

修士論文

KOPIO 実験のための  
中性子不感型光子検出器の開発

京都大学理学研究科 物理学宇宙物理学専攻  
物理学第二分野 高エネルギー物理学研究室

隅田 土詞

2003年1月30日



## 概要

アメリカ合衆国のBNL研究所で行われるKOPIO実験は、直接的CPの破れの観測と小林益川模型の精密検証のために、中性K中間子の稀崩壊モードである $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の分岐比を $10^{-13}$ の感度で測定することを目的としている。このモードの分岐比の標準模型による预言値は、 $3 \times 10^{-11}$ と非常に小さい値であるため、世界中で探索実験が行われてきたにも拘らず未だイベントの発見例はない。現在の状況は、FNALで行われたKTeV実験が $BR < 5.9 \times 10^{-7}$ の上限値を与えるに留まっており、KOPIO実験は世界で初めてイベントの発見能力を持つことになる。

この実験における $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ のイベント同定は、終状態が $\pi^0$ の崩壊による2つの $\gamma$ のみである、という条件で行う。この際、最大のバックグラウンドとなる $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \rightarrow 4\gamma$ ( $BR \sim 10^{-3}$ )を排除するため、 $\gamma$ の検出効率をできるだけ高め、余分な $\gamma$ を全て捕えることが必要である。このため、KOPIO実験では通常の崩壊領域の検出器だけでなく、ビームキャッチャーと呼ばれる $\gamma$ 検出器で、ビームホール全体を覆ってしまうことにより、vetoをさらに確実なものとする。しかし、この検出器はビーム領域に置かれるため、 $\gamma$ に対しては高い検出効率を保ちながらビーム中に大量に存在する中性子に対しては不感でなければならない。 $\gamma$ からは光速に近い電子陽電子対が生成されるのに対して、キャッチャーにやってくる1 GeV/c程度の中性子からは比較的低速の粒子が生成されると考えられる。これらの識別には屈折率の低い物質を用いた閾値型のチェレンコフ検出器が有効であり、我々は上記の要求を満たすために、鉛の $\gamma$ コンバータと、チェレンコフ発光体である屈折率1.03のエアロジェルを組み合わせたモジュールを多数配置するという検出器を考案した。このデザインでは、イベントが検出されたモジュール間のコインシデンスを取ることで $\gamma$ の方向情報を知ることができ、前方からやってきた $\gamma$ に対しては検出効率を落とさないまま、他の粒子のイベントは排除することができる。

我々は、まずこのデザインでモンテカルロシミュレーションを行い、このデザインが上記の要求を満たしうることを確認し、その上でこの検出器の小型試作機を製作した。この試作機を用いてKEK-PS T1 ビームラインに於てビームテストを行い、 $\pi^+$  ビームでの光量測定により、 $\beta = 0.9976$ の荷電粒子( $\pi^+$ : 2.0 GeV/c)に対して、 $8.91 \pm 0.07$  photoelectronの光量が得られるという結果を得た。また、中性子の鉛コンバータでのハドロン反応の確率を見積もるために、この検出器の陽子ビームに対する検出効率を測定した。その結果、光電子数が2以上という条件を課してモジュール間でのコインシデンスを取った場合の検出効率は1.8 GeV/c(実際の実験において最も問題となる中性子の運動量)の陽子に対して $(2.51 \pm 0.26) \times 10^{-4}$ という値となった。またこれらの結果とGEANT3を用いたシミュレーションによる値は1.0 GeV/cから2.0 GeV/cの運動量領域において50%程度の差異で同様の傾向を示していることが確認され、ハドロン反応確率というシミュレーションでの再現が難しい量に対して、预言能力の評価と信頼性の保証ができた。

我々はこの研究によって、鉛コンバータとエアロジェルのチェレンコフ発光体を組み合わせたモジュールを多数配置する、というデザインで、 $\gamma$ に対する高い検出効率と中性子に対する不感性というビームキャッチャーに対する厳しい要求を満たしうることを確認し、その原理テストを完了した。



# 目次

図目次	vii
表目次	xi
<b>第 1 章 序論</b>	<b>1</b>
1.1 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の物理	1
1.1.1 中性 $K$ 中間子系での間接的 $CP$ の破れ	1
1.1.2 小林益川模型	3
1.1.3 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊	4
1.2 $K$ 中間子稀崩壊実験	6
1.2.1 中性 $K$ 中間子稀崩壊実験の歴史と現状	6
1.2.2 KOPIO(BNL-E926)	9
<b>第 2 章 KOPIO(BNL-E926) 実験</b>	<b>11</b>
2.1 測定原理	11
2.2 実験の概観	12
2.3 KOPIO ビームライン	14
2.3.1 AGS	14
2.3.2 中性ビームライン	14
2.4 KOPIO 検出器	16
2.4.1 真空	16
2.4.2 Preradiator	18
2.4.3 カロリメータ	18
2.4.4 Veto 検出器	19
2.4.5 ビームキャッチャー	20
2.5 イベント感度とバックグラウンド	21
<b>第 3 章 ビームキャッチャー</b>	<b>23</b>
3.1 キャッチャーの目的	23
3.2 要求される性能	23
3.2.1 $\gamma$ に対する検出効率	23
3.2.2 中性子に対する検出効率	25
3.3 キャッチャーのデザイン	25
3.4 シミュレーション	28
3.4.1 $\gamma$ に対する検出効率の結果	28

3.4.2	中性子に対する検出効率 . . . . .	28
3.4.3	ハドロンパッケージ . . . . .	29
3.5	デザインと性能のまとめ . . . . .	30
<b>第4章</b>	<b>プロトタイプの製作</b>	<b>31</b>
4.1	設計目的 . . . . .	31
4.2	デザイン . . . . .	31
4.3	2軸パラボラ凹面鏡 . . . . .	33
4.3.1	鏡の設計 . . . . .	33
4.3.2	成型と蒸着 . . . . .	33
4.4	エアロジェル . . . . .	35
4.5	5 inch PMT . . . . .	36
4.6	箱体 . . . . .	38
4.7	モンテカルロシミュレーション . . . . .	40
4.7.1	ビームテスト再現のためのパラメータ . . . . .	40
4.7.2	$\pi^+$ ビームによる光量 . . . . .	44
4.7.3	陽子イベント . . . . .	46
4.7.4	シミュレーションのまとめ . . . . .	47
<b>第5章</b>	<b>プロトタイプの光量評価</b>	<b>49</b>
5.1	測定の概要 . . . . .	49
5.2	セットアップ . . . . .	50
5.2.1	ビームライン . . . . .	50
5.2.2	検出器の配置 . . . . .	50
5.2.3	データ収集系とトリガーロジック . . . . .	52
5.3	粒子の同定 . . . . .	52
5.3.1	TOF . . . . .	52
5.3.2	エアロジェルチェレンコフカウンター . . . . .	57
5.4	各モジュールの光量 . . . . .	58
5.4.1	1 光電子校正 . . . . .	58
5.4.2	測定結果 . . . . .	61
5.4.3	光量の $\beta$ 依存性 . . . . .	62
5.5	シミュレーション結果との比較 . . . . .	63
5.5.1	光量補正 . . . . .	65
5.6	アクセプタンス . . . . .	67
5.6.1	ビーム入射位置に対する光量の依存性 . . . . .	67
5.6.2	ビーム入射角度に対する光量の依存性 . . . . .	68
5.7	光量に関するまとめ . . . . .	70

第 6 章	陽子ビームを用いたハドロン検出効率の評価	71
6.1	測定の概要	71
6.2	セットアップ	71
6.2.1	プロトタイプモジュールの配置	72
6.3	陽子イベントの同定	72
6.3.1	TOF 法	73
6.3.2	M0 カット	73
6.4	ヒットイベント	74
6.4.1	T-Q 補正	74
6.4.2	光電子数によるカット	75
6.5	シングルモジュールでの検出効率	76
6.5.1	測定結果	76
6.5.2	光電子数カット位置に対する依存性	77
6.6	バックグラウンドの評価	78
6.6.1	エアロジェルが無い状態での低光量イベント	79
6.6.2	ノイズレート	80
6.6.3	PMT での直接発光	81
6.6.4	バックグラウンドのまとめ	82
6.7	ビーム前後方のモジュール間でのコインシデンス確率	83
6.7.1	測定結果	83
6.8	陽子に対する検出効率のまとめ	84
第 7 章	結論	85
第 8 章	今後の課題	87
	謝辞	89
	略称と表記法	91
	参考文献	94



# 目次

1.1	$CP$ 非保存変数の許容範囲	5
1.2	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ のダイアグラム (1)	5
1.3	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ のダイアグラム (2)	5
1.4	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 測定実験の歴史	6
1.5	KTeV(E799-II) 検出器	7
1.6	KTeV でのイベント探索	8
1.7	E391 検出器	8
2.1	KOPIO 実験の原理図	12
2.2	崩壊領域に入る $K_L$ の運動量分布	12
2.3	$K_L$ 崩壊における $\pi^0$ のエネルギー分布	13
2.4	KOPIO ビームライン	15
2.5	KOPIO 検出器	16
2.6	崩壊領域の真空容器	17
2.7	Preradiator	17
2.8	カロリメータ	18
2.9	Barrel Veto モジュール	19
2.10	崩壊領域のエンドキャップ	19
2.11	ビームキャッチャーのデザイン	20
3.1	ビームキャッチャーの位置	24
3.2	ビームキャッチャーに到達する光子のエネルギー	24
3.3	粒子の到達時間	25
3.4	ビーム中の中性子の運動エネルギー	26
3.5	実機の仮デザイン	27
3.6	中性子による $\pi^0$ 生成	27
3.7	$\gamma$ に対する検出効率	28
3.8	中性子に対する検出効率	29
3.9	GEANT3 のハドロンパッケージによる検出効率の違い	29
4.1	プロトタイプ of デザイン	32
4.2	鏡の設計図	33
4.3	凹面鏡の成型治具	34
4.4	プロトタイプ内部の写真	35

4.5	5 inch PMT R1250 . . . . .	36
4.6	プロトタイプの全体図 . . . . .	38
4.7	プロトタイプの組み立て時の写真 . . . . .	39
4.8	エアロジェルの透過率 . . . . .	41
4.9	凹面鏡の反射率 . . . . .	42
4.10	波長に対する 5 インチ PMT の量子効率の依存性 . . . . .	43
4.11	シミュレーションにおけるの量子効率の波長依存性 . . . . .	43
4.12	生成、検出される光子の波長分布 . . . . .	44
4.13	シミュレーションによる $\pi^+$ ビームでの光量分布 . . . . .	45
4.14	シミュレーションによる陽子での光電子数分布 . . . . .	46
4.15	陽子と中性子の違い . . . . .	46
5.1	KEK 12GeV PS T1 ビームライン . . . . .	50
5.2	光量測定のセットアップ . . . . .	51
5.3	セットアップの写真 . . . . .	51
5.4	データ収集のロジック図 . . . . .	53
5.5	ビーム前方の TOF カウンターに対する領域カット . . . . .	54
5.6	運動量毎の TOF による $p/\pi$ の識別 . . . . .	55
5.7	M0 によるカット . . . . .	57
5.8	M0 カットで落ちるイベント . . . . .	57
5.9	ペDESTAL と 1 p.e. ピーク . . . . .	58
5.10	各モジュールの印加電圧とゲインの関係 . . . . .	59
5.11	$\pi^+$ ビームでの ADC スペクトラム . . . . .	60
5.12	光量の結果 . . . . .	61
5.13	光量の $\beta$ 依存性 . . . . .	62
5.14	運動量によるチェレンコフ放射角の違い . . . . .	63
5.15	MC とデータのヒストグラムの比較 . . . . .	64
5.16	MC の $\beta$ 依存性 . . . . .	64
5.17	各モジュールの光量と MC の比較 . . . . .	66
5.18	ビーム入射位置の略図 . . . . .	67
5.19	入射位置に対する光量の依存性 . . . . .	68
5.20	ビーム入射角度を変えたときの写真 . . . . .	69
5.21	入射角度に対する光量の依存性 . . . . .	69
6.1	陽子ビーム実験のセットアップ . . . . .	72
6.2	セットアップの写真 . . . . .	72
6.3	陽子ビーム実験での M0 によるカット . . . . .	73
6.4	T-Q 補正を用いたカット . . . . .	74
6.5	光電子数によるカット位置 . . . . .	75
6.6	シングルモジュールでの検出効率 . . . . .	77
6.7	陽子イベントにおける MC とデータのヒストグラムの比較 . . . . .	77

6.8	光電子数カット位置に対する依存性 . . . . .	78
6.9	エアロジェルを抜いた場合の ADC スペクトラム . . . . .	79
6.10	エアロジェルなしでの検出効率 . . . . .	79
6.11	Ar-CH <sub>4</sub> での $dE/dx$ 測定 . . . . .	80
6.12	PMT にマスクをした状態でのイベント . . . . .	81
6.13	前後方のモジュール間でのコインシデンス確率 . . . . .	83



# 表目次

1.1	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 実験の比較 . . . . .	9
2.1	KOPIO 実験に必要な $\gamma$ の測定精度 . . . . .	13
2.2	KOPIO 実験のアクセプタンス . . . . .	21
2.3	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ のシグナルに対するバックグラウンドの見積り . . . . .	22
3.1	キャッチャーに対する各種のパラメータ . . . . .	30
4.1	R1250 の抵抗分岐比 . . . . .	36
4.2	R1250 の特性 . . . . .	37
5.1	TOF1-2 の時間差と計算値の比較 . . . . .	56
5.2	モジュール毎の光量の補正係数 . . . . .	65
6.1	ノイズレート . . . . .	81
6.2	PMT にマスクをした状態でのイベントの割合 . . . . .	82
6.3	陽子イベントに対するバックグラウンドの割合 . . . . .	82
6.4	検出効率の測定値とシミュレーションの比 . . . . .	84



# 第1章 序論

物理学において、対称性と保存則は非常に密接な関係にある。例えば並進対称性から運動量保存則が、回転対称性から角運動量保存則が導かれることはよく知られている。このような連続的対称性の他に、離散的対称性である  $C$  (粒子反粒子の変換)、 $P$  (空間反転変換)、 $T$  (時間反転変換) における対称性も全ての相互作用で常に成り立っていると長い間考えられてきた。

しかし、原子核の  $\beta$  崩壊 (弱い相互作用) において、 $P$  対称性が破れていることが 1957 年に C.S.Wu [1] らによって発見され、同様に弱い相互作用では  $C$  対称性も破れていることが示された。さらに、これらの変換を同時に施す  $CP$  変換における対称性が  $K$  中間子系において破れていることが 1964 年に V.L.Fitch, J.W.Cronin ら [2] によって発見された。それ以来、 $CP$  対称性の破れの起源とその大きさについての謎は、素粒子物理学における最も重要な問題の一つであり、現在ようやく  $K$ 、 $B$  の中間子の実験で、この問題に対する理解が進みつつある段階である。

この章では、 $K$  中間子における  $CP$  対称性の破れと、中性  $K$  中間子の稀崩壊モードである  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の物理について、またこのモードの探索実験について述べる。

## 1.1 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の物理

### 1.1.1 中性 $K$ 中間子系での間接的 $CP$ の破れ

中性  $K$  中間子は、 $s$  クォークと  $d$  クォークから成る。よって中性  $K$  中間子にはそれぞれの粒子、反粒子の組合せで  $K^0(\bar{s}d)$  と  $\bar{K}^0(s\bar{d})$  がある。これらは強い相互作用では固有状態であるが、弱い相互作用においては次の式で示されるように固有状態ではない。

$$\begin{aligned} CP|K^0\rangle &= |\bar{K}^0\rangle \\ CP|\bar{K}^0\rangle &= |K^0\rangle \end{aligned} \quad (1.1)$$

しかし、これらの結合状態は  $CP$  変換の固有状態となることができる。固有値が  $+1, -1$  のそれぞれの状態を

$$\begin{aligned} |K_1\rangle &\equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) \Rightarrow CP|K_1\rangle = |K_1\rangle \quad (CP = +1) \\ |K_2\rangle &\equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) \Rightarrow CP|K_2\rangle = -|K_2\rangle \quad (CP = -1) \end{aligned} \quad (1.2)$$

と定義する。

さてここで  $\pi$  中間子から成る系を考える。 $\pi^+\pi^-$  の 2 体系は、軌道角運動量が 0 の基底状態では  $\pi$  がボソンであることから粒子の入れ換えに対して対称であり、

$$\pi^+\pi^- \xrightarrow{C} \pi^-\pi^+ \xrightarrow{P} \pi^+\pi^-$$

となつて、 $CP(\pi^+\pi^-) = +1$  である。また、 $\gamma$  は  $C(\gamma) = -1$  であり、 $\pi^0$  は  $2\gamma$  に崩壊するから  $C(\pi^0) = +1$  となる。さらに  $\pi^0$  も擬スカラーであるから、 $\pi^+\pi^-\pi^0$  の3体系の基底状態は  $CP(\pi^+\pi^-\pi^0) = -1$  である。よつて、 $K_1, K_2$  の  $\pi$  中間子系への崩壊において  $CP$  が保存されているならば、 $K_1$  は  $CP = +1$  の  $2\pi$  系に、 $K_2$  は  $CP = -1$  の  $3\pi$  系にそれぞれ崩壊するはずである。

$$\begin{aligned} K_1 &\rightarrow \pi^+\pi^-(\pi^0\pi^0) \\ K_2 &\rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0(\pi^0\pi^0\pi^0) \end{aligned} \quad (1.3)$$

位相空間の大きさを考えると、

$$\begin{aligned} K_1 &\rightarrow \pi\pi & Q &= m_K - 2m_\pi \sim 220\text{MeV} \\ K_2 &\rightarrow \pi\pi\pi & Q &= m_K - 3m_\pi \sim 80\text{MeV} \end{aligned} \quad (1.4)$$

より、 $K_1$  の方が崩壊しやすく、寿命が短い。実際の実験でも、中性  $K$  中間子の崩壊では、寿命の短い成分  $K_S$  ( $\tau = 0.893 \times 10^{-10}$ ) と長い成分  $K_L$  ( $\tau = 5.17 \times 10^{-8}$ ) が観測でき、それぞれ

$$\begin{aligned} K_S &= K_1 \\ K_L &= K_2 \end{aligned} \quad (1.5)$$

であると考えられていた。

ところが、1964年に V.L.Fitch, J.W. Cronin らによつて寿命の長い  $K_L$  が2つの  $\pi$  に崩壊する過程が発見された。この現象は、実際に観測される  $K_L$  は純粋な  $K_2$  ではなく、ごく僅かに  $K_1$  が  $K_2$  に混じっているため、この  $K_1$  成分の寄与によつて  $K_L \rightarrow \pi\pi$  が起こる、と説明できる。現在までの実験結果は、

$$\begin{aligned} |\eta_{+-}| &\equiv \left| \frac{A(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{A(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)} \right| = (2.274 \pm 0.017) \times 10^{-3} \\ |\eta_{00}| &\equiv \left| \frac{A(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0)}{A(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)} \right| = (2.286 \pm 0.017) \times 10^{-3} \end{aligned} \quad (1.6)$$

となつており [3]、 $\eta \neq 0$  であるので中性  $K$  中間子の崩壊において、 $CP$  は破れている。これを間接的  $CP$  の破れといい、 $CP$  の間接的破れのパラメータを  $\epsilon$  とおくと、

$$|K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+\epsilon^2}}(|K_2\rangle + \epsilon|K_1\rangle) \quad (1.7)$$

となる。この  $\epsilon$  は一般に複素数であり、 $K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$  の振幅の違いにより有限の値を持つ。現在、 $\epsilon$  の値は

$$\begin{aligned} |\epsilon| &= (2.282 \pm 0.017) \times 10^{-3} \\ \text{Re}(\epsilon) &\sim 1.6 \times 10^{-3} \end{aligned} \quad (1.8)$$

と求められている [3]。

### 1.1.2 小林益川模型

前節の  $CP$  非保存を説明するモデルとして、現在最も有力なものが小林益川模型である。このモデルでは、 $CP$  非保存はクォークの弱い相互作用における固有状態と質量固有状態が異なり、前者が3世代のクォークの混合状態になっている場合に起こる。この混合を表す行列は小林益川行列 ( $V_{KM}$ ) と呼ばれ、 $3 \times 3$  の成分を持つユニタリー行列である [4]。

$$V_{KM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

一般に  $n \times n$  の複素行列は実数パラメータが  $2n^2$  個あるが、ユニタリー性  $V^\dagger V = 1$  より  $n^2$  個の制約条件が付き、さらにある一つのクォークに対する  $(2n-1)$  個のクォークの相対的な位相はクォークの波動関数に含めることができるから、

$$2n^2 - n^2 - (2n-1) = (n-1)^2 \quad (1.10)$$

が混合行列を決める実パラメータの数となる。このうち独立な回転角の数は  $n$  次元空間における回転面の数  ${}_n C_2 = \frac{n(n-1)}{2}$  なので、残りの

$$(n-1)^2 - \frac{n(n-1)}{2} = \frac{(n-1)(n-2)}{2} \quad (1.11)$$

は位相となる。まとめると

$$\begin{aligned} \text{回転角の数: } n_\theta &= \frac{1}{2}n(n-1) \\ \text{位相の数} &: n_\delta = \frac{1}{2}(n-1)(n-2) \end{aligned} \quad (1.12)$$

$n=2$  のときは  $n_\theta = 1, n_\delta = 0$  となって、回転角が一つのみであるが、 $n=3$  では  $n_\theta = 3, n_\delta = 1$  であり、3つの回転角に加えて、位相が1つ現れる。即ち、 $n=3$  のときには混合行列に複素成分が含まれることになる。小林益川による理論は、まさにこの複素成分こそが  $CP$  の破れの原因であると説明し、実験的に  $CP$  は破れているのでクォークは3世代以上でなければならない、という予言をした。このモデルは  $b, t$  クォークの発見や  $CP$  の破れに対する数々の実験結果から信頼するに足るものとなったが、 $CP$  非保存現象の完全な理解や小林益川模型を含む標準模型の検証のためには行列要素のパラメータの大きさを精密に求めて、 $CP$  の破れが本当に小林益川の予言通りであるかどうかを確かめる必要がある。

小林益川行列のパラメータ表示は、通常以下のように書かれる。

$$V_{KM} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}c_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.13)$$

ここで  $c_{ij} = \cos\theta_{ij}, s_{ij} = \sin\theta_{ij}$  であり、 $\theta_{ij}$  は世代間の混合角である。

いま、原子核の  $\beta$  崩壊等から

$$c_{13} - 1 < 10^{-5} \quad (1.14)$$

であることがわかっているので、

$$|V_{us}| = s_{12}c_{13} \simeq s_{12} \quad (1.15)$$

とできる。また

$$\begin{aligned} |V_{ub}| &= s_{13} \\ |V_{cb}| &= s_{23}c_{13} \simeq s_{23} \end{aligned} \quad (1.16)$$

となるので、

$$\begin{aligned} s_{12} &= \lambda \\ s_{23} &= A\lambda^2 \\ s_{13}e^{-i\delta} &= A\lambda^3(\rho - i\eta) \end{aligned} \quad (1.17)$$

とおくと、 $\lambda \ll 1$  より  $O(\lambda^4)$  以上を省略して、 $V_{KM}$  は

$$V_{KM} \simeq \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

という Wolfenstein の表式となる [5]。この表式は、 $V_{KM}$  の対角成分が大きく第1-第3世代間の混合は小さいことが明らかである上、 $V_{KM}$  の行列要素間の関係の見通しが良いという利点もあるので実験データ解析の際によく利用される。また、複素位相は  $V_{ub}, V_{td}$  成分のみに現れており、この行列要素の虚数成分の値によって、即ち  $A, \lambda, \eta$  の値によって  $CP$  の破れの大きさが決まる。

図 1.1 は  $V_{KM}$  のパラメータ  $\rho, \eta$  の現在までの実験結果から許される領域を示したものである。[3]。図中の三角形は  $V_{KM}$  のユニタリー性から得られるユニタリー三角形である。

### 1.1.3 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊

$V_{KM}$  のパラメータのうち、 $CP$  非保存の大きさを決める  $\eta$  を直接求めることのできる強力な方法として、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊の分岐比の測定がある。この崩壊の振幅の大きさは

$$\begin{aligned} A(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) &= \frac{1}{\sqrt{1 + \epsilon^2}} [A(K_2 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) + \epsilon A(K_2 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})] \\ &= \frac{1}{\sqrt{2(1 + \epsilon^2)}} [(1 + \epsilon)A(K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) - (1 - \epsilon)A(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})] \end{aligned} \quad (1.19)$$

となるが、この崩壊の最低次のダイアグラムは、図 1.3.1.2 のように中間状態において、 $t$  クォークが介在する。よって図のようにこの崩壊の振幅は  $V_{td}$  成分を係数に含む。つまり式 1.19 は

$$\begin{aligned} A(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) &\propto V_{td}^* - V_{td} \\ &\propto 2i\eta \end{aligned} \quad (1.20)$$

となり、つまり  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊の分岐比は  $\eta^2$  に直接比例することになる。また、このモードは中間状態に  $Z^0$  が存在するので、長距離相互作用の効果が殆どなく、理論的な不定性が非常に小さい、という特徴がある [6]。

図 1.1:  $CP$  非保存変数の許容範囲

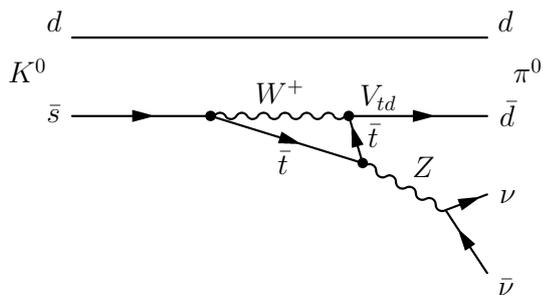


図 1.2:  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  のダイアグラム (1)

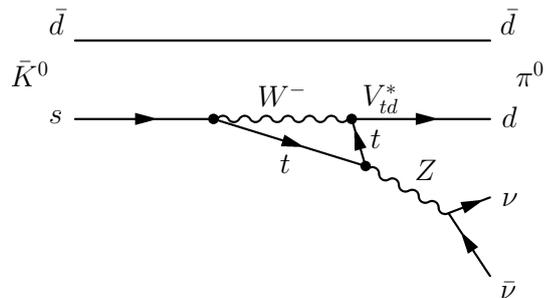


図 1.3:  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  のダイアグラム (2)

現在、この分岐比の標準理論による予言値は  $(3.1 \pm 1.3) \times 10^{-11}$  [7] である。しかし、中間状態に標準模型にない粒子が飛ぶようなダイアグラムが存在した場合、分岐比はこの予言値から変化し得る。よってこの測定は、標準模型を超える物理に対しても感度があるということである。

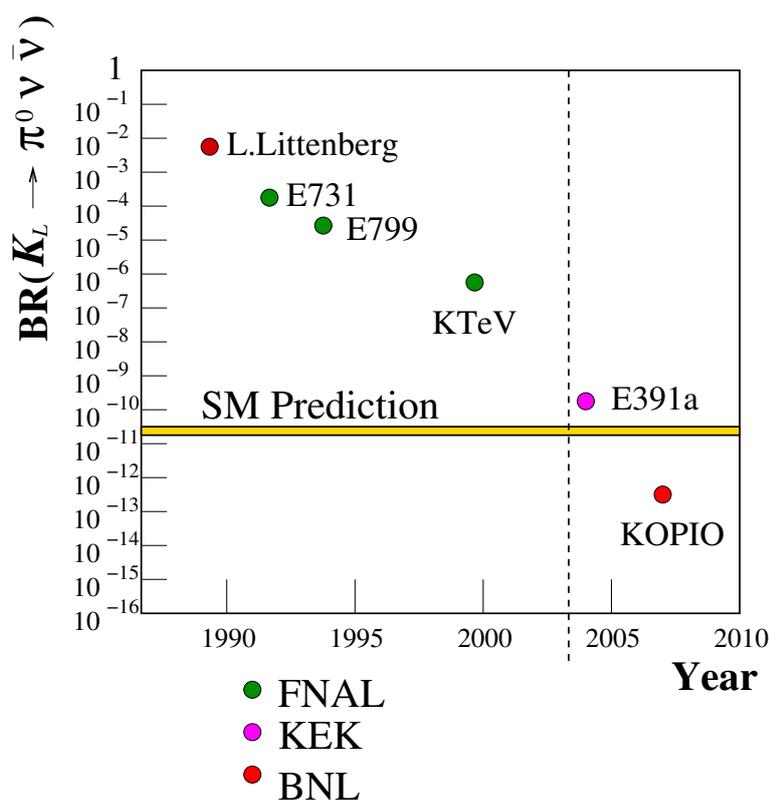


図 1.4:  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  測定実験の歴史。年代毎に感度が上がってきているが、まだ標準理論の予想値には遠いことがわかる。KOPIO は世界で初めて、シングルイベントの感度が理論値を下回り、イベント発見能力を持つことになる。

## 1.2 $K$ 中間子稀崩壊実験

以上のように  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の分岐比の測定は、小林益川行列の複素成分  $\eta$  の値を精度良く求めるための強力な手法であり、また今後標準模型を超える物理に対する手がかりを得る上でも、非常に重要な実験といえることができる。ここでは、過去から近い将来における  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  モードの測定実験について述べる。

### 1.2.1 中性 $K$ 中間子稀崩壊実験の歴史と現状

前節で説明したように  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の分岐比は  $3 \times 10^{-11}$  という非常に小さい値である上、初期状態と終状態の粒子が全て中性であるため、これを測定するのは大変難しい。

図 1.4 を見ると、過去の  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  モードの分岐比測定実験において、年代毎に測定値の上限が下がってきていることがわかる。しかし、現在の上限值はアメリカのフェルミ研究所 (FNAL) で行われた KTeV 実験による  $5.9 \times 10^{-7}$  であり [8]、標準理論の予言値よりもまだ  $10^4$  以上大きい。現在は、つくば市の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) で E391 という実験が計画されており、2003

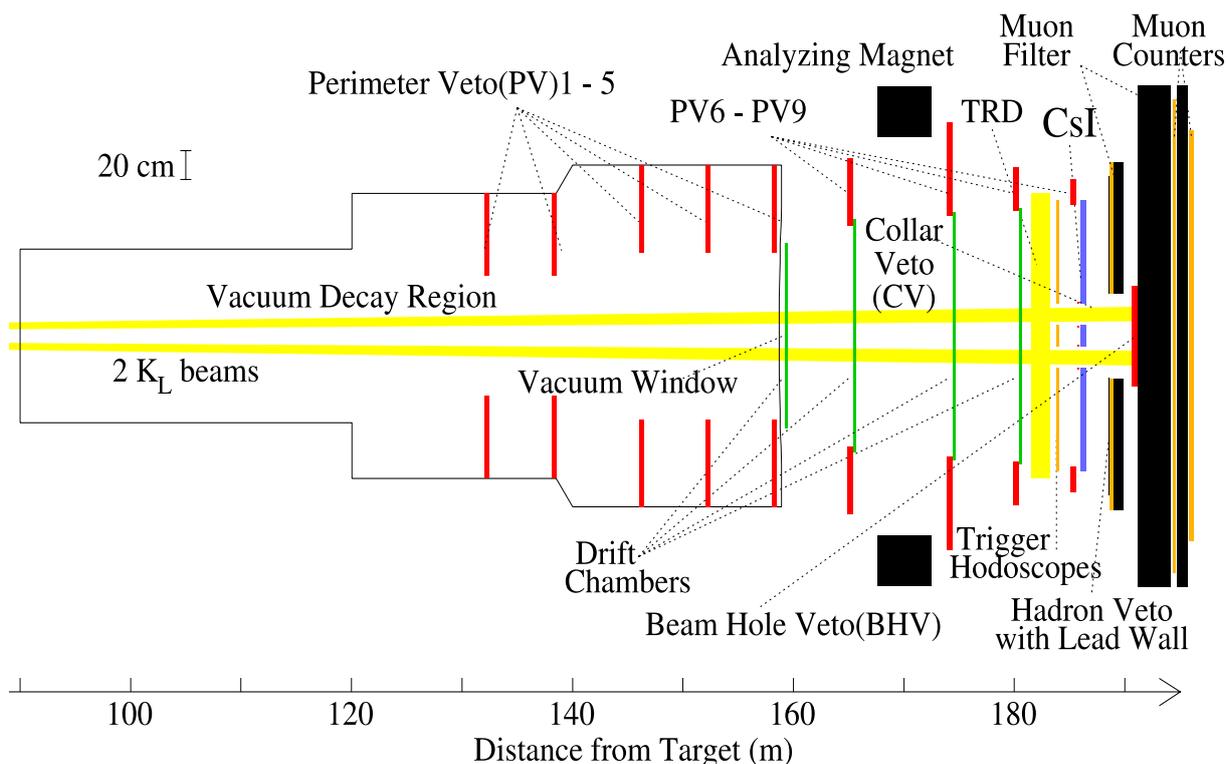


図 1.5: FNAL KTeV(E799-II) 検出器。

年 1 月の時点で検出器の建設を行っている最中である。この実験はまもなく開始され、さらに高い感度での実験を行う予定である。

また、アメリカ合衆国のブルックヘブン国立研究所 (BNL) では我々が検出器開発を行っている KOPIO 実験が 2006 年から行われる予定である。この実験は  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  に対して非常に高い感度を持ち、標準理論の予言値において約 40 イベントの  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  信号を得ることができる。

以下でこれらの実験について簡単に説明する。

### KTeV

図 1.5 は KTeV 実験の検出器である。この検出器は基本的に同じ FNAL で行われた E799 実験のものと同じである。KTeV 実験は FNAL の Tevatron 加速器 (800 GeV) の陽子ビームを用いて、静止ターゲットで平均  $70 \text{ GeV}/c$  の  $K_L$  を作りその崩壊を測定する実験である。

この実験では  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊を、 $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$  の Dalitz 崩壊モードを使って探索した [8]。図 1.6 は KTeV におけるイベント探索の結果である。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  のイベントは発見されなかったが、この実験が現在までの分岐比の上限値を決めている。

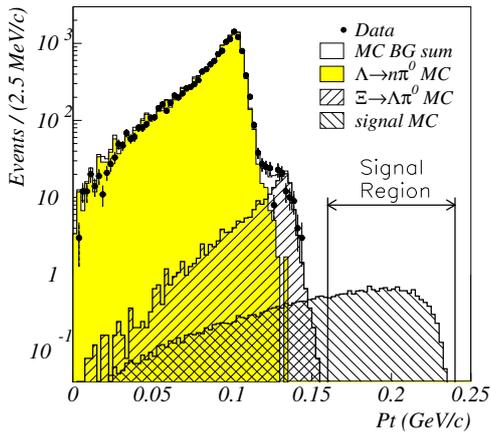


図 1.6: KTeV でのイベント探索のプロット。  
シグナル領域にイベントは発見されなかった。

### KEK-E391

E391 実験は KEK の 12 GeV の陽子シンクロトロン (PS) を用いて 2003 年から行われる予定の実験である。図 1.7 は E391 実験の検出器である。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  のイベント同定は  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  による 2 つの  $\gamma$  のみが存在するという条件で行うので、 $\gamma$  に対する検出効率が重要である。この実験では比較的細かいセグメントの CsI 結晶を用いて  $\gamma$  を検出する [9]。ここでの経験は、現在計画中的の JHF でのアップグレード実験に活かされる予定である [10]。

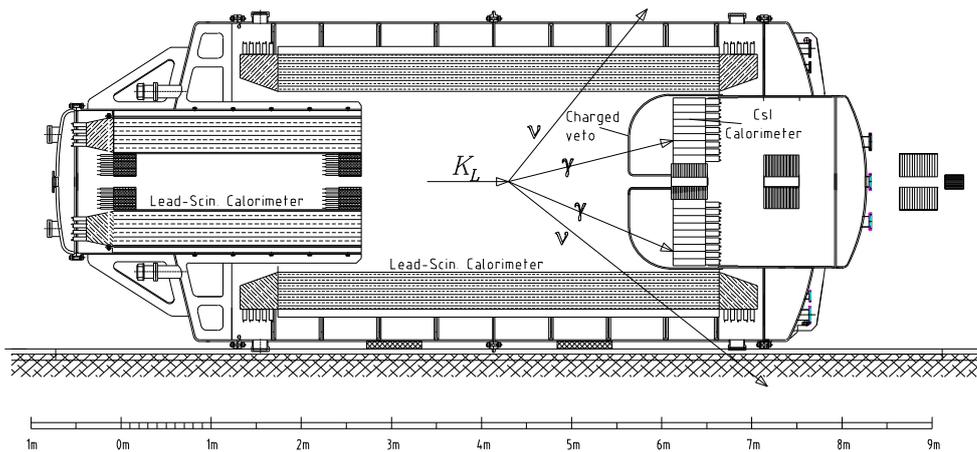


図 1.7: E391 検出器

## 1.2.2 KOPIO(BNL-E926)

KOPIO 実験では、BNL の 25.5 GeV/c AGS(Alternating Gradient Synchrotron) を用いて  $K_L$  の生成を行う。KOPIO 実験についての詳しい説明は次章で行うが、KOPIO 実験は  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  に対して非常に高い感度を持ち、世界で初めて標準理論の予言値におけるイベント発見能力を持つことになる。表 1.1 は、各中性  $K$  中間子実験でのパラメータの比較である。KOPIO は最終的に  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  のイベントを 40 イベント程度収集し、分岐比の測定を 15% の精度で行う予定である。

表 1.1:  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  実験の比較。

	KTeV	E391	KOPIO
陽子ビーム	800 GeV	12 GeV	25.5 GeV
陽子 / 1 パルス	$1 \times 10^{13}$	$2 \times 10^{12}$	$5 \times 10^{13}$
スピルサイクル	80 sec	2.5 sec	3.6 sec
$K_L$ 取り出し角度	4.8 mr	$4^\circ$	$45^\circ$
ビームプロファイル	$0.22 \text{ mr} \times 0.22 \text{ mr}$	$4 \text{ mr}^\phi$	$4 \text{ mr} \times 100 \text{ mr}$
$K_L$ の運動量	70 GeV/c	2 GeV/c	0.7 GeV/c
崩壊領域	38 m	2.7 m	3.5 m
$K_L$ 崩壊数 / 1 パルス	$4.8 \times 10^5$	$6.5 \times 10^4$	$1.9 \times 10^7$
崩壊レート	12 kHz	130 kHz	12 MHz
アクセプタンス	5 %	8 %	1.6 %
実験開始	1997-1999	2003	2006
総測定時間	$6 \times 10^5 \text{ sec}$	$1 \times 10^7 \text{ sec}$	$3 \times 10^7 \text{ sec}$
感度	$5.9 \times 10^{-7}$	$1.0 \times 10^{-10}$	$7.5 \times 10^{-13}$



## 第2章 KOPIO(BNL-E926) 実験

この章では、KOPIO 実験の概略を述べ、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  に対する高い感度を実現するためのアプローチと、ビームキャッチャーを含む各検出器について説明する。

### 2.1 測定原理

前章で述べた通り、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の分岐比の予想値は  $3 \times 10^{-11}$  と非常に小さい。このため、このイベントに対する感度を得るためにはバックグラウンドとなり得るモードをできるだけ除去することが非常に重要となる。KOPIO 実験では  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  イベントの同定は、観測されるのが  $\pi^0$  の崩壊からの 2 つの  $\gamma$  のみで他には何も粒子がない、という条件で行う。しかし  $K_L$  の崩壊では 34% の確率で 1 つ以上の  $\pi^0$  が生じる上に、ビーム中の中性子や  $K_L$  によっても、崩壊領域に残留したガスとの反応から  $\pi^0$  が生成される。これらのバックグラウンドにより、この実験は大変難しいものとなっている。

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の測定において、上の本来見たくないイベントを除去する際の基本的な手法は、崩壊においてできた粒子を全て捕えることにより、 $\pi^0$  の他には粒子が何もなかったことを完全に保証するというものである。このときに一番問題になるのが  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 (K_{\pi 2})$  のモードであり、この場合、2 つの  $\pi^0$  の崩壊による 4 つの  $\gamma$  のうち 2 個を検出し損なうと、見たいイベントと間違えてしまう。 $K_{\pi 2}$  の分岐比は  $(9.42 \pm 0.19) \times 10^{-2}$  であり [3]、見たいモードよりも  $10^7$  以上大きい。 $\gamma$  検出器では  $\gamma$  が核子に吸収される効果による不感率がどうしても存在するため、 $K_{\pi 2}$  のイベントを余分な  $\gamma$  を検出したことだけで除去しようとするのは殆ど不可能である。

このため、KOPIO 実験では Time-Of-Flight (TOF) 法を用いて、 $K_L$  の運動量を測定し、2 つの  $\gamma$  から  $\pi^0$  を再構成する際に  $\pi^0$  の  $K_L$  重心系でのエネルギーを求める。 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  は 2 体崩壊であるので、 $K_L$  の重心系において  $\pi^0$  のエネルギーは単色となり、この領域のデータに対して運動学的なカットをかけることでバックグラウンドを大幅に減らすことができる。

このように、KOPIO 実験ではバックグラウンドに対して

- $\gamma$ 、荷電粒子に対する完全な veto
- TOF を用いた  $K_L$  の運動量測定と  $\gamma$  の位置、角度、エネルギーの測定による冗長性を持った  $\pi^0$  の再構成

という 2 つの方針でこれを除去する。以下では、KOPIO 実験の概略について説明していく。

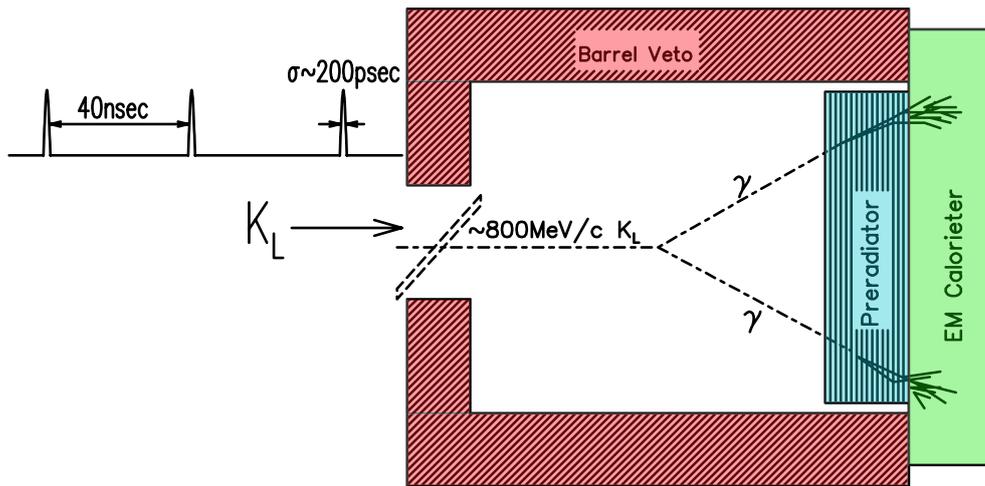


図 2.1: KOPIO 実験の原理図。マイクロバンチによって時間構造のはっきりしているビームを用い、 $\gamma$  の角度、位置、エネルギー、検出時間の測定によって  $K_L$  の崩壊点と運動量を求め重心系での  $\pi^0$  の再構成を行う。崩壊領域は veto 検出器で覆われている。

## 2.2 実験の概観

図 2.1 は KOPIO 実験における中性ビームと検出器の原理を表している。前節で説明した  $K_L$  の TOF を精度良く用いるためには、 $K_L$  の生成時刻と崩壊時刻を正確に測定する必要がある。これについて KOPIO 実験では、BNL 研究所にある AGS の 25.5 GeV の一次陽子ビームを、マイクロバンチと呼ばれる 200 ps 幅 25 MHz の非常に鋭いパルス構造にして、バンチタイミングの分解能を向上させる、という手法を取る。また、ターゲットからの  $K_L$  の取り出しは、陽子ビームから  $45^\circ$  という大角度で行うことで  $K_L$  の運動量を低く抑え、TOF の精度を上げることができる。図 2.2 は崩壊領域に入ってくる  $K_L$  の運動量分布である。ピークが  $0.65\text{GeV}/c$   $K_L$  程度の低い運動量になって

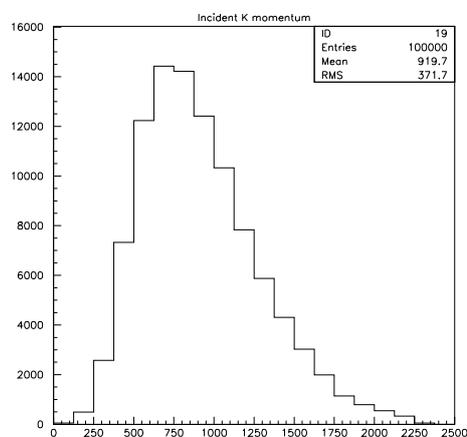


図 2.2: 崩壊領域に入る  $K_L$  の運動量分布。横軸の単位は  $\text{MeV}/c$ 。

表 2.1:  $\gamma$  のエネルギー、角度、位置に対して必要とされる測定精度と、現在達成できると考えられている値。エネルギーの単位は GeV である。これらのパラメータについて、検出器に対する要求を満している。

測定量	要求精度	期待される精度
エネルギー ( $E$ )	$0.035 / \sqrt{E}$	$0.027 / \sqrt{E}$
角度 ( $\theta$ )	(25-30) mrad	23 mr
位置 ( $x, y$ )	10 mm	< 1 mm
時間 ( $t$ )	$100 \text{ ps} / \sqrt{E}$	$50 \text{ ps} / \sqrt{E}$

いる。

$K_L$  崩壊からの  $\pi^0$  が崩壊してできた  $\gamma$  は、Preradiator という検出器でその位置と方向を、後方のカロリメータで  $\gamma$  のエネルギーの検出時刻の測定を行う。中性ビームの拡がり、垂直方向に 4 mrad、水平方向に 100 mrad という非常に薄いビームになっており、これと Preradiator の分解能によって崩壊点を非常に高い精度で求めることができる。

KOPIO 実験では、これらの運動学的な量の測定から  $\pi^0$  の不変質量を正確に再構成し、バックグラウンドを排除する。これらの検出器に対する要求精度と現在までのテスト実験やシミュレーションで達成されている精度を表 2.1 に示した。重要なパラメータは既に要求をクリアしていることがわかる。

崩壊領域はビーム方向に 4m の大きさで、Barrel Veto と呼ばれる 鉛/シンチレータの  $\gamma$  veto 検出器に覆われている。しかし、ビームホールを抜けて検出されずに残ってしまう  $\gamma$  も  $10^{-3}$  の割合で存在する。このため KOPIO 実験では我々の開発しているビームキャッチャーという検出器でビームホール全体を覆ってしまうことにより、 $\gamma$  の veto を確実なものとし、イベントのアクセプタンスを向上させることができる。

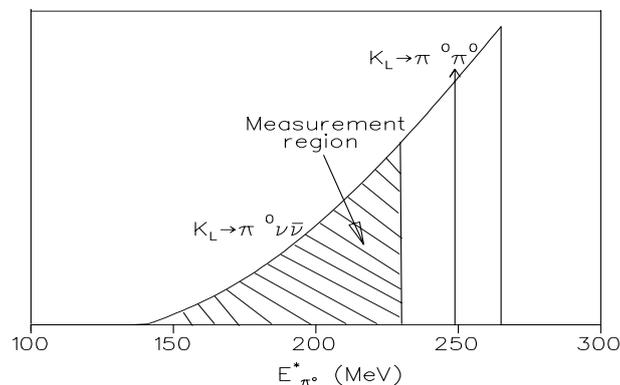


図 2.3:  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊における重心系での  $\pi^0$  のエネルギー分布。 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  は 2 体崩壊なので、そのエネルギーは単色になる。バックグラウンドを避けるため、これよりも低いエネルギー領域をデータとして用いる。

以下では、KOPIO 実験のビームと各検出器について説明していく。

## 2.3 KOPIO ビームライン

### 2.3.1 AGS

KOPIO 実験は BNL にある 25.5 GeV AGS で行われる。AGS の一次陽子ビームは 3.6 秒毎に 1.6 秒のスピルで取り出される。このビームは前述のマイクロバンチ構造になっており、40 ns(25 MHz) 毎に 200 ps のバンチ幅でターゲットに衝突する。また、1 パルス中には  $5 \times 10^{13}$  個の陽子が含まれる。

### 2.3.2 中性ビームライン

ターゲットで生成された  $K_L$  などの中性ビームは、元の一次ビームと  $45^\circ$  の角度で取り出される。この結果、 $K_L$  は 1 パルスあたり  $1.9 \times 10^7$  個程度になる。

図 2.4 は AGS とターゲットステーション、中性ビームラインの鳥瞰図である。

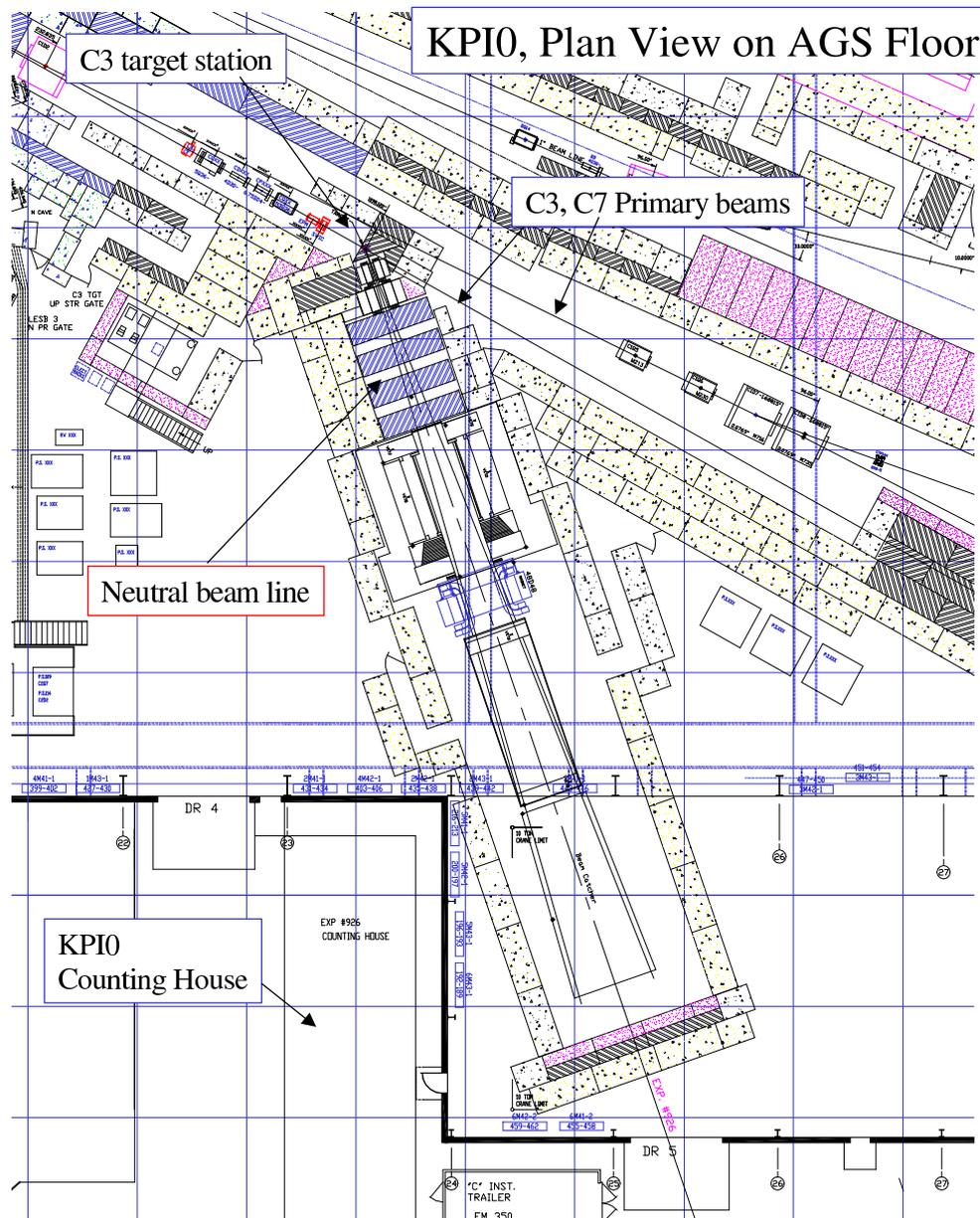


図 2.4: KOPIO ビームライン。

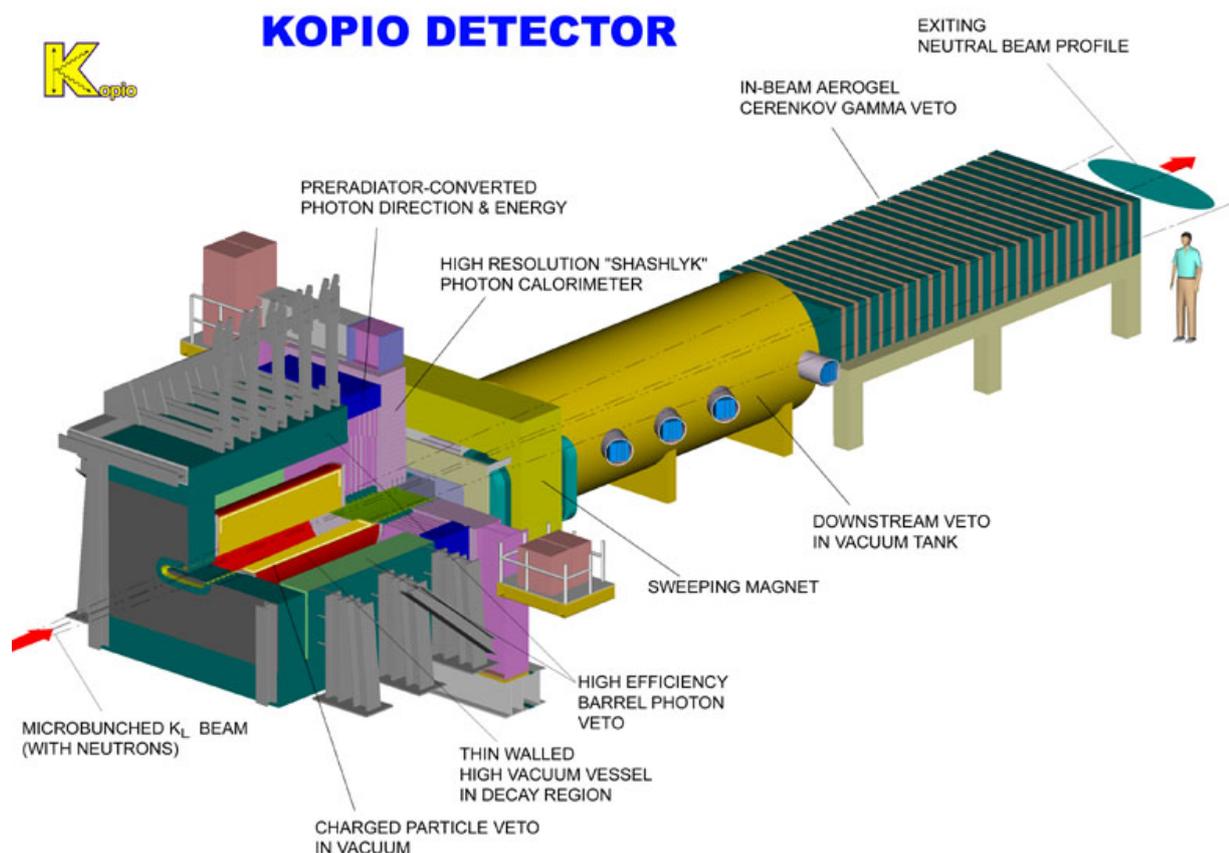


図 2.5: KOPIO 検出器

## 2.4 KOPIO 検出器

図 2.5 は KOPIO 検出器の全体図である。KOPIO 実験では、基本的に特殊な要求がない検出器については、既に他の実験で使われ、良く理解されている技術を用いて確実な粒子検出を行う。以下で、それぞれの要素について簡単に説明する。

### 2.4.1 真空

図 2.6 は崩壊領域全体を含む真空容器である。残留ガスと中性ビーム中の粒子の反応による  $\pi^0$  生成を抑えるため崩壊領域では  $10^{-7}$  Torr という高真空が達成されている。

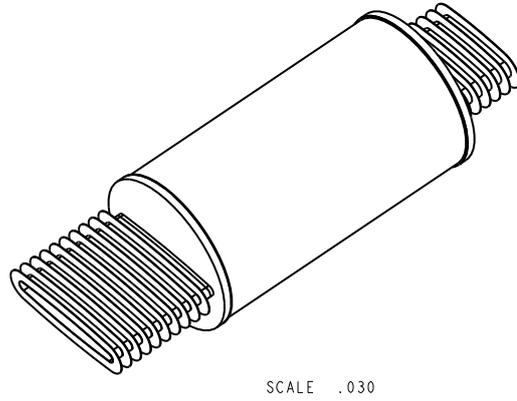


図 2.6: 崩壊領域の真空容器

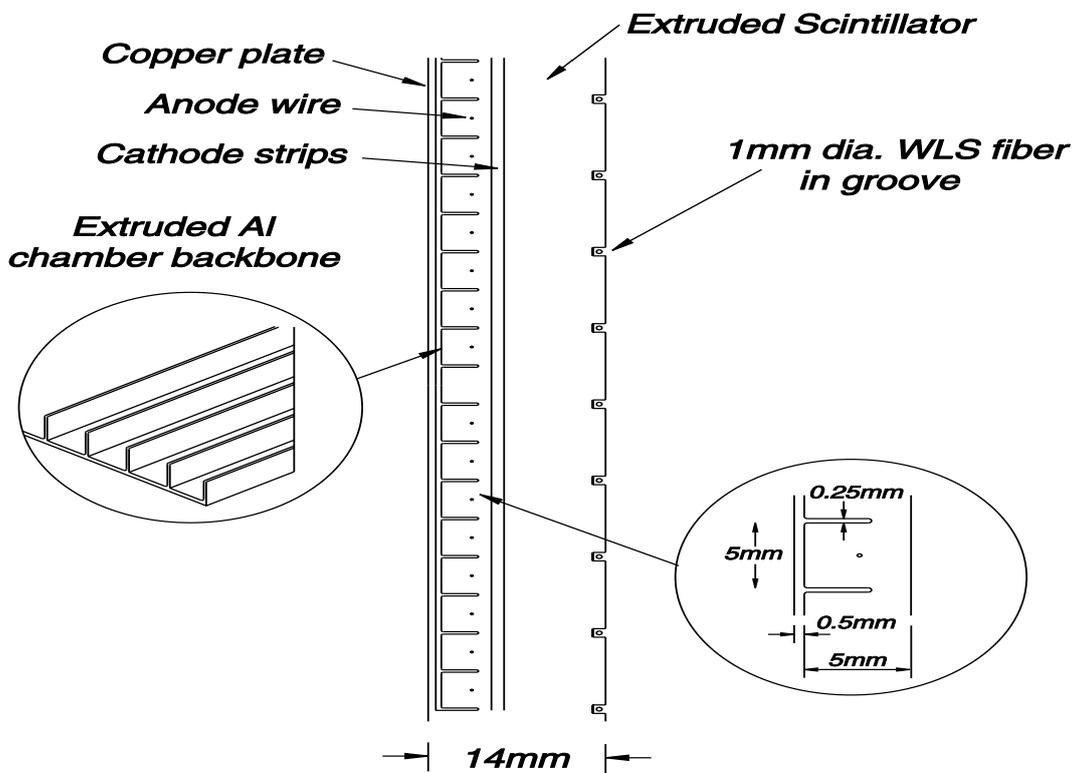


図 2.7: Preradiator

### 2.4.2 Preradiator

図 2.7 は  $\gamma$  の位置と方向を測定するための、Preradiator である。この検出器は、 $\gamma$  のコンバータである銅板と、その直後のドリフトチェンバー、さらに下流の押し出し型シンチレータから成っている。チェンバーの1ピクセルは 5.5 mm 間隔で縦横に組み立てられており、これによって約 25 mrad という高い角度分解能を持つ。

### 2.4.3 カロリメータ

崩壊領域の最下流にあるカロリメータは、図 2.8 のように鉛とシンチレータのサンドイッチ構造である“Shashlyk”タイプのもを使用する。シンチレータの発光は波長変換ファイバーで読み出す。これは RHIC の PHENIX 実験で用いられているものと同じであり [11]、分解能は  $60 \text{ ps}/\sqrt{E(\text{GeV})}$ 、 $3.5\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$  である。

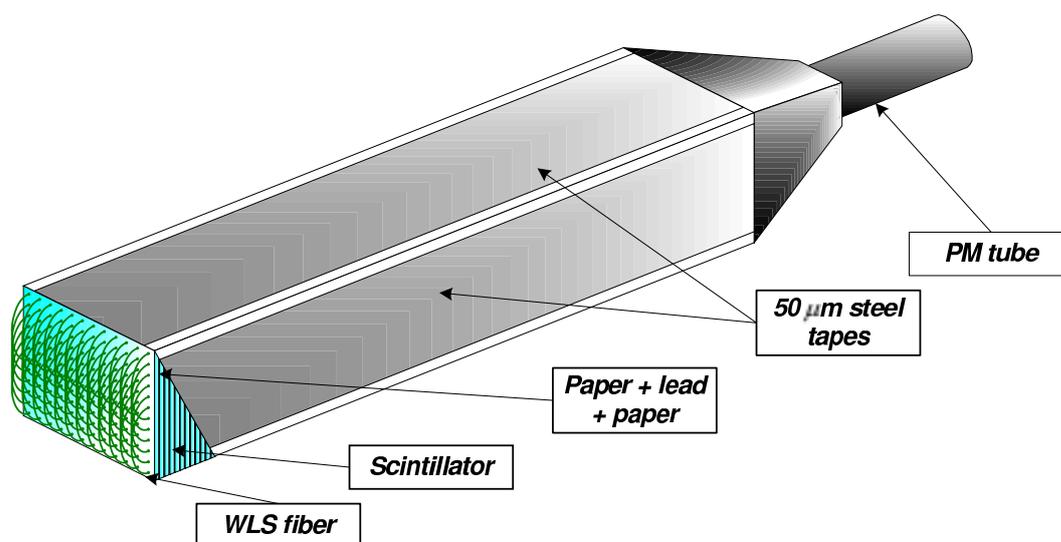


図 2.8: カロリメータ

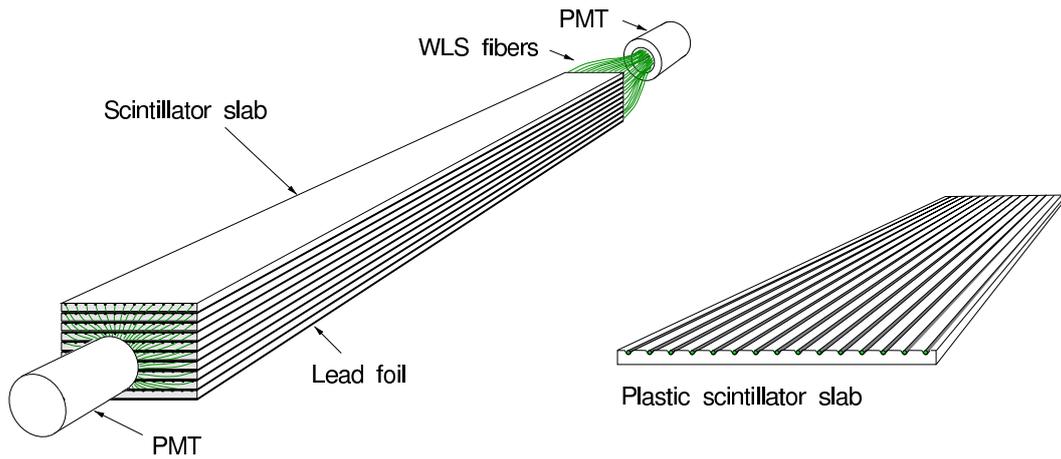


図 2.9: Barrel Veto モジュール。

#### 2.4.4 Veto 検出器

図 2.9 は崩壊領域の周囲にある Barrel Veto の 1 つのモジュールである。この検出器も鉛とシンチレータのサンドイッチ構造のものであり、外側の層までを合せると  $18 X_0$  の放射長があり、 $\gamma$  に対して、99.98% という高い veto 効率を持つ。

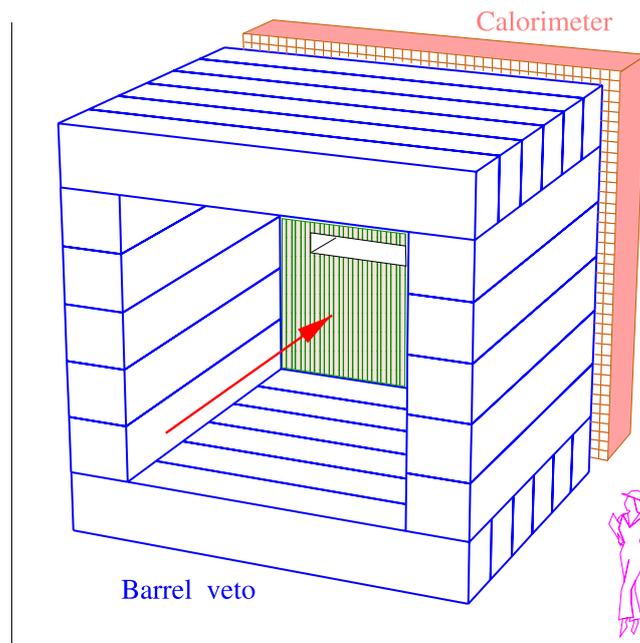


図 2.10: 崩壊領域のエンドキャップ。

### 2.4.5 ビームキャッチャー

図 3.5 は我々が開発を行っているビームキャッチャーである。この検出器は、崩壊領域から 15 m 下流のビームライン中に置かれ、ビームホールを抜けてきた  $\gamma$  を veto する役割を持つ。キャッチャーについては次章で詳しく説明する。

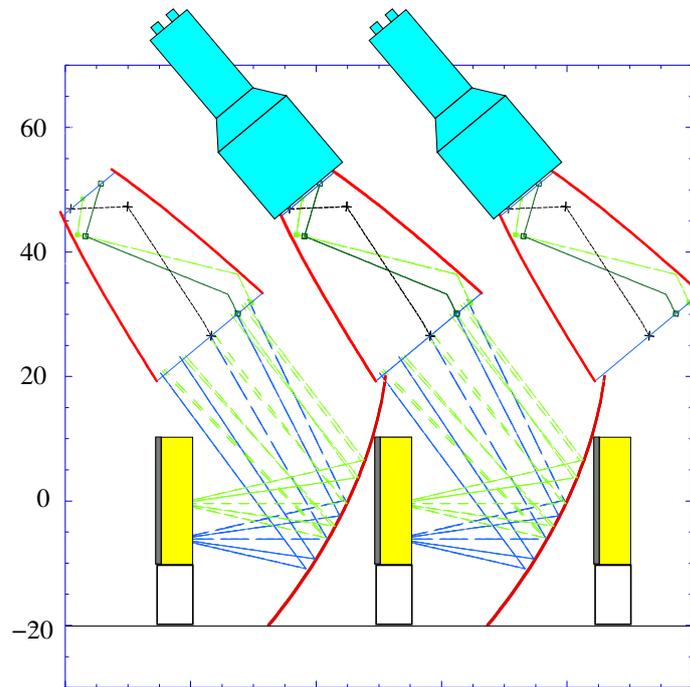


図 2.11: ビームキャッチャーのデザイン。

## 2.5 イベント感度とバックグラウンド

以上の検出器によって KOPIO 実験では  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  イベントを選ぶ。これらの検出器の検出効率から、KOPIO 実験で予想されるイベント数を算出しておく。

全  $K_L$  数は、パルスあたりの  $K_L$  の数と実験時間中の全パルス数から

$$\begin{aligned} N_K &= (2.6 \times 10^7 K_L^0 \text{decays/pulse}) \cdot 0.65(\text{single decay}) \cdot (9.2 \times 10^6 \text{pulses}) \\ &= 1.55 \times 10^{14} K_L^0 \text{decays} \end{aligned} \quad (2.1)$$

と計算できる。また  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊の検出効率については表 2.2 のようになるので、イベント数は、

$$\begin{aligned} N_{\pi \nu \bar{\nu}} &= N_K \cdot \epsilon \cdot B \\ &= (1.55 \times 10^{14}) \cdot (8.7 \times 10^{-3}) \cdot (3 \times 10^{-11}) \\ &= 41 \text{events} \end{aligned} \quad (2.2)$$

となる。

この  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  イベントにどれくらいのバックグラウンドが含まれるのかを見積った結果が表 2.3 である。一番大きなバックグラウンドの原因は  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  であり、このイベント数のときには、S/N は 2 程度になることがわかる。

表 2.2: KOPIO 実験のアクセプタンス。  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  イベントに対してのもの。

条件	アクセプタンス
崩壊領域中での $K_L$ 崩壊	0.47
立体角	0.27
Preradiator でのコンバージョン確率	0.50
$m_{\gamma\gamma} = m_\pi$	0.70
$E_\pi^*$	0.26
ラップアラウンド/ $K_{\pi 3}$	0.82
$\gamma$ veto	1.000
$E_\pi^*$ vs. $ E_{\gamma 1}^* - E_{\gamma 2}^* $	0.83
トータルアクセプタンス ( $\epsilon$ )	$7.9 \times 10^{-3}$

表 2.3: S/N が 2 程度のときの  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  イベント信号に対するバックグラウンドの見積り。下線はその種類の中で主な原因となるもの。一番大きなバックグラウンド源は  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  からのものである。

種類	モード	イベント数
$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$		41
$K_L$ 崩壊 ( $\gamma$ のみ)	<u><math>\pi^0 \pi^0</math></u> , $\pi^0 \pi^0 \pi^0$ , $\pi^0 \gamma \gamma$	12.8
$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$		0.65
$K_L \rightarrow \gamma \gamma$		0.02
$K_L$ 崩壊 (荷電粒子を伴う)	$\pi^\pm e^\mp \nu (\pi^- e^+ \nu)$ , $\pi^\pm \mu^\mp \nu$ , $\pi^+ \pi^-$	0.02
$K_L$ 崩壊 ( $\gamma$ +荷電粒子)	$\pi^\pm l^\mp \nu \gamma (\pi^- e^+ \nu \gamma)$ , $\pi^\pm l^\mp \nu \pi^0$ , $\pi^+ \pi^- \gamma$	4.4
その他	<u><math>\Lambda \rightarrow \pi^0 n</math></u> , $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0$ , $\Sigma \rightarrow \pi^0 p$	0.01
ビームによる $\pi^0$ 生成	<u><math>n \rightarrow \pi^0</math></u> , $K_L, \gamma$	0.2
アクシデンタル		0.8
合計		18.9

## 第3章 ビームキャッチャー

我々が開発を行っているビームキャッチャーは  $\gamma$  veto カウンターの一つであり、 $\gamma$  に対しては高い検出効率を持つ必要がある。また、ビームキャッチャーは中性ビーム中に設置されるので、光子以外の中性粒子、特に中性子に対しては不感でなければならない。この要求を満たすため、我々は鉛の  $\gamma$  コンバータとチェレンコフ発光体のエアロジェルを組み合わせたカウンターをビームラインに多数配置するというデザインを考案した。

この章では、ビームキャッチャーの目的とデザインについて述べ、簡単なシミュレーションによって、このデザインがキャッチャーに対する上記の厳しい要求を満たすことを示す。

### 3.1 キャッチャーの目的

ビームキャッチャーの目的は、ビームホールを通り抜けて崩壊領域の下流までやってきた  $\gamma$  を捕えることである。ビームホールを覆う検出器が存在しないときには、 $K_{\pi 2}$  の4つの  $\gamma$  のうち1つが崩壊領域の検出器で検出されずもう一つはビームホールを抜けていってしまうイベントを本物の  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  イベントと間違えてしまう可能性があるが、ビームキャッチャーによってこのようなバックグラウンドを大幅に減らすことができる。

ビームキャッチャーは、図 3.1 のように崩壊領域から約 15 m 下流の中性ビーム中に設置される。ビームは  $100 \text{ mr} \times 5 \text{ mr}$  の拡がりを持っているので、キャッチャーは水平方向に 3m、鉛直方向に 15 cm の領域を覆う必要がある。キャッチャーは、 $\gamma$  veto カウンターとして  $\gamma$  に対する高い検出効率を保ちながら、間違えて本物のイベントを veto してしまう (false veto) ことのないよう、ビーム中に存在する大量の中性子に対しては不感である必要がある。

このような  $\gamma$  に対する高い検出効率と中性子に対する不感性を両立させた検出器は今までに存在せず、非常に挑戦的な開発研究となっている。

### 3.2 要求される性能

#### 3.2.1 $\gamma$ に対する検出効率

最大バックグラウンドとなる  $K_{\pi 2}$  崩壊の4つの  $\gamma$  のうち2つが検出されない場合には、 $K_{\pi 2}$  の2つの  $\pi^0$  のうち一つの  $\pi^0$  からの  $\gamma$  が両方とも検出されない“even pair”と、 $\gamma$  が2つの  $\pi^0$  から1つずつ検出される“odd pair”がある。even pair に関しては、再構成された  $\pi^0$  の  $K_L$  重心系での運動量が2体崩壊崩壊から計算される単色の値であるので、Preradiator とカロリメータでの  $\gamma$  のエネルギーと方向の測定により、運動学的なカットで殆ど排除することができる。しかし、odd pair に

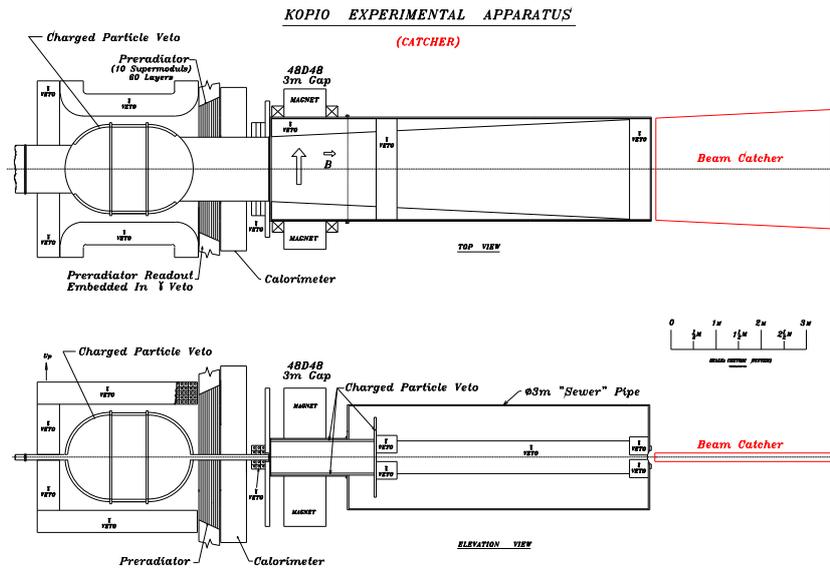


図 3.1: ビームキャッチャーの位置

において偶然  $\pi^0$  の質量が再構成された場合には単色エネルギーとはならないため、単純な運動学的条件では不十分で、余分な  $\gamma$  をキャッチャーが確実に捕え、これを veto しなければならない。

図 3.2 は以上のような運動学的なカットをかけた後で、キャッチャーに到達する  $\gamma$  のエネルギースペクトラムである。これを見るとキャッチャーにやってくる  $\gamma$  は殆どが 300 MeV 以上であり、キャッチャーはこのエネルギー領域の  $\gamma$  に対して高い検出効率を持つ必要がある。現在のキャッチャーに

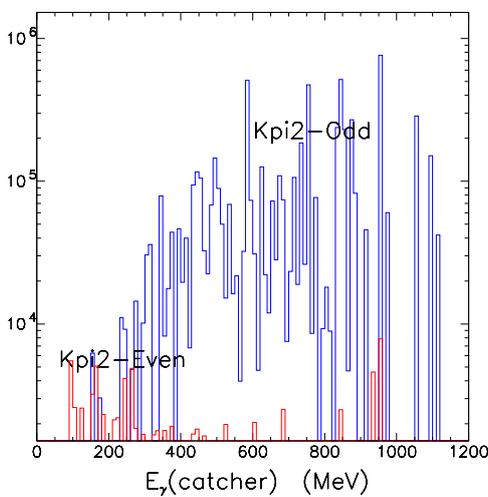


図 3.2: ビームキャッチャーに到達する  $\gamma$  のエネルギー。運動学的なカットによって、キャッチャーにやってくる  $\gamma$  のエネルギーは、odd pair からの 300 MeV 以上のものが殆どである。

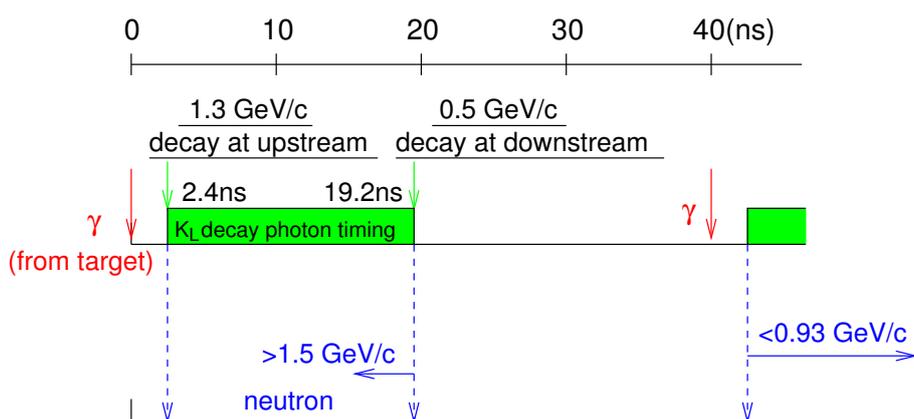


図 3.3: 粒子のキャッチャーへの到達時間。  $K_L$  崩壊からの  $\gamma$  と同じタイミングでやってくる中性子が、false veto の原因となる。問題となるの中性子運動量は  $1.5 \text{ GeV}/c$  以上である。

対する検出効率の要求は、 $300 \text{ MeV}$  の  $\gamma$  に対して  $99\%$  以上である。

### 3.2.2 中性子に対する検出効率

図 3.3 はキャッチャーに到達する粒子と時間の関係を表している。2 章で述べたビームのマイクロバンチ構造により、ターゲットでの粒子生成は  $40 \text{ ns}$  毎に  $200 \text{ ps}$  幅という非常に短い時間幅で行われる。つまり、粒子の質量と運動量との関係から生成粒子のキャッチャーへの到達時間もきれいな周期的構造を持つことになる。この図より、キャッチャーが捕えるべき  $K_L$  崩壊による  $\gamma$  の到達時刻は、ターゲットで発生した 1 次ビーム由来の  $\gamma$  を基準としたときに、 $2.4 - 19.2 \text{ ns}$  の時間領域であることがわかる。よって、キャッチャーでのイベントの発生時刻を測定することで他の粒子のバックグラウンドを軽減することができるが、図より、 $1.5 \text{ GeV}/c$  以上と  $0.93 \text{ GeV}/c$  以下の運動量領域の中性子は  $K_L$  崩壊の  $\gamma$  のイベントタイミングに入ってくることになる。一般にエネルギーの高い粒子の方が種々の反応を起こして検出されやすいので、この  $1.5 \text{ GeV}/c$  以上の運動量の中性子が false veto の主な原因となる。またビームライン中の中性子は、 $10 \text{ MeV}$  以上の運動エネルギーのもので、スパイルあたり  $10^{11}$  個、マイクロバンチあたりでは、 $10^3$  個という膨大な量が存在する。図 3.4 は実際にビームラインで測定された、中性子の運動エネルギーの分布である。図から  $1.5 \text{ GeV}/c$  (運動エネルギー  $0.8 \text{ GeV}$ ) 以上の中性子の割合は  $15\%$  程度であることがわかる。また粒子の割合と反応確率から、一番問題となる中性子の運動量は約  $1.8 \text{ GeV}/c$  である。この運動量の中性子に対する検出効率を正確に見積ることが、この検出器の開発において非常に重要である。

現在のビームラインのパラメータにおいて、false veto の確率を抑えるためにキャッチャーに対して要求される中性子の検出効率は、 $0.3\%$  以下となる。

## 3.3 キャッチャーのデザイン

図 3.5 は現在のビームキャッチャーの実機の仮デザインである。キャッチャーは、鉛の  $\gamma$  コンバータとチェレンコフ発光体である屈折率  $1.03$  のエアロジェルを組み合わせた 1 つのモジュールを、

図3.4: ビーム中の中性子の運動エネルギー。実際のビームラインにおいてターゲットから  $46.5^\circ$  の方向で測定した値。

ビーム方向に 25 段、ビームと垂直方向に 20/21 列で計 512 個並べる、というデザインになっている。屈折率の低い発光体による閾値型の検出器は速度の小さい粒子に対しては不感であることができるので、 $\gamma$  から生成されるほぼ光速の電子陽電子対と、中性子反応で予想される質量の大きい低速粒子を区別することができる。しかし、中性子は鉛のコンバータでハドロン反応によって  $\pi^0$  を生成し、この  $\pi^0$  の崩壊による  $\gamma$  がキャッチャーで検出されることがある。そこで、図3.6のようにチェレンコフカウンターのモジュールを多数配置し、ヒットがあったカウンターのコインシデンスを取ることで、 $\gamma$  の方向情報を得て、上流からやってきたビーム方向の  $\gamma$  と  $\pi^0$  崩壊による等方的に出る  $\gamma$  を識別する。このデザインにより、 $\gamma$  に対しては高い検出効率でありながら、中性子によるイベントを排除することができる。

実機の仮デザインでは、エアロジェルのサイズは  $20\text{ cm} \times 20\text{ cm} \times 5\text{ cm}$  であり、チェレンコフ光は凹面鏡と光学漏斗 (funnel: ファネル) で集光して、この光を 5 インチ PMT で検出する。前面の鉛コンバータは 2 mm 厚であり、これがビーム方向に 25 段並ぶので、トータルで  $8.3X_0$  の放射長を得る。

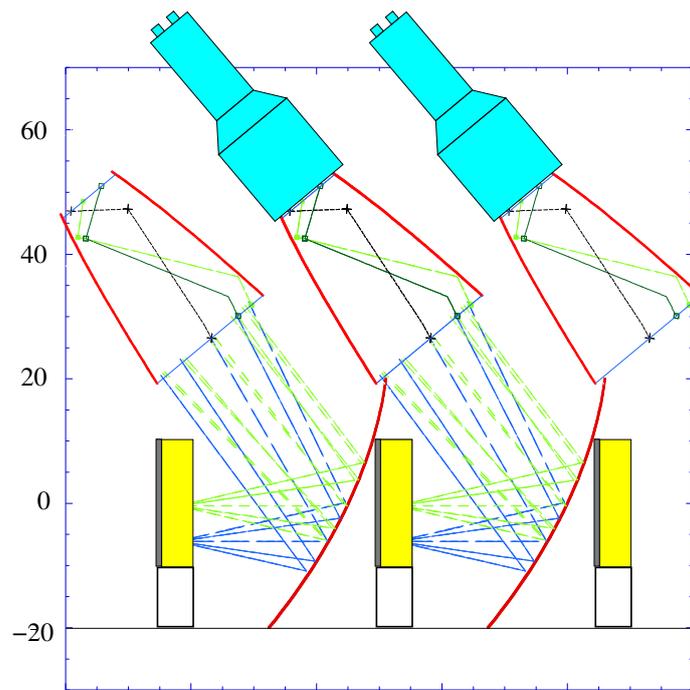


図 3.5: 実機の仮デザイン

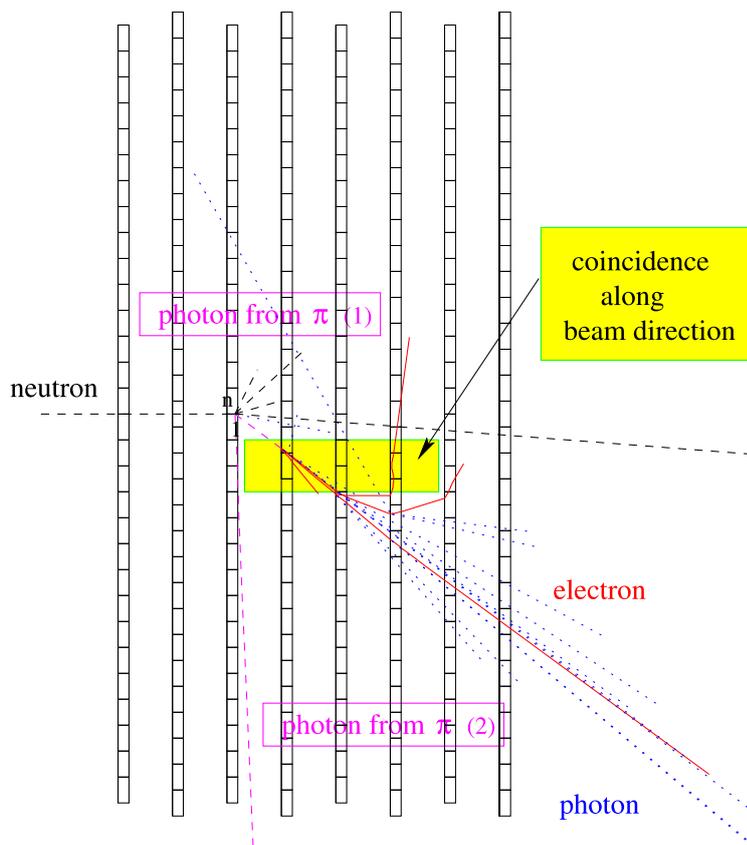


図 3.6: シミュレーションでの中性子による  $\pi^0$  生成のイベントディスプレイ。

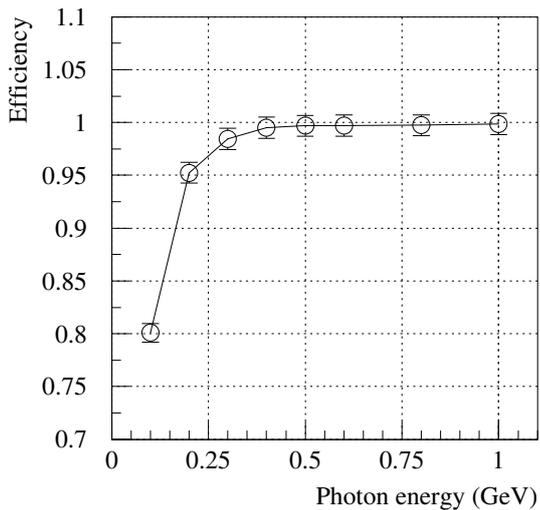


図 3.7:  $\gamma$  に対する検出効率のシミュレーション結果。300 MeV で 98.5%、400 MeV 以上では 99% 以上の検出効率という値が得られた。

### 3.4 シミュレーション

我々は、以上のようにキャッチャーのデザインを行い、この性能を調べるために GEANT 3 を用いたシミュレーションを行った。ここで述べるシミュレーションではエアロジェルは 5cm 厚に設定し、エアロジェル中でのチェレンコフ光の散乱確率については HERMES 実験グループにより報告されている値を用いた [12]。

また、エアロジェルから放出されたチェレンコフ光に対する光学系の収集効率は、現在の凹面鏡とファネルを用いたデザインでは 70% 程度であると考えているが、今は保守的に一律 50% の収集効率を仮定して以下の議論を進める。モジュールのヒットの定義には 8 個以上の光電子が得られたという条件で行う。

後で再び述べるが、ハドロンパッケージには GCALOR [13] を採用した。

#### 3.4.1 $\gamma$ に対する検出効率の結果

図 3.7 は  $\gamma$  に対する検出効率のシミュレーション結果である。ビーム方向に並んだ 2 つのモジュールの間でコインシデンスが取れる確率は、300 MeV の  $\gamma$  に対しては 98.5%、それ以上のエネルギーについては 99% 以上という結果となった。これはキャッチャーに必要な検出効率をほぼ達成できている。

#### 3.4.2 中性子に対する検出効率

$\gamma$  と同様に中性子に対してもシミュレーションを行い、ビーム方向の上下流のモジュール間でコインシデンスが取れる確率を求めた。図 3.8 はその結果である。実験で問題となる 1.8 GeV/c (運動エネルギー 1.0 GeV) の中性子に対して、検出率は 0.3% 以下であった。

以上のようなシミュレーションの結果、ビームキャッチャーに対する  $\gamma$  の高い検出効率と中性子に対する不感性という要求を、現在のデザインで満していることが示された。よって今後我々は、このエアロジェルカウンターを多数配置するという方向性で検出器の開発を行う。

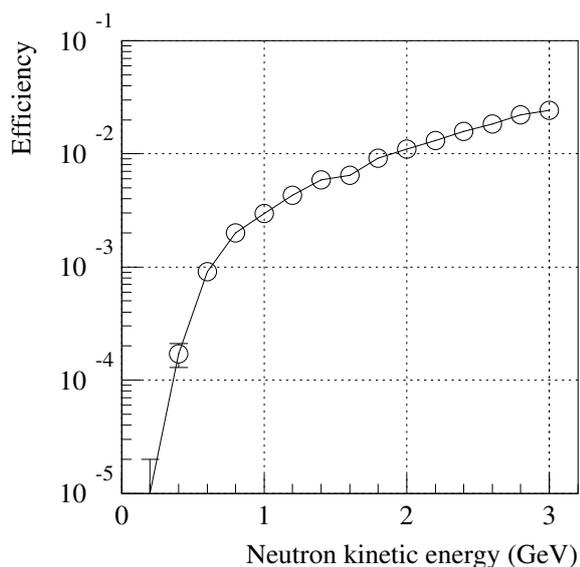


図 3.8: 中性子に対する検出効率。横軸は中性子の運動エネルギーである。0.8 GeV (1.5 GeV/c) では約 0.2%、1.8 GeV/c でも 0.3 % 以下の検出効率であり、これは要求を十分に満たしている

### 3.4.3 ハドロンパッケージ

GEANT 3 のハドロン反応を記述するパッケージには、GCALOR の他に FLUKA, GHEISHA がある。図 3.9 は、上の中性子でのシミュレーションにおけるこれらハドロンパッケージの比較を行ったときのプロットである。元々 1 GeV/c のオーダーの運動量領域におけるハドロン反応はこの中では GCALOR の再現性が最も良いと言われている [14]。また、中性子に対する検出が一番低いのも GCALOR であるという結果が得られたので、我々はこの検出効率を基準にして今後の実験での測定結果と比較する。しかし、ハドロン反応については、シミュレーションは必ずしも信頼できるものではない。実際の検出効率はシミュレーションの数倍程度になる可能性も考慮に入れて今後のテストを行う。

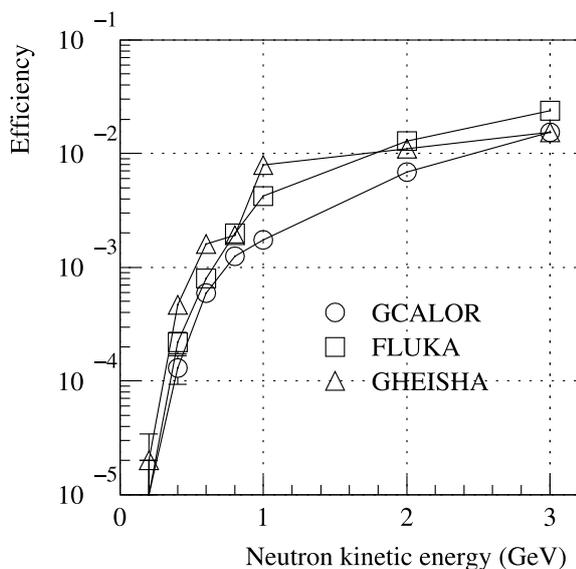


図 3.9: GEANT3 のハドロンパッケージによる検出効率の違い。1 GeV 程度のエネルギーのハドロン反応では、GCALOR が最も良く実験結果を再現すると言われている。

### 3.5 デザインと性能のまとめ

ビームキャッチャーはエアロジェルのチェレンコフカウンターを多数配置したデザインになっている。チェレンコフカウンターは元々遅い粒子に対して不感である上、モジュール間でのコインシデンスを取ることで、 $\gamma$ の方向情報を得ることができ、 $\gamma$ に対しては検出効率を落とさないまま、中性子のハドロン反応などのイベントを排除することができる。

キャッチャーについての重要なパラメータを表3.1にまとめた。我々のデザインはモンテカルロシミュレーションによって良く理解されており、現在のデザインでキャッチャーに対する検出効率の厳しい要求をほぼ満していることがわかる。また、光学系の改良によって、光電子数の閾値を変えるなどの最適化を行いさらに十分な検出効率となることが期待できる。

表 3.1: キャッチャーに対する各種のパラメータ。

検出効率	$\gamma$	98.5 % @300MeV
		$\geq 99.5\%$ > 400 MeV
false veto の確率	中性子	0.2% @0.8 GeV
	中性子	1.8%
	$K_L$	1.2%
シングルレート	ターゲットからの $\gamma$	< 0.1%
	中性子	210 kHz
	$K_L$	90 kHz
	ターゲットからの $\gamma$	90 kHz

## 第4章 プロトタイプの製作

前章までの議論で、鉛コンバータとチェレンコフ発光体のエアロジェルを組み合わせたモジュールを多数配置するという我々のデザインで、ビームキャッチャーに対する厳しい要求を満たし得ることが確認されたので、我々はビームキャッチャーのプロトタイプを製作し、その性能を評価した。また、プロトタイプの光量やハドロン反応について理解するため、ビームによる実験に先立って、プロトタイプを用いたセットアップを正確に再現したシミュレーションを行った。この章では、プロトタイプのデザインと各構成要素について説明し、最後にシミュレーションの結果について述べる。

### 4.1 設計目的

鉛での $\gamma$ コンバージョンの確率や、コンバージョンで生成した電子陽電子によるチェレンコフ発光については、単純な電磁気学的記述が可能であるので、シミュレーションは比較的信用できる。しかし、中性子のハドロン反応で生じた粒子によるイベント検出の確率は、現象論的なパラメータに頼らざるを得ず、また2次粒子の運動学の不定性も大きく、モンテカルロシミュレーションは信頼性に乏しい。よって、ハドロン反応に関しては、自らでその検出効率を測定し、シミュレーションとの一致を見る、または不一致の場合その程度を見積ることで、今後の検出器開発におけるシミュレーションの予言能力を評価する必要がある。

即ち、テスト実験ではバックグラウンドをできるだけ排除して、元々確率が低いと考えられているハドロン反応を確実に捕え、その検出効率を正確に測定することが重要となる。我々はこのような目的でビームキャッチャーのプロトタイプを製作した。

### 4.2 デザイン

実際の KOPIO 実験では、キャッチャーに $\gamma$ がやって来る位置は、ビームホールの大きさにより決まる拡がりを持っているが、テスト実験の際には、トリガーでビームを絞ることにより一番検出効率の高い点にビームを入射することができる。よって、広い範囲である程度の検出効率を得るのではなく、領域が狭くてもより高い検出効率を得られるような光学系を構築することにした。

図 4.1 は製作したプロトタイプの略図である。実機に使用する予定の集光ファネルは今回のプロトタイプでは使用せず、凹面鏡のみでの集光を行う。チェレンコフ光の検出には実機同様5インチのPMTを用いる。PMTの位置は、ビームラインの粒子が直接PMTを叩いて光らせてしまうというイベントを避けるため、できるだけビームラインから離すこととした。その際、距離が離れてもチェレンコフ光をできるだけ集められるようなデザイン、ということで鏡の形状を決めた。鏡は、凹面部分の中心が水平方向に対して $45^\circ$ になるように設置し、PMTはその真上に中心がくるようになっている。この凹面鏡については次節で詳しい説明を行う。

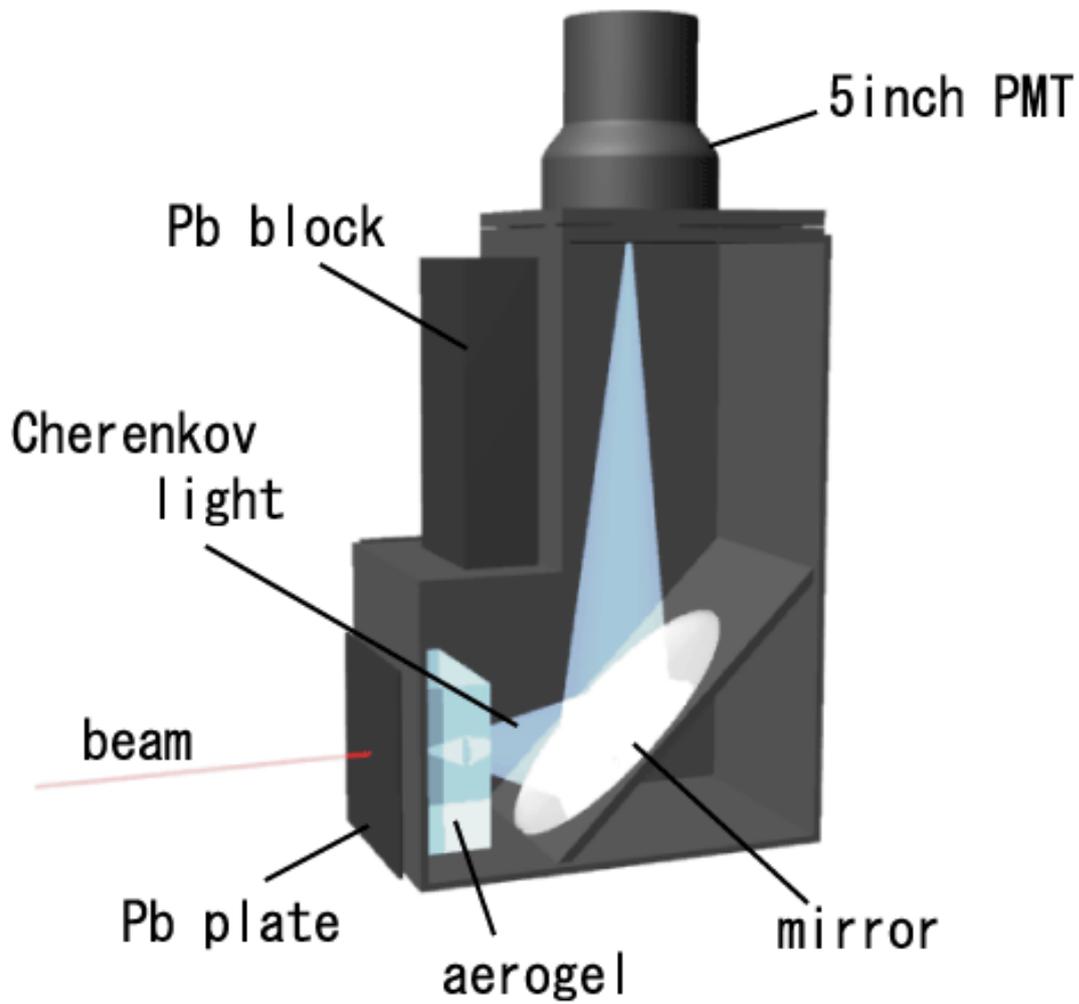


図 4.1: プロトタイプデザイン。エアロジェルからのチェレンコフ光は凹面鏡で集められ、それを 5 インチの PMT で捕える。

また、プロトタイプモジュールにも鉛板のコンバータが前面に付けられており、測定時には 20 mm 厚と 2mm 厚に設定した。鉛コンバータと PMT を繋ぐ線上には鉛ブロックのシールドを置き、コンバータで生じた 2 次粒子が PMT を直接ヒットするのを防ぐ役割をする。



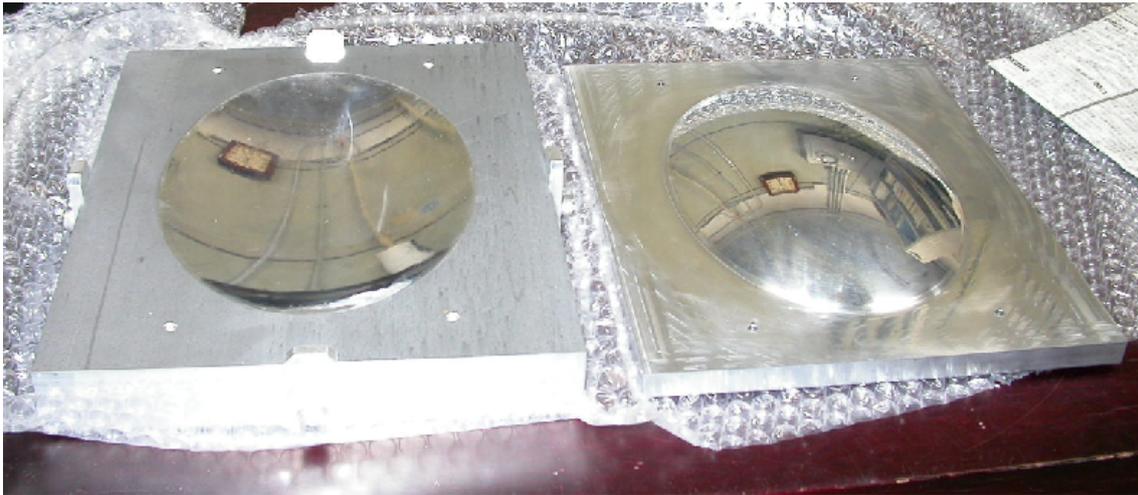


図 4.3: 凹面鏡の成型治具。左がメス型で右がオス型である。両方を熱した状態で凹型に鏡の基材を乗せ、その上に凸側を乗せて形を作る。

図 4.3 は成型治具の写真である。アルミ板を NC 旋盤で削り出してオス型とメス型を作り、これらを研磨したものを熱した状態でアクリル板を間に挟んで成型する。この成型治具は、数式が入力可能な NC 旋盤を用いて作られており形状の精度は高い。この治具を用いて以下の手順で成型を行った。

1. 成型治具をオスメス両方温める
2. メス型のくぼみの上にアクリル板を乗せる
3. 上からオス型を乗せる
4. 冷ましてから成型治具を外す
5. 長方形に切り落す
6. 固定用の穴を開ける
7. 表面を研磨する

成型方法は熱による変形であるので、冷えて固まる際に形状のゆらぎが生じる恐れがある。また、最後の研磨過程では曲面の研磨が困難であることから、あまり良い表面状態を実現できず、結果的に反射率が悪くなっている。鏡の反射率測定については次節で述べ、また形状確認については、5章の光量測定のところでも述べる。

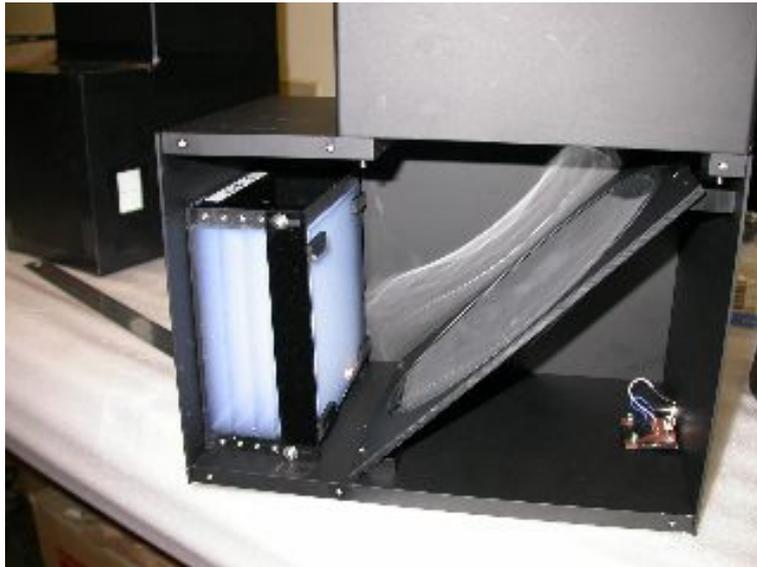


図 4.4: プロトタイプ内部の写真。凹面鏡の下の部分には、較正用の LED がつけられている。

#### 4.4 エアロジェル

チェレンコフ発光体であるエアロジェルは、HERMES 実験で使用実績があり [12] 入手が比較的容易な、松下電工製 SP-30 を用いた。このエアロジェルは屈折率が 1.03 であり、大きさが  $11\text{cm} \times 11\text{cm} \times 1.1\text{cm}$  厚である。実機と同程度の厚みを確保するために、プロトタイプではこれを 5 枚重ねて用いることとした。

図 4.4 はエアロジェルと凹面鏡を設置した状態のプロトタイプ内部の写真である。エアロジェルは 5 枚重ねられた状態で固定されている。エアロジェルのパラメータについてはシミュレーションの項で述べる。

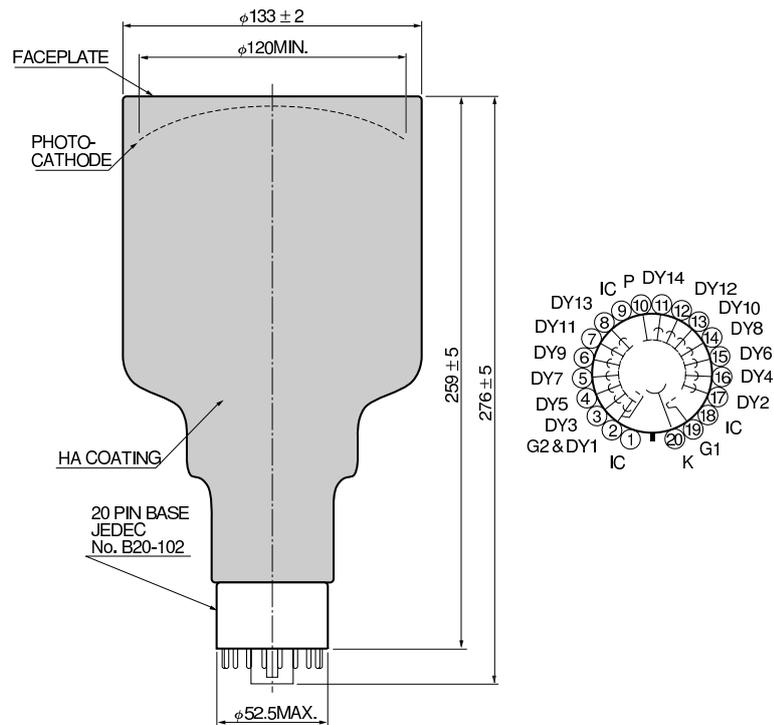


図 4.5: 5 inch PMT R1250

### 4.5 5 inch PMT

チェレンコフ光の検出には、実機と同じ5インチ直径のPMTを用いた。PMT自身は浜松ホトニクス製のR1250であり、ベースとのアセンブリになっているH6527を使用した。このPMTは負極性の印加電圧で動作させ、電圧は2350Vから2400Vで使用した。表4.1はR1250のダイノード等での電圧分岐比である。Kがカソード、Dyがダイノード、Pがアノード、Gがグリッドをそれぞれ表す。また、このPMTの特性のうち主なものは表4.2にまとめた。

表 4.1: R1250 の抵抗分岐比。

Electrode	K	G1	G2	Dy1	Dy2	Dy3	Dy4-10	Dy11	Dy12	Dy13	Dy14	P
Ratio	2.5	7.5	0	1.2	1.8	1	1	1.5	1.5	3	2.5	

表 4.2: R1250 の特性。浜松ホトニクス社のデータシートによる。

パラメータ	説明/値	単位	
感度波長帯	300-600	nm	
最大感度波長	420	nm	
フォトカソード	材質	バイアルカリ	
	有効範囲 (直径)	120	mm
受光窓	材質	ボロシリカガラス	
ダイノード	構造	線型収束	
	段数	14	
定格電圧	アノード-カソード間	3000	V
	アノード-最終ダイノード	500	V
感度	陰極感度	70	$\mu\text{A}/\text{lm}$
	陰極青感度指数	9.0	$\mu\text{A}/\text{lm-b}$
	量子効率 (@390nm)	22	%
定格アノード電流	0.2	mA	
ゲイン (@2000 V)	$1.4 \times 10^7$	-	
アノード暗電流	50	nA	
反応時間	アノードパルス上昇時間	2.5	ns
	光電子輸送時間	54	ns

## 4.6 箱体

プロトタイプの外側の箱体は、アルミに黒のつや消し塗装を施したものである。PMTを設置する部分と光の通る筒部分との間に遮光のための黒のネオプレンゴムを挟んである。

図4.6はプロトタイプを真横から見たときのものである。鏡は下部の箱体の後方に設置されており、鏡の中心は水平方向と45°の角度を成している。この鏡の中心とエアロジェルの中心は同じ高さに設定されており、ここをモジュールの中心軸と定義して、ここにビームを入射することとする。

全体図

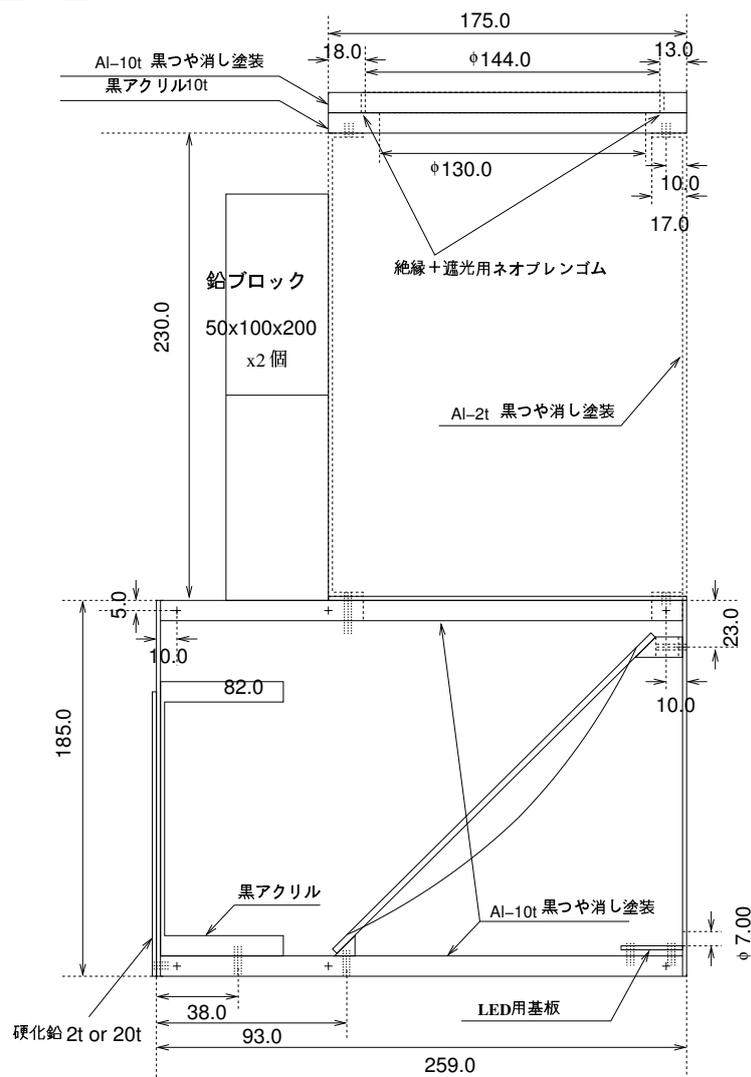


図4.6: プロトタイプの全体図。鏡の中心はエアロジェルの中心と合せてあり、モジュール下面から7.5 cmの高さである。

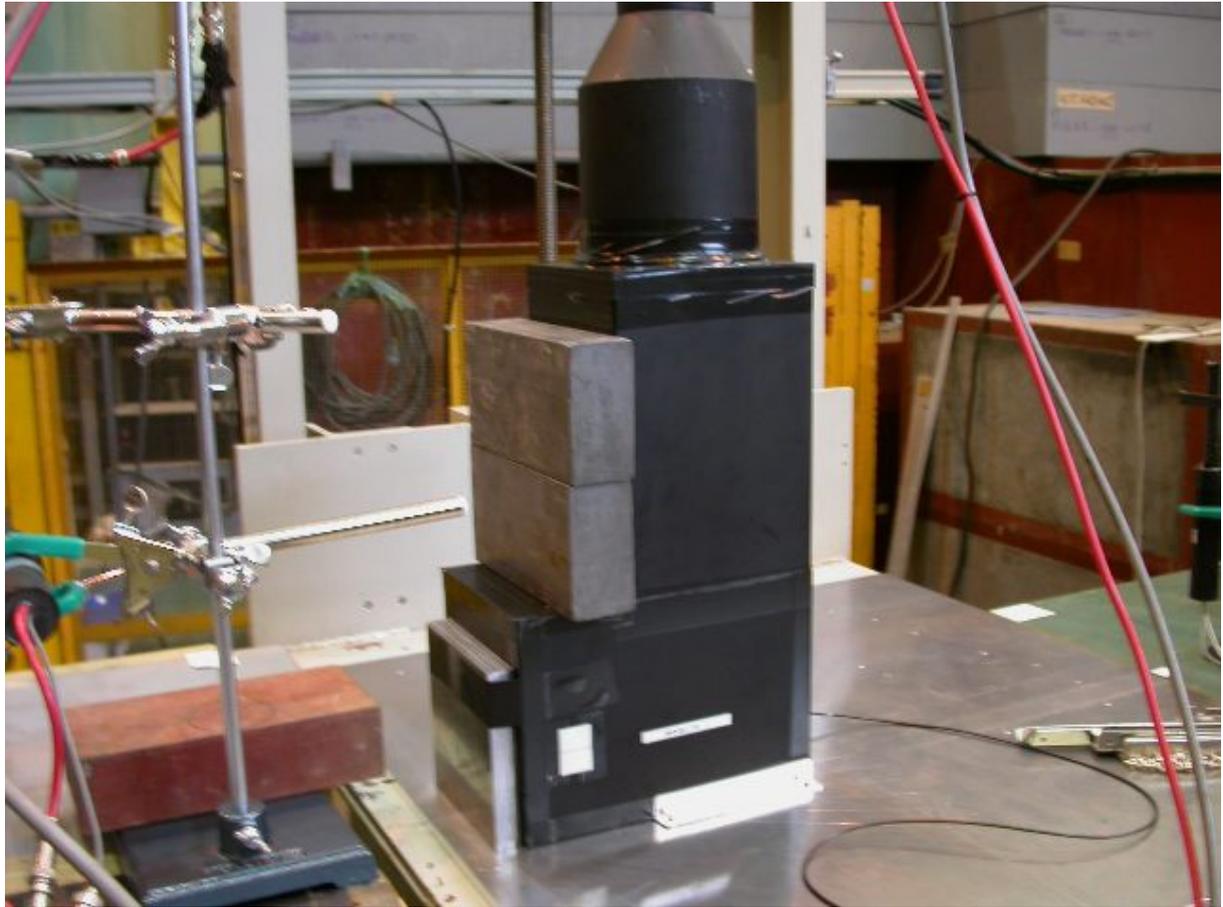


図 4.7: プロトタイプを組み立て時の写真。

## 4.7 モンテカルロシミュレーション

6章で詳しく説明するが、我々は、製作したプロトタイプでの中性子によるハドロン反応の確率を類推するために、陽子ビームを用いた検出効率の測定を行った。また、同時にプロトタイプモジュールの光量を測定する目的で  $\pi^+$  ビームによる実験を行った。我々はこの実験の結果の傾向を事前に掴むため、次章以降で述べるビームテストのものと同じセットアップを再現してモンテカルロシミュレーションを行うことにした。この節ではシミュレーションの詳細について述べ、 $\pi^+$  ビームでの光量と陽子に対する検出効率の予想値を求める。

### 4.7.1 ビームテスト再現のためのパラメータ

以下ではビームテストにおける各パラメータのうち、重要なものについて述べる。いくつかのパラメータ決定のための測定方法は付録で詳しく説明することとし、ここではその結果のみを示す。

#### エアロジェルの光学パラメータ

ここでは、チェレンコフ発光量と発生した光子の散乱を決めるエアロジェルのパラメータについて述べる。

まず、発光の大きさを決める屈折率に関しては、レーザーを用いた測定の結果松下電工の公称値である 1.03 と矛盾はなかったので、この値を採用する。

次に透過率について説明する。エアロジェルの透過率を決める大きな要素は、エアロジェル中のレイリー散乱のパラメータである。レイリー散乱は、材質の密度のゆらぎなど、波長に比べて短いスケールの影響によって起こり、散乱確率は波長のマイナス 4 乗に比例するとされている。通常、透過率 ( $T$ ) はフントの公式のパラメータで

$$T = Ae^{-Ct/\lambda^4} \quad (4.2)$$

と表される [15]。ここで、 $A$  は波長に依らない吸収による効果のパラメータであり、 $C$  は単位長さ当りのレイリー散乱のパラメータである。 $t$  はエアロジェルの厚さを表す。

ところが、実際に分光光度計を用いてビームテストに用いたエアロジェルの透過率を測定すると、透過率にはエアロジェルの位置によってかなりのばらつきがあり、透過率が悪い部分では、図 4.8 の左側の図のように、式 4.2 でのフィットが非常に悪くなる。光の散乱にはレイリー散乱の他にミー (Mie) 散乱があり、これは波長と同程度の大きさの粒子に対する散乱である。エアロジェルは比較的脆い物質で、今回のようなエアロジェルを重ねた使用方法では、表面同士が接触することによって、エアロジェルの細かい粉末が発生し、それが透過率を悪くしていると考えられる。

ミー散乱は電磁気学的な記述が非常に難しいが、その散乱確率は波長のマイナス 1 乗に比例することが知られている [16]。よって式 4.2 を

$$T = Ae^{-Ct/\lambda^4 - B/\lambda} \quad (4.3)$$

と変更し、この式でフィットを試みた。その結果、図 4.8 の右のようにフィットの  $\chi^2$  はかなり改善したので、これら  $A, Ct, B$  のパラメータに対しての多数回の測定の平均値を採用することにする。

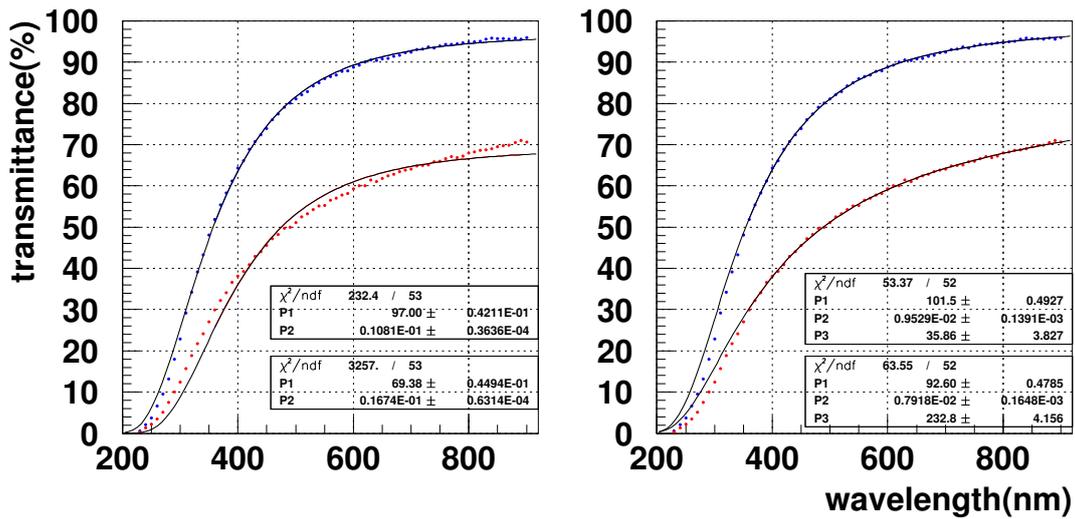


図 4.8: 横軸は波長で縦軸がエアロジェルの透過率。2本の透過曲線はそれぞれ透過率の一番良いものと比較的最悪のものである。左はレイリー散乱の効果だけでフィットをした場合で、右はミー散乱を入れてフィットをしたもの。フロント公式のパラメータだけでは透過率が悪いデータに対してはフィットが悪く、右の図のようにミー散乱の効果を入れるとフィットが良くなることがわかる。

測定結果は、エアロジェル1枚 ( $t = 1.1$  cm) について

$$\begin{aligned}
 A &= 0.96 \\
 Ct &= 0.0094(\mu\text{m}^4) \\
 B &= 0.041(\mu\text{m})
 \end{aligned}
 \tag{4.4}$$

となった。このうち、 $A$  と  $Ct$  に関しては DESY-HERA の HERMES 実験グループによる測定値と殆ど一致している [12]。なお、このシミュレーションにおいては、散乱が起こったときには光子はそこで消滅するとしている。

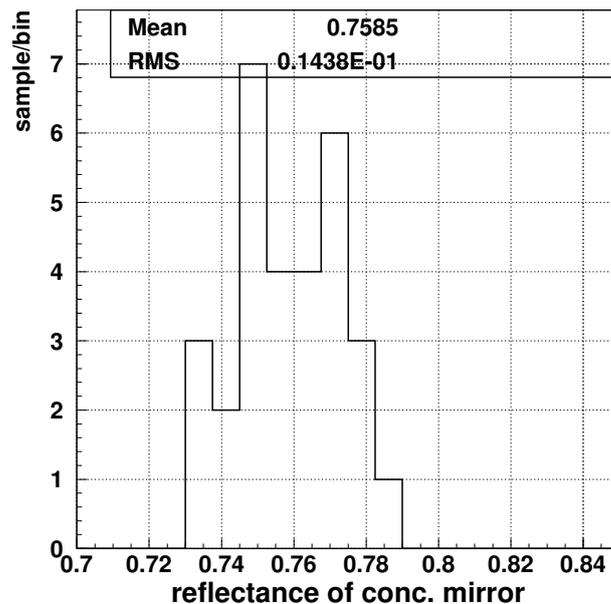


図 4.9: 緑 (543nm) のレーザーによる反射率の測定結果。平均値は約 76 %。

### 鏡の反射率

鏡は、河合光学での蒸着の際に同時に蒸着した品質モニター用の平面鏡の反射率データを同社より得ている。それによると、PMT の感度のある 300-600 nm の波長領域では平面鏡の反射率はほぼ 90 % で一定である。しかし、レーザーと PIN フォトダイオードを用いて反射光の強度から凹面鏡の反射率の測定を行うと図 4.9 のように約 76 % という結果となった。鏡の製作のところでも述べたが、鏡の表面には、成型時にできたと思われるきずや歪みなどが見られるので、この影響で反射率が悪くなることは十分考えられる。よって、我々は鏡の反射率に関してはこの測定結果の中心値を採用し、鏡の全ての点で反射率は一律 76 % であるとした。

### 5 inch PMT の量子効率

図 4.10 は浜松ホトニクスが公表している 5 inch PMT R1250 の波長と量子効率 (QE) の関係である。絶対光量と実際に検出した光電子数の関係から QE を測定することは我々には不可能なので、基本的には浜松のデータを信用することとした。即ち、この図よりできるだけ多くのサンプル点を選び、それらを直線でつないで、波長毎の量子効率を求めて、シミュレーションに入れる、という方法を取る。図 4.11 は、シミュレーションに用いたサンプル点とそれらをつないだときのプロットである。

また、今回購入した PMT は浜松ホトニクスによる陰極感度の測定が行われており、その代表値とカタログ値との比を取って QE の補正を行った。PMT 毎の QE の相対値は、測定の結果浜松の測定値と矛盾はなかった。

PMT の受光面積については、表 4.2 では有効直径が 120 mm となっているが、これは QE が最大値の 0.5 になる範囲で定義されており、測定の結果はこれよりもやや小さい 110 mm であった。

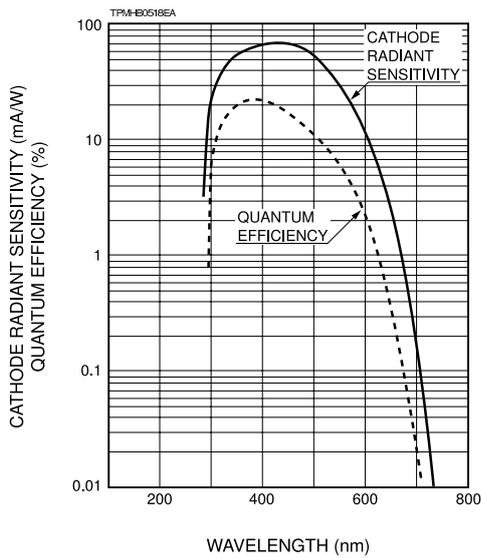


図 4.10: 波長に対する 5 インチ PMT の量子効率の依存性。浜松ホトニクスのカタログによる。

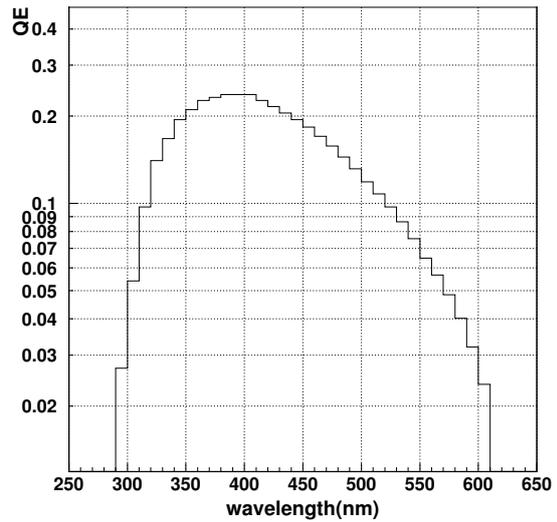


図 4.11: シミュレーションにおけるの量子効率の波長依存性。

PMT 有効面積の定義にはこの測定値を採用する。

また、300 nm 以下の波長領域では PMT の QE が非常に低いので、シミュレーションにおいて発生した光子の波長が 300 nm 以下のときには全ての光子が検出されないとしている。

#### ビームパラメータ

次章で詳しく説明するが、ビームの大きさを定義するフィンガーカウンターの幅は 1 cm であり、これを 2 本垂直に組んで用いたので、 $\pi^+$  または  $p$  のビームの大きさは 1 cm  $\times$  1 cm の正方形である。これを再現するために、シミュレーションではモジュールの中心から  $\pm 5$  mm、即ちこの範囲でランダムに場所を選び、モジュールに対して垂直に入射する。

入射する粒子の運動量は、ビームテストと同じ 0.8 GeV/c から 2.0 GeV/c まで 0.2 GeV/c 刻みに設定した。

### 4.7.2 $\pi^+$ ビームによる光量

以上の条件でパラメータを設定し、検出器の実際の配置を再現した上で、GEANT 3 によるモンテカルロシミュレーションを行った。チェレンコフ発光の過程は全て GEANT 3 のものを用い、ハドロンパッケージについては GCALOR を用いた。上で述べた散乱、反射、PMT での検出の確率は、自らパラメータを設定した。また、鉛コンバータは測定と同様このシミュレーションでは設定していない。

図 4.12 は  $2.0 \text{ GeV}/c$  の  $\pi^+$  を入射したときのチェレンコフ発光で生成される光子と、散乱、反射で減った後、PMT で検出される光子の波長分布である。PMT の量子効率の波長依存性が反映されているのがわかる。

光電子数 (number of photoelectron : p.e.) のシミュレーション結果は図 4.13 のようになり、 $2.0 \text{ GeV}/c$  の  $\pi^+$  を入射したときの光量は、 $8.98 \text{ p.e.}$  であった。

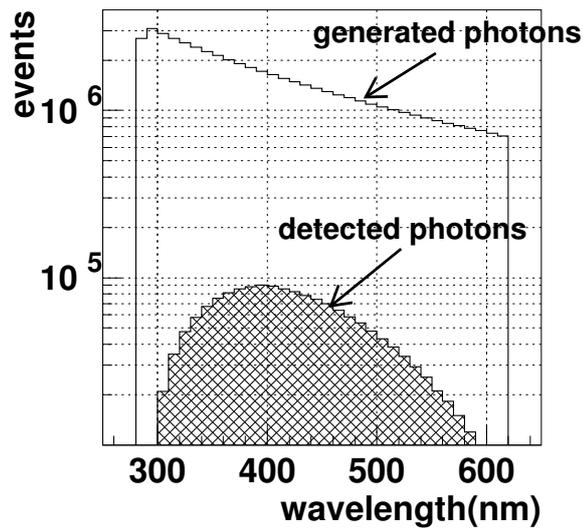


図 4.12: 模様のないヒストグラムはチェレンコフ発光の波長分布、網かけが PMT で捕えられる光子の波長分布である。散乱と量子効率の影響で、PMT で検出されるイベントが最大となるのは波長が  $400 \text{ nm}$  付近。PMT の感度がない  $300 \text{ nm}$  以下では光子は検出されない。

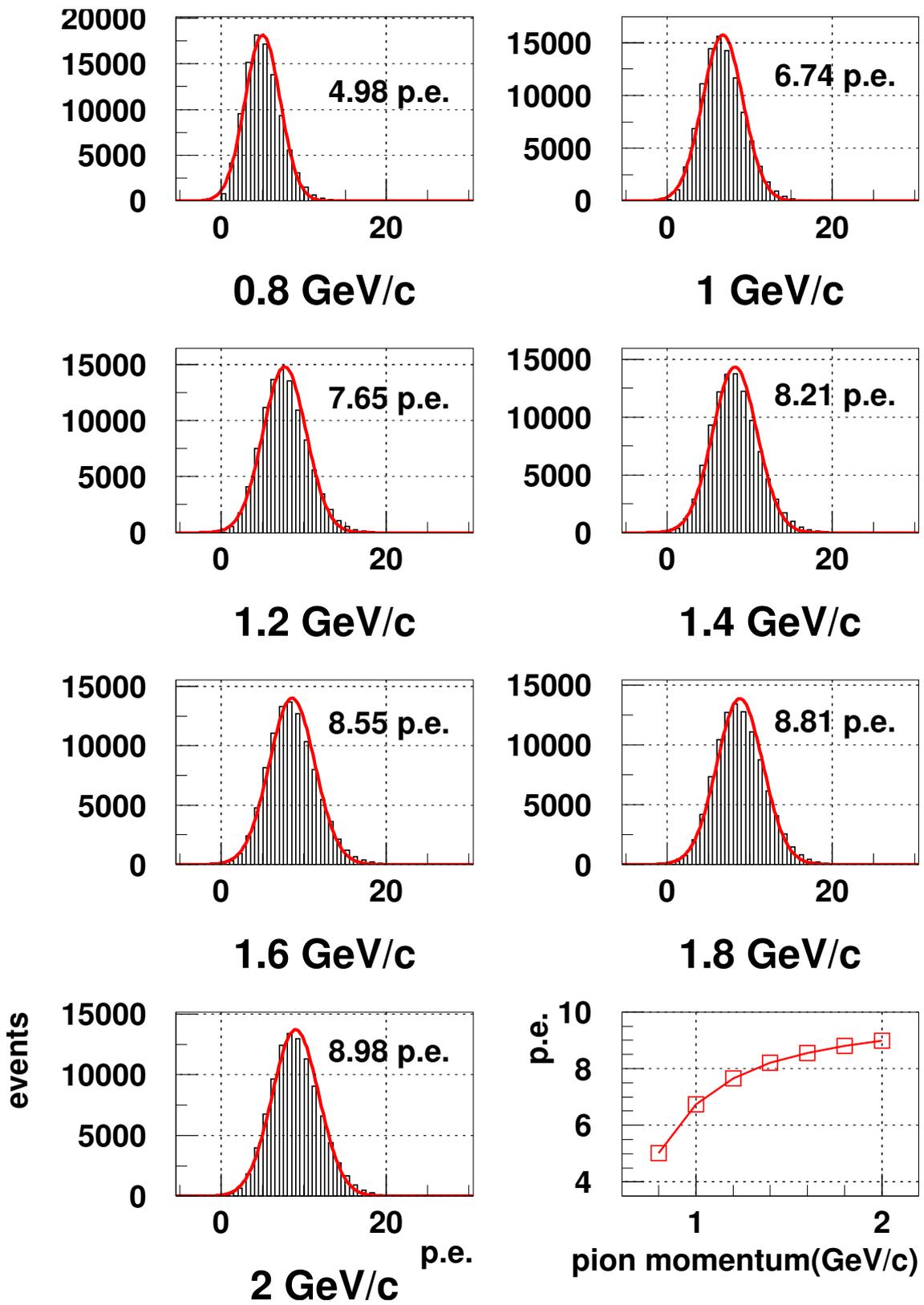


図 4.13: シミュレーションによる光量分布。

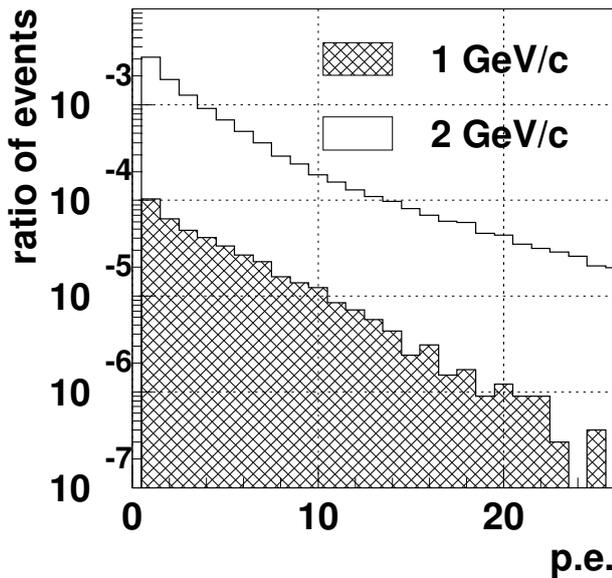


図 4.14: シミュレーションによる陽子ビームでの光電子数分布。光量の低い方側から傾らかな分布をしていることがわかる。

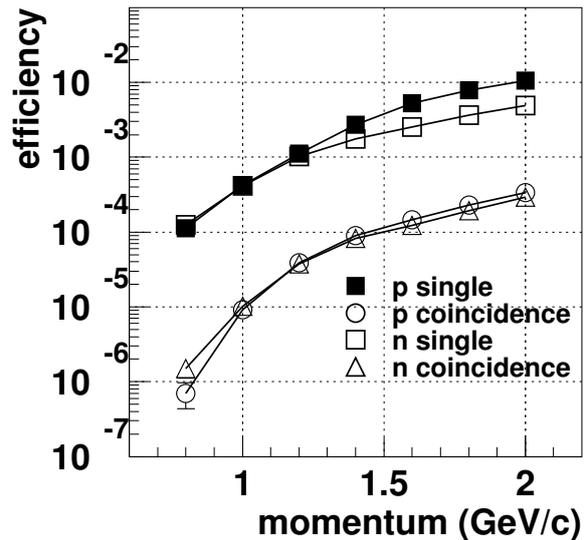


図 4.15: 陽子と中性子の違い。陽子ではノックオンの閾値を越える 1.5 GeV/c 以上で検出効率が高くなる。

### 4.7.3 陽子イベント

中性子と同様に、屈折率 1.03 のエアロジェルでは陽子のチェレンコフ閾値は 3.8 GeV/c である。よって本来陽子はエアロジェルでは発光しない。しかし、モジュール前面の鉛コンバータでのハドロン反応により  $\pi^0$  が生成され、これが 2つの  $\gamma$  に崩壊してこの  $\gamma$  がキャッチャーで検出される、というイベントが生じる場合がある。この反応の過程、発生確率は中性子の場合と殆ど同じと考えられるので、陽子ビームをプロトタイプに入射したときの検出効率から、キャッチャーの中性子に対する反応を類推することができる。

但し、陽子は中性子と異なり磁相互作用で物質中の電子を叩きだし、ノックオン電子 ( $\delta$  線) を発生させ、この  $\delta$  線がエアロジェル中でチェレンコフ発光を起こす場合がある。しかしこの電子のエネルギーは 1 MeV 程度であるので、下流のモジュールの鉛コンバータで殆どが止まってしまう。よって、上下流でのコインシデンスを取ることで、このイベントの効果を落とすことができ、中性子とほぼ同じ反応の確率を得ることができる。

図 4.14 はシミュレーションにおいて、陽子ビームを入射したときのプロトタイプモジュールの光電子数の分布である。鉛コンバータは 20 mm 厚に設定されている。また、図 4.15 は 1つのプロトタイプモジュールにビームを入射したときの検出効率と、ビームの上下流にモジュールを並べてそれらの中でコインシデンスを取ったときの検出効率である。ノックオン  $\delta$  がチェレンコフ閾値を越える 1.5 GeV/c の両側で、陽子と中性子の検出効率に差が出ていることがわかる。しかしモジュール間のコインシデンスを取ると、陽子と中性子での検出効率はほぼ一致する。

#### 4.7.4 シミュレーションのまとめ

我々は、自ら製作したキャッチャープロトタイプ各構成要素の特性を測定、または計算し、そのパラメータを用いてシミュレーションを行い、 $\pi^+$  ビームでの光量、陽子に対する検出効率に対する定性的な理解を得ることができた。このビームテストの内容について、次章以降で詳しく説明する。



## 第5章 プロトタイプの光量評価

4章で詳しく説明したように、我々は KOPIO 用ビームキャッチャーのプロトタイプを製作した。そこで、これの性能を評価する目的で 2002 年 9 月 19 日から 25 日にかけて KEK-PS T1 ビームラインにおいてビームテストを行った。

プロトタイプについて主に評価したい項目は、

1. 荷電粒子によるチェレンコフ発光量
2. 光量の粒子入射位置、角度に対する依存性(アクセプタンス)
3. 中性子に対する感度

であり、このテストでは 1 と 2 の項目を評価する目的で T1 ラインの荷電  $\pi$  中間子 ( $\pi^+$ ) ビームを用いてチェレンコフ閾値を越えた荷電粒子に対する光量を測定し、3 については中性子の代りに陽子ビームを用いてハドロン反応の確率を測定した。この章ではまず  $\pi^+$  ビームによるプロトタイプの光量測定の結果について述べる。

### 5.1 測定の概要

プロトタイプの光量評価のために、以下のような測定を行った。

- $\pi^+$  ビームを入射したときの光量

プロトタイプモジュールのエアロジェル中心に  $\pi^+$  ビームを入射して、そのときの光量と  $\beta$  依存性を測定した。 $\pi^+$  の運動量は 0.8 GeV/c から T1 ビームラインで可能な最大運動量である 2.0 GeV/c までの領域を、0.2 GeV/c 毎に測定した。屈折率 1.03 のエアロジェルでは  $\pi^+$  のチェレンコフ閾値が約 0.6 GeV/c であるので、0.8 GeV/c である程度の光量が得られると考えられる。

- ビーム入射位置による光量の依存性

1 GeV/c の  $\pi^+$  ビームをモジュールの各位置に入射して、光量の変化を測定した。領域は、4章で定義したモジュールの中心から、水平 ( $x$ )、鉛直 ( $y$ ) 方向に  $\pm 4$  cm の範囲を 1 cm 刻みでスキャンした。

- ビーム入射角度による光量の依存性

上と同様に、1 GeV/c の  $\pi^+$  ビームのモジュールへの入射角度を変えて、光量の変化を測定した。角度は、水平方向に  $-35^\circ$  から  $+35^\circ$  まで  $5^\circ$  刻みで動かした。

以下で、セットアップと測定方法、測定結果について詳しく述べる。

## 5.2 セットアップ

### 5.2.1 ビームライン

測定は、KEK 12 GeV 陽子シンクロトロン の T1 ビームラインで行った。図 5.1 はビームラインの概略図である。加速器のメインリング内に Internal Target(IT) を立て、これに一次陽子ビームが衝突して生成される 2 次粒子を Q1, Q2 の四重極電磁石で絞り、D1, D3 の電磁石によって T1 ビームラインに引き出す。また、この D1, D3 の磁場を変えることで引き出す粒子の電荷と運動量を変えることができる。粒子の運動量は  $0.5 \text{ GeV}/c$  から最大  $2.0 \text{ GeV}/c$  まで選択することができる。

IT で生成され、T1 ラインまでやってくる 2 次粒子は粒子の電荷が正のモードでは  $\pi^+$  と  $p$  が殆どであり、僅かに  $K^+$  や重陽子 ( $d$ ) が含まれる。よって今のように  $\pi^+$  だけを測定に用いたい場合は粒子の識別を行う必要があるが、それは後で述べる。

### 5.2.2 検出器の配置

図 5.2 に今回の測定に用いた検出器の配置を示した。図にある検出器のうち、イベントのトリガーに用いたのは上流側から TOF1L-R, TOF2L-R, F1x-y, F2x-y である。TOF1L-R, TOF2L-R はビームがそれぞれにヒットした時刻の差で粒子識別をする (TOF 法) ための TOF カウンターであり、これらはどちらも  $10\text{cm} \times 5\text{cm} \times 1\text{cm}$  厚のプラスチックシンチレータの両側に 2 インチの PMT がつ

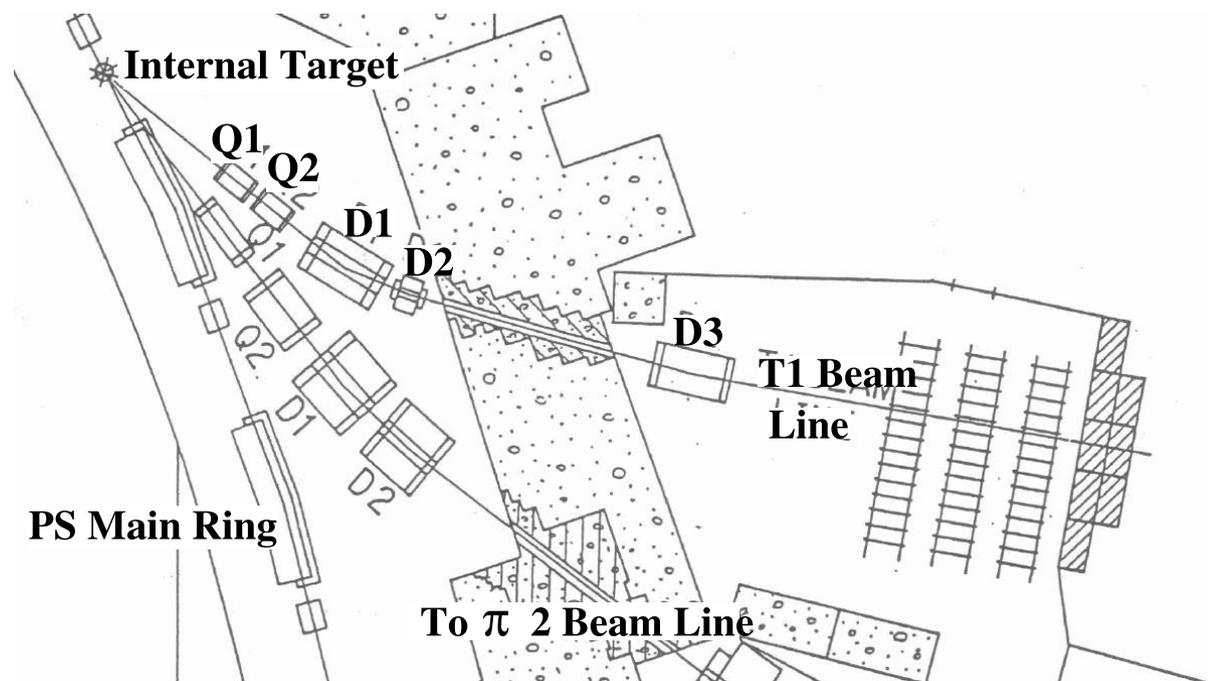


図 5.1: KEK の 12GeV 陽子シンクロトロン東カウンターホールにある T1 ビームライン。メインの陽子ビームを用いるのではなく、ビーム中に Internal Target を立て、そこからの 2 次粒子を磁場で引き出す [17]。

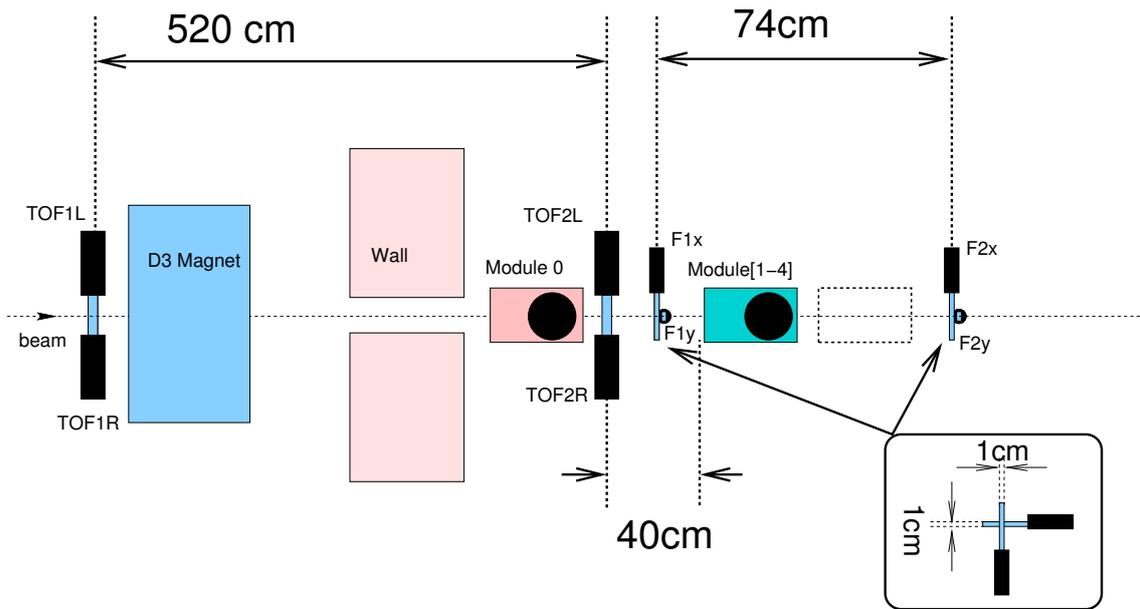


図 5.2: 光量測定の設定アップの概略図。ビームラインを上方から見たもの。

いたものである。Left(L) と Right(R) はビームの向きに対して左と右の PMT に付けた名前である。TOF1 と TOF2 の位置は 5.2m 離れており、2.0 GeV/c までの運動量で十分  $\pi^+$  と  $p$  を区別することができる。

F1x-y, F2x-y はビームの大きさを決めるためのフィンガーカウンターであり、全て幅 1 cm × 長さ 15 cm × 5 mm 厚のプラスチックシンチレータに 1 インチの PMT をつけたものである。これを  $x, y$  方向に配置してコインシデンスを取ることで、イベントとして採用するビームは 1 cm × 1

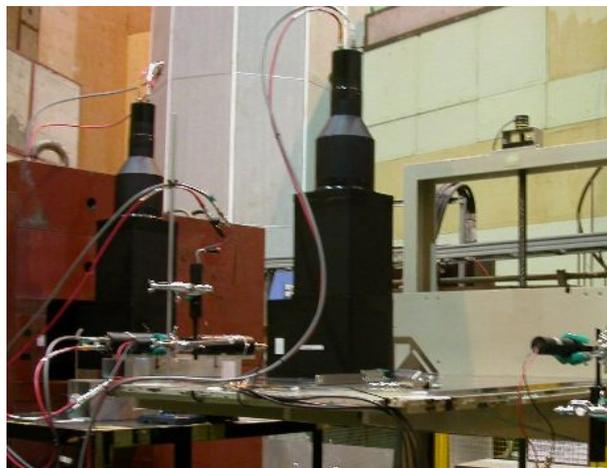


図 5.3: 実際のセットアップ。ビーム後方からの写真。左のモジュールが M0 で、右が M1 である。主な測定に用いる M1 は  $x, y$  方向に可動な架台に乗っている。

cm の大きさになる。

測定に用いるプロトタイプモジュールは、後の章で述べる陽子ビームでの測定の為に4つ用意し、それぞれに Module 1(M1) から M4 という名前を付けた。これを1つずつ図 5.2 の Module[1-4] の位置に置いて、それぞれの光量を測定した。この部分には  $x, y$  方向に 0.1 mm の精度で動かすことのできる架台があり、モジュールはこの上に 1 mm 程度の精度で設置することができる。Module[1-4] の後には、陽子ビームでの実験の際に必要な同じモジュールを並べるスペースが確保してある。これについては次章で述べる。なお、光量の測定時にはモジュール前面の鉛板は設置していない。

また、実際に測定に用いるモジュールの他に、さらにもう1つ余分に同じモジュールを用意し、これに M0 という名前を付け、チェレンコフ発光による  $\pi^+$  の同定のためにこれをビームラインの TOF2L よりも上流に置いた。

### 5.2.3 データ収集系とトリガーロジック

図 5.4 は光量測定における各検出器からの信号の流れとデータ収集のトリガー信号を作るためのロジックである。基本的に、トリガーは全ての TOF カウンター とフィンガーカウンターにヒットがありそれらのコインシデンスが取れたときに生成される。ここで、F1 と F2 の両方にヒットを要求することにより、ビームの「突き抜け」を定義し、これによって途中で  $\pi^+$  が散乱されてしまったイベントを除くことができる。また、下流の TOF2 が TDC のスタートタイミングを決めるよう、TOF2 の信号には 5 ns のディレイを入れている。

トリガー信号はゲートジェネレータに入り、アナログ信号の大きさを測定する Analog to Digital Converter(ADC) のためのゲート信号と、ヒットの時間情報を測定する Time Digital Converter(TDC) のスタートパルスが作られる。また、コンピュータにデータ収集タイミングを示す LAM(Look At Me) は、ゲート信号を Event LAM Register(ELR) に入れることで立てる。ELR から LAM が立ったという信号でゲートジェネレータを veto してやることで、ゲートが連続して出ることによりゲート幅が長くなるのを防ぐ。

また、ビーム用のロジックの他に、後述する LED を用いた光電子較正のためにクロックジェネレータによるトリガー信号回路も用意している。

## 5.3 粒子の同定

陽子は、屈折率 1.03 のエアロジェルに対するチェレンコフ閾値が 3.8 GeV/c であり直接は発光しない。よって、光量の測定においてビームライン中の  $p$  と  $\pi^+$  を識別する必要があり、我々は粒子の同定のために TOF 法と M0 モジュールでのチェレンコフ発光量による識別を用いた。以下でこれらの方法について述べる。

### 5.3.1 TOF

TOF 法では、同じ運動量の粒子の質量の違いによる速度の差を用いて、距離の離れた 2 つのカウンターのヒットの時刻の差から粒子を識別する。図 5.4 で示したように、TOF の左右の PMT から信号は全て TDC に入れられヒット時刻情報を記録しているので、我々は TOF1 と TOF2 の時間

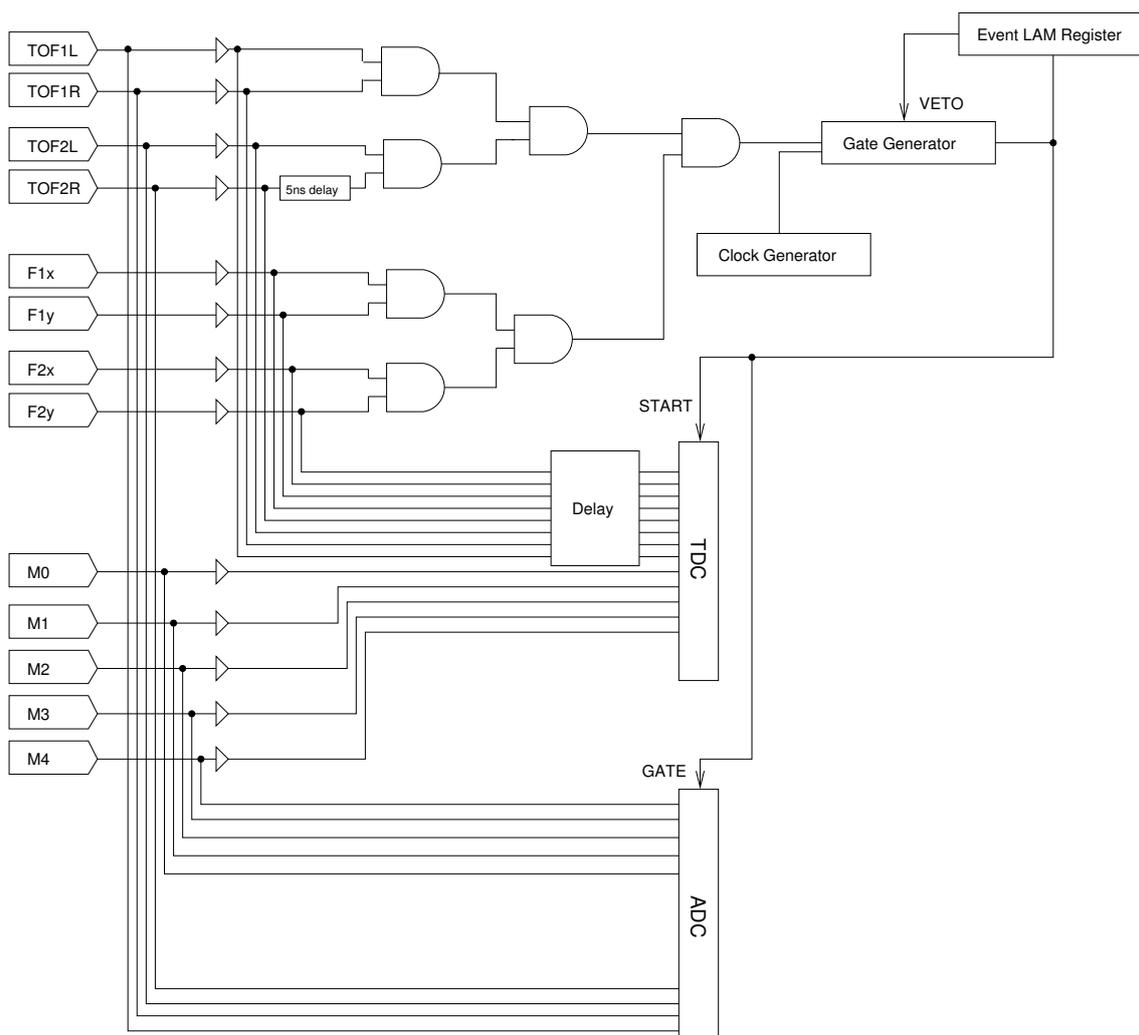


図 5.4: データ収集のロジック図。TOF とフィンガーが全てヒットしたときにトリガーがかかり、ADC のゲートと TDC のスタートパルスを出す。スタートタイミングは後方の TOF2R が決めるよう、delay を入れている。

差を算出する際にシンチレータのヒット位置による誤差を減らすため、左右の時刻の平均値を取ることにした。つまり時間差は、TOF カウンターの時刻を  $T(\text{TOF})$  と書くと

$$\Delta T = \frac{1}{2}(T(\text{TOF2L}) + T(\text{TOF2R})) - \frac{1}{2}(T(\text{TOF1L}) + T(\text{TOF1R})) \quad (5.1)$$

と定義される。TOF の PMT からの元の信号をディスクリミネータで論理パルスに変換する際、時間分解能を優先して TOF カウンターの信号を入力するディスクリミネータの閾値はできるだけ低く設定した<sup>1</sup>ので、データにはアクシデンタルなイベントがやや多くなってしまった。そこでまず TOF に対して「ビーム上流の TOF1L-R が左右同時にヒットした」という条件を課すことにした。

<sup>1</sup>MIP 600 mV に対して threshold level 20 mV

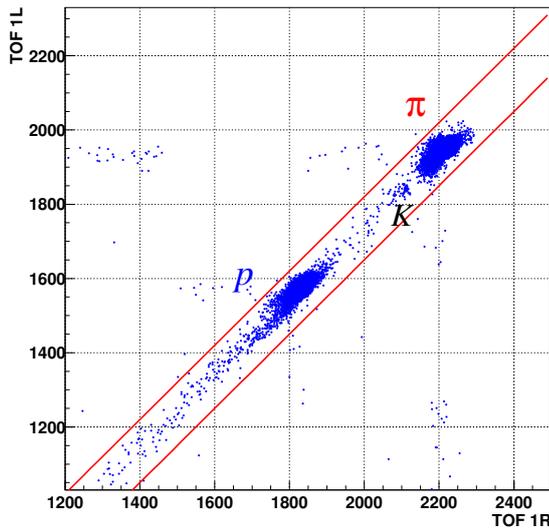


図 5.5: ビーム前方の TOF カウンターの領域カット。データは  $0.8 \text{ GeV}/c$  のときのものである。アクシデンタルなイベントは除き、左右の PMT が同時に鳴ったイベントだけを取る。

図 5.5 は TOF1 の L と R の TDC データである。TDC は 12 bit の分解能があり、フルレンジを 100 ns に設定して用いたので、1 ch が約 25 ps に対応する。図のような領域でのカットをかけることで、片方の PMT にヒットがないことによって時間差を間違えてしまうことはなくなる。

図 5.6 は上記のカットをかけた後の TOF の時間差のプロットである。7 つの絵はそれぞれ  $0.8 \text{ GeV}/c$  から  $2.0 \text{ GeV}/c$  までの運動量に対応する。 $p$  と  $\pi^+$  の質量はそれぞれ  $0.938 \text{ GeV}/c$ ,  $0.140 \text{ GeV}/c^2$  であるので、時間差の大きい(即ち遅い)右のピークが  $p$  で、時間差の小さい方が  $\pi^+$  であると考えられる。ここで、TOF1 と TOF2 の距離を  $L$ , 運動量を  $P$ , 粒子の質量を  $m$  とおくと、相対論から時間差は

$$\Delta T = \frac{L}{c} \left( \frac{1}{\beta_p} - \frac{1}{\beta_{\pi^+}} \right)$$

$$\beta = \frac{P}{\sqrt{m^2 + P^2}} \quad (5.2)$$

と計算できる。また、図 5.2 のように TOF1 と TOF2 の距離は 5.2 m であり、 $L = 5.2 \text{ m}$  を代入したときの式 5.2 による計算値と 2 つのピークの時間差は一致しているので、これらのピークを左からそれぞれ  $\pi^+$ ,  $p$  と同定する。

さらに、これらのピークに対してガウシアンでフィットをし、その中心から  $2\sigma$  の領域のイベントをデータとして用いる。フィットの  $\sigma$  は時間に直すと最大で約 220 ps 程度であり、一番時間差の小さい  $2.0 \text{ GeV}/c$  においても、 $\pi^+$  のカット位置までは  $p$  のピークから  $14.6\sigma$  離れており、 $p$  の  $\pi^+$  のカット領域への混入は無視できる大きさである。

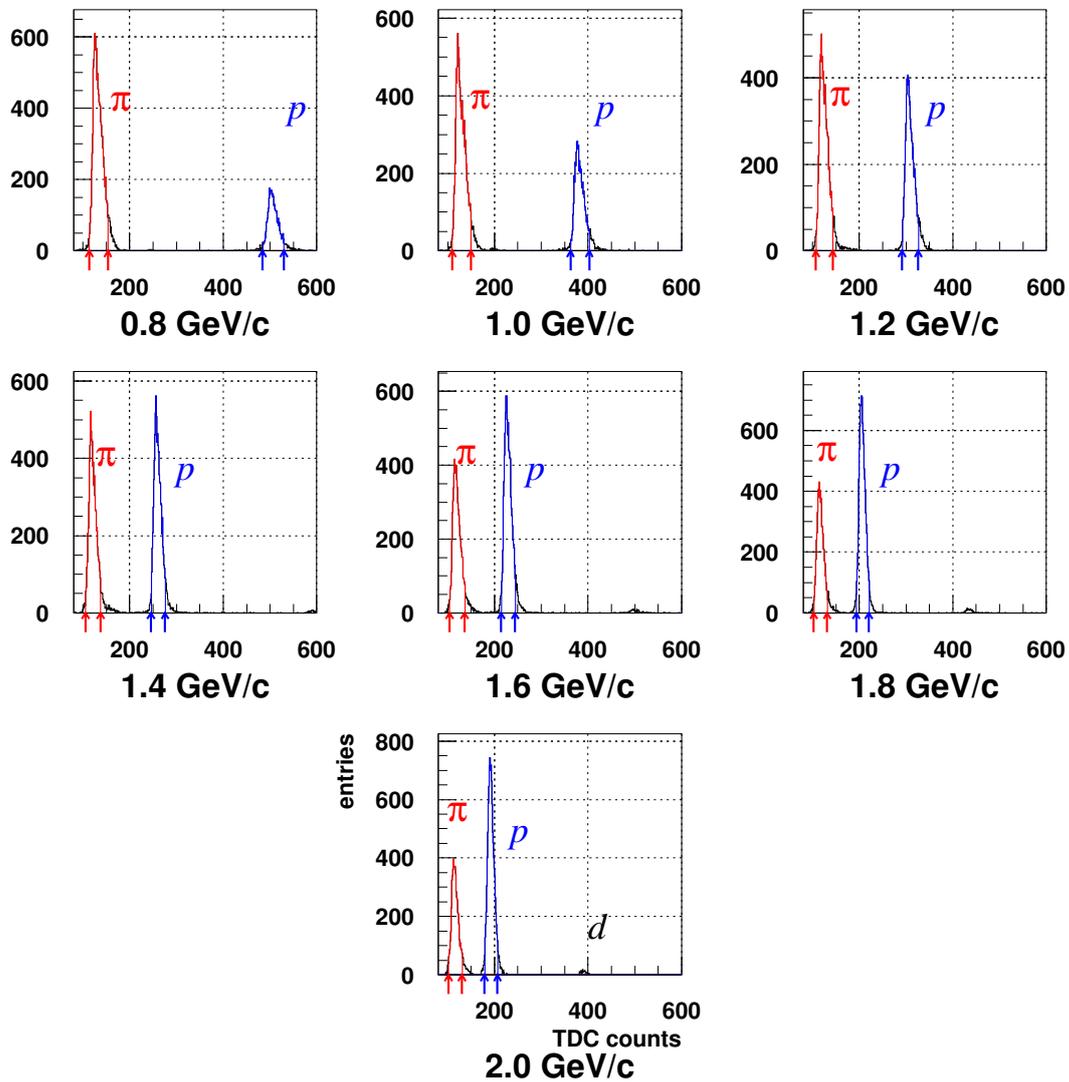


図 5.6: 運動量毎の TOF による  $p/\pi$  の識別。横軸は 2 つの TOF カウンターの時間差、縦軸はエントリー数である。まず、 $p, \pi$  それぞれのピークに対してガウシアンでフィットをした後、その mean から両側  $2\sigma$  の領域をイベントとして採用する。矢印はその際のカット位置。

表 5.1: TOF1-2 の時間差と計算値の比較。測定値の誤差は、 $p, \pi^+$  それぞれのピークの  $\sigma$  の二乗和で伝播させたものを用いている。TOF による時間差は誤差の範囲で計算値と一致している。

運動量 (GeV/c)	TOF による時間差 (ns)	計算値 (ns)
0.8	$9.12 \pm 0.37$	9.13
1.0	$6.17 \pm 0.34$	6.27
1.2	$4.49 \pm 0.31$	4.56
1.4	$3.39 \pm 0.26$	3.45
1.6	$2.67 \pm 0.27$	2.70
1.8	$2.19 \pm 0.24$	2.16
2.0	$1.87 \pm 0.24$	1.77

### 5.3.2 エアロジェルチェレンコフカウンター

先程も少し述べたが、ビームラインには  $p, \pi^+$  の他に  $K^+$  と思われる粒子も僅かに存在する。 $K^+$  ( $0.494 \text{ GeV}/c^2$ ) は屈折率 1.03 のエアロジェルに対するチェレンコフ閾値が約  $2.0 \text{ GeV}/c$  なので、今回の測定における運動量のスキャン領域  $0.8\text{-}2.0 \text{ GeV}/c$  では、殆ど発光しない。 $K^+$  は高い運動量では TOF において  $\pi^+$  のピークと混じってしまっており、この影響によって  $\pi^+$  の光量が少なく見積られる可能性がある。そこで、図 5.2 のようにビームラインにはエアロジェルのチェレンコフカウンターを置き、粒子識別に用いた。このカウンターは、測定に用いるプロトタイプモジュールと同じものをもう一つ用意し (M0)、それを用いることにした。

図 5.7 は M0 の ADC データと  $\pi^+$  イベントを選ぶときに設定したカット位置である。実際は ADC のカウントが 130 以上というカットをかけた。図 5.8 は、先に述べた TOF の時間差のプロットであり、図 5.7 のカットによって落ちるイベントが示されている。 $\pi^+$  と考えているピークにも、チェレンコフ閾値以下の粒子が存在していることがわかり、これによって、エアロジェルで発光しない粒子を除くことができる。

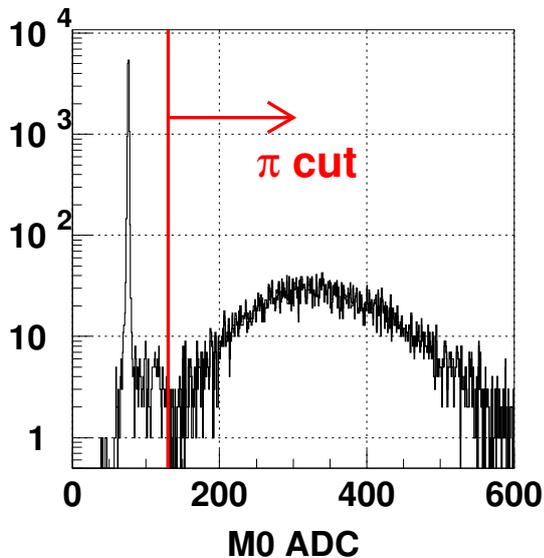


図 5.7: M0 によるカット。図は  $2.0 \text{ GeV}/c$  のデータ。左は横軸が M0 の ADC の値で縦軸がイベント数である。左の鋭いピークはペDESTALであり、 $\pi^+$  のイベントを選ぶときは図の位置でカットをかけた。

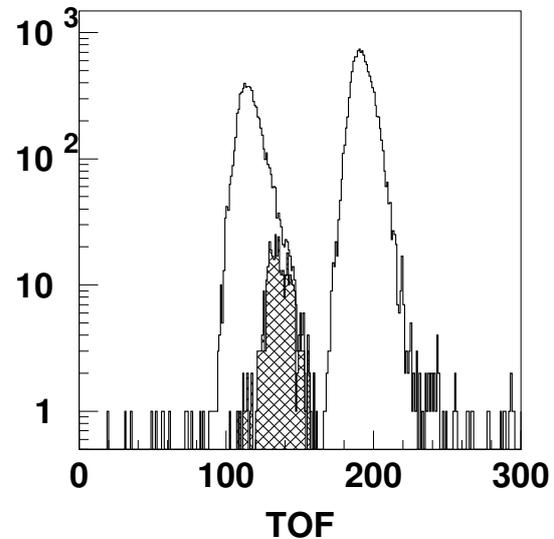


図 5.8: 図 5.6 と同じ TOF の時間差のプロット。網掛けの部分は、 $\pi$  のピーク中にありながら左のカットで落ちるイベント。これは  $K^+$  の質量から予想されるピークと一致している。

## 5.4 各モジュールの光量

前節までで  $\pi$  イベントの選択ができることがわかったので、次に実際の光量の測定結果について述べる。測定は、各モジュールの中心に  $\pi^+$  ビームを入射して行う。光電子数の算出は、

1. 校正用の LED でごく小さい光量での測定を行い、1 p.e. あたりの ADC カウントを求める
2. 各運動量におけるモジュールの ADC スペクトラムに対してフィットを行う
3. フィットのピークからペDESTALを引いたものを 1 p.e. の値で割る

という方法で行う。以下でこれらの過程について述べる。

### 5.4.1 1 光電子較正

図 5.9 は 4 章で説明したモジュール後部の LED を低光量で光らせたときの ADC 分布である。平均光電子数が  $< 0.1$  程度のおきには、図のように 1 p.e. のピークを見ることができる。よって、このピークと何も信号がないときのペDESTALピークにそれぞれガウシアンでフィットをして、その中心値の差を取ったものを 1 p.e. あたりの ADC カウントと定義する。

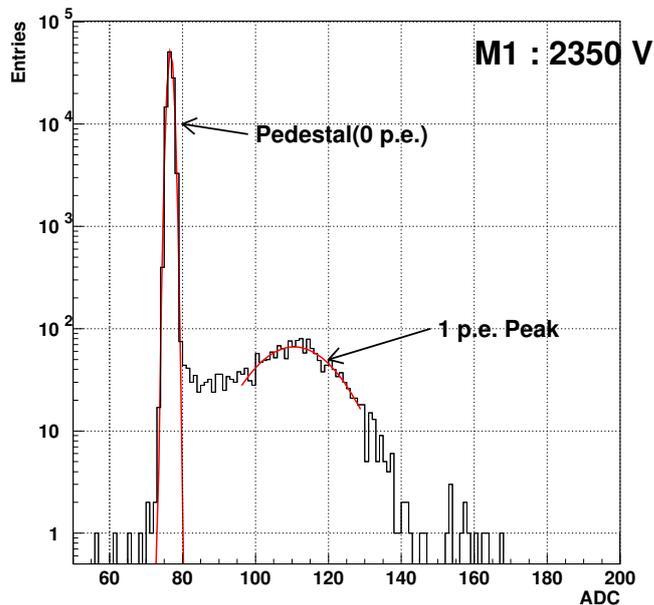


図 5.9: ペDESTALと 1 p.e. ピーク。これらに対してガウシアンでフィットをしてからその中心値の差を取り、これを 1 p.e. 相当の ADC カウントとする。

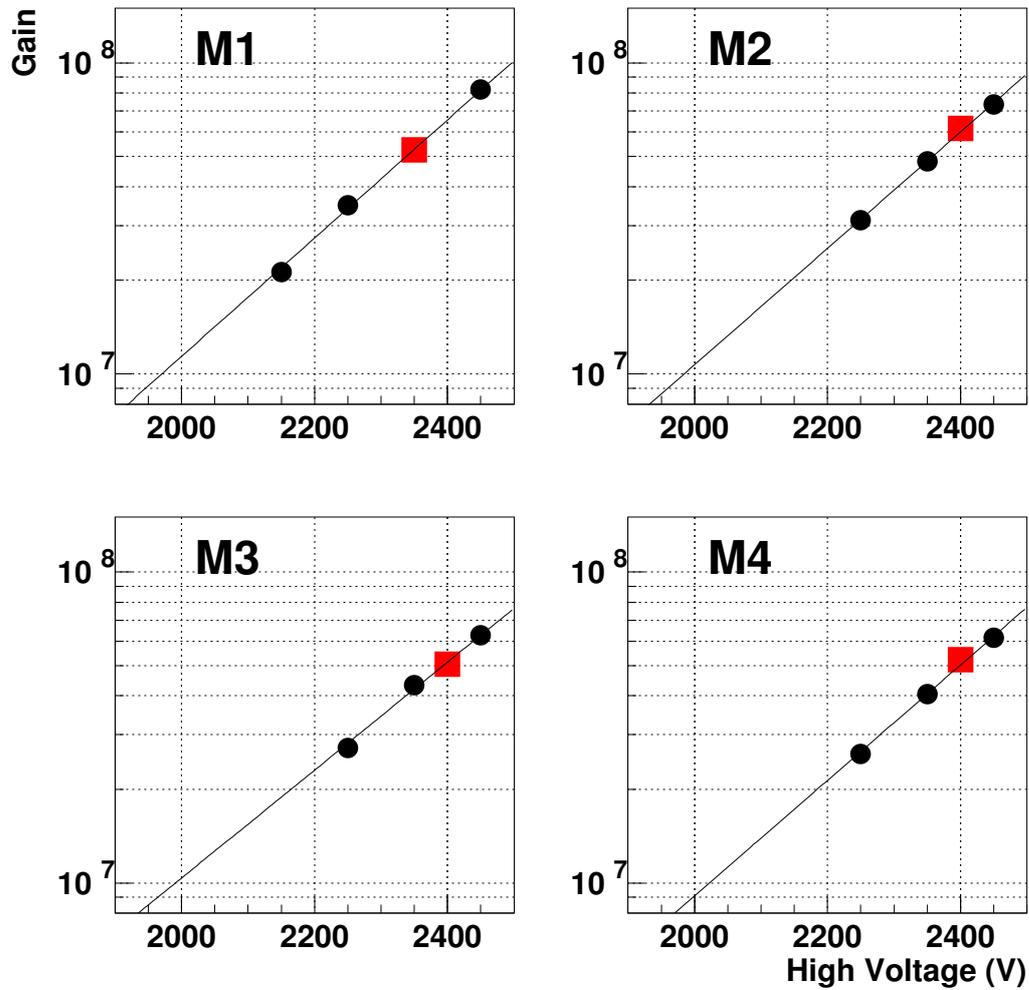


図 5.10: 各モジュールの印加電圧とゲインの関係。電圧に対して指数関数で良いフィットになる。四角でプロットした点は測定に用いた値。

光電子数の平均値を  $\mu$  とすると、光電子数はポアソン分布に従うと考えられるので、 $n$  個の光電子が観測される確率  $P_n(\mu)$  は

$$P_n(\mu) = \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} \quad (5.3)$$

となる。よって ADC カウントがペDESTAL (0 p.e.) になる確率は

$$P_0(\mu) = e^{-\mu} \quad (5.4)$$

である。つまり、データの全体数のうちのペDESTALの割合から、平均光電子数が

$$\mu = -\ln P_0 \quad (5.5)$$

と計算できる。ADC 分布全体の平均からペDESTALを差し引いたものを  $\mu$  で割ると、上で求めた 1 p.e. の値になるはずである。1 p.e. についてはこのような方法でクロスチェックを行い、直接ピークにフィットをしたときと誤差の範囲で一致していることを確認した。

また、今回使用した ADC は 12 bit の分解能があり、フルレンジは 1 nC であるので、1 カウントは 0.25 pC に相当する。もともと 1 個の光電子が 1 p.e. 分の電荷量に増幅されるので、PMT の増幅率 (ゲイン : Gain) は

$$\text{Gain} = 1\text{p.e. ピーク} \times \frac{0.25 \times 10^{12}}{1.6 \times 10^{-19}} \quad (5.6)$$

と計算される。図 5.10 は 4 つのモジュールそれぞれで印加電圧を変えながら 1 光電子校正を行った

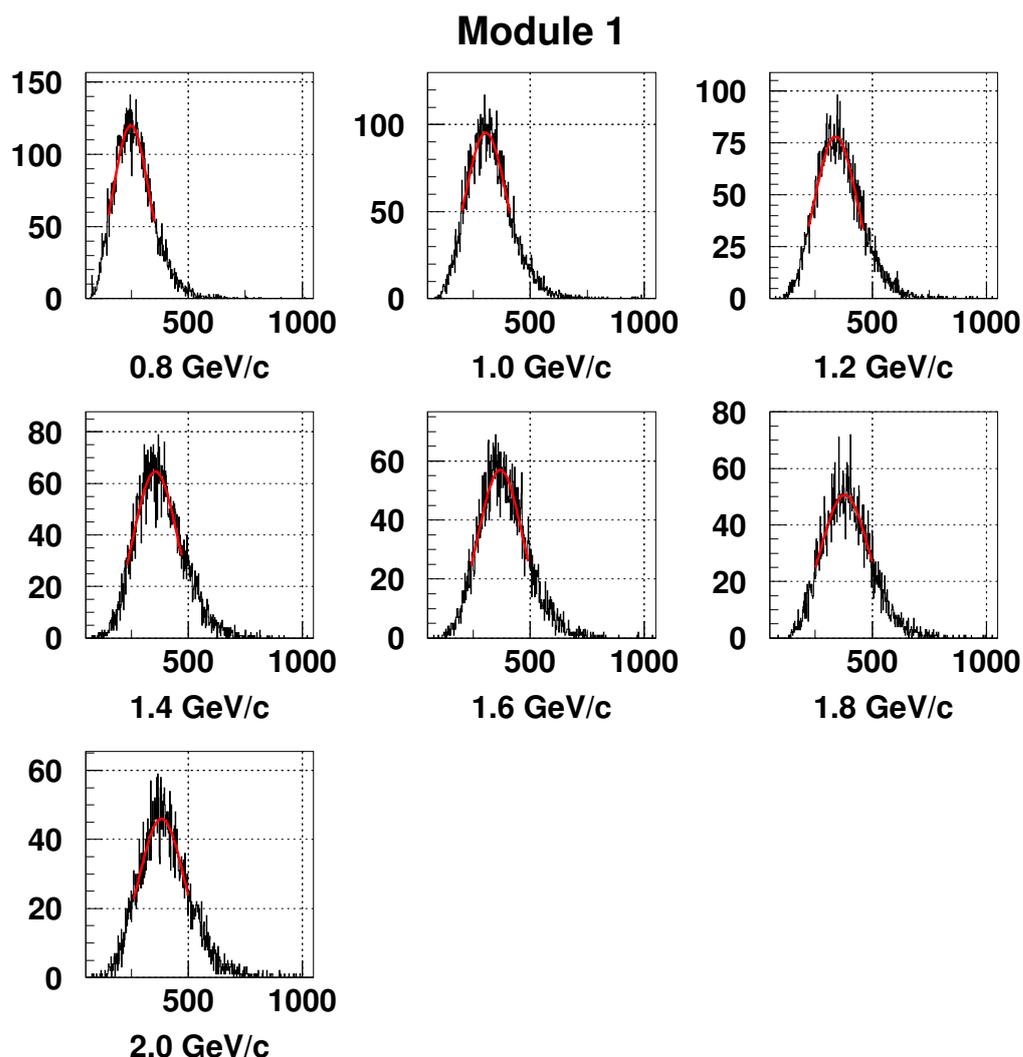


図 5.11:  $\pi^+$  ビームでの ADC スペクトラム。横軸が M1 の ADC カウントで、縦軸がイベント数である。

ときのゲインである。印加電圧とゲインは指数関数の関係があり、測定値のフィットから 2000 V へ外挿した値は表 4.2 のものとほぼ等しい。我々は光量算出の前段階としてこのような測定を行い、最終的には全ての PMT のゲインがほぼ等しくなる電圧を選んだ。

### 5.4.2 測定結果

図 5.11 は実際に  $\pi^+$  ビームをモジュールに入射したときの ADC 分布である。各運動量でのデータに対してガウシアンでフィットを行い、この中心値からペDESTAL を差し引き、1 p.e. の値で割って、光量を求める。

また、フィット範囲の選び方による系統誤差は非常に小さかったので、光量の誤差としては、各運動量のデータと 1 p.e. に対するフィットの統計誤差が伝播したものだけを用いている。

光量の算出法をもう一度述べると、

1. プロトタイプモジュールの中心に 0.8 GeV/c から 2.0 GeV/c までの  $\pi^+$  ビームを入射し、トリガーカウンターで突き抜けを要求する
2. TOF で  $\pi^+$  のピークに入っているイベントを選ぶ
3. M0 カウンターが一定以上の ADC カウントであることを要求する

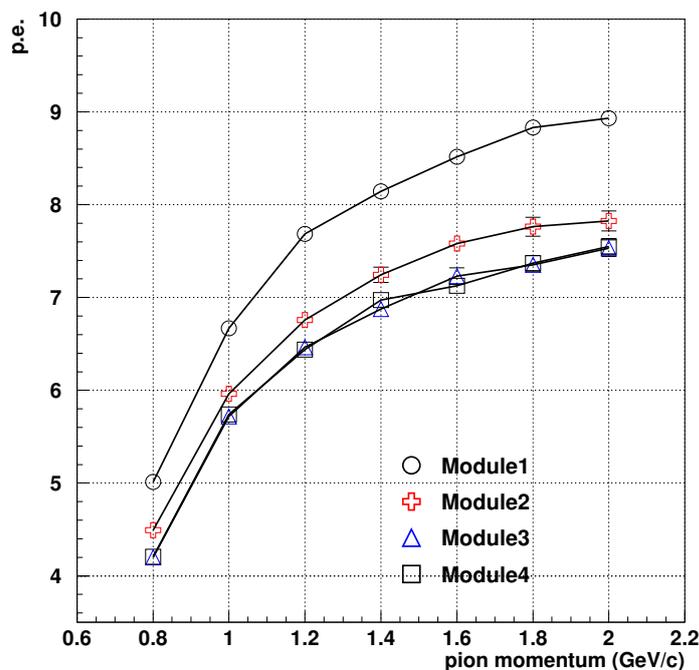


図 5.12: 光量の測定結果。ややモジュール間でのばらつきが見られる。M1 と M3 の差は約 15%。

4. ここまでのイベント選択で残ったものの ADC スペクトラムにガウシアンフィットを行う
5. フィットの中心値からペDESTALを引いたものを 1 p.e. の値で割る

となる。

図 5.12 は M1 から M4 までの各モジュールの光量である。 $\pi^+$  運動量が大きくなるにつれて光量も増えているのがわかる。ただし、モジュール間での光量にはややばらつきがあり、2.0 GeV/c での光電子数は M1 が  $8.91 \pm 0.07$  であるのに対して、M3 では  $7.53 \pm 0.09$  であり、これは M1 の約 85 % となっている。これに関しては、PMT の量子効率の差や、エアロジェルの透過率のばらつきなどの原因が考えられるが、原因を一つに特定することは困難なため、後の章で述べるシミュレーションでは、この測定による光量の比を定数としてかけることにより光量の補正を行っている。またこのプロットには光量の誤差もついているが、統計量が多いため、データ点に隠れている。

### 5.4.3 光量の $\beta$ 依存性

チェレンコフ発光による光子数 ( $N$ ) は、発光体の屈折率を  $n$  とすると

$$\frac{d^2N}{dE dx} = \frac{\alpha z^2}{r_e m_e c^2} \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2}\right) \quad (5.7)$$

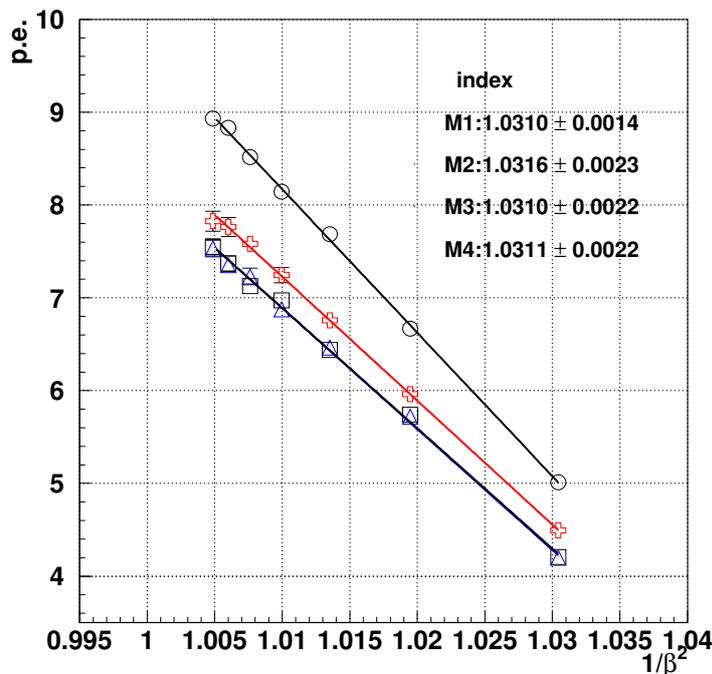


図 5.13: 光量の  $\beta$  依存性。横軸に  $\pi^+$  の  $1/\beta^2$  を取った。チェレンコフ発光の式だけで計算すると、やや屈折率が大きく見える。

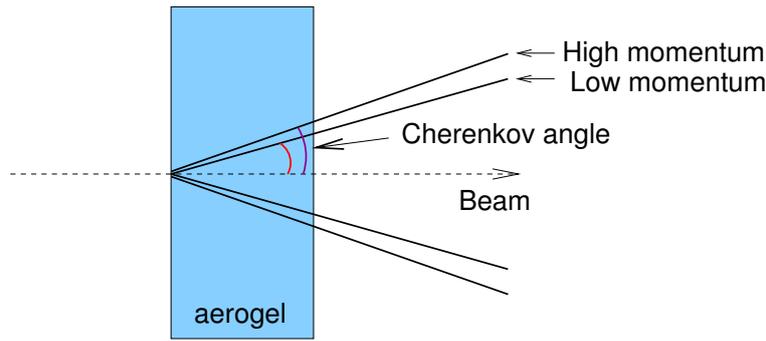


図 5.14: 運動量によるチェレンコフ放射角の違い。高い運動量になるほど放射角が広がり、エアロジェル中を通る距離も長くなって、散乱確率が高くなると考えられる。

という式で表される [3]。エアロジェルの厚さ ( $x$ ) は各モジュールで同じであり、チェレンコフ発光で消費するエネルギー ( $E$ ) は非常に小さいので、散乱等の  $\beta$  依存性を無視すれば、光電子数は  $1 - \frac{1}{n^2\beta^2}$  に比例するはずである。

図 5.13 は横軸に  $\frac{1}{\beta^2}$  取ったときの光量のプロットである。式 5.7 よりこのプロットに対して直線でフィットしたときのパラメータから、逆に  $n$  を計算することができる。結果は、エアロジェルの屈折率の公称値 1.03 と矛盾はしないものの、全てのモジュールでやや屈折率が大きく見えている。4章で述べたように、チェレンコフ放射は荷電粒子の軸に対して一定の角度を持って対称に放出され、これは幾何学的には円錐となる。この円錐のビーム軸に対する角度 ( $\theta_c$ ) は

$$\theta_c = \arccos \frac{1}{n\beta} \quad (5.8)$$

と表されるので、 $\beta$  が大きくなるほど  $\theta_c$  は大きくなり、従ってチェレンコフ光がエアロジェルを通る距離が長くなる。よって運動量が高くなると、チェレンコフ光の散乱の確率も大きくなり、光量を減らす効果があるのではないかと考えている。これについては次節でもう一度述べる。

## 5.5 シミュレーション結果との比較

この節では、得られた光量データと 4.7 節で行ったシミュレーションとの比較を行う。図 5.15 は 2.0 GeV/c の  $\pi^+$  を入射したときの光量のヒストグラムである。シミュレーションでは各運動量について  $10^5$  のイベントを生成した。図では実データ、シミュレーション結果共に、イベント数で規格化してある。長方形のプロットがシミュレーションで、線のエラーバーがついているのが 2.0 GeV/c の  $\pi^+$  での光量分布の測定値である。シミュレーションのは元々の光電子数が離散的であるが、測定値の方はペDESTALを差し引いて、1 p.e. 相当の ADC カウントで割ったものをプロットしている。光学的なパラメータは 4.7 節で述べたものをそのまま入れてある。光量分布の中心値は非常に良い一致を見せており、分布の形そのものも誤差の範囲で合っている。

図 5.16 は運動量毎の光量の比較である。横軸には  $1/\beta^2$  をとっている。前節で、光量の  $\beta$  依存性を測定すると屈折率が 1.03 よりも大きいという結果になることを述べたが、データでは誤差の範囲に収まっていたので、確定的な議論はできなかった。しかし、シミュレーションにおける屈折

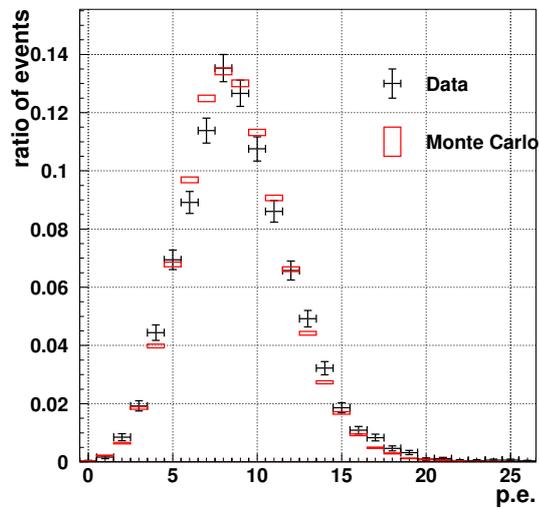


図 5.15: MC とデータのヒストグラムの比較。線のエラーバーが付いているのがデータ (エラーは統計のみ)、長方形のプロットがモンテカルロシミュレーションの結果。中心値、分布共にほぼ一致している。

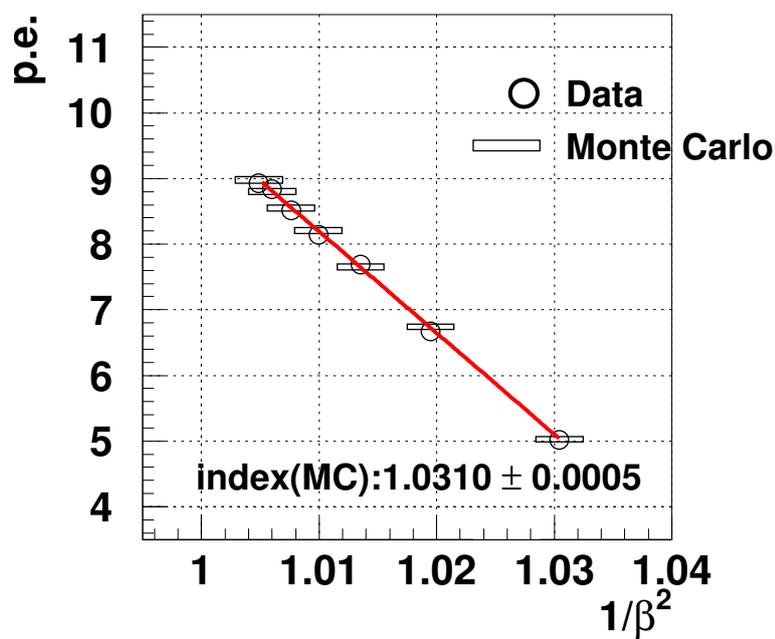


図 5.16: シミュレーションの  $\beta$  依存性。屈折率パラメータは 1.03 に設定しているが、フィットを行うと屈折率が大きく見える。

表 5.2: モジュール毎の光量の補正係数。

モジュール	補正係数
M1	0.992
M2	0.8867
M3	0.8446
M4	0.8457

率は厳密に 1.03 であり、また十分な統計量があるにも拘らず、光量が  $1 - \frac{1}{n^2\beta^2}$  に比例するとしてフィットをすると、結果は 1.03 よりも約  $2\sigma$  大きくなった。これはやはり前節で述べたように、 $\theta_c$  の違いにより  $\beta$  が大きくなるにつれて散乱確率が高くなるためであると考えられる。

この結果は、実際のデータの傾向と非常に近く、図 5.16 のようにどの運動量でも、光量は非常に良い一致を見せている。

### 5.5.1 光量補正

シミュレーションの結果は、M1 の光量と非常に近かったが、モジュール毎の光量の測定結果にはばらつきがあり、他のモジュールについては光量が少ないという結果になった。しかし、上で述べたように光量の  $\beta$  依存性はデータと良く合っているので、各モジュールの光量分布を再現する際には、 $\beta$  に依るような効果を入れずに、単純な補正のための定数を、光子の検出確率に掛けることにした。エアロジェルの吸収率や PMT の量子効率などの定数にはばらつきがあり、これらを各々のモジュールについて正確に知ることは非常に難しいので、現段階では、検出効率のチューニングのためにこのような不可知なパラメータが入ることは避け得ない。これは、今後の測定で改善していくべき点である。

補正係数は、上で述べたシミュレーションの初期設定の光量と各モジュールのデータの比を取り、その平均値を用いることにした。これによって、各運動量でのデータとシミュレーションの結果の差を最小にすることができる。係数はそれぞれ表 5.5.1 のようになった。図 5.17 はこの補正係数を光子を検出する確率に掛けたときのシミュレーション結果とそれぞれのモジュールの光量の比較である。最終的に、各運動量でのシミュレーションとの差は 2% 以内に抑えることができた。

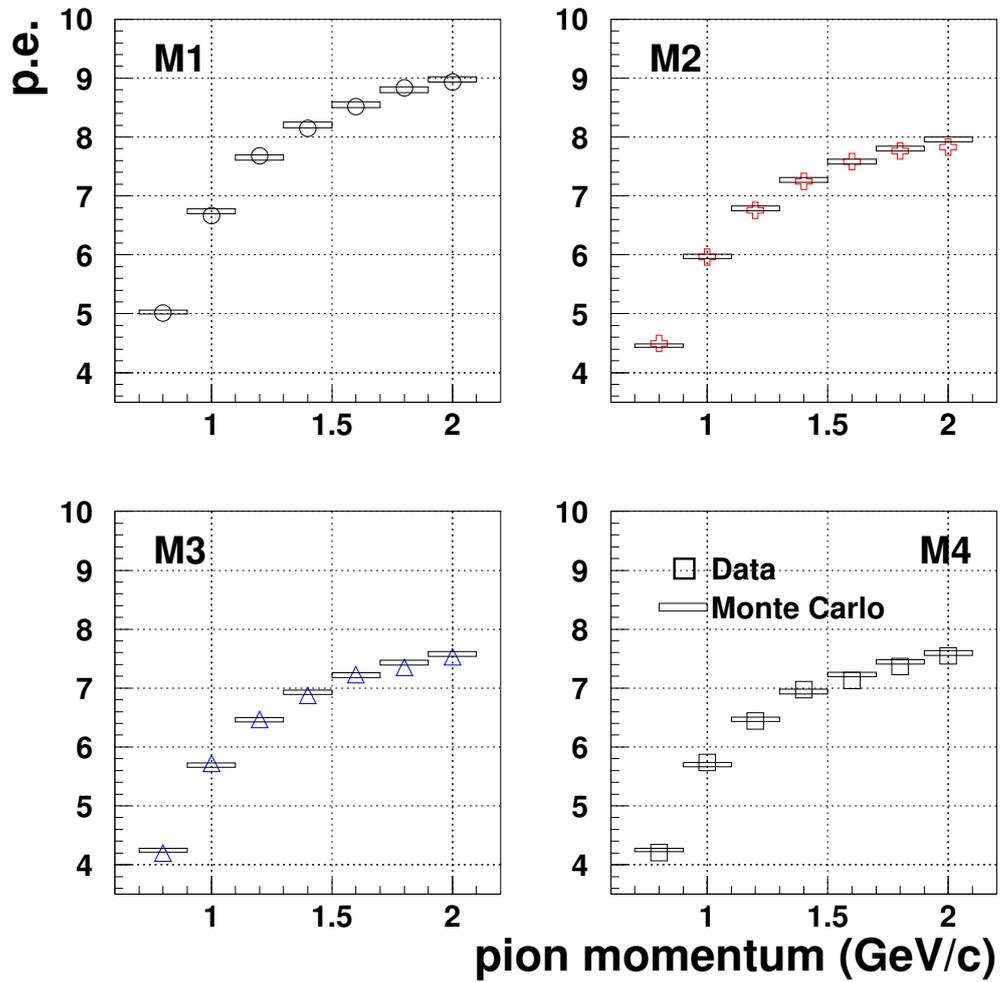


図 5.17: 各モジュールの光量と補正後の MC の比較。 $\chi^2$  が最小になるように補正係数を決めた。それぞれの光量分布は比較的良く一致している。

## 5.6 アクセプタンス

プロトタイプを用いた実験の目的は、陽子に対する検出効率の評価である。陽子ビームでの実験では、モジュールの中心に粒子が入射してくるとは限らないので、荷電粒子の入射位置、角度に対してどれくらいまで感度があるのかということ測定する必要がある。

そこで、モジュールに入射するビームの位置、角度を動かして光量の変化を測定した。この測定では全て  $1.0 \text{ GeV}/c$  の  $\pi^+$  ビームで行い、モジュールは M1 を使用した。

### 5.6.1 ビーム入射位置に対する光量の依存性

4で述べたように、今回製作した2軸パラボラ凹面鏡は、水平( $x$ )方向とビーム方向( $x$ )での収差を補正するため、これらの2つの軸で焦点距離が異なっている。この計算上の形状と実際のデータとの比較のために、 $x, y$  方向に可動な架台を用いてモジュールの位置を変え相対的にビーム入射位置を変えて、光量の変化を測定した。

図 5.18 はモジュールに対する入射位置の図である。中心に対して  $x, y$  方向にどちらも  $\pm 4 \text{ cm}$  の範囲を動かす。但し、エアロジェルの中心とビームのアラインメントは、ビームの方が方向に  $3 \text{ mm}$   $y$  低いことがわかっていたので、この分の補正を加える。図 5.19 はそのときの中心に対する光量の比のプロットである。ここで、“アクセプタンス”を「最大光量に対する光量比が 0.5 以上の範囲」と定義すると、 $x$  軸方向のアクセプタンスは中心に対して約  $\pm 2.8 \text{ cm}$ 、 $y$  軸方向では約  $\pm 2.1 \text{ cm}$  となる。今回の設計では、広い領域である程度の光量を得るのではなく、中心付近の光量ができるだけ大きくするというを優先したわけだが、実際のデータでもそれが実現されていることがわかる。

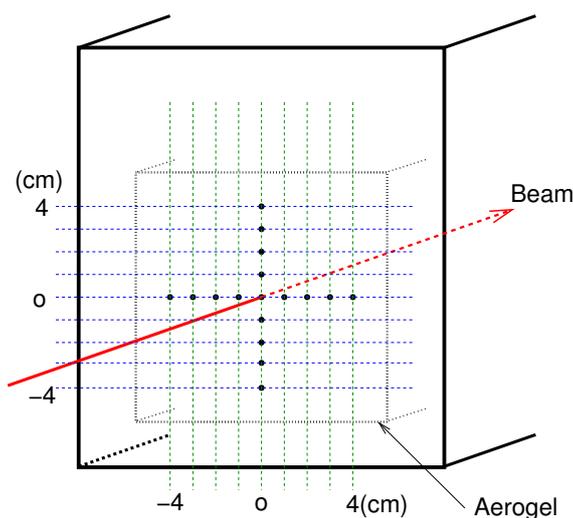


図 5.18: ビーム入射位置の略図。  $x, y$  方向に、 $-4 \text{ cm}$  から  $4 \text{ cm}$  までの範囲を動かす。

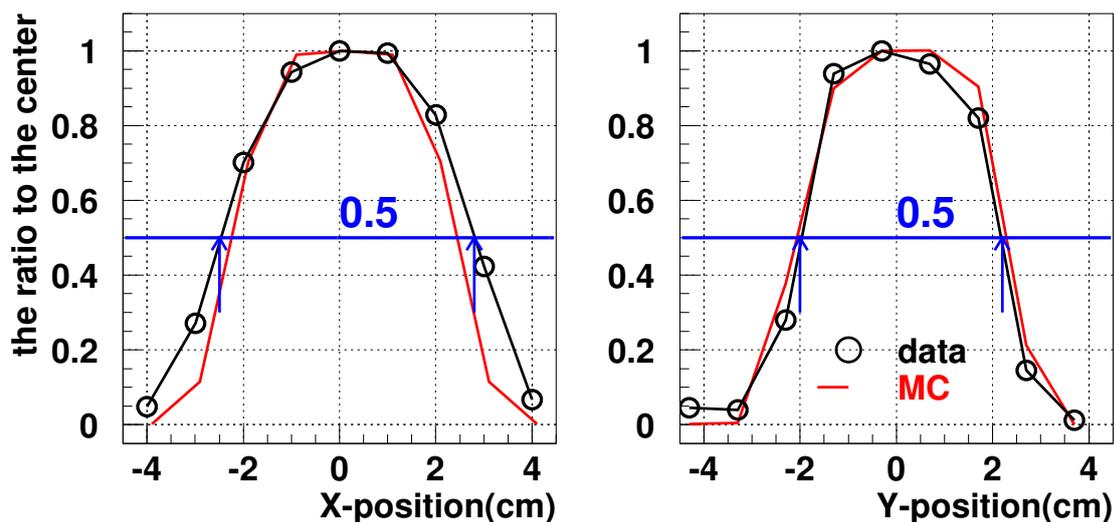


図 5.19: 入射位置に対する光量の依存性。左は横軸が水平 ( $x$ ) 方向の入射位置、縦軸は中心 (0, 0) に対する光量の比である。右は同じく鉛直 ( $y$ ) 方向の移動に対する光量の比。中心との光量比が 0.5 以上である範囲は、 $x$  方向が約  $\pm 2.8$  cm、 $y$  方向が  $\pm 2.1$  cm である。

### 5.6.2 ビーム入射角度に対する光量の依存性

次にビームの入射角度を変えたときの光量測定の結果について述べる。本来は水平、鉛直方向に入射角度を変えたかったのだが、鉛直方向にモジュールを傾けるのは困難であったため、水平方向のみの測定とした。

モジュールは、通常の測定するときには位置の再現性を高めるために、架台の上のアルミ板に U-チャンネルで固定されている。このアルミ板に、図 5.20 のように  $-35^\circ$  から  $35^\circ$  までのけがき線を入れ、これに合わせてモジュールの角度を出す。

測定結果は図 5.21 の通りである。位置依存性のときと同様に、中心光量の 0.5 倍以上の範囲をアクセプタンスと定義すると、水平方向の角度アクセプタンスは、約  $\pm 25^\circ$  となる。

アクセプタンスの測定におけるシミュレーションとの比較結果は、 $x$  方向にビームをスキャンしたときのみシミュレーションよりも測定結果の方がやや広いが、位置、角度共にシミュレーションでの傾向は実験結果を良く再現しているため、陽子ビームでの実験のシミュレーションの際にも鏡の形状はこの計算値を用いることとする。



図 5.20: 実際にビーム入射角度を変えたときの写真。架台に乗っているアルミ板のけがきに沿ってモジュールを置く。

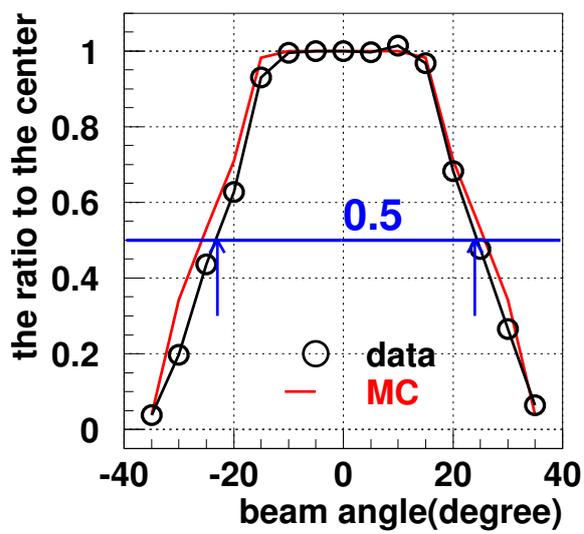


図 5.21: 入射角度に対する光量の依存性。中心に対して入射角度を動かしたときのもの。±25° 以内では垂直入射に対する光量比が 0.5 以上である。

## 5.7 光量に関するまとめ

我々は、陽子ビームでの実験に必要な4つのプロトタイプモジュールについて、0.8 GeV/c から 2.0 GeV/c までの運動量領域の  $\pi^+$  ビームを用いて光量の測定を行った。その結果、ある1つのモジュールで 2.0 GeV/c の  $\pi^+$  ( $\beta = 0.9976$ ) に対して、最大  $8.91 \pm 0.07$  p.e. の光量が得られるという結果を得た。他のモジュールについてはこれよりも光量が少なく、一番低い光量のモジュールとの差は約 15% であった。

運動量に対する光量の依存性はチェレンコフ発光から予想される分布とほぼ一致した。また、ビームの入射位置、角度に対する依存性についても測定を行い、アクセプタンスについての定性的な理解を得た。

これらの結果はシミュレーションと非常に良く一致していたが、測定データではモジュール毎の光量の差が存在したので、シミュレーションでは運動量に依らない係数を掛けて各モジュールの検出効率の補正を行った。

我々はこれらの測定から、チェレンコフ閾値よりも高い運動量の荷電粒子が入射したときの検出効率を知ることができたので、この結果を再現するシミュレーションから、最終的な陽子に対する検出効率を予想することができる。

## 第6章 陽子ビームを用いたハドロン検出効率の評価

我々は  $\pi^+$  ビームでのプロトタイプモジュールの光量測定と同時に、T1 ビームラインにおいて陽子ビームを用いたモジュールのテストを行った。

陽子と中性子には電荷の有無によるわずかな反応の差異が存在するが、陽子のエアロジェルでのチェレンコフ閾値は  $3.8 \text{ GeV}/c$  であり陽子そのものはエアロジェルでは直接チェレンコフ発光をしない。よって、主にモジュール前面の鉛コンバータでのハドロン反応による2次粒子の発光情報を得ることができ、これによって最終的に知りたい中性子に対する検出効率を類推することができる。

この章では、プロトタイプモジュールの陽子に対する検出効率の測定結果について述べる。

### 6.1 測定の概要

陽子ビームを用いた実験では、4つのプロトタイプモジュールをビーム上流に1つ、下流に3つ配置し、上流のモジュール中心に陽子ビームを入射して、

- 上流のシングルモジュールの検出効率
- 上流モジュールの鉛板で生成された粒子が上下流のモジュールを同時にヒットさせるコインシデンス確率

の測定を行った。さらにこの測定の際のバックグラウンドの見積りのために、

- モジュール中のエアロジェルを抜いた状態
- PMT にマスクをした状態

での検出効率測定を行い、エアロジェルからの発光ではないイベントの割合を求めた。以下で測定方法と結果について詳しく述べる。

### 6.2 セットアップ

前述のように、陽子ビームでの実験は5章で述べた  $\pi^+$  ビームでの測定と同時に行い、トリガーカウンターの位置等の基本的なセットアップは、5章の図 5.2 と同じであった。よってセットアップについての説明は、陽子ビームでの測定での変更点に絞って述べることにする。

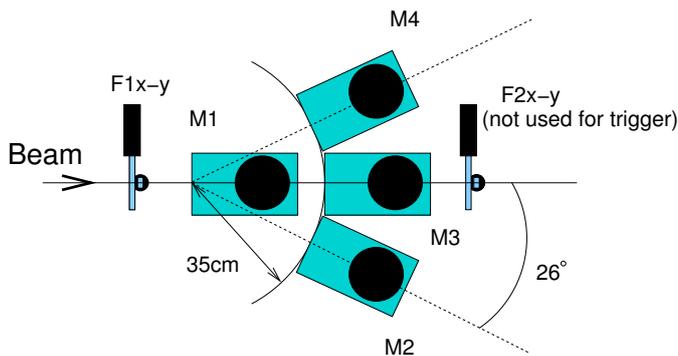


図 6.1: 陽子ビーム実験のセットアップ。ビーム下流のモジュールは、上流の鉛コンバータの中心から 35 cm 離れて等距離に置かれている。下流の両側のモジュールはビームとのなす角が約  $26^\circ$  となる。モジュール後方のフィンガーはトリガーロジックから外した。



図 6.2: セットアップの写真。上流には 20 mm、下流には 2mm 厚の鉛コンバータが設置されている。シールドには 20 cm  $\times$  10 cm  $\times$  5 cm の規格の鉛ブロックを 2 つ重ねて用いた。

### 6.2.1 プロトタイプモジュールの配置

図 6.1 は陽子の検出効率測定時におけるプロトタイプモジュールのセットアップである。M1 は光量測定の場合と同じ場所に置かれている。また、下流のモジュールについては、それぞれが M1 の鉛コンバータの中心を向いた状態で、M1 から 35 cm 離して等距離に置かれている。今回の測定ではハドロン反応の確率をできるだけ正確に評価したいので、S/N を高くするために陽子が鉛コンバータでハドロン反応を起こしたときの検出効率をできるだけ高くする必要がある。M1 のアクセプタンスについては 5 章での議論の通り中心から  $25^\circ$  の範囲で 50 % 以上であるので、M1 の前面で生成した 2 次粒子が下流の M2, M4 の中心方向へ飛ぶようなイベントの検出は十分可能であると考えた。また、35 cm という距離は実機の仮デザインと合せて設定した。

図 6.2 は実際のセットアップの写真である。鉛コンバータからの 2 次粒子が直接 PMT をヒットさせるのを防ぐため、20 cm  $\times$  10 cm  $\times$  5 cm の規格の鉛ブロックを 2 つ重ねてシールドとして用いた。モジュール前面の鉛コンバータは、実機では全てのモジュールに 2 mm 厚のものを設置する予定であるが、今回はハドロン反応の確率そのものを高めるために、上流のモジュールは 20 mm 厚、下流のモジュールは 2 mm 厚に設定されている。

また、我々が見たいイベントは、陽子がモジュール前面の鉛板でハドロン反応を起こし、そこでできた粒子がエアロジェルを発光させる、というものである。本来このイベントでは陽子はモジュールをまっすぐ突き抜けることはないはずである。よってモジュール後方の突き抜け定義用の F2x-y はトリガーロジックから外した。

### 6.3 陽子イベントの同定

データとして採用する陽子イベントの選択には、5 章と同じように TOF 法と M0 エアロジェルチェレンコフカウンターによるカットを用いた。以下でそれぞれについて説明する。

### 6.3.1 TOF 法

TOF 法に関しては 5 章と全く同じように TOF1 と TOF2 のヒット時間の差が大きい  $p$  のピークの中心値から  $2\sigma$  の範囲を  $p$  のイベントとして採用した。 $p$  と  $\pi^+$  の時間差が最も小さい  $2.0 \text{ GeV}/c$  でも  $p$  のカット位置までは  $\pi^+$  のピークから  $9.6\sigma$  離れており、TOF 法での粒子識別における  $\pi^+$  の混入は無視できる。

### 6.3.2 M0 カット

陽子イベントの選択にも M0 によるカットを用いた。陽子は屈折率 1.03 のエアロジェルでは直接発光しないので、図 6.3 のように、M0 の ADC カウントが 85 以下という条件でカットをかけた。

光量の測定ときにはあまり問題にならなかったが、陽子に対する検出効率は基本的に非常に小さいので、 $p$  がトリガーをかけたと同時にたまたま  $\pi^+$  がやってくる、といったアクシデンタルなイベントが混ざっていることにより、検出効率が大きく見えてしまう可能性がある。M0 でのカットにより、こういった粒子を除いて、イベント中の陽子の純度を高めることができる。

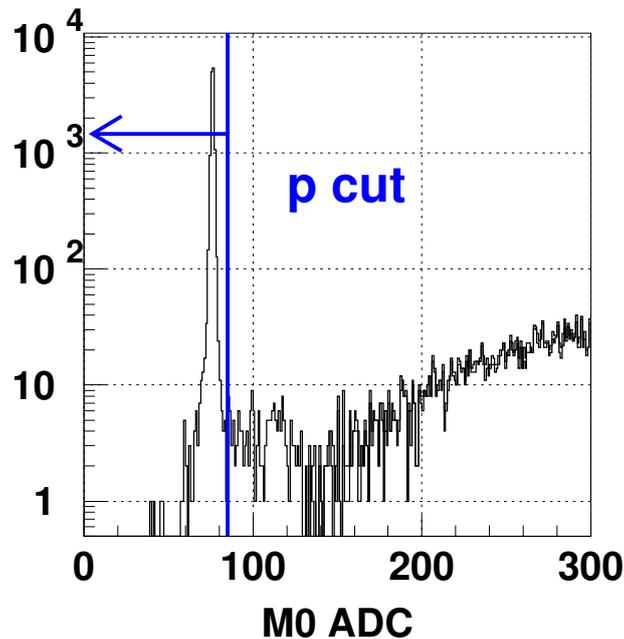


図 6.3: 陽子ビーム実験での M0 によるカット。ペDESTALのイベントだけを採用する。

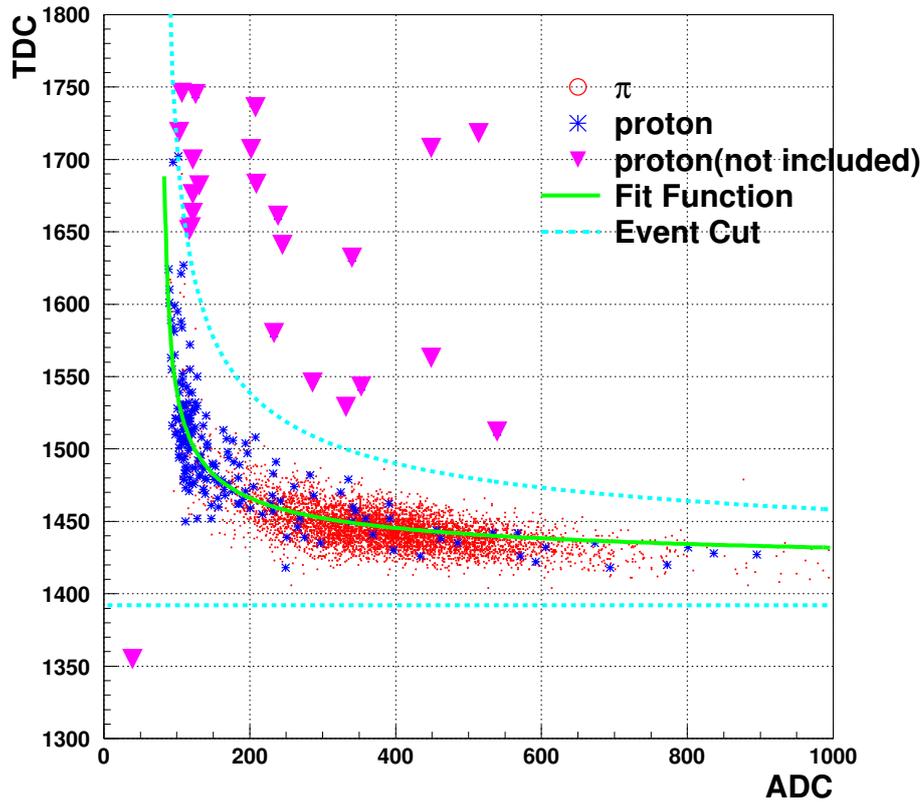


図 6.4: T-Q 補正を用いたカット。

## 6.4 ヒットイベント

陽子イベントの定義は以上であるが、このうち、モジュールで光子が検出された「ヒットイベント」の定義には、これらに加えてイベントの時間分布による領域のカットと光電子数によるカットを行った。以下でそれぞれのカットについて説明する。

### 6.4.1 T-Q 補正

上で述べたように、陽子での測定ではアクシデンタルなイベントを排除することが非常に重要である。そのためヒットイベントとして採用する時間幅はできるだけ狭く取る必要があるが、光電子数の違いによるジッターの効果があるため、本物のトリガーイベントと思われるイベントの時間幅はかなり広がっている。この効果は、経験的に時間を  $T$ 、パルスの高さを  $A$  とすると

$$T = \frac{P_1}{\sqrt{A - P_2}} + P_3 \quad (6.1)$$

という式で良く記述されることが分かっている ( $P_{1-3}$  はフリーパラメータ)。そこで、モジュールの TDC vs ADC のプロットに対して式 6.1 でフィットをして、図 6.4 のように

$$P_3 - 20 < T < \frac{P_1 + 160\sigma_{P_1}}{\sqrt{A - P_2}} + P_3 \quad (6.2)$$

という領域を、実際にトリガーカウンターをヒットさせた粒子がやってきたイベントと定義する。これによって図 6.4 に見られるアクシデンタルなイベントをカットすることができる。

### 6.4.2 光電子数によるカット

上記の T-Q 補正によるカットを用いるには、モジュールのヒットの時間情報が必要になる。各モジュールからの 1 p.e. に対応するアナログパルスの高さは全て約 50 mV になるよう調整してあるのに対して、アナログ信号をディスクリミネータで論理パルスに変換する際の閾値は 25 mV である。つまりこれは、PMT での電子増倍過程において増幅率の分散の影響で 0.5 p.e 相当以下の電荷量になったイベントは検出されないということである。この影響によって、1 p.e. 以上の全てのイベントに対する検出効率の正確な評価というのは非常に難しくなっている。そこで我々は 2 p.e. 以上のイベントだけをヒットとみなす、というカットをかけることとした。図 6.5 はそのカット位置

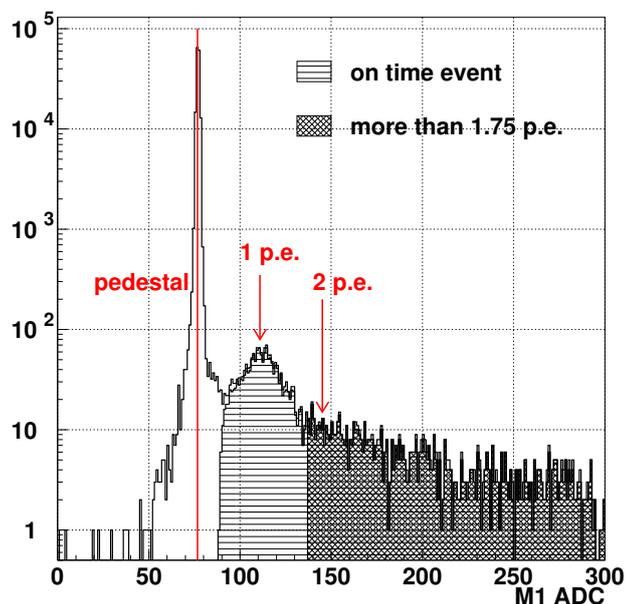


図 6.5: 光電子数によるカット位置。2.0 GeV/c の陽子ビームでの M1 の ADC スペクトラムである。横線のハッチは T-Q カットで残るイベント。ディスクリミネータの閾値は 1 p.e. ピークの半分よりやや下にあることがわかる。右の濃いハッチ部分が 1 p.e. ピークをカットして最終的に採用するヒットイベントである。

を表したものである。具体的には、ADC カウントが 1.75 p.e. 相当以上のものを「ヒットイベント」として採用する。

また、後の節で述べるが、モジュール中のエアロジェルを抜いた状態で、陽子ビームを入射して検出効率を測定したときにも、1 p.e. レベルには多数のイベントが存在した。1.75 p.e. 以上の ADC カウントでカットをかけることで、この 1 p.e. の位置にピークを作るバックグラウンド イベントもある程度取り除くことができる。

陽子に対する検出効率の定義を纏めると、

$$\text{検出効率} = \frac{\text{陽子のヒットイベント数}}{\text{全陽子イベント}} \quad (6.3)$$

全陽子イベント

- TOF の時間差が  $p$  のピークから  $2\sigma$  に含まれる
- M0 の ADC カウントが 85 以下である

陽子のヒットイベント

- 上の「陽子である」という条件を満たす
- TDC vs ADC のプロットにおいて、図 6.4(式 6.2) で示される領域に入る
- モジュールの ADC カウントが 1.75 p.e. 相当以上である

となる。

全陽子イベントは、検出効率の低い 0.8 GeV/c, 1.0 GeV/c で複数回の測定で合計  $10^6$  イベント程度、それ以外の運動量では約  $3 \times 10^5$  イベントを収集した。

## 6.5 シングルモジュールでの検出効率

### 6.5.1 測定結果

図 6.6 は上流のシングルモジュールでの検出効率の測定結果である。図にはモンテカルロシミュレーションの結果を同時にプロットしてある。低運動量側では測定値の方が大きい値となっているが、2.0 GeV/c 付近では両者の値は比較的良く一致している。

図 6.7 は 1 GeV/c と 2 GeV/c における陽子イベントでの光量分布である。2 GeV/c では分布も良い一致を見せているが、1 GeV/c ではデータの方が全体に大きくなっている。また、1 p.e. の部分には 1 GeV/c, 2 GeV/c 共にシミュレーションに比べて非常に多数のイベントがあることがわかる。

シングルモジュールでの結果より、検出効率が小さい低運動量では測定結果とシミュレーションは一致せず、実データの方が値が大きいことが分かった。 $10^{-4}$  オーダーの測定ではバックグラウンドの影響が大きくなり、検出効率が大きく見えてしまっていると考えられる。このバックグラウンドの起源を探るための測定については、次節で述べる。

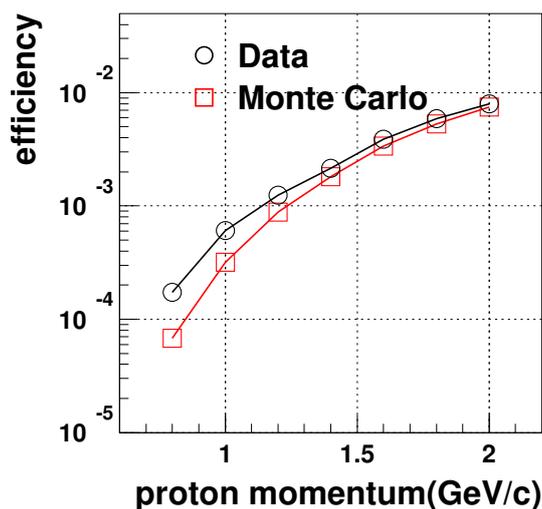


図 6.6: シングルモジュールでの検出効率。低い運動量において、MC よりも高い値になっている。

### 6.5.2 光電子数カット位置に対する依存性

シミュレーションでの光電子数は離散的であるが、ADC スペクトラムは連続的に分布しているため、検出効率にはカット位置に対する依存性がある。2.0 GeV/c でのデータの光量分布はシミュレーションと良く合っていたので、これを基準に検出効率のカット位置による変化を調べる。

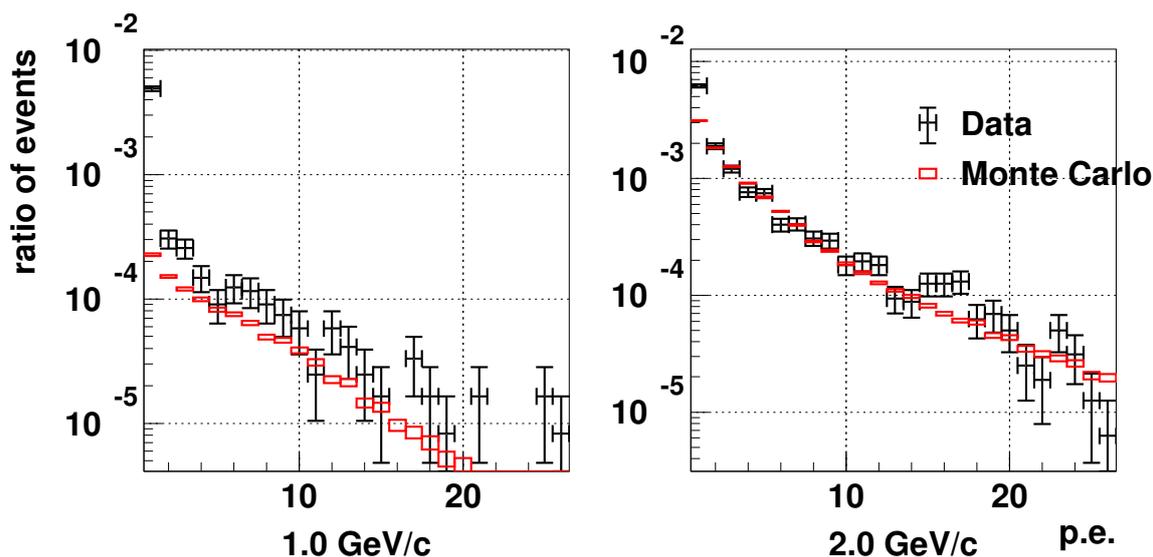


図 6.7: 陽子イベントにおける MC とデータのヒストグラムの比較。全陽子イベント数で規格化している。1 GeV/c, 2 GeV/c 共に 1 p.e. の部分だけデータの方が非常に大きいことがわかる。2 GeV/c では 2 p.e. 以上の光量での分布は比較的良く一致しているが、1 GeV/c では全体に検出効率が大きくなっている。

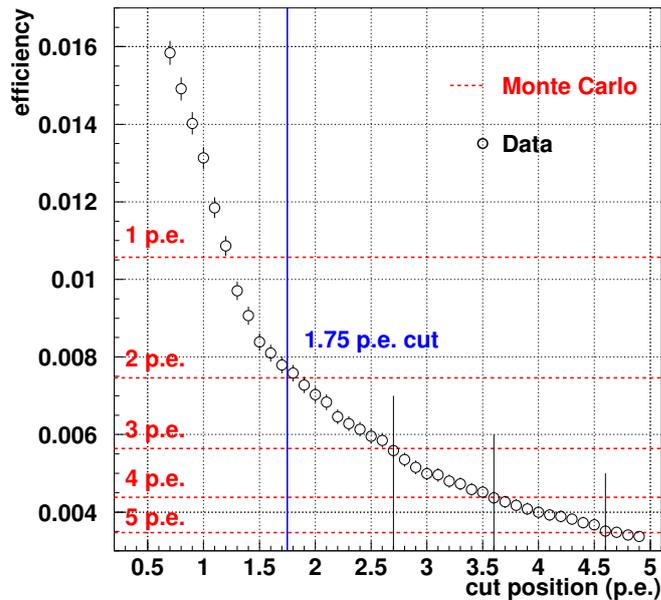


図 6.8: 光電子数カット位置に対する依存性。シミュレーションにおける 1 p.e. から 5 p.e. 以上のイベントの割合を示した。1.75 p.e. でのカットは、1 p.e. のピークを落としていることがわかる。また、カット位置による検出効率の依存性は小さいことがわかる。

図 6.8 は 2.0 GeV/c でのシミュレーションとデータのカット位置による比較である。1.75 p.e. でのカットは、1 p.e. ピークによる勾配の大きい部分をカットできており、カット位置による依存性が緩いことがわかる。よって、1.75 p.e. によるカットは比較的適当な位置であると言えることができ、以後はこのカットを行ったあとのイベントを、「2 p.e. 以上のイベント」と呼ぶこととする。また、シミュレーションにおける 3 p.e. , 4 p.e. , 5 p.e. でのカットと合う位置はそれぞれ、2.7, 3.6, 4.6 p.e. 相当である。

## 6.6 バックグラウンドの評価

陽子に対する検出効率の測定結果はモンテカルロシミュレーションと比較的良好一致を見せているが、一番運動量の低い 0.8 GeV/c ではシミュレーションによる予想値が  $10^{-4}$  よりも小さい値となっており、このオーダーではバックグラウンドイベントの影響が避けられず、検出効率が大きく見えてしまっている。以下では、実際の陽子ビームによるイベントと考えられているもののうちのバックグラウンドの割合を見積り、それを差し引いた実際の陽子イベントの確率を求める。

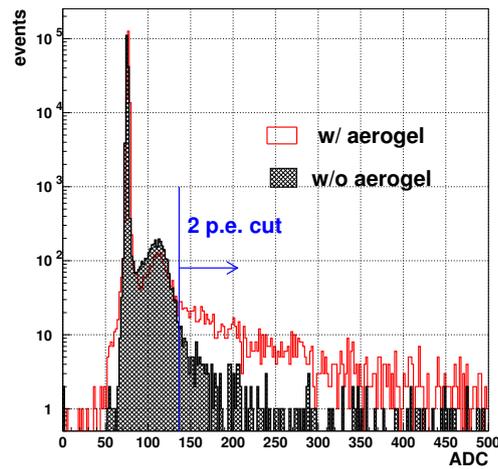


図 6.9: エアロジェルがある場合、無い場合の ADC スペクトラム。どちらも  $2.0 \text{ GeV}/c$  のデータで、イベント数は同じにしてある。エアロジェルを抜くと、光量の大きいイベントは消えるが、1 p.e. のピークはややイベントが増える。

### 6.6.1 エアロジェルが無い状態での低光量イベント

図 6.9 は通常の測定時とエアロジェルを抜いて測定を行ったときの陽子イベントの ADC スペクトラムの比較である。エアロジェルがない場合では、2 p.e. 以上の光量が多いイベントは大幅に減るが、1 p.e. ピークのイベントは逆に少し数が増える。この低光量のイベントは、モジュールを前

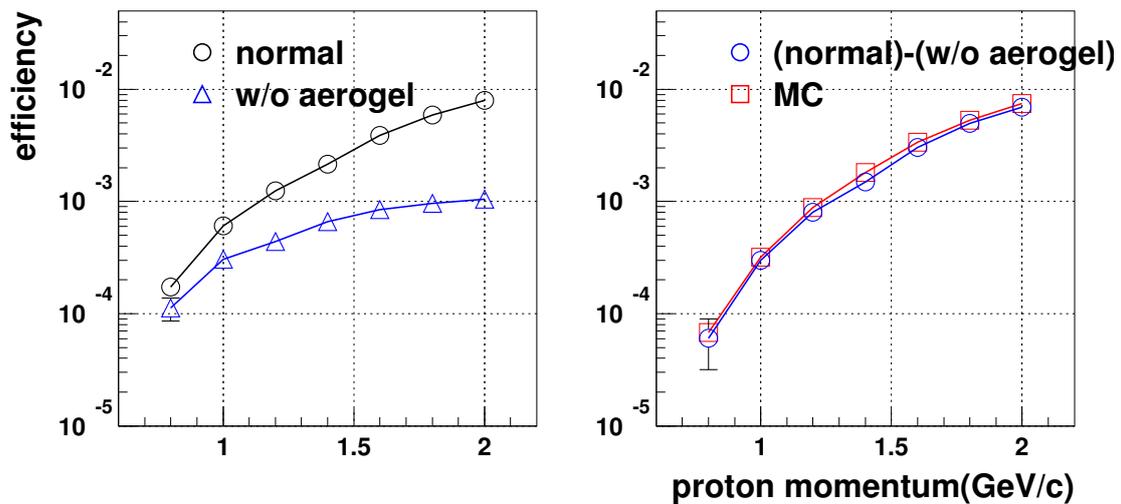


図 6.10: エアロジェルなしでの検出効率と、それを通常測定から引いた値。MC と非常に良く一致している。

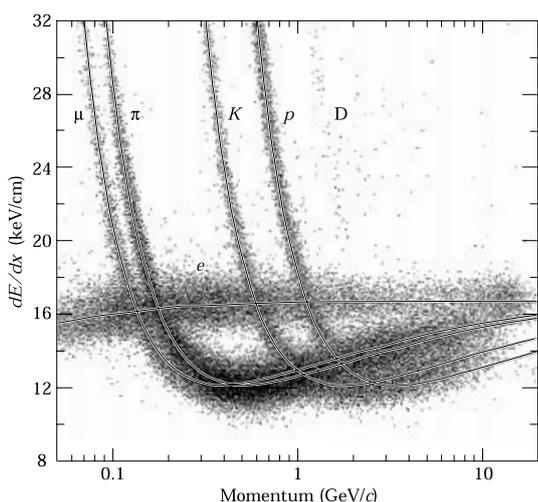


図 6.11: PEP4/9-TPC の Ar-CH<sub>4</sub> での ガスシンチレーションにおける  $dE/dx$  測定。  $p$  の  $dE/dx$  は、0.8 GeV/c から 2.0 GeV/c までの間では下る領域にある [3]。

後逆に設置してビームを後から入射しても、また横方向から入射しても存在した。よってこれはチェレンコフ光のように方向を持った光ではなく、等方的に発光する現象だと言うことができる。また、エアロジェルを抜いたことでイベントが増えたことから、元々エアロジェルがあった領域からの空気中の発光によるイベントではないかとも考えられる。以上の理由より、我々はこの発光は窒素によるシンチレーションではないかと考えているが、このイベントの運動量に対する依存性は図 6.11 のような Bethe-Bloch 公式から得られる傾向とは逆であり、他の原因との複合的な影響で説明をしなければならない。

図 6.10 の左はモジュール中のエアロジェルを抜いた状態で陽子ビームを入射し、通常のイベント選択と同様の手続きで検出効率を求めたときのプロットである。運動量が大きくなるに従って、エアロジェルがない状態での 2 p.e. 以上のイベントの割合も大きくなっている。

しかし、このバックグラウンドを通常測定のデータから差し引いた結果は、図 6.10 の右のように、シミュレーションと非常に良く一致している。エアロジェルが無い状態の測定では 1 p.e. ピークのイベントが増えたが、これは元々 2 p.e. 以上のカットで落ちるイベントであり、エアロジェルからではない発光を考慮すると、シミュレーションでのシングルイベントの検出効率は 0.8 GeV/c から 2.0 GeV/c までの領域で 10% 以内の精度で再現した。

### 6.6.2 ノイズレート

PMT では、光電面やダイノードの電子が熱振動で放出されるなどの現象によって暗電流が閾値を越えるノイズ(ダークノイズ)が発生する場合がある。また、モジュールの光漏れが存在したときにも、1 p.e. 程度の光量のイベントがランダムに発生する。これがたまたまイベントタイミングにやってきた場合にはバックグラウンドイベントとなりうる。低光量バックグラウンドの原因がビーム起源であることを確認するため、ノイズレートのバックグラウンド中の割合を算出しておく。

表 6.1 はビームを入射していないときの各モジュールに使用した PMT のノイズレートの測定値である。図 6.4 の T-Q 補正により、実際にイベントとして採用する時間領域は、最大 TDC で 200 カウント、即ち 5 ns 程度である。仮に PMT のノイズレートが 2 kHz であったとすると、このイベ

表 6.1: ビームを入射していないときの、各 PMT のディスクリミネータからのパルスレート。バックグラウンドの割合としては小さい。

モジュール	ノイズレート ( $N$ )	$N \times 5\text{ns}$
M1	1.3 kHz	$0.65 \times 10^{-5}$
M2	3.5 kHz	$1.8 \times 10^{-5}$
M3	4.3 kHz	$2.2 \times 10^{-5}$
M4	1.9 kHz	$0.95 \times 10^{-5}$

ントが 5 ns の時間窓に入る確率は

$$(2 \times 10^3 \text{kHz}) \times (5 \times 10^{-9} \text{ns}) = 10^{-5} \quad (6.4)$$

となる。これより PMT のノイズは上で議論したエアロジェル無しでのバックグラウンドに比べると 1 桁以上小さいことがわかる。

### 6.6.3 PMT での直接発光

図 6.12 は、PMT に光が入らないようマスクをしてモジュールに設置し、陽子ビームに対する検出効率を測定したときの ADC スペクトラムである。比較のためエアロジェルを抜いたときのデータ

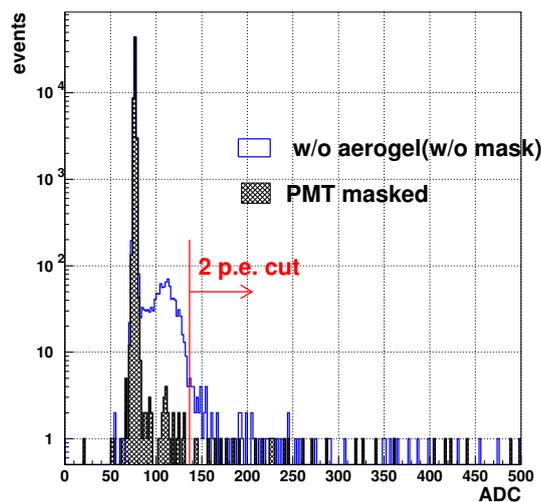


図 6.12: PMT にマスクをした状態でのイベント。エアロジェルを抜いた状態と比べて、1 p.e. のイベントが殆どなくなっているが、光量が高いイベントの数は 1/5 程度存在する。

表 6.2: PMT にマスクをした状態でのイベントの割合。このイベントは鉛ブロックのシールドがない状態では多く、前面の鉛コンバータを外すと減る。よってこれはコンバータでの反応による 2 次粒子の PMT への直接ヒットであると考えられる。

		検出効率 ( $\times 10^{-4}$ )	
		1 GeV/c	2 GeV/c
シールド on	コンバータ on	$1.77 \pm 0.72$	$2.69 \pm 0.69$
	コンバータ off	$0.29 \pm 0.03$	$0.89 \pm 0.4$
シールド off	コンバータ on	$2.06 \pm 0.78$	$8.16 \pm 1.20$
	コンバータ off	$0.29 \pm 0.03$	$4.31 \pm 0.88$

を同時にプロットしてある。エアロジェルが無くても 1 p.e. レベルの領域に多数見られたイベントは、マスクをすることで殆んど消えた。よって、このイベントはモジュール内部からの発光であったと結論できる。しかし PMT にマスクをした状態でも、上で述べたノイズレートよりも高い確率で 2 p.e. 以上のイベントが存在した。このイベントは、表 6.2 のようにモジュール前面の鉛コンバータを外すと減り、鉛ブロックのシールドを外すと増える。また運動量が高いほど検出効率も高いので、鉛コンバータで生成した 2 次粒子が PMT を直接叩いているイベントであると考えられる。

#### 6.6.4 バックグラウンドのまとめ

表 6.3 は、シングルイベントでの検出効率の測定値における バックグラウンドの割合である。我々は、エアロジェルを抜いた状態、PMT にマスクをした状態での測定から、バックグラウンドの起源についてある程度の情報を得た。その結果、シングルモジュールでの検出効率からエアロジェルがない状態の検出効率を差し引くと、測定値とシミュレーションが 10 % 程度の精度で良く一致していることを確認した。

しかし、例えば空気中での発光が窒素シンチレーションであると結論するには、真空中、または空気と異なるガスを流した状態での測定で光量の変化を測定する必要がある。また PMT への粒子

表 6.3: 陽子イベントに対するバックグラウンドの割合。コンバータ、シールドは共にあるときのもの。

	検出効率	
	1 GeV	2 GeV
データ	$(6.27 \pm 0.25) \times 10^{-4}$	$(7.94 \pm 0.15) \times 10^{-3}$
MC	$3.18 \times 10^{-4}$	$7.46 \times 10^{-3}$
シングルノイズ	$\sim 1 \times 10^{-5}$	
エアロジェル無し	$(3.05 \pm 0.38) \times 10^{-4}$	$(1.05 \pm 0.06) \times 10^{-3}$
PMT マスク	$(1.77 \pm 0.72) \times 10^{-4}$	$(2.69 \pm 0.69) \times 10^{-4}$

の直接ヒットでの発光については、低ノイズ状況でのタグされた粒子による発光量を測定しなければならない。これらは今後の課題とする。

## 6.7 ビーム前後方のモジュール間でのコインシデンス確率

### 6.7.1 測定結果

図 6.13 は上流の M1 がヒットしたときに、下流の M[2-4] のどれかが同時にヒットした場合のコインシデンス確率である。測定結果は、1.0 GeV/c から 2.0 GeV/c の範囲で、モンテカルロシミュレーションよりも一様に 50 % 程度大きかった。0.8 GeV/c については検出効率のシミュレーションによる予想値が  $10^{-6}$  と非常に小さく、測定値はシミュレーションの約 5 倍になっている。

コインシデンス確率についても、全てのモジュールのアロゲルを抜いた状態でバックグラウンドの測定を行い、各運動量について  $2 - 3 \times 10^5$  程度の陽子イベントを収集した。しかし、図のように 0.8 GeV/c から 1.4 GeV/c までの運動量ではイベントが検出されなかった。現状では上で議論したバックグラウンドが、コインシデンス確率の測定時にはどれくらいの影響になるのかわからない。恐らくバックグラウンドの測定値における相対的な影響が大きくなって、シミュレーションとの差が広がっていると考えられる。

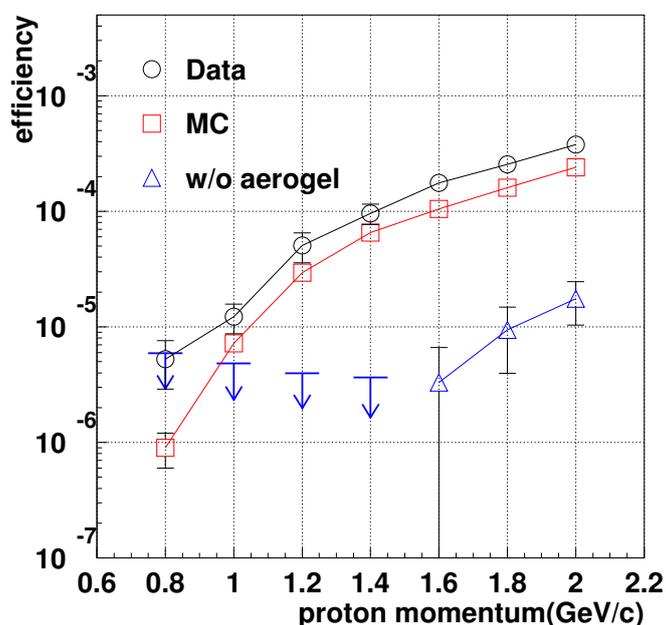


図 6.13: 前後方のモジュール間でのコインシデンス確率。エアロゲル無しの測定については、低運動量ではイベントが見つからなかったため、1 イベント感度の値を示している。

表 6.4: 検出効率の測定値とシミュレーションの比。

運動量 (GeV/c)	(測定値/シミュレーション)		
	シングル	シングル – エアロジェル無し	コインシデンス
0.8	$2.547 \pm 0.037$	$0.894 \pm 0.205$	$5.45 \pm 2.36$
1.0	$1.900 \pm 0.008$	$0.943 \pm 0.022$	$1.64 \pm 0.39$
1.2	$1.408 \pm 0.027$	$0.909 \pm 0.010$	$1.71 \pm 0.74$
1.4	$1.193 \pm 0.013$	$0.828 \pm 0.004$	$1.47 \pm 0.31$
1.6	$1.148 \pm 0.006$	$0.898 \pm 0.001$	$1.68 \pm 0.17$
1.8	$1.112 \pm 0.003$	$0.931 \pm 0.002$	$1.53 \pm 0.10$
2.0	$1.072 \pm 0.002$	$0.931 \pm 0.001$	$1.52 \pm 0.06$

しかし、測定値は 1.0 GeV/c から 2.0 GeV/c までの間でシミュレーションと良く似た傾向を示している。元々、ハドロン反応のシミュレーション結果は実際の実験と数倍程度の差が出る可能性も考慮に入れており、今回の結果は、わずか 0.5 倍の差でシミュレーションによってハドロン反応の確率を予言できることを示しているので、非常に良い結果であったと考えている。

## 6.8 陽子に対する検出効率のまとめ

我々はプロトタイプモジュールについてそれぞれの光量とアクセプタンスについての確認を行った上で、4つのモジュールを上流に1つ下流に3つ配置し、上流のシングルモジュールの検出効率と上下流のモジュール間のコインシデンス確率を測定した。

4章で議論したように、中性子と陽子のプロトタイプに対する検出効率の差は陽子が叩き出すノックオン電子 ( $\delta$  線) の有無のみであると考えていたが、実験を行ってみると陽子の空気中での発光と思われる低光量のシグナルが存在した。また前面の鉛コンバータからの2次粒子がPMTを直接ヒットするようなイベントも存在した。こちらはシールド用の鉛ブロックをPMTの前に置くことである程度軽減することができたものの、これらの影響はシミュレーションには入れていないので、測定結果とシミュレーションを比較する際の検出効率の違いの原因となっていると考えられる。

しかし、バックグラウンドの割合を考慮するとシングルモジュールでの検出効率は 0.8 GeV/c から 2.0 GeV/c までの運動量領域で 10 % 程度の精度でシミュレーションと一致していた。

また、上下流のモジュールのコインシデンス確率は、2.0 GeV/c までの運動量で  $10^{-4}$  という非常に小さいオーダーでの測定を行うことができ、これはモンテカルロシミュレーションによる値と 50 % 程度の精度で一致していた。これらの結果よりハドロン相互作用という再現するのが非常に難しい量に対して、GEANT 3 を用いたシミュレーションによる見積もりが可能であるということが示された。

## 第7章 結論

我々は KOPIO 実験における  $\gamma$  veto 検出器であるビームキャッチャーの開発を行ってきた。この検出器の目的は、ビーム領域を  $\gamma$  検出器で覆うことによりビームホールを抜けてきた  $\gamma$  を捕え、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \rightarrow 4\gamma$  などのバックグラウンドとなりうるイベントを排除することである。

この検出器はビームライン上に置かれるため、 $\gamma$  に対しては高い検出効率を保ちながらビーム中に大量に存在する中性子に対しては不感である必要がある。我々はこの条件を満たすために、鉛の  $\gamma$  コンバータとチェレンコフ発光体である屈折率 1.03 のエアロジェルを組み合わせたモジュールをビーム中に多数配置する、というデザインを考案した。エアロジェルによる閾値型のチェレンコフ検出器では、 $\gamma$  から生成されるほぼ光速の電子陽電子対と、1 GeV/c 程度の中性子の反応によって例えば陽子が叩き出されるような比較的遅い粒子のイベントを区別することができる。さらに、光が検出されたモジュール間のコインシデンスを取ることで、ビーム上流からやってきた  $\gamma$  に対しては検出効率を落さずに、中性子のハドロン反応による  $\pi^0$  からの  $\gamma$  などには不感であることができる。

我々は、このデザインが KOPIO 実験で要求される 300 MeV の  $\gamma$  に対して 99%、1.8 GeV/c (運動エネルギー 1.0 GeV) の中性子に対して 0.3%、という厳しい条件を満たしていることを、GEANT 3 を用いたシミュレーションによって確認した。また、このときの本物のイベントに対する false veto の確率が 1.8% であるという十分な結果を得た。

これによってこのデザインの方向性が正しいことが確認されたので、我々は実機に先立ってキャッチャーのプロトタイプを製作した。

このプロトタイプを用いて 0.8 GeV/c から 2.0 GeV/c までの  $\pi^+$  で光量の測定を行った結果、2.0 GeV/c の  $\pi^+$  に対して最大  $8.91 \pm 0.07$  p.e. の光量が得られることが分った。また、光量の測定値にはモジュール毎のばらつきがあり、一番光量の多いモジュールと一番少ないモジュールでは約 15% 光量が違っていた。しかし、光量の運動量に対する依存性は、プロトタイプの各要素におけるパラメータの測定値を用いたシミュレーションと傾向が良く一致しており、運動量に依らない定数を掛けるだけで、光量が非常に良く再現できることを確認した。また、プロトタイプの光学系についても、計算値と良く合ったアクセプタンスが得られた。

次に、中性子の鉛コンバータでのハドロン反応の確率を見積る目的で、陽子ビームを用いてプロトタイプを検出効率を測定した。その結果、シングルモジュールに対する検出効率は、2.0 GeV/c の陽子に対してはシミュレーションと比較的良く合っているものの、低い運動量側では測定値の方が 2 倍近く大きいことが分った。

また、我々はエアロジェルをプロトタイプモジュールから抜いた状態で検出効率の測定を行い、プロトタイプ内からのエアロジェル起源ではない発光があることを調べ、このときの検出効率を通常の測定値から差し引いた値がシミュレーションと約 10% の精度で一致していることを確認した。

また、陽子ビームを用いてビームの上下流に設置したモジュール間のコインシデンス確率を測定

し、実際の KOPIO 実験において最も問題となる  $1.8 \text{ GeV}/c$  の陽子に対して  $(2.51 \pm 0.26) \times 10^{-4}$  の検出効率であるという結果を得た。この結果と GEANT3 を用いたシミュレーションによる値は、 $1.0 \text{ GeV}/c$  から  $2.0 \text{ GeV}/c$  の運動量領域全体において 50 % 程度の差異で同様の傾向を示していることが確認され、シミュレーションでの再現が非常に難しく測定に頼らざるを得ないハドロン反応の確率に対して、一定の予言能力の評価をすることができた。

我々は、この研究によって  $\gamma$  に対する高い検出効率と中性子に対する不感性というビームキャッチャーに対する要求を、現在のビームキャッチャーのデザインで満たしうることを確認した。また、これによってシミュレーションによる中性子の検出効率についての信頼性を保証することができた。これで、この検出器の測定原理についてはテストが完了したので、我々は次に実機の製作に移ることができる。

## 第8章 今後の課題

本論文では、ハドロン反応と光量についてはある程度の評価ができたが、今回の測定で発見されたバックグラウンドの起源については、さらなる研究が必要である。

例えば、荷電粒子による窒素でのシンチレーションを調べることで、空気中でのエネルギー損失がどれくらいの光量になるのか見積ることは、空気中をチェレンコフ光が伝わる検出器においては重要である。PMTの直接発光についても、荷電粒子、 $\gamma$ のそれぞれについて反応を調べ、実際のビームラインの状況と合せて、シールド等の配置を考える必要がある。

このバックグラウンドの起源を調べ取り除く努力に加え、今後はエアロジェルの屈折率や光学系について詳細な研究を行い、これらを最適化してより大きな光量を得ることにより、高い光電子数でのカットをしても $\gamma$ に対する検出効率を保てるようにして、低光量バックグラウンドの影響を低く抑えるという方向性で検出器開発を行うべきだと考えている。

なお、今回のテストでは $\gamma$ に対する検出効率は評価できなかったため、より多数のモジュールを用意して実際のビームラインで $\gamma$ の検出効率のテストを行い、閾値などの設定を行った上で、最終的な実機のデザインをする必要がある。



## 謝辞

修士論文を執筆するにあたり、沢山の方々のお世話になりました。ここに感謝の意を表します。まず、本課題について研究する機会を与えて下さり、最後まで丁寧に指導して頂いた笹尾登教授に感謝致します。ビームテストでは自らアイデアを出して実験に対する指針を示して頂きました。本当にありがとうございました。

野村正助手にはよく思考停止しがちな筆者に対して、いつも多大な助言を頂き、また論理的、客観的な思考の手法を示して下さいました。大変感謝しております。お世話になりました。

KEK の小林誠助手には毎週のミーティングで細かい疑問点を洗い出して、私の理解を深めて下さいました。ありがとうございました。高嶋隆一京都教育大助教授には、ビームテスト時にビームラインのセットアップから手伝って頂きました。感謝致します。

溝内健太郎さん、森井秀樹君にはビームテストの準備やシフトを手伝って頂き、また私との議論や毎度の愚痴に付き合ってくださいました。ありがとうございました。

京都大学高エネルギー物理学研究室の皆様には、いつも多くの意見を頂きました。感謝致します。最後に、常に私の研究生生活を暖かく見守って頂いた両親に感謝します。

2003年1月30日 隅田 土詞



## 略称と表記法

### 略称

略称	正式名称
BNL	Brookhaven National Laboratory
FNAL	Fermi National Accelerator Laboratory
KEK	高エネルギー加速器研究機構
PS	Proton Synchrotron
AGS	Alternating Gradient Synchrotron
TOF	Time-Of-Flight
PMT	Photo Multiplier Tube
IT	Internal Target
LAM	Look At Me
ELR	Event LAM Register
ADC	Analog to Digital Converter
TDC	Time to Digital Converter
MIP	Minimum Ionization Particles
p.e.	Photo-Electron
QE	Quantum Efficiency
MC	Monte Carlo simulation

### 表記法

$K$	$K$ 中間子
$\pi$	$\pi$ 中間子
$K_{\pi 2}$	$K_L \rightarrow \pi\pi$ 崩壊
$X_0$	放射長
$p$	陽子
$n$	屈折率
$\theta_c$	チェレンコフ放射角
$\delta$	ノックオン電子



## 参考文献

- [1] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, and R. P. Hudson. Experimental test of parity conservation in beta decay. *Phys. Rev.*, Vol. 105, pp. 1413–1414, 1957.
- [2] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, and R. Turlay. Evidence for the  $2\pi$  decay of the  $K^0$  meson. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 13, pp. 138–140, 1964.
- [3] K. Hagiwara, et al. Review of particle physics. *Phys. Rev.*, Vol. D66, p. 010001, 2002.
- [4] M. Kobayashi and T. Maskawa. Cp violation in the renormalizable theory of weak interaction. *Prog. Theor. Phys.*, Vol. 49, pp. 652–657, 1973.
- [5] Lincoln Wolfenstein. Parametrization of the kobayashi-maskawa matrix. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 51, p. 1945, 1983.
- [6] Bruce Winstein and Lincoln Wolfenstein. The search for direct cp violation. *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 65, pp. 1113–1148, 1993.
- [7] Gerhard Buchalla and Andrzej J. Buras. The rare decays  $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ ,  $B \rightarrow X \nu \bar{\nu}$  and  $B \rightarrow l^+ l^-$ : An update. *Nucl. Phys.*, Vol. B548, pp. 309–327, 1999.
- [8] A. Alavi-Harati, et al. Search for the decay  $K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  using  $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ . *Phys. Rev.*, Vol. D61, p. 072006, 2000.
- [9] E391a proposal. KEK Internal, 96-13.
- [10] T. Inagaki. Experimental study on the  $K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  decay at jhf. Given at International Workshop on JHF Science (JHF 98), Tsukuba, Japan, 4-7 Mar 1998.
- [11] B. V. Semenov. Gamma-irradiation of cast scintillators in a shashlyk electromagnetic calorimeter. *Instrum. Exp. Tech.*, Vol. 37, pp. 567–571, 1994.
- [12] E. Aschenauer, et al. Optical characterization of  $n = 1.03$  silica aerogel used as radiator in the rich of hermes. *Nucl. Instrum. Meth.*, Vol. A440, pp. 338–347, 2000.
- [13] C. Zeitnitz and T. A. Gabriel. The geant - calor interface and benchmark calculations of zeus test calorimeters. *Nucl. Instrum. Meth.*, Vol. A349, pp. 106–111, 1994.
- [14] V. Sirotenko, I. Azhgirei, and A. Uzunian. Comparison of the results of neutron fluence calculations with gcalor and mars93 programs in bl-3 shielding geometry. SDC-93-493.

- [15] R. De Leo, et al. Electronic detection of focused cerenkov rings from aerogel. *Nucl. Instrum. Meth.*, Vol. A401, pp. 187–205, 1997.
- [16] H. M. Nussenzveig and W. J. Wiscombe. Efficiency factors in mie scattering. IFUSP-P-217.
- [17] KEK-PS ユーザーズハンドブック.