

修士学位論文  
散乱体入りシンチレーターを用いた  
ファイバー読み出し粒子飛跡検出器の開発

西山 正吾  
神戸大学大学院自然科学研究科物理学専攻  
高エネルギー物理学研究室

平成14年3月25日

## 概要

ニュートリノ振動現象の有無を検証する「つくば－神岡間長基線ニュートリノ振動実験 (K2K 実験)」は 1999 年 6 月より実験を開始し、2001 年 6 月までに  $4.8 \times 10^{19}$  p.o.t. (Proton On Target) 相当のデータを収集した。我々は引続き実験を行うと同時に、検出器の改良・増強を行い、また次のニュートリノ振動実験に向けて新しい検出器の開発を進めている。

ニュートリノには電荷がなく、弱い力でしか相互作用しない。それゆえ反応が起こりにくく、ニュートリノを扱う実験では、標的・検出器には非常に大きなものが必要となる。

本研究では、ニュートリノ実験で使用できるように大面積を覆い、なおかつ粒子の通過位置を検出できる検出器の開発に取り組んだ。この検出器の用途はふたつ考えられている。ひとつは今後のニュートリノ振動実験でニュートリノの反応を見るための検出器である。ニュートリノ振動実験では弱荷電カレント準弾性散乱  $\nu_{\mu} + n \rightarrow \mu^{-} + p$  を選びださなければならない。この反応で生成される  $\mu^{-}$  及び  $p$  を、飛跡とともに検出するのがこの検出器の目的である。もうひとつの用途は、K2K 実験の前置検出器のひとつであるシンチレーティングファイバー飛跡検出器 (SFT) の増強である。この検出器の上下、左右を覆いかぶせるように検出器を配置し、宇宙線バックグラウンドの除去、および SFT 内での反応で生じた粒子が SFT 外部へ飛び出したときの位置検出器として使用する。

このような用途で使用するため、板状のプラスチックシンチレーターの表裏に、直交するようにファイバーを埋め込み、ファイバーを伝わって来た信号をマルチアノード光電子増倍管で読み出す 2 次元飛跡検出器の開発を始めた。また粒子の通過位置を特定するために、プラスチックシンチレーターには散乱体を混入した。これは神戸大グループ独自のアイデアである。

このような設定を基に検出器のプロトタイプを製作し、2 度のビームテストを行った。これら実験では、最小電離作用をする粒子が通過したときの検出器の反応を主に測定した。また検出器に最も適する散乱体の濃度の検証も行った。その結果、粒子通過位置近くのファイバーから平均  $11.6 \pm 0.9$  p.e. の光量を得た。また、このときの通過位置の位置分解能は  $0.24 \pm 0.01$  cm であった。検出器の時間分解能は 5 nsec 程度であり、ヒット検出効率は  $97.7 \pm 1.2\%$  であった。

我々は散乱体を混入したシンチレーターを使用するという新しいタイプの検出器の開発を行い、性能を確認した。そしてニュートリノ実験で使用する粒子検出器として必要な能力を持っている事を証明した。

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>序論</b>	<b>9</b>
1.1	ニュートリノ物理学	9
1.2	ニュートリノの質量とニュートリノ振動	10
1.2.1	ニュートリノ質量	10
1.2.2	ニュートリノ振動	10
1.3	ニュートリノ振動の観測	11
1.3.1	太陽ニュートリノ問題	12
1.3.2	大気ニュートリノ問題	12
1.3.3	LSND	14
<b>第 2 章</b>	<b>K2K とその現状</b>	<b>16</b>
2.1	K2K 実験の概要	17
2.1.1	振動現象の探索	17
2.1.2	実験のキーポイント	18
2.1.3	ニュートリノビームライン及びビームの特性	19
2.1.4	前置検出器	20
2.1.5	スーパーカミオカンデ (Far Detector)	24
2.2	K2K の現状	25
2.2.1	現在の測定値と期待値	25
<b>第 3 章</b>	<b>新しい検出器の開発</b>	<b>28</b>
3.1	開発動機 1 – 振動実験の新しいニュートリノ検出器	28
3.1.1	シンチレーティングファイバー飛跡検出器 (SFT) の現状	28
3.1.2	新しい検出器への要求	30
3.2	開発動機 2 – シンチレーティングファイバー飛跡検出器のアップグレード	31
3.2.1	宇宙線について	31
3.2.2	ニュートリノイベントについて	31
3.2.3	SFT のアップグレードに用いる検出器への要求	32
3.3	検出器の開発	32
3.3.1	通常のプラスチックシンチレーターを用いた検出器	32
3.3.2	通常のプラスチックシンチレーターを用いた検出器の問題	34
3.3.3	散乱体入りプラスチックシンチレーターを用いた検出器	34

<b>第 4 章</b>	<b>検出器の構成要素</b>	<b>37</b>
4.1	散乱体入りプラスチックシンチレーター	38
4.2	波長変換ファイバー	39
4.2.1	波長変換ファイバーの検出原理	39
4.2.2	波長変換ファイバーの種類	40
4.3	マルチアノード光電子増倍管 (MAPMT)	41
4.3.1	マルチアノード光電子増倍管の特徴	41
4.3.2	光検出器の選択	42
4.3.3	光検出器への要求	42
4.3.4	H6568-00 の性能について	45
4.4	オプティカルセメント	46
<b>第 5 章</b>	<b>散乱体濃度の違いによる位置検出精度と光量の評価</b>	<b>47</b>
5.1	実験の概要	47
5.2	実験のセットアップ	48
5.2.1	T1 ビームライン	48
5.2.2	ビームライン	49
5.2.3	検出器	49
5.2.4	データ収集システム	49
5.3	実験データの解析方法	53
5.3.1	TOF による粒子識別	53
5.3.2	SCIFI シートによる粒子の通過位置の決定	55
5.3.3	光電子数の測定	59
5.4	データ	61
5.5	実験結果	63
5.5.1	シンチレーター内での光の広がり	65
5.5.2	光量重心を用いた位置分解能	65
5.5.3	検出効率	68
5.5.4	オプティカルグリスの効果	70
5.5.5	シンチレーターの厚みによる光量変化	73
5.5.6	シンチレーターの濃度による全光量の変化	74
5.6	ビームテストの結論と検討	75
<b>第 6 章</b>	<b>飛跡検出器としての性能の評価</b>	<b>77</b>
6.1	実験の概要	77
6.2	実験のセットアップ	77
6.2.1	$\pi 2$ ビームライン	79
6.2.2	ビームライン	79
6.2.3	データ収集のためのトリガーロジック	80
6.3	TOF による粒子識別	81
6.4	飛跡検出器としての性能の評価	83
6.5	検出器	84
6.5.1	粒子の識別	88
6.6	光量分布	88
6.7	シンチレーター内での光の広がり	90



6.8	最近接ファイバーでの光量 . . . . .	94
6.8.1	全光量 . . . . .	94
6.9	光量重心を用いた位置分解能 . . . . .	95
6.9.1	検証方法 . . . . .	95
6.10	検出効率 . . . . .	96
6.10.1	ノイズについて . . . . .	96
6.10.2	検出効率 . . . . .	96
6.11	飛跡検出器としての性能のまとめ . . . . .	97
<b>第 7 章</b>	<b>検出器の時間精度の評価</b>	<b>99</b>
7.1	時間分解能の測定 . . . . .	99
7.1.1	検出器 . . . . .	99
7.1.2	カット後の時間分布 . . . . .	99
7.1.3	時間分解能の評価 . . . . .	101
7.2	時間精度の評価 . . . . .	104
<b>第 8 章</b>	<b>結論</b>	<b>105</b>
<b>第 9 章</b>	<b>これからの課題</b>	<b>106</b>
<b>付 録 A</b>	<b>統計的信頼度</b>	<b>108</b>
<b>付 録 B</b>	<b>検出効率とノイズ混入率</b>	<b>109</b>
B.1	ノイズについて . . . . .	109
B.2	ノイズを考慮した検出効率 . . . . .	109
B.3	検出効率、ノイズについて . . . . .	111
<b>付 録 C</b>	<b>散乱体濃度 10 での検出効率とノイズ混入率</b>	<b>113</b>
C.1	検出効率 . . . . .	113
C.2	ノイズについて . . . . .	114
C.3	ノイズを考慮した検出効率 . . . . .	114
<b>付 録 D</b>	<b><math>p/\pi</math> 識別能力</b>	<b>118</b>
D.1	解析方法 . . . . .	118
D.2	解析— 1 層のみのデータ . . . . .	118
D.3	解析— 2 層、3 層サンプリング . . . . .	119
D.4	解析結果 . . . . .	119
<b>付 録 E</b>	<b>ファイバー間隔が 2cm の検出器での位置分解能</b>	<b>122</b>
E.1	解析方法 . . . . .	122
E.2	解析結果 . . . . .	122
<b>付 録 F</b>	<b>検出器の減衰長</b>	<b>124</b>
F.1	コアモードとクラッドモード . . . . .	124
F.2	減衰長の測定 . . . . .	125
F.3	実験の概要 . . . . .	126
F.4	測定結果 . . . . .	126

F.5 測定結果について . . . . .	127
<b>付 録 G 時間情報を用いた位置分解能の測定</b>	<b>129</b>
G.1 カット後の時間分布 . . . . .	129
G.2 ファイバー中の光の伝搬速度 . . . . .	129
G.3 両読み出し時の時間分解能 . . . . .	130
G.4 位置分解能の評価 . . . . .	130
<b>関連図書</b>	<b>133</b>

# 目次

1.1	ニュートリノ振動の存在を示した実験で得られたパラメータ領域 . . . . .	11
1.2	大気ニュートリノ観測の各実験の結果 . . . . .	13
1.3	スーパーカミオカンデでのニュートリノイベントの天頂角分布 . . . . .	14
1.4	LSND が示唆する $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ 振動のパラメーター領域 . . . . .	15
2.1	K2K 実験 . . . . .	16
2.2	ニュートリノビーム中の $\nu_\mu$ の運動量分布 . . . . .	17
2.3	電磁ホーンシステム . . . . .	21
2.4	K2K 実験のニュートリノビームライン . . . . .	21
2.5	Near Detector . . . . .	22
2.6	シンチレーティングファイバー飛跡検出器 . . . . .	23
2.7	Far Detector . . . . .	25
2.8	スーパーカミオカンデでの $\nu_e$ イベント . . . . .	26
2.9	スーパーカミオカンデでの $\nu_\mu$ イベント . . . . .	26
3.1	水標的に対するニュートリノの反応断面積 . . . . .	29
3.2	K2K 実験のニュートリノビームで生成される粒子の運動量 . . . . .	29
3.3	$\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ の振動確率 . . . . .	30
3.4	ミュオンレンジ検出器で測定されたニュートリノビームの分布 . . . . .	32
3.5	新しい検出器の形状 . . . . .	33
3.6	新しい検出器の形状 . . . . .	36
4.1	検出器の原理 . . . . .	37
4.2	散乱体入りシンチレーターの発光スペクトル . . . . .	39
4.3	マルチクラッド型ファイバーの概略図 . . . . .	40
4.4	Y-11 波長変換ファイバーの吸収、発光スペクトル . . . . .	41
4.5	MAPMT のダイノード部とアノード部の模式図 . . . . .	42
4.6	マルチアノード光電子増倍管 H6568 の概略図 . . . . .	43
4.7	マルチアノード光電子増倍管 H6568 の分光感度曲線 . . . . .	43
5.1	T1 ビームライン . . . . .	48
5.2	ビームテストのセットアップ . . . . .	50
5.3	ビームテストでの検出器付近のセットアップ . . . . .	50
5.4	ビームテストで用いた SCIFI シート . . . . .	51
5.5	検出器のセットアップ . . . . .	52
5.6	陽子、 $\pi$ 中間子のシンチレーターに対する $dE/dx$ . . . . .	53
5.7	遅延させた TDC 分布 . . . . .	54
5.8	TOF 分布のフィット . . . . .	56

5.9	TOF 分布でのタイミングカット	57
5.10	SCIFI シートでのヒット分布	58
5.11	1p.e. ピークのフィット図	59
5.12	陽子と $\pi$ 中間子の ADC 分布	60
5.13	陽子と $\pi$ 中間子の ADC 分布 2	62
5.14	各ファイバーからの平均光量の分布	64
5.15	各ファイバーからの平均光量の分布	66
5.16	あるイベントの光量重心	67
5.17	残差分布の比較	69
5.18	ファイバー光量で見た検出効率	71
5.19	検出効率の距離依存性	72
5.20	2本のファイバー情報を用いたときの検出効率	72
5.21	各濃度での全光量	74
6.1	散乱体入りシンチレーター濃度 10' と 50	78
6.2	$\pi^2$ ビームライン	79
6.3	$\pi^2$ ビームラインにおけるビームテストのセットアップ	80
6.4	データ収集用トリガーロジック	81
6.5	TOF での粒子識別	82
6.6	飛跡検出器に用いた散乱体シンチレーター 1 層	85
6.7	飛跡検出器の概要図	86
6.8	完成した飛跡検出器	87
6.9	飛跡検出器のセットアップ	87
6.10	運動量 1600MeV/C での TOF からの TDC 分布	88
6.11	平均光量の分布	89
6.12	シンチレーター内での光の広がり	90
6.13	濃度 10' のシンチレーター内での光の広がり	92
6.14	検出器と MAPMT との関係の概要図	93
6.15	ADC キャリブレーションの結果	93
6.16	残差分布の比較	96
6.17	散乱体濃度 50 のシンチレーターでのヒット検出効率	98
7.1	時間分解能を測定する検出器	100
7.2	カットをかけた後の TDC 分布の例	101
7.3	ヒットタイミングと ADC 値との相関	102
7.4	カット後の全イベントに対する 0 付近にあるイベントの割合	102
7.5	検出器の時間分解能の位置依存性 (散乱体濃度 10')	103
7.6	検出器の時間分解能の位置依存性 (散乱体濃度 50)	104
A.1	K2K の現在の値に対する統計テスト	108
B.1	ヒットイベント中のノイズの割合	110
B.2	2 ピーク以上のイベントを除いた検出効率	112
C.1	散乱体濃度 10 のシンチレーターでのヒット検出効率	115
C.2	ヒットイベント中のノイズの割合	116

C.3	2ピーク以上のイベントを除いた検出効率	117
D.1	各運動量、各サンプリング数での $p/\pi$ の光量分布	120
D.2	$p_i$ の誤識別確率	121
E.1	2cm 間隔で読み出したときの位置分解能	123
F.1	シンチレーション光の伝搬距離と平均光量の関係	125
F.2	減衰長を測定する検出器	126
F.3	減衰長の測定結果	128
G.1	カットをかけた後の左右の時間差	130
G.2	左右から読み出した信号の時間差	131
G.3	両読み出した時の検出器の時間分解能と位置依存性	131
G.4	信号の時間差と ADC 値との相関	132

# 表目次

1.1	太陽ニュートリノの観測結果 . . . . .	12
2.1	K2K ニュートリノイベントの内訳 . . . . .	27
4.1	プラスチックシンチレーターの特性 . . . . .	38
4.2	マルチアノード光電子増倍管のデータシート . . . . .	45
4.3	オプティカルセメントの透過率 . . . . .	46
5.1	ビームオン、オフ時のトリガーレート . . . . .	52
5.2	ビームテストで取ったデータ . . . . .	63
5.3	シンチレーター内での光の広がり . . . . .	65
5.4	残差分布から求まる標準偏差 . . . . .	68
5.5	オプティカルグリスの効果 . . . . .	73
5.6	シンチレーターの厚みによる光量への影響 . . . . .	73
6.1	シンチレーター内での光の広がりの測定結果 . . . . .	91
6.2	最近接ファイバーでの光量 . . . . .	94
6.3	各層から検出される全光量の平均 . . . . .	94
6.4	残差分布から求まる $\sigma$ . . . . .	95
6.5	検出効率 . . . . .	97
B.1	ノイズを考慮したときの検出効率 . . . . .	111
C.1	検出効率 . . . . .	113
C.2	ノイズを考慮したときの検出効率 . . . . .	114

# 第1章 序論

## 1.1 ニュートリノ物理学

今から70年前の1930年、Wolfgang Pauliは $\beta$ 崩壊でのエネルギー保存則と角運動量保存側の破れを説明するために、それまで誰も見たことのない新しい粒子の存在を提案した。しかし彼の説明は言い出した本人でさえ、それをいつか検出出来るという確証は持っていなかった。また当時は中性子の存在さえも知られておらず、原子核は陽子と電子、そしてその粒子の結合状態である、というのが彼の仮説であった。

数年の間に、物理学者達はPauliの提案に対する理論を苦勞の末練り上げ、その新しい粒子は非常に軽く、またごく稀にしか相互作用しないものだろうという結論に達した。

提案から3年後、Enrico Fermiはその粒子に「ニュートリノ」と言う名を与えた。また弱い相互作用の理論を定式化し、その粒子を物理学の構成要員として迎え入れた。

1956年、アメリカの二人の物理学者、Frederick ReinesとClyde Cowanが初めてニュートリノの存在を証明する実験結果を発表した。原子炉での核分裂から放出される反ニュートリノを用い、水を標的に、

$$\bar{\nu} + p \rightarrow e^+ + n$$

という反応で放出される $e^+, n$ を検出した。

その翌年、ソビエト連邦在住のイタリア人物理学者Bruno Pontecorvoが「ニュートリノ振動」の理論を定式化した。彼の理論によると、異なる種のニュートリノが存在するならば、それらは互いの種の間で”振動”できる、というものであった。

1958年、Maurice Goldhaber, Lee Grodzins, Andrew SunyarはBrookhaven National Laboratory(BNL)において、ニュートリノのヘリシティを測定した。これによると、ニュートリノは100%左巻きのヘリシティを持っていると考えられる。

1961年にはColumbia大学とBNLのグループが初めて加速器によるニュートリノビームを実験に使用した。そしてこの実験でミューニュートリノ( $\nu_\mu$ )が電子ニュートリノ( $\nu_e$ )とは異なる粒子であることが証明された。 $\pi$ 及びK中間子の崩壊から生じるニュートリノビームを使用し、アルミニウム標的との反応から生成される $\mu$ 粒子を検出した。反応から生成された電子の数は、 $\nu_\mu = \nu_e$ から期待される値よりも十分少なかった。

1975年、Stanford Linear Accelerator Center(SLAC)において、Martin Perlらのグループがタウ粒子を発見した。このことからニュートリノにおける3世代目の粒子、タウニュートリノ( $\nu_\tau$ )の存在が確実視されるようになった。

1989年、Conseil European pour la Recherche Nucleaire(CERN)とSLACにおいて、軽い、もしくは質量のないニュートリノは3世代しかないことが証明された。電子・陽電子衝突により生成される $Z^0$ の全崩壊幅に寄与するニュートリノ・反ニュートリノへの崩壊幅を考えた。ここで言う3世代のニュートリノは $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ を指す。

最後に残されていたニュートリノ、 $\nu_\tau$ が2000年、Fermi National Accelerator Laboratory(FNAL)で行われていたDONUT実験によって直接検出された[1]。位置分解能がおよ

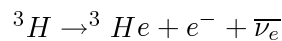
そ1 $\mu\text{m}$ という原子核乾板と、飛跡の自動認識装置を用い、 $\nu_\tau$ の反応から生まれた $\tau$ 粒子と、その崩壊過程を飛跡として捕えることに成功した。

このように、今日までに数々の発見がなされてきたが、まだまだニュートリノについては謎が多い。次節では謎のひとつである質量について言及する。

## 1.2 ニュートリノの質量とニュートリノ振動

### 1.2.1 ニュートリノ質量

ニュートリノの質量については、これをゼロとして素粒子のモデルが組み立てられているものの、これに対する理論的根拠は無く、実験で測定される値のみが真実である。当然これを測定しようとする試みがなされている。一番精度良く測定されているのがトリチウムの $\beta$ 崩壊



を利用した $\nu_e$ の質量の測定である。しかしこの実験も測定精度に対する技術的困難により、上限値を与えたに過ぎなかった。現在の値は

$$m_{\nu_e} \leq 3\text{eV}$$

とされており、 $\nu_\mu$ 、 $\nu_\tau$ の質量の決定精度は更に悪く、

$$m_{\nu_\mu} \leq 0.19\text{MeV}$$

$$m_{\nu_\tau} \leq 18.2\text{MeV}$$

となっている [2]。

### 1.2.2 ニュートリノ振動

このようにニュートリノの質量は非常に小さく、その直接検出は難しい。ニュートリノ振動は、おそらく最もニュートリノの質量に敏感な現象と思われるので、その有無の検証には適している。ニュートリノ振動の検証はニュートリノの有限質量を導き、また標準模型は破綻するもそのむこうにある新しい物理を垣間見せてくれる。

ニュートリノ振動とは、ある種類のニュートリノが時間とともに他の種類に変化する現象を指して使われる言葉である。一般的に質量の固有状態と弱い相互作用の固有状態は一致せず、弱い相互作用の固有状態は3種類の質量の固有状態の重ね合わせで表されると考えられる。もしニュートリノの質量が0でなければ、あるニュートリノ $\nu_\alpha$ が $\nu_\beta$ に変化する確率は次式で表される。

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(1.27\Delta m^2 [\text{eV}^2] \cdot \frac{L [\text{km}]}{E [\text{GeV}]}\right) \quad (1.1)$$

ここで $\alpha, \beta = e, \mu, \tau$ 、2つのニュートリノの質量差 $\Delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$ とし、 $\theta$ を混合角、ニュートリノのエネルギーを $E$ 、飛行距離を $L$ としている。



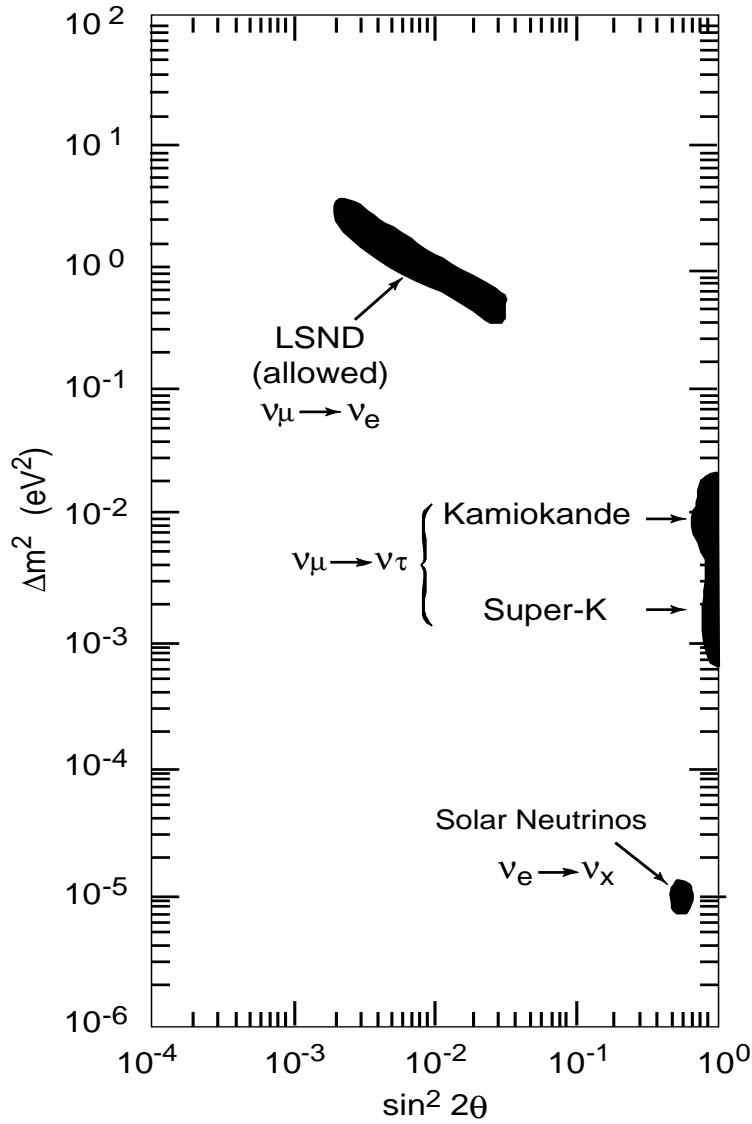


図 1.1: ニュートリノ振動の存在を示した実験で得られたパラメータ領域。

### 1.3 ニュートリノ振動の観測

ニュートリノ振動に関する研究は様々な形で行われている。その中で、この現象を強く示唆する実験結果として次の様なものが挙げられる。

- 太陽ニュートリノ問題
- 大気ニュートリノ問題
- LSND 実験

これらについて、以下に言及していく。また、これらの観測から得られたパラメータの領域を図 1.1 に示しておく。

### 1.3.1 太陽ニュートリノ問題

太陽は核融合反応をエネルギー源として輝いている。その反応では陽子がヘリウムと陽電子になり、同時に電子ニュートリノが放出される。このような反応の詳細と太陽の放射エネルギーとが得られれば、それに伴って放出されるニュートリノの数が分かり、そこから地球に降り注ぐニュートリノのフラックスが予測できる。太陽での核融合反応は標準太陽模型を用いて計算され、各過程で生じるニュートリノのフラックスが厳密に予想されている。

太陽ニュートリノを観測する主な実験として、Homestake [3]、GALLEX [4]、SAGE [5]、GNO [6]、Kamiokande [7] Super-Kamiokande [8]、SNO [9] 等が挙げられるが、全ての実験において予想値よりも小さなニュートリノフラックスが観測された(表 1.1)。また、それぞれの実験はニュートリノ検出のエネルギー閾値が異なるため、測定値/予想値のエネルギー依存性も見られる。このような観測結果を、太陽模型の変更によって説明するのは非常に難しい。

これらの測定値をニュートリノ振動で説明できると考えると、 $\Delta m^2 \approx 10^{-11} \sim 10^{-10} eV^2$  という解が与えられる。

また、物質中での共鳴的ニュートリノ振動(MSW効果)を考慮すると、4つの実験が矛盾無く説明でき、図 1.1 の  $\Delta m^2 \sim 10^{-5}$  あたりに見られるパラメーター領域が得られる。

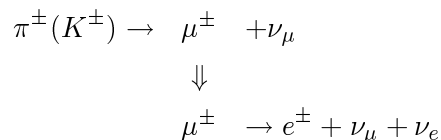
表 1.1: 太陽ニュートリノの観測結果。

Experiment	Observation	E.Thre.	Measured/Predicted
Homestake	Cl	814keV	0.34
SAGE+GALLEX+GNO	Ga	233keV	0.58
Kamiokande	Water Cherenkov	7.0MeV	0.55
Super-Kamiokande	Water Cherenkov	6.5MeV	0.49
SNO	D <sub>2</sub> O Cherenkov	6.75MeV	0.35

### 1.3.2 大気ニュートリノ問題

後述(第2章)するK2K実験は、大気ニュートリノの観測結果、特にカミオカンデ、スーパーカミオカンデ実験の結果に基づきその示唆するパラメーター領域を探索するために計画された。ここではそれらの観測結果について述べる。

宇宙から地球に降り注ぐ様々な粒子(宇宙線)は、地球大気の原子核と核反応を起こす。特に運動量1GeV/c以上の高エネルギー領域では中間子が多数生成される。特にその中で $\pi^\pm$ 、 $K^\pm$ は寿命がそれぞれ $2.6 \times 10^{-8} \text{sec}$ 、 $1.2 \times 10^{-8} \text{sec}$ と非常に短いため、大気と反応する前に崩壊する。また崩壊で生じた $\mu^\pm$ は比較的長寿命( $2.2 \times 10^{-6} \text{sec}$ )のため、エネルギーが大きいと崩壊すること無く地上に到達するが、ニュートリノエネルギーが1GeV以下になるような領域ではそれらは崩壊する。



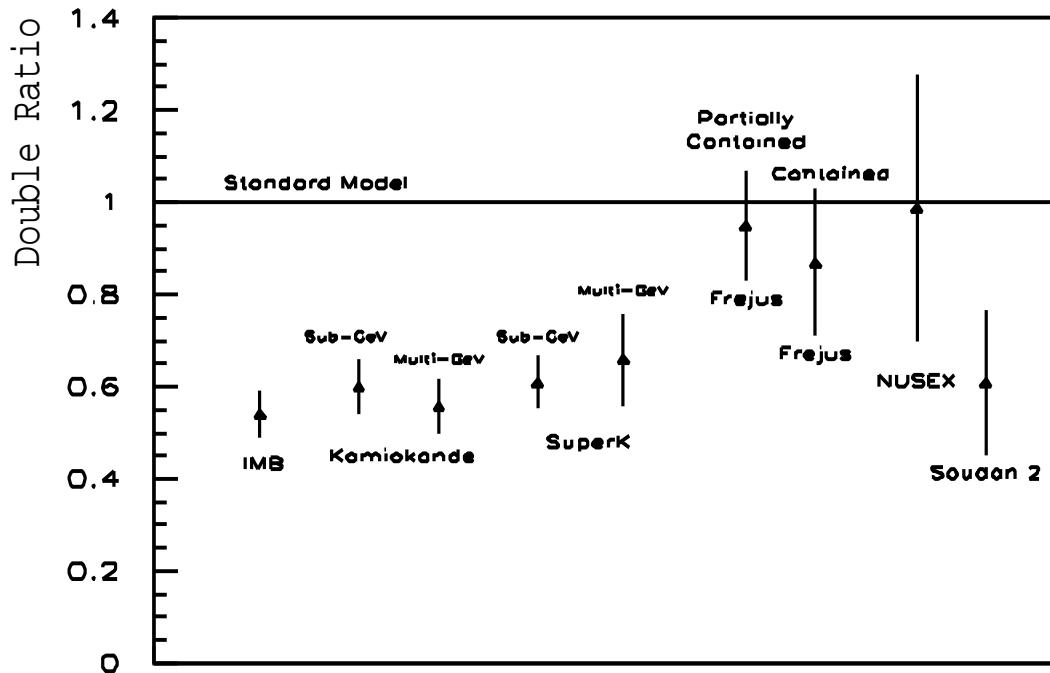


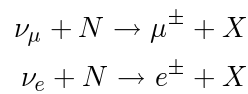
図 1.2: 大気ニュートリノ観測の各実験の結果を二重比で表してある。

これらの反応から、 $\mu^\pm$  のエネルギーが 1.6GeV 程度以下の領域では

$$\nu_\mu : \nu_e = 1 : 2 \quad (1.2)$$

が成り立つ。この比は核反応の詳細に依存しないので、5%程度の不定性で計算が可能である。

宇宙線で生じた  $\nu_e, \nu_\mu$  は検出器内の原子核、または核内の陽子、中性子との荷電カレント反応を通して検出される。反応で生成された粒子から親粒子が  $\nu_e, \nu_\mu$  のどちらであったかを判断する。



ここで N は核子、X は核子またはその他の粒子、粒子群を表す。エネルギーが大きいと X に  $\pi$  等が入って来て粒子の同定が難しくなる。上の反応の断面積等の不定性は、 $\mu/e$  というフレーバー比を取るによりかなりの部分をキャンセルすることが出来る。また、フラックスの絶対値等にも大きな不定性があるため、測定量としてフレーバー比の二重比

$$R \equiv \frac{(\nu_\mu/\nu_e)_{data}}{(\nu_\mu/\nu_e)_{MC}} \quad (1.3)$$

を考える。 $(\nu_\mu/\nu_e)_{MC}$  は装置の特性や観測エネルギー領域等を考慮したモンテカルロ計算値である。

大気ニュートリノを観測している各実験の結果を図 1.2 に示す。Frejus [10]、NUSEX [11] 以外の IMB [12]、Kamiokande [13]、Super-Kamiokande [14]、Soudan-2 [15] の結果は全て

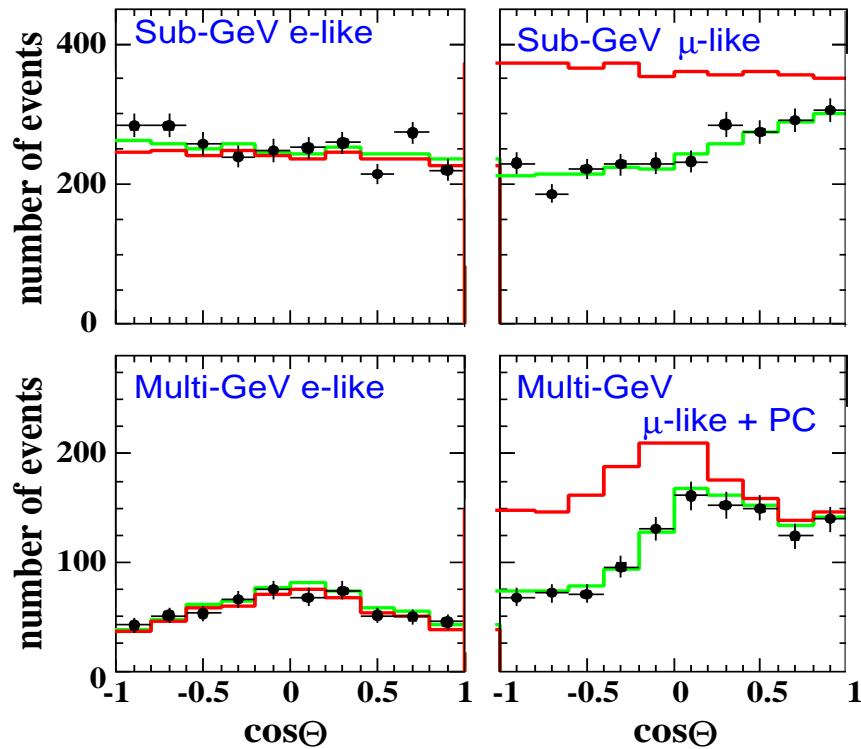


図 1.3: スーパーカミオカンデでのニュートリノイベントの天頂角分布 [14]。横軸は地球中心方向と  $\mu$  または  $e$  の運動方向のなす角の  $\cos$  であり、1 が真下に向かう、-1 が真上に向かう方向である。黒丸がデータ、赤い線がニュートリノ振動のないときのシミュレーション、緑線がニュートリノ振動を仮定したときのベストフィットのシミュレーション結果である。

0.5~0.7 の範囲にあり、これは  $\nu_\mu$  の欠損もしくは  $\nu_e$  の増加を示している。

また、スーパーカミオカンデはニュートリノイベントの天頂角分布で、上向き  $\nu_\mu$  の欠損も示している (図 1.3)。ニュートリノエネルギーが大きくなれば欠損も大きくなるというエネルギー依存性も現れている。それに対し、 $\nu_e$  は、フラックスの不確定性はあるものの、予想値と矛盾しない結果を示している。

フレーバー比の観測値が予想値からずれていることはやはりニュートリノ振動によって説明できる。スーパーカミオカンデの結果を  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  振動によるものと仮定すると、図 1.1 に見られるように、 $\sin^2 2\theta \cong 1$ 、 $\Delta m^2 \sim 10^{-3} \sim 10^{-2} eV^2$  辺りに解があると考えられる。

### 1.3.3 LSND

LSND [16] は  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  振動を検証した実験である。運動エネルギー 800MeV の陽子ビームを水標的に打ち込み、そこから生成される  $\pi^+ \rightarrow \mu^+(\nu_\mu) \rightarrow \bar{\nu}_\mu(\nu_e e^+)$  の崩壊から生じる  $\bar{\nu}_\mu$  を使用する。 $\pi^- \rightarrow \mu^-(\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \bar{\nu}_e(\nu_\mu e^-)$  の崩壊から生じる  $\bar{\nu}_e$  は  $\sim 10^{-3}$  に抑えられている。

$\bar{\nu}_e$  は

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$$

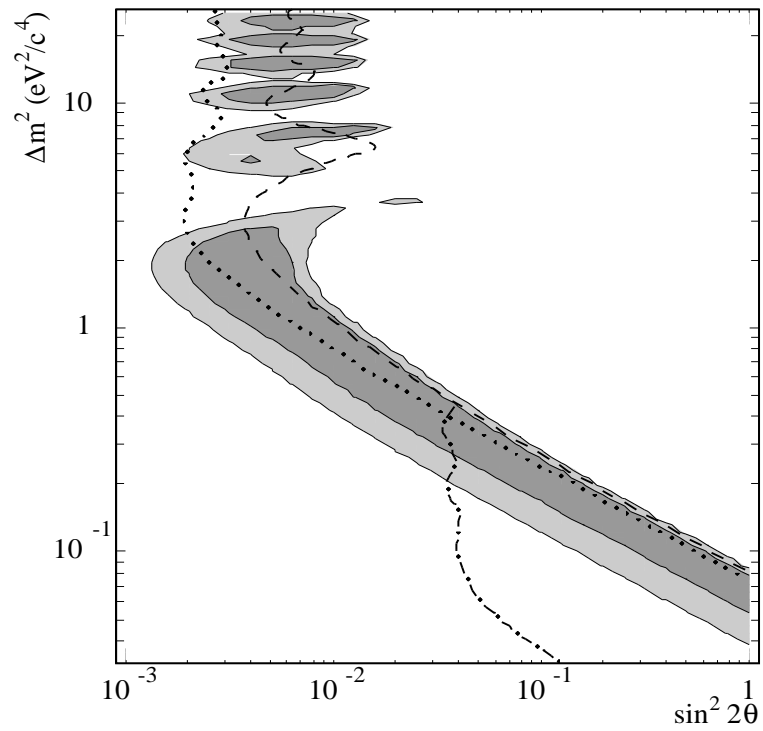


図 1.4: LSND が示唆する  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  振動のパラメーター領域 (影の領域: 90% & 99% likelihood region) [16]。

という反応を用いて検出される。検出器は液体シンチレーターを使用し、遅延同時計測を取っている。検出原理は Reines と Cowan が初めてニュートリノを検出した方法と全く同じである。

測定結果は  $\bar{\nu}_e$  イベントが 22、バックグラウンドとして予想される  $\bar{\nu}_e$  イベントは  $4.6 \pm 0.6$  であった。このイベント数の超過が統計的ふらつきによって生じる確率はおよそ  $10^{-8}$  である。これらの結果から、 $P_{\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e} = (0.13 \pm 0.11 \pm 0.05)\%$  という値が得られ、それに対する振動パラメーター領域は図 1.4 に示されている。

## 第2章 K2Kとその現状

大気ニュートリノの観測から、ニュートリノ振動の存在が証明され、そのパラメーター ( $\sin^2(2\theta), \Delta m^2$ ) は  $(1.0, 10^{-3} \sim 10^{-2} \text{eV}^2)$  であると考えられる。これは  $L/E$  を  $10^2 \sim 10^3$  になるような実験を行うとうまく検証できる。しかし、大気ニュートリノ実験ではニュートリノが宇宙線によって生成されるため、ニュートリノエネルギー、ニュートリノ生成点から観測点までの距離、の二つの大きな不定性が残ってしまう。この二つを確実に押えるため、加速器実験によってこのパラメーター領域でのニュートリノ振動を確認することは非常に重要である。

筑波一神岡間 長基線ニュートリノ振動実験 (K2K) は 1999 年 6 月に始動した、世界で初めての加速器を用いた長基線振動実験である。ニュートリノの平均エネルギーは  $1.3 \text{GeV}$ 、筑波一神岡間の距離は  $250 \text{km}$  (図 2.1) なので  $L/E \approx 200 (\text{km}/\text{GeV})$  である。これはスーパーカミオカンデが示唆するミューオンニュートリノの振動パラメーター領域に合わせて決められている。

ニュートリノは KEK にある  $12 \text{GeV}$  陽子シンクロトロンからのビームを用いて生成される。ここで生成されるニュートリノはほぼ純粋な  $\nu_\mu$  である (98.2%)。これをターゲットから  $300 \text{m}$  後方の Near Detector,  $250 \text{km}$  離れた Far Detector で検出し、それらを比較してニュートリノ振動の有無を検証する。

この章ではこの実験の装置、現状等の詳細を述べる。



図 2.1: KEK と SK の場所。距離は  $250 \text{km}$  ある。

## 2.1 K2K 実験の概要

### 2.1.1 振動現象の探索

先に述べたようにこの実験はニュートリノ振動現象を検証する。検証の方法として、appearance, disappearance の二つの方法がある。Appearance 実験は、生成されたニュートリノ (この実験では  $\nu_\mu$ ) が、他のフレーバーのニュートリノに振動したとして、その振動先のニュートリノを検出する方法である。後者の disappearance 実験は生成されたニュートリノが振動後に減少していることを確認する実験である。

K2K ではこの二つの方法で振動現象を検証している。以下にそれらの方法について述べる。

- Appearance 実験

3 フレーバーで考えたとき、生成された  $\nu_\mu$  は  $\nu_e$  もしくは  $\nu_\tau$  に振動する。もし  $\nu_\tau$  に振動したとしても弱荷電カレント準弾性散乱反応 (CCqe: 後述, 式 2.6) で  $\tau$  粒子を生成するエネルギー閾値は  $3.46\text{GeV}$  であり、この実験で生成されるニュートリノのエネルギーでは CCqe 反応を起こすことができない (図 2.2)。よって  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  の振動モードのみ検証することが出来る。

K2K のニュートリノビームには少量の  $\nu_e$  が含まれる。よって前置検出器 (Near Detector) で混入率を測定し、Far Detector で再び測定された混入率とを比較することで appearance 実験としての振動の検証を行う。

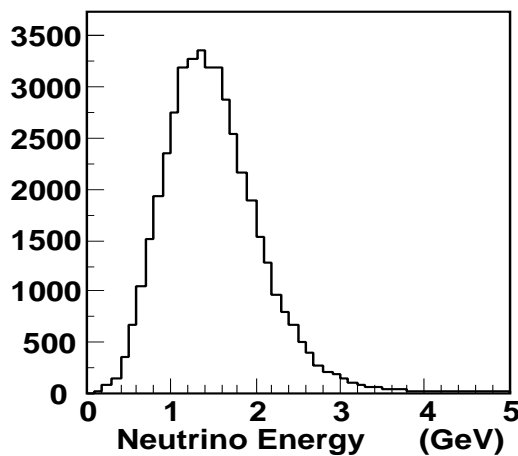


図 2.2: K2K 実験で生成されるニュートリノビーム中の  $\nu_\mu$  のエネルギー分布。(シミュレーション)

- Disappearance 実験

生成された  $\nu_\mu$  の減少の割合を測定してニュートリノ振動を検証する。K2K ではこの解析は 2 段階に分けて行われる。

1.  $\nu_\mu$  イベント数の比較

前置検出器での  $\nu_\mu$  イベント数から予想される Far Detector でのイベント数と、実際 Far Detector で観測された数との比較から、振動現象の検証を行う。厳密に言えば、これはニュートリノが減少している、ということの証明であり、必ずしも振動現象によるものであるとは言えない。

2.  $\nu_\mu$  イベントのエネルギースペクトラムの比較

ニュートリノの現象がニュートリノ振動によるものならば、イベント数の減少度

合はニュートリノのエネルギーに依存する。よって Far Detector でのイベントのエネルギースペクトラムとその予想スペクトルを比較することにより、振動現象を証明することが可能である。またこの振動パターンをフィットすることによって振動パラメーターを決定することが出来る。

## ニュートリノイベントの予想値の導出

Disappearance 実験においては、前置検出器でのイベント数から Far Detector でのイベント数を予想しなければならない。その予想値は次のような式で導出される。

$$N_{exp}^{SK} = \frac{N_{obs}^{near}}{\epsilon_{near}} \cdot \frac{\Phi_{far}}{\Phi_{near}} \cdot \frac{\sigma_{far}}{\sigma_{near}} \cdot \frac{M_{far}}{M_{near}} \cdot \epsilon_{SK} \quad (2.1)$$

- $N_{obs}^{near}$  : 前置検出器での観測されたイベント数
- $\epsilon_{near}, \epsilon_{SK}$  : 検出効率
- $\Phi_{far}, \Phi_{near}$  : ニュートリノフラックス
- $\sigma_{far}, \sigma_{near}$  : ニュートリノ散乱断面積
- $M_{far}, M_{near}$  : 有効体積

### 2.1.2 実験のキーポイント

既に述べたように、この実験は世界で初めての加速器ニュートリノを用いた長基線振動実験である。250km 先の検出器で捕えたニュートリノイベントが本当に加速器から来ているものかどうかの証明が非常に重要になる。これらのことは、次の事項を確認することによって確かめられる。

- ニュートリノビームが正確に Far Detector を向いているか。  
ビームライン建設時、各々の正確な位置関係は GPS(Global Positioning System) で測定されている。それ以後は、ニュートリノビームが Far Detector を向いているかどうか常に確認しなければならない。  
この確認には二つの検出器が用いられている。一つはミュー粒子モニター (MUMON)、もう一つは前置検出器、特に物質量の大きいミューオンレンジ検出器 (MRD) である。崩壊トンネル直後に設置されている MUMON は  $\pi$  の崩壊から生成されるミュー粒子の位置分布、強度を測定する。ミュー粒子のインテンシティーが大きいと、スピルごとのビームの安定性を確認することが出来る。MRD はニュートリノイベントのパーティックスの位置により、ビーム方向を確認でき、その長期安定性を確かめるのに用いられる。
- Near Site, Far Site で時間が同期しているか。  
ニュートリノは散乱断面積が小さいため、イベント数が非常に少ない。また SK における K2K イベントは 0.4events/day, 大気ニュートリノによる SK でのイベントは 8events/day となっている。数少ないイベントを確実に捕えるには、ニュートリノビー



ムの情報を用いるのが有用である。

この時間情報もまた、GPS によって測定されている。その精度はおよそ 100nsec となっている。

また、この実験では Near Site で測定されたニュートリノフラックスから、Far Site でのそれを予測しなければならない。

もしニュートリノソースがどちらの場所から見ても点源に見えるならば、単純にフラックスを (点源からの距離)<sup>-2</sup> とできる。しかし実際は、崩壊トンネルが 200m あり、Near Site の前置検出器は崩壊トンネル終端から 100m しか離れていないため、点源として扱う事は出来ない。正確にフラックスを測定するためにはニュートリノの親粒子であるパイ中間子の生成直後の運動量、角度の分布を知る必要がある。そのために、崩壊トンネルの手前、つまり標的の直後に、パイ中間子モニター (PIMON) を設置し、これらの値を測定することが可能である。

### 2.1.3 ニュートリノビームライン及びビームの特性

K2K 実験では KEK にある 12GeV 陽子シンクロトロン (KEK-PS) を使用している。この加速器から 12GeV に加速された陽子ビームを取り出す。このときのビームスピルは 2.2sec ごとに 1.1μsec 幅をもち、それぞれの強度は  $\sim 6 \times 10^{12}$  個/スピルである。また各スピルには 9 バンチ含まれており、1 バンチの幅は 50~60nsec, 約 100nsec 間隔である。

陽子ビームはその後 Far Detector の方向に曲げられ、ターゲットステーションへと導かれる。そこでビームは電磁ホーンシステム内のアルミニウム標的に照射される。この標的は直径 3cm、長さ 65cm で、2 つあるホーンのうち上流の物と一体となっている。この衝突により、 $\pi$  中間子、K 中間子等が生成される。これらの 2 次粒子は電磁ホーンシステム (図 2.3) によって生成される磁場により正電荷の粒子のみが Far Detector の方向へと収束される。このシステムを使用することにより、ニュートリノフラックスは使用しないときの約 14 倍となる [18]。

電磁ホーンシステムの直後には前述したパイ中間子モニター (PIMON) が設置されている [19]。これはリングイメージ型ガスチェレンコフ検出器で、チェレンコフ角により運動量分布を、チェレンコフ光の方向によりビームラインに対する角度分布を測定する。これらの分布からニュートリノビームのエネルギースペクトルと角度分布が予測できる。

収束された  $\pi^+$  はその後の崩壊トンネルにおいて

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (2.2)$$

の様に崩壊し、ニュートリノを生成する。崩壊トンネルの後ろにはビームダンプが設置されており、陽子や崩壊しなかった  $\pi^+$  等はここで除かれる。この直後にはミュー粒子モニター (MUMON) が設置されており、スピルごとのミュー粒子のプロファイルを測定している。MUMON の後ろには長さ 100m 程の土層があり、そこで残った  $\mu^+$  が止められ、ニュートリノのみが前置検出器へと向かう。

上で述べたビームライン (図 2.4) において、 $\nu_\mu$  以外のニュートリノは次のような反応によって生成される。

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (2.3)$$

$$K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e \quad (2.4)$$

$$K_L^0 \rightarrow \pi^- + e^+ + \nu_e \quad (2.5)$$

これらの反応から生ずる  $\nu_\mu$  以外のニュートリノは、 $\nu_e$  が 1.3%、 $\bar{\nu}_\mu$  が 0.5% と予想されている。

#### 2.1.4 前置検出器

K2K の前置検出器 (Near Detector) はビームダンプの 80m 下流、標的の 300m 後方に位置している。ニュートリノビームは 18.8mrad 水平方向から下向きに取り出されているため、検出器は 16m 掘下げられたホールに設置されている。前置検出器は 1 キロトン水チェレンコフ検出器 (1kt)、Fine-Grained 検出器 (FGD) の 2 つからなる (図 2.5)。これらの検出器ではニュートリノビーム生成直後のエネルギースペクトラム、フラックス、 $\nu_e$  の混入率、ビームの方向等を測定する。

##### 1kt 水チェレンコフ型検出器

1kt 水チェレンコフ型検出器 (1kt) は Far Detector であるスーパーカミオカンデ検出器と同じ型の検出器で、前置検出器の一番上流側に位置する。水層内には 1,000t の超純水が満たされている。水層は内水層、外水層に分かれており、直径 20 インチの光電子増倍管 (PMT) が内水層の内壁に 680 本、直径 8 インチの PMT が内水層の外壁に 68 本取り付けられている。外壁の PMT は 1kt の外側で相互作用し、生成された粒子が水層内に入ったイベントを識別するのに用いられる。

Far Detector と同じ測定原理、検出装置、解析方法を用いることにより検出器の持つ系統的な誤差をキャンセルすることが出来る。これによって振動現象の解析において直接的な比較が可能となる。

この検出器では、荷電粒子が物質中の光速以上の速さで走ったときに生じるチェレンコフ光を検出している。その光量分布、時間情報、リングパターンから粒子の同定を行う。

現在 1kt はニュートリノ反応事象数の絶対値を測定し、スーパーカミオカンデでのニュートリノ反応数の予測を行っている。また、約 1% の混入が予想される  $\nu_e$  のフラックスも測定している。

##### Fine-Grained 検出器 (FGD)

Fine-Grained 検出器は 4 つの検出器からなる。水標的/シンチレーティングファイバー飛跡検出器 (Scintillating Fiber Tracker, SFT)、ベトー・トリガーカウンタ、鉛ガラスカロリメータ、ミューオンレンジ検出器 (Muon Range Detector : MRD) の 4 つである。これらの検出器では、水標的中の核子と  $\nu_\mu$  との弱荷電カレント準弾性散乱反応 (Charged Current quasi elastic interaction : CCqe)

$$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p \quad (2.6)$$

によって生成される  $\mu^-$  の飛程、ビームに対する散乱角を測定することが出来る。この様な反応を選びだすと上の測定値から  $\mu^-$  のエネルギー  $E_\mu$ 、 $\mu^-$  の散乱角  $\theta_\mu$  が求まるので、

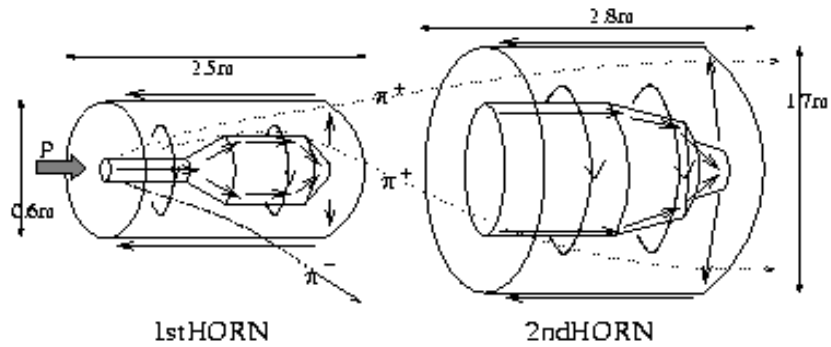


図 2.3: 電磁ホーンシステムの模式図。トロイダル状の磁場を発生させ、正電荷の粒子のみを前方に収束させる。

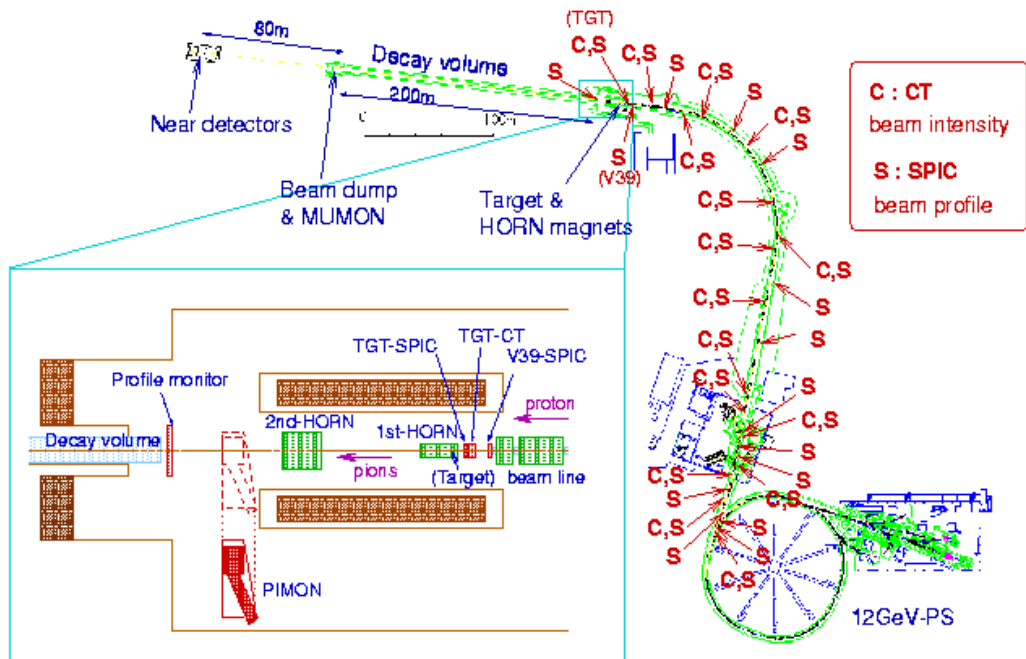


図 2.4: KEK に設置されているニュートリノビームライン。「C」は陽子ビームインテンシティー (強度) を、「S」はプロファイル (ビームの広がり) を測定している装置の設置場所を示している。

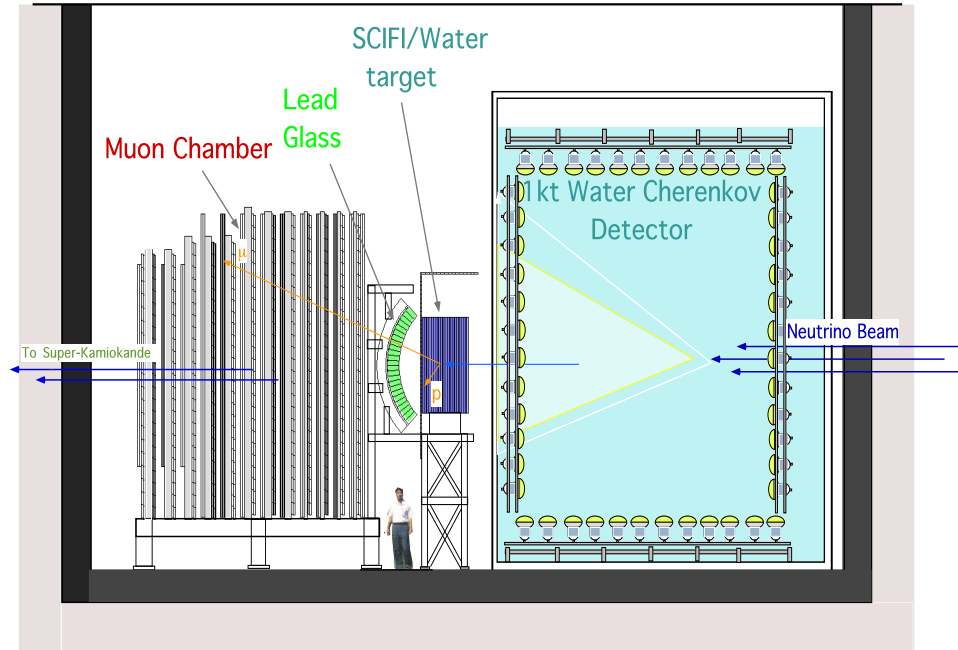


図 2.5: K2K の前置検出器。ニュートリノビームは図右方向から入射される。

$$E_\nu = \frac{E_\mu m_N - m_\mu^2/2}{m_N - E_\mu + p_\mu \cos \theta_\mu} \quad (2.7)$$

( $m_N$ :核子の質量、 $m_\mu$ : $\mu^-$  の質量、 $p_\mu$ : $\mu^-$  の運動量)

式を用いて  $\nu_\mu$  のエネルギーを再構成することが可能となる。

以下に Fine-Grained 検出器を構成する各検出器について説明する。

- 水標的/シンチレーティングファイバー飛跡検出器 (SFT) [17]

シンチレーティングファイバーシート 20 層の間にアルミ製水チューブを 19 層並べた構造になっている。(図 2.6)

ファイバーシートは直径 0.7mm のシンチレーティングファイバーを 2 層俵積みに並べてシート状にしたものである。これを紙製のハニカムボードの両面に、大きさが 2.4m×2.4m になるよう貼り付けてある。ファイバーシートはボードの前面、後面で直交するように貼ってあり、これを 1 層として扱う。

アルミ製水チューブは 241.7cm(長さ)×16cm(高さ)×6cm(厚み)で、これを垂直方向に 15 個並べたものを 1 層としている。このチューブ中に純水を満たして  $\nu_\mu$  の標的とする。Far Detector と同じ純水を標的にすることにより、標的内の核内効果と同じにして系統誤差を抑えるようにしている。

シンチレーティングファイバーは荷電粒子が通過することによりシンチレーション光を発する。水標的と  $\nu_\mu$  との反応により生成された  $p, \mu^-$  がその飛跡に沿ってファイバーを発光させるのでその光を検出することにより飛跡を再構築することが出来る。

光の読みだしには 24 本のイメージインテンシファイアチューブ (IIT) と CCD (Charge Coupled Device) カメラを用いている。

これらの検出器、読みだし装置による飛跡の位置分解能は  $250\mu\text{m}$ 、反応点の位置分解能は  $x, y$  方向で  $2\text{mm}$  以下、 $z$  方向で  $3.3\text{mm}$  となっている。しかし、読みだし装置の蛍光面の発光時間により、時間分解能は  $100\mu\text{sec}$  程度しかない。これがこの検出器のノイズを増やす原因の一つとなっている。

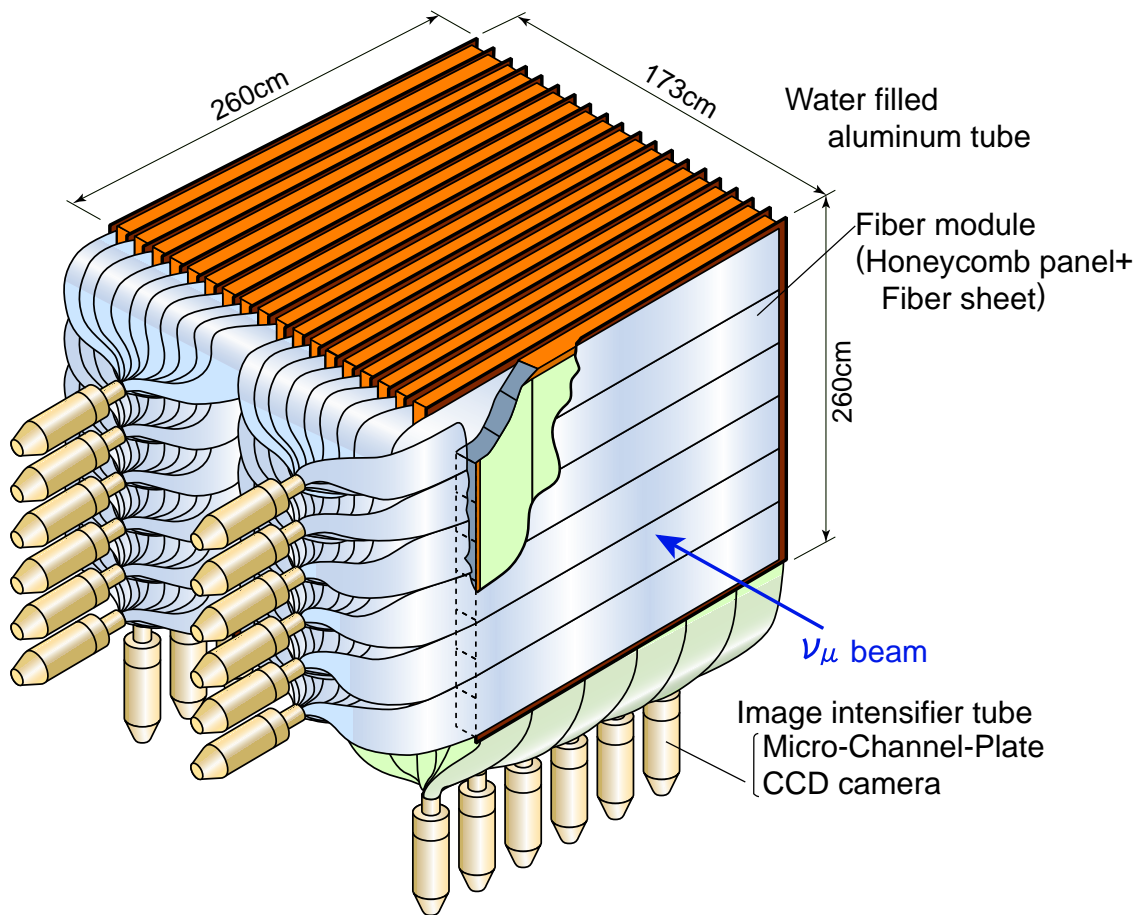


図 2.6: 水標的/シンチレーティングファイバー飛跡検出器の概観。

- ベトー・トリガーカウンタ

SFT の上流、下流に SFT を覆うように設置されている、プラスチックシンチレータである。上流側には  $466\text{cm}$  (長さ)  $\times$   $20\text{cm}$  (高さ)  $\times$   $4\text{cm}$  (厚み) のものが 20 本、下流側には  $466\text{cm}$  (長さ)  $\times$   $10\text{cm}$  (高さ)  $\times$   $4\text{cm}$  (厚み) のものが 40 本並んでおり、それぞれは左右から PMT で読みだされる。

上流側のシンチレータは SFT より上流で生成された  $\mu^-$  等の粒子や宇宙線を、SFT 内で起こる反応と区別し、そのイベントを取り除くベトーカウンターとして使用する。下流側のシンチレータは SFT 内で起こった反応とのマッチングをとり、後段の鉛ガラスカロリメータと組み合わせて  $\mu/e$  識別を行う。SFT から飛び出した  $\mu^-$  の、ミューオンレンジ検出器に対するスタート信号としても用いる。

- 鉛ガラスカロリメータ (LG)  
ビーム中に混入している  $\nu_e$  と、SFT との反応で生成された電子の同定とそのエネルギー測定を目的としている、鉛ガラスを使用したチェレンコフカロリメータである。エネルギー分解能は  $\Delta E_e/E_e \approx 8\%/\sqrt{(E_e[\text{GeV}]})$  となっている。
- ミューオンレンジ検出器 (MRD)  
厚さ 20cm(前4層は 10cm) の鉄標的と、ドリフトチェンバーとが交互に並べられた粒子飛跡検出器である。大きさはおよそ 7.6m×7.6m である。全部で鉄 2m の厚みがあり、2.8GeV/c までの  $\mu$  であれば全てのエネルギーを失って検出器中でとまる。  
この検出器の目的は次のようなものがあげられる。
  - － 反応 (2.6) によって生成された  $\mu^-$  のエネルギーと角度を測定することにより、ニュートリノのエネルギー分布を求める。
  - － 大角度をカバーし物質質量も大きいこの検出器を用いて、ニュートリノイベントの発生点の分布を求め、ビームの方向、広がりについての情報を得る。
  - － ニュートリノイベントのレートを測定することにより、ニュートリノビームの強度を求める。

### 2.1.5 スーパーカミオカンデ (Far Detector)

スーパーカミオカンデ水チェレンコフ型検出器 (図 2.7) は岐阜県吉城郡神岡町の神岡鉱山の地下 1,000m に設置され、K2K の Far Detector として使用されている。地下深くに位置するため、バックグラウンドとなる宇宙線  $\mu$  粒子は強度が地表の  $10^{-5}$  倍、頻度は 2Hz と非常に小さくなっている。

検出器は高さ 41.4m、直径 39.3m の円筒形をした水槽で、その中に約 50,000t の超純水が満たされている。内部の水層は光学的に内水層、外水層に分かれており、直径 20 インチの PMT が内水層の内壁に 11,146 本、直径 8 インチの PMT が内水層の外壁に 1,885 本外向きに取り付けられている。

内水層は粒子の主たる検出器であり、外水層は岩盤からの  $\gamma$  線や中性子等のバックグラウンド、および外部から入射する宇宙線  $\mu$  等の除去、また外部に抜ける粒子の識別等に用いられる。

スーパーカミオカンデでの CCqe 反応によるニュートリノイベントは、チェレンコフ光が作るリングパターン等によって  $\nu_e$  によるものか、 $\nu_\mu$  によるものかを区別することが出来る。 $\nu_e$  によって  $e^-$  が生成された場合、電子はシャワーを起こしながら走るため、チェレンコフリングは幾重にも重なったように観測される (図 2.8)。一方、 $\nu_\mu$  によって  $\mu^-$  が生成された場合、相互作用をあまりせず水中を走るため、 $\mu^-$  のみによるリングが見られる (図 2.9)。このように、リングのタイプによりニュートリノの識別が可能である。

このように識別された  $e^-$  起源 (e-like) のイベントは、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  の解析に用いられる。また  $\nu_\mu \rightarrow \nu_x (x = \tau, \text{sterile})$  の解析を行うにはエネルギースペクトルを測定しなければならないので、反応点とそこから発生した粒子が全て内水層に含まれるイベント (FC(Fully Contained) イベント) が用いられる。

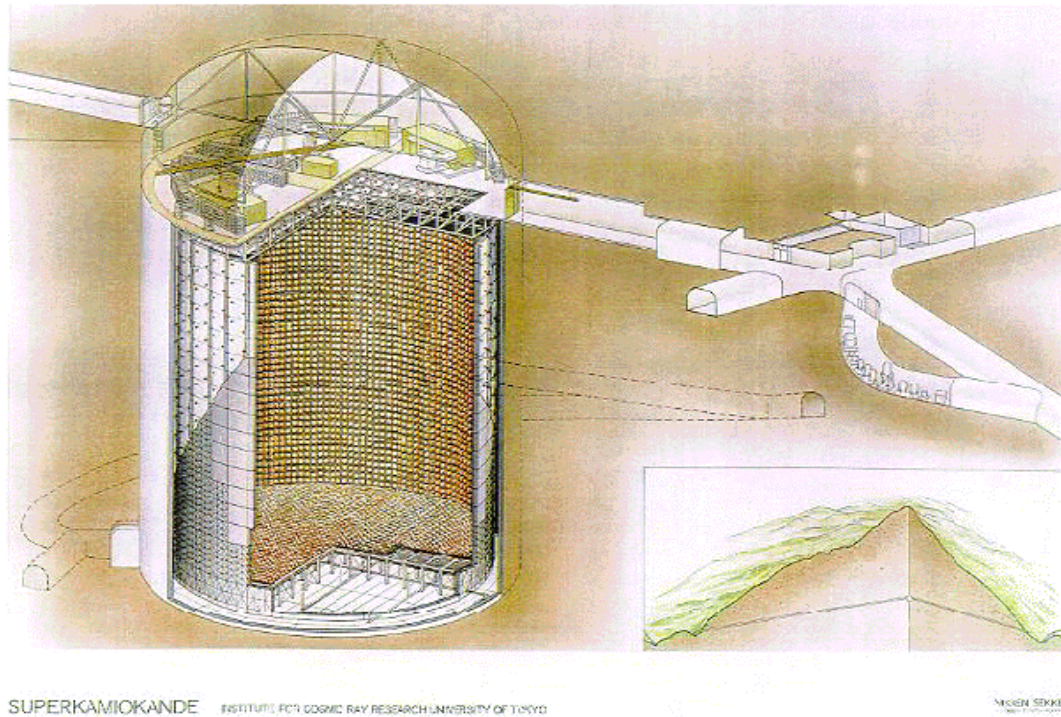


図 2.7: スーパーカミオカンデ水チェレンコフ型検出器。

## 2.2 K2K の現状

いままでに述べたように、ニュートリノビームの方向は常にモニターされ、安定していることが確認されている。スーパーカミオカンデで予想されるニュートリノフラックスは、約 1km の範囲でフラットであるので、3mrad の精度を保てれば良い。MUMON および MRD で、スパイルごとにビーム方向は測定でき、約 1mrad の精度でスーパーカミオカンデを向いていることが確認されている。

また時間情報も GPS を用いて 100nsec の精度で押えており、KEK からのニュートリノイベントを正確に抽出することが出来る。この時間内にスーパーカミオカンデで大気ニュートリノイベントが起こる確率は  $10^{-5}$  程度である。

PIMON で陽子と標的との相互作用で生成された、 $\nu$  の親粒子である  $\pi^+$  の運動量、角度の分布を共に理解しているので、スーパーカミオカンデでのニュートリノフラックスも正確に予想することが出来る。

### 2.2.1 現在の測定値と期待値

K2K では、実験開始後から 2001 年 6 月までに、 $4.8 \times 10^{19}$  p.o.t (Proton On Target) に対するイベントを収集した。これらのデータからスーパーカミオカンデにおいて予想されるニュートリノイベント数は  $80.0^{+7.6}_{-8.3}$  (1kt) に対し、観測されたイベント (FC イベント) は 56



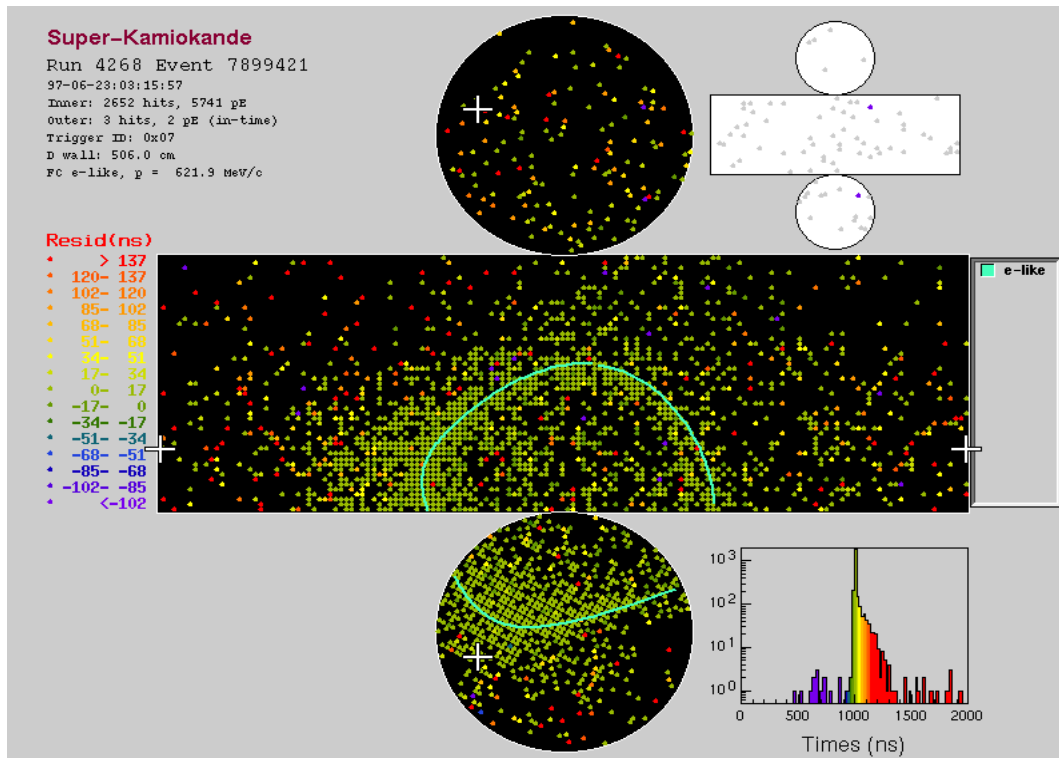


図 2.8: スーパーカミオカンデでの  $\nu_e$  イベント。電子シャワーによって多くの電子がチェレンコフ光を発生するため、リングが幾重にも重なって見える。

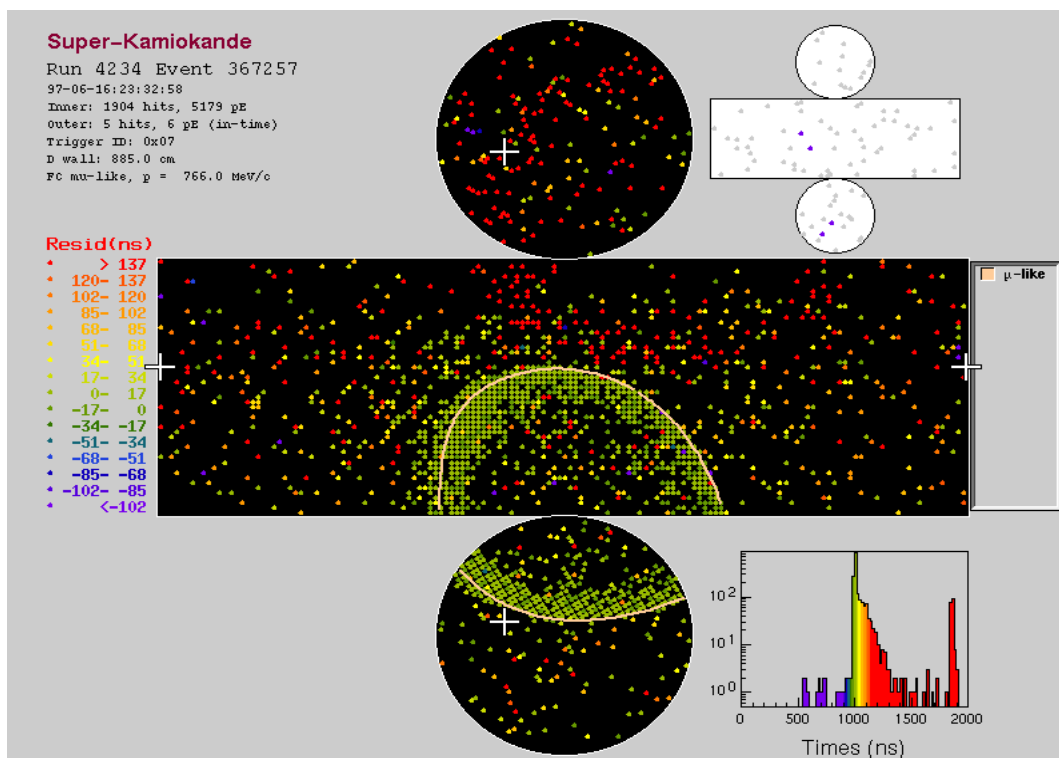


図 2.9: スーパーカミオカンデでの  $\nu_\mu$  イベント。 $\mu^-$  によるリングがきれいに見える。



である。この予想値は  $87.41^{+12.91}_{-14.15}$  (MRD),  $87.5^{+10.5}_{-11.8}$  (SFT) と矛盾しない。

観測値と予想値は  $2.9\sigma$  離れており、統計的ふらつきによってスーパーカミオカンデでのニュートリノイベント数が56以下である確率は1.8%である。このことから、ニュートリノ振動が起こっていない(厳密に言えば、 $\nu_\mu$  が減少していない)という仮定は98%以上の信頼度 (Confidence Level) で排除される、ということが言える。(付録A 参照)

表 2.1 にスーパーカミオカンデでのイベントの内訳を示しておく。

表 2.1: スーパーカミオカンデで観測された K2K イベントの内訳。

Event	Observed	Expected
Single Ring $\mu$ -like	30	$43.6 \pm 6.9$
Single Ring e-like	2	$4.4 \pm 1.7$
Multi Ring	24	$31.9 \pm 5.3$
Total	56	$80.0^{+7.6}_{-8.3}$

## 第3章 新しい検出器の開発

この論文で述べる新しい検出器とは、一言で言えば“大面積を覆うことが出来る粒子通過位置検出器”である。この検出器を開発するに至った経緯を述べる。

### 3.1 開発動機 1 –

#### 振動実験の新しいニュートリノ検出器

ニュートリノは  $W^\pm$  ボゾンと  $Z^0$  ボゾンの交換によって物質と反応する。 $W^\pm$  ボゾンを介する反応を荷電カレント (CC) 反応、 $Z^0$  ボゾンを介する反応を中性カレント (NC) 反応という。

2.1.4 で述べたように、ニュートリノ振動の解析には水標的中の核子と  $\nu_\mu$  との弱荷電カレント準弾性散乱反応 (CCqe)

$$\nu_l + n \rightarrow l + p$$

を用いる。しかし、K2K 実験で用いている約 1GeV のニュートリノは、図 3.1 に示されているように、CCqe 反応の他に

$$\nu_l + N \rightarrow l + N' + m \quad (\text{CC single-meson production})$$

$$\nu_l + N \rightarrow l + N' + n\pi \quad (\text{CC multi-pion production})$$

$$\nu_l + N \rightarrow \nu_l + N \quad (\text{NC elastic scattering})$$

$$\nu_l + N \rightarrow \nu_l + N' + m \quad (\text{NC single-meson production})$$

のようなものがある。ここで、 $l$  は荷電レプトン、 $N$ 、 $N'$  は核子を表す。

#### 3.1.1 シンチレーティングファイバー飛跡検出器 (SFT) の現状

現在の K2K 実験で使用しているビームの様に、ニュートリノエネルギーが 1GeV 付近では、CCqe 反応よりも、それ以外の反応の割合の方が大きい。これらのイベントが混じり合う中で、CCqe 反応を効率良く選び出す必要がある。そのためには、生成された  $p$ 、および  $\mu$  を確実に捕え、なおかつそれ以外の粒子が生成されたときにはそれも確実に押えなければならない。

図 3.2 に K2K 実験のニュートリノビームで生成される  $p$ 、および CCqe 反応以外の反応で生成される粒子の例として  $\pi$  の運動量を示す。これからも分かるように、このふたつの粒子の運動量は大きくなく、特に  $p$  についてはその  $dE/dx$  が大きいいため、検出器内での飛程は長くない。

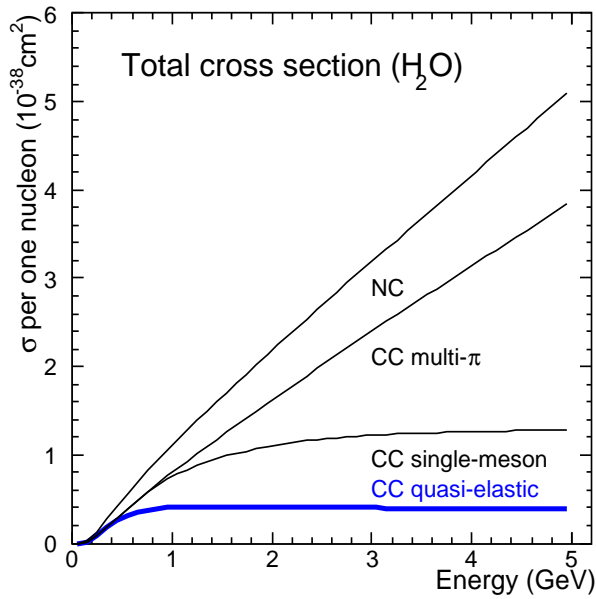


図 3.1: 水標的に対するニュートリノの反応断面積 (シミュレーション)。横軸はニュートリノのエネルギー。縦軸は水の一核子当たりの反応断面積としている。青いラインが CCqe 反応に対する反応断面積。

現在の SFT には 6cm もの不感領域 (水標的入りアルミチューブ) が存在する。このことによって、特に低エネルギーの粒子に対しては、その飛跡を捕えるのは非常に難しくなってしまう。これはニュートリノエネルギーにして 1GeV 以下でのイベントの検出効率に対して非常に厳しく影響する。1GeV 以下の領域は、スーパーカミオカンデ実験より得られる振動パラメーターによると、 $\nu_\mu$  が最も大きく振動する所である (図 3.3)。

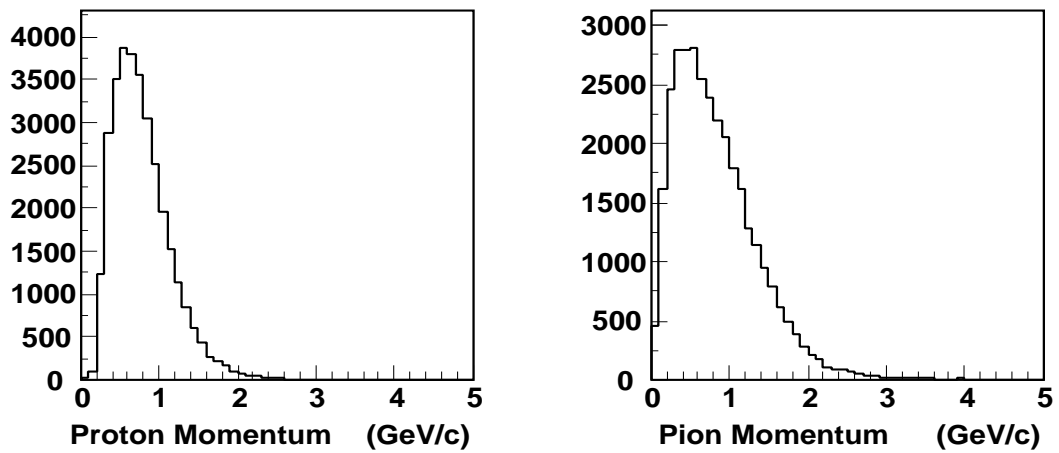


図 3.2: K2K 実験のニュートリノビームで生成される p(左) と  $\pi$ (右) の運動量分布。(シミュレーション)

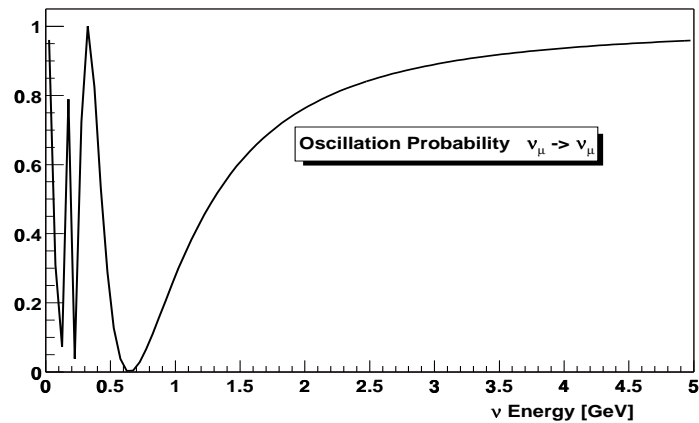


図 3.3:  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$  の振動確率。横軸は  $\nu_\mu$  のエネルギー。パラメーターは  $\sin^2 2\theta = 1.0$ 、 $\Delta m^2 = 3.2 \times 10^{-3} eV^2$ 。これはスーパーカミオカンデの大気ニュートリノの観測での最適パラメーターである。

### 3.1.2 新しい検出器への要求

上述事項を踏まえると、新しい検出器への要求は次の様なものとなる。

- 不感領域が小さい。
- 検出効率が高い。
- 反応点を決定でき、粒子の飛跡を検出できる位置分解能をもつ。
- 検出できるエネルギー閾値が小さい。

これらの要求を満たす検出器として、プラスチックシンチレーターと波長変換ファイバーを用いた検出器の開発に取り組むこととした。

## 3.2 開発動機 2 -

### シンチレーティングファイバー飛跡検出器のアップグレード

2.1.4 節で述べたように、シンチレーティングファイバー飛跡検出器 (SFT) は前置検出器のひとつである。そのビーム上流側、下流側にはベトー・トリガーカウンタが設置されているが、検出器の上下、側部にはなにもない。特に上部に、宇宙線を識別するためのベトーカーカウンタとしてなにか検出器が欲しい。また、SFT 内で起こった反応で生じる 2 次粒子が SFT の上下、側部から抜け出すイベントも存在する。これらを検出すれば、ニュートリノイベントとして解析に使用できる数が増える。このような理由から、SFT の上部を覆うことが出来るような検出器の開発を行うこととなった。

#### 3.2.1 宇宙線について

図 2.6 にあるように、SFT は上部面積が  $173\text{cm} \times 260\text{cm}$  である。この面積には、運動量  $1\text{GeV}/c$  以上の宇宙線  $\mu$  がおよそ 750 カウント/秒入射すると考えられる。

2.1.4 節で述べたように SFT は時間分解能が  $100\mu\text{sec}$  しかないため、これらの宇宙線イベントを十分に除くことが出来ない。またファイバーのライトガイド部分やバンドル部分をも十分覆うためには、およそ  $200\text{cm} \times 300\text{cm}$  の大きさで、宇宙線イベントを識別できるような検出器が必要となる。

また、SFT はその時間分解能の大きさから、時間情報を用いて宇宙線のトラックのみをノイズとして落とすことは不可能である。よって、宇宙線の入射位置からその飛跡を予想し、それをノイズとして落とさなければならない。そのために新しい検出器からは粒子の位置情報も得る必要がある。SFT は各層の間に厚み  $6\text{cm}$  の水標的入りアルミチューブが挟まれているので、どの層に宇宙線が入射したかを知るためには  $1\text{cm}$  程度の位置分解能があれば十分である。

#### 3.2.2 ニュートリノイベントについて

図 3.4 から分かるように、前置検出器においてすでにニュートリノビームは広がりを持っている。SFT はビーム上流から見て  $260\text{cm} \times 260\text{cm}$  の面積を持つ (図 3.4 の青い線) ので、検出器の端でのニュートリノフラックスと検出器中央でのそれとは 30% 程度の差しかない。つまり、検出器の端であってもニュートリノの反応は十分起きている。これらのイベントで生成された粒子はビーム軸に対して角度を持って放出されるので、検出器の側面、もしくは上面から外へ抜け出てしまうものがある。これらのイベントをその外側で検出することにより、解析に用いるイベント数を増やすことが出来る。

このようなイベントでは、時間情報としてどのビームスピルで反応が起こったかを知る必要がある。スピル幅は  $1.1\mu\text{sec}$  なので、新しい検出器には  $1\mu\text{sec}$  以下の時間分解能が必要である。

上でも述べたように、外へ抜け出るイベントはどの層から出て来たかが分かれば外挿することが可能なのでこれもやはり  $1\text{cm}$  程度の位置分解能が要求される。

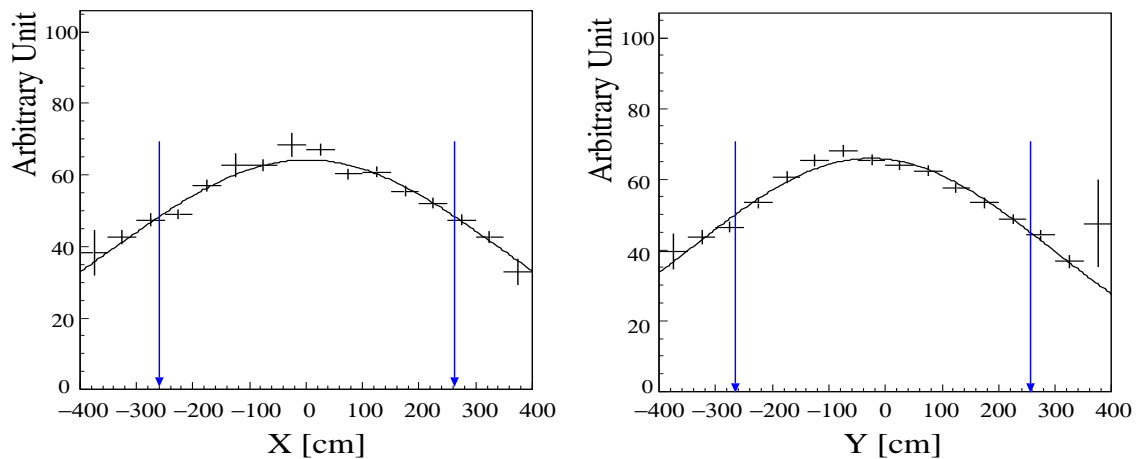


図 3.4: ミューオンレンジ検出器で測定されたニュートリノビームの分布。左の X が横、右の Y が高さを表す。青い線は SFT の横幅と高さ。

### 3.2.3 SFT のアップグレードに用いる検出器への要求

上で述べたようなこの検出器への要求は以下の様にまとめることができる。

- $1\mu\text{sec}$  以下の時間分解能
- 1cm 程度の位置分解能
- 大きな面積を一様に覆うことができる
- 高い検出効率

SFT での飛跡検出効率 (ファイバーシート 5 層以上貫通した粒子の飛跡に対する) は、現行の方法では  $98 \pm 2\%$  であるので、これと同程度、もしくはこれ以上の検出効率が求められる。

## 3.3 検出器の開発

### 3.3.1 通常のプラスチックシンチレーターを用いた検出器

我々はこれらの要求を考慮し、図 3.5 の様な検出器を考えた。検出原理等詳細は第 4 章で述べる。

板上のプラスチックシンチレーターにファイバーを埋めるための溝を前面、後面に直交するように掘り、そこに波長変換ファイバーを埋め込む。粒子がシンチレーター内を通過すると、そこで生じたシンチレーション光がファイバーに捕えられ、そのファイバーを通じて光検出器に伝えられる。前面、後面に直交するように埋めることで 1 枚のシンチレーターで 2

次元の位置情報を得ることが出来る。粒子の通過位置情報は各々のファイバーで得られた光量の分布から求められる。

波長変換ファイバーを伝った光はマルチアノード光電子増倍管 (MAPMT) と呼ばれる多チャンネル読み出しが可能な光検出器を用いて読み出される。ファイバーの断面積が小さいため、1チャンネルの窓が小さい MAPMT を用いることが可能であり、読み出しチャンネル当たりのコストを大きく減らすことが出来る。また、プラスチックシンチレーターは非常に減衰時間が短く、MAPMT の時間応答性も良いため、これらの組合せで時間分解能の良い検出器が作成できる。

このように加工したシンチレーターを数枚重ねることにより3次元検出器となる。しかもこの検出器には不感領域というものがない。これで十分な検出効率と位置分解能とが得られれば新しい検出器として十分使用に値すると考えられる。

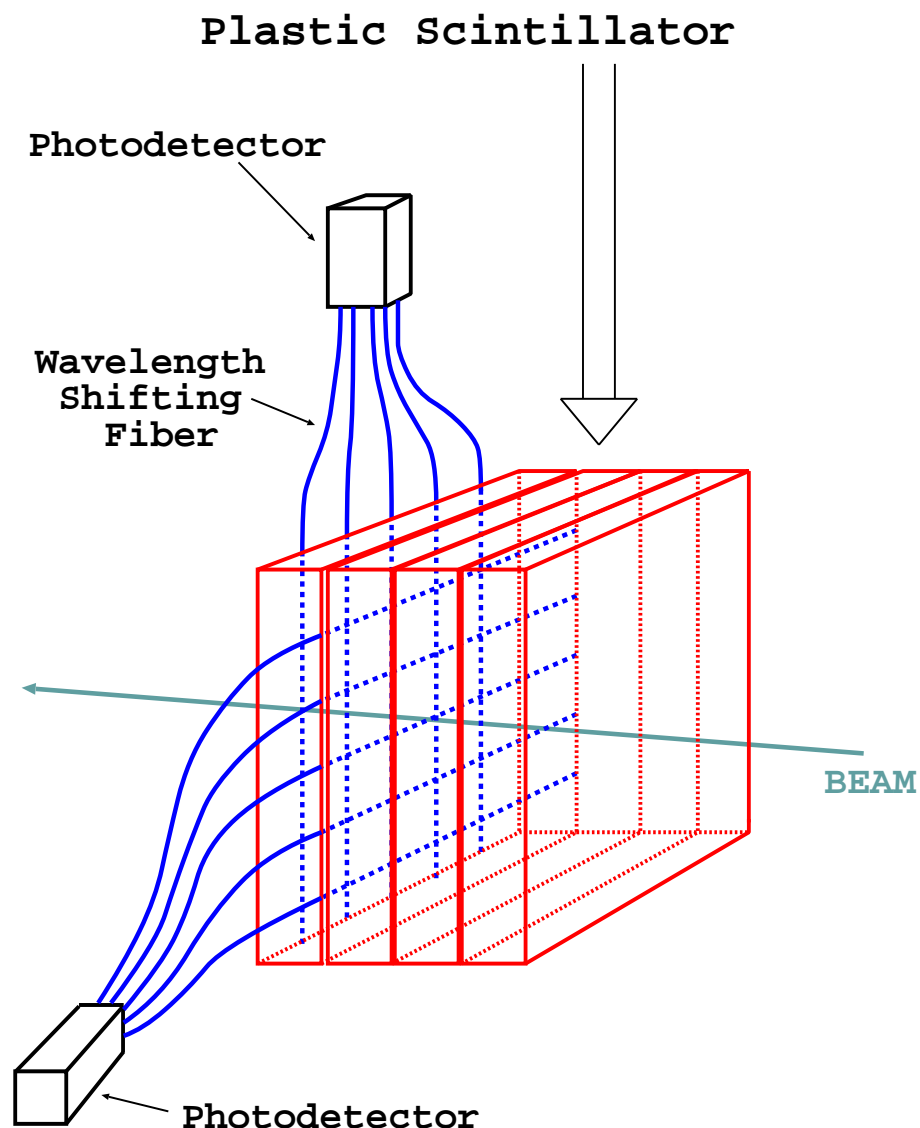


図 3.5: 新しい検出器の形状。板上のプラスチックシンチレーターの前面、後面に互いに直交する方向にファイバーが埋められている。

### 3.3.2 通常のプラスチックシンチレーターを用いた検出器の問題

詳しいデータについては第5章で述べるが、このような検出器では、一般的な透明のプラスチックシンチレーターを用いた場合、シンチレーターの中で光が広がってしまい、ファイバーの光量分布を見ても粒子の通過位置情報を十分な精度で得られなかった。これを解決する手段として、次のようなものが考えられる (図 3.6)。

シンチレーターを短冊状に加工し、それに溝を掘ってファイバーを埋め込む。シンチレーターのまわりは光が外に洩れないように加工しておく。このようなシンチレーターを複数本並べる事によって、1枚の板状シンチレーターにする。粒子が通過したシンチレーターしか発光しないので、通過位置を特定するのは簡単である。このようにして板状になったシンチレーターを交互に数層重ねることにより、3次元の位置検出器が可能である (図 3.6)。

この形の検出器の利点としては、オン・オフの区別が非常に明確であること、および光を集めやすい、ということが挙げられる。隣のシンチレーターに光が洩れなければ粒子の通過を簡単に識別でき、解析時の扱いが簡潔になる。また、シンチレーターの周りを反射剤等で塗っておけば反射光をファイバーに集めることも出来る等、光量を大きくする工夫も容易である。

図 3.6 の形状の欠点を挙げてみると、まず加工と遮光の繁雑さが挙げられる。ファイバーを短冊にし、溝を掘る、という段階まではまだいい。引き出しシンチレーターとしてこの形状で作成する事も可能である。しかしその後、この1本1本をきっちり遮光する必要がある。

次に、不感領域が出来てしまう事が挙げられる。遮光するために、どうしてもシンチレーターを何かで覆わなければならない。大した体積ではないかも知れないが、遮光する物質によっては検出効率を下げる要因ともなりうる。

また、シンチレーターの大きさでの粒子の位置検出精度の限界が決ってしまう。現在この形で建設が進められている検出器では、幅が 4cm, もしくは 2cm 等で考えられている。当然このときの位置検出精度は、統計的にその幅を持つ一様分布として扱い、幅/ $\sqrt{12}$ として決ってしまう。これ以上の改善は望めない。

### 3.3.3 散乱体入りプラスチックシンチレーターを用いた検出器

こうした要因から、我々はあえて1枚板のシンチレーターを用いた検出器にこだわった。加工はシンチレーターに溝を掘るだけであり、検出器全体(ファイバー、光検出器も含めて)を暗室に入れてしまえばそれで遮光が完成する。また先述したように不感領域はまったく生じない。問題は位置分解能である。

#### 散乱体入りプラスチックシンチレーター

精度良く粒子の位置を検出できないという問題を解決するため、我々はシンチレーターに散乱体を混入した。光を離れたファイバーまで届かないようにするため、また近くのファイバーに集めるためでもある。この方法により、1枚板のシンチレーターで十分な位置分解能を得ることに成功した。



以後の章では、散乱体シンチレーターを用いた検出器について、まずその部品となるシンチレーター、波長変換ファイバー、マルチアノード光電子増倍管について詳しく述べる。その後、検出器のプロトタイプを用いたビームテストとその結果について詳述する。

以下、この検出器に対する要求をまとめておく。

- $1\mu\text{sec}$  以下の時間分解能。
- 1cm 程度の位置分解能。
- 高い検出効率。
- 不感領域が小さい。
- 反応点を決定でき、粒子の飛跡を検出できる位置分解能をもつ。
- 検出できるエネルギー閾値が小さい。
- 大きな面積を一様に覆うことが出来る。

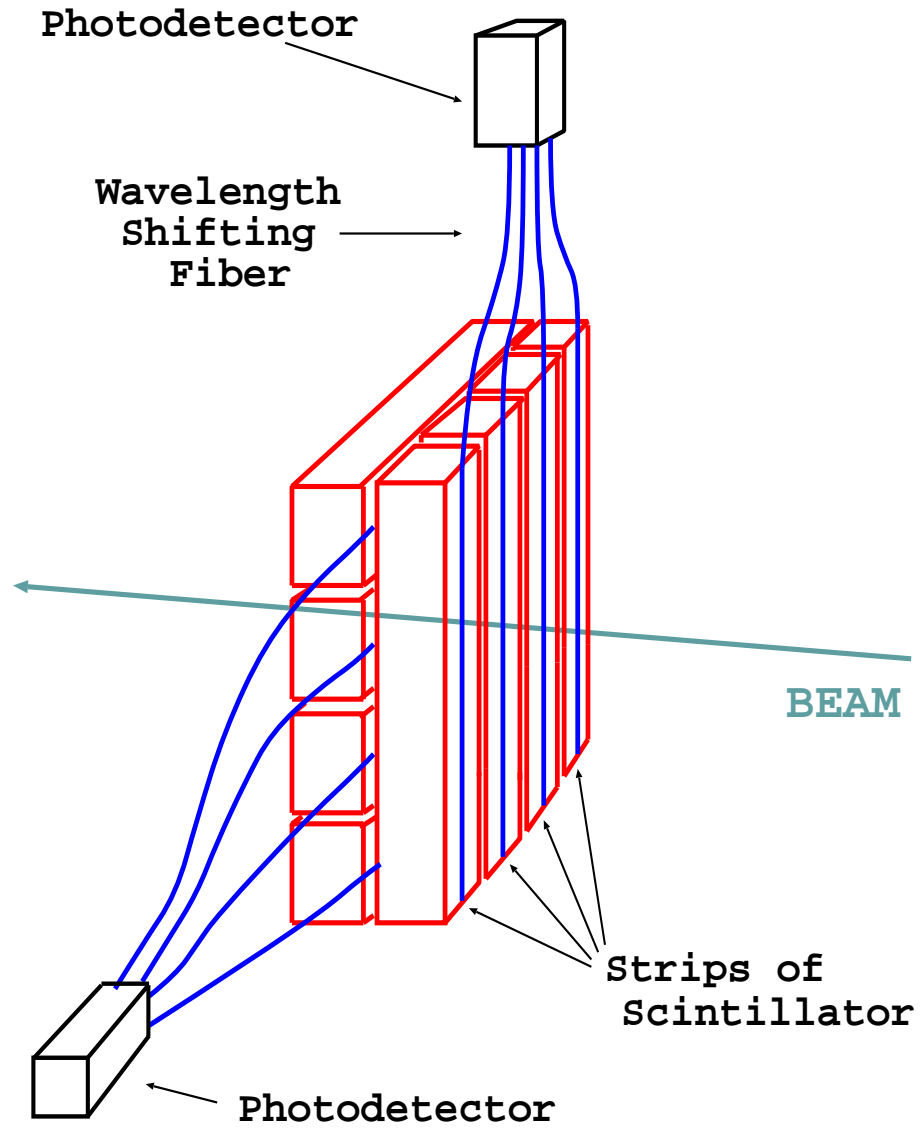


図 3.6: 位置情報を得るための検出器の形状。シンチレーターを短冊状に加工することにより、独立した検出器として粒子の検出を行う。

## 第4章 検出器の構成要素

新しい検出器は、主に散乱体入りプラスチックシンチレーター、波長変換ファイバー、光検出器 (マルチアノード光電子増倍管、MAPMT) から成る。これらを用いた検出原理は以下の通りである (図 4.1)。

まず荷電粒子がシンチレーター内を通過すると、その飛跡に沿った分子が励起される。励起された分子はおよそ  $10^{-9}\text{sec}$  で元の状態に戻り、同時に光 (シンチレーション光) を放出する。この光が波長変換ファイバーに捕えられ、ファイバー内に混入されている波長変換材が再発光を行う。再発光後の、ファイバー内を伝搬可能な角度を持った光のみが光検出器まで到達することが出来る。これらの光を光検出器が電気信号に変換し、信号として読み出す。

この章では、この検出器に用いられている各要素について詳しく述べる。

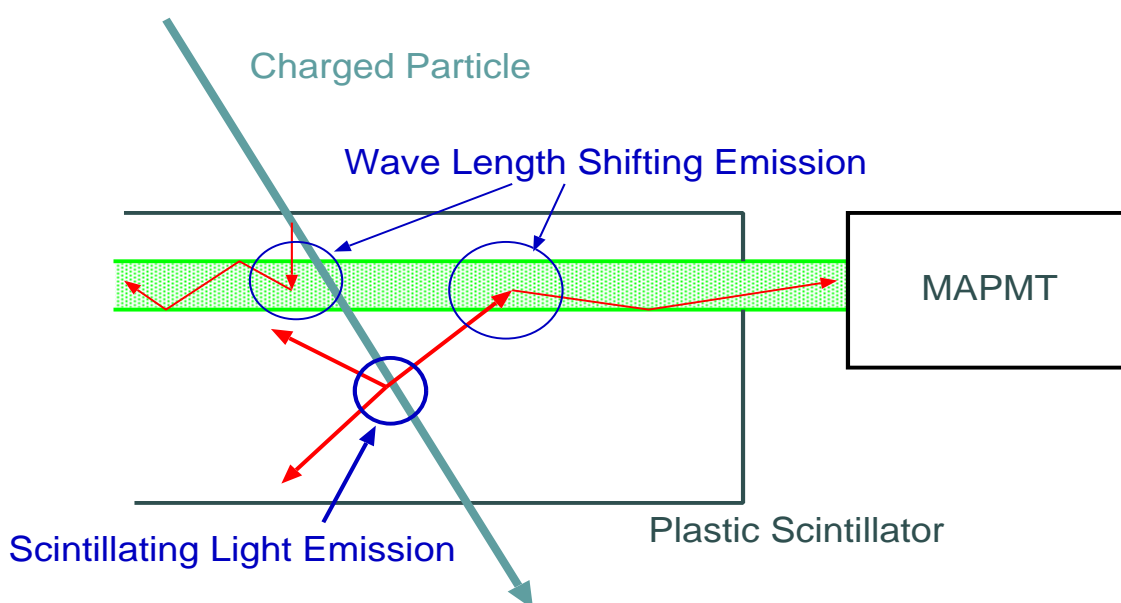


図 4.1: 新しい検出器の荷電粒子検出原理。プラスチックシンチレーターに入った荷電粒子の飛跡に沿ってシンチレーション光が発生する。波長変換ファイバーに入ったシンチレーション光を波長変換剤が吸収して再発光する。

## 4.1 散乱体入りプラスチックシンチレーター

今回検出器に使用している散乱体入りプラスチックシンチレーターは、KURARAY 社が試作品として製作したものである。散乱体に関するデータ(物質、混入方法、濃度等)は明かされておらず、幾つかの種類サンプルのみを実験に使用できた。散乱体濃度についても、濃度を表す指標(0、1、10、50)以外は知らされていない。

検出器に使用するシンチレーターへの要求としては次の様なものが挙げられる。

1. 発光量が大きいこと
2. 発光波長が波長変換ファイバーの吸収波長とあっていること
3. 減衰時間が短いこと
4. 加工が容易であること
5. 安価であること

以上の項目について検証する。

### 1. 発光量

このシンチレーターは KURARAY 社のプラスチックシンチレーター SCSN-81 をベースにして作られたものである。試作品のため、他の種類のシンチレーターと定量的に比較することは出来ないが、KURARAY 社のデータシートから定性的な考察を述べる。

SCSN-81 は比較的長い減衰長を得るために開発されたシンチレーターであり、発光量を重視して作られたものではない。今回の様に散乱体を混入した場合、散乱体の濃度がシンチレーター内での減衰長を決定する主たる要因になると考えられるので、シンチレーター自身の減衰長はほとんど関係ないであろう。つまり、もっと光量を重視したシンチレーター、例えば SCSN-61(表 4.1) やシンチレーティングファイバーで用いられる SCSF-38 タイプなどが適していると思われる。

表 4.1: プラスチックシンチレーターの特性。KURARAY 社の SCSN タイプについて。

Description	Light Output	Peak of Emission	Attenuation Length	Decay Time
SCSN-61	55% Anthracene	430nm	0.92m	2.5ns
SCSN-81	50% Anthracene	440nm	1.40m	2.5ns

### 2. 発光波長

SCSN-81 の発光波長スペクトルを図 4.2 に示す。このシンチレーターの発光波長は波長変換ファイバー Y-11(後述)の吸収スペクトルと非常によくあっている。

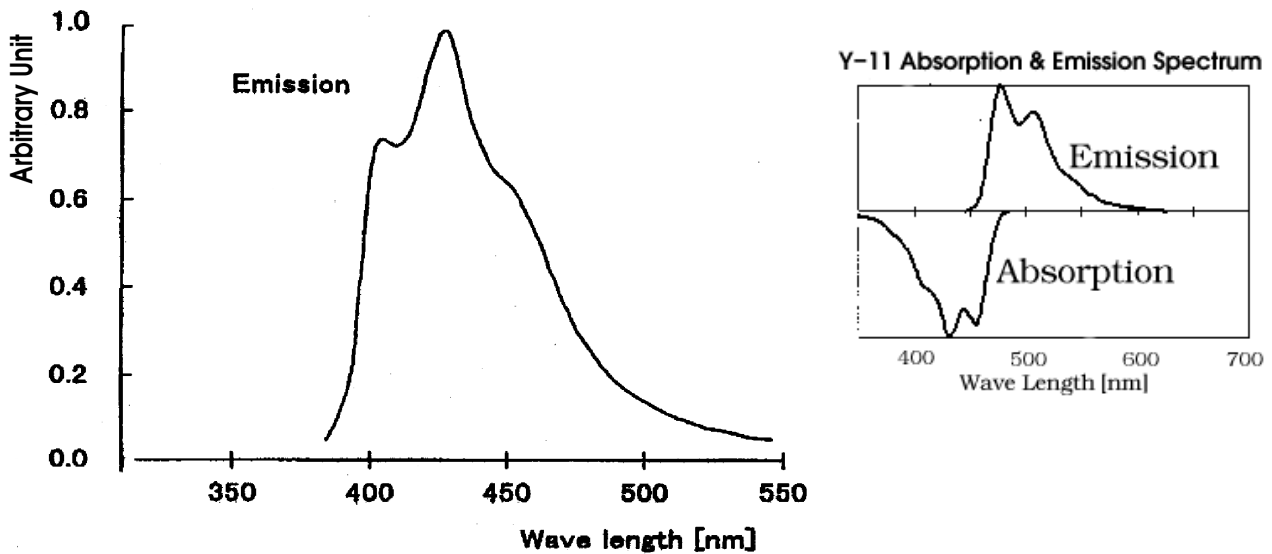


図 4.2: 散乱体入りシンチレーターの発光スペクトル。右上は波長変換ファイバーの吸収、発光スペクトルである。波長変換ファイバーの吸収、発光スペクトルについては図 4.4 参照。

### 3. 減衰時間

表 4.1 にあるように、このタイプのシンチレーターは発光後の減衰時間が非常に短い。ニュートリノビームのスピル幅は  $1.1\mu\text{sec}$  なので、シンチレーターの減衰時間は検出器の時間分解能の要求に十分答えられるものである。

### 4. 加工

プラスチックシンチレーターは加工の容易さが長所であるため、これについて特に問題はないと考えられる。SCSN タイプはポリスチレンベースで、ポリビニルトルエンベースのシンチレーターより加工が容易になっている。

### 4. 価格

市販されているものではないので、実際の値段については今の段階で何も言えないが、基はプラスチックシンチレーターと散乱体(特別なものでなければ非常に安い)であるから、材料としては安価であろう。

## 4.2 波長変換ファイバー

### 4.2.1 波長変換ファイバーの検出原理

波長変換ファイバーは、外部からファイバーに入って来た光を捕え、ファイバー内を伝搬する光に変換して検出器に伝送することができる。

通常のファイバーでは、ファイバー側面から内部に入射して来た光はその中での全反射の

条件を満たさず、伝送することは出来ない。

波長変換ファイバーは、ある特定の波長を持つ光がファイバー内に入射すると、融かし込まれている波長変換材がそれを吸収し、再発光する。再発光したなかで全反射条件を満たす光のみがファイバーに捕えられ、伝送される。

今回の検出器にファイバーを用いる理由は、検出器に求められるサイズにある。SFTを覆ったり、ニュートリノの標的として用いたりする場合、数m程度の大きさが必要となる。これだけの大きさの検出器に、読み出したい大きさに対して一つの光検出器を用いているのは、その数は膨大なものになってしまう。ファイバーを用いて読み出せば、前章でも述べたように、その断面積のサイズから1チャンネルの窓が小さいMAPMTを用いることが可能であり、読み出しチャンネル当たりのコストを大きく減らすことが出来る。

#### 4.2.2 波長変換ファイバーの種類

現在、数種類の波長変換ファイバーが市販されている。それらのファイバーの特徴について述べる。

##### クラッドの種類

まずシングルクラッド型とマルチクラッド型、という2種類に分けられる。マルチクラッド型は、図4.3にあるようにファイバーのコア部分をインナークラッド、アウタークラッドの2種類の層で囲んでいる。それに対し、シングルクラッド型はマルチクラッド型のアウタークラッドがないタイプ、と考えれば良い。

空気との境界面での全反射を考えた場合、ファイバー内に捕えられる光の角度はシングルクラッド型、マルチクラッド型、ともに同じになる。その意味ではどちらの型でも違いはない。しかしファイバーを取扱う過程で最外層は傷つき易いため、ひとつ内側の境界面、シングルクラッド型ではコアとインナークラッド、マルチクラッド型ではインナークラッドとアウタークラッドでの境界面を用いて光を集めていると考える。そうするとインナークラッドよりもアウタークラッドの方が屈折率が小さいので、マルチクラッド型の方がより大きい角度の光を捕える事が可能となる。

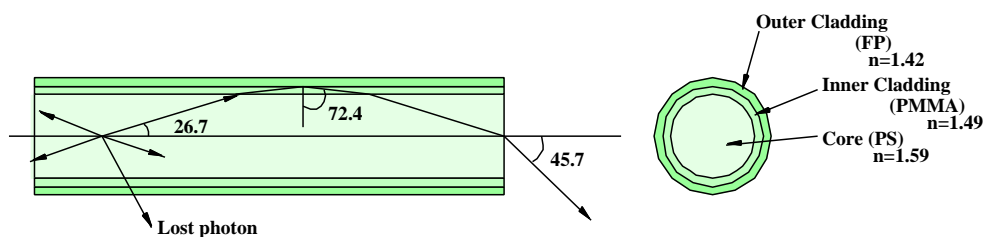


図 4.3: マルチクラッド型ファイバーの概略図。n は屈折率、括弧内はそれぞれの層の物質を示す。PS は Polystyrene(ポリスチレン)、PMMA は Polymethylmethacrylate(アクリル)、FP は Fluorinated polymer(フッ化ポリマー) である。

## 発光波長の違い

また数種類の発光スペクトルピークを持ったファイバーが用意されている。この発光スペクトルが、光検出器である MAPMT の分光感度特性 (入射光子 → 光電子の変換効率と入射光の波長の関係) とよく一致していなければならない。MAPMT の分光感度曲線を図 4.7 に示す。MAPMT の感度は波長にして 450nm 辺りでピークを持つため、それに一番近いピークを持った Y-11 タイプのファイバーを検出器に用いることにする。Y-11 の発光および吸収スペクトルを図 4.4 に示す。

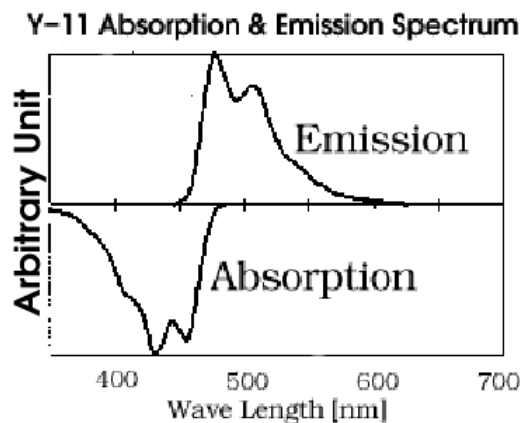


図 4.4: Y-11 波長変換ファイバーの吸収、発光スペクトル。

## ファイバーの強さ

ファイバーには二つの強さが用意されている。標準型である Non-S 型と、コアが折れにくいよう設計されている S 型である。Non-S 型はコアであるポリスチレンの繊維の方向が揃っていないのに対し、S 型は揃えてある。そのため、S 型は取扱い時の折れ曲がり等に強くなっている。その反面、S 型は Non-S 型に対して減衰長が 10%短くなるとされている [21]。

## 4.3 マルチアノード光電子増倍管 (MAPMT)

### 4.3.1 マルチアノード光電子増倍管の特徴

MAPMT の特徴はそのダイノード部とアノード部に見られる。その部分の模式図を図 4.5 に示す。

この形のダイノードはメタルチャンネル型と呼ばれる。電子軌道シミュレーションと微細加工技術によって極薄型の電極を形成し、高精度で積層したものである。光電面-アノード

間での光電子の空間的広がりを最小限に抑えるよう設計されている。またダイノードが近接しているため、小型で時間特性が優れている。磁界によるゲイン変化も比較的小さい。

この光電子増倍管では、分割型の陽極 (マルチアノード) と組み合わせることにより、多チャンネル検出と位置検出機能を持たせている。MAPMT は多チャンネル測定によるコストの増大を抑える目的で開発されたものであり、本研究の検出器に適した光電子増倍管であると言える。

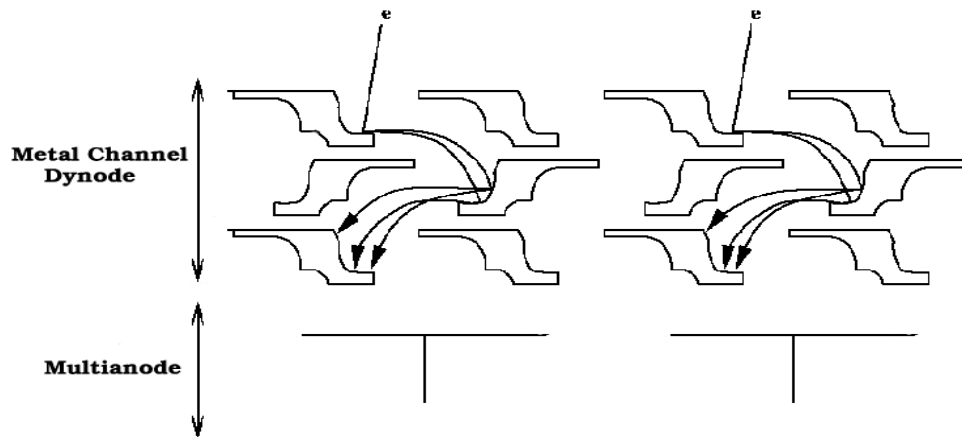


図 4.5: MAPMT のダイノード部とアノード部の模式図。光電子はダイノード部で空間的広がりを最小限に抑えながら増幅され、分割されたアノードで収集される。

#### 4.3.2 光検出器の選択

光検出器として用いるマルチアノード光電子増倍管 (MAPMT) にも、幾つかの種類あり、それぞれ市販されている。この中で H6568-00 型 MAPMT を検出器に使用している。その理由はゲインおよび 1 チャンネルの窓の大きさである。

予備実験で、この検出器で得られる光量が非常に小さい (数光電子) ということが分っていた。これらを効率良く信号として取り出すため、出来るだけゲインを大きい値まで調節出来るものを選んだ。

また、マルチアノード型では各チャンネルの窓 (=アノードサイズ) が  $2\text{mm} \times 2\text{mm}$ ,  $4\text{mm} \times 4\text{mm}$ ,  $9\text{mm} \times 9\text{mm}$ , の 3 種類が市販されている。ファイバーは直径  $1\text{mm} \sim 2\text{mm}$  程度の物を使用するので、これが間違いなく入るサイズで、尚且つチャンネル数が多いものとして  $4\text{mm} \times 4\text{mm}$  を選択した。

図 4.6 に H6568-00 の概略図、図 4.7 にその分光感度特性を示す。

#### 4.3.3 光検出器への要求

第 3 章で述べたような検出器への要求を満たすための、光検出器に対しての要求は次のようなものが挙げられる。



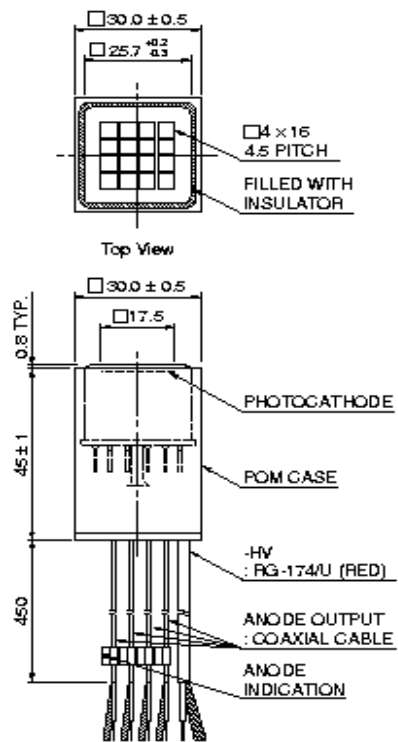


図 4.6: マルチアノード光電子増倍管 H6568 の概略図

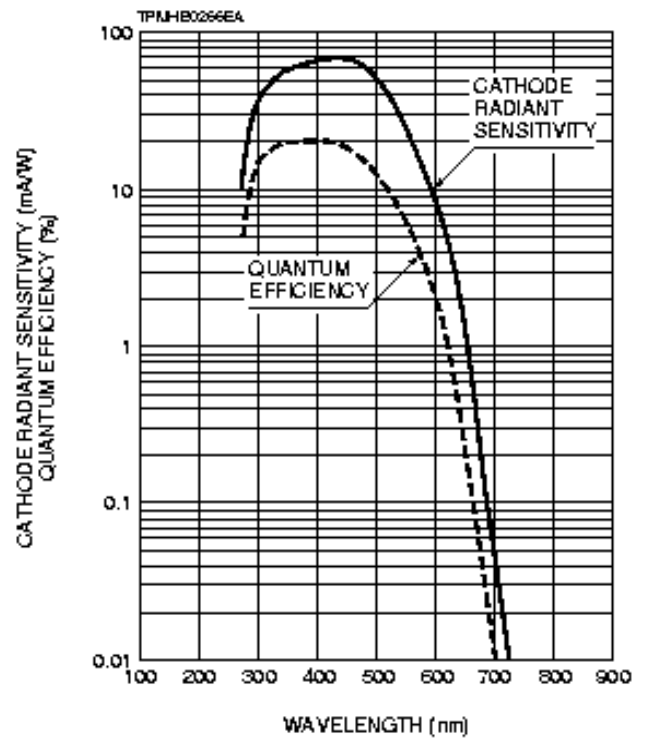


図 4.7: マルチアノード光電子増倍管 H6568 の分光感度曲線。実線は光電面での放射感度、破線は量子効率。

- できるだけゲインを大きく調節できること。
- クロストークが小さいこと。
- 時間分解能がよいこと。

これらの要求を H6568-00 が満たしているかどうか、以下で検証する。

### ゲインについて

検出器から引き出される光量が小さいため、出来るだけゲインを大きく出来る MAPMT を選び、ノイズに対するシグナルの比が良くなるよう調節しなければならない。現在市販されている4種類の MAPMT、H6568-00、H6568-10、H7546、R5900U にそれぞれ最大印加電圧を掛けたとき、唯一ゲインが  $10^7$  を超えるのが H6568-00 である。この4種類の MAPMT のなかから今回の実験には H6568-00 を選んで使用した。

### クロストークについて

MAPMT のように多チャンネル読み出しの検出器を用いると、必ずチャンネル間のクロストークが問題となる。信号が隣のチャンネルに洩れてしまうと、粒子の通過位置を誤って認識してしまう。

これはデータシート (表 4.2) から得られる値で判断することができる。これが示すクロストーク 1% という値は、 $4 \times 4$ mm の窓を用いて光を光電面のあるチャンネルに入射したときの、入射チャンネルでの陽極出力に対する他チャンネルでの陽極出力の典型的な値である。

この値は窓いっぱいに入射したときの値であり、検出器で用いるファイバー直径は 1~2mm であるので、よりクロストークの値は小さくなると考えられる。しかしファイバーを用いる場合は、その伝搬光の角度により、光電面から 0.5mm 離しただけでクロストークが 2 倍になる、という実験結果もある [20]。

H6568-00 を用いたクロストークの研究によると、ファイバーが窓の中心から  $\pm 1.8$ mm 以内、即ち窓の両端 2mm に掛からなければクロストークは 5% 以内に押えられるとされている [23]。

### 時間分解能について

前述したように、K2K 実験でのビームスピル幅が  $1.1 \mu\text{sec}$  である。どのスピルで生じたイベントかを識別し、タイミングによってバックグラウンドを落とすためにはこれ以上の時間分解能が要求される。

これもデータシート (表 4.2) から得られる値で判断可能である。ランダムに MAPMT に信号を入射したときの入射時間と応答時間の差のばらつきを示した値が Transit Time Spread である。その分布の半値幅 (FWHM) は  $0.3 \text{ nsec}$  とされており、この値は要求される値に対する MAPMT の十分な性能を示している。

## 4.3.4 H6568-00の性能について

H6568-00のデータシート(性能表)を表4.2にまとめておく。また、幾つかの項目に関しては説明以下に述べる。

表 4.2: マルチアノード光電子増倍管のデータシート。

Parameter		Description/Value	Unit
Window Material		Borosilicate glass	-
Photocathode	Material	Bialkali	-
	Minimum Effective Area	17.5 × 17.5	mm
Dynode	Structure	Metal Channel Dynode	-
	Number of Stage	12	-
Anode Size		4 × 4	mm
Supply Voltage (absolute Max. value)		1000	Vdc
Average Anode Current		0.01	mA
Anode Dark Current per Ch.		1	nA
Spectral Response		300 to 650	nm
Wavelength of Maximum Response		420	nm
Gain		$3.3 \times 10^6$ (800V)	
Time Response (per Ch.)	Anode Pulse Rise Time	0.83	ns
	Transit Time Spread (FWHM)	0.3	ns
Cross Talk (4×4 mm Aperture)		1	%
Uniformity Between Each Anode		1:3	-

**Window Material**

Borosilicate glass(ホウケイ酸ガラス)

最もよく使用される材料で、300nmより波長が短い紫外線は透過させない。

**Photocathode Material**

Bialkali(Sb-Rb-Cs, Sb-K-Cs)

2種類のアルカリ金属を使用する。紫外線から可視光に感度をもつ Sb-Cs とよく似た分光感度特性を持ち、それよりも高感度であり、暗電流(光が入射していないときにも生じる僅かな電流)も小さい。NaIシンチレーターの発光波長と良く一致するため、シンチレーションカウンティングによる放射線計測に多く用いられる。

## Time Response

- Anode Pulse Rise Time  
陽極からのアウトプット信号が、ピークの10%から90%まで上昇するのに要する時間。
- Transit Time Spread  
1光電子を入射したときの、入射時から検出時までに要した時間の揺らぎ。

## Uniformity Between Each Anode

光電面全体に均一な光を照射したときの陽極出力のばらつき。光電面上での光電子はほぼ均一に出てくるので、このばらつきは二次電子増倍部のゲインのばらつきによるものと考えられている。

## 4.4 オプティカルセメント

2度目のビームテストで検出器を組み上げるために用いたオプティカルセメントについて、簡単に述べておく。

オプティカルセメント BC-600(BICRON) は透明なエポキシ樹脂 (屈折率 1.56) で出来ており、プラスチックシンチレーターを光学的に接着するためのものである。125 $\mu\text{m}$  のセメント層に対する透過率を表 4.3 に示す。

Wavelength	Transmission
>400nm	>98%
340~400nm	>95%
308~340nm	>90%

表 4.3: オプティカルセメントの各波長領域に対する透過率。

## 第5章 散乱体濃度の違いによる位置検出精度と光量の評価

散乱体シンチレーターの性質をより詳しく評価するため、2000年12月に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(12GeV-PS)の東カウンターホール、T1ビームラインに於いてビームテストを行った。

ビームテストの主な目的は、散乱体シンチレーター・波長変換ファイバー(Wave Length Sifting fiber : WLSファイバー)を用いた検出器に於いて

- 荷電粒子が通過したときのファイバーから読み出される光量
- 粒子の通過位置と読み出すファイバーとの距離による光量分布

の2項目を3種類のシンチレーター(透明、濃度1、濃度10)に対して測定することである。そして各々から得られた分布を比較し、光を局在させるのに最適な濃度を決定する。

### 5.1 実験の概要

このビームテスト及びそのデータの解析では上で述べたような散乱体シンチレーター・波長変換ファイバー型検出器の特性を評価し、また検出器としての性能を向上させるために、以下の測定、検討を行った。

1. 最小電離作用をする粒子(MIP)が通過したときの光量測定
2. エネルギー損失( $dE/dx$ )の大きい粒子が通過したときの光量変化の測定
3. シンチレーターの溝とファイバーとの接着方法の検討
4. シンチレーターの厚みによる光量変化の測定

実験では、運動量が600、700 MeV/cの正電荷の粒子を用いた。このビームの中には主に陽子、 $\pi$ 中間子( $\pi^+$ )が含まれている。 $\pi$ 中間子はこの運動量で $dE/dx$ が一番小さくなる(Minimum Ionizing Particle : MIP)なのでこれを選別して解析を行う(1.)。またこの運動量での陽子は $\pi$ 中間子の約2倍の $dE/dx$ を持つので、2.の検証をすることができる。この二つの測定を3種類のシンチレーターに対して行うことにより、ファイバーでの光量、またその分布を比較し、シンチレーター中の散乱体の最適濃度を検証することができる。

これと同時に、溝とファイバーの間がドライコンタクト、ウェットコンタクトのどちらがより多くの光量を得られるか検証するため、溝中にオプティカルグリスを入れた場合と入れなかった場合の2種類の測定をした。

また、波長変換ファイバーに届く光量が散乱体シンチレーターの厚みにどのくらい依存するのかを観るため、シンチレーター1枚と、溝のある面を2枚で挟む形になるものと2種類の検出器を用意して測定、比較を行った。

## 5.2 実験のセットアップ

### 5.2.1 T1 ビームライン

T1 ビームラインの概略図を図5.1に示す。このビームラインは以下のようにしてビームを生成する。陽子シンクロトロン（PS）のメインリング内を回る陽子ビームがリング内で標的（Internal Target）に衝突し、そこで陽子、 $\pi$  中間子等の2次粒子を生成する。それらはQ1、Q2 マグネットにおいて収束し、D1、D1' マグネットで運動量を選択されてT1 ビームラインへ送り込まれる。これらのマグネットで生成される磁場を変化させることにより、ビームを構成する粒子の電荷、運動量を決定することができる。T1 ビームラインでは運動量は2GeV/cまでの範囲で選択できる。

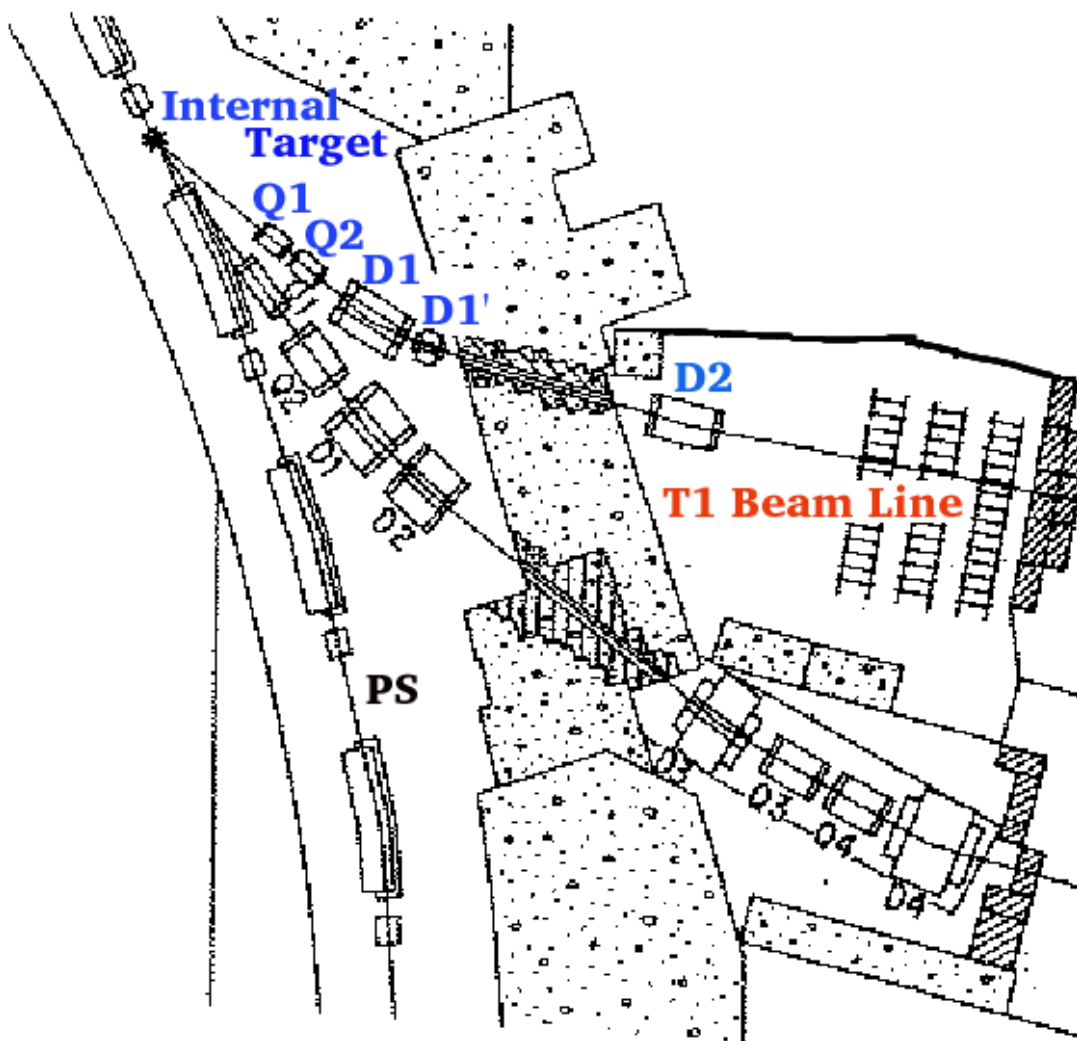


図 5.1: KEK,T1 ビームライン

### 5.2.2 ビームライン

今回の実験での T1 ビームラインにおけるセットアップを図 5.2 に、散乱体シンチレーター-波長変換ファイバー型検出器付近の拡大図を図 5.3 に示す。

ビームライン上には上流から TOF1(Time Of Flight counter),TOF2, トリガーカウンター 1、シンチレーティングファイバーシート (SCIntillating Fiber sheet : SCIFI シート)、散乱体シンチレーター-波長変換ファイバー型検出器、トリガーカウンター 2、という順序で設置されている。

TOF カウンターは縦 4cm × 横 7cm × 厚さ 1cm のプラスチックシンチレーターの両端に 2 インチの PMT が取り付けられているものである。2 つの TOF カウンターからのシグナルの時間差を観ることで、カウンター間の距離に要する飛行時間が分かり、粒子の選別の指標となる。

トリガーカウンターは 3cm × 5cm × 1cm のプラスチックシンチレーターで、片側から 1 インチ角のフィンガー PMT を用いて読みだしている。この 2 つのトリガーカウンターと 2 つの TOF カウンター全てにシグナルがあることを要求してデータをとるので、ラインに沿って飛行した粒子を選び出すことができる。

SCIFI シート (図 5.4) は直径 0.7mm のシンチレーティングファイバー (SCSF-78M) を 2 層積みに並べ、シート上にしたものである。これを用いて粒子の通過位置を検出する。8 × 8ch の MAPMT(H7546) を用いてシートからのシグナルを読み出す。MAPMT のウィンドウ幅が 2mm × 2mm なので、粒子の位置は 2mm ピッチで 16 チャンネル分読み出した。

### 5.2.3 検出器

検出器には 160mm×60mm×10mm(厚み) の散乱体入りプラスチックシンチレーターを用いる。シンチレーターの片面に、1cm おきに長さ 60mm、幅 1mm、深さ 1mm の溝を掘り、そこに波長変換ファイバーを埋めている。波長変換ファイバーの片側は研磨し、MAPMT の光電面に取り付けている。シンチレーターが 1 枚のときには、この状態のままビームライン上に設置する。シンチレーターが 2 枚のときには、ファイバーが埋まっている面に、同じ大きさで同じ散乱体濃度のシンチレーターを取り付け、設置する。1 枚でオプティカルグリスを使用するときには溝とファイバーとの接面に、2 枚でグリスを使用するときには溝とファイバーとの接面に加え、シンチレーター同士の接面にもグリスを加える。この時のファイバーは Y-11 マルチクラッド、径が 1mm、Non-S タイプである。

### 5.2.4 データ収集システム

#### トリガーロジック

データ収集のためのトリガーロジックは次のようなものである。

データを取るためのゲート信号は TOF1、TOF2 とふたつのトリガーカウンターから生成する。TOF1、2 はそれぞれのシンチレーターの両端から信号を読み出しているので、まずこのふたつの信号のコインシデンスをとる。ふたつのトリガーカウンターもそのコインシデンスをとっているため、これらから作られる 3 つの信号のコインシデンスでゲート信号を取

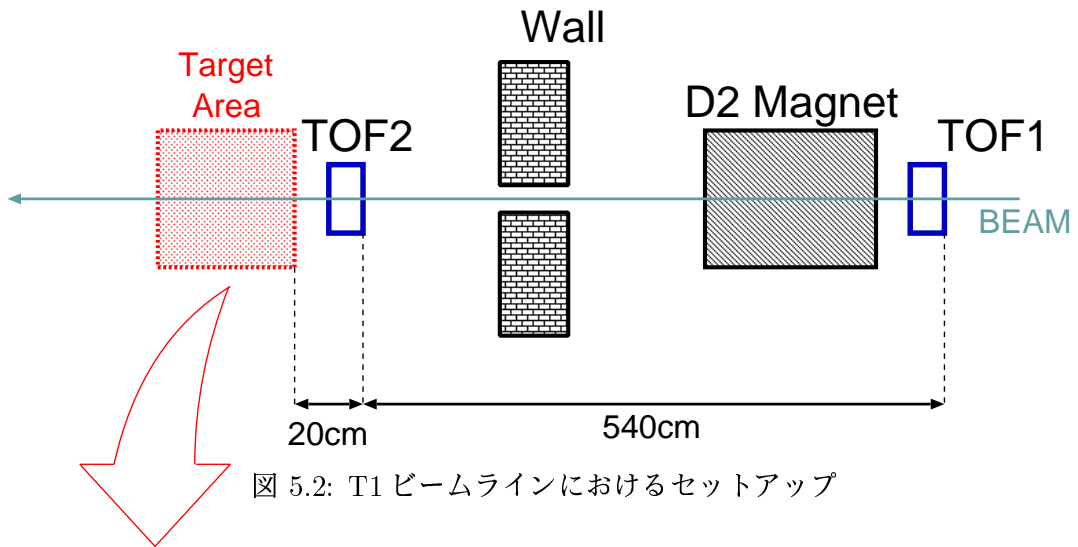


図 5.2: T1 ビームラインにおけるセットアップ

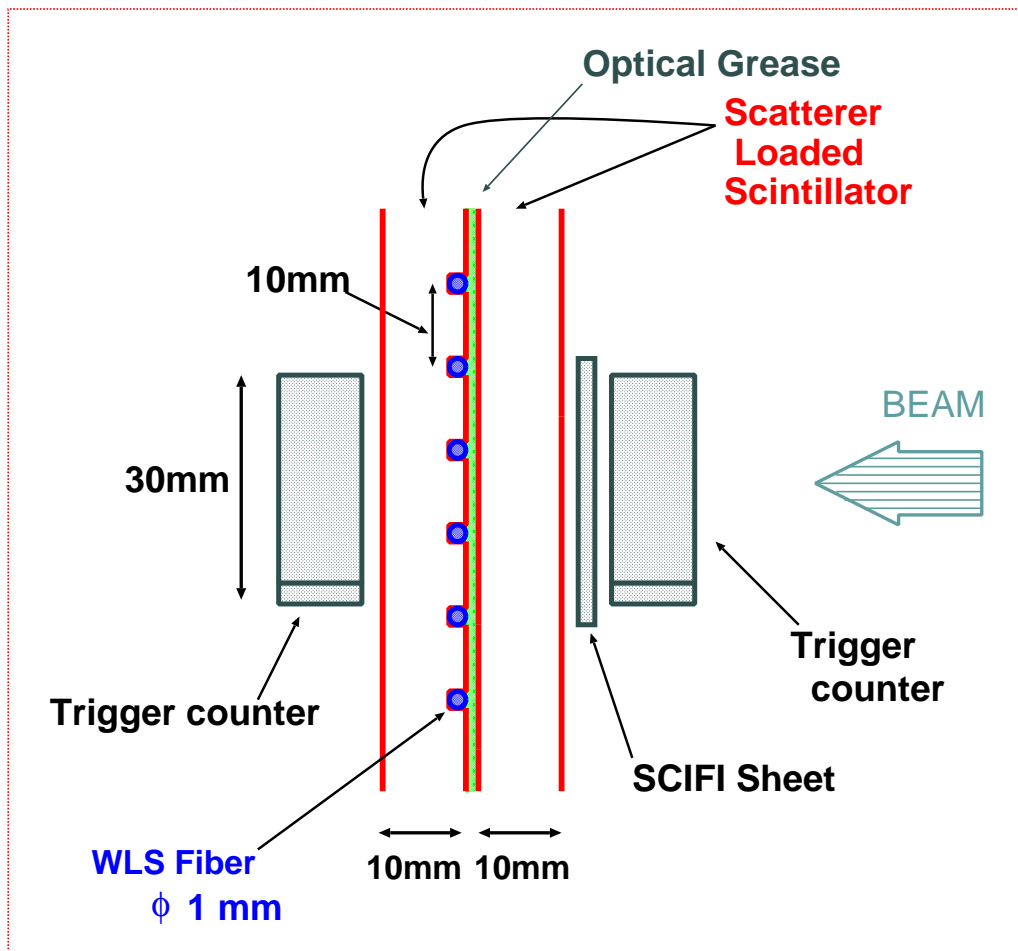


図 5.3: 検出器付近のセットアップ



]

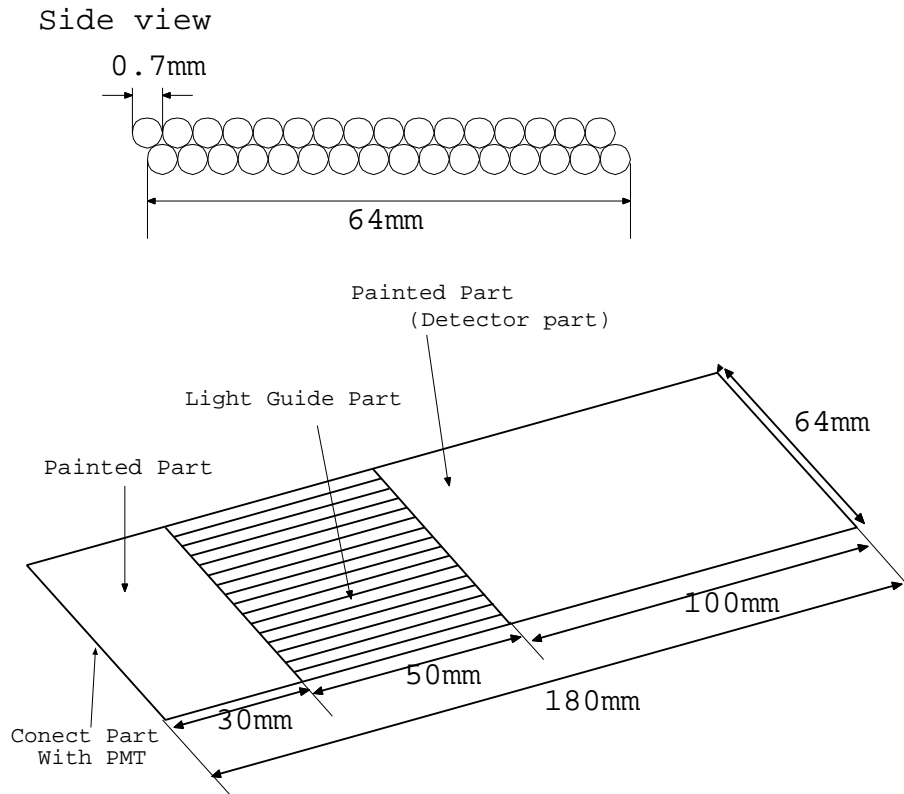


図 5.4: シンチレーティングファイバーシート

る。このとき、このゲートタイミングを TOF2 で決定するため、TOF1、及びトリガーカウンターの信号は遅延させている。

このゲート信号を用いて粒子識別に用いる TDC、粒子の通過位置検出に用いる SCIFI シート用 ADC、散乱体シンチレーター-波長変換ファイバー型検出器からの光量を測定するための ADC を読み込む。

### アクシデンタル コインシデンス

上で述べたトリガーロジックで正しく粒子通過信号を得ているのかどうか調べるため、ふたつのトリガーカウンター (1、2) の信号を用いて次のようなチェックを行った。

ビームオンのとき、オフのときに 1、2 各々の信号のレート、またふたつの信号のコインシデンスを取ったときのレートを測定した。その値を表 5.1 に示す。

これらの値から

$$(\text{ノイズ混入率}) = (\text{ビームオフでのレート}) / (\text{ビームオンでのレート})$$

とすると、トリガー 1、トリガー 2、コインシデンスでのノイズ混入率はそれぞれ 0.15%, 0.093%, 0.0029% となり、トリガーのコインシデンス信号はノイズを無視できるということが出来る。

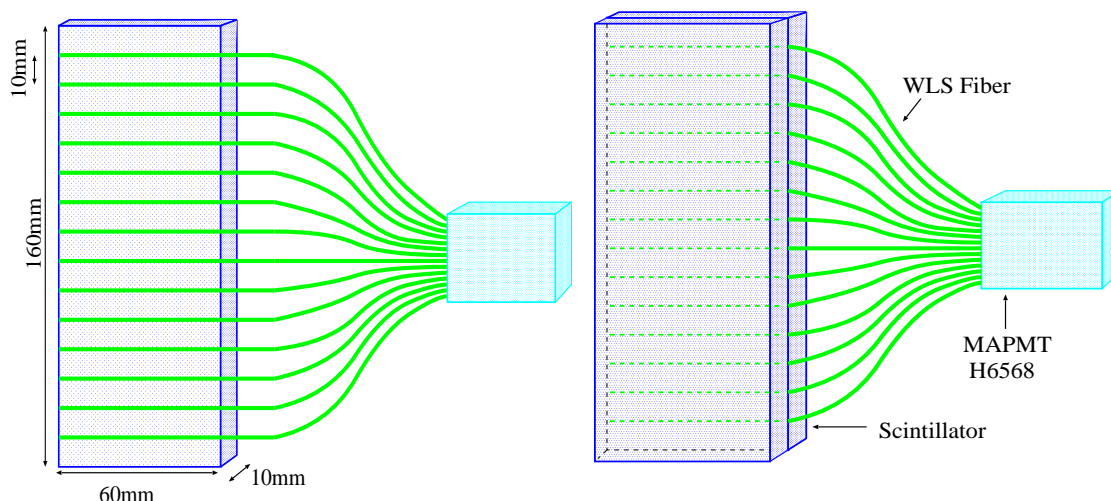


図 5.5: 検出器のセットアップ。ビーム上流側から見た図である。左図はシンチレーターが1枚のとき。片面に掘った溝にファイバーが埋めてある。右図はシンチレーターが2枚のとき。ファイバーを埋めている面を2枚のシンチレーターで挟んでいる。

表 5.1: ビームオン、オフ時のトリガーレート

信号	ビームオフ [Hz]	ビームオン [Hz]	シグナル幅 [nsec]
トリガー1	10.7	7360	20
トリガー2	7.72	8300	20
コインシデンス	0.10	3420	

また、ビームオン時のレートとトリガー1、2の信号の幅を使い、そのときの1秒間に起きるアクシデンタルコインシデンスの確率を次式

$$(\text{トリガー1のレート}) \times (\text{トリガー2のレート}) \times (\text{1,2のシグナル幅の和})$$

を用いて計算できる。これによると、その確率は 2.4 [events/sec] であり、ノイズ混入率は 0.071% となる。この結果からもノイズは無視できる値である。

これらの計算から、トリガー1、2のコインシデンスを用いて作成したゲート信号は粒子の通過信号と一致する。以後はゲート信号におけるノイズを無視して話を進める。

### 5.3 実験データの解析方法

#### 5.3.1 TOF による粒子識別

今回のビームテストにおいては、正電荷、運動量が 600 または 700 MeV/c の粒子を使用している。

このビーム中には主に陽子、 $\pi$  中間子が含まれている。これらふたつの粒子は、この運動量においてエネルギー損失が異なり (図 5.6)、600、700 MeV/c においてそれぞれ陽子が  $\pi$  中間子の 2.39 倍、1.97 倍となる。つまり光量が約 2 倍異なるはずであり、陽子と  $\pi$  中間子との信号の違いが非常に良く分かる。また、今回の実験のセットアップでは、500 MeV/c 以下の陽子は検出器まで届かない。これらの理由から 600、700 MeV/c のビームを使用することとした。このふたつの粒子を別々に解析するために、TOF を用いて粒子識別を行った。

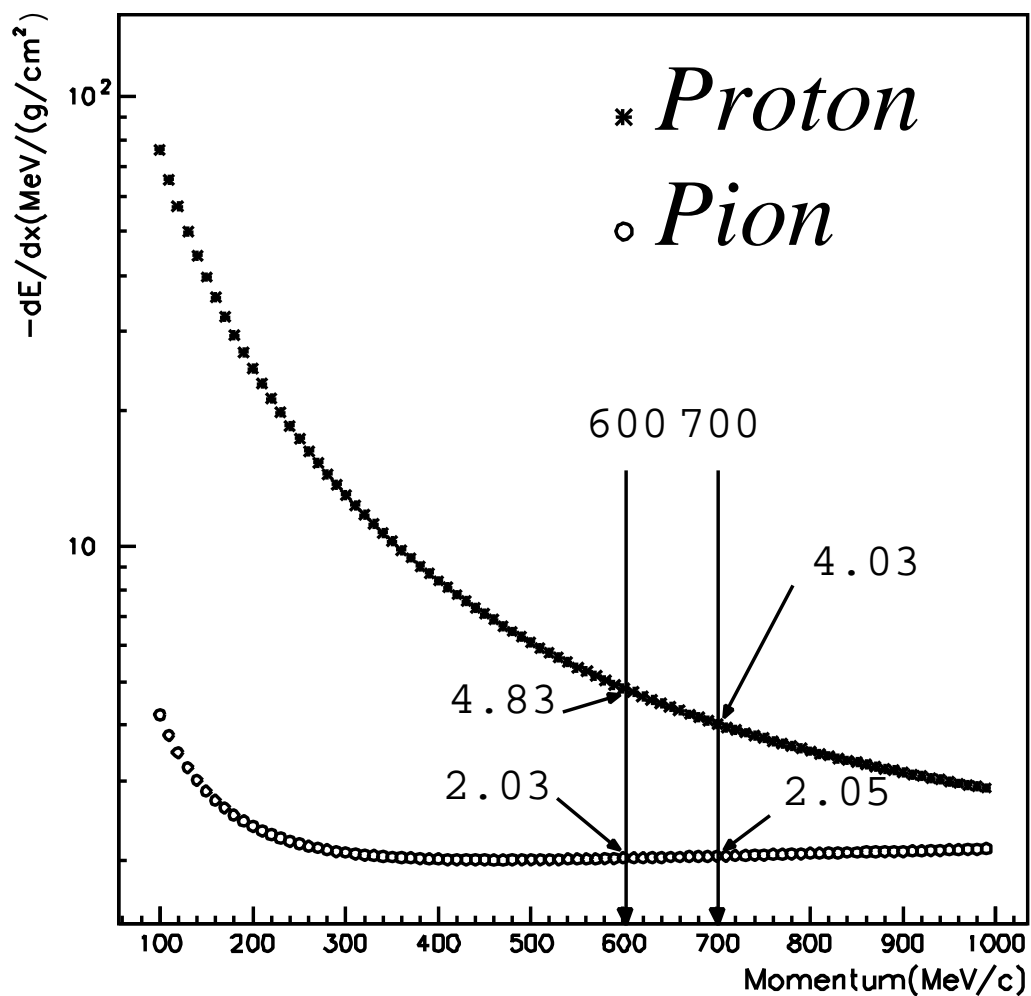


図 5.6: 運動量 100~1000 [MeV/c] の範囲の陽子、 $\pi$  中間子が、プラスチックシンチレーター 1 [g/cm<sup>2</sup>] を通過したときのエネルギー損失。横軸が粒子の運動量 [MeV]、縦軸が  $dE/dx$  [MeV/(g/cm<sup>2</sup>)] を表す。Bethe-Bloch の式から計算した。

### TDC キャリブレーション

TOF からのシグナルは、5.2.4 節で述べたように、ゲートが開くとタイミング信号として TDC(Time to Digital Converter) に読み込まれる。TDC の信号を時間に変換するため、TDC1 カウントが何秒に相当するか求めなければならない。そこで、次のような方法で TDC キャリブレーションを行った。

あるランで TDC でデータを取り、次に TDC に入る直前のケーブルを 20cm 伸ばして 1nsec シグナルを遅延させる。このふたつの TDC データは、ゲートに対して 1nsec ずれているはずである。(図 5.7) これを用いて TDC1 カウント当たりの時間を計算する。

これにより、今回の実験に使用する TDC1ch~4ch は、それぞれ 50.0, 49.0, 49.0, 48.9 [psec/count] で、統計誤差は最大で 0.004[psec/count] であった。(ピークをガウス分布でフィットしたときの  $\sigma$  をエントリー数の平方根で割った値から計算している。)

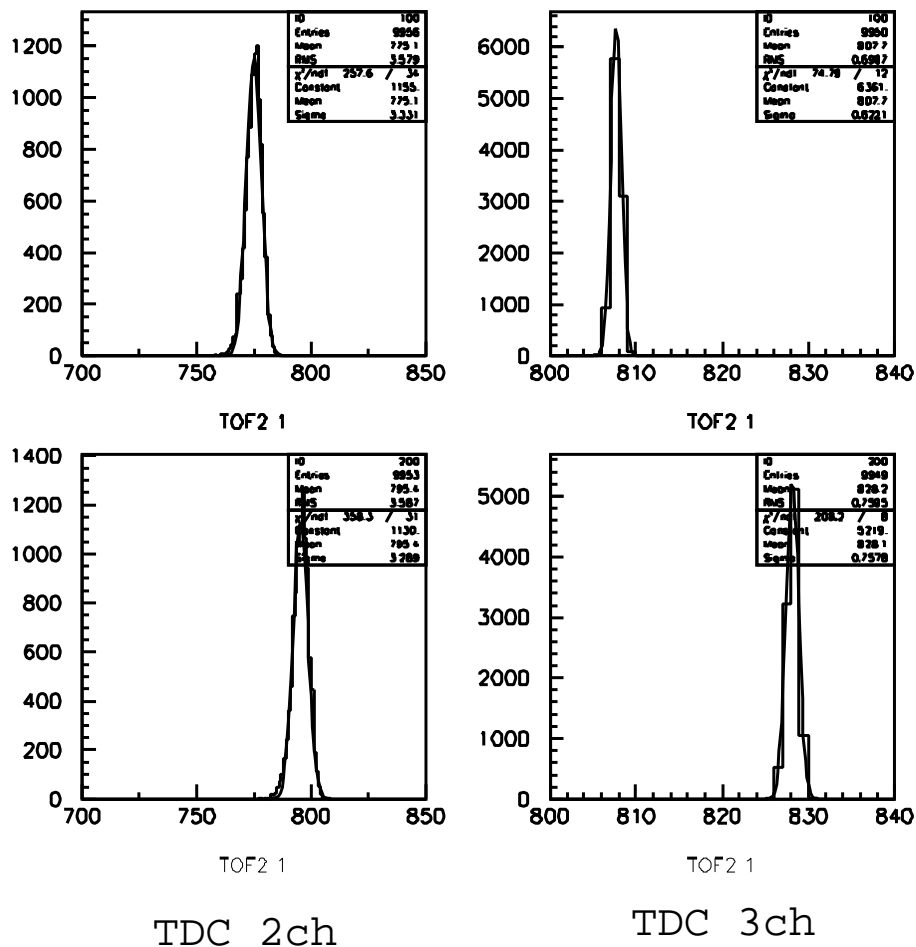


図 5.7: TDC2ch,3ch の分布。横軸は TDC カウント、縦軸はエントリーを表す。左のふたつのグラフが TDC2ch、右のふたつが 3ch であり、上のグラフに対して下は 1nsec 遅延させている。つまり、上と下のピークの差が 1nsec に相当する。

## 粒子の識別

TOF1、TOF2はそれぞれシンチレーターの両端からの信号を光電子増倍管を用いて読み出している。粒子識別のため、TOFの4つのタイミング信号それぞれでカットをかけることにする。カットの位置はそれぞれのピークの平均値から $3\sigma$ としている。(カットに用いた値は図5.8から求めている。それぞれのピークに対して、ガウス分布でフィットしている。)

タイミングカットの位置の一例を図5.9に示す。カットの際、タイミングはTDC各チャンネルの1カウント当たりの時間を用いてTOF1Rで400になるよう調整してある。

調整後はTOF1Rでスタートタイミングを決めていることになるのでTOF2においてはタイミングの早い方(赤色のカット)が $\pi^+$ 、遅い方(青色のカット)が陽子と考えられる。また、TOF間の距離は約5mであり、その間の $\pi^+$ と陽子との飛行時間差はおおよそ10nsecである。これはふたつのピーク間の時間差に対応し、実際分布においてその差もおおよそ10nsecとなっている。

TOF2での分布をガウスフィットしたときの $\sigma$ は、最大のもので約TDC10カウントであり、この値を用いても隣のピークの平均値は $20\sigma$ 以上離れているので、ここでの粒子識別を間違える確率は非常に小さいと考えて良い。

### 5.3.2 SCIFIシートによる粒子の通過位置の決定

SCIFIシートは、図5.3に示すように散乱体シンチレーターのすぐ上流に位置している。セットされたシンチレーターとは位置が決まるよう検出器を置いている台に固定されている。

粒子の通過位置は以下のようにして決定する。

SCIFIシート—MAPMTからの信号はADCで読み出している。まずランダムトリガーを用いてADC分布のペDESTALデータをとる。このときのADC分布の平均値と $\sigma$ を用いて平均値 $+(9 \times \sigma)$ でカットをかける。これよりADC値が大きいときにはヒット、小さいときにはアンヒットとする。

MAPMT各チャンネルのヒット/アンヒット情報を元に、全16チャンネルのうち1チャンネルのみにヒットがある場合このイベントを位置検出可として解析に用いる。またシート状のままMAPMTの光電面に接着して読み出しているため、1本のファイバーがMAPMT2チャンネルにまたがっている場合がある。このようなファイバーを粒子が通過すると、2チャンネルにヒットがあることになるので、16チャンネルのうち隣り合った2チャンネルにのみヒットのある場合も位置検出可とする。それ以外のイベントは解析に使用しない。

図5.10はSCIFIシート各チャンネルのヒット数(10万イベント中)を表している。2mmピッチで読み出しており、隣り合った2チャンネルがヒットの場合はその真中をヒットチャンネルとしているので、横軸はmm単位の位置にも対応する。位置検出可能なイベントは約86.5%である。

この図から、ビームがシートに確実にヒットしていることが分かる。なお、シートの16チャンネルは、シートの切れ目に当たるため、(32mm幅を真中で割いて、MAPMTの2段に分けて読んでいる。1段が2mm×8ch.の16mm分しか読み出せないため。)MAPMTウインドウにあるファイバーの面積が小さく、そのためにヒットイベントが少ない。

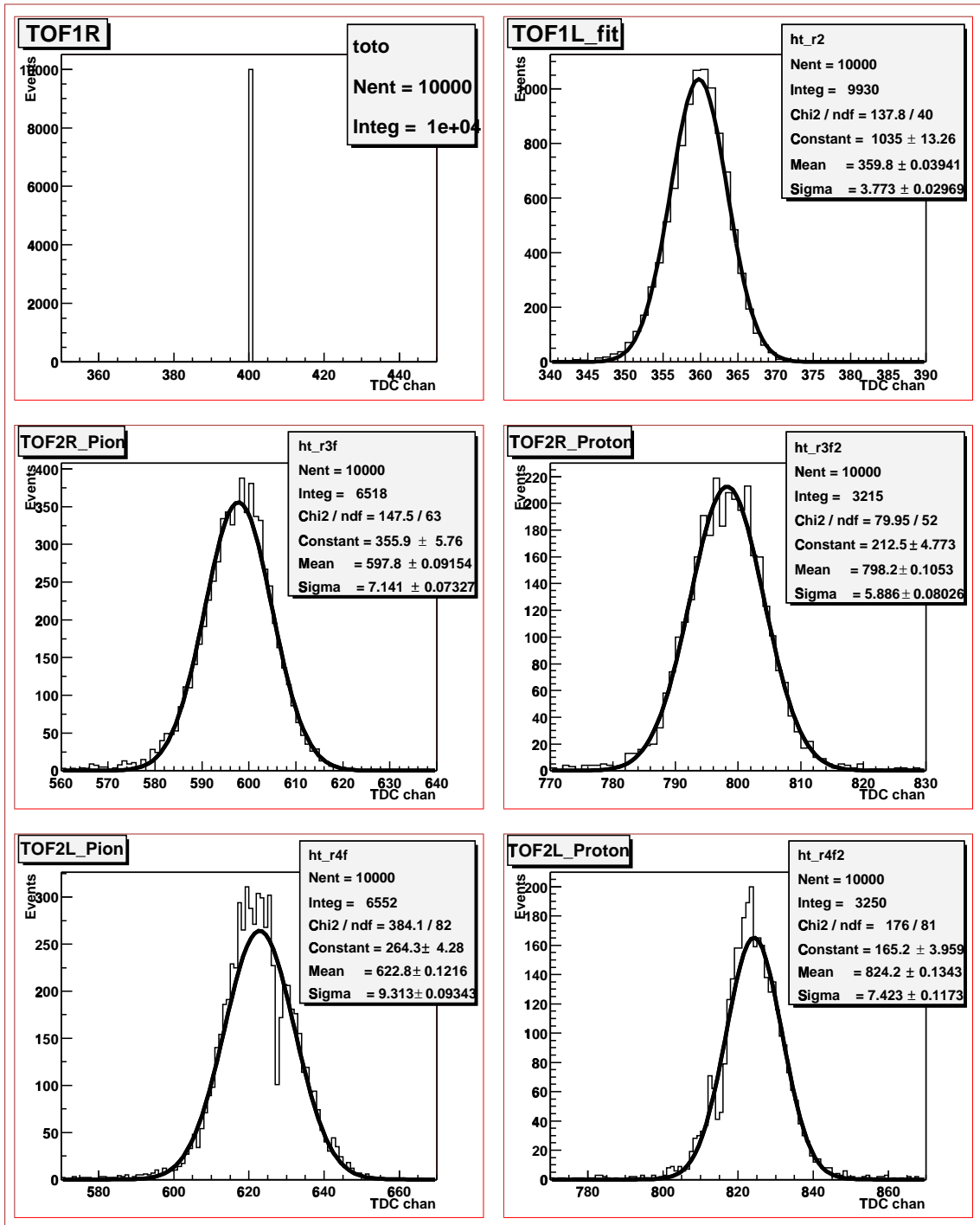


図 5.8: TOF1,2からのタイミング信号の分布をフィットしたグラフ。縦軸はエントリー数、横軸は TDC カウント。左上が TOF1R、右上が TOF1L、中左が TOF2R の  $\pi$  の分布、右が Proton であり、下段も左が TOF2L の  $\pi$ 、右が Proton である。このようにガウス分布でフィットしたときの平均値と  $\sigma$  をカットに用いる。

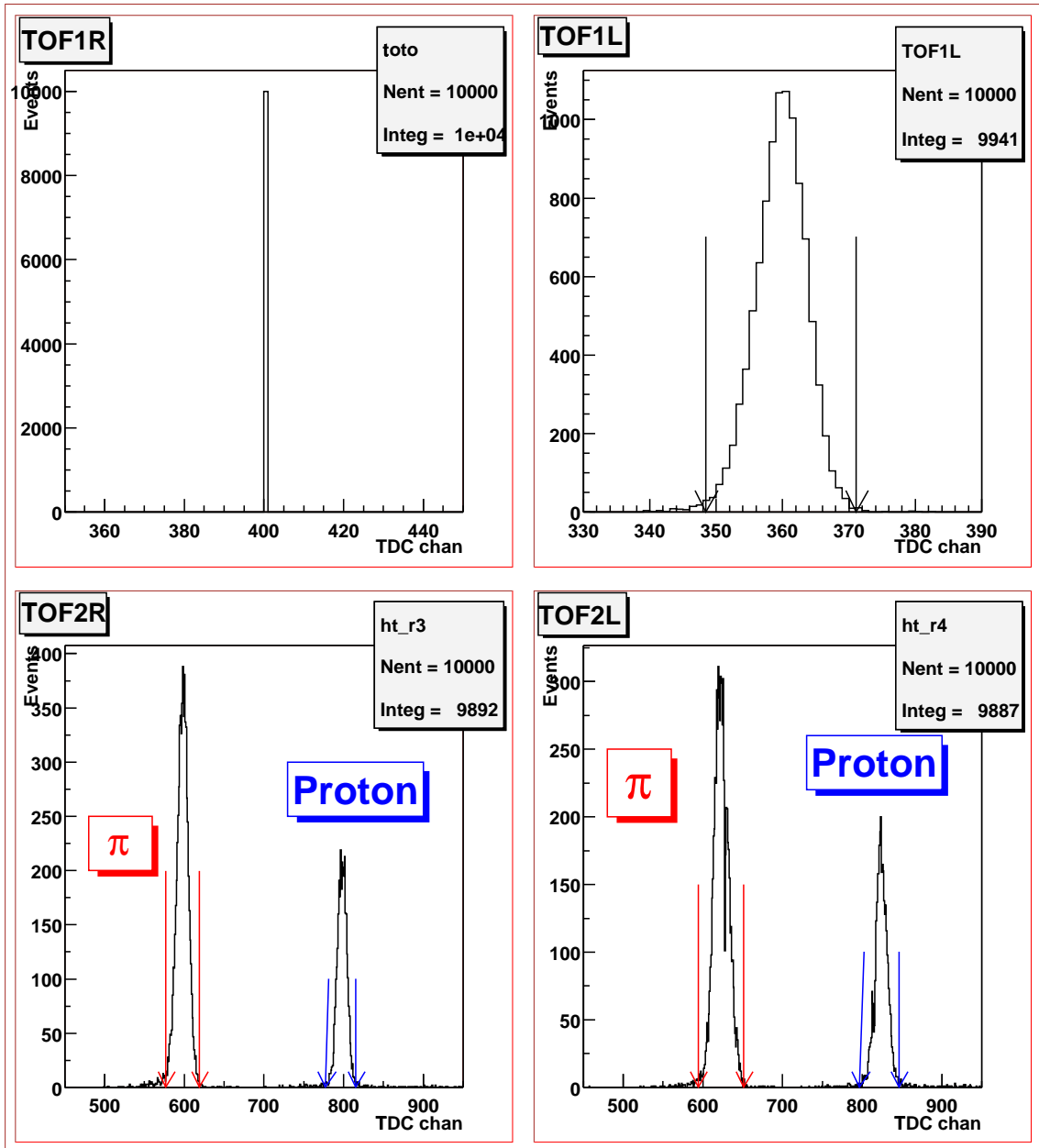


図 5.9: TOF のタイミング信号を用いたカットの位置。縦軸はエントリー、横軸は TDC カウント。左上から時計まわりに TOF1R、TOF1L、TOF2L、TOF2R の図である。赤色のカットが  $\pi^+$ 、青色のカットが陽子に対応する。

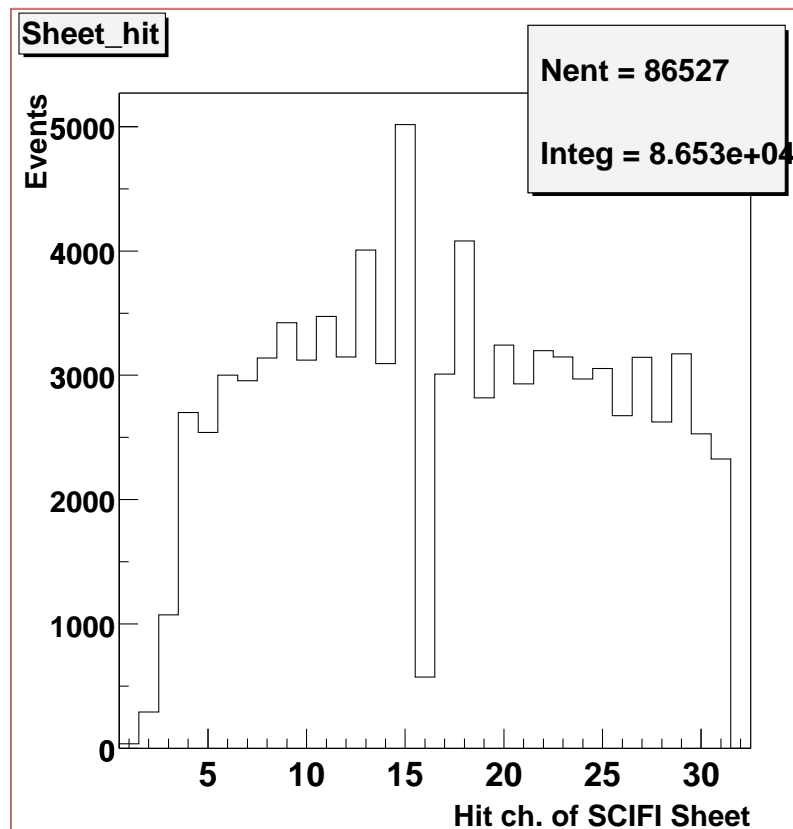


図 5.10: SCIFI シートの各チャンネルのヒットの分布。縦軸がイベント数, 横軸が SCIFI シートのチャンネル。16 チャンネルはシートの割け目のため、ヒットが少ない。



### 5.3.3 光電子数の測定

ここで、イベントセレクションについてまとめておく。以後の光電子数測定に用いるイベントは、以下の条件を満たしたもののみである。

1. TOF1、TOF2、ふたつのトリガーカウンターにヒットがある。
2. TOF において、 $\pi$  中間子または陽子として粒子識別が可能である。
3. SCIFI シート上で粒子の通過位置が測定可能である。

#### ADC キャリブレーション

散乱体シンチレーター-波長変換ファイバーからよみだされた信号は、ADC を用いて読み出す。この ADC 値を光電子数に変換するため、ADC キャリブレーションを行った。

平均光量が 1 フォトエレクトロン (p.e.) 程度のとき、図 5.11 のように 1p.e. ピークが見える。このピークをガウス分布でフィットした時の平均値と、ペDESTAL (0p.e.) ピークをフィットした平均値との ADC 値の差が 1p.e. に相当する ADC カウントとなる。このような作業を MAPMT 各チャンネルに対して行う。ちなみに図 5.11 から計算された値は  $10.0 \pm 0.07$  [ADC Counts / 1p.e.] であった。誤差は統計誤差のみで、ガウス分布でフィットしたときの  $\sigma$  をフィットに用いたイベント数の平方根で割った値から計算している。

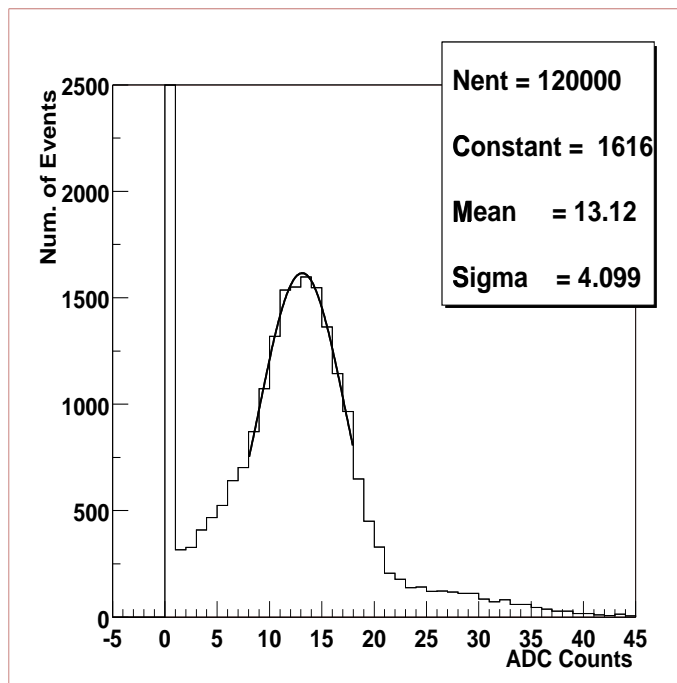


図 5.11: 光量が小さいときの ADC 分布の例。縦軸がイベント数、横軸が ADC カウント。1p.e. のピークをガウス分布でフィットしている。

#### 光電子数への変換

図 5.12 はイベントセレクションをかけた後の陽子、 $\pi$  中間子の ADC 分布 (700MeV/c) の例である。赤い矢印がペDESTAL (0p.e.) のピークの位置を表す。このような ADC 分布の平均値と上で求めた [ADC カウント/1p.e.] の値を用いて光電子数を計算する。

陽子の分布をみれば分かるように、ペDESTALの位置には殆んどイベントがないので、ミストリガーは無視できると考えられる。よって分布の平均を出すとき、ペDESTALの位置にあるものはミストリガーではなく粒子が通過したけれども光が届かなかったイベントと考え、これらも含めた平均を使用する。

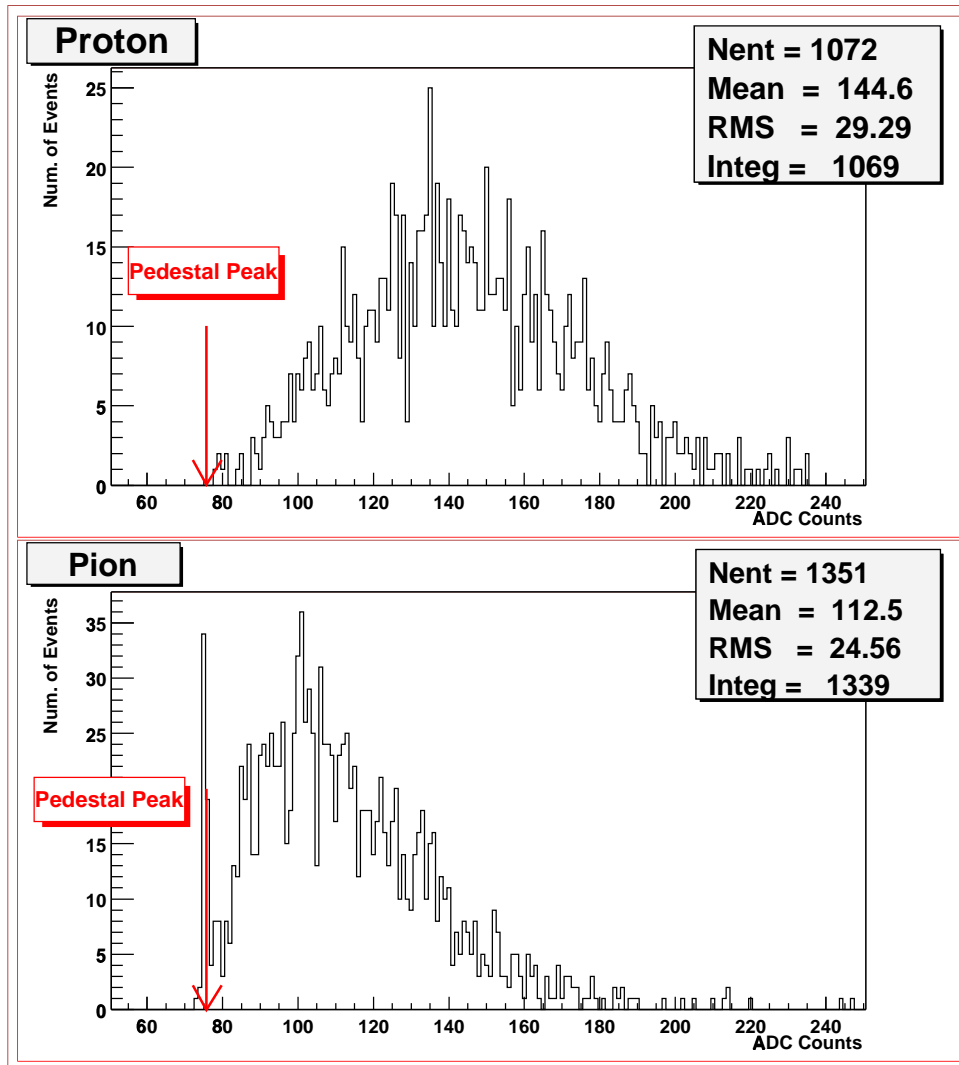


図 5.12: イベントセレクションをかけた後の ADC 分布。縦軸がイベント数、横軸が ADC カウント。上が陽子、下が  $\pi$  中間子である。赤い  $\rightarrow$  がこのチャンネルのペDESTAL (0p.e.) ピークを示す。

例として図 5.12 の光量を計算する。まず ADC 分布の平均値は、図に入っていない大きな値も含めると (図 5.13 参照)

$$p : 145.1 \pm 0.9 \text{ [ADC カウント]} \qquad \pi : 114.8 \pm 0.9 \text{ [ADC カウント]}$$

となる。誤差は分布の RMS をエントリ数の平方根で割った統計誤差を考えている。この値とペDESTAL、[ADC カウント/1 フォトエレクトロン] を用いると平均光電子数は

$$p : 6.75 \pm 0.10 \text{ p.e.} \qquad \pi : 3.80 \pm 0.10 \text{ p.e.}$$

となった。

### 光電子数に関する考察

5.3.1 で述べたように運動量が  $700\text{MeV}/c$  の時のエネルギー損失の比 ( $p/\pi$ ) は 1.97 である。上の例で求めた平均光電子数の比はおよそ  $1.8 \pm 0.1$  であり、これらの数字には運動量の不確定性が入っていないことを考えると、実験でエネルギー損失の比を良く反映した結果が得られている。

### 統計誤差に関する考察

統計数があまり変わらない場合、平均光電子数が大きくなるほど、統計誤差は通常大きくなる。しかし今回の計算では誤差の差がほとんどない。これについて考察する。

今回の実験は非常に薄い物質を粒子が通過する場合に分類されると考えられ、そのときの粒子のシンチレーター通過によるエネルギー損失は、ガウス分布ではなくランダウ分布をすと思われる。このランダウ分布らしさのパラメータとして

$$\kappa = \bar{\Delta}/W_{max} \quad (5.1)$$

を考える。ここで、

$\bar{\Delta}$  : 平均エネルギー損失 (Bethe-Bloch の式から計算)

$W_{max} \approx 2m_e c^2 (\beta\gamma)^2$  : 一回の散乱当たりの最大移行エネルギー

である。この  $\kappa$  が大きければ ( $\kappa > 10$ ) 分布はガウス型になり、小さければ ( $\kappa < 0.01$ ) ランダウ型になる [22]。

これを  $700\text{MeV}/c$  の陽子、 $\pi$  中間子に関して、厚さ  $10\text{mm}$  のプラスチックシンチレーターに対して計算すると、

$$\kappa_p \cong 7.0, \quad \kappa_\pi \cong 0.078$$

となる。

陽子について、 $\kappa > 1$  の場合はエネルギー損失の分布はほぼガウス型と言って良く、実際図 5.12 の陽子の分布もそのような形になっている。それに対し、 $\pi$  中間子の場合には非常にランダウ分布に近い形となり、ADC 値が非常に大きいイベントも存在する。(図 5.13、ADC 値が  $300 \sim 500$  の範囲) その分 RMS が陽子のそれよりも大きくなっている。

このようなエネルギー損失の分布の違いが ADC 分布の RMS に影響し、統計誤差に現れていると考えられる。

## 5.4 データ

解析は、運動量  $700\text{MeV}/c$  のビームを用いたときのデータを用いて行う。扱うデータは表 5.2 に示す。「シンチ 1 枚」は 1 枚のシンチレーターの片面に溝を掘り、ファイバーを埋めた状態、「シンチ 2 枚」は片面に溝を掘りファイバーを埋めたシンチレーターを、ファイバーが埋まった面を挟む形でもう 2 枚重ねた状態を表す (図 5.5 参照)。「グリッドあり」はファイ

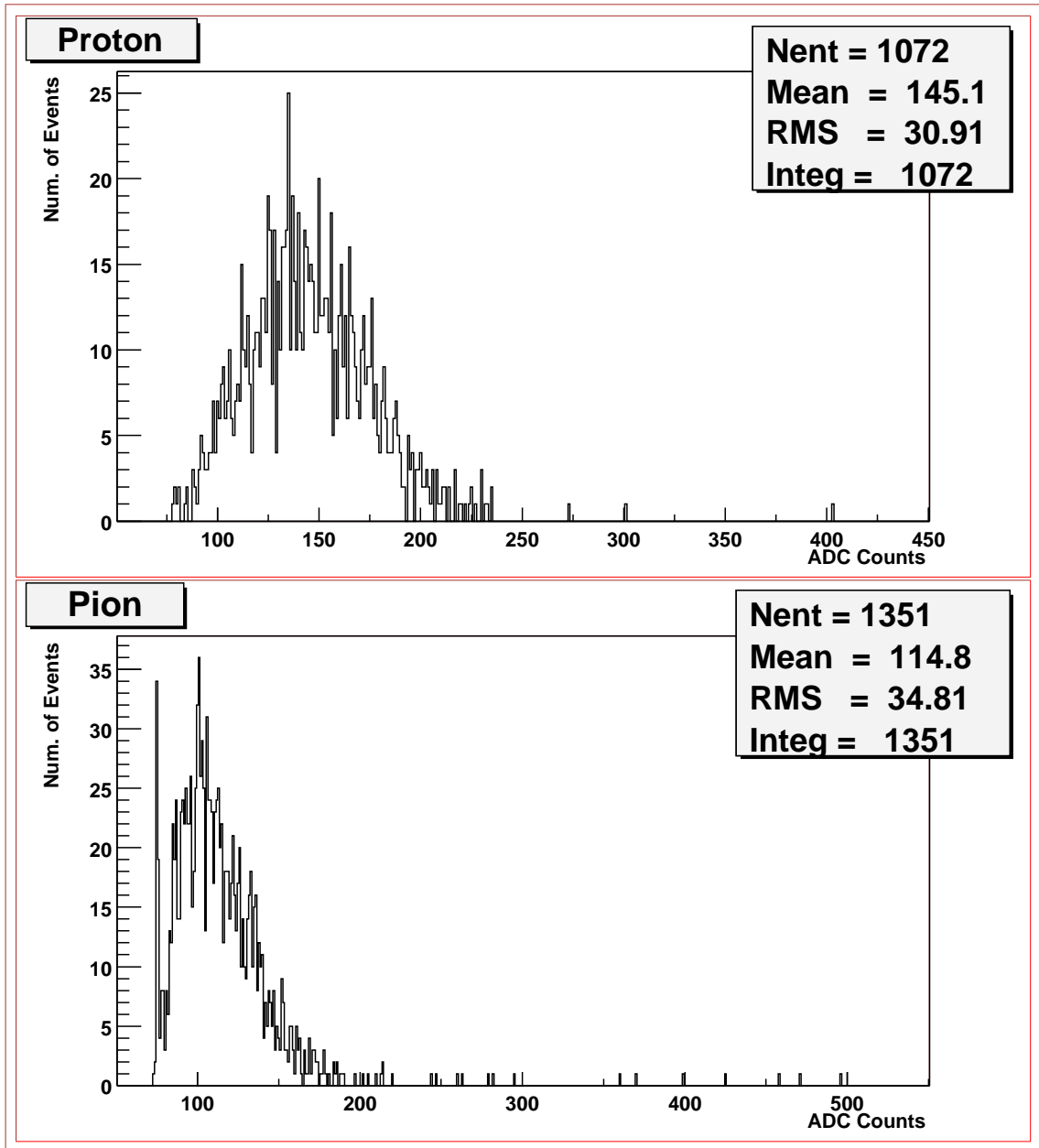


図 5.13: イベントセレクションをかけた後の ADC 分布。縦軸がイベント数、横軸が ADC カウント。上が陽子、下が  $\pi$  中間子である。RMS は  $\pi$  中間子の方が大きい。

バーと溝の間、もしくは2枚挟んだシンチレーターの間にはオプティカルグリスを入れた状態を表す。

表 5.2: ビームテストで取ったデータ。透明シンチレーターのシンチレーター1枚、グリスありのデータは取れなかった。

	シンチ1枚、グリスなし	シンチ1枚、グリスあり	シンチ2枚、グリスあり
透明	○	×	○
濃度1	○	○	○
濃度10	○	○	○

## 5.5 実験結果

このビームテストによって得られた、粒子が通過したときの各ファイバーからの平均光量の分布を図 5.14 に示す。

このグラフは、横軸がファイバーの位置、縦軸が平均光量を表している。エラーバーは 5.3 節の光電子数への変換で述べた、統計誤差のみを表している。ファイバーの位置にして 5.8cm~6.8cm を粒子が通過したときのイベントのみを使用している。この範囲は SCIFI シートの切れ目を挟まず、かつシートの真中に近くてイベント数が多いのでこれらのイベントを使用する。

上の3つのグラフが  $\pi$ 、下の3つのグラフが  $p$  の時の光量分布である。各グラフ中の赤いヒストグラムは散乱体濃度が 10 のシンチレーターを検出器として使用したとき、青いヒストグラムは散乱体濃度が 1、緑のヒストグラムは透明なシンチレーターの時のものである。

横に並んだ3列のうち、左側の列はシンチレーター1枚、グリスなしのセットでデータを取った時の分布である。真中の列はシンチレーター1枚、グリスありを、右列はシンチレーター2枚、グリスありのデータである。

以下の議論は、このデータを基に話を進める。

### 分布のばらつきに関する考察

議論を進める前に、図 5.14 の分布で気になる点を少し説明しておく。

まず、赤いヒストグラム (濃度 10) で、特に両端に近いピンに値がないように見えるものは、値が非常に小さいため、このグラフでは見えないのであって値が無いわけではない。

次に、ファイバー位置が 9cm での値がどれも非常に小さくなっている理由は、ファイバーが損傷しているからだと考えられる。ファイバーの系統的な誤差を抑えるため、どのセットでも同じファイバーを同じ位置に使用しているため、全てのデータでこのピンの値が小さくなってしまっている。

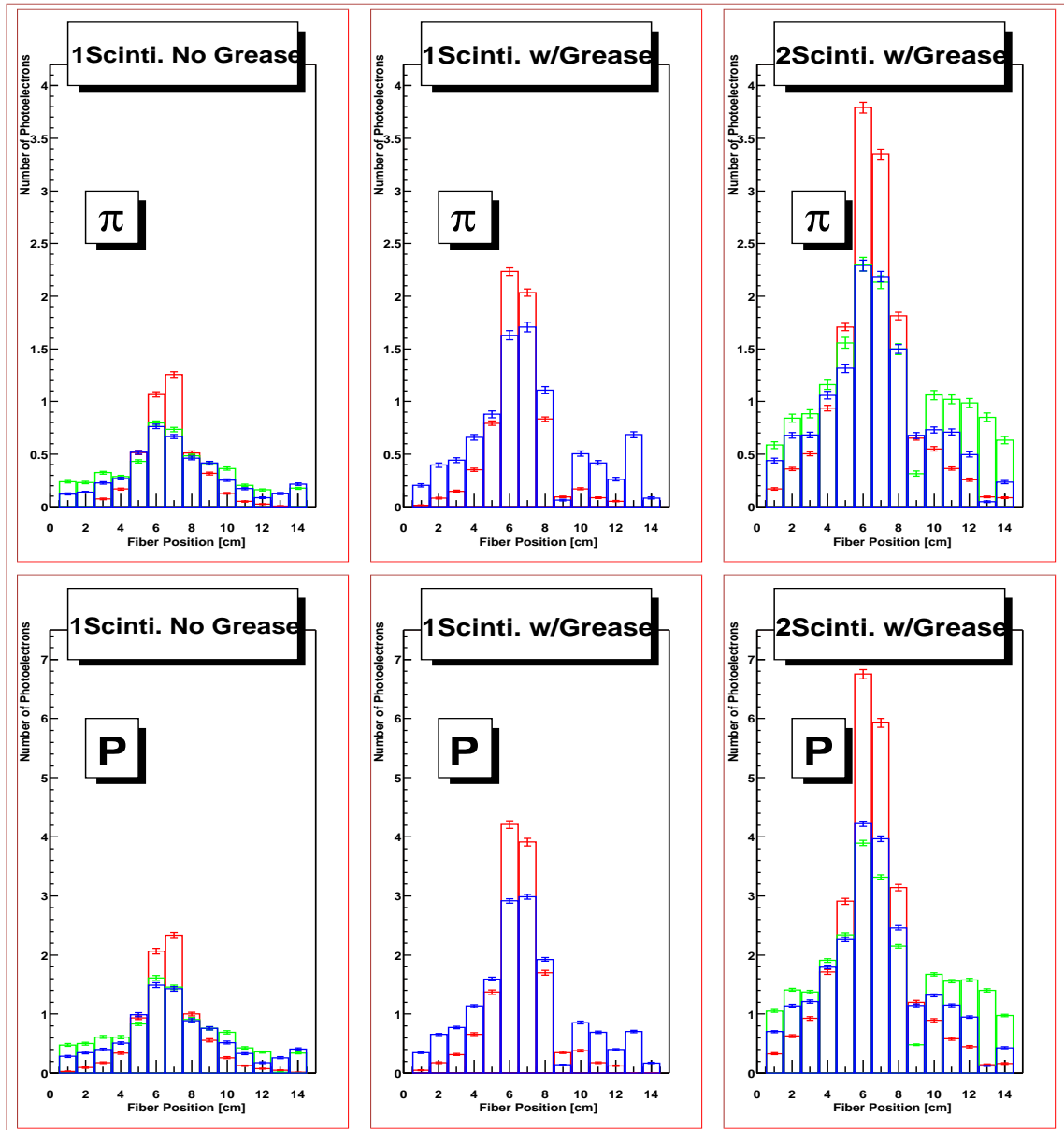


図 5.14: 各ファイバーからの平均光量の分布。横軸がファイバーの位置、縦軸が平均光量を表している。上の3つのグラフが $\pi$ 、下の3つのグラフが $p$ の時の光量分布である。グラフ中の赤いヒストグラムは散乱体濃度が10、青いヒストグラムは散乱体濃度が1、緑のヒストグラムは透明なシンチレーターの時のものである。また、左側の列はシンチレーター1枚、グリスなしのセットでデータを取った時の分布であり、真中の列はシンチレーター1枚、グリスありのセット、右列はシンチレーター2枚、グリスありのセットである。

### 5.5.1 シンチレーター内での光の広がり

3種類のシンチレーターで、どれが一番この検出器に適しているかを判断するポイントは、

- 粒子通過位置に近いファイバーでの光量が大きいこと
- 光の広がりが抑えられていること

の2つである。粒子通過位置に近いファイバーでの光量は、分布から明らかのように、濃度10のシンチレーターで一番大きい。

では実際にこのシンチレーターは光の広がりを抑えられているのだろうか。以下の議論は、一番光量が得られている、シンチレーター2枚、グリスありのセットでのデータを用いて行うこととする。

広がりの評価に用いた分布を図5.15に示す。この分布は図5.14と同様に、横軸がファイバーの位置、縦軸が平均光量を表し、ファイバーの位置にして5.8cm~6.8cmを粒子が通過したときのイベントのみを使用している。上の3つのグラフが $\pi$ 、下の3つのグラフが $p$ の時の光量分布である。横に並んだ3列のうち、左側の列は濃度10のシンチレーターを使ったセットでの分布(赤)を、真中の列は濃度1(青)、右列は透明(緑)を表す。

グラフ内にある黒い線は、分布の広がりを評価するために、一番粒子の通過位置に近いファイバーと、その隣2本ずつの光量を用いて正規分布でフィットしたものである。フィットした関数の中心値は通過位置の中心に合わせてある。この正規分布から求められる標準偏差を広がりを出すパラメーターとして用いる。

この標準偏差を表5.3に示す。これらの値から分かるように、濃度が濃くなるほどシンチレーター内で光の広がりが抑えられている。

表 5.3: シンチレーター内での光の広がりを表すパラメーター。正規分布でフィットしたときの標準偏差を用いている。

	濃度 10	濃度 1	透明
$\pi$	1.36cm	1.85cm	2.01cm
$p$	1.35cm	1.72cm	1.96cm

### 5.5.2 光量重心を用いた位置分解能

散乱体濃度の濃い方が、シンチレーター内での光の広がりを抑えられることが分かったが、それは実際に粒子通過位置の位置分解能に影響を及ぼすのだろうか。イベントごとに見た位置分解能を検証してみる。なお、この検証にもシンチレーター2枚、グリスありのセットでのデータを用いて行うこととする。

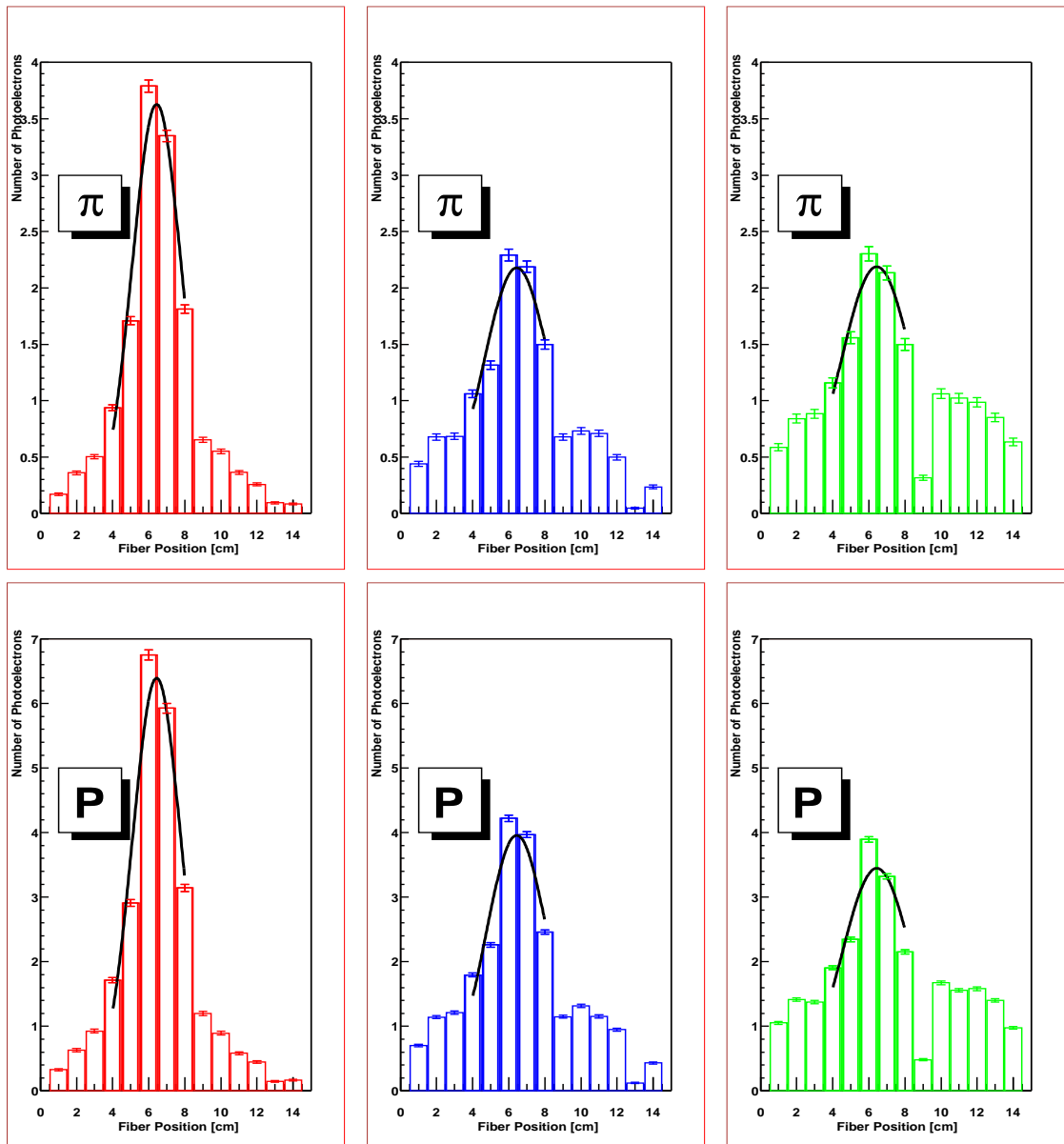


図 5.15: 各ファイバーからの平均光量の分布。横軸がファイバーの位置、縦軸が平均光量を表している。上の3つのグラフが $\pi$ 、下の3つのグラフが $p$ の時の光量分布である。各グラフ中の赤いヒストグラムは散乱体濃度が10、青いヒストグラムは散乱体濃度が1、緑のヒストグラムは透明なシンチレーターの時のものである。



検証方法

検証方法は以下の通りである。トリガーされたイベントに対し、各ファイバーに、そのファイバーでの光量を重みとして与え、14本の重心をとる。この値(光量重心)を検出器から求められた粒子の通過位置  $H_G$  とする(式5.2)。

$$H_G = \frac{\sum_{i=1}^{14} P_i \times i}{\sum_{i=1}^{14} P_i} \quad (5.2)$$

このようにして求められた  $H_G$  と、検出器直前に設置された SCIFI シートから求められた粒子の通過位置  $H_S$  とを用い、 $H_G - H_S$  の値(残差)を求める。

図5.16に1例を示す。散乱体濃度10、通過粒子がpの時のあるイベントである。図中ヒストグラムの下にある赤い矢印がこのイベントの光量重心を、青い矢印がSCIFIシートから求められた通過位置を表している。

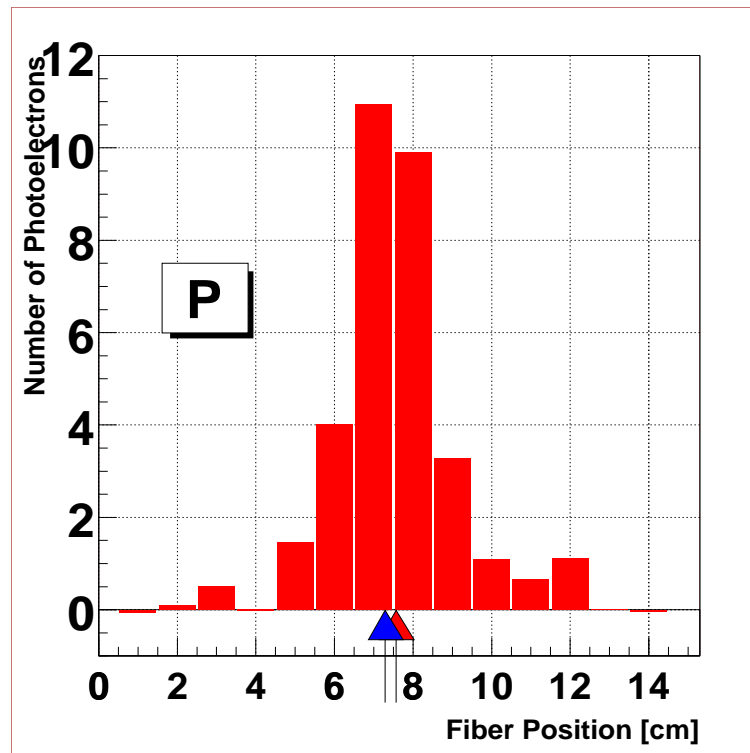


図 5.16: 光量重心と SCIFI シートから求められた通過位置との関係の 1 例。横軸がファイバーの位置、縦軸が平均光量を表している。通過粒子は陽子である。ヒストグラムの下にある赤い矢印がこのイベントの光量重心を、青い矢印が SCIFI シートから求められた通過位置を表している。

測定結果

上記の方法で求めた  $H_G - H_S$  の値 (残差) の分布を、シンチレーター2枚・グリズありのセットで、3種類のシンチレーターの  $\pi$ 、 $p$  に対してそれぞれ求める。図 5.17 は各シンチレーターのセットを用いたときの残差分布である。

この様に求めた残差分布を正規分布でフィットし、そのときの標準偏差を位置分解能として定義し、この値をそれぞれのシンチレーターで比較する。

それぞれの残差分布から求まる標準偏差を表 5.4 に示す。

この値から分かるように、イベントごとに見ても散乱体濃度が濃い方が粒子の通過位置に対してより正確な値を得ることができると分かる。また  $p$  通過時の標準偏差が  $\pi$  でのそれより小さいことから、より大きな光量を集めればより検出器の位置分解能を上げることができるということが言える。

表 5.4: 残差分布から求まる標準偏差の各シンチレーターでの値。

	濃度 10	濃度 1	透明
$\pi$	0.67cm	0.94cm	1.07cm
$p$	0.48cm	0.66cm	0.82cm

5.5.3 検出効率

この検出器には 98%以上の検出効率が要求されている (第3章)。この検出器の主旨は出来るだけ光を粒子通過位置近くのファイバーに集める事であるから、検出効率の検証には粒子通過位置の最近接ファイバーでの情報を用いることとする。

検出効率はポアソン過程を考慮すると光量に依存するため、図 5.14 から分かるように、シンチレーター2枚・グリズありのセットで最もよくなると考えられる。以下ではこのセットでの検出効率を考える。

このセットで、最近接ファイバーから得られる平均光量は、それぞれ

$$\pi : 3.80 \pm 0.10 \text{ p.e.} \qquad p : 6.75 \pm 0.10 \text{ p.e.}$$

である。ポアソン分布

$$f_{(r,\mu)} = \frac{\mu^r e^{-\mu}}{r!} \tag{5.3}$$

$$\text{平均値} : \bar{r} = \mu, \quad \text{標準偏差} : \sqrt{\mu}$$

を用いると、予想される 0 確率 (得られる値が 0 であるイベントの割合) は

$$f_{(r=0,\mu)} = \frac{\mu^0 e^{-\mu}}{0!} = e^{-\mu} \tag{5.4}$$

で求められる。これより  $\pi$ 、 $p$  に対する 0 確率はそれぞれ

$$\pi : 2.24\% \qquad p : 0.117\%$$

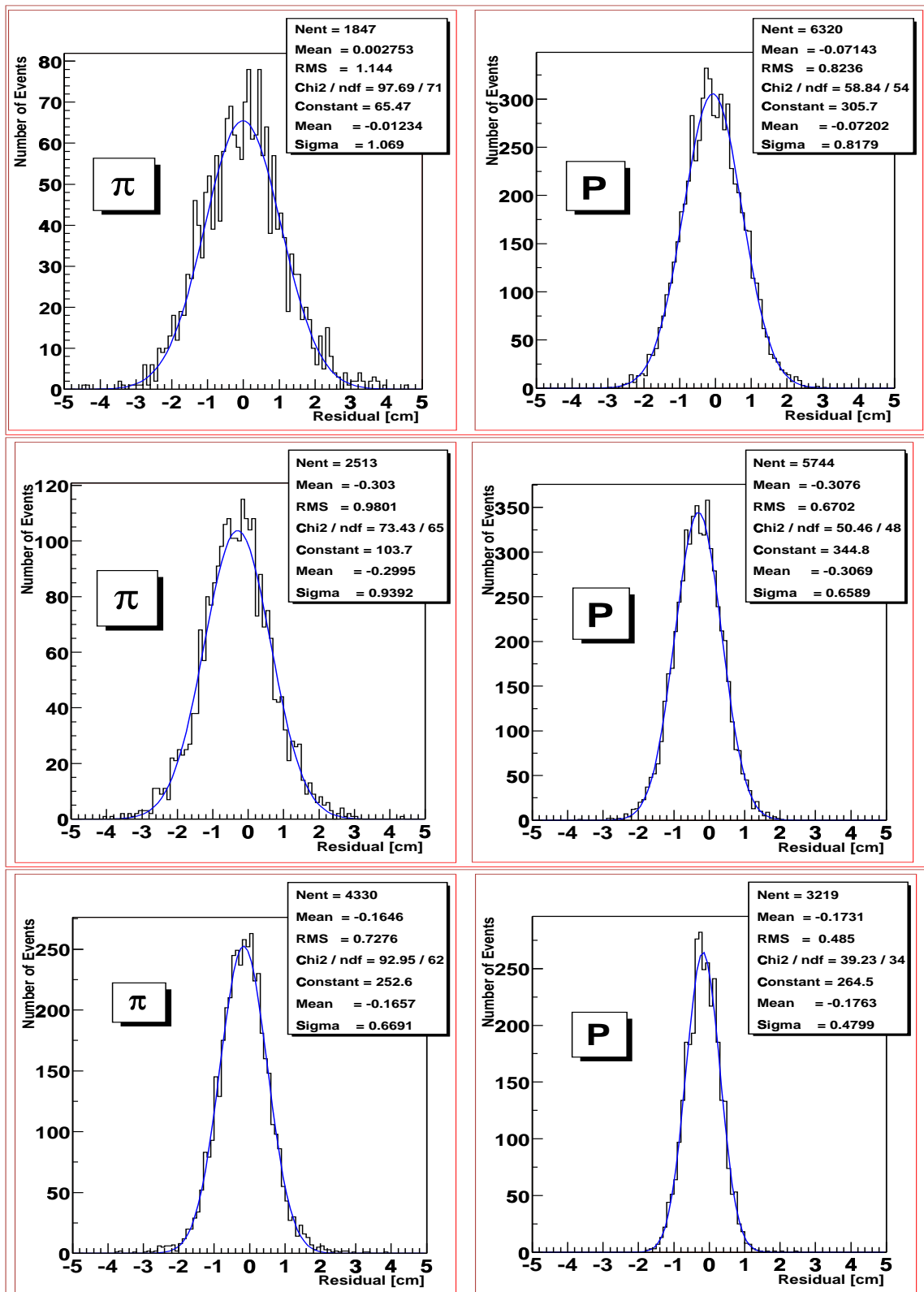


図 5.17: 3種類のシンチレーターの残差分布。縦軸はイベント数、横軸は残差 ( $H_G - H_S$ ) [cm] である。左の分布は通過粒子が  $\pi$  右は  $p$  である。上列から順に透明、散乱体濃度 1、散乱体濃度 10 の順に並んでいる。

よって検出効率は

$$\pi : 97.8\% \quad p : 99.9\%$$

と予想される。

これに対する、実験データを図 5.18 に示す。ペDESTAL を正規分布でフィットし、そこから求めた平均値 ( $m$ ) と標準偏差 ( $\sigma$ ) を用い、 $m + 3\sigma$  をヒットとアンヒットを区別する閾値としている。その値は緑のラインで示されている。

この分布から求まる検出効率は

$$\pi : 95.0 \pm 0.6\% \quad p : 99.9 \pm 0.1\%$$

となった。この値はポアソン分布の 0 確率から予想される効率よりも悪くなっている。この非効率的要素が何であるかは、今後研究する必要がある。

### 検出効率の粒子通過位置—ファイバー間距離依存性

散乱体の濃度が濃くなると、光の広がり強く抑えられるため、検出効率は、着目しているファイバーと粒子の通過位置との距離に依存すると考えられる。その MIP に対する依存性を示した図が 5.19 である。ファイバーのすぐ近く (1mm 以内) ではほぼ 99% の検出効率がある。しかしちょうどファイバーとファイバーとの間 (両ファイバーから 5mm の距離) になると、90~95% まで落ちてしまう。このことから分かるように、検出効率を良くするためには最近接ファイバーだけでなく、粒子が通過したと思われる位置近くの数本のファイバーの情報を得る必要がある。

### 2本のファイバー情報を用いた検出効率

散乱体濃度 10 のシンチレーターを 2 枚重ねたセットを用い、粒子通過位置に最も近い 2 本のファイバー (図 5.19 に示されている 2 本) から求まる光量からの検出効率を考える。図 5.20 は、図 5.18 と同様、横軸は ADC カウント、縦軸はイベント数を表しており、その ADC 値は 2 本のファイバーの和となっている。用いたイベントは  $\pi$  のみを選び出している。両方のペDESTAL を合わせて、その位置から  $3\sigma$  とする閾値が緑のラインである。この分布から、検出効率は

$$99.3 \pm 0.2\%$$

という値を得た。ファイバー間の何処を粒子が通過しても、99% 以上の検出効率を得ることができる。

#### 5.5.4 オプティカルグリスの効果

同じシンチレーター 1 枚のセットで、シンチレーターに掘られた溝とファイバーとの接着方法を、ドライコンタクト (溝にファイバーをはめるだけ) とウェットコンタクト (溝とファイバーの間にオプティカルグリスを埋め込む) との 2 種類でデータを取った。これを比較することにより、ウェットコンタクトの効果を検証した。

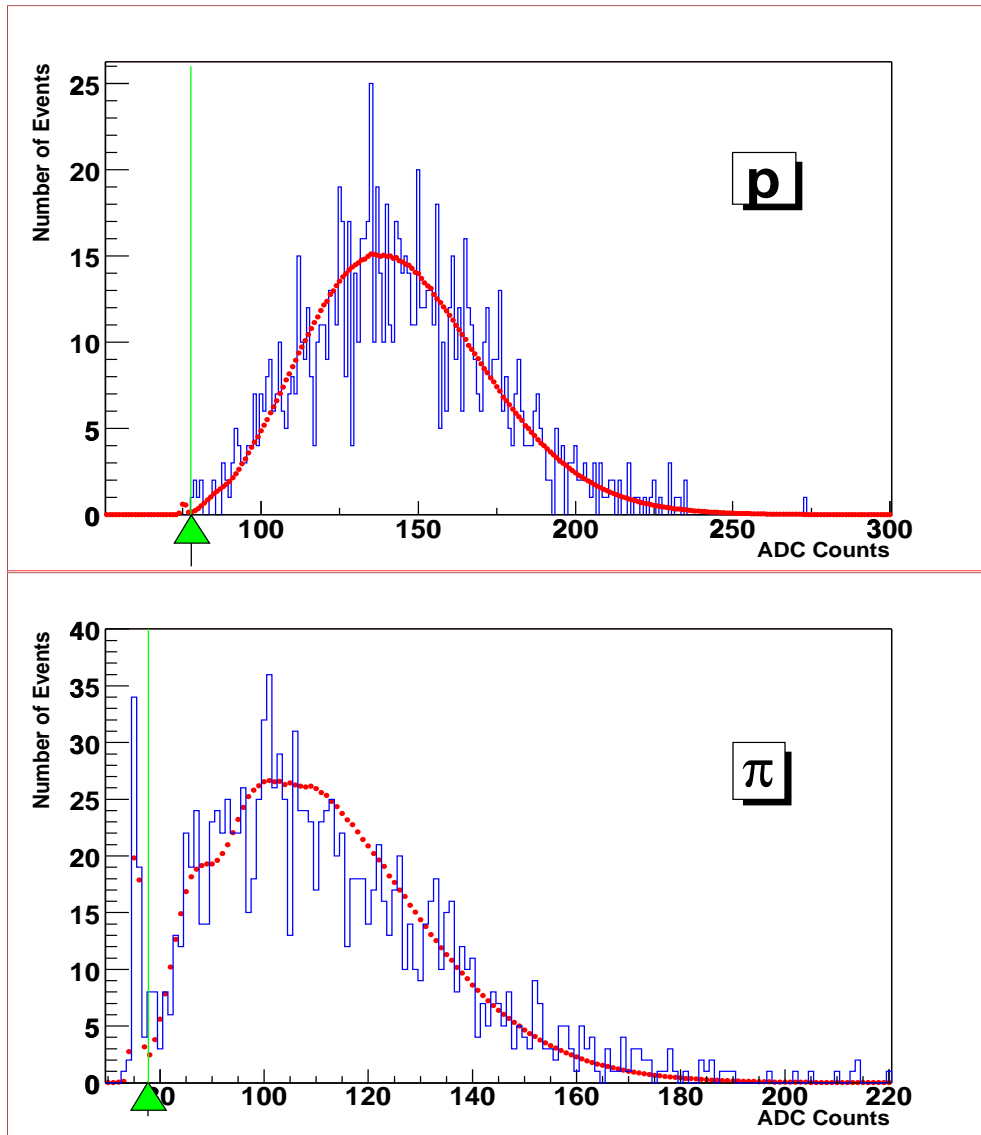


図 5.18: ファイバー光量で見た検出効率。横軸は ADC カウント、縦軸はイベント数である。上のグラフは粒子が  $p$ 、下は  $\pi$  のときのもの。緑のラインはペDESTALから  $3\sigma$  の値で、このラインを挟んでヒット/アンヒットとしている。赤い分布はこの光量から予想される ADC 分布 (シミュレーション) である。

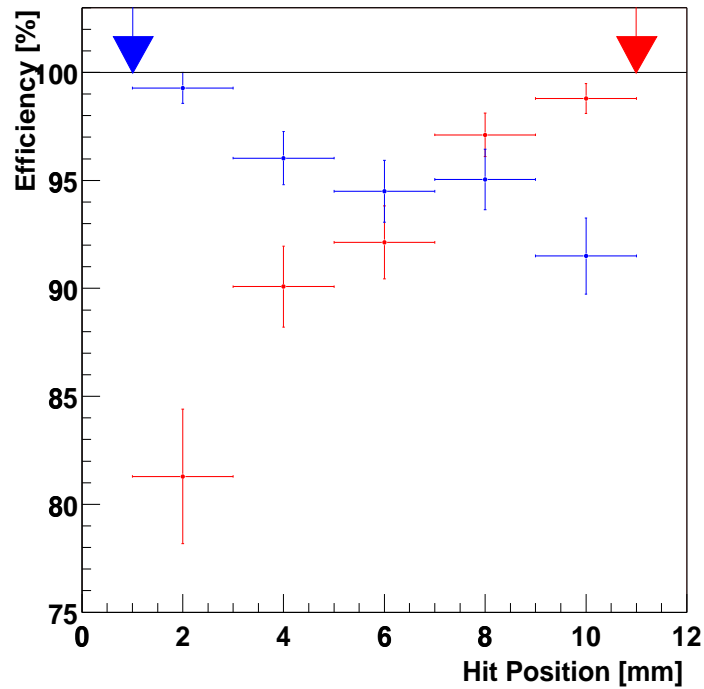


図 5.19: 検出効率の、ファイバーと粒子の通過位置との距離依存性。横軸は SCIFI シートから求めた粒子の通過位置、縦軸は検出効率である。分布の赤い値は、その x 軸の位置を粒子が通過したときの、赤い矢印の位置 (11mm) にあるファイバーで見た検出効率を示している。同様に青い分布は、青い矢印の位置 (1mm) にあるファイバーで見た検出効率である。

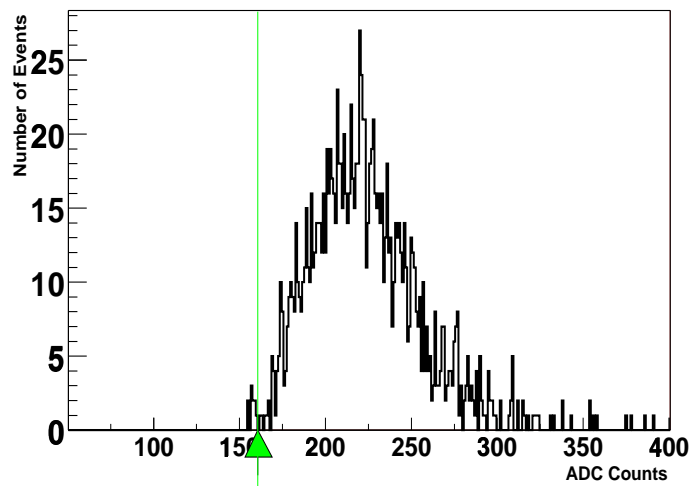


図 5.20: 2本のファイバー情報を用いたときの検出効率。横軸は ADC カウント、縦軸はイベント数である。緑のラインはペDESTALから  $3\sigma$  の値で、このラインを挟んでヒット/アンヒットとしている。

あるファイバーに着目し、ドライコンタクトでの光量とウェットコンタクトでの光量とを計算する。これを2種類のシンチレーター(濃度10、濃度1)に対し、 $\pi$ 、 $p$ それぞれ行う。結果を表5.5に示す。表中の値は

$$(\text{ウェットコンタクトでの光量})/(\text{ドライコンタクトでの光量})$$

を、誤差は両者の統計誤差の2乗和をもってとっている。この結果から、ファイバーとシンチレーターの溝との接着をウェットコンタクトにすることによって、およそ2倍の光量を得ることが出来る、ということが分かる。

表 5.5: オプティカルグリスの光量に与える影響。表中の値はウェットコンタクトでの光量とドライコンタクトでの光量の比をとったものである。

	濃度 10	濃度 1
$\pi$	1.78±0.05	2.25±0.09
$p$	1.81±0.05	2.00±0.06

### 5.5.5 シンチレーターの厚みによる光量変化

シンチレーターの厚みがファイバーでの光量にどれだけ影響するかを検証するため、以下のような解析を行った。

シンチレーターの片面にファイバーを埋め込んだセット(図5.5左)と、ファイバーが埋まった面を2枚のシンチレーターで挟み込むセット(図5.5右)とのデータを比較する。5.5.4節同様、あるファイバーに注目し、この2つのセットでの光量の比を計算する。これを2種類のシンチレーター(濃度10、濃度1)に対し、 $\pi$ 、 $p$ それぞれ行う。ファイバーと溝との接着はどちらもウェットコンタクトである。

結果を表5.6に示す。表中の値は

$$(\text{シンチレーター2枚のセットでの光量})/(\text{シンチレーター1枚のセットでの光量})$$

を、誤差は両者の統計誤差のみを百分率に直して2乗和をとったのである。

表 5.6: シンチレーターの厚みによる光量への影響。表中の値はシンチレーター2枚のセットでの光量とシンチレーター1枚のセットでの光量との比をとったものである。

	濃度 10	濃度 1
$\pi$	1.70±0.05	1.34±0.05
$p$	1.60±0.03	1.42±0.02

## 5.5.6 シンチレーターの濃度による全光量の変化

散乱体は、光を局在化させるために混入している。散乱することによってどの程度の光量損失があるのかはまだ分かっていない。そこで散乱体の混入により、全光量にどのような変化があるのかを調べた。

図 5.21 は、各濃度のシンチレーターでの全光量の平均値の分布である。検出器はシンチレーター 2 枚、グリッドありのセットのデータを用いている。図中左から透明、濃度 1、濃度 10 のシンチレーターとなっている。赤い分布は  $p$ 、青い分布は  $\pi$  である。

分布から分かるように、散乱体を入れることによって全光量は大きくなる傾向がある。散乱体の混入によって光量損失が大きくなる訳ではなく、むしろ検出器から外に逃げて行く光を検出器内にうまく閉じ込めていると言える。

しかしこの結果は検出器の形状、大きさに依存すると考えられる。今のように 1 枚、もしくは 2 枚でひとつの検出器を構成するときには外に逃げる光が多く、散乱体の混入によって光量を増やす事ができるかも知れない。しかし大きく、厚く検出器を製作した時は光の逃げ場は無く、散乱でのロスが大きくなり、全光量は小さくなるかも知れない。最終的には検出器の形状が決定してから、散乱体濃度を調節する必要があると考えられる。

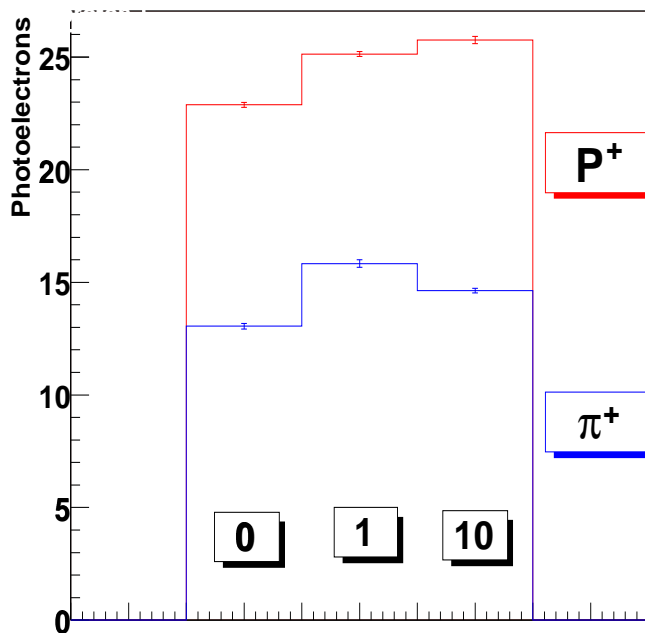


図 5.21: 各濃度のシンチレーターでの全光量。縦軸は光量で、左から順に透明、濃度 1、濃度 10 の値を示している。赤い分布は  $p$ 、青い分布は  $\pi$  である。



## 5.6 ビームテストの結論と検討

T1 ビームラインでの実験の主要な目的は、

- 荷電粒子が通過したときのファイバーから読み出される光量
- 粒子の通過位置と読み出すファイバーとの距離による光量分布

を、それぞれ測定することであった。これに対し、図 5.14 にあるように、ファイバーからの平均光量を測定し、また通過位置と光量との関係も求めた。

シンチレーター 1 枚でグリスなし、シンチレーター 1 枚でグリスあり、シンチレーター 2 枚でグリスありの 3 つのセットを、散乱体濃度の異なる 3 種類のシンチレーターに対して測定することにより、以下の項目を検証した。

1. MIP( $\pi$ ) が通過したときの光量
2.  $dE/dx$  の大きい粒子 (p) が通過したときの光量変化の
3. シンチレーターの溝とファイバーとの接着方法の検討
4. シンチレーターの厚みによる光量変化

まず MIP(ここでは運動量  $700\text{MeV}/c$  の  $\pi$ ) とその約 2 倍の  $dE/dx$  をもつ陽子とを TOF を用いて識別し、光量にも約 2 倍の関係があることを確認した。次にファイバーと溝との接着方法を 2 種類測定し、光量が約 2 倍になるという結果を得た。そしてシンチレーターが 1 枚と 2 枚のセットを比較し、そのときの光量の違いも求めた。また、各濃度のシンチレーター中での光の広がりも比較することができた。

これらの結果から、最も大きな光量を得た形状はファイバーが埋まった面を 2 枚のシンチレーターで挟み、ウェットコンタクトをする、というものであった。この時の性能は、MIP に対して

検出効率  $99.3 \pm 0.2\%$   
位置分解能  $0.67\text{cm}$

となった。

以上の結果を受け、第 3 章で述べた検出器に対する要求を満たすかどうかを以下で検討した。

- $1\mu\text{sec}$  以下の時間分解能。  
⇒ 未測定。
- $1\text{cm}$  程度の位置分解能。  
⇒ MIP に対する位置分解能は  $0.67\text{cm}$ (標準偏差)。ほぼ要求を満たしている。
- 高い検出効率。  
⇒ MIP に対する検出効率  $99.3 \pm 0.2\%$ 。これも要求を満たしている。
- 不感領域が小さい。  
⇒ この検出器には存在しない。

- 反応点を決定でき、粒子の飛跡を検出できる位置分解能をもつ。  
⇒ 未測定。
- 検出できるエネルギー閾値が小さい。  
⇒ MIP での光量が小さい (平均  $3.80 \pm 0.10$  p.e.)。より大きな光量を得る必要がある。
- 大きな面積を一様に覆うことが出来る。  
⇒ 検出器の減衰長を測定する必要がある。

シンチレーターは散乱体濃度 50 のものまで製作可能である。これを用いれば光量の増加と位置分解能の向上の可能性がある。新しい濃度のシンチレーターのサンプルを手に入れ、これらの測定と、時間分解能の測定を目的として再びビームテストを行った。次章ではこの結果について言及する。

## 第6章 飛跡検出器としての性能の評価

前章で述べたように、散乱体入りシンチレータを用いた検出器は、予想した通り粒子の位置検出に良い結果をもたらした。我々は、さらに性能の良い検出器を開発可能であると考え、新たな濃度のシンチレータを用いて2001年11月、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(12GeV-PS)東カウンターホール、 $\pi^2$ ビームラインにおいてビームテストを行った。また今回は前回未測定であった時間分解能についても測定した。

### 6.1 実験の概要

今回新たに用意されたシンチレータは散乱体濃度50と10である(図6.1)。濃度50は今作れる最大濃度だといわれている。また、今回用意された濃度10のシンチレータは、第5章の実験で用いたものと透明度が異なっているように見える。どういう基準でKURARAY社が濃度を決定しているのかは分からないが、とりあえず濃度10と呼ぶことにする。

今回のビームテストでの目的を以下に挙げておく。

1. 位置検出のための散乱体濃度の最適化
2. 位置分解能及び検出効率の測定
3. 時間分解能の評価(第7章)
4. 時間情報から判断する位置分解能の測定(第7章)
5. 減衰長の測定(付録F参照)

今回の実験には、2種類の検出器を用意した。ひとつの検出器では上の項目の1、2を、もう一つでは3、4、5を測定するためのものである。以下ではこれらの実験について述べて行く。

### 6.2 実験のセットアップ

今回用意された検出器は2種類あるが、基本的にセットアップは検出器の部分以外は同じである。そこで、まず検出器以外のセットアップについて述べる。各検出器については、それぞれの節で述べることとする。

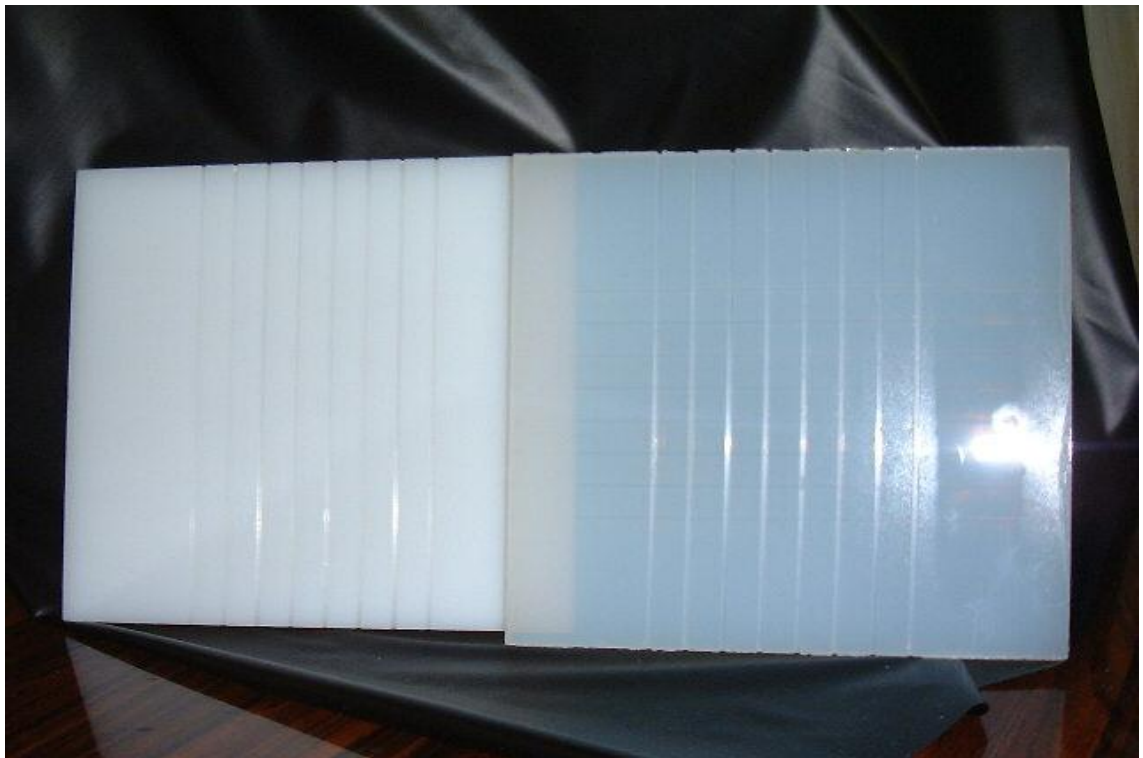
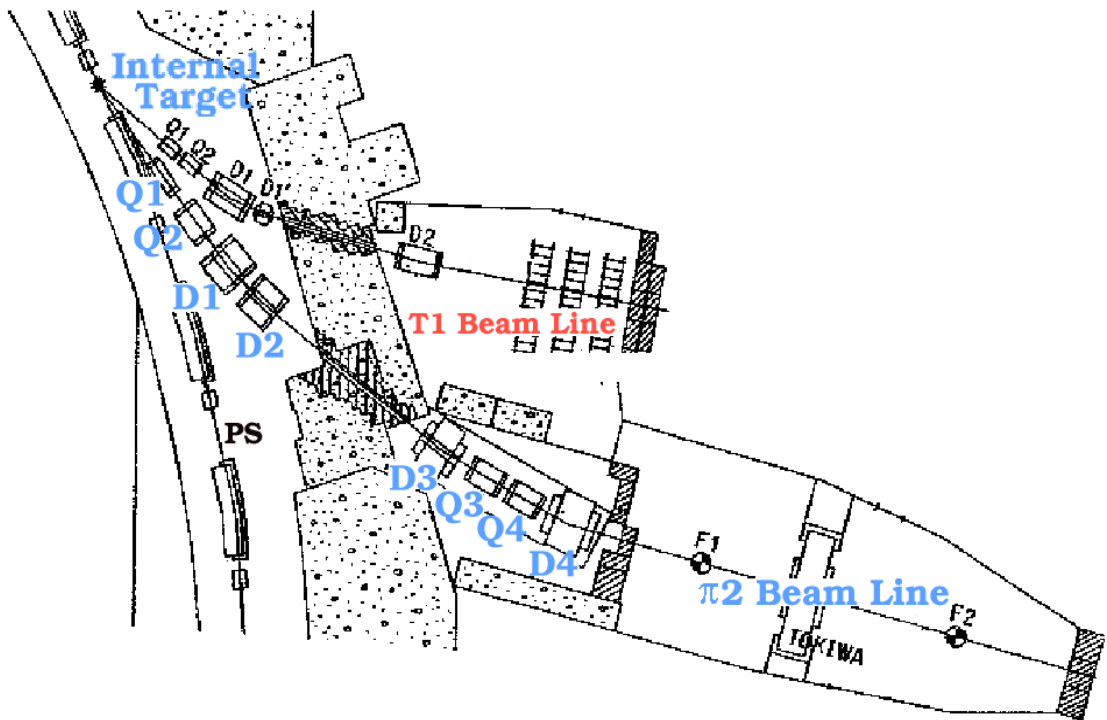


図 6.1: 散乱体入りシンチレーター濃度 10'(右) と 50(左)。前面には縦方向に、後面には横方向にファイバーを埋める溝が掘ってある。

図 6.2: KEK、 $\pi 2$  ビームライン

### 6.2.1 $\pi 2$ ビームライン

$\pi 2$  ビームラインの概略図を図 6.2 に示す。 $\pi 2$  は前回実験を行った T1 ビームラインの隣にある。陽子と標的 (インターナルターゲット) との散乱で生成された  $\pi$  中間子等の 2 次粒子は、Q1、Q2、Q3、Q4 マグネットにおいて収束され、D1、D2、D3、D4 マグネットで運動量を選択されて  $\pi 2$  ビームラインへ送り込まれる。これらのマグネットで生成される磁場を変化させることにより、ビームを構成する粒子の電荷、運動量を決定することができる。

### 6.2.2 ビームライン

今回の実験のセットアップを図 6.3 に示す。これらのセットアップも基本的には前章のビームテストと同じである。

セットはビーム上流から TOF1、TOF2、Trigger1、Trigger2、SheetX、SheetY と並んでいる。

TOF1、TOF2 は高さ 40mm、幅 58mm、厚さ 20mm のプラスチックシンチレーターの両側に 2 インチの PMT、R2083 を付けている。この PMT は時間応答性能が優れており、TOF に適したものである。またこの PMT はダイノード最終段からの読み出しも可能であるため、ダイノード出力でシンチレーターでの光量を、アノード出力で時間情報を読み出すことにする。これにより、さらに厳密な粒子識別が可能であると考えられる。

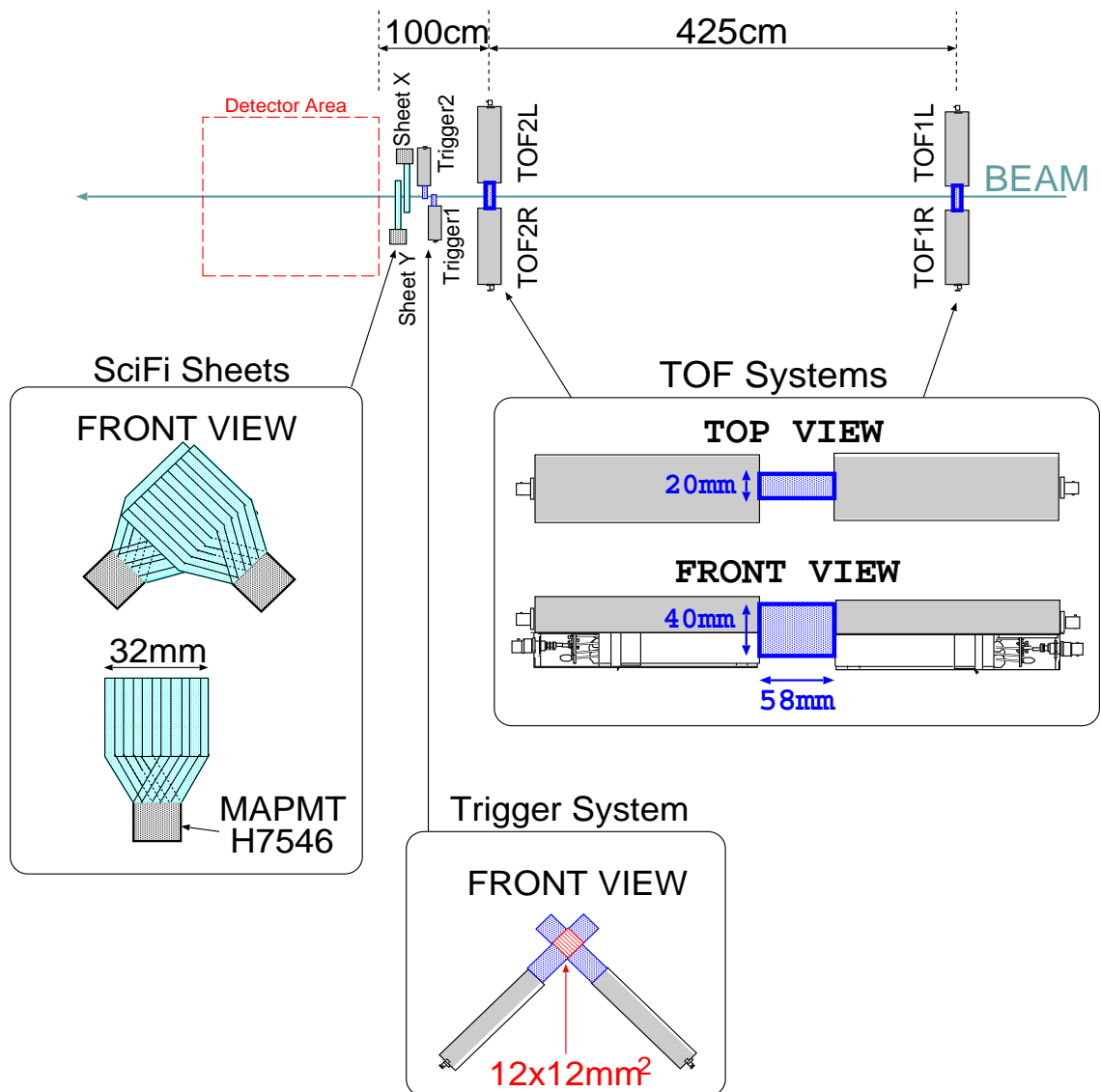


図 6.3: KEK、 $\pi 2$  ビームラインにおけるビームテストのセットアップ。

Trigger1、Trigger2は  $12\text{mm} \times 12\text{mm} \times 100\text{mm}$  のプラスチックシンチレーターの片側からフィンガー PMT R2248 で読み出したものである。図 6.3 の様にふたつを直交させ、ビームを  $12\text{mm} \times 12\text{mm}$  に絞ってトリガーしている。

SCIFI シートは前回のビームテストと同じものを 2 つ用意し、Trigger とふたつを直交させている。粒子の通過位置を 2 次元、 $2\text{mm}$  ピッチで読み出すことが可能である。

### 6.2.3 データ収集のためのトリガーロジック

データ収集のためのトリガーロジックの概要を図 6.4 に示す。

トリガー信号は基本的には TOF1、TOF2、Trigger の全てのコインシデンスによって生成される。これらの出力タイミングは TOF2 が決定するように適宜遅延させている。時間

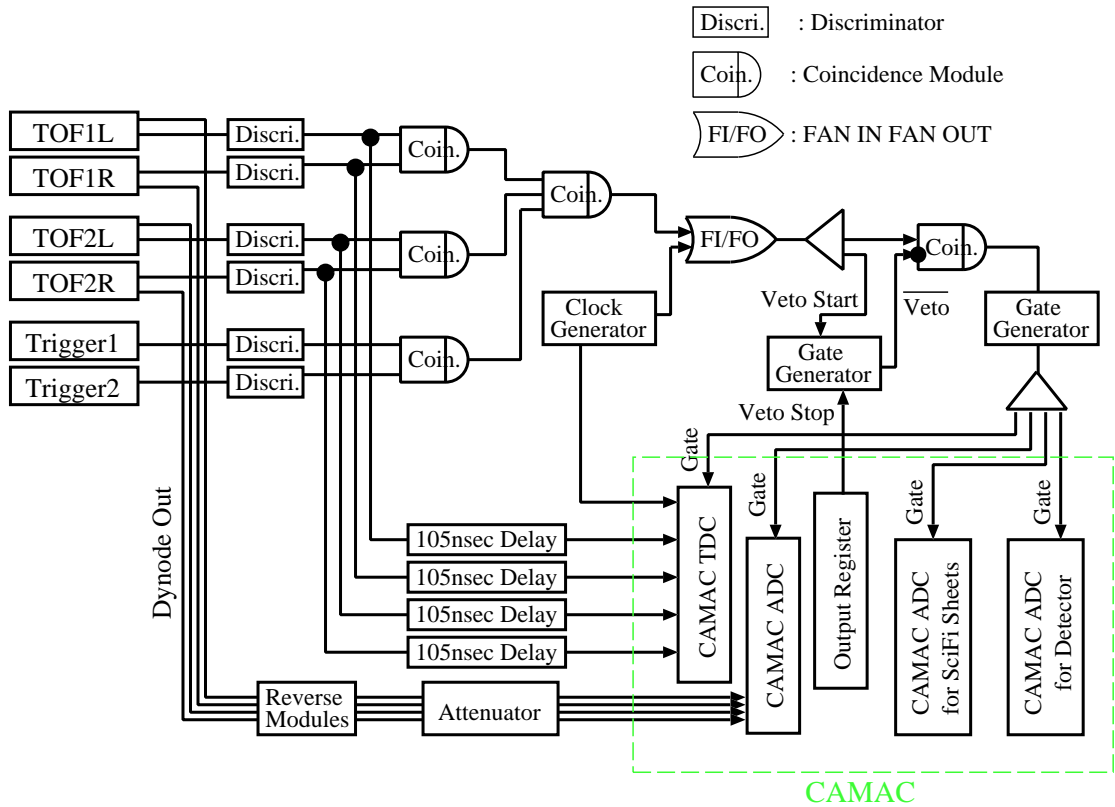


図 6.4: データ収集用トリガーロジック

分解能が良く、なおかつ検出器に近いもので出力タイミングを決定すればトリガー信号と検出器に粒子が入射するタイミングのずれが一番小さくなるためである。また、CAMACのアウトプットレジスターからはCAMACでの処理中にトリガー信号が出ないようにベトー信号を出力している。

今回、クロックジェネレーターを使用し、そこからの出力信号とコインシデンス出力との「or」を取ってトリガー信号を出力している。これは各ランにダミートリガー信号を含めることにより、ビームによるデータ収集と同時にベダスタルデータを取るためである。クロックジェネレーターからの信号はCAMACのTDCにも入力しており、このタイミングでベダスタルデータとそうでないものとを区別している。

### 6.3 TOFによる粒子識別

今回のビームテストでは、運動量500~1600MeV/c、正電荷の粒子を用いて測定を行った。この範囲では、単位長さ当たりのエネルギー損失( $dE/dx$ )がpと $\pi$ で異なる(図5.6)。この粒子を区別して解析する必要があるため、TOFを用いて粒子の識別を行った。

TOF1とTOF2から、それぞれが両読み出しされているので、4つの時間情報を用いて

$$\Delta t = \frac{1}{2} \times (TOF2R + TOF2L) - \frac{1}{2} \times (TOF1R + TOF1L) \quad (6.1)$$

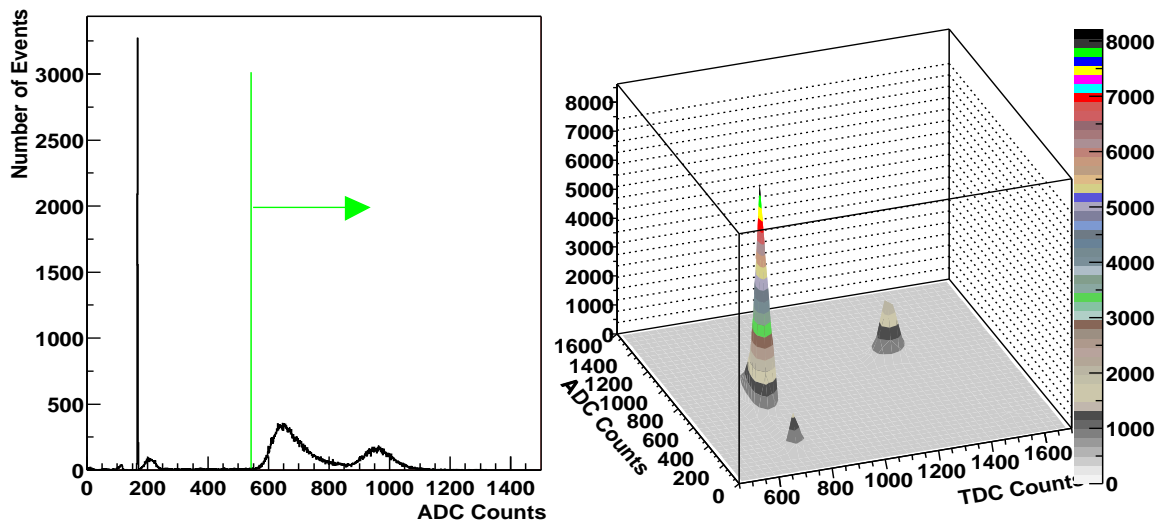


図 6.5: TOF での粒子識別。  
 左上の図は TOF から読み出した光量分布。200 付近のデータはペDESTALである。右下の図は  $TOF2 - TOF1$  のタイミング信号。青い分布は  $\pi$ 、赤い分布は  $p$  によるものである。右上の図は、タイミング信号 ( $x$  軸) と、光量分布 ( $y$  軸) とのスキッタープロットである。 $\pi$  と  $p$  との山がきれいに分離されている。

を計算する。ここで

$$TOF1(2)R(L) = [TOF1(2) \text{ 右 (左) 読みだしの } TDC \text{ 値}] \times [TDC1 \text{ カウント当たりの時間}]$$

である。これはゲートが開いてから TOF の信号が入力されるまでに要する時間である。つまり  $\Delta t$  は TOF1 と TOF2 からの信号の時間差を表し、これは TOF1~TOF2 間の粒子の飛行時間となる。なお、ここでは時間情報の精度を上げるため、TOF 両読みだしの時間平均を用いている。

この  $\Delta t$  の分布の例 (700MeV/c) が図 6.5 の右下図である。TOF1 と TOF2 との時間差が小さい分布 (青) が  $\pi$ 、大きい分布 (赤) が  $p$  である。

図 6.5 の左上図は TOF から読み出した ADC 値の和である。 $p$  と  $\pi$  の  $dE/dx$  の差が見える。また、200 付近に立っているピークはランに織り込んだペDESTALである。

ADC 値と  $\Delta t$  とのスキッタープロットが右上の図になる。 $p$  と  $\pi$  の山がきれいに分かれているのが分かる。今回の測定で、TOF の ADC 値では粒子識別は十分できないため、下限値のカット (左上図緑のライン) のみに使用する。



## ADC 値 200 付近の分布

今回のビームテストでは、D1 マグネットの実行値が設定値と微妙に異なっていたため、ビーム強度が予想よりも小さかった。最初はその原因が分からなかったため、イベントレートを稼ぐために Trigger の閾値を小さめに設定していた。Trigger1 と 2 のみのコインシデンスを考えたとき、トリガーイベント中のアクシデンタルコインシデンスは 6%であったが、TOF とのコインシデンスをとることでこのバックグラウンドはトリガーには掛からないと考えていた。

TOF のアノード出力は、 $p/\pi$  の波高の差によるタイムウォークを小さくするため、ゲインを大きくしていた。これにより全体的に信号が大きくなり、信号に付随したノイズがディスクリミネーターの閾値を超えることがあった。

この二つがアクシデンタルにコインシデンスし、トリガー信号をつくってしまったものが、図 6.5 の左上図に見られるペDESTAL のすぐ右に見える小さな山、および右上の図に見られるタイミングが  $\pi$  と同じで ADC 値が小さい所にある山であると考えられる。 $p$  と同じタイミングにも同様のイベントが、数が少ないため図では見えないが、存在する。

これらがペDESTAL よりも少し大きな値を持っているのは、TOF のアノード出力同様、ダイノード出力にも信号に付随した小さい信号が存在し、それがゲート内に捕えられたものと考えられる。このノイズは全体のおよそ 4%であった。

この信号の混入は予想外であったが、TOF での粒子識別の段階で時間情報と ADC 値の両方を用いてカットを掛ければ、取り除くことができる。また最終的には SCIFI シートにヒットがあったイベントを解析に使用するので、ここでもカットが掛かる。これらによって、このアクシデンタルなイベントは解析には含まれていない。

## 6.4 飛跡検出器としての性能の評価

以下の節では、飛跡検出器としての散乱体シンチレーター—波長変換ファイバー型検出器の性能を評価した実験に関して詳述する。第5章の実験で、この検出器の性能についてはある程度述べている。今回の実験は、より高性能な検出器を目指し、作成されたプロトタイプを用いて行われた。

今回の実験の目的を以下に挙げておく。

1. 検出器に最適な散乱体濃度の決定
2. 位置分解能の測定
3. 検出効率の測定
4. ノイズ混入率の測定

前述したように、今回は散乱体濃度 10' と 50 のシンチレーターサンプルを用いた。これらのシンチレーターを用いて製作した検出器を用い、上に挙げた項目を測定する。

## 6.5 検出器

この検出器に用いられているシンチレーターは150mm×150mm×10mm(厚み)、ここに幅1.5mm、深さ2mmの溝を10mm間隔で8本、シンチレーターの前面と後面に直交するように掘る(図6.6)。この溝に直径1.5mmのY-11マルチクラッド、Sタイプの波長変換ファイバーを埋め込み、隙間を光学セメントで埋め、接着する。これを4枚作成し、光学セメントで接着する。このとき、接着面では溝が直交している。この4枚を挟み込むように、片面に溝を掘ってファイバーを埋め込んだ同サイズのシンチレーターを接着する。これで、シンチレーター6枚の検出器になり、各シンチレーターの接面からX-Y方向に読み出す、5層の2次元検出器となるこれらの層はビーム上流から順に1X、1Y、2X、2Y、…5X、5Yと呼ぶこととする。また、8本読み出しているファイバーのうち、一番上部から順に1、2、…7、8と呼ぶ。つまり、最上流最上部のファイバーから1X1、1X2、…1X8とする。

検出器の概要図を図6.7に、完成した検出器の写真を図6.8に示しておく。ファイバーの読み出し端面は研磨し、光学グリッドを用いたウェットコンタクトでMAPMTに接着している。また、読み出しと逆の端面は、研磨しアルミシートを貼り付けることにより光を反射させて光量を大きくするように加工している。

図6.9には、暗箱にセットされた検出器の写真を載せている。

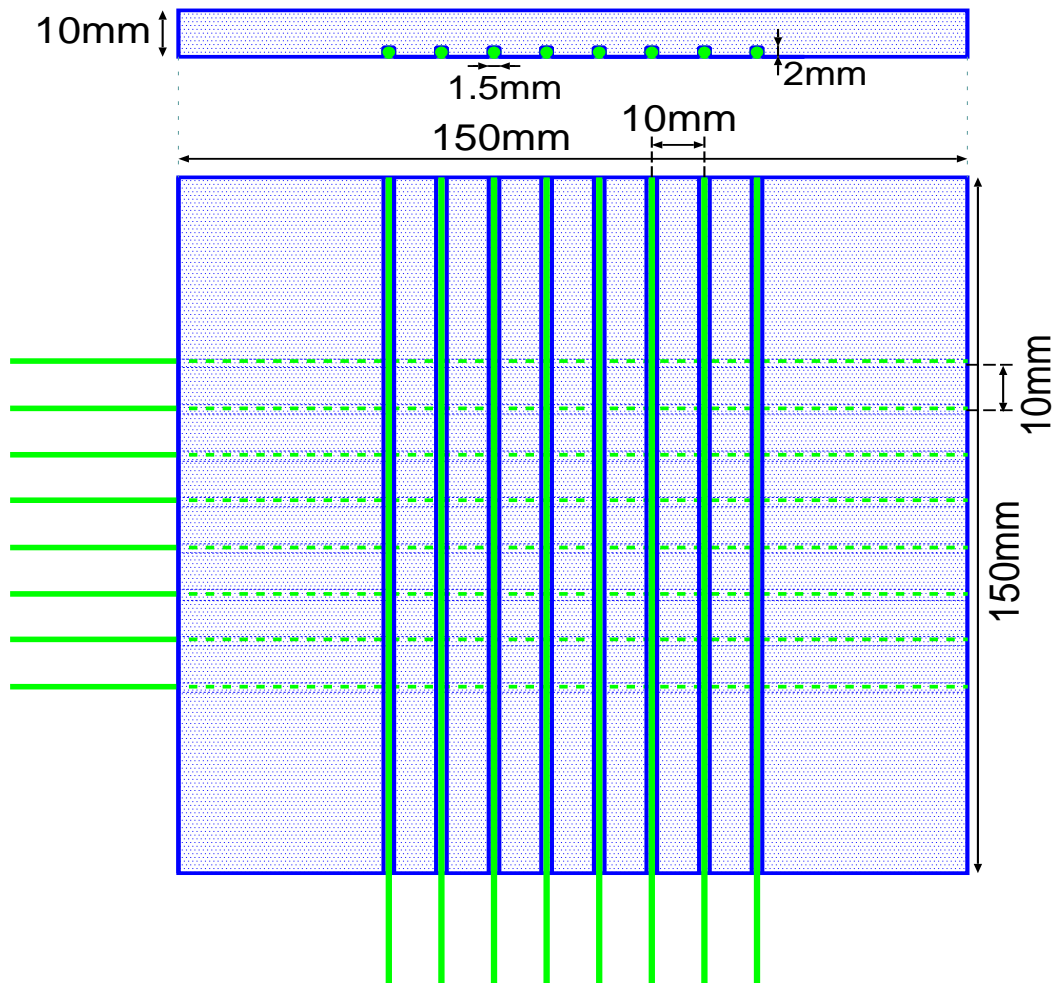


図 6.6: 検出器に用いた散乱体シンチレーター 1 層。前面と後面に直交するように溝を掘り、波長変換ファイバーを埋め込んでいる。

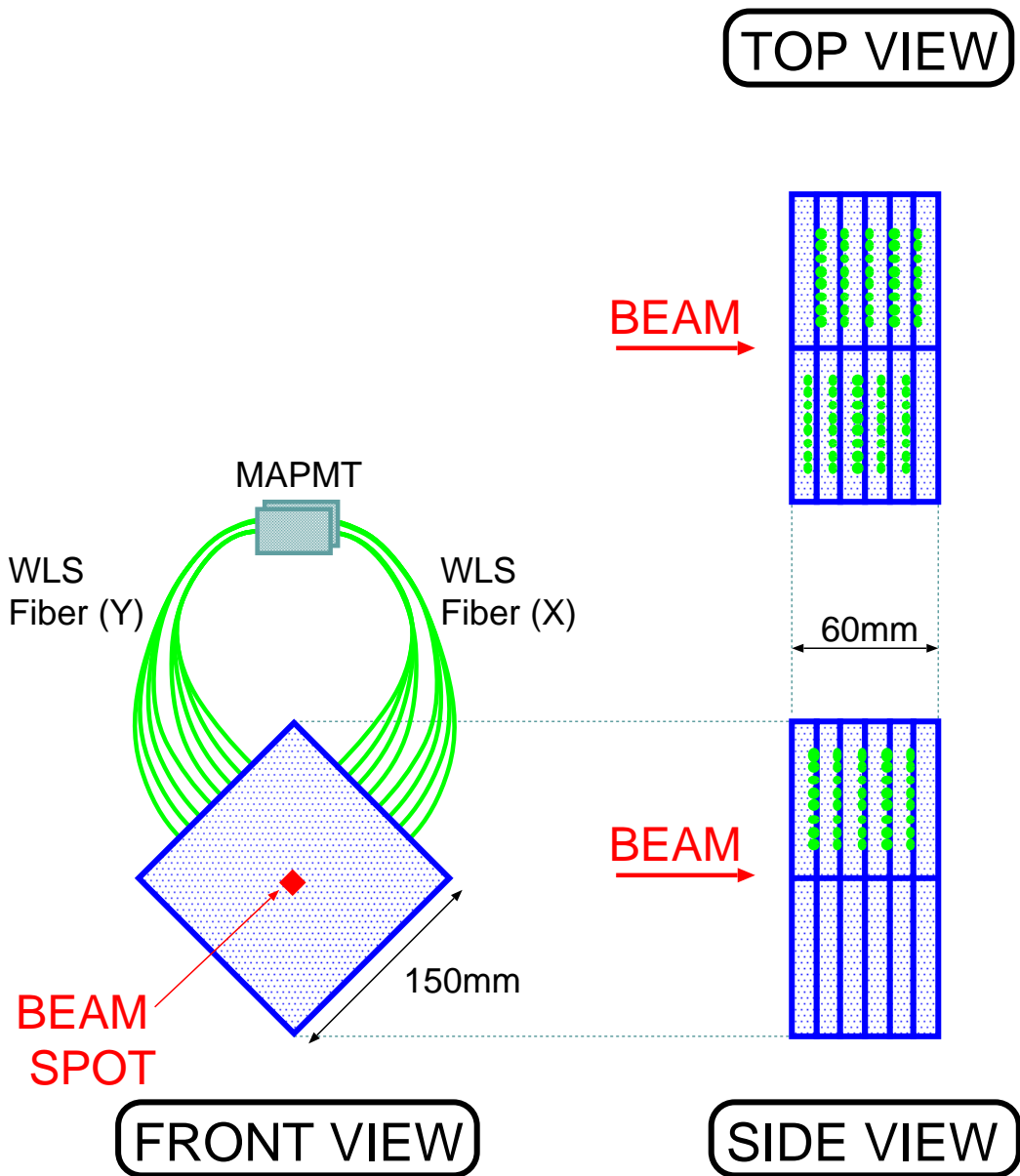


図 6.7: 飛跡検出器の概要図。5層の飛跡検出器で、各層から8本のファイバーを用いて読み出している。ビームスポットは12mm×12mm。



図 6.8: 完成した検出器。各層から 8 本の波長変換ファイバーを用いて読み出す。ファイバーの読み出しと逆の端面は研磨され、アルミシートで光が反射するよう加工されている。

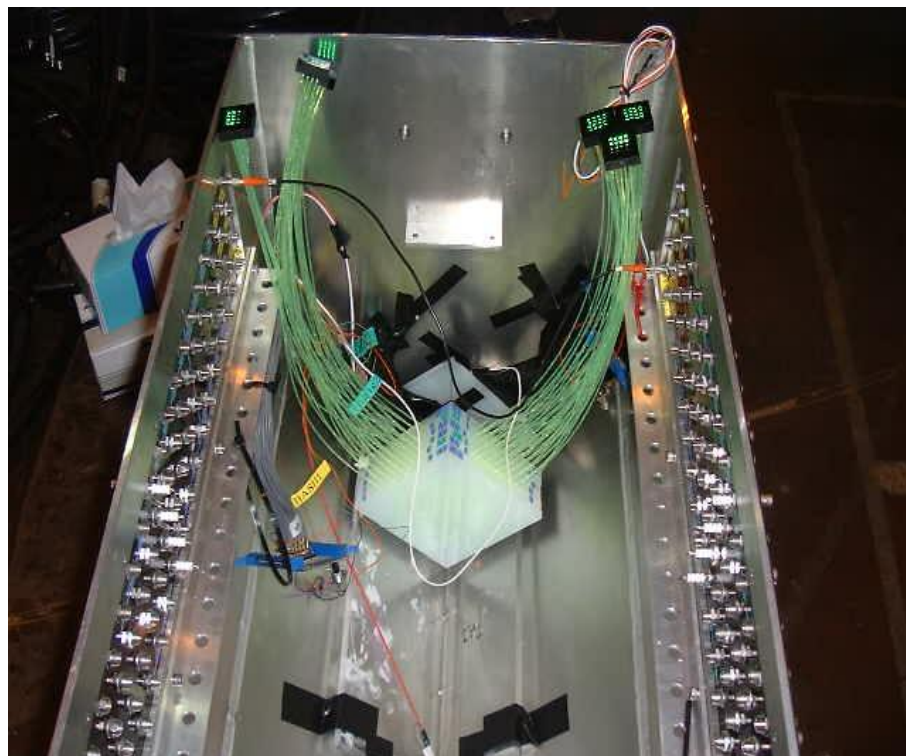


図 6.9: 飛跡検出器のセットアップ。検出器全体を暗箱に入れ、遮光する。検出器の上流には Trigger1、2、SheetX、SheetY がセットされている。

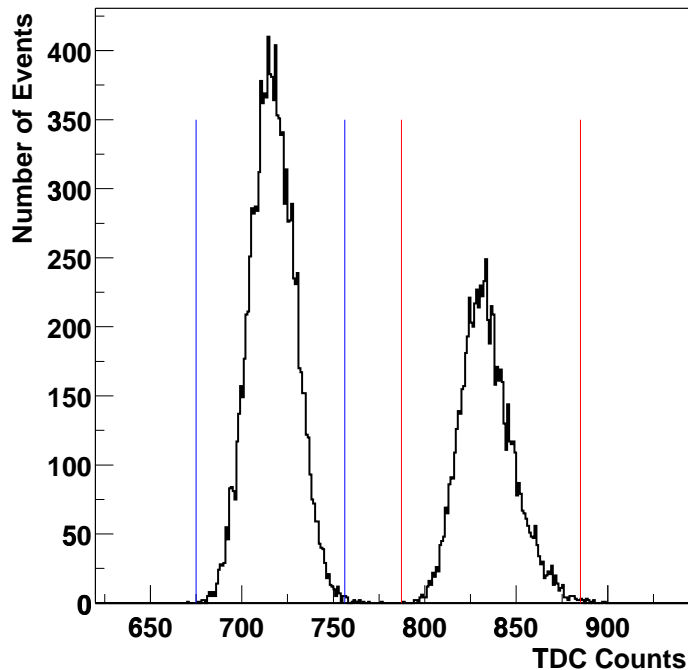


図 6.10: 運動量 1600MeV/c での TOF からの TDC 分布。横軸は TOF1 と TOF2 との時間差、縦軸はイベント数である。右の分布 (赤いラインに囲まれた領域) が p、左の分布 (青いラインに囲まれた領域) が  $\pi$  である。

### 6.5.1 粒子の識別

以下の議論は、主に運動量 1600MeV/c、正電荷の粒子を用いて行った。この中には p と  $\pi$  が混ざっており、今回の解析には最小電離作用をする粒子 (Minimum Ionizing Particle : MIP) である  $\pi$  のみを使用するので、TOF を用いてタイミング情報から粒子の識別を行った。

図 6.10 に TOF で見た時間情報の分布を示す。縦軸はイベント数、横軸は TOF1 と TOF2 との時間差 ( $\Delta t$ 、式 6.1 参照) をとっている。

図中の赤いラインに囲まれた領域を p、青いラインに囲まれた領域を  $\pi$  として解析に用いる。p の下限カットは  $\pi$  の分布のピークの位置から  $5\sigma$ 、 $\pi$  の上限カットは p の分布のピークの位置から  $4.7\sigma$  離れており、それぞれのカットの領域に他の粒子が混入する確率は非常に小さいと考えられる。

## 6.6 光量分布

第 5 章での実験と同様、どの濃度のシンチレーターが検出器に適しているかを見るため、まず各層、各ファイバーからの平均光量を求めた。得られた光量の分布を図 6.11 に示す。

図 6.11 は、横軸に読み出したファイバーの位置を、縦軸に光量をとっている。上の二つの

分布が散乱体濃度 10' のシンチレーターを、下の二つの分布が散乱体濃度 50 のシンチレーターを用いた検出器からの光量を示している。「3X」「3Y」は3層目の、X方向、Y方向を示し、MIPのみを使用している。ビームは検出器のほぼ中央 (Fiber Position で4~5) に当たっている。

この検出器では X 方向、Y 方向それぞれに対し 5 層読み出しを行っているが、1 層目、5 層目は MAPMT のチャンネルの故障やキャリブレーションの不便等で、分布を揃える事が出来なかった。以下の議論は、図 6.11 に示したような分布を基にして進めるが、その中に 1 層目、5 層目は含めず間の 3 層分のデータのみを用いて行うこととする。

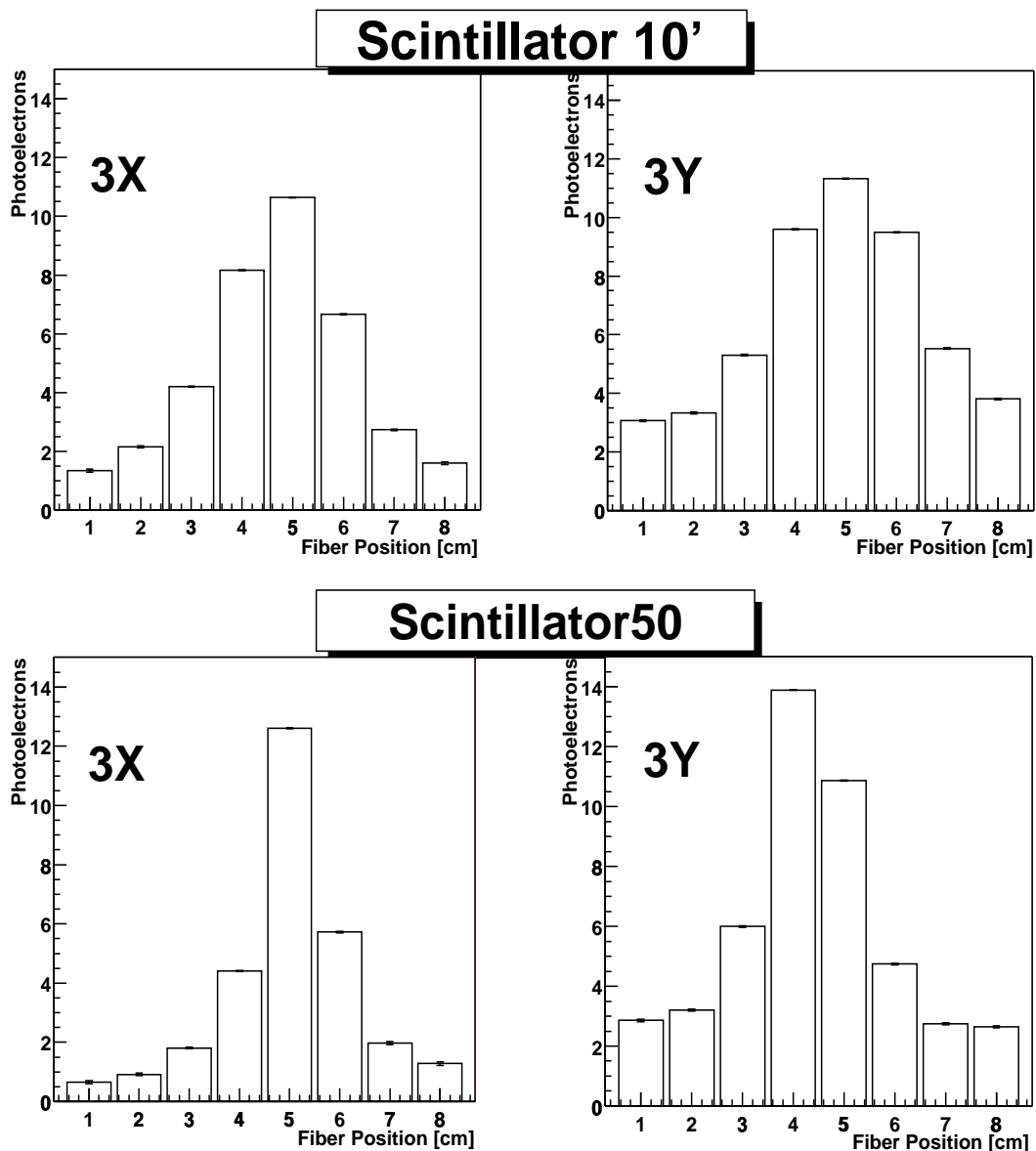


図 6.11: 平均光量の分布。横軸は読み出したファイバーの位置、縦軸は光量である。上の二つの分布が散乱体濃度 10' のシンチレーターを、下の二つの分布が散乱体濃度 50 のシンチレーターを用いた検出器からの光量を示している。「3X」「3Y」は3層目の、X方向、Y方向を示している。MIP(運動量 1600MeV/c の  $\pi$ ) を入射粒子としている。

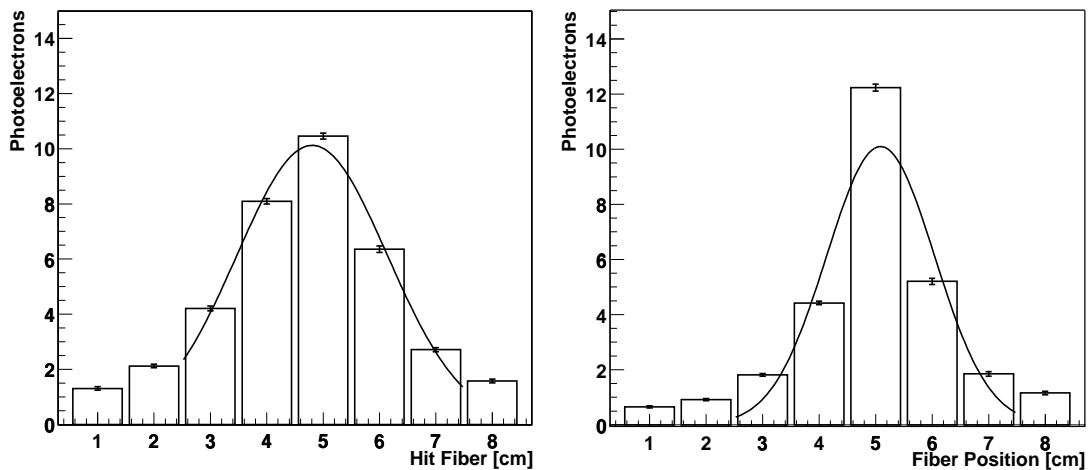


図 6.12: シンチレーター内での光の広がり。縦軸は光量、横軸は読み出したファイバーの位置である。左の分布は散乱体濃度 10', 右は濃度 50、ともに 3X のデータを使用している。フィットは位置 3~7 のファイバーでの光量を正規分布で行っている。

## 6.7 シンチレーター内での光の広がり

第5章での実験で使用したシンチレーターと、直接比較することが出来ると考えられる値がシンチレーター内での光の広がりである(5.5.1節参照)。前回の実験で、この値は粒子が発する光量にあまり依存しないことが分かっている(表5.3)。今回の実験で使用している検出器は光量を大きくするため、ファイバーとMAPMTをウェットコンタクトで接続するなどのセットアップの変更を行っており、光量は前回よりもずっと大きくなっている。そのなかで前回の実験結果と比較するにはこの値が最も適していると考ええる。

シンチレーター内での光の広がりの評価も前回の実験と同様に行う。一番粒子の通過位置に近いファイバーと、その隣2本ずつ計5本のファイバーからの光量を用い、正規分布でフィットする。その様子を図6.12に示す。この図は散乱体濃度 10'(左)、50(右)のシンチレーターを用いた検出器の、3Xのデータを例として使用している。このデータに対し、位置5のファイバーを中心に5本(3~7)のファイバーからのデータを用いてフィットしている。

これらの解析から得られた結果を表6.1に示す。平均値の誤差は、3層の値のRMS(Root Mean Square)である。

この値から分かるように、散乱体濃度 50 の検出器では今まで調べてきた全ての濃度の中で一番広がりが小さくなっている。散乱体濃度 10' は、前回の実験での濃度 10 と同等か、それより少し大きい広がりをしている。

### 散乱体濃度濃度 10' のシンチレーターでの Y 方向の広がり

表6.1の値の中で、濃度 10' のシンチレーターでの Y 方向の広がりが X 方向に比べて大きい。濃度 10' のシンチレーターを用いた検出器での平均光量分布と広がり評価を行った図を6.13に示す。中間3層の全ての分布において、Y 方向の広がりの方が X に比べて大きい。この傾向は濃度 50 の方にも若干ではあるが見られる。



表 6.1: シンチレータ内での光の広がり の測定結果 (単位: cm)

層	X		Y	
	濃度 10'	濃度 50	濃度 10'	濃度 50
2	1.27	1.02	1.81	1.11
3	1.33	0.95	1.65	1.16
4	1.32	0.98	1.62	1.08
平均値	1.31±0.05	0.99±0.05	1.70±0.15	1.11±0.05

この原因については分かっていない。ただ、ADC キャリブレーションをした際、Y 方向の読み出しに使っている MAPMT のゲインが極端に小さかった事が分かっている。これが何らかの影響を与えていると考えている。図 6.14 は、どの層がどの MAPMT から読み出されているかを表した図である。MAPMT 中に記入されている「KA0607」等は製造番号である。図中の斜線で塗りつぶされている PMT のゲインが他に比べ小さかった。1Y からの信号も、欠けているチャンネルはあるが、同じ傾向を示している。

図 6.15 に、MAPMT 各チャンネルの ADC キャリブレーションの結果を示す。横軸はデータの並びで、縦軸は 1p.e. 当たりの ADC 値である。つまり、縦軸は各 MAPMT、各チャンネルのゲインを表している。同じ MAPMT の値は同じ色で示してある。図中、緑と黄色で示してある値が、1Y~4Y のデータを読み出している MAPMT である。他の MAPMT に比べ、ゲインが 1/4~1/3 になっている。ただ、これがどう影響を与えているかは良く分かっていない。この原因は今後調べる必要がある。

ちなみに、図 6.15 中、黒い点はデータを取っていないチャンネル、色がついているが値が 0 のチャンネルは信号が来ていない、もしくはうまくキャリブレーションできなかったチャンネルである。KA0067(紫色)もゲインが低く、うまくキャリブレーション出来なかったため、この MAPMT のデータは解析には使用していない。MAPMT は、同一 PMT でもチャンネルによって最大 60% 程度のゲインのばらつきがある(浜松ホトニクス データシート)ため、KA0613(赤色)程度の広がり は予想される範囲である。

このように、Y 方向の読み出しに使用した MAPMT は期待したゲインを得ることが出来なかった。この事が得られたデータにどういう影響を与えているのか分からないので、以下の解析は X 方向の読み出しから得られたデータと、Y 方向からのデータとは直接比較することはしない。

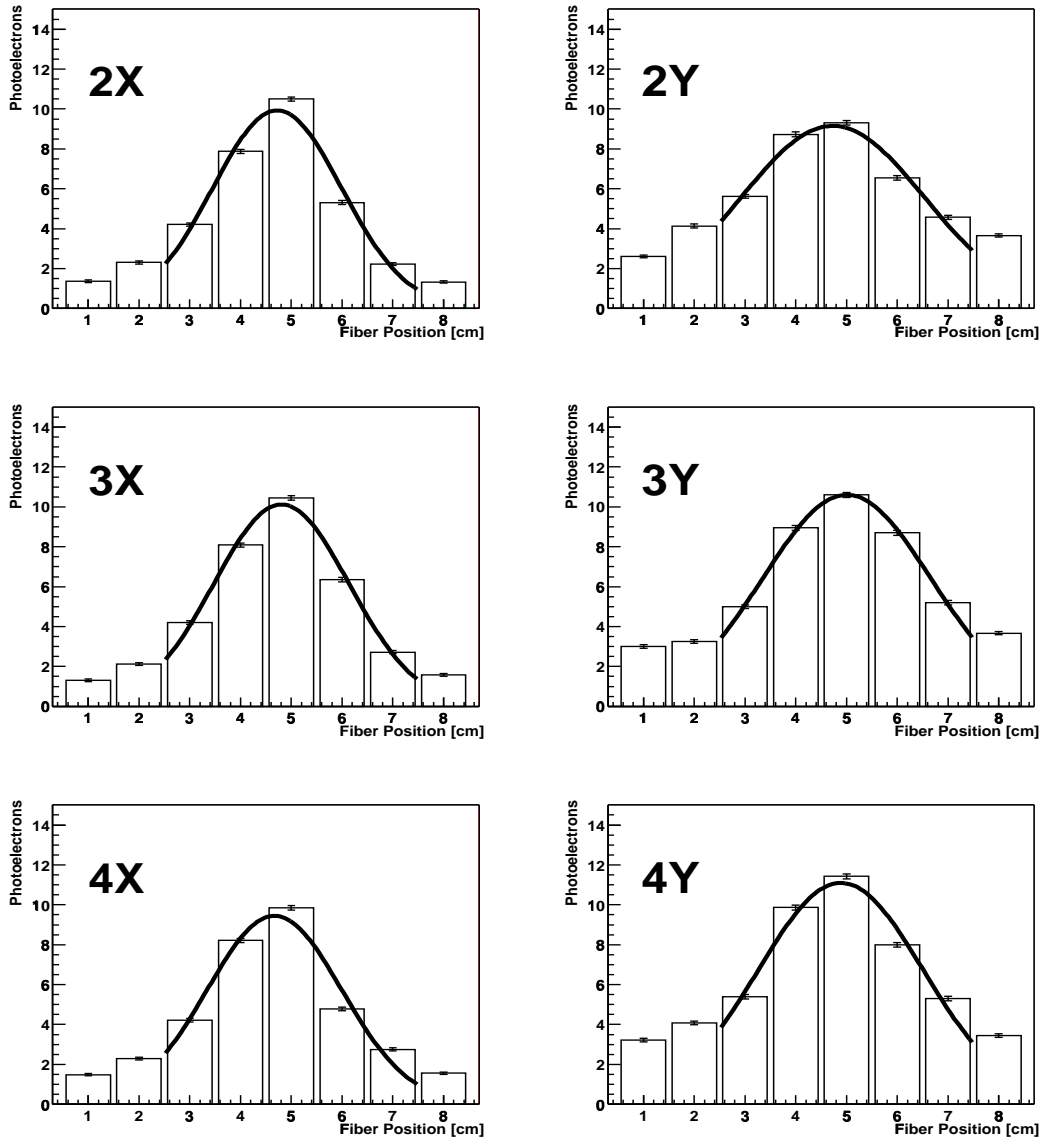


図 6.13: 濃度  $10^7$  のシンチレーター内での光の広がり。縦軸は光量、横軸は読み出したファイバーの位置である。図中の「2X」等は「2層目 X方向」を表している。フィットは位置 3~7 のファイバーでの光量を正規分布で行っている。

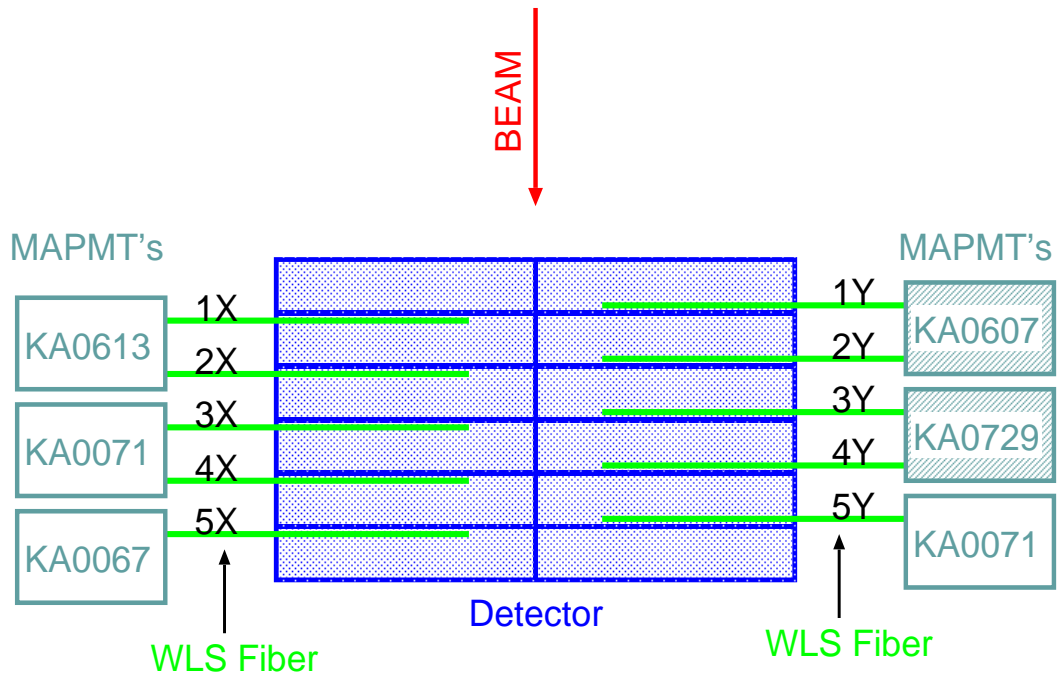


図 6.14: 検出器と MAPMT との関係の概要図。どの層のデータがどの MAPMT から読み出されているかを示している。斜線で塗りつぶされている MAPMT のゲインが他に比べ小さかった。

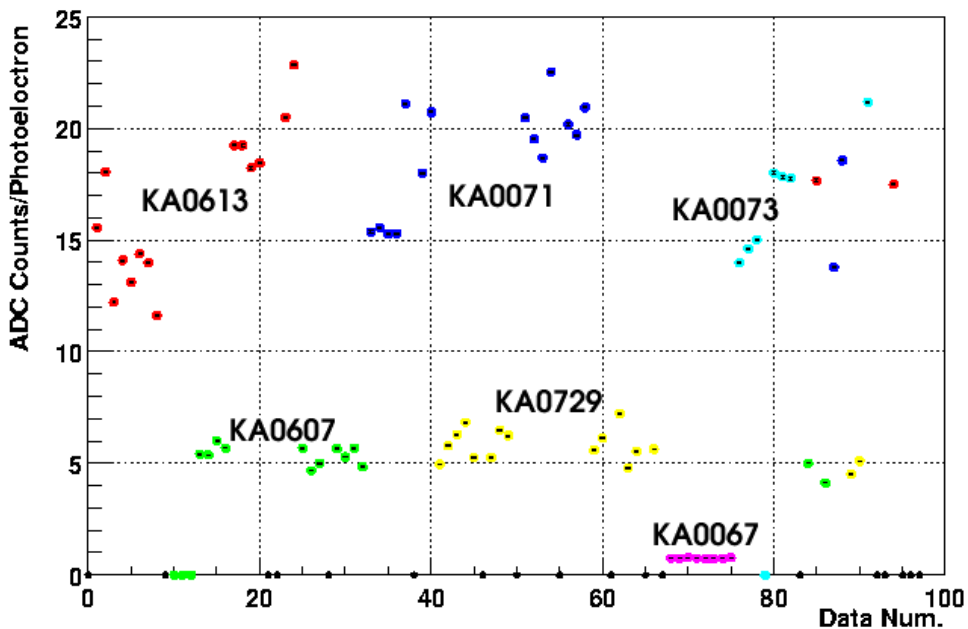


図 6.15: ADC キャリブレーションの結果。横軸はデータの並びで、縦軸は 1p.e. 当たりの ADC 値である。同じ MAPMT の値は同じ色で示してある。黒い丸は使用されていないチャンネル、色がついていて 0 のチャンネルは信号が来ていない、もしくはキャリブレーション出来なかったチャンネルである。KA0067(紫色)の MAPMT は、信号が小さすぎてうまくキャリブレーション出来なかったため、解析に使用していない。

## 6.8 最近接ファイバーでの光量

検出器に適している散乱体濃度を決定するポイントは、前節で示したシンチレーター内での光の広がり、もうひとつは粒子の通過位置近くのファイバーでの光量である。たとえ光の広がりを小さく抑えても、散乱を繰り返し過ぎて光量が小さくなってしまえば検出効率が小さくなってしまふ。

それぞれの検出器のそれぞれの層での、粒子通過位置に最も近いファイバーでの平均光量を表6.2にまとめた。誤差は統計誤差である。平均値についている誤差の最初の項は各層の統計誤差の2乗和から求めた。後の項は各層での平均光量のRMSである。

この結果と6.7節の結果とを合わせて考えると、濃度10'よりも濃度50のシンチレーターを使用した方がより大きな光を、より小さい広がりで見出すことが出来る、と言える。検出器の位置分解能を1cm程度にしようという目的から、ファイバーを1cm間隔で埋めているが、このファイバーの密度で信号を読み出すならば、濃度10'より濃度50のシンチレーターの方が飛跡検出器には適している。

表 6.2: 最近接ファイバーでの光量 (単位: p.e.)

層	X		Y	
	濃度 10'	濃度 50	濃度 10'	濃度 50
2	10.5±0.1	11.5±0.1	8.72±0.12	12.6±0.1
3	10.5±0.1	12.2±0.1	8.95±0.12	13.3±0.1
4	9.85±0.11	11.0±0.1	9.86±0.13	14.5±0.1
平均値	10.3±0.2±0.5	11.6±0.2±0.9	9.18±0.21±0.86	13.5±0.2±1.4

### 6.8.1 全光量

各層における8本のファイバーの光量の和の平均を、表6.3にまとめておく。6.7節で述べたように、X方向はX方向同士で、YはY同士で比較する。各層の平均光量についている誤差は統計誤差である。平均値についている誤差の最初の項は各層の統計誤差の2乗和から求めた。後の項は各層での平均光量のRMSである。

平均値を比較してみると誤差の範囲でほぼ同じ光量と言える。若干濃度50の方が小さい。この検出器の形状ではこれ以上散乱体濃度を濃くしても光量は増えないと考えられる。

表 6.3: 各層から検出される全光量の平均 (単位: p.e.)

層	X		Y	
	濃度 10'	濃度 50	濃度 10'	濃度 50
2	33.3±0.4	31.9±0.4	42.5±0.4	32.5±0.4
3	34.9±0.4	27.8±0.4	45.4±0.4	41.8±0.4
4	33.0±0.4	30.5±0.4	48.1±0.5	43.0±0.4
平均値	33.7±0.7±1.43	30.1±0.6±2.93	45.3±0.8±3.9	39.1±0.7±8.2

## 6.9 光量重心を用いた位置分解能

散乱体濃度 50 のシンチレーターの方が、濃度 10' のものよりもシンチレーター内での光の広がりが抑えられ、また最近接ファイバーでの光量も大きいという結果が得られた。この結果から濃度 50 のシンチレーターの方が飛跡検出器に適していると考えられる。以下でイベントごとに粒子の通過位置を算出したときの位置分解能を検証する。

### 6.9.1 検証方法

検証は、5.5.2 節で述べた方法と同様に行う。ファイバーの本数だけが異なる。あるイベントを検出したときの光量重心  $H_G$  は

$$H_G = \left( \sum_{i=1}^8 P_i \times i \right) \times \left( \sum_{i=1}^8 P_i \right)^{-1} \quad (6.2)$$

で求められる。この値と SCIFI シートから求めた粒子の通過位置  $H_S$  とを用い、 $H_G - H_S$  を残差 (Residual) とする。この値をイベントごとに算出し、その分布を調べる。図 6.16 は残差分布の例である。縦軸にイベント数、横軸に残差 ( $H_G - H_S$ ) [cm] をとっている。左の分布は散乱体濃度 10'、右の分布は濃度 50 のシンチレーターを用いた検出器で得られた 3X での分布である。

求めた分布を正規分布でフィットし、そのときの標準偏差 ( $\sigma$ ) を位置分解能として考える。

表 6.4 に各濃度のシンチレーターに対して求められた位置分解能の値を示す。これから、イベントごとに検証してみても散乱体濃度 50 のシンチレーターの方がより良い位置分解能を持っていることが分かる。

表 6.4: 残差分布から求まる位置分解能 (単位: [cm])

層	X		Y	
	濃度 10'	濃度 50	濃度 10'	濃度 50
2	0.31	0.24	0.23	0.17
3	0.29	0.24	0.26	0.20
4	0.31	0.24	0.24	0.17
平均値	0.31±0.01	0.24±0.01	0.24±0.02	0.18±0.02

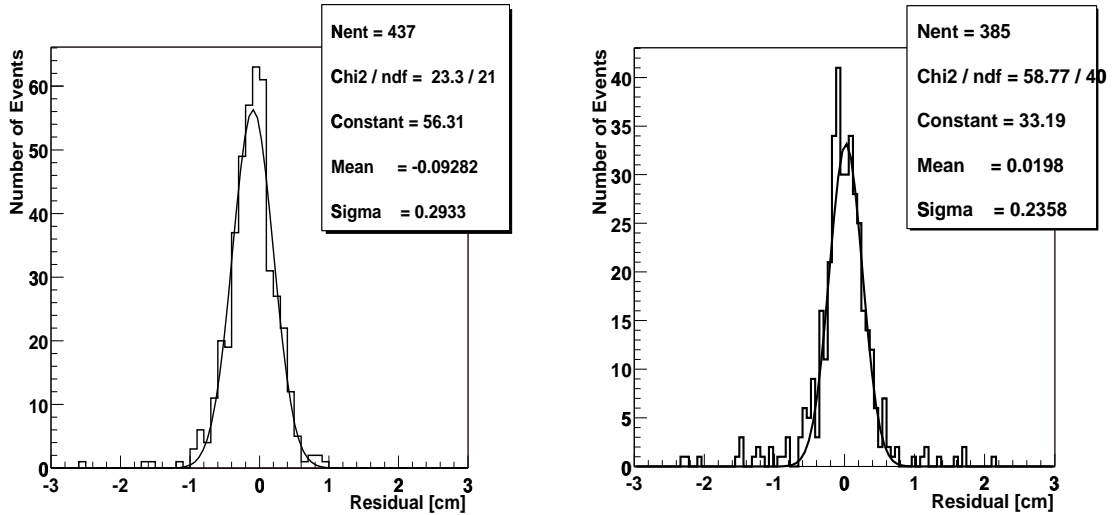


図 6.16: 残差 (Residual) 分布の比較。縦軸はイベント数、横軸は残差  $(H_G - H_S)[\text{cm}]$  である。左の分布は散乱体濃度 10、右の分布は散乱体濃度 50 である。分布のフィットには正規分布を使用している。分布は共に 3 層目 X 方向の分布である。

## 6.10 検出効率

ここまでの解析で、散乱体濃度の一番濃い 50 のシンチレーターが、最も飛跡検出器に適していることが分かった。以下では、散乱体濃度 50 の検出器を用いたデータを基に、検出器各層でのヒット検出効率を求める。

### 6.10.1 ノイズについて

ノイズは、ビーム等粒子が検出器を通過したときに、それに伴ってでもものと、偶発的に起こるランダムノイズとに分けられる。

このビームテストでは、クロックジェネレーターを用いてランダムなゲート信号を生成し、それをトリガー信号としてデータ収集を行った。この中にヒットと見なされるイベントがあれば、それはランダムなノイズと考えられる。

この検証の結果、閾値が 0.6p.e. 以上あれば、ランダムノイズは  $1/10^4$  以下であった。つまりこの検出器では、ランダムノイズが与える影響は殆んど無く、その存在を無視して開発を進めることが出来る。

なお、ビームに付随すると考えられるノイズについては付録 B で述べる。

### 6.10.2 検出効率

今、ある光量を閾値と決める。イベントをトリガーしたとき、その閾値以上の光量を持つイベントがあればヒットとみなす。つまり、各層検出効率を以下のように定義する。

$$(\text{検出効率}) = \frac{(\text{閾値以上の光量を持つファイバーが 1 本以上あるイベント})}{(\text{トリガーされたイベント})} \quad (6.3)$$

このとき検出効率は閾値に依存する。

散乱体濃度 50 のシンチレーターを用いた検出器での、X、Y 方向各層でのヒット検出効率を図 6.17 に示す。横軸にカットの値を、縦軸に検出効率をとっている。上から 2 層目、3 層目、4 層目の順に並んでいる。左列が X、右列が Y 方向の読みだしデータを用いている。この図から分かるように、検出効率として 98% を要求すると、4p.e. 程度まで閾値を上げることが可能である。

各層での光量閾値を付録 B を参考にして決定したときの各層での検出効率、および X、Y 方向での平均検出効率を表 6.5 に示す。これらの値から、この検出器の検出効率はほぼ 99% であることが分かる。

表 6.5: 検出効率

層	X		Y	
	検出効率	閾値 (p.e.)	検出効率	閾値 (p.e.)
2	0.995±0.002	4.5	0.989±0.002	4.0
3	0.985±0.002	3.5	0.990±0.002	6.0
4	0.990±0.002	4.5	0.986±0.002	6.0
平均値	0.990±0.003±0.007	-	0.988±0.003±0.003	-

## 6.11 飛跡検出器としての性能のまとめ

今回の実験では、散乱体濃度 10<sup>1</sup>、50 という 2 種類のシンチレーターを用い、飛跡検出器型のプロトタイプを作成して実験を行った。

シンチレーター内での光の広がり、粒子通過位置の最近接ファイバーからの光量、光量重心を用いた位置分解能を測定した結果、この検出器には濃度 50 のシンチレーターの方が適していることが分かった。

また、光量の閾値を各層適当に設定することにより、検出効率

$$0.990 \pm 0.003 \pm 0.007 \text{ (X)}$$

$$0.988 \pm 0.003 \pm 0.003 \text{ (Y)}$$

という値を得た。ランダムノイズは無視出来ることも確認した。

ソフトウェア等の開発により、より良い検出効率及び位置分解能を引き出すことが可能であると考えられる。

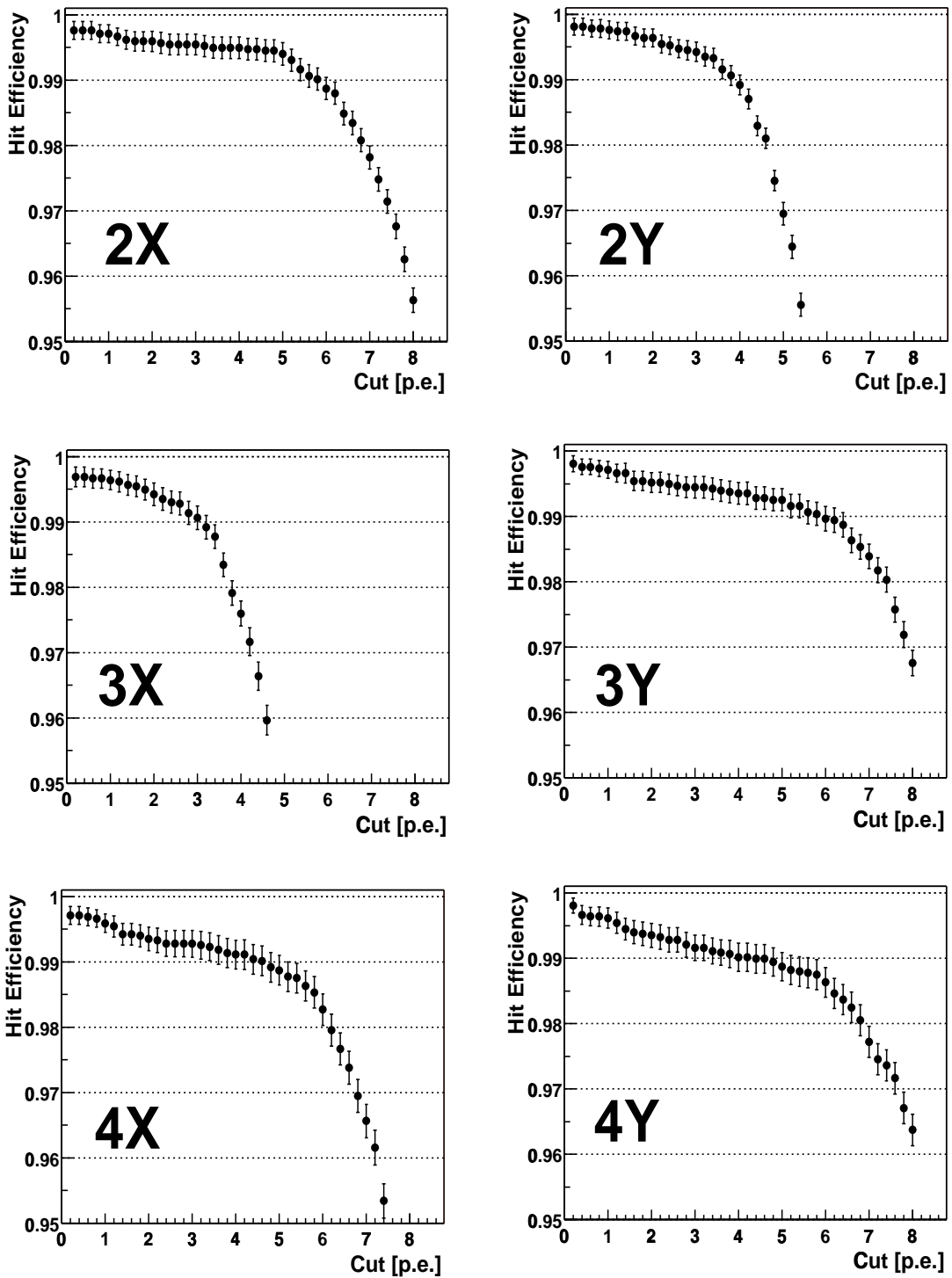


図 6.17: 散乱体濃度 50 のシンチレーターでのヒット検出効率。横軸は閾値、縦軸は検出効率である。上から 2 層目、3 層目、4 層目の順に並んでいる。左列が X、右列が Y 方向の読みだしデータを用いている。



## 第7章 検出器の時間精度の評価

### 7.1 時間分解能の測定

散乱体シンチレーター-波長変換ファイバー型検出器は、シンチレーター、ファイバー、MAPMT とともに時間精度の良い (nsec 程度) ものの組合せであるため、検出器としての時間分解能も 10nsec 程度であると予想される。しかしこのセットアップで実際に時間精度を測定したことはない。そこで、時間精度を測定するために検出器を作成し、第6章の実験と同時に測定を行った。以下、検出器と解析結果について話を進めて行く。解析には正電荷、運動量  $700\text{MeV}/c$  の時のデータを用いた。

#### 7.1.1 検出器

実験用ビームラインのセットアップ、トリガーロジック及び TOF を用いた粒子の識別方法は第6章となんら変わりはない。ここでは、この実験に用いた検出器について述べる。

検出器の概要図を図 7.1 に示す。1000mm×450mm×10mm(厚み) のシンチレーターに、深さ 2mm、幅 1.5mm、長さ 1000mm の溝を 4 本、5mm ピッチで掘ってある。そこに直径 1.5mm の波長変換ファイバーを埋め込み、オプティカルセメントで接着する。ファイバーの埋まっている面をもう 1 枚同じサイズのシンチレーターで挟み込み、これも接着する。シンチレーターの端から MAPMT まではおよそ 100mm、信号は検出器の両側から読み出している。ファイバーと MAPMT との界面はオプティカルグリスを用いたウェットコンタクトである。

埋め込んだ 4 本のファイバーのうち、上 2 本を直接 ADC に、下 2 本をディスクリミネーターを通してから TDC に入力している。ADC から読み出したデータは時間分解能と光量との相関関係のチェック、及び減衰長 (付録 F) の測定に、TDC から読み出したデータは時間分解能の評価に用いる。

図中桃色で記入されている位置は、粒子の通過位置である。検出器ごとビームライン上を左右に移動させ、検出器の端から 10cm、30cm、50cm、70cm、90cm の位置 (矢印のある 5 点) にビームを照射する。時間分解能の位置依存性、及び減衰長の測定に用いられる。

#### 7.1.2 カット後の時間分布

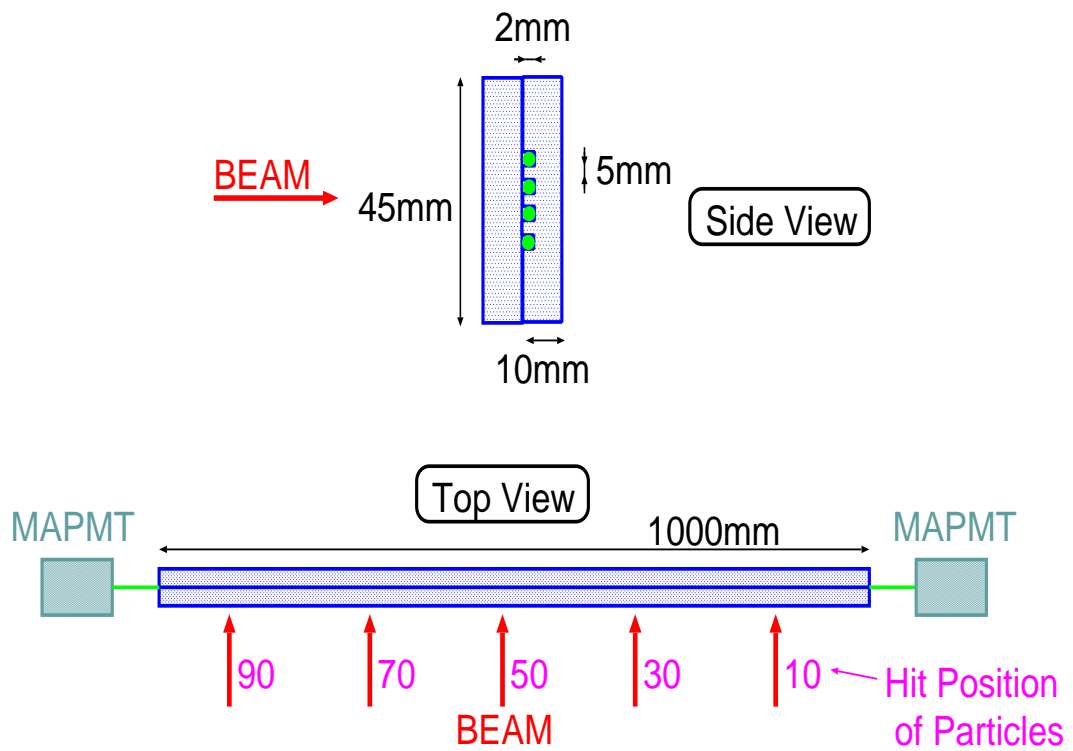


図 7.1: 時間分解能を測定する検出器。上の図は MAPMT を除いた検出器の側面図。下図は上面図である。

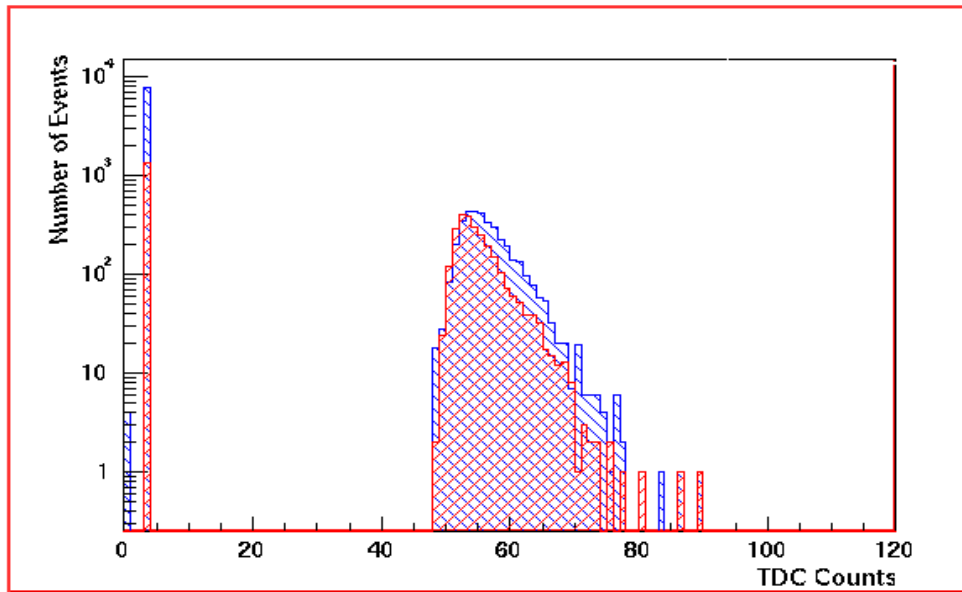


図 7.2: カットをかけた後の TDC 分布の例。横軸が TDC カウント、縦軸がイベント数である。赤い分布が  $p$ 、青い分布が  $\pi$  である。時間分解能の解析には TDC カウントが 0 付近のイベントを除いた分布を用いる。

TOF から読み出した ADC 値と、タイミング信号と両方のカットをかけた後の、検出器から読み出した TDC 分布の例を図 7.2 に示す。青い分布は  $\pi$ 、赤い分布は  $p$  である。

分布の中で 0 付近にあるイベントは、ディスクリミネーターの閾値を超えず TDC でカウントされなかったイベントと考えられる。図 7.3 は横軸に TDC 用の内側にあるファイバーから読み出した TDC カウント、縦軸に ADC 用の内側にあるファイバー (TDC 用の内側にあるファイバーの隣) から読み出した ADC カウントを取ったものである (散乱体濃度  $10'$ )。左の赤い分布は  $p$ 、右の青い分布は  $\pi$  とされるイベントである。TDC 値にして 0 付近にあるイベントは ADC 値も非常に小さいイベントが多い。

また図 7.4 は、カット後に残ったイベント中の、0 付近にあるイベントの割合を示したグラフである (散乱体濃度  $10'$ )。縦軸に (0 付近にあるイベント/カット後の全イベント) を、横軸に通過位置を示している。図中の緑の矢印は MAPMT を用いて読み出しているサイドを指す。この図から分かるように、粒子の通過位置が MAPMT に近ければ近い程 0 付近にあるイベントの割合は小さくなって行く。粒子の通過位置が MAPMT に近い方が PMT に届く光量も大きいため、閾値を超えやすく、TDC にカウントされやすいことが分かる。

タイミング情報のないイベントは解析することが出来ないので、図 7.2 で 0 付近のイベントを除いた残りのイベントを用いて解析を行うこととする。

### 7.1.3 時間分解能の評価

時間分解能の評価には、TOF でカットを掛け、TDC 分布で 0 付近のイベントを除いて残った分布の RMS を用いる。

図 7.1 の桃色の各点にビームを照射したときの、検出器の時間分解能 (RMS) を図 7.5 に

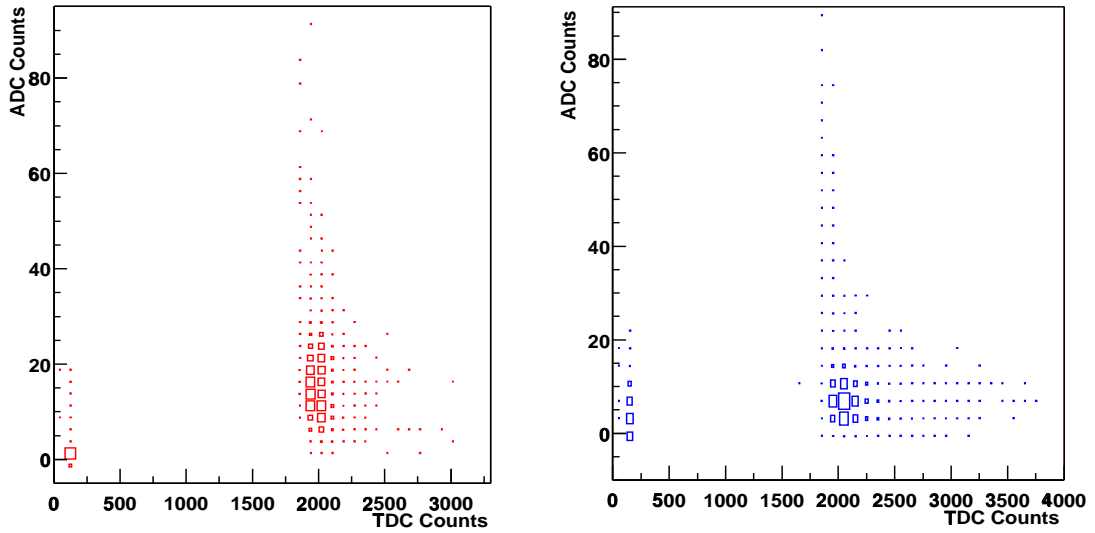


図 7.3: ヒットタイミングと ADC 値との相関。横軸に TDC 用のファイバーから読み出した TDC カウント、縦軸に ADC 用のファイバーから読み出した ADC カウントをとっている。左の赤い分布は p、右の青い分布は  $\pi$  である。

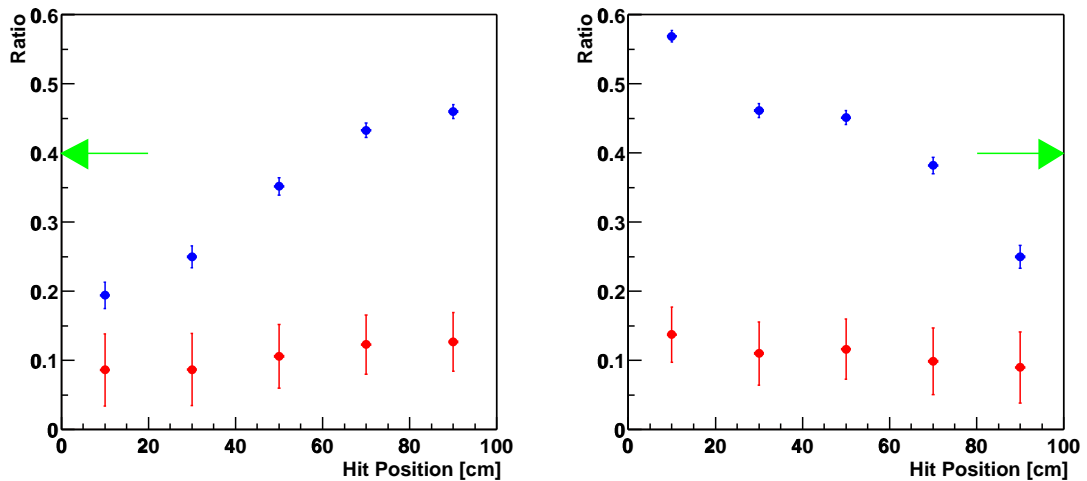


図 7.4: カット後の全イベントに対する 0 付近にあるイベントの割合。縦軸に (0 付近にあるイベント/カット後の全イベント)、横軸に 100cm ある検出器中での粒子の通過位置を示している。図中の緑の矢印は MAPMT を用いて読み出しているサイドを指している。

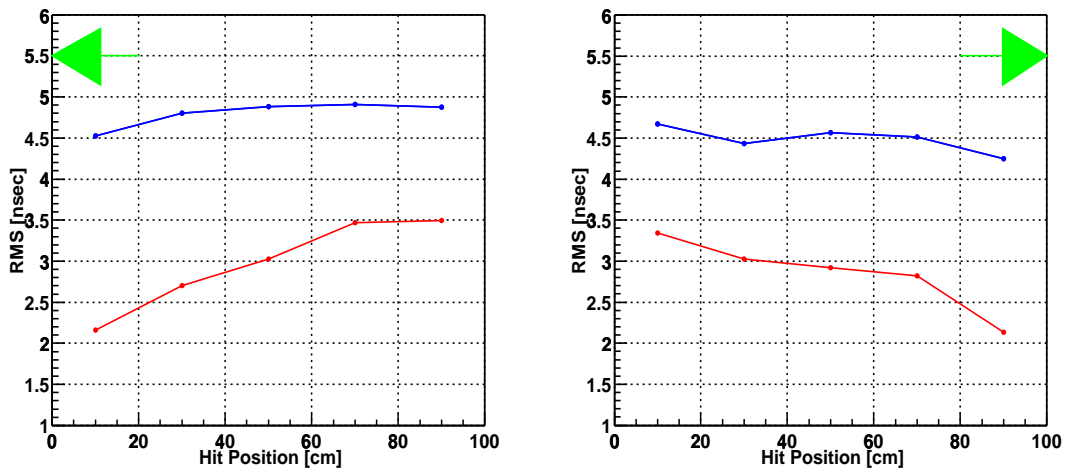


図 7.5: 検出器の時間分解能の位置依存性 (散乱体濃度  $10'$ )。横軸は粒子の通過位置、縦軸は時間分布の RMS(Root Mean Square) である。図中緑の矢印が指す側面にある MAPMT から読み出したときの分布を、左右に分けて示している。赤い分布は p、青い分布は  $\pi$  である。

示す。検出器に用いたシンチレーターの散乱体濃度は  $10'$  である。横軸に粒子の通過位置、縦軸に時間分布の RMS(Root Mean Square) をとっている。図中緑の矢印が指す側面にある MAPMT から読み出したときの分布を、左右に分けて示している。赤い分布は p、青い分布は  $\pi$  である。また、散乱体濃度 50 に対する同様の図を 7.6 に示しておく。

これらの分布から、この検出器の MIP(Minimum Ionizing Particle) に対する時間分解能がおおよそ 5nsec であることが分かる。これは検出器要求に十分答えることが出来るものである。

### 時間分解能についての考察

まず、時間分解能は光量に依存することが分かる。このデータの運動量は  $700\text{MeV}/c$  であり、p と  $\pi$  のエネルギー損失が約 2 倍異なるため、その差が時間分解能における p と  $\pi$  の差であると考えられる。また、検出器のどちら側から読み出しても MAPMT に近い位置を粒子が通過したときに時間分解能が良くなっている。これも時間分解能が光量に依存していることを示している。

時間分解能を悪くしている要因としては、光量の小さなイベントが関係していると考えられる。図 7.3 はタイミング情報と光量との相関をとったものである。特に  $\pi$ (右図) で、光量の小さいイベントが右側(タイミングが遅れる方)に広がっている。これは、TOF でも少し述べたが、信号のスタートタイミングが同じでも、ディスクリミネーターでの閾値に達する時間が光量が大いときと小さいときで異なるからである。大きい方が速く閾値に達するので、より時間分解能がよくなる。これは図 7.3 中の、ADC 値が大いイベントの分布は横広がり狭くなっていることから分かる。

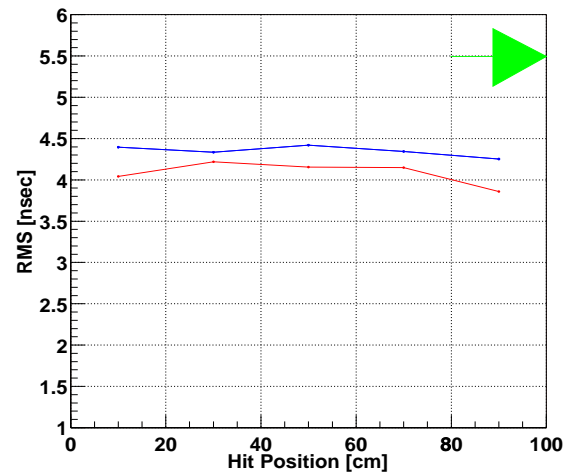


図 7.6: 検出器の時間分解能の位置依存性 (散乱体濃度 50)。横軸は粒子の通過位置、縦軸は時間分布の RMS(Root Mean Square) である。図中緑の矢印が指す側面にある MAPMT から読み出したときのものである。

## 7.2 時間精度の評価

この測定から、検出器の時間分解能は MIP に対して 5nsec 以下であることが分かった。これは検出器に対する要求を十分に満たす。

## 第8章 結論

本研究は、ニュートリノ実験に使用可能な粒子飛跡検出器の開発、または K2K 長基線ニュートリノ振動実験において前置検出器で使用されているシンチレーティングファイバー飛跡検出器のアップグレードを目的として行われた。すなわち、大きな面積を覆うことが出来る位置検出器の開発が求められた。そのために、プラスチックシンチレーターに波長変換ファイバーを埋め込み、多チャンネル読み出しが可能なマルチアノード光電子増倍管を用いて信号を読み出す検出器を考えた。また、新しい試みとして、粒子の通過位置を特定するため、散乱体を混入したシンチレーターを使用した。

本研究では、まず散乱体濃度が 0、1、10 の 3 種類のシンチレーターを用い、ビームテストを行った。この実験から、最小電離作用をする粒子 (MIP) に対して各シンチレーター内での光の広がりを測定し、散乱体が光の広がりを抑制していることを確認した。またイベントごとに光量重心を算出し、そのばらつきは最も良い濃度 10 の場合で 0.67cm であった。粒子通過位置に近い 2 本のファイバーから、 $(99.3 \pm 0.2)\%$  という検出効率 (MIP : 濃度 10) も得た。シンチレーターの厚みに対する光量の違いや、オプティカルグリスを用いたファイバーとシンチレーターとの接着の効用も確認した。全てのファイバーから検出される光量を測定し、散乱体を混入することで損失すること無く効率よく光をファイバーに集めている事実も分かった。この実験では、散乱体が検出器の性能向上に大きな役割を果たしていることが確認された。

上述の実験の結果を受け、より検出器に適した散乱体濃度を知ること、及び検出器の特性を評価することを目的とした実験を再び行った。この実験には 10、50 の 2 種類の散乱体入りシンチレーターを用意した。

多層型 2 次元検出器を製作し、飛跡検出器としての性能の評価を行った。その結果検出器に用いるシンチレーターとして最適と考えられる散乱体濃度濃度 50 のセットアップのとき、MIP を用いた最近接ファイバーでの平均光量が  $11.6 \pm 0.2 \pm 0.9 \text{ p.e. (X)}$ 、 $13.5 \pm 0.2 \pm 1.4 \text{ p.e. (Y)}$  であった。また光量重心を用いた位置分解能が  $0.24 \pm 0.01 \text{ cm (X)}$ 、 $0.18 \pm 0.02 \text{ cm (Y)}$  であることを測定し、この検出器には散乱体濃度が最も濃い 50 のシンチレーターがより良い性能を示すことが分かった。また、ランダムノイズは  $10^{-4}$  以下であり、適宜決定した閾値における検出効率は  $0.990 \pm 0.003 \pm 0.007 \text{ (X)}$ 、 $0.988 \pm 0.003 \pm 0.003 \text{ (Y)}$  であった。

次に 1m の長さの単層検出器を用い、検出器の時間分解能が 5nsec 以下であることを確認した。

これらの結果は、この検出器に求められた位置分解能、時間分解能、検出効率等の要求をほぼ満たすことを証明するものである。

## 第9章 これからの課題

この検出器に対する基本的要求に対し、最初の4項目、「 $1\mu\text{sec}$ 以下の時間分解能であること」、「1cm程度の位置分解能」、「高い検出効率」、「不感領域が小さいこと」、はまず問題無いことを確認できた。

しかし、この段階でも問題はあった。まずマルチアノード光電子増倍管(MAPMT)が安定して作動しなかった。大きな検出器を作成するとき、非常に多くのMAPMTを使用することになる。この基本特性を知り、トラブルの原因を突き止めることは重要な課題のひとつである。

また、このトラブルは、飛跡検出が出来ない原因となる。これは次の項目である、「反応点を決定でき、粒子の飛跡を検出できる位置分解能をもつ」にも繋がる。最終的には飛跡を調べ、その検出効率、反応点分解能、ノイズ混入率を知る必要がある。

「検出できるエネルギー閾値が小さい」に関しては、より光量を増やすことが求められる。これは時間分解能にも繋がる話である。時間分解能から10cm程度の位置情報が読み出せれば、位置検出でのクロスチェックが可能となる。

最後に、「大きな面積を一様に覆うことが出来る」という項目。付録Fで少し述べるが、ファイバーを用いて小さな光量を扱うならば、検出器での減衰長の測定は必修である。これを抑えずに多くを語ることは出来ない。

ある程度の基礎データが揃えば、ニュートリノ反応やその他をシミュレーションプログラムで知ることが出来る。これをしなければ検出器の大きさ、形状等詳細の決定はできない。これらも今後の研究課題となる。



## 謝辞

本論文を作成するに当たり、多くの方々にお世話になりました。この場を借りて御礼を申し上げたいと思います。

まず始めに、K2K 実験に参加する機会を与えて下さった武田廣教授、野崎光昭教授に御礼を申し上げます。

私の指導教官である原俊雄助教授、神戸大 K2K グループである青木 茂樹 助教授、鈴木 州 助手には、日頃から適切な御助言を頂きました。心から感謝したいと思います。

京都大学の西川公一郎教授、中家剛助手、加藤一成さん、前坂比呂和君には貴重なチームタイムを僕の実験のために割いて頂き、また多くのアドバイスを頂きました。貴重な経験でした。

神戸大学の岩下大器さん、野田俊介さん、須賀陽介君、中田太志君、には普段からお世話になりました。細かな準備、工作など、僕の苦手な仕事を進んで手伝って頂いたおかげで、この論文が書けたと感じています。

また、この実験に使用したシンチレーターのサンプルを提供して頂いたクラレの新治修さんに感謝したいと思います。

また、私を支えてくださった両親と家族に心から感謝したいと思います。  
ありがとうございました。

2002年2月 西山 正吾

## 付 録 A 統計的信頼度

現在K2K実験で得られている値は、第2章、表2.1に示されているように期待値  $80.0^{+7.6}_{-8.3}$  (1kt) に対し、観測値 56 である。これらの値に対して統計的信頼度を得るため、次のようなモンテカルロテストを行った。

ある平均値を持ったポアソン分布に従うイベントを繰り返し生成する。このポアソン分布の平均値は、平均値 80.0, 標準偏差 8.3 (7.6 との小さい差は無視し、大きい方に合わせた) を持った正規分布に従うとする。この様な期待値をもったイベントに対し、現在の観測値である 56 以下の値を与えるイベントの割合を求める。

図 A.1 はこのテストの様子を示している。  $2 \times 10^6$  回行われたテストに対し、イベント数が 56 以下である確率は 1.8% であった。このことから、ニュートリノ振動が起こっていない (厳密に言えば、 $\nu_\mu$  が減少していない) という仮定は 98% 以上の信頼度 (Confidence Level) で排除される、ということが言える。

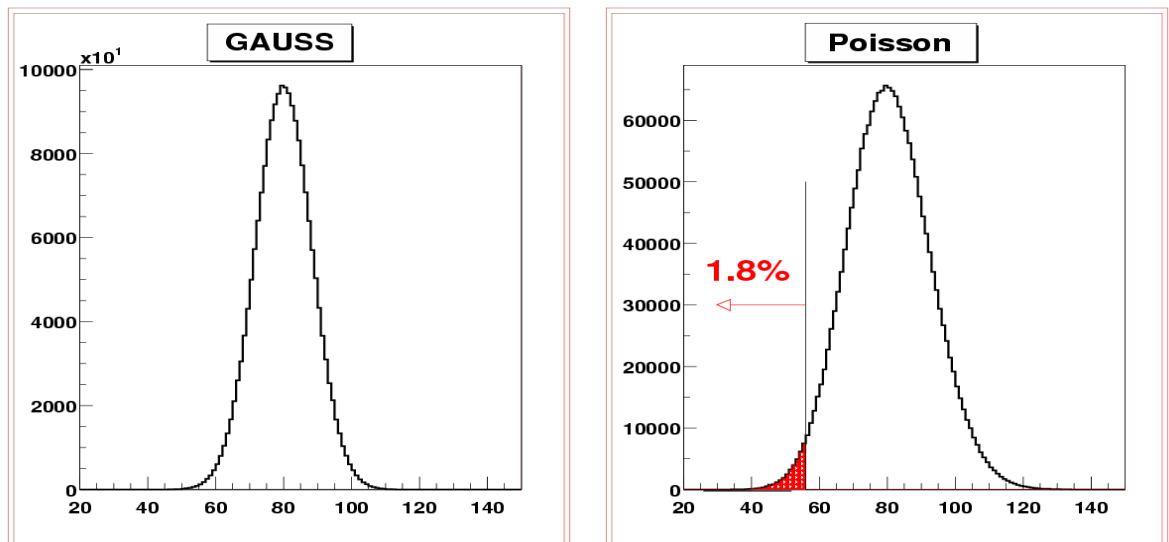


図 A.1: K2K の現在の値に対する統計テスト ( $2 \times 10^6$  回) の結果。左図は平均値 80.0、標準偏差 ( $\sigma$ )8.3 の正規分布を表す。この値が右図のポアソン分布の平均値を与える。赤くハッチされた範囲が観測値である 56 以下で、この範囲の占める割合は 1.8% である。

## 付 録 B 検出効率とノイズ混入率

第 6.10 節で述べたように、ノイズは、ビーム等粒子が検出器を通過したときにそれに伴ってできるものと、偶発的に起こるランダムノイズとに分けられる。

ランダムノイズに関しては、この検出器ではほぼ無視することが出来ることを確認した(6.10.1 節)。この章では、ビームに付随するノイズについて簡単に言及する。

### B.1 ノイズについて

信号に付随したノイズを考える。式 6.3 でヒットとみなされたイベントを選びだし、閾値以上の値を持つファイバーだけを抜き出して来る。このヒットと見なされるファイバーの集合が二つ以上に分かれている(間にヒットでないファイバーを挟んで二つ以上分布の集合がある) イベントを、ノイズとする。このヒットイベント中のノイズの割合を示したものが図 B.1 である。横軸には閾値を、縦軸はノイズ混入率をとっている。散乱体濃度 50 のシンチレータを検出器に用いている。分布は上から 2 層目、3 層目、4 層目の順に並んでいる。左列が X、右列が Y 方向である。

この様なノイズの混入率を数%に抑えるためには、X 方向に関しては 3~4p.e. Y 方向に関しては 4~5p.e. に閾値を設定しなければならない。

### B.2 ノイズを考慮した検出効率

上で述べたノイズを考慮したときの検出効率を、

$$(\text{検出効率}) = \frac{(\text{ヒットと見なされたイベント}) - (\text{信号に付随したノイズ})}{(\text{トリガーされたイベント})} \quad (\text{B.1})$$

と定義してみる。そうすると、検出効率は図 B.2 の様になる。この中から各層で最も検出効率のよい閾値(図中矢印)を選んで来ると、表 B.1 の様な値が得られた。平均値の誤差は、前項が各層での誤差の 2 乗和から求め、後項が各層の平均値の RMS をとった。また、ゲインが小さい Y 方向に関しても、X 方向とほぼ同等の検出効率を得られた。これらの値はほぼ検出器に対する要求を満たしていると考えられる。

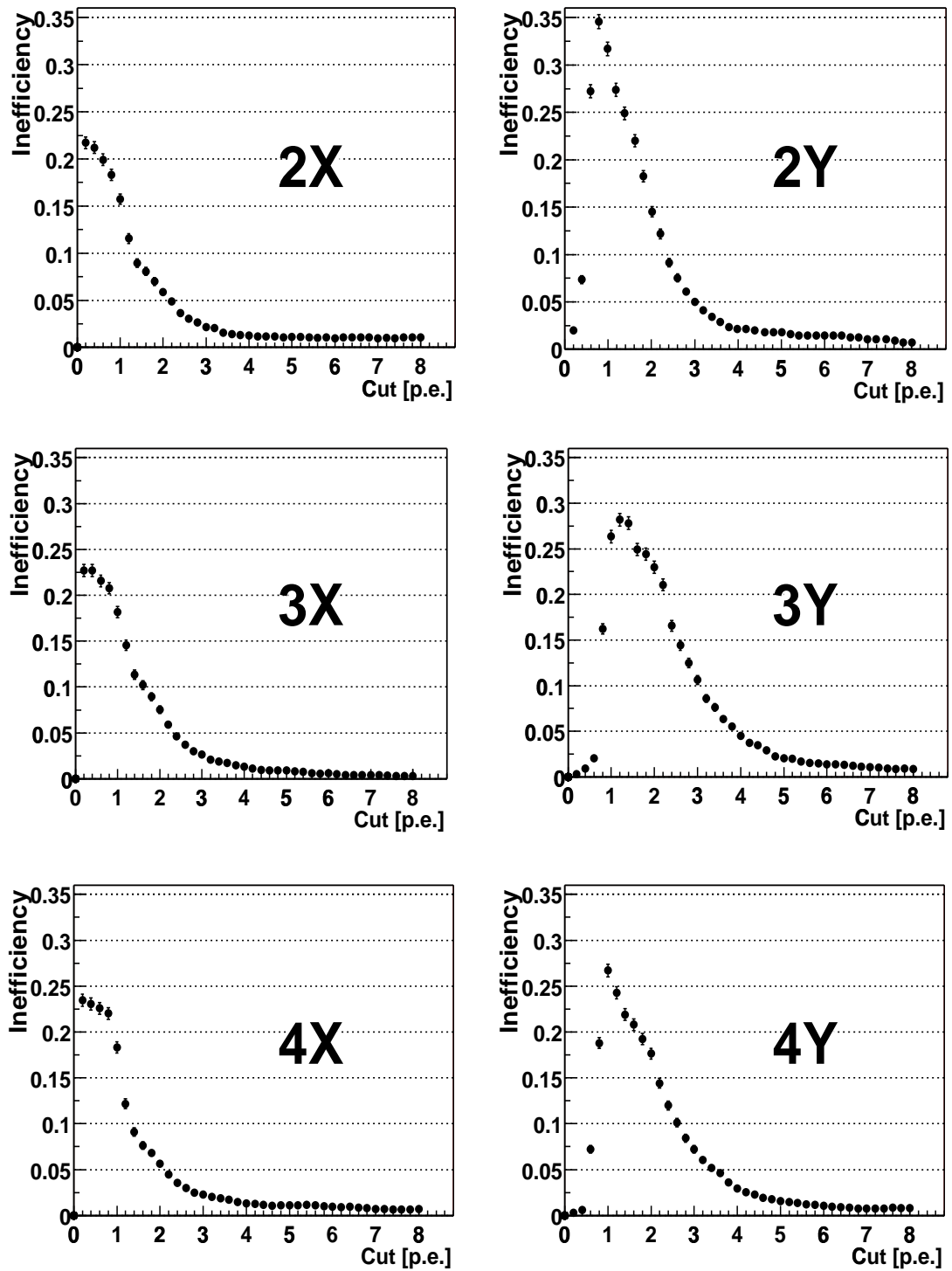


図 B.1: ヒットイベント中のノイズの割合。閾値以上の値をもつ山が離れて2つ以上あるイベントをノイズとみなしている。横軸はカットの値、縦軸はノイズ混入率である。散乱体濃度 50 のシンチレータを用いている。上から 2 層目、3 層目、4 層目である。左列が X、右列が Y 方向である。

表 B.1: ノイズを考慮したときの検出効率

層	X		Y	
	検出効率	閾値 (p.e.)	検出効率	閾値 (p.e.)
2	0.984±0.002	4.5	0.968±0.003	4.0
3	0.968±0.003	3.5	0.976±0.003	6.0
4	0.980±0.003	4.5	0.976±0.003	6.0
平均値	0.977±0.005±0.011	-	0.973±0.005±0.007	-

### B.3 検出効率、ノイズについて

今回は非常に単純な設定をして、ノイズ混入率及び検出効率を検証した。しかし、ヒット検出はソフトウェアを工夫することにより、その確率を良くする事が可能である。ノイズも同様に、ソフトウェアで落とすことができる。この検出器でもそのようなソフトウェアを用いればさらに良い検出効率を得ることが出来ると考えられる。

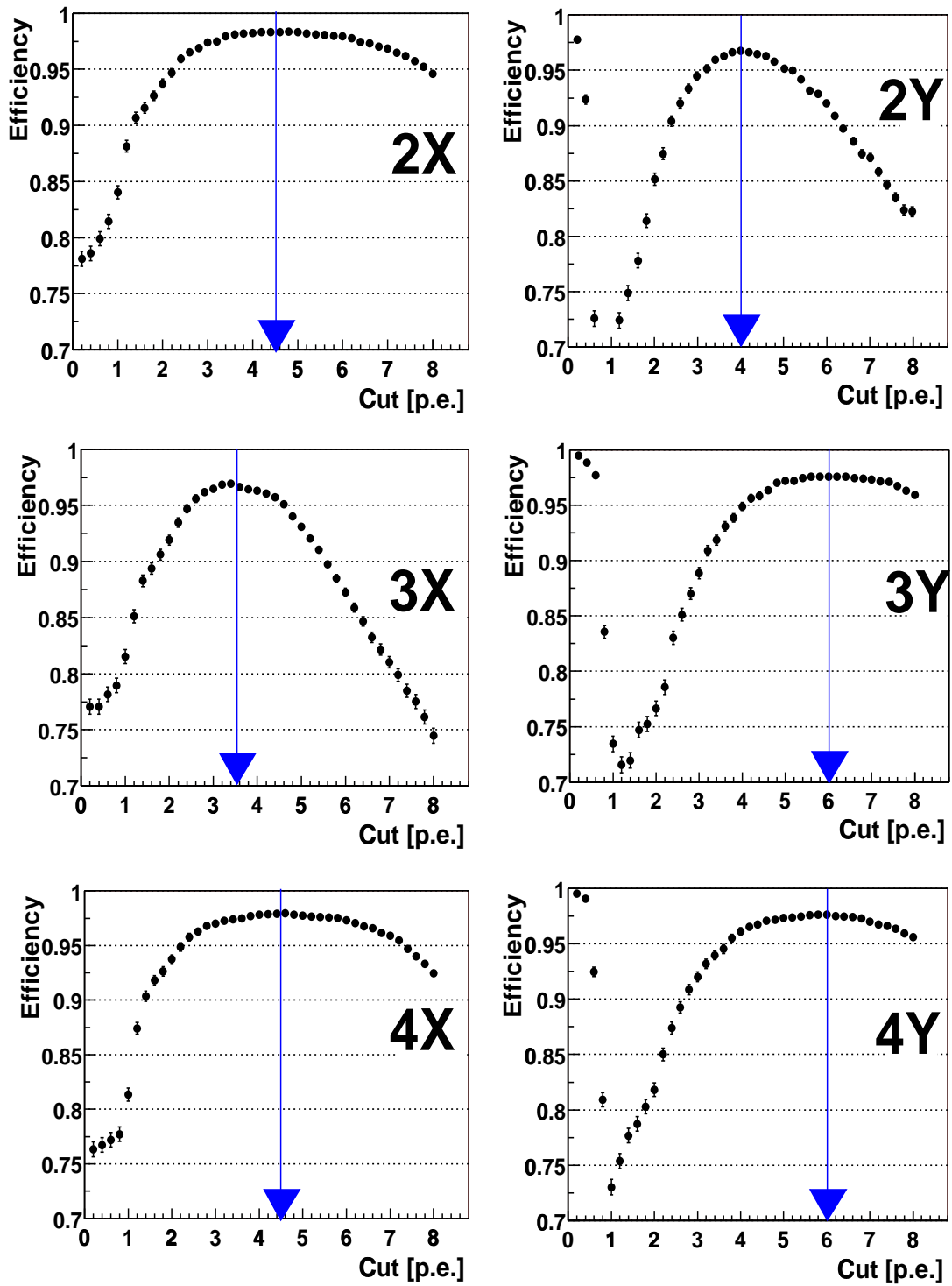


図 B.2: 2 ピーク以上のイベントを除いた検出効率。横軸は閾値、縦軸は検出効率である。散乱体濃度 50 のシンチレータを用いている。上から 2 層目、3 層目、4 層目である。左列が X、右列が Y 方向である。

## 付録C 散乱体濃度10での検出効率とノイズ混入率

第6章、付録Bにおいて散乱体濃度50のシンチレータを用いて製作した検出器で得られた検出効率とノイズ混入率について述べた。この章では、散乱体濃度10の検出器での同様の解析を行った。

### C.1 検出効率

第6章同様、ある光量を閾値と決める。そして、各層検出効率を以下のように定義する。

$$(\text{検出効率}) = \frac{(\text{閾値以上の光量を持つファイバーが1本以上あるイベント})}{(\text{トリガーされたイベント})} \quad (\text{C.1})$$

散乱体濃度10のシンチレータを用いた検出器での、X、Y方向各層でのヒット検出効率を図6.17に示す。横軸にカットの値を、縦軸に検出効率をとっている。上から2層目、3層目、4層目の順に並んでいる。左列がX、右列がY方向の読みだしデータを用いている。この図から分かるように、検出効率として98%を要求すると、5p.e.程度まで閾値を上げることが可能である。

散乱体濃度50(図6.17)と散乱体濃度10(図C.1)とを比較してみると、濃度10の方が大きい閾値(5p.e.以上)まで高い検出効率(98%以上)を保っているが、検出効率が落ち出すとその傾きは大きいことが分かる。高い検出効率を保っている理由は、各層での8本のファイバーの光量の和が誤差の範囲ないではあるが濃度10の方が大きいことが要因となっていると考えられる。また、落ち方が激しい原因は、最近接ファイバーでの光量が濃度10の方が小さいことであると考えられる。

各層での光量閾値を付録Bを参考にして決定したときの各層での検出効率、およびX、Y方向での平均検出効率を表6.5に示す。これらの値から、この検出器の検出効率はほぼ99%であることが分かる。

表 C.1: 検出効率

層	X		Y	
	検出効率	閾値 (p.e.)	検出効率	閾値 (p.e.)
2	0.9956±0.001	4.6	0.980±0.001	6.0
3	0.9904±0.001	5.0	0.986±0.001	6.4
4	0.9887±0.002	4.8	0.984±0.002	6.6
平均値	0.992±0.002±0.005	-	0.983±0.002±0.005	-

## C.2 ノイズについて

信号に付随したノイズを考える。式 6.3 でヒットとみなされたイベントを選びだし、閾値以上の値を持つファイバーだけを抜き出して来る。このヒットと見なされるファイバーの集合が二つ以上に分かれている (間にヒットでないファイバーを挟んで二つ以上分布の集合がある) イベントを、ノイズとする。

このヒットイベント中のノイズの割合を示したものが図 C.2 である。横軸には閾値を、縦軸はノイズ混入率をとっている。散乱体濃度 10 のシンチレータを検出器に用いている。分布は上から 2 層目、3 層目、4 層目の順に並んでいる。左列が X、右列が Y 方向である。

この様なノイズの混入率を数%に抑えるためには、X 方向に関しては 5~6p.e. Y 方向に関しては 6~7p.e. に閾値を設定しなければならない。

## C.3 ノイズを考慮した検出効率

上で述べたノイズを考慮したときの検出効率を、

$$(\text{検出効率}) = \frac{(\text{ヒットと見なされたイベント}) - (\text{信号に付随したノイズ})}{(\text{トリガーされたイベント})} \quad (\text{C.2})$$

と定義してみる。そうすると、検出効率は図 C.3 の様になる。この中から各層で最も検出効率のよい閾値 (図中矢印) を選んで来ると、表 B.1 の様な値が得られた。平均値の誤差は、前項が各層での誤差の 2 乗和から求め、後項が各層の平均値の RMS をとった。また、ゲインが小さい Y 方向に関しても、X 方向とほぼ同等の検出効率を得られた。これらの値はほぼ検出器に対する要求を満たしていると考えられる。

表 C.2: ノイズを考慮したときの検出効率

層	X		Y	
	検出効率	閾値 (p.e.)	検出効率	閾値 (p.e.)
2	0.976±0.003	4.6	0.949±0.003	6.0
3	0.973±0.003	5.0	0.966±0.003	6.4
4	0.967±0.003	4.8	0.965±0.003	6.6
平均値	0.972±0.005±0.006	-	0.960±0.005±0.014	-



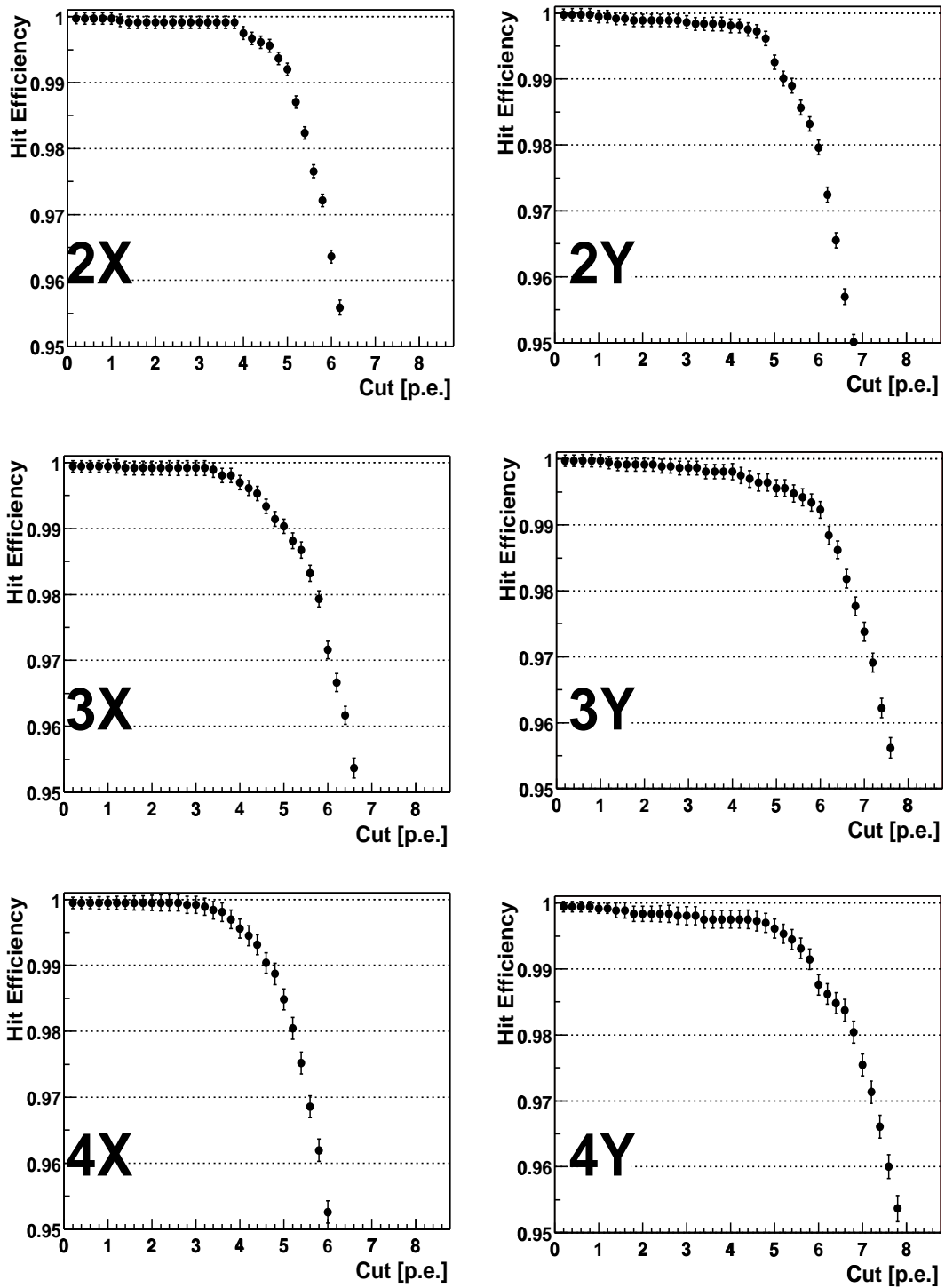


図 C.1: 散乱体濃度 10 のシンチレーターでのヒット検出効率。横軸は閾値、縦軸は検出効率である。上から 2 層目、3 層目、4 層目の順に並んでいる。左列が X、右列が Y 方向の読みだしデータを用いている。

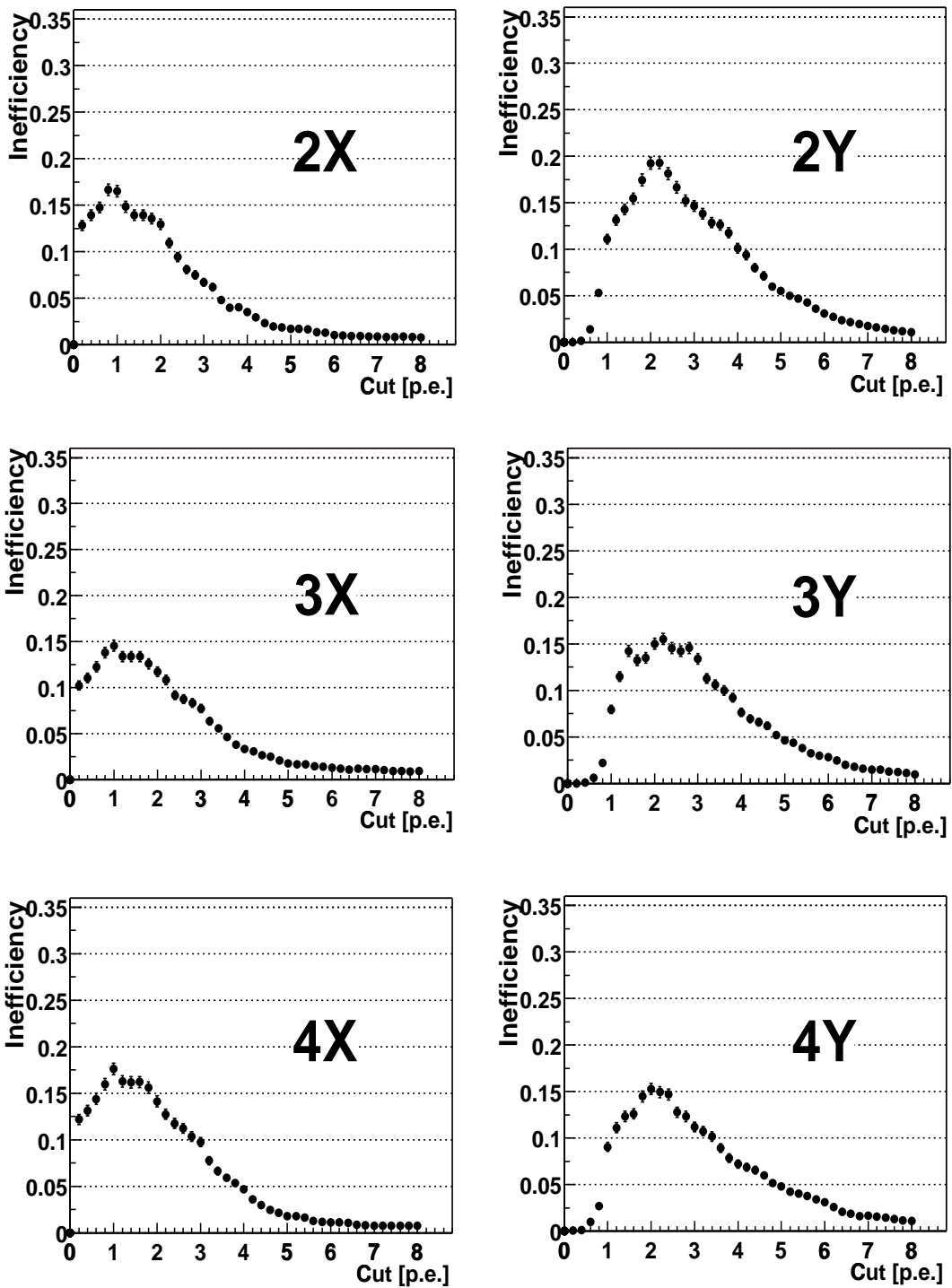


図 C.2: ヒットイベント中のノイズの割合。閾値以上の値をもつ山が離れて2つ以上あるイベントをノイズとみなしている。横軸はカットの値、縦軸はノイズ混入率である。散乱体濃度10のシンチレーターを用いている。上から2層目、3層目、4層目である。左列がX、右列がY方向である。

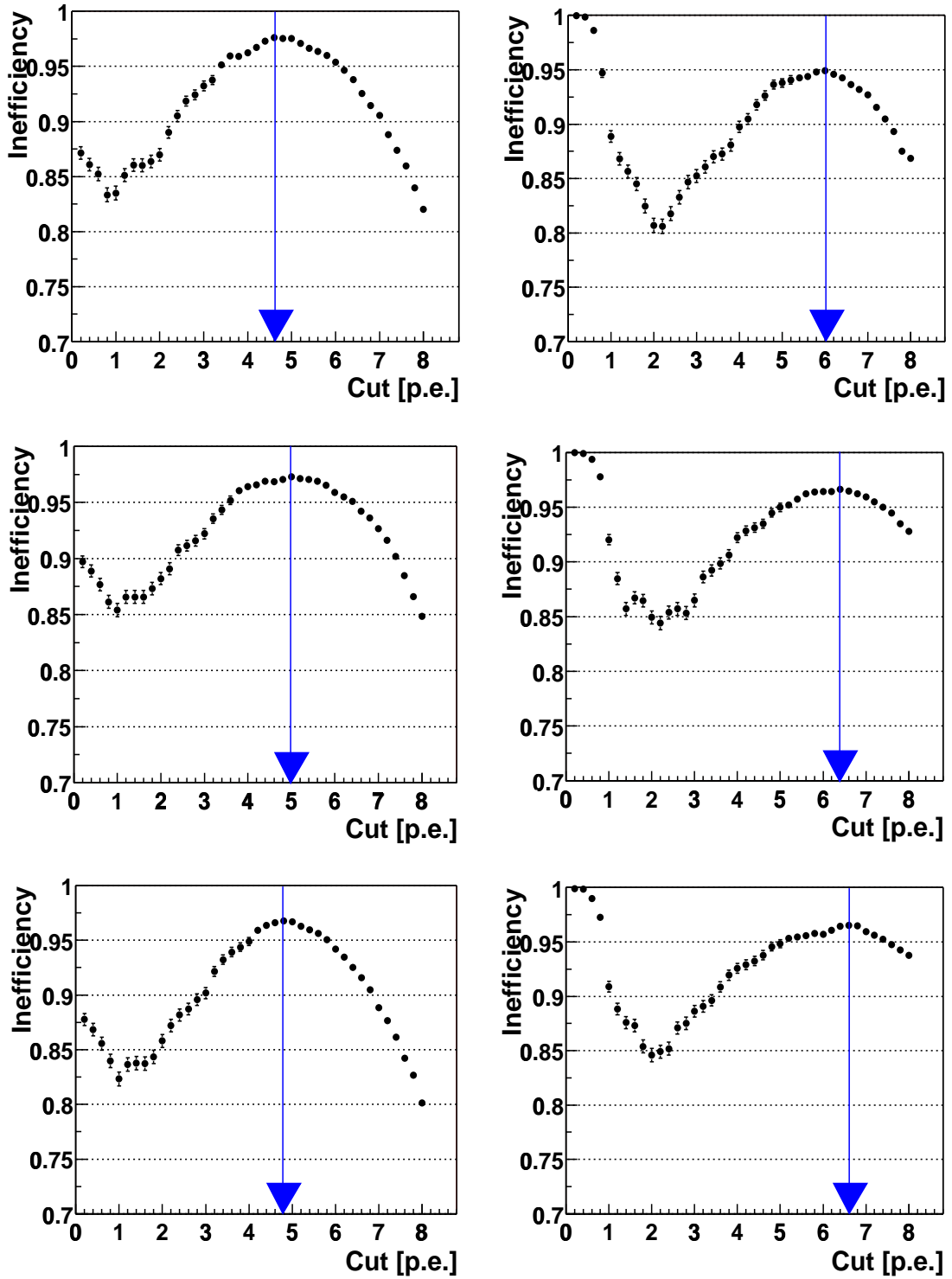


図 C.3: 2 ピーク以上のイベントを除いた検出効率。横軸は閾値、縦軸は検出効率である。散乱体濃度 10 のシンチレータを用いている。上から 2 層目、3 層目、4 層目である。左列が X、右列が Y 方向である。

## 付録D $p/\pi$ 識別能力

K2K 実験では、ニュートリノ反応の中から弱荷電カレント準弾性散乱 (CCqe) 反応

$$\nu_{\mu} + n \rightarrow \mu^{-} + p \quad (\text{D.1})$$

を選び出し、解析に用いている。しかし、ビームラインで生成されるニュートリノエネルギー (図 2.2) では、CCqe 反応の他に 3.1 節で挙げたような反応が生じ (図 3.1)、それがバックグラウンドとなる。

CCqe 反応を検出するとき、 $\mu$  に加えて  $p$  を検出しなければならないが、 $\pi$  粒子を生成する CC single-meson production 反応

$$\nu_{\mu} + n \rightarrow \mu + n + \pi^{+}$$

等において生成された  $n$  を検出できず、 $\pi$  を  $p$  と誤認識してしまう恐れがある。このとき、この反応は CCqe 反応と考える可能性がある、バックグラウンドとなりうる。

このようなバックグラウンドを取り除くため、 $\pi$  と  $p$  のエネルギー損失  $dE/dx$  の差 (図 5.6) を利用して粒子識別を行えば、より精度良くニュートリノのエネルギースペクトルを決定出来る。

K2K 実験のニュートリノ反応で生成される  $\pi$  および  $p$  の運動量分布は図 3.2 の様に予想されており、 $p$  の大部分は 500~2000 MeV/c に分布している。今回のビームテストでは、500、700、900、1100、1600 MeV/c でのデータを取得した。このうち 0.5 GeV/c では  $p$  が検出器まで到達せず検出できなかったため、これを除く 4 種類の運動量でどの程度  $dE/dx$  による  $p/\pi$  識別が可能かを検証した。

### D.1 解析方法

検出器、データセットはともに第 6 章と同じものを使用する。また以下の解析は散乱体濃度 50 のシンチレーターを使用した検出器セットを用いることとする。第 6 章で書いたように第 1 層目、第 5 層目のデータは全て揃っていないため以後の解析には使用しない。

解析には、6.8 節で求めた各層での全光量を用いる。各層での X、Y 方向に読みだしている全光量の和を  $p$ 、 $\pi$  それぞれに対して各イベントごとに求め、その値を比較する。

$p$  の検出効率に 95% 以上を要求したとき、その範囲内にどれだけ  $\pi$  が含まれているか、と言う値を  $\pi$  の誤識別率として評価する。

### D.2 解析 - 1 層のみのデータ

上で述べた、各層での全光量の分布を、2層目だけのデータに対して出したものが図 D.1 の上1行目の4つの分布である。横軸に光電子数を、縦軸にイベント数をとっている。赤い分布は  $p$ 、青い分布は  $\pi$  である。分布中の緑の線より右側に  $p$  が95%含まれている。つまり、この緑の線より右側にある青い分布が  $p$  と誤識別されてしまう  $\pi$  である。

### D.3 解析－2層、3層サンプリング

全光量を  $n$  層分求め、その1層当たりの平均光電子数を計算すると、分布の平均値は余り変化しないが、分布の幅は1層だけ求めたときの分布の幅の  $1/\sqrt{n}$  になる。したがって、 $p$  と  $\pi$  の分布が識別しやすくなると考えられる。この様な方法はサンプリングと呼ばれる。

全光量を3層目、4層目に対しても求め、2層分、3層分のサンプリングした結果を示したものが図 D.1 の上から2行目、3行目の分布である。

### D.4 解析結果

上の解析で得られた  $p$  の検出効率に95%以上を要求したときの、 $\pi$  誤識別の割合をグラフにしたものが図 D.2 である。横軸に運動量、縦軸に  $\pi$  誤識別の割合をとり、各運動量に対して1層分のみのデータ(赤)、2層サンプリングしたときのデータ(緑)、3層サンプリングしたときのデータ(青)を図示している。誤差は統計誤差のみを示している。

運動量が  $1\text{GeV}/c$  以上になれば  $p$ 、 $\pi$  の  $dE/dx$  の差が小さくなるため、この方法での識別が難しくなる。それが右肩上がりのグラフとして現れている。

また  $700\text{MeV}/c$  付近でサンプリングしても余り変化が無い理由は、分布は分かれていくものの、大きな  $dE/dx$  を持つイベントが存在し、その効果を抑えきれていないことだと考えられる。

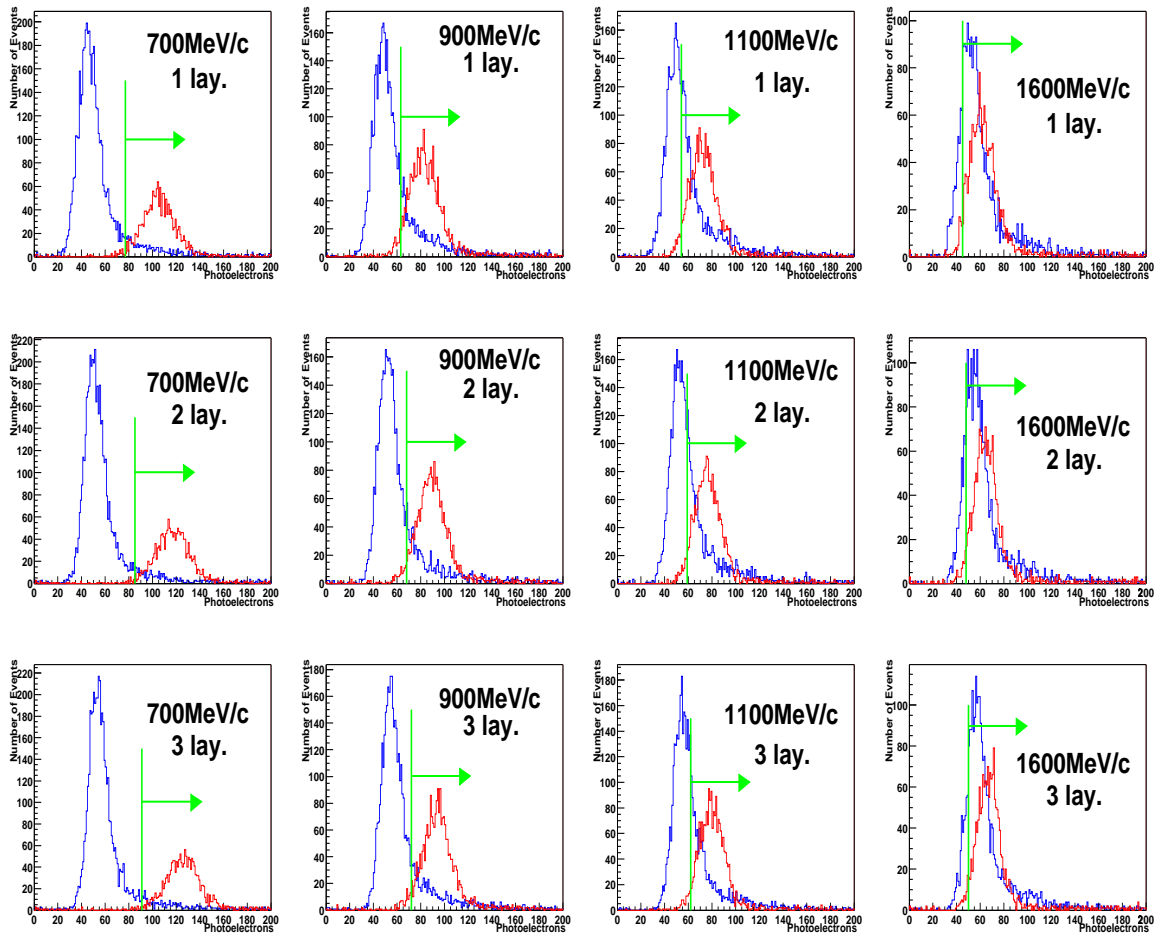


図 D.1: 各運動量、各サンプリング数での  $p$  と  $\pi$  の光量分布。横軸は光電子数、縦軸はイベント数。赤い分布は  $p$ 、青い分布は  $\pi$  である。分布中の緑の線より右側に  $p$  が 95% 含まれている。左列から運動量 700, 900, 1100, 1600 MeV/c のときの分布である。一番上の行は 1 層分のデータのみをとったときの分布、2 行目は 2 層分のデータのサンプリング後、3 行目は 3 層分のデータのサンプリング後の分布である。

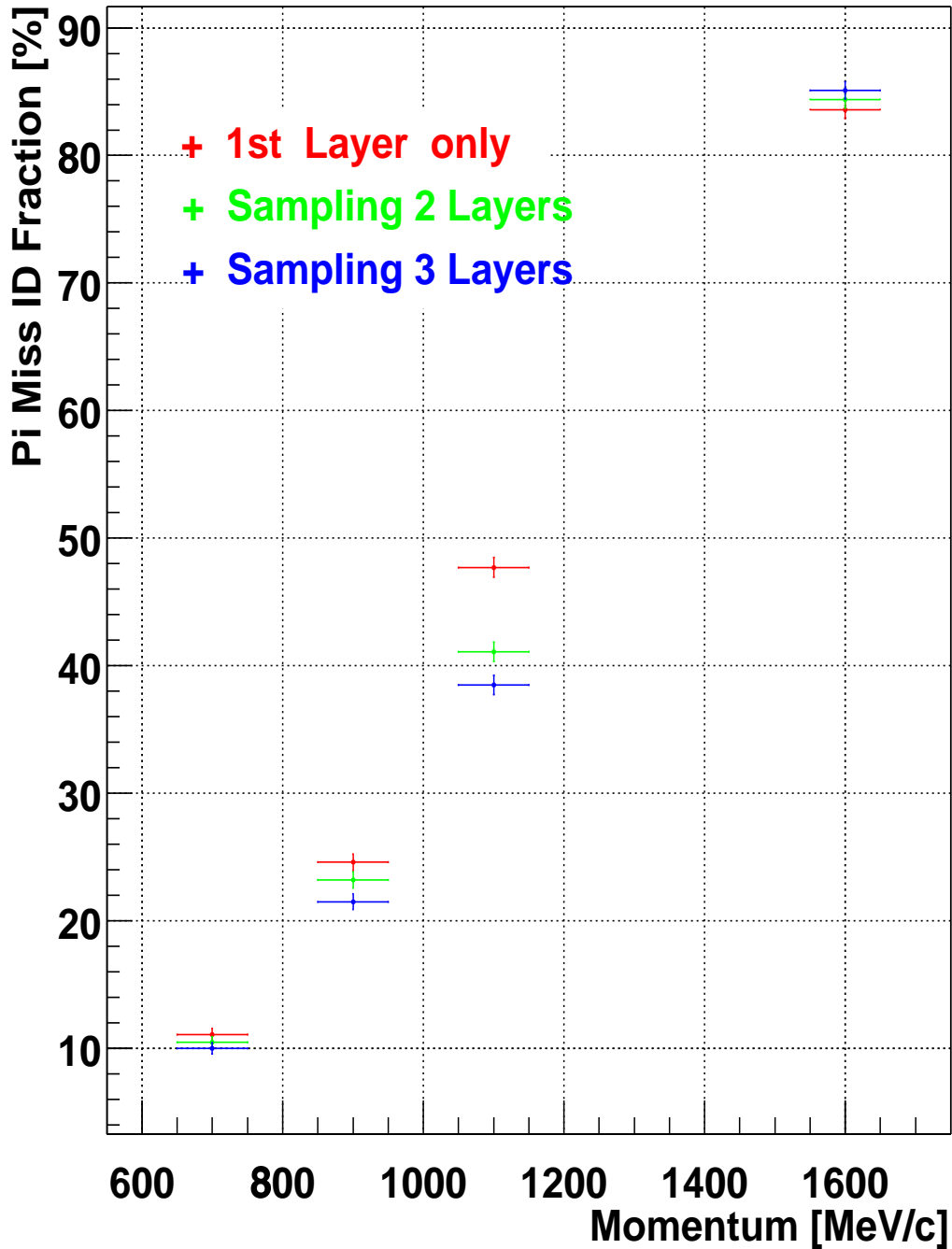


図 D.2:  $p/\pi$  の誤識別確率。縦軸は  $\pi$  誤識別の割合、横軸に運動量。1層分のみのデータ (赤)、2層サンプリングしたときのデータ (緑)、3層サンプリングしたときのデータ (青) をそれぞれ図示している。

## 付録E ファイバー間隔が2cmの検出器での位置分解能

実機を製作する場合、光検出器や読みだしチャンネル数の都合上、必ずしも波長変換ファイバーを1cmピッチで読み出すことができるとは限らない。むしろ検出器に対する要求を満たす範囲内であれば、読みだしチャンネル数を減らして予備の検出器等を確保しておく方が望ましい。この章では、ファイバーからの信号を2cm間隔で読み出した時の位置分解能について検証する。

### E.1 解析方法

検出器、データセットはともに第6章と同じものを使用する。また以下の解析は散乱体濃度50、運動量1.1GeV/cの $\pi$ 粒子のセットを用いることとする。

解析方法は6.9節と同様に行う。6.9節では8本のファイバーから読み出した全てのデータを使用して光量重心を求めているのに対し、ここでは2cm間隔で4本のデータ(偶数、もしくは奇数位置にあるファイバー)を用いて重心を求めているところのみが異なる。

### E.2 解析結果

上の解析方法によって得られた結果を図E.1に示す。この分布は、例えば上のグラフの $(x,y)=(4.2,0.31)$ にある青い分布は、4.2の位置を粒子が通過したとき、青い矢印にあるファイバー(2、4、6、8)で求めた位置分解能が0.31cmであったことを示している。中心値は2、3、4層目でそれぞれ求めた位置分解能の平均値、誤差は各層の位置分解能のRMSである。

この結果から分かるように、ファイバーから離れた位置に粒子が入射すれば位置分解能は悪くなる傾向にはあるが、それでも0.6cm以内で位置を知ることができる。

なお、上(X方向)のグラフで青い分布の誤差が大きい理由は3層目の位置分解能が他の2層(2、4)に比べて良くないことである。3層目がなぜ悪いかはまだ分かっていない。



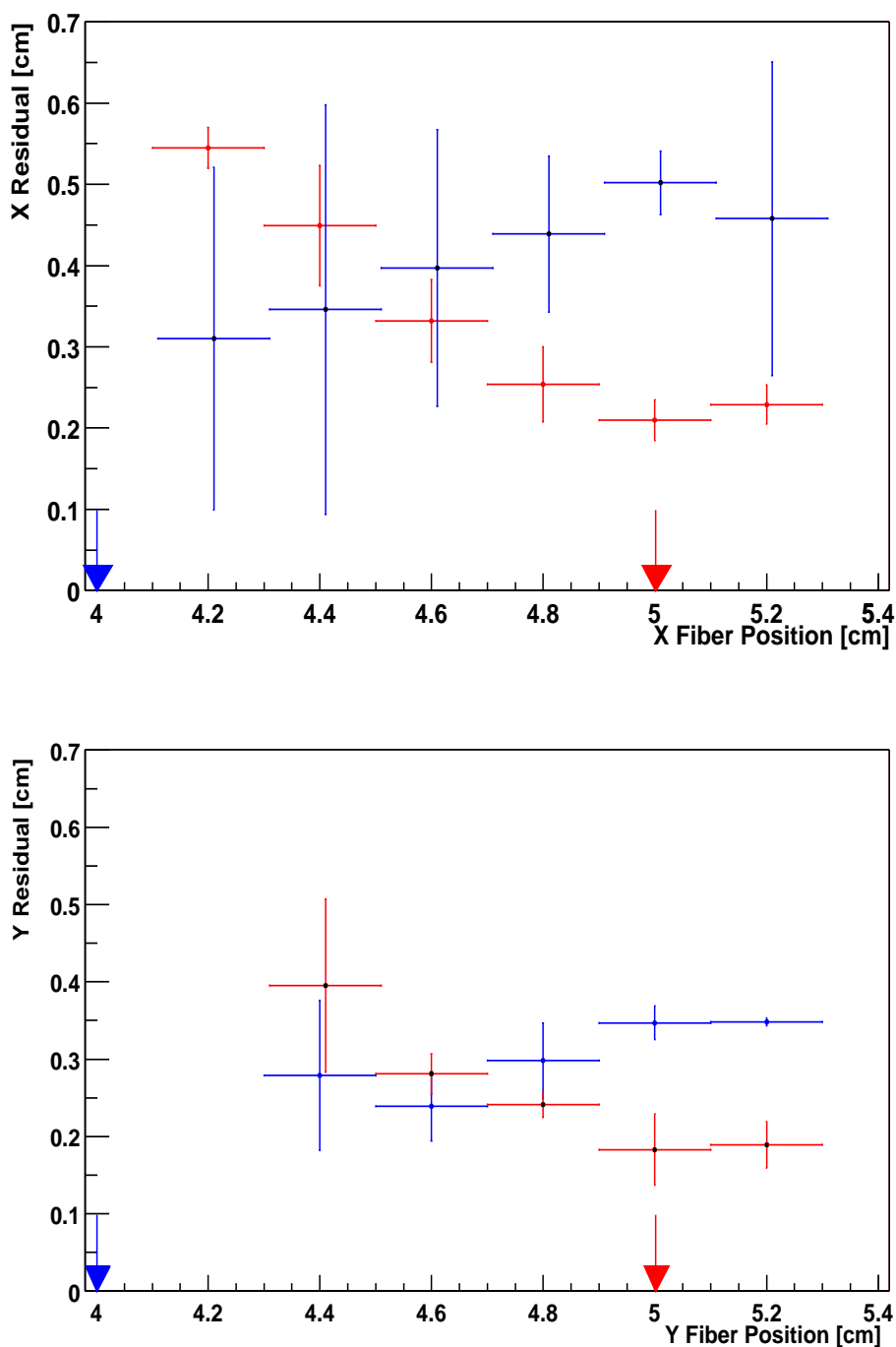


図 E.1: 2cm 間隔で読み出したときの位置分解能。縦軸は位置分解能を、横軸はファイバーと粒子通過の位置。上のグラフが X 方向、下が Y 方向で読み出したときの結果。グラフ中の青い分布は、各分布の x 成分の位置を粒子が通過したときの、偶数の位置 (2, 4, 6, 8) にあるファイバー (青い矢印)4 本のデータから求めた位置分解能を示している。また赤い分布は、奇数の位置 (1, 3, 5, 7) にあるファイバー (赤い矢印)4 本のデータから求めた位置分解能を示している。中心値は中 3 層 (2, 3, 4) の位置分解能の平均値、誤差は各層の位置分解能の RMS である。

## 付録F 検出器の減衰長

大きな検出器を製作した場合、検出器中を伝わる光の減衰は大きくなる。検出器のサイズや必要とされる光量を見積もるためには、この値は測定しておかなければならない。

### F.1 コアモードとクラッドモード

光ファイバー中で光を十分長い距離  $l$  だけ伝搬させた場合、測定される光量  $Y(l)$  は

$$Y(l) = Y_0 \cdot \exp\left(-\frac{l}{\lambda}\right) \quad (\text{F.1})$$

の様に、指数関数に従う。 $Y_0$  は  $l = 0$  での光量である。また、 $\lambda$  は減衰長であり、 $Y(\lambda) = Y_0/e$  となる距離である。

ファイバー中での光は便宜的に2種類に分けられる。コアとクラッドとの境界で全反射しながら伝搬する光(コアライト)と、クラッドと空気との境界面で反射する光(クラッドライト)である。また、それぞれの伝搬方法をコアモード、クラッドモードと呼ぶ。

一般的に、この2つのモードでは、減衰長が異なると考えられている。コアモードは、コアとクラッドとの境界面という滑らかな面での全反射のみを繰り返すため、比較的減衰長が長い。一方、クラッドモードはクラッドの外側で全反射するが、この面は取扱い時に傷つきやすく、決して滑らかとは言えない。また、クラッドモードはコアとクラッドとの境界面での屈折を繰り返すため、この減衰も大きい。この様にして、クラッドモードはコアモードと比べ早く減衰していく。

ファイバー中央で等方的に発光すると仮定し、全反射角を  $\theta$  とすると、全立体角に対して、全反射条件を満たしファイバーに束縛される立体角の割合は

$$\frac{\Omega}{4\pi} = \frac{1}{2}(1 - \cos\theta) \quad (\text{F.2})$$

と計算される。

実験に使用した波長変換ファイバー Y-11 マルチクラッドタイプ (図 4.3) を考えると、ファイバーにトラップされる割合は 18.5%、それに対しコア、もしくはインナークラッド内に捕えられる割合は 5.3% である。

一般には、発光時にファイバーに捕えられるアクセプタンスは、コアモードに比べクラッドモードの方が大きい。従って式 F.1 での  $l$  が小さいときにはクラッドモードが支配的である。 $l$  が大きくなるに従ってクラッドモードは早く減衰し、コアモードが支配的になってくる。

一般的に、ファイバー等の減衰長と言われるものはコアモードが支配的になった領域での減衰長を指して言う。

## F.2 減衰長の測定

通常、減衰長の測定には減衰長と同程度、もしくはそれより長いファイバーを用いて測定する。そして、端面からある程度離れた位置からの光量を指数関数でフィットし、そのときの傾きから値を求める。

図 F.1 [24] は、幾つかの種類のシンチレーティングファイバーの減衰長を測定した結果である。図中の右上、SCSF-78はファイバーの製品名、Mはマルチクラッドタイプを表し、その横に記入されているサイズはファイバーの直径である。

この図からも分かるように、 $l = 100$  あたりまでの傾きは主にクラッドモードの減衰が、それ以上の範囲にはコアモードの減衰が主に寄与している。

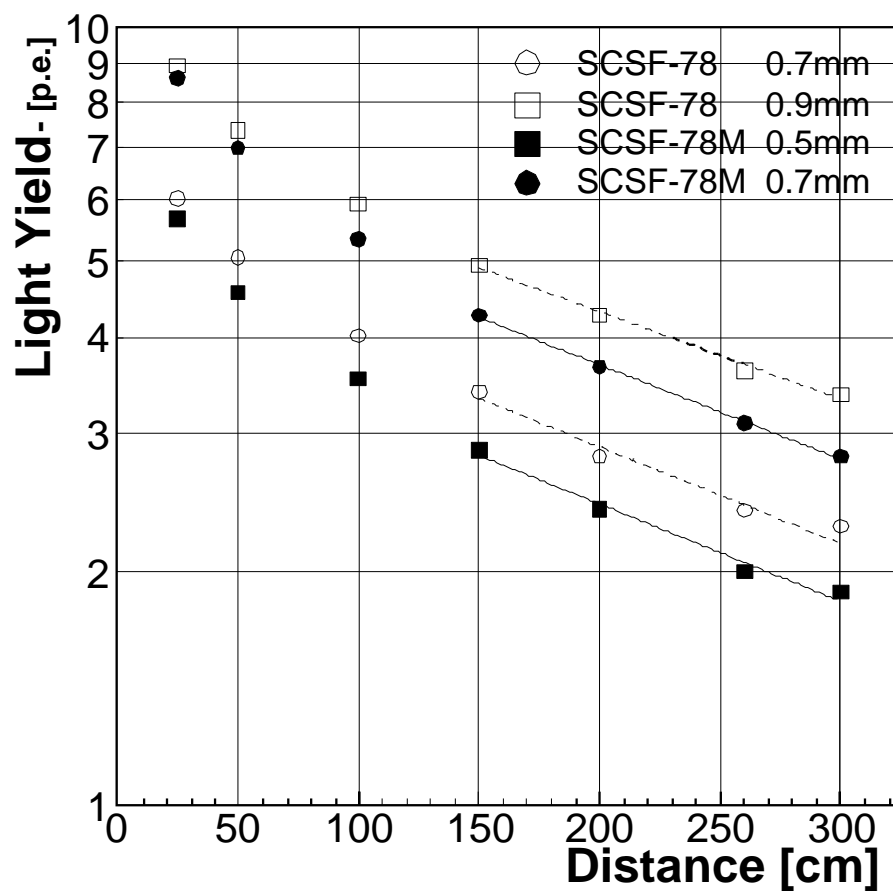


図 F.1: シンチレーション光の伝搬距離と平均光量の関係 [24]。縦軸は光量を、横軸は発光点から光検出器までの距離を表している。

今回の実験では、散乱体入りシンチレーターのサンプルが1m長のものしか無かったため、上で述べたような減衰長の値を測定することは出来なかった。しかし、1mのサンプルを用いてその範囲での減衰長を測定した。その結果を以下に述べる。

### F.3 実験の概要

実験は第 7 章の実験と同時に行った。ビームライン上のセットアップ、トリガーロジック、並びびカット方法は第 7 章に記述している。

使用した検出器は時間分解能の測定時と同じものである (図 7.1)。図中桃色で示した位置 (“Hit Position of Particles”) にビームを照射し、それぞれの位置に対する光量を両側から測定する。光検出器はマルチアノード光電子増倍管 (Multi Anode PMT : MAPMT) H6568 である。検出器に埋められている 4 本のファイバーのうち、上 2 本は TDC につながっており、残った 2 本が波高を測定するための ADC にて読み出されている。この ADC に繋がった 2 本のファイバーから得られた分布を使って減衰長を計算する。

測定に使用したビームは正電荷、運動量  $700\text{MeV}/c$  である。

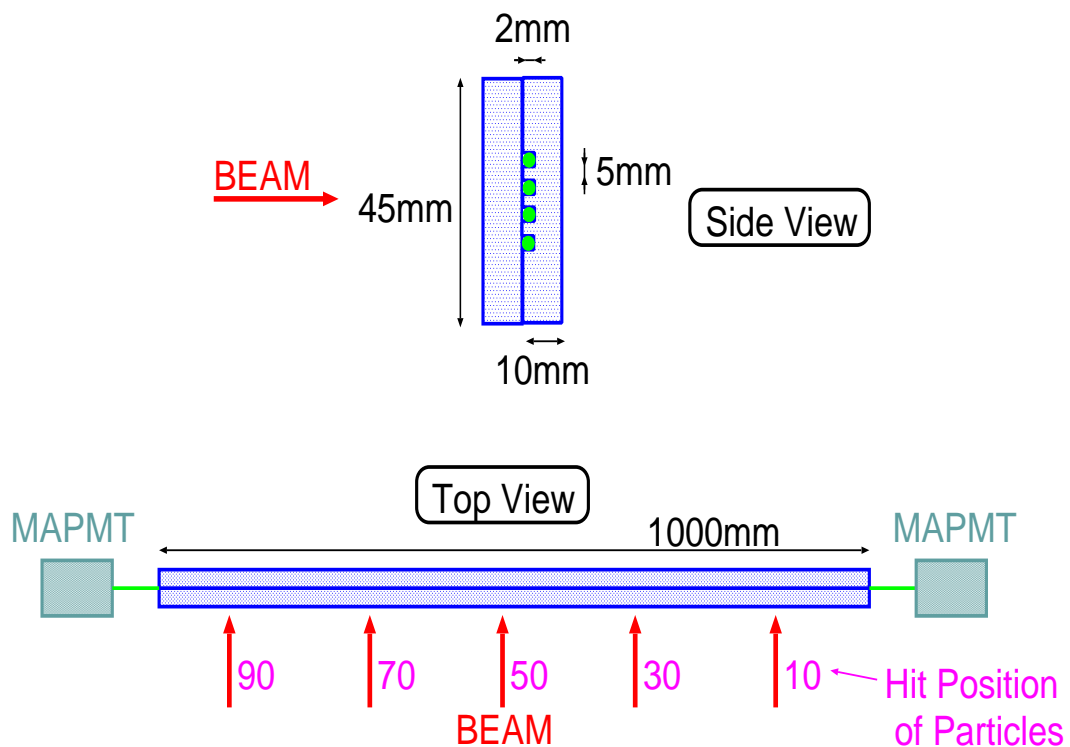


図 F.2: 減衰長を測定する検出器。上の図は MAPMT を除いて横から検出器を見た図。下図はビームライン上から見た図である。

### F.4 測定結果

この実験で得られた光量分布を図 F.3 の上 2 行に示す。この分布は、縦軸に光量、横軸に図 F.2 にあるビームの照射位置をとっている。左列は入射粒子が  $p$  のとき、右列は  $\pi$  のときの分布である。各分布には、どちら側にある MAPMT から読み出されたか分かるよう MAPMT のある方を矢印で示してある。

この検出器は、測定点ごとに個性があり、光量のばらつきが大きい。ファイバーにも場所による個性がある上、この検出器には溝、およびファイバーと溝との接着等でより位置によるばらつきが大きくなると考えられる。図 F.3 の上 2 行の分布を指数関数でフィットしてみても、各点でのばらつきのため、 $\chi^2$  が非常に大きくなってしまった。

そこで各点でのばらつきを抑えるため、左右で読み出した光量の比をとることにした。それを示した分布が図 F.3 の下の二つである。横軸には他と同様ビームの照射位置を、縦軸には [左から読み出した光量/右から読み出した光量] をとっている。比をとると、式 F.1 から

$$\begin{aligned} \text{Ratio}[Left/Right] &= \frac{Y(l)_{Left}}{Y(l)_{Right}} \\ &= \frac{Y_0^L \cdot \exp(-\frac{l}{\lambda})}{Y_0^R \cdot \exp(+\frac{l}{\lambda})} \\ &= \frac{Y_0^L}{Y_0^R} \cdot \exp(-(\frac{2}{\lambda})l) \end{aligned} \quad (\text{F.3})$$

となるので、指数関数でフィットしたときの傾きから減衰長  $\lambda$  を得ることが出来る。フィットに用いた関数は

$$f(x) = \exp([Constant] + [Slope] \cdot x)$$

である。

このようにして求めた  $p$ 、 $\pi$  それぞれに対する減衰長は

$$\begin{aligned} 168.3 \pm 3.7 \text{ cm } (p) \\ 160.7 \pm 3.1 \text{ cm } (\pi) \end{aligned}$$

となる。この値と、もう 1 本のファイバーで求めた値から、この範囲での減衰長は

$$165.8 \pm 6.9 \text{ cm}$$

となった。誤差は各値の誤差の 2 乗和をとった。

## F.5 測定結果について

波長変換ファイバー自身の減衰長 ( $l$  が大きい範囲) はおよそ 350cm とされており、もしこの値がコアモードが優勢な範囲であるとするならば、シンチレーターに埋められたファイバーでも同じ値が求められるはずである。ファイバーはオプティカルセメントでシンチレーターに接着されているが、コア部分にその影響は無いと考えられる。

しかし、このように大きな検出器を考えると、減衰長は当然押えておくべき値であり、この検出器の導入を薦める言葉も説得力を持ち得ない。出来るだけ早急に測定を行い、検出器の性能をより明確にしたいと考える。

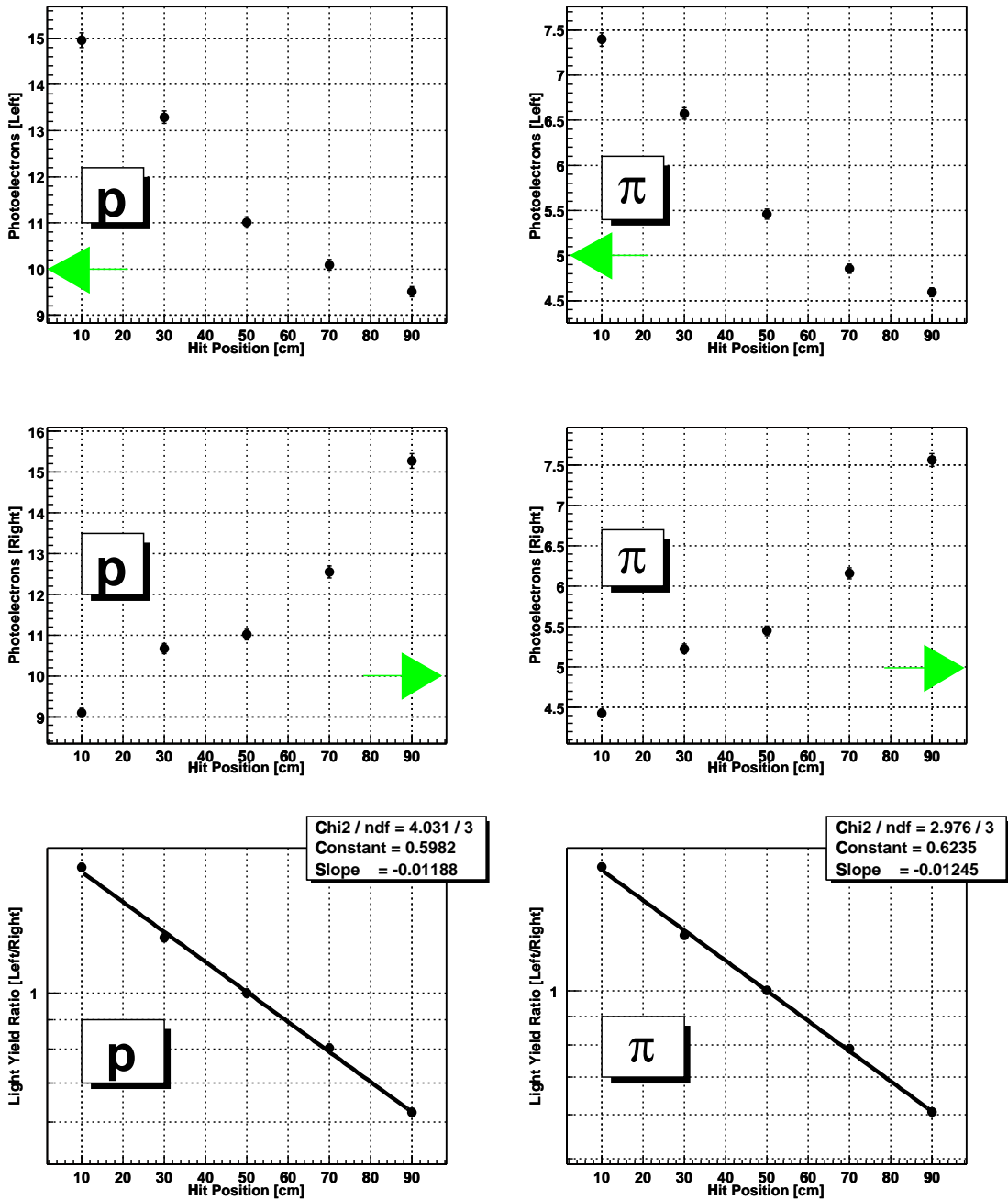


図 F.3: 減衰長の測定結果。上2行の分布は各測定点での光量分布。縦軸は光量、横軸は図 F.2にあるビームの照射位置。左列は入射粒子が p のとき、右列は  $\pi$  のときの分布である。各分布中の矢印は読み出された方向である。各列で、上の2つの分布の光量比を取ったものが最下段の分布である。フィットは指数関数を用いている。

## 付 録 G 時間情報を用いた位置分解能の測定

大きな検出器の場合、読み出された信号は波長変換ファイバーを伝わる中で減衰したものである。今回の様に検出器の両側から信号を読み出すとき、その時間差を用いて粒子の通過位置を決定することができれば、そこから元の光量を予測することが出来る。当然、粒子の通過位置を2次的に知ることも出来る。

以下の議論では、波長変換ファイバー中での光の伝搬速度を計算し、両読み出ししたときの時間分解能を求め、これらから位置分解能を計算する。測定に用いた検出器は時間分解能の測定(図7.1)と同じものである。解析に用いたデータは正電荷、運動量 700MeV/c、検出器に用いたシンチレーターの散乱体濃度は  $10^7$  である。

### G.1 カット後の時間分布

前節同様、TOF 等を用いてイベントにカットをかけ、解析に用いる事が出来るイベントを選び出す。図7.2にある0付近を除いたイベントに対し、左右の MAPMT の信号の時間差をプロットしたものが図 G.1 である。

この図は、縦軸にイベント数、横軸に左右の MAPMT の信号の時間差をとったものである。左の青い分布は  $\pi$ 、右の赤い分布は p である。この分布を正規分布でフィットし、そのときの平均値と  $\sigma$ (標準偏差) を計算に用いる。

### G.2 ファイバー中の光の伝搬速度

図 G.1 の様にフィットして求めた時間差を、粒子の入射位置に対してプロットしたものが図 G.2 である。横軸には入射位置から MAPMT までの距離の左右の差を、縦軸には時間差をとっている。

この分布を直線でフィットしたときの傾きから、p、 $\pi$  それぞれに対して 8.3[nsec/m]、7.9[nsec/m] という値を得た。それぞれの値をフィットしたときの誤差は 0.2%程度である。各点を持つ  $\sigma$  の平均値を重みとして 8.3[nsec/m](p)、7.9[nsec/m]( $\pi$ ) の平均を取ると、ファイバー中の光の伝搬速度は 8.0[nsec/m]、即ち

$$1.3 \times 10^8 \text{ [m/sec]}$$

という値となる。

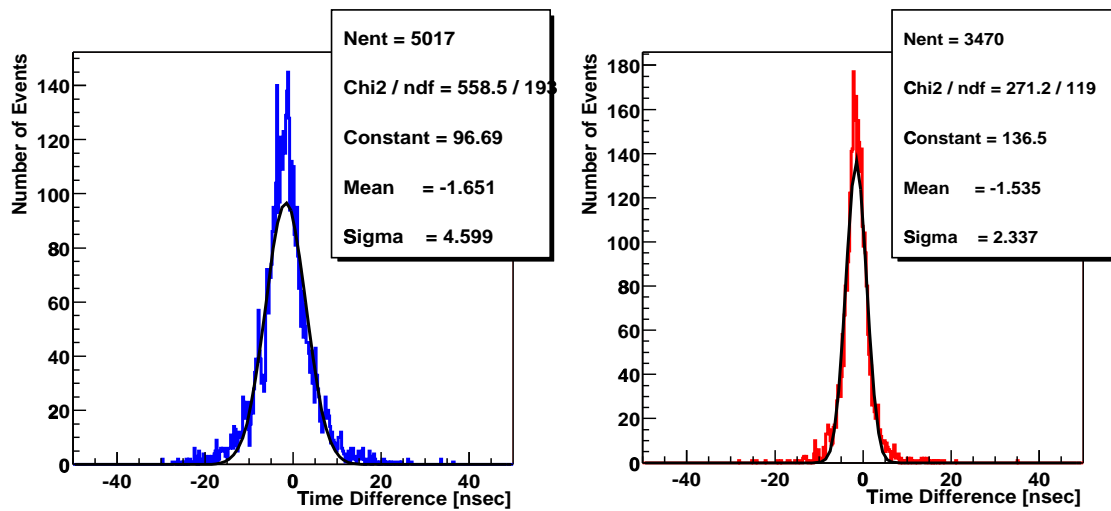


図 G.1: カットをかけた後の左右の時間差の分布。縦軸にイベント数、横軸に左右の MAPMT の信号の時間差をとっている。左の青い分布は  $\pi$ 、右の赤い分布は  $p$  である。フィットには正規分布を用いている。

### G.3 両読み出し時の時間分解能

図 G.1 の様にフィットした時の  $\sigma$  を、粒子の通過位置に対してプロットしたものが図 G.3 である。これを一定値と見なしてフィットすると、 $p$ 、 $\pi$  それぞれに対して 2.19[nsec]、4.39[nsec] である。

### G.4 位置分解能の評価

ここまでに得られた波長変換ファイバー中の光の伝搬速度  $1.3 \times 10^8$  [m/sec] と時間分解能 4.39[nsec]( $\pi$ )、2.19[nsec]( $p$ ) とを用いて、両読み出しの信号の時間差から分かる粒子の位置分解能は MIP に対して 57cm、 $p$  に対して 28cm となった。

時間情報を用いた位置分解能を悪くしている要因として、第 7.2 節と同様、光量のばらつきが考えられる。図 G.4 は、横軸に左右の MAPMT の信号の時間差を、縦軸に隣のファイバーで読み出した ADC 値をとっている。これを横軸に射影したものが図 G.1 であった。

この図から分かるように、左右に大きく広がるイベントは光量小さいものである。これらのイベントが時間分解能を悪くし、同時に位置分解能を悪くしている。この位置情報を良くするには、全体の光量を大きくする必要がある。



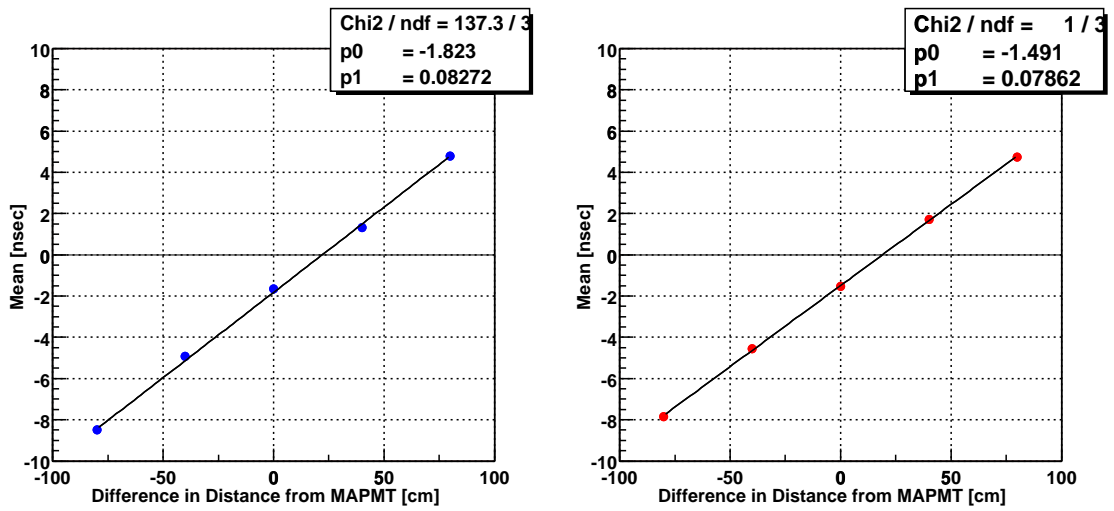


図 G.2: 左右から読み出した信号の時間差。縦軸にイベント数、横軸には左右から読み出したときの、粒子の入射位置から MAPMT までの距離の差をとっている。右上の [p1] がフィットしたときの傾きを表している。

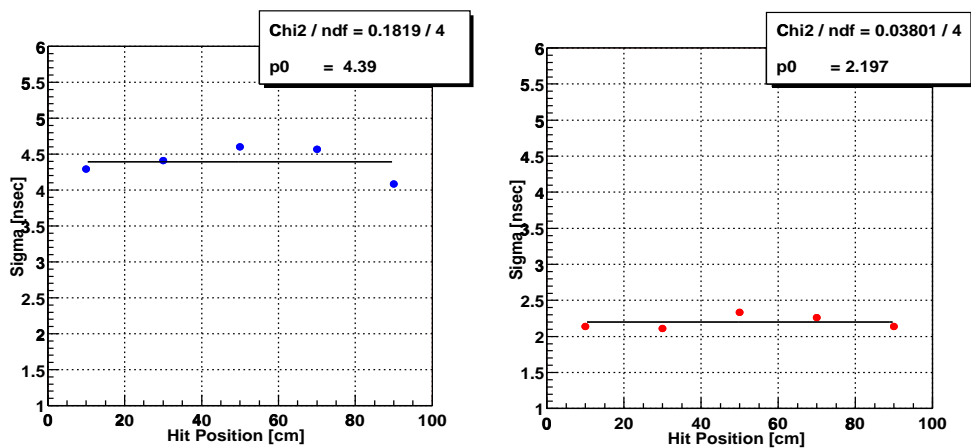


図 G.3: 両読み出した時の検出器の時間分解能と位置依存性 (散乱体濃度  $10'$ )。横軸は 100cm ある検出器中での粒子の通過位置、縦軸は時間分布の  $\sigma$  である。左の青い分布は  $\pi$ 、右の赤い分布は p である。

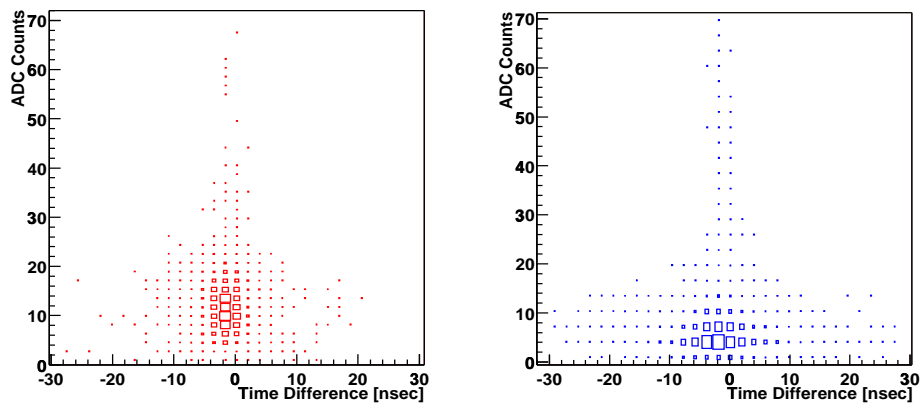


図 G.4: 左右の MAPMT の信号の時間差と ADC 値との相関図。横軸は左右の MAPMT の信号の時間差、縦軸は隣のファイバーで読み出した ADC 値。左の青い分布は  $\pi$ 、右の赤い分布は  $p$  である。

## 関連図書

- [1] K. Kodama *et al.*  
“Observation of Tau Neutrino Interaction”  
*Phys. Lett.* **B504**, 218 (2001) hep-ex/0012035
- [2] D.E.Groom *et al.*, *Eur.phys.J.C* **15**, 1 (2000).
- [3] “Measurement of the solar electron neutrino flux with the Homestake chlorine detector”,  
B.T.Cleveland *et al.*, *Astrophys. J. Lett* **496**, 505 (1998)
- [4] W. Hampel *et al.*,  
“GALLEX solar neutrino observation : results for GALLEX IV”  
*Phys.Lett.* **B447**, 127 (1999),
- [5] J.N. Abdurashitov *et al.*,  
“Measurement of the solar neutrino capture rate with gallium metal”  
*Phys.Rev.* **C60**, 055801 (1999), astro-ph/9907113
- [6] M. Altmann *et al.*,  
“GNO SOLAR NEUTRINO OBSERVATIONS: RESULTS FOR GNO I”  
*Phys.Lett.* **B490**, 16 (2000), hep-ex/0006034
- [7] Y. Fukuda *et al.*, *Phys. Rev. Lett* **77**, 1683 (1996)
- [8] S. Fukuda *et al.*,  
“Solar and neutrino measurements from 1258 days of Super-Kamiokande data”,  
*Phys. Lett.* **86**, 5651 (2001), hep-ex/0103032
- [9] Q.R.Ahmad *et al.*, *Phys. Rev. Lett* **87**, 071301 (2001)
- [10] K. Daum *et al.*,  
“Determination of the atmospheric neutrino spectra with the Frejus Detector”,  
*Z.Phys.* **C66**, 417 (1995)
- [11] M. Aglietta *et al.*  
“Experimental study of atmospheric neutrino flux in the NUSEX experiment”  
*Europhys.Lett.*, **8**, 611 (1989),
- [12] R.Becker-Szendy *et al.*,  
*Phys.Rev.Lett.*, **D46**, 3720 (1992)

- [13] Y. Fukuda *et al.*,  
 “Atmospheric  $\nu_\mu/\nu_e$  ratio in the multiGeV energy range,”  
*Phys. Lett. B* **335**, 237 (1994).
- [14] Y. Fukuda *et al.*, “Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos”,  
*Phys. Rev. Lett.* **81**, 1562 (1998), hep-ex/9807003
- [15] T. Kafka *for the collaboration*  
 “Recent Atmospheric neutrino results from Soudan-2”,  
*Nucl.Phys.Proc.Suppl.*, **87**, 186 (2000), hep-ex/9912060
- [16] C. Athanassopoulos *et al.*  
 “Evidence for  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oscillations from the LSND Experiment at LAMPF”  
*Phys. Rev. Lett.*, **77**, 3082 (1996), nucl-ex/9605003
- [17] A.Suzuki *et al.*,  
 “Design,construction,and operation of SciFi Tracking detector for K2K experiment”  
*Nucl. Instr. Meth.*, Vol.A453, pp.165-176 (2000), hep-ex/0004024
- [18] 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”  
 神戸大学大学院自然科学研究科修士論文 (1997).
- [19] T Maruyama,  
 “First Observation of Accelerator Origin Neutrino Beam After Passing Through  
 250km of Earth”  
 PhD thesis, Tohoku University (2000)
- [20] “光電子増倍管—その基礎と応用—”, 浜松ホトニクス
- [21] “SCINTILLATION MATERIALS”, KURARAY
- [22] “放射線計測”, 加藤 貞幸著 培風館
- [23] 加藤 一成,  
 “K2K 長基線ニュートリノ振動実験における液体シンチレータ飛跡検出器の開発と  
 その基本特性及び  $p/\pi$  識別能力の評価”,  
 京都大学大学院理学研究科修士論文 (2001).
- [24] 衛藤 雅之,  
 “KEK-PS E362 実験で使うシンチレーティングファイバートラッカーの最適化と特性”,  
 東海大学大学院理学研究科修士論文 (1997).