

平成15年度 修士学位論文
宇宙線粒子による $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索実
験 (E391a) 用中央部粒子検出器の性能評価

佐賀大学大学院 工学系研究科
物理科学専攻
02SM17 阿久根 洋平

平成16年3月21日

概要

つくば市にある高エネルギー加速器研究機構(KEK)において12 GeV陽子加速器を用いてCP対称性を破る稀崩壊 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の探索実験(KEK-PS E391a)を2004年2月から行なう。この実験は K_L^0 が崩壊して生成される π^0 中間子をCsIカロリメーターで検出し、それ以外の粒子が放出されていないことを保証するため、 K_L^0 崩壊領域を完全に覆う粒子検出器を使用する。中央部に位置する円筒形光子検出器 Barrel Photon Veto は、内径が2.0mで厚さが約35cm、長さが5.5mあり、32個の台形のモジュールにより構成される。各モジュールは鉛とPlastic Scintillatorの積層構造をしている。シンチレーション光の読み出しは、波長変換ファイバー(Wave Length Shifter Fiber)による方法を用いて、両側から光を読み出している。本研究では、この検出器について、その製作を行ない、宇宙線による性能評価を行なった。

本論文では、まず、E391a実験において中央部 Barrel Photon Veto 検出器に求められる性能を議論し、その性能を満たすための材料選び、モジュールの製作、真空容器への挿入について述べる。

次に単体のモジュールを宇宙線を使って性能評価をおこなう。本実験のPhoton Veto 検出器としては 10^{-4} 程度の γ 線不感率が要求され、これを達成するためにシンチレータ中での1MeVのエネルギー損失量あたり約10個以上の光電子を獲得しなければならないので、検出器からの光電子量の測定を行なった。また、この検出器をカロリメーターとして使用できるかどうか調べるために、エネルギー分解能、時間分解能の測定も行なった。

その結果、Photon Veto 検出器としては片側の光電子増倍管で1MeVのエネルギー損失量あたり10個が目標値であるが、最も光電子数の少ない中央部でモジュールの平均値として13.8p.e./MeVを得ることができた。また、時間分解能は左右の光電子増倍管からの時間差の測定で約500psであった。しかし、カロリメーターとして使うにはファイバー中での光の減衰を考慮しなければならず、もう少し解析が必要である。

目次

第 1 章	序論	7
1.1	CP 非保存	7
1.2	$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 分岐比測定実験 (E391a) の理論的背景	8
1.3	$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 分岐比測定実験 (E391a)	9
1.4	KEK 12GeV-PS 加速器	12
第 2 章	中央部円筒形光子検出器 (Barrel Photon Veto)	13
2.1	光子検出器に要求される性能	16
2.1.1	光電子数と光子不感率	17
2.2	光子検出器の構造	18
2.3	γ 線の検出法	22
2.3.1	電磁シャワー	22
2.3.2	Plastic Scintillator	25
2.3.3	WLS fiber (Wave Length Shifter fiber)	26
2.3.4	PMT (Photo Multiplier Tube-光電子増倍管)	28
2.4	MB モジュールの製作	30
2.4.1	Plastic Scintillator とファイバーの接着	30
2.4.2	MB モジュールの積層	32
2.4.3	ファイバーの端末処理	37
2.4.4	ファイバー端部の研磨	38
2.5	真空容器への挿入	39
2.6	光電子増倍管の取り付け	42
第 3 章	宇宙線による性能評価	44
3.1	目的	44
3.2	実験セットアップ	45
3.3	データ収集	49

第4章	結果	51
4.1	出力波形	51
4.2	出力電荷の測定	53
4.2.1	長手方向位置依存性	53
4.2.2	横方向位置依存性	59
4.2.3	クロストーク	62
4.2.4	光電子数	66
4.3	モンテカルロシミュレーションとの比較	69
4.3.1	宇宙線のモンテカルロシミュレーション	69
4.3.2	不感率のシミュレーション	71
4.4	時間測定	79
4.4.1	スタートカウンター	79
4.4.2	Time Walk 補正	84
4.4.3	光の伝播速度	87
4.4.4	時間分解能	88
4.4.5	時間差測定による位置分解能	91
4.4.6	斜め入射に対する角度分解能	92
第5章	考察と今後の課題	96

目 次

1.1	E391a 実験における実験装置	10
1.2	KEK 12GeV-PS 加速器	12
1.3	東カウンターホール	12
2.1	E391a 実験における実験装置の全体像	13
2.2	ビーム上流部から見た中央部 Barrel Photon Veto	15
2.3	MB モジュールのデザイン	20
2.4	MB モジュールのデザイン	21
2.5	MB モジュールの γ 線検出までの過程	22
2.6	γ 線の鉛による吸収断面積	24
2.7	Plastic Scintillator の構造	25
2.8	WLS fiber の構造図 (Kuraray Y-11)	26
2.9	Kuraray Y-11 の吸収スペクトルおよび発光スペクトル	27
2.10	WLS Fiber 中を伝搬する光の様子 (Kuraray Y-11)	27
2.11	PMT 光電面の違い	29
2.12	Plastic Scintillator とファイバーの接着	31
2.13	MB モジュールの積層	32
2.14	MB モジュールの厚さのばらつき分布図	33
2.15	ファイバー張りのスケジュール表	35
2.16	MB モジュールの積層スケジュール表	36
2.17	ファイバーの端末処理	37
2.18	ファイバー端部の研磨	38
2.19	中央部真空容器の構造図	39
2.20	中央部真空容器	40
2.21	MB モジュールの install 風景	40
2.22	中央部 Barrel Photon Veto 検出器	41
2.23	光電子増倍管の取り付け	42
2.24	光電子増倍管と WLS fiber の取り付け図	43

3.1	宇宙線テストにおける基本的なセットアップ図	46
3.2	宇宙線テストにおけるセットアップ図	47
3.3	宇宙線テストにおける回路図	48
3.4	TDC モジュールの較正	49
4.1	宇宙線入射位置による出力電荷の違い	52
4.2	各位置における典型的な宇宙線のスペクトル	54
4.3	長手方向の光の減衰長	55
4.4	各減衰長の分布図	57
4.5	長手方向位置依存性	58
4.6	横方向位置依存性を測定するためのセットアップ図	59
4.7	横方向位置依存性	60
4.8	エネルギー分解能の比較	61
4.9	クロストーク測定のセットアップ	62
4.10	内側と外側の各条件における分布図	64
4.11	内側と外側の相関図	65
4.12	宇宙線スペクトルの Fitting	66
4.13	1MeV 当たりの光電子数の分布	68
4.14	入射 μ 粒子のエネルギー分布	69
4.15	エネルギー分解能の比較	70
4.16	各入射エネルギーでの Energy Deposit 1	73
4.17	各入射エネルギーでの Energy Deposit 2	74
4.18	各入射エネルギーでの Energy Deposit	75
4.19	各入射エネルギーでの Energy Deposit	76
4.20	各入射エネルギーでの Energy Deposit	77
4.21	各閾値での不感率	77
4.22	1 MeV カットでの不感率の主な原因	78
4.23	10 MeV カットでの不感率の主な原因	78
4.24	スタートカウンターの時間分解能測定のセットアップ	80
4.25	各スタートカウンターの TDC スペクトル	81
4.26	時間原点補正の計算図	82
4.27	実際に観測される波形	85
4.28	電荷の違いによる時間差	85
4.29	TimeWalk 補正前後の時間と電荷の関係	86
4.30	光の伝播速度	87
4.31	TimeWalk 補正前後の時間分解能のヒストグラム	89

4.32	各 PMT の時間分解能	90
4.33	両方の PMT の時間差による時間分解能	91
4.34	角度分解能測定のセットアップ	92
4.35	入射位置	93
4.36	角度分解能	94
4.37	角度の相関図	95
4.38	各角度における角度分解能	95
5.1	Plastic Scintillator のサイズ	98
5.2	Single Photo-electron	99
5.3	各 PMT のゲイン	100

表 目 次

1.1	K_L^0 分岐比表	11
2.1	各平均光電子数における不感率	18
2.2	MB モジュールの厚さのばらつき	34
3.1	印加電圧	45
3.2	TDC モジュールの較正結果	50
4.1	入射位置の違いによる出力波形の違い	51
4.2	各検出器の減衰長の違い	56
4.3	各条件におけるエネルギー分解能	60
4.4	各場所の獲得電荷量	67
4.5	各場所の獲得光電子数	67
4.6	各検出器の獲得光電子数	68
4.7	分解能とピーク値の比	71
4.8	各スタートカウンターの時間分解能	80
4.9	各検出器の光の伝搬速度の違い	88

第1章 序論

1.1 CP非保存

素粒子相互作用においては、荷電変換 (C)、空間反転 (P)、時間反転 (T) の変換全てを組み合わせた CPT 変換に対して物理法則は不変である。これは、CPT 定理と呼ばれ、変換の順序には関係しない。ただし、個々の変換に対する対称性は保証されていない。全ての粒子には質量が等しく電荷が逆符号の反粒子が存在し、C 変換はこの粒子と反粒子を入れ換える変換である。P 変換、C 変換に対する対称性の破れは弱い相互作用において見つけられてきた。1956年にリーとヤンが弱い相互作用に関してはパリティ (P) 不変性はまだ確立されていないことを指摘し、その翌年、ウー達の ^{60}Co の β 崩壊の実験によって、空間反転に対する対称性パリティの破れが実験的に確証された。続いて荷電変換 (C) 不変性も弱い相互作用では破れていることが示された。T 変換に対する対称性が破れているという証拠は見つかっていないので、C と P の積、つまり CP 変換については不変性があるとされてきた。しかし、1964年のクローニン、フィッチらの実験によって、中性 K 中間子においてこの CP 対称性がわずかに破れていることが明らかになった。この CP 対称性のわずかな破れが、われわれの宇宙に反粒子が存在せず、粒子のみで構成されていることに密接に関係している。

1.2 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 分岐比測定実験 (E391a) の理論的背景

E391a 実験は、つくばの高エネルギー加速器研究機構 (KEK) で行なわれている $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊分岐比測定実験である。その分岐比を測定することで CP の破れの程度を示すパラメーターである η を精度よく求めることができる。この崩壊は CP = -1 の K_L から直接 CP = +1 の状態へ崩壊する直接的な CP 対称性の破れを示す反応である。以下で、この分岐比を測定することで、どのようにして η を求めるのかを説明する。

$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比 B は小林・益川行列要素を用いると以下の式で表せる。

$$B(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = 6\kappa_1 (\text{Im}(V_{td}V_{td}^*))^2 X^2(x_t)$$

ここで、

$$\kappa_1 = \frac{\tau(K_L)}{\tau(K^+)} B(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e) \frac{\alpha^2}{V_{us}^2 4\pi^2 \sin^4 \theta_w} \simeq 1.22 \times 10^{-4}$$

である。また top quark と W boson の質量をそれぞれ m_t, M_w とすると、 $X(x_t)$ は $x_t = (\frac{m_t}{M_w})^2$ の関数で

$$X(x_t) = \frac{x_t}{8} \left(\frac{x_t + 2}{x_t - 1} + \frac{3x_t - 6}{(x_t - 1)^2} \ln x_t \right)$$

と表される。この式をウォルフエンシュタインのパラメーターで書くと、

$$B(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = 1.94 \times 10^{-10} \eta^2 A^4 X^2(x_t) \simeq 8.2 \times 10^{-10} \eta^2 A^4 x_t^{1.18}$$

となる。よって上式より、この分岐比を精度良く測定することで CP 非保存の程度を示すパラメーター η を求めることができる。

1.3 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 分岐比測定実験 (E391a)

直接の CP 非保存過程である $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比は、標準理論によると、

$$B(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = \text{const} \times (\text{Im}(V_{td}))^2 = 3 \times 10^{-11}$$

と予言されており、標準理論の正しさを示す unitarity triangle の高さは $(\text{Im}(V_{td}))$ に感度がある。特にこのモードは、理論的不定性が 1 % と小さいため、分岐比を決めることで、unitarity triangle の高さを精密に決めることができる。これに対し B 中間子の実験からは、unitarity triangle の角度を決めることができる。従って、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 分岐比測定実験と B 中間子の実験が相補うことにより標準理論の精密検証が可能である。

$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ は、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 (\rightarrow 2\gamma) + \text{nothing}$ によって同定される。従って、本実験は 2γ のエネルギーとその位置を CsI カロリメーターで測定して、さらに 2γ 以外の Visible 粒子は存在しないことを保証する必要がある。そのため検出器 (図 1.1) は K_L 崩壊領域の全周囲をカバーする設計がなされている。表 1.1 に K_L^0 の分岐比を示す。この表により $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ と $K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 以外には、終状態が $2\gamma + \text{nothing}$ は存在しないことがわかる。 $K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma$ は、2 つの γ 線が重心系で完全に back-to-back に放出されるので、missing momentum の有無とコプラナリティ角度を使って除外する。 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ に対して background になりうる主要な崩壊は、2 個の γ 線の検出をミスした場合の $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ である。終状態に荷電粒子が存在する場合は必ず 2 個の荷電粒子があり、比較的容易に検出できるが、 γ 線の場合は、 γ 線に対して十分検出効率の高い Veto 検出器を用意しなければならない。

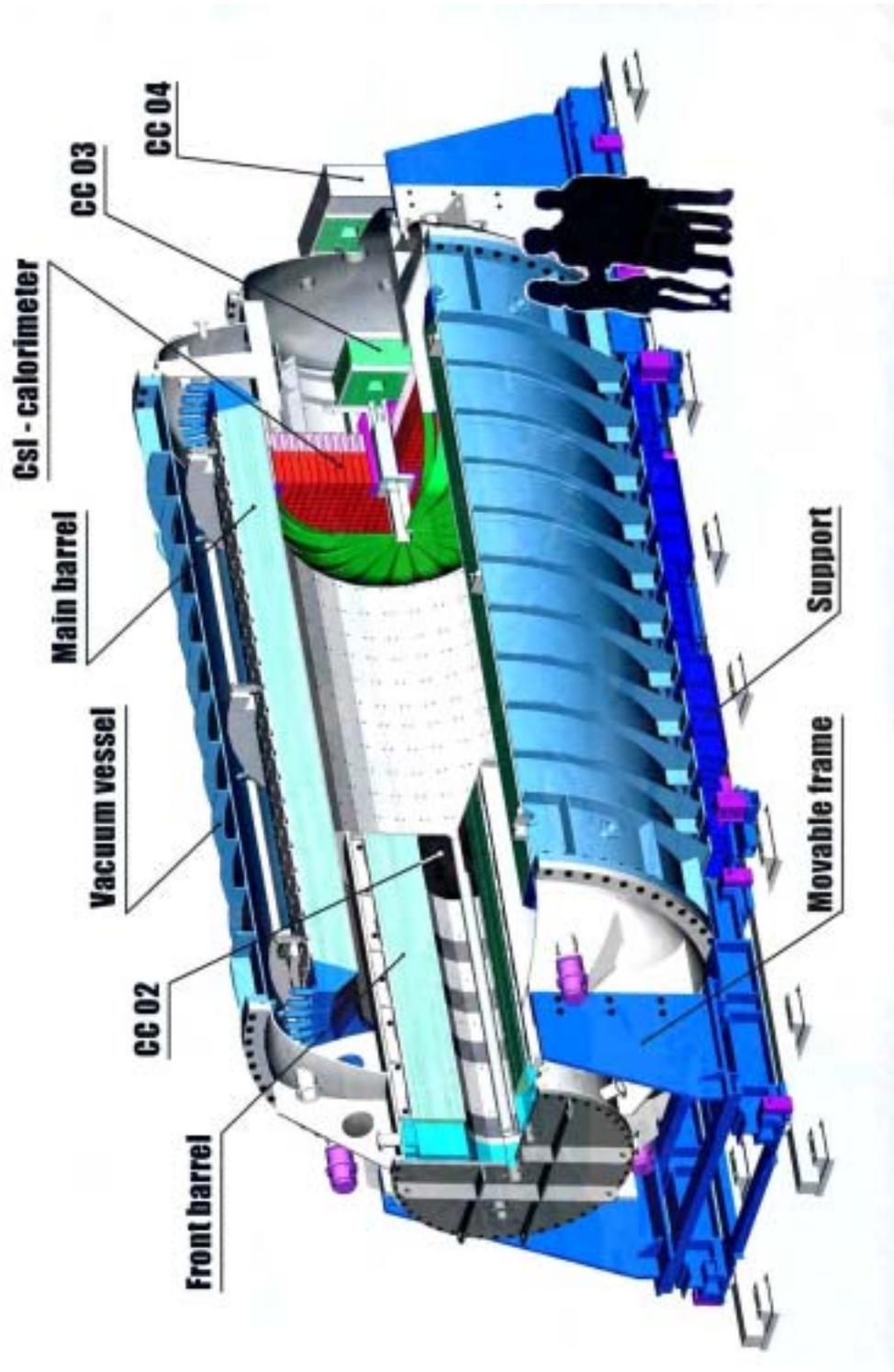


図 1.1: E391a 実験における実験装置

崩壊モード	分岐比	Visible particle(additionals)
$3\pi^0$	$(21.12 \pm 0.27) \%$	$6\gamma(4\gamma)$
$\pi^0\pi^+\pi^-$	$(12.56 \pm 0.20) \%$	$2ch - 2\gamma(2ch)$
$\pi^\pm\mu^\mp\nu$	$(27.17 \pm 0.25) \%$	$2ch(2ch)$
$\pi^\pm e^\mp\nu$	$(38.78 \pm 0.27) \%$	$2ch(2ch)$
2γ	$(5.92 \pm 0.15) \times 10^{-4} \%$	$2\gamma(non)$
$\pi^0\gamma\gamma$	$(1.70 \pm 0.28) \times 10^{-6}$	$4\gamma(2\gamma)$
$\pi^0\pi^\pm e^\mp\nu$	$(5.18 \pm 0.29) \times 10^{-5}$	$2ch - 2\gamma(2ch)$
$\pi^\pm e^\mp\gamma\nu$	$(3.62 \pm 0.26) \times 10^{-3}$	$2ch - 1\gamma(2ch)$
$\pi^+\pi^-\gamma$	$(4.61 \pm 0.14) \times 10^{-5}$	$2ch - 1\gamma(2ch)$
$\pi^0\pi^0\gamma$	$< 5.6 \times 10^{-5}$	$5\gamma(3\gamma)$
$\pi^+\pi^-$	$(2.067 \pm 0.035) \times 10^{-3}$	$2ch(2ch)$
$\pi^0\pi^0$	$(9.36 \pm 0.20) \times 10^{-4}$	$4\gamma(2\gamma)$
$\mu^+\mu^-$	$(7.2 \pm 0.5) \times 10^{-9}$	$2ch(2ch)$
$\mu^+\mu^-\gamma$	$(3.25 \pm 0.28) \times 10^{-7}$	$2ch - 1\gamma(2ch)$
e^+e^-	$< 4.1 \times 10^{-4}$	$2ch(2ch)$
$e^+e^-\gamma$	$(9.1 \pm 0.5) \times 10^{-6}$	$2ch - 1\gamma(2ch)$
$e^+e^-\gamma\gamma$	$(6.5 \pm 1.2) \times 10^{-7}$	$2ch - 2\gamma(2ch)$
$\pi^+\pi^-e^+e^-$	$< 4.7 \times 10^{-7}$	$4ch(4ch)$
$\mu^+\mu^-e^+e^-$	$(2.9 \pm 6.7) \times 10^{-7}$	$4ch(4ch)$
$e^+e^-e^+e^-$	$(4.1 \pm 0.8) \times 10^{-8}$	$4ch(4ch)$
$\pi^0\mu^+\mu^-$	$< 5.1 \times 10^{-9}$	$2ch - 2\gamma(2ch)$
$\pi^0e^+e^-$	$< 4.3 \times 10^{-9}$	$2ch - 2\gamma(2ch)$
$\pi^0\nu\bar{\nu}$	$< 5.8 \times 10^{-5}$	$2\gamma(non)$
$e^\pm\mu^\mp$	$< 3.3 \times 10^{-11}$	$2ch(2ch)$
$e^\pm e^\pm\mu^\mp\mu^\mp$	$< 6.1 \times 10^{-9}$	$4ch(4ch)$

表 1.1: K_L^0 分岐比表

1.4 KEK 12GeV-PS 加速器

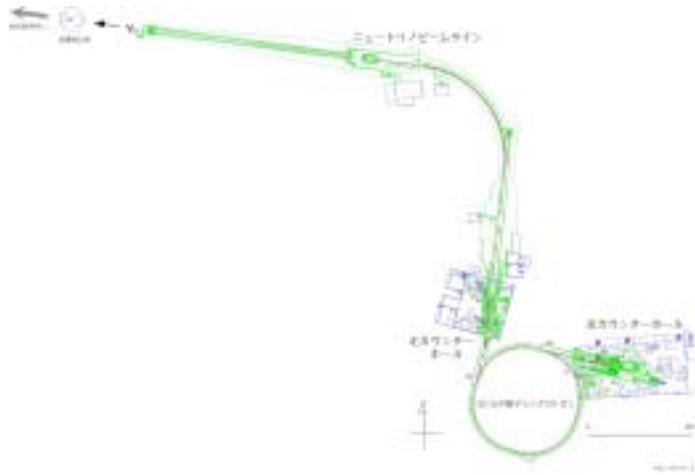


図 1.2: KEK 12GeV-PS 加速器

E391a 実験では、KEK-PS 加速器 (図 1.2) を用いて実験を行なう。ここでは 12GeV まで加速させた陽子を重金属 (白金) のターゲットに衝突させ、それによって発生した二次粒子から、Bending Magnet で荷電粒子を取り除き、 K_L^0 を含む中性ビームを取り出すという方法をとっている。この中性ビームライン (K^0 ビームライン) は 1999 年に高エネルギー加速器研究機構の東カウンターホール (図 1.3) に建設された。



図 1.3: 東カウンターホール

第2章 中央部円筒形光子検出器 (Barrel Photon Veto)

E391a 実験では γ -veto 検出器として、2種類の円筒型をした検出器を用いる。二つを組み合わせることでビームライン上流で崩壊する K_L^0 の background 事象を除き、また K_L^0 崩壊領域全体を γ Veto 検出器で覆うことができる。 K_L^0 崩壊領域上流部を覆う検出器を Front Barrel(以下 FB)と呼び、 K_L^0 崩壊領域中央部を覆う検出器を Main Barrel (以下 MB)と呼ぶ。FBは方位方向に16モジュール、MBは32モジュール並べられ1つの円筒形を形成する。個々のモジュールはそれぞれ台形をしている。また、FBは外径1.45 m、内径0.62 m、長さ2.75 m、MBは外径2.76 m、内径2.00 m、長さ5.5 mと非常に巨大な造りとなっている。

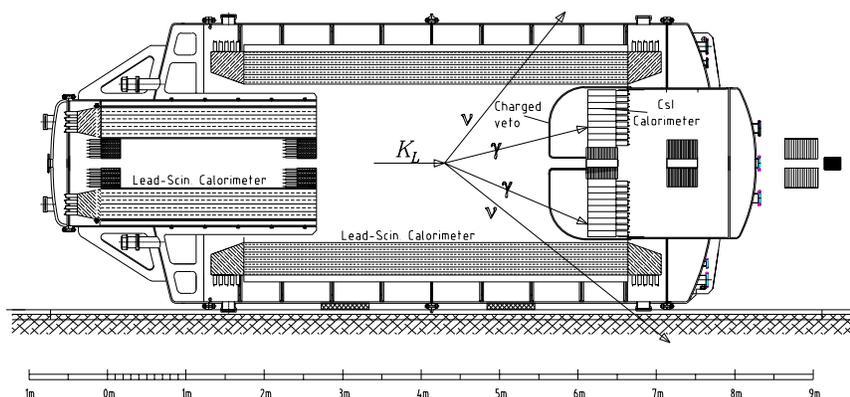


図 2.1: E391a 実験における実験装置の全体像。検出器の中央部と左部が Plastic Scintillator と鉛の積層で作られている Photon Veto 検出器

この検出器の主な特徴は、Plastic Scintillator と鉛を積層したサンドイッチ構造で、シンチレーション光をファイバーを使って読み出しをしていることである。通常 γ 線は Plastic Scintillator とはほとんど相互作用しない。そこで Plastic Scintillator の間に放射長の短い鉛を挟み、入射 γ 線に強制的に電磁シャワーを起こさせる。それによって生成された電子・陽電子は容易に Plastic Scintillator で検出することが出来るため、このサンドイッチ構造は γ 線検出器となりえる。通常このような検出器ではシンチレータにライトガイドを接着し、集光して光電子増倍管 (PMT) を使って読み出す。ただし、この方法で 5.5 m の γ 線検出器を構成すると、読み出しのために膨大な数の PMT が必要である。(例えば、50 cm のモジュールを 4 本の PMT を使用して読み出すとし、MB と同じ面積をカバーするためには、11 モジュール \times 32 モジュール \times 4 = 1408 本が必要である。) しかし、約 1400 本もの PMT を扱うことは、設置場所や費用の面から考えると現実的ではない。

そこで我々は、5.5 m の一枚板の Plastic Scintillator を開発し、少ない本数の PMT で大面積をカバーする方法を採用した。まず、従来の casting 法では 5.5m もの長い Plastic Scintillator の製造は難しく、今回使用した Scintillator は押し出し形成法で作られた。さらに、形状を保持するために、一般的な Plastic Scintillator よりも機械的強度が必要である。そこで、MS 樹脂 (メタクリル酸スチレン) を用いた Plastic Scintillator を使用することになった。これにより巨大なサイズの Plastic Scintillator を作ることは可能になったが、MS 樹脂で作られた Plastic Scintillator は casting 法で作られた Plastic Scintillator と比べると、透明度が悪く、発光量も少なく、また光の減衰長も短い。そこで Plastic Scintillator に溝をほり、WLS Fiber を埋め込み、この Fiber 内でシンチレーション光を吸収させ、再発光した光を PMT で読み出す方法を採用した。こうした結果、Scintillator の光の減衰長の短さをカバーでき、さらに Fiber を束ねて扱うことが出来るため、PMT の本数も劇的に抑えることができる。

しかし、先に述べたように今回の実験で使用した Plastic Scintillator は、従来の Plastic Scintillator に比べ光量が少ないため、今回の実験で要求される獲得光量を満たしているのか調べる必要がある。そこで、本論文ではこの MB モジュールの獲得光量、減衰長、時間分解能、エネルギー分解能を測定し、性能を評価することが目的である。まずこの章では、この検出器に対する要求を議論し、それを満たすための構造、また検出器の製作過程を述べる。

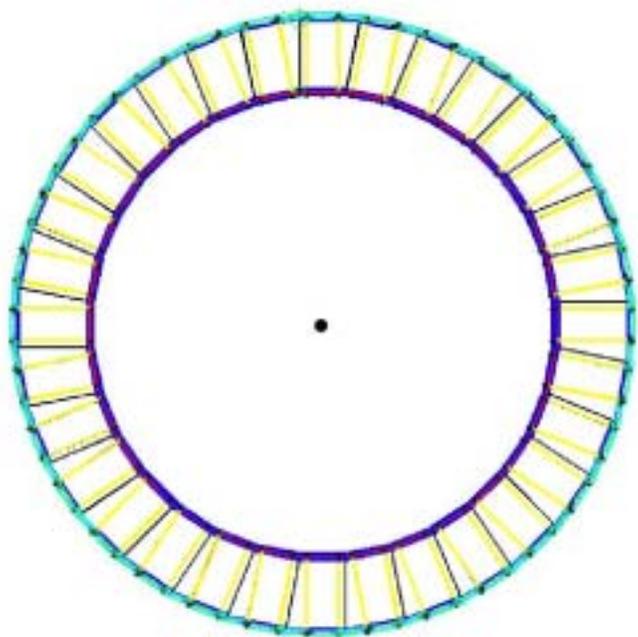


図 2.2: ビーム上流部から見た中央部 Barrel Photon Veto。台形のモジュール 32 個を円筒形に積み上げてビーム軸を覆っている。中央の点はビーム軸である。

2.1 光子検出器に要求される性能

この検出器は $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊実験の Background を取り除くための γ -veto 検出器であり、 γ 線のエネルギーを精度よく測定するためというよりは、むしろ高い efficiency で γ 線を検出し、いかに Background 事象を取り除けるかが、この検出器に要求される性能である。先にも述べたがこの実験の主な Background 事象は K_L^0 からの $2\pi^0$ 及び $3\pi^0$ の崩壊モードに起因する γ 線の検出ミスで、具体的には、 $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0 (\rightarrow 4\gamma)$ の 2γ の検出をミスした場合、 $2\gamma + \text{nothing}$ となるため、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ と識別できなくなる可能性がある。検出のミスとは検出器に Photon があたっているにもかかわらず、検出できないことをいう。 $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$ の分岐比は 9×10^{-4} なので分岐比の比をとると、

$$\frac{B(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})}{B(K_L^0 \rightarrow 2\pi^0)} = \frac{3 \times 10^{-11}}{9 \times 10^{-4}} \sim 3 \times 10^{-8}$$

となり、これは1回 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の崩壊が起きた時、 3×10^7 回 $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$ の崩壊が起きることを意味する。つまり、 3×10^7 回に1回 2γ の検出をミスすると $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ と $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$ は1対1で混入する。従って、今回の実験には、 1γ あたり 10^{-4} 以下の不感率が必要とされる。ただし、1つの γ 線が低エネルギーの場合、もう1つの γ 線は高エネルギー側になりやすいため、必ずしも 10^{-4} の不感率が必要ではない。そこで今回の実験では不感率の目標値を 10^{-3} とする。ここで考えられる不感率の原因として、パンチスルー、光核反応、Sampling 効果及び、光量が少ない時の光電子統計が挙げられる。そして、高エネルギー側では、パンチスルーと光核反応、低エネルギー側では、パンチスルーと Sampling effect が主な不感率の原因と考えられる。以下に不感率を抑えるための対策を示す。

1. パンチスルー

パンチスルーは不感率の大きな問題であり、放射長を長くすることで抑える。MB モジュール全体の放射長は $13.5X_0$ である。

2. Sampling 効果

鉛と Plastic Scintillator の比が大きい時、Sampling 効果が効いてくる。そこで、 K_L^0 崩壊領域に対して内側の15層の鉛を1mmにすることでこの効果を抑えている。

3. 閾値を下げる

閾値を下げることで、全体的な不感率を抑えることができる。閾値を 1 MeV にすることが今回の本実験の目的でもある。

4. モジュール間の隙間をなくす

MB モジュールを 32 個組み上げた時にモジュール間に隙間があるとそこから γ 線を逃してしまい、不感率の原因となってしまう。そこで MB モジュールを組み上げる時に、モジュール間の隙間が K_L^0 崩壊領域を見ないように設計している。(図 2.2)

5. 光電子数

材料や製作方法を工夫し、光量を増やす。また、光量が本実験の要求を満たしているかを本研究で評価する。また、以下に光電子数と不感率の問題を詳しく議論する。

2.1.1 光電子数と光子不感率

光子不感率の原因の 1 つとして、光量が少ない時の光電子統計のふらつきによる不感率がある。光電子数 N が小さい時、その分布はポワソン分布に従い光電子数が N である事象が起きる確率 $R(N)$ は以下の式に従う。

$$R(N) = \frac{e^{-\bar{N}} \bar{N}^N}{N!}$$

ここで \bar{N} は平均値である。光電子増倍管での Dark Current による Over Veto を避けようと思うと、平均光電子数 1 photo-electron(以下 p.e.) よりも上に Threshold(閾値) を決める必要があり、その場合不感率の対象は $N=0,1$ の事象となり、その割合は平均光電子数 \bar{N} の関数で以下のように与えられる。

$$R(0) + R(1) = e^{-\bar{N}}(1 + \bar{N})$$

以下に各光電子数おける不感率は以下の表(図 2.1)のように計算される。したがって、1MeV のエネルギー損失に対して、10 p.e. 以上の光電子数を獲得できれば、E391a 実験で要求される 10^{-3} 程度の不感率を満たすことができる。従って今回の目標は、10 p.e./MeV である。

\bar{N}	$R(0) + R(1)$	\bar{N}	$R(0) + R(1)$
1	7.36×10^{-1}	7	7.30×10^{-3}
2	4.06×10^{-1}	8	3.02×10^{-3}
3	1.99×10^{-1}	9	1.23×10^{-3}
4	9.16×10^{-2}	10	4.99×10^{-4}
5	4.04×10^{-2}	11	2.00×10^{-4}
6	1.74×10^{-2}	12	7.99×10^{-5}

表 2.1: 各平均光電子数における不感率

2.2 光子検出器の構造

E391a 実験ではバレル部の γ 線検出器として、Plastic Scintillator と鉛のサンドイッチ構造のデザインを採用した。本来、 γ 線検出器として一般的なものは、NaI や CsI といった無機結晶 Scintillator である。これらの Scintillator は密度が高く (およそ $3 \times 10^3 \text{ kg/m}^3 \sim 5 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$)、入射 γ 線は容易に電磁シャワー、光電効果を起こし、持っているエネルギーの全てをその結晶に付与することができる。そのため γ 線カロリメーターとしては最適だが、Barrel Photon Veto 検出器として使用するには、それに掛かるコストの面から言っても現実的ではない。しかも、Barrel Photon Veto 検出器に求められている性能は、高い efficiency で γ 線を検出することであり、必ずしもそのエネルギーを精度良く求める必要はない。したがって E391a 実験のバレル部に用いる Photon 検出器は結晶 Scintillator ではなく、比較的低コストで大体積を覆うことが出来る Plastic Scintillator と鉛のサンドイッチ構造のデザインを採用した。また、内側から、荷電粒子検出用の 2 層 (1 層の厚さ 5mm) の Plastic Scintillator (Barrel Charged Veto) があり、ステンレススチール (3mm)、Plastic Scintillator (5mm) と鉛が交互に積層される。内側 15 層の鉛の厚さは 1mm で外側 30 層の鉛の厚さは 2mm である。この鉛の厚さの違いは、低いエネルギーの γ 線に対して不感率が小さくなるように内側のサンプリング層を密にし、外側は全体として放射長を長くするよう設計された。全体の厚さは 346.5mm であり、全体の放射長は $13.5X_0$ である。以下に MB の詳細なデータを示す。

- Plastic Scintillator 及び鉛のサイズ

中央部 Barrel Photon Veto 検出器を製作するために積層した Plastic Scintillator と鉛のサイズは後に示す (付録)。

- 圧縮方法

MB モジュールを圧縮するために 6mmφ のボルトを 52 本使用した。板バネを使用して圧縮することで 1 本あたり 300kg の圧力がかかっており、全体で 15t の圧力がかかり MB モジュールの形状を保持している。

- バックボーンプレート

バックボーンプレートとは、MB モジュールの形を保持するために MB モジュールの外側に取り付ける 28.6mm の厚さのステンレススチール板である。先に述べた様に MB モジュールは長さ 5.5m であるため、Plastic Scintillator と鉛だけでは、形を保持することは不可能であり、バックボーンプレートは形を保持するために必要である。また、MB モジュールを真空容器内の支持リングに固定するためにも使われる。バックボーンプレートを円筒リングに固定することにより、32 個のモジュールを円筒形状に保持する。

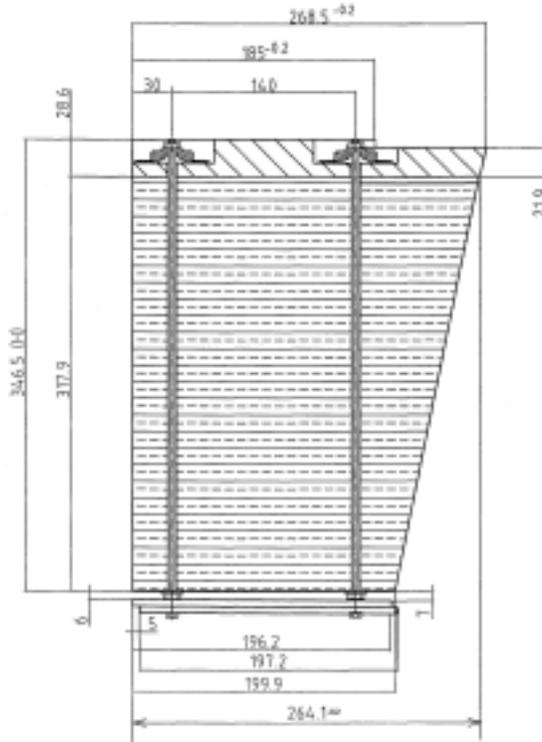


図 2.3: MB モジュールのデザイン。Plastic Scintillator と鉛のサンドイッチ構造である。図の下方が内側であり、下から 15 層、30 層とファイバーの読み出しを片側 2 つの PMT で測っている。また、最下部の 2 枚の Plastic Scintillator は Barrel Charged Veto と呼ばれる検出器であり、荷電粒子を veto する検出器である。

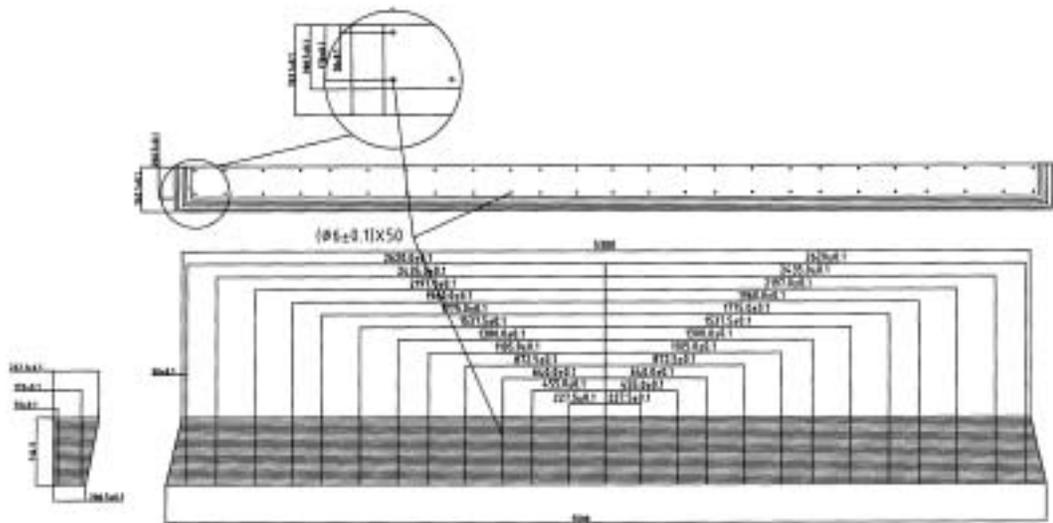


図 2.4: MB モジュールのデザイン。長手方向は 5.5m の長さがあり、52 本のボルトで圧縮している。

2.3 γ 線の検出法

γ 線がバレルカウンターに入射から、シンチレーション光の検出までの簡単な過程を以下に説明する。以下の図 2.5 は γ 線が MB モジュールに入射してから、光電子増倍管で光を検出するまでの簡単なモデルである。

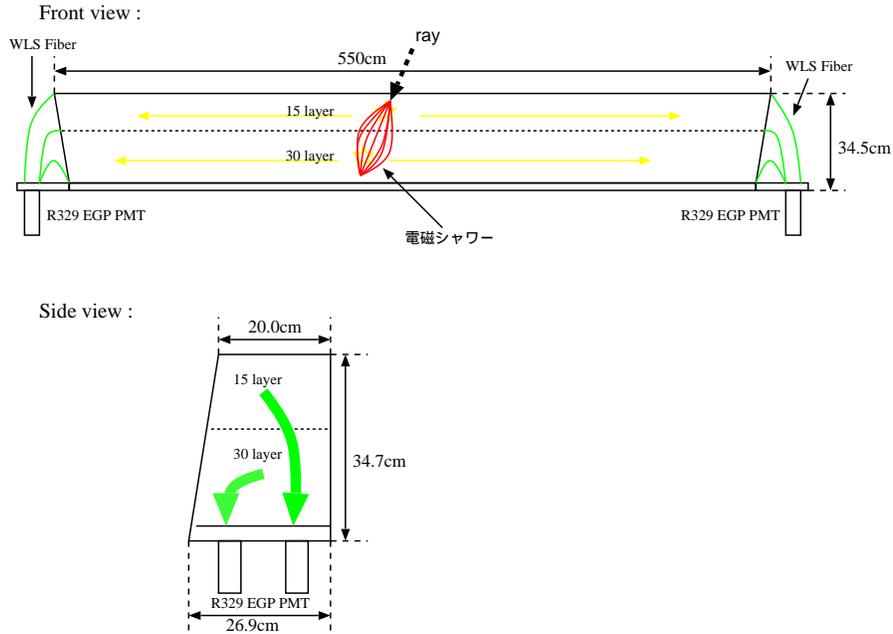


図 2.5: MB モジュールの γ 線検出までの過程。下図の矢印は WLS Fiber を表している。

2.3.1 電磁シャワー

γ 線と物質との主な相互作用は 3 つある。

- 光電効果
- コンプトン散乱
- 電子・陽電子対生成

γ 線のエネルギーは、これらの相互作用によって、まず電子や陽電子に付与され、最終的にその全部または一部が物質に吸収される。Plastic Scin-

tillator で高エネルギーの γ 線 (10 MeV 以上) を測定しようとした場合、入射してくる前面に放射長の短い物質を置き強制的に電子・陽電子対生成を起こさせ、それによって発生した電子・陽電子を Plastic Scintillator で捕らえる方法が最も一般的である。 γ 線と原子核の相互作用の結果、 γ 線は消滅し電子・陽電子対が発生する。エネルギー保存則から電子と陽電子の運動エネルギーは、

$$T_{e^-} + T_{e^+} = E_\gamma - (mc^2)_{e^-} - (mc^2)_{e^+} = E_\gamma - 1.022\text{MeV}$$

となる。

また、各相互作用の反応断面積の物質依存性は以下のものである。

- 光電効果 $\propto Z^5 \times (E_\gamma)^{-\frac{3}{2}}$
- コンプトン散乱 $\propto Z \times (E_\gamma)^{-1}$
- 電子・陽電子対生成 $\propto Z^2 \times \log E_\gamma$

電子・陽電子対生成の起こる確率は、原子番号 Z の 2 乗に比例する。

10MeV 以上の γ 線が鉛に入射した場合に起こる相互作用は、3 種類の相互作用のうち電子対生成が最も支配的となる。対生成によって発生した電子・陽電子は、制動放射および対消滅によって γ 線を作る。この γ 線がまたさらに対生成を起こし電子・陽電子を発生させるといった過程が、ある臨界エネルギーに至るまで繰り返される現象のことを電磁シャワーと呼んでいる。この電磁シャワーで発生した電子・陽電子のイオン化損失エネルギーを Plastic Scintillator で測ることはじめてこの鉛と Plastic Scintillator のサンドイッチ構造の検出器が、 γ 線検出器としての役割を果たす。

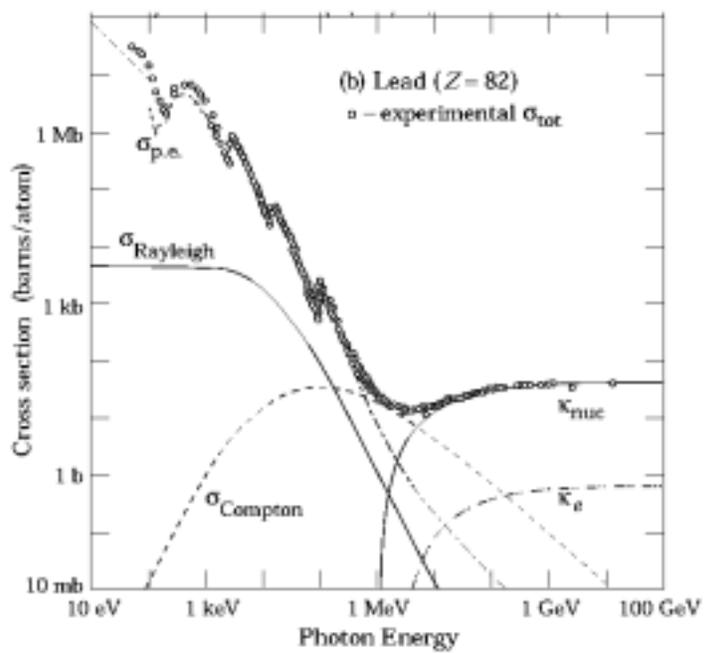


図 2.6: γ 線の鉛による吸収断面積図。10MeV 以上では電子・陽電子対生成による断面積が支配的である。

2.3.2 Plastic Scintillator

Plastic Scintillator は有機 Scintillator の固溶体である。主に光の応答時間が短いこと ($\sim 5\text{ns}$) が特徴として挙げられ、取り扱いも容易である。鉛で発生した電磁シャワーによる電子・陽電子が Plastic Scintillator に入射すると、Plastic Scintillator 内の原子核や電子との電磁相互作用によって、分子を電離させたり、エネルギーを与えて励起状態とする。励起状態の分子はシンチレーション光を出し、基底状態に戻る。この発光したシンチレーション光を PMT を使い検出し、電気信号に変換することで Plastic Scintillator は検出器として動作する。今回、MB モジュールで使用される Plastic Scintillator は母材が MS 樹脂で、第一蛍光剤として PPO(ポリフェノールオキシダーゼ) が 1 %、第二蛍光剤として POPOP(化学名: 1,4-Bis(5-phenyl-2-oxazolyl)benzene) が 0.02 %含まれている [5]。

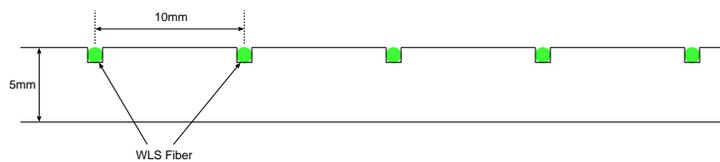


図 2.7: Plastic Scintillator の構造

2.3.3 WLS fiber (Wave Length Shifter fiber)

Plastic Scintillator は光の減衰長が短く、およそ 1.7m である。そこで Plastic Scintillator に溝を掘り、そこに WLS ファイバーを埋め込む。そうすることにより Plastic Scintillator で発光した光がファイバーで吸収され、約 500nm(緑色)の波長の光を発光する。そして光がファイバー内を伝搬することで、光の減衰長の短さを補うことができる。WLS ファイバーの光の減衰長は 3.5m 以上 (Kuraray 製品カタログより) である。以下に今回使った WLS ファイバーの詳細なデータを示す (図 2.8, 2.9, 2.10)。

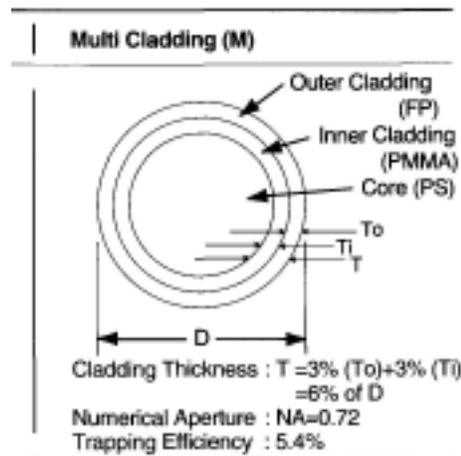


図 2.8: WLS fiber の構造図 (Kuraray Y-11)

今回、実験で用いるファイバーはマルチクラッドのファイバーであり、ファイバーがコア、クラッド、クラッドと 3 層構造 (図 2.8) になっている。そして屈折率が内側から、1.59、1.49、1.42 と異なっている。光は異なった屈折率を持つ媒質内を進む時、高い屈折率の媒質から低い屈折率の媒質へは境界面に対してより浅い角度に屈折されて進む。このため、マルチクラッドのファイバーはシングルクラッドのファイバーより光を損失しにくい。

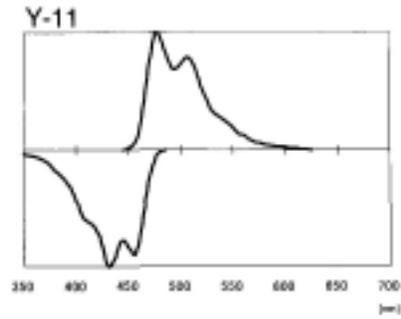


図 2.9: Kuraray Y-11 の吸収スペクトルおよび発光スペクトル (上:発光スペクトル、下:吸収スペクトル)

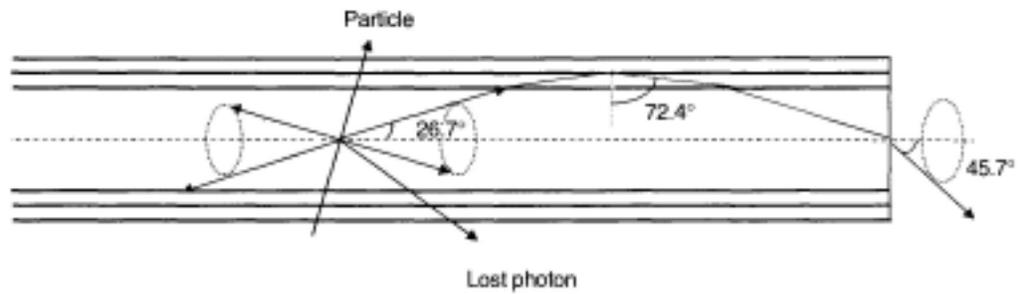


図 2.10: WLS Fiber 中を伝搬する光の様子 (Kuraray Y-11)

2.3.4 PMT (Photo Multiplier Tube-光電子増倍管)

2.1.1で述べたように、獲得光量を増やすことは、不感率を抑えるために極めて役に立つ。つまり、PMTの量子効率をあげることができれば、光量を増やすことができる。そこで今回の実験では、新しく開発したR329 EGP(extended green photocathode, prism-type)と呼ばれるPMTを使用した。このR329 EGP PMTの特徴として、

- プリズム光電面

PMTの量子効率は光電面のアルカリ金属で決まってしまう。そこで光電面の形状をプリズム状にカットする(図2.11)ことで、アルカリ金属の表面積を増やし、これにより構造上の量子効率を上げることができる。先に行なわれたテストではプリズム光電面にすることで通常の約 $\sqrt{2}$ 倍の光電子を得られると報告されている。[4]

- Green extended

PMTの光電面に緑の波長(~500nm)の光により感度をもったアルカリ金属を用いることで、WLS Fiberで伝搬されてきた光を効率よく、読み出せるようにした。これにすることで従来の約1.2倍の光量を得られる。

- 反射材

PMTの光電面から収束電極までの内部側面を鏡面状に磨いた。それにより光電面をすり抜けた光子を反射させ、再度、光電面に入射させることで光電子が放出される確率を増やした。

が、挙げられる。

このR329 EGP PMTにより、WLS fiberによる読み出しでは通常のR329 PMTに比較しておよそ1.8倍もの光電子数を獲得することができた[5]。

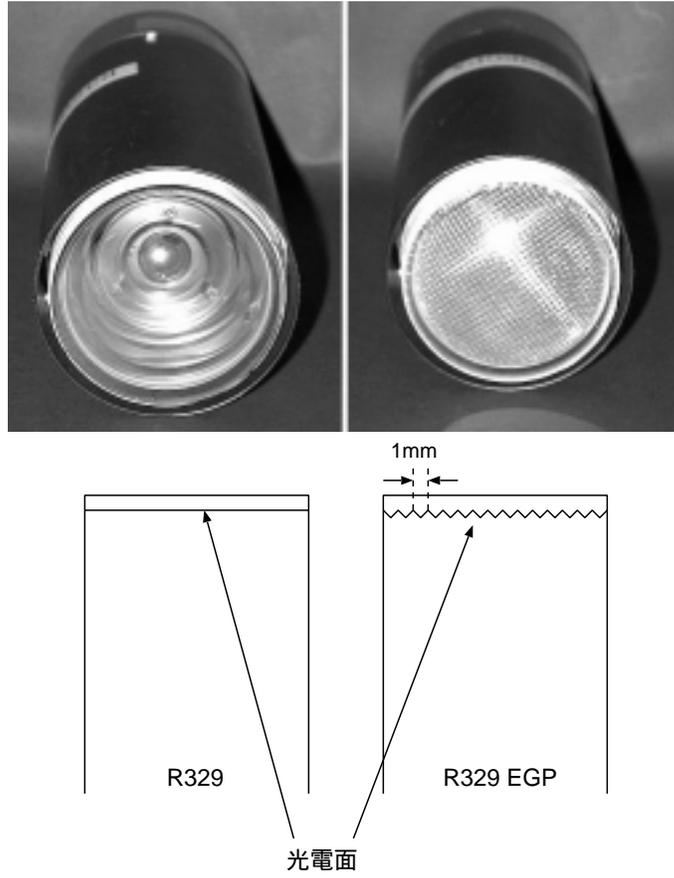


図 2.11: PMT 光電面の違い。R329 EGP PMT は図のように 1mm 幅のカットを施してある。

2.4 MB モジュールの製作

先に述べたように、Barrel Photon Veto 検出器は Plastic Scintillator と鉛のサンドイッチ構造であり、Plastic Scintillator を 45 層、鉛を 44 層を交互に重ねている。この積層作業を KEK において約 8ヶ月間という長い期間行なった。MB モジュールの製作過程を以下に簡単に説明する。

2.4.1 Plastic Scintillator とファイバーの接着

今回、MB モジュールを作成するにあたり、MS 樹脂性の Plastic Scintillator、ファイバーは Kuraray 製のマルチクラッドの WLS ファイバー (Y-11) を使った。Plastic Scintillator とファイバーを接着するための接着剤として紫外線硬化型のもの (Norland Products INC.、NOA 61 LOT 223) を使った。これらの材料は過去にさまざまな study を行ない、選んだものである [4] [5]。Plastic Scintillator に 1.1mm の溝をほり、1mm ϕ の WLS ファイバーを置き両端に重りをつけて引っ張り、紫外線ランプの光を約 20 分間照射して接着剤を硬化させた (図 2.12)。



図 2.12: Plastic Scintillator とファイバーの接着

2.4.2 MB モジュールの積層

MB モジュールの積層は第三収納庫 (KEK) において行なった (図 2.13)。以下に積層についての簡単な説明をしていく。



図 2.13: MB モジュールの積層

1. 手順

MB モジュールの積層作業は Plastic Scintillator 45 層と鉛 44 層を交互に積層した。また、Plastic Scintillator の両面を反射材 (TiO_2 PET、東レ社、RW188(E60L #188)) で覆った。反射材で覆うことによって、光の損失を最小限にとどめることができる。また、鉛の厚さは初めの 15 層 (内側) が厚さ 1mm、その後 29 層 (外側) が厚さ 2mm のサイズとなっている。

2. 圧縮

鉛を積層するために鉛を所定の位置に動かさなければならない。鉛を持ち運ぶときはアクリル板の上に乗せて運ぶが、鉛を積層するときにどうしても鉛が少し歪んでしまう。そうすると MB モジュール

の厚さにばらつきが生じ円筒形に組み上げることが困難になってしまう。そこで、MB モジュールの歪みをなくすために油圧機械を使いMB モジュールの6 点に均等に圧力をかけた。その時5 点あわせて15t の圧力をかけた。

3. MB モジュールの厚さのばらつき

MB モジュールで使う Plastic Scintillator や鉛はその製作の過程上どうしても $\pm 0.1\text{mm}$ 程度の厚さの誤差が出てしまう。1 枚であればそう問題ではないが、45 層も積層するとその厚さの差は大きくなってしまふ。そこで各モジュールの厚さにどれほどの差があるのか測定した。以下にその測定結果を示す。(図 2.14、表 2.2) 平均のMB モジュールの厚さは353.9mm であり、最大値と最小値の差は5mm であった。

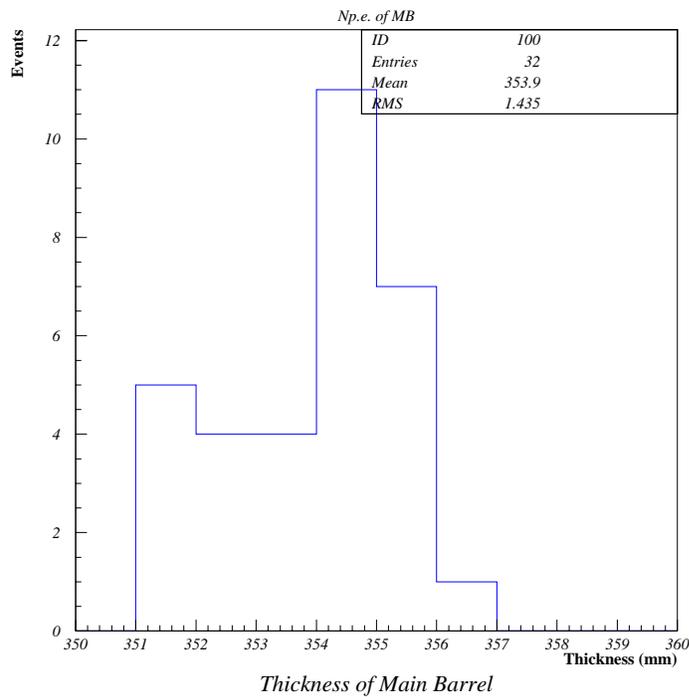


図 2.14: MB モジュールの厚さのばらつき分布図

モジュール番号	測定値 (垂直面) (mm)	測定値 (斜面) (mm)
1	352.6	351.8
2	351.5	350.8
3	352.4	351.8
4	351.1	350.8
5	352.4	350.8
6	354.2	352.6
7	354.1	352.8
8	355.7	354.9
9	355.3	354.3
10	355.2	354.3
11	355.1	353.4
12	355.2	354.0
13	354.7	354.3
14	355.0	354.5
15	354.8	354.3
16	354.2	354.0
17	353.3	352.8
18	354.2	352.5
19	353.7	352.2
20	354.3	354.0
21	353.4	352.3
22	353.5	352.4
23	355.7	354.8
24	354.4	354.2
25	354.4	354.4
26	356.2	354.6
27	354.4	354.0
28	351.9	350.0
29	351.3	350.2
30	354.4	354.0
31	352.4	351.5
32	351.0	350.3

表 2.2: MB モジュールの厚さのばらつき。モジュール番号とはモジュールの製作された順番に番号付けした。

4. ファイバー張りの記録

Plastic Scintillator にファイバーを張る作業を第三収納庫 (KEK) において行なった。これらの作業は Plastic Scintillator が 1440 枚分 (45 層 × 32 モジュール) と非常に多く、困難な作業であるので、林栄精器株式会社に依頼した。以下に Plastic Scintillator のファイバー張りのスケジュールを示す。5 名の作業員により約 8 ヶ月を要した。

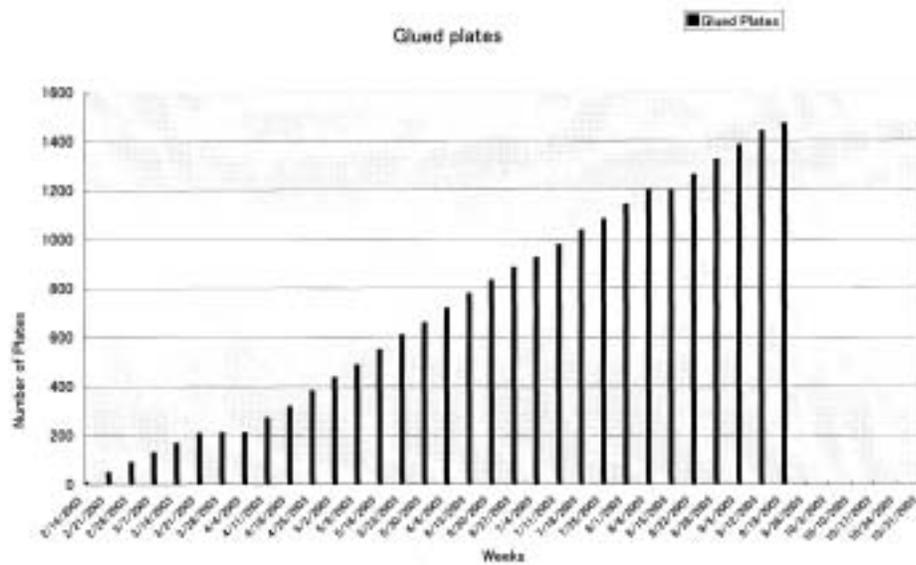


図 2.15: ファイバー張りのスケジュール表

5. 製作期間

MB モジュールの製作は1週間に1モジュールのペースで製作した。以下にMB モジュールの製作のスケジュール表を示す(図 2.16)。積層作業は、会社の作業員5名を含む約10名により行なわれ、約7ヶ月を要した。1個のモジュールを積層するのに約5時間必要であった。その後、油圧による圧縮、ボルト締め等に1日を要した。

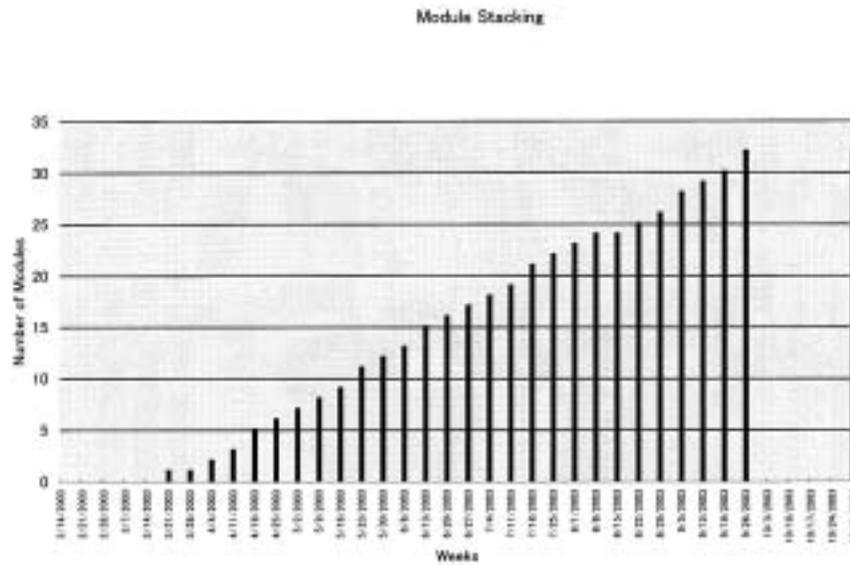


図 2.16: MB モジュールの積層スケジュール表。MB モジュールは1週間に1台のペースで製作した。

2.4.3 ファイバーの端末処理

MB モジュールのファイバーを図 2.17 の様に内側 15 層と外側 30 層のファイバーを 2 箇所に分けた。ファイバーの本数は内側 15 層が 308 本、外側 30 層が 709 本である。これらをまとめて光電子増倍管に接続するための端末処理を行なった。まず、集められたファイバーをプラスチックのリングにそれぞれ通し、BICRON 製のオプティカルセメント (BC-600) を使って固めた。



図 2.17: ファイバーの端末処理。内側の 15 層分のファイバーと外側 30 層分のファイバーを 2 つに分け処理した。まとまったファイバーの直径は内側が約 20mm ϕ で外側が約 30mm ϕ である。

2.4.4 ファイバー端部の研磨

まず、プラスチックリングに固定されたファイバーをダイヤモンドカッターを使い、リングごと切断した(図2.18)。この時、発熱によるファイバーの損傷を防ぐため、ダイヤモンドカッターの刃に水を注ぎながら切った。



図 2.18: ファイバー端部の研磨

その後、切断した断面をヤスリ、サンドペーパー(1000番)、精密研磨材(住友スリーエム社、インペリアル™ラッピングフィルムシート)の3ミクロン、1ミクロンの4つの道具を順番に使用して、手で研磨した。研磨に要する時間は1つの切断面につき2時間程度かった。

2.5 真空容器への挿入

KEK-PS 東カウンターホールの K0 エリアにおいて 32 個の MB モジュールを真空容器の中へ挿入した。MB モジュールは長さ 5.5m と非常に長く、また総重量が約 1.4t と重い検出器であるため、真空容器の中に Install するために特別な装置を使用した (図 2.21)。

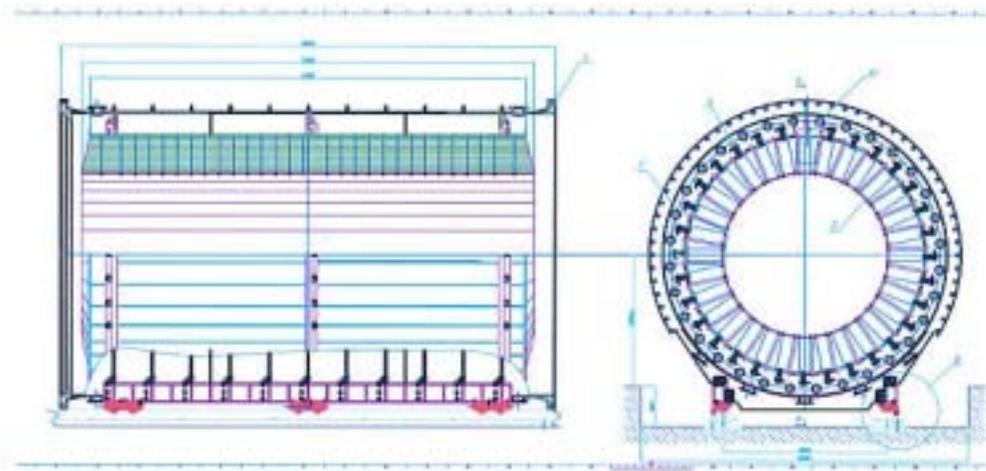


図 2.19: MB モジュールを真空容器に挿入した時の構造図



図 2.20: MB モジュールを挿入する真空容器 (K0 エリアにて)。この容器の重量は約 20 トンである。



図 2.21: MB モジュールの install 風景

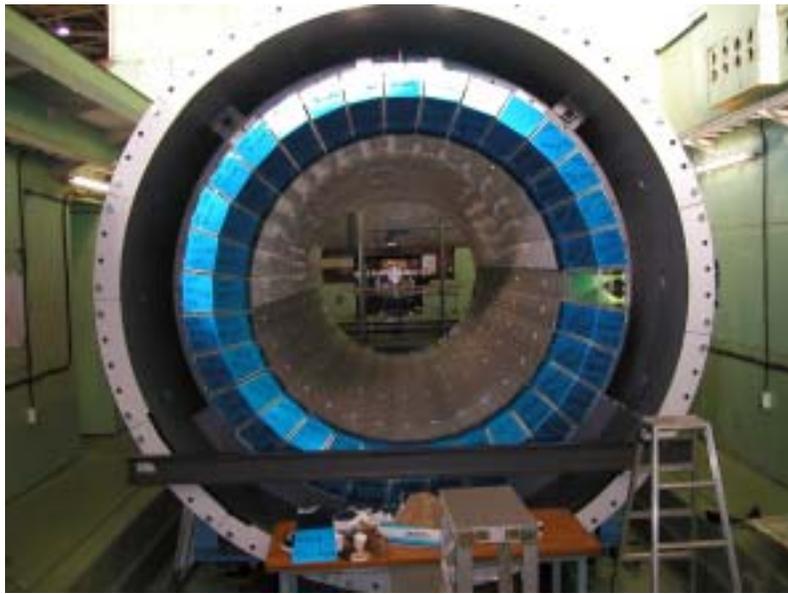


図 2.22: ビーム下流部から見た中央部 Barrel Photon Veto 検出器。

2.6 光電子増倍管の取り付け

MB モジュールの光電子増倍管 (PMT) の取り付けは図 2.23 の様に取り付けた。PMT は特注の補助具でしっかり固定されている。

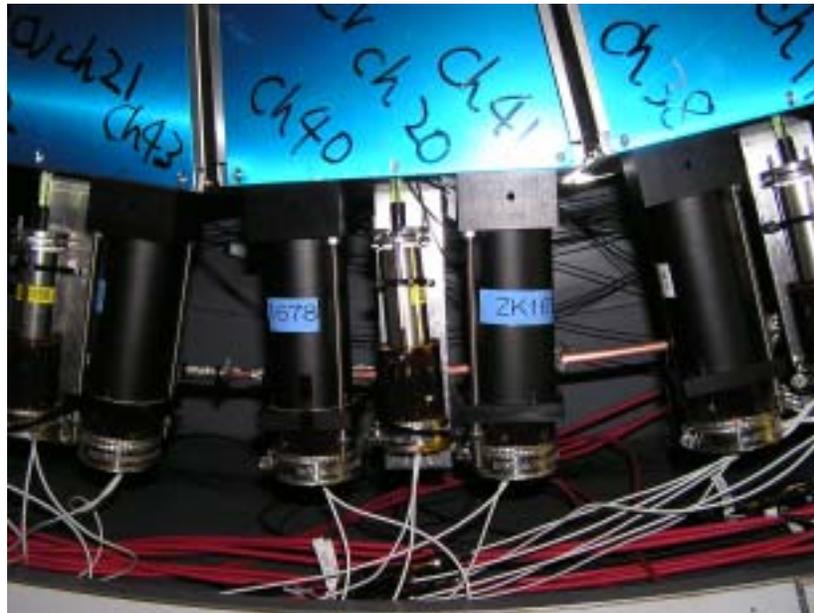


図 2.23: 光電子増倍管の取り付け

PMT と WLS Fiber の接続は図 2.24 の様に取り付けた。まず、PMT にアクリルのライトガイドを接着した。また、接着には Fiber とアクリルリングを接着した時と同様に BICRON 製のオプティカルセメントを用いた。これは PMT の光電面に量子効率の位置依存性があるため Fiber からの光の入射位置を一様にするためである。また、ライトガイドと Fiber の間にシリコンクッキー (東レ・ダウコーニング・シリコン社、SE1821 シリコン LTV) を挟むことにことで光学的に接続を良くした。

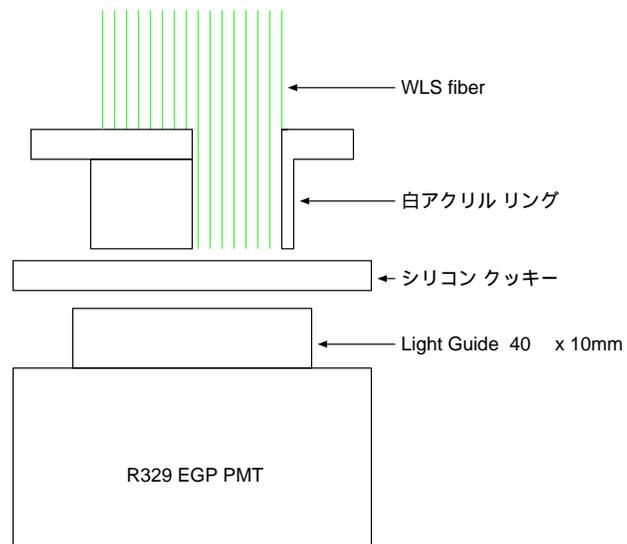


図 2.24: 光電子増倍管と WLS fiber の取り付け。シリコンクッキーの屈折率は 1.406 である。

第3章 宇宙線による性能評価

3.1 目的

製作した各モジュールが先に述べた E391a 実験において求められる性能を実際に達成しているかどうかを調べるため、宇宙線の μ 粒子による測定をした。次に述べる点が主な項目である。

- 光量

E391a 実験での光子不感率の目標値がおよそ 10^{-3} なので、検出器は 1MeV のエネルギー損失量あたり 10 p.e. 以上の光電子数を獲得しなければならない。そこで、実際に MB モジュールがどれくらいの光電子数を獲得できるか測定した。また光電子数の位置依存性についても測定した。

- ファイバー中での光の伝播速度

モジュールが 5.5 m と長いので、信号の PMT への到達時刻が γ 線入射位置により異なる。この到達時刻の違いは、Veto 検出器として使用する時、重要になるので、正確な光の伝播速度の測定が必要である。

- 時間分解能、位置分解能、角度分解能

時間分解能は、ファイバーの波長変換時の発光時定数、ファイバー中での光の伝播における分散などによって決まる。両端への光の到達時刻の差により、粒子の位置がわかり、また 1 モジュールに 2 層の読み出しがついているので、通過する荷電粒子の入射角度を測定することができる。

これらの点については Photon Veto 検出器として MB を使う場合は特に必要な情報ではないが、 $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$ や $K_L^0 \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ などの分岐モードを観測するためには非常に有益な情報なので、各層からの位置情報がどれくらい分解能をもっているのか測定する。

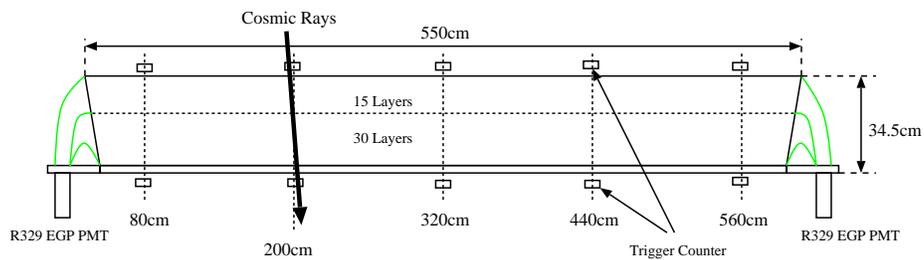
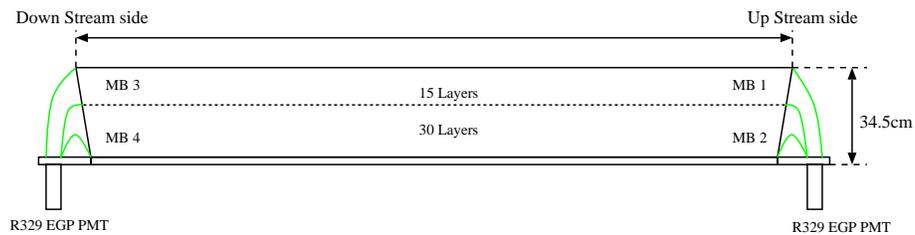
3.2 実験セットアップ

宇宙線を使った実験のセットアップを図 3.1 に示す。先に述べたように MB モジュールは内側 15 層と外側 30 層に分かれていて、かつ両側から読み出しているため、1 モジュールにつき 4 つの読みだしがある。そこで円筒状に組み上げたときに上流側にくる内側の読みだしを MB1、外側を MB2、同様に下流側を MB3、MB4 というように分けた。次に、今回の実験では、トリガーカウンターを MB モジュールの上下 5 箇所に設置した。トリガーカウンターの設置は、MB3 の内側の層を測定している PMT の光電面を原点と考えて、80 cm、200 cm、320 cm、440 cm、560 cm の位置に配置した。また、トリガーカウンターのサイズは上部が $70\text{mm} \times 130\text{mm} \times 5\text{mm}$ であり、下部が $70\text{mm} \times 310\text{mm} \times 5\text{mm}$ である。また、MB モジュールの PMT は Physics Run で使われる R329 EGP PMT を用いて測定した。以下に宇宙線テストでのそれぞれの PMT に与えた印加電圧を示す (表 3.1)。今回の宇宙線テストでは上部のトリガーカウンターで TDC スタートを作っている。それぞれのトリガーカウンターの時間差については後の時間測定で議論する。また、ADC のゲートは上下のトリガーカウンターのコインシデンスで開く回路設計となっている。

モジュール名	印加電圧 (V)	モジュール名	印加電圧 (V)
MB1	2380	Trigger4	2030
MB2	2200	Trigger5	1500
MB3	2300	Trigger6	1920
MB4	2250	Trigger7	1830
Trigger1	1500	Trigger8	2350
Trigger2	2100	Trigger9	2250
Trigger3	1900	Trigger10	2000

表 3.1: 印加電圧

Front view :



Side view :

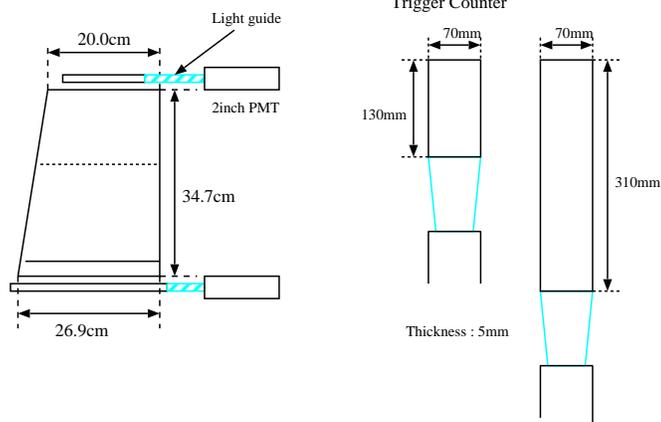


図 3.1: 宇宙線テストにおける基本的なセットアップ図



図 3.2: 宇宙線テストにおけるセットアップ図

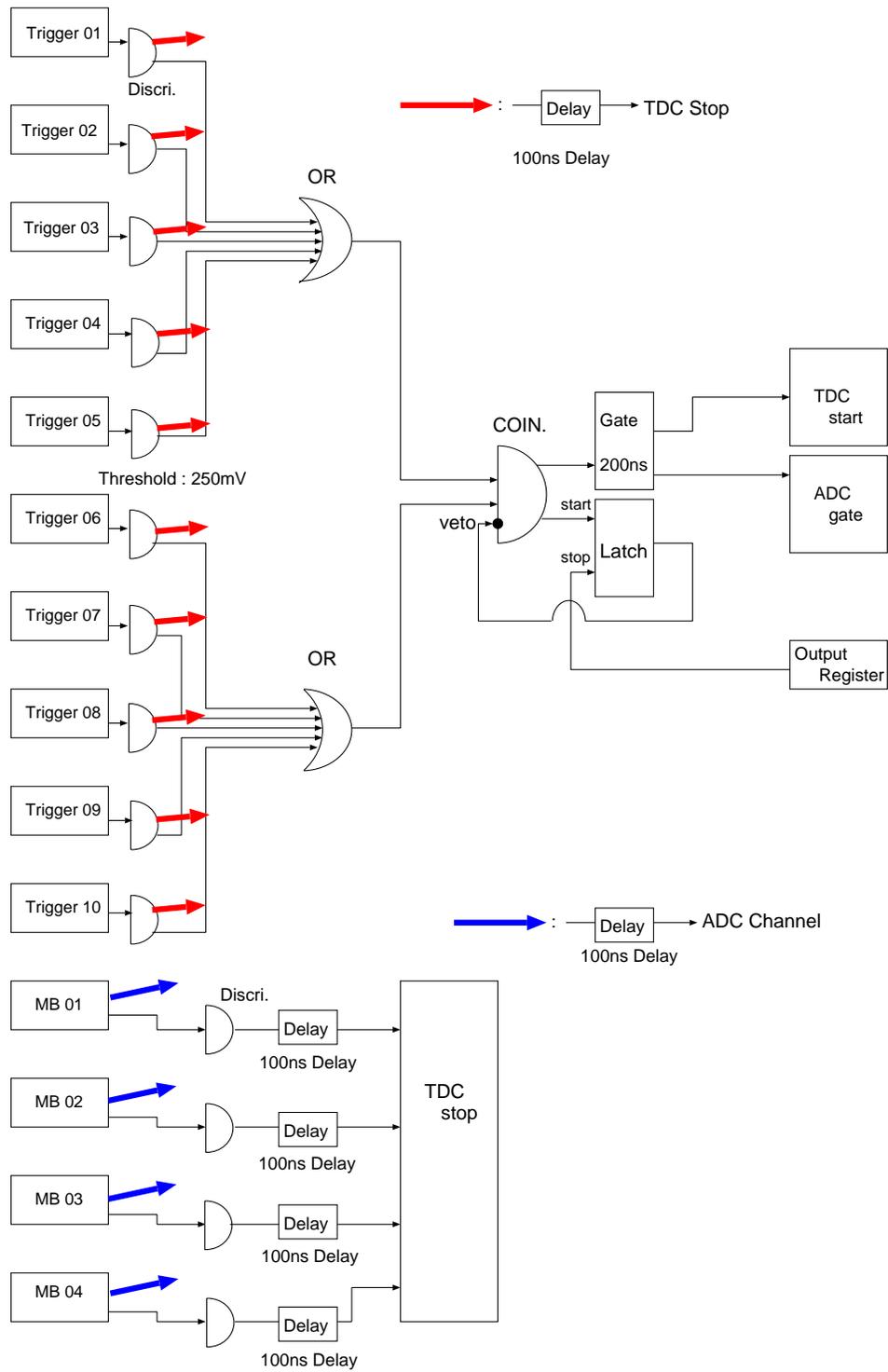


図 3.3: 宇宙線テストにおける回路図

3.3 データ収集

今回の宇宙線テストで使用したエレクトロニクスは以下のものである。

- DAQ

今回に宇宙線テストでは UniDAQ と呼ばれる DAQ を使い、データ収集を行なった。

- 回路モジュール

ADC は豊伸電子の 12 bit ADC、TDC は 12 bit の TDC(豊伸電子、KEK) を使用した。そこで TDC モジュールについて 1channel が何 ns にあたるのか較正をした。以下にその結果を示す。(図 3.4、表 3.2)

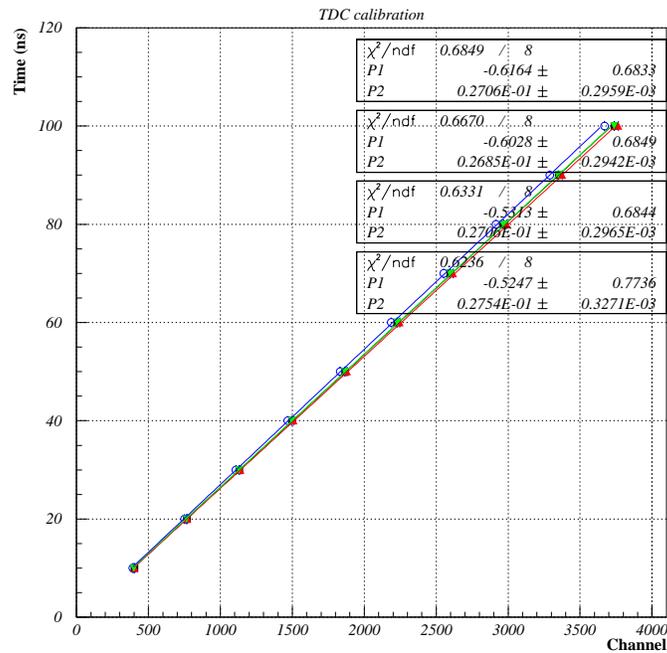


図 3.4: TDC モジュールの較正。この図は MB の時間測定に使った TDC モジュールの較正である。同様にトリガーカウンターの TDC モジュールも較正も行なった。

	1ch あたりの時間 (ns/ch)		1ch あたりの時間 (ns/ch)
MB1	0.0271	Trigger4	0.0275
MB2	0.0269	Trigger5	0.0269
MB3	0.0271	Trigger6	0.0275
MB4	0.0275	Trigger7	0.0271
Trigger1	0.0254	Trigger8	0.0275
Trigger2	0.0254	Trigger9	0.0276
Trigger3	0.0280	Trigger10	0.0276

表 3.2: TDC モジュールの較正結果。以後 TDC で測定された時間はこの値を使って換算する。

第4章 結果

4.1 出力波形

以下にオシロスコープを使って観測された MB モジュールの出力波形を示す。入射位置によって出力電荷が違ってくる。また、出力波形の立ち上がりにも時間差が生じている (図 4.1)。ここで、立ち上がり時刻は光電面から 80 cm での時刻を原点とし、立ち上がり時間は波高の 10 % から 90 % の間の時間を測定し、パルス幅は波高の 50 % の位置での時間 (full width half maximum) を測定した。

入射位置 (cm)	立ち上がり時刻 (ns)	立ち上がり時間 (ns)	パルス幅 (ns)
75	0	4	16
315	15	7	16
555	25	8	16

表 4.1: 入射位置の違いによる出力波形の違い。入射位置により立ち上がり時刻に差があるのがわかる。

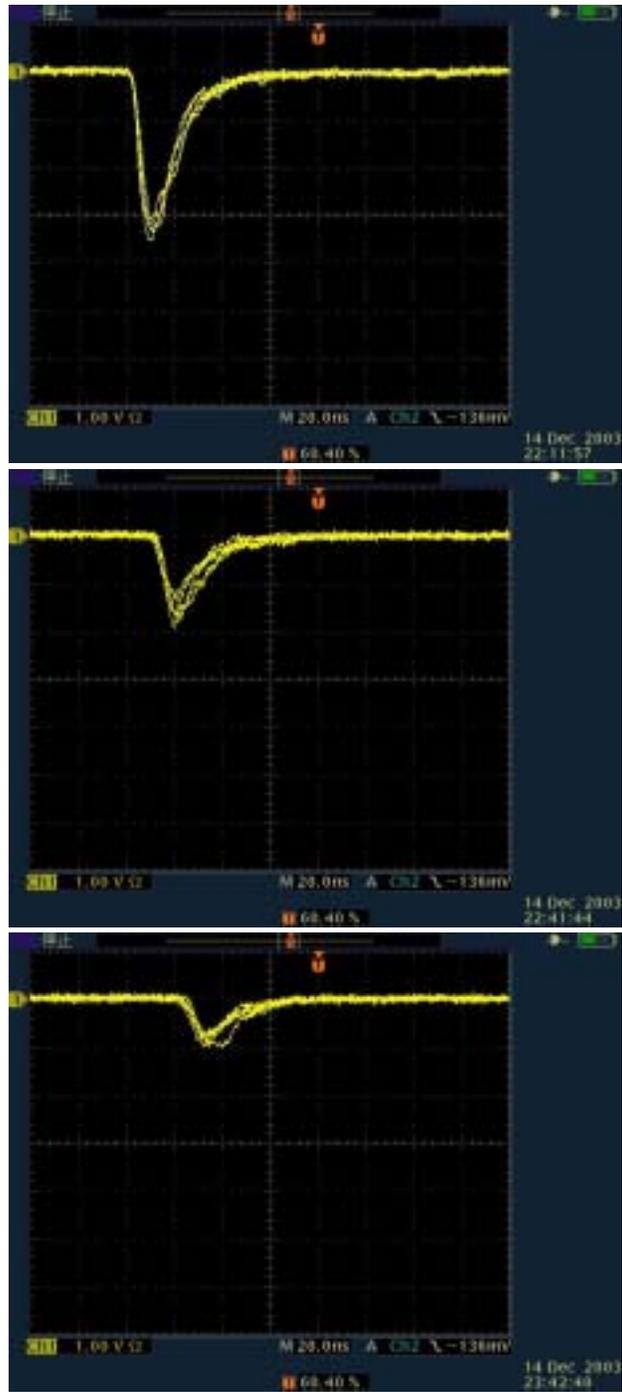


図 4.1: 宇宙線入射位置による出力電荷の違い
 (上から、PMT 光電面からの距離:80 cm,320 cm,560 cm)

4.2 出力電荷の測定

宇宙線テストを行ない、MB モジュールの性能評価をするにあたり、まず、獲得光量(出力電荷)について議論していく。先に述べたように E391a 実験において MB モジュールに求められる最も重要な性能として Photon Veto 検出器として $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$ からのバックグラウンド事象を除去するために 1γ あたり 10^{-3} 以下の不感率が必要とされる。そのため、必要な獲得光電子数は Scintillator への 1MeV のエネルギー損失に対し 10 p.e. 以上と計算することができる。ここからは、実際に MB モジュールが Photon Veto 検出器として求められる性能を満たしているか調べていく。

4.2.1 長手方向位置依存性

長手方向の光の減衰長

獲得光量の長手方向位置依存性について測定した。この測定を行なうにあたり、より正確な減衰長を求めるために 19 点測定した。

今回の実験では、宇宙線の M.I.P のピークをフィットするためにランダウ分布の関数

$$f(x) = N \exp \left\{ -\frac{1}{2} \times \left(\left(\frac{x - \mu}{\sigma} \right) + \exp \left(-\frac{x - \mu}{\sigma} \right) - 1.0 \right) \right\}$$

N : 規格化係数

μ : ピーク値

σ : 標準偏差

を使用した。以下にフィットの結果を示す。(図 4.2)

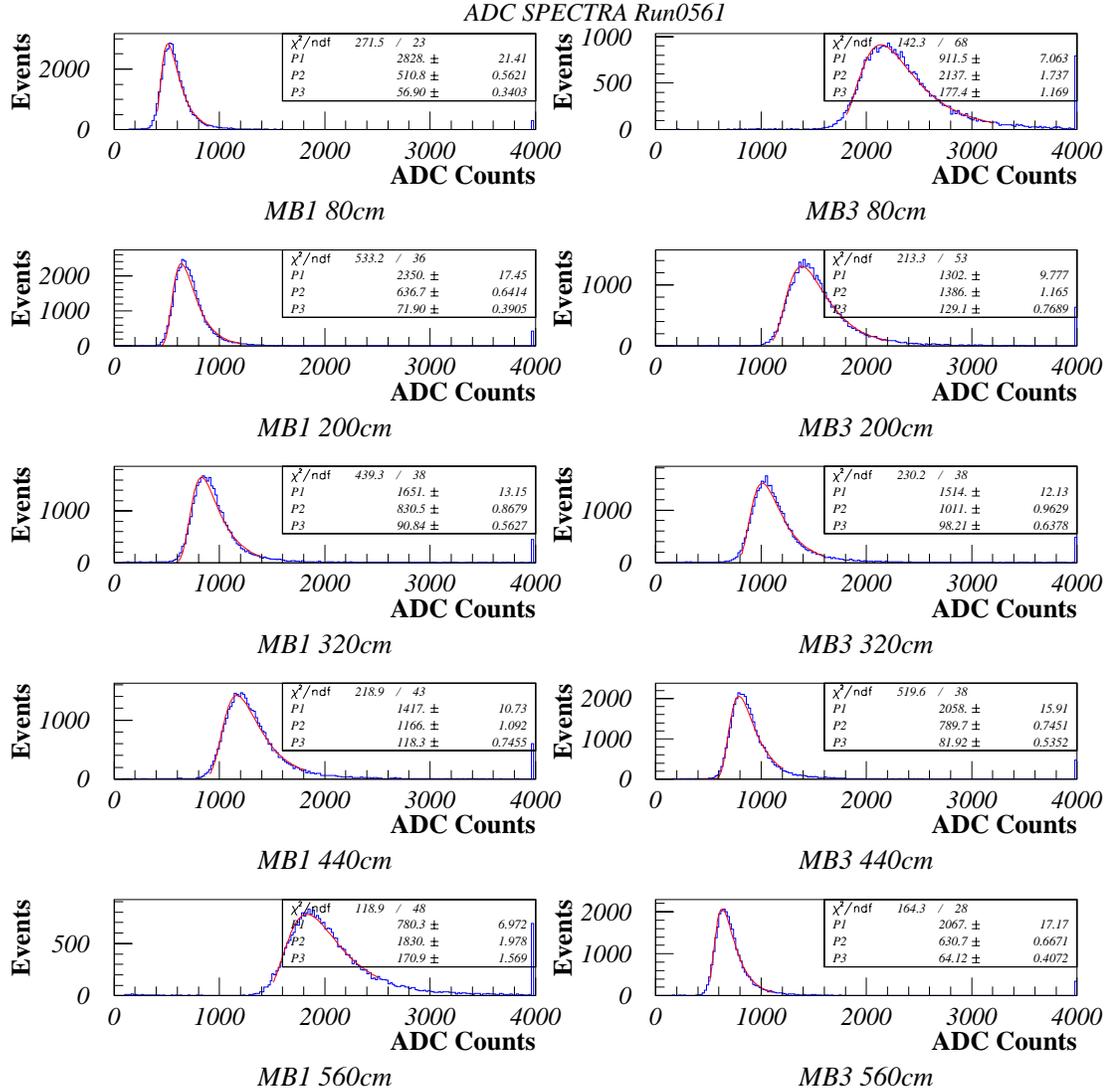


図 4.2: 各位置における典型的な宇宙線のスペクトル。図左側が MB1、右側が MB3 で上から 80 cm、200 cm、320 cm、440 cm、560 cm の位置でのスペクトルである。

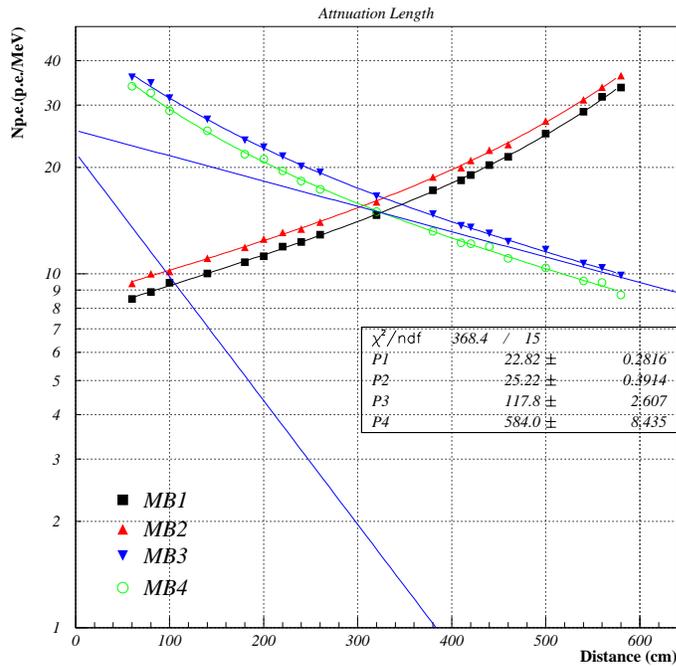


図 4.3: MB モジュールの長手方向の光の減衰長。図中の直線は長い成分と短い成分を表している。

図 4.3 に獲得光量の長手方向の減衰を示す。同様に 11 個の MB モジュールの光の減衰長を求めた。減衰長の成分の違いは近い場所では遠い場所と比較して広い角度で伝播してきた光も出てくる。また遠い場所から伝播してきた光はファイバーを伝播してくる間にある程度角度のそろった光が出てくるためだと考えられる。またフィットをするにあたり、Fitting 関数として

$$y = A_1 \exp\left(\frac{-x}{L_1}\right) + A_2 \exp\left(\frac{-x}{L_2}\right)$$

x : PMT の光電面からの距離

A_1, A_2 : 規格化係数

L_1, L_2 : 減衰長

を使った。その結果、長い成分が平均 608.0 ± 56.1 cm、短い成分が平均 112.5 ± 14.8 cm である。このエラーはモジュール間のばらつきを示してい

る。以下に各検出器で測定された光の減衰長を示す。(表 4.2) MB と構造がほぼ同じである FB と比較すると、MB の減衰長の長い成分が約 1.5 m 長いことがわかった。これは、

- MB モジュールの減衰長が、Plastic Scintillator の減衰長を含んで測定されていること
- 使用している WLS ファイバーが FB と異なること (立体角が約 7° 違う)

などが原因であると推測される。また、以下に宇宙線テストによって得られた各減衰長の分布図を示す (図 4.4)。

モジュール名	減衰長 (短) (cm)	減衰長 (長) (cm)
MB	112.5 ± 14.8	608.8 ± 56.1
FB	no data	420
WLS Fiber only	68	448

表 4.2: 各検出器の減衰長の違い。Fiber の減衰長の結果は先に行なわれたテストによって報告された [4]。

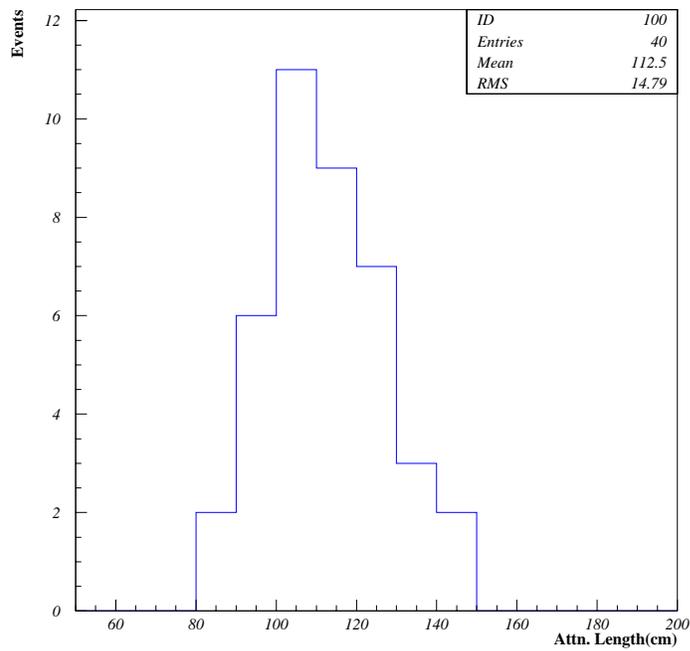
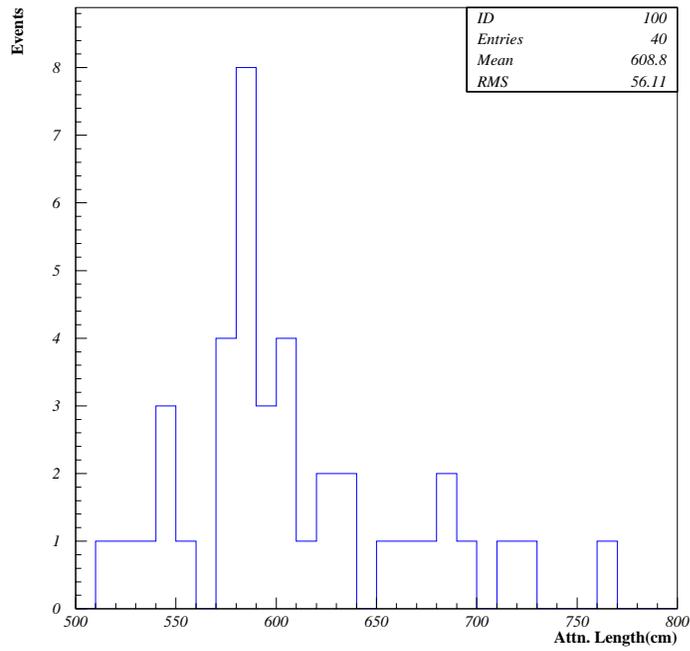


図 4.4: 各減衰長の分布図。上図が減衰長の長い成分の分布、下図減衰長の短い成分の分布である。

獲得光量の長手方向の一様性

先に獲得光量の長手方向位置依存性について測定した。そこで内側、外側で上流側と下流側の獲得光量を足し合わせることで、入射位置による光量の変化がどれくらいなくなるかを調べた。その結果を以下に示す(図 4.5)。

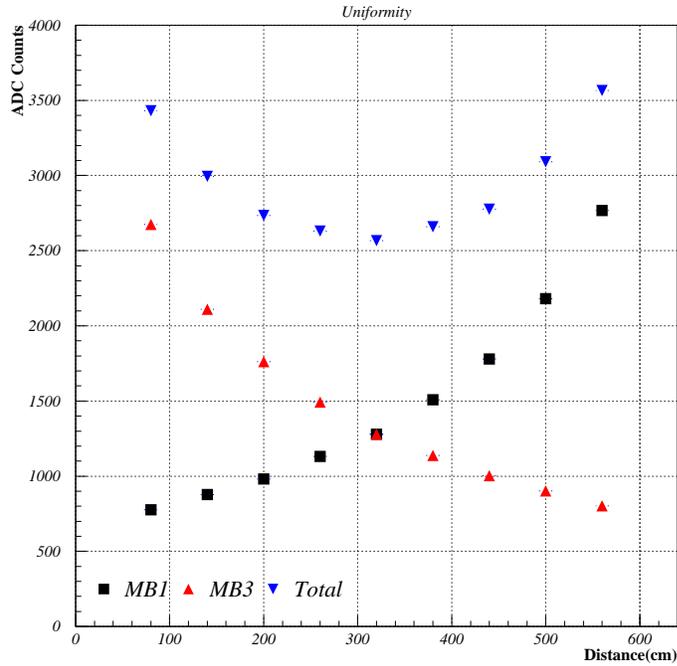


図 4.5: 長手方向位置依存性

$$\frac{\text{中央部の電荷量}}{\text{端部の電荷量}} \sim 70\%$$

という結果が得られた。出力電荷が一定の値にならないのは、MB モジュールは 5.5m と長く前項のように光の減衰が線形でないため、両側の PMT から一番遠いモジュールの中央からの獲得光量が小さくなっている。

4.2.2 横方向位置依存性

次に獲得光量の横方向位置依存性について測定した。MB モジュールで γ 線のエネルギーを測るときに位置によって出力差があると、 γ 線のエネルギーの測定精度が悪くなる。すると π^0 のリコンストラクションの精度が悪くなる。そこで、トリガーカウンターを上下3個ずつ使い、カウンターの端から 2.3 cm を重ねる合わせることで、5箇所を獲得光量を測定した。また、MB モジュールの横側の面には Scintillator の反射材 (TiO_2 PET) に使ったものと同じ反射材を使用した。

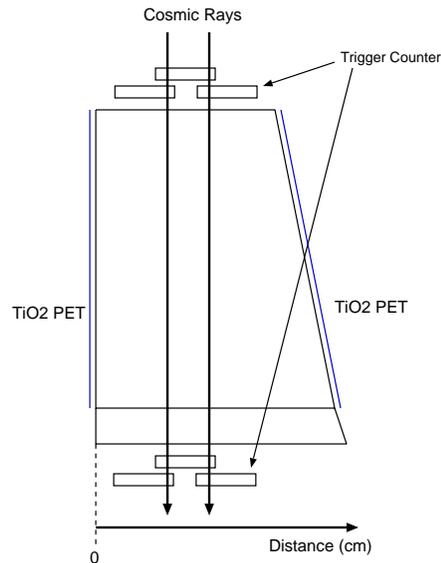


図 4.6: 横方向位置依存性を測定するためのセットアップ図

端部と中央部の電荷量の差は約 7% 程度であるという結果を得た。

この結果を用いて、GEANT3 によるモンテカルロシミュレーションを行ないエネルギー分解能がどれくらい悪くなるのか調べた。このシミュレーションでは 100MeV の γ 線を MB モジュールの中央部に垂直に入射して、その分解能がどれほど悪くなるか横方向位置依存性を考慮して行なった。以下にその結果を示す (図 4.8)。シミュレーションを行った結果、横方向位置依存性と光電子統計のふらつきにより、エネルギー分解能が約 5.5 %悪くなる。(表 4.3)

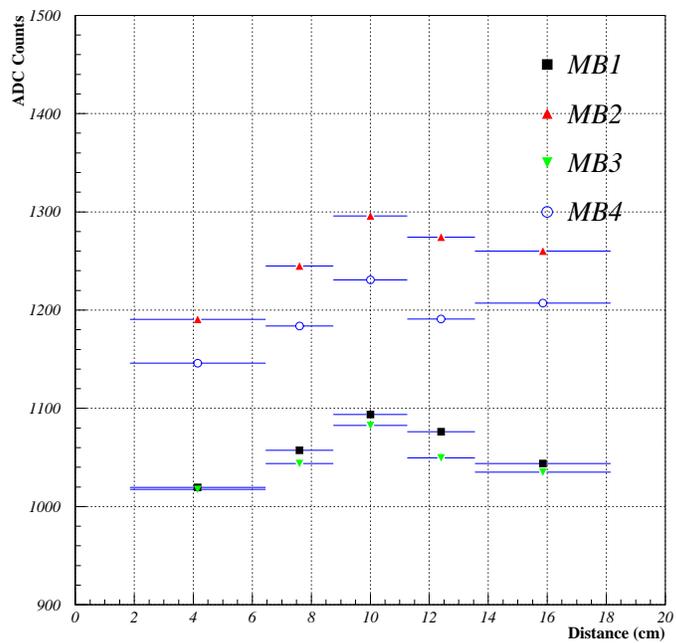


図 4.7: 横方向位置依存性

条件	ピーク値 (MeV)	分解能 (MeV)	分解能とピーク値の比
横方向依存性なし	28.71	5.312	0.185
横方向依存性あり	28.39	5.601	0.197

表 4.3: 各条件におけるエネルギー分解能。

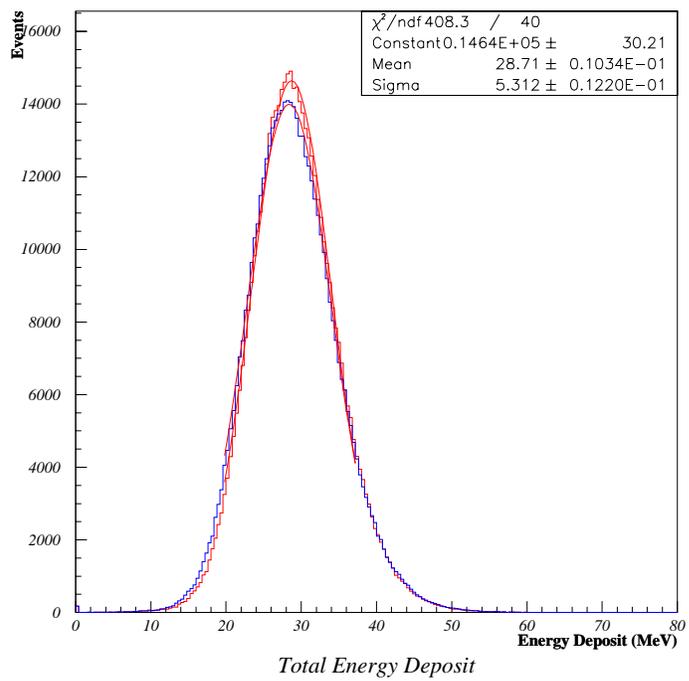


図 4.8: エネルギー分解能の比較

4.2.3 クロストーク

MB モジュールのファイバー読み出しをしている面はファイバーがあるため処理をすることができない。そのため、Scintillator の端部に入射して発光した場合、端面から光が洩れ出して、ファイバーや PMT に光が入ってしまう可能性がある。そこで実際にそうした光の漏れ出しによるクロストークがあるのかどうかをテストした。この測定を行なうにあたり、宇宙線が内側、外側の両方の層を通過した事象と外側の層だけを通過した事象を比較することで、クロストークの事象があるか調べた(図 4.9)。外側の層だけを通過した事象を測定した場合に内側の PMT になんらかのシグナルが来た場合、それは端部から洩れ出した光が内側の層のファイバーに入った事象か、光が PMT に直接入ってしまった事象だと考えられる。そこでこの実験では、内側のファイバーと外側のファイバーの間に反射材を挟み両方の光の干渉がない場合と反射材を挟まない場合の両方で測定することで、クロストークがおこっていないか確かめた。

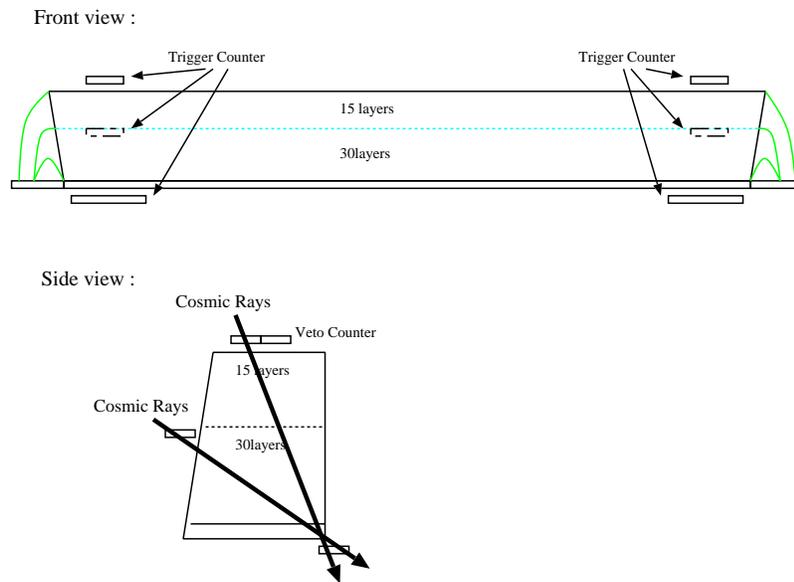


図 4.9: クロストーク測定のセットアップ

図 4.10、4.11 から、光にクロストークはほとんどないと考えられる。内側と外側の光量の相関をみてみると内側を通過していない斜め入射のつき抜け事象をみてみると内側の PMT に少し事象がある。この事象は上流部、下流部のどちらの PMT でも観測された。これはクロストークがわず

かにあると考えられ、約 0.7%の光量が内側の PMT に入っていると計算される。

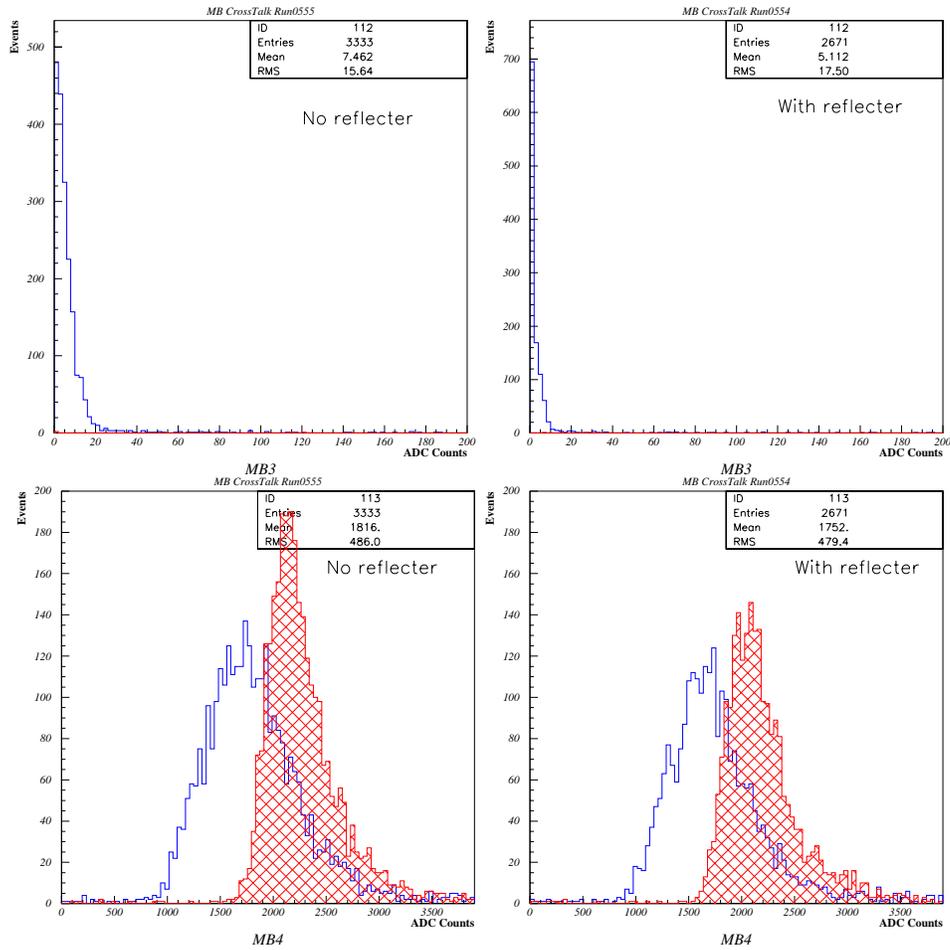


図 4.10: 内側と外側の各条件における分布図。図の左側は反射材がない場合であり、左上図は内側の光量の分布図、左下図は外側の光量の分布図。図の右側は反射材を挟んだ場合であり、左側と同様に右上図は内側の光量の分布図、左下図は外側の光量の分布図である。また、青い分布が外側の層だけをつき抜けた事象であり、赤い分布が宇宙線がMBモジュールの両側の層をつき抜けた事象である。

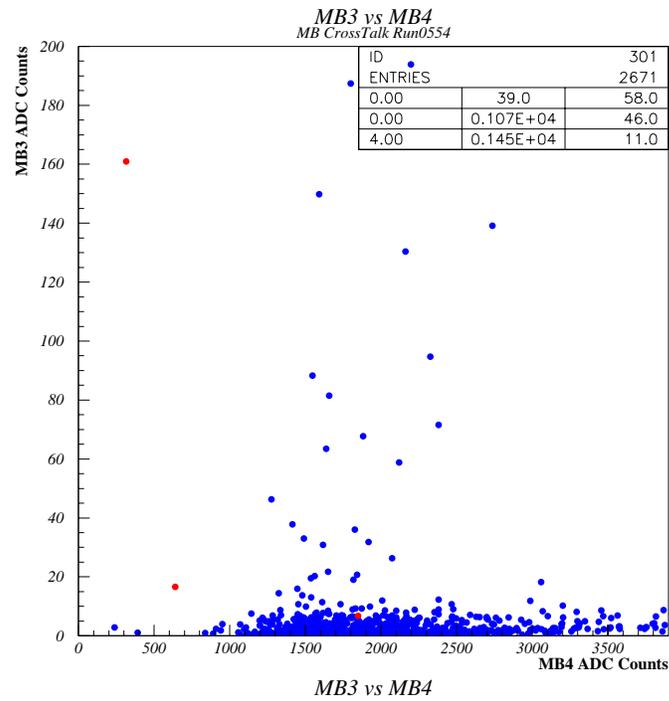
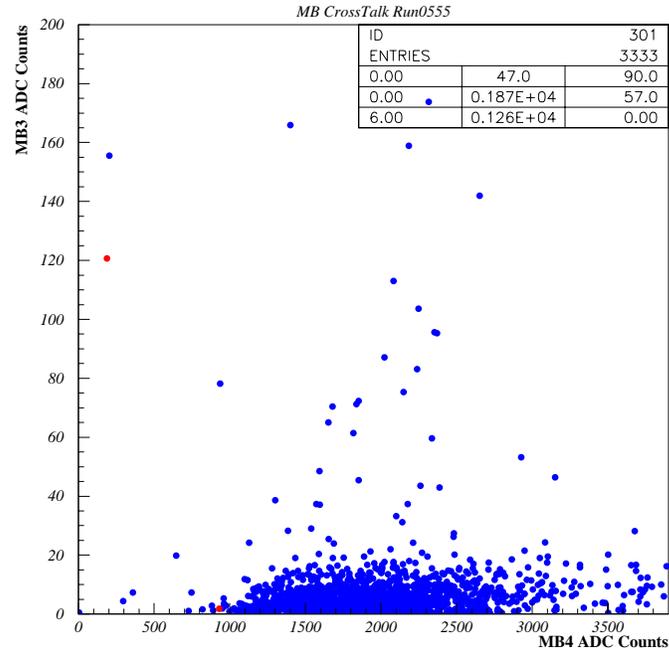


図 4.11: 内側と外側の相関図である。上図は反射材なしの内側と外側の光量の相関図であり、下図は反射材を使用した場合の相関図である。また、青い点が内側を通過していない事象であり、赤い点がMB モジュールを宇宙線が付き抜けた事象である。

4.2.4 光電子数

獲得光量の測定においての最も重要な量である獲得光電子数について議論する。先に述べたように、E391a 実験において要求される獲得光電子数は 10p.e. 以上である。そこで時間的な制約により、11 個の MB モジュールの獲得光電子数を測定した。まず、MB モジュールの中央部で出力電荷の電荷量がどれだけあるのかを測定した。以下にその結果を示す (図 4.12)。

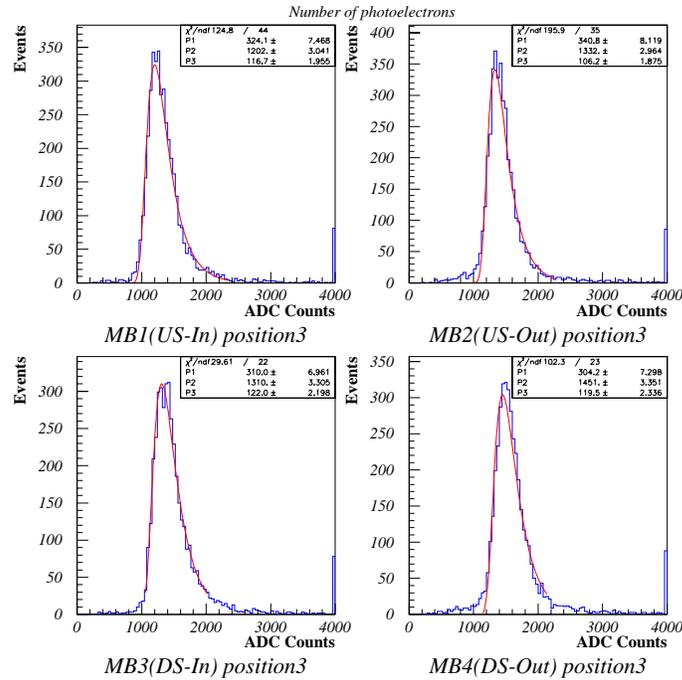


図 4.12: MB モジュールの中央 (PMT 光電面から 320cm) での宇宙線スペクトルの Fitting。ランダウ関数を使ってフィットした。

上で得られた結果を用いると各 PMT から出力された電荷量を以下の表 (表 4.4) に示す。ここでは 0.25pC/1channel として ADC Channel を電荷量に換算した。

次に、上で得られた電荷量を以下の式を使って光電子数を計算した。

$$N_{p.e.} = \frac{C}{gain \times e}$$

$N_{p.e.}$: 光電子数

	電荷量 (pC)		電荷量 (pC)
MB1	300.5	MB3	333.0
MB2	327.5	MB4	362.8

表 4.4: 320cm の位置での各場所の獲得電荷量。

C : 電荷量

$gain$: PMT のゲイン

e : 電子 1 個の電荷量

PMT のゲインとは PMT の増倍率のことであり、印加電圧により変化する。PMT のゲイン測定は山形大学の川村知行氏に行なってもらった。ゲイン測定については後にくわしく述べる (付録) [6]。上記の計算をした結果を以下に示す (図 4.5)。

	光電子数 (p.e.)		光電子数 (p.e.)
MB1	205.5	MB3	250.5
MB2	459.0	MB4	453.0

表 4.5: 320cm の位置での各場所の獲得光電子数。また、MB1,3 はエネルギー損失量が 15MeV、MB2,4 はエネルギー損失量が 30MeV である。

上記の計算は、テストを行なった 11 個のモジュールについて行なった。ここで得られた光電子数を 1MeV 当たりの光電子数に換算して分布図にした。以下がその結果である (図 4.13)。

11 個全てのモジュールまた、ほぼ全ての読みだしについて 1MeV エネルギー損失あたり 10p.e./MeV 以上の光電子を獲得することができた。そして平均で 13.8p.e./MeV と今回の実験において求められている数よりも十分に多くの光電子を獲得できると考えられる。これらのことから、Photon Veto として十分に使えると考えられる。以下に他の検出器で獲得できる光電子数を参考として挙げる。

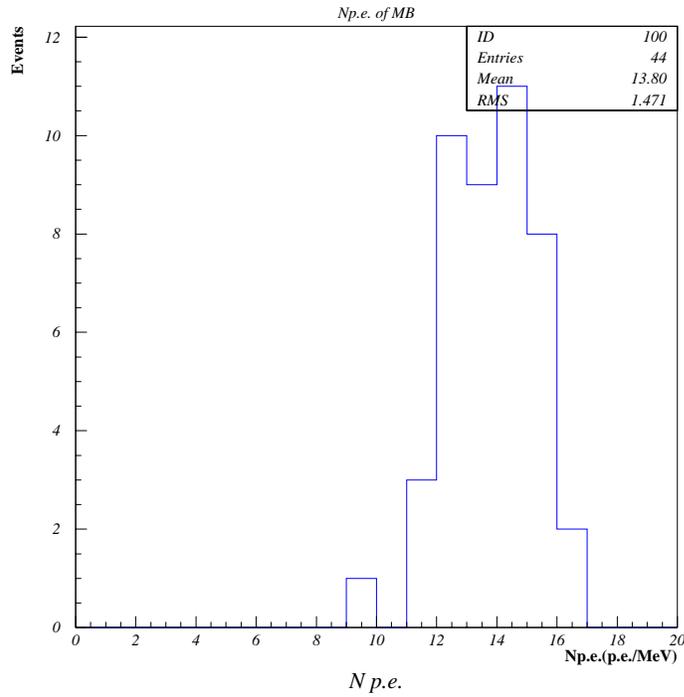


図 4.13: MB モジュールの 1MeV エネルギー損失あたりの光電子数のヒストグラム。十分に必要な光電子を獲得できると考えられる。10p.e./MeV 得られていない箇所があるがこれについては WLS Fiber の表面を再度磨き直した。

モジュール名	光電子数 (p.e./MeV)
MB	13.8 ± 1.5
FB	9.8

表 4.6: PMT 光電面から 320cm の位置での各検出器の光電子数

4.3 モンテカルロシミュレーションとの比較

4.3.1 宇宙線のモンテカルロシミュレーション

ここでは、GEANT3を使用してMBモジュールの宇宙線テストのモンテカルロシミュレーションを行なった。このシミュレーションの目的はMBモジュールのエネルギーデポジットと分布を調べることである。

入射粒子

このシミュレーションで入射した粒子は、 μ 粒子である。宇宙線 μ 粒子はさまざまなエネルギーで入射してくるので、宇宙線 μ 粒子エネルギー分布を再現して、 μ 粒子を入射した [14]。

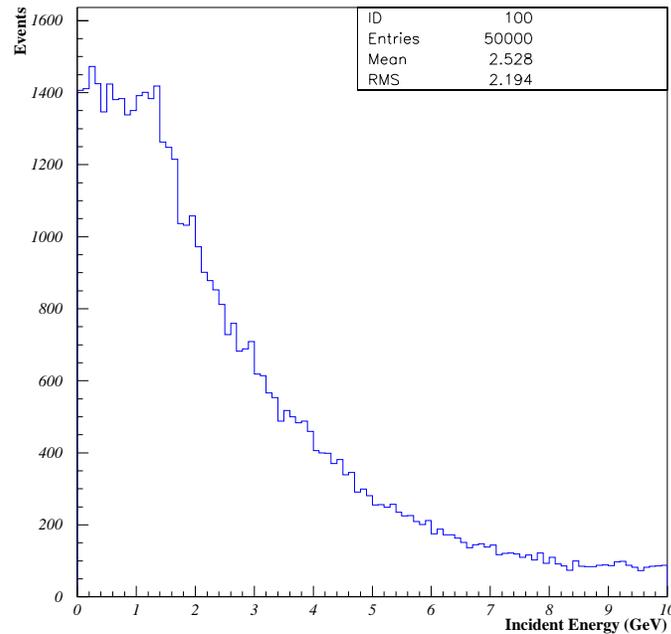


図 4.14: 入射 μ 粒子のエネルギー分布。

天頂角分布

宇宙線 μ 粒子は天頂角 θ に対して、上空から $\cos^2\theta$ の分布で降ってくるということが知られている。今回のシミュレーションではそれを再現するため

に、粒子発生点から、 $\cos^2\theta$ の角度分布で粒子を発生させた [14]。

ジオメトリー

MB モジュールの構造及びサイズをほぼ再現した。このシミュレーションでは、Plastic Scintillator としてポリスチレンを使い、バックボーンプレート及び内側のサポートプレートには、鉄を使用した。

これらを考慮し、宇宙線テストのシミュレーションを行なった結果を以下に示す。まず、MB モジュールのエネルギーデポジットを図 4.15 のようにランダウ関数を使ってピーク値をフィットすると、内側 15 層が、 14.4 ± 0.09 MeV、外側 30 層が 29.83 ± 0.14 MeV となった。

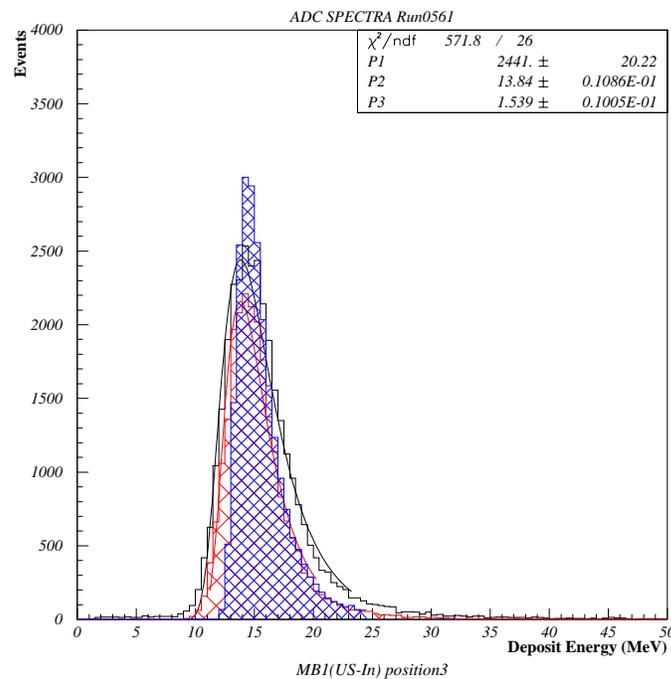


図 4.15: エネルギー分解能の比較。黒色の分布図が宇宙線テストでの分布、赤色が光電子統計のふらつき+位置依存性を加えたシミュレーションの分布、青色が何も要因を加えなかったシミュレーションの分布

次に、このシミュレーションがどれほど、実際の測定と一致しているかを調べた。ここで、実際の宇宙線測定とシミュレーションを比較するために、分解能とピーク値の比をとり、その値で分布が一致しているか

を比較した。以下にその結果を示す。(表 4.7)

	Deposit Energy (内側)	Deposit Energy (外側)
宇宙線テスト	0.110	0.0820
生データ	0.0628	0.0568
位置依存性	0.0650	0.0572
光電子数のふらつき	0.0858	0.0688
位置依存性 + 光電子数のふらつき	0.0948	0.0677

表 4.7: 分解能とピーク値の比。

上記の要因をふまえ、宇宙線テストとシミュレーションを比較すると、約 2%の差が残った。この差の要因は不明であるが、考えられる要因の 1 つとして、PMT の光電面には位置依存性が ± 10 %程度あり、それが分解能を悪くしているのではないかと推測される。

4.3.2 不感率のシミュレーション

また、宇宙線のシミュレーションと同様に GEANT3 を用いて、MB モジュールの不感率を求めた。

入射粒子

MB モジュールの中央部に 10 MeV ~ 1GeV の γ 線を入射して、モジュールの不感率を計算した。

ジオメトリー

宇宙線のシミュレーションと同様のジオメトリーを使用した。Plastic Scintillator1 にはポリスチレンを使用し、バックボーンプレート及び、内側のサポートプレートには鉄を使用した。

以下に γ 線入射での MB モジュールの Energy Deposit の分布図を示す(図 4.16、4.17、4.18、4.19、4.20)。また、同様に各閾値でカットされる事象の分布図も示す。この図の中で、黒の分布は 10 MeV、赤の分布は 3MeV、桃色の分布は 1 MeV、水色の分布は 0.3MeV の閾値でのカットを示している。

上記の結果から、MB モジュールの各入射エネルギーに対する不感率を計算した。その計算結果を以下に示す (図 4.21)。また、各入射エネルギーでの不感率の原因を調べた。その結果、閾値 1 MeV では、低エネルギー側では Sampling 効果が主な原因であり、高エネルギー側ではパンチスルーが主な原因である。また、閾値が 10 MeV では Sampling 効果が不感率の主な原因となる結果を得たが、これは Plastic Scintillator でエネルギーを損失しているにもかかわらず、閾値が高いため検出できない事象が増えたためと考えられる (図 4.22、4.23)。

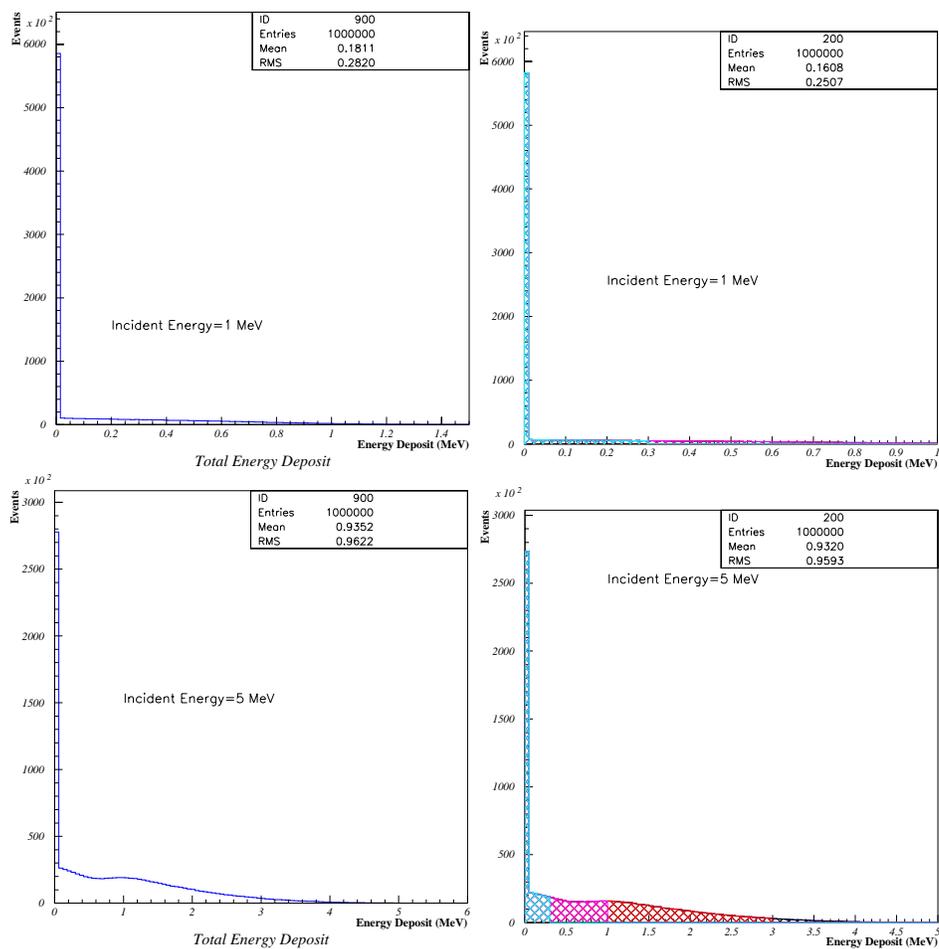


図 4.16: 各入射エネルギー (1 MeV, 5 MeV) での Energy Deposit の分布図。上左図が 1 MeV 入射での全 Energy Deposit、上右図が 1 MeV 入射での各閾値でカットされる事象の分布図である。同様に下図は 5 MeV 入射である。

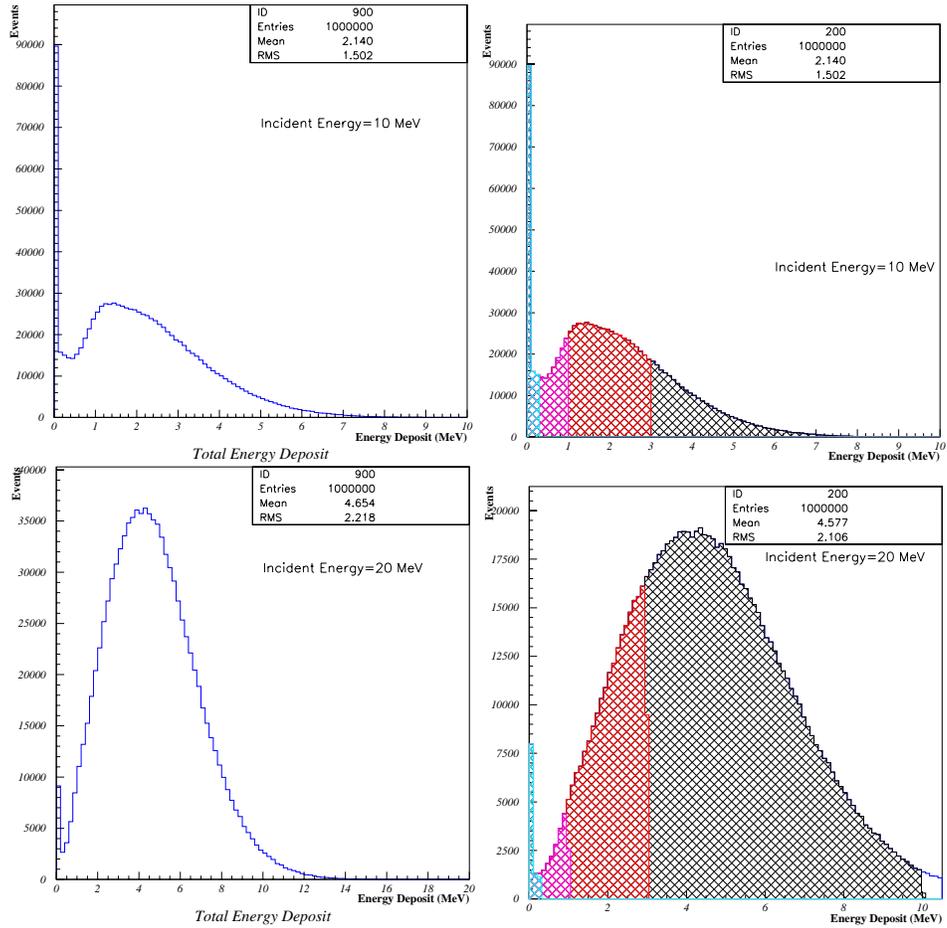


図 4.17: 各入射エネルギー (10 MeV, 20 MeV) での Energy Deposit の分布図。左図は各閾値でカットされる事象の分布図。

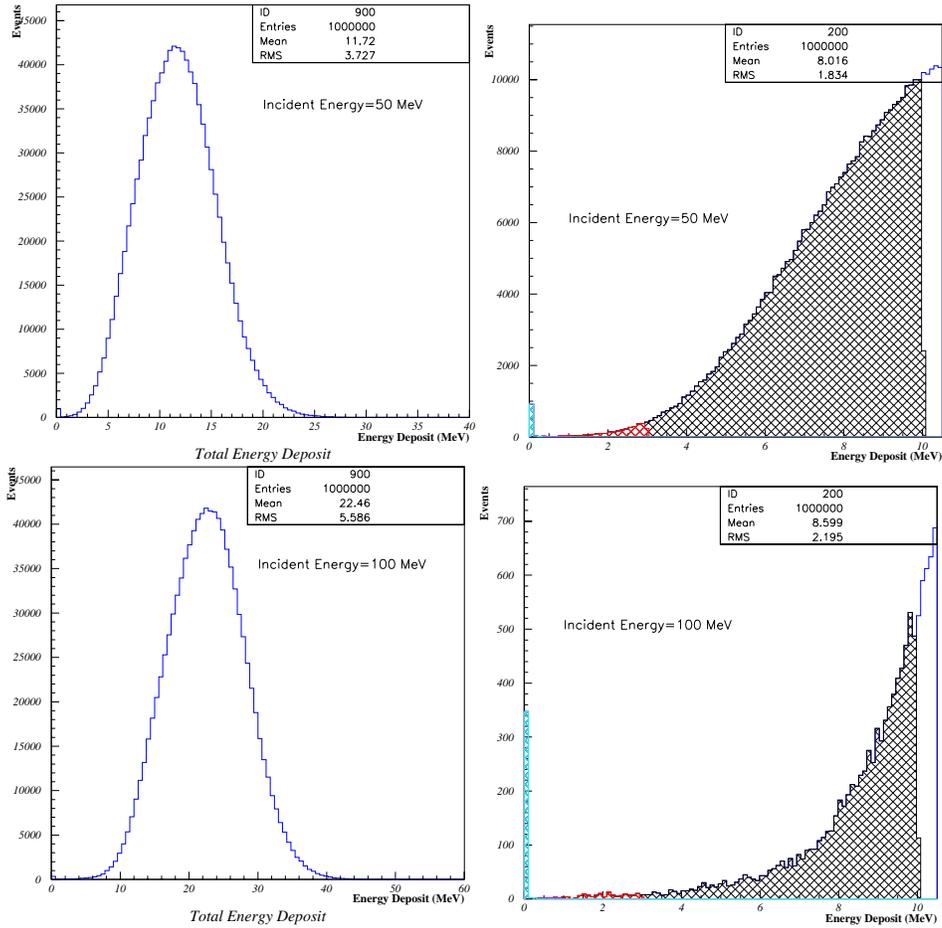


図 4.18: 各入射エネルギー (50MeV,100MeV) での Energy Deposit の分布図。左図は各閾値でカットされる事象の分布図。

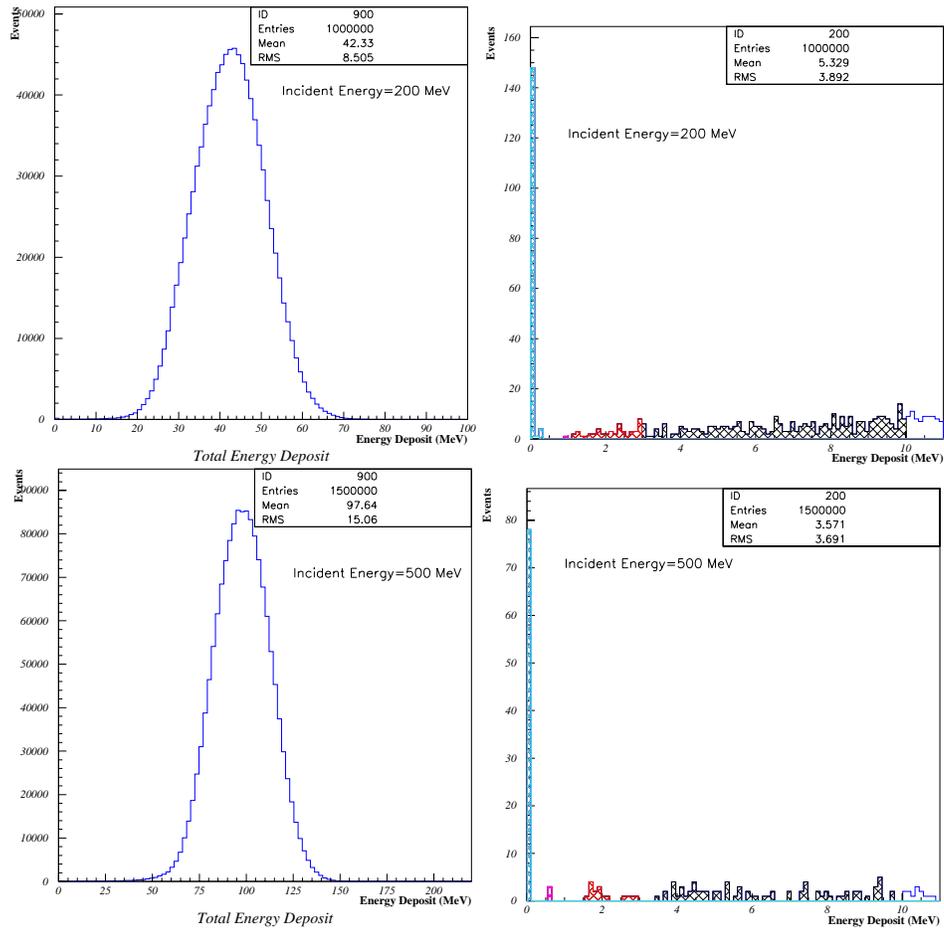


図 4.19: 各入射エネルギー (200 MeV,500MeV) での Energy Deposit の分布図。左図は各閾値でカットされる事象の分布図。

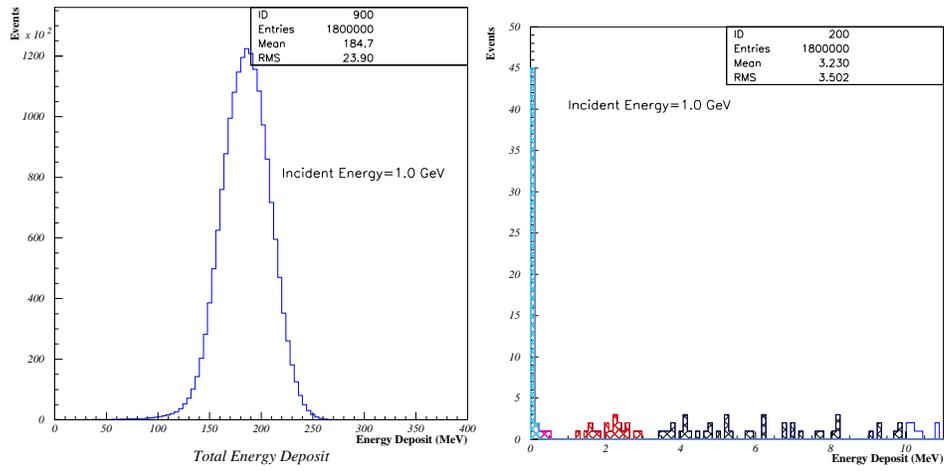


図 4.20: 各入射エネルギー (1GeV) での Energy Deposit。Deposit の分布図。左図は各閾値でカットされる事象の分布図。

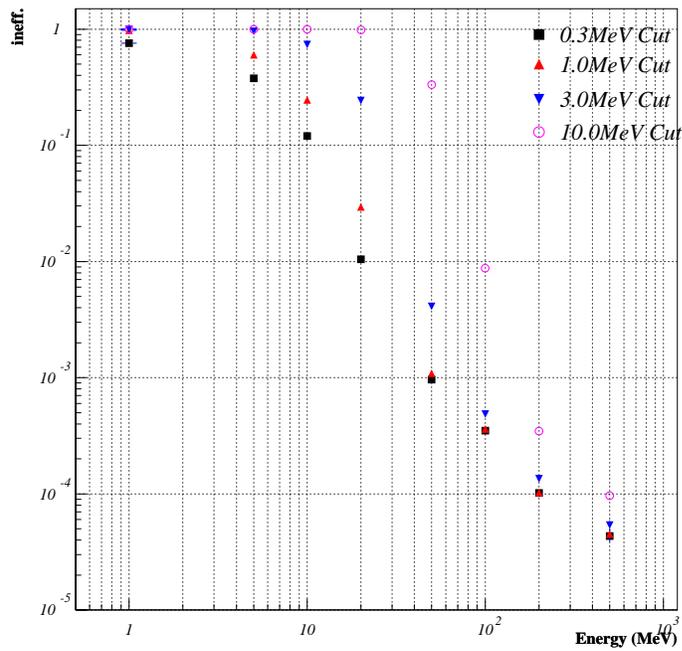


図 4.21: 各閾値での不感率。閾値を下げるほど、不感率が下がる。

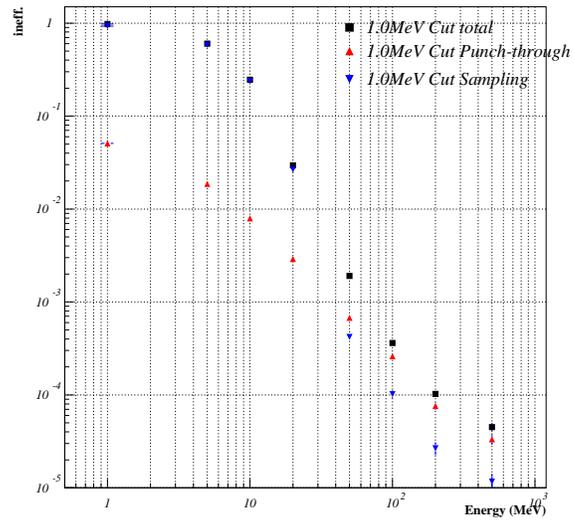


図 4.22: 1 MeV カットでの不感率の主な原因。

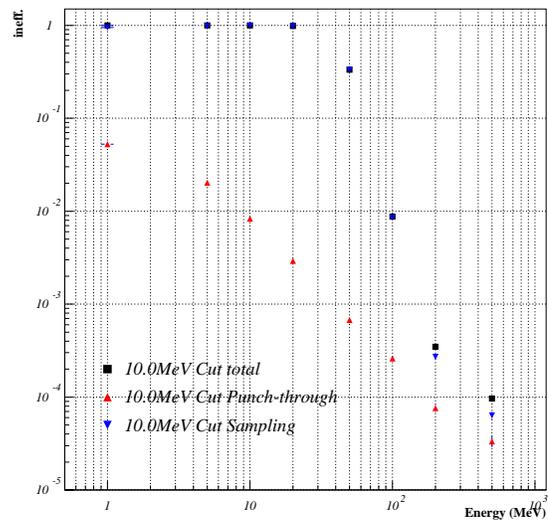


図 4.23: 10 MeV カットでの不感率の主な原因。

4.4 時間測定

今回の実験で宇宙線の入射位置の特定は、時間分解能に依存する。時間分解能は、E391a 実験において γ 線の入射位置をどれくらいの精度で決められるかという問題に繋がっており、非常に有益である考えられる。そこで以下に挙げる点を順番に測定していき、実際に MB モジュールはどれほどの精度で入射位置を決めることができるのか検証していく。

1. スタートカウンターの時間分解能
2. Time Walk 補正
3. 光の伝搬速度
4. MB モジュールの時間分解能

まず、ここで考慮しておかなければならないことは、今回の宇宙線テストの TDC で測定された時間は上部のトリガーカウンターで計測をスタートし、MB でストップをかけた時の時間を測定していることである。つまり、TDC で測っている時間は絶対的な時間ではないので、各トリガーカウンターが互いに TDC のスタートを作る際に時間的な差があると、TDC で測定される時間にも差が生じてしまう。また、TDC のスタートを作る上部のトリガーカウンター自身もそれぞれ時間分解能が異なりうる。これらの問題は時間解析を行なっていく過程でとても重要な要因であるのでまずこれらの問題から議論していく。

4.4.1 スタートカウンター

まず、スタートカウンターについて議論する。ここでいうスタートカウンターとは TDC 測定のスタートを作るカウンターのことであり、今回の実験では上部に設置した 5 個のトリガーカウンターのことを意味する。先に述べたようまず、各スタートカウンターの時間分解能について議論する。

スタートカウンターの時間分解能

スタートカウンターの時間分解能を測定するためセットアップ図を以下に示す (図 4.24)。まず初めに、各スタートカウンターの基準となるカ

ウンターを使い、それぞれのスタートカウンターがどれくらいの時間分解能があるのか測定した。この測定では、基準カウンターを用いて2枚のスタートカウンターと合わせ、3枚のカウンターを重ねて行った。また、宇宙線テストでは5枚のスタートカウンターを使用するため、同じ測定を計3回行った。図 4.25 にその結果を示す。

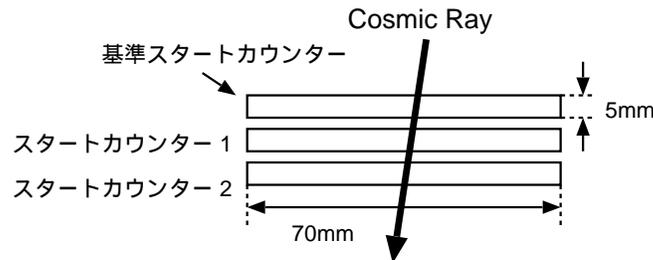


図 4.24: スタートカウンターの時間分解能測定のセットアップ。図の様にスタートカウンターを重ねることで粒子の飛行距離による時間差を考慮しなくてよいようにした。

スタートカウンターの時間のヒストグラムはガウシアン関数を使ってフィットした。この fitting の結果から得られた各スタートカウンターの時間分解能を以下の表にまとめる。また、この結果から各スタートカウンターと基準カウンターの時間差ももとめることができ、この時間差についても表にまとめた (表 4.8)。

	時間分解能 (ps)	時間差 (ns)
Trigger 1	702 ± 4	15.9
Trigger 2	475 ± 3	18.0
Trigger 3	525 ± 2	16.9
Trigger 4	622 ± 4	19.7
Trigger 5	469 ± 3	20.4

表 4.8: 各スタートカウンターの時間分解能。これらの時間は実験の最初に行なった、TDC 校正で得られた値を使って計算した。

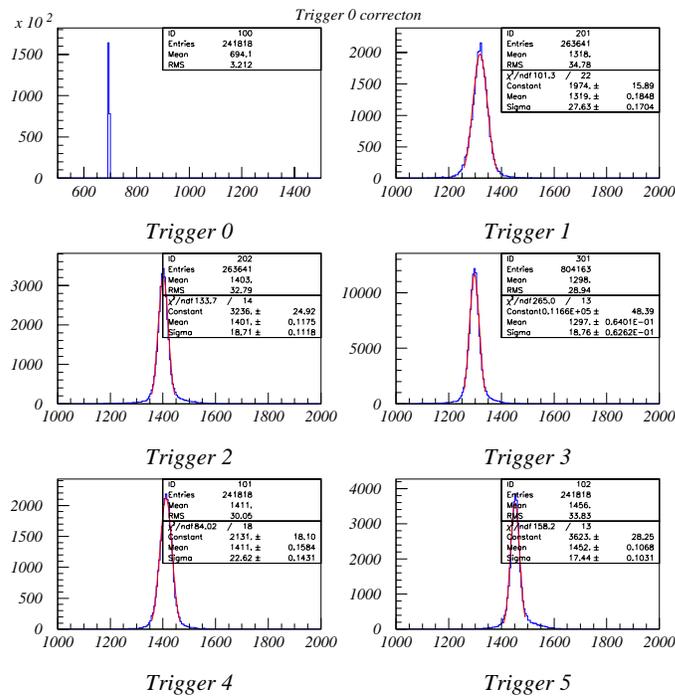
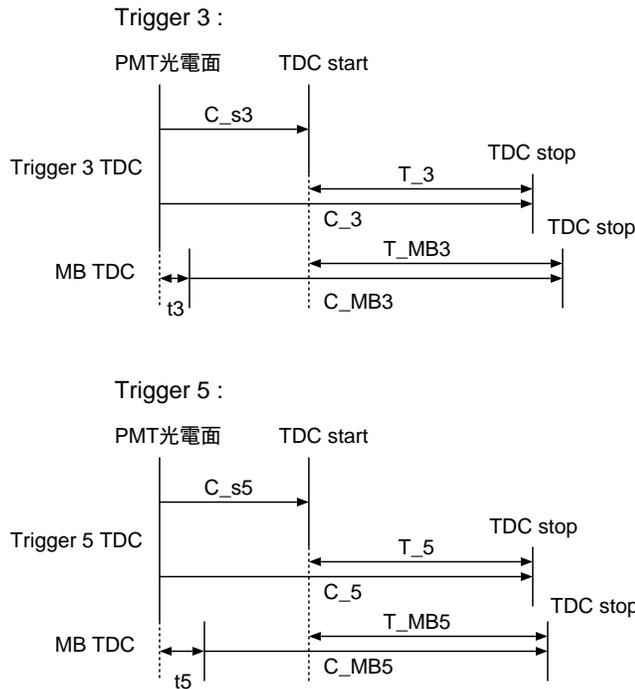


図 4.25: 各スタートカウンターのTDCスペクトル。Trigger1とTrigger4の時間分解能が他のカウンターに比べ悪いのが見てとれる。また、各カウンターごとに相対時間違いがわかる。これが、TDCのスタートずれである。

各スタートカウンターの TDC スタートの時間差

次に、それぞれのスタートカウンターを比較して、TDC スタートの時間差が時間情報に与える影響について議論する。まず、知りたい時間情報がどのようにして得られるのかわかりやすく図 (4.26) を示し考える。ここで知りたい時間情報は入射位置から PMT 光電面に光が入るまでの時間である。具体例として Trigger3 でスタートがかかったときと Trigger5 でスタートがかかった時の関係から時間を求める。

Case 1 :



Case 2 :

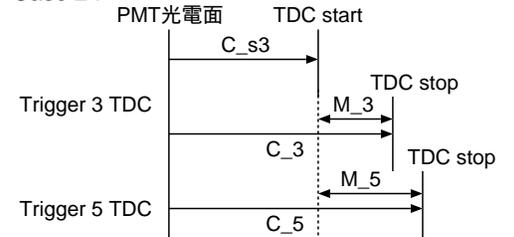


図 4.26: 時間原点補正の計算図

上の図中で入射位置から PMT 光電面に光が入るまでの時間は t_3 と t_5 で表している。この t_3 と t_5 を求めるには、以下の式を用いることで計算することができる。

$$t_3 = C_3 - T_3 + T_{MB3} - C_{MB3} \quad (4.1)$$

$$= T_{MB3} - T_3 + C_3 - C_{MB3} \quad (4.2)$$

$$t_5 = C_5 - T_5 + T_{MB5} - C_{MB5} \quad (4.3)$$

$$= T_{MB5} - T_5 + C_5 - C_{MB5} \quad (4.4)$$

次に、各スタートカウンターの時間差を求めることで、PMT 光電面から回路を通り、TDC ストップがかかる時間 (C_3 、 C_5 に相当する。) の関係を以下の式の様に求めることができる。

$$C_3 - M_3 = C_5 - M_5 \quad (4.5)$$

$$C_5 = C_3 - M_3 + M_5 \quad (4.6)$$

ここで得られた関係式を t_3 、 t_5 を求める式 (4.3) に代入すると、下の式が導ける

$$t_5 = T_{MB5} - T_5 + C_3 - M_3 + M_5 - C_{MB5} \quad (4.7)$$

そして、一定に値である C_3 、 C_{MB3} 、 C_{MB5} を左辺に移項しすると、以下の式を得ることができる。

$$t_5 - C_3 + C_{MB5} = T_{MB5} - T_5 - M_3 + M_5 \quad (4.8)$$

$$t_3 - C_3 + C_{MB3} = T_{MB3} - T_3 \quad (4.9)$$

ここで、 C_{MB3} と C_{MB5} は同じ回路を通過しており、またケーブルの長さも同じであるので等しいと考えることができるので、スタートカウンターの時間差をなくすことができる。

4.4.2 Time Walk 補正

次に、Time Walk 補正について考える。実際にオシロスコープを使って、MB モジュールの出力パルスを観測すると図 4.27 のように同じ時刻に立ち上がったパルスでも波高の違いにより、Discri. の閾値に達する時間差が観測される。図 4.28 に簡単な波高の違いによる時間差の図を示す。時間測定には、波高が敷居値より高くなった時に Discri. より論理パルスが出力される過程を通る。そのため、この図が示すように波高の違いにより閾値に達する時間差が生じ、小さい波高の波形は遅れて測定される。しかしこの様な現象は出力電荷と相関があり、補正をすることができる。この補正により出力電荷の違いによらず、入射位置に対する時間測定をすることができると考えられる。この Time Walk 補正をするために出力電荷 (ADC) と時間 (TDC) を相関プロットにすると出力電荷が小さいときに時間が遅れて測定されることがわかる (図 4.29 上図)。そこで以下の Fitting 関数を使ってフィットした。

$$y = \frac{a}{\sqrt{ADC}} + b$$

ADC : 出力電荷

a, b : 定数

その後、上記の Fitting 関数で得られた値 a を使い、

$$y' = y - \frac{a}{\sqrt{ADC}}$$

y : 時間

ADC : 出力電荷

a : 定数

と補正をすると、出力電荷の値によらない時間を得ることができる (図 4.29 下図)。これは出力波形の立ち上がりの直後に閾値を設定しているのと同じことを意味している。

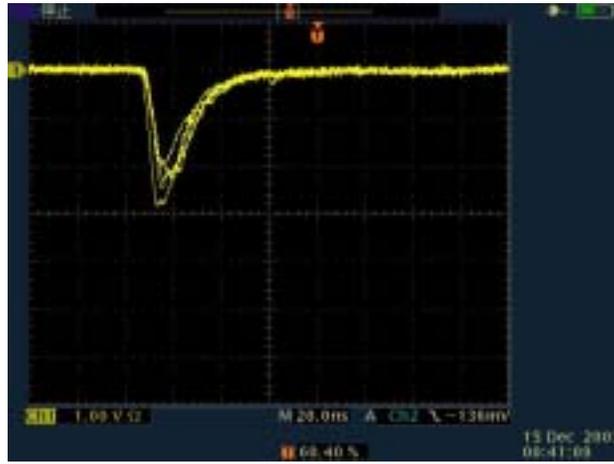


図 4.27: 実際に観測される波形

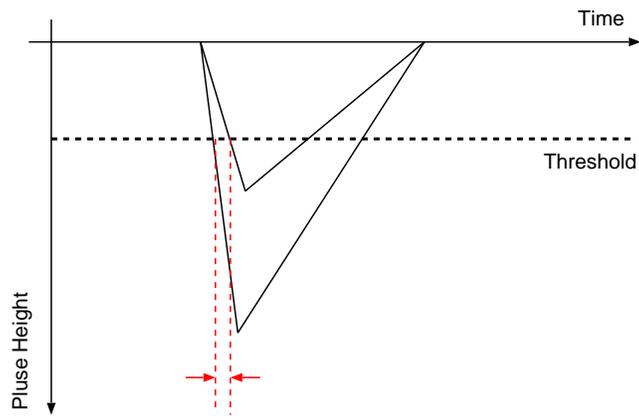
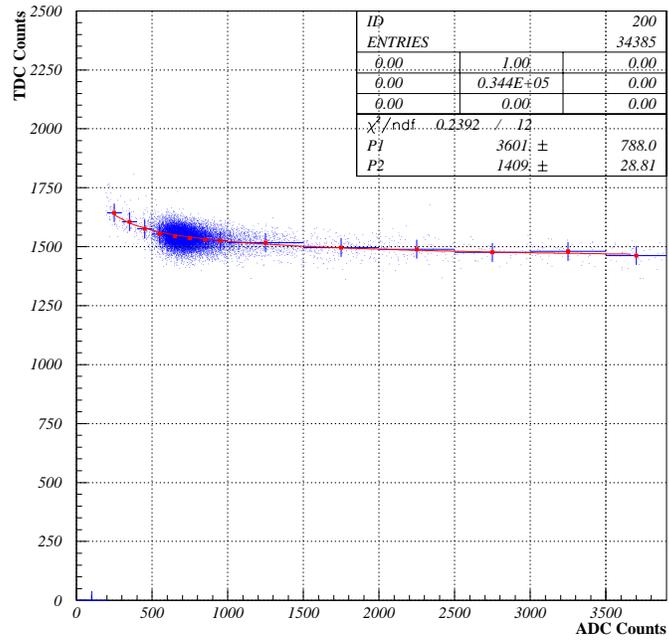
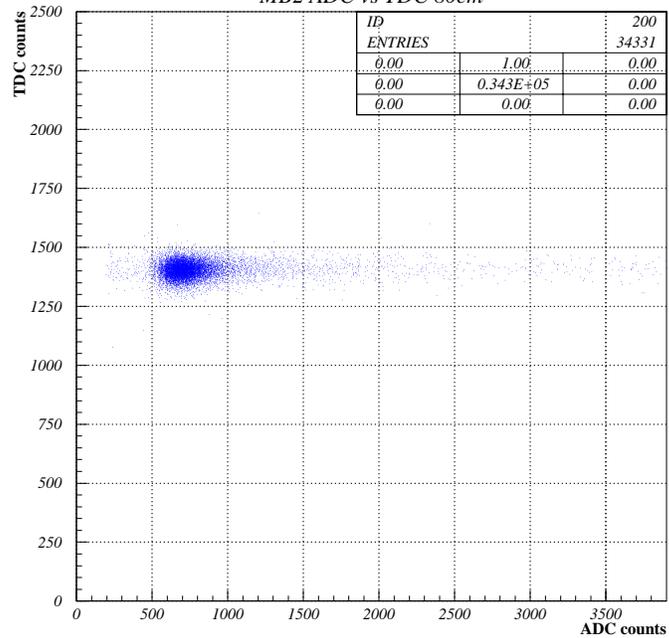


図 4.28: 電荷の違いによる時間差



MB2 ADC vs TDC 80cm



MB2 ADC vs TDC 80cm

図 4.29: TimeWalk 補正前後の時間と電荷の関係
上図が補正前、下図が補正後

4.4.3 光の伝播速度

まず初めに、MB モジュール中を伝播する光の伝播速度を求める。この速度を求めることは時間分解能から位置分解能を求めるために必要な情報である。速度を求めるために、今回は両側の PMT で測定された時間差を用いた。この両側の時間差を使うことにより、Trigger Counter どちらの時間差や各 PMT の H.V. の値の違いによる時間差などを考慮せずに、速度を求めることができるからである。また、前章で求めた Time Walk の補正も考慮にいった。

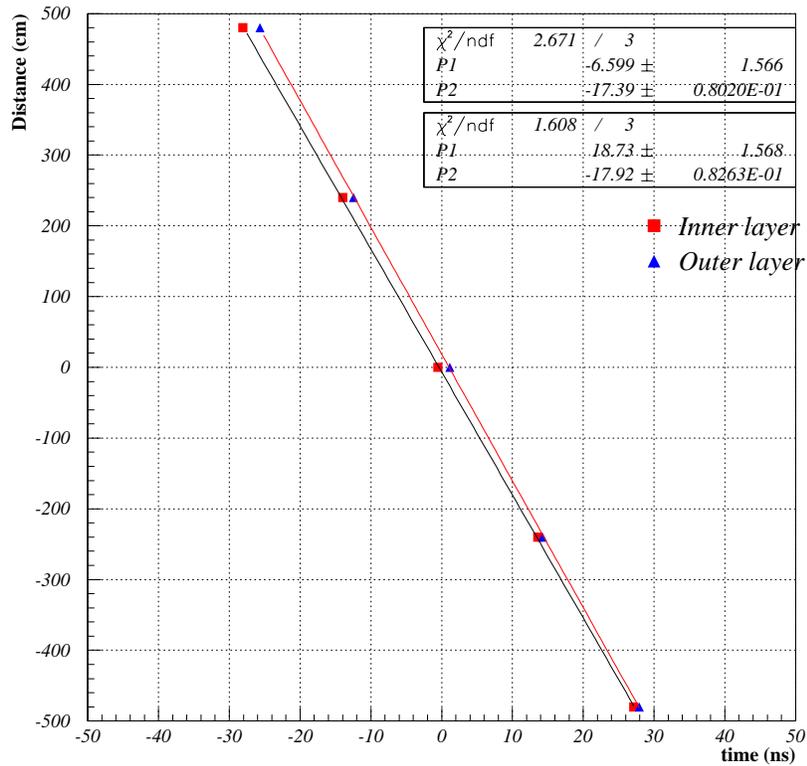


図 4.30: 光の伝播速度

上記方法を用いて光の伝播速度を求めた結果、伝播速度は平均で $17.7 \pm 0.1 \text{ cm/ns}$ である (図 4.30)。この結果は後に示すファイバー中の光の伝播速度と一致している。下の表に各検出器の光の伝播速度の違いを示す (図 4.9)。この結果は FB とほぼ同じ値となった。

モジュール名	伝播速度 (cm/ns)
MB	17.7 ± 0.1
FB	17.5 ± 0.1

表 4.9: 各検出器の光の伝播速度の違い

4.4.4 時間分解能

先に示した TimeWalk 補正をふまえ、MB モジュールの時間分解能を求めた。図 4.31 に TimeWalk 補正前と後の時間のヒストグラムを示す。この両図が示す様に補正前後では、補正後の方が時間のヒストグラムがシャープになっているのがわかる。しかし、補正前後で gauss fit による分解能の差があまり見られないのは宇宙線が MB モジュールを完全に貫通し、エネルギー損失が一定であるからと考えられる。

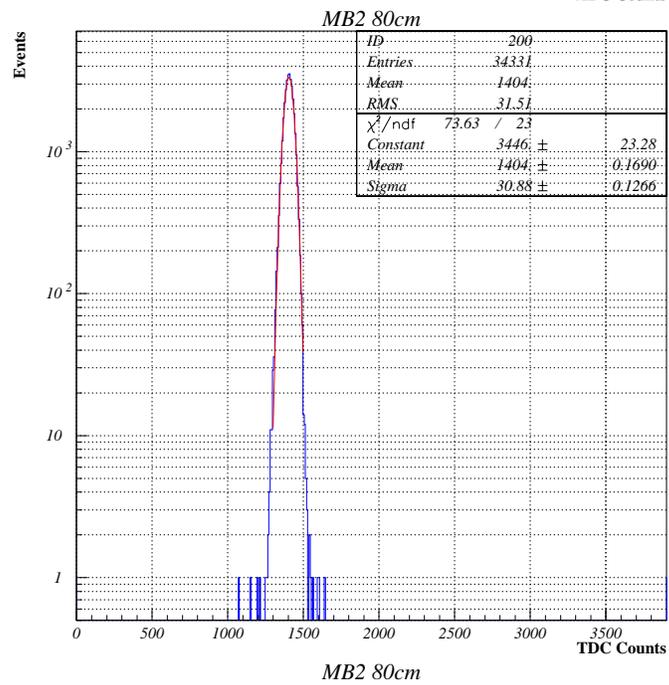
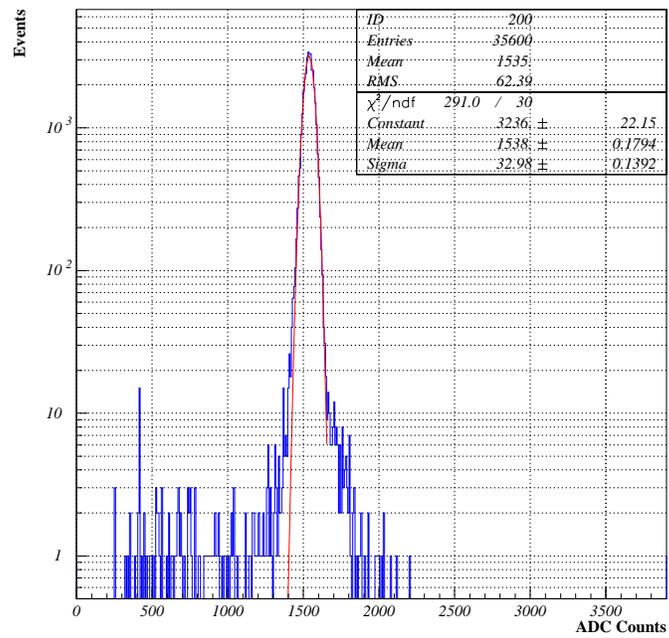


図 4.31: TimeWalk 補正前後の時間分解能のヒストグラム
上図が補正前、下図が補正後

図 4.32 にそれぞれの測定点における各 PMT の時間分解能を示す。この図中で 80cm と 460cm の位置が他の位置に比べ時間分解能が悪くなっているのは、スタートカウンターの時間分解能が悪いためだと考えられる。

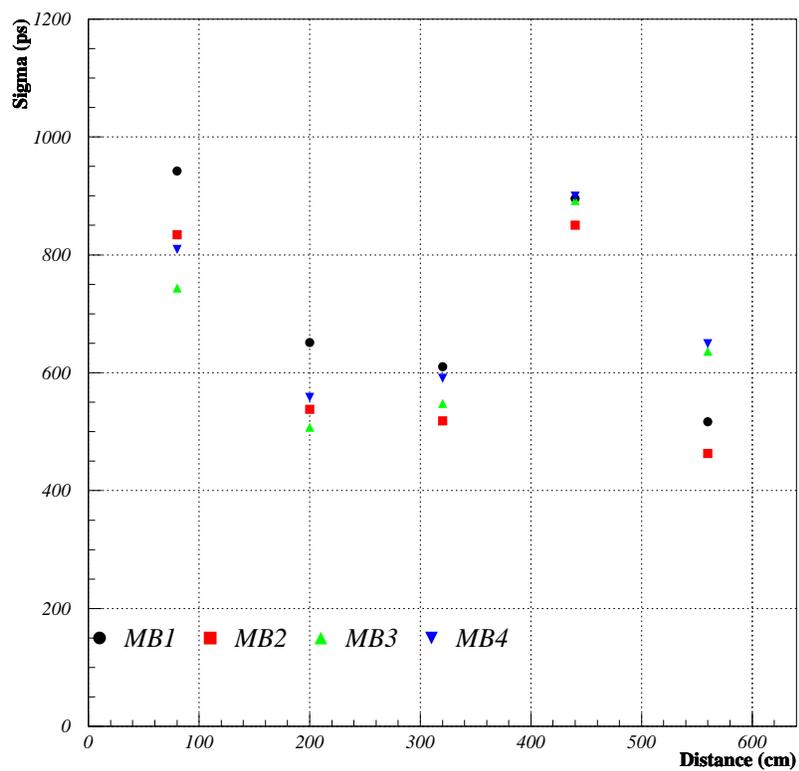


図 4.32: 各 PMT の時間分解能

4.4.5 時間差測定による位置分解能

これまで各 PMT における時間分解能について考えてきた。そこでより時間分解能をよくするために内側、外側の各層の両方の時間測定のパターンを用いて、MB モジュールの時間分解能を求める。以下に示す図 4.33 は両方の PMT で測定された時間の差をとったものである。この図が示すように各 PMT だけの時間分解能に比べてより入射位置に関係なく安定した時間分解能を得られることがわかる。

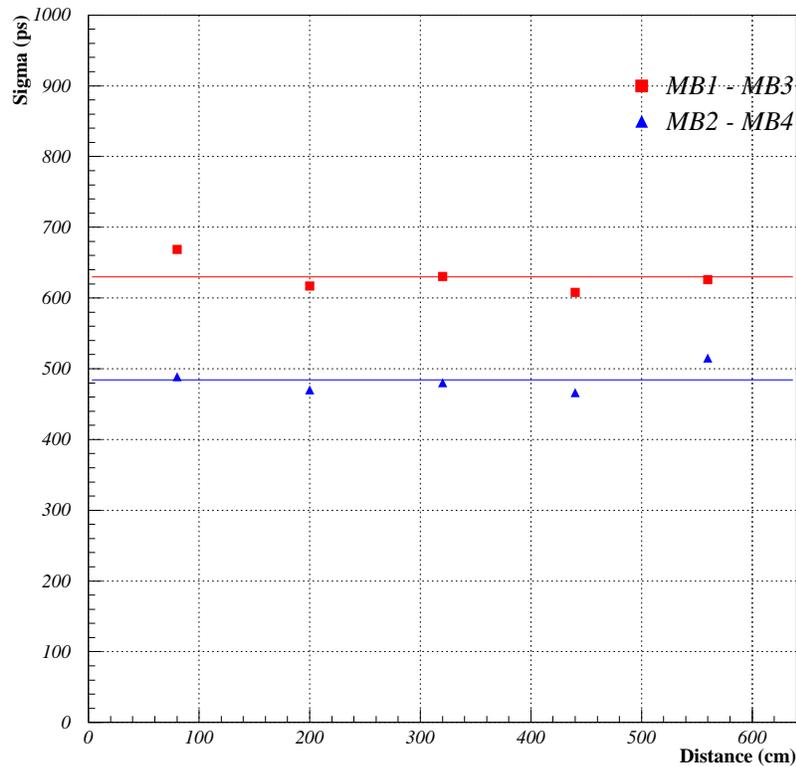


図 4.33: 両方の PMT の時間差による時間分解能。図中の直線は各層で得られた時間分解能の平均値を意味している。

図 4.33 より内側 (15 層) では、平均で 630ps/15MeV、外側 (30 層) では平均 484ps/30MeV の時間分解能が得られる。また、上記の結果を用いて、位置分解能を計算すると、MB モジュールの位置分解能は内側で 11.2cm、外側で 8.7cm である。

4.4.6 斜め入射に対する角度分解能

ここでは、MB モジュールの角度分解能について議論する。まず、トリガーカウンターの位置を図 4.34 のように設置した。これは、上下のトリガーカウンターの距離が約 47cm あり、入射角度を $0^\circ \sim 60^\circ$ まで 10° 刻みで測定できるように距離を決めたからである。また、角度の計算はまず、両側の PMT の時間差をとり、内側、外側の各層の何 cm のところを宇宙線が通過したのを求めた。(図 4.35) ここでは、MB モジュールの中央を原点として計算した。また、垂直方向の距離は各層の中央の距離 15.9 cm をつけた。そして、各層の位置の差をとり、角度を計算した。以下に測定で得られた分布図を以下に示す。(図 4.36)

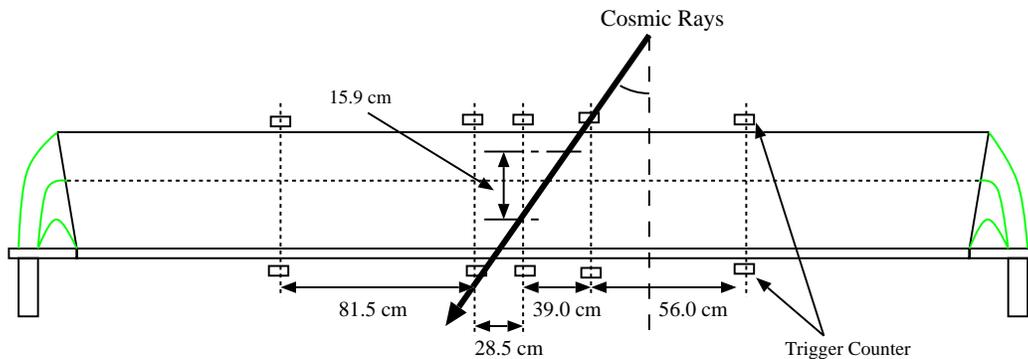


図 4.34: 角度分解能測定の設定アップ

次に、トリガーカウンターの位置から計算される角度と実際に MB モジュールで測定される角度にどれくらいの差があるのか比較するために相関図を示す。(図 4.37) 図からも分かるようにトリガーカウンターの位置から計算される角度と MB モジュールで測定された角度がほぼ一致した。また、各角度における分解能を以下に示す。(図 4.38) これらの結果から、入射角度は 40° 入射で $\pm 10^\circ$ 程度の精度で測定することができる。

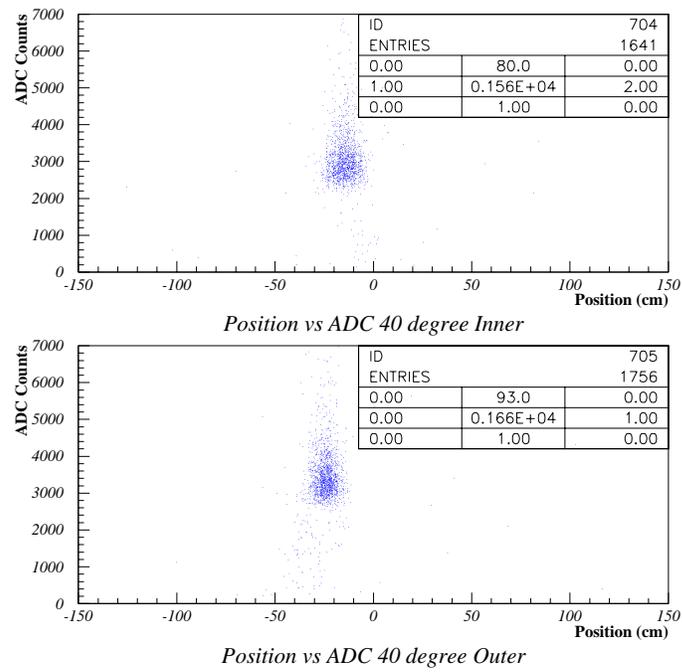


図 4.35: 宇宙線の入射位置と獲得光量の2次元プロット。内側と外側の事象をイベントごとに角度を計算している。

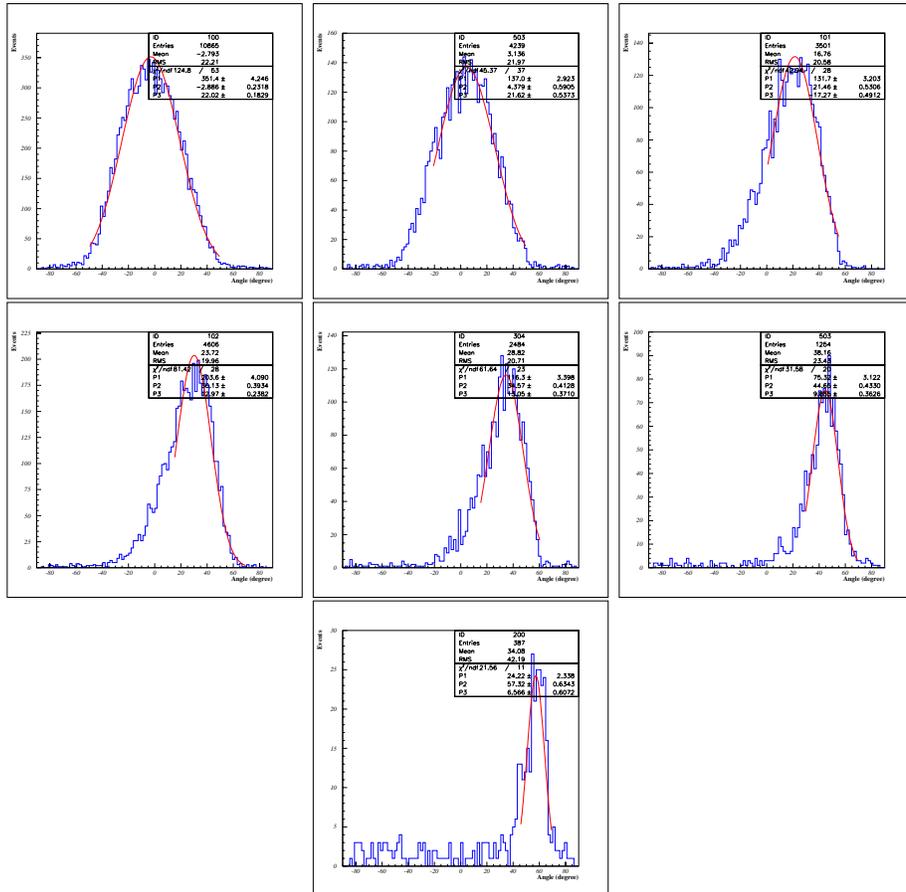


図 4.36: 各角度における角度分解能。

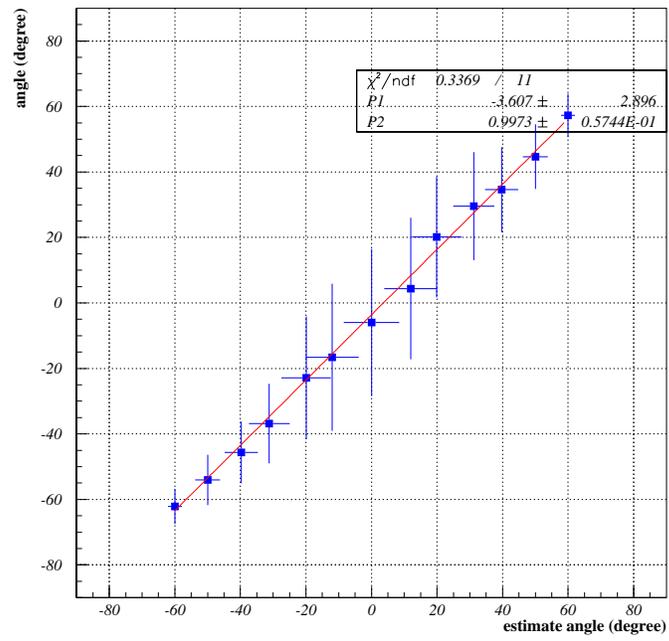


図 4.37: 角度の相関図。

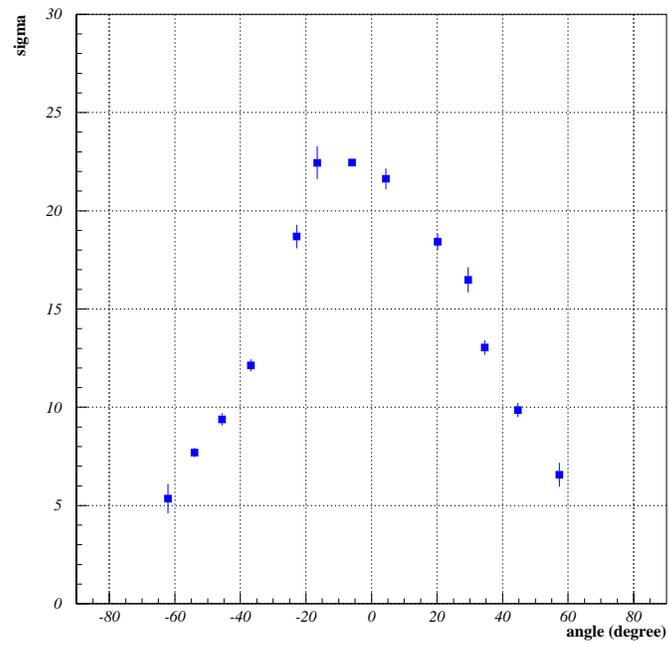


図 4.38: 各角度における角度分解能。

第5章 考察と今後の課題

E391a 実験では、KEK-PS 12GeV シンクロトロンを用いて、CP 対称性を破る稀崩壊 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の分岐比を測定する。本論文ではこの実験で background 事象となりえる γ 線を veto する役割をもつ中央部 Barrel Photon Veto 検出器の宇宙線による性能評価を行なった。以下に測定した結果をまとめる。

- 光電子数はシンチレータ中での 1MeV エネルギー損失あたり平均で 13.8 ± 1.5 個得ることができる。
- 時間分解能は 500~600ps である。
- 位置分解能は内側 (15 層) では 11.2cm、外側 (30 層) では 8.7cm である。

この宇宙線テストの結果から MB モジュールは E391a 実験において Photon Veto 検出器としての性能を十分に満たしているといえる。また、時間分解能は宇宙線に対して 500~600ps であり、高エネルギーの γ 線に対しては、比較的精度よく入射位置を決定できると思われる。しかし、カロリメーターとして使うには、 γ 線の入射位置をもっと精度良く特定し、出力の位置依存性を考慮しなければならない。今後、より精度よく位置を決められるような解析方法を考えていく必要があると思われる。

また、現在 MB モジュールは真空容器に挿入されており E391a 実験で使うように円筒形に組み上げられている。そこで今後の作業として宇宙線を使って全モジュールのエネルギー較正をする。更に実際のビーム実験では、カロリメーター較正のために K_L^0 ビームライン中に挿入されるアルミ板標的からの π^0 中間子の質量を測定することにより、各モジュールの絶対値の較正を行なう予定である。

付録

MB モジュール

以下に MB モジュールで使用した Plastic Scintillator の設計値を示す。

番号	長さ (cm)	幅 (cm)	番号	長さ (cm)	幅 (cm)
01	550.0	20.1	24	542.5	23.1
02	549.7	20.2	25	542.1	23.3
03	549.4	20.3	26	541.8	23.4
04	549.1	20.4	27	541.4	23.6
05	548.8	20.6	28	541.1	23.7
06	548.5	20.7	29	540.7	23.9
07	548.2	20.8	30	540.3	24.0
08	547.9	20.9	31	540.0	24.2
09	547.6	21.1	32	539.5	24.3
10	547.3	21.2	33	539.3	24.5
11	547.0	21.3	34	538.9	24.6
12	546.7	21.5	35	538.6	24.7
13	546.3	21.6	36	538.2	24.9
14	546.0	21.7	37	537.9	25.0
15	545.7	21.8	38	537.5	25.2
16	545.3	22.0	39	537.2	25.3
17	544.9	22.1	40	536.8	25.5
18	544.6	22.3	41	536.5	25.6
19	544.2	22.4	42	536.1	25.8
20	543.9	22.5	43	534.1	25.9
21	543.5	22.7	44	532.7	26.1
22	543.2	22.8	45	532.3	26.2
23	542.8	23.0			

図 5.1: Plastic Scintillator のサイズ。この値は設計であり、実際は多少の誤差が生じている。

PMTのゲイン測定

ここではPMTのゲイン測定について議論する。PMTのゲイン測定をするにあたり、PMTに微量の光を入射して1 photo-electron(1 p.e.)の電荷量を測る。そしてPMTの印加電圧を変えて測定された電荷量の変化の関係を計算することでゲインの値を導く。また、PMTのゲインは以下の式で与えられる。 [6]

$$gain = KV^\alpha$$

$gain$: PMTのゲイン

K, α : 係数

V : 印加電圧

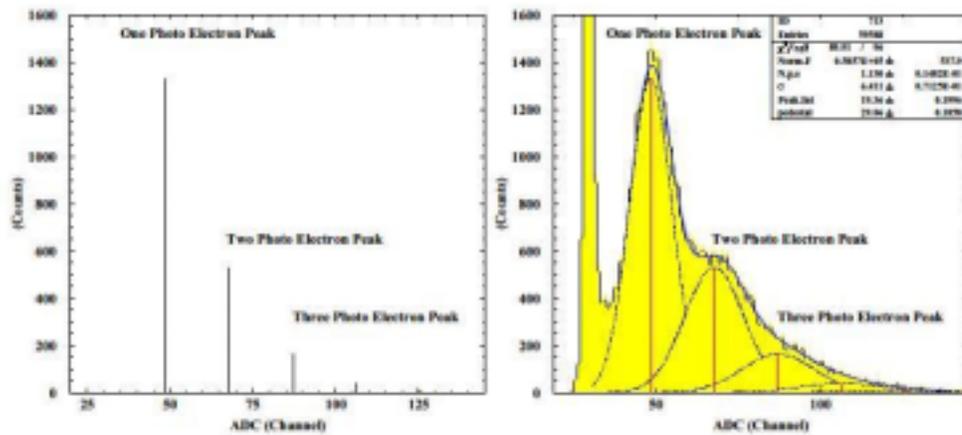


図 5.2: Single Photo-electron の測定。この結果を用いて、PMT のゲインを計算した。

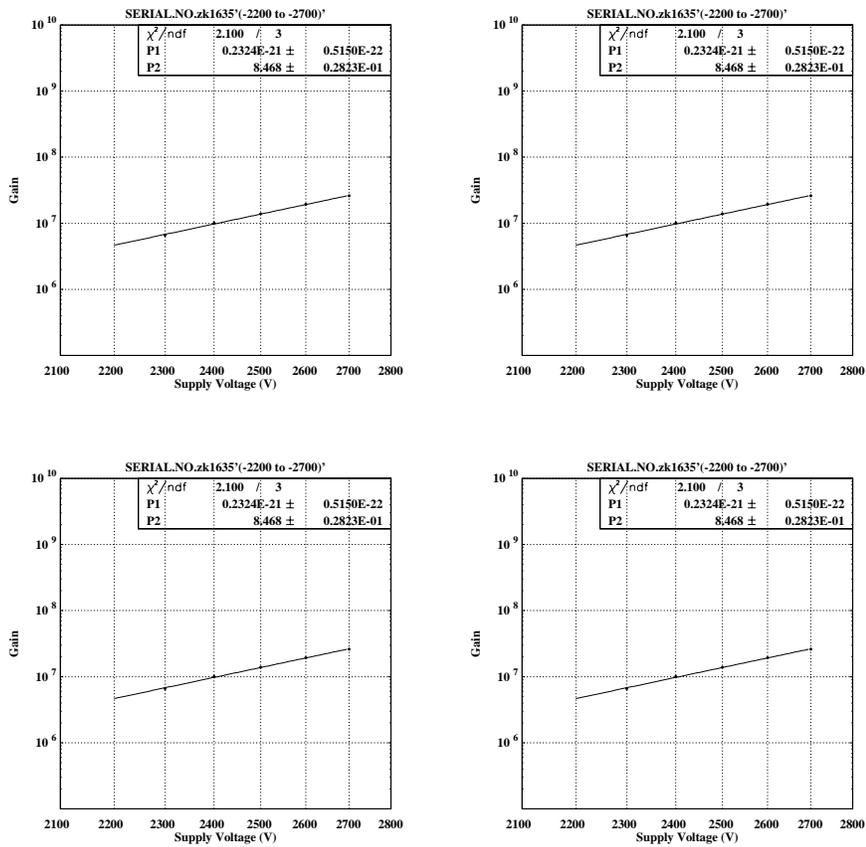


図 5.3: 各 PMT のゲイン。光電子数を計算するときこの結果を用いた。

関連図書

- [1] 渡辺文晃, $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 分岐比測定実験のための全吸収型電磁カロリメーターの光子非検出効率の測定, 修士論文, 佐賀大学, 1998
- [2] 川久保直大, $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 実験のための K^0 ビームフラックスとスペクトル測定, 修士論文, 佐賀大学, 2002
- [3] 藤岡洋一, $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索実験 (E391a) における CsI カロリメーターのエネルギー校正, 修士論文, 佐賀大学, 2002
- [4] 三浦明夫, K 粒子希崩壊実験の veto 用カウンターの試作と性能評価, 修士論文, 山形大学, 2001
- [5] 有賀雄一, E391a バレル部カウンターの応答特性の研究, 修士論文, 山形大学, 2002
- [6] 川村知行, 光電子増倍管性能測定のまとめ, レポート, 山形大学, 2003
- [7] H.Watanabe, K_L^0 beam line for the study of the $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$, Doctor thesis, Saga Univ., 2002
- [8] M.Adinolif et al, The KLOE electromagnetic calorimeter, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 494(2002) 326-331
- [9] A.Gomes et al, Comparative study of WLS fibers for the ATLAS Tile Calorimeter, Nuclear Physics B(proc. Suppl.) 61B(1998) 106-111
- [10] O.Mineev et al, Photon sandwich detectors with WLS fiber readout, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 494(2002) 362-368
- [11] V.Cavasinni et al, A method to study light attenuation effects in wavelength shifting fibers, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A

- [12] 木村逸朗, 阪井英次 訳, 放射線計測ハンドブック 第2版, 日刊工業新聞社, 1991
- [13] 真木晶弘, 高エネルギー物理学実験, 丸善株式会社, 1997
- [14] 小田稔, 宇宙線, 裳華房図書, 1972

謝辞

まず、本研究を行なう上で、多くの方々に御指導、御協力を頂いたことを厚く御礼申し上げます。

小林先生、約4年間という長い間御指導頂き本当にありがとうございました。大学院の2年間は、ほとんど佐賀にはいませんでしたが、深夜、先生とMBのファイバーをいっしょに磨いたことは忘れません。また、物理や実験の解析についてくわしく教えて頂き、本当にありがとうございました。

杉山先生、1年間という短い間でしたが、お世話になりました。佐賀に帰ったとき、ミーティングなどで、的確なアドバイスを頂きました。ありがとうございました。

KEKの奥野先生には、非常にお世話になり、また数多くのご苦勞をおかけしました。特に修士論文では、何度も手直しをして頂きました。また、本研究であるMBの製作からテストまで、御指導頂きありがとうございました。先生と一緒に研究をすることができ、幸せでした。また、KEKの稲垣先生にはミーティングや喫煙所で多くのアドバイスを頂きました。先生の笑顔は忘れられません。長い間御迷惑をおかけしましたが、本当にありがとうございました。

シカゴ大学の渡辺さんには、長い間とてもお世話になりました。実験の仕方や解析についてすべてを教えて頂きました。また、研究だけでなく、食事や息抜きでもサポートしてもらい、KEKに滞在していても不自由なく生活することができ、研究に打ち込めました。ありがとうございました。

大阪大学の菅谷先生には、数多くの解析のアドバイスを頂きました。また、先生のおかげで韓国料理のおいしさに気付くことができました。ありがとうございました。

山形大学の田島先生にはFBの製作の時から、長い間お世話になりました。DAQや写真、解析のアドバイスなど多くの面でサポートして頂き、ありがとうございました。

また、大阪大学の坂下さん、京都大学の隅田さんには物理や実験の解析だけでなく、さまざまなサポートをして頂きました。ブースでお二人と仕事をしたことを誇りに思っています。

他にも研究を行なう上で、KEKの吉村さん、阿部さんには第二収納庫でお世話になりました。収納庫はKEKでの我が家のような存在でした。また、新川さん、S.Y.Leeさん、H.S.Leeさん、Mishaさん、KEKのスタッフの皆さん、大阪大学の水端君、小松君、西君、石井君、山形大学の佐藤君にもとてもお世話になりました。ありがとうございました。

佐賀大学の高橋君、遠江君、石橋君、坂元君、山口君や4年生の皆さんもおかげで、ここまでやってこれることができました。ありがとうございました。また、あまり佐賀にいないで、多々御迷惑をおかけした。

約2年半と長い間、E391a実験に携わってきて、非常に多くの貴重な経験をさせて頂きました。その間に多くの御迷惑と御心配をおかけしてきたと思います。これからは、今までの経験を生かし、精進していこうと思います。本当にありがとうございました。