

修士学位論文  
散乱体入り液体シンチレータを用いた  
ファイバー読み出し型粒子飛跡検出器の研究

神戸大学 大学院 自然科学研究科

博士課程前期課程 物理学専攻

中田 太志

平成15年2月18日

## 概要

我々は次期ニュートリノ振動実験 (JHF - 神岡ニュートリノ計画) に向けて、新しい検出器の開発を進めている。ニュートリノは電氣的に中性で、弱い力を通してのみ相互作用する。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可能な、大面積を覆う安価な粒子飛跡検出器の開発に取り組んだ。

この検出器は、液体シンチレータからの信号を波長変換ファイバーとマルチアノード光電子増倍管で読み出すものである。我々は、このタイプの検出器で通常行なわれるセグメント化は行わず、酸化チタンの散乱体を混入することでシンチレーション光の広がりを抑え、粒子通過位置を特定するという独自のアイデアに基づく検出器の開発を行った。

波長変換ファイバーを 1cm に張りめぐらしたプロトタイプ検出器を用い、宇宙線テストやビームテストにより散乱体濃度や散乱体の最適化を行い、その特性を調べた。その結果、最小電離粒子通過位置の最近接ファイバーからの平均光量  $18.2 \pm 0.9 \text{ p.e.}$ 、ヒット検出効率  $99.5 \pm 0.2\%$ 、位置分解能  $0.19 \pm 0.01 \text{ cm}$  を得た。

# 目次

<b>1</b>	<b>序論</b>	<b>8</b>
1.1	ニュートリノ	8
1.2	ニュートリノ振動	8
1.3	ニュートリノ振動の観測	10
1.3.1	太陽ニュートリノ問題	10
1.3.2	大気ニュートリノ異常	12
1.3.3	LSND 実験	14
1.3.4	Kam-LAND 実験	16
1.3.5	K2K 実験	18
<b>2</b>	<b>JHF ニュートリノ計画</b>	<b>22</b>
2.1	実験の概要	22
2.2	測定方法	22
2.3	ニュートリノビーム	23
2.4	ビームモニター	25
2.5	前置検出器	25
2.6	後置検出器	25
<b>3</b>	<b>新しい検出器</b>	<b>27</b>
3.1	開発動機	27
3.2	検出器に対する要請	27
3.3	問題点	29
3.4	散乱体入り液体シンチレータを用いた検出器	30
3.5	構成要素	31
3.5.1	液体シンチレータ	31
3.5.2	波長変換ファイバー	32
3.5.3	マルチアノード光電子増倍管 (MAPMT)	34
3.5.4	散乱体	36
<b>4</b>	<b>宇宙線テスト 実験</b>	<b>39</b>
4.1	使用した散乱体	39
4.2	セットアップ	39
4.3	データ収集システム	41
4.4	解析	41
4.4.1	光量キャリブレーション	41
4.4.2	光量決定の方法	41
4.5	結果	43
<b>5</b>	<b>ビームテスト 実験</b>	<b>45</b>
5.1	実験の概要	45
5.2	セットアップ	45
5.2.1	$\pi^2$ ビームライン	45
5.2.2	検出器のセットアップ	46
5.2.3	検出器	47
5.2.4	データ収集システム	47

5.3	イベントセレクション	48
5.3.1	TOFによる粒子識別	49
5.3.2	SciFiシートを用いた粒子の通過位置の決定	49
5.4	実験結果	51
5.4.1	光量と光の広がり	51
5.4.2	位置分解能	53
5.4.3	検出効率	56
5.4.4	ノイズについて	58
5.5	ビームテストの結論	60
<b>6</b>	<b>散乱体の最適化</b>	<b>61</b>
6.1	酸化チタンの種類と沈澱速度	61
6.2	宇宙線実験	61
6.2.1	セットアップとデータ収集システム	61
6.2.2	散乱体濃度の決定	62
6.2.3	データ収集システム	63
6.2.4	解析	63
6.3	結果	67
<b>7</b>	<b>結論</b>	<b>69</b>
<b>8</b>	<b>今後の課題</b>	<b>70</b>
<b>A</b>	<b>ストークスの法則</b>	<b>72</b>
A.1	レイノルズ数	72
A.2	終端速度	72

# 目次

1	太陽ニュートリノの生成過程別に見たエネルギーフラックス	11
2	大気ニュートリノの生成過程	12
3	$\nu_e$ と $\nu_\mu$ の天頂角分布	14
4	2ニュートリノ振動の場合の実験感度	15
5	Kam-LAND 検出器の概観図	16
6	Kam-LAND 実験で観測されたエネルギースペクトル	17
7	Kam-LAND 実験の最新結果	17
8	K2K 実験の全体図	18
9	KEK ニュートリノビームライン	19
10	前置検出器の概観図	20
11	SK で検出された人工ニュートリノ起因の事象のエネルギー分布	21
12	K2K 実験で得られたニュートリノ振動のパラメータ	21
13	神岡と東海村の位置関係	23
14	JHF におけるニュートリノビームライン	24
15	Super-Kamiokande の概観図	25
16	SK 検出器で観測されたニュートリノイベントの 1 例	26
17	新しい検出器の形状	28
18	検出原理	29
19	液体シンチレータを用いた粒子飛跡検出器の例	30
20	シングルクラッド型/マルチクラッド型ファイバーの概略図	33
21	波長変換ファイバー Y-11 の吸収・発光スペクトル	34
22	マルチアノード光電子増倍管 H6568 の概略図	35
23	マルチアノード光電子増倍管 H6568 の分光感度曲線	35
24	分光反射率曲線	37
25	酸化チタンの結晶格子図	38
26	アナタース形とルチル形の反射率曲線	38
27	宇宙線実験のセットアップ	40
28	宇宙線実験のトリガーロジック	41
29	1p.e. ピークのフィット図	42
30	宇宙線通過時の ADC 分布	43
31	粒子の通過位置からの距離と光量の関係	43
32	KEK $\pi^2$ ビームライン	45
33	KEK $\pi^2$ ビームラインにおけるセットアップ	46
34	シンチレーティングファイバーシート	47
35	ビームテストで使用した検出器の写真	48
36	検出器の概観図	48
37	データ収集用トリガーロジック	49
38	陽子、 $\pi$ 中間子のシンチレータに対する $dE/dx$	50
39	TOF のタイミング信号の分布	50
40	TOF のタイミング信号を用いたカットの位置	51
41	最近接ファイバーの平均光量	52
42	1 層分の各ファイバーから得られる平均光量の和	52
43	各ファイバーの平均光量分布	53
44	散乱体濃度と光の広がり	54

45	光量分布の一例 . . . . .	54
46	$\pi$ が通過したときの残差分布 . . . . .	55
47	各散乱体濃度の位置分解能 . . . . .	56
48	$\pi^+$ が通過したときの最近接ファイバーのペDESTALとその ADC 分布 . . . . .	57
49	散乱体濃度 1.2g/l でのヒット検出効率 . . . . .	57
50	ランダムトリガーイベントの ADC 分布 . . . . .	58
51	ヒットイベント中のノイズの割合 . . . . .	59
52	ノイズも考慮した検出効率 . . . . .	59
53	宇宙線実験のトリガーロジック . . . . .	62
54	宇宙線実験のセットアップの概観図 . . . . .	63
55	BC-517L に CR-63 を混入したときの見た目の変化 . . . . .	63
56	CR-63 を用いた再現性の確認 . . . . .	65
57	平均光量分布 . . . . .	66
58	残差分布 . . . . .	67
59	単一球の抵抗係数 . . . . .	73

# 表 目 次

1	直接測定によるニュートリノの質量の上限値 [5]	8
2	太陽ニュートリノの種類と対応する核融合反応	10
3	太陽ニュートリノの観測結果	11
4	SK で測定された R の値	13
5	K2K 実験と JHF- $\nu$ 実験の比較	22
6	液体シンチレータの特性	32
7	マルチアノード光電子増倍管 H6568-00 のデータシート	36
8	アナタース形とルチル形の比較	38
9	酸化チタンの特性	39
10	粒子通過位置の最近接ファイバーから得られる平均光量と、2.5cm 離れたファイバーから得られる平均光量。	44
11	ビームテストで取ったデータ	49
12	酸化チタンの種類 [23]	62
13	BC-517L と CR-63 を用いた再現性の確認。	64
14	平均光量と光の広がり	65
15	検出効率	67
16	宇宙線実験の結果	68

# 1 序論

## 1.1 ニュートリノ

現在の素粒子の標準模型は、6種類のクォーク（これらはそれぞれ3種類の色をもつ）と6種類のレプトン、4種類のゲージボゾンから構成されていると考えられている。分類としては、クォークは強い相互作用をする粒子、レプトンは強い相互作用をしない粒子である。ゲージボゾンは力を媒介する粒子である。レプトンは、3種類の荷電レプトンと、それに対応した3種類の中性レプトンに分類される。3種の中性レプトンはニュートリノと呼ばれ、他の粒子とは異なる性質をもつ。電荷をもつレプトンには電子( $e$ )、ミュー粒子( $\mu$ )、タウ粒子( $\tau$ )の3世代があり、ニュートリノにはこれに対応する電子ニュートリノ( $\nu_e$ )、ミューニュートリノ( $\nu_\mu$ )、タウニュートリノ( $\nu_\tau$ )の3世代がある。このニュートリノの異なる性質というのは、一つは電氣的に中性であるため、力の小さい重力相互作用を無視すると弱い相互作用にしか関与しないということ。もう一つは、極端に質量が小さいということである。

弱い相互作用しかしないという性質のため、ニュートリノの直接検出は非常に難しい。そのため、1931年にW.Pauli[1]によってその存在の仮説が提唱され、1935年にFermiによって理論づけられたにも関わらず、その存在が確認されるのは1956年のことである。また、現在の素粒子の標準模型[2][3][4]は素粒子の世界を非常によく記述しているが、その中においてこれら3種類のニュートリノの質量は0と仮定されている。しかし、その質量が0である理論的根拠は何もない。これまでの実験ではニュートリノの質量の直接測定には成功しておらず、その上限値を与えるだけにとどまっている。これを表1に示す。

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

ニュートリノが有限の質量をもつことが証明できれば、素粒子の標準模型を超える初めての実験事実となる。また、宇宙の質量の90%以上を占めると考えられている暗黒物質(ダークマター)にはいくつかの候補があるが、特にホットダークマターの有力な候補になり得る。このようにニュートリノが質量をもつか否かは、素粒子物理学のみならず宇宙物理学にも重大な影響を及ぼす。

表 1: 直接測定によるニュートリノの質量の上限値 [5]

Flavor	質量の上限値	実験
$\nu_e$	3 eV	3 重水素の $\beta$ 崩壊
$\nu_\mu$	190keV(90% C.L.)	$\pi$ 崩壊
$\nu_\tau$	18.2MeV(95% C.L.)	$e^+e^-$ 加速器での $\tau$ 崩壊

## 1.2 ニュートリノ振動

ニュートリノに質量が存在し、且つ質量の固有状態間で質量に差がある。更に弱い相互作用の固有状態と質量の固有状態との混合角が0でない。という2つの条件を満たすとき、弱い相互作用



用の固有状態間で遷移が起こる。これをニュートリノ振動という。

レプトンの混合は3行3列のユニタリー行列 (Maki-Nakagawa-Sakata[7](MNS)matrix) を用いて以下のように表すことが出来る。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = [U_{\alpha i}] \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1)$$

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & C_{23} & S_{23} \\ 0 & -S_{23} & C_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_{13} & 0 & S_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -S_{13}e^{i\delta} & 0 & C_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_{12} & S_{12} & 0 \\ -S_{12} & C_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2)$$

$$= \begin{pmatrix} C_{12}C_{13} & S_{12}C_{13} & S_{13}e^{-i\delta} \\ -C_{12}S_{23}S_{13}e^{i\delta} - S_{12}C_{23} & -S_{12}S_{23}S_{13}e^{i\delta} + C_{12}C_{23} & S_{23}C_{13} \\ -C_{12}C_{23}S_{13}e^{i\delta} + S_{12}S_{23} & -S_{12}C_{23}S_{13}e^{i\delta} - C_{12}S_{23} & C_{23}C_{13} \end{pmatrix} \quad (3)$$

ここで、 $\alpha=e,\mu,\tau$ は弱い相互作用の固有状態を、 $i=1,2,3$ は質量の固有状態を、 $S_{ij}(C_{ij})$ は $\sin\theta_{ij}(\cos\theta_{ij})$ を表している。 $\theta_{ij}$ は混合角、 $\delta$ はCP不変に関する位相である。

弱い相互作用の固有状態 $\alpha$ であったエネルギー $E_\nu[GeV]$ のニュートリノが、距離 $L[km]$ 飛行した後に弱い相互作用の固有状態 $\beta$ として観測される確率は

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} Re(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \cdot \sin^2 \Phi_{ij} \pm 2 \sum_{i>j} Im(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \cdot \sin 2\Phi_{ij} \quad (4)$$

と、表される。ここで、

$$\Phi_{ij} \equiv \Delta m_{ij}^2 L / 4E_\nu = 1.27 \Delta m_{ij}^2 [eV^2] L [km] / E_\nu [GeV] \quad (5)$$

である。式中の $\pm$ はCP不変性の破れによるもので、 $-$ はニュートリノの場合、 $+$ は反ニュートリノの場合を表している。3種のニュートリノに対して、 $\Delta m_{12}^2 + \Delta m_{23}^2 + \Delta m_{31}^2 = 0$ であるから、2つの独立な $\Delta m^2$ だけが存在する。すなわち、3世代間のニュートリノ振動は、2つの $\Delta m^2$ 、3つの混合角( $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{31}$ )と、1つの位相( $\delta$ )で記述される。

通常、3世代の混合ではなく2世代の混合で十分である。以下に2ニュートリノでの振動の式を示す。時刻 $t=0$ で弱い相互作用の固有状態 $\alpha$ であったニュートリノが、時刻 $t=t$ で弱い相互作用の固有状態 $\beta$ で出現する確率は、

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2 2\theta \cdot \sin^2 \left( 1.27 \frac{\Delta m^2 [eV^2] \cdot L [km]}{E [GeV]} \right) \quad (6)$$

と表せる。

上述のようにニュートリノの質量は非常に小さく、その直接測定は難しい。ニュートリノ振動が実験的に観測できれば、振動確率 $P$ 、距離 $L$ 、エネルギー $E$ を式6に代入することにより、振動のパラメータ $\sin^2 2\theta$ と $\Delta m^2$ の値がとり得る領域を求めることが出来る。それによって、ニュートリノの質量の大きさを限定することが出来る。すなわち、ニュートリノ振動は最もニュートリノの質量に敏感な現象と思われるので、その有無の検証に適している。ニュートリノ振動が実験的に観測されれば、それはニュートリノに有限の質量が存在することの証明となる。

## 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、ニュートリノ振動を観測したと報告している実験結果として次のようなものがある。

- 太陽ニュートリノ問題
- 大気ニュートリノ異常
- LSND 実験
- Kam-LAND 実験
- K2K 実験

これらについて、以下で言及していく。

### 1.3.1 太陽ニュートリノ問題

46 億年輝き続けてきた太陽のエネルギー源は水素の核融合反応である。太陽中心ではこの核融合反応によってニュートリノが発生している。太陽で発生するニュートリノ (太陽ニュートリノ) は、関与する核融合反応によって、pp-ニュートリノ、pep-ニュートリノ、 ${}^7\text{Be}$ -ニュートリノ、 ${}^8\text{B}$ -ニュートリノ、Hep-ニュートリノ、などと呼ばれ、エネルギーは 0~18MeV 程度までの広い範囲にわたっている (表 2)。太陽ニュートリノのエネルギースペクトルを図 1 に示す。

表 2: 太陽ニュートリノの種類と対応する核融合反応

名称	対応する核融合反応	ニュートリノのエネルギー (MeV)
pp-ニュートリノ	$p+p \rightarrow d+e^++\nu_e$	0~0.420
pep-ニュートリノ	$p+e^-+p \rightarrow d+\nu_e$	1.442
${}^7\text{Be}$ -ニュートリノ	${}^7\text{Be}+e^- \rightarrow {}^7\text{Li}+\nu_e$	0.862(89.7%),0.384(10.3%)
${}^8\text{B}$ -ニュートリノ	${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^++e^++\nu_e$	0~15
Hep-ニュートリノ	${}^3\text{He}+p \rightarrow {}^4\text{He}+\nu_e+e^+$	0~18.77

太陽ニュートリノがまれにしか物質と反応しないため、太陽ニュートリノの検出実験は難しい。地球表面には  $1\text{cm}^2$  当たり、毎秒 660 億個ものニュートリノが降り注いでいるのにも関わらず、数百トンの検出器で数日間かけてやっと 1 事象程度しか捉えることが出来ない。現在最も感度の高い、日本の SK 実験でも 1 日十数事象程度である。

現在までに世界中で種々の太陽ニュートリノ実験が行われている。それらは違った手法を用いて、異なるエネルギー領域の太陽ニュートリノを計測している。最初の太陽ニュートリノ検出実験である塩素を標的としたアメリカの実験 (ホームステーキ実験) は、エネルギー閾値が 814keV で、 ${}^7\text{Be}$ -ニュートリノと  ${}^8\text{B}$ -ニュートリノを捕えられる。

水を標的とした日本のカミオカンデ、SK は、閾値が 5.5MeV まで下がったが、 ${}^8\text{B}$ -ニュートリノしか捕えられない。しかし、カミオカンデはニュートリノの飛来方向がわかるため、1988 年に初めて太陽からニュートリノがきていることを直接示した。SK は数千の太陽ニュートリノ事象を捕えて高精度でカミオカンデの結果を確認している。

ガリウムを標的とした、ロシアのバクサン研究所の SAGE とイタリアのグランサッソ研究所の GALLEX 実験は、閾値が 235keV で全てのニュートリノに感度がある。両実験は 1991 年に、pp-ニュートリノを含む太陽ニュートリノが理論から予想されるよりも少ないことを示した。上記

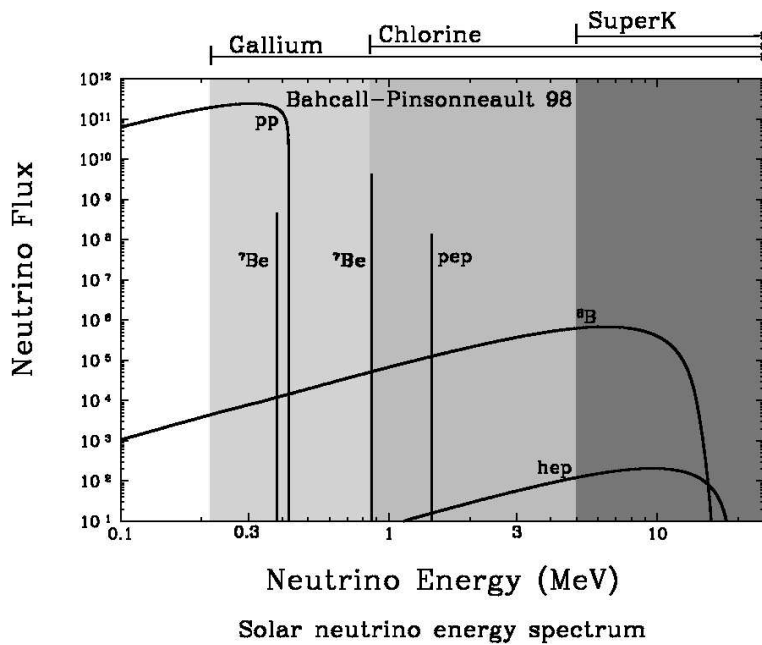


図 1: 太陽ニュートリノの生成過程別に見たエネルギーフラックス

の実験から得られた測定結果を、標準太陽モデルの値との比で表 3 に示す。

全ての実験データは標準太陽モデルから期待される強度のほぼ半分か、それ以下しかない。こ

表 3: 太陽ニュートリノの観測結果

実験	エネルギー閾値	測定値/理論値
塩素実験	814keV	0.34 [8]
カミオカンデ	7.0MeV	0.54 [9]
SAGE	235keV	0.52 [10]
GALLEX	235keV	0.60 [11]
SK	5.5MeV	0.49 [12]

れが” 太陽ニュートリノ問題” と言われているものである。当初は太陽のモデルの問題か、あるいは実験の系統的効果か、といわれていたこともあるが、研究の進んだ現在ではそうした可能性は少なく、ニュートリノ振動のためであるとされている。ニュートリノ振動はニュートリノのエネルギーによって振動の大きさが変化するので、エネルギーによって変化の割合が異なるのはニュートリノ振動を強く示唆している。

太陽ニュートリノの振動解析は全ての実験を統合して、そして太陽モデルによるニュートリノ強度の値を用いて行う。今までの実験結果を全て説明するようなニュートリノ振動の可能解は 3 つある。1 つは MSW<sup>1</sup> の大混合角度解といわれるもので、混合角は大きく質量差はおよそ  $10^{-5} \sim 10^{-4} eV^2$  程度。もう 1 つは MSW の小混合角度解といわれるもので、混合角は小さく  $10^{-3}$  以下で、質量差は  $10^{-5} eV^2$  程度である。最後の 1 つは真空振動解で質量差は、 $10^{-11} \sim 10^{-10} eV^2$  程度である。

上記の実験結果からみるように、ニュートリノ振動が起こっていることはほぼ確実と思って

<sup>1</sup> 太陽中の物質の効果を考慮することで、真空中の混合が小さくても大きな遷移をおこすことが可能である。これを MSW 効果という。

よい。しかし、解が一つに定まっていないことや、解を求めるときに太陽モデルに基づいた強度計算に依存していることから、万人を疑いなく説得するまでには至っていない。太陽ニュートリノが振動しているという確実な証拠を手に入れるには、太陽モデルによる強度計算に依存しないニュートリノ振動の証拠を得る必要がある。

### 1.3.2 大気ニュートリノ異常

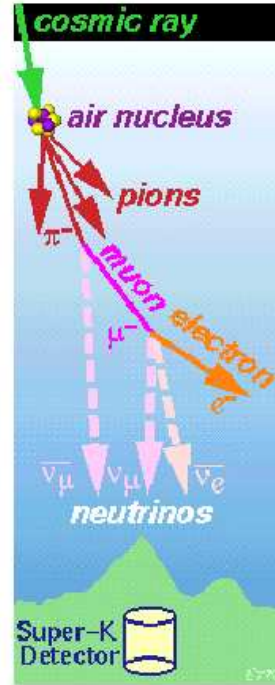


図 2: 大気ニュートリノの生成過程

大気ニュートリノとは、宇宙線が大気で作るニュートリノである。その主な生成過程は次のようなものである。まず、宇宙線陽子が大気の原子核と反応してパイ中間子 ( $\pi$ ) を作り、それが空中でミューニュートリノ、ミューオンの 2 体に崩壊する。このミューオンが更に電子、ミューニュートリノ、電子ニュートリノの 3 体に崩壊する (図 2)。この続けて起こる 2 つの過程を式で書くと次のようになる。



結局、1 個のパイ中間子が崩壊すると、合計 2 個のミューニュートリノと 1 個の電子ニュートリノを生じることになる。パイ中間子から生まれたニュートリノは理論的には

$$\frac{\nu_{\mu}}{\nu_e} = \frac{\text{ミューニュートリノの数}}{\text{電子ニュートリノの数}} = 2 \quad (8)$$

となる。パイ中間子が崩壊したときに最終的に生じる電子と 3 つのニュートリノは、ほぼエネルギーの平均値が等しく (パイ中間子のエネルギーの  $1/4$ )  $\nu_{\mu}$  と  $\nu_e$  の強度の 2 対 1 という比は高エネ

ルギ-以外では、ほぼ成り立つ。ところが1998年6月に、SK実験が圧倒的に大量の実験データを用いた統計精度の高い実験で、この比が2よりも大幅に小さく、この理論値の約6割しかないことを確認した。さらに、この $\nu_\mu/\nu_e$ 比だけでなく、ニュートリノの天頂角分布にも精度の高い結果で異常を発見した。この結果は系統誤差が非常に小さく、ニュートリノ振動を確立する決め手となった。以下で実験の詳細をみていく。

SKでは、水チェレンコフ検出器を用いて

$$\begin{aligned}\nu_\mu + n &\rightarrow \mu + p \\ \nu_e + n &\rightarrow e + p\end{aligned}\tag{9}$$

という荷電カレント反応から生じる $\mu$ 及び $e$ を検出することによって、ニュートリノのフラックスを求めている。上の反応の断面積等の不定性は、 $\mu/e$ のフレーバー比をとることのできる部分キャンセルすることができる。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

$$R = \frac{(\nu_\mu/\nu_e)_{DATA}}{(\nu_\mu/\nu_e)_{MC}}\tag{10}$$

を用いる。ここでDATAは実験結果を、MCは装置の特性や観測エネルギー領域等を考慮した、ニュートリノ振動が無い場合のモンテカルロシミュレーションを表す。もし、大気ニュートリノのモンテカルロシミュレーションが現象を正確に再現しているならば、ニュートリノ振動が無い場合、この値は1とならなければならない。表4にSKで測定された結果を示す。Sub-GeVとは、電子の

表 4: SK で測定された R の値。R の誤差の第一項は系統誤差、第二項は統計誤差である。

実験	観測時間 (kton· year)	R
SK(Sub-GeV)	70	$0.652^{+0.019}_{-0.018} \pm 0.051$
SK(Multi-GeV)	70	$0.668^{+0.035}_{-0.033} \pm 0.079$

運動量が100MeV/c以上、ミュー粒子のそれが200MeV/c以上、更にvisible energyが1.33GeV以下の事象のことである。Multi-GeVとは、電子の運動量が100MeV/c以上、ミュー粒子のそれが200MeV/c以上、更にvisible energyが1.33GeV以上の事象の事である。visible energyとは、チェレンコフ光の光量から求めたエネルギーである。結果を見てわかるように、Rの値は1よりも小さい。これを大気ニュートリノ異常という。この事はモンテカルロシミュレーションで予想されるよりも、実際は電子ニュートリノのフラックスが大きい、もしくは、ミューニュートリノのフラックスが小さい事を示唆している。

またSK実験は、ニュートリノフラックスの天頂角分布も発表している。天頂角とは、ニュートリノの荷電カレント反応から生じるレプトンの方向と、鉛直方向とのなす角 $\theta$ であり、 $\theta = 0$ 即ち $\cos\theta = +1$ が下向きを、 $\theta = \pi$ 即ち $\cos\theta = -1$ が上向きを表している。図3にそのグラフを示す。点がデータを表しているが、 $\nu_\mu$ にのみ上下非対称性が見られ、下向きのニュートリノに比べ、上向きのニュートリノは約半分しか観測されていない。上向きと下向きとでは、大気中でニュートリノが生成した位置から観測した位置までの距離が異なり、測定距離の異なるニュートリノ振動でこの非対称性を説明する事が出来る。図3の点線は、ニュートリノ振動を仮定したモンテカルロシミュレーションで、 $\Delta m^2$ と、 $\sin^2 2\theta$ を変数にとった時のベストフィットのグラフであり、

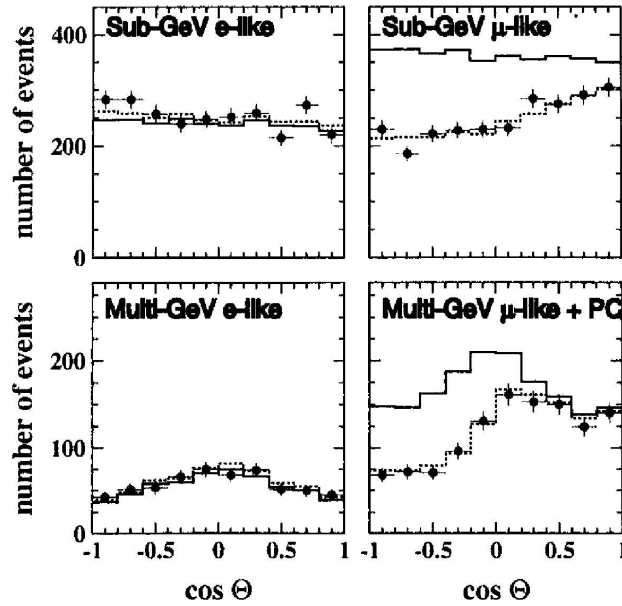


図 3:  $\nu_e$  と  $\nu_\mu$  の天頂角分布。  $\cos\theta = 1$  が下向きを表す。

変数の値は

$$\begin{cases} \Delta m^2 = 3.2 \times 10^{-3} eV^2 \\ \sin^2 2\theta = 1.0 \end{cases} \quad (11)$$

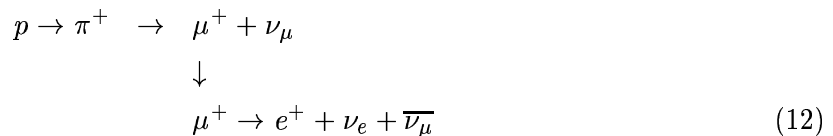
である。

### 1.3.3 LSND 実験

LSND 実験 (Liquid Scintillator Neutrino Detector) は加速器ニュートリノを用いたニュートリノ振動の検証の為に、1993 年から 1997 年までアメリカのロスアラモス研究所にて行われた。

加速器ニュートリノを使用する実験は、式 (6) 中の  $L/E$  の値の大小により、大きく 2 つに分ける事ができる。 $L/E$  が大きいものを長基線ニュートリノ振動実験、小さいものを短基線ニュートリノ振動実験と呼ぶ。この 2 つの主な違いは、2 つのパラメータ、 $\sin^2 2\theta$  と  $\Delta m^2$  の探索領域の違いである。短基線では、ニュートリノ源から検出器までの距離が短く立体角が大きいため、統計がかせげるメリットがある。その為、統計誤差を小さくする事ができ、振動確率が小さいパラメータに対してもその有意性を述べる事が出来る。その結果、同じ  $\Delta m^2$  に対して、より小さい  $\sin^2 2\theta$  領域まで探索する事が可能となる。また、 $L/E$  が異なれば、同じ  $1.27\Delta m^2 L/E$  に対しての  $\Delta m^2$  の値が異なり、長基線の方がより小さい  $\Delta m^2$  に対して感度があることになる。

LSND 実験は  $L/E \sim 1(m/MeV)$  と比較的小さく短基線に分類される<sup>2</sup>。この実験では、加速器で運動エネルギー 800MeV まで加速された陽子ビームを水標的に打ち込み、以下の過程で生成されるニュートリノを使用する。



<sup>2</sup> 長基線ニュートリノ振動実験の代表的なものは日本で現在進行中の K2K 実験であり、 $L/E \sim 190(km/GeV)$  である。

バックグラウンドの源となる  $\pi^-$ 、 $\mu^-$  は、遮蔽用の Fe と beam dump の Cu で難なく捕らえられる。また K 中間子やその他の重い中間子は、このエネルギー領域では無視することができる。 $36 < E_\nu < 52.8 \text{ MeV}$  のエネルギー領域において、 $\bar{\nu}_e$  の混入率は  $4 \times 10^{-4}$  と計算されている。解析には、 $\mu$  粒子の崩壊によって生成される  $\bar{\nu}_\mu$  から  $\bar{\nu}_e$  への振動モードと、 $\pi$  粒子の崩壊によって生成される  $\nu_\mu$  から  $\nu_e$  への振動モードの2つがある。

LSND グループはそのどちらでもニュートリノ振動を観測したと発表している [13][14]。振動確率を2ニュートリノで表した場合での振動可能パラメータ領域を図4[15]に示す。 $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$  辺りの灰色で塗られた領域が LSND の結果から許される領域である LMA とは太陽ニュートリノの Large Mixing Angle 解と言われるものである。<sup>3</sup>。

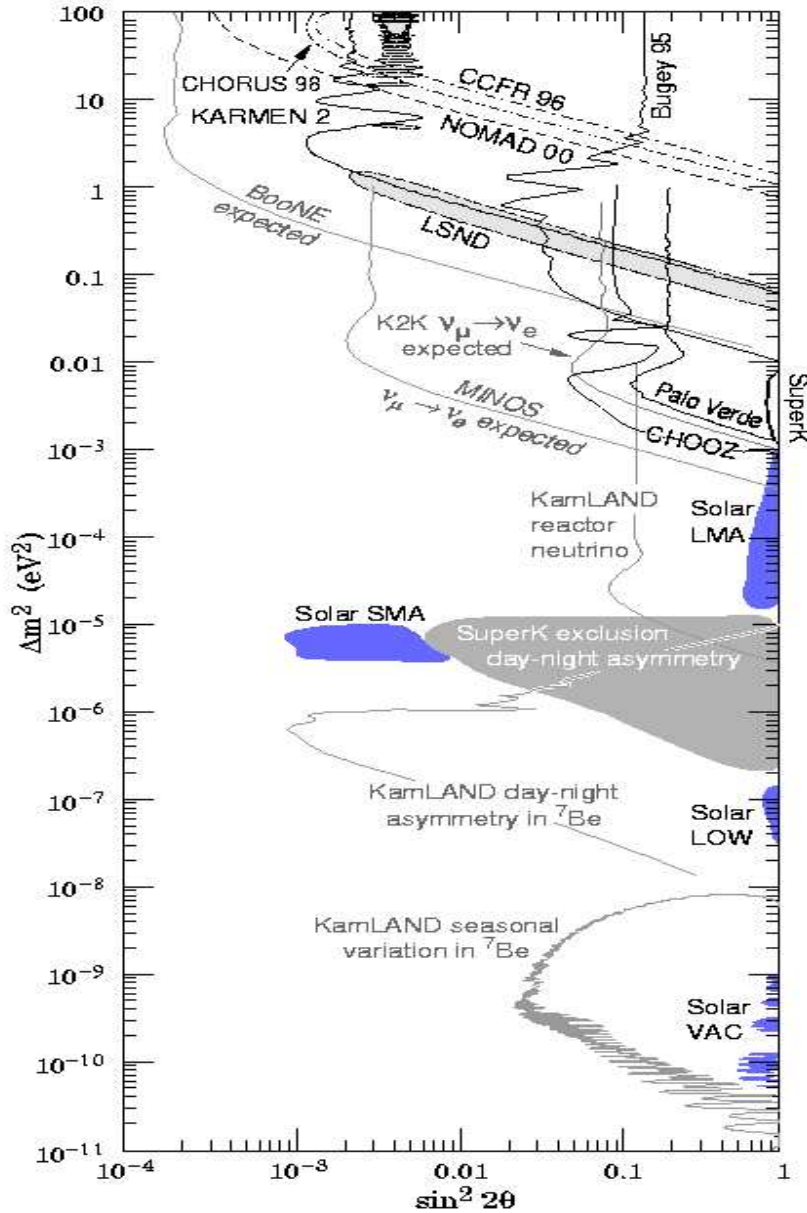


図 4: 2ニュートリノ振動の場合の実験感度

<sup>3</sup> 同様の実験を行なった Karmen 実験では、LSND 実験とは否定的な結果をだしている

### 1.3.4 Kam-LAND 実験

Kam-LAND(Kamioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector) 実験の目的は、原子炉から放射される反電子ニュートリノの振動を調査することである。Kam-LANDは1000トンの液体シンチレータを用いた、世界最大のニュートリノ検出器であり、SKと同じ岐阜県神岡町の鉱山、地下1000メートルに位置する。これは元々カミオカンデ検出器のあった場所に建設された。この検出器の最大の特長は、世界で例のない低放射能環境空間である。また、液体シンチレータの発光の優れた時間特性により、反電子ニュートリノを高い信頼度で識別することが可能となっている。図5に検出器の概観を示す。

Kam-LAND 検出器からは平均して180kmの範囲に、多数の原子力発電所が位置し、1年で数100事象が検出できる。原子炉で発生するニュートリノは反電子ニュートリノであるので、太陽ニュートリノ問題の最も有力な解を精密に検証できる。

Kam-LAND 実験では以下の反応を用いて  $\bar{\nu}_e$  を検出している。



まず、 $\bar{\nu}_e$  と液体シンチレータ中の陽子が反応し、陽電子と中性子を生じる。陽電子の運動エネルギーは  $\bar{\nu}_e$  のエネルギーから、閾値の1.8MeVをひいたものになる。陽電子はその運動エネルギーから、シンチレーション光を放しながら数cm飛行し、最後に液体シンチレータ中の電子と対消滅を起こしてエネルギー0.5MeVの2本のガンマ線を放出する。これらのガンマ線は反対方向にそれぞれ平均10cm程度飛行したあと、コンプトン散乱と光電効果により0.5MeVのエネルギーを放出する。これらの現象はニュートリノ反応から数ns以内に生じ、合計で  $E_\nu \sim 0.8\text{MeV}$  のエネルギーが放出される。一方、中性子は数10keV程度の反跳エネルギーを持ち、液体シンチレータ中の原子核と衝突を繰り返し熱中性子化し、平均170ns後に約30cm離れた所で陽子に吸収され、2.2MeVのガンマ線を出す。つまり、1つの反応に対して平均170 $\mu\text{s}$ 離れた2つの信号が出ることになる。この遅延同時信号をトリガーとし、それぞれのエネルギーカット、1つめの信号の反応点と2つめの信号の反応点が1m以上離れていない、といった条件を課して、最終的な信号を同定している。この遅延同時信号を用いることで、バックグラウンドを劇的に減らしている。

図6にKam-LAND実験で観測されたニュートリノのエネルギースペクトルを示す[16]。これ

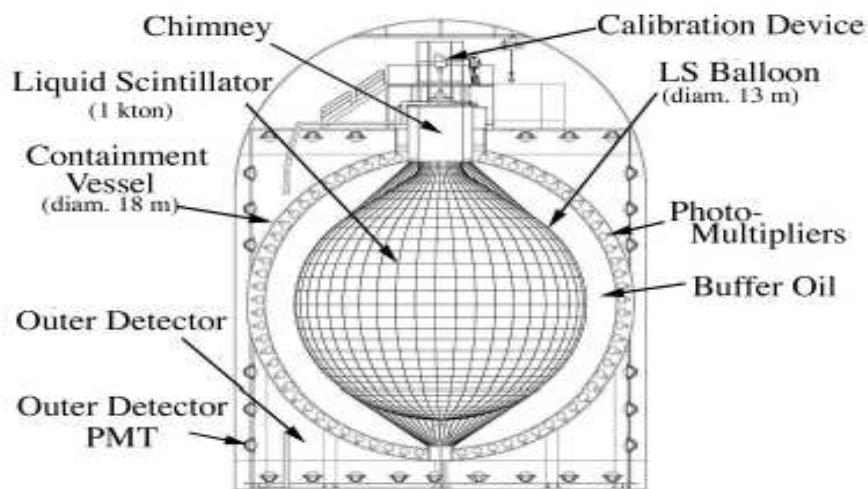


図5: Kam-LAND 検出器の概観図



は2002年3月から10月までのデータを用いたものである。横軸がニュートリノのエネルギー、縦軸がイベント数を表している。2つある実線のヒストグラムは、上側が振動が無い場合に期待されるニュートリノイベント数を、下側がニュートリノ振動があるとした場合のベストフィットを表している。フィットに陰がついているのは系統誤差を表している。プロットが実験データを表す。破線は解析の閾値(2.6MeV)である。

図6を用いた結果が図7である[16]。横軸が式 oscillation の  $\sin^2 2\theta$ 、縦軸が  $\Delta m^2 [eV^2]$  を表す。Kam-LAND 実験の結果は太陽ニュートリノ振動の LMA 解と矛盾しない結果を示している。より統計精度が高まり、系統誤差が小さくなることでニュートリノ振動のパラメータを高精度で求めることが出来る。

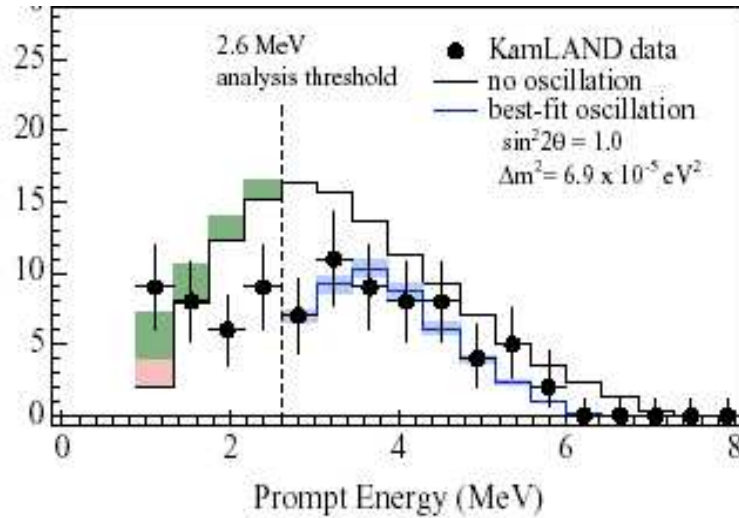


図 6: Kam-LAND 実験で観測されたニュートリノのエネルギースペクトル。実線上側がニュートリノ振動が無い場合に期待されるスペクトル、下側がニュートリノ振動がある場合のベストフィットである。

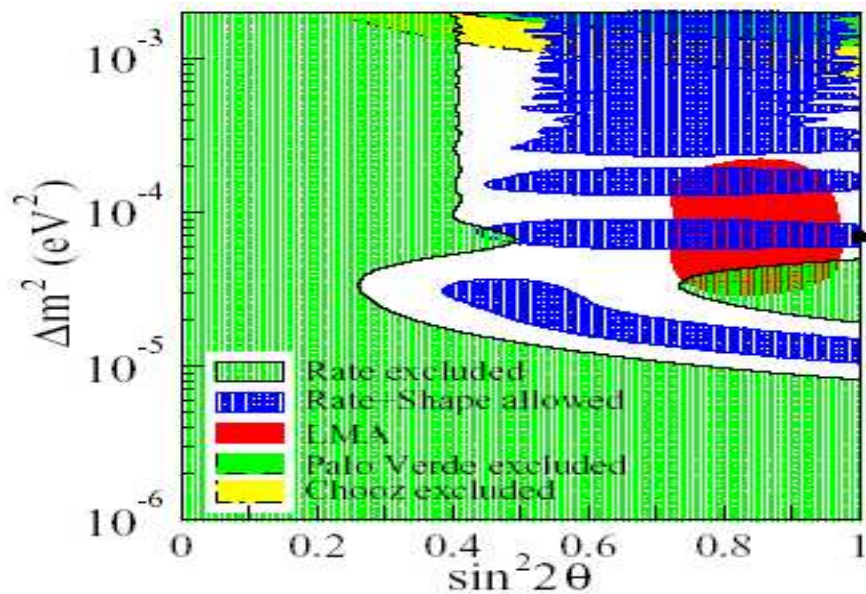


図 7: Kam-LAND 実験の最新結果

### 1.3.5 K2K 実験

1999年4月から、つくば-神岡間長基線ニュートリノ振動実験 (from KEK to Kamioka、以下 K2K 実験) が開始されている。この実験では、SK で観測された大気ニュートリノ異常が示唆するパラメータ領域 ( $\Delta m^2 \sim 10^{-3} - 10^{-2}$ ,  $\sin^2 2\theta \sim 1$ ,  $L/E \sim 200$ ) を探索する。茨城県つくば市にある高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の 12GeV 陽子シンクロトロンで生成したニュートリノビーム (平均エネルギー 1.4GeV) を使い、ビーム発原点から 300m の所に設置されている KEK 内のニュートリノ検出器と、約 250km 離れた SK 検出器を用いて、ニュートリノ振動現象を探索する。

K2K 実験は、世界初の加速器による長基線ニュートリノ振動実験である。K2K 実験の全体図を図 8 に示す。

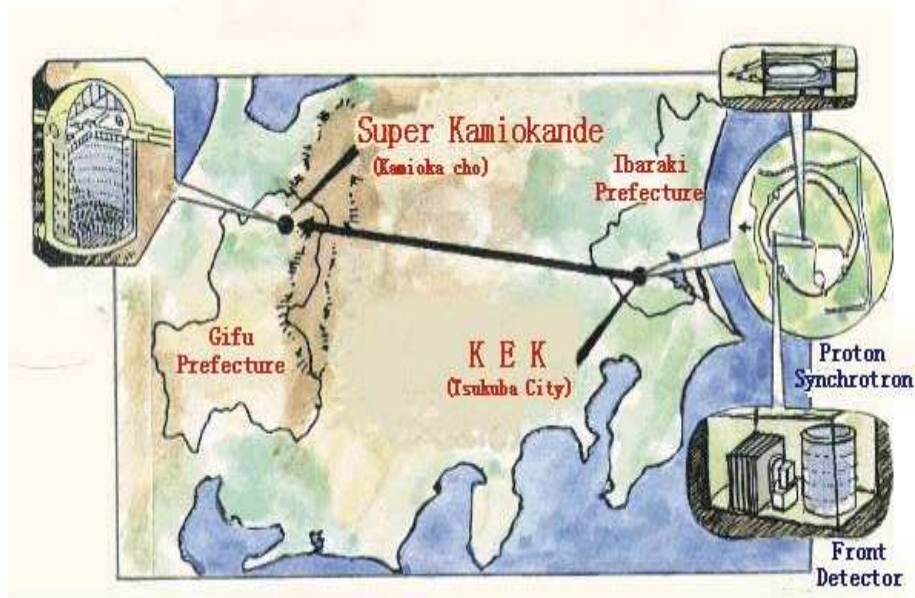


図 8: K2K 実験の全体図

K2K 実験に使用するニュートリノビームは以下のようにして生成する。KEK の 12GeV 陽子シンクロトロンで生成された陽子ビームをアルミニウムの標的に衝突させ、 $\pi^+$  をつくる。 $\pi^+$  は標的と一体になった電磁ホーンシステムにより収束され、前方の崩壊トンネルに送られる。 $\pi^+$  は長さ 200m の崩壊トンネルを通過するうちに、以下のように  $\mu^+$  と  $\nu_\mu$  に崩壊する。



崩壊トンネルの終端には、 $p$ 、 $\pi$ 、 $\mu$  を止めるためにビームダンプが設置されている。ビームラインの概観を図 9 に示す。

#### 前置検出器

生成された  $\nu_\mu$  のフラックスやエネルギー分布を、崩壊トンネル末端より 100m 下流に置かれている前置検出器で測定する。前置検出器は大きく分けて、1kt 水チェレンコフ検出器と、Fine-Grained Detector からなる (図 10)。以下に、それぞれの検出器の概要を説明する。

1kt 水チェレンコフ検出器は、半径 5.4m、高さ 12.3m の円柱状の水層の内部に 1000 トンの水を蓄え、内壁を光電子増倍管で覆った、SK 検出器の縮小版と言えるものである。SK 検出器と同

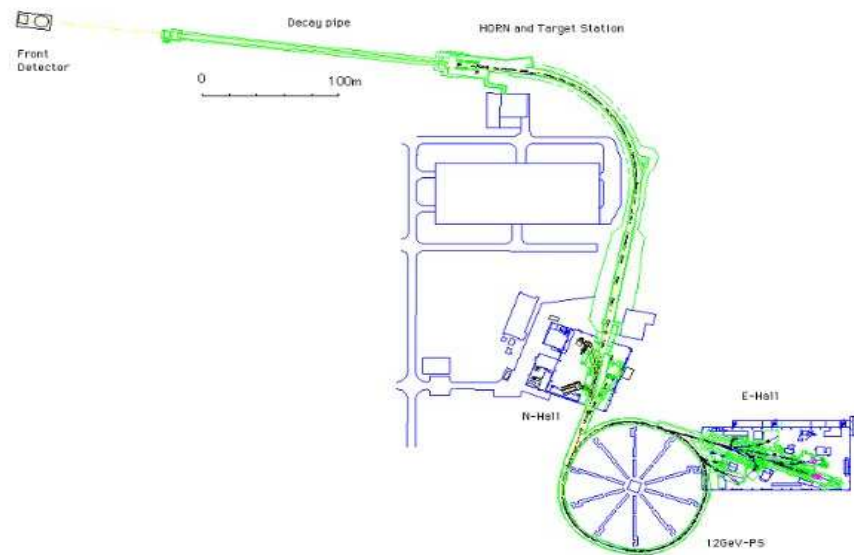


図 9: KEK ニュートリノビームライン

じ水ターゲット、検出装置、解析法を使うことで、反応断面積や装置、解析法の違いに基づく系統誤差を減らそうという目的がある。

Fine-Grained Detector を構成する 4 種類の検出器を以下にまとめる。

- **SciFi 飛跡検出器**

SciFi(Scintillating Fiber) 検出器は、直径  $700\mu\text{m}$  の SciFi を 2 層積み構造にして作られた SciFi シートを x, y 交互に並べた層と水標的の層からなる、サンドイッチ構造をした飛跡検出器である。ニュートリノと水標的が反応した結果生成された荷電粒子の飛跡を再構成することにより、ニュートリノ反応の同定と反応点の決定を行うことが主な目的である。

- **トリガーカウンタ**

トリガーカウンタはビームに対して SciFi 検出器の上流側と下流側に SciFi 検出器を覆うように設置されている。上流と下流のトリガーカウンタでは役割が異なる。上流側は 1kt 水チェレンコフ検出器やさらに上流の物質中で相互作用して生じた  $\mu$  を VETO し、SciFi 内で起こった事象を抽出するのに用いる。下流側は SciFi 検出器内で起こった反応による飛跡とのトラックマッチングやその時間を測定し、SciFi 検出器の補助的な役割を果たす。また、ミューオンレンジ検出器の TDC のスタート信号を測定することを目的とする。

- **鉛ガラス検出器**

本実験で用いられているニュートリノビームは純粋な  $\nu_\mu$  ではなく、 $\nu_e$  が 1% 程度混入していると考えられている。この混入率を求めることが目的である。2002 年 12 月からは取り外された。2004 年からここに SciBar(Scintillating Bar) 検出器が設置される予定である。

- **ミューオンレンジ検出器**

鉄板とドリフトチェンバーの多層サンドイッチ構造をしている。 $\mu$  の飛程を検出し、エネルギー及びビームに対する角度を測定する。

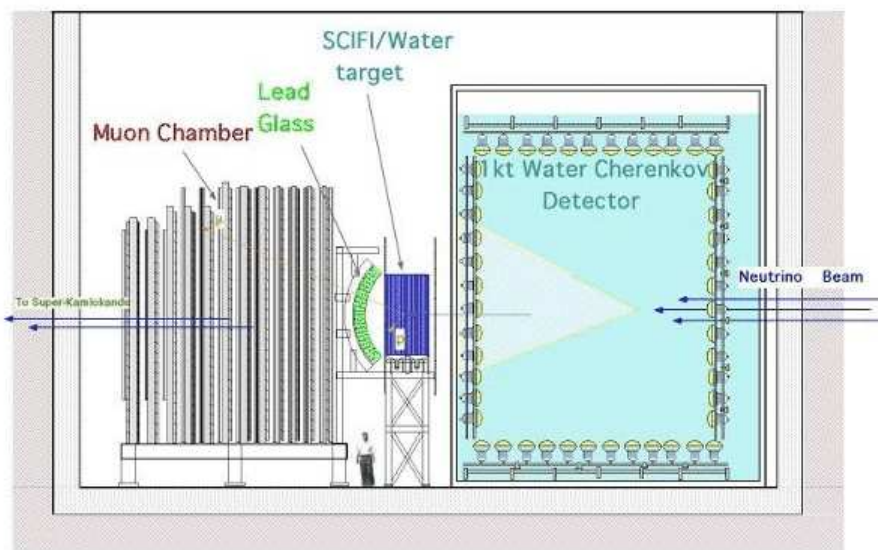


図 10: 前置検出器の概観図

## K2K 実験の物理結果

K2K 実験では、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  (もしくは  $\nu_x$ ) のニュートリノ振動を検証する。この振動では、振動後の  $\nu_\tau$  が弱荷電カレント反応で  $\tau$  粒子 (質量  $1.77\text{GeV}$ ) を生成するのに必要なエネルギー  $3.45\text{GeV}$  を持たないので、 $\tau$  粒子の検出により  $\nu_\tau$  の同定を行なうことは出来ない。本実験では  $\nu_\mu$  の減少具合を測定することにより、振動の有無を調べる。

この解析では、前置検出器および各ビームモニターで生成直後の  $\nu_\mu$  の量とエネルギー分布を測定し、これらを外挿することにより、振動が無かった場合に SK 検出器に到達する  $\nu_\mu$  のフラックスを求める。これと実際に SK で観測されたニュートリノの量、およびエネルギー分布とを比較することでニュートリノ振動を探る。振動は  $\Delta m^2/E$  によるので、振動が起こればニュートリノのエネルギー分布のある部分が減少する。

以下に実験開始から 2001 年までに取得したデータを用いた解析結果を示す。図 11 に SK で検出された、人工ニュートリノ起因の事象のエネルギー分布を示す [17]。横軸がニュートリノのエネルギーを、縦軸がイベント数を表す。ハッチのかかった線はニュートリノ振動が無いときに期待される分布を、実線はニュートリノ振動を仮定して、データに最もよくあうようにニュートリノ振動のパラメータを決めたときのエネルギー分布を表す。このパラメータは大気ニュートリノ振動のパラメータとよく一致している。実線は低エネルギーで明らかに振動的に変化している。データもこの振動的振舞いが見えはじめているが、それを確認するにはさらにデータが必要である。

図 12 に K2K 実験で得られたニュートリノ振動のパラメータ (質量の 2 乗差と混合角) 領域を示す [17]。横軸が混合角を、縦軸が質量差を表す。これは 90% の信頼度の領域を示している。SK の結果も示してある。K2K 実験の結果の範囲はまだ広いが、SK の結果を良く追認していることがわかる。

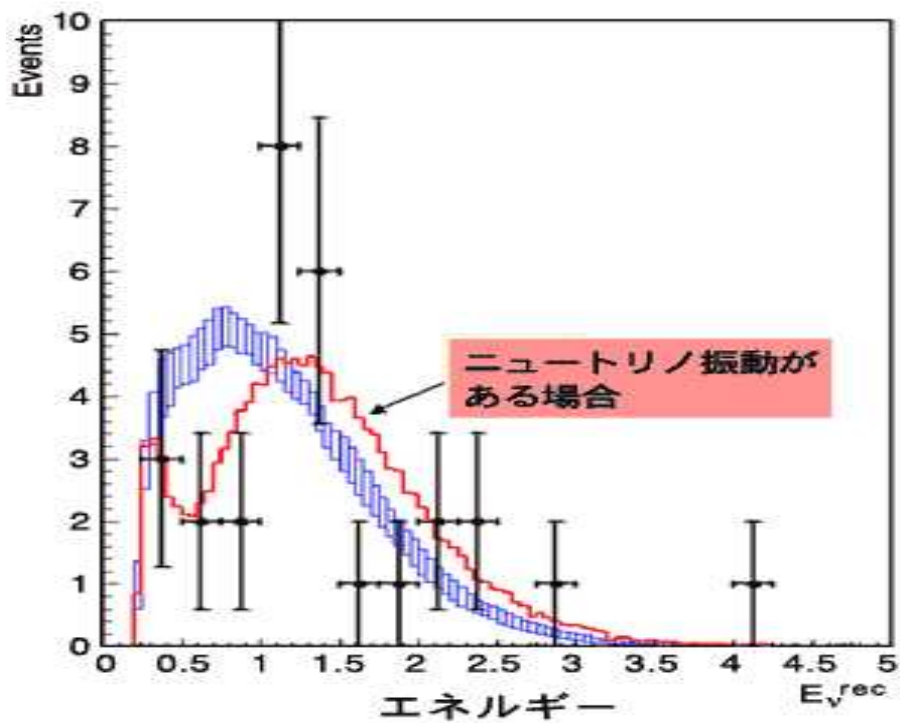


図 11: SK で検出された人工ニュートリノ起因の事象のエネルギー分布

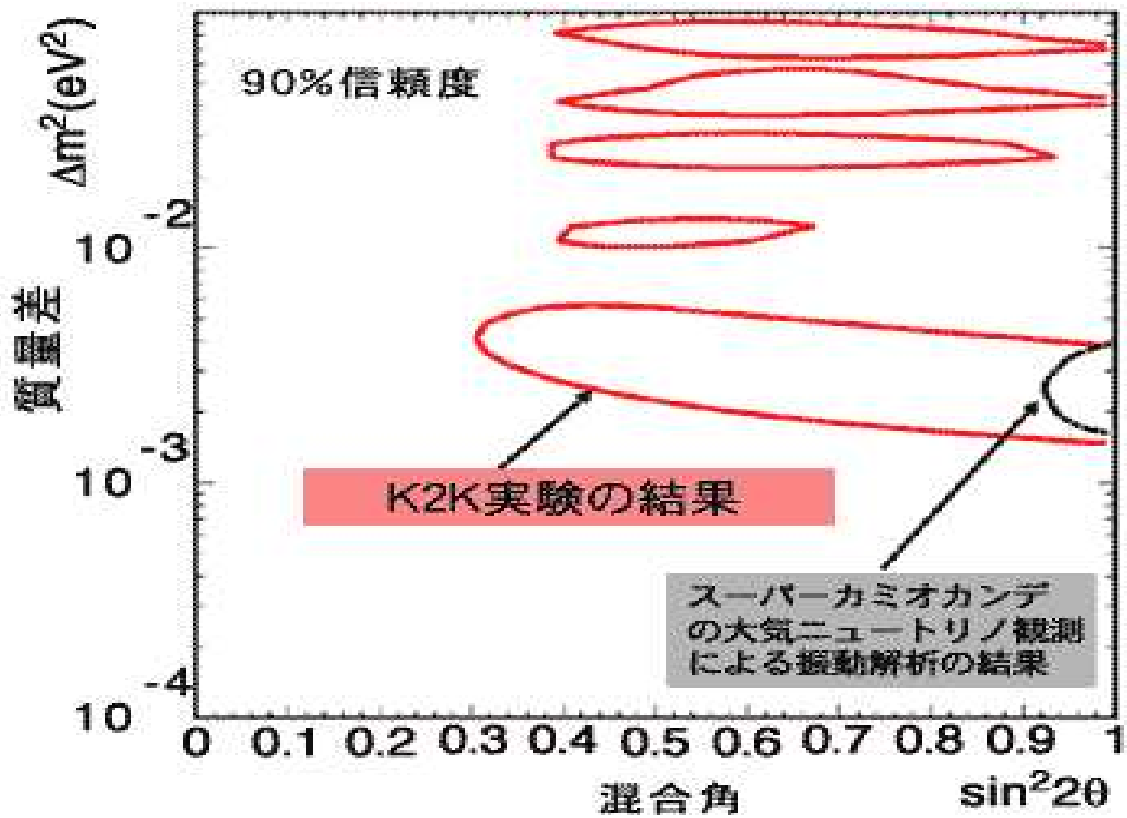


図 12: K2K 実験で得られたニュートリノ振動のパラメータ。90%の信頼度の領域を示す。

## 2 JHF ニュートリノ計画

### 2.1 実験の概要

JHF-神岡ニュートリノ (JHF-SK $\nu$ ) 実験は、ニュートリノの質量と3世代間の混合角を精密に測定し、理論的には0と仮定されているニュートリノの質量が有限であることを確認することを目的とした、次期長基線ニュートリノ振動実験である。茨城県東海村に大強度の50GeV陽子加速器(PS)を建設し、この陽子ビームをターゲットに当て生成したニュートリノを用いて、東海村側のニュートリノのエネルギー分布と、295km離れた岐阜県神岡町にあるスーパーカミオカンデ(SK)でのエネルギー分布とを比較することによる、ニュートリノ振動の精密測定を目的としている。これらの位置関係を図13に示す。50GeVPSは2006年に完成する予定である。

この実験の主な目的として以下のようなものがあげられる。

- $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  (disappearance 実験) による、 $\Delta m_{23}$  と  $\theta_{23}$  の精密測定
- $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  (appearance 実験) による、 $\theta_{13}$  の精密測定
- 中性カレント反応を用いた  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  の測定、もしくはステライルニュートリノの発見

現在、世界で唯一進行中の長基線ニュートリノ振動実験、つくば-神岡間ニュートリノ振動実験(K2K)との比較を表5にまとめた。

表 5: K2K 実験と JHF- $\nu$  実験の比較

	JHF-SK $\nu$	K2K
陽子エネルギー (GeV)	50	12
陽子強度 (protons/pulse)	$3.3 \times 10^{14}$	$6.0 \times 10^{12}$
パルス周期 (sec/pulse)	3.4	2.2
パルス長 ( $\mu$ sec)	5.2	1.1
後置検出器	SK $\rightarrow$ HK	SK
基線長 (km)	295	250
ビーム	WBB,NBB,OAB	WBB
ニュートリノエネルギーのピーク値 (GeV)	0.4 ~ 1.0 (可変)	1.2
ビーム中のピークエネルギー値での $\nu_e$ 混入率 (%)	0.2 (1) <sup>4</sup>	1.3
陽子ターゲットから前置検出器までの距離 (m)	280,2000	300

### 2.2 測定方法

前置検出器において、まずニュートリノのエネルギー分布がCCqe(Charged Current quasi-elastic:荷電カレント準弾性)反応によって測定される。CCqe反応とは、ニュートリノと核子との反応で、

$$\nu_l + N \rightarrow l + N' \quad (16)$$

<sup>4</sup> total の  $\nu_e$  混入率



図 13: 神岡と東海村の位置関係

の反応過程である。CCqe 反応におけるニュートリノエネルギーの式は

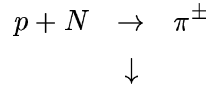
$$E_{\nu_l} = \frac{m_N E_l - m_l^2/2}{m_N - E_l + p_l \cos\theta_l} \quad (17)$$

となる。ここで、 $m_N$  はターゲットとなる核子の質量、 $m_l$ 、 $E_l$ 、 $\cos\theta_l$  は、CCqe 反応によって生じるレプトンの質量、エネルギー、ニュートリノの方向に対する放出角である。よって、レプトンの種類とエネルギー、ビームに対する放出角を測定する事によってニュートリノのエネルギーを測定する事が可能となる。295km 離れた後置検出器でも同様の方法でニュートリノのエネルギー分布が測定され、この二つのエネルギー分布を比べる事によってニュートリノの振動確率を決定する。

ここで、前置検出器がニュートリノ発生源に近いとそれが点源に見えないため、純粋に観測されたニュートリノの個数だけで比べる事は出来ない。これを解決する為には、陽子から生成したパイ粒子の運動量及び角度分布を測定するか、ニュートリノ源が点源に見える距離でエネルギー分布を測定しなくてはならない。その為、今の所、前置検出器のニュートリノ源からの距離は、280m と 2km の両方が考えられている。

## 2.3 ニュートリノビーム

この実験で用いるニュートリノビームは以下のように生成する。まず、大強度陽子加速器を用いて、陽子を 50GeV まで加速する。その陽子をターゲットに当て、パイ中間子を生成する。生成されたパイ中間子は、電磁ホーンマグネットで作られる磁場によって収束され、SK の方角へと向けられる。この際、ホーンマグネットの電流の方向を変える事によって、選び出すパイ中間子の電荷を変える事が出来、それによって、ニュートリノか、反ニュートリノかを選択する事が可能である。向きが揃えられたパイ中間子は崩壊トンネルを通して、



$$\begin{cases} \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \end{cases} \quad (18)$$

の過程によって崩壊し、ニュートリノビームが生成される。崩壊トンネルは、ミュー粒子の崩壊から生じる電子ニュートリノのバックグラウンドを減らすために K2K 実験のものに比べ、短くなっている。図 14 にニュートリノビームラインを示す。

生成されたビームには 3 種類ある。WBB(Wide Band Beam),NBB(Narrow Band Beam),

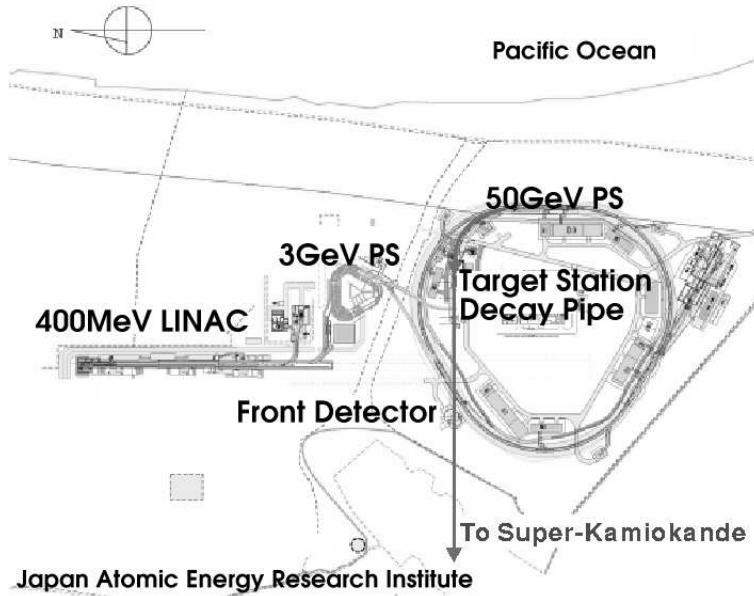


図 14: JHF におけるニュートリノビームライン

OAB(Off Axis Beam)である。これらの特徴を以下に説明する。WBBは2次パイ中間子を収束させるために電磁ホーンを用いる。WBBはK2Kを含む多くの実験で用いられている。運動量と角度の許容量が大きいため、結果としてニュートリノのエネルギー分布は広がる。NBBはWBBの電磁ホーンの間ダイポール磁石を置くことで運動量を選択し、収束させている。NBBのニュートリノエネルギーは可変であるためそのピーク値は、現在までの実験から予測される振動が最大となる点に調整されている。また、ビームの空間的広がりも振動していないニュートリノからのバックグラウンドを抑制するために、狭くなっている。OABはニュートリノのエネルギー幅を狭くするもう一つの方法である。電磁ホーンによって収束される方向を、後置検出器への方向から数度だけ軸をずらすことによってニュートリノのエネルギーを選別している。ニュートリノのピークエネルギーはずらす角度を変えることによって調整できる。

ただし、NBBはビーム強度がOABの約3分の1程度しかないため、現在のところ使用される予定は無い。上記のビームは全て、収束磁石の電流の方向を変えることによって $\nu_\mu$ か $\bar{\nu}_\mu$ かを選択することができる。



## 2.4 ビームモニター

ニュートリノ検出器はビームの状態をスピン毎にみることはできないので、別のビームモニターが必要となる。これにはパイ中間子の崩壊から生じるミュー粒子を測定する、ミューオンモニターが適任である。ビームモニターの主要な目的は 1mrad の精度で、ビーム方向を知ることである。また、ニュートリノビーム強度の時間的安定性を見積もる目的もある。

## 2.5 前置検出器

前置検出器の主要な目的を以下にまとめる。

- SK でのフラックスを見積もるために、ニュートリノフラックスを測定する。
- ニュートリノのエネルギー分布を測定する。
- CCqe, CCnon-qe, NC (Neutral current、中性カレント) のような、種々の相互作用におけるニュートリノの散乱断面積を測定する。
- $\nu_e$  の appearance 実験における、 $\nu_e$  の混入率を測定する。
- ニュートリノのビーム方向を測定する。

これらの目的から、検出器にはいくつかの制限が加わる。1GeV 以下の低エネルギーでも完全に動作する、水チェレンコフ検出器や fine grained scintillator detectors のようなものは、要求を満たす。前置検出器において 1 スピン当たり 1 トン当たりにかかるイベント数は、OAB の場合  $\sim 0.06$  イベント、NBB の場合  $\sim 0.02$  イベントである。それゆえ、K2K の 1kt 水チェレンコフ検出器のようなものは使いづらい。これは本論文に関係する所であるが、上記の要求を満たす検出器の開発が必要とされている。また、水チェレンコフ検出器以外のものを用いるとなると、ニュートリノの標的となる物質の違いの研究も必要とされる。

## 2.6 後置検出器

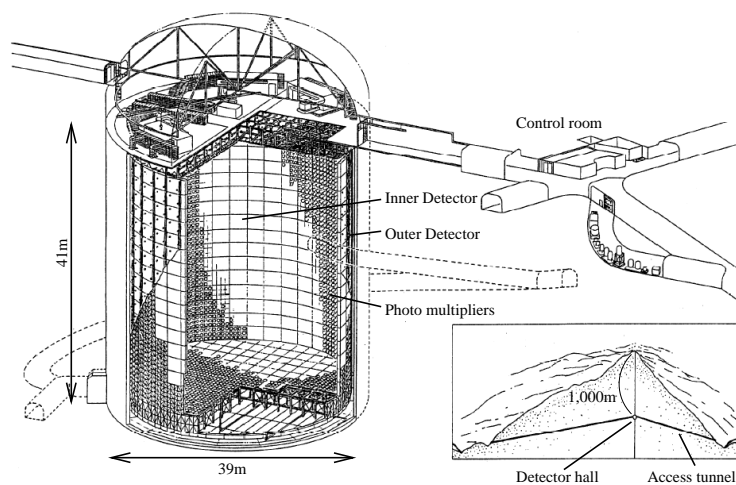


図 15: Super-Kamiokande の概観図

後置検出器には東京大学宇宙線研究所のSKを使用する<sup>5</sup>。図15に示すSK検出器は、大気ニュートリノや太陽ニュートリノ、超新星爆発、陽子崩壊の観測を高い精度で行うために作られた50,000トンの水チェレンコフ検出器である。宇宙線によるバックグラウンドを減らすために、検出器は山の地下1000mのところに建設されており、1996年4月から測定が行われている。高さ41.4m、直径39.3mの円筒形であり、タンクは内水層と外水層にわかれ、それぞれ32,000トンと18,000トンの純粋からなっている。外水層は外部からの放射線を遮蔽するためのものである。内水層に取り付けられた20インチの光電子増倍管で、荷電粒子のだすチェレンコフ光を検出する。このチェレンコフ光の方向、形、到達時間および光量から、荷電粒子の種類及びエネルギーが求められる。イベント再構成を行うことで、元のニュートリノの種類とエネルギーを知ることが出来る。さらに外水層には8インチの光電子増倍管が取り付けられている。

SKでは、4.3MeV以上の電子、ミュー粒子を測定する事ができ、1GeVのミュー粒子に対する、反応点の位置分解能が30cm、角度の測定精度が3°、エネルギー測定精度が3%である。また、電子、ミュー粒子識別能力は、1GeVのsingle trackに関しては、100%を達成している。

SK検出器で観測されたニュートリノイベントの1例を図16に示す。図中央の内部検出器にリングがはっきり見える。図の右上の外部検出器にはヒットが無いことから、これはSK内部で起こったニュートリノイベントであると考えられる。

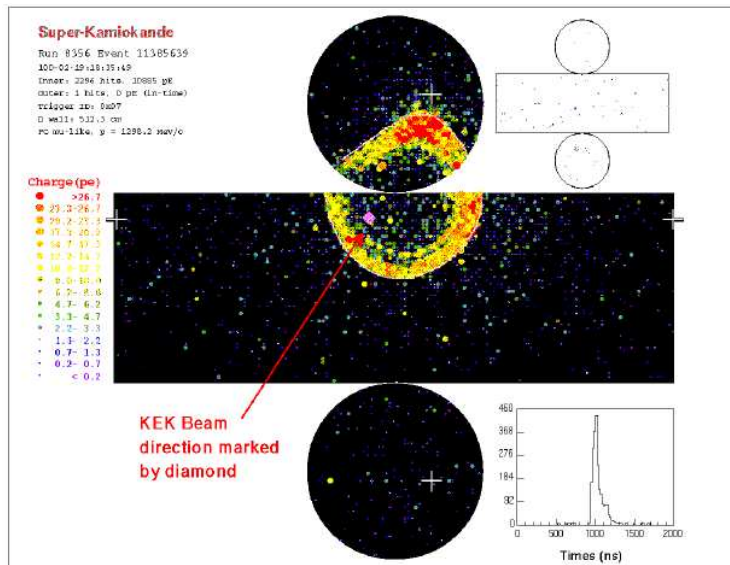


図 16: SK 検出器で観測されたニュートリノイベントの 1 例

<sup>5</sup> 後に SK の 40 倍の容量をもつハイパーカミオカンデを建設し、使用する計画もある。

### 3 新しい検出器

この章では JHF-神岡ニュートリノ (JHF-SK $\nu$ ) 実験の前置検出器として用いる、粒子飛跡検出器の開発動機、検出器の構成を述べていく。

#### 3.1 開発動機

$\nu_\mu$  の消滅実験におけるニュートリノ振動解析は、前置検出器から予測される後置検出器でのニュートリノフラックスがどれだけ減少したかという解析と、ニュートリノエネルギースペクトルの解析がある。エネルギースペクトルの変化を見ることで、どのエネルギーで最も振動確率が大きいか分かる。そのため、ニュートリノ振動解析は式 6 で表される、エネルギースペクトルの変化の解析が最も重要である。この解析を行うためには後置検出器、スーパーカミオカンデ (SK) でのニュートリノフラックスを、ニュートリノエネルギーの関数として知っておかなければならない。最近の SK の大気ニュートリノ観測結果から、 $\Delta m_{23}^2 \simeq 3 \times 10^{-3} eV^2$  という結果が得られている。したがって、JHF-SK $\nu$  実験の基線長 295km の場合、式 6 より  $E_\nu \simeq 0.8 GeV$  のときに最も振動確率が高いことになる。すなわち、前置検出器の測定から SK の 0.8GeV 付近のフラックスを精度よく見積もることが重要になる。すなわち前置検出器での 1GeV/c 以下のニュートリノフラックスの測定が重要である。

前置検出器でニュートリノフラックスを測定するには、荷電カレント準弾性散乱反応 (CCqe) を選び出して式 17 でエネルギーを再構成する必要がある。特に、エネルギー 1GeV 以下のニュートリノに対して効率よく CCqe イベントを検出しなければならない。しかし、ニュートリノと核子との反応は CCqe 反応以外に

$$\nu_l + N \rightarrow l + N' + m \quad (\text{CC single-meson production}) \quad (19)$$

$$\nu_l + N \rightarrow l + N' + n\pi \quad (\text{CC multi-pion production}) \quad (20)$$

$$\nu_l + N \rightarrow \nu_l + N \quad (\text{NC elastic scattering}) \quad (21)$$

$$\nu_l + N \rightarrow \nu_l + N' + m \quad (\text{NC single-meson production}) \quad (22)$$

のようなものがある。ここで  $l$  はレプトン、 $N$ 、 $N'$  は核子を表す。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ほうが大きい。これらのイベントが混じり合う中で、CCqe 反応を効率よ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。

そこで、この検出器に要求される性能は以下ようになる。

- エネルギー再構成に用いる CCqe 反応をミューオンと陽子の 2トラックイベントとして効率的に選び出せること
- 陽子とパイオンの粒子識別を行うことで non-qe 反応のバックグラウンドを十分少なく出来ること
- CCqe 反応検出のニュートリノのエネルギー閾値が十分低いこと

これらの条件を満たすものとして、全感知型シンチレータ飛跡検出器を開発していく。以下の節でこの検出器の説明をしていく。

#### 3.2 検出器に対する要請

上で述べたようなこの検出器への要求は以下のようにまとめられる。

- 検出器自体がビームスピル幅よりも良い時間分解能をもつ
- 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
- 小さい不感領域で大面積を一様に覆うことが出来る
- 高い検出効率
- $\mu/p/\pi$  の粒子識別ができること

我々はこれらの要求を考慮し、図 17 のような検出器を考えた。巨大な浴槽に液体シンチレータを満らし、その中に波長変換ファイバーを多数並べて張る。波長変換ファイバーを並べて 1 層を作り、それをビーム上流からファイバーの方向が、縦横交互になるように重ねた多層構造にする。

波長変換ファイバーからの信号を光検出器で読み出し、各ファイバーからの信号情報を用いて粒子通過位置の特定を行なう。また発光量を測定することにより、粒子のエネルギー測定も可能である。CCqe 反応で発生した  $\mu$  と  $p$  のエネルギー測定することで、親の  $\nu_\mu$  のエネルギーを決めるために必要な条件以上の情報を持つことになる。液体シンチレータ自身がニュートリノの標的を兼ねたアクティブターゲットであり、また、全てが液体シンチレータで満たされているため、どこで反応が起こってもそれを検出することが出来る。さらに、光検出器として適当なもの (PMT など) を選ぶことにより、時間情報も得ることができ、この検出器内のみで宇宙線バックグラウンドを除去できる。また、他の検出器に対する要求 (例えば下流の Muon Range Detector にヒットがあり、そのトラックがマッチする、など) をしなくてもよく、粒子が数層分のヒットを残せばそれを飛跡として認識することは可能で、エネルギー閾値は非常に低くなる。

この検出器の検出原理を図 18 に示す。

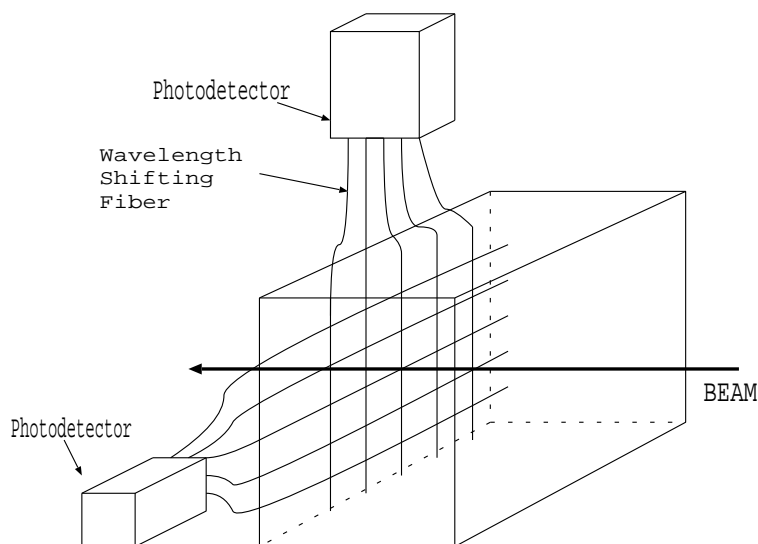


図 17: 新しい検出器の形状

荷電粒子が通過したときにシンチレータが発する光を波長変換ファイバーに吸収させ再発光させる。再発光した光のうち、光ファイバーの全反射の条件に合うものはファイバーを伝わって光検出器で読み出される。波長変換ファイバーの読み出しに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。この検出器の特徴を以下にまとめる。

- ファイバーの断面積が小さいため、読み出し部の小さい MAPMT を用いることが可能であり、1 チャンネルあたりのコストを大きく削減することが出来る。
- 検出器ほぼ全体に感度があり、細かく読みだされているため、ニュートリノ反応で生じる荷電粒子を低エネルギーのものまで効率よく検出できる。

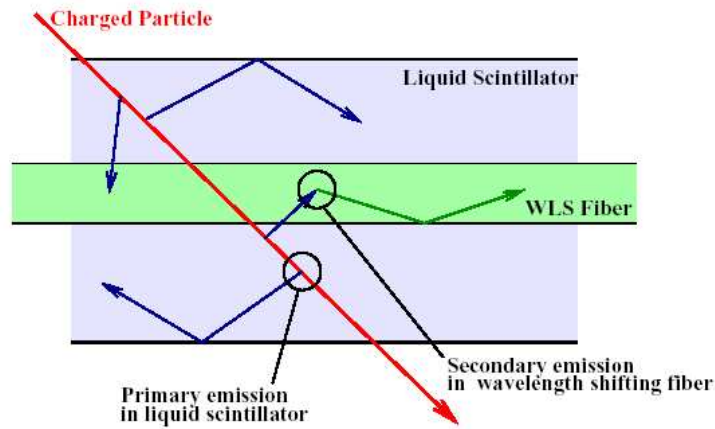


図 18: 検出原理

- 液体シンチレータの減衰時間が短いものを選べば、MAPMT の時間応答性が良いため、これらの組み合わせで時間分解能の良い検出器が出来る。
- 液体シンチレータ自身がニュートリノの標的であるため、ニュートリノ反応の全立体角を覆っている。
- 粒子の飛跡の各ファイバーごとの光量の情報から、陽子とパイ中間子、ミュー粒子を区別することができる。

これらの特徴は前節で述べた前置検出器への要求を、位置分解能以外の全てを満たしている。十分な位置分解能が得られれば、CCqe 反応を検出することが出来るのはもちろんであるが、ほかにも、荷電カレント非弾性散乱 (CCnon-qe) の事象を調べることで、スーパーカミオカンデでの CCqe サンプルである、1-ring  $\mu$ -like 中の CCnon-qe によるバックグラウンドを見積もることができる。また、中性カレント弾性散乱で陽子が反跳される反応も検出でき、中性カレント反応の断面積を求めることもできると考えられる。

### 3.3 問題点

このような検出器では、一般的な液体シンチレータを用いた場合、シンチレータ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ることはできない。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。

検出器の中を多数のパイプ状のセグメント化されたセルを用いて、光学的に分割した構造にする。この細かくセグメント化されたセルの中を液体シンチレータで満たし、各セルからは波長変換ファイバーで読み出す。ビーム上流からパイプが縦横交互になるように重ねた多層構造にすることで 3 次元の位置検出器が可能となる (図 19)。この形の検出器の利点は、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ある。隣のパイプに光が漏れなければ粒子の通過位置を簡単に識別でき、解析時の扱いが簡潔になる。また、パイプの周りに反射剤を塗ることで反射光をファイバーに集めることができる等、光量を大きくする工夫も容易である。

この形状の欠点は不感領域ができてしまうことである。光学的に分割した構造にするために、どうしてもパイプ等を使わなくてはならない。液体シンチレータ以外の物質が増えると、標的となる物質の違いによる研究も必要とされる。使用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、構造が複雑化してしまい、その分コストがかかる。パイプの大きさで検出器の位置分解能の限界が決まってしまう。この形の検出器の位置分解能は、統計的に一様分布とし

て扱い、セグメントサイズ  $/\sqrt{12}$  として決まってしまう以上この改善は望めない。

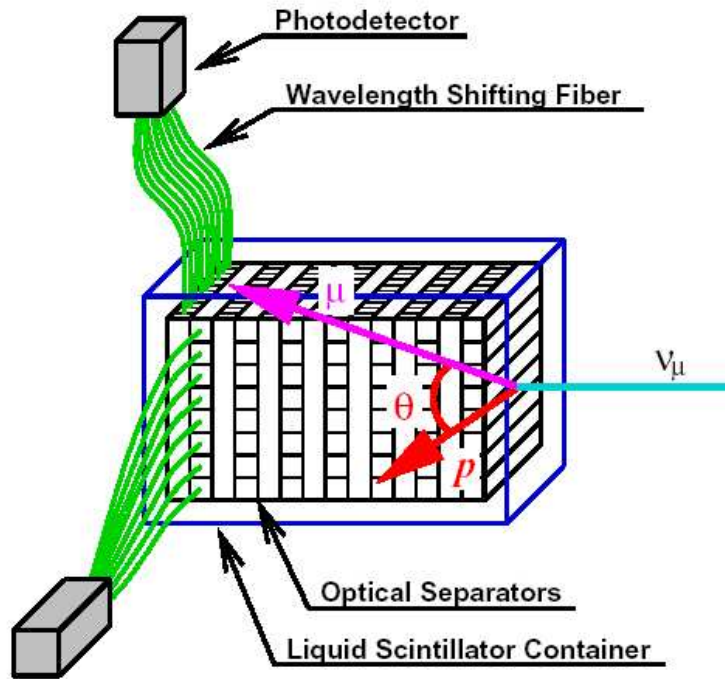


図 19: 液体シンチレータを用いた粒子飛跡検出器の例

### 3.4 散乱体入り液体シンチレータを用いた検出器

こうした要因から、我々はあえてセグメント化をしない検出器にこだわった。加工は全く必要なく、検出器全体を入れ物ごと暗室に入れてしまえば遮光は完成する。また、先に述べたように不感領域は全く存在しない。非常に単純な構造ですむというメリットもある。ただし何の工夫も施さなければ、得られる光量が非常に小さいものであるため、光がファイバー中を伝搬する間に減衰してしまい、光検出器まで届かない可能性がある。これでは巨大な検出器には適さない。また、位置分解能も十分なものが得られるかはわからない。

得られる光量が小さく、十分な位置分解能が得られないという問題を解決するため、我々は液体シンチレータに散乱体を混入することにした。通常はシンチレーション光は直進するため、ファイバーにシンチレーション光が入るかどうかは立体角によってのみ決まる。シンチレーター中に散乱体を混入することにより、シンチレーション光は発生部付近で乱反射を繰り返す。これにより、光は粒子の通過位置から離れたファイバーまで届きにくくなる。また、粒子通過位置付近で乱反射をくり返すことにより、通過位置付近のファイバーに光が入る可能性は格段に高くなる。粒子通過位置付近のファイバーから得られる光量を大きくし、離れた場所から得られる光量を小さくすることで、通過位置を特定することは容易になると考えられる。また multi-track イベントにも対応しやすくなる。

以下の節では、散乱体入り液体シンチレータを用いた検出器の構成要素となる、液体シンチレータ、波長変換ファイバー、マルチアノード光電子増倍管、散乱体について詳しく述べていく。

## 3.5 構成要素

### 3.5.1 液体シンチレータ

#### 液体シンチレータへの要請

液体シンチレータは、荷電粒子が通過することで励起される溶媒と、その励起されたエネルギーを光へと変換する溶質とからなる。一般的にはいくつかの種類液体シンチレータがあるが、液体シンチレータ飛跡検出器に使用する場合には、液体シンチレータに対して以下のような要請を満たす必要がある。

- **発光量が多い**

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

- **発光波長が波長変換ファイバーの吸収と一致する**

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

- **化学的性質が波長変換ファイバーに適合する**

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

- **発光時間が早い**

JHF-神岡ニュートリノ実験で使用されるニュートリノビームは時間構造を持っており、パルス長は  $5.2\mu\text{sec}/\text{pulse}$ 、パルス周期は  $3.4\text{sec}/\text{pulse}$  である。また、それぞれのパルスはバンチ構造を持っており、それは  $500\text{nsec}$  間隔で1パルスあたり8バンチある。ニュートリノビームが出ている時間間隔以外の信号を除去できなければそれはバックグラウンドとなり得る。また、強度が強いことから、1パルスあたりの複数イベントも問題となる。十分な時間分解能があればこれら複数イベントを識別することが可能である。現実問題として、最低バンチ間隔程度の時間分解能が必要である。したがって、液体シンチレータの発光時間はこれよりも早くなければならないが、発光時間は数  $\text{nsec}$  程度で、我々の要求からは全く問題はない。

- **引火点が高い**

弱い相互作用の反応断面積が小さいために、実験的に統計量を増やすためにはターゲットの物質量を大きくする必要がある。それゆえにニュートリノ検出器は大容量、大面積となる。安全かつ容易に扱うためには、引火性の低いものを選ぶ必要がある。

- **長期安定性**

数年にわたってデータ収集は行われる。そのため、長期にわたって液体シンチレータの性質が変化しないことが必要である。

- 安価である

大量の液体シンチレータを使用するため、できるだけ安価なものがよい。

最終的には以上の要請を全て満たすものを選択する。一般的に  $n/\gamma$  識別<sup>6</sup> の目的でよく使用される NE213、BC-501A などは発光量が最も大きい種類の液体シンチレータであるが、高価である上に引火点が約 25°C と低いので扱いにくい。化学的性質が良く、引火点の高い液体シンチレータとしては、ミネラルオイルベースのものや最近開発されたリニアアルキルベンゼンベースのものがある。特にミネラルオイルベースのものは適当な材料を混ぜるだけで簡単に製作することができる。我々がテストで用いたものは BICRON 社製の BC-517L と ELJEN RECHNOLOGY 社製の EJ-399-04 である。

## BC-517L と EJ-399-04

BC-517L はミネラルオイルにシュードキューメンを 30% と波長変換剤を少量混ぜたものである。荷電粒子が通過した際に光るのはプソイドクメンで、これを増やすと光量は増えるが、プソイドクメンはプラスチックを溶かしやすくファイバーに悪影響を与えやすくなる。この影響を軽減するためにミネラルオイルで薄めてある。BC-517L の場合、ファイバーの寿命は約 15 年と見積もられている。[20]

EJ-399-04 はリニアアルキルベンゼンにフェニキオキシリルベンゼンを 10% と、波長変換剤を少量混ぜたものである。これは BC-517L に比べて光量が多い。これらの特性を表 6 に示す。

表 6: 液体シンチレータの特性

特性	BC-517L	EJ-399-04
発光量 (空气中)[%アントラセン <sup>7</sup> ]	30%	60%
最大光量となる波長	425nm	425nm
発光の平均寿命	2.0nsec	3.5nsec
比重	0.86	0.90
減衰長	> 5m	> 3.5m
屈折率	1.47	1.48
発火点	102°C	138°C

### 3.5.2 波長変換ファイバー

#### 波長変換ファイバーの原理と種類

波長変換ファイバーは、外部からのある波長の光を吸収し、それより少し長い波長の光を再発光する物質 (波長変換剤) が溶かしこまれたプラスチックファイバーである。一般に、光ファイバーは側面から入射する光を捕獲し、伝送することはできない。(そのような光はファイバー内の全反射の条件を見たさない) そこで、波長変換ファイバーは側面から入射する光を波長変換剤

<sup>6</sup>  $n$  と  $\gamma$  に対する発光波形の違いを利用した粒子識別方法

<sup>7</sup> アントラセンの発光量に対する割合。アントラセンの発光量の絶対値は  $1.7 \times 10^4$  photons/MeV である。



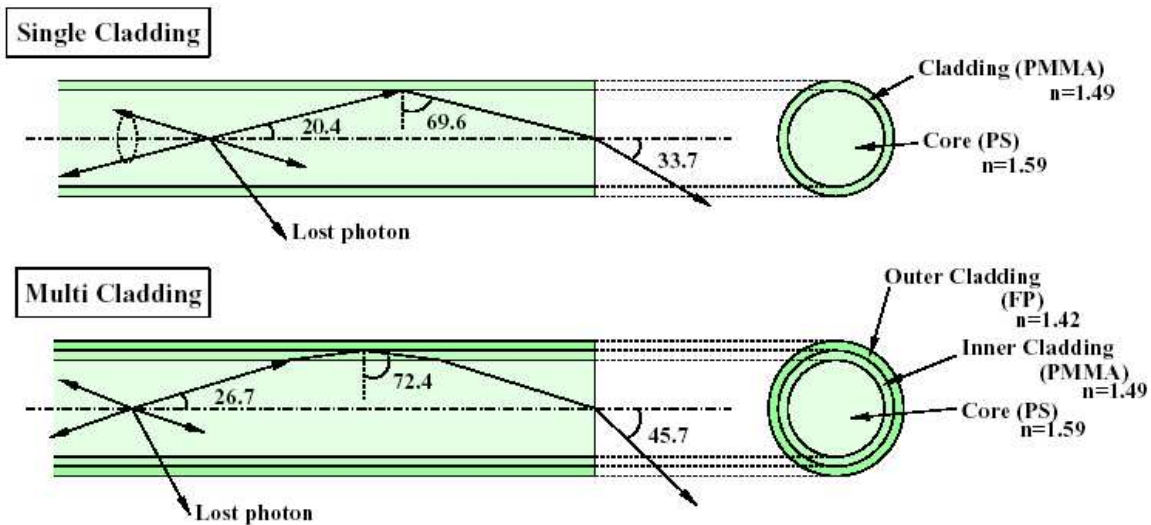


図 20: シングルクラッド型/マルチクラッド型ファイバーの概略図。n は屈折率、括弧内はそれぞれの層の物質を表す。PS は Polystyrene(ポリスチレン)、PMMA は Polymethylmethacrylate(アクリル)、FP は Fluorinated Polymer(フッ化ポリマー)である。

によって吸収、再発光させてファイバーの全反射の条件に合うものを伝送する。

図 20 に示すように、ファイバーは多重構造になっている。その多重度の違いによって、シングルクラッド型とマルチクラッド型がある。シングルクラッド型は光を伝えるコアの周りを 1 重のクラッドが包んでおり、ファイバーの中に閉じ込められる全反射の条件はコアとクラッドの境界面で決まる。また、マルチクラッド型では 2 重のクラッドがコアを包んでいる。コアの屈折率と一番外側のクラッドの屈折率の差が大きい程、全反射しやすくなる。したがって、図 20 のようにファイバー内に閉じ込められる角度はマルチクラッド型のほうが大きくなり、その分波長変換ファイバーから読み出される光量も大きくなる。

また、ファイバーにはコアのポリスチレンの繊維がそろっているものと、それっていないものがある。そろっているものが S 型で、それっていないものが non-S 型である。S 型のほうが折れにくいですが、一般には繊維がそろっているほうが減衰が大きくなる。

上記のそれぞれの型に対して、波長変換剤の濃さ、発光波長、太さの選択がある。波長変換剤の濃さに関しては、濃くなれば光量も増加するが自己吸収も大きくなり、減衰長は短くなる。この辺りの特性は用途に応じて選択する必要がある。

## 波長変換ファイバーへの要請

波長変換ファイバーへの要請は以下のようなものである。

- 波長変換ファイバーの吸収スペクトルと液体シンチレータの発光スペクトル (max. emission:425nm) が重なる。
- 波長変換ファイバーの発光波長が我々の用いる光検出器の感度のある領域である。我々は光検出器として MAPMT(次節) を用いるので、ファイバーの発光波長は量子効率の最も良い 400nm に近いほうが良い。
- 発光量が多い。
- 減衰長が長い。
- 液体シンチレータに溶けにくい。

- 安価である。

我々は上記の条件を満たすものとして Kuraray 社の Y-11(200)MS という製品を用いた。使用した波長変換ファイバーの径は 1.5mm である。「Y-11」は波長変換剤の種類を表す。( ) 内の数字は波長変換剤の濃さで単位は ppm である。M はマルチクラッド型であることを、S は S 型であることを示している。このファイバーの吸収・発光スペクトルを図 21 に示す。

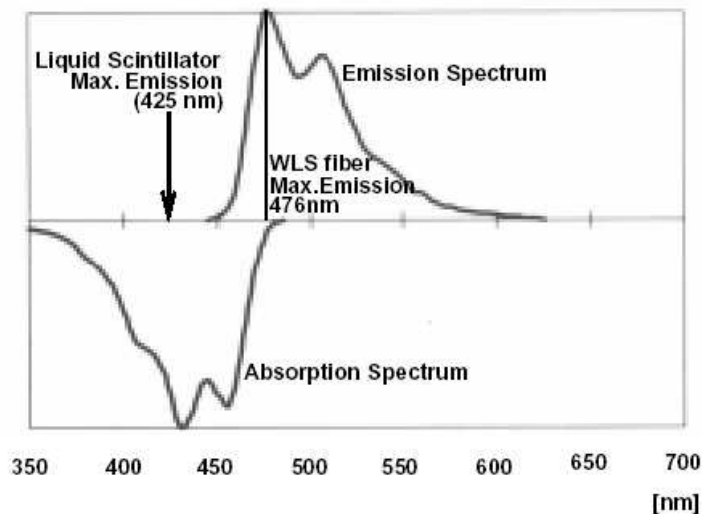


図 21: 波長変換ファイバー Y-11 の吸収・発光スペクトル

### 3.5.3 マルチアノード光電子増倍管 (MAPMT)

#### 光検出器への要求

先述したような検出器への要求を満たすための光検出器への要求は以下のようなものが挙げられる。

- **増幅率大きい**  
予備実験でこの検出器から得られる光量が非常に小さい (数光電子) ということがわかっている。これを効率よく信号として取り出すため、できるだけ増幅率が高いものが良い。
- **クロストークが小さい**  
MAPMT のように多チャンネル読み出しの検出器を用いると、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もれてしまうと、粒子の通過位置を誤って認識してしまう。
- **時間分解能がいい**  
液体シンチレータの項でも述べたように、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ビームのスピル間隔以上の時間分解能が要求される。

このような光検出器として我々は MAPMT を採用した。MAPMT とはその名のとおり、1 本のチューブにアノードが複数ついているものである。この特徴は以下のとおりである。

- ファイバーの読み出しが非常に小さくまとめられる。

- チャンネル単価が非常に安くなる。
- 電源の数が少なくてすむ。

光検出器として用いる MAPMT にもいくつかの種類がある。この中で浜松ホトニクス社の H6568-00 型を使用している。H6568 は 1 本につき  $4 \times 4$  にならんだ 16 チャンネルのアノードがある。1 ピクセルの大きさは  $4 \times 4 \text{mm}$  である。また、ダイノードに供給する電圧の比の違いで 2 種類の製品があり、入射光量に対する応答の線形性は良くないが増倍率のいいもの (H6568-00) と、増倍率は高くないが線形性のいいもの (H6568-10) とがある。この 2 つはブリーダ抵抗の分割比が異なるだけで他は同じである。図 22 に H6568-00 の概略図、図 23 にその分光感度曲線を示す。上記の要求を H6568-00 が満たしているかどうかを以下で検証するが、H6568-00 のデータシート (性能表) を表 7 にまとめておく。

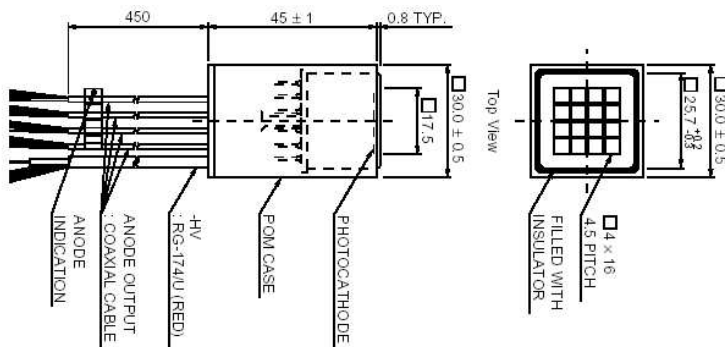


図 22: マルチアノード光電子増倍管 H6568 の概略図

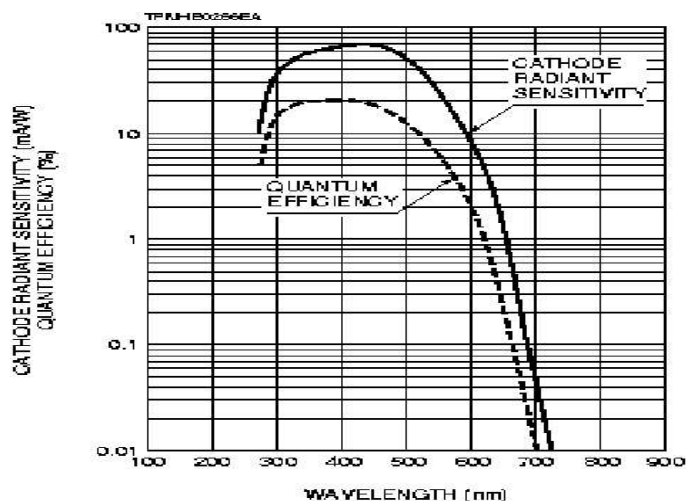


図 23: マルチアノード光電子増倍管 H6568 の分光感度曲線。実線は光電面での放射感度、破線は量子効率を表す。

## 増幅率

現在、H6568-00、H6568-10、H7546 などの MAPMT が市販されているが、最大印加電圧を掛けたとき、最も増幅率が高いのは H6568-00 である。

表 7: マルチアノード光電子増倍管 H6568-00 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	-

## クロストーク

これはデータシート (表 7) 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、 $4 \times 4\text{mm}$  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。この値はピクセル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  $1.5\text{mm}$  であるため、よりクロストークの値は小さくなると思われる。しかしファイバーを用いる場合はその伝播光の角度により、光電面から  $0.5\text{mm}$  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 [18]。H6568-00 を用いたクロストークの研究によると、ファイバーがピクセルの中心から  $\pm 1.8\text{mm}$  以内であれば、クロストークは 5%以内におさえられるとされている [19]。

## 時間分解能

これもデータシート (表 7) から得られる値で判断することができる。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。

### 3.5.4 散乱体

散乱体に対する要求は以下のようなものである。

- シンチレーション光を効率よく反射する。

- 液体シンチレータに対して化学的に安定である。
- 安価である。

液体シンチレータの最大光量となる発光波長は 425nm であるため、その付近の反射率が良いことが散乱体には要求される。また、化学的に安定、かつ安価という条件から、散乱体の候補となるものは限られてくる。ペンキや化粧品によく使用されているものが、化学的に安定、かつ安価という条件を満足しやすい。これらには主に酸化チタン、酸化亜鉛、酸化鉛といったものが使用されている。これらの中で波長 425nm 付近の反射率が最も良いものの中から、散乱体を選ぶことにする。図 24 にこれらの分光反射率曲線を示す。横軸が波長、縦軸が反射率を示す。これをみてわかるように、波長 425nm 付近で最も反射率の良いものは酸化チタンである。以下では酸化チタンを用いて研究を進めていく。

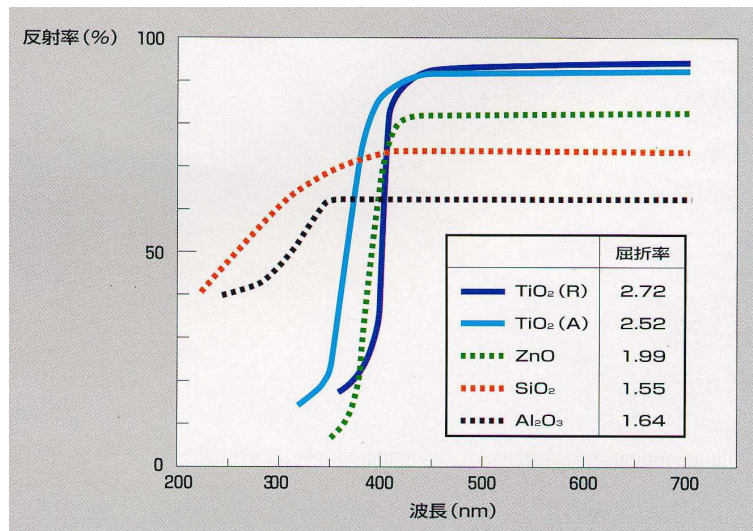


図 24: 分光反射率曲線

## 酸化チタン

酸化チタンにも粒子径や表面処理の違いなどにより様々な種類があるが、結晶形によってアナターズ形とルチル形の 2 種類に大別される。その性能表を表 8 に示す [21]。また単位結晶格子図を図 25 に示す。アナターズ形とルチル形の反射率曲線を図 26 に示す。横軸が光の波長、縦軸が反射率を表している。

Mie 散乱の理論によると、使用する液体シンチレータの発光波長に対して、散乱体の直径は光の半波長のときに最も効率よく反射する。液体シンチレータの発光波長のピークは 425nm なので、酸化チタンの直径は 200nm 程度のものがよいことになる。散乱体は液体シンチレータ中に混入するため、沈澱しない、または沈澱しにくいものがよい。そこでストークスの法則<sup>8</sup>を用いると、散乱体の終端速度を求めることができる。散乱体の平均直径を 200nm、液体シンチレータの粘度を水と同じと仮定したときの終端速度は 10 年に 1cm という値になる。すなわち、我々の実験期間では混入時に攪拌すればその後は放置しておいて構わないということである。

<sup>8</sup> Appendix A

表 8: アナターズ形とルチル形の比較

物性	ルチル形	アナターズ形
結晶系	正方晶系	正方晶系
比重	4.2	3.9
屈折率	2.71	2.52
硬度 (旧モース)	6.0 ~ 7.0	5.5 ~ 6.0
融点	1858 °C	高温でルチル形に転移
紫外線吸収% 360nm	90	67
反射率% 400nm	47 ~ 50	88 ~ 90
反射率% 500nm	95 ~ 96	94 ~ 95
溶解性 熱濃硫酸・ふっ酸	溶解	溶解
塩酸・苛性ソーダ	不溶	不溶
水・有機溶剤	不溶	不溶

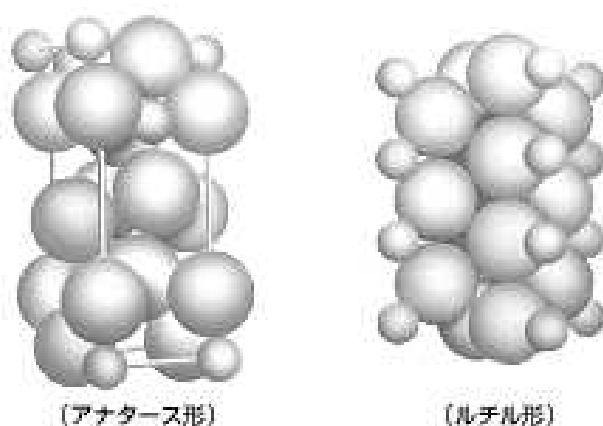


図 25: 酸化チタンの結晶格子図

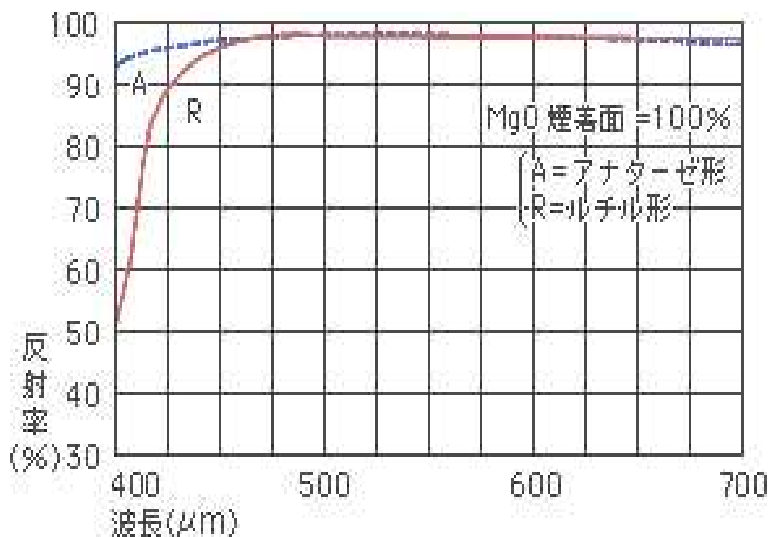


図 26: アナターズ形とルチル形の反射率曲線

## 4 宇宙線テスト 実験

液体シンチレータに散乱体を混入することで光が本当に局在化するかを確認するため宇宙線テストを行なった。

宇宙線テストの主な目的は、散乱体入り液体シンチレータ・波長変換 (WLS:Wave Length Shifting) ファイバーを用いた検出器において

- 宇宙線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の違い

の2項目を3種類の散乱体濃度(なし、少量、多量)に対して測定し、各々から得られた分布を比較し、散乱体混入の効果を確認することである。

### 4.1 使用した散乱体

先述したように理論上では酸化チタンの終端速度は10年に1cm程度であるため、最初に攪拌すればその後は放置したままでよい。ところが、実際に液体シンチレータ中に酸化チタンを混入し、放置しておくとも沈殿してしまう。これは液体シンチレータ中で酸化チタン同士がくっついてしまい、巨大な粒子(塊)と化してしまうためと考えられる。しかし、沈殿する早さや液体シンチレータ中の酸化チタンの塊の大きさは、アナタース形とルチル形では異なる。アナタース形はみるみるうちに沈殿していき、塊も大きなものである。それに対しルチル形は比較的、沈殿の速さは穏やかである。また、目視で確認できる程、塊の大きさはアナタース形よりもはるかに小さい。

表8にあるようにアナタース形の方がルチル形よりも反射率が良い。ところが、アナタース形の酸化チタンは液体シンチレータと非常に相性が悪く、沈殿の度合いが激しい。また、アナタース形は長時間放置することにより、徐々にではあるがルチル系に変異していく。得られる光量はアナタース形を使用した方が多いと思われるが、攪拌に非常に手間がかかる。実際に液体シンチレータにこれら酸化チタンを混入した結果、最も沈殿の遅いCR-63を使用して散乱体混入の効果の確認に使用した。入手したサンプルのデータを表9に示す。これらの粒子径は3章でも述べたように、液体シンチレータの発光波長の半波長程度のものを選んでいる。

表 9: 酸化チタンの特性

銘柄	TiO <sub>2</sub> 率%	主要処理剤	平均粒子径 ( $\mu\text{m}$ )	比重	単位格子形	混ざりやすさ
CR-63	97	Al,Si, 有機物	0.21	4.2	ルチル形	○
CR-60-2	95	Al, 有機物	0.21	4.2	ルチル形	△
A-100	98	なし	0.15	3.9	アナタース形	×
A-220	96	Al	0.16	3.9	アナタース形	×
W-10	98	なし	0.15	3.9	アナタース形	×

### 4.2 セットアップ

実験のセットアップを図27に示す。この時に使用したWLSファイバーはY-11マルチクラッド、径が1.2mm、Non-Sタイプである。先述したように、酸化チタンを液体シンチレータに混入

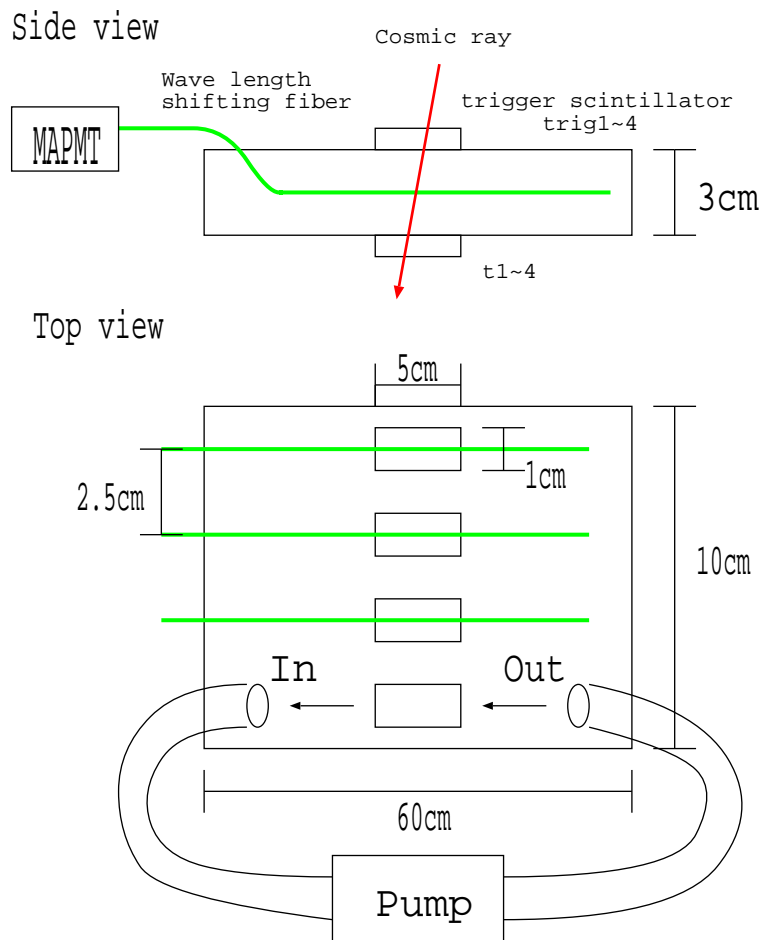


図 27: 宇宙線実験のセットアップ

した場合、放置しておくとう酸化チタンが沈澱する。そのため、液体シンチレータを常に攪拌しておく必要がある。今回は循環ポンプを用いて攪拌を試みた。浴槽の片側から散乱体入り液体シンチレータを吸出し、反対側から吐きだしている。この方法では測定終了時に酸化チタンが少量ながら、沈澱していた。しかし沈澱量は混入量に比べて少なく、測定開始時と終了時で見た目には大きい差はなかったため、今回の目的には大きな影響はないと判断した。

トリガーカウンタは縦 5cm × 横 1cm × 厚さ 1cm のプラスチックシンチレータを使用し、片側から 1 インチ角のフィンガー PMT、R2248 を用いて読み出している。これを検出器の上下に 4 対並べ、トリガーの中心と波長変換ファイバーが重なるようにセットした。WLS 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。トリガーカウンタの幅は、小さいほうが位置に関する精度はよくなるが、宇宙線荷電粒子のフラックスが小さいため、ある程度の統計量を貯めるには時間がかかってしまう。そうすると、酸化チタンの沈澱量が多くなってしまったため、トリガーにある程度の幅をもたして、少ない時間で統計量を増やすようにした。検出器は 10cm × 60cm × 3cm (厚さ) の容器に液体シンチレータ BC-517L を満たし、WLS ファイバーを 2.5cm 間隔に 3 本張った。ポンプの吸出し口と吐きだし口を容器中に入れていたため、4 対のトリガーカウンタに対し、3 本の WLS ファイバーしか入れることができなかった。酸化チタンの濃度を 3 種類 (0, 1g/l, 4g/l) について測定した。しかし、攪拌方法がよくないため、測定終了時に沈澱がみられた。そのため測定開始時と終了時で濃度が違っているため、以下ではこの 3 種類をなし、少量、多量と呼ぶ。



## 4.3 データ収集システム

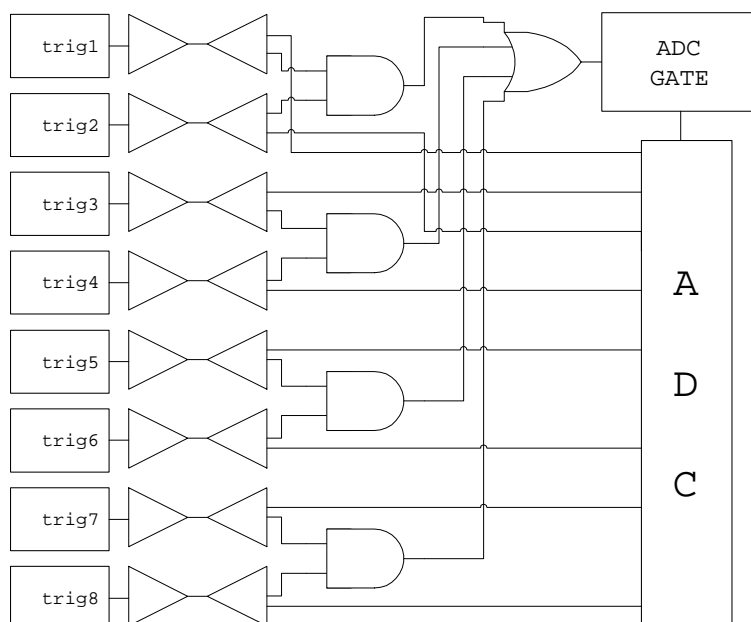


図 28: 宇宙線実験のトリガーロジック

図 28 に宇宙線データ収集に使用したトリガーロジックを図示する。上下4対のトリガーカウンタの信号をそれぞれディスクリミネータを通し、各上下対のコインシデンスをとった。これらのORをとったものをADCのゲートタイミングとする。ゲート幅は100nsecである。これはオシロスコープを見ながらシグナルがゲートに収まるようにした。また、ディスクリミネータから出力される信号はそのままADCにも入力し、どの場所に宇宙線が通ったかを特定するのに使用した。

## 4.4 解析

### 4.4.1 光量キャリブレーション

散乱体入り液体シンチレータ-WLS ファイバーから読み出された信号は、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、青色発光ダイオード(LED)を用いて1光電子(photoelectron:p.e.)ピークを検出する(図29)。この1p.e.ピークをガウス分布でフィットした平均値と、ペDESTAL(0p.e.)のピークをガウス分布でフィットした平均値との差が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なう。ちなみに図29から計算された値は $5.2 \pm 0.07$ [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標準偏差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。

### 4.4.2 光量決定の方法

今回の測定には宇宙線荷電粒子を使用している。この中の主成分は $\mu$ 粒子である。宇宙線 $\mu$ 粒子の平均運動量は $2\text{GeV}/c$ で、この時、宇宙線 $\mu$ 粒子は最小電離作用をする粒子(Minimum

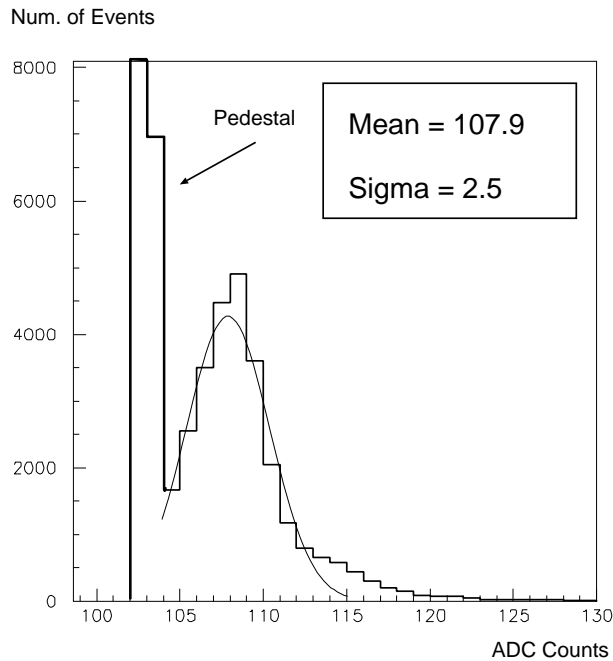


図 29: 1p.e. ピークのフィット図。縦軸がイベント数、横軸が ADC カウント。1p.e. のピークをガウス分布でフィットしている。

Ionizing Particle:MIP) となる。

図 30 に宇宙線測定的光量分布を示す。横軸に ADC カウント、縦軸にイベント数をとっている。上から順に散乱体濃度がなし、少量、多量のものを表す。ADC 分布の上のトリガーを宇宙線荷電粒子が通過したときに、左から 2 つめの波長変換ファイバーから得られる ADC 分布である。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。

宇宙線  $\mu$  粒子は MIP なので、液体シンチレータは密度が小さく宇宙線の貫通距離も短いことから、液体シンチレータ中の電離損失はランダウ分布に従う。よって、ファイバーから読みだした平均光量を見積もるのにガウス分布のフィッティングではなく、平均値と RMS(Root Mean Square) を用いた。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である。

図 10 に宇宙線実験の結果を示す。横軸はトリガ中心から各ファイバーまでの距離 (cm) である。横軸の誤差はトリガの幅/ $\sqrt{12}$  としている。縦軸は光量である。誤差は各ファイバーから得られた平均光量の平均値の RMS と、統計誤差の 2 乗和の平方根として求めた。散乱体の濃度を濃くする程、粒子通過位置付近では光量が増加し、通過位置からはなれる程光量が減少していく傾向がみられる。すなわち、散乱体の混入による光の局在化に成功している。

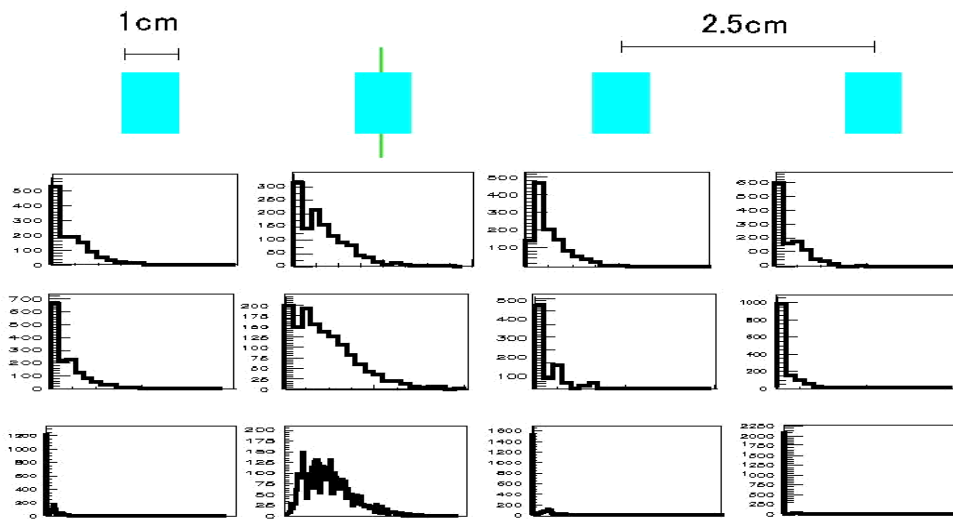


図 30: 上部それぞれのトリガーを宇宙線が通過したときに、2本目のファイバーから得られる ADC 分布。横軸が ADC、縦軸がエントリー数である。上から順に散乱体濃度がなし、少量、多量の順に並んでいる。

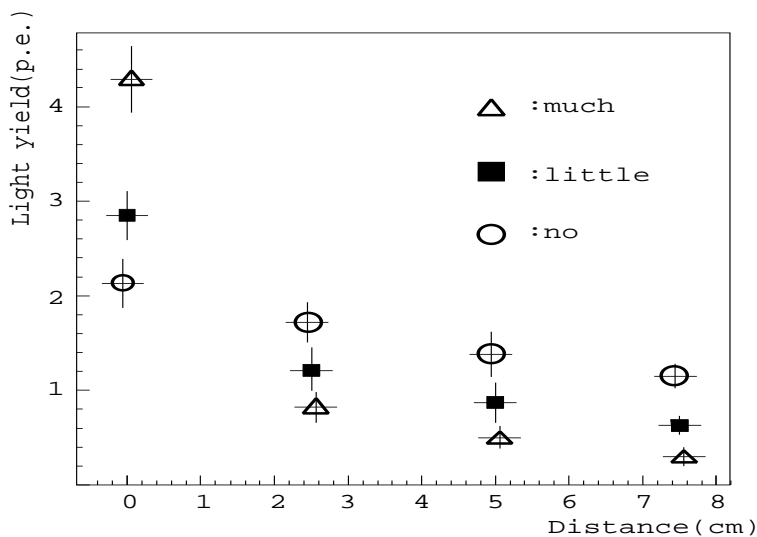


図 31: 粒子の通過位置からの距離と光量の関係

## 4.5 結果

液体シンチレータに散乱体を混入することでシンチレーション光が局在化することを確認するために、液体シンチレータ BC-517L、酸化チタン CR-63 の組み合わせで宇宙線実験を行なった。

宇宙線荷電粒子が通過したときに、最近接ファイバーから得られる平均光量と 2.5cm 離れた場所のファイバーから得られる平均光量を表 10 にまとめる。粒子通過位置最近接ファイバーと 2.5cm 離れたファイバーとで、どの程度光量に差があるかを濃度毎に見積もる。各点の誤差からどの程度離れているかを指標に用いると、

なし :  $1.3\sigma$   
 少量 :  $5.1\sigma$   
 多量 :  $9.1\sigma$

表 10: 粒子通過位置の最近接ファイバーから得られる平均光量と、2.5cm 離れたファイバーから得られる平均光量。誤差の第 1 項は各ファイバーの統計誤差の 2 乗和から求めた。第 2 項は各ファイバーでの平均光量の RMS である。

散乱体濃度 (g/l)	最近接ファイバーでの光量 (p.e.)	2.5cm 離れたファイバーでの光量 (p.e.)
なし	$2.13 \pm 0.13 \pm 0.22$	$1.72 \pm 0.12 \pm 0.15$
少量	$2.85 \pm 0.16 \pm 0.21$	$1.21 \pm 0.09 \pm 0.16$
多量	$4.29 \pm 0.24 \pm 0.25$	$0.82 \pm 0.05 \pm 0.15$

という結果が得られた。この値が大きいほど光量に差があるということである。すなわち、散乱体濃度多量のものが最も光量に差がある。つまり、最も光の広がりを抑えることが出来ているといえる。

散乱体を混入する目的は

- 粒子通過位置に近いファイバーで光量を大きくすること
- 光の広がりを抑えること

の 2 つである。粒子通過位置に最も近いファイバーの光量は、先に見たように、散乱体濃度多量のときが一番大きかった。また光の広がりに関しても、散乱体濃度多量のときが光の広がりを最も抑制できている。

散乱体を混入することにより、光の広がりを抑制できることが分かった。また、広がりを抑制するだけでなく、粒子通過位置付近のファイバーで多くの光量が得られるようになっている。このことが位置分解能に良い影響を与えると予想されるが、定量的にはこの実験だけではわからない。以下の章では散乱体の濃度を変えていきながら、最適濃度での位置分解能、検出効率、光量を測定したビームテスト実験について述べる。

## 5 ビームテスト 実験

前章で述べたように、散乱体入り液体シンチレータを用いた検出器は、予想した通り光の局在化に良い結果をもたらした。我々は、前章の結果をふまえ、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なった。

### 5.1 実験の概要

今回のビームテストでの目的を以下に挙げておく。

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. 位置検出のための散乱体濃度の最適化
4. 最適濃度での位置分解能及び検出効率の測定

実験では、運動量が  $800\text{MeV}/c$  の正電荷の粒子を用いた。このビーム中には主に陽子、 $\pi$  中間子 ( $\pi^+$ ) が含まれている。 $\pi$  中間子はこの運動量で MIP とみなせるのでこれを選別して解析を行なう。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、上記項目 2. の検証をすることができる。この 2 つの測定を種々の散乱体濃度の検出器に対して行なうことにより、粒子の通過位置に近接したファイバーでの光量、またその分布を比較し、シンチレータ中の散乱体の最適濃度を定めることができる。

### 5.2 セットアップ

#### 5.2.1 $\pi 2$ ビームライン

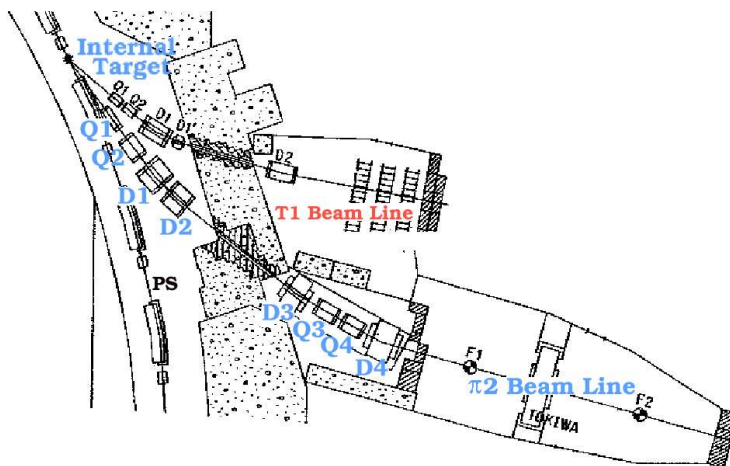


図 32: KEK  $\pi 2$  ビームライン

$\pi 2$  ビームラインの概略図を図 32 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のメインリング内を回る 1 次陽子ビームがリング内で標的 (Internal Target) に衝突し、そこで陽子、 $\pi$  中間子などの 2 次粒子を生成する。それらは Q1, Q2, Q3, Q4 マ

グネットにおいて集束され、D1,D2,D3,D4 マグネットにおいて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。電磁石の磁場に対応したビーム運動量は、ほとんど単色である。

## 5.2.2 検出器のセットアップ

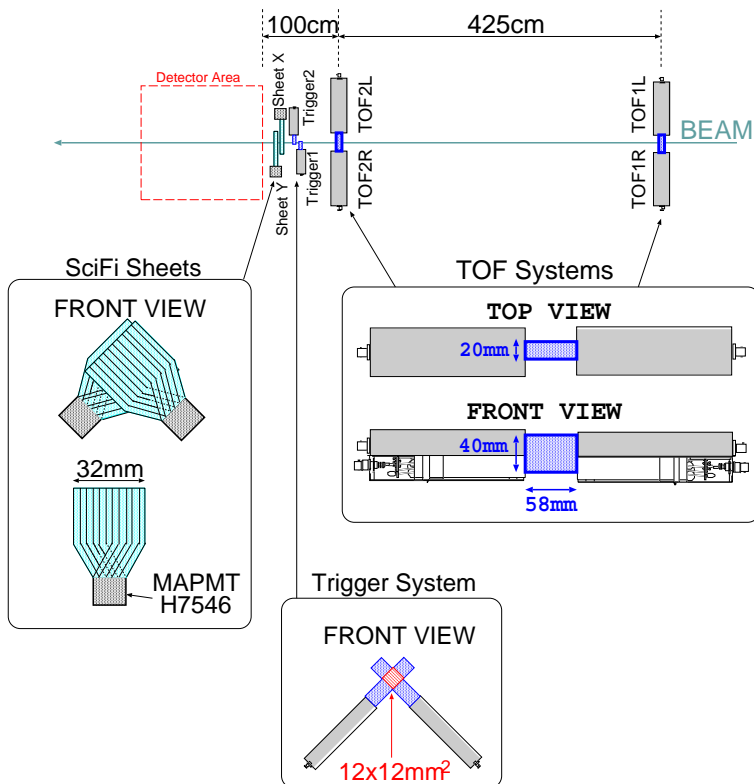


図 33: KEK  $\pi 2$  ビームラインにおけるセットアップ

今回の実験での  $\pi 2$  ビームラインにおけるセットアップを図 33 に示す。ビームライン上には上流から TOF(Time Of Flight counter)1、TOF2、トリガーカウンタ 1、トリガーカウンタ 2、シンチレーティングファイバースHEET (Scintillating Fiber sheet : SciFi シート) X、SciFi シート Y、という順序で並んでいる。

TOF1、2 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、HAMAMATSU R2083 を付けている。この PMT は時間応答性能が優れており、TOF カウンタに適したものである [22]。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。2つの TOF カウンタ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 1、2 は 12mm×12mm×100mm 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 HAMAMATSU R2248 で読み出したものである。図 33 の様にふたつを直交させ、ビームを 12mm×12mm に絞ってトリガーしている。この 2つのトリガーカウンタと 2つの TOF カウンタ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、ビーム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 34) は直径 0.7mm のシンチレーティングファイバー (SCSF-78M) を 2 層俵積みに並べ、シート状にしたものである。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 8 チャンネル読み出した。

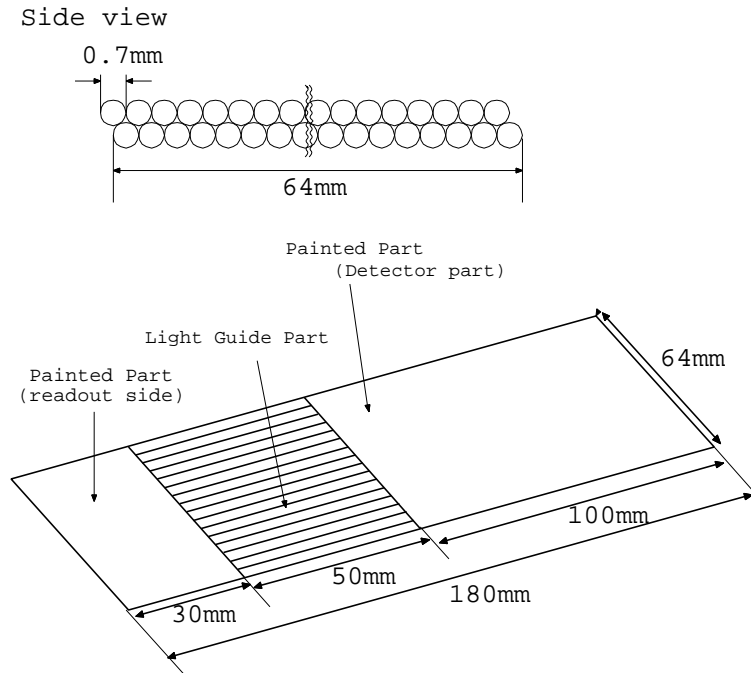


図 34: シンチレーティングファイバーシート

### 5.2.3 検出器

検出器の写真を図 35 に、概観図を図 36 示す。使用した液体シンチレータは BC-517L、WLS ファイバーは Y-11 マルチクラッド、径が 1.5mm、S タイプである。散乱体は前回と同じく CR-63 を使用した。検出器の底部 2 カ所には散乱体を攪拌するための防水ファンが入っている。このファンを常時まわすことで散乱体を攪拌している。WLS ファイバーは 4 層構造になっている。各層は 2cm の間隔をあけて直交するように張る。1 層目と 2 層目は 10mm 間隔で 8 本、3 層目と 4 層目は 5mm 間隔で 16 本張る。ファイバーの読み出し面は研磨し、MAPMT の光電面に取り付けている。

### 5.2.4 データ収集システム

データ収集のためのトリガーロジックの概要を図 37 に示す。

トリガー信号は基本的には TOF1、2、トリガーカウンタ 1、2 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、



図 35: ビームテストで使用した検出器の写真。左が散乱体なし、右が散乱体を混入したものである。

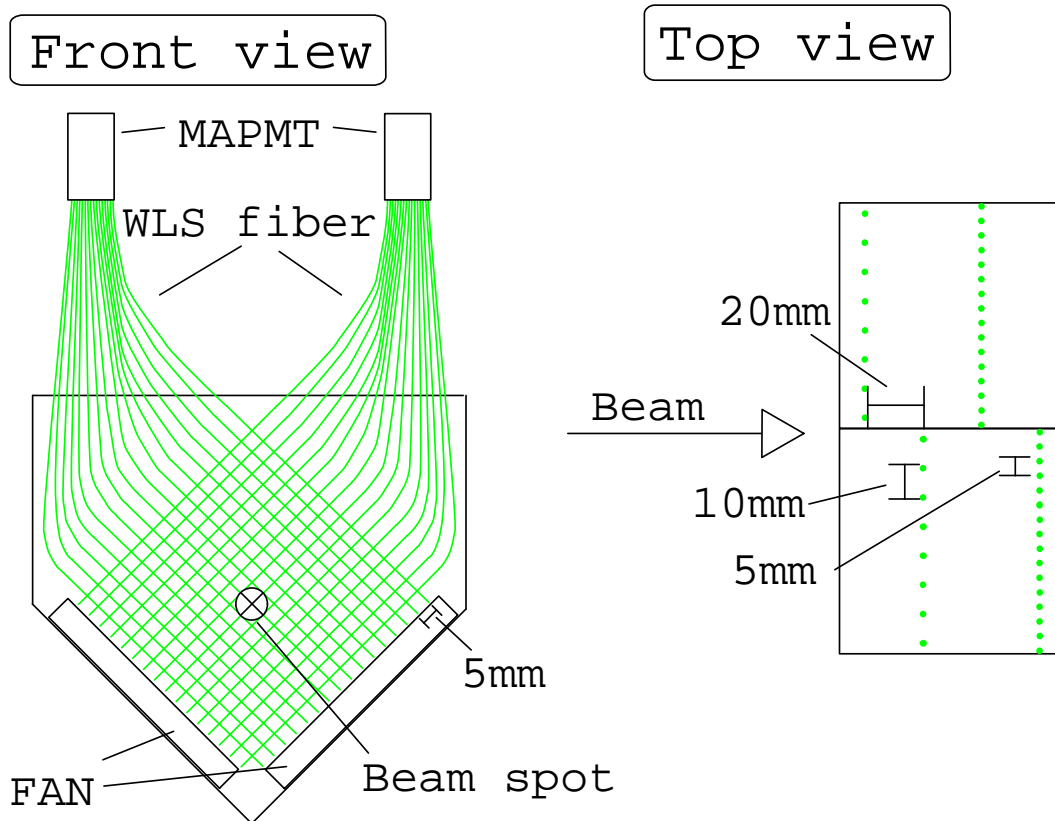


図 36: 検出器の概観図

ビームによるデータ収集と同時にペDESTAL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、このタイミングでペDESTALデータとそうでないものを区別している。

### 5.3 イベントセレクション

ビームテストでは表 11 に示す散乱体濃度に対してデータを収集した。これらデータに対して以下のようなイベントセレクションを行なう。



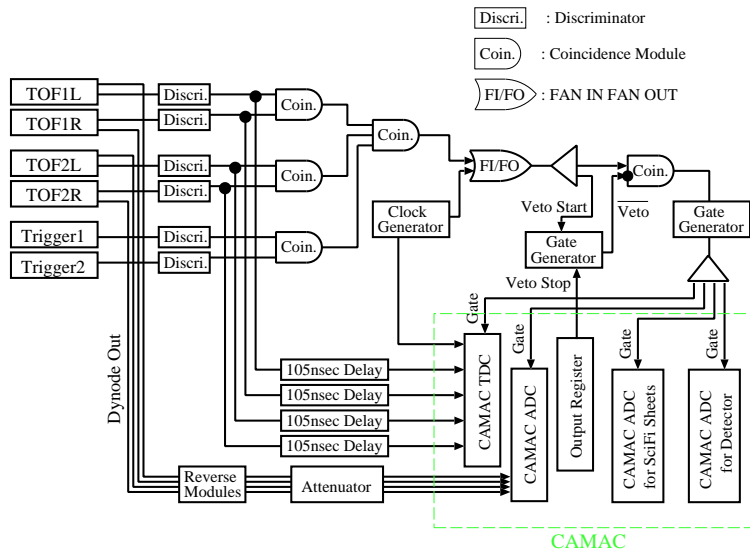


図 37: データ収集用トリガーロジック

表 11: ビームテストで取ったデータ

散乱体の濃度 (g/l)	0	0.2	0.4	0.6	1.2	1.6	2.2	2.6	2.9	3.6	4.9
--------------	---	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----

### 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  $800\text{MeV}/c$  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。この2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なった。これら2つの粒子は、この運動量においてエネルギー損失が異なる(図38)。この図は Bethe-Bloch の式より求めた。本実験では  $700\text{MeV}/c$  のビーム(陽子が  $\pi$  中間子の2倍の  $dE/dx$  をもつ)を使用する予定であったが、電磁石が正常に動作しなかつたために  $700\text{MeV}/c$  以下のビームは選択できなかった。

TOF1、2はそれぞれのシンチレータの両端からの信号を光電子増倍管を用いて読みだしている。粒子識別のため、TOFの4つのタイミング信号(TOF1L、TOF1R、TOF2L、TOF2R)それぞれでカットをかけることにする。図39にTOFのタイミング信号の分布図を示す。横軸はTDCカウント、縦軸はエントリを表す。TOF2Lがスタートタイミングを決めているので、TOF1においてはタイミングの早いほうが陽子、遅いほうが  $\pi^+$  と考えられる。TDCがオーバーフロー(TDCカウント = 4096)しているイベントは、クロックジェネレータによるランダムトリガーイベントで、これを用いてベダスタルデータをとっている。p、 $\pi^+$  の識別は、TOF1R、TOF1L両方について、p、 $\pi^+$  それぞれの分布をガウス分布でフィットし、そのピークから  $3\sigma$  の点をカットに用いている(図40)。

### 5.3.2 SciFiシートを用いた粒子の通過位置の決定

SciFiシートは、図33に示すように検出器のすぐ上流に位置している。セットされた検出器とは位置が決まるように固定されている。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分布のベダスタルデータをとる。このときのADC分布の平均値と  $\sigma$  を用いて平均値  $+(9 \times \sigma)$

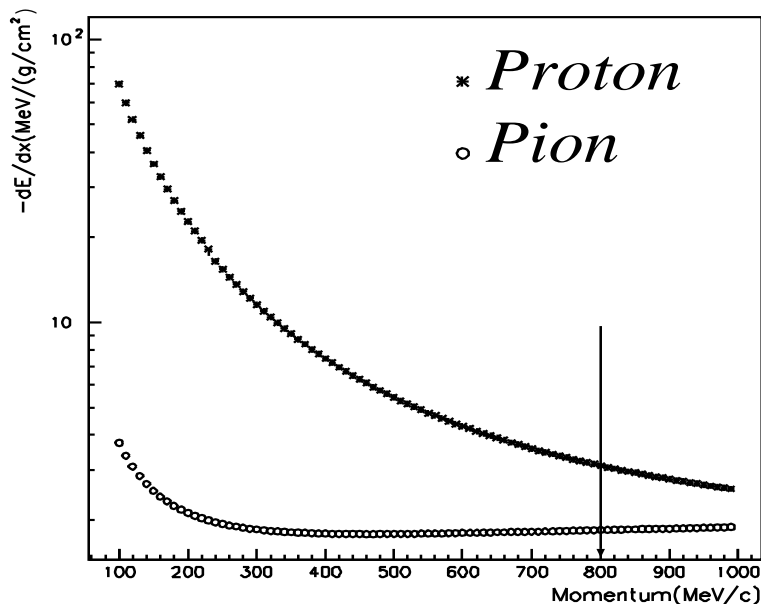


図 38: 運動量 100~1000[MeV/c] の範囲の陽子、 $\pi$  中間子が液体シンチレータ  $0.86[g/cm^2]$  を通過したときのエネルギー損失。横軸が粒子の運動量 [MeV]、縦軸が  $dE/dx[MeV/(g/cm^2)]$  を表す。Bethe-Bloch の式よりシミュレーションしたものである。

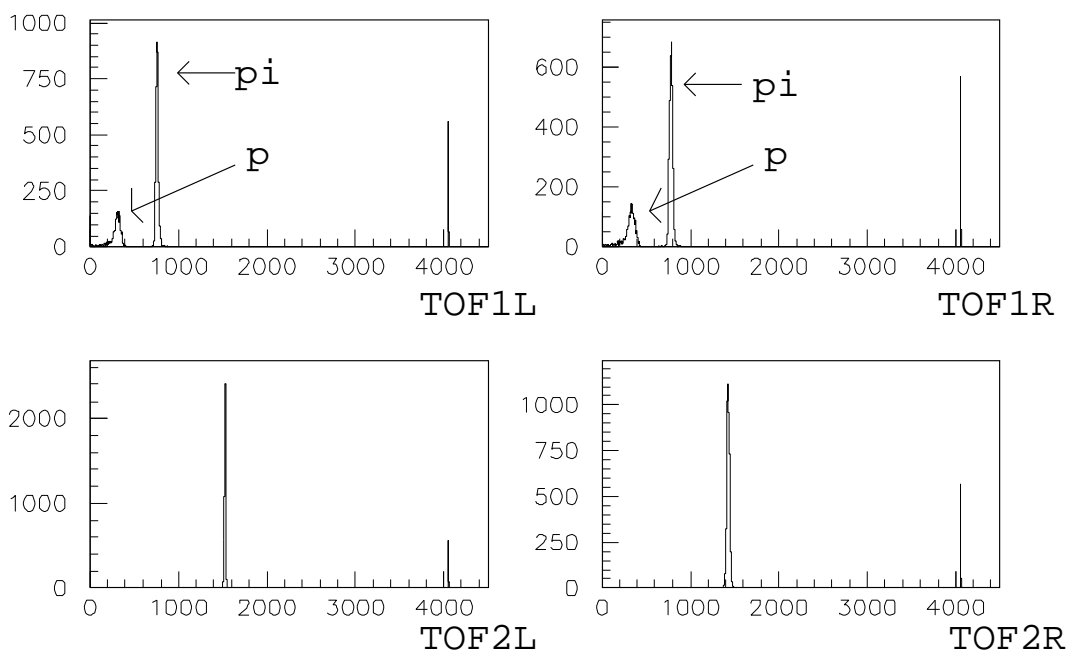


図 39: TOF のタイミング信号の分布図。横軸が TDC カウント、縦軸にエントリーをとっている。

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 8 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、8 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。

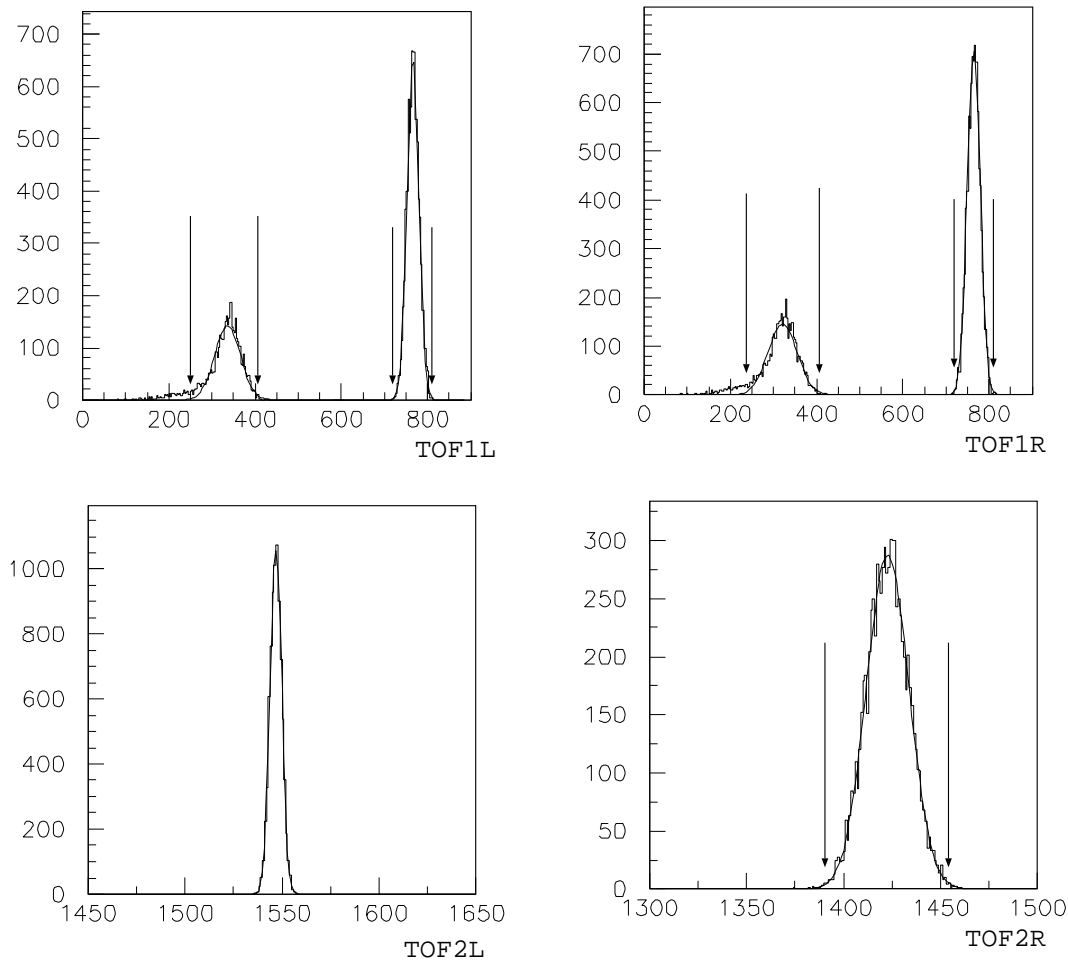


図 40: p、 $\pi$  識別のためのカットの位置。矢印の場所がカットの位置である。分布の広がっているほうが p、狭いほうが  $\pi$  である。

## 5.4 実験結果

以後の解析に使用するデータは、以下の条件を満たしたものである。

- TOF1、2、トリガーカウンタ 1、2 の全てに同時にヒットがある。
- TOF において  $\pi$  中間子または陽子として粒子識別可能である。
- SciFi シートで粒子の通過位置が測定可能である。

### 5.4.1 光量と光の広がり

図 41、図 42 に、このビームテストで得られた結果を示す。図 41 が粒子の通過位置の最近接ファイバーの平均光量、図 42 が 1 層 (ファイバー 16 本) から得られる全光量を示す。どちらの図も横軸が混入した散乱体の量 (g/l)、縦軸が光量 (p.e.) を表しており、 $\circ$  は  $\pi$  を、 $\square$  は p の時を表している。平均光量の誤差は統計誤差である。全光量の誤差は各ファイバーの統計誤差の 2 乗和の平方根から求めた。散乱体の量を増やしていくと、最近接ファイバーの光量も全光量も、ある程度までは増加していくが、途中から減少し始める。光量が減少するのは散乱体の増加に伴いシンチレーション光の散乱回数が増加するために、散乱による光量損失が増加しているためと思われる。

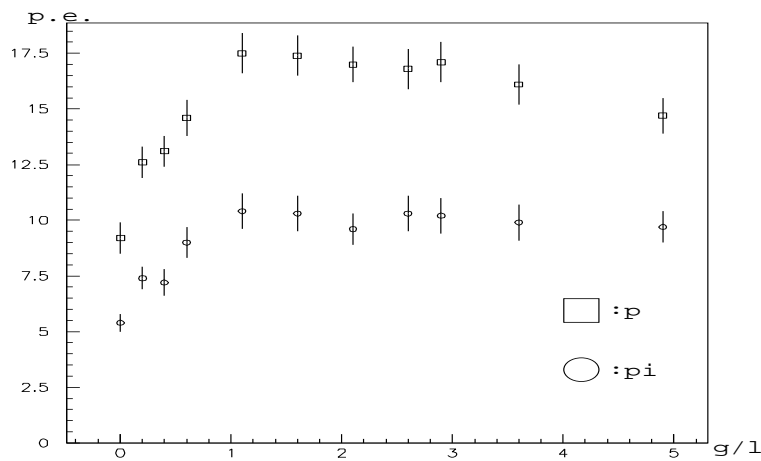


図 41: 最近接ファイバーの平均光量

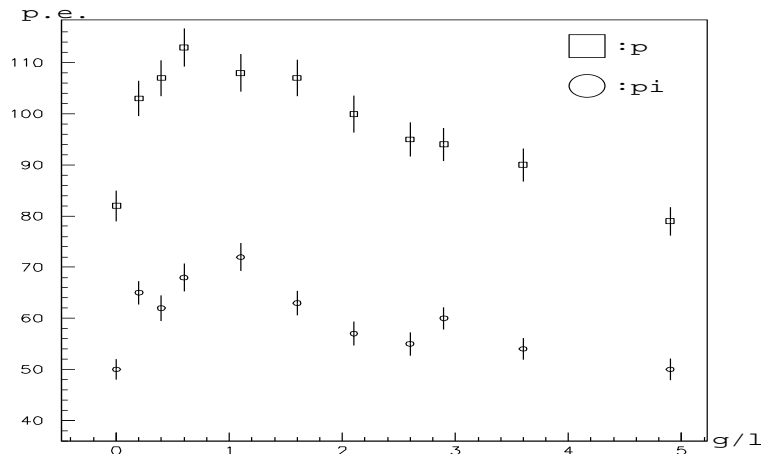


図 42: 1層分の各ファイバーから得られる平均光量の和

また、図 42 を見て分かるように、1 層から得られる全光量は散乱体を混入することで、損失すること無く効率良くファイバーに光を集めている。

先述したように、このビームテストでは運動量  $800\text{MeV}/c$  のビームを用いた。この運動量では図 38 から分かるように、 $\pi^+$ (MIP) と p の  $dE/dx$  は 1.7 倍違う。これらが通過した際に、最近接ファイバーから得られる光量は、

$$\pi: 10.4 \pm 0.9 \text{ p.e.}$$

$$p: 17.5 \pm 1.0 \text{ p.e.}$$

であった。dE/dx と同じく光量にも 1.7 倍の関係があることが確認できる。非常に良い一致を示す結果が得られた。

3 種類の散乱体濃度について、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 43 に示す。このグラフは横軸が粒子の通過位置からの距離 (cm)、縦軸が平均光量 (p.e.) を表している。誤差は統計誤差である。右のグラフが  $\pi$ 、左のグラフが p の時の光量分布である。各グラフ中の  $\Delta$  は散乱体を混入していないとき、 $\circ$  は散乱体を最も混入したとき (4.9g/l)、 $\square$  は図 41 で、最近接ファイバーの平均光量がプラトーになった点 (1.2g/l) である。

どの散乱体濃度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、

- 粒子の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。最近接ファイバーでの光量は散乱体がある程度混入することにより一定になり、散乱体の増加と共に徐々に減っていく傾向がある。では光の広がりや散乱体の混入とともにどのように変化するのだろうか。図43をみてわかるとおり、散乱体を混入することで光の広がりや抑えられている。しかし、散乱体濃度 1.2g/l のものと 4.9g/l では有意な差はみられない。この光の広がりやを表すパラメータとして、平均光量分布を正規分布でフィットし、この正規分布から求められる標準偏差を用いることにする。なお、フィットした関数の中心値は粒子通過位置と合わせてある。

図44に結果を示す。左が  $\pi$ 、右が  $p$  のデータである。上から順に散乱体濃度 0、1.2、4.9(g/l) のものを示す。図44中の Sigma が先に述べた標準偏差である。散乱体濃度 0 のときと比較して、1.2、4.9 のものは光の広がりや抑えられているのがわかる。1.2、4.9 のものではあまり差がみられていない。散乱体を混入しすぎると得られる光量が減るだけで、光の広がりやを抑える効果はあまりみられなかった。光量が減少すると、検出効率が悪くなる可能性があるため、適当な量にとどめておく必要がある。

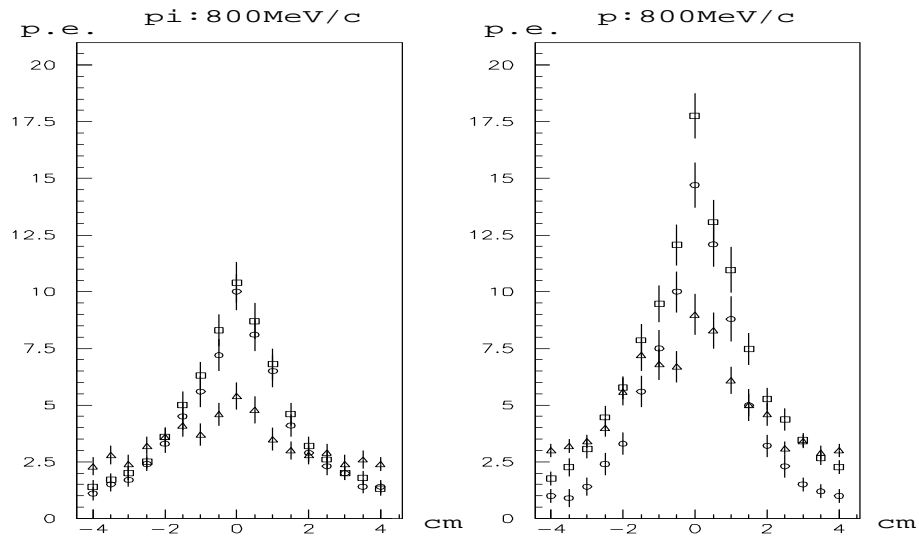


図 43: 各ファイバーの平均光量分布

## 5.4.2 位置分解能

散乱体を混入すると、シンチレータ内での光の広がりやが抑えられることが分かった。ここではイベントごとにみた位置分解能が良くなるかどうかをみていくことにする。

### 粒子通過位置

以下のようにして検証を行う。5.4節で述べた条件を満たしたイベントに対し、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、16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23)。

$$H_G = \frac{\sum_{i=1}^{16} P_i \times i}{\sum_{i=1}^{16} P_i} \quad (23)$$

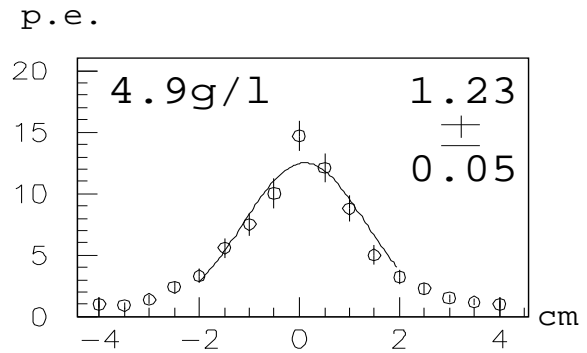
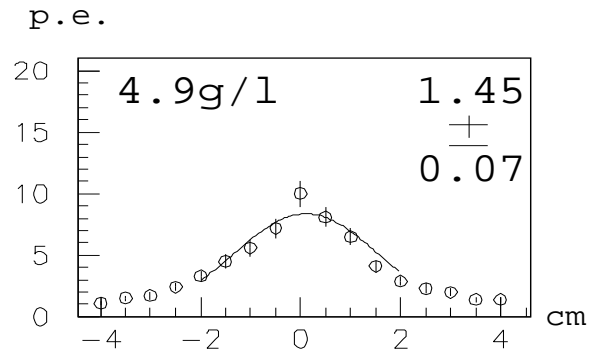
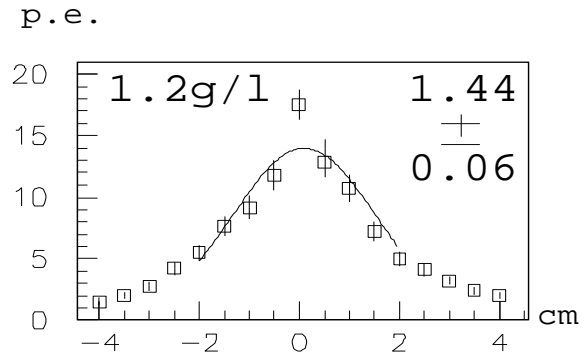
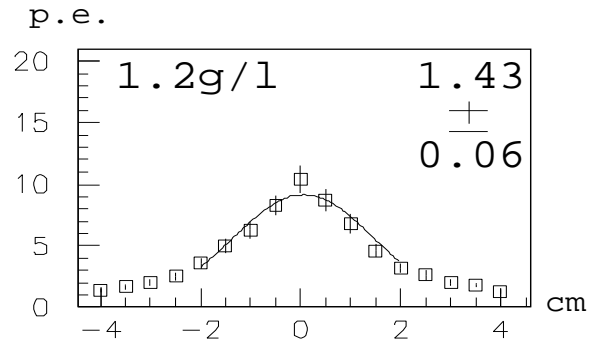
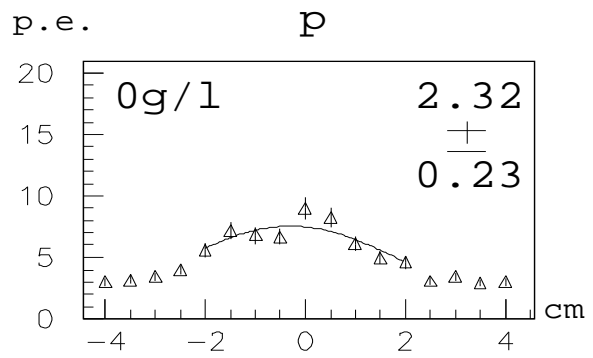
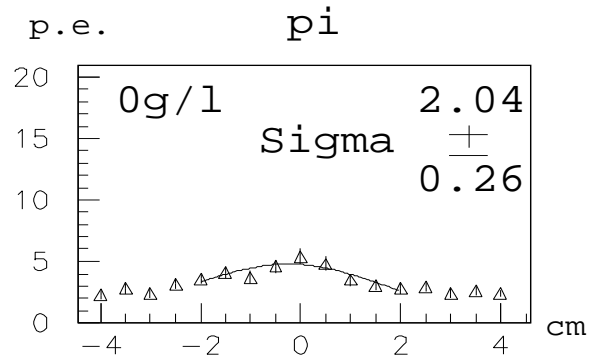


図 44: 散乱体濃度と光の広がり。左が  $\pi^+$  が通過したとき、右が p が通過したときである。

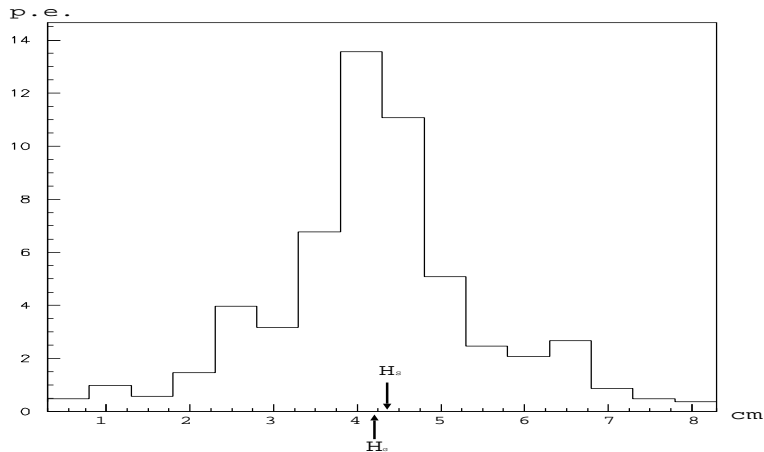


図 45: 光量分布の一例。左の矢印がこのイベントの光量重心 ( $H_G$ ) を、右の矢印が SciFi シートから求められた通過位置 ( $H_S$ ) を表している。

$H_G$  と、検出器直前にセットされた SciFi シートから求められた粒子の通過位置  $H_S$  とを用い、 $H_G - H_S$  (残差) を求める。

図 45 に 1 例を示す。散乱体濃度 1.2g/l、通過粒子が  $\pi$  の時のあるイベントである。図中ヒストグラム下にある左の矢印がこのイベントの光量重心 ( $H_G$ ) を、右の矢印が SciFi シートから求められた通過位置 ( $H_S$ ) を表している。

## 測定結果

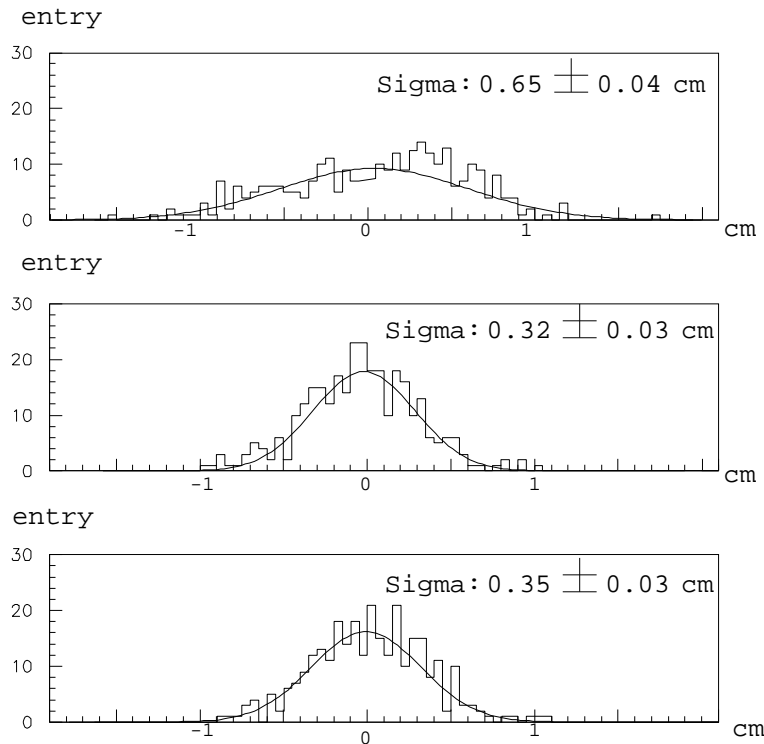


図 46:  $\pi$  が通過したときの残差分布

上記の方法で求めた  $H_G - H_S$  (残差) の分布を、 $\pi$ 、 $p$  に対して各々の濃度で求める。図 46 に残差分布を示す。これは  $\pi$  が通過したときのものである。上から順に散乱体濃度が 0、1.2、4.9 (g/l) のものを表している。

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定義する。各散乱体濃度の残差分布から求まる標準偏差を図 47 に示す。横軸が散乱体濃度 (g/l)、縦軸が位置分解能 (cm) を示す。○は  $\pi$  を、□は  $p$  の時を表している。この図からわかるように、イベント毎に見ても散乱体を混入することで、粒子の通過位置に対してより正確な位置を得ることが出来ることが分かる。先の節で光の広がりについて調べてみたときと同様に、位置分解能も散乱体濃度が 1.2g/l 以上になると、誤差の範囲で同じである。また  $p$  通過時の位置分解能が  $\pi$  でのそれより良いことから、より大きな光量を集めることで検出器の位置分解能を上げることができると言える。

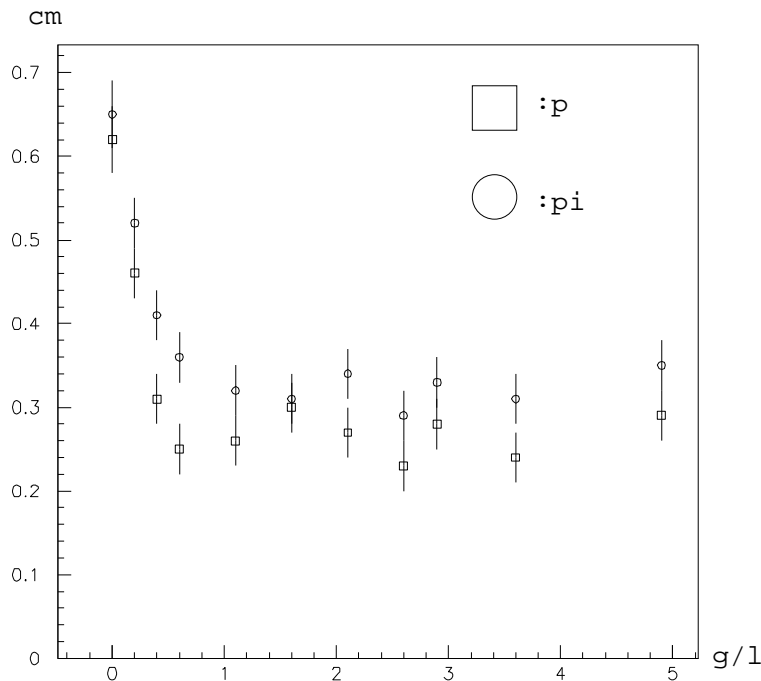


図 47: 各散乱体濃度の位置分解能

### 5.4.3 検出効率

この検出器には高い検出効率が要求されている。この検出器の主旨はできるだけ光を粒子通過位置近くファイバーに集めることであるから、検出効率の評価には粒子通過位置の最近接ファイバーの情報を用いることにする。図 41 から分かるように、最近接ファイバーの光量は濃度 1.2g/l 以上で一定になる。また、図 42 で、濃度 1.2g/l を超えると全光量が減少し始めるため、1.2g/l のものでの検出効率を考える。この濃度で最近接ファイバーから得られる平均光量は、

$$\pi : 10.4 \pm 0.9p.e. \quad p : 17.5 \pm 1.0p.e.$$

である。ポアソン分布

$$f(r, \mu) = \frac{\mu^r e^{-\mu}}{r!} \quad (24)$$

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

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

$$f(r=0, \mu) = \frac{\mu^0 e^{-\mu}}{0!} = e^{-\mu} \quad (25)$$

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

$$\pi : 3.0 \times 10^{-5} \% \quad p : 2.5 \times 10^{-8} \%$$

である。よって検出効率は  $\pi$ 、 $p$  どちらに対してもほぼ 100% であると予想される。

これに対して実験データからの検出効率を以下のように求める。粒子通過位置のファイバーにおいてペダスタルを正規分布でフィットし、そこから平均値 ( $m$ ) と標準偏差 ( $\sigma$ ) を求める。次に  $m+3\sigma$  を閾値として、それ以上の信号をヒットとする (図 48)。つまり検出効率を以下のように定義する。

$$\text{検出効率} = \frac{\text{(最近接ファイバーの光量が閾値以上のイベント)}}{\text{(トリガーされたイベント)}} \quad (26)$$



これから求まる検出効率は

$$\pi : 100 \% \quad p : 100 \%$$

となり、予想された値と矛盾しない。

実際にはノイズを抑えるために、閾値をある程度大きな値にする。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。このとき検出効率は閾値に依存する。以下では粒子通過位置の最近接ファイバー1本の情報だけを用いず、通過位置を挟んだ2本のファイバーの情報を用いてヒット検出を行なった。つまり、以下のように検出効率を定義しなおす。

$$(\text{検出効率}) = \frac{(\text{通過位置を挟んだ2本のどちらかの光量が閾値以上のイベント})}{(\text{トリガーされたイベント})} \quad (27)$$

散乱体濃度 1.2g/l でのヒット検出効率を図 49 に示す。横軸に閾値を、縦軸に検出効率をとっている。この図から分かるように、検出効率として 99% 要求すると 4.2p.e. まで閾値を上げることが可能である。

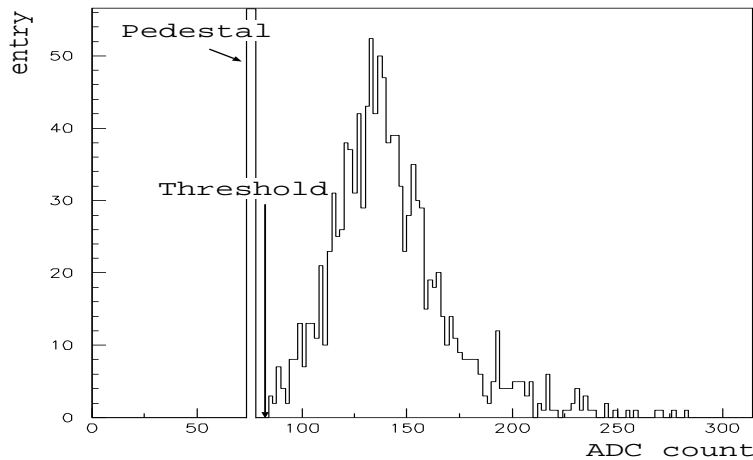


図 48:  $\pi^+$  が通過したときの最近接ファイバーのペDESTALとその ADC 分布。左にあるピークがペDESTALデータである。矢印がここで定義した閾値で、これより大きいものをヒットとしている。

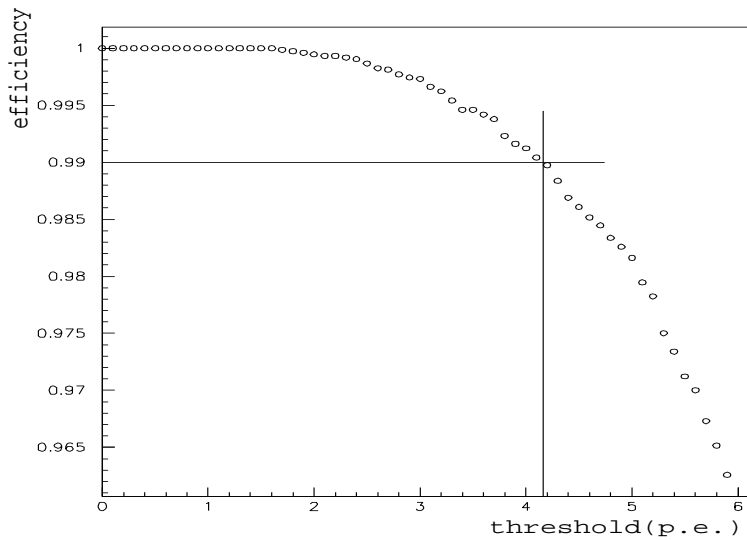


図 49: 散乱体濃度 1.2g/l でのヒット検出効率

#### 5.4.4 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、それに付随してでるものと、偶発的に起こるランダムノイズとに分けられる。このビームテストではペDESTAL用のデータを取るために、クロックジェネレータ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。この中にヒットとみ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。

ランダムトリガーイベントのADC分布を図50に示す。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。すなわちこの検出器では、ランダムノイズが与える影響は幾ど無く、その存在を無視して開発を進めることができる。

以下では信号に付随するノイズについて考える。先に定義した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だしてくる。理想的にはヒットとみなされるファイバーの集合は1つだけである。このヒットとみなされるファイバーの集合が2つ以上にわかれている(間にヒットでないファイバーを挟んで2つ以上の集合がある)イベントを、ノイズと定義する。このヒットイベント中のノイズの混入率を示したものが図51である。横軸に閾値を、縦軸にはノイズ混入率を示してある。

このノイズを考慮したときの検出効率を、

$$(\text{検出効率}) = \frac{(\text{ヒットとみなされたイベント}) - (\text{信号に付随したノイズ})}{(\text{トリガーされたイベント})} \quad (28)$$

と定義してみる。この検出効率を表したものが図52である。そうすると、検出効率は最も良い閾値を選んで来た場合、 $98.0 \pm 0.2\%$  という値が得られた。この値は検出器に対する要求 ( $> 99\%$ ) は満たしていない。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、その効率を良くする可能性がある。ノイズも同様に、ソフトウェアで落とせる可能性がある。

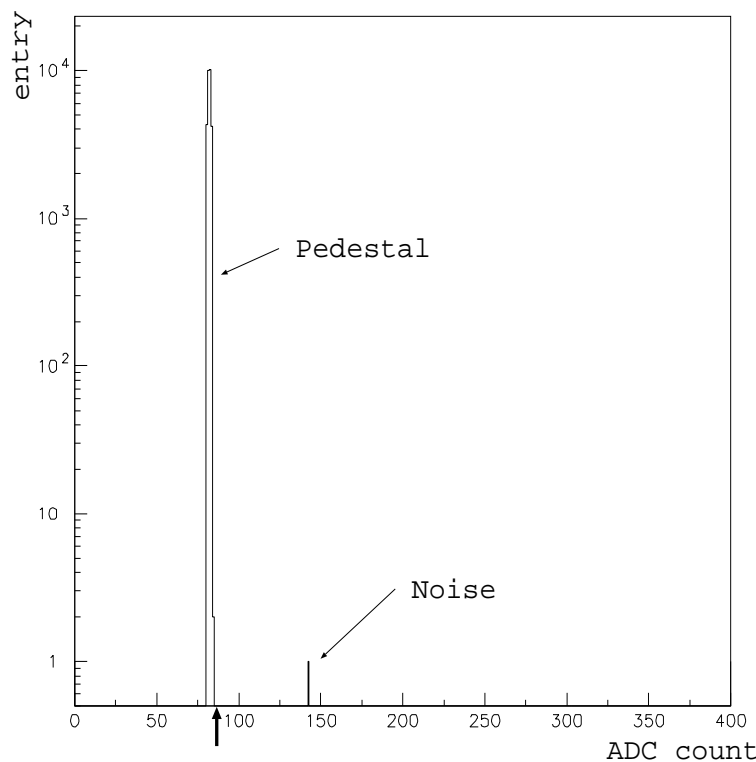


図 50: ランダムトリガーイベントのADC分布。縦軸がログスケールで表したイベント数、横軸がADCを表す。矢印の位置が0.6p.e.の閾値を示す。

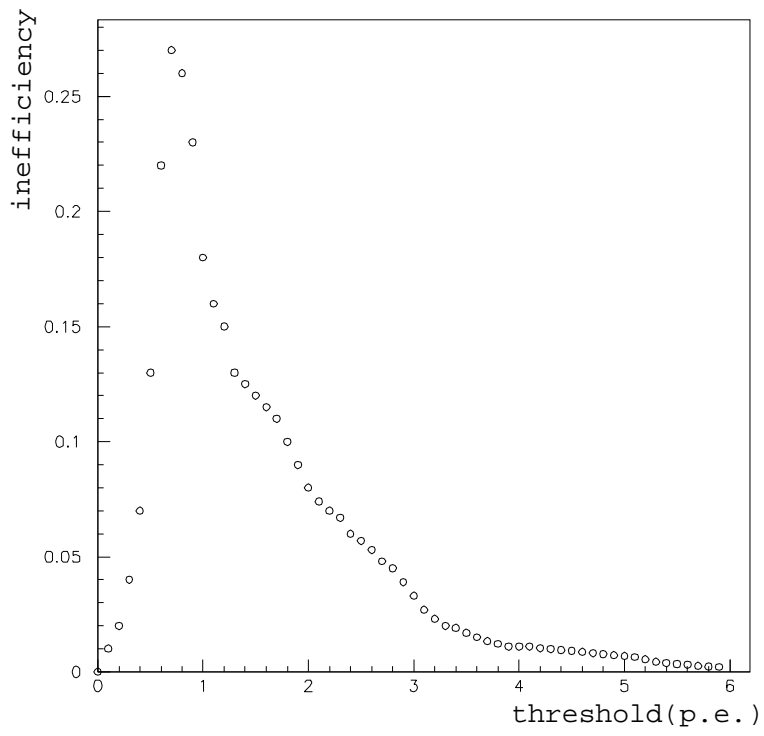


図 51: ヒットイベント中のノイズの割合

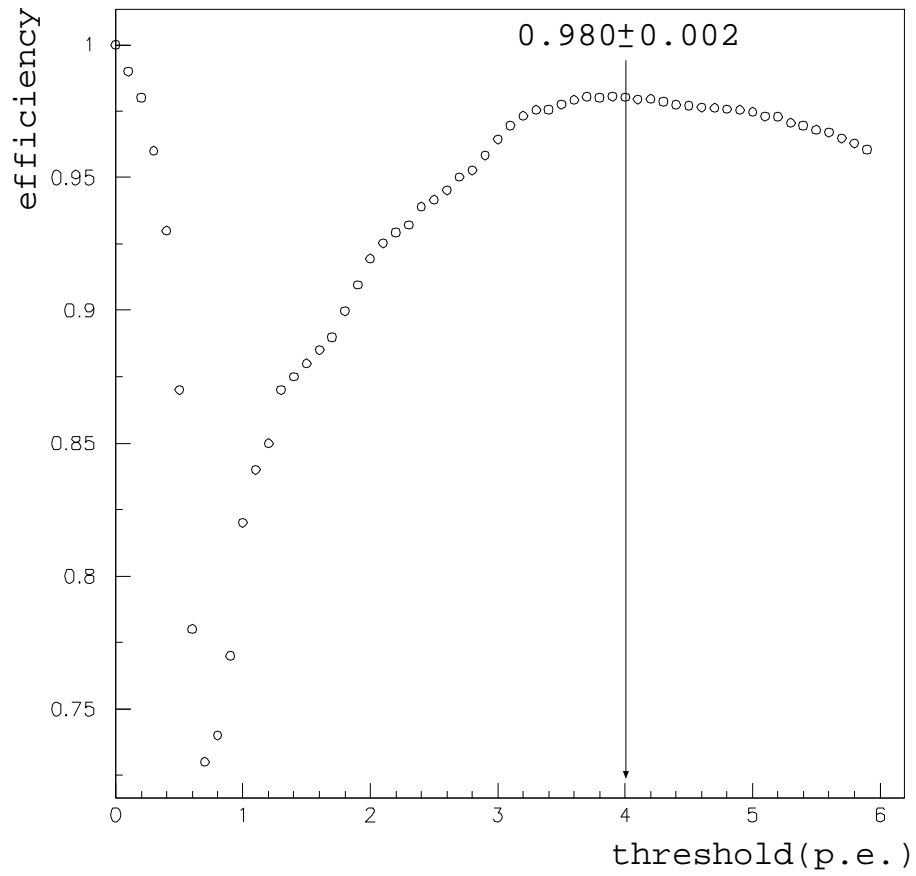


図 52: ノイズも考慮した検出効率

## 5.5 ビームテストの結論

$\pi^2$  ビームラインでの実験の主要な目的は、最適な散乱体濃度の液体シンチレータを用いて、MIPに対して

- ファイバーから読みだされる光量
- 粒子の通過位置と読み出すファイバーとの距離の光量分布
- 位置分解能
- 検出効率

を測定することであった。

散乱体に酸化チタン CR-63、液体シンチレータに BC517-L を使用して飛跡検出器のプロトタイプを作成し、上記のものを測定した。その結果、最適と思われる濃度は 1.2g/l であった。この濃度で MIP に対して

光の広がり :  $1.43 \pm 0.06$  cm

最近接ファイバーから得られる平均光量 :  $10.4 \pm 0.9$  p.e.

位置分解能 :  $0.32 \pm 0.03$  cm

検出効率 :  $98.0 \pm 0.2$  %

という値が得られた。

また、 $\pi^+$ (MIP) とその 1.7 倍の  $dE/dx$  をもつ陽子とを TOF を用いて識別し、光量にも 1.7 倍の関係があることを確認した。

位置分解能はこの検出器への要求を満足するものである。検出効率に関しては、ソフトウェアの開発により要求を満たすことができると考えられる。

適当な散乱体を混入することで検出器の性能が上昇することは証明できた。

問題点は今回使用した散乱体では、沈澱しないように液体シンチレータを常に攪拌する必要があるという点である。プロトタイプのような小さいものであれば、大した苦労はなくとも攪拌することは可能であった。しかし、この検出器は巨大 ( $\sim 3m \times 3m \times 3m$ ) であることが要求されている。巨大化に際してこれは大きな問題となる。

現段階では、1 種類の液体シンチレータに対し、数種類の酸化チタンを試しただけである。その中でもっとも攪拌が容易であったものを用いて測定を行った。次章では 2 種類の液体シンチレータを用いて、散乱体の選定を行う。

## 6 散乱体の最適化

### 6.1 酸化チタンの種類と沈澱速度

4章でも述べたように、理論上は攪拌する必要のないものが沈殿しているのは、粒子同士がくっついて大きな塊となっているためと考えられる。そのため、今回は粒子径にこだわらず、様々な酸化チタンを入手して実験を行った。入手した酸化チタンの種類を表 12 に示す。なお、粒子径が数十 nm のものにアナタース形がないのは、製作していないためである。

これらを 2 種の液体シンチレータ BC-517 L、EJ-399-04 に混入する。数時間放置した結果、沈澱のみられないものは無かった。そこで沈澱速度の違いに関して次のような実験をした。スクリュウ管に液体シンチレータ 15ml と酸化チタン 3g を入れ、攪拌(手で振った)した後、底に沈澱するまでの時間を測定した。沈澱後の様子を図??に示す。これは液体シンチレータ BC517-L、酸化チタン MT100-S の場合である。この程度の沈澱量に達するまでの時間を測定した。結果を表??にまとめる。

攪拌する必要のないものはなかったが、前章まで使用していた酸化チタン CR-63 と比べ、はるかに沈澱速度の遅いものはあった。MT100-S、MT-100F、MT-500SAS の 3 種類が、他と比べて遅かったものである。

これら 3 種は平均粒子径が 15nm から 35nm と、CR-63(粒子径: 200nm) に比べて非常に小さい。巨大化に際して攪拌方法は重要な課題の 1 つであるが、沈澱速度が非常に遅いものであれば解決方法は比較的簡単になる。そこで、これらを用いて宇宙線実験を行なった。

ルチル形に比べアナタース形は沈澱速度が速く、その中でも親水性のものは沈澱速度が速かった。また粒子径の大きいものに比べ、小さいものの方が沈澱速度は遅かった。これはストークスの法則<sup>9</sup>に従って考えると、塊となった粒子群の大きさが他と比べて小さいことを意味する。すなわち、もともとの粒子径が小さいもの程、塊となったときの大きさが小さくなると考えられる。液体シンチレータの違いによる沈澱速度の違いはみられなかった。

### 6.2 宇宙線実験

宇宙線実験の目的は 2 種の液体シンチレータと、これらに比較的混ざりやすい酸化チタンを用いて性能評価を行なうことである。液体シンチレータに混ざりやすい酸化チタンで十分な性能が得られれば、攪拌方法は容易になる。

また、液体シンチレータ BC-517L と酸化チタン CR-63 の組み合わせを用いて検出器の再現性の確認を行なった。測定時の散乱体濃度は 1.2g/l である。

#### 6.2.1 セットアップとデータ収集システム

図 54 に宇宙線実験のセットアップの概観図を示す。容器中に液体シンチレータを満たし、容器底部に攪拌用のファンをセットしている。波長変換(WLS)ファイバーは Y-11、マルチクラッド型、 $\phi 1.5\text{mm}$  を使用した。WLS はファン上面 1.5cm の高さに 1cm 間隔で 9 本張っている。検出器上下にはトリガーカウンタをセットし、また、宇宙線通過位置特定のためにシンチレーティングファイバー(SciFi)シートを容器とトリガーカウンタの間に置いてある。宇宙線のフラックスが小さいため、SciFi シートは上下それぞれ 2mm ピッチで 16ch ずつ読みだしている。トリガー

<sup>9</sup> Appendix A

表 12: 酸化チタンの種類 [23]

銘柄	平均粒子径 (nm)	TiO <sub>2</sub> 率 (%)	結晶形	表面処理剤
JR-301	300	93	ルチル	Al
JR-403	250	91	ルチル	Al, Si
JR-600A	250	93	ルチル	Al
JR-603	280	90	ルチル	Al, Zr
JR-701	270	93	ルチル	Al, Si, Zn
JR-800	270	90	ルチル	Al, Si
JA-1	180	98	アナターズ	—
JA-4	180	95	アナターズ	Al
MT-100S	15	80	ルチル	ラウリン酸アルミニウム
MT-100F	15	78	ルチル	ステアリン酸鉄
MT-150W	15	91	ルチル	—
MT-100HD	15	80	ルチル	アルミナ, ジルコニア
MT-500B	35	96	ルチル	—
MT-500SAS	35	85	ルチル	アルミナ, シリカ, シリコン

カウンタの面積はこれを十分に覆える大きさである。

図 53 に宇宙線実験のトリガーロジックシステムを示す。上下トリガーシンチレータの信号を、それぞれディスクリミネータに通しそのコインシデンスをとったものを ADC のゲート信号としている。ゲート信号の幅は 100ns である。この中に SciFi シートからの信号、WLS ファイバーからの信号が入るように、オシロスコープをみながら調節してある。

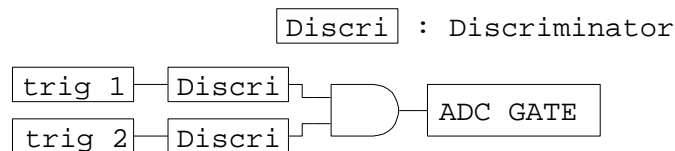


図 53: 宇宙線実験のトリガーロジック

### 6.2.2 散乱体濃度の決定

宇宙線を用いて実験を行なうため、前章のビームテストのように何点か散乱体濃度を変えて測定することは時間的に困難である。また前章において、ある程度の散乱体濃度 (BC-517L、CR-63 の組み合わせの場合は 1.2g/l であった) を超えると、そこから大量に散乱体を混入しない限り検出器の性能に差がみられなくなることがわかった。そこで、今回の宇宙線実験では液体シンチレータ、酸化チタンの組み合わせは、検出器の性能が変化しないと推定される濃度 (1.4g/l~1.6g/l) 1 点のみで測定する。ちなみに、液体シンチレータに少量ずつ酸化チタンを混入していくと、ある濃度から見た目の濃さはほとんど変化しなくなる。図 55 にこの変化を示す。図は液体シンチレータ BC-517L に CR-63 を少量ずつ混入していき、透明度の変化を観察した写真である。写真の下の数値は散乱体濃度を示す。これを見てわかるように、濃度が 1.2g/l を超えると見た目に差がほとんどみられない。すなわち、主観的ではあるが、散乱体濃度が多少変化しても透明度がほとんど変化しない濃度が、検出器の性能が変化しないと推定される濃度と一致する。

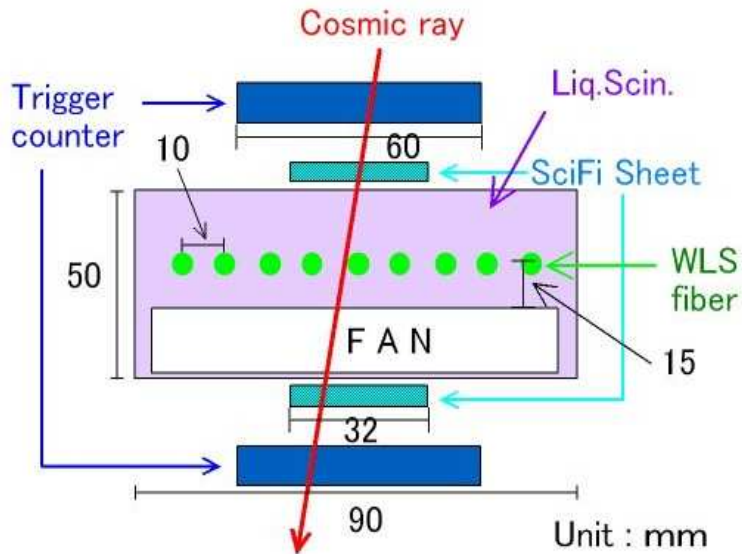


図 54: 宇宙線実験のセットアップの概観図



図 55: BC-517Lに CR-63を混入していったときの見た目の変化。絵の下の数値は散乱体濃度を表す。単位は g/l

### 6.2.3 データ収集システム

### 6.2.4 解析

データ解析には以下の条件を満たすものを使用した。

1. 上下トリガーカウンタに同時に信号のあったもの。
2. 上下 SciFi シート両方に、1 ヒットもしくは隣り合った 2 ヒットとみなせる信号があること。

項目2. のヒット検出の方法は §5.3.2 で詳しく述べている。粒子通過位置は上下の SciFi シートのヒット位置を内挿して求めている。

上記の条件を満たすイベントを用いて

- 粒子通過位置の最近接ファイバーから得られる光量
- 光の広がり
- 位置分解能
- 検出効率

を求めた。

## 再現性の確認

まず、液体シンチレータ BC517-L と酸化チタン CR-63 の組み合わせで、ビームテストの結果を再現するかどうかを確認した。ビームテストでは運動量 800MeV/c のビームを用いた。この運動量においてビームの主成分である  $\pi^+$ 、p のうち、 $\pi^+$  は最小電離作用をする粒子 (MIP) として扱える。また、宇宙線荷電粒子は大半が高エネルギー  $\mu$  であるからこれは MIP とみなすことができる。したがって、宇宙線が通過したときに得られるデータと、ビームテストの  $\pi^+$  のデータを比較することで、この検出器の再現性を確認することができる。

ビームテスト実験で用いた液体シンチレータ BC-517L と、酸化チタン CR-63 の組み合わせを用いて宇宙線実験を行なった。測定した散乱体濃度は 0(透明) と 1.2g/l である。得られた結果を図 56 に示す。

左から順に平均光量分布、位置分解能、検出効率を示す。上が散乱体濃度 1.2g/l のもの、下が散乱体濃度 0 のものを示す。平均光量分布の図は縦軸が光電子数 (p.e.)、横軸が距離 (cm) である。横軸の 0cm の点が粒子通過位置を表す。誤差は統計誤差のみを用いた。位置分解能は §5.5.2 と同様の方法で求めている。縦軸がイベント数、横軸が残差分布 (光量重心) - (SciFi シートから求めた粒子通過位置) を表す。光量重心は式 23 から求めている。検出効率の定義は式 28 である。縦軸が検出効率 (%), 横軸が閾値 (p.e.) を表す。

前回のビームテスト実験の  $\pi^+$  の結果と、今回の宇宙線実験の結果をまとめたものが表 13 である。表 13 をみてわかるように、誤差の範囲内で再現性があることが確認できる。

宇宙線を用いてビームテストの結果を再現できることを確認できた。以下では 2 種類の液体シンチレータと、3 種類の酸化チタンを用いて検出器の性能評価を行なう。

表 13: BC-517L と CR-63 を用いた再現性の確認。

液体シンチレータ	酸化チタン	平均光量 (p.e.)	光の広がり (cm)	位置分解能 (cm)	検出効率 (%)
BC-517L	なし (宇宙線)	$5.2 \pm 0.3$	$2.21 \pm 0.25$	$0.68 \pm 0.02$	$91.2 \pm 0.4$
	なし (ビーム)	$5.4 \pm 0.4$	$2.04 \pm 0.26$	$0.65 \pm 0.04$	$90.8 \pm 0.5$
	CR-63(宇宙線)	$9.8 \pm 0.6$	$1.47 \pm 0.06$	$0.36 \pm 0.01$	$98.3 \pm 0.3$
	CR-63(ビーム)	$10.4 \pm 0.9$	$1.43 \pm 0.06$	$0.32 \pm 0.03$	$98.2 \pm 0.2$



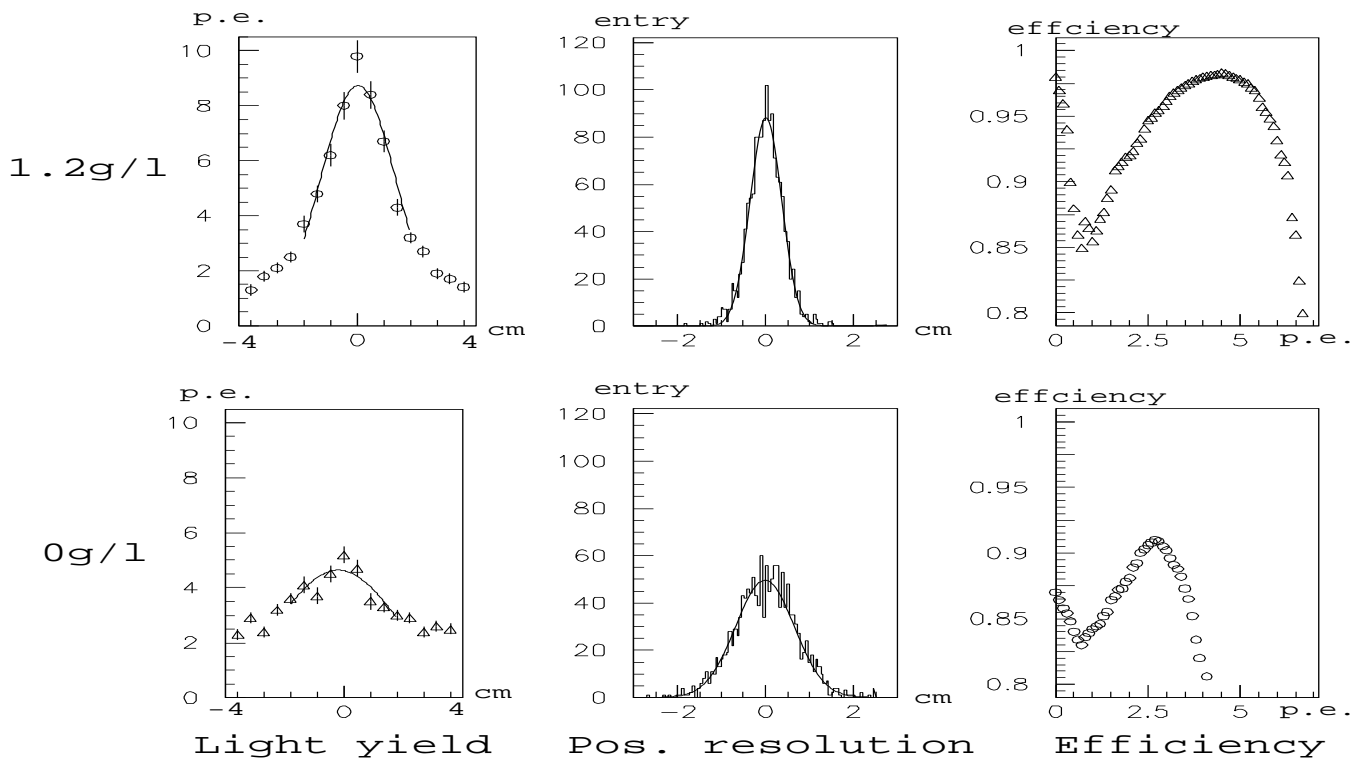


図 56: CR-63 を用いた再現性の確認。左から順に、平均光量分布、位置分解能、検出効率を示す。

## 光量と光の広がり

まず、宇宙線荷電粒子が通過した際の最近接ファイバーから得られる光量と、各ファイバーの光量分布から光の広がりを求める。

図 57 に各ファイバーから得られる平均光量分布を示す。横軸が距離 (cm)、縦軸が光量 (p.e.) を表す。上が BC-517L、下が EJ-399-04 のもので、左から順に散乱体なし、MT-100S、MT-100F、MT-500SAS (酸化チタンの銘柄は表 12 を参照) と並んでいる。これを正規分布でフィットし、その標準偏差を光の広がりを表すパラメータとして用いた。粒子通過位置の最近接ファイバーから得られる平均光量、各ファイバーの平均光量の和、光の広がりを表 14 にまとめた。

表 14: 平均光量と光の広がり。左から順に最近接ファイバーの平均光量、光の広がり、各ファイバーから得られた全光量を表す。

液体シンチレータ	酸化チタン	平均光量 (p.e.)	光の広がり (cm)	平均光量の和 (p.e.)
BC-517L	なし	$5.2 \pm 0.3$	$2.28 \pm 0.18$	$56.8 \pm 1.0$
	MT-100S	$14.3 \pm 0.7$	$1.46 \pm 0.04$	$97.3 \pm 1.6$
	MT-100F	$14.7 \pm 0.7$	$1.43 \pm 0.04$	$98.0 \pm 1.6$
	MT-500SAS	$13.1 \pm 0.6$	$1.47 \pm 0.03$	$95.3 \pm 1.6$
EJ-399-04	なし	$6.9 \pm 0.4$	$2.14 \pm 0.1$	$79.2 \pm 1.5$
	MT-100S	$18.2 \pm 0.9$	$1.25 \pm 0.02$	$110.3 \pm 1.7$
	MT-100F	$17.8 \pm 0.9$	$1.33 \pm 0.02$	$110.4 \pm 1.7$
	MT-500SAS	$16.5 \pm 0.8$	$1.22 \pm 0.03$	$103.3 \pm 1.75$

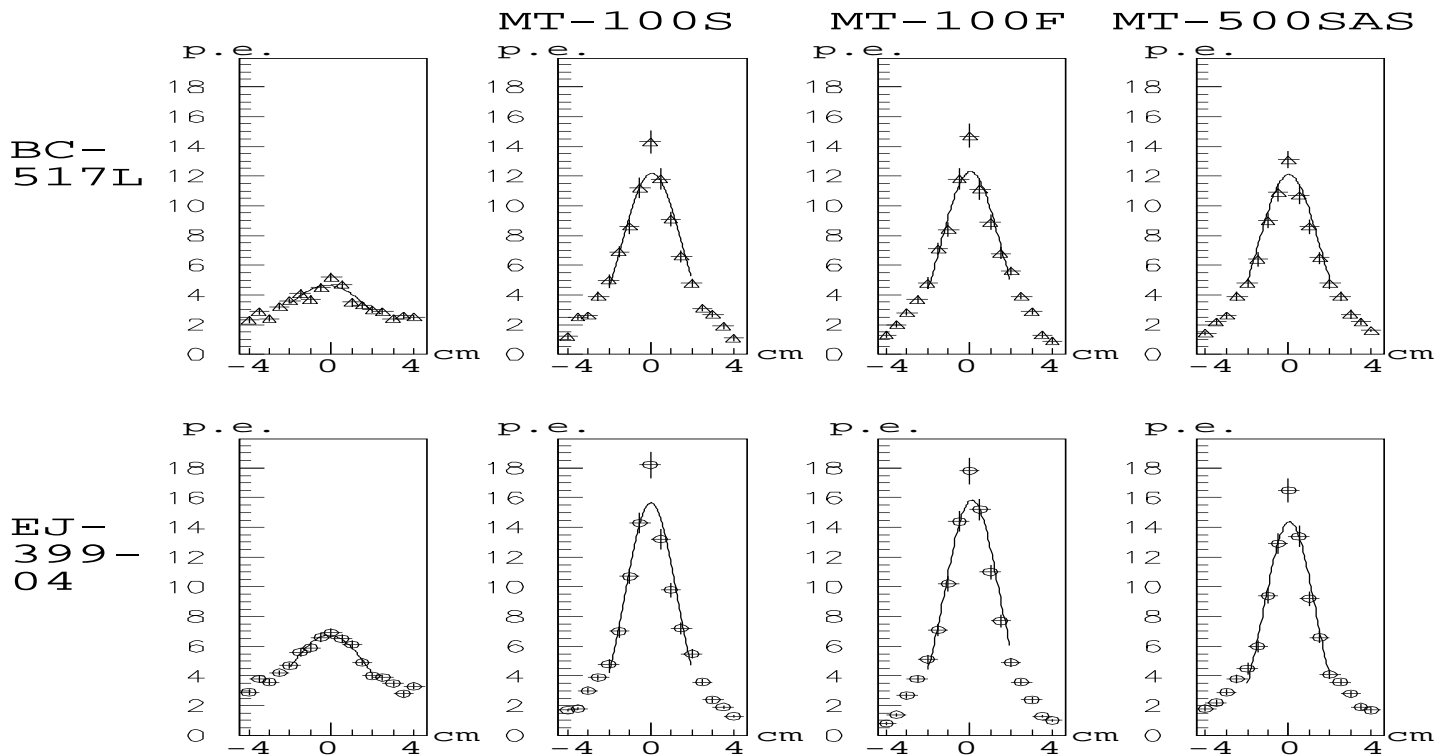


図 57: 平均光量分布

## 位置分解能

位置分解能の評価は § 5.5.2 で述べた方法と同様に行なう。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

$$H_G = \frac{\sum_{i=1}^9 P_i \times i}{\sum_{i=1}^9 P_i} \quad (29)$$

で求められる。この値と SciFi シートから求めた粒子通過位置  $H_S$  とを用い、 $H_G - H_S$  (残差) の分布を調べる。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を位置分解能として考える。

残差分布を図 58 に示す。縦軸がイベント数、横軸に残差 ( $H_G - H_S$ ) [cm] を表す。上が BC-517L、下が EJ-399-04 を、左から順に散乱体なし、MT-100S、MT-100F、MT-500SAS の順番で並んでいる。図中の数値は求められた位置分解能を表している。

## 検出効率

検出効率は § 5.5.4 と同様の方法で求めた。

$$\text{検出効率} = \frac{(\text{ヒットとみなされたイベント}) - (\text{信号に付随したノイズ})}{(\text{トリガーされたイベント})} \quad (30)$$

上記のように定義した検出効率に対して、表 15 に各々の組み合わせで得られた検出効率をまとめた。前回のビームテスト実験では 98% であったものが、今回は酸化チタンの混入により 99% 以上であった。

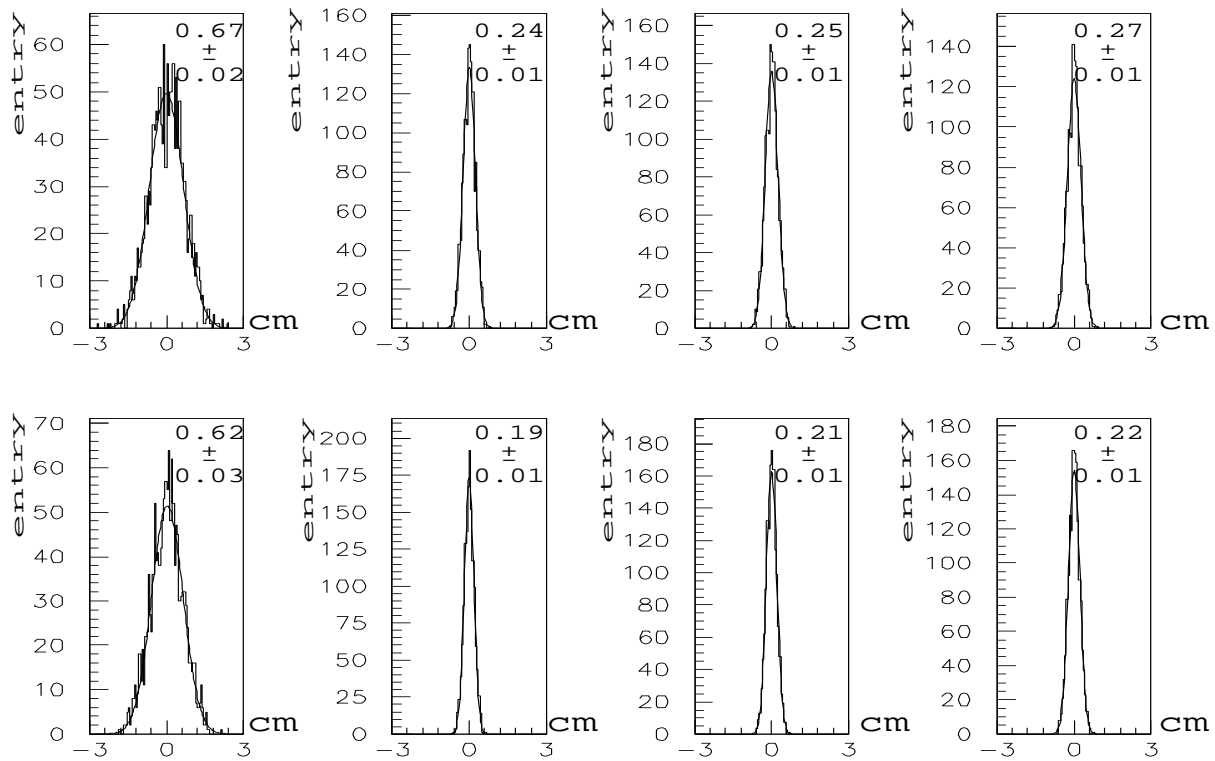


図 58: 残差分布

表 15: 検出効率

液体シンチレータ	BC-517L			
酸化チタン	なし	MT-100S	MT-100F	MT-500SAS
検出効率 (%)	91.2 ± 0.4	99.3 ± 0.3	99.4 ± 0.2	99.0 ± 0.2

EJ-399-04				
	なし	MT-100S	MT-100F	MT-500SAS
	90.8 ± 0.5	99.5 ± 0.2	99.3 ± 0.2	99.2 ± 0.3

### 6.3 結果

2種の液体シンチレータ BC-517L、EJ-399-04に散乱体として14種類の酸化チタンを混入し、攪拌する必要の無いものを探した。その結果、沈澱速度に違いはあるものの、攪拌しなくてもよいものは無かった。そこで、沈澱速度が遅かった酸化チタン MT-100S、MT-100F、MT-500SASをそれぞれに混入して宇宙線実験を行なった。また、前章まで使用した CR-63 を用いて再現性の確認を行なった。測定を行なったのは MIP に対して、

- 最近接ファイバーから得られる平均光量
- 光の広がり
- 位置分解能
- 検出効率

の4点である。

測定結果を表 16 にまとめる。

まず、CR-63 を用いて再現性を確認できた。また、液体シンチレータと酸化チタンの組み合わせを変えて測定した結果、液体シンチレータは BC-517L よりも EJ-399-04 の方が、最近接ファイバーで得られる光量が30%ほど多かった。酸化チタンは得られる光量、光の広がり、位置分解能、検出効率を考慮すると、粒子径が 15nm のもの (MT-100S、MT-100F) が良い結果を得られた。

酸化チタンの違いによる光量の違いは、平均粒子径によるものと思われる。Mie 散乱の理論によると、波長 425nm に対して最も反射率のよい粒子径は 200nm 程度である [24]。それに対して実験結果は粒子径 15nm のものが、最も得られる光量が大きかった。これは沈澱にも関することであるが、粒子同士がくっついて大きな塊となり、実際の粒子径よりも大きなものとして振舞っているためと考えられる。

攪拌する必要の無い散乱体は今回はみつけることが出来なかった。しかしながら、沈殿速度が遅く、得られる光量が大きいものはみつかった。攪拌方法の工夫は考える必要があるが、沈殿速度が遅ければ遅い程、手間は少なくなる。ちなみに、超振動攪拌機という攪拌機がある [25]。これは現在用いているようなプロペラを回転させて攪拌を行なうタイプではなく、15-50Hz の低周波の出力で発生する振動を多段式の振動羽根に伝達し、その振動により発生する流体の高速三次元の乱流を基本とした攪拌機であり、大容量の攪拌にも対応できる。

表 16: 宇宙線実験の結果

液体シンチレータ	酸化チタン	平均光量 (p.e.)	光の広がり (cm)	位置分解能 (cm)	検出効率 (%)
BC517L	なし	5.2 ± 0.3	2.28 ± 0.18	0.67 ± 0.02	91.2 ± 0.4
	CR-63 (宇宙線)	9.8 ± 0.6	1.47 ± 0.05	0.36 ± 0.04	98.3 ± 0.3
	CR-63(ビーム)	10.4 ± 0.9	1.43 ± 0.06	0.32 ± 0.03	98.2 ± 0.2
	MT-100S	14.3 ± 0.7	1.46 ± 0.04	0.24 ± 0.01	99.3 ± 0.3
	MT-100F	14.7 ± 0.7	1.43 ± 0.04	0.25 ± 0.01	99.4 ± 0.2
	MT-500SAS	13.1 ± 0.6	1.47 ± 0.03	0.27 ± 0.01	99.0 ± 0.2
EJ-399-04	なし	6.9 ± 0.4	2.14 ± 0.1	0.62 ± 0.03	90.8 ± 0.5
	MT-100S	18.2 ± 0.9	1.25 ± 0.02	0.19 ± 0.01	99.5 ± 0.2
	MT-100F	17.8 ± 0.9	1.33 ± 0.02	0.21 ± 0.01	99.3 ± 0.2
	MT-500SAS	16.5 ± 0.8	1.22 ± 0.03	0.22 ± 0.01	99.2 ± 0.3

## 7 結論

本研究は、次期ニュートリノ実験に使用可能な粒子飛跡検出器の開発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、液体シンチレータに波長変換ファイバーを通し、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、液体シンチレータに散乱体(酸化チタン)を混入した。

本研究では、まず散乱体濃度が0、少量、多量の3種類の液体シンチレータを用い、宇宙線テストを行った。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内での光量分布を測定し、散乱体が光の広がりを抑制していることを確認した。

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ビームテスト実験を行った。その結果、検出器に用いる液体シンチレータとして最適と考えられる散乱体濃度1.2g/lのセットアップのとき、MIPを用いた粒子通過位置の最近接ファイバーで得られる平均光量が $10.4 \pm 0.4 p.e.$ であった。また光量重心を用いた位置分解能が $0.32 \pm 0.03 cm$ であった。ノイズを考量した検出効率は $98.0 \pm 0.2 \%$ であった。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。

次に、散乱体の選定を行なった。2種類の液体シンチレータに対して、14種類の酸化チタンを混入した。その結果、全ての酸化チタンは攪拌する必要があることがあった。この中で最も沈澱速度の遅かった3種類に対して宇宙線実験を行なった。また、上述のビームテスト実験に使用したCR-63を用いて、再現性の確認をした。

その結果、再現性に関しては問題なかった。また、平均粒子径の違いにより得られる光量にも違いがみられた。最もよかったもので、粒子通過位置の最近接ファイバーから得られた平均光量は $18.2 \pm 0.9 p.e.$ であった。また、光量重心を用いた位置分解能が $0.19 \pm 0.01 cm$ であった。ノイズを考慮した検出効率は $99.5 \pm 0.2 \%$ であった。

これらの結果により、この検出器に要求される位置分解能、検出効率を満たし、セグメント化すること無しに粒子通過位置を特定できることがわかった。

## 8 今後の課題

本研究により、液体シンチレータに散乱体を混入することでセグメント化することなしに粒子通過位置を特定できることが分かった。この検出器に関する今後の課題は

1. 飛跡検出
2. 減衰長の測定
3. 時間分解能の測定
4. 攪拌方法の工夫
5.  $dE/dx$  を用いた  $p/\pi$  識別

などが挙げられる。項目1は飛跡検出器として用いるため、最重要ともいえる課題である。項目2はファイバーを用いて小さな光量を扱うため、大きな検出器を作成するにあたって必須である。項目4は攪拌の必要のない散乱体を使用することでも解決できるが、これはみつけれなかったため、攪拌方法を工夫したほうが良いと思われる。項目5は5章で  $p$  と  $\pi$  の光量の違いは見られたが、イベント毎にどの程度識別できるかは未確認である。粒子識別は必要不可欠であるため、これも今後の重要な課題となる。

またある程度の基礎データが整えば、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できる。これをしなければ検出器の大きさ、形状等の詳細な決定はできない。これらも今後の研究課題となる。

# 謝辞

末筆になりましたが、本論文の作成にあたってお世話になった方々にお礼を申し上げたいと思います。

直接の指導教官である神戸大学理学部の原俊雄助教授、発達科学部の青木茂樹助教授、理学部の鈴木州助手には、常日頃より研究から社会勉強に至るまで、多岐にわたる貴重なアドバイスを頂きました。ありがとうございました

また、粒子物理学研究室の武田廣教授、野崎光昭教授、蔵重久弥助教授、川越清以助教授、石井恒次助手、越智敦彦助手には日頃の授業、コロキウム等、物理学全般に関して様々なアドバイスを頂きました。

神戸大学 K2K グループの岩下大器さん、田中康之さん、高月美知代さん、大瀧智子さん、野田俊介さん、西山正吾さん、須賀陽介君、関口舞さん、朝倉健次君、森口曜君には実験を手伝ってもらったり、実験の相談にのってもらったりと、大変お世話になりました。ありがとうございました。

また、粒子物理学研究室の大和一洋さん、奥村和恵さん、杉本拓也君、美馬孝行さん、池田伸穂君、板崎輝君、高杉佳幸君には神戸大学での研究生活において、楽しい生活を提供して戴きました。ありがとうございました。

また、K2K グループの横山広美さん、池田篤君にもいろいろとお世話になりました。

東京大学宇宙線研究所の南部良介君、足永洋平君、南野彰宏君にはスーパーカミオカンデでの生活で大変お世話になりました。

その他、K2K グループの方々を始め、研究を通して知り合った皆様、ありがとうございました。

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。

2003 年 2 月 中田 太志

# A ストークスの法則

粒子径  $r(mm)$ , 密度  $\rho_p(kg/m^3)$  の散乱体が、密度  $\rho_f(kg/m^3)$ , 粘性係数  $\mu(Pa \cdot s)$  の液体シリンダ中を沈降する場合の終端速度  $v_t$  を求めるのに、ストークスの法則を用いた。

## A.1 レイノルズ数

レイノルズ数とは一言でいえば流体の状態を表す無次元のパラメータのことである。流体の温度や速さ、密度、粘性、圧力、乱流の程度、これらのものが全部レイノルズ数という一つの値で表現される。流れがゆっくりとしているときはレイノルズ数は低い値になり、高速度で噴出する空気などは数百万という値になる。

## A.2 終端速度

流体中の粒子運動に関するレイノルズ数  $R_e$  は、流体と粒子の相対速度  $u$ 、粒子径  $r$  を用いた次式で定義される。

$$R_e = \frac{ur\rho_f}{\mu} \quad (31)$$

流体中の物体が流体と相対運動をする場合は、物体は流体の粘性によって流れの方向に抵抗力  $R_f[N]$  を受ける。流体密度  $\rho_f$  の流速  $u$  の流れ中に固定された直径  $r$  の球形粒子については、

$$R_f = C_R \left( \frac{\rho_f u^2}{2} \right) \left( \frac{\pi r^2}{4} \right) \quad (32)$$

で表される。 $C_R$  は抵抗係数という無次元量であり、これがレイノルズ数の関数である。静止流体中の質量  $m[kg]$  の球形粒子が重力により速度  $v$  で沈降するとき、粒子の運動方程式は次式となる。

$$m \frac{dv}{dt} = mg - mg \frac{\rho_f}{\rho_p} - R_f \quad (33)$$

ここで右辺の力の項はそれぞれ重力、浮力、抵抗力を表す。これは  $m = \pi r^3 \rho_p / 6$ 、式 (31) を用いて

$$\frac{dv}{dt} = g \left( \frac{\rho_p - \rho_f}{\rho_p} \right) - \left( \frac{3\rho_f}{4\rho_p r} \right) C_R v^2 \quad (34)$$

となる。 $v$  が正であれば時間経過とともに、式 (34) の右辺第 2 項 (流体抵抗) は大きくなり、右辺第 1 項 (重力と浮力の差) に近づく。両者が等しくなると加速度は 0 となり、流体中の球は等速運動をするようになる。この速度  $v_t$  を終端速度 (terminal velocity) という。ここで式 (34) を 0 とおくと、

$$v_t = \left( \frac{4gr(\rho_p - \rho_f)}{3\rho_f C_R} \right)^{1/2} \quad (35)$$

よって、終端速度  $v_t$  は未知数がひとつの非線形方程式

$$\left\{ \begin{array}{l} R_e = \frac{v_t r \rho_f}{\mu} \\ \left\{ \begin{array}{l} C_R = 24/R_e \quad (R_e < 1) \\ C_R = (0.55 + 4.8/\sqrt{R_e})^2 \quad (1 < R_e < 10^4) \end{array} \right. \\ v_t = \left( \frac{4gr(\rho_p - \rho_f)}{3\rho_f C_R} \right)^{1/2} \end{array} \right.$$



を解く問題となる。図 59 に単一球の抵抗係数  $C_R$  のふるまいを示す。

本研究に使用する散乱体の径は 200nm、液体シンチレータの密度は 0.86kg/l、液体シンチレータの粘度を水と同じと仮定 (実際にはわずかに液体シンチレータの方が粘性が高い)、以上のようにパラメータを与えると、散乱体の終端速度は 10 年に 1cm という値となる。

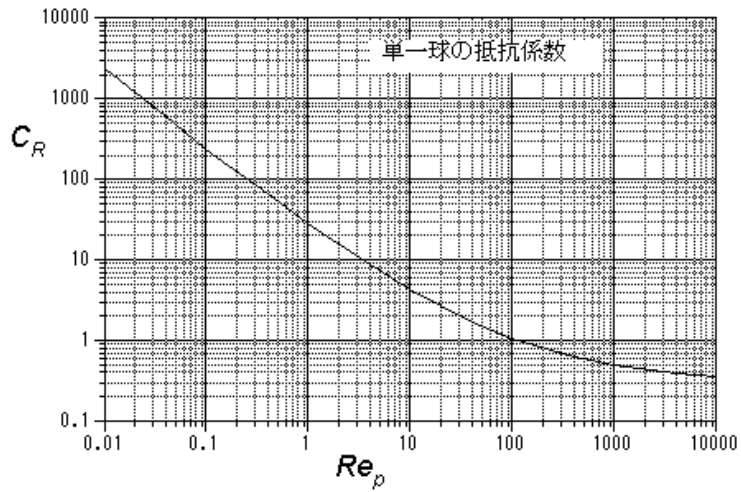


図 59: 単一球の抵抗係数

## 参考文献

- [1] W.Pauli,  
“Zur älteren un neuen Geschichte des Neutrinos”,  
Collected Papers by W.Pauli, ed.R.Kronig and U.P. Weisskopf (Interscience Pub.,N.Y.  
1964) Vol.2,p.1312.
- [2] S.L.Glashow,Nucl.Phys. 22, 579(1961).
- [3] S.Weinberg, Phys.Rev. Lett. 19, 1264(1967).
- [4] A.Salam,  
“Elementary Particle Physics”,  
Nobel Symp. No.8.
- [5] Particle Data Group, Phys.Rev.D66,1-974 (2002),  
<http://pdg.lbl.gov/>
- [6] T.Kajita, et al., for the Super-Kamiokande and Kamiokande Collaborations.,  
“Atmospheric neutrino results from Super Kamiokande and Kamiokande - Evidence for  $\nu_\mu$   
oscillations -”, Nucl. Phys. Proc. Suppl., Vol. 77, pp. 123-132,1999.  
As reported at the 18th International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics  
(Neutrino '98),Takayama,Japan,(June 1998).
- [7] Z.Maki,M.Nakagawa,S.Sakata,Prog.Theor.Phys. 28,870(1962)
- [8] B.T.Cleveland et al.,  
“Measurement of the solar electron neutrino flux with the Homestake chlorinedetector”,  
Astrophys.J.Lett 496,505(1998)
- [9] Y.Fukuda et al.,Phys.Rev.Lett 77,1683(1996)
- [10] J.N.Abdurashitov et al.,  
“Measurement of the solar neutrino capture rate with gallium metal”,  
Phys.Rev. C60,055801(1999),astro-ph/9907113
- [11] W.Hampel et al.,  
“GALLEX solar neutrino observation :results for GALLEX IV”,  
Phys.Lett. B477,127(1999)
- [12] S.Fukuda et al.,  
“Solar and neutrino measurement from 1258 days of Super-Kamiokande data”,  
Phys.Lett. 86,5651(2001),hep-ex/0103032
- [13] C.Athanassopoulos et al.. LSND Collaboration ,  
“Evidence for  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oscillations from the LSND Experiment at LANMPF” ,  
LA-UR-96-1582 (1996)
- [14] C.Athanassopoulos et al.. LSND Collabration ,  
“Evidence for  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  Neutrino Oscillations from LSND” ,  
UCRHEP-E197 (1997)
- [15] Particle Data Group (2000)
- [16] KamLAND Collabration,  
“First Results from KamLAND: Evidence for Reactor Anti-Neutrino Disappearance”,  
Phys.Review.Letter.(2002)

- [17] 岩下大器,  
“Indications of Muon Neutrino Oscillation in a 250km Long Baseline Experiment” ,  
神戸大学大学院自然科学研究科博士論文 (2003)
- [18] 浜松ホトニクス,  
“光電子増倍管ーその基礎と応用ー”
- [19] 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)
- [20] M.Doucet, J.P.Fabre, J.Panman, P.Zucchelli, and G.Gregoire,  
Nucl.Instrum.Meth. **A459**,459(2001)
- [21] 石原産業株式会社,  
“TIPAQUE 製品説明書”
- [22] <http://www.hpk.co.jp/Jpn/products/ETD/pdf/R2083-TPMH1227E02.pdf>
- [23] TAYCA Corporation,  
“酸化チタン製品説明書”,  
<http://www.tayca.co.jp>
- [24] H.C.van de Hulst,  
Light Scattering by Small Particles
- [25] 日本テクノ株式会社,  
“超振動攪拌機製品説明書”,  
<http://www.ktpc.or.jp/101600/>