を要求したのがハッチのかかったヒストグラムである。デザイン上のセル 2 の位置は -10.0 mm から 10.0 mm の領域 (図 6.10 に引かれている縦線の間の領域) であり、この結果から、X-SciFi とセル 2 の位置は、X-SciFi の位置分解能 (0.7 mm) の範囲内で一致していることが確認できた。

6.5 p/π のそれぞれに対する光電子数の測定

検出器 A を用いて、液体シンチレータ・波長変換ファイバー読み出しでの p/π に対する光電子数を測定した。ビームは検出器の正面に対して垂直に入射し、データ収集のトリガー条件は TOF1、TOF2、FINGER1、FINGER2 のコインシデンスで行った。

6.5.1 イベント・セレクション

解析では、3 セルあるうち、真ん中のセル 2 のみを通過した事象を用いた。そのためにかけたカットは以下の通りである。

1. 上流 X-SciFi のヒット数は 1 または 2。ヒット数 2 の場合には、それらが隣り同士の SciFi ブロックであること。これはビームがどこを通ったかの特定が可能であるためのカットである。

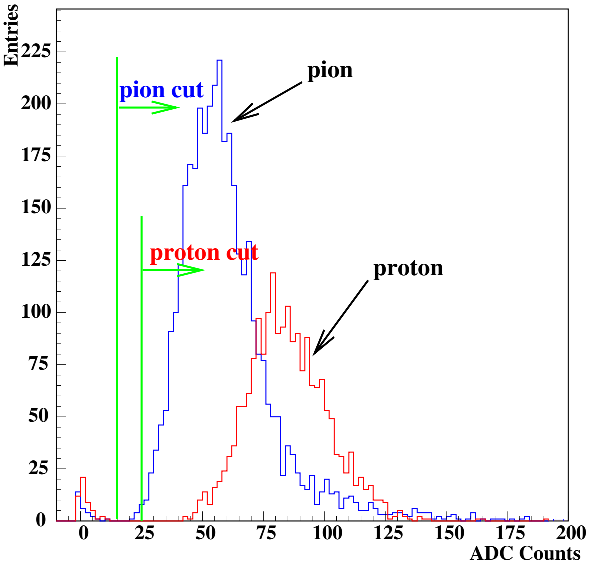


図 6.13: H6568-10 の p/π に対する ADC 分布。π に比べて p の ADC 値が高いのが分かる。解析では π については 15 counts 以上、p については 25 counts 以上を用いている。

2. 上流 X-SciFi のヒット位置がセル 2 の中心 (X-SciFi の中心) から ±9 mm に入っていること。図 6.11 には、上流 X-SciFi のヒットマップを示した。この図で、セルは -1 cm から 1 cm の領域にあり、そこから 1 mm ずつ内側にカットの位置を決めた。
3. 下流 X-SciFi のヒット数は 10 以下で、そのヒットの中に、上流のヒット位置から予想される位置のヒットがあること。図 6.12 には、下流 X-SciFi の全ヒットについて、上流 X-SciFi のヒットの位置との差をプロットした。ビームは真っ直ぐ突き抜けるため、上流との差が 0 の付近に大きなピークがある。このピークをガウス分布でフィットし、3σ の範囲内を「上流のヒット位置から予想される位置」とした。なお、±10 mm 付近にある小さなピークは、MAPMT 上でのクロストークによるものである。

なお、最後のカットにおいて、下流 X-SciFi のヒット数に対するカットを、上流 X-SciFi と同じにしなかったのは、これらのカットの後のサンプル数を多く残すためである。

6.5.2　p/π に対する光電子数の解析と結果

上記のカットをかけたときの、セル 2 の ADC 分布を図 6.13 に示した。p と π に対する分布が明らかに異なっているのが分かる。

分布は簡単なガウス分布ではなく、ランダウ分布である。そこで、我々が光電子数を評価するために、単純に統計的な平均値を用いた。ADC 分布を見ると、0 付近にピークがあるが、これについてはのちほど触れることにして、このピークをカットするため、p については 25 ADC counts 以上、π については 15 ADC counts 以上の事象を選んだ。このカットの値は、ヒストグラムがほぼ 0 になっていて、0 付近のピークが完全に分離できるところを選んだ。

これらのカットを入れたあとの p、π の ADC 分布の平均値はそれぞれ、

$$\begin{aligned} p: &\quad 85.00 \pm 0.37 \text{ ADC counts} \\ \pi: &\quad 59.94 \pm 0.33 \text{ ADC counts} \end{aligned}$$

であった。誤差は統計誤差のみで、分布の R.M.S. をエントリの平方根で割った値を付けた。

また、別の測定で、この測定で用いた H6568-10 の 1 p.e. ゲインを測定し、1.81±0.12 ADC counts/1 p.e. であることが分かっているので、この値を用いて計算される p/π に対する光電子数は

$$\begin{aligned} p: &\quad 46.9 \pm 3.0 \text{ p.e.} \\ \pi: &\quad 33.1 \pm 2.1 \text{ p.e.} \end{aligned}$$

である。この光量は、宇宙線テスト (第 5 章参照) から期待したものとほぼ一致している。

6.5.3 ヒストグラムの 0 付近にあるピークについて

p/π ともヒストグラムの 0 付近に、全事象数の約 1%に相当する小さなピークがある。このピークは、X-SciFi のカットを強くして、粒子がセルの中心付近のみを通った事象を選んでも、ほとんど落ちなかった。また、Y-SciFi について、上流下流共にヒットがあることを要求すると、このピークの大きさは約 1/3 になったが、それでもまだ全事象数の約 0.8%の事象が 0 付近に残った。これについては、何らかの inefficiency になりうるので、さらに研究が必要である。

6.5.4 Green Extended PMT での光電子数

光電面材質が Bialkali の PMT は、一般に波長 350–450 nm で量子効率が最も高くなる。これに対し、光電面材質の作り方を変えることで、量子効率の高い波長域をより緑色の波長 (約 550 nm あたり) まで伸ばすことができる (Green Extended)。浜松ホトニクス製の PMT R5800GMOD は、そのような仕様で作られた PMT である。我々が用いている波長変換ファイバーの発光波長ピークは 476 nm であるので、この波長領域で量子効率の高い PMT を用いることにより、平均光電子数を大きくすることができ、その結果として、エネルギー分解能を上げることができる。

我々はこのビームテストにおいて、この R5800GMOD を用いた場合の p/π のそれぞれに対する光電子数の測定も行い (付録 B 参照)、

$$\begin{aligned} p: &\quad 97.13 \pm 0.40 \text{p.e.} \\ \pi: &\quad 68.69 \pm 0.37 \text{p.e.} \end{aligned}$$

という結果を得た。これは H6568-10 を用いた場合の 2.1 倍の光電子数であり[1]、これは約 1.5 倍エネルギー分解能が良くなることを意味する。

Green Extend の技術を MAPMT 等の多チャンネルの PMT に応用できれば、我々の目的としては非常に魅力的であるが、この技術には光電面と蒸着物質を乗せる台 (普通は第 1 段ダイノードを用いる) との距離を十分に蒸着ムラを無くす必要があり、MAPMT のような光電面と第 1 段ダイノードとの距離が短いものに Green Extend の技術を応用するのは、現状では難しいようである。

---

[1] この量子効率の違いは非常に大きい。浜松ホトニクス製 R5800GMOD には、光電面の表面積を大きくするため、入射窓内側が 1 mm 角のプリズム状にグレーティングされたタイプがあり、我々が用いたのはこれである。普通のタイプの R5800GMOD では、量子効率の違いはせいぜい 1.2–1.3 倍程度である。

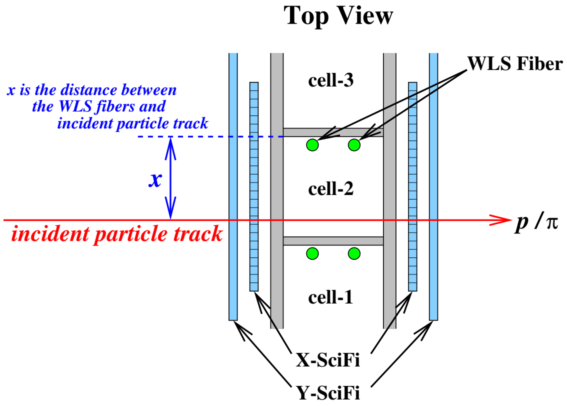

Top View
x is the distance between the WLS fibers and incident particle track
x
incident particle track
cell-3
cell-2
cell-1
WLS Fiber
p / π
X-SciFi
Y-SciFi

図 6.14: 粒子の飛跡と波長変換ファイバーとの距離による光量変化を測定するためのセットアップ。ファイバーは、セル内のビーム方向と平行な壁に固定する。x はファイバーと粒子の飛跡との距離である。

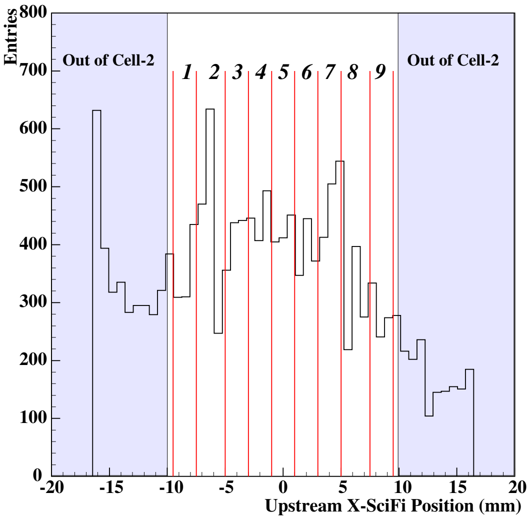


図 6.15: 上流 X-SciFi のヒットマップ。-10 mm より小さい領域と 10 mm より大きい領域 (ハッチのかかった領域) はセル 2 の外側である。また、波長変換ファイバーと粒子飛跡との距離のビンニングは、-9.5 mm から 9.5 mm の領域を 9 つに分割した (図中 1–9 の領域)。なお、波長変換ファイバーは X-SciFi の -9.5 mm の位置にある。

6.6 粒子の飛跡とファイバーとの距離に対する光量の変化

波長変換ファイバーと粒子の通った位置の距離が遠くなれば、液体シンチレータの発光点からファイバーの距離が遠くなるため、その分光量が小さくなると考えられる。光量にそのような依存性があるのかどうか、またあるとすればどの程度であるかを評価するための測定を行った。

6.6.1 測定方法

図 6.14 に、この測定のためのセットアップを示した。この測定においてのみ、波長変換ファイバーはセル内のビーム方向と平行な壁面に固定する。ビームはある程度の広がりを持っているので、こうすることで、ファイバー飛跡との距離の違った事象を、セットアップを変えることなく取ることができ、X-SciFi を用いて粒子が通った位置を決めることにより、その粒子が波長変換ファイバーからどの距離を通ったかを決定することができる。その他のセットアップおよびトリガー条件は、すべて 6.5 節の測定と同じである。

6.6.2 解析と結果

この解析でも、セル 2 のみを粒子が通過した事象を選択した。カットの条件は、上流 X-SciFi のヒットの位置に対する条件を -9.5–9.5 mm の範囲に変更した以外は、6.5 節の解析で行ったカットと同様である。図 6.15 に、この測定での上流 X-SciFi のヒットマップを示した。波長変換ファイバーは -10.0 mm の位置にある。この図の 1–9 に示されるビンニングを行い、それぞれの領域について、ADC 分布による解析を行った。

図 6.16 に各領域ごとに分けた ADC 分布を示した。図中の (A) は -9.5 mm から 9.5 mm の全領域の事象についての ADC 分布で、(B)-1–9 は、上述のビンニングで分けた各領域ごとの ADC 分布である。また、それぞれの図に 2 つのヒストグラムがプロットされているが、ADC 値の低い側のヒストグラムは π、高い側のそれは p についてプロットしたものである。

図 6.5 の時と同様、0 付近にピークがあるが、全領域についての ADC 分布 (A) では、p については 25 counts 付近で、また π については 15 counts 付近で、それぞれヒストグラムがほぼ 0 に落ちているので、ここでも 0 付近のピークを取り除くために、ADC 値がこの値以上の事象を用いて解析を行った。

図 6.16(A) と (B)-1–9 の p と π について、それぞれ ADC 分布の平均値を取り、(B)-1–9 についての平均値をそれぞれ (A) の平均値で割った。その値を縦軸に取り、波長変換ファイバーと粒子飛跡との距離を横軸に取ったプロットを図 6.17 に示した。図中の (A) は π、(B) は p についての結果である。この図から、セル内で飛跡とファイバーとの距離が近いところと遠いところでは、約 10%光量が変化することが分かる。この p/π の両方の相関に対し、それぞれ直線フィッティングを行うことにより、単位距離変化当たりの光量の変化量を見積もった。その結果、

$$\begin{aligned} p: &\quad -0.83 \pm 0.07\ \%/\mathrm{mm} \\ \pi: &\quad -0.72 \pm 0.08\ \%/\mathrm{mm} \end{aligned}$$

であった。これらの結果はコンシステントであり、組み合わせることにより、単位長さの距離変化当たりの光量変化量として、

$$-0.79 \pm 0.05\ \%/\mathrm{mm}$$

という結果を得た。

6.6.3 粒子の入射位置による光量変化

波長変換ファイバーと粒子飛跡との距離が 1 mm 変化すると、波長変換ファイバーから読み出される光量は約 1%弱変化することが分かった。そこで、6.5 節で述べた光量測定においても、そのような効果があるかどうかを確かめる解析を行った。解析方法は、基本的に上で行ったものと同じで、図 6.11 に示される上流 X-SciFi の -9.5 mm から 9.5 mm の領域を 9 つにビンニングし、それぞれの領域について ADC 分布の平均値を取り、これを全領域の ADC 分布の平均値で割った。その結果を図 6.18 に示した。この図の横軸は、セルの中心を 0 とした粒子の入射位置を取っている。また、波長変換ファイバーの位置は、セル内のビーム下流側の壁面に、セル中心から ±3.5 mm 付近にある (図中のハッチのかかった領域)。p では各領域ごとの統計が少ないため、はっきりしたことは言えないが、π については、ファイバーのあるところで有意に光量が上がっている。この光量変化は約 5%であり、上で得た結果とコンシステントである。

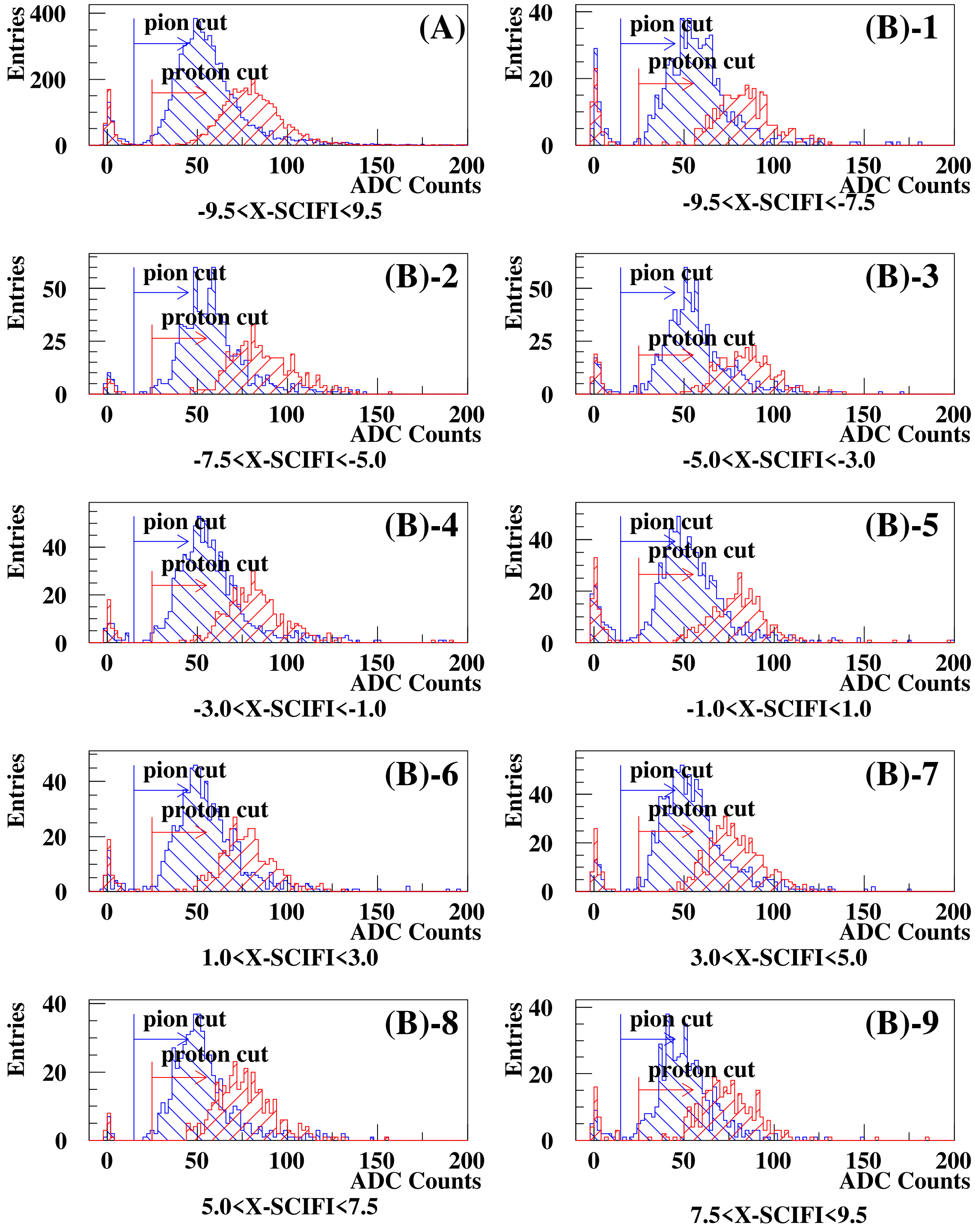


図6.16: 波長変換ファイバーからのそれぞれの距離領域でのADC分布。(A): −9.5 mmから9.5 mmの全領域についてのADC分布。(B)-1–9: 図6.15に示される1–9の各領域についてのADC分布。pとπの両方についてプロットしてある。ADC値の低い側のピークがπ、高い側のピークがpである。解析では0付近の小さなピークを取り除くため、pについては25 counts以上、πについては15 counts以上というカットをかけた(図中の矢印以上)。

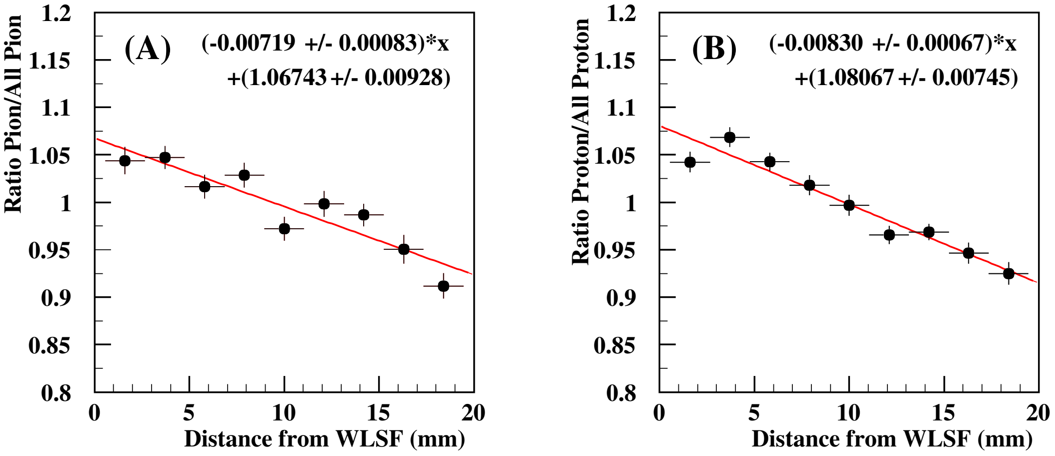


図 6.17: 粒子飛跡– 波長変換ファイバー間距離と光量との相関。横軸は粒子飛跡–ファイバー間の距離、縦軸は全領域の平均からの相対光量である。また、図中にある直線はフィッティングの結果である。(A): π についての結果。(B): p についての結果。

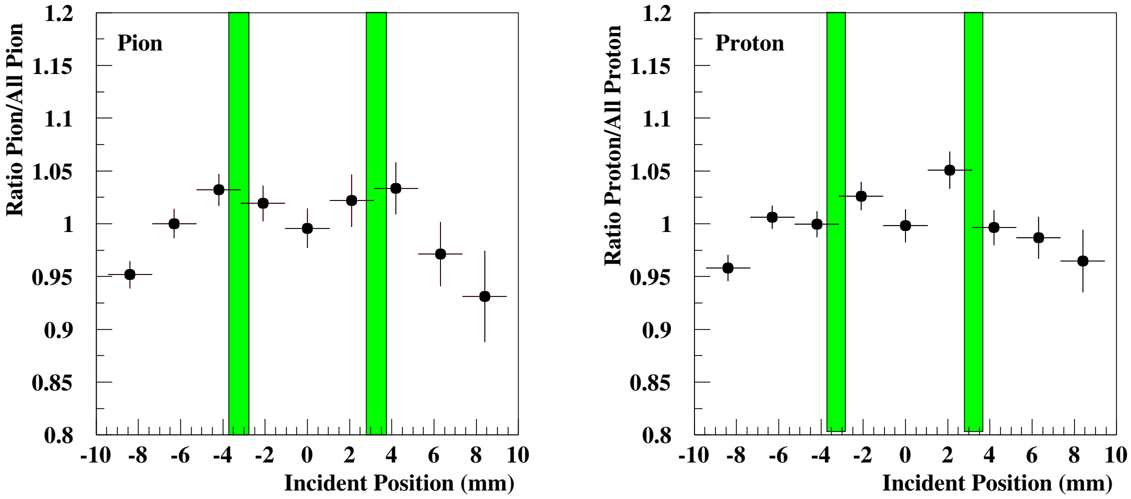


図 6.18: セルへの粒子の入射位置による波長変換ファイバーからの光量の変化。ハッチのかかった領域のビーム下流側の壁面に波長変換ファイバーが取り付けられている。左図が π について、右図が p についての結果である。

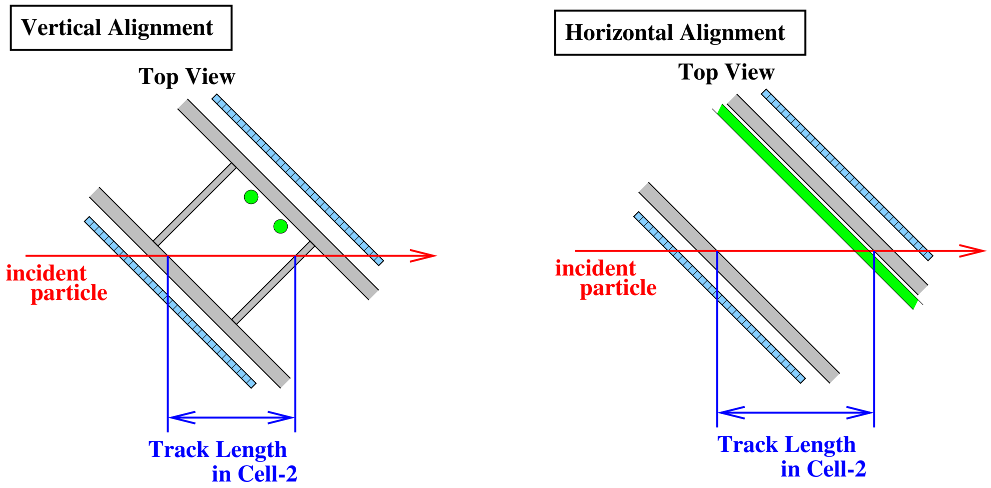

Vertical Alignment
Top View
incident particle
Track Length in Cell-2
Horizontal Alignment
Top View
incident particle
Track Length in Cell-2

図 6.19: 飛跡の長さに対する光量の変化を測定するためのセットアップ。左図が「縦置き」、右図が「横置き」である。「縦置き」、「横置き」の定義については本文参照。検出器をビームに対して傾けて置くことにより、セル内での様々な飛跡長に対する波長変換ファイバーからの光量を測定できる。

以上の結果から、1 つのセル内でも、粒子の通る位置とファイバーと距離によって、ファイバーから読み出される光量に 10%程度の違いがあることが分かった。これはエネルギー測定に 10%の誤差を付けることになり、これをどう解決するかは、今後の課題である。

6.7　光量の飛跡の長さに対する依存性

セル内での粒子飛跡の長さによって、波長変換ファイバーから読み出される光量がどのように変化するかを測定した。

6.7.1　測定方法

検出器 A をビームに対して角度をつけて配置することにより、粒子はセルを斜めに通過する。この角度をいろいろ変えることにより、セル内での粒子飛跡の長さを変化させることができる。我々はこの測定について、「縦置き」、「横置き」の 2 つ検出器配置を考えた (図 6.19)。

「縦置き」の配置

この配置では、今までと同様、セルの長手方向が鉛直方向になるように置く (すなわち、セルを縦にして置く)。ビームに対し検出器を斜めに向けると、セルは 2 cm×2 cm に区切られているので、ある 1 つの傾け角に対してでも、粒子の通った位置によって、セル 2 を横切る飛跡の長さが変わることになる (図 6.19 左図)。

「横置き」の配置

この配置では、セルの長手方向が水平方向になるように検出器を置く (すなわち、セルを横にして置く)。この置き方では、検出器をビームに対して斜めに傾けた場合、粒子はセルの長手方向に沿うように通過するので、ある 1 つの傾け角に対しては、「縦置き」の場合とは異なり、1 つの飛跡の長さに対応する (図 6.19 右図)。「横置き」では、粒子がファイバーに沿うように通過したときの光量を見ることができる。

なお、「横置き」の時には、検出器と X-SciFi、Y-SciFi との相対的な向きを 90° 入れ替え、水平方向の位置を決めるのが X-SciFi、鉛直方向の位置を決めるのが Y-SciFi になるようにした。(すなわち、検出器を横置きにしても、SciFi の X-Y 方向は今までと変わらないようにした。)

「縦置き」では、ビームと検出器正面の法線とのなす角が 0°、17°、30°、45° の傾き角について、また「横置き」では、0°、30°、45° の傾き角について、データを収集した。

6.7.2 「縦置き」での解析と結果

検出器の配置するときには、ビームと検出器正面の法線とのなす角が 0°、17°、30°、45° になるようにしたが、データを用いて、上流と下流の X-SciFi のヒット位置のずれを見ることにより、その角度をより正確に知ることができる。図 6.15 を得た方法と同様にして、上流の X-SciFi のヒット位置を決定し、その位置と下流 X-SciFi の全ヒットについての位置の差をヒストグラムにすると、図 6.20 のようになった。図中に見られる大きなピークが、上流から下流に粒子が真っ直ぐ突き抜けた事象である。確かに、ビームに対して検出器を傾け角を大きくするごとに、上流と下流のずれ (ピークの位置) が大きくなっているのが分かる。ただし、45° のデータについては、角度を大きくし過ぎ、ビームから見ると、上流と下流の SciFi の重なりがなくなってしまったため、ピークがなくなっている。したがって、45° 以外のデータを用いて解析することにした。上流の X-SciFi と下流の X-SciFi の間隔は 31.9 mm であることと、0°、17° および 30° のピークの位置をそれぞれガウス分布でフィットした中心値から、実際の検出器の傾き角を計算することができ、それぞれ 1.6°、16.5° および 30.3° であった。以下の解析では、これら 3 つのデータセットを 1 つにまとめて行った。

さて、真っ直ぐ突き抜けた事象を選択するため、X-SciFi のカットは、上流のヒットの位置から予想される下流の位置にヒットがあること、すなわち、それぞれの傾き角に応じて、図 6.20 の矢印の間に対応する下流 X-SciFi のヒットがあること、という要求をした。

SciFi とセル 2 との相対的な位置は分かっているので、上流 X-SciFi のヒットの位置と、上で求めた傾き角から、粒子は真っ直ぐ突き抜けたと仮定して、セル 2 内の飛跡の長さをイベントごとに計算することができる。横軸にその飛跡の長さを取り、縦軸に ADC 値を取った、2 次元スキャッタ・プロットを図 6.21 に示した。この図で、四角の大きさは、それぞれの領域のエントリ数を log スケール表している。これを見ると、セル内でのトラックの長さと光量に相関があることは明らかである。

より定量的に議論を行うため、この横軸を 2.5 mm ずつにビンニングを行い、それぞれの領域ごと、p/π 別々に ADC 分布の平均値を取った。その結果を図 6.22 の上側に示した。左図が π、右図が p についてのプロットである。また下側の図は、1 事象ごと ADC 値をセル内の飛跡長で割った「単位飛跡長当たりの ADC 値」をヒストグラムにし、その分布の平均値を縦軸に

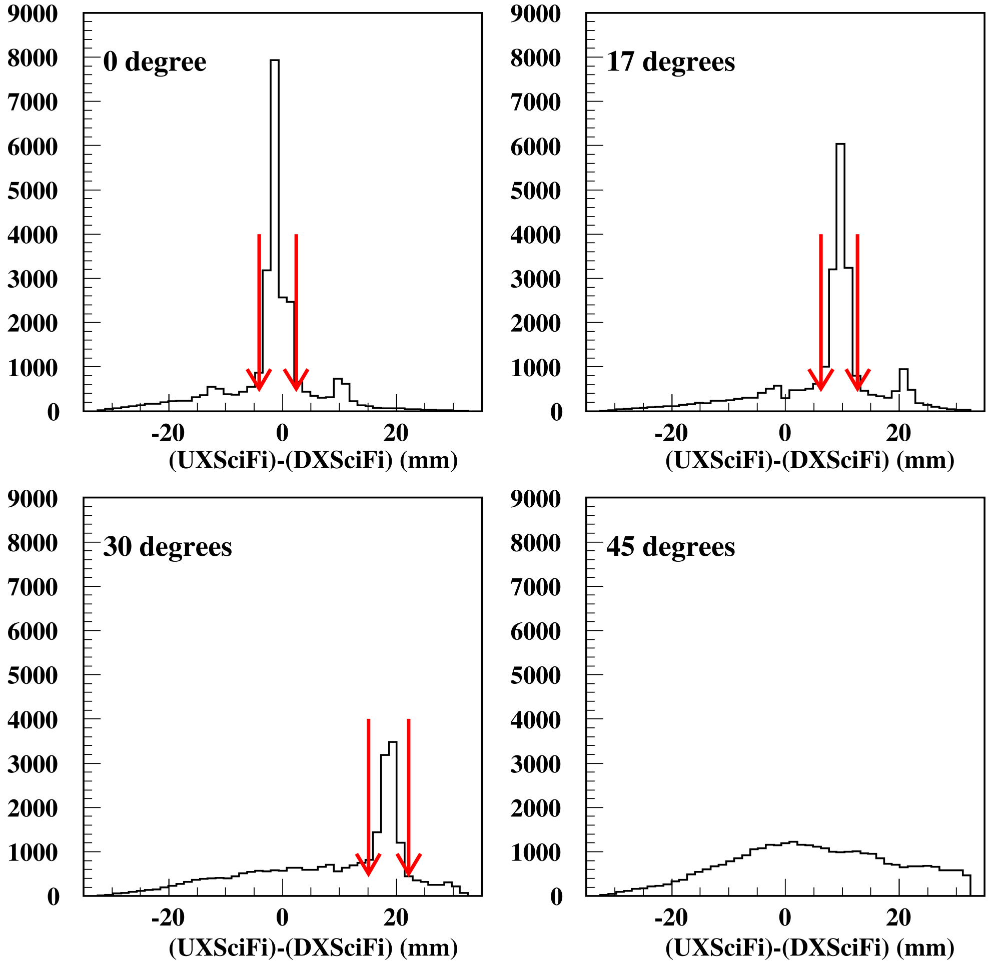


図 6.20: 「縦置き」での傾け角 0°、17°、30°、45° のそれぞれについての上流 X-SciFi と下流 X-SciFi との相関。角度を大きくするごとに、上流と下流のずれが大きくなっている。45° の測定では、傾けすぎたため、上流と下流の SciFi の重なりがなくなってしまった。

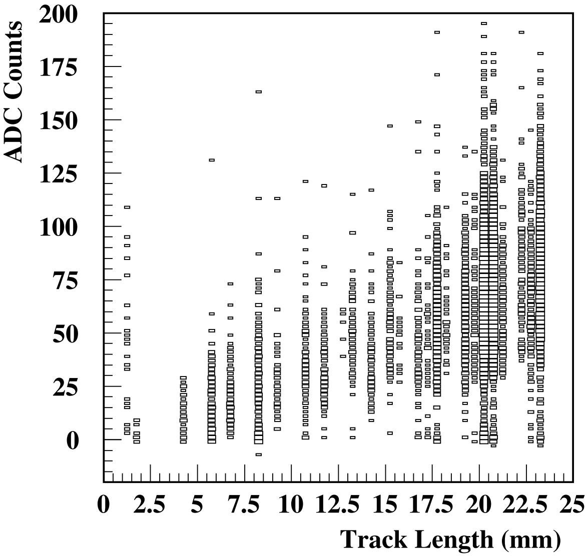


図 6.21: 粒子の飛跡長と ADC 値の 2 次元スキャッタ・プロット。ボックスの大きさがそこに含まれている事象数を log スケールで表している。飛跡の長さと光量には相関があることが分かる。(この図では p/π の両方が含まれている。)

取ったものである。すべてのプロットについて、第 1 番目のビンがずれている。このビンのエントリには、傾き角 0°(実際には 1.6°) の測定での事象のみしか含まれず、粒子の飛跡がセルの角をかすめるように通ったものである。X-SciFi の分解能は 0.7 mm であり、入射位置を 0.7 mm 間違えると、この場合には、飛跡の長さは ±25 mm ($0.7/\sin 1.6°$ mm) 変化しうる。実際にはセルの大きさが 20 mm なので、これ以上は変わらないが、どちらにしても正しい飛跡の長さを出すことはできない。したがって、このビンは、これ以降の解析には使わないことにする。

さて、セル内の単位飛跡長当たりに MAPMT でどの程度の光電子数があるかを見積もるのに以下の 3 つの方法を用いた。

1. 図 6.22 の上側のプロットを、p/π のそれぞれについて直線でフィットし、その傾きから単位飛跡長当たりの ADC 値を求め、それを MAPMT のゲインで割ることにより、単位飛跡長当たり光電子数が求める。
2. 図 6.22 の下図について、定数でフィットし、MAPMT のゲインで割ることにより求める。
3. ここで行った測定とは別に、6.5 節の測定で得られた光電子数は、p で 46.9 ± 3.0 p.e.、π で 33.1 ± 2.1 p.e. であったが、これは飛跡長 20 mm(セルの 1 辺の長さ) に対する値であり、これらから単位飛跡長当たりの光電子数が求められる。

これら 3 つの結果は表 6.1 にまとめた。これらの結果は互いにコンシステントである。したがって、これらを組み合わせることにより、p/π のそれぞれについて、我々が得た単位飛跡長当たりの光電子数は

$$\begin{aligned} p: &\quad 2.29 \pm 0.09 \text{ p.e./mm} \\ \pi: &\quad 1.62 \pm 0.06 \text{ p.e./mm} \end{aligned}$$

である。ただし、上述した 3 つの結果は互いに全く独立というわけではないので、誤差は小さく見積もっている可能性があるが、完全に独立でない (完全に従属である) として誤差を付けても、p/π に対してそれぞれ 0.15 および 0.10 程度の誤差である。

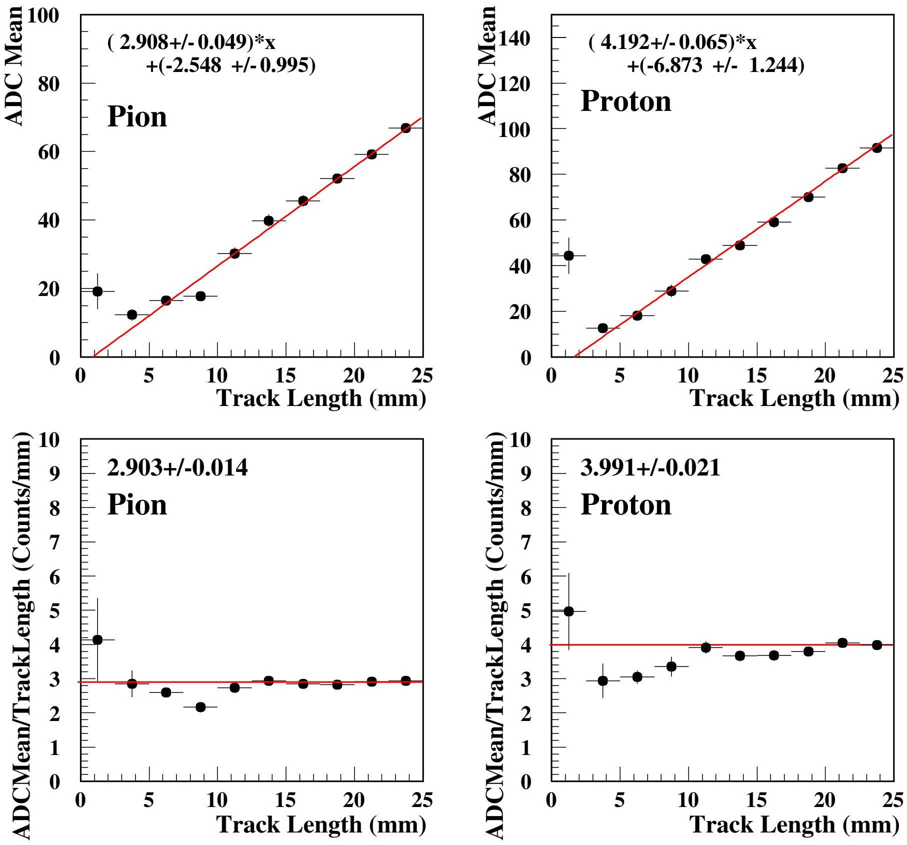


図 6.22: セル内の粒子飛跡長に対する光量変化。左が π、右が p についてのプロットで、上図は横軸にセル内での飛跡長を、縦軸に各領域ごとの ADC 平均値を取ったもの、また、下図は縦軸に単位飛跡長当たりの ADC の平均平均値を取ったものである。

表 6.1: 単位飛跡長当たりの光電子数のまとめ。それぞれの欄の意味については、この表の脚注および本文参照。

particle	Number of photoelectrons per track length [p.e./mm]			
	Linear[a] fitting	Constant[b] fitting	Results from[c] sec. 6.5	3 results combined
p	2.32±0.16	2.20±0.15	2.35±0.15	2.29±0.09
π	1.61±0.11	1.60±0.11	1.66±0.11	1.62±0.06

[a] 図 6.22 上図を直線でフィットしたときの直線の傾きから求めた単位飛跡長当たりの光電子数。

[b] 図 6.22 下図を定数でフィットしたときの値から求めた単位飛跡長当たりの光電子数。

[c] 6.5 節の測定で得られた光電子数から求めた単位飛跡長当たりの光電子数。

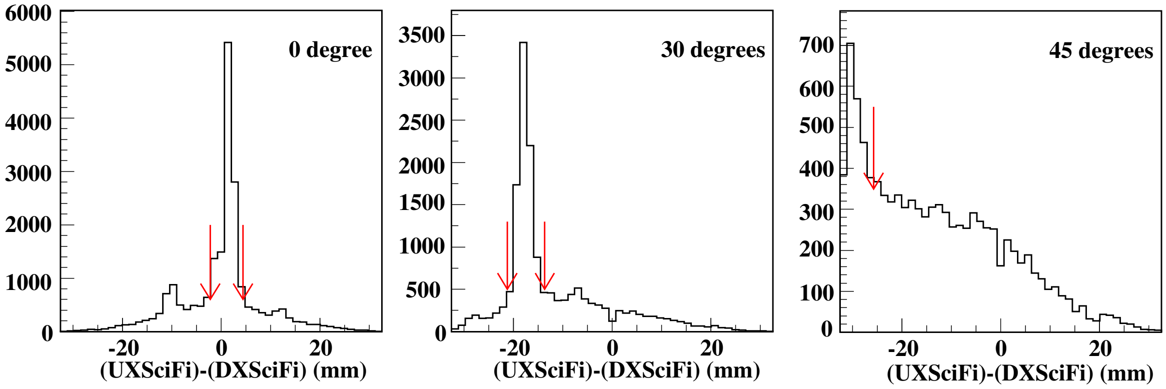


図 6.23:「横置き」での傾き角 0°、30°、45° のそれぞれについての上流 X-SciFi と下流 X-SciFi との相関。

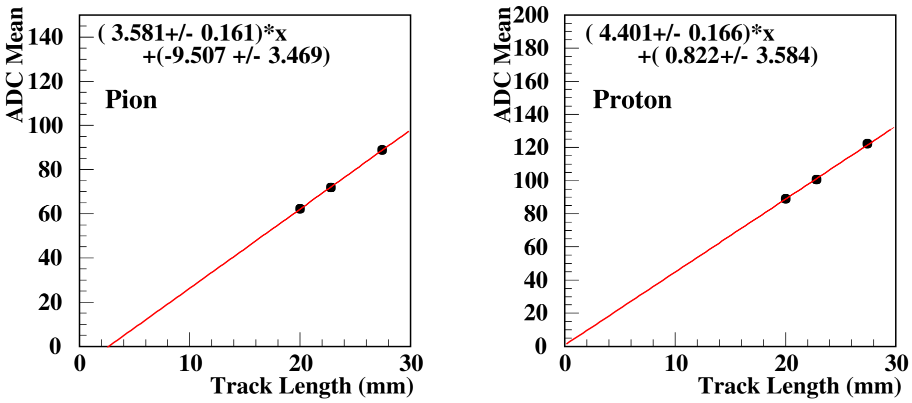


図 6.24:「縦置き」でのセル内の粒子飛跡長に対する光量の変化。左が π、右が p についてのプロットである。

6.7.3 「横置き」での解析と結果

「横置き」についても「縦置き」とほぼ同様の解析を行った。ただし、「縦置き」の場合とは異なり、「横置き」の場合には、ある 1 つの角度について、セル内の飛跡の長さは 1 つに対応する。我々は 0°、30°、45° の 3 つのデータセットを取ったので、したがって、3 つの飛跡長についてのデータを持っていることになる。

「縦置き」の場合と同様、実際にビーム方向と検出器正面とのなす角がどうなっているかをデータで確かめるため、上流と下流の X-SciFi を用いて、それらの相関を見た。それを図 6.23 に示した。これらのピークの位置から、実際の傾き角はそれぞれ 2.0°、28.7°、43.2° であった。これらに対応するセル内の飛跡の長さはそれぞれ 20.01、22.80、27.43 mm である。

「横置き」の場合には、セルが X 方向に長く、Y 方向には 2 cm しかないので、Y-SciFi のカットもかけなければならない。Y 方向についてのセル 2 を通る条件として、上流と下流の Y-SciFi のヒットの位置がともに ±8.0 mm 以内にあることを要求した。

「縦置き」の場合と同じ要領で、p/π それぞれについて、飛跡の長さごとに ADC 分布を出し、横軸に飛跡長、縦軸に ADC 分布の平均値をプロットしたのが図 6.24 である。今回は点の数が 3 点しかないので、このプロットを直線でフィットし、その傾きから、単位飛跡長当たりの光電子数を出すのみにした。その結果は、

$$p: \quad 2.43 \pm 0.19 \text{ p.e./mm}$$
$$\pi: \quad 1.98 \pm 0.16 \text{ p.e./mm}$$

であった。「縦置き」の場合と比較すると、p については約 6%、π については約 22%、それぞれ大きくなっている。p については統計的に有意でなく、また π についても 2σ 程度の違いのため、この違いについてはっきりしたことは言えない。なお、セットアップの違い等の「縦置き」と「横置き」での系統的な誤差を消すために、「縦置き」、「横置き」のそれぞれについて p と π の ADC 値の比を取り、さらにこれらの比 (double ratio) を取ると 1.15 ± 0.15 であり、したがって、p/π の ADC 値の比の違いについては有意ではない。

6.8 窒素バブリングによる光量変化

液体シンチレータは、シンチレータ溶液中に存在する溶存酸素に起因するクエンチング (酸素クエンチング) があることが知られている [43]。このクエンチングは、窒素ガスやアルゴンガス等を用いてバブリングすることで、溶存酸素を取り除き、光量を回復することができる。我々はこのビームテストにおいて、窒素ガスによるバブリングにより、どの程度光量が回復するかを測定した。

6.8.1 測定方法

測定のセットアップは、窒素ガスを導入するためのチューブを液体シンチレータ容器中に入れた以外は、6.5 節と全く同じである。まず、バブリングを行う前に、検出器にビームを通してバブリング前の光量の測定を行った。その後、液体シンチレータ中に入れておいたチューブを通して窒素ガスを導入し、バブリングを行った。バブリング中もビームを通し続け、データ収集は行ったが、セルの中に泡が入っているため、正しく光量測定を行うことができなかった。約 50 分間のバブリングの後、窒素ガスの導入を止め、バブリング後の光量測定を行った。

6.8.2 バブリング前後での光量の比較

解析についても、6.5 節と同様、X-SciFi を用いてセル 2 を通過した事象を選択し、p/π のそれぞれについて ADC 分布を出した。バブリング前後の ADC 分布を図 6.25 に示した。白抜きのヒストグラムがバブリング前、ハッチのかかったヒストグラムがバブリング後の ADC 分布で、左が π、右が p である。バブリング後では光量が大きくなっているのが分かる。ADC 分布の平均値を取ることにより、バブリング前後での光量の比較を行った。その結果、バブリング後の光量増加は、p/π それぞれ、

$$p: \quad 13.8 \pm 1.4\%$$
$$\pi: \quad 10.1 \pm 1.7\%$$

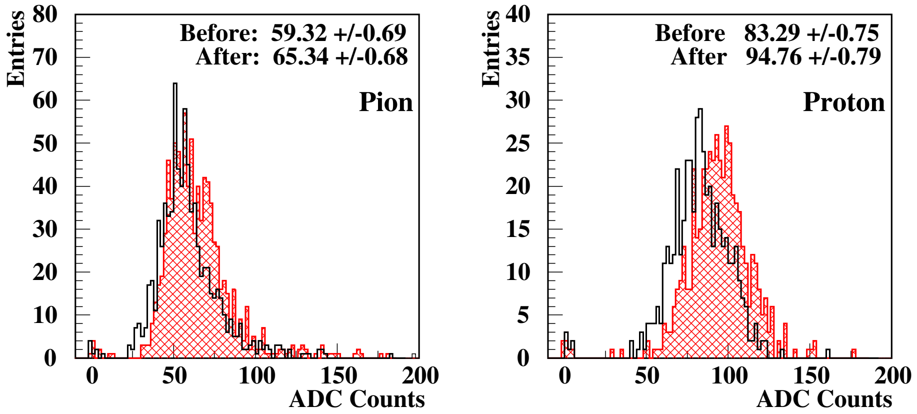


図 6.25: 窒素バブリング前後での p/π についての ADC 分布の違い。白抜きのヒストグラムがバブリング前、ハッチのかかったヒストグラムがバブリング後である。左が π、右が p。

であった。

p と π で増加率が違っている。6.6 節の結果により、ビームプロファイルの違いで、ファイバーから読み出される光量が変わる可能性があるが、バブリング前後の p/π でのビームプロファイルの変化はなかった。p/π での光量回復量の違いについて、p と π では酸素クエンチングの効果に違いがある可能性もあるが、π についての ADC 分布を見ると、バブリング前後で分布の形が変化しているようにも見え、また p/π の違いも 3σ 以内であるので、統計を上げないと有意なことは言えない。

6.9　液体シンチレータの種類による光電子数の違い

光量についての最後の研究として、液体シンチレータの種類による光量の違いを測定した。上述した測定においては、すべて ELJEN TECHNOLOGY 製の液体シンチレータ EJ-399-04 を用いて行ったが、ここでは、BICRON 製の BC-517L を用いて測定し、これら 2 種類の比較を行った。

BC-517 は、ミネラルオイル・ベースの液体シンチレータで、この種のものは引火点が高く安全であり、昔から良く使われてる。また、波長変換ファイバー等のプラスチック類への化学的影響も小さいとされている。実際、現在岐阜県神岡町に建設中の Kam-LNAD 実験では、この種の液体シンチレータが用いられる。

それに対し EJ-399-04 は、ごく最近開発された、リニアアルキルベンゼン・ベースの液体シンチレータであり、発光量が大きく、かつ、プラスチック類への影響はミネラルオイル・ベースと同程度であるように作られたものである。

液体シンチレータは一般的に高価であるが、ミネラルオイル・ベースのものは、個別に材料を購入し、それらを混ぜるだけで簡単に自作することができるため、安価に手にいれることができる。このミネラルオイル・ベースの液体シンチレータでどの程度の光量が得られるかを測定するのが、BC-517L での測定の目的である。

表 6.2: BC-517L の測定結果と EJ-399-04 との比較。

Liq.Scinti.	Number of photoelectrons [p.e.]				After/Before N_2-bub. Ratio	
	Before N_2-bubbling		After N_2-bubbling			
	p	π	p	π	p	π
BC-517L	32.2 ± 2.2	22.3 ± 1.5	35.6 ± 2.4	24.0 ± 1.7	1.10 ± 0.02	1.08 ± 0.03
EJ-399-04	46.0 ± 3.1	32.8 ± 2.2	52.4 ± 3.5	36.1 ± 2.4	1.14 ± 0.01	1.10 ± 0.02
$\frac{\text{BC-517L}}{\text{EJ-399-04}}$	0.700 $\pm$0.012	0.680 $\pm$0.015	0.679 $\pm$0.011	0.666 $\pm$0.015	—	—

6.9.1 測定と結果

測定方法は、液体シンチレータを EJ-399-04 から BC-517L に入れ替えただけで、あとはすべて、6.5 節で行った方法と全く同じである。また、窒素バブリングによる光量回復についての測定も行ったが、これも 6.8 節と同様の方法で行った。また、SciFi によるカット等の解析方法も同様である。

窒素バブリング前後での BC-517L の光量についての結果および EJ-399-04 との比較を表 6.2 にまとめた。第 3 章の図 3.1 から予想された通り、p/π に対しても、BC-517L は EJ-399-04 の約 70%の光量しかなかった。また、窒素バブリングの効果も EJ-399-04 ほどはなく、光量増加は約 10%程度であることも分かった。

6.10 波長変換ファイバーの減衰長

ここまで、液体シンチレータ・波長変換ファイバー読み出しでの光量に関する測定について述べてきた。しかしながら、液体シンチレータ飛跡検出器を実際にニュートリノ実験に導入するときには、一辺の長さが 5 m クラスの非常に大きなものになり、したがって、液体シンチレータの発光を波長変換ファイバーで読み出すときには、ファイバー中を光が進むときの減衰も考慮に入れなければ、光量を正しく測定することができない。

我々は、先に述べた長さ 3 m の検出器 B を製作し、これを用い、波長変換ファイバー読み出しでの減衰長の測定を行った。

6.10.1 測定方法

検出器 B を図 6.3 の B の位置に検出器をおき、TOF1、1.5、2 および FINGER0、1、2 のコインシデンスでトリガーを行った。TOF2 および FINGER0、1、2 と検出器 B の横から見た配置は図 6.26 のようになっており、検出器 B の内部パイプの中をビームが通るようにした。

検出器 B の左右の中心を原点とし、検出器を左右に移動することで、ビームの入射位置を変え、-140 cm から $+80$ cm の間を 20 cm おきの各点でデータを取った。

また、ファイバーの種類によって、減衰長がどの程度異なるかを調べるため、クラレ製 Y11(200)M、Y11(350)MS および Y11(350)M の 3 種類のファイバーについて測定を行った。ファイバーの径

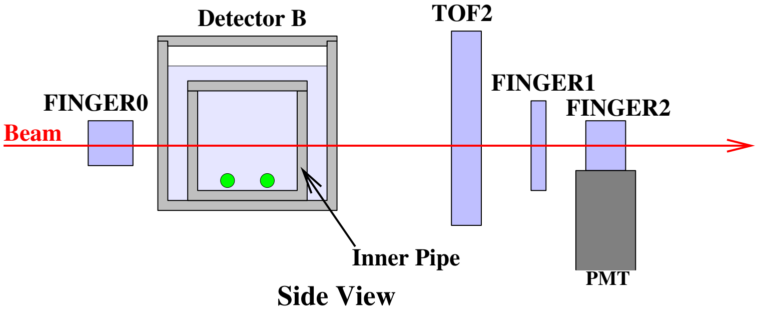

Detector B
TOF2
FINGER1
FINGER0
FINGER2
Beam
Inner Pipe
PMT
Side View

図 6.26: 減衰長測定のときの検出器 B とトリガーカウンターとの相対位置。FINGER1、2 に加え、FINGER0 のヒットも要求することにより、確実に検出器 B の内部パイプ内を粒子が通過した事象を取ることができるように配置した。

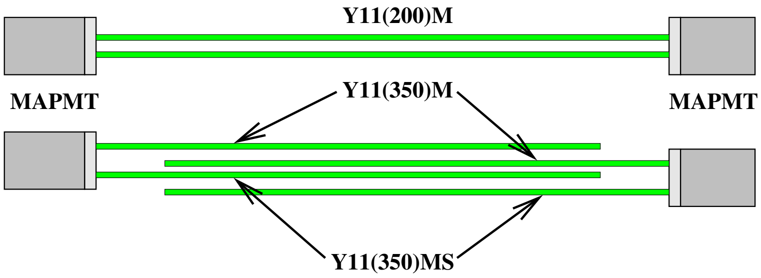

Y11(200)M
MAPMT
Y11(350)M
MAPMT
Y11(350)MS

図 6.27: 減衰長測定における波長変換ファイバーの読み出し方。Y11(200)M については長さが十分にあったので、2 本のファイバーを両端から読み出したが、Y11(350)MS および Y11(350)M については、3 m のものが 2 本ずつしかなかったため、それぞれの種類について左右 1 本ずつ、片側から読み出した。

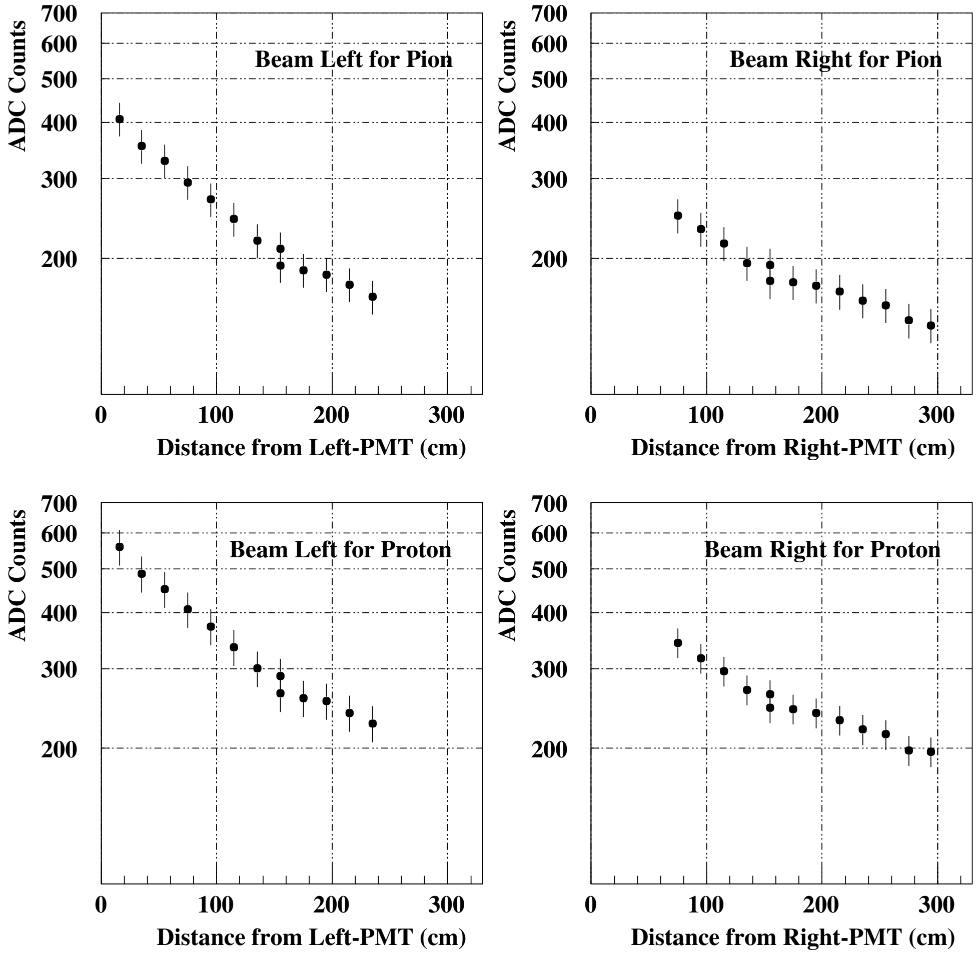


図6.28: Y11(200)Mの減衰長測定の結果。上図の2つがπについて、下図の2つがpについてのプロットで、左右はそれぞれビーム上流から見て左および右のPMTについてのプロットである。また、150 cmにある2つの点は再現性チェックのために行われた2回の測定の結果である。

は、Y11(200)Mは1.0 mm、Y11(350)MおよびY11(350)MSは0.75 mmである。

Y11(200)Mでは、内部パイプの中にファイバーを2本通し、その両端からMAPMT H6568-10で読み出した。2本のファイバーは左右それぞれでまとめて、1つのチャンネルから読み出した。

また、Y11(350)MとY11(350)MSについては、長さ3 mのものが2本ずつしか手元になく、検出器の両側から読むには長さが足りなかったので、これら4本を同時に内部パイプの中にいれ、それぞれの種類について、左右1本ずつ、片側のみから読み出した(図6.27)。この場合には、左右それぞれ、ファイバーの種類別に異なる2チャンネルから読み出した。

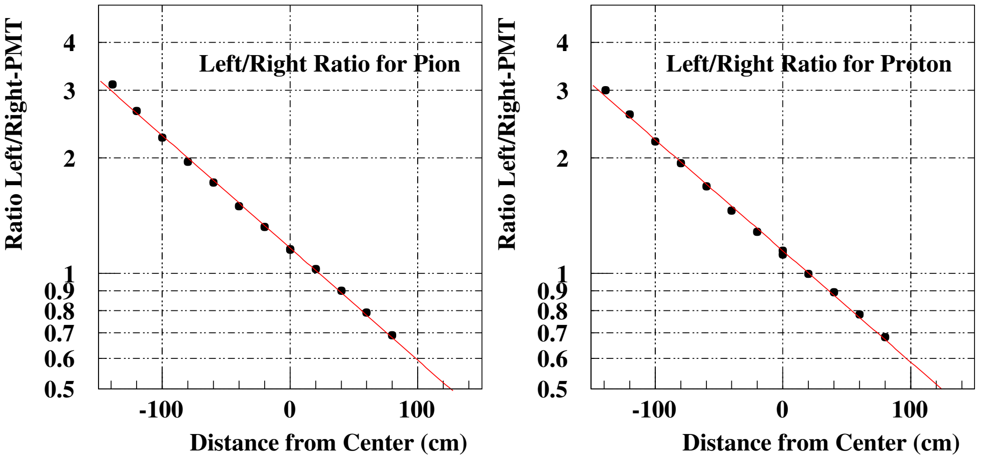


図 6.29: Y11(200)M の減衰長測定について左右の PMT の比を取った結果。横軸は検出器の中心からの距離である。左図が π、右図が p。直線は 1 成分指数関数によるフィッティングの結果である。

6.10.2 Y11(200)M の減衰長の解析と結果

各測定点について、今までと同様、TOF により p/π を分け、それぞれについて、ADC 分布の平均値を取った。図 6.28 は、横軸に PMT からの距離、縦軸に ADC 平均値を取りプロットしたものである。左右のプロットはそれぞれ左右の PMT についてのもので、上が π、下が p についてのプロットである。また、150 cm 付近にある同じ測定点での 2 点は、再現性チェックのため、測定前後に行われたの検出器中心での 2 回の測定の結果である。誤差は統計的誤差に加え、系統誤差として中心での 2 回の測定の違いを付けた。この系統誤差は、測定の途中、検出器を移動する際に、検出器の高さが上下し、検出器に対するビームプロファイル中心が測定ごとに変化したため、すなわち、粒子飛跡とファイバー間の距離が測定ごとに変わったために、光量が再現しなかったと考えられ、再現性のチェックのために行われた中心での 2 回の測定の違いは、6.6 節で評価した値の範囲内であった。また、これらのプロットはすべて 150 cm 付近を境に折れ曲がっているように見えるが、これも検出器が上下したために起こったと考えられる。

この系統誤差については、各測定点について左右の ADC 値の比を取ることで、ファイバーへ入射した光量の不定性をキャンセルすることができる。左右の比を取った結果のプロットを図 6.29 に示した。この場合には、検出器中心で取った 2 回の測定が再現している。図中に示されている直線は、これらが 1 成分の指数関数であると仮定して、フィッティングを行った結果であり、p/π のそれぞれについて、で

$$p: \quad (1.101 \pm 0.002) \exp[-x/(152.01 \pm 0.47)]$$
$$\pi: \quad (1.098 \pm 0.003) \exp[-x/(152.02 \pm 0.75)]$$

であった。左右の比を取っているため、ここに表される減衰長は実際の 1/2 の値となる。したがって、実際のファイバー Y11(200)M の減衰長は、p/π についてそれぞれ 304.03 ± 0.93、304.03 ± 1.50 cm であり、これらをまとめると、

$$\text{Attenuation Length for Y11(200)M} = 304.03 \pm 0.62 \text{ cm}$$

である[2]。

ただし、この結果は、1 成分の指数関数で表されると仮定して、統計誤差のみをつけてフィットした結果であり、この場合の $\chi^2/\mathrm{d.o.f.}$ は大きかった。我々の測定装置がどの程度の精度で測定を行うことができるかは分からないが、仮に分からない系統誤差として、全データ点に 1.5%の誤差をつけると、$\chi^2/\mathrm{d.o.f.}$ は 1 に近くなり、その場合の減衰長の誤差は 1.9 cm 程度であった。

6.10.3 Y11(350)M および Y11(350)MS の減衰長

液体シンチレータは化学的な性質が強く、波長変換ファイバーなどのプラスチック類を溶かす性質があるが、S 型は Non-S 型に比べ、液体シンチレータ中でも溶けにくい。また、S 型は折れ曲がりに強く、ファイバーの取り回し等の取り扱いが楽になる。しかしながら、一般に S 型の方が減衰長が短いことが知られている。したがって、我々は Non-S 型および S 型と波長変換ファイバーである Y11(350)M および Y11(350)MS についても減衰長の測定を行い、S 型と Non-S 型でどの程度減衰長が異なるかを評価した。解析は Y11(200)M と同様の場合と同様の方法で行った。この場合には、両読み出しではないが、光量の不定性のキャンセルという点では、左右の ADC 値の比を取ることには意味がある。

Y11(350)M および Y11(350)MS についての p/π のそれぞれの結果を図 6.30 に示した。これらを、Y11(200)M の場合と同様、1 成分の指数関数でフィッティングを行った結果が図中に示される直線であり、その結果から、Y11(350)M および Y11(350)MS のそれぞれの減衰長は

$$\text{Y11(350)M:} \quad \left\{ \begin{array}{ll} p: & 286.04 \pm 1.80 \\ \pi & 279.96 \pm 2.26 \end{array} \right\} \Longrightarrow 283.68 \pm 1.41 \text{ cm}$$

$$\text{Y11(350)MS:} \quad \left\{ \begin{array}{ll} p: & 246.90 \pm 2.00 \\ \pi & 248.56 \pm 1.57 \end{array} \right\} \Longrightarrow 247.93 \pm 1.23 \text{ cm}$$

であった。この場合にも、1 成分の指数関数でフィットできると仮定した場合に、統計誤差のみを結果の誤差として用いている。$\chi^2/\mathrm{d.o.f.}$ が 1 に近くなるような系統的な誤差として、Y11(350)M では 5%、また Y11(350)MS では 7.5%の誤差をつけたとき、減衰長の誤差はそれぞれ 5.6 cm、7.0 cm であった。

一般的に S 型と Non-S 型では、Non-S 型の方が減衰長は長く、この測定でも、S 型に比べ Non-S 型の方が約 15%、減衰長が長くなっている[3]。

6.11 波長変換ファイバーの両読み出しによる位置分解能

波長変換ファイバーの両端から光を読み出す場合には、それぞれの光の到達時間の差から、粒子の通過した位置をある程度知ることができると期待される。波長変換ファイバーの減衰長に比べ、十分に小さい位置分解能があれば、他のセルの情報を使わず、ヒットがあったセル自

---

[2] 液体シンチレータ中での波長変換ファイバーの減衰長の測定は CERN でも行われており、そこでは EJ-399-04 を Y11(200)MS で読み出したとき、$\lambda_{\mathrm{liqiud}} = 324 \pm 14 \pm 5$ cm という結果を出している [44]。

[3] さらに、Y11(200)M および Y11(350)M はともに Non-S 型の波長変換ファイバーであるが、減衰長が少し違う。減衰長の差と同程度の誤差が付いているので、確かなことは言えないが、この違いは、Y11(200)M と Y11(350)M の中に含まれる波長変換剤の濃度の違いを表しているのかも知れない (第 C 章参照)。

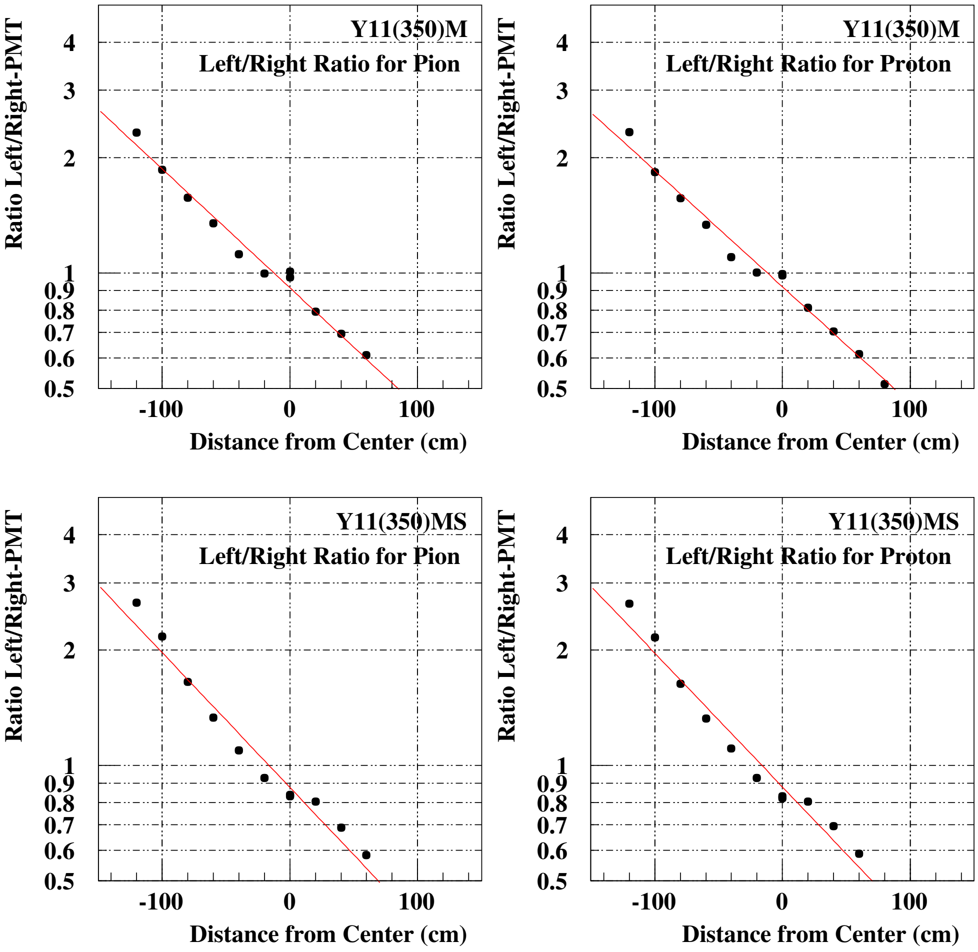


図6.30: Y11(350)MおよびY11(350)MSの減衰長測定の結果。上の2つがY11(350)M、下の2つがY11(350)MS、また、左がπ、右がpについてのプロットである。。直線は1成分指数関数によるフィッティングの結果である。

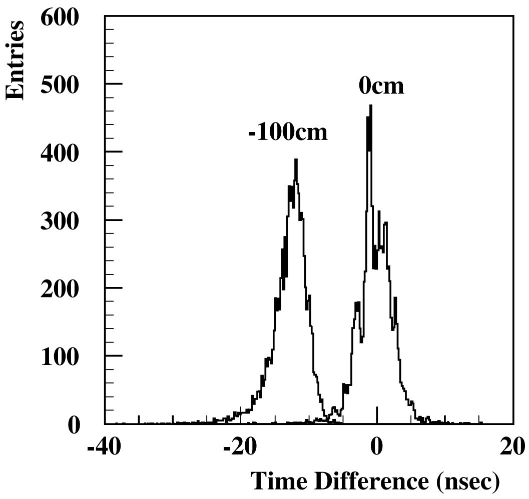


図 6.31: 両読み出しによる光の到達時間差の例。横軸は、ビーム上流から見て左側の PMT のヒットタイミングから右側の PMT のヒットタイミングを引いた時間差である。0 nsec 付近および -15 nsec 付近にあるピークは、それぞれビームを検出器の中心に入射した場合および検出器中心から左寄り 100 cm のところに入射した場合に対応する。

身の情報のみから、粒子の通過した位置を出し、ファイバーの減衰長を補正し、正しい光量に戻すことが可能になる。

我々は、先の Y11(200)M の減衰長測定において、同時に TDC によるファイバー両端への光の到達時刻も記録し、両読み出しによる位置測定の分解能を見積もった。

6.11.1 解析と結果

図 6.31 は、検出器中心および検出器中心から左寄り 100 cm のところにビームを入射した場合の、左右の PMT のヒット時間の差をヒストグラムにしたものであり、それぞれ 0 nsec および -15 nsec 付近のピークがそれである。このように、検出器の両側から光を読み出す場合には、粒子の通過した位置によって、ファイバーを通って左右の PMT に光が到達する時間の差が異なる。これを利用することにより、1 セルのファイバーのみを用いて、粒子の通過位置をある程度測定できる。

各測定点について、左右の時間差のヒストグラムを出し、それをそれぞれガウス分布でフィットすることにより、その中心値を求めた。横軸にビーム入射位置、縦軸に左右の時間差をプロットしたのが、図 6.32 である。これに対して直線によるフィッティングを行うと、その傾きは 0.125 nsec/cm であった。ビームの入射位置をある長さ変化させたときには、両端までの光路差はその 2 倍変化するので、ファイバー中での光の速度は、この傾きの半分の 0.063 nsec/cm である。

時間差の分散が位置測定の分解能を決める。図 6.33 に各測定点の左右時間差のヒストグラムについて、ガウス分布でフィットしたときの σ をプロットした。この結果、ほとんど位置にはよらず、一定の σ であることが分かったので、単にこれを定数でフィットした結果は 2.2 nsec であり、この値を σ の代表点とした。

直線フィットの傾きとガウスフィットの σ を割ることにより、我々は両読み出しによる位置分解能として 17.7 cm を得た。

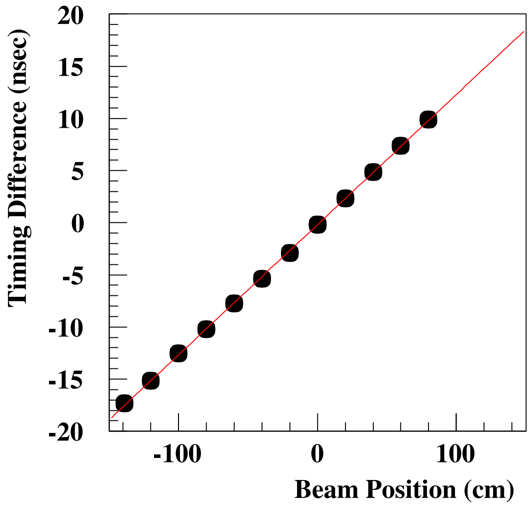


図 6.32: ビーム入射位置と左右の読み出し時間差の相関。直線でフィットしたときの傾きの 1/2 が波長変換ファイバー中での光速度である。

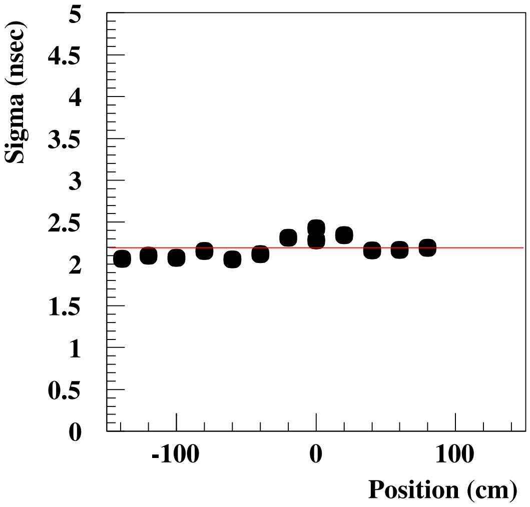


図 6.33: ビーム入射位置と左右読み出し時間差の分散との相関。ビーム入射位置によらず、時間差の分散はほぼ一定値を取ることが分かる。直線はこれを一定値としてフィットした結果である。

6.11.2 位置分解能を悪くする原因についての考察

両読み出しでの位置分解能 (すなわち、時間分解能) を悪くする原因として、波高の低い信号の時間のジッタが大きいことが考えられる。TDC を取るには、ある決まった閾値でディスクリミネートしなければならないが、波高の低い信号は、パルスの立ち上がりの傾きが緩やかなため、時間ジッタが大きくなり、これが時間分解能を悪くする。図 6.34 の (A) には、縦軸に左右読み出しの時間差、横軸に左側の PMT の ADC 値を取り、1 事象ごとにプロットした、2 次元スキャッタ・プロットであるが、確かに ADC 値の小さなところは、時間差の広がりは大きくなっている。

時間分解能を良くするには、ADC 値を用いて TDC 値を補正する、ということが考えられる。図 6.34 の (B) には、左側の PMT について、ADC 値と TDC 値の相関を示したが、ADC 値の小さなところでは、T DC 値は大きくなっている。つまり、閾値を超える時間が遅くなっている。この相関を利用し、ADC 値を用いて TDC 値を補正すれば、時間分解能は良くなり、したがって、両読み出しによる位置分解能も向上すると考えられる。

この研究については、今後の課題としておく。

6.12 基本特性に関するまとめ

この節では、ビームテストで行った液体シンチレータ・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の以上の結果をまとめておく。

p/π に対する光量

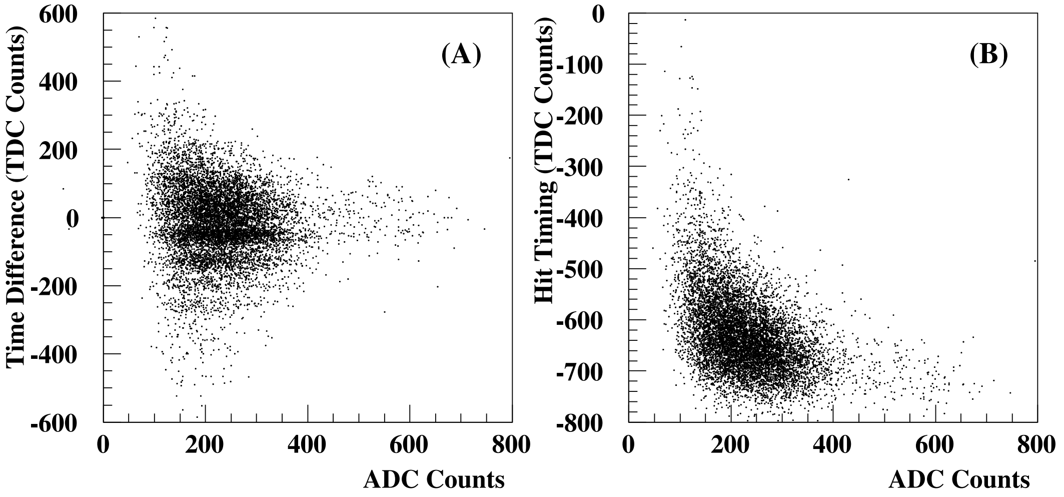


図 6.34: ヒットタイミングと ADC 値との相関。(A): 縦軸に左右の読み出しの時間差 (TDC 値)、横軸に左側の PMT の ADC 値を取った 2 次元スキャッタ・プロット。(B): 縦軸に TOF2 を基準にした左側の PMT の TDC 値、横軸に左側の PMT の ADC 値を取った 2 次元スキャッタ・プロット。ADC 値の低いものが時間分解能を悪くしている。

セルサイズ 2 cm、波長変換ファイバー 2 本の読み出しでの p/π に対する光量はそれぞれ 46.9±3.0、33.1±2.1 p.e. であった。

粒子飛跡と波長変換ファイバーとの距離に対する光量の変化率

波長変換ファイバーから粒子飛跡が離れると、ファイバーから読み出される光量にも有意な変化が見られ、その変化率は $-0.79\pm0.05\%/\text{mm}$ であった。

単位飛跡長当たりの光量

セル内での粒子飛跡の長さを変えて、ファイバーから読み出される光量の変化を見ることで、単位飛跡長当たりの光量を評価した。その結果、セルサイズ 2 cm、ファイバー 2 本の読み出しでは、p に対して 2.29±0.09 p.e./mm、π に対して 1.62±0.06 p.e./mm であった。

窒素バブリングによる光量回復

液体シンチレータを窒素でバブリングすることによって、酸素クエンチングを取り除くことができる。その効果は、窒素バブリング前に比べ、後では、p では 13.8±1.4%、π では 10.1±1.7%、光量に増加が見られた。また、p と π で増加率が異なるように見え、酸素クエンチングの効果が p/π で異なる可能性もあるが、これについて統計的に有意なことは言えない。

液体シンチレータ BC-517L との光量の比較

ミネラルオイル・ベースの液体シンチレータである BC-517L を用いて光量測定を行い、EJ-399-04 との比較を行った。その結果、p/π、窒素バブリング前後に関わらず、BC-517L は EJ-399-04 の比べ約 70%程度の光量であった。

波長変換ファイバーの減衰長

波長変換ファイバー Y11(200)M、Y11(350)M および Y11(350)MS について、液体シンチレータ中に浸した場合の減衰長を測定した。その結果、Y11(200)M では 304.03±0.62±1.9 cm、Y11(350)M では 283.68±1.41±5.6 cm、Y11(350)MS では 247.93±1.23±7.0 cm であった。また、S 型、Non-S 型の減衰長の比較としては、Non-S 型の方が約 15%減衰長が長いことが分かった。

波長変換ファイバーの両端読み出しによる位置分解能

波長変換ファイバーを両端から読み出すことによる粒子入射位置の分解能を評価した。その結果、ファイバー中での光速度は 6.3 nsec/m であり、また位置分解能は 17.7 cm であった。

第7章　液体シンチレータ飛跡検出器によるp/π粒子識別能力の評価

我々は、第5章の宇宙線テストで得られた結果を踏まえて、モンテカルロシミュレーションにより、ビームテスト用液体シンチレータ飛跡検出器デザインの最適化を行い、プロトタイプ飛跡検出器を設計・製作した。そして、第6章で述べたビームテストと同期間中に、KEK-PS T1ビームラインにおいて、そのビームテストを行った。プロトタイプ飛跡検出器についてのビームテストを行う目的は、

- dE/dxによるp/πの粒子識別能力
- 飛跡検出効率
- p/πの飛程と入射運動量の相関
- 飛程によるπ/μの粒子識別の可能性
- ハドロン反応の検出

を評価することである。この中で、本研究においては、dE/dxによるp/π粒子識別能力評価した。本章では、その測定と結果について述べる。

7.1　p/π識別の必要性

第2章でも述べたが、K2K実験では$\nu_\mu \to \nu_x$振動の検証において、前置検出器でν_μのエネルギースペクトルを測定し、それをSuper-Kamiokandeにおいて観測されたスペクトルと比較する。ν_μのエネルギーを測定するには弱荷電カレント準弾性散乱(CCqe)反応

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

を用い、生成されたμ^-のエネルギーと散乱角から、運動学の式

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

により再構成する。したがって、データの中からCCqe反応を効率よく抽出する必要があり、それには、反応によって生じたμ^-とpの2つの飛跡を検出し、それらに運動学的な制限を加えることが最も有効である。この場合のバックグラウンドの主な原因は、弱荷電カレントπ生成(CCinelastic)反応によって生成されたπを逃す、または、πを検出し、それをpと誤識別することである。本章に述べるp/πの識別能力は、特に後者のバックグラウンドを排除するために必要なものである。

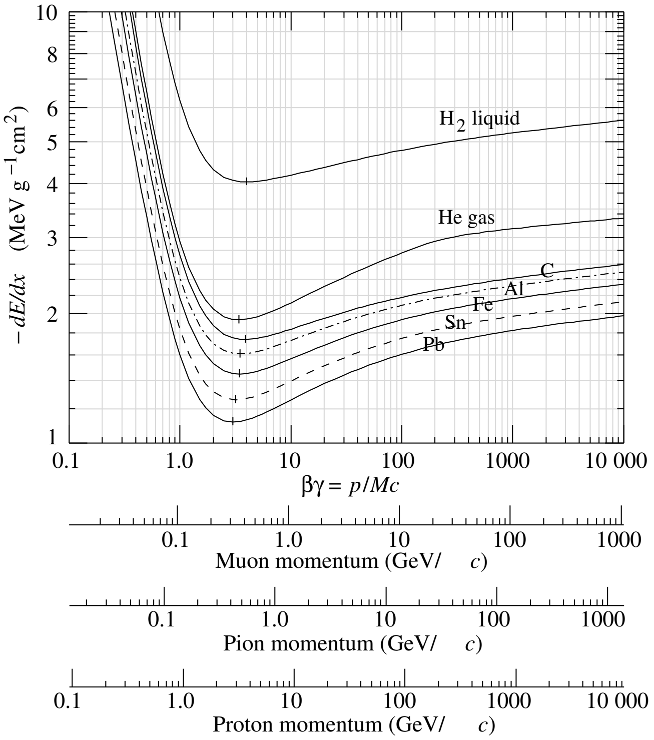


図 7.1: いろいろな物質中での単位長さ当たりのエネルギー損失 dE/dx [45]。dE/dx の運動量に対する依存性は Bethe-Bloch の式で表され、ほぼ速度 β とローレンツ因子 γ の積 $\beta\gamma$ の関数になっている。1 GeV/c 付近より低い運動量領域では、電離損失による効果が大きくなるため、π に比べ質量の大きい p の方がエネルギー損失が大きくなり、その差は、100 MeV/c 付近までは、低運動量になるほど顕著になる。

現在の K2K 実験の SciFi においては、CC 反応によって生成された μ ともう 1 つの飛跡を検出し、それらがビーム上流から見て反対方向に伸びている (Coplanarity) という運動学的な制限を加えた場合でも、約 20%程度の Non-qe 反応が混入している。しかしながら、これにさらに、p/π 識別からの制限を加えることができれば、Coplanarity の方向に π が出ているような事象を排除することができ、より純粋な CCqe サンプルを抽出することができる。

液体シンチレータ飛跡検出器を開発し K2K 実験に導入する目的の 1 つは、図 7.1 に示されるような p と π に対するエネルギー損失 dE/dx の違いを利用し、p/π の識別を行うことにより、上述のバックグラウンドを排除し、より精度良く ν_μ のエネルギースペクトルを測定することである。この検出器の質量は約 20–25 t であり、K2K に導入後、3 年間のデータ収集によって、この検出器内で約 10,000–20,000 事象のニュートリノ反応を捕らえることができると期待している。その場合、エネルギースペクトルの各ビンについての統計誤差は約 3–5%程度であり、それより良い精度で CCqe に対するバックグラウンドを排除することを目指す。

図 7.1 からも分かるように、高エネルギーの p/π ではそれらの dE/dx が近いため、その識別が難しくなる。K2K 実験のニュートリノビームのエネルギーでは、ニュートリノ反応によって生成される p のほとんどは 1.5 GeV/c 以下、また π は 1 GeV/c 以下の運動量を持っていると期待される (図 7.2)。本研究では、p の大部分が分布する 0.6–2.0 GeV/c の運動量領域について、p/π の識別がどの程度まで可能か、それを評価する。

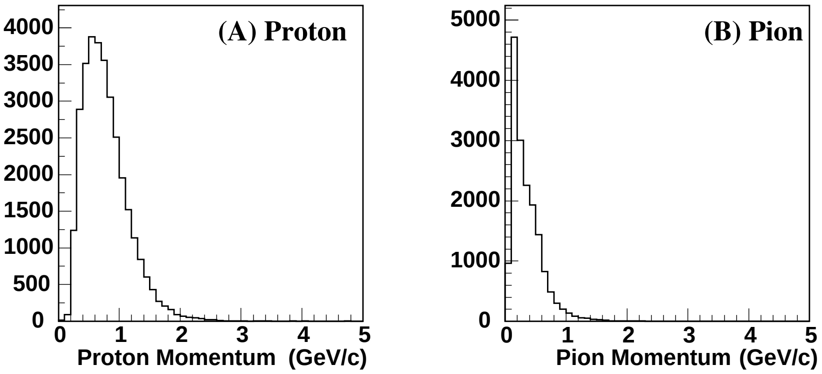


図 7.2: K2K 実験においてニュートリノ反応で生じる 2 次陽子および π 粒子の運動量分布。p については 1.5 GeV/c 以下、π については 1 GeV/c 以下にその大部分が分布する。なお、この図は第 2 章で示した図 2.16 と同じものである。

7.2　プロトタイプ飛跡検出器

図 7.3 にプロトタイプ飛跡検出器の概略図を示した。幅 40 cm、長さ 80 cm、高さ 60 cm の液体シンチレータ容器の中に、断面積 20 cm×20 cm、長さ約 70 cm の飛跡検出器が入れられている。飛跡検出器は面積 20 cm×20 cm、厚さ 3 mm のアルミニウム板によって 2 cm 間隔で 30 層に仕切られており、各層は厚さ 1 mm のアルミニウム板によって 5 つのセルに分割されている。各セルの構造は、前章の測定で用いた検出器 A と全く同じであり、断面 2 cm×2 cm、セルの長手方向の両端にはエンドキャップがついており、セルの有効な長さは 16 cm である。セルの内壁には反射材 (BICRON 社製 BC-622A) を塗り、また、各セル内に 2 本の波長変換ファイバーを平行に 6.5 mm の間隔で通すのも、検出器 A と同様である。これらの層は、長手方向 (すなわち、読み出し方向) が、上流から順に X–Y–X–Y– $\cdots\cdots$ –X–Y と、交互になるように並べられている。なお、セルは図 7.3 の front view に示されるような順に、X1–X5、および、Y1–Y5 で表し、区別することにする。また、層は前から順に L1、L2、$\cdots\cdots$、L30 と表すことにする。この場合、奇数の層は X-方向の読み出し、偶数の層は Y-方向の読み出しに対応する。

この飛跡検出器を、図 7.3 の左上の図に示されるように、液体シンチレータ容器の中に斜めに入れる。これは、各セルからのファイバーの取り回しを容易にするためである。液体シンチレータ容器の底は V 字型になっており、飛跡検出器はこの底によって支えられ、動かないようになっている。

飛跡検出器の 30 層は、その役割の違いにより、3 つの部分に分けられる。まず、上流の 18 層 (X: 9 層、Y: 9 層) は、精度良く dE/dx のエネルギー測定を行うため、読み出しには、サチュレーションの小さい MAPMT H6568-10 を 6 本用いた。また、この部分で飛跡検出効率の評価も行うので、読み出しは 1 セル付き 1 チャンネルを使って読み出す。したがって、この部分の読み出しチャンネル数は $5 \times 18 = 90$ チャンネルである。

次の 8 層 (X: 4 層、Y: 4 層) は、上流部分で反応が起こったときに発生する粒子数が分かれば良く、したがって各層ごとに全体としてどの程度の光量があるかが分かれば良いので、チャンネル数を減らすためにも、読み出しは 1 層ごとにまとめて読み出す。すなわち、5 セル分を 1 チャンネルで読み出し、この部分のチャンネル数は 8 チャンネルである。このとき、波長変換

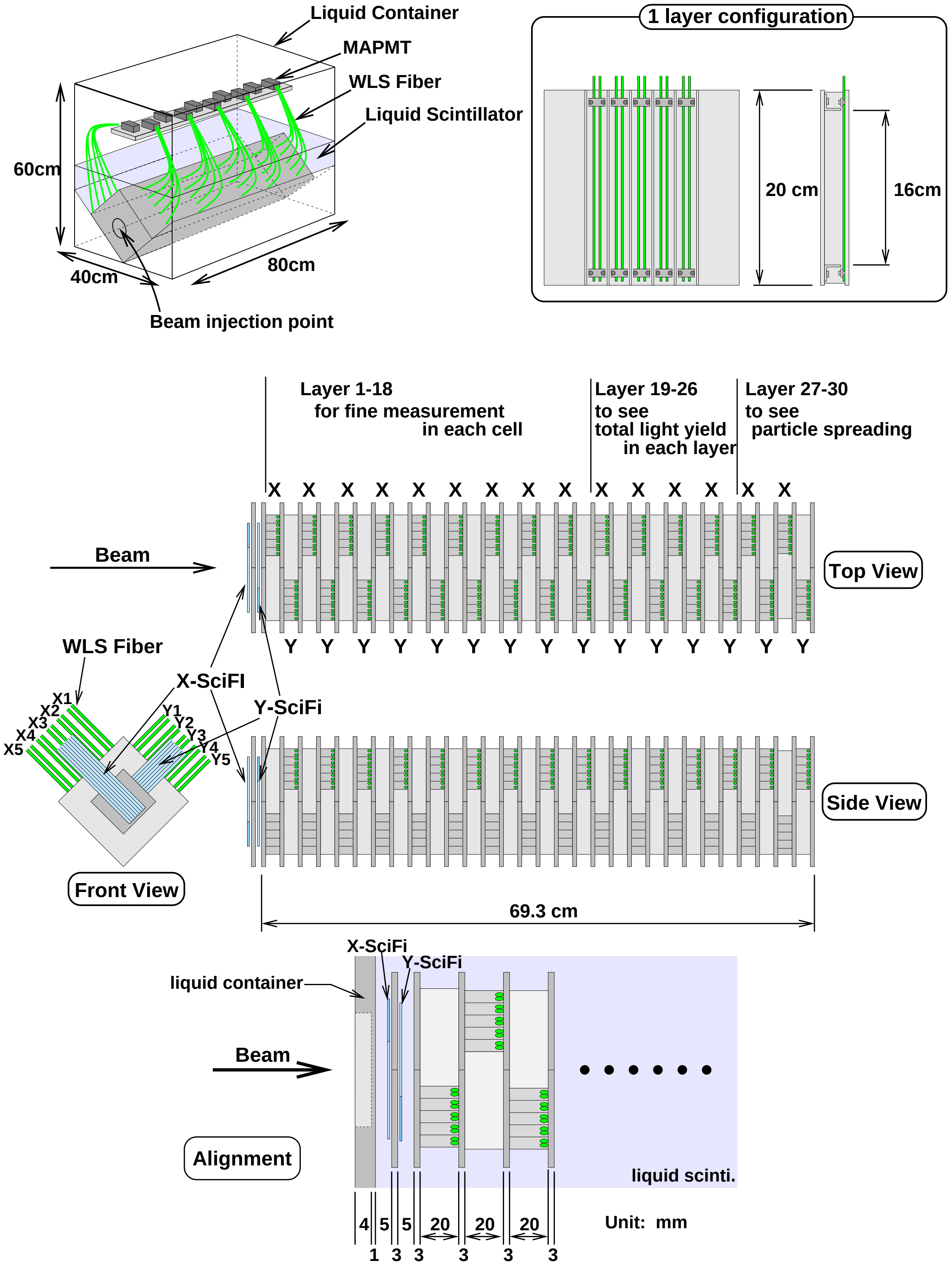

Liquid Container
MAPMT
WLS Fiber
Liquid Scintillator
60cm
40cm
80cm
Beam injection point
1 layer configuration
20 cm
16cm
Layer 1-18
for fine measurement
in each cell
Layer 19-26
to see
total light yield
in each layer
Layer 27-30
to see
particle spreading
X X X X X X X X X X X X X X X
Beam
Top View
Y Y Y Y Y Y Y Y Y Y Y Y Y Y Y
WLS Fiber
X-SciFI
Y-SciFi
X1
X2
X3
X4
X5
Y1
Y2
Y3
Y4
Y5
Side View
Front View
69.3 cm
X-SciFi
Y-SciFi
liquid container
Beam
Alignment
liquid scinti.
Unit: mm
4
5
5
20
20
20
1
3
3
3
3
3

図 7.3: プロトタイプ飛跡検出器の概略図。

ファイバー 10 本を 1 チャンネルに入れなければならず、読み出しには第 4 章 4.2 節で触れた、1 チャンネルのアノード面積の大きい 4CH MAPMT H5900U-00-M04 を 2 本用いた。

最後の 4 層 (X: 2 層、Y: 2 層) は、上流で反応が起こった、または散乱された粒子が、どの程度広がるかを測定する部分で、どのセルにヒットがあったかが分かれば良く、波高分解能よりも検出効率が必要である。したがって、読み出しには、H6568-10 よりゲインの大きい H6568-10MOD を 2 本用いた。この部分のチャンネル数は $5 \times 4 = 20$ チャンネルである。

飛跡検出器の最上流には、粒子の入射位置を測定するための SciFi が、X-Y 方向に付けられている。これらの SciFi は、全体の幅 22.4 mm で 8 分割されており、1 分割の幅は 2.8 mm である。X-SciFi および Y-SciFi は、それぞれその中心がセル X3 および Y3 の中心と一致するように位置しており、SciFi 固定具を使って、飛跡検出器との相対位置が動かないように固定されている。これらは MAPMT H6568-00 2 本を用いて、X 方向、Y 方向それぞれ別々の PMT で読み出される。

この飛跡検出器の総チャンネル数は、飛跡検出器部分 118 チャンネル、SciFi 部分 16 チャンネル、計 134 チャンネルである。

12 本の MAPMT は、液体シンチレータ容器内で、飛跡検出器上方の PMT 固定台の上に置かれ、ファイバーをその光電面に固定する。液体シンチレータ容器の左右側面にはコネクタのパッチパネルが付けられており、MAPMT の出力はを通して読み出される。

すべてを液体シンチレータ容器内に収めた後、液体シンチレータを容器内に注ぎ込み、飛跡検出器の上部が液体シンチレータの中に浸る程度に満たされる。容器は厚さ 5 mm のアルミニウムでできているが、ビームが入射する位置のアルミニウムは、直径 5 cm の円形に、厚さが 1 mm になるように削られている。この円の中心はセル X3 および Y3 の中心と一致するように設計した。また、液体シンチレータ容器内での飛跡検出器の配置は、飛跡検出器ができる限りビーム上流来るように配置した。液体シンチレータ容器のビーム上流側の内壁面と X-SciFi との距離は 5 mm、X-SciFi と Y-SciFi の間には、ビームの通る位置に 5 cm×5 cm の穴の開いた、厚さ 3 mm のアルミニウム板 (SciFi 固定用) があり、Y-SciFi と飛跡検出器最上流のアルミニウム板の間は 5 mm の間隔が空いている。それ以降は、2 cm の層と 3 mm のアルミニウム板が 30 層分続いている。これらの隙間はすべて、液体シンチレータで満たされる。

最後に、容器には蓋をして、外からの光が容器内に入らないように遮光する。

図 7.4 および図 7.5 には、飛跡検出器部分の組み立て完成写真およびプロトタイプ飛跡検出器全体の写真を掲載した。

7.3 実験セットアップ

プロトタイプ飛跡検出器は、第 6 章 図 6.3 に示されるビームライン上の A の位置に置いた。その他のカウンターについて、TOF カウンターの配置は、第 6 章で述べたものと全く同じである。また、FINGER カウンターについては、FINGER0 はビームラインからはずし、FINGER1 および 2 は、図 7.6 に示すように飛跡検出器直前に置き、液体シンチレータ容器の、厚さ 1 mm に削られた直径 5 cm の円の中心と、FINGER カウンターの中心が一致するように配置した。設計では、この円の中心とセル X3 およびセル Y3 の中心が一致するようにしてあるので、こ

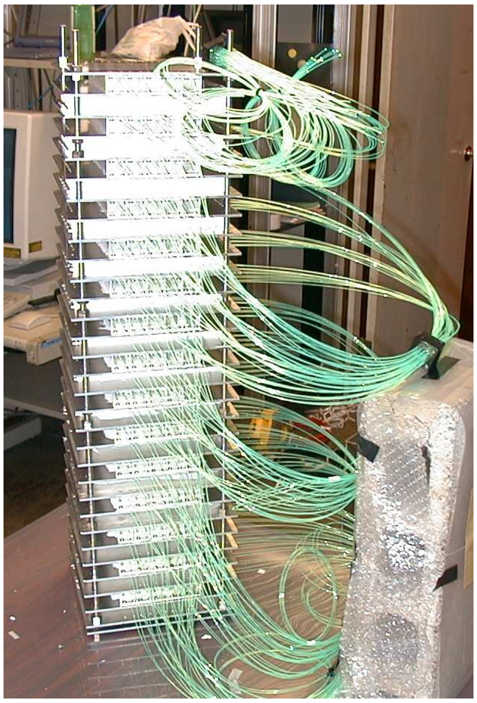


図 7.4: プロトタイプ飛跡検出器の飛跡検出器部分の組み立て完成写真。

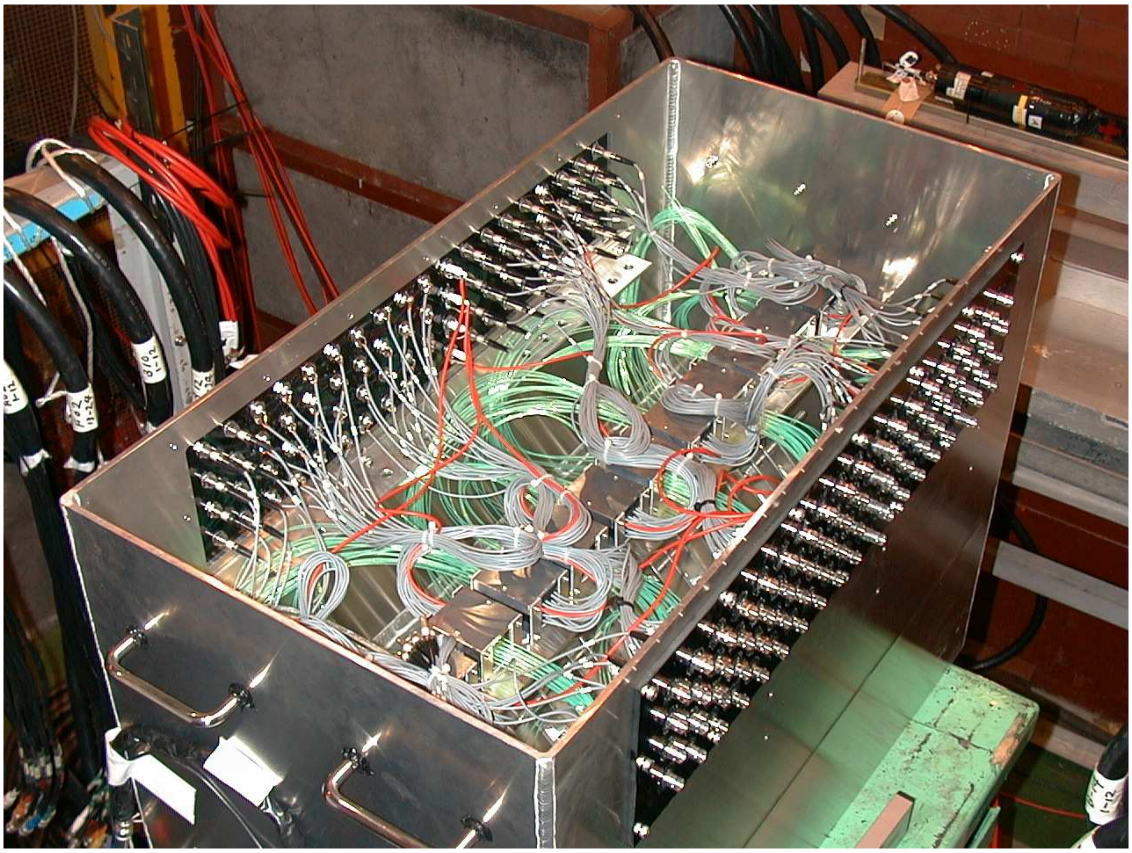


図 7.5: プロトタイプ飛跡検出器全体の写真。

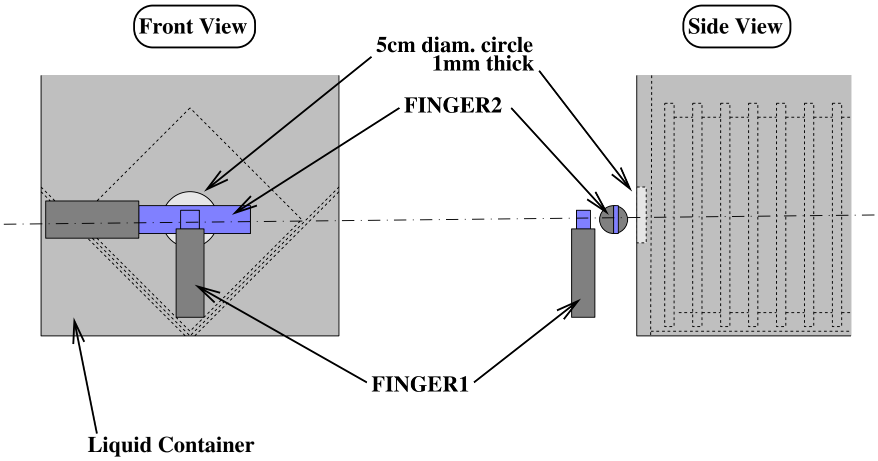


図 7.6: FINGER カウンターの配置図。FINGER1 および 2 の中心が、液体シンチレータ容器の厚さ 1 mm に削られた、直径 5 cm の円の中心と一致するように配置した。

うしておけば、ビームは飛跡検出器の中心に入射することになる[1]。

データ収集系については、第 6 章での測定とほとんど同じである (第 6 章 図 6.4)。データ収集トリガーは TOF1、1.5、2 および FINGER1、2 のコインシデンスで行い、すべてのタイミングは TOF2 が決めるようにした。TOF および FINGER については TDC を取り、SciFi についてはコインシデンス・レジスタでヒットのあったチャンネルを記録した。さらに、飛跡検出器本体の MAPMT からの出力信号については、全 118 チャンネルについて ADC を取った。

7.4 解析

我々は、ビームテストにおいて、いくつかのデータセットを収集したが、その中で、dE/dx による p/π 識別能力の評価に用いたデータは、運動量が 0.4、0.5、0.6、0.7、0.8、1.0、1.2、1.4、1.5、1.6、1.8、2.0 GeV/c の 12 セットである。

7.4.1 TOF による p/π の弁別

第 6 章 6.3 節と同じ要領で、TOF により p と π を弁別した。ただし、今回の場合には、運動量ごとに TOF が変わるため、各運動量で p と π のカットの位置を変える必要がある。図 7.7 にそれぞれの運動量についての、p/π に対する TOF のカットの位置を示した。できる限り多くの事象数を残すために、問題にならない限り、広い領域で p/π それぞれに対するカットを決めた。1.5 GeV/c 以下の運動量では、p のピークと π のピークが完全に分離しているので、問題なく弁別できているが、それより大きい運動量では、ピークが重なり始めている。しかしながら、p の下限のカット位置を π のピークの中心から 3σ 以上離れた位置に、また、π の上限のカット位置を p のピークの中心から 3σ 以上離れた位置に、それぞれ取っているので、p から π

---

[1] ビームがどこに入射しているかは、SciFi を用いて調べることができるので、FINGER カウンターの配置はそれほど精密に行う必要はない。

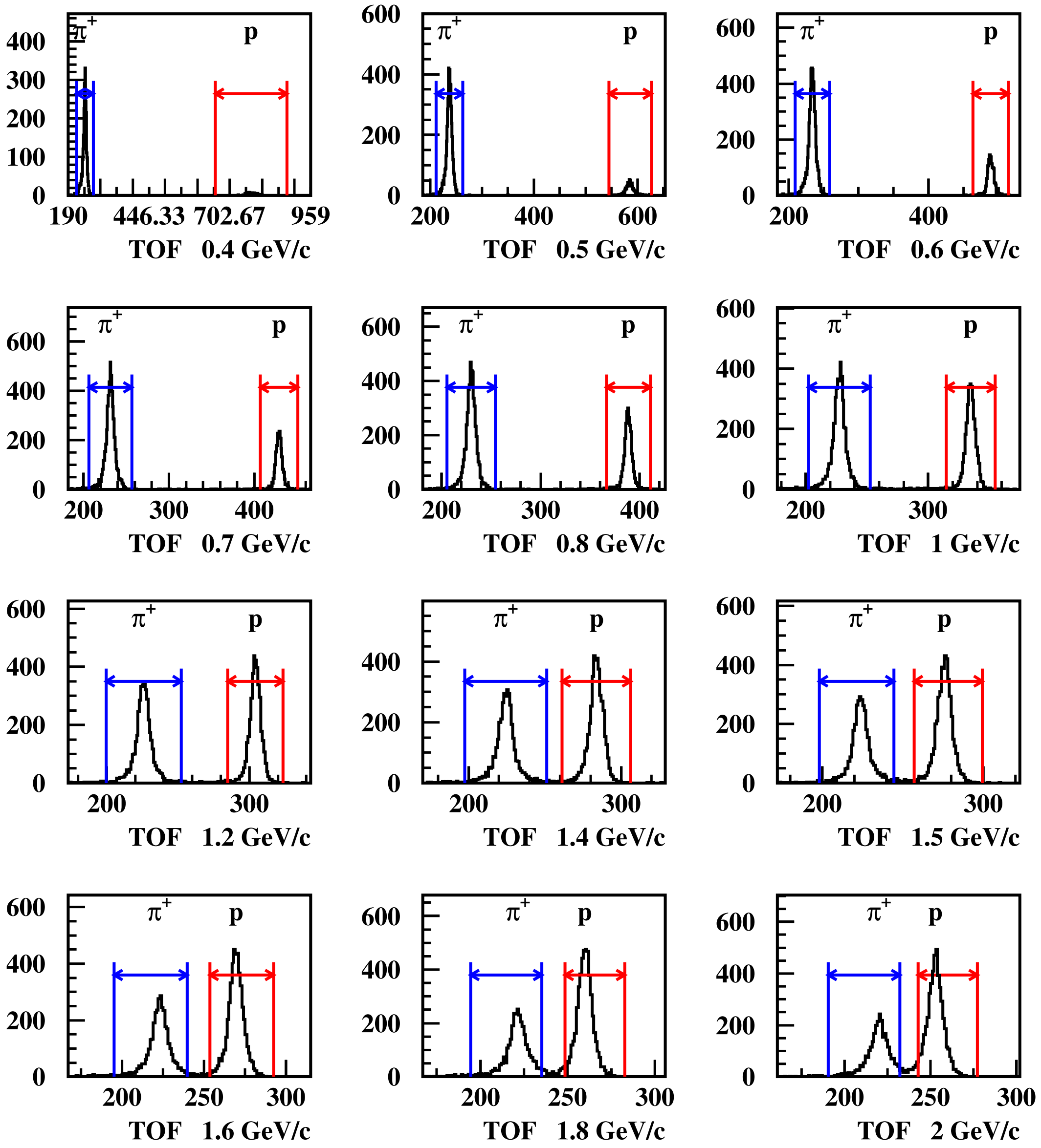


図 7.7: TOF による p/π 識別のカット。横軸は TDC カウントである。p/π のそれぞれのピークについて、矢印で示される領域でカットをかけた。1.5 GeV/c より大きい運動量のデータについては、p/π の 2 つのピークが完全に分離していないが、それぞれのピークの中心から 3σ 以上離れた位置でカットをしているので、互いへの混入は無視して良いと考えられる。

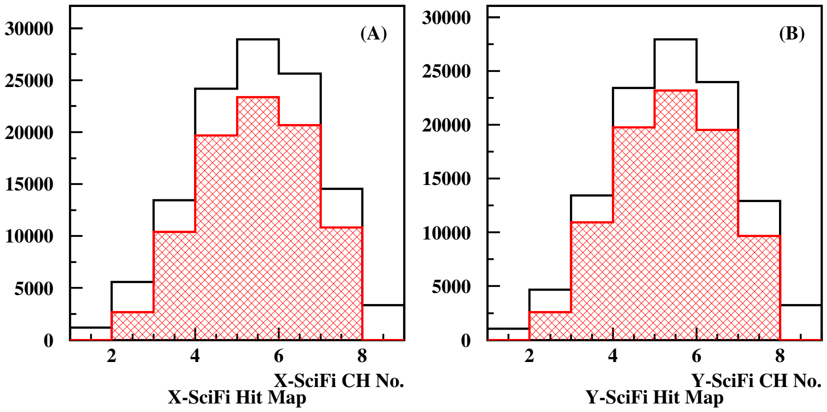


図 7.8: SciFi のヒットマップ。(A) および (B) は X-および Y-SciFi のヒットマップである。ビームライン上の FINGER カウンターの配置通り、ビームの中心がほぼ SciFi の中心になっている。ハッチのかかったヒストグラムは、本文中に述べた SciFi のカットをかけたときのヒットマップである。

へ、また π から p への混入は無視できると考えられる。それについては、のちほどそれが問題になるところで触れる。

7.4.2 SciFi によるビーム入射位置のカット

ビームがセル X3 および Y3 に入射するように、SciFi を用いてカットをかけた。図 7.8 には、X-および Y-SciFi のヒットマップを示した。ビームライン上での FINGER カウンターの配置通り、ビーム中心は SciFi のほぼ中心に来ており、したがって、セル X3 および Y3 の中心とビーム中心がほぼ一致していることが確認できた。

粒子がセル X3 および Y3 の中に入射することを要求するため、我々は SciFi を用い、以下のカットをかけた。

- X-および Y-SciFi のヒット数はそれぞれ 1 または 2 である。
- SciFi のヒット数が 2 である場合には、それらのヒットが隣り同士の SciFi のブロックである。
- SciFi の両端を除く位置 (SciFi の中心から ±7 mm 以内) に SciFi のヒットがある。

図 7.8 のハッチのかかったヒストグラムは、これらのカットをかけた後の SciFi のヒットマップである。

7.4.3 ゲイン補正

ADC 値を光電子数に変換するためには、各 MAPMT チャンネルのゲインを知っておく必要がある。我々はビームテストに先立って、テストベンチで MAPMT の全チャンネルについてのゲインを測定し、ゲインテーブルを作成した。それを用いて、ビームテストで得られたデー

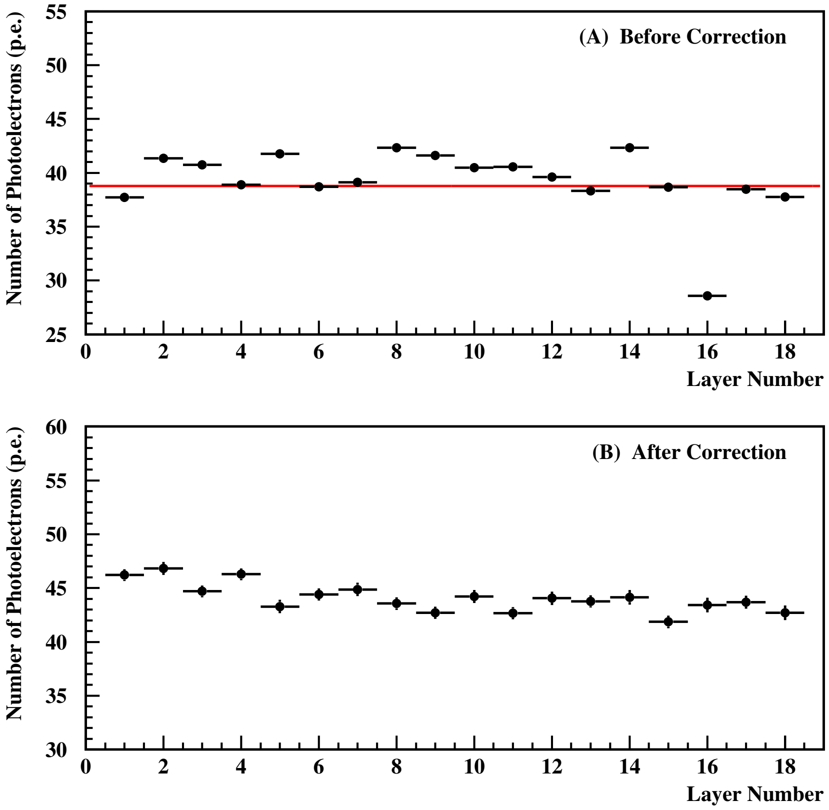


図7.9: ADC値を光電子数に変換した後のビームによるキャリブレーション。横軸は層番号である。(A): ビームテストでのキャリブレーション用データのADC値を光電子数に変換した後の光電子数分布の平均値である。また、実線は光電子数の全層についての平均値である。(B): 本解析に用いるデータセットのうち、1.5 GeV/cのデータついて、(A)で得られたキャリブレーション係数をかけた後での光電子数分布。

タの ADC 値を光電子数に変換した。さらに、ビームテストでは、実際に解析に用いるデータの他に、キャリブレーション用のデータも収集した。dE/dx による p/π 識別能力の評価では、層 L1–L18 までのセル X3 と Y3 の ADC 情報を用いて解析を行うので、これらのチャンネルについて、キャリブレーション用データを用い、補正後の光電子数がチャンネル間でそろっているかどうかを確認した。ここで用いたキャリブレーション用データは、運動量 1.5 GeV/c である。途中で反応が起こっているような事象を除くため、これら以外のセルにヒットがなく、かつ、ビーム最下流の層 L30 まで突き抜けている事象のみを取るカットをかけ、残った事象について、ADC 値をゲインテーブルを用い光電子数に変換し、各層ごとに光電子数分布を出した。図 7.9(A) には、キャリブレーション用データについて、各層での光電子数分布の平均値を示した。横軸は層番号、縦軸は光電子数分布の平均値である。ゲインテーブルによる補正により、おおまかな光電子数はそろっているが、層 L16 のように大きくずれているものもあるので、このキャリブレーション用データを用いて、全層についての平均値 (図の実線) を取り、各チャンネルの光電子数がその値に合うように補正し直した。

この補正により、ゲインがそろったかどうかを本解析に用いるデータセットを用いて確認した。本解析に用いる 12 個のデータセットのうち、キャリブレーション用データと同じ運動量の 1.5 GeV/c のデータについて、得られたキャリブレーション係数をかけた後の光電子数分布の平均値を示したのが、図 7.9(B) である。これにより、チャンネル間での光電子数の違いをほぼ補正できた。

なお、(A) と (B) で光電子数が変化しているが、これは、(A) と (B) の測定間には、約 3 日の時間差があったため、液体シンチレータの発光量が変化したためと考えられる。しかしながら、本解析で用いる上記の 12 セットのデータは、約 1 時間のうちに取られたデータであり、このような光量変化は無視できると考えられる。

7.4.4 1 層目についての p/π の光電子数分布

p/π を dE/dx により識別する能力を評価するための最初の段階として、まず、飛跡検出器の 1 層目 L1 のみについての p/π それぞれの光電子数分布を評価した。

ここから先の解析では、できるだけ dE/dx のみによってエネルギーを失う事象のみを抽出し、反応によって粒子が静止する、また、そこで生成された粒子によって、そのセルに大きなエネルギー損失があるような事象を取り除くため、真ん中のセル (X3 または Y3) 以外にはヒットがない、という条件をかけた。具体的には、π の MIP でのピークの光電子数は約 40 p.e. であるので、それより十分に小さい 5 p.e. 以上の光電子数がセル X3 または Y3 以外にあった場合には、それをヒットと見なし、その事象を排除する。

我々が収集した 12 セットの運動量値について、それぞれの光電子数分布を、p と π を分けてヒストグラムにしたものを図 7.10 に示した。光電子数の大きい側に分布しているのが p、小さい側に分布しているのが π である。 この分布の重なり具合いが p/π の粒子識別能力を決める。そこで、横軸に運動量を取り、縦軸にこれらの分布の平均値を取ったプロットを図 7.11 に示した。重要なのは分布の幅であり、したがって、このプロットの誤差幅はそれぞれの分布の R.M.S. を付けた。白抜きの丸に線の誤差幅が付いているのが p、塗り潰した丸にボックスの誤差幅が付いているのが π についてのプロットである。0.7 GeV/c よりも低い運動量では、p/π の分布はある程度分かれているが、1 GeV/c 以上の領域では、それらはほとんど重なっている。

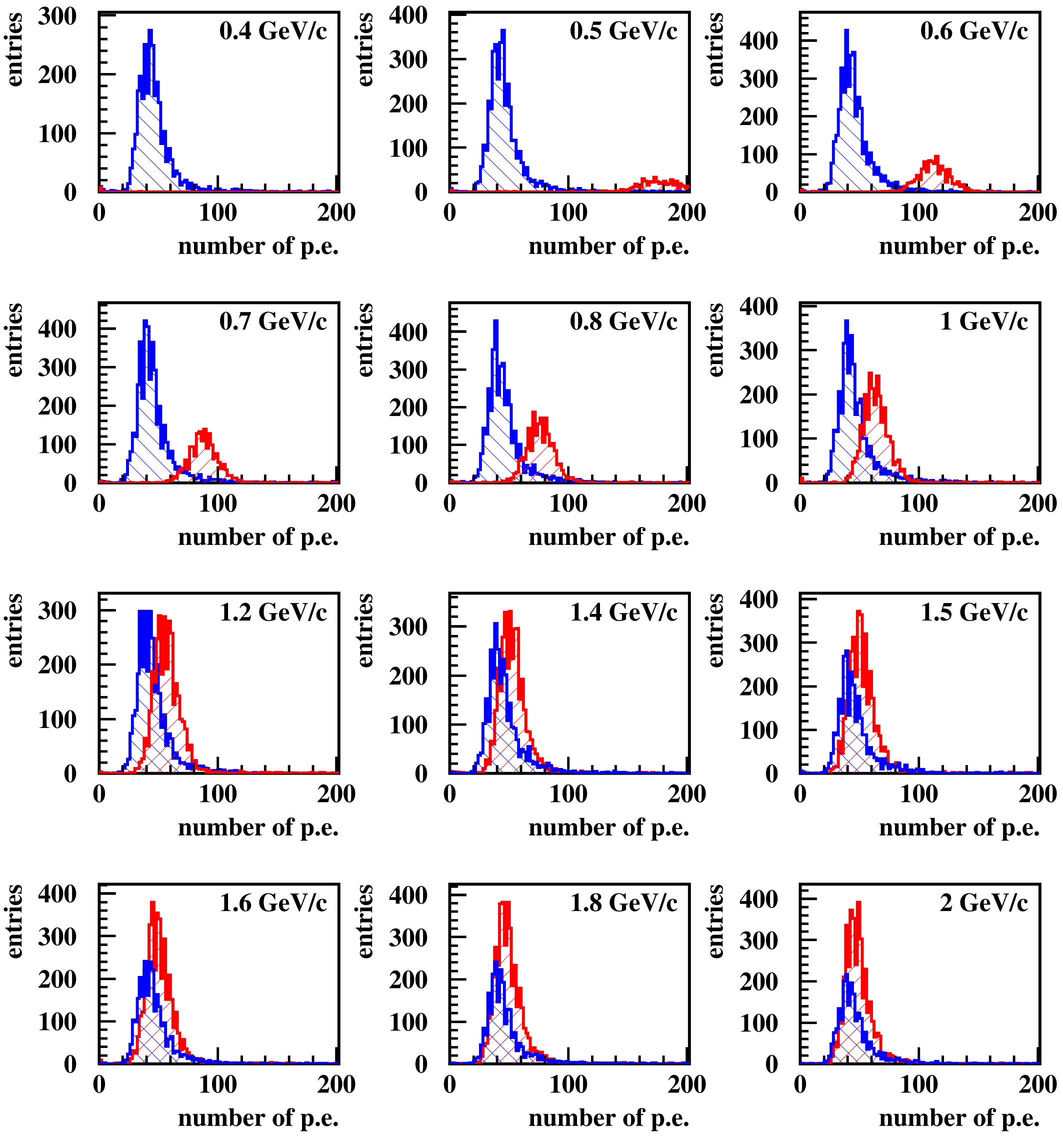


図 7.10: 1 層目についての p/π それぞれの光電子数分布。横軸は光電子数であり、1 つの図中に p/π の両方がプロットされており、光電子数の大きい側に分布しているのが p、小さい側に分布しているのが π である。ここに示されている 12 個のプロットは、我々が収集した 12 の運動量値のデータに対応し、各プロット内に書かれている数値がそれぞれの運動量である。

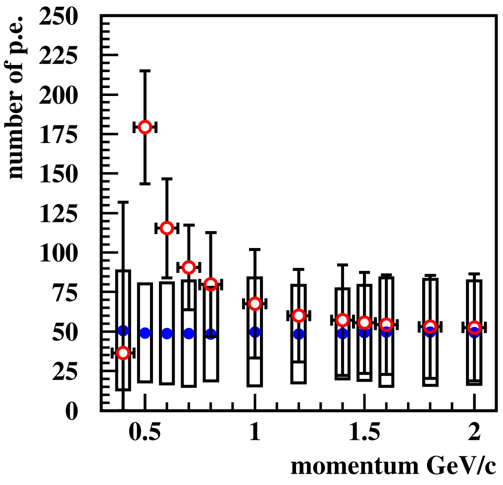


図 7.11: p/π に対する入射運動量対光電子数のプロット。白抜きの丸に線の誤差幅が付いているのが p、塗り潰した丸にボックスの誤差幅が付いているのが π である。この中心値は光電子数分布の平均値、また誤差幅は分布の R.M.S. を取ったものである。

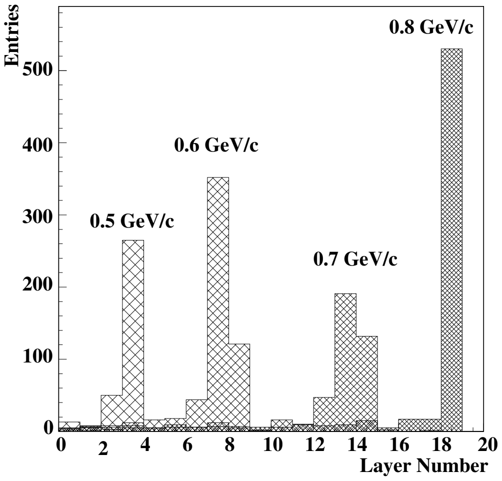


図 7.12: 運動量の小さい p に対する飛程。横軸は層番号であり、何層目までヒットがあったかを表している。1 層 2.3 cm である。

図 7.12 には、運動量が 0.4、0.5、0.6、0.7、0.8 GeV/c の p について、何層目までヒットがあるかをプロットしたものである。この図より、p は、0.4 GeV/c では 1 層目 L1 に入射する前の物質中で止まってしまい、また 0.5 GeV/c でも、そのほとんどが L2 または L3 内で止まっている事象が多い。我々は、次に述べる「サンプリングの方法」により、光電子数分布をより鋭いピークにすることで、p/π の識別を行う。その場合、0.5 GeV/c 以下の p のような飛程の短い事象は、サンプリングの方法を用いることはできず、例えば、静止直前の数層分のエネルギー損失の勾配が p と π で異なる振る舞いをするなど、別の識別方法を考えなければならない。本研究では、そのような短い飛跡は考えず、飛程が 5 層以上あるような事象のみについて、p/π の識別を評価する。したがって、以下では p の運動量が 0.6 GeV/c 以上のデータに集中することにする。

7.4.5　サンプリングを行った場合の光電子数分布と p/π の評価

前節の解析により、1 GeV/c 以上の運動量について、1 層のみでの光電子数分布から p/π の識別をするのは難しいと考えられる。本節では、5 層以上に飛跡が伸びている事象について、1 層当たりの平均光電子数を用いることで、どの程度 p/π の識別ができるかを評価する。例えば、n 層の飛跡について 1 層当たりの平均光電子数を取ると、簡単な統計の計算から、その分布の幅は 1 層のみの光電子数分布の幅の $1/\sqrt{n}$ になる。したがって、p/π それぞれについての分布を鋭くすることができ、それらの分布のピークの位置が少ししか違わなくても、2 つのピークを分けることができるようになると期待できる。このような方法をサンプリングと呼ぶ。

5 層以上の長い飛跡があるような事象について、以下のような要領でサンプリングを行った。

1. エネルギー測定用の検出器デザインになっている層 L1–18 までの情報のみを用いる。
2. 検出器中心のセル X3 または Y3 以外にヒットがない事象を選ぶ (前述)。
3. 層 L1 から順に、光電子数 5 p.e. 以上をヒットと見なし、何層目までヒットがあるかを、L18 まで調べる。
4. 粒子の静止直前には、エネルギー損失が大きくなる。そのような挙動を示す層をサンプリングから除外するため、エネルギー損失が大きくなるのは静止直前の 3 層程度であると見積もり、ヒットのある最後の層から 3 層以上上流の層について、1 層当たりの平均光電子数を求める。この場合、L18 まで突き抜けている場合でも、最後の 3 層分を除いた L15 までの平均を取った。

なお、前節でも述べたが、5 層以上の飛程があるようなデータセットは、p については 0.6 GeV/c 以上のデータ、π については全ての運動量のデータに対応する。

図 7.13 には、各運動量ごとにサンプリングを行った後の p/π に対する光電子数分布を示した。図 7.10 と同様、光電子数の大きい側に分布しているのが p、小さい側に分布しているのが π である。また、0.4 および 0.5 GeV/c の p については、飛程が 5 層以上であるという条件を満たすものがないので、図中には示されていない。この図を見ると、1 層のみの光電子数分布に比べ、p/π のピークがともに非常に鋭くなっているのが分かる。

さて、この分布を用いて、各運動量ごとに p/π 識別能力の評価を行う。その評価の仕方はいくつかあるが、我々は、積極的に p を検出しようと考えているので、ここでは、p の検出効率をある値以上に保ったときに、π のうちの何%が p として識別されるかを評価する。p の検出効率をどこに設定するかは、実際に検出器にどの程度のパフォーマンスを要求するかに依存するが、ここでは典型的に 95%の p の検出効率を要求すると仮定する。

図 7.13 に図中に示した縦線と矢印は、それより右側の領域 (光電子数の大きい領域) に p の 95%が含まれていることを意味している。したがって、この線を境に右側が p、左側が π と識別すれば、p の検出効率を 95%に保つことができる。しがしながら、図からも分かるように、p と識別した領域内には、実際には π からの染み込みがある。そこで各運動量ごとに、π 全体のうち何%が p と誤識別されるかを評価した。

図 7.14 には、横軸に運動量、縦軸に誤識別された π の割合を取ったプロットを示した。ここに付いている誤差は統計誤差のみである。図中で、1 GeV/c 以下の領域では、誤識別された π の割合が非常に小さいため、ここにはプロットされていない。実際には、TOF の p/π 弁別が不完全であることによる π サンプル中の p の割合を見積もり、π のヒストグラムから引く必要がある。しかしながら、TOF においてそれが問題になるのは、1.5 GeV/c 以上の運動量であり、その領域の TOF の分布から見積もられる π サンプル中の p の混入割合は、今問題にしている p と誤識別される π の割合に比べ十分に小さいとして良いと考えられる。したがって、ここでは TOF のカットによる π サンプル中への p の混入は無視した。

この図から、p/π ともに運動量が分かっており、それらが同じ運動量の場合について、dE/dx のサンプリングによる方法を用いると、運動量 1.2 GeV/c 以下の領域で、π の誤識別される割合が 3%以下になるが、1.5 GeV/c 以上の運動量では、この方法のみでは p/π の識別を 10%以下の精度で行うのは難しく、他の識別法を考える必要がある。

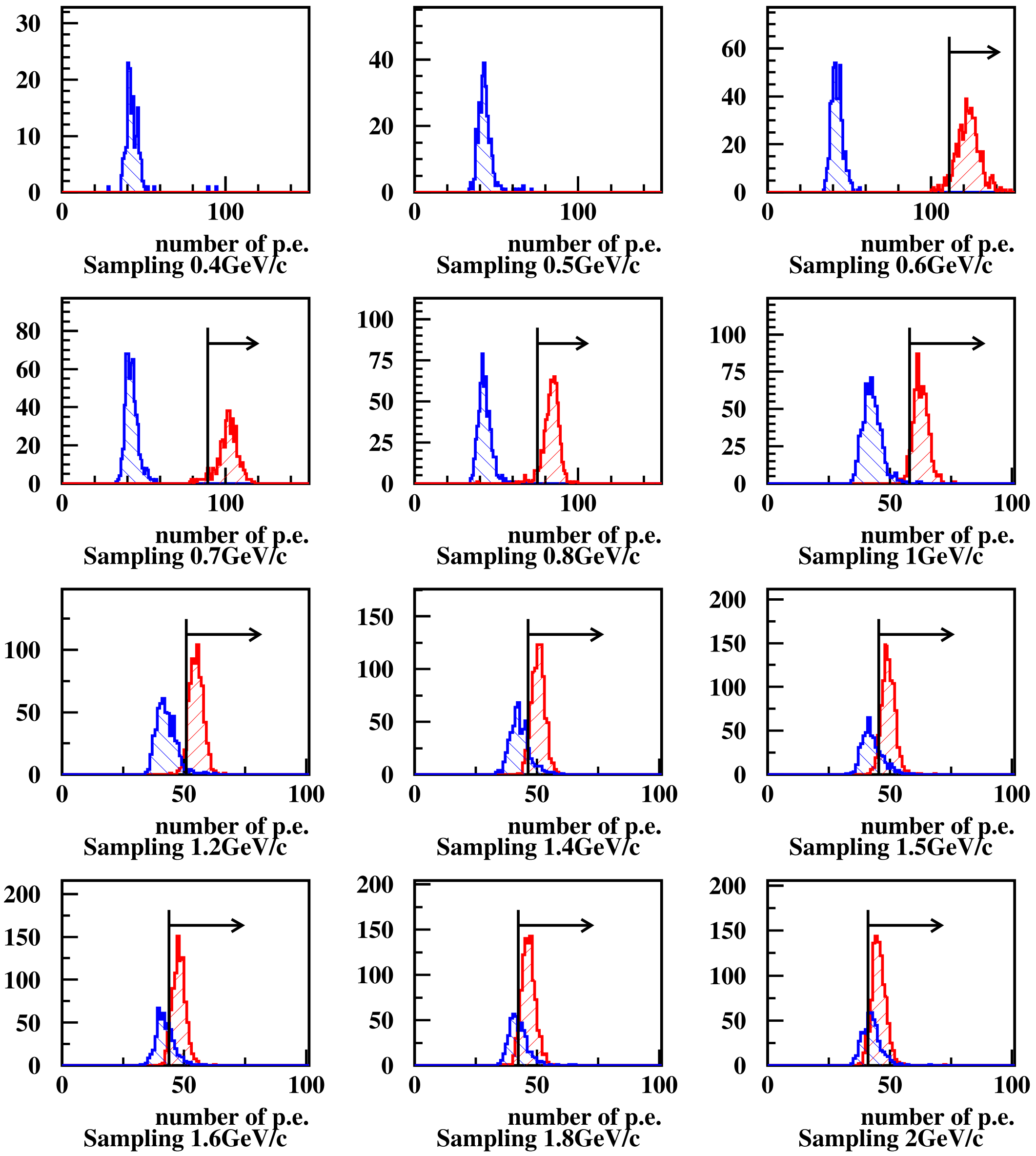


図 7.13: 各運動量についてのサンプリング後の p/π に対する光電子数分布。光電子数の大きい側に分布しているのが p、小さい側に分布しているのが π である。1 層のみの光電子数分布に比べ、それぞれの分布が鋭くなっている。また、図中に示されている縦線と矢印は、p の 95%がこの光電子数より大きい領域に含まれることを意味する。

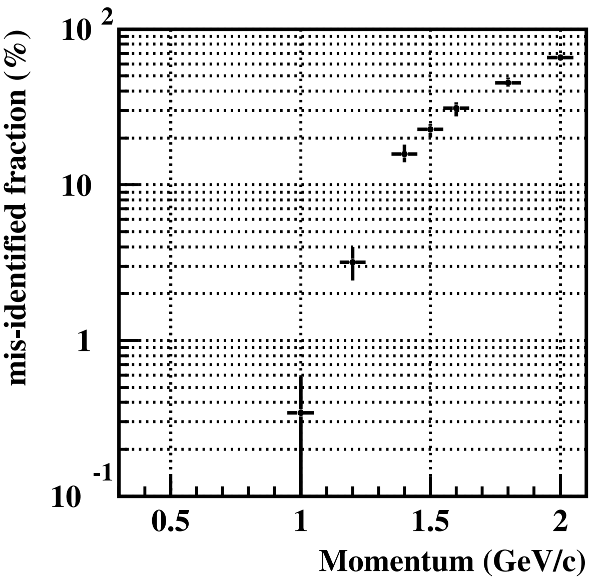


図 7.14: 95%の p の検出効率を要求したときの p と誤識別される π の割合。横軸には運動量、縦軸には π 全体に対する誤識別された π の割合を取った。1 GeV/c より小さい運動量では、誤識別される割合が非常に小さいため、この図中にはプロットされていない。

7.5 考察

今までは、運動量が特定されている場合についての p/π の識別を考えてきた。しかしながら、実際のニュートリノ反応により生成された p または π の運動量は特定されていない。その場合には、飛程等の他の情報により粒子の運動量を知る必要があるが、我々は、それとは別に、実際により近い状況での dE/dx による p/π の識別能力の評価をするため、以下のことを行った。

1. 我々はシミュレーションによって、ニュートリノ反応で生成される p および π の運動量分布を得ている (図 7.2)。また、今回のビームテストで、各運動量ごとの p/π についての dE/dx 分布も得た。そこで、0.4 GeV/c 以上の π についてのサンプリング後の dE/dx 分布を各運動量ごとに、ニュートリノ反応によって生成される π の運動量分布で重みを付けて足し合わせる。これが、実際のニュートリノ反応によって生成された π の dE/dx 分布である。
2. この π の dE/dx 分布と p の各運動量ごとの dE/dx 分布を用いて、p が実際のニュートリノ反応により生成される π と、どの程度の運動量まで識別できるかを調べる。

これにより、π の運動量を特定しない状況で、p をどの運動量まで識別できるか、研究することができる。

図 7.15 は、上記のようにして得た、ニュートリノ反応で生成される 0.4 GeV/c 以上の π が作ると期待されるサンプリング後の dE/dx 分布である。この dE/dx 分布を用いて、各運動量の p について前節と同様の解析を行った。すなわち、各運動量ごとに p の検出効率が 95%以上になるような光電子数を求め、それより大きな光電子数領域に、今求めた π の dE/dx 分布がどの程度染み込むかを見積もることで、ニュートリノ反応から生成された π がどの程度 p と誤識別されるかを評価した。その結果を図 7.16 に示した。このプロットの意味は、図 7.14 と同様である。また、図 7.14 と図 7.16 がほとんど同じ挙動を示すのは、π による dE/dx 分布が、運動量によらず、ほとんど変化しないからである。

さて、この図から、π の運動量ごとに評価したときに比べ、低運動量領域での π の混入割合が、やや大きくなっているが、それでも 1.2 GeV/c より小さな運動量領域では、数%以下の誤

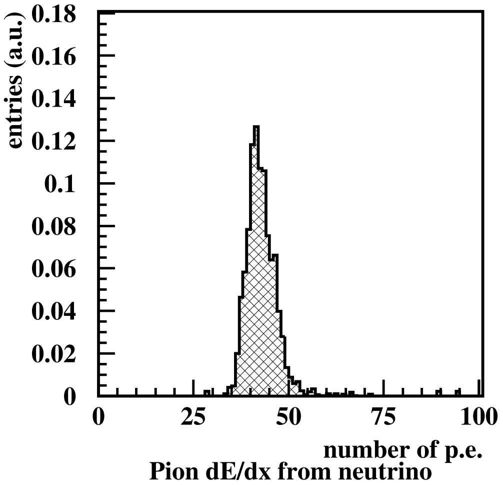


図 7.15: ニュートリノ反応によって生成される π の dE/dx 分布。0.4 GeV/c 以上の π について、ビームテストの結果から得られた各運動量でのサンプリング後の dE/dx 分布を、ニュートリノ反応のシミュレーションから期待される π の運動量分布で重みを付けて足し合わせたものであり、実際のニュートリノ反応によって生じた 0.4 GeV/c 以上の π 全体によるサンプリング後の dE/dx 分布を表す。

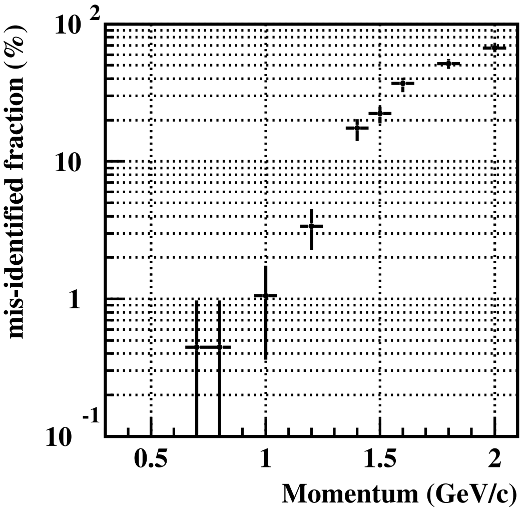


図 7.16: ニュートリノ反応によって生成された π を p と誤識別する割合。図 7.15 の dE/dx 分布を用いて、各運動量ごとの p に対して、ニュートリノ反応で生じた π のうちどの割合で p と誤識別するかを評価した。

識別率に収まっている。また、1.4 GeV/c 以上の p には対しては、π のうちの約半分が p と誤識別され、仮にニュートリノ反応で発生するこの運動量領域での p と π の比が 1 対 1 であるとすると、p と識別したものの中に π が約 1/3 程度含まれることになる。

しかしながら、ニュートリノ反応によって生じる p の運動量は、もとのニュートリノのエネルギーと図 7.17 に示されるような相関を持っており、$E_\nu < 1$ GeV のニュートリノから生成される p の運動量は 1.2 GeV/c 以下である。最近の Super-Kamiokande の大気ニュートリノ観測の結果から期待されるニュートリノ振動に最も感度の高いエネルギー領域は 600–700 MeV であり、我々はその領域の E_ν スペクトルを、前置検出器にて最も精度良くを測定しなければならないが、そのエネルギーのニュートリノの反応から生じる p の運動量はほとんど 1GeV/c 以下であり、上述の考察から、1 GeV 以下のニュートリノスペクトル測定については、π を p と誤識別する事象はほとんどないと考えられる。ただし、p の飛程が短いために dE/dx サンプリングの方法が使えない 0.6 GeV/c 以下の運動量領域については、別の方法を考えなければならない。

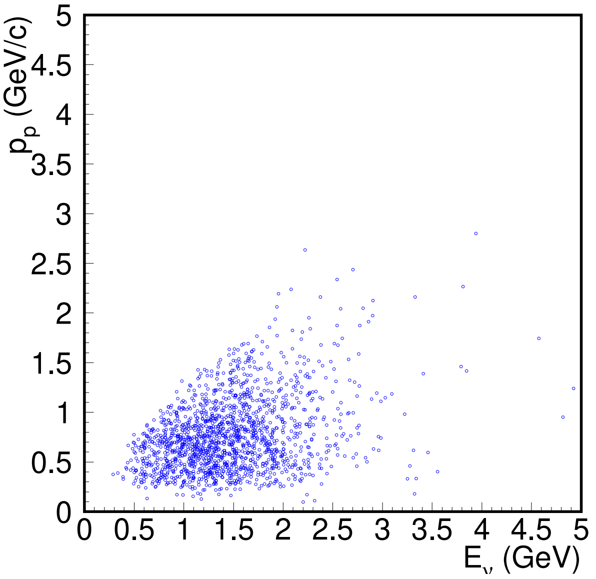


図 7.17: 親のニュートリノエネルギーと反応によって生じた p の運動量の相関。横軸が親のニュートリノエネルギー E_ν、縦軸がニュートリノ反応によって生じた p の運動量 p_p である。$E_\nu < 1$ GeV のニュートリノから発生する p の運動量は 1.2 GeV/c 以下である。

7.6 結論

我々は液体シンチレータ飛跡検出器のプロトタイプ飛跡検出器を設計・製作し、そのビームテストを行った。本研究においては、その測定データを用い、飛跡検出器の dE/dx による p/π 粒子識別能力の評価を行った。1 層分のみの光電子数分布から、p/π を識別するのはほぼ不可能であるが、5 層以上の飛程を持つ飛跡に対し、サンプリングの方法による 1 層当たりの平均光電子数を用いることで、1.2 GeV/c 以下の運動量については数%の精度で p/π の識別ができることが分かった。

また、ニュートリノ反応のシミュレーション結果を用いて、実際のニュートリノ反応から生成される π が作る dE/dx 分布を予測し、π の運動量を特定しない場合の p/π の粒子識別能力も評価したが、やはり、1.2 GeV/c 以下の運動量を持つ p に対して、π が混入する割合は 3–4%以下であることが分かった。

1 GeV 以下のエネルギーを持つニュートリノの反応からは、ちょうどこの 1.2 GeV/c 以下の p しか生成されず、したがって、最近の Super-Kamiokande の観測結果が示唆する、ニュートリノ振動に最も感度の良い領域の E_ν スペクトル測定には、π を p と誤識別することによるバックグラウンドはほとんどないと考えられる。しかしながら、サンプリングの方法は、基本的に長い飛程を持つ飛跡に対してしか用いることができないため、0.6 GeV/c 以下の運動量を持つ p を π と区別する方法は、別途考えなければならない。

しかしながら、我々は、今回のビームテストにおいて、液体シンチレータの発光を各セルから波長変換ファイバーで読み出し、各セル内でのエネルギー損失を測定するという方法を確立し、セルを真っ直ぐに突き抜けるという理想的な状況ではあるが、そのエネルギー損失測定から p/π の識別を行うことができることを確認できた。したがって、ここで得た基本的なデータをもとに、さらに研究を進め、検出器開発の次の段階へと進むことができる。

第8章　結論

我々は K2K 長基線ニュートリノ振動実験における前置検出器のアップグレードとして、2000 年 4 月より、液体シンチレータ飛跡検出器を開発している。その目的は、前置検出器において、ニュートリノビームの性質をより精度良く測定し、また、ニュートリノ反応についてより詳細に研究することで、我々が検出しようとする反応のバックグラウンドを正しく評価することである。

本研究においては、まず検出器開発の最初の段階として、光検出器の選択をし、候補となった 4 種類の MAPMT について、その性能を評価した。具体的には、ゲイン、波高分解能、リニアリティ、クロストークについての研究を行い、我々の要求に最も適するのは、16CH MAPMT H6568-10 であることを見い出した。H6568-10 をゲイン 10^6 の設定で用いれば、30 p.e. で 10%の波高分解能を得ることができ、パルスリニアリティは約 200 p.e. までであること、また、クロストークもピクセルの中心から ±1.8 mm 以内であれば 5%以下に押さえられることが分かった。しかしながら、MAPMT はチャンネル間のゲインの違いが約 30%程度あり、実際に使用する場合には、各チャンネルごとにゲインを調べる必要があることも分かった。

また、液体シンチレータを波長変換ファイバーで読み出す場合、実際に読み出される光量を大まかに見積もるため、小型のプロトタイプ検出器を製作し、宇宙線 μ 粒子により、光量測定を行った。そこでは、ファイバーの本数、セルの大きさを適当に調節することにより、この読み出し方法で、飛跡検出器を用いたエネルギー測定のための十分な光量が得られることが分かった。

我々は以上の結果を踏まえ、検出器開発の次の段階として、液体シンチレータ・波長変換ファイバー読み出しでの基本特性を測定するための検出器 2 つと、飛跡検出器としての性能を評価するためのプロトタイプ飛跡検出器を設計・製作し、KEK-PS T1 ビームラインにおいて、それらを用いたビームテストを行った。

液体シンチレータ・波長変換ファイバー読み出しの基本的な特性として、2 cm 角のセルからファイバー 2 本を用いて読み出した場合には、p/π のそれぞれに対して 46.9±3.0、33.1±2.1 p.e の光量が得られること、p/π に対する単位飛跡長当たりの光量は 2.29±0.09、1.62±0.06 p.e./mm であること、波長変換ファイバーと粒子飛跡の距離により光量に変化が生じ、それが $-0.79\pm0.05\%/\mathrm{mm}$ であることが分かった。

また、液体シンチレータの特性としては、窒素バブリングにより酸素クエンチングを取り除くことで、$10.1 \pm 1.7\%$ の光量回復が見られること、および、ミネラルオイル・ベースの液体シンチレータ BC-517L に比べ、リニアアルキルベンゼン・ベースの液体シンチレータ EJ-399-04 の方が光量が約 1.4 倍大きいことも分かった。

波長変換ファイバー読み出しの特性として、我々が今回のテストで主に用いた Y11(200)M の光の減衰長は 304.03±0.62±1.9 cm であること、また、S 型・Non-S 型ファイバーの減衰長の比較として、S 型の Y11(350)MS では 247.93±1.23±7.0 cm、Non-S 型の Y11(350)M では 283.68±1.41±5.6 cm であり、Non-S 型の方が S 型に比べ約 15%減衰長が長いことが分かった。

さらに、波長変換ファイバーを両端から読み出し、その読み出し時間の差により粒子が入射したファイバー方向の位置を知ることができることが分かり、その位置分解能は 17.7 cm であった。また、ファイバー中の光の速度を算出した結果、6.3 nsec/m であった。

最後に、プロトタイプ飛跡検出器を用いて、dE/dx の違いによる p/π 粒子識別能力の評価を行った。その結果、1 層のみでは p/π 識別はほぼ不可能であるが、サンプリングの方法を用いることにより、0.6–1.2 GeV/c において、p の検出効率を 95%に保ったとき、π を p と誤識別する確率は約 3%程度、またはそれ以下にできることが分かった。さらに、実際の K2K 実験でのニュートリノの反応により生成される π の dE/dx 分布を求め、その分布を用いて、π の運動量を特定しない場合において、95%以上の p の検出効率を要求したときにも、p の運動量が 0.6–1.2 GeV/c の領域で、π を p に誤識別する確率は 3–4%程度であることも分かった。また、これらの評価ができたことから、我々は、液体シンチレータ・波長変換ファイバー読み出しという特殊な方法で、エネルギー測定が可能であることを確認できた。

我々は、本研究の 1 年間の検出器開発によって、液体シンチレータを波長変換ファイバーで読み出す方法についての基本的な特性を理解し、この方法でエネルギー測定が可能であり、エネルギー損失による p/π の粒子識別もできることを証明した。本研究により、液体シンチレータ飛跡検出器のデザインの大きな流れを作り、また検出器開発の次の段階への指針を示したと言える。

第9章　今後の課題と予定

9.1　今後の課題

本研究では、液体シンチレータ・波長変換ファイバー読み出しについての基本的な特性、および飛跡検出器として、真っ直ぐに粒子が突き抜けるという理想的な状況下での、サンプリングによる p/π の粒子識別の評価を行った。しかしながら、液体シンチレータ飛跡検出器に要求される性能のうちの一部しか、評価がなされていない。

今回のビームテストで得られたデータを用いて行わなければならない課題は以下の通りである。

1. 飛跡検出効率の評価
2. 飛程による μ/π の識別の可能性の評価
3. ハドロン反応の検出

本研究で評価した結果および、上記の課題の評価の結果をモンテカルロシミュレーションにより再現し、電磁シャワーとその発生点を決定できるか、ニュートリノ反応により多粒子が生成され場合、それらを区別して検出できるか、などの評価をする必要がある。また、本論文中では触れなかったが、我々はニュートリノの標的として、液体シンチレータ自身を用いる。実際に標的となるのは炭素原子核である。しかしながら、Super-Kamiokandeでは、ニュートリノ標的は水であり、実際に標的となるのは酸素原子核である。このように標的が違うと、原子核効果による反応断面積に違いが出てくる。炭素と酸素では、その核子数がほとんど同じであり、したがって、原子核効果もほとんど変わらないだろうとされているが、やはり確認する必要がある。それにはどのような方法で確認するのが良いかを考えなければならない。最後に、これらの研究の結果から、実際の検出器デザインをより詳細に詰める必要がある。

9.2　今後の予定

今後、我々は、今回行ったビームテストの解析を進めるとともに、今年5月に長さ4 m、幅50 cm程度のテスト検出器をK2K実験の前置検出器がある実験ホールに導入し、長期安定性のテストを行う。このテストでは、液体シンチレータによるファイバーへのダメージ、液体シンチレータの発光量の経年変化等を調べる。データ収集もK2K実験のスピルトリガーを用いて行う。また、今回のビームテストで用いたファイバーの減衰長測定用の検出器Bを用い、宇宙線によるテストも平行して行う。

検出器本体の他に、PMT読み出し用のエレクトロニクスの開発も、今年から始め、MAPMT

の改良についても、浜松ホトニクス社と協力して進める予定である。

最終的には、2003 年の夏に、液体シンチレータ飛跡検出器を K2K 実験に導入を目指して、開発を進める。さらに、K2K 実験において、そのパフォーマンスの良さが確認されれば、将来計画である JHF ニュートリノ実験の前置検出器の候補として、さらに研究・改良が進められることになる。

謝辞

本修士論文をまとめるに当たって、多くの方々の力をお借り致しました。ここに感謝の意を表します。

まず、本研究において最初から最後まで熱心に指導して頂き、ときには夜遅くまで付き合って頂きまして、また、ビームテストの時には、面倒な120チャンネルの半田付けまでやってくださった指導教官の西川公一郎教授に感謝致します。次から半田付けは自分でやります。また、中家 剛助手には、私がいろいろなことを聞くたびに、多くの助言を頂き、ビームテストの時にはほとんど寝ずに付き合って頂きました。おかげで、私もなかなか寝ることができませんでした。誠にありがとうございました。高エネルギー加速器研究機構の小林 隆助手には、いつも相談にのって頂き、また、多くの仕事を押し付けてしまって、大変申し訳なく思っています。私にとってはいつものことだと思って、許してやってください。本当にありがとうございました。多くの実験と雑用を手伝ってくれた前坂比呂和君には感謝します。最後の5歩くらいの詰めの甘さには驚かされました。あと、今度からは集中力が切れかけたら、すぐに知らせてください。

ビームテストの際にお世話になった高エネルギー加速器研究機構の皆様方、私どもの発注に対し、迅速な対応をして頂いたスズノ技研株式会社の皆様方、お忙しい中、私の質問に丁寧に御答え下さった吉沢さんをはじめとする浜松ホトニクス株式会社の皆様方、ビームテストに間に合うように液体シンチレータを納品して頂いた株式会社アペイス・サイエンスの西村さん、K2K実験等、様々なことを教えてくださったE362グループの皆様方、貴重な意見を頂いた京都大学高エネルギー物理学研究室の皆様方に感謝致します。

最後に、絶えず私の研究を支えてくださった両親と家族の皆様に感謝致します。

2001年2月 加藤 一成。

略称と表記法

略称

略称	正式名称
1kt	1 kiloton Water Cherenkov Detector
ADC	Analog to Digital Converter
CCqe	Charged Current Quasi-elastic Scattering
ELR	CAMAC Event LAM Register
FD	Front Detectors
FGD	Fine-Grained Detector
IIT	Image Intensifier Tube
MAPMT	Multianode Photomultiplier tube
MIP	Minimum Ionizing Particles
MRD	Muon Range Detector
MUMON	Muon Monitor
LG	Lead Glass Calorimeter
NC	Neutral Current Scattering
p.e.	Photoelectrons
PMT	Photomultiplier Tube
PIMON	Pion Monitor
RMUX	CAMAC Relay Multiplexer
SciFi	Scintillating Fiber Tracker
TGC	Trigger Counters
TOF	Time of Flight

表記法

$\nu_e(\bar{\nu}_e)$	electron-neutrino (anti-electron-neutrino)
$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$	μ-neutrino (anti-μ-neutrino)
$\nu_\tau(\bar{\nu}_\tau)$	τ-neutrino (anti-τ-neutrino)
ν_s	sterile neutrinos

参考文献

[1] J. Mnich for the LEP Collaborations and the LEP Electroweak Working Group. Test of the Standard Model. Preprint CERN-EP/99-143, October 1999. As reported at the International Europhysics Conference, Tempere, Finland, (July 1999).

[2] M. V. Lobashev, *et al.*. Direct search for mass of neutrino and anomaly in the tritium beta-spectrum. *Phys. Lett.*, Vol. B460, pp. 227–235, 1999.

[3] K. Assamagan, *et al.*. Upper limit of the muon-neutrino mass and charged-pion mass from momontum analysis of a surface muon beam. *Phys. Rev.*, Vol. D53, No. 11, pp. 6065–6077.

[4] R. Barate, *et al.*. An upper limit on the τ neutrino mass from three- and five-prong tau decays. *Eur. Phys. J.*, Vol. C2, pp. 395–406, 1998.

[5] T. Kajita, *et al.*, for the Super-Kamiokande and Kamiokande Collaborations. Atmospheric neutrino results from Super Kamiokande and Kamiokande – Evidence for ν_μ oscillations –. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, Vol. 77, pp. 123–132, 1999. As reported at the 18th International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino '98), Takayama, Japan, (June 1998).

[6] S. Sakata Z. Maki, M. Nakagawa. Remarks on the Unified Model of Elementary Particles. *Prog. Theor. Phys.*, Vol. 28, pp. 870–880, 1962.

[7] L. Wolfenstein. Different vaieties of massive Dirac neutrinos. *Nucl. Phys.*, Vol. B186, p. 147, 1981.

[8] A. Geiser. Pseudo-Dirac neutrinos as a potential complete solution to the neutrino oscillation puzzle. *Phys. Lett.*, Vol. B444, pp. 358–366, 1998.

[9] T. Toshito for the Super-Kamiokande Collaboration. Atmospheric neutrino results from Super-Kamiokande. As reported at XXXth International Conference on High Energy Physics, 27 Jul. – 2 Aug., 2000.

[10] Y. Fukuda, *et al.*, for the Kamiokande Collaboration. Atmospheric ν_μ/ν_e Ratio in the Multi-GeV Energy Range. *Phys. Lett.*, Vol. B335, pp. 237–245, 1994.

[11] R. Becker-Szendy, *et al.*, for the IMB Collaboration. Electron- and muon-neutrino content of the atmospheric flux. *Phys. Rev.*, Vol. D46, No. 9, pp. 3720–3724, 1992.

[12] G. Pearce for the Soudan 2 Collaboration. Atmospheric Neutrino Results from Soudan 2. As reported at XXXth International Conference on High Energy Physics, 27 Jul. – 2 Aug., 2000.

[13] F. Ronga for the MACRO Collaboration. Atmospheric neutrino results from MACRO. As reported at XXXth International Conference on High Energy Physics, 27 Jul. – 2 Aug., 2000.

[14] K. Daum, *et al.*, for the Fréjus Collaboration. Determination of the atmospheric neutrino spectra with the Fréjus detector. *Z. Phys. C*, 1995. WUB95-03.

[15] M. Aglietta, *et al.*, for the NUSEX Collaboration. Experimental Study of Atmospheric Neutrino Flux in the NUSEX Experiment. *Europhys. Lett.*, Vol. 8, pp. 611–614, 1989.

[16] M. Apollonio, *et al.*, for the CHOOZ Collaboration. Limits on neutrino oscillations from the CHOOZ experiment. *Phys. Lett.*, Vol. B466, pp. 415–430, 1999.

[17] F. Boehm, *et al.*, for the IGEX Collaboration. Results from the Palo Verde Neutrino Oscillation Experiment. e-Print hep-ex/0003022, March 2000. To be published in *Phys. Rev. Lett.* Vol. 84.

[18] B. Achkar, *et al.*. Search for neutrino oscillation at 15, 40 and 95 meters from a neuclear power reactor at Bugey. *Nucl. Phys.*, Vol. B434, pp. 503–532, 1995.

[19] G. S. Vidyakin, *et al.*. Limitations on the characteristics of neutrino oscillations. *JETP Lett.*, Vol. 59, pp. 390–393, 1994.

[20] E. Eskut, *et al.*, for the CHORUS Collaboration. A search for $\nu_\mu \to \nu_\tau$ oscillation. *Phys. Lett.*, Vol. B424, pp. 202–212, 1998.

[21] E. Eskut, *et al.*, for the CHORUS Collaboration. A search for $\nu_\mu \to \nu_\tau$ oscillation using the τ decay modes into a single charged particle. *Phys. Lett.*, Vol. B434, pp. 205–213, 1998.

[22] P. Astier, *et al.*, for the NOMAD Collaboration. A more sensitive search for $\nu_\mu \to \nu_\tau$ oscillations in NOMAD. *Phys. Lett.*, Vol. B453, pp. 169–186, 1999.

[23] K. S. McFarland, *et al.* for the CCFR Collaboration. A Limit on $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \to \nu_\tau(\bar{\nu}_\tau)$ Oscillations from a Precision Measurement of Neutrino-Nucleon Neutral Current Interactions. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 75, pp. 3993–3996, 1995.

[24] D. Naples, *et al.* for the CCFR Collaboration. A high statistics search for $\nu_e(\bar{\nu}_e) \to \nu_\tau(\bar{\nu}_\tau)$ Oscillations. *Phys. Rev.*, Vol. D59, p. 031101, 1999.

[25] A. Romosan, *et al.* for the CCFR Collaboration. A High Statistics Search for $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \to \nu_e(\bar{\nu}_e)$ Oscillations in the Small Mixing Angle Regime. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 78, pp. 2912–2915, 1997.

[26] P. Vilain, *et al.* for the CHARM 2 Collaboration. Search for muon to electron-neutrino oscillations. *Z. Phys.*, Vol. C64, pp. 539–544, 1994.

[27] L. Borodovsky, *et al.*. Search for Muon-Neutrino Oscillation $\nu_\mu \to \nu_e(\bar{\nu}_\mu \to \bar{\nu}_e)$ in a Wide-Band Neutrino Beam. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 68, No. 3, pp. 274–277, 1992.

[28] B. Armbruster, *et al.* for the KARMEN Collaboration. New experimental limits on $\nu_e \to \nu_\tau$ oscillations in 2-ν and 3-ν mixing schemes. *Phys. Rev.*, Vol. 57, No. 6, pp. 3414–3424, 1998.

[29] C. Oehler for the Super-Kamiokande Collaboration. Search for $\bar{\nu}_\mu \to \bar{\nu}_e$. As reported at XXXth International Conference on High Energy Physics, 27 Jul. – 2 Aug., 2000.

[30] C. Athanassopoulos, *et al.* for the LSND Collaboration. Evidence for neutrino oscillations from muon decay at rest. *Phys. Rev.*, Vol. C54, No. 5, pp. 2685–2707, 1996.

[31] C. Athanassopoulos, *et al.* for the LSND Collaboration. Results on $\nu_\mu \to \nu_e$ oscillations from pion decay in flight neutrinos. *Phys. Rev.*, Vol. C58, No. 4, pp. 2489–2511, 1998.

[32] C. Athanassopoulos, *et al.* for the LSND Collaboration. The Liquid Scintillator Neutrino Detector and LAMPF Neutrino Source. *Nucl. Inst. Meth.*, Vol. A388, pp. 149–172, 1997.

[33] R. Imlay for the LSND Collaboration. Results from LSND – Final Oscillation Analysis –. As reported at XXXth International Conference on High Energy Physics, 27 Jul. – 2 Aug., 2000.

[34] 小浜光洋. 長基線ニュートリノ振動実験のための電磁ホーンの研究, 修士論文, 神戸大学大学院自然科学研究科, 1997.

[35] 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.

[36] A. Suzuki, *et al.* for the K2K collaboration. Design, construntion, and operation of SciFi tracking detector for K2K experiment. *Nucl. Inst. Meth.*, Vol. A453, pp. 165–176, 2000.

[37] 梅田智幸. つくば神岡間長基線ニュートリノ振動実験 (E362) のためのトリガーカウンターを用いた電子識別法の研究, 修士論文, 岡山大学大学院理学研究科, 1998.

[38] K2K MRD Group for the K2K collaboration. Muon Range Detector as a K2K Near Detector – Construction and Performance –. Submitted to Nucl. Inst. and Meth. A.

[39] M. Yoshida. *Search for $\nu_\mu \to \nu_e$ oscillation using 250 km long baseline neutrino beam.* PhD thesis, Osaka University, January 2001.

[40] M. Doucet. Tracking Detectors Based on Liquid Scintillator. As reported at OPERA collaboration workshop, 28–29 Oct., 1999.

[41] The MINOS Collaboration. The MINOS Detectors Technical Design Report. NuMI-L-337, October 1998.

[42] Hamamatsu Photonics K.K. Editorial Committee. *Photomultiplier Tubes*. Hamamatsu Photonics K.K., second edition, April 1999.

[43] 岩本敏幸. Kam-LAND 実験における液体シンチレータの発光特性と粒子識別能力の評価, 修士論文, 東北大学大学院理学研究科, 1997.

[44] M. Doucet, *et al.*. A liquid scintillator detector with wavelength-shifting fiber readout. *Nucl. Inst. Meth.*, Vol. A453, pp. 545–552, 2000.

[45] Particle Data Group. Review of Particle Physics. *Eur. Phys. J.*, Vol. C15, No. 1-4, p. 163, 2000.

[46] Particle Data Group. Review of Particle Physics. *Eur. Phys. J.*, Vol. C15, No. 1-4, p. 360, 2000.

[47] Hamamatsu Photonics K.K. Electron Tube Center. *Photomultiplier Tubes and Assemblies –for Scintillation Counting & High Energy Physics–*.

付録 A　ニュートリノ振動の検証実験の現状

今までに行われたニュートリノ振動の検証実験から得られた振動パラメータ ($\sin^2 2\theta, \Delta m^2$) の許容 (または排除) 領域を図 A.1 にまとめてある。また、K2K、MINOS、Kam-LAND 等、現在実験が進行中、または建設中のものについての感度領域も描かれている。大気ニュートリノや加速器・原子炉ニュートリノによるニュートリノ振動の検証では大きな Δm^2 の領域を探索することができる。

本文中では触れなかったが、観測された太陽からのニュートリノの個数が、標準太陽モデル (太陽の燃焼過程を記述するモデル) が予言する個数よりも優位に少ないという「太陽ニュートリノ欠損」も、このニュートリノ振動を用いて説明することができ、その許容 (排除) 領域も合わせて描かれている。

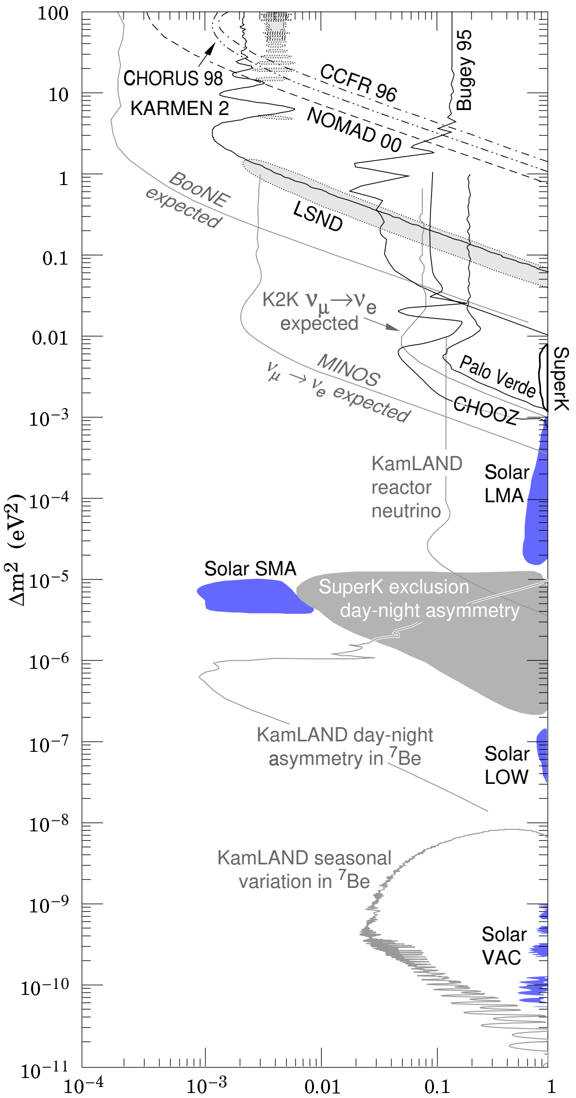


図 A.1: 振動パラメータ許容 (排除) 領域。詳しくは [46] 参照。

付録B　Green Extended PMTを用いたときのp/πに対する光電子数

Green Extended PMTは一般的なPMT(量子効率の高い波長域:350–450 nm)に比べ、より緑色の波長域(約550 nmあたり)まで量子効率が高くなるような仕様で作られている。我々が用いる波長変換ファイバーのピークの発光波長は476 nmであり、Green Extendの技術をMAPMTに応用することができれば、平均光電子数を大きくでき、エネルギー分解能を上げることができることから、非常に魅力的である。

浜松ホトニクス製のPMT R5800GMOD Serial No. XX0290(以下R5800GMOD-XX0290)は、Green Extendの技術を用いて作られたPMTである。我々は、第6章6.5節で述べた測定を、光検出器としてR5800GMOD-XX0290を用いた場合についても行った。

B.1　PMT R5800GMODの量子効率

浜松ホトニクスの方の話では、Green Extended PMTの光電面はBialkaliであるが、その蒸着の仕方を変えることで、緑色よりの量子効率を上げることができるようである。また、さらに光電面に凹凸を付けることで、有効光電面積を大きくし、効率を上げるタイプ(プリズム型)のものもある。

図B.1に種々の入射窓および光電面材質についての量子効率スペクトルを示した[47]。図中のDが一般的なBialkali光電面に対する量子効率スペクトルであるのに対し、FがGreen Extendedの光電面に対する量子効率スペクトルである。420 nmより長波長側で、Fの量子効率がDのそれより大きくなっているのが分かる。

我々の用いたR5800GMOD-XX0290は、Green Extendに加えて、光電面がプリズム型のものである。浜松ホトニクスが測定したR5800GMOD-XX0290の量子効率スペクトルを図B.2に示した。これによると、このPMTの量子効率は非常に高く、我々の興味のある476 nm付近では、約32%もある(普通のPMTでは10%からせいぜい20%である)。MAPMT H6568-10の量子効率の典型的な値として15%と考えると、R5800GMOD-XX0290では約2倍の光電子数が期待できる。

B.2　測定と結果

R5800GMOD-XX0290の測定では、印可電圧値を1.1、1.2、1.3、1.4、1.5 kVに設定し、それぞれについて、第6章6.5節で述べた測定を行った。

印可電圧1500Vで測定したときに得られたADC分布を図B.3に示した。図6.13に比べ、この図ではp/πの分布が、より明確に分かれているのが分かる。

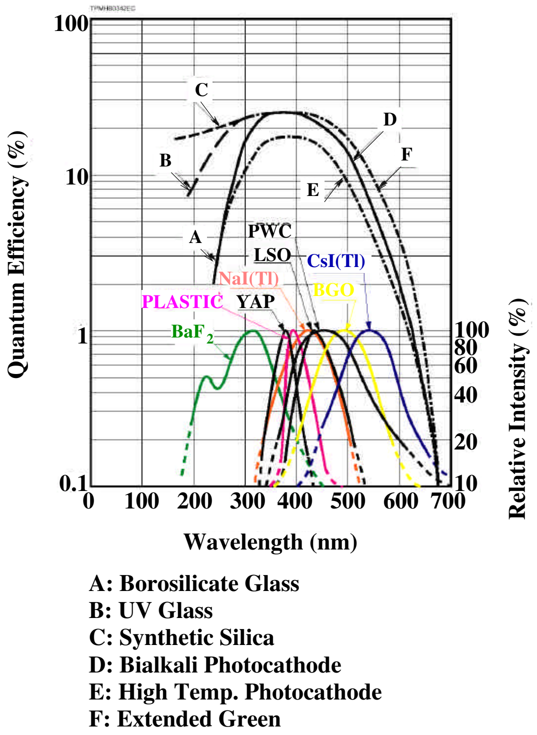


図 B.1: 入射窓・光電面による量子効率の違い [47]。

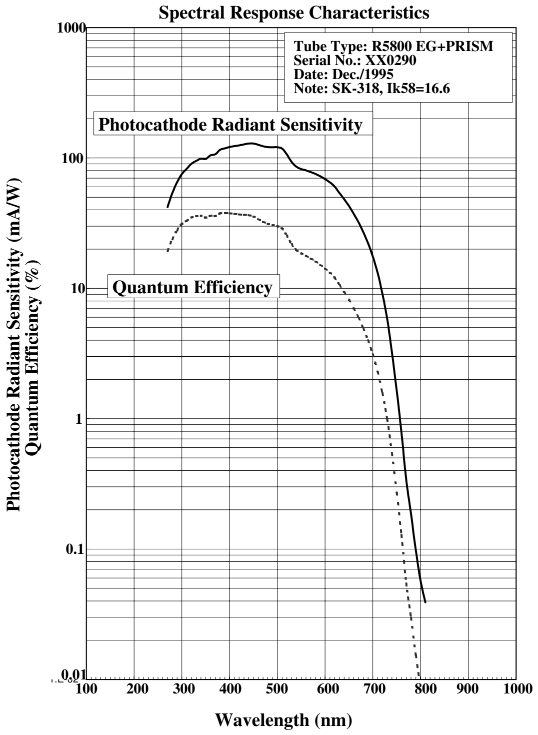


図 B.2: R5800GMOD Serial No. XX0290 の量子効率。浜松ホトニクス社測定。

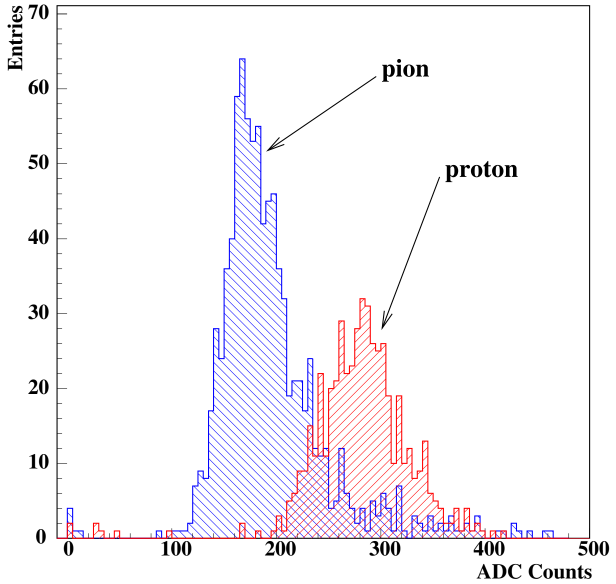


図 B.3: R5800GMOD-XX0290 での ADC 分布。光電子数が多いため、H6568-10 で測定したときよりも p/π のピークが良く分かれている。

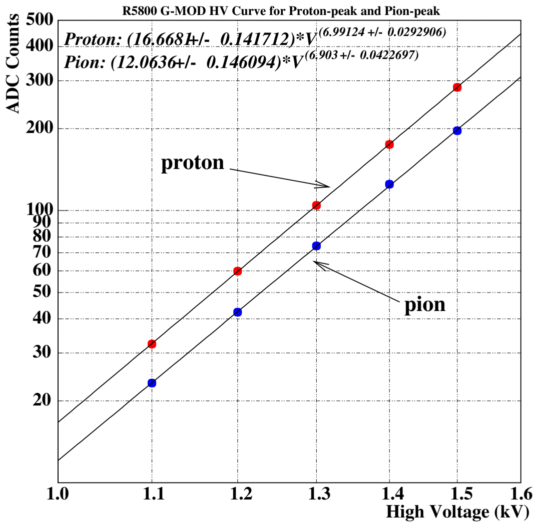


図 B.4: R5800GMOD での p/π のピークの平均値から求めた HV 曲線。

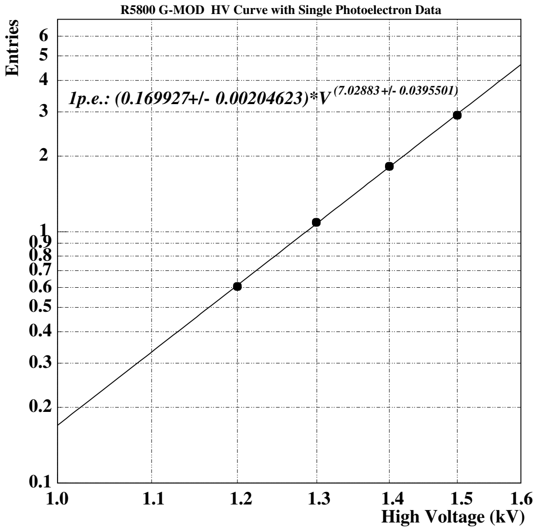


図 B.5: R5800GMOD の 1 p.e. ゲイン曲線。測定方法は第 4 章 4.4 節と同様である。

それぞれの印可電圧に対して、p/π のそれぞれの ADC 分布の平均値を取り、横軸に印可電圧、縦軸に ADC 分布の平均値をプロットしたのが図 B.4 である。縦、横ともに log スケールである。これに対しべき関数 (印可電圧を V として $A \cdot V^{\alpha}$) でフィッティングを行った結果、α の値は

$$p: \qquad \alpha_p = 6.99 \pm 0.03$$
$$\pi: \qquad \alpha_\pi = 6.90 \pm 0.04$$

であり、これらは良く一致している。

テストベンチで行った 1 p.e. に対する印可電圧–ゲイン曲線を図 B.5 に示した。ただし 1.1 kV では、1 p.e. のピークが見えるほどのゲインがなかったので、測定は行わなかった。これについてもべき関数でフィッティングを行った結果、

$$\text{single p.e.}: \qquad \alpha_{1\text{p.e.}} = 7.03 \pm 0.04$$

であった。α_p、α_π、$\alpha_{1\text{p.e.}}$ はすべてコンシステントであるので、p/π に対する光量においては、R5800GMOD-XX0290 はサチュレーションしていない。

すべての印可電圧に対して、それぞれ図 B.4 の ADC 値を図 B.5 の 1 p.e. ゲインで割れば、p/π に対する光電子数が求められる。それを図 B.6 に示した。ただし、1.1 kV については 1 p.e. のゲインを測定していないので、印可電圧–ゲイン曲線を 1.1 kV に外挿して 1 p.e. のゲインを求めた。その結果、p/π のそれぞれについて、すべての印可電圧に対し、ほぼ同じ光電子数であって、誤差の大きさで重みを付けた平均を取った結果は

$$p: \qquad 97.13 \pm 0.40 \text{ p.e.}$$
$$\pi: \qquad 68.69 \pm 0.37 \text{ p.e.}$$

であった。

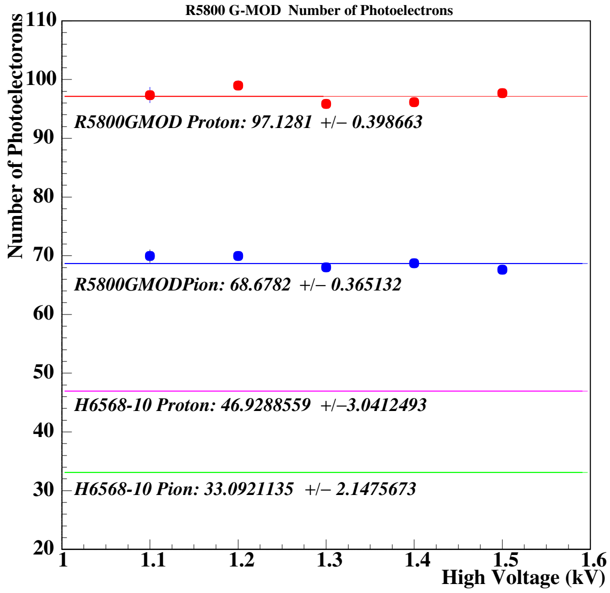


図 B.6: R5800GMOD-XX0290 の p/π に対する光電子数。参考のために H6568-10 で得られた結果も載せておいた。

B.3　H6568-10 との比較

比較のため、第 6 章 6.5 節で得られた H6568-10 結果も図 B.6 に載せておいた。p/π のそれぞれの光電子数ついて、R5800GMOD-XX0290 と H6568-10 の比を取ると、

$$R([\mathrm{R5800GMOD\text{-}XX0290}]/[\mathrm{H6568\text{-}10}]) \quad = \quad \begin{cases} p: & 2.07 \pm 0.13 \\ \pi: & 2.08 \pm 0.14 \end{cases}$$

である。この結果から R5800GMOD-XX0290 は H6568-10 より約 2.1 倍量子効率が良く、その分光電子数を大きくすることができる。それにより、エネルギー分解能を良くすることができる。実際に、ADC 分布の広がり (R.M.S.) から H6568-10、R5800GMOD-XX0290 のエネルギー分解能を計算すると、それぞれ 19%、14%であり、R5800GMOD-XX0290 の方が良い。また、この分解能の比 (19%/14%) は Poisson 統計により計算される値 ($\sqrt{2.1}$) とほぼ一致している。

付録C　Y11(200)/Y11(350)の発光量について

我々は、第6章6.10節の減衰長測定において、波長変換ファイバーY11(200)M、Y11(350)MSおよびY11(350)Mを用いた。第3章で述べたように、Y11(200)とY11(350)では、ファイバー中に含まれる波長変換材の濃さが異なり、Y11(350)の方が濃い。一般には、波長変換材の濃さが濃いほど、光の吸収・再発光の量が大きくなり、ファイバーから読み出される光量が増加するが、その反面、減衰長は短くなるため、読み出し光量をできるだけ大きくするには、使用するファイバーの長さに応じて、波長変換材の濃さを選択する必要がある。ここでは、第6章6.10節の測定データを用いて、波長変換材の濃さによる再発光量の違いについて調べ、我々の長さ約4 mの使用条件ではY11(200)またはY11(350)のどちらが適当であるかを考察する。

C.1　データ解析

減衰長測定において、ビームを検出器中心に照射し収集したデータを用いて解析をした。Y11(200)M、Y11(350)MSおよびY11(350)Mの各データについて、今までと同様、p/πそれぞれについてADC分布の平均値を求め、PMTのゲインで割ることで光電子数を求めた。また、左右の読み出しによる結果が得られるが、本解析ではそれらの平均値を結果に用いた。

Y11(200)M、Y11(350)MSおよびY11(350)Mについての光電子数を示したのが図C.1である。Y11(200)MとY11(350)MS/Y11(350)Mとで読み出される光量が全く異なるが、これは、Y11(200)Mでは、ファイバー径1.0 mm、読み出しに用いたファイバーの本数が2本であったのに対し、Y11(350)MS/Y11(350)Mでは、ファイバー径0.75 mm、読み出しに用いたファイバーの本数が1であったためである。

Y11(200)Mとの比較を行うために、Y11(350)MS/Y11(350)Mについて、ファイバーの本数についての補正因子2と、ファイバー径についての補正因子$(4/3)^2$をかけた[1]。さらに、第6章6.10節で得られたそれぞれのファイバーに対する減衰長を用いて、ファイバーの減衰分を補正し、実際に発光があった位置でのファイバーの発光量に直した。その結果を図C.2に示した。この結果から、Y11(350)MSとY11(350)Mはほとんど同等の発光量を持ち、また、これらの方がY11(200)Mに比べ、約10–20% [2]、光量が大きいことが分かる。

C.2　考察

Y11(200)Mに比べ、Y11(350)MS/Y11(350)Mの方が発光量は10–20%程度大きいことが分かった。しかしながら、減衰長に関しては、Y11(200)Mの方が長く、遠くまで減衰せずに到達

---

[1] ファイバー径に対する発光量の依存性は、波長変換ファイバーの断面積に比例する、すなわち、単位長さ当たりの波長変換ファイバーの体積に比例するとした。

[2] この不定性は、再現性チェックのための2回の測定結果の違いによる。

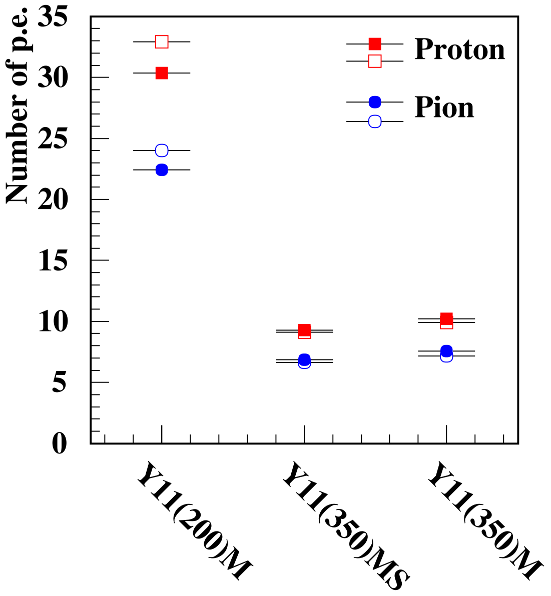


図 C.1: Y11(200)M、Y11(350)MS および Y11(350)M の読み出された生の光電子数。四角の点が p、丸の点が π である。また塗り潰した/白抜きの 2 点は、再現性チェックのための 2 回の測定に対応する。Y11(200)M と Y11(350)MS/Y11(350)M とで光量が全く異なるのは、それらの測定において読み出しに用いたファイバーの本数、径が異なるためである。

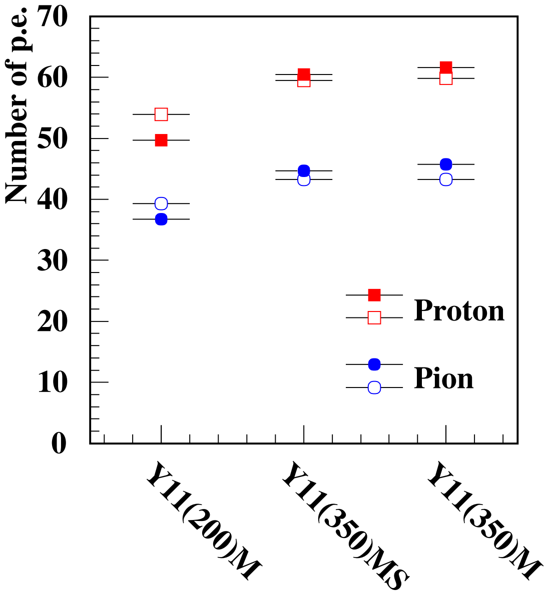


図 C.2: Y11(200)M、Y11(350)MS および Y11(350)M の発光量の比較。Y11(350)MS および Y11(350)M については、Y11(200)M と比較するため、直径 1.0 mm のファイバー 2 本で読み出したときの光量に補正した。また、すべてのファイバーについて第 6 章 6.10 節で得られた減衰長を用いて、ファイバー中での減衰分を補正し、実際の発光量に直した。

できる。我々が実際に考えている液体シンチレータ飛跡検出器の大きさは約 4 m 程度であり、ファイバー長も 4–5 m 程度となる。以下では、このような使用方法において、Y11(200)M または Y11(350)MS/Y11(350)M のどちらを用いるのが良いかを考察する。

C.2.1　片端読み出しの場合

長さ L のファイバーの片端のみから光を読み出す場合を考える。この場合には、光検出器が取り付けられているのと反対側の端付近で発光があった場合が、最も光量が小さくなる。

Y11(350)MS/Y11(350)M の光量が Y11(200)M に比べ 10–20%大きいとした場合、第 6 章 6.10 節の測定で得られたそれぞれのファイバーに対する減衰長を用いて計算すると、検出器の長さが 128–244 cm 以下では Y11(200)M より Y11(350)MS を用いた方が、また、404–773 cm 以下では Y11(200)M より Y11(350)M を用いた方が、読み出しの光量が大きくなる。

C.2.2　両端読み出しの場合

両端から読み出しそれらの光量を足す場合、発光が中心から測って x の位置であったときの読み出し光量は、検出器の長さを $2L$、減衰長を λ とすると、

$$\begin{aligned}\text{Readout Light} &= A\left[\exp\left(-\frac{L+x}{\lambda}\right)+\exp\left(\frac{L+x}{\lambda}\right)\right]\\ &= A\exp\left(-\frac{L}{\lambda}\right)\cosh\left(\frac{x}{\lambda}\right)\end{aligned}$$

となるので、最も光量が小さくなるのは検出器中心で発光があった場合である。このときの、両端から読み出される光量は、$A\exp(-L/\lambda)$ である。片端からの読み出しの場合と同様に、どの検出器の大きさで Y11(200)M と Y11(350)MS/Y11(350)M のどちらの光量が大きくなるかを考えるが、上式から、これは先ほどの 2 倍の長さを考えれば良いので、256–490 cm 以下なら Y11(200)M より Y11(350)MS が、また 808–1,546 cm 以下なら Y11(200)M より Y11(350)M が、読み出し光量が大きくなる。

C.2.3　まとめ

Y11(200)M、Y11(350)MS および Y11(350)M の発光量をもとに、実際の検出器において、どのファイバーを用いると、得られる光量が大きくなるかを考察した。

まず、波長変換材の濃度の大きい Y11(350) 型の方が、Y11(200) 型よりも、光量が約 10–20%程度大きいことが分かった。また、大きな検出器を作る場合には、以下のようなことが分かった。

- 片端から読み出す場合:
  検出器の長さが 128–244 cm 以下の場合には Y11(200)M より Y11(350)MS が、また 404–773 cm 以下では Y11(200)M より Y11(350)M が、それぞれ得られる光量が大きい。

- 両端から読み出す場合:
  検出器の長さが 256–490 cm 以下の場合には Y11(200)M より Y11(350)MS が、また 808–1,546 cm 以下では Y11(200)M より Y11(350)M が、それぞれ得られる光量が大きい。

実際には、Non-S 型のファイバーは液体シンチレータの化学的な性質に弱く、溶けやすいので、S 型のファイバーを用いるのが良い。その場合には、Y11(200)MS と Y11(350)MS との比較をしなければならないが、Y11(200)MS は Y11(200)M に比べ減衰長が約 15%程度短くなると考えられ (第 6 章 6.10 節参照)、この場合には、上記と同様の計算を行うと、片端読み出しの場合において、検出器の大きさが 582–1,113 cm 以下で Y11(350)MS の方が光量が大きくなる。

したがって、大きさとして 5 m 程度を考えている液体シンチレータ飛跡検出器では、Y11(350)MS を用いると、より大きな光量を得ることができる。

付録 D　シミュレーションによる p/π の飛程について

第 7 章の解析では、運動量 0.4 GeV/c 以上 π と 0.6 GeV/c 以上の p は、ある程度飛程が長く、イベント・トポロジーだけからは p/π の見分けが付けにくいとして、dE/dx による p/π の識別を考えた。ここでは、実際に p/π の飛程の運動量依存性がどの程度であるかを、モンテカルロ・シミュレーションを用いて見積もった。横軸に入射粒子の運動量、縦軸に MC true の飛程を取った 2 次元のスキャッタ・プロットを図 D.1 および図 D.2 に示した。図 D.1 が p、図 D.2 が π についてのそれである。

p については、運動量 1 GeV/c 以下では電離エネルギー損失が、また、それ以上の運動量ではハドロン反応が飛程に主に効く。後者の場合のハドロン反応の有効な反応長[1]は約 50 cm であった。また、π については、運動量 0.3 GeV/c 以下では電離エネルギー損失が、また、それ以上の運動量ではハドロン反応が飛程に主に効く。有効な反応長は 57 cm であった。

図からも分かるように、電離損失による飛程は、π では 0.2 GeV/c 以上で、また、p では 0.8 GeV/c 以上で 20 cm より長くなり、実際のニュートリノ反応から期待される π のほとんどはこのような長い飛程をもつことになる。

---

[1] 反応により静止する割合が e^{-1} になるような長さ。

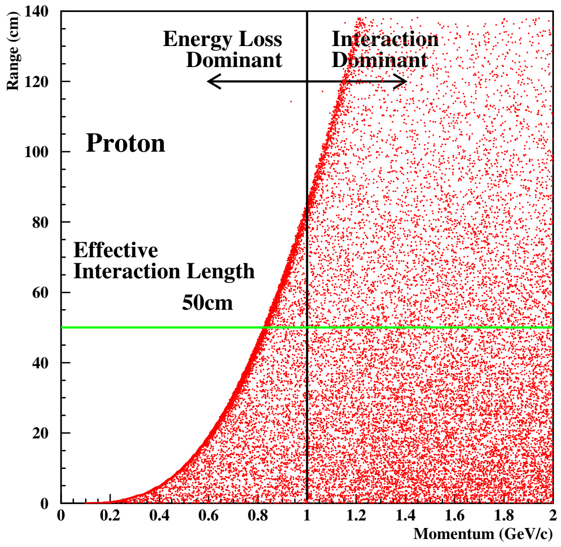


図 D.1: モンテカルロ・シミュレーションによるpの飛程。横軸は入射運動量、縦軸はpの飛程である。電離エネルギー損失が主に効くのは1.0 GeV/c以下であり、それ以上の運動量では、ハドロン反応により2次粒子を生成するものが多くなる。ハドロン反応の典型的な反応長は約50 cmである。

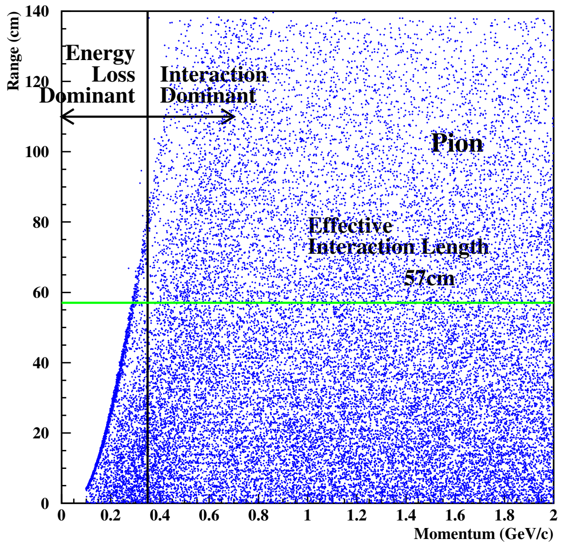


図 D.2: モンテカルロ・シミュレーションによるπの飛程。横軸は入射運動量、縦軸はπの飛程である。0.3 GeV/c以下では電離エネルギー損失により静止するものが主であり、0.3 GeV/c以上ではハドロン反応により2次粒子を生成するものが主になる。後者の場合の典型的な反応長は約57 cmである。

付録E　サンプリング数によるπ mis-IDの変化

第7章では、1事象ごとに粒子が突き抜けた層数を数え、ヒットのあった層について1層当たりの平均光電子数を求めるという、サンプリングの方法を用いて、液体シンチレータ飛跡検出器のp/π識別能力を評価した。このようなサンプリングの仕方では、0.4 GeV/c以上のπおよび0.8 GeV/c以上のpについては、ほとんどすべての事象で最後の層まで突き抜けているため、ヒットのあった層数が18となる[1]。ここでは、このサンプリング数を変えたときに、πをpに誤識別する割合がどう変化するかを考察する。この研究により、実際にどの程度の飛跡長があれば、p/πの識別が可能であるかを知ることができる。

入射運動量ごとにサンプリング数nを決め、p/πそれぞれn-サンプリングした後のdE/dx分布からπ mis-IDの割合を求めた。ただし、突き抜けた層数がnより小さいものは、突き抜けたところまでのサンプリングを取った。いくつかの運動量について横軸にn、縦軸にπ mis-ID率を取ったプロットを図E.1に示した。この横軸nは最後の3層分を引いた数である。さらに、7.5節で行ったように、モンテカルロ・シミュレーションから期待されるニュートリノ反応でのπの運動量分布を用いて、ニュートリノ反応による全部のπのdE/dx分布を求め、それを使って図E.1のときと同様にサンプリング数nを決め、各運動量のpのdE/dx分布に対するπのmis-ID率を計算した。それを図E.2に示した。

これらの図より、サンプリング数を大きくするとmis-IDの割合は減少することが分かる。図E.2について、1.2 GeV/c以下の運動量では5以上のサンプリングで、1.4 GeV/c以下の運動量では12以上のサンプリングで、πのmis-IDの割合が20%以下となる。これは、飛跡長にするとそれぞれ10 cm、24 cmであり、この運動量以下の事象については短い飛跡の情報からp/πの識別が可能である。

---

[1] 最後の3層については平均を取るときに除外しているので、サンプリング数は15である。

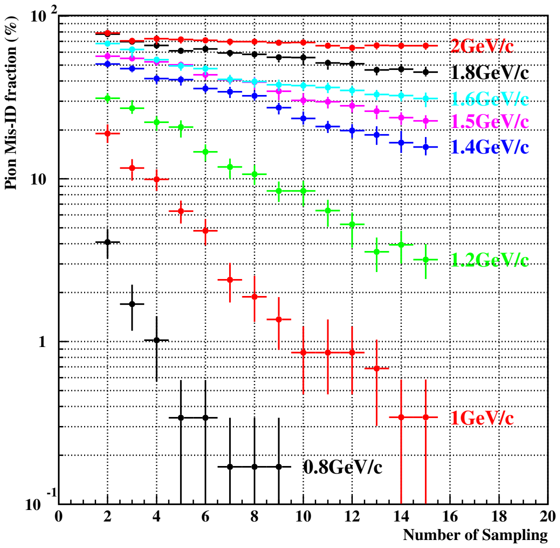


図 E.1: サンプリング数の違いによる入射運動量ごとの π mis-ID 率の変化。0.8 GeV/c 以上の運動量についてプロットされている。

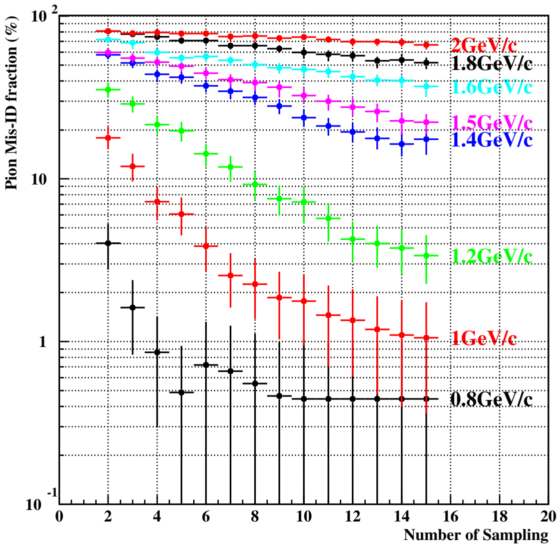


図 E.2: ニュートリノ反応によって生成された π を誤識別する割合のサンプリング数による変化。