

修士論文
次期ニュートリノ実験の為の
液体シンチレータを用いた
電磁カロリメータの開発

神戸大学 大学院 自然科学研究科
博士前期課程 物理学専攻
野田 俊介

平成 14 年 3 月 28 日

概要

2007年より、東海村-神岡間長基線ニュートリノ振動実験(JHF-SK ν) 実験が始まる事が決まった。その目的の一つに電子ニュートリノの appearance 実験がある。東海村で μ ニュートリノビームを作り、295km 離れた地点での電子ニュートリノへの振動を測定する実験である。その為には、ニュートリノビーム発生源近くで、 μ ニュートリノ中に含まれる電子ニュートリノの強度とエネルギー分布を測定する必要がある。我々はその目的の為に、電磁カロリメータの開発に着手した。

液体シンチレータで満たされたタンクの中に、セグメント化する為のセル状のものを入れ光学的に遮光する。各セルに波長変換ファイバーを通し、2方向へと読み出す。マルチアノード光電子増倍管を用いてファイバーからの信号を読み出す。各セルでのエネルギー損失は、マルチアノード光電子増倍管で読み出す光量に比例する。これと鉛板とを重ね合わせて、サンドイッチ型電磁カロリメータを開発した。

設計した電磁カロリメータの宇宙線 μ 粒子に対する応答は、 12.4 ± 1.4 光電子となった。これにより、最小電離作用をする粒子に関しては、十分な性能が得られた。

また $10\text{cm} \times 10\text{cm} \times 37.5\text{cm}$ の試作器を用いて高輝度光科学研究センター (SPring8) の BL33LEP ビームラインにて電子ビームテストを行い、電子エネルギー 400MeV/c から 1600MeV/c に対してエネルギー分解能を測定した。結果は、 $\sigma/E = 11.4\% \oplus 15.0/\sqrt{E}\%$ となった。

目次

1	序論	9
1.1	ニュートリノ	9
1.2	ニュートリノ振動	9
1.3	これまでの実験的背景	11
1.3.1	Super-Kamiokande での大気ニュートリノ観測	11
1.3.2	太陽ニュートリノ観測	12
1.3.3	LSND 実験	15
1.3.4	これからの実験	16
2	東海村-神岡間長基線ニュートリノ振動実験 (JHF-SK ν 実験)	16
2.1	実験の概要	16
2.2	実験の目的	18
2.2.1	ニュートリノ振動のパラメータの測定	18
2.2.2	測定原理	19
2.3	ニュートリノビーム	20
2.4	ビームモニター	21
2.5	前置検出器	21
2.6	後置検出器	21
3	新しい検出器に対する実験的要請	22
3.1	電子ニュートリノの測定	22
3.2	電磁カロリメータ	23
3.3	その他の要請	24
3.3.1	大面積	24
3.3.2	時間分解能	24
3.3.3	検出効率	25
3.3.4	セグメント化	25
3.3.5	価格	25
3.4	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を用いた検出器	25
3.4.1	検出原理と構造	25
3.4.2	液体シンチレータ	26
3.4.3	波長変換ファイバー	27
3.4.4	マルチアノード光電子増倍管	27
4	宇宙線を用いた実験	29
4.1	目的と概要	29
4.2	セットアップ	29
4.3	データ収集システム	30
4.4	光量測定の結果	31
4.5	考察	33

5	Monte-Carlo Simulation	34
5.1	シミュレーションの目的	34
5.2	シミュレーション	34
5.2.1	解析	36
6	SPring8 に於けるテスト実験	40
6.1	目的と概要	40
6.2	セットアップ	40
6.2.1	ビームライン	40
6.2.2	データ収集系	41
6.2.3	検出器	42
6.3	収集データ	46
6.4	イベントセレクション	46
6.5	ADC ベデスタルの安定性	46
6.6	光電子増倍管の増幅率の較正	48
6.7	光電子増倍管の直線性の補正	49
6.8	光量と入射粒子エネルギーとの直線性	51
6.8.1	運動量の補正	52
6.8.2	直線性	55
6.9	エネルギー分解能	56
6.10	考察	56
7	結論	58
A	高エネルギー加速器研究機構に於ける実験	60
A.1	目的と概要	60
A.2	ビームライン	60
A.3	セットアップ	60
A.4	データ収集系	61
A.5	取得データ	61
A.6	イベントセレクション	61
A.7	SPring8 で取得した電子サンプルとの比較	65
B	MIP による較正をしていない事による効果の考察	67

目次

1	ν_e と ν_μ の天頂角分布。 $\cos\theta = 1$ が下向きを表す。	13
2	太陽ニュートリノ生成過程。 pp 連鎖を表している。 Super-Kamiokande 及び SNO で観測されている ${}^8\text{B}$ ニュートリノは、下の段の右から 2 番目の反応による。	13
3	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。 Super-Kamiokande 及び SNO で観測される ${}^8\text{B}$ ニュートリノは最大 15MeV のエネルギーを持つ。また hep ニュートリノは ${}^8\text{B}$ ニュートリノよりも 3 桁以上少ない。	14
4	2 ニュートリノ振動の場合の実験感度	17
5	神岡と大強度陽子加速器との位置関係。 295km 離れている。	18
6	JHF-SK ν 実験 5 年間で予想される Super-Kamiokande での CC-qe(Charged Current quasi-elastic) 反応経路でのエネルギー分布。 ヒストグラムはニュートリノ振動が無い場合。 点は $\Delta m_{23}^2 = 3 \times 10^{-3}, \theta_{23} = \pi/4$ のパラメータで振動した時である。	19
7	JHF におけるニュートリノビームライン	20
8	Super-Kamiokande の概観図	22
9	実線のヒストグラムが ν_μ 、点線のヒストグラムが ν_e 。 その内、K 中間子の崩壊が起源のものが、ハッチがかかったヒストグラムである。(a) が NBB の時、(b) が OAB の時である。	22
10	電磁カロリメータの概念図。 ターゲット&トラッキング検出器のすぐ後方に置き、電子のエネルギーを測定する。	24
11	荷電粒子が通る事により、液体シンチレータが発光する。	26
12	波長変換ファイバーでシンチレーション光を再発光する。 光ファイバーの全反射角に入った光は伝播し、端面に到達する(実線)。 全反射角に入らなかった光はファイバー外に出て行く(点線)	26
13	液体シンチレータと波長変換ファイバー、セル、鉛板を組み合わせる	27
14	Y-11 ファイバーの吸収、発光波長スペクトル	28
15	マルチアノード光電子増倍管の外観図	29
16	マルチアノード光電子増倍管の受光スペクトル	30
17	H6568-00 のダイノード構造。 直線性を良くするために、後段ダイノードに抵抗と並列にコンデンサーを設置してある。	31
18	H6568-10 のダイノード構造。 H6568-00 よりも直線性を上げる為に、終段付近の抵抗の値は H6568-00 に比べて大きくしてある。	32
19	宇宙線セットアップの側面図	33
20	宇宙線測定セットアップの上面図	34
21	宇宙線測定に使用したトリガ回路	35
22	宇宙線実験での典型的な光量分布	35
23	各セルから得られる各ファイバーでの平均光量。 9 セルを 2 方向から読みだすので 18 サンプルある。 下は平均からの偏差である。	36
24	クロストークのチェック。 上はトリガしたセルの隣のセルを通っているファイバーから得られた平均光量、下は更に隣のファイバーから得られる平均光量	36
25	GEANT シミュレーションに入力した検出器の正面図	37
26	GEANT シミュレーションに入力した検出器の側面図	37
27	1 GeV/c の μ 粒子の 1 層目でのエネルギー損失のヒストグラム	38
28	左側の図は 1GeV/c の電子に対して各層の中央の一行におけるエネルギー損失のスキヤットプロット、右の図はシャワーマックス付近 (4 層目) でのエネルギー損失のヒストグラムである。	38

29	GEANT シミュレーションでのエネルギー損失のヒストグラム。図は 1GeV/c の電子を入射した時のヒストグラム	39
30	BL33LEP ビームラインの概略図	40
31	BL33LEP ビームラインの概略図	41
32	コンバータの設置状況	42
33	トリガカウンターの設置状況。右側のタンクの中に我々の検出器が入っている。	43
34	SPring8 でのデータ収集に用いたトリガーロジック	43
35	KOBE と LEPS、2 台の PC で取得した SCIFI 波高分布の相関	44
36	検出器の正面図。検出層 1 層分の図	44
37	検出器の側面図	45
38	検出器の写真。反射剤を塗ったセルから波長変換ファイバーを読み出しているのが分かる。	45
39	運動量 1600MeV/c(左)、400MeV/c(右) の時のドリフトチェンバーから求めたトリガ位置での粒子の通過位置の分布。4 本の斜線に囲まれた、中央の 4 角形の内部のイベントを解析対象とした。	47
40	各運動量での測定後でのペDESTALランにおける 1 つのチャンネル (13 層目の中央ファイバー) の ADC 分布。左 1 列は上から 1300,1100,800,1000,500MeV/c のデータ、右 1 列は上から 1200,900,700,600,400MeV/c のデータである。	47
41	ペDESTAL の安定性。縦軸は ADC の平均値。横軸は測定した時の電子エネルギー。エラーには ADC 分布の RMS をとった。	48
42	左上のグラフは、電磁石電流 0A での較正測定での、1 光電子の ADC 値の分布。右下、左下はそれぞれ、電磁石電流 0A と 400A,0A と 800A の、1 光電子ピーク値の差分分布、右上は、3 回測定での 1 光電子ピーク値の標準偏差と平均値の比を示した。	49
43	光電子増倍管の入力に対する出力の直線性補正用データの取得用セットアップ	50
44	マルチアノード光電子増倍管 (H6568-00) への入力信号と出力信号の相関を表した図。上の 2 つのグラフは参照用光電子増倍管 (H7195P) で求めた光量と H6568-00 で求めた光量との相関図。下の 2 つのグラフは、上のグラフを直線でフィットした時のそこからのずれを縦軸にとったものである。	51
45	マルチアノード光電子増倍管 (H6568-10) への入力信号と出力信号との相関を表した図。図の見方は、図 44 と同じである。	52
46	全光量の平均値の運動量依存 (上図)、及びフィット直線からの偏差 (下図)	53
47	電磁石電流 250A の時の E_{tag}/E_{dc} 。磁場と電磁石電流の比例関係が成り立つならば、ガウスフィットの中心値は 250/800 になる。	53
48	$(E_{tag}/E_{dc} - I/800)/(I/800)$ と I の相関図。フィットは 2 次関数を用いた。	54
49	入射電子運動量 1 GeV/c の場合の全光量	55
50	磁場補正後の全光量の平均値の運動量依存 (上図)、また上図での直線フィットからの偏差 (下図)	56
51	磁場補正後の各運動量でのエネルギー分解能を示した。誤差は統計誤差のみを考慮した。	57
52	高エネルギー加速器研究機構内、東カウンターホールの見取図。我々が実験を行ったのは、 π^2 ラインである。	60
53	π^2 ビームライン内でのセットアップ	61
54	トリガカウンターのセットアップ。図の様に長さ 100mm、幅 12mm、厚さ 10mm のプラスチックシンチレータを 2 本交差させて、入射位置を特定した。	61
55	KEK の実験でのトリガロジック	62
56	運動量 700MeV/c の時の TOF1 と TOF2 との TDC count の差 (TOF)	63
57	TOF に用いた光電子増倍管の波高分布。矢印よりも左側のイベントはノイズ。矢印部分でカットをかけた。右側の 2 山は、 π 粒子と陽子である。	63

58	400MeV/cでのチェレンコフ検出器の出力のベストフィットのヒストグラム。実線がデータ。点線がフィッティング。	65
59	各運動量での電子と π 粒子との p 分布。ハッチがかかっているのが π 粒子サンプルである。	66
60	各セルの光量のばらつきに起因する、エネルギー分解能のばらつき。矢印の指す値はばらつきが無い、理想的な場合のエネルギー分解能である。	68

表 目 次

1	直接求められたニュートリノの質量の上限値	9
2	Super-Kamiokande にて観測された大気ニュートリノの実験値とモンテカルロの比。R の誤差第一項は系統誤差、第二項は統計誤差である。	12
3	太陽ニュートリノは再構成された反跳電子が太陽と逆向きを向いているイベントのみを対象とし、 $\cos\theta = -1$ は太陽が検出器の真上にある場合を指す。	14
4	K2K 実験と JHF-SK ν 実験とを比較した。表中の括弧は、全エネルギー積分した時の値である。	16
5	BC-517L の性質 (Anthracene の発光量に対しての発光量である。)	27
6	鉛の厚さに対する層の数、放射長、1 層当たりの放射長、シミュレーションで求められた 1 GeV/c の電子におけるエネルギー分解能	37
7	SPring8 でのテスト実験にて取得したイベント数、イベントセレクション後に残ったイベント数、request トリガレート、accept トリガレートを表にした。	46
8	電子の運動量、電磁石電流、とタギング検出器で測定したガンマ線のエネルギーとドリフトチェンバーで測定したエネルギーとの相関	54
9	補正前と補正後の運動量。	55
10	KEK に於けるテスト実験で取得したデータサンプル	62
11	チェレンコフ検出器での各 1 光電子ピークの ADC 値に対するベストフィットパラメータ。	65
12	SPring8 での実験と KEK での実験で、電子 90% の効率を達成出来る値のカットを掛けた時の π 粒子の混入率	67

1 序論

1.1 ニュートリノ

物質を構成する、最も基本的な粒子を素粒子と呼ぶ。現在の素粒子の標準理論は6種類のクォークと6種類のレプトン、4種類のゲージボゾンとから成っている。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。レプトンとクォークにはそれぞれ反粒子も存在する。レプトンは更に電荷を持つ3種類と持たない3種類とに分けられる。電荷を持つレプトンは、電子 (e)、ミュー粒子 (μ)、タウ粒子 (τ) であり、電荷の無いレプトンを総称してニュートリノと呼び、電子ニュートリノ (ν_e)、ミューニュートリノ (ν_μ)、タウニュートリノ (ν_τ) の3世代がある。つまりニュートリノは、強い相互作用をしないレプトンで、電荷を持たないので電磁相互作用もしない。従って、力の小さい重力相互作用を無視するとニュートリノは弱い相互作用しかしない。

その弱い相互作用の微小な反応断面積故に、ニュートリノの実験的検証は困難であり、未だに性質が完全には解明されていない。その解明されて無い性質の一つに質量が挙げられる。ニュートリノの質量はこれまでの直接測定の実験においてはその上限値しか得られておらず、存在するか否かも示唆されていなかった。これまでに実験的に求められた3種のニュートリノの質量の上限値を表1にまとめた [1][2][3]。

表 1: 直接求められたニュートリノの質量の上限値

	質量の上限値
ν_e	2.5 eV [1]
ν_μ	170 keV [2]
ν_τ	18.2 MeV [3]

1.2 ニュートリノ振動

上述の様に、ニュートリノは弱い相互作用を通してのみ観測する事が出来るが、各々の弱い相互作用の固有状態は、質量の固有状態の混合状態だと考える事が出来る。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り、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で無い時に、弱い相互作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呼ぶ。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事の証明となる。

レプトンの混合は3行3列のユニタリー行列 (Maki-Nakagawa-Sakata[4] (MNS) matrix) を用いて、以下の様に表すことが出来る。

$$\nu_\alpha = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i} \nu_i \quad (1)$$

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

$$= \begin{pmatrix} C_{12}C_{13} & S_{12}C_{13} & S_{13}e^{-i\delta} \\ -C_{12}S_{23}S_{13}e^{i\delta} - S_{12}C_{23} & -S_{12}S_{23}S_{13}e^{i\delta} + C_{12}C_{23} & S_{23}C_{13} \\ -C_{12}C_{23}S_{13}e^{i\delta} + S_{12}S_{23} & -S_{12}C_{23}S_{13}e^{i\delta} - C_{12}S_{23} & C_{23}C_{13} \end{pmatrix}, \quad (2b)$$

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表している。また、 S_{ij} は $\sin \theta_{ij}$ の、 C_{ij} は $\cos \theta_{ij}$ の省略形として用いた。 $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{31}$ は混合角、 δ は CP 不変に関する位相である。(1) を逆に解くと、

$$\nu_i = \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} U_{i\alpha}^* \nu_\alpha \quad (3)$$

となり、時間発展は、

$$\nu_i(t) = e^{-iE_i t} \nu_i(0) \quad (4)$$

と表せる。

時刻 $t=0$ で、弱い相互作用の固有状態 α であった粒子が、時刻 $t=t$ の時に、弱い相互作用の固有状態 β で出現する確率振幅は

$$\nu_\beta(t) = \sum_{i=1}^3 U_{\beta i} e^{-iE_i t} U_{\alpha i}^* \nu_\alpha(0) \quad (5)$$

となるので、その確率は、 U がユニタリ行列である事を用いて、

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \left| \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* e^{-iE_i t} U_{\beta i} \right|^2 \\ &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \cdot \sin^2 \Phi_{ij} \\ &\quad \pm 2 \sum_{i>j} \text{Im}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \cdot \sin 2\Phi_{ij} \end{aligned} \quad (6)$$

となる。ここで、

$$\Phi_{ij} \equiv \Delta m_{ij}^2 L / 4E_\nu = 1.27 \Delta m_{ij}^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}] / E_\nu [\text{GeV}], \quad (7)$$

である。式中の \pm は、 $-$ 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。

上式から分かるように、 ν_α から ν_β への振動の確率は、質量の 2 乗差 Δm_{12}^2 、 Δm_{23}^2 、 Δm_{31}^2 、飛行距離 L 、ニュートリノエネルギー E_ν 、混合角 θ_{12} 、 θ_{23} 、 θ_{31} 、CP 不変の位相パラメータ δ の 9 つのパラメータで記述される。ただし、 $\Delta m_{12}^2 + \Delta m_{23}^2 + \Delta m_{31}^2 = 0$ なので独立なパラメータは、8 つである。

通常、簡単の為に 3 世代の混合では無く 2 世代での混合でニュートリノ振動を表している事が多く、以下に 2 ニュートリノでの振動の式を述べておく。2 ニュートリノの混合は 2 行 2 列の行列を用いて、

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (8)$$

と表される。ここで θ は混合角である。3世代の時と同様に、時刻 $t=0$ で、弱い相互作用の固有状態 α であった粒子が、時刻 $t=t$ の時に、弱い相互作用の固有状態 β で出現する確率は、

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2 2\theta \cdot \sin^2 \Phi \quad (9)$$

となる。ここで、

$$\Phi \equiv \Delta m^2 L / 4E_\nu = 1.27 \Delta m^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}] / E_\nu [\text{GeV}], \quad (10)$$

である。

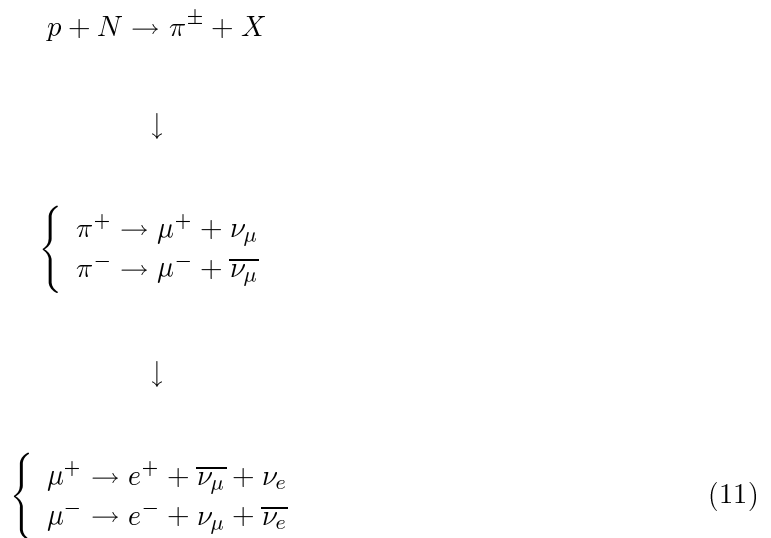
1.3 これまでの実験的背景

これまでに行われ、ニュートリノ振動を観測したと報告した代表的な実験は3つある。岐阜県にある Super-Kamiokande 検出器での大気ニュートリノ実験、同検出器及び SNO (Sudbery Neutrino Observatory) での太陽ニュートリノ実験、またロスアラモス研究所での LSND 実験である。この内 LSND 実験の結果は、ラザフォード・アップルトン研究所で追試された同種の実験、Karmen2 実験ではニュートリノ振動が観測されなかった為、結果を決定的な物とする為に、追認する実験が待たれる所である。以下ではこれら3種類の実験についてそれぞれ述べて行く。

1.3.1 Super-Kamiokande での大気ニュートリノ観測

大気ニュートリノとは、宇宙空間を飛び回っている陽子や α 粒子等のいわゆる一次宇宙線が、地球の周りを覆う大気と反応する事によって生成されるニュートリノである。

数 10GeV 以上のエネルギーを持つ一次宇宙線は、地磁気によって曲げられ再び宇宙空間に戻る事無く、大気圏内へと突入してくる。大気圏へと入射した粒子は大気中の窒素や酸素等の原子核と相互作用してハドロンを生成し、その崩壊によってニュートリノが生成される。以下に、大気ニュートリノの生成過程を示した。



上式から分かるように、生成された π 中間子、 μ 粒子が全て崩壊すると仮定すると、 ν_μ と、 ν_e の比は2:1となる。

表 2: Super-Kamiokande にて観測された大気ニュートリノの実験値とモンテカルロの比。R の誤差第一項は系統誤差、第二項は統計誤差である。

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

Super-Kamiokande では、水チェレンコフ検出器を用いて、

$$\begin{aligned}\nu_\mu + n &\rightarrow \mu + p \\ \nu_e + n &\rightarrow e + p\end{aligned}\tag{12}$$

反応から生じる μ 及び e を検出する事によって、ニュートリノのフラックスを求めている。

通常、一次宇宙線フラックスの不定性を相殺する為に、実験データの評価には、

$$R = \frac{[(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)]_{DATA}}{[(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)]_{MC}}\tag{13}$$

を用いる。ここで、 $DATA$ は実験結果を、 MC は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が現象を正確に再現しているならば、この値は 1 とならなければならない。表 2 に Super-Kamiokande にて測定された結果を示す。Sub-GeV とは、電子の運動量が $100\text{MeV}/c$ 以上、 μ 粒子のそれが $200\text{MeV}/c$ 以上、更に visible energy が 1.33GeV 以下の事象、Multi-GeV とは、電子の運動量が $100\text{MeV}/c$ 以上、 μ 粒子のそれが $200\text{MeV}/c$ 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。結果を見て分かるように、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、 μ 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 Super-Kamiokande 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 θ 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 1 にそのグラフを示す。点がデータを表しているが、 ν_μ 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異なるの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であり、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 1 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、 Δm^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、変数の値は、

$$\begin{cases} \Delta m^2 = 3.2 \times 10^{-3} eV^2 \\ \sin^2 2\theta = 1.0 \end{cases}\tag{14}$$

である。

1.3.2 太陽ニュートリノ観測

太陽は核融合反応によってエネルギーを放出している。その内、98.5%は pp 連鎖と呼ばれる反応過程によっており、それは、2つの陽子が融合し重陽子となり、陽電子と電子ニュートリノ

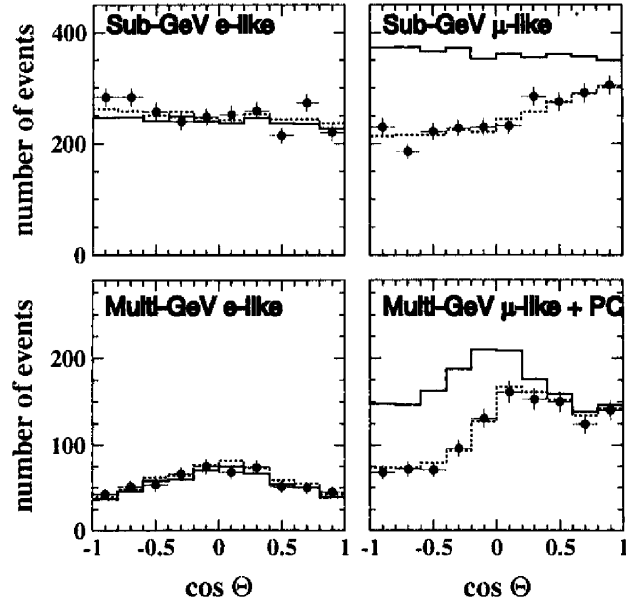


図 1: ν_e と ν_μ の天頂角分布。 $\cos\theta = 1$ が下向きを表す。

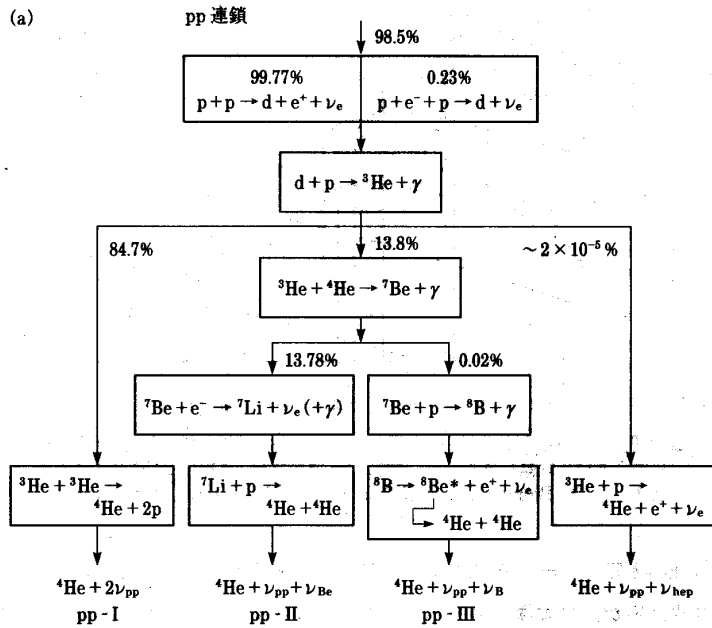
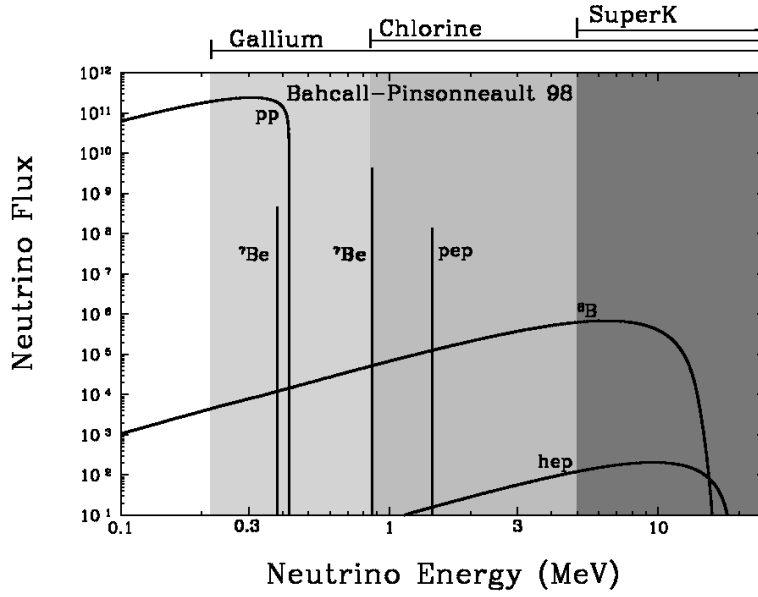


図 2: 太陽ニュートリノ生成過程。pp連鎖を表している。Super-Kamiokande 及び SNO で観測されている ${}^8\text{B}$ ニュートリノは、下の段の右から 2 番目の反応による。

が放出される pp 反応によって始まる。その後、様々な反応によってニュートリノを放出する。代表的なものに、pp ニュートリノ、 ${}^8\text{B}$ ニュートリノ、hep ニュートリノ、 ${}^7\text{Be}$ ニュートリノ等がある。図 2 に pp 連鎖を、またそれぞれのニュートリノのエネルギー分布を図 3 に載せる [5],[6]。この内、後に述べる Super-Kamiokande 及び SNO で測定されるニュートリノは、エネルギー閾値が 5MeV なので、 ${}^8\text{B}$ ニュートリノと hep ニュートリノである。hep ニュートリノは ${}^8\text{B}$ ニュートリノに比べ、フラックスが 3 桁以上少ないので、ここでは無視する。 ${}^8\text{B}$ ニュートリノは

$${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* + e^+ + \nu_e \quad (15)$$



Solar neutrino energy spectrum

図 3: 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。Super-Kamiokande 及び SNO で観測される ${}^8\text{B}$ ニュートリノは最大 15MeV のエネルギーを持つ。また hep ニュートリノは ${}^8\text{B}$ ニュートリノよりも 3 桁以上少ない。

表 3: 太陽ニュートリノは再構成された反跳電子が太陽と逆向きを向いているイベントのみを対象とし、 $\cos\theta = -1$ は太陽が検出器の真上にある場合を指す。

	Zenith angle	Data/SSM
ALL	$-1 \leq \cos\theta \leq 1$	$0.465^{+0.005}_{-0.005}$
DAY	$-1 \leq \cos\theta \leq 0$	$0.456^{+0.007}_{-0.007}$
NIGHT	$0 < \cos\theta \leq 1$	$0.472^{+0.007}_{-0.007}$

の反応によって生じ、最大 15MeV のエネルギーを持つ。

★ Super-Kamiokande
Super-Kamiokande では、

$$\nu + e^- \rightarrow \nu + e^- \quad (16)$$

の弾性散乱反応 (ES) を用いて太陽ニュートリノのフラックスを測定している。電子ニュートリノの場合には、荷電カレント、中性カレントどちらでもこの反応が起こるが、ミューニュートリノ、タウニュートリノでは、中性カレントを通してのみこの反応が起こる。Super-Kamiokande で測定されたフラックスは、標準太陽模型 (SSM) から予測されるフラックスに比べて少ない。表 3 に 2000 年 4 月までの Super-Kamiokande で測定されたデータでのフラックスと標準太陽模型との比をまとめた [7]。また、フラックスの絶対値は

$$\phi_{SK}^{ES} = 2.40 \pm 0.03^{+0.08}_{-0.07} \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (17)$$

である。表 3 の結果は太陽内で生成された電子ニュートリノの個数が、太陽から地球までの飛行中に減少した事を表す。また、昼と夜とのフラックスの違いから、地球を通過する事によってこの効果の大きさが変化する事が分かる。

★ SNO

SNO 実験では、Super-Kamiokande と同様に 8B ニュートリノを測定するが、純水で無く、重水を使用している。

$$\nu_e + d \rightarrow p + p + e^- \quad (18)$$

の反応を測定する事によって、電子ニュートリノのみによる荷電カレント反応経由のフラックスを測定する事が可能となる。2001 年 6 月に発表されたフラックスの値は、

$$\phi_{SNO}^{CC} = 1.75 \pm 0.07_{-0.11}^{+0.12} \pm 0.05 \times 10^6 \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \quad (19)$$

である [8]。

Super-Kamiokande での弾性散乱の測定から求められたニュートリノフラックスと、SNO での核子との荷電カレント反応の測定から求められたニュートリノフラックスとの差は

$$\phi_{SK}^{ES} - \phi_{SNO}^{CC} = 0.57 \pm 0.17 \times 10^6 \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \quad (20)$$

となる。前述した様に、荷電カレント反応から求めたフラックス ϕ_{SNO}^{CC} は電子ニュートリノのフラックスを測定しており、弾性散乱反応から求めたフラックス ϕ_{SK}^{CC} は、電子ニュートリノのみでは無く、ミューニュートリノ、タウニュートリノのフラックスも影響する。この結果は弾性散乱反応からのフラックスの方が、荷電カレント反応からのフラックスよりも大きい事を示している。太陽で生成されると考えられているニュートリノは電子ニュートリノのみであり、この結果は、電子ニュートリノが他の弱い相互作用をするニュートリノ ν_μ 、 ν_τ へ振動した証拠となる。

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の実験で、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 (10) 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 Δm^2 の探査領域の違いである。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為、統計がかせげるといふメリットがある。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 Δm^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 Δm^2 の値が異なり、短基線の方がより大きい Δm^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¹。この実験では、加速器で加速された陽子から、以下の過程で生成されるニュートリノを用いる。

$$\begin{aligned} p \rightarrow \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \downarrow \\ \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \end{aligned} \quad (21)$$

解析には、 μ 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 (DAR²) と、 π 粒子の崩壊によって生成される ν_μ から ν_e への振動モード (DIF³) の 2 つがある。

¹ 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、 $L/E \sim 200(km/GeV)$ である。

² Decay At Rest

³ Decay In Flight

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 [10][11]。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[12] に示す。 $\Delta m^2 \sim 1eV^2$ 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。

1.3.4 これからの実験

これまでの様々なニュートリノ振動に対する実験結果と、これから予定されている実験の感度を図 4 に示す。前述した太陽ニュートリノ実験は L/E が大きい為、図の下側になる。また、短基線ニュートリノ振動実験は L/E が小さい為、図の上方になる。長基線ニュートリノ振動実験は、その間へとくる。

2 東海村-神岡間長基線ニュートリノ振動実験 (JHF-SK ν 実験)

2.1 実験の概要

JHF-SK ν 実験は、高エネルギー加速器研究機構と日本原子力研究所が共同で 2007 年までに茨城県東海村に大強度陽子加速器を建設し、その陽子ビームを用いて計画されている次期長基線ニュートリノ実験である。陽子を運動量 50GeV/c まで加速した後ターゲットに当て、生成したニュートリノを用いて、東海村側で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東京大学宇宙線研究所の Super-Kamiokande でのエネルギー分布を比べる事によって、ニュートリノ振動の精密測定を行う事を目的としている。

現在世界で唯一進行中の長基線ニュートリノ実験、筑波-神岡間ニュートリノ振動実験 (K2K) との比較を表 4 にまとめた [14][15]。

表 4: K2K 実験と JHF-SK ν 実験とを比較した。表中の括弧は、全エネルギー積分した時の値である。

	JHF-SK ν	K2K
陽子エネルギー (GeV)	50	12
陽子強度 (protons/pulse)	3.3×10^{14}	6.0×10^{12}
パルス周期 (sec/pulse)	3.4	2.2
パルス長 (μ 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 ν_e 混入率 (%)	0.2 (1)	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

JHF-SK ν 実験は、まずは当初の目的として挙げられるものとして以下のようなものがある。

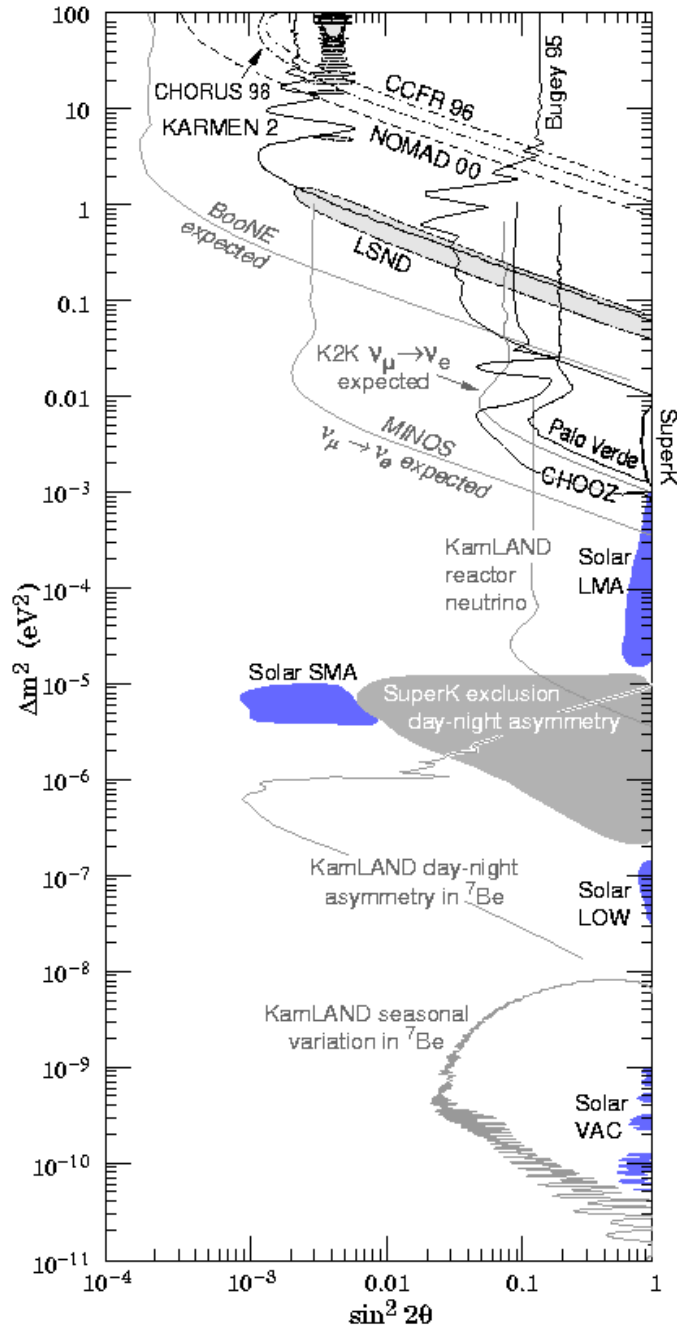


図 4: 2ニュートリノ振動の場合の実験感度

- ν_μ の disappearance 実験での、 Δm_{23} と $\sin^2 2\theta_{23}$ の測定。
- ν_e の appearance 実験での、 $\sin^2 2\theta_{13}$ の測定。
- 中性カレント反応を用いて、 ν_μ から ν_τ への振動の測定。

disappearance(消滅) 実験とは、振動先のニュートリノが検出出来ない場合に、元のニュートリノの減少数を見積もる事で振動確率を求める実験の事である。また appearance(出現) 実験とは、振動先のニュートリノが検出出来る場合に元のニュートリノと検出した他種のニュートリノを測定する事によって振動確率を求める実験の事である。



図 5: 神岡と大強度陽子加速器との位置関係。295km 離れている。

2.2 実験の目的

ここでは JHF-SK ν 実験の物理的目的を見て行く。

2.2.1 ニュートリノ振動のパラメータの測定

これまでの実験的背景の節で述べた様に、現在までにニュートリノ振動を観測した実験により、変数をいくらか減らす事が出来る。まず、 Δm^2 に関しては、 $\Delta m_{12}^2 + \Delta m_{23}^2 + \Delta m_{31}^2 = 0$ より、2つの変数と出来る。ここでは、この2つを太陽ニュートリノの観測から求められた質量の2乗差 Δm_{solar}^2 と、大気ニュートリノの観測から求められた質量の2乗差 Δm_{atm}^2 とする為に、 $|\Delta m_{12}^2| \equiv \Delta m_{solar}^2$ 、 $|\Delta m_{23}^2| \equiv \Delta m_{atm}^2$ と再定義した。図4から分かる様に、太陽ニュートリノ測定で得られた、 Δm_{solar}^2 の値は、一番大きい大混合角解においてでも、 Δm_{atm}^2 に比べて一桁小さい。よって、 $|\Delta m_{solar}^2| \ll |\Delta m_{atm}^2|$ の近似を使うと、 $\Delta m_{12}^2 \simeq 0$ 、また $\Delta m_{23}^2 \simeq \Delta m_{31}^2 = \Delta m_{atm}^2$ である。この関係式を用いると、ニュートリノ振動の確率の式は、 $\Delta m_{23}^2 (= \Delta m_{atm}^2)$ 、 θ_{23} 、 θ_{13} の3つの変数で表す事が出来る。以下では、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ 、 $\nu_e \rightarrow \nu_e$ 、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ の場合について計算した。

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \sin^2 2\theta_{13} \cdot \sin^2 \theta_{23} \cdot \sin^2 \Phi_{23}, \quad (22)$$

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\theta_{23} \cdot \cos^4 \theta_{13} \cdot \sin^2 \Phi_{23} - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e), \quad (23)$$

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \sin^2 2\theta_{13} \cdot \sin^2 \Phi_{23}. \quad (24)$$

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = \sin^2 2\theta_{23} \cdot \cos^4 \theta_{13} \cdot \sin^2 \Phi_{23}. \quad (25)$$

Φ_{23} については、式(7)の定義と同じである。式(24)から分かる様に、電子ニュートリノの消滅実験より、見たいパラメータ領域の Δm_{23}^2 について θ_{13} のリミットを求める事が出来る。JHF-SK ν 実験では、大気ニュートリノの振動領域に感度があるので、 Δm_{23}^2 が 3×10^{-3} 当たりを見ると、

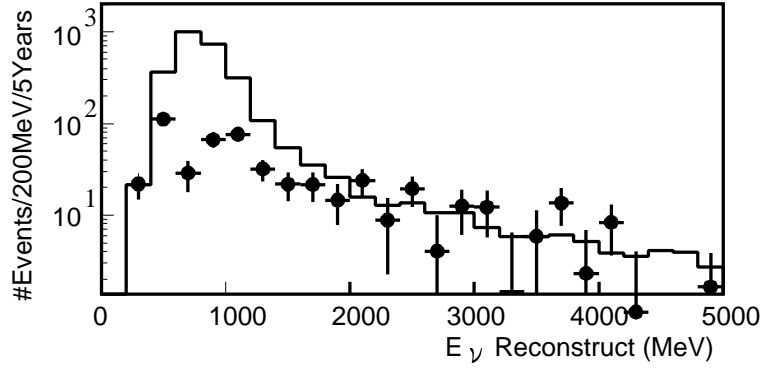


図 6: JHF-SK ν 実験 5 年間で予想される Super-Kamiokande での CC-qs(Charged Current quasi-elastic) 反応経由でのエネルギー分布。ヒストグラムはニュートリノ振動が無い場合。点は $\Delta m_{23}^2 = 3 \times 10^{-3}$, $\theta_{23} = \pi/4$ のパラメータで振動した時である。

CHOOZ 実験の結果より、 $\sin^2 2\theta_{13} < 0.1$ である。また、Super-Kamiokande の大気ニュートリノの実験より、 $\sin^2 2\theta_{23} \cdot \cos^4 \theta_{13} > 0.9$ である。この二つの結果より、

$$\sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{23} \sim \frac{1}{2} \sin^2 2\theta_{13} \quad (26)$$

$$\sin^2 2\theta_{23} \cos^4 \theta_{13} \sim \sin^2 2\theta_{23} \quad (27)$$

と近似する事ができるので、 ν_μ から ν_e と、 ν_μ から ν_μ への振動確率は、それぞれ

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta_{13} \cdot \sin^2 \Phi_{23}. \quad (28)$$

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\theta_{23} \cdot \sin^2 \Phi_{23} \quad (29)$$

となる。

JHF-SK ν 実験では、ニュートリノエネルギーに対しての振動確率を求める事によって、上の 2 式にフィッティングさせ、 Δm_{23}^2 と $\sin^2 2\theta_{23}$ 、及び $\sin^2 2\theta_{13}$ を求める事を目的としている。図 6 にモンテカルロシミュレーションで得られた、5 年間の実験で Super-Kamiokande で得られると予想されるニュートリノのエネルギー分布を示した。

2.2.2 測定原理

上述の目的の為の測定原理を説明する。まず、大強度陽子加速器を用いて、陽子を 50GeV ままで加速する。その陽子をターゲットに当て、 π 中間子を生成する。生成された π 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、Super-Kamiokande 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 π 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 π 中間子は崩壊トンネルを通過して、

$$p + N \rightarrow \pi^\pm$$

↓

$$\begin{cases} \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \end{cases} \quad (30)$$

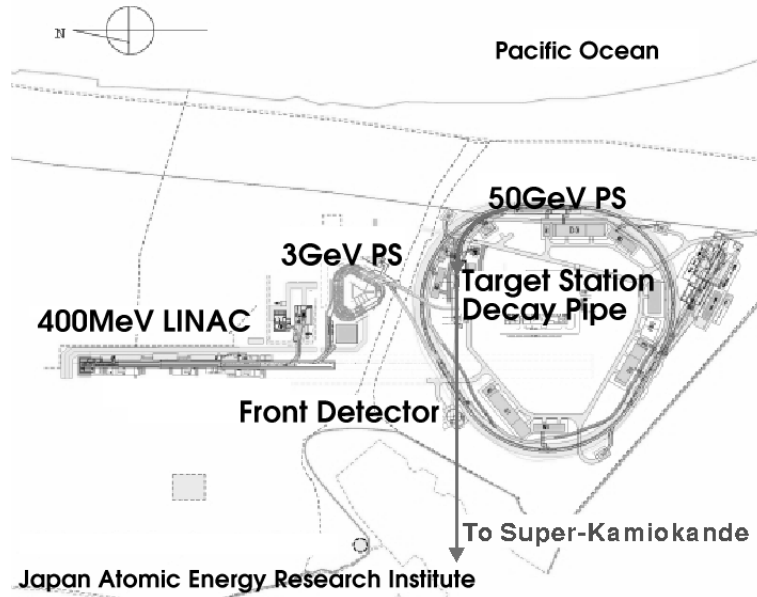


図 7: JHF におけるニュートリノビームライン

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。生成されたニュートリノは、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) 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、

$$\nu_l + N \rightarrow l + N' \quad (31)$$

の反応過程である。

以下には、CCqe 反応におけるニュートリノエネルギーの式を述べる。

$$E_{\nu_l} = \frac{m_N E_l - m_l^2/2}{m_N - E_l + p_l \cos \theta_l} \quad (32)$$

ここで、 m_N はターゲットとなる核子の質量、 m_l 、 E_l 、 θ_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、純粹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 π 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

JHF-SK ν 実験の 2 大特徴は、ニュートリノの強度が高いので、そのエネルギー幅を狭くでき、その中心値を可変に出来る事である。その 2 つを達成しているのが、ニュートリノビームラインである。図 7 に JHF-SK ν 実験のビームラインを示す。中央付近の 3 角形の部分が 50GeV 陽子シンクロトロンである。まず、陽子のエネルギーが大きく、その強度が高い事によってニュートリノ

の高い強度が得られる。また、ニュートリノのエネルギー幅を狭くする方法として、2つの方法が挙げられている、NBB(Narrow Band Beam)とOAB(Off Axis Beam)である。ターゲットに当てられた陽子から生成された π 中間子は、電磁ホーンによって収束される。その後、2極電磁石で π 中間子のエネルギーを選択し、その事によって子のニュートリノのエネルギーを選択する方法をNBBと言い、また電磁ホーンによって収束される方向を検出器の向きと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する方法をOABと言う。現在の所、Super-Kamiokandeで得られた、 Δm_{23}^2 が、 $3 \times 10^{-3} eV^2$ というパラメータ値を用いた時に、振動確率が最大、即ち $1.27 \times (\Delta m^2 \times L/E_\nu)$ が $\pi/2$ になる、 $E_\nu = 0.7 \sim 0.8 GeV$ を選択出来るように設計が進められている。

2.4 ビームモニター

先に述べた様に、前置検出器と後置検出器とのニュートリノ源に対する立体角の違いによるフラックスの差を見積もる為に、ニュートリノの方向分布を知る事が重要である。その為に π 中間子の崩壊から生じた μ 粒子の方向を知る事によって、ニュートリノのそれを見積もるのがビームモニターの役割である。また、ビームモニターには、ニュートリノビームの時間的安定性を見積もる目的もある。

2.5 前置検出器

前置検出器の主目的は、ターゲット付近での μ ニュートリノのエネルギー分布を求める事である。

その他の目的としては、まず、これがこの論文に関係する所であるが、ニュートリノビーム中の電子ニュートリノの混入率、及びエネルギーを測定する事である。電子ニュートリノの appearance 実験をする為には、この混入率、及びエネルギー分布を押さえる事が必要になる。

またニュートリノの反応断面積の測定が必要である。ニュートリノと核子との反応には、実験で最も重要になるCC-qe反応の他にCC-qe以外の非弾性散乱、NC(Neutral Current)反応等が挙げられる。これらは、CC-qe反応のBackgroundとなり得る訳であるが、それらの反応断面積を求める事も目的の一つである。他には、ニュートリノの方向分布の測定も前置検出器の役割の一つである。

2.6 後置検出器

JHF-SK ν 実験では、後置検出器として、東京大学宇宙線研究所のSuper-Kamiokande検出器を使用する⁴。図8にSuper-Kamiokandeの概観を示した。この検出器は、岐阜県神岡町にある50ktonの水チェレンコフ検出器である。前述の様にSuper-KamiokandeでもCC-qe反応によって生じるレプトンの角度とエネルギーを求める事によって、元のニュートリノエネルギー分布を求める。

Super-Kamiokandeでは、4.3MeV以上の電子、 μ 粒子を測定する事ができ、1GeVの μ 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、 μ 粒子識別能力は、1GeVのsingle trackに関しては、100%を達成している。

⁴ 後にSuper-Kamiokandeの40倍の容量を持つHyper-Kamiokandeを建設し使用する計画もある。

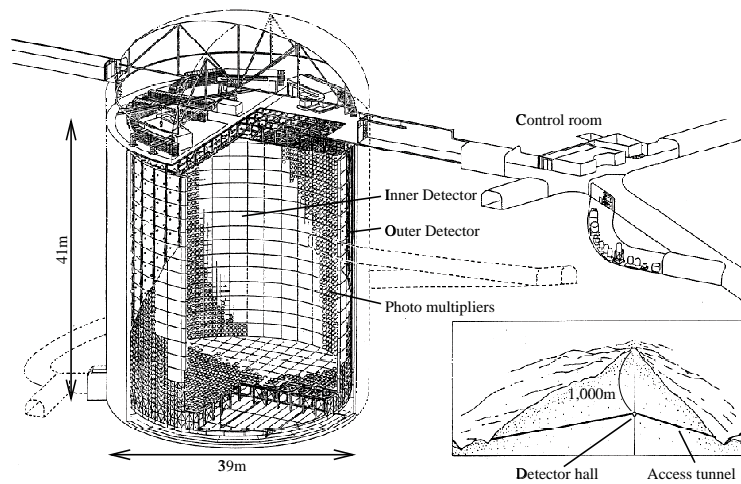


図 8: Super-Kamiokande の概観図

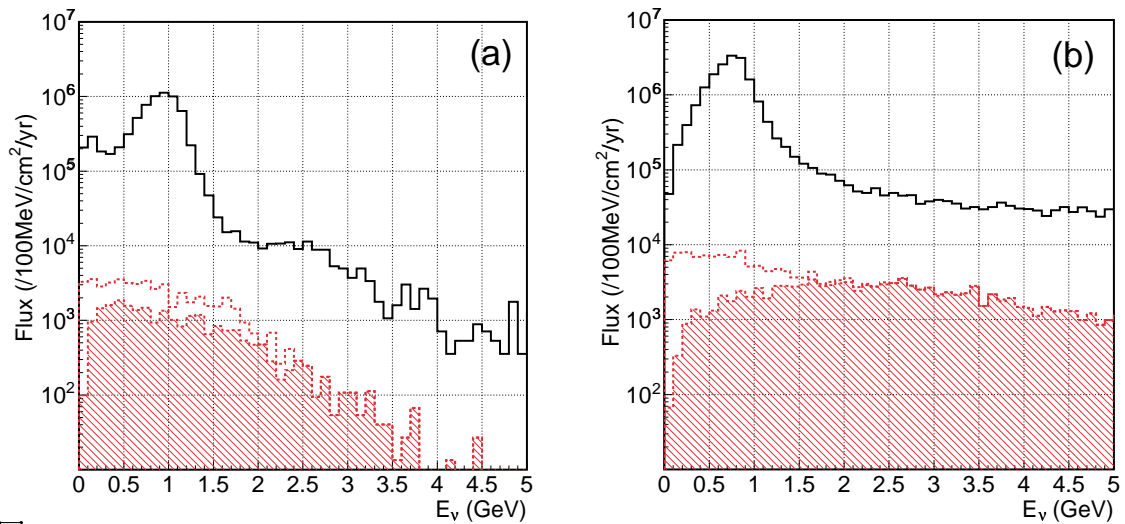


図 9: 実線のヒストグラムが ν_μ 、点線のヒストグラムが ν_e 。その内、K 中間子の崩壊が起源のものが、ハッチがかかったヒストグラムである。(a) が NBB の時、(b) が OAB の時である。

3 新しい検出器に対する実験的要請

3.1 電子ニュートリノの測定

JHF-SK ν 実験での物理的目的の一つに、電子ニュートリノの appearance(出現) 実験が挙げられる。これは、加速器で作られたミューニュートリノが 295km 飛行中に、電子ニュートリノへと振動する現象を測定する実験である。この際、元のミューニュートリノビームの中に混在した電子ニュートリノのエネルギー分布を測定する事が重要となる。さもないと、後置検出器で、電子ニュートリノが観測された場合に、それがミューニュートリノからの振動の結果観測されたのか、それとも元々のビーム中に電子ニュートリノが存在したかが判別出来ないからである。実際、JHF-SK ν のビームシミュレーションによると、ビームの作成方法が OAB の時で、約 1% の電子ニュートリノの混在比が予測されている。図 9 に、シミュレーションから予測される電子ニュートリノのエネルギー分布をヒストグラムで表した。電子ニュートリノの起源であるが、主なものは、K 中間子の崩壊である。K 中間子の崩壊過程の中に 5% 程 K_{e3}^+ と呼ばれる以下の崩壊過程が

あり、それが起源となっている。

$$K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e \quad (33)$$

他には、混入率は少ないが、

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (34)$$

$$(35)$$

等の寄与もある。電子ニュートリノのエネルギー (E_{ν_e}) を求めるには、電子ニュートリノの CC-qe 反応から生成する電子の放出角度 (θ_e) とエネルギー (E_e) を測定する事が必要である。以下に、CC-qe 反応に於ける、それらの変数との相関の式を載せる。

$$E_{\nu_e} = \frac{m_N E_e - m_e^2/2}{m_N - E_e + p_e \cos\theta_e} \quad (36)$$

ここで、 m_N 、 m_e はそれぞれ核子と電子の質量を表す。また精度は、上の式を誤差伝播の法則を用いて求める。簡単の為に、 $E_e \sim p_e$ 、 $m_e \sim 0$ 、 $m_N \sim 1\text{GeV}$ を用いると、

$$\sigma_{E_{\nu_e}}^2 = \frac{E_e^4}{(1 - E_e + E_e \cos\theta_e)^4} \sigma_{\cos\theta_e}^2 + \frac{1}{(1 - E_e + E_e \cos\theta_e)^4} \sigma_{E_e}^2 \quad (37)$$

となる。

例えば、 $\cos\theta_e = 1$ 、 $E_e = 1\text{GeV}$ の時は $\sigma_{E_{\nu_e}}^2 = \sigma_{\cos\theta_e}^2 + \sigma_{E_e}^2$ 、 $\cos\theta = 1/2$ 、 $E_e = 1\text{GeV}$ の時は、 $\sigma_{E_{\nu_e}}^2 = 2\sigma_{\cos\theta_e}^2 + 2\sigma_{E_e}^2$ となる。 $\sigma_{\cos\theta_e}$ に関しては、トラッキング検出器の性能が関与するのであるが、例えば JHF-SK ν 実験にて有力視されている 2cm セグメントの検出器では、エネルギーの測定精度に対して、ほぼ無視出来る程度の $\cos\theta_e$ の精度が期待される。仮にこの値を 1% として、ニュートリノのエネルギーを 1GeV 近辺で 200MeV の精度で測定しようとするれば、電磁カロリメータには電子の放出角度がニュートリノビーム軸に対して 60° のものに対して 14% 程度の精度が要求される事になる。因みに、現在進行中の K2K 実験では、この役割は、鉛ガラス検出器が果たしていた。しかし、電子ニュートリノの混合率をシミュレーションと整合させるという役割を果たした後は、ミューオンのトラッキングを妨げてしまうというデメリットの為、取り外された。そこで、我々は JHF-SK ν 実験に向けて、ビーム軸方向とそれに垂直な方向に対して、電磁カロリメータをセグメント化し、位置情報を持ちトラッキングが可能な $\sigma_E/E \sim 10\%/\sqrt{E}$ の電磁カロリメータを開発する事にした。

電磁カロリメータは、通常物質量の大きい物質で作るので、トラッキングが可能な電磁カロリメータを開発すれば、その物質量の大きさ故にニュートリノ反応の統計数を上げる事も可能である。ただしこの場合、後置検出器が水ターゲットなのに対し、水以外の物質がターゲットとなるので、物質の違いに対するニュートリノ反応の違いの研究が必要とされる。

3.2 電磁カロリメータ

上記の目的の為に我々は、サンドイッチカロリメータを開発する事にした。カロリメータとは、入射粒子のエネルギーをその検出器内に吸収させる事によって、エネルギーを測定する検出器であり、エネルギーを測定する対象を電子、もしくは光子のものを電磁カロリメータと呼ぶ。検出器内に入射した電子、もしくは光子は物質と相互作用し、制動放射と電子・陽電子対生成を繰り返す事によって、発展して行く。これを電磁シャワーと呼ぶ。荷電粒子は物質中で、エネルギー損失も起こす。このエネルギー損失の量を測定する事によって、入射エネルギーを求める事とす

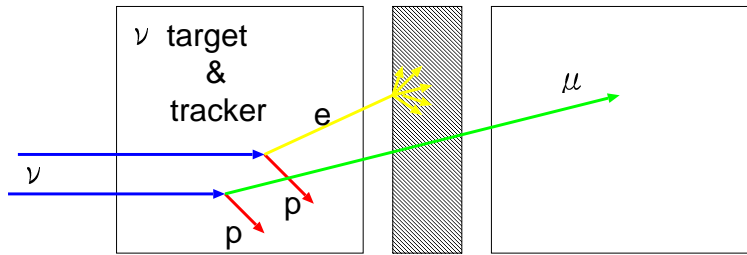


図 10: 電磁カロリメータの概念図。ターゲット&トラッキング検出器のすぐ後方に置き、電子のエネルギーを測定する。

る。サンドイッチカロリメータとは、原子番号の大きい物質で出来た層をエネルギー損失に対して有感な層との間にサンドイッチ状にし、有感な層に関するエネルギー損失を求める事で、全エネルギーを求める検出器である。一般にカロリメータのエネルギー分解能は、

$$\frac{\sigma_E}{E} = a \oplus \frac{b}{E} \oplus \frac{c}{\sqrt{E}} \quad (38)$$

と表される。 \oplus は 2 乗和の 2 乗根の意味で使用した。つまり、 $a \oplus b \equiv \sqrt{a^2 + b^2}$ である。 a は定数項と呼ばれ、主に検出器の非一様性からくる。 b はノイズ項で、入射エネルギーに関わらず一定の電気ノイズ等の影響による。 c は統計項で、これは更にサンプリングによるばらつきと、検出される光電子数によるばらつきに分けられる。サンドイッチカロリメータで主にエネルギー分解能に効いて来るのはこの統計項である。サンプリングによるばらつきは、吸収層に使用している物質、及びその物質質量に依存する。また光電子数によるばらつきは、有感層から読みだされる光電子の総数の相対誤差に依存する。

3.3 その他の要請

ニュートリノ反応から発生した電子のエネルギーを測定する為に、ターゲット及びトラッキング検出器のすぐ後方に電磁カロリメータを置く事を考えている。概念図を図 10 に示す。図を見て分かる様に大きく分けて、ターゲット及びトラッキング検出器、電磁カロリメータ、 μ 粒子検出器とに分かれる。ターゲット中で発生した電子は電磁カロリメータ部でシャワーを発達させて止まり、 μ 粒子はそれを突き抜けて、 μ 粒子検出器部分でその運動量を測定する。

電磁カロリメータを開発するに当たって、エネルギー分解能以外に要求される課題を以下にまとめた。

3.3.1 大面積

弱い相互作用の反応断面積が小さい為に、実験的に統計を稼ぐ為にはターゲットの物質質量を大きくする必要がある。それ故、ニュートリノ検出器は大容量、大面積となる。必然的に後方に来る我々が開発を進めている電磁カロリメータも大面積を覆う必要が出て来る。

3.3.2 時間分解能

JHF-SK ν 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 $5.2\mu\text{sec/pulse}$ 、パルス周期は 3.4sec/pulse である。また、それぞれのパルスはバンチ構造も持っており、それは 500nsec 間隔で 1 パルス当たり 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。また強度が強い事から、1パルス当たりの複数イベントも問題となる。時間分解能があればあるほどその時間情報が、これら複数イベントを識別する指標となり得る。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。

3.3.3 検出効率

検出効率とは粒子検出器を粒子が通過した際に、その粒子をどれくらいの確率で検出できるかを表した値である。我々は、最小電離作用をする粒子 (Minimum Ionizing Particle:MIP) に対して、99%の検出効率を要求する。

3.3.4 セグメント化

ターゲット中で発生した μ 粒子は電磁カロリメータ部を通過して μ 粒子検出器へと到達する。JHF-SK ν 実験では、その強度の高さから、ビームシミュレーションでは、ターゲットから280mの距離で、1パルス、1トン当たり、最大0.06イベントが予想されている。仮に100トン程度のターゲットを置いたとすると、1パルス当たり10イベント程度が予想される。

電磁カロリメータ部にもトラッキング検出器と同程度の位置分解能があれば、これら複数イベントの識別も可能になる。

また、ビーム軸方向の位置情報を持つ事により、 μ 粒子の飛程に関する情報も得る事が出来、電磁カロリメータ部を通過し得なかった μ 粒子に関する飛程等の情報からエネルギーの測定が可能である。

3.3.5 価格

これは、大面積の項とも関連する事であるが、実際に実験で使用できるかどうかはこの問題が大きく関わっている。

3.4 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を用いた検出器

上記の様な要請を満たす検出器として、我々は液体シンチレータ、波長変換ファイバー、マルチアノード光電子増倍管を用いた検出器を開発する事とした。

3.4.1 検出原理と構造

図11、12に検出原理を示す。まず、荷電粒子が液体シンチレータ中を通過すると、そのエネルギー損失に比例した量のシンチレーション光が等方的に発光する。その一部は液体シンチレータ中に浸された波長変換ファイバーへと入射する。入射したシンチレーション光は、屈折率の関係上ファイバー外へと再び出て行くが、通過している間に波長変換剤と反応し再び等方的に発光する。その再発光した光の一部が光ファイバーの全反射角に入り、ファイバー中を伝播し、端へと到達する。端に到達した光は、光電子増倍管を用いて検出される。従って、光電子増倍管で検出された光量は荷電粒子のエネルギー損失に比例する事となる。以上の様な測定原理の液体シンチレー

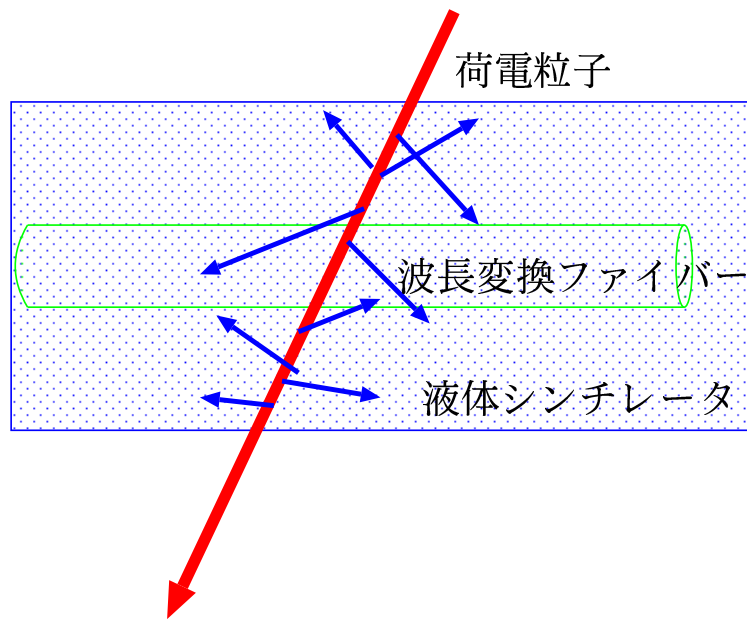


図 11: 荷電粒子が通る事により、液体シンチレータが発光する。

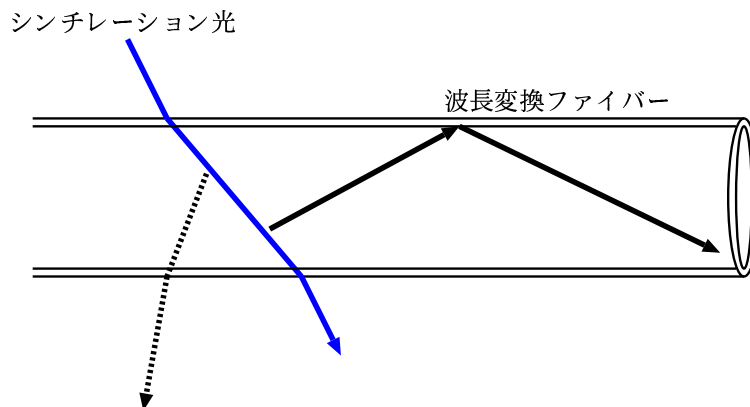


図 12: 波長変換ファイバーでシンチレーション光を再発光する。光ファイバーの全反射角に入った光は伝播し、端面に到達する(実線)。全反射角に入らなかった光はファイバー外に出て行く(点線)

た、波長変換ファイバーを図 13 の様に組み合わせて使用した。ファイバーは、表裏両面の中央部分に直交する様に通した。セルの内側には、液体シンチレータ用の反射剤 (Bicron 社製 BC-622A) を塗布し、セルの内側に光を閉じ込める事によって得られる光量を増加させた。そのセルを両側から鉛の板で挟む事により有感層と無感層とで成るサンドイッチカロリメータを作る。

3.4.2 液体シンチレータ

液体シンチレータは、荷電粒子が通過する事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成る。我々が使用した液体シンチレータは、Bicron 社の BC-517L であり、溶媒であるプソイドクメン (1-2-4 トリメチルベンゼン) に溶質である蛍光体を融かしてある。このままでは、アクリルの侵食といったプソイドクメンの悪影響が問題となるので、その影響を軽減する為に、ミネラルオイルで薄めてある。我々の赤外分光光度計を用いた測定では、波長変換ファイバーを 50 日程度漬けておいた液体シンチレータからファイバー成分は検出されなかった。

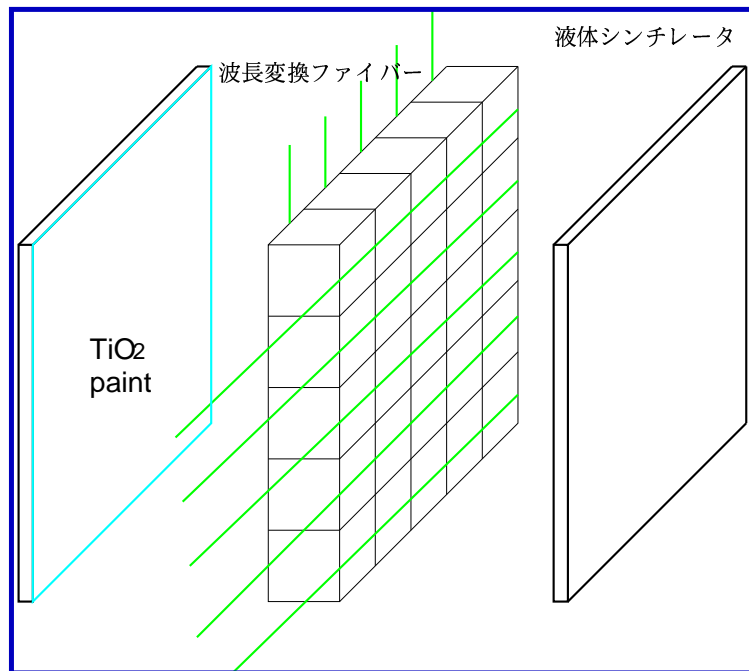


図 13: 液体シンチレータと波長変換ファイバー、セル、鉛板を組み合わせる

表 5: BC-517L の性質 (Anthracene の発光量に対しての発光量である。)

Property	光量	崩壊時間	発光波長	屈折率	引火点	密度
BC-517L	30 (% Anthracene)	2.0 (nsec)	425 (nm)	1.471	102(° C)	0.86 (g/cm ³)

使用した液体シンチレータの主な性質を表5にまとめた [17]。

3.4.3 波長変換ファイバー

我々は波長変換ファイバーとして Kuraray 社の Y-11(200)MS という製品を用いた。ファイバー径は 1.5mm である。Y-11 は発光波長のピークが 476nm と、光電面に Bialkali を用いた光電子増倍管の受光波長に近い。また、吸収波長は 430nm と、液体シンチレータの発光ピークに近い。図 14 に吸収、発光波長スペクトルを載せておく [18]。図中の矢印は液体シンチレータの最大発光波長を表している。液体シンチレータの発光波長が波長変換ファイバーの吸収波長に合っているのが分かる。

3.4.4 マルチアノード光電子増倍管

波長変換ファイバーまで伝わって来た光を読み出す光検出器として、我々はマルチアノード光電子増倍管を使用する。これを使用する理由は、一つの検出器で多チャンネルを取扱う事が出来、多数の読みだしをするに当たってコストを削減する事が出来るからである。また時間分解能に関しては、光電子増倍管を使用すれば、ニュートリノビームのバンチ幅程度は達成可能である。今回使用したマルチアノード光電子増倍管は浜松ホトニクス社製 H6568 である。図 15 にその外観図を、また図 16 に感度波長を載せておく [19]。最大感度を達成しているのは、400~500nm 付近で

Y-11 Absorption & Emission Spectrum

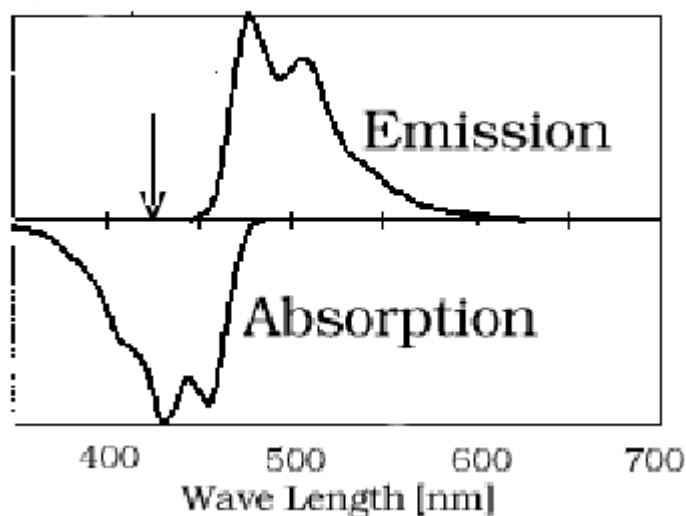


図 14: Y-11 ファイバーの吸収、発光波長スペクトル

あり、これは前述の波長変換ファイバーの最大発光波長、476nm に一致している。尚この H6568 にはその終段付近のダイノード抵抗、及びコンデンサーの有無によって H6568-00、H6568-10 の 2 種類ある。一般的に光電子増倍管は、入射光量が大きくなった場合に終段付近のダイノード間に増幅された電子が過度に存在し、更に増幅する事が拒まれる空間電荷効果 (space charge effect) が起こり、応答の直線性が悪くなる。その効果を軽減する為に、H6568-10 では後段のダイノードにより大きな抵抗を用いる事で高電圧をかけ、更に抵抗と並列にコンデンサを配置する事で電荷を供給している。図 17、18 に H6568-00 と、H6568-10 のダイノード間の抵抗値、及びコンデンサの配置を示した。

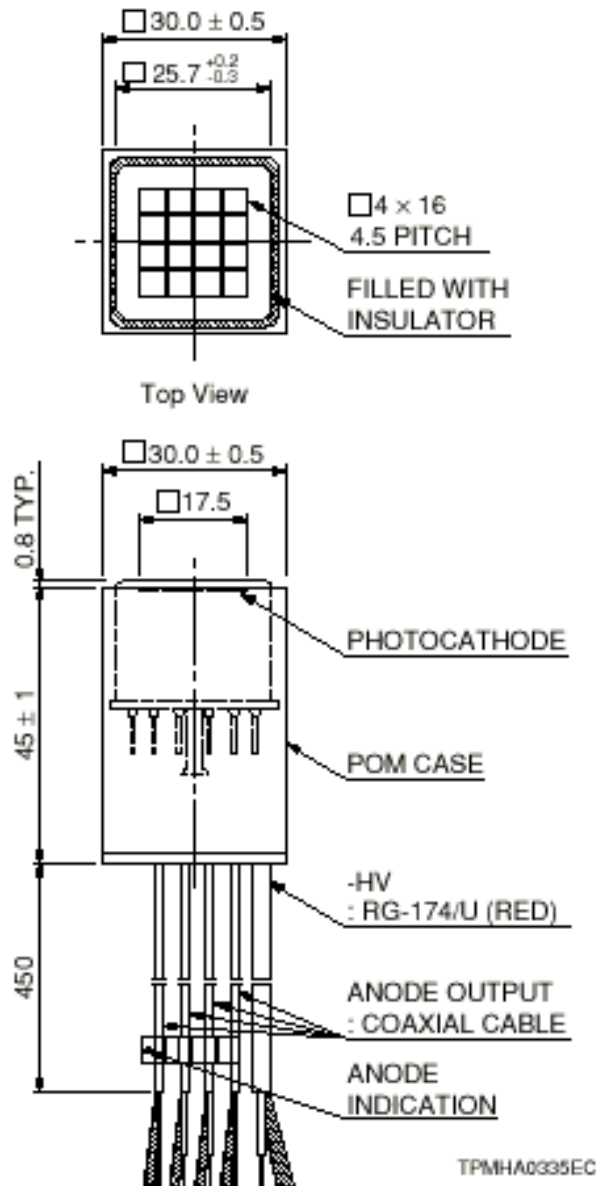


図 15: マルチアノード光電子増倍管の外観図

4 宇宙線を用いた実験

4.1 目的と概要

検出器を開発するに当たってその基本的な性能を理解する為に、まず最小電離作用をする粒子 (Minimum Ionizing Particle: MIP) に対しての検出器からの光量を見積もった。MIP としては、宇宙線 μ 粒子を使用した。

4.2 セットアップ

図 19、図 20 に宇宙線実験でのセットアップを横から見た図と、上から見た図をそれぞれ示す。2cm×2cm×2cm のセルができるように格子状になった物を 3×3 セルだけ切り出し液体シンチレー

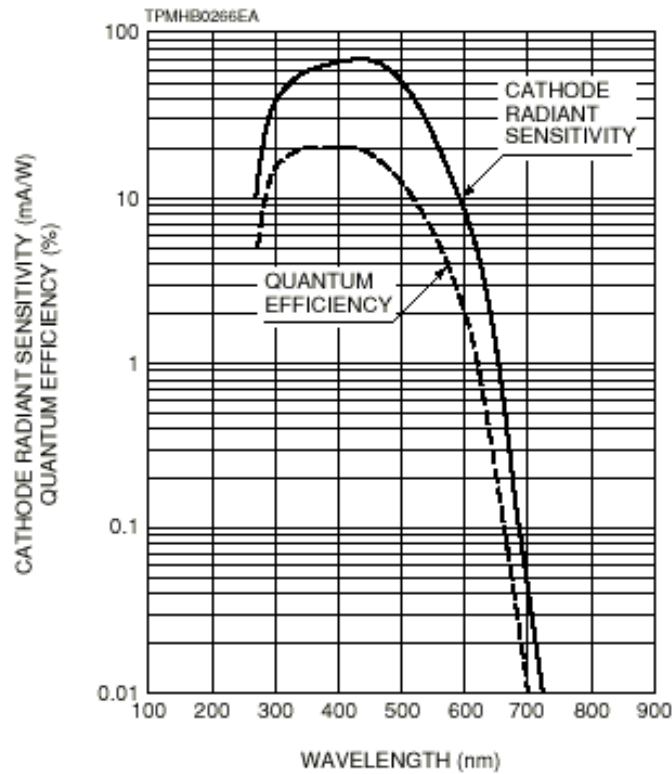


図 16: マルチアノード光電子増倍管の受光スペクトル

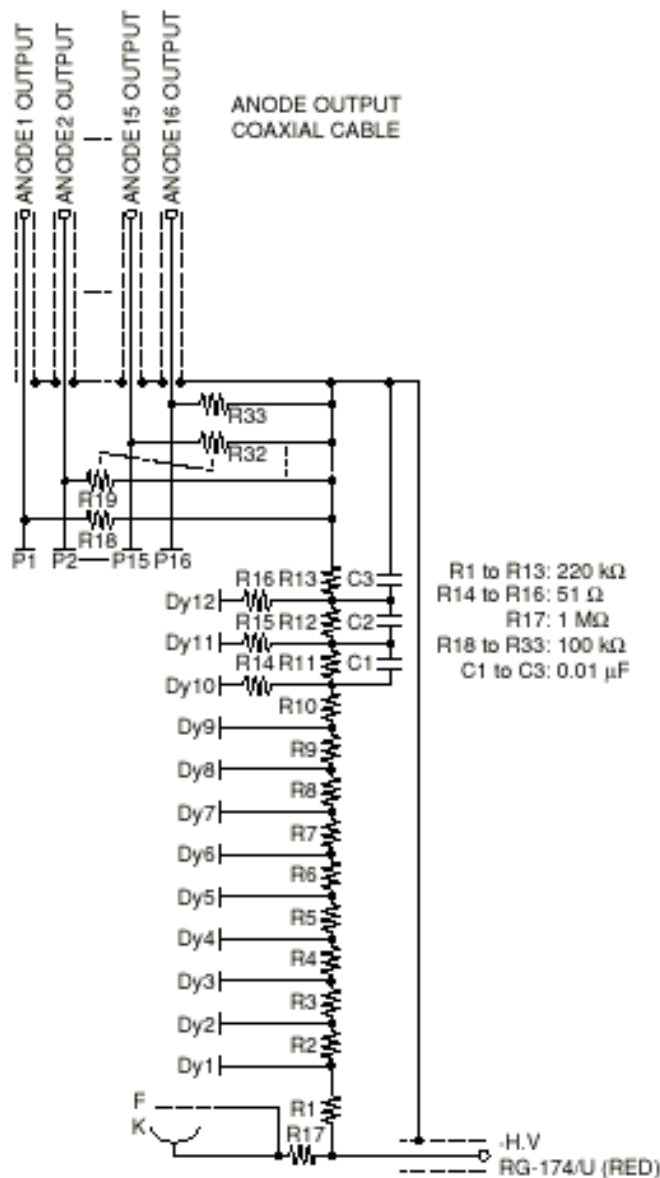
タ中に沈め、波長変換ファイバーを各セルから2方向にお互いに直交する様に引き出し、マルチアノード光電子増倍管で読み出す。つまり、1つのセルに2本ファイバーが通る事となる。各ファイバーをそれぞれm1~m6と名付けた。使用したセルは0.6mm厚のアルミ製で、その内側には、液体シンチレータ用反射剤を塗布してある。ファイバーの読みだし側で無い端は、光の反射を押える為に斜めにカットした。上側と下側はセルと同様に内側に反射剤を塗布したアルミ製の板で蓋をした。また、セルの内部に空気が入り、光量がセルによってばらついてしまった為、上下の蓋の真中には直径5mmの穴を開け、空気を逃す事によって解決した。

トリガカウンターは、幅12mm、長さ100mmのプラスチックシンチレータを光電子増倍管に光学セメントで接着したものを検出器の上側、下側それぞれ6本ずつ使用し、それぞれ3本ずつ直交するように配し、宇宙線の入射位置を特定できるようにした。

それぞれのトリガカウンターに対し、trig1~6、t1~6と名付けた。

4.3 データ収集システム

図21に宇宙線データ取得に使用したトリガロジックを図示する。まず、trig1~6は、ディスクリミネータを通して、それぞれ上下3本ずつのORをとり、上下でコインシデンスをとった。これをADCのゲートタイミングとする。ゲート幅は100nsecで、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様に決定した。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、どのシンチレータでトリガがかかったのかを特定する。次にt1~6は光電子増倍管からの信号を直接ADCに入力した。この12本のシンチレーションカウンターのヒット情報及び出力を見る事によって、どのセルに宇宙線が通ったのかを特定した。

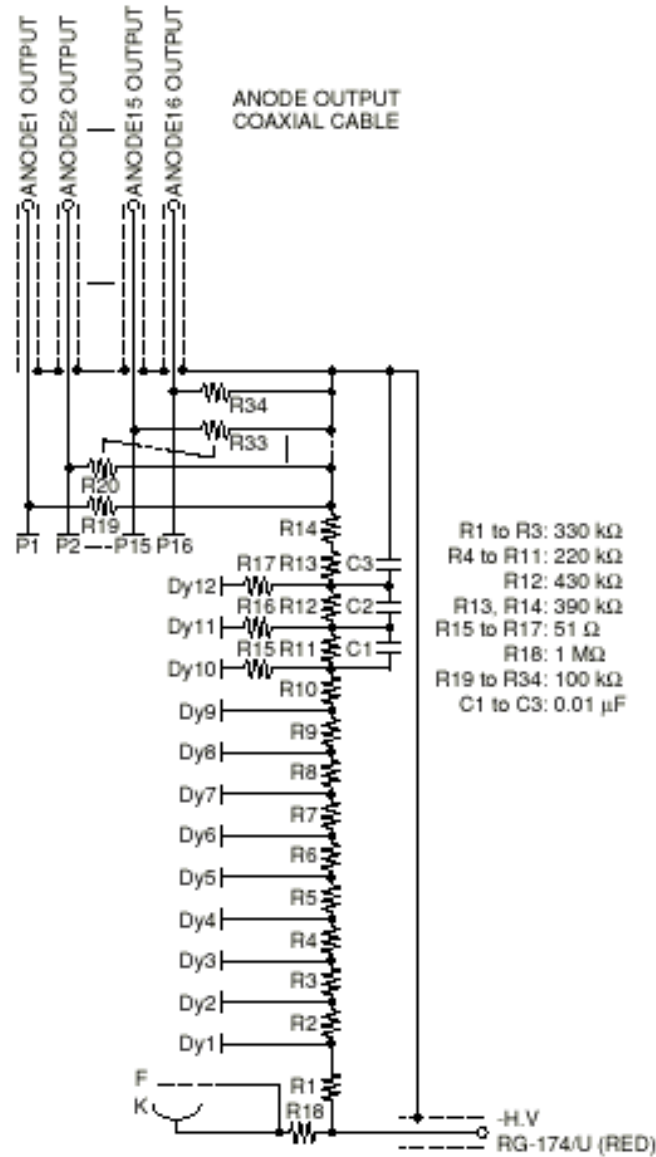


H6568

図 17: H6568-00 のダイノード構造。直線性を良くするために、後段ダイノードに抵抗と並列にコンデンサーを設置してある。

4.4 光量測定の結果

図 22 に宇宙線測定のための典型的な光量分布を示した。これは、9つのセルの内、真中のセルにトリガがかかったサンプルに対して、図 20 中に記載の m3 のファイバーから読みだしたものである。光電子増倍管は青色発光ダイオード (LED) を用いて、1 光電子ピークを検出する事により増幅率の補正を行った。横軸は光電子数で、縦軸はエントリー数である。宇宙線 μ 粒子は地上で平均 4GeV と高エネルギーであり、また、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



H6568-10

図 18: H6568-10 のダイノード構造。H6568-00 よりも直線性を上げる為に、終段付近の抵抗の値は H6568-00 に比べて大きくしてある。

事から、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出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無く、平均値と RMS を用いた。図 23 の上のグラフは、各ファイバーから読みだした平均光量を表している。縦軸には平均光量を、誤差には平均値の誤差をつけた。9 セルに対してそれぞれ 2 本ファイバーを読みだしているので、計 18 サンプルある事になる。図 23 の下のグラフは、全サンプルの平均からのばらつきを示した。また、同様の事をトリガされて無いチャンネルについても調べ、クロストークについて調べた。図 24 の上の図はトリガしたセルの隣のセルを通過しているファイバーについての平均光量を、

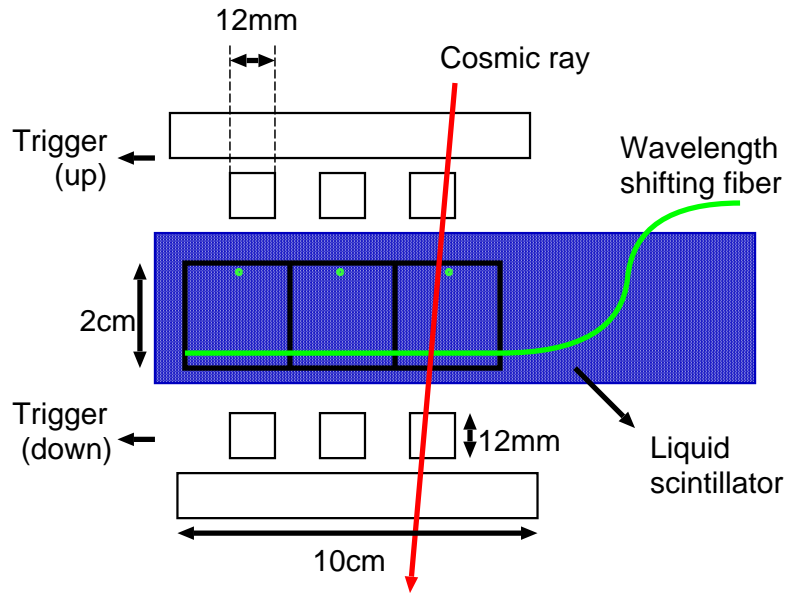


図 19: 宇宙線セットアップの側面図

下の図は2つ隣のセルを通過しているファイバーについてのそれを示した。

4.5 考察

宇宙線を用いて、この検出器で得られる MIP に対する平均光量を見積もった。結果は、

$$\text{平均光量} = 12.4 \pm 1.4 \text{ photo electrons} \quad (39)$$

となった。これは、光電子はポアソン分布でばらつくとする、平均光電子数が 12.4 p.e. の時の 0 確率は、

$$\frac{\mu^r e^{-\mu}}{r!} = \frac{12.4^0 e^{-12.4}}{0!} = 4.1 \times 10^{-6} \quad (40)$$

と求められ、光電子の統計的観点からは測定器として適当な値であるといえる。また、隣のセルからの光のクロストークは、

$$\text{トリガした隣のセルの平均光量} = 0.5 \pm 0.1 \text{ photo electrons} \quad (41)$$

$$\text{トリガした2つ隣のセルの平均光量} = 0.1 \pm 0.1 \text{ photo electrons} \quad (42)$$

となった。

MIP のトラッキングに関しては、0.5 photo electrons という値は閾値を設定する事により排除出来るので、5%程度のクロストークは問題にならないと言える。位置分解能は、セグメントサイズが $2\text{cm} \times 2\text{cm}$ なので、 $2\text{cm} / \sqrt{12} = 5.7\text{mm}$ を達成出来る事が出来る。

次に電子のシャワーを考慮した場合、後の「Monte-Carlo Simulation」の章で述べる様にシミュレーションの結果からシャワーマックス付近での最大光量が 280 photo electrons で、クロストークは 11.2 photo electrons となり、これは MIP が落す光量程度になる。

この事については、空間的にどこまでを電磁シャワーとみなすかという事とともに更なる研究が必要である。また、よりクロストークを無くすような構造についても開発が必要だと思われる。

また、各サンプル毎の光量のばらつきは平均で 11%、最大で 20%程度であった。これについては、製作精度を上げる事と共に、MIP を用いた補正の方法も考えなければならない。

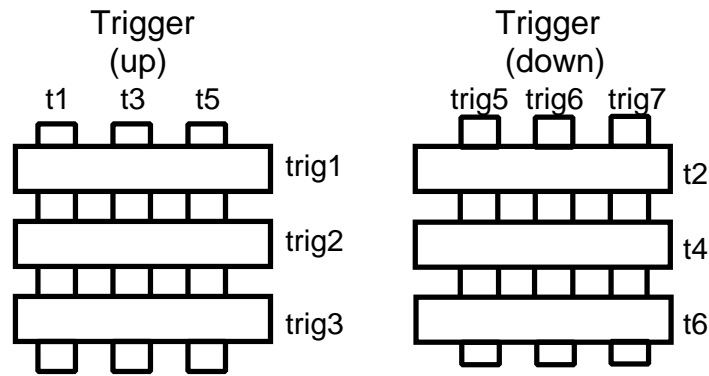
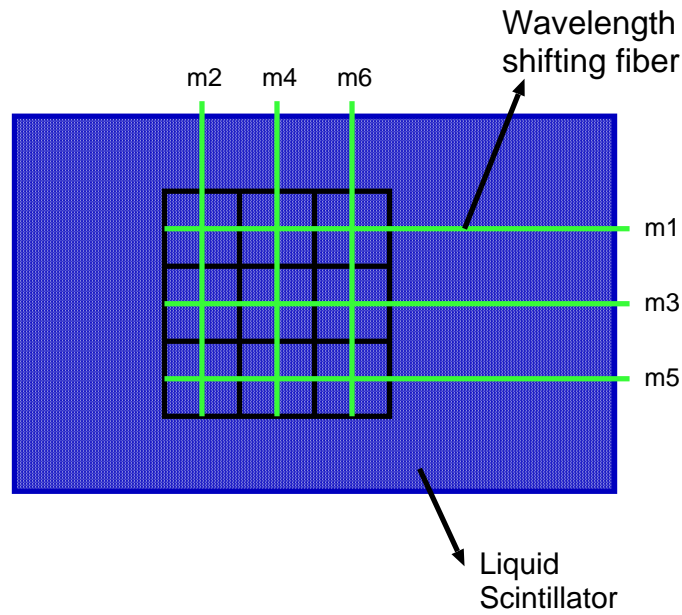


図 20: 宇宙線測定セットアップの上面図

5 Monte-Carlo Simulation

5.1 シミュレーションの目的

我々はエネルギー分解能 10%程度を達成する為の鉛厚を決定し、ファイバーから読み出される光量を知るためにモンテカルロシミュレーションを行った。

5.2 シミュレーション

シミュレーションには、GEANT3[13]を用いた。この中では、エネルギー損失、ハドロン相互作用、粒子の多重散乱、 δ -ray、電子・陽電子の対生成・対消滅、制動放射、コンプトン散乱、 μ 粒子の核子との相互作用などが考慮されている。

また、液体シンチレータは、シミュレーションパッケージには入っていなかったため、密度 = $(0.86g/cm^3)$ 、原子比 (H:C=7.40:3.68) を使用した。これは、液体シンチレータのデータシートを元にした [17]。

図 25 にシミュレーションに入力した検出器の正面図、図 26 に側面図を載せた。シミュレー

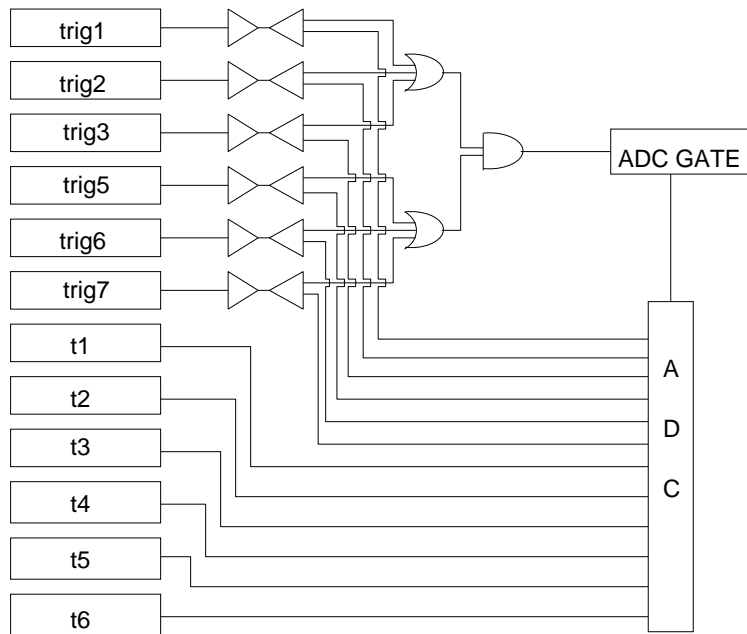


図 21: 宇宙線測定に使用したトリガ回路

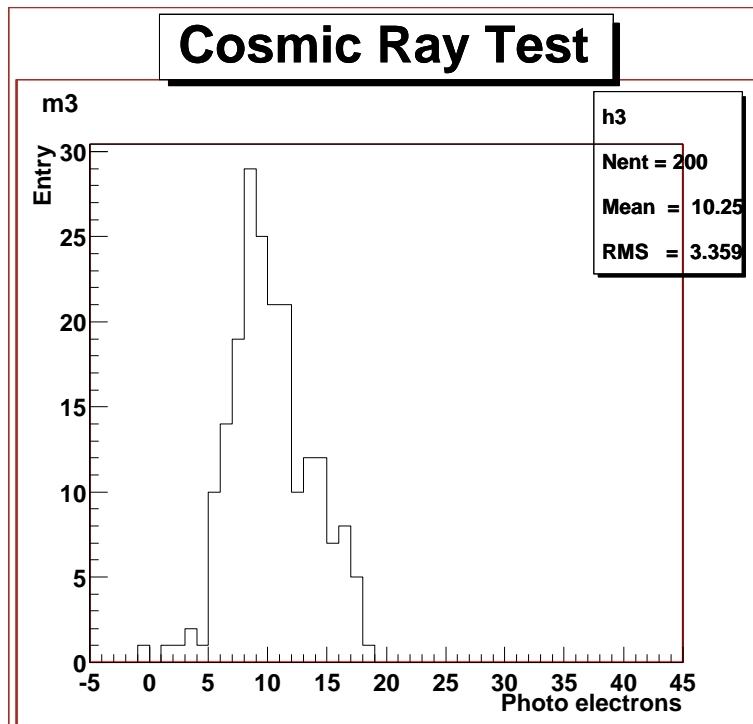


図 22: 宇宙線実験での典型的な光量分布

シミュレーションでは、セルサイズ (2cm×2cm×2cm) 入射粒子運動量 (1GeV/c)、検出器の粒子入射方向に対しての放射長を固定したままで、鉛の厚さを変更した。よって、鉛の厚さを薄くしていくと、液体シンチレータによるサンプリング数が増える。表 6 に、鉛の厚さに対する層の数、放射長、1層当たりの放射長を示した。シミュレーションでは、21×21 のセルの中央で粒子を発生させ、検出器に対して垂直に入射させた。

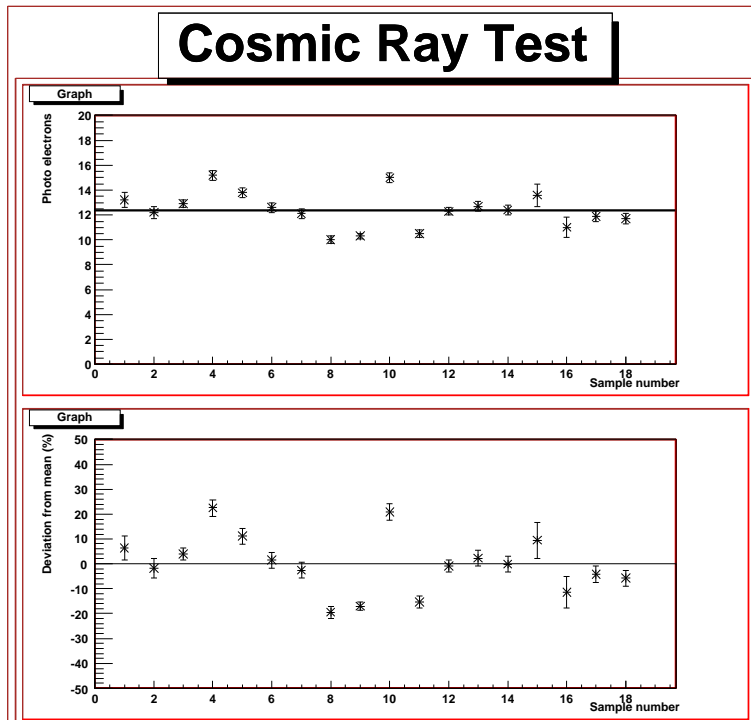


図 23: 各セルから得られる各ファイバーでの平均光量。9 セルを 2 方向から読みだすので 18 サンプルある。下は平均からの偏差である。

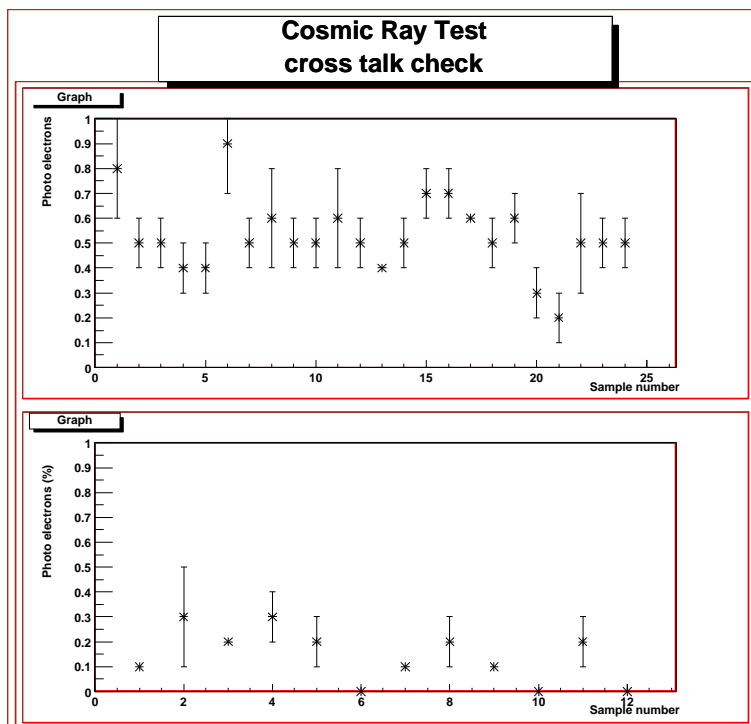


図 24: クロストークのチェック。上はトリガしたセルの隣のセルを通っているファイバーから得られた平均光量、下は更に隣のファイバーから得られる平均光量

5.2.1 解析

まずは、一本のファイバーから検出される光量を見積もる為に、ビームに対して垂直方向の一列のエネルギー損失を足し合わせた。図 27 に $1\text{GeV}/c$ の μ 粒子に対しての、第一層でのエネルギー

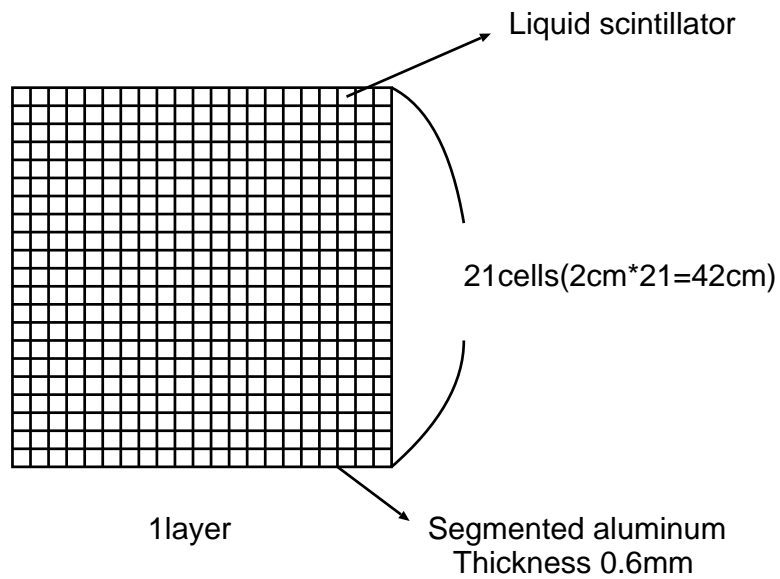


図 25: GEANT シミュレーションに入力した検出器の正面図

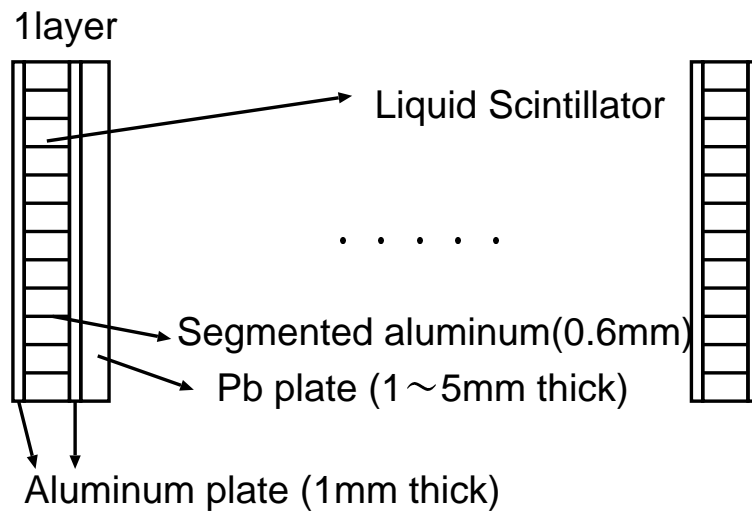


図 26: GEANT シミュレーションに入力した検出器の側面図

表 6: 鉛の厚さに対する層の数、放射長、1層当たりの放射長、シミュレーションで求められた 1 GeV/c の電子におけるエネルギー分解能

一層当たりの鉛厚 (mm)	層の数 (layer)	全放射長 (X_0)	一層当たりの放射長 (X_0)	1GeV/c の電子でのエネルギー分解能 (%)
5	15	14.1	0.94	10.2
4	19	14.4	0.76	8.8
3	24	14.2	0.59	7.5
2	34	13.9	0.41	6.4
1	61	14.0	0.23	4.9

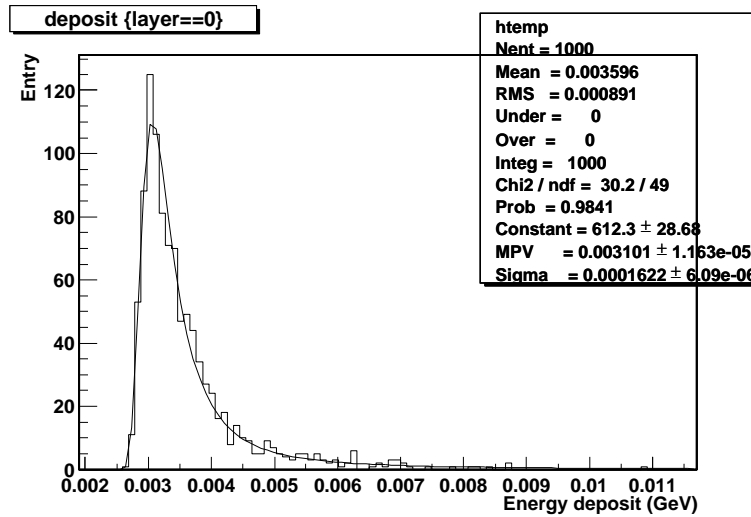


図 27: 1 GeV/c の μ 粒子の 1 層目でのエネルギー損失のヒストグラム

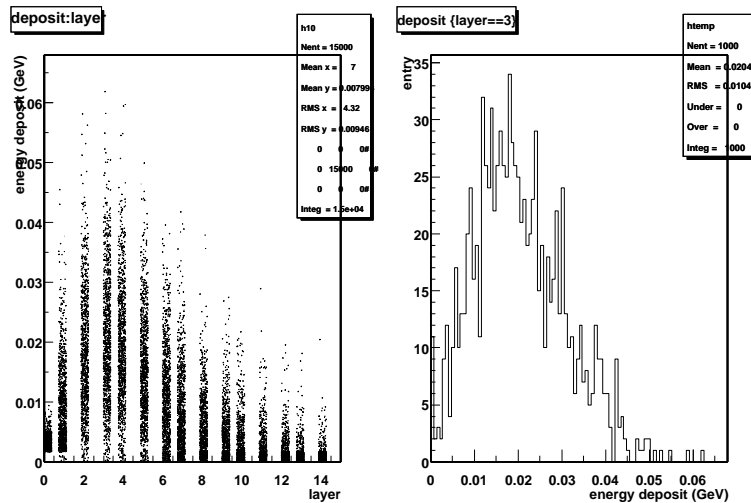


図 28: 左側の図は 1GeV/c の電子に対して各層の中央の一系列におけるエネルギー損失のスクアット、右の図はシャワーマックス付近 (4 層目) でのエネルギー損失のヒストグラムである。

エネルギー損失のヒストグラムを示す。これより、MIP に対しては 3MeV 程度のエネルギー損失がある事が分かる。図 28 に 1GeV/c の電子に対して中央の一系列のエネルギー損失と層との相関図を示す。宇宙線を用いた実験の結果から貫通 MIP に対しての光量が 12.4 光電子なので、1 GeV/c の電子に対してはシャワーマックス付近で平均 80~90 光電子、最大 250 光電子程度の光量が見積もられる。

次に、エネルギー分解能について解析を行った。この解析は、全てのセルのエネルギー損失を足し合わせる事によって行った。図 29 に運動量 1GeV/c の電子を入射した時の全エネルギー損失のヒストグラムを示す。エネルギー分解能は、ヒストグラムをガウスフィットし、その標準偏差を平均値で除する事によって求めた。各鉛の厚さに対する分解能を表 6 にまとめた。また、エネルギー分解能には、サンプリングによるばらつきその他、光電子によるばらつきも考慮しなければならない。宇宙線を用いた実験から、貫通 MIP に対して 12.4 光電子が得られるので、

$$\text{全光量} = \frac{\text{全エネルギー損失}}{\text{MIP によるエネルギー損失}} \times 12.4 p.e. \quad (43)$$

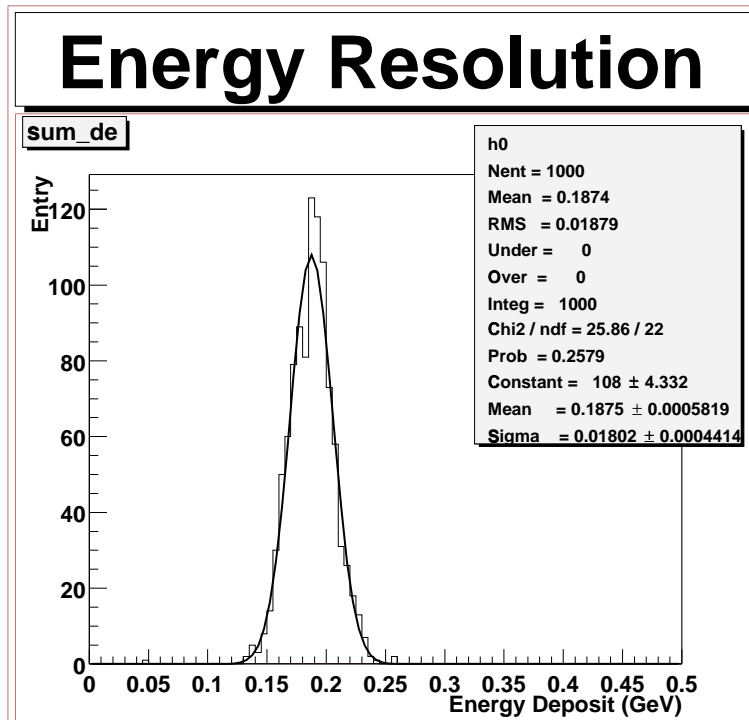


図 29: GEANT シミュレーションでのエネルギー損失のヒストグラム。図は 1GeV/c の電子を入射した時のヒストグラム

$$\text{エネルギー分解能} = \text{サンプリングによる分解能} \oplus \frac{\sqrt{\text{全光量}}}{\text{全光量}} \quad (44)$$

とした。⊕ は 2 乗和の 2 乗根を表す。表 6 にその結果を載せた。この結果より、垂直入射の時に限ってであるが、鉛の厚さ 5mm、15 層の検出器を作成すれば 1GeV/c の運動量を持った電子に対してエネルギー分解能が 10%程度となる事が分かった。

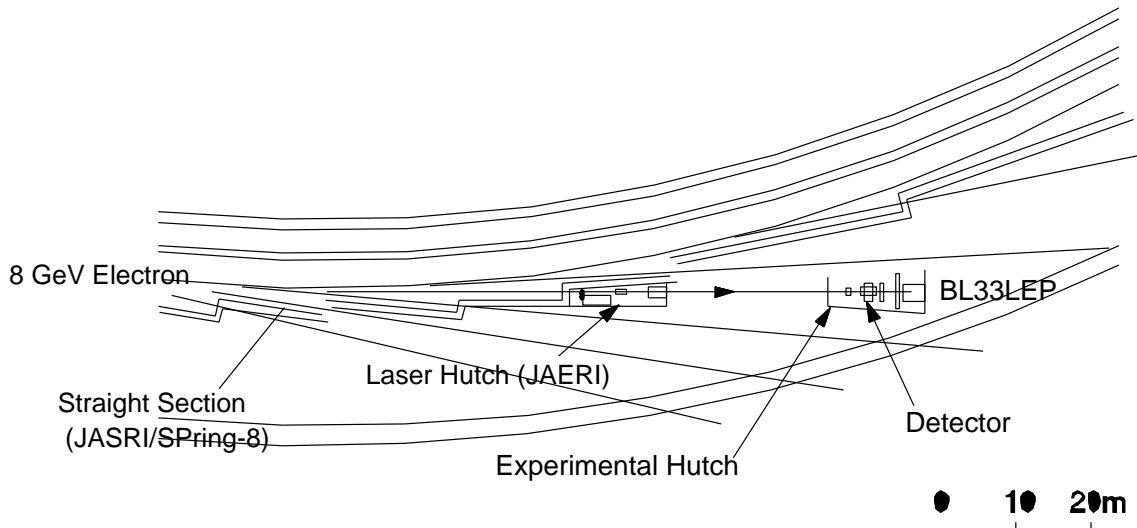


図 30: BL33LEP ビームラインの概略図

6 SPring8 に於けるテスト実験

我々は電磁シャワーに対する検出器の応答を見る為に、2001年9月28日から10月5日にかけて、高輝度光科学研究センターの大型放射光施設 (SPring8) 内にある大阪大学核物理研究センターの BL33LEP ビームラインにてテスト実験を行った。

6.1 目的と概要

我々はモンテカルロシミュレーションの結果を元に、電磁カロリメータの試作器を製作し、それを用いてエネルギー分解能を評価した。

6.2 セットアップ

このセクションでは、実験のセットアップを、ビームライン、トリガ条件を含めたデータ収集系、検出器の順に説明する。

6.2.1 ビームライン

今回のテスト実験は SPring8 内の BL33LEP ビームラインにて行った。BL33LEP ビームラインは、レーザー光が電子と反応する蓄積リング、レーザー光学系が置いてあるレーザーハッチ、検出器を設置する実験ハッチとから成る。図 30 にビームラインの見取り図を示した [16]。

レーザーハッチからレーザー光を蓄積リング内の電子に対して入射し、逆コンプトン散乱過程によって発生するガンマ線 (レーザー電子光) を実験ハッチへと入射する。この際、散乱された電子のエネルギーを測定するタギング検出器が蓄積リングの内側に設置してあり、

$$E_{\gamma} = 8\text{GeV} - E_e \quad (45)$$

の式で、実験ハッチへの入射ガンマ線のエネルギーを測定する事が出来る。

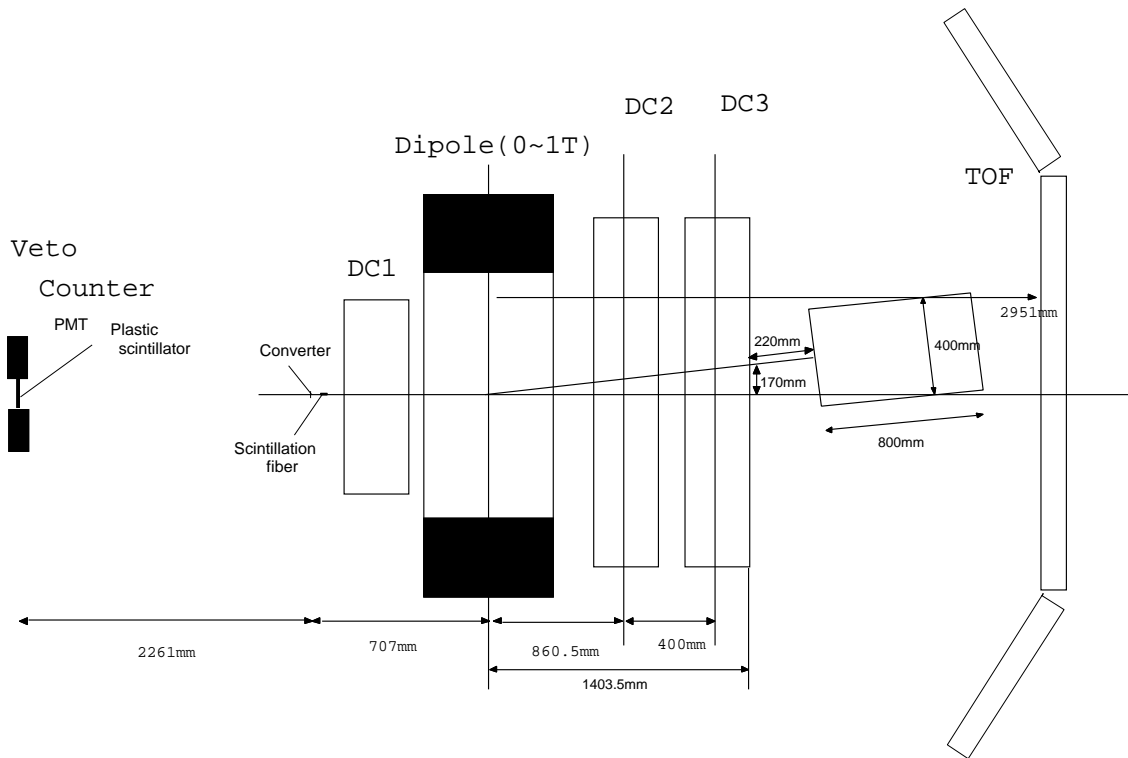


図 31: BL33LEP ビームラインの概略図

実験ハッチには上流側から VETO カウンター (以下 VETO と呼ぶ)、コンバータ、ドリフトチェンバー (以下 DC と呼ぶ)1、双極電磁石、DC2,DC3,そして我々の検出器の順に設置してある (図 31)。VETO は、実験ハッチよりも上流側で発生した電子、陽電子のイベントを除去する為に置かれている。このサイズは、厚さ 1mm ($0.0024X_0$) 幅 61mm, 長さ 61mm である。

コンバータに入射したガンマ線は電子・陽電子対生成反応を起こし、生成した電子・陽電子対は下流の双極電磁石によって、 $r(m) = P(\text{GeV}/c)/0.3B(T)$ の曲率半径を持って曲げられる。今回の実験では、コンバータは厚さ 1 mm ($0.07X_0$)、幅 2 mm の銅を使用した。コンバータの下流には直径 1mm のプラスチックシンチレーティングファイバー (以下 SCIFI と呼ぶ) が 2 本鉛直方向に並べてあり、電子・陽電子対の発生点を特定する。ファイバーからのシンチレーティング光の読みだしには fine-mesh 型光電子増倍管が用いられている。図 32 にコンバータとシンチレーティングファイバーの写真を示す。

電磁石の下流には電子、陽電子の飛跡を特定する為のドリフトチェンバーが 2 台あり、その下流に我々の検出器を設置した。検出器の上流には厚さ 10mm ($0.02X_0$)、幅 12mm、長さ 100mm のトリガカウンタ (以下 TRIG と呼ぶ) を設置した。磁場の大きさと、トリガカウンタの位置を選ぶ事によって、検出器に入射する電子の運動量を決定する事が出来る。図 33 に我々の検出器と、トリガカウンタの設置状況を示す。

今回の実験では、検出器の中央部分を通る電子の運動量が、電磁石電流 800A の時に $1.6\text{GeV}/c$ となる様に TRIG の位置を決定した。電磁石電流を 800A から 200A まで変化させる事によって、 $1.6\text{GeV}/c$ から $0.4\text{GeV}/c$ までの任意の運動量の電子 (陽電子) のデータを取得する事が出来る。

6.2.2 データ収集系

図 34 にデータを収集する際のトリガーロジックを示した。
データ収集のトリガ条件は、 $TRIG \times SCIFI \times \overline{VETO}$ である。

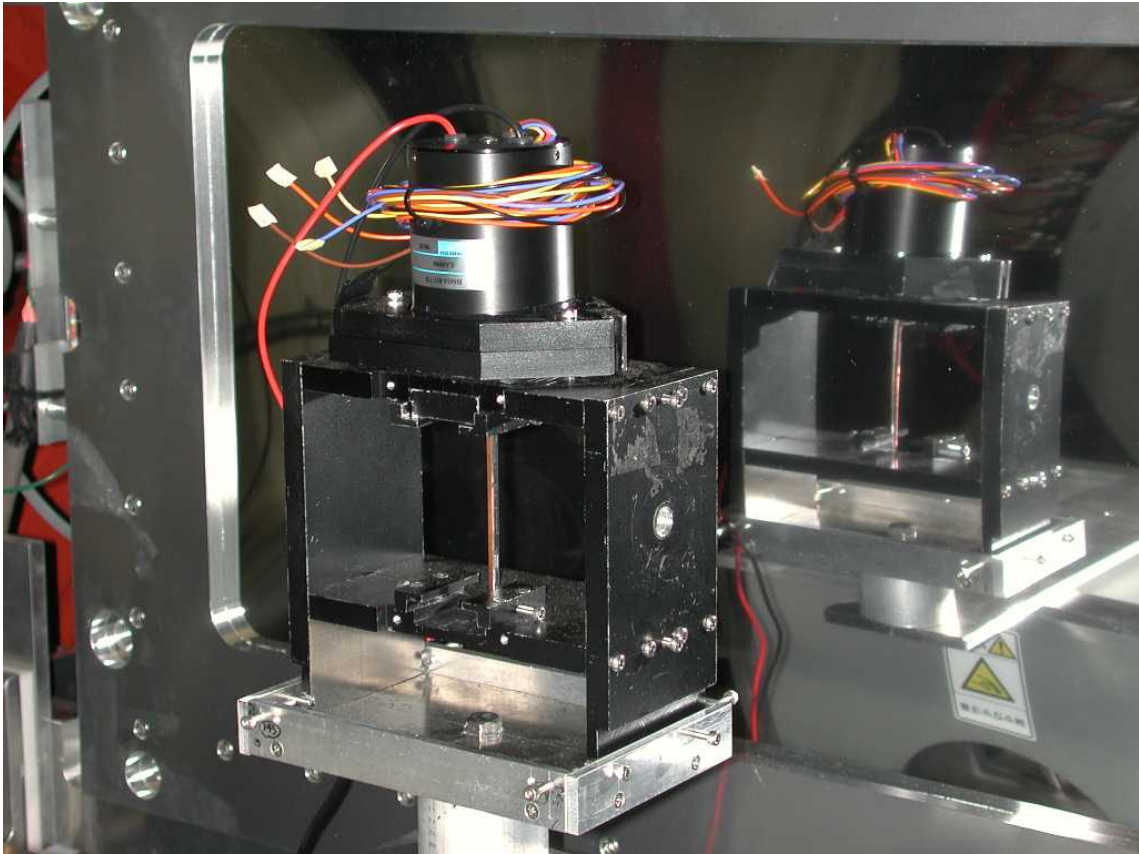


図 32: コンバータの設置状況

今回の実験では、BL33LEP 既存の検出器 (SCIFI,DC,VETO) のデータと、我々が持ち込んだ検出器のデータとを、別々の PC で取得した為、2 台の PC を同期させてトリガを発生させる必要があった。それ故、各 PC のデータ収集中に生じるデッドタイム中は、VETO シグナルを出力させ、トリガ条件に加えた。図 34 中、及び以下の文章では、BL33LEP 用 PC を LEPS、我々の検出器用 PC を KOBE と表記した。

PC の同期を確認する為に SCIFI からの波高の ADC 分布をそれぞれの ADC で読みとった。図 35 は、KOBE、LEPS それぞれで取得した SCIFI 波高の相関図である。この相関により、2 台の PC がイベント毎に同期が取れているのが確認出来る。

トリガ信号は、光電子増倍管の波高を測定する為のゲートを作る為に、各 ADC に入力される。今回の測定ではゲート幅は 120nsec に調節した。これは、光電子増倍管からのシグナルをオシロスコープで見て、出力がゲートに収まる様に調節して決定した。このゲート幅は JHF-SK ν 実験においてゲート幅の目安になるニュートリノビームのスピン幅、5.2 μ sec に比べて 1 桁短い。セルフゲートを作る等すれば、このままのゲート幅で問題は無い。しかし、ビームスピンからトリガ信号を取る事になれば、検出器の応答のゲート幅依存を確認しなければならない。その事に関しては本研究では取扱っていない。

6.2.3 検出器

今回の測定に使用した測定器は、鉛サンドイッチ型のサンプリングカロリメータである。吸収層には厚さ 5mm(0.89 X_0) の鉛を用いた。図 36、図 37 に検出器の正面図、側面図をそれぞれ示す。厚さ 0.6mm のアルミ板で断面積 2cm \times 2cm、奥行き 2cm のセルを作り、一層につき 5 \times 5 セル

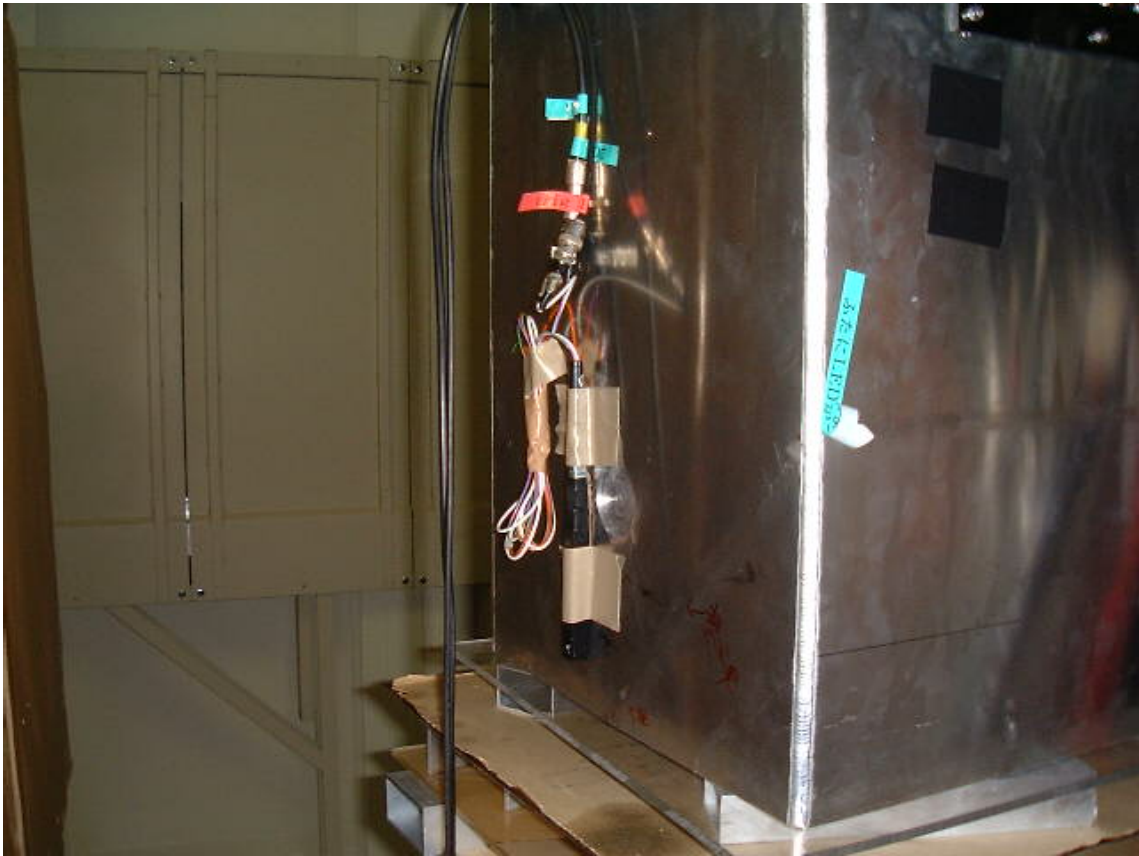


図 33: トリガカウンターの設置状況。右側のタンクの中に我々の検出器が入っている。

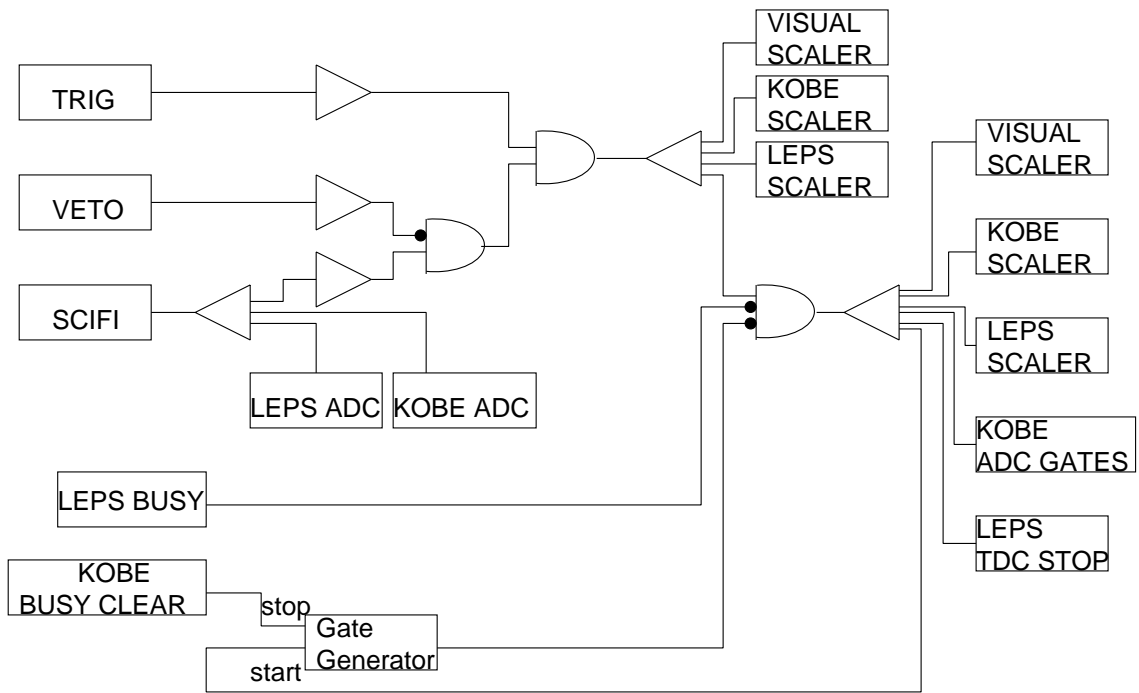


図 34: SPring8 でのデータ収集に用いたトリガーロジック

並べた。セルの内側はシンチレーション光を反射させるために、反射剤 (Bicron 社製 BC-622A) を塗布した。セルからのシンチレーション光は直径 1.5mm の波長変換ファイバーで、直交する

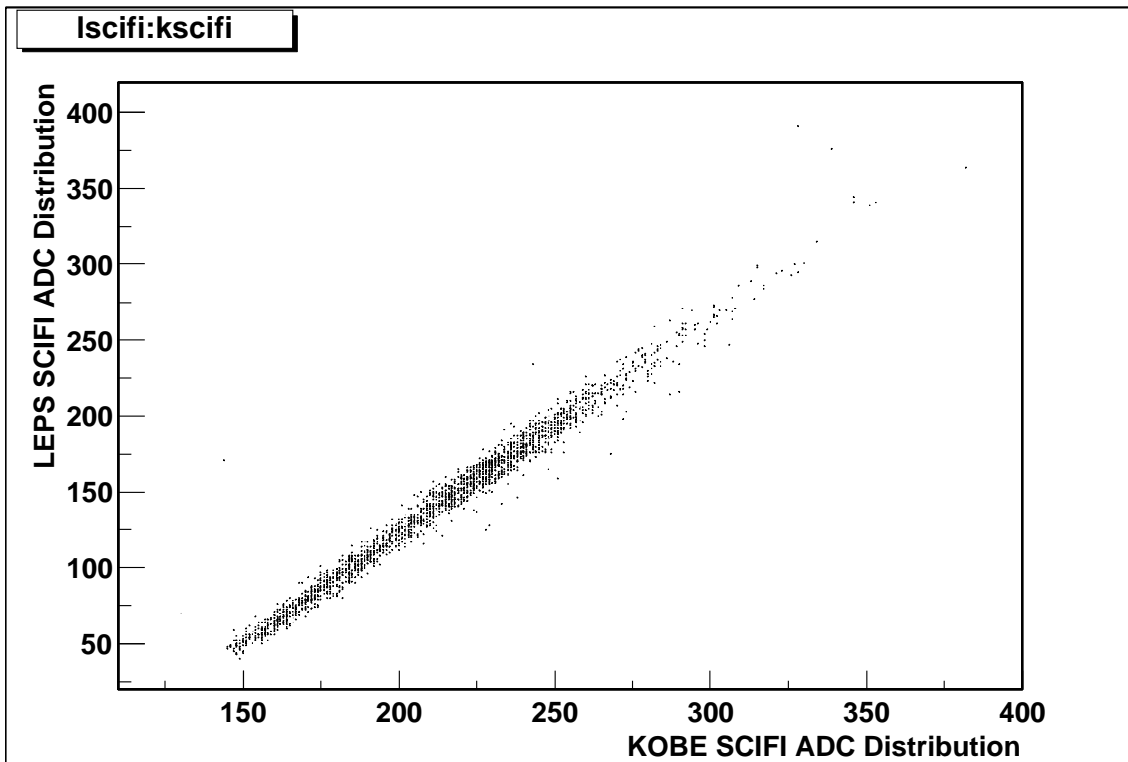


図 35: KOBE と LEPS、2 台の PC で取得した SCIFI 波高分布の相関

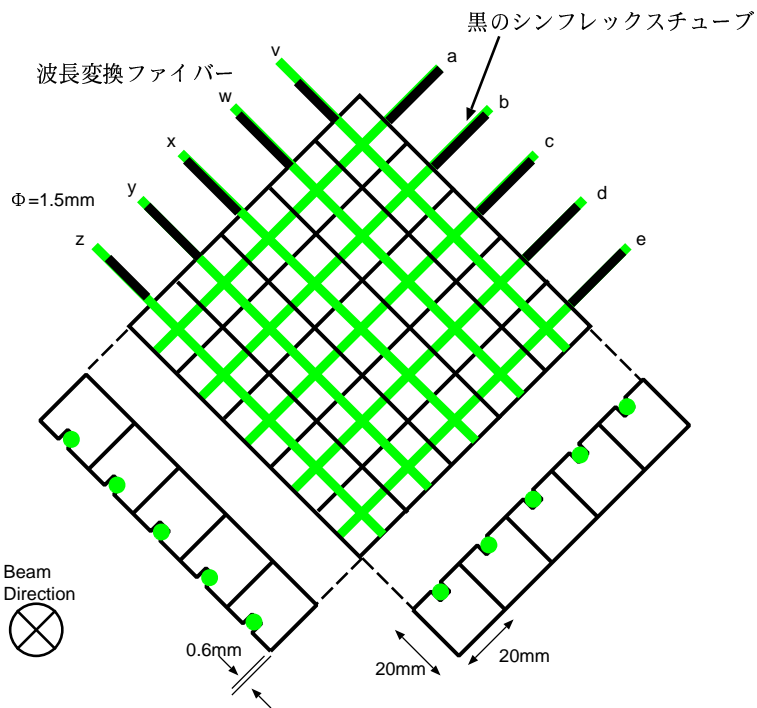


図 36: 検出器の正面図。検出層 1 層分の図

2 方向からそれぞれ 5 本ずつで読み出した。セルの外でのシンチレーション光が波長変換ファイバーに入るのを防ぐ為に、セルの外側ではファイバーは黒のシンフレックスチューブを被せて遮光した。それぞれ読み出したファイバーには図の様に $a \sim e$ 、 $v \sim z$ の名称をつけた。図 38 に液体シンチレータに沈める前の検出器の写真を示す。この液体シンチレータで満たされたタンクの

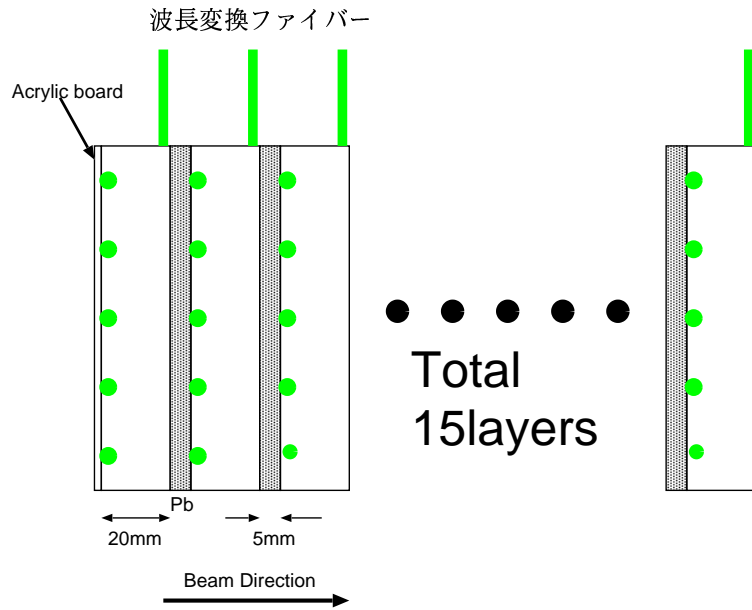


図 37: 検出器の側面図

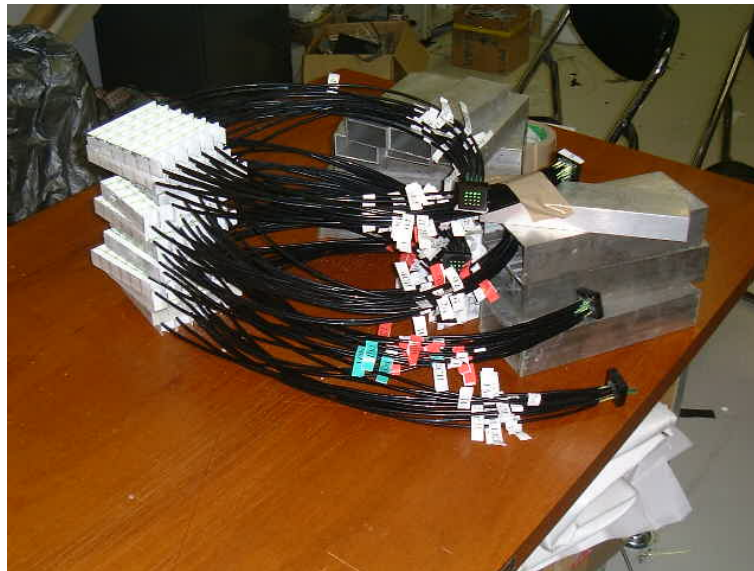


図 38: 検出器の写真。反射剤を塗ったセルから波長変換ファイバーを読み出しているのが分かる。

中に沈める。検出器全体での放射長は、鉛が $12.5X_0$ 、液体シンチレータが $0.38X_0^5$ であり、合計 $12.9X_0$ である。液体シンチレータを満たすタンクはステンレス製で厚さは $5\text{mm}(0.28X_0)$ である。

光検出器には、マルチアノード光電子増倍管を用いた。シャワーマックス付近である 4 層目から 6 層目には、入力に対する出力の直線性が良い H6568-10 を、それ以外には H6568-00 を用いた。後段の 14 層目、15 層目に関しては、abcde の読みだしについては、一つの光電子増倍管でまとめて読みだし、vwxyz の読みだしについては、14 層目、15 層目の同一位置のセルに関して、一つのチャンネルとして読み出した。

⁵ 有機溶媒の octane liquid の放射長 638mm を密度で補正して出した値である。

表 7: SPring8 でのテスト実験にて取得したイベント数、イベントセレクション後に残ったイベント数、request トリガレート、accept トリガレートを表にした。

運動量 (GeV/c)	1.6	1.5	1.4	1.3	1.2	1.1	1.0	0.9	0.8	0.7	0.6	0.5	0.4
取得数 (events)	9.3k	10k	10k	10k	10k	10k	10k	10k	10k	10k	10k	10k	10k
生存数 (events)	2395	2219	513	2146	1989	381	1963	1683	255	1338	1126	1018	838
Request rate (Hz)	9.44	9.20	10.4	13.1	16.5	17.8	18.9	15.7	16.6	11.9	15.9	14.8	14.9
Accept rate (Hz)	5.26	4.80	5.50	8.70	10.4	10.8	11.2	10.5	10.4	8.80	9.50	8.90	9.60

6.3 収集データ

SPring8 に於けるテスト実験にて取得し、解析に用いたデータ数とリクエストトリガレート、アクセプトトリガレートを、後に述べるイベントセレクションの結果残ったイベント数と共に表 7 にまとめた。リクエストトリガレートとは、トリガ条件が、 $TRIG \times SCIFI \times \overline{VETO}$ のみのレート、アクセプトトリガレートとは、KOBЕ、LEPS、各 PC でのデッドタイム中に発生したイベントを排除した後のレートの事である。運動量が低くなるにつれて、全イベント数に対しての生存イベント数の割合が低くなっている事に関しては、次のイベントセレクションの項で述べる。また、運動量 1.4GeV/c、1.1GeV/c、0.8GeV/c のデータが他に比べて少ないのは、データの復元が一部出来なかった為である。

6.4 イベントセレクション

実験のセットアップの所で述べた様に、今回のトリガ条件では、運動量を特定するために水平方向の位置は幅 12mm に特定されているが、長さ 10cm のトリガシンチレータを用いているので、鉛直方向の位置は特定されていない。そこで、検出器への入射位置を特定する為に DC1、DC2 を用いてトラッキングを行い、検出器の中央に入射したイベントを選出した。図 39 に運動量 1.6GeV/c、0.4GeV/c の際の、DC1、DC2 より求めたトラックをトリガカウンターの位置に外挿した x 座標-y 座標の通過位置を示す。図に示した様な、傾き 1、-1、それぞれ 2 本の直線で囲まれた一辺 10mm の正方形の中にあるイベントを解析に用いる。どちらの運動量の場合にも x 座標は、トリガカウンターの幅である 12mm 程度に広がっている事が確認出来るが、y 座標は運動量が低い方がより広がっている。これは、コンバータ中での多重クーロン散乱の効果 (散乱角の半値幅は運動量の逆数に比例する) によるものと思われる。これが、前節で言及した、運動量が低くなるにつれて生存イベントが減少する事の理由である。

6.5 ADC ベデスタルの安定性

今回の実験では、光電子増倍管からの出力を読み出すのに、電荷積分型の ADC (Analog to Digital Converter) を用いた。各ランの間に、パルスジェネレータでトリガー信号を作り、ベデスタルデータを取得した。最も安定性が悪かった ADC チャンネルについてのベデスタルが図 40 である。また、各ラン後の ADC ベデスタルの平均値の安定性を図 41 に示す。この図から、ベデスタルのばらつきは ADC1 カウント以内である事が確認でき、測定にはほとんど影響が無いことが分かる。より正確な解析を行う為、実際の解析は時間的に一番近いベデスタルランの平均値を用

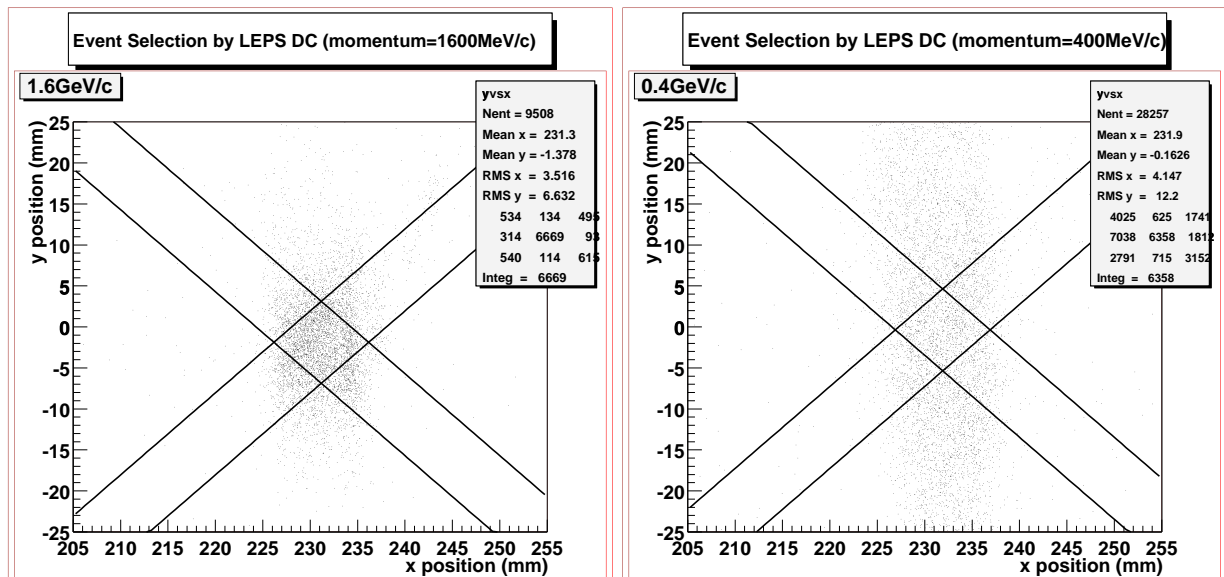


図 39: 運動量 1600MeV/c(左)、400MeV/c(右)の時のドリフトチェンバーから求めたトリガ位置での粒子の通過位置の分布。4本の斜線に囲まれた、中央の4角形の内部のイベントを解析対象とした。

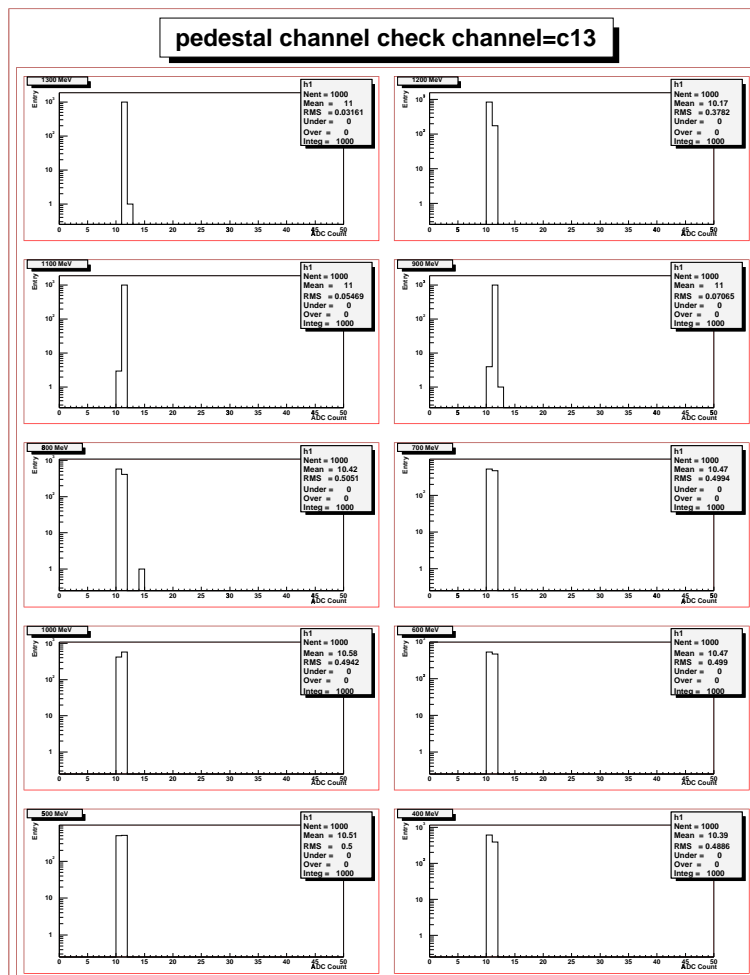


図 40: 各運動量での測定後でのペダスタランにおける1つのチャンネル(13層目の中央ファイバー)のADC分布。左1列は上から1300,1100,800,1000,500MeV/cのデータ、右1列は上から1200,900,700,600,400MeV/cのデータである。

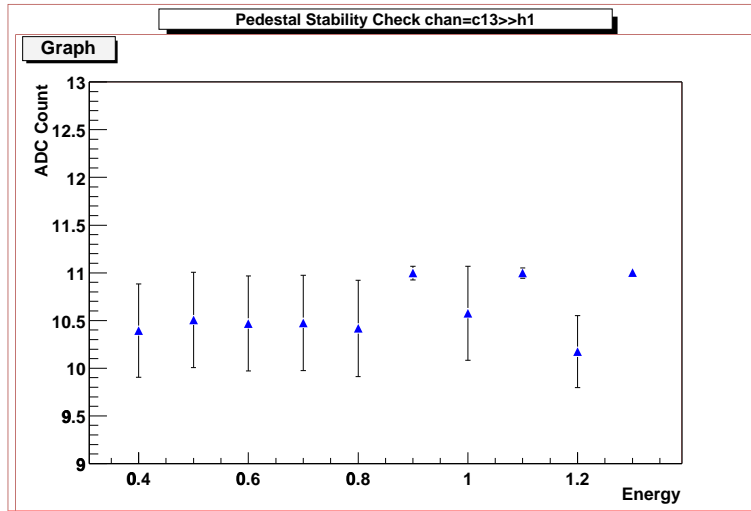


図 41: ペDESTALの安定性。縦軸は ADC の平均値。横軸は測定した時の電子エネルギー。エラーには ADC 分布の RMS をとった。

いて行った。

6.6 光電子増倍管の増幅率の較正

マルチアノード光電子増倍管の増幅率は各個体、各チャンネルで異なる為に較正をする必要がある。較正は青色発光ダイオード (LED) を用いて 1 光電子ピークを検出する事によって、全チャンネル行った。1 光電子ピークを用いて較正を行った為、各光電子増倍管のチャンネルの較正は出来ているが、セル、もしくはファイバーの個性によって生じるばらつきの較正はされていない。また、マグネットから検出器までの距離が 1.5m~2.0m と比較的近い事もあり、磁場を変化させた際に、光電子増倍管の増幅率が変化する事も考えられた。そこで、増幅率の較正を、電磁石電流が 0A, 400A, 800A, それぞれについて行った。尚、ガウスメータを使った測定では、検出器付近の磁場は電磁石電流 800A の時で 15Gauss 程度であった。

図 42 の左上に、電磁石電流が 0A の時の 1 光電子の ADC 値の分布を示す。同じ図の、左下には電磁石電流が 0A と 400A、右下には 0A と 800A の 1 光電子 ADC 値の差分分布を示した。つまり、各測定での 1 光電子ピークの ADC 値をそれぞれ $ADC_{0A}(ich)$ 、 $ADC_{400A}(ich)$ 、 $ADC_{800A}(ich)$ とすると、左下のグラフは $ADC_{0A}(ich) - ADC_{400A}(ich)$ の、右下は $ADC_{0A}(ich) - ADC_{800A}(ich)$ の分布を示している。

電磁石電流が 0A と 800A の場合で 1 光電子ピークの ADC 値のずれの平均値が、0.03counts/p.e. であり、これは、 $ADC_{0A}(ich)$ の平均値 4counts/p.e. に対して 1%以下なので、磁場による増幅率の変化は無視出来る程度であった。

しかし、下のグラフから分かる様に、2 回の測定で 1 光電子の ADC 値が最大 1.5counts 異なるチャンネルが存在する。以下、この差が、検出器のエネルギー分解能にどれほど影響があるかを考える。まず、全光量和は以下の式である。

$$Total = \sum_{ch} \frac{ADC(ch)}{f(ch)} \quad (46)$$

次に、誤差の伝播より、全光量和のばらつきは以下の式で表される。

$$\sigma_{Total} = \sqrt{\sum_{ch} \left(\frac{\partial ADC(ch)}{\partial f(ch)} \right)^2 \sigma_f^2} = \sqrt{\sum_{ch} \frac{ADC_{ch}^2}{f(ch)^4} \sigma_f^2} \quad (47)$$

ここで、 $ADC(ch)$ は各チャンネルの ADC 値、 f は 1 光電子の ADC 値、 σ_f はその誤差である。簡単な為に全チャンネルの 1 光電子の ADC 値が同じ値を持ったとすると、エネルギー分解能は以下の様になる。

$$\frac{\sigma_{Total}}{Total} = \frac{\sqrt{\sum_{ch} ADC(ch)^2} \sigma_f}{\sum_{ch} ADC(ch) f} \quad (48)$$

例えば、今回の測定で、運動量 1.6 GeV/c の abcde の読みだしについて $\sqrt{\sum_{ch} ADC(ch)^2} / \sum_{ch} ADC(ch)$ の値を計算すると、0.12 になる。電磁石電流が 0A, 400A, 800A の 3 回の測定での平均値と標準偏差の比 σ_f/f を図 42 の右上に示す。このグラフから、 σ_f/f の平均値は、0.05 なので、 $\sigma_{Total}/Total = 0.12 \times 0.05 = 6 \times 10^{-3} \ll 1\%$ となり、光電子増倍管の増幅率の較正による誤差はエネルギー分解能に対してほぼ無視出来る事が分かった。

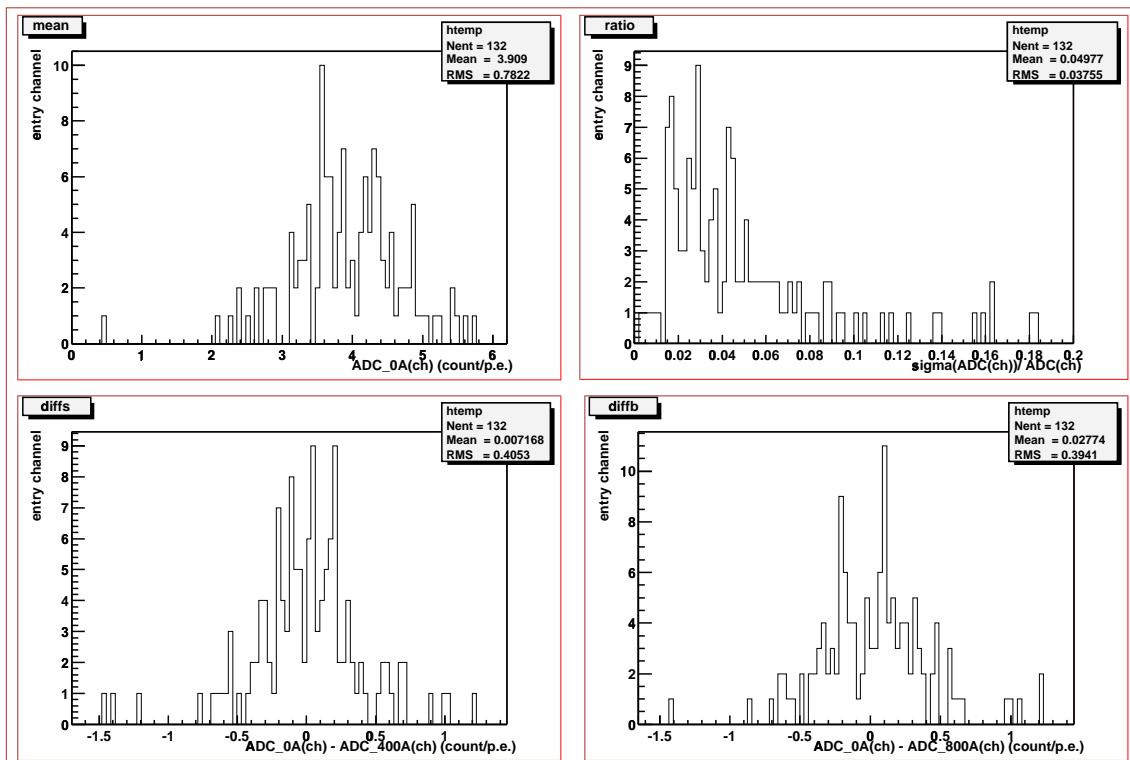


図 42: 左上のグラフは、電磁石電流 0A での較正測定での、1 光電子の ADC 値の分布。右下、左下はそれぞれ、電磁石電流 0A と 400A, 0A と 800A の、1 光電子ピーク値の差分分布、右上は、3 回測定での 1 光電子ピーク値の標準偏差と平均値の比を示した。

6.7 光電子増倍管の直線性の補正

今回の測定では、光電子増倍管の増幅率の補正をする為に、1 光電子ピークを検出出来る様に印加電圧を決定した。それ故、光電子増倍管の直線性が保持されていない領域まで出力を読み出す事となる。図 43 に補正用データを取得したセットアップを図示する。パルスジェネレータからパルス青色発光ダイオード (LED) に送ると、その電圧に対応した光量の光が発光する。発光した光は波長変換ファイバーに入射し、ファイバーの中で 2 次発光を行い光電子増倍管へと到達する。LED からの光を等方的にする為に、LED 表面はヤスリで削ってある。また、LED と光電子増倍管との間は、直接光が光電子増倍管に入射しない様に遮光した。直線性が無くなる原因であ

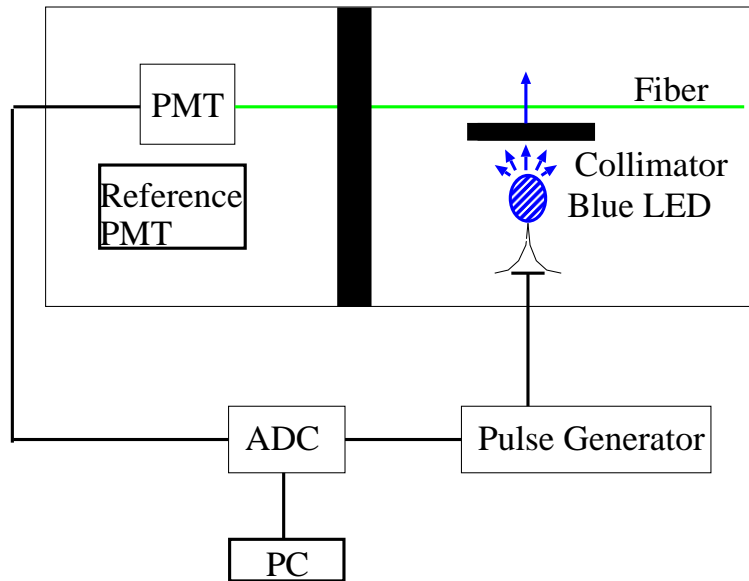


図 43: 光電子増倍管の入力に対する出力の直線性補正用データの取得用セットアップ

る空間電荷効果は光の入射面積に依存すると考えられる為、使用した波長変換ファイバーは、ビームテストに使用したファイバーと同じ直径の物である。

まず、直線性の良い光電子増倍管 (H7195P) を用いて、LED にかかる電圧と光量との関係を求めた。別に 1 光電子ピークも求めており、ADC カウントの平均値を 1 光電子ピークの ADC カウントで除する事によって、参照用光電子増倍管の光量とした。

次に、補正したいマルチアノード光電子増倍管に、参照用光電子増倍管に当てた光量と同じ光量の光を当てた。こちらも同様に 1 光電子ピークを求めて、光量を求めた。

尚、光電子増倍管の表面からファイバーを付け外しする際の光量の変化は 1%以下で再現性は非常に良い。

図 44 に H6568-00、図 45 に H6568-10(マルチアノード光電子増倍管) の出力と、H7195P (参照用光電子増倍管) の出力との相関を示す。どちらの図に関しても上の 2 つのグラフは、横軸に参照用光電子増倍管の光電子数、縦軸にマルチアノード光電子増倍管の光電子数をとった。左側のグラフが両軸を対数軸にとったもの、右側のグラフが両軸を均等軸にとったものである。フィットは参照用光電子増倍管での光電子数 10p.e. 以下の部分で行った。

また、下の 2 つのグラフは、測定点を上のグラフでフィットした直線からの差を比で表した量である。つまり各 x での測定点を $data(x)$ 、フィッティングを、 $y = a \times x + b$ で行ったとすると、下の図の縦軸は

$$\frac{data(x) - (a \times x + b)}{data(x)} \quad (49)$$

である。横軸は上の図と同じである。同様に左が横軸を対数に取ったもの、右が両軸とも均等軸の図である。ここで、フィットした直線の傾きが 1 で無いのは、マルチアノード光電子増倍管と参照用光電子増倍管とで量子効率が異なるのが原因だと考えられる。

補正は、参照用光電子増倍管での光量が、0~1890 光電子までの 1 1 点に対してマルチアノード光電子増倍管の全チャンネルに関してデータを取得し、それぞれの点の間を直線で補間する事により、マルチアノード光電子増倍管の光電子数を参照用光電子数に変換し、補正した。

この際、マルチアノード光電子増倍管には、ビームテストの際と同じ印加電圧をかけたが、実験時とで増幅率が異なった。またこれらの変化は同一の光電子増倍管内でもチャンネルによって異なった。その為、マルチアノード光電子増倍管での光量は、この増幅率の比で更に補正した。つ

H6568-00 linearity check

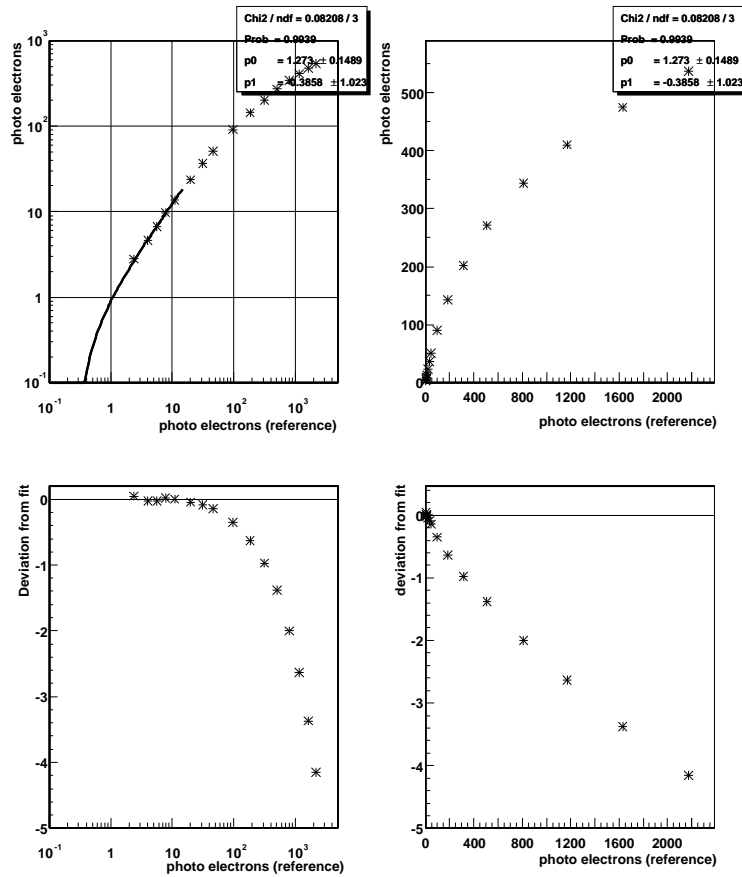


図 44: マルチアノード光電子増倍管 (H6568-00) への入力信号と出力信号の相関を表した図。上の 2 つのグラフは参照用光電子増倍管 (H7195P) で求めた光量と H6568-00 で求めた光量との相関図。下の 2 つのグラフは、上のグラフを直線でフィットした時のそこからのずれを縦軸にとったものである。

まり、ビームテスト時の 1 光電子ピークの ADC 値を f_{exp} 、補正用データ取得時のそれを、 f_{cor} 、各補正用データの ADC 平均値を ADC とすると、

$$\text{マルチアノード光電子増倍管の光量} = \frac{ADC}{f_{cor}} \times \frac{f_{exp}}{f_{cor}} \quad (50)$$

として補正を行った。非直線性の原因である空間電荷効果は、出力電荷量に依存する⁶。即ち電荷積分型の ADC 値に依存すると考えられるので、この補正を使用した。

以下の解析ではこの方法で補正したデータを用いた。

6.8 光量と入射粒子エネルギーとの直線性

エネルギーの測定が目的であるカロリメータでは、入射粒子のエネルギーと、検出器の応答との関係を知っておく必要がある。エネルギー損失を光量に変えて測定しているサンドイッチカロリメータの場合ではこの関係は比例関係となる。ここでは、この関係がどの程度成立しているのかを述べる。

⁶ 厳密に言えばピーク電流に比例するのであるが、ここではピーク電流は電荷量に比例するとして補正を行った。

H6568-10 linearity check

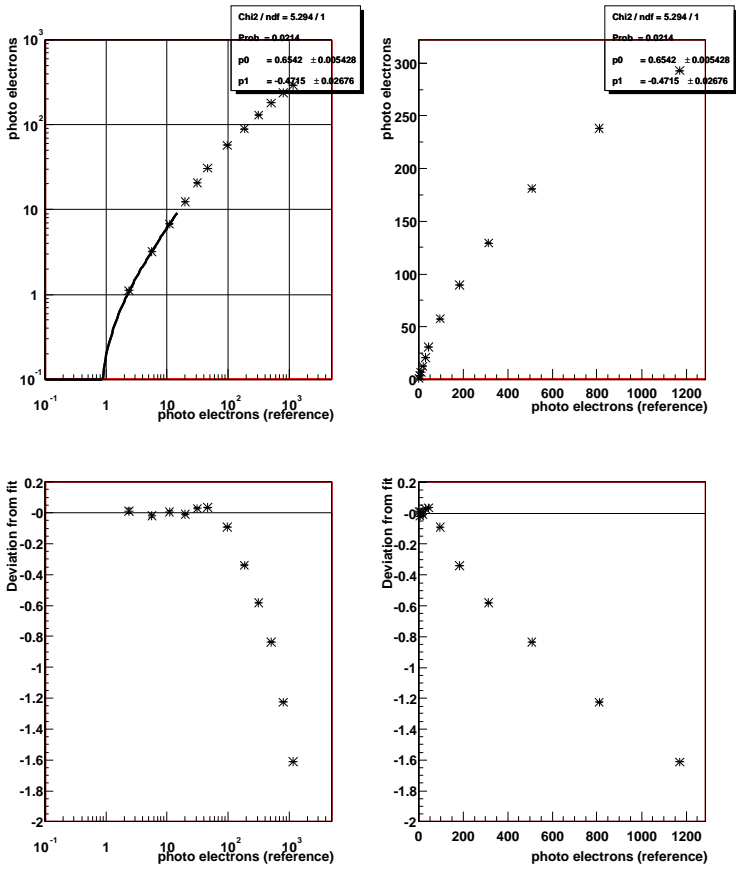


図 45: マルチアノード光電子増倍管 (H6568-10) への入力信号と出力信号との相関を表した図。図の見方は、図 44 と同じである。

6.8.1 運動量の補正

実験で設定した運動量の値は、理想的には電磁石電流と比例関係にある。しかし、実際はそうはならない。そこで、入射粒子の運動量と検出器の応答の関係を調べる前に BL33LEP ビームラインのタギング検出器を使用して、入射粒子の運動量補正を行った。タギング検出器は、逆コンプトン散乱過程で生じる散乱電子のエネルギーを測定する事によって、レーザー電子光のエネルギーを求める事が出来る。タギング検出器から求められたガンマ線のエネルギーは実験ハッチ内の双極電磁石の磁場には依存しない。一方、コンバータで生じた電子、陽電子対の運動量を DC2,DC3 を用いて求め、それを再構成することによっても、入射したガンマ線のエネルギーを求める事が出来る。この方法で求めたエネルギーは磁場に依存する。

タギング検出器によって求められたガンマ線のエネルギーを E_{tag} 、DC2,DC3 によって求められたそれを E_{dc} とする。図 47 は、イベント毎に E_{tag}/E_{dc} を示した図である。ドリフトチェンバーから求められたガンマ線のエネルギーは、電磁石電流 800A の時の磁場の値を用いて得られた値である。電子、陽電子、各々の運動量は磁場に比例するので、もし電磁石電流と磁場が比例するのであれば、

$$\frac{E_{tag}}{E_{dc}} = \frac{I}{800} \tag{51}$$

になる。例えば、図 47 のガウス分布でフィッティングした中心値は、理想的には $250/800=0.3125$

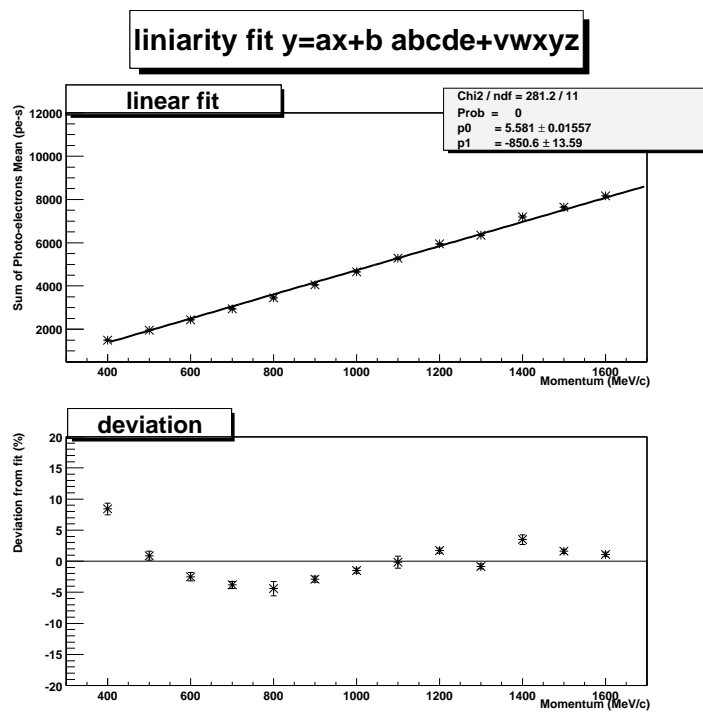


図 46: 全光量の平均値の運動量依存 (上図)、及びフィット直線からの偏差 (下図)

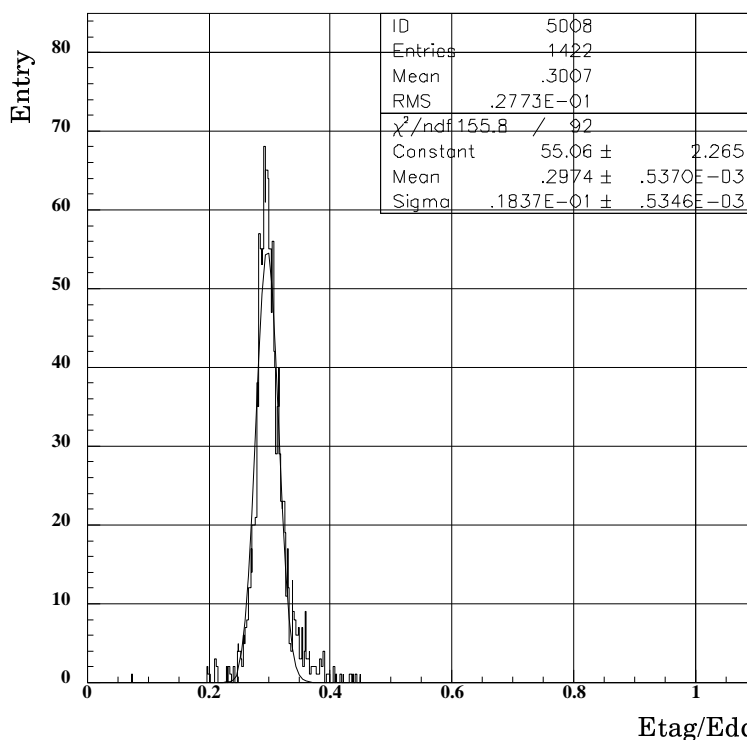


図 47: 電磁石電流 250A の時の E_{tag}/E_{dc} 。磁場と電磁石電流の比例関係が成り立つならば、ガウスフィットの中心値は 250/800 になる。

になるはずであるが、実際は 0.2974 になっている。これが磁場の非比例関係を表している。

表 8 に、電磁石電流、比例関係を仮定した時の運動量、 E_{tag}/E_{dc} 、 $(E_{tag}/E_{dc} - I/800)/(I/800)$ をまとめた。電磁石電流が 800A、750A、700A、400A、200A についてはイベント数が少ない為、ここでの解析には用いていない。図 48 に、電磁石電流に対する $(E_{tag}/E_{dc} - I/800)/(I/800)$ を示

表 8: 電子の運動量、電磁石電流、とタギング検出器で測定したガンマ線のエネルギーとドリフトチェンバーで測定したエネルギーとの相関

電磁石電流 I(A)	比例関係を仮定した 運動量 ($P_{set}(\text{GeV}/c)$)	E_{tag}/E_{dc}	$(E_{tag}/E_{dc} - I/800)/(I/800)$
800	1.6	—	—
750	1.5	—	—
700	1.4	—	—
650	1.3	0.8071	-0.0066
600	1.2	0.7446	-0.0045
550	1.1	0.6813	-0.0090
500	1.0	0.6167	-0.0133
450	0.9	0.5519	-0.0188
400	0.8	—	—
350	0.7	0.4243	-0.0302
300	0.6	0.3606	-0.0384
250	0.5	0.2974	-0.0483
200	0.4	—	—

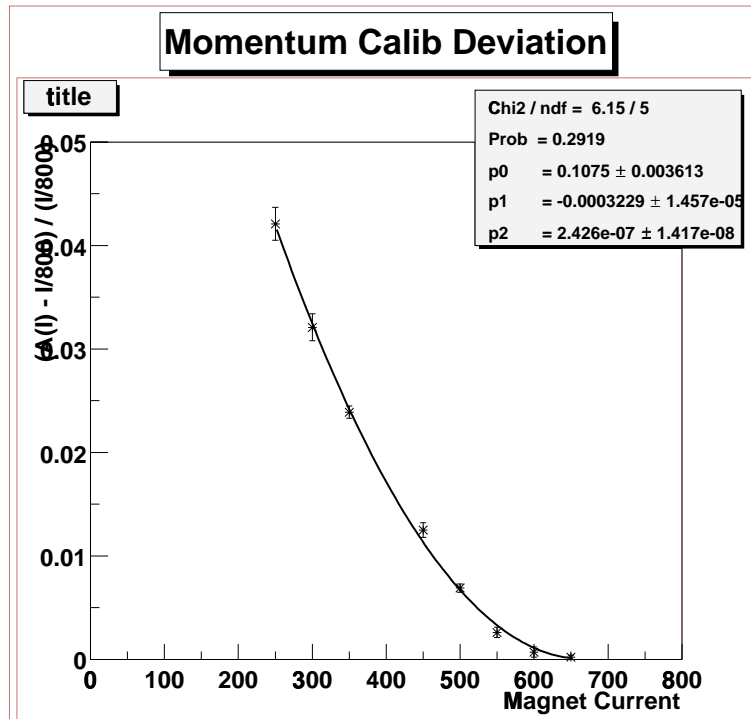


図 48: $(E_{tag}/E_{dc} - I/800)/(I/800)$ と I の相関図。フィットは二次関数を用いた。

した。電磁石電流 200A、400A に関しては、図 48 を二次関数でフィットし、得られたパラメータを用いて、内挿、もしくは外挿して $(E_{tag}/E_{dc} - I/800)/(I/800)$ の値を求めた。また、700A 以上については、殆んど飽和しているとみなし、0とした。

表 9: 補正前と補正後の運動量。

運動量 (GeV/c)	1.6	1.5	1.4	1.3	1.2	1.1	1.0	0.9	0.8	0.7	0.6	0.5	0.4
補正運動量 (GeV/c)	1.60	1.50	1.40	1.31	1.21	1.11	1.01	0.92	0.82	0.72	0.62	0.53	0.43

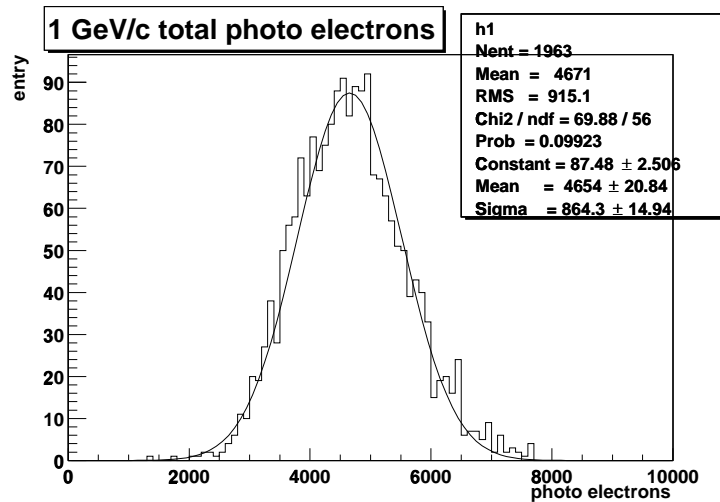


図 49: 入射電子運動量 1 GeV/c の場合の全光量分布

得られた値を用いて、補正した運動量を、

$$P_{correction} = 1.0065 \times P_{set} \times \frac{1}{1 - (E_{tag}/E_{dc} - I/800)/(I/800)} \quad (52)$$

の式で求めた。1.0065 は、800A の時に E_{tag}/E_{dc} が 1 になる様に掛けた係数である。補正した運動量の値を表 9 に示す。

6.8.2 直線性

まず、光電子増倍管からの出力全光量を足し合わせた。尚、この際 1 5 層全てのチャンネルについて読み出さなければならないが、vwxyz の読みだしの 1 3 層目から 1 5 層目に使用した光電子増倍管が実験後に壊れ、光電子増倍管の直線性の補正データが取得出来なかった為、以下では 1 層目から 1 2 層目のデータを使用した。

図 49 に運動量 1GeV/c の電子に対する全光量分布を示す。以下の解析では、図のように全光量分布をガウス分布でフィッティングして得られた平均値、標準偏差を用いる。取得したどの運動量の電子のデータについても同様にフィッティングを行った。横軸に入射電子の補正した運動量、縦軸にフィッティングで求められた平均値をとった図が、図 50 の上である。下の図は、上のグラフを一次線形関数 $y = p0 \times x + p1$ でフィットし、各点のその直線からのずれを縦軸にとったものである。

入射電子の運動量と検出器の応答との直線性には最大 15% 程度のずれがある事が分かった。そのずれに構造がある事がグラフから分かる。以下にこの構造が起こると考えられる原因を述べる。今回の実験では、各セルで得られる光量の較正を行ってない。その為、入射電子の運動量によってシャワーマックスに相当するセルの位置は異なる。その事による光量の変化が見えているので

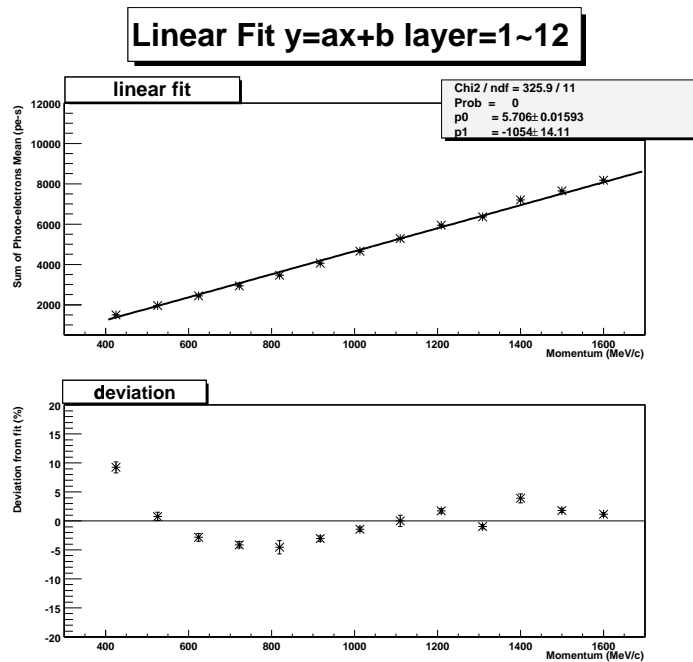


図 50: 磁場補正後の全光量の平均値の運動量依存 (上図)、また上図での直線フィットからの偏差 (下図)

はないかと考えられる。

6.9 エネルギー分解能

3.2節で述べた様に、カロリメータのエネルギー分解能は、式(38)で評価される。今回の実験では、エネルギー分解能に影響があると予想される原因は、測定器の非一様性と、サンプリング、及び光子統計による物であるので、エネルギー分解能の評価には、

$$\frac{\sigma E}{E} = a \oplus \frac{c}{\sqrt{E}} \quad (53)$$

の式を用いた。 \oplus は2乗和の2乗根として用いた。図51に補正した運動量に対してのエネルギー分解能の値を示した。またフィッティングは、式(53)で行った。その結果、

$$\sigma E/E = 11.4 \oplus \frac{15.0}{\sqrt{E}} \% (E:\text{GeV}/c) \quad (54)$$

となった。

6.10 考察

式(54)より、電子エネルギー 1GeV に対するエネルギー分解能は 18.8%と求められた。この値は目標値である 10%を達成し得なかった。検出器に改良を加える事で 10%を達成できるかどうかについて、以下では考察をした。まず、今回の測定では、光電子増倍管の増幅率は 1 光電子ピークが観測出来るように決定した。その為、入射光量と出力信号との直線性が成り立たない領域を使わざるを得ず、直線性を補正して使用した。この事による誤差が検出器の非一様性から来る分解能、11.4%に大きく関わっていると思われる。H6568-10 よりも直線性が保たれるマルチアノー

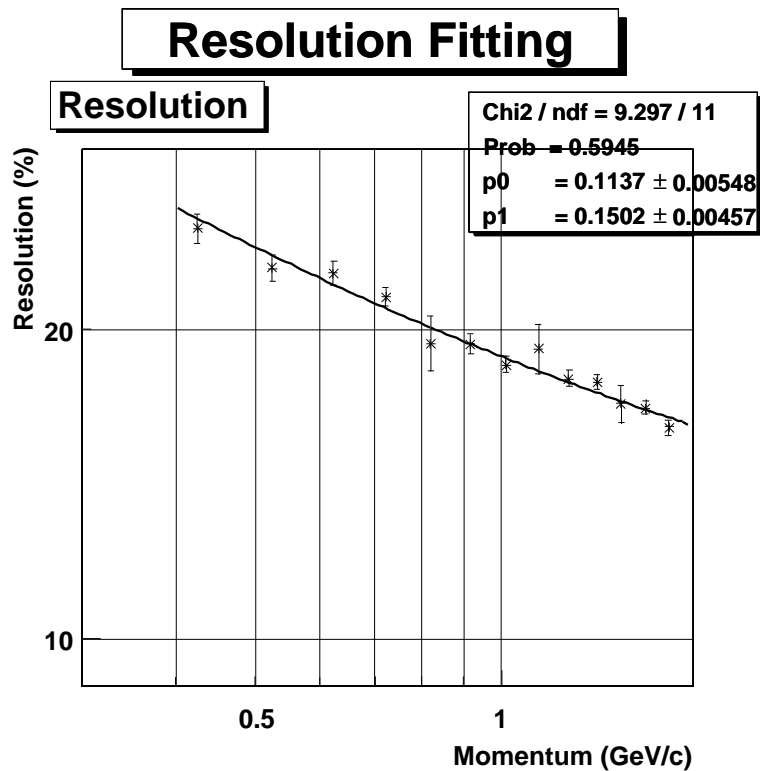


図 51: 磁場補正後の各運動量でのエネルギー分解能を示した。誤差は統計誤差のみを考慮した。

ド光電子増倍管等の光検出器の基礎研究、または、独自の光検出器の開発が必要だと思われる。また、今回の実験所では、電子ビームしか存在しないため、最小電離作用をする粒子 (MIP) による個々のセルの較正を行っていない。この事も、エネルギー分解能の測定器の非一様性による項を大きくする原因となっている。電子と μ 粒子とを同時に測定できるようなビームラインで実験を行い、その上で再び性能評価を行うのが望ましいと思われる。

7 結論

東海村-神岡間長基線ニュートリノ振動実験 (JHF-SK ν) の、電子ニュートリノ appearance 実験に向けて、電子ニュートリノの CC-qe 反応からの電子エネルギーを測定する為の電磁カロリメータの開発が必要である。我々は、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を使用したエネルギー分解能が $10\%/\sqrt{E}$ (E:GeV/c) 程度の電磁カロリメータを開発する事とした。

液体シンチレータ、波長変換ファイバーの読み出しに関しては、宇宙線テストにより、 $2\text{cm}\times 2\text{cm}\times 2\text{cm}$ のセルの大きさで、最小電離作用をする粒子 (MIP) に対する光量が

$$MIP \text{ に対する光量} = 12.4 \pm 1.4 \text{ photo electrons} \quad (55)$$

という結果が得られた。これは、仮に実際の検出器のニュートリノビームに対する断面サイズを $5\text{m}\times 5\text{m}$ 、ファイバーの減衰長を 3m とし、ファイバーの両端から光を読みだせば、検出器中央を通過した MIP に対して 99%以上の検出効率を得られる値である。

また、モンテカルロシミュレーションを行い、 $1\text{GeV}/c$ 付近でのサンドイッチ型カロリメータのエネルギー分解能は、10%が達成可能である事を確かめた。

この構成で電磁カロリメータの試作器を製作し、SPRing8 の BL33LEP ビームラインにて、エネルギー分解能を測定した。その結果、

$$\sigma/E = 11.4 \oplus \frac{15.0}{\sqrt{E}} (\%) \quad (56)$$

という値を得た。これは、目標である 10%を達成し得なかった。

原因としては、光電子増倍管の直線性の補正に関する誤差が大きく寄与していると思われる。また、各セル毎の較正を行っていない事も原因だと考えられる。

今後の展望としては、まず第一に多チャンネルを扱え、且つ十分な直線性がある光検出器の開発が重要である。また隣のセルに対するクロストークが 5%程度見られた為、電磁シャワーの空間分布を考慮すると影響があるものと思われる。その為、測定器のクロストークを無くす様な構造も開発していく必要がある。

それらの開発を行った上で、 μ 粒子と電子とが同時に測定できるビームラインでのテスト実験が望まれる。

謝辞

本論文を作成するに当たって沢山の方にお世話になりました。末筆ではありますが、お礼を述べたいと思います。

まず、直接指導して頂いた、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、普段の実験のアドバイスから、毎週のミーティング、修士論文の執筆に際しても、お世話になりました。ありがとうございました。

また、同じ研究室の教官である、武田廣教授、野崎光昭教授、川越清以助教授、藏重久弥助教授、石井恒次助手、越智敦彦助手には、日頃の授業、コロキウム等でお世話になりました。ありがとうございました。

大阪大学核物理研究センターの中野貴志教授、依田哲彦さん、三部勉さん、その他シフトに入って下さったLEPS関係者の方々には、SPring8での実験の際、計画段階から実験中、解析に至るまで親切丁寧に対応して頂き非常にお世話になりました。ありがとうございました。

京都大学の西川公一郎教授、中家剛助手、加藤一成さん、前坂比呂和さんにはテスト実験に参加させて頂いたり、またテスト実験に使用したタンクを貸して頂いたりと大変勉強になりましたし、助かりました。ありがとうございました。

また、高エネルギー加速器研究機構の田井野光彦さんには、ビームテストの実験準備でお世話になりました。ありがとうございました。

博士課程の岩下大器さん、修士課程の西山正吾君、中田太志君、須賀陽介君には実験を手伝ってもらったり、実験の相談に乗ってもらったりと、大変お世話になりました。ありがとうございました。

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、どうもありがとうございました。

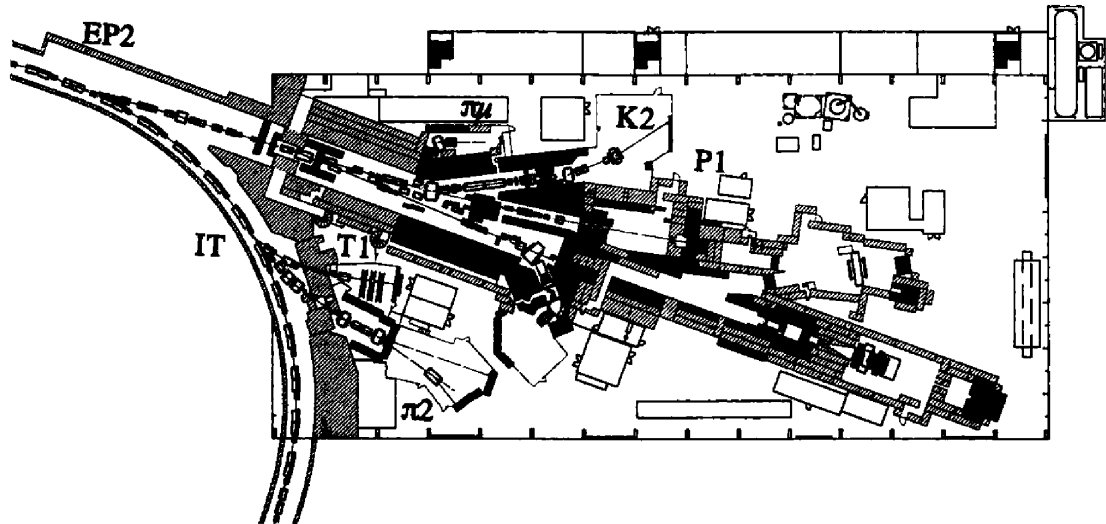


図 52: 高エネルギー加速器研究機構内、東カウンターホールの見取図。我々が実験を行ったのは、 $\pi 2$ ラインである。

付録

A 高エネルギー加速器研究機構に於ける実験

A.1 目的と概要

我々は、試作器に対する π 粒子の応答を測定する為に、2001年10月31日から11月13日にかけて、高エネルギー加速器研究機構(KEK)の $\pi 2$ ラインに於いてテスト実験を行った。

A.2 ビームライン

図 52 にテスト実験を行った東カウンターホールの見取り図を示す。陽子シンクロトロンで12GeVまで加速された陽子は、EP1 ビームラインへと導かれ、IT(Internal Target)と呼ばれる金属ターゲットに衝突し、 π 粒子、K粒子、陽電子等の2次粒子を生み出す。その粒子を電磁石によって $\pi 2$ ビームラインへと導く。

A.3 セットアップ

図 53 に $\pi 2$ ビームライン内でのセットアップを示す。ビームラインの上流から TOF(Time Of Flight counter)1、ガスケレンコフ検出器、TOF2、トリガーカウンター、の順で並べ、その下流に我々の検出器を置いた。TOF1とTOF2は、陽子と π 粒子、 μ 粒子及び陽電子とを、同一距離間をどれくらいの時間差で飛んだかを比べる事によって識別する為に設置した。TOF1、TOF2に使用したプラスチックシンチレータの大きさは、縦方向40mm、横方向58mm、厚さ20mm($X_0 = 0.047$)である。また、ガスケレンコフ検出器は、陽電子を識別する為に設置した。使用したガスは1気圧の空気である。その後方に我々の検出器を置いた。検出器はSPring8での実験で使用した物と同じである。検出器が入れてあるステンレスタンクのすぐ上流にトリガカウンターを設置した。

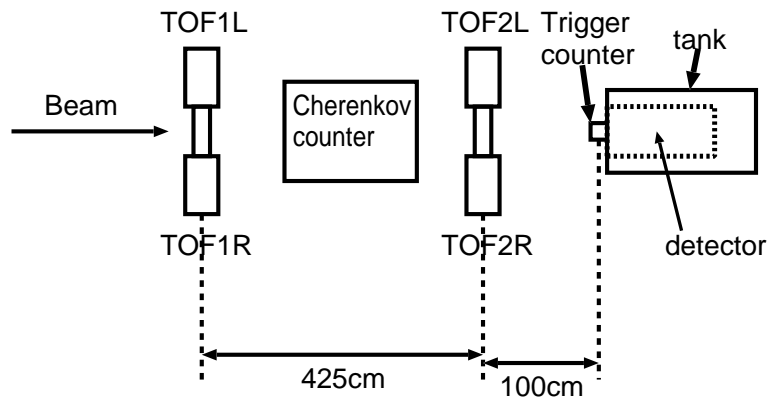


図 53: π 2 ビームライン内でのセットアップ

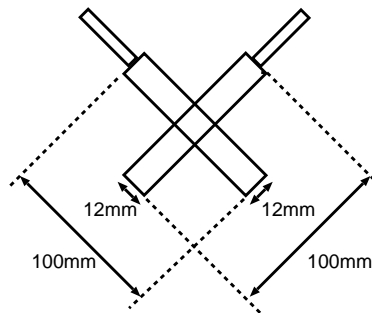


図 54: トリガカウンターのセットアップ。図の様に長さ 100mm、幅 12mm、厚さ 10mm のプラスチックシンチレータを 2 本交差させて、入射位置を特定した。

図 54 にトリガカウンターの設置状況を示す。トリガカウンターは、長さ 100mm、幅 12mm、厚さ 10mm のプラスチックシンチレータに、光電子増倍管 (R2248) を光学セメントで接着した物を 2 つ使い、図の様に交差させて用いた。合計の放射長は、 $X_0 = 0.047$ である。トリガカウンターの中心部は、タンク内の測定器の中心に一致させる様に設置した。

A.4 データ収集系

図 55 にトリガロジックを示した。 π 粒子を識別する為のトリガ条件は、

$$TRIG1 \times TRIG2 \times TOF1L \times TOF1R \times TOF2L \times TOF2R \quad (57)$$

である。作られたトリガ信号は、SPring8 での実験の時と同様、ADC ゲートを作り、各 ADC に入力した。このオンラインのトリガでは、粒子の区別無くデータ収集を行う。粒子識別はオフラインでのデータ解析にて行った。

A.5 取得データ

取得したデータを表 10 にまとめた。陽電子混入率については A.6 で述べる。

A.6 イベントセレクション

- TOF を用いたイベントセレクション

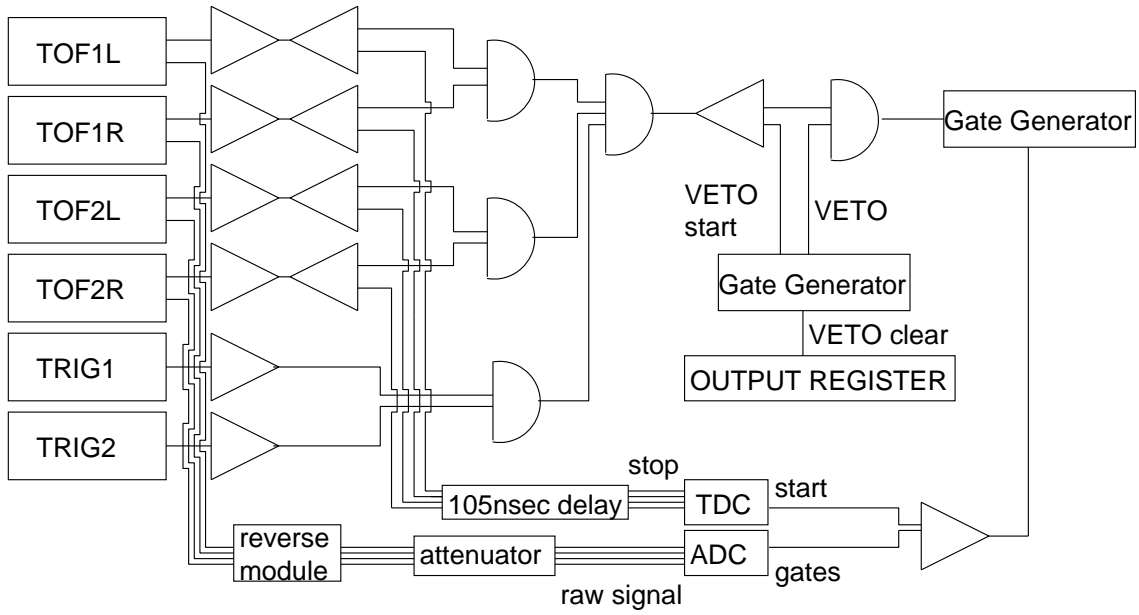


図 55: KEK の実験でのトリガロジック

表 10: KEK に於けるテスト実験で取得したデータサンプル

運動量 (GeV/c)	1.6	1.5	1.3	1.0	0.7	0.4
取得数 (events)	5k	10k	10k	10k	10k	10k
生存数 (events)	326	696	709	725	700	554
Request rate (Hz)	84.30	83.04	81.25	69.73	37.4	7.06
Accept rate (Hz)	6.51	6.50	6.58	6.39	4.24	2.18
陽電子混入率 (%)	0.07	0.05	0.05	0.08	0.20	0.99

オンラインでトリガされたイベントから陽子を排除する為に、TOF を用いて解析を行った。静止質量の違いから、陽子とそれ以外では TOF1 と TOF2 との間の飛行時間に差が出る。今回のビームテストでは、TOF1、TOF2 とにそれぞれ 2 つの光電子増倍管を使用した。これは、粒子のシンチレータ中の通過位置による時間のずれを相殺する為である。TOF1、TOF2 の 4 つの光電子増倍管からの TDC カウントを

$$TOF = (TOF1L + TOF1R) - (TOF2L + TOF2R) \quad (58)$$

の式で計算する事によって、飛行時間を出した。図 56 に 700MeV/c の運動量の時の TOF の値をヒストグラムで表した。上図の右側の山が陽子、左側の山が、 μ 粒子、 π 粒子、陽電子である。

それぞれに対してガウスフィットを行い、平均値、標準偏差を求めた。以下ではそれらをそれぞれ、 m_{proton} , σ_{proton} , m_{others} , σ_{others} と略記する。解析対象のイベントとして、

$$m_{others} - 3\sigma_{others} < TOF < m_{others} + 3\sigma_{others} \quad (59)$$

である事を要求した。また陽子を確実に除外する為に、

$$TOF < m_{proton} - 3\sigma_{proton} \quad (60)$$

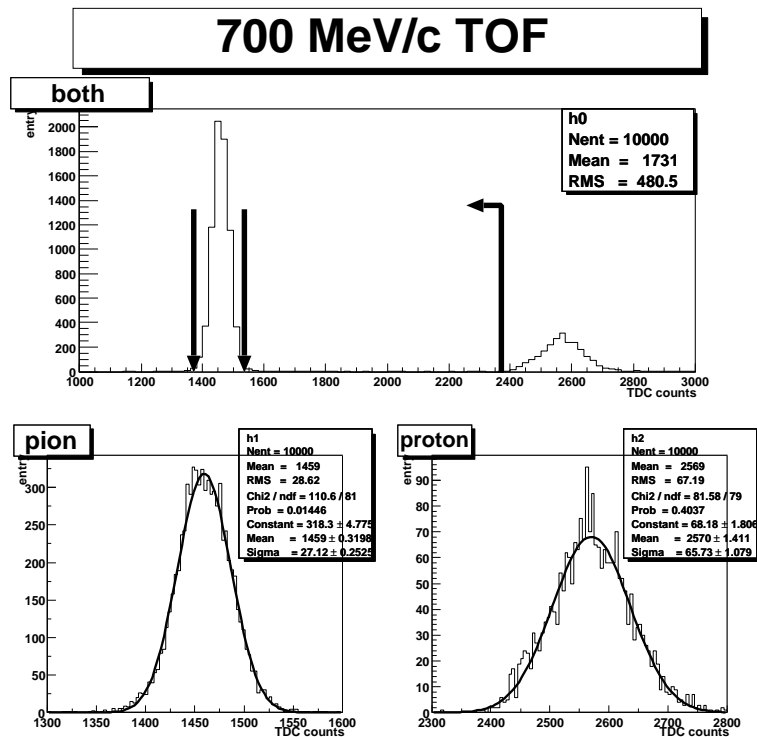


図 56: 運動量 700MeV/c の時の TOF1 と TOF2 との TDC count の差 (TOF)

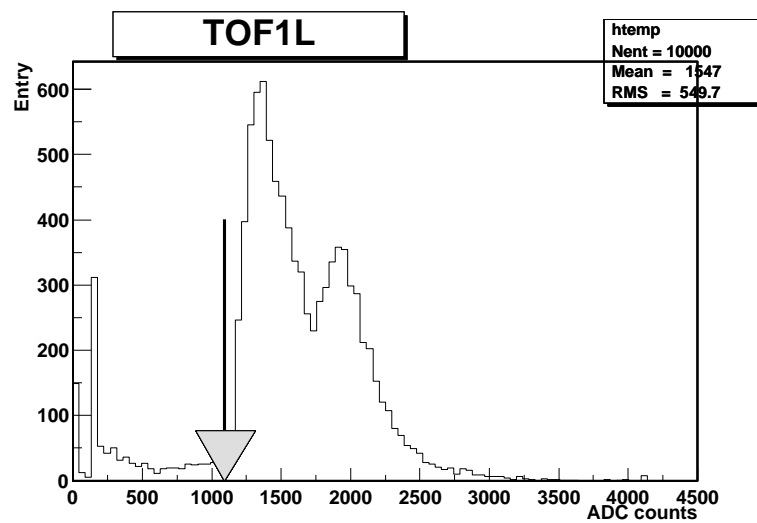


図 57: TOF に用いた光電子増倍管の波高分布。矢印よりも左側のイベントはノイズ。矢印部分でカットをかけた。右側の 2 山は、 π 粒子と陽子である。

である事も要求した。このカットを、全ての運動量のデータについて行った。

また今回の実験では、TOF に使用した光電子増倍管の ADC 値も読み出した。図 57 に運動量 700MeV/c の ADC 分布を示す。中央付近の ADC 値が小さい方の山が π 粒子、大きい方の山が陽子である。 π 粒子の山より小さい ADC 値のイベントはノイズであると考えられるので、図中の矢印の ADC 値でカットをかけた。同様の事を他の TOF の光電子増倍管についても行った。

- チェレンコフ検出器を用いた π 粒子サンプル中の陽電子混入率の見積もり

π 粒子もしくは μ 粒子を選び出す為に、ガスチェレンコフ測定器を使用し、それにヒット

が無いという事を要求した。今回の実験では、ガスとして1気圧の空気を使用した。その為光量が少なく、この要求を課しても π 粒子サンプル中に陽電子は残る。以下では、それらの割合を見積もった。

ガスチェレンコフ検出器は、検出器中を通過した荷電粒子が放射するチェレンコフ光を検出する事によって、粒子の同定を行う検出器である。チェレンコフ光とは、荷電粒子が物質中をそこでの光速よりも速い速度で通過する事によって生じる光である。即ち、放射の条件は、

$$\frac{1}{n\beta} < 1 \quad (61)$$

となる。ここで、 n は物質の屈折率、 β は荷電粒子の速度である。

今回の実験では物質として、空気1気圧を用いた。1気圧の空気の屈折率は1.000293である。その際の、陽子、 π 中間子、電子の臨界運動エネルギーはそれぞれ、38.5GeV/c、4.3GeV/c、21MeV/cである。今回の測定の運動量領域、400MeV/c ~ 1600MeV/cでは、電子のみでチェレンコフ放射が起こる。

また、電子が通過した時には、平均

$$N_{pe} = 90L \langle \sin^2\theta_c \rangle \epsilon_{coll} \quad (62)$$

の光量が発光される。 ϵ_{coll} は検出器の検出効率、 L は検出器の粒子通過長、 θ_c はチェレンコフアングルであり、 $\cos\theta = 1/n\beta$ で求められる。運動量400MeV/cのデータを用いて、チェレンコフ検出器での平均光量を見積もった。

方法としては、400MeV/cのチェレンコフ検出器のADC分布から、ペDESTAL以外の部分を用いて、平均光量と、1光電子ADC値を変数としてポアソン分布とガウス分布とでフィッティングを行った。具体的には、ADCカウントは、個々のイベントで、以下の式で表される。

$$ADCcounts = f \times Gaussian(Poisson(\mu); \sigma) \quad (63)$$

ここで、 f は1光電子のADC値、 μ は平均光電子数、 σ は光電子増倍管の分解能を表している。1光電子ピークをガウスフィットした結果の標準偏差が σ_1 の時の n 光電子の標準偏差は、 $\sqrt{n}\sigma_1$ となる。ペDESTALデータ、LEDデータを用いて σ_0 、 σ_1 を求めた。その上で、 μ 、 f を変数としてフィッティングを行った。規格化は0.1光電子以上のデータを用いて、イベント数で行った。このフィッティングのカイ2乗の値は、

$$\chi^2 = \sum_{bin=1}^{ndf} \frac{(data[bin] - fit[bin])^2}{fit[bin]} \quad (64)$$

と定義した。但し、 $data[bin]$ 、 $fit[bin]$ 共に、5イベント以上のものについてのみ足し合わせた。

その結果を表11にまとめる。1光電子ピークのADC値が150、160、170、180の時にに関して、それぞれ平均光量が、3.6、3.5、3.2、3.1光電子の時に、 χ^2 が最小となる。この結果より、1光電子当たりのADCカウントが少なくなれば、 χ^2 は減少する傾向にある。つまり、1光電子当たりのADCカウントは150以下であり、即ち平均光量は、3.6p.e.以上だという事が言える。図58にベストフィットのヒストグラムを示す。また、この時の全イベントに対する0.1p.e.以下のイベントの割合は、2.7%であった。即ち、チェレンコフ検出器のヒットの回数を N_{che} 、全イベント数を N_{total} とすると、

$$\frac{N_{che} \times 0.027}{N_{total} - N_{che}} \quad (65)$$

表 11: チェレンコフ検出器での各 1 光電子ピークの ADC 値に対するベストフィットパラメータ。

ADC counts/p.e.	150	160	170	180
平均光量 (p.e.)	3.6	3.5	3.2	3.1
χ^2	106	117	133	141
<i>ndf</i>	74	70	64	62

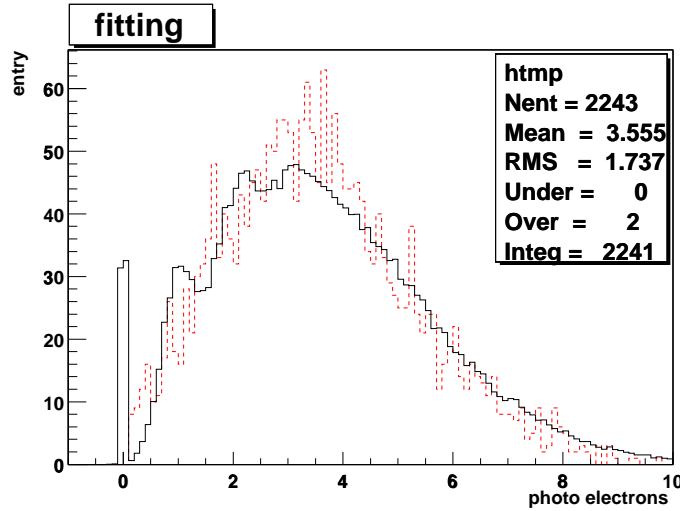


図 58: 400MeV/c でのチェレンコフ検出器の出力のベストフィットのヒストグラム。実線がデータ。点線がフィッティング。

が π 粒子、 μ 粒子サンプル中の最大陽電子混入率だと言う事が出来る。この様にして求めた陽電子混入率を表 10 にまとめた。全ての運動量で陽電子混入率は 1% 以下なので、これを π 粒子サンプルと呼ぶ。

- KEK での実験では、3~4 層目の読み出しに用いた ADC (Analogue To Digital Converter) が故障していた。その為、5 層目以降のデータを用いて解析を行った。また、5 層目の中央セルに MIP 相当のヒットがあり、かつ 5 層目のそれ以外のセルにヒットが無い事を要求した。数値的には、

$$4.55p.e. < 5 \text{ 層目のファイバー } [c] < 20.39p.e. \quad (66)$$

$$4.08p.e. < 5 \text{ 層目のファイバー } [v] < 22.80p.e. \quad (67)$$

$$5 \text{ 層目それ以外のセル } < 4p.e. \quad (68)$$

である。

これらのイベントセレクションの後に残った生存イベント数を表 10 に載せた。

A.7 SPring8 で取得した電子サンプルとの比較

実際の実験において、ニュートリノ反応からの電子のエネルギーを測定する際、 π 粒子や μ 粒子を、電子と間違える可能性がある。その為、粒子識別は検出器の重要な役割である。実際の実験に於いては、この粒子識別は全ての検出器を合わせて評価されるべきものであるが、ここでは、我々が開発した検出器単体でどの程度粒子識別が可能かについて評価した。

e/pi separation

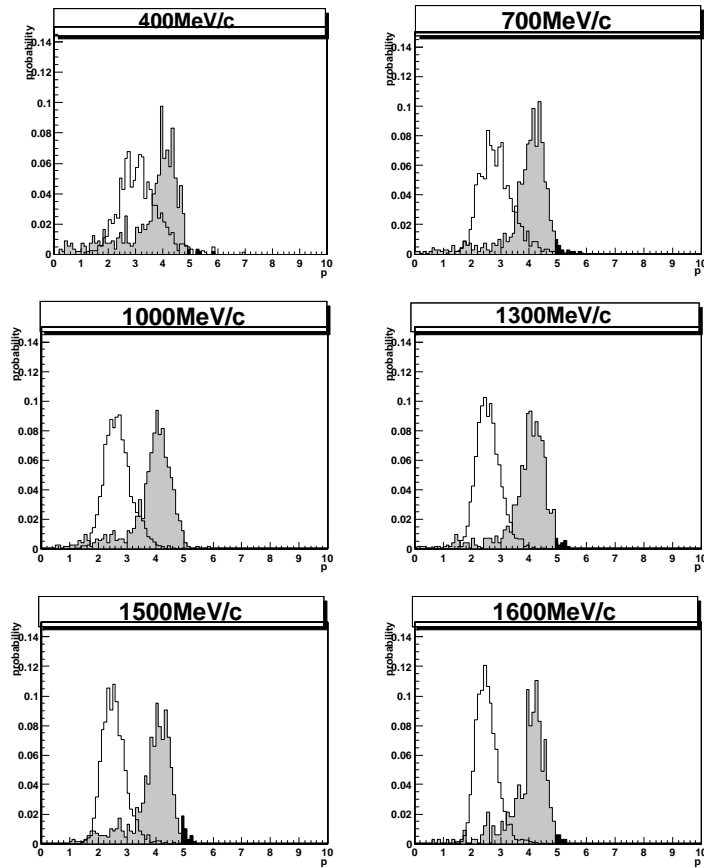


図 59: 各運動量での電子とπ粒子との p 分布。ハッチがかかっているのがπ粒子サンプルである。

ここでは、π粒子と電子とのビーム軸方向の広がり比べた。パラメータとしては、

$$p = \frac{\sum_i W_i 2.5(l_i - c)}{\sum_i W_i} \quad (69)$$

を使用した。 c は各イベント毎のビーム軸方向の重心、 W_i は各層での光量である。定数(2.5)を掛けたのは単位を cm にする為である。 p は、粒子のエネルギー損失が重心からビーム軸方向にどれ位広がっているのを見ている事になる。電子の場合は電磁シャワーを発達させ収束する為、重心からの距離はπ粒子と比べて、短くなる。しかし、π粒子はハドロン相互作用を起こす。その混入率が問題となる。SPring8で取得したデータと、KEKで取得したデータとを比べるために、KEKのデータでは5層目でイベントを撰択し、残りの6層目から12層目のデータで解析を行った。SPring8でのデータもこれと比較出来るようにするために、1~7層目で解析を行った。図59に各運動量での電子、π粒子について、横軸に p をとったヒストグラムを示す。縦軸は各々のイベント数にて規格化した。また、このデータで、電子の検出効率が90%を達成出来るカットを掛けた時のπ粒子の混入率を表12にまとめた。

表 12: SPring8 での実験と KEK での実験で、電子 90% の効率を達成出来る値のカットを掛けた時の π 粒子の混入率

運動量 (MeV/c)	400	700	1000	1300	1500	1600
カット値 (cm)	4.08	3.63	3.33	3.13	3.07	3.00
π 粒子混入率 (%)	62	25	20	14.7	16.7	14.1
400 MeV/c でのカット値を使用した π 粒子混入率 (%)	62	51	56	52	46	52

B MIP による較正をしていない事による効果の考察

SPring8 における実験では、電子ビームしか無いため、光量の、セルもしくは、ファイバー依存の補正が出来ていない⁷。その事が結果にどのくらい影響があるかを、

「光電子増倍管に到達する光量は、宇宙線実験で求められた光量のサンプルに対するばらつき (平均値) 標準偏差 (0.11) 正規分布する」

という仮定の元で、GEANT シミュレーションを用いて見積もった。

まず、シミュレーションに使用したパラメータは基本的には、4 章 (Monte-Carlo simulation) で述べたものと同じである。その内、入射電子の運動量が 1GeV/c の時について考察した。セルの数は、4 章では 1 層当たり 21×21 セルとしているが、今回はビームテストと同じく、1 層当たり 5×5 セルとした。

どの位置のセルが、平均よりも光量が大きく、また小さいかは分からないので、1000 通りの場合について行った。即ち、

- (i) 各セルに対して、平均値 1、標準偏差 0.11 のガウス分布によって乱数を発生させる。
- (ii) 各セルのエネルギー損失に対して、(i) で発生させた定数を掛け、全セルを足し合わせ、そのイベントのエネルギーの測定値とする。
- (iii) 1000 イベントに対し、エネルギー分解能を求める。
- (iv) (i) から (iii) を 1000 回繰り返す。

という事を行った。図 60 に 1000 通りのエネルギー分解能をヒストグラムで表示した。矢印は、各セルでの光量のばらつきが全く無い、理想的な場合のエネルギー分解能 (10.6%) である。この結果から、確率的にしか言えはしないが、実験で求めたエネルギー分解能は 0.2% 程度大きく得られているものと思われる。

⁷ 光電子増倍管の 1 光電子ピークで補正をしているので、それより上流の過程については補正出来てない。

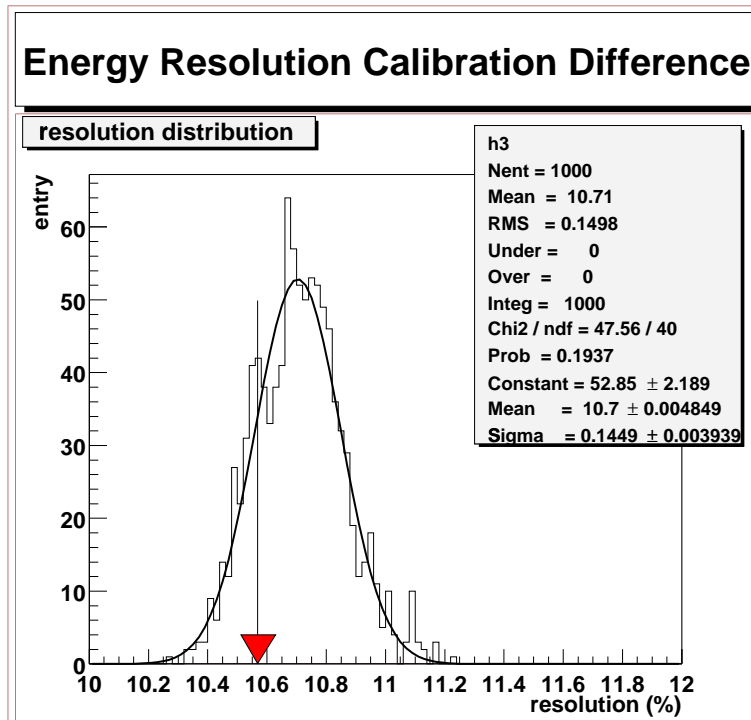


図 60: 各セルの光量のばらつきに起因する、エネルギー分解能のばらつき。矢印の指す値はばらつきが無い、理想的な場合のエネルギー分解能である。

参考文献

- [1] M.V.Lobashev ,et al.. Neutrino Mass And Anomaly In The Tritium Beta-Spectrum. Results Of The “Troitsk $\nu - MASS$ ” Experiment. , Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)77(1999) 327-332
- [2] K.Assamagan, et al.. Upper limit of the muon-neutrino mass and charged-pion mass from momentum analysis of a surface muon beam. Phys. Rev. , Vol. D53, No. 11, pp6065-6077.
- [3] R.Barate, et al.. An upper limit on the τ neutrino mass from three- and five-prong tau decays. Eur. Phys. J. , Vol. C2 , pp.395-406,1998.
- [4] Z. Maki, M. Nakagawa, S.Sakata, Prog. Theor. Phys. 28,870 (1962)
- [5] 日本物理学会編ニュートリノと重力波 裳華房
- [6] <http://www.sns.ias.edu/jnb/>
- [7] Y.Takeuchi for the Super-Kamiokande Collaboration SOLAR NEUTRINO RESULTS FROM SUPER-KAMIOKANDE ICHEP2000
- [8] Q.R.Ahmad et al.. The SNO Collaboration , Measurement of charged current interactions produced 8B solar neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory
- [9] C.Athanassopoulos et al.. LAND Collaboration , The Liquid Scintillator Neutrino Detector and LAMPF Neutrino Source ,(1996)
- [10] 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)
- [11] C.Athanassopoulos et al.. LSND Collabration , Evidence for $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Neutrino Oscillations from LSND , UCRHEP-E197 (1997)

- [12] Particle Data Group (2000)
- [13] John Apostolakis, "GEANT - Detector Description and Simulation Tool"
<http://wswww.physik.uni-mainz.de/zeitnitz/gcalor/gcalor.html>
- [14] Y.Itow et al.. The JHF-Kamioka neutrino project
- [15] S.H.Ahn et al.. Detection of Accelerator-Produced Neutrinos at a Distance of 250 km
Phys.Lett. B511 (2001) 178-184
- [16] 三部勉 大阪大学核物理研究センター 修士論文
- [17] Saint-Gobain Industrial Ceramics. www.bicron.com
- [18] Scintillation Materials KURARAY CO.,LTD.
- [19] 浜松ホトニクス株式会社 www.hpk.co.jp