

修士論文

電子・陽電子対測定のための  
鉛ガラスカロリメータの開発



京都大学大学院理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻 物理学第二教室  
原子核・ハドロン物理学研究室

足利 沙希子

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>序論</b>	<b>11</b>
1.1	ハドロン生成と量子色力学	11
1.1.1	QCD の漸近的自由	11
1.1.2	QCD 和則	12
1.2	核媒質中での中間子スペクトル	13
1.3	先行研究	14
1.3.1	先行実験	14
1.4	本論文の目的	17
<b>第 2 章</b>	<b>J-PARC E16 実験</b>	<b>19</b>
2.1	概要	19
2.1.1	大強度陽子加速器施設 J-PARC とハドロン実験施設	20
2.1.2	高運動量ビームライン	21
2.1.3	スペクトロメータ	21
2.1.4	実験計画	25
2.2	期待される結果	27
<b>第 3 章</b>	<b>鉛ガラスカロリメータ</b>	<b>30</b>
3.1	開発目的	30
3.2	E16 実験からの要請	30
3.3	カロリメータ全体の構想	31
3.3.1	鉛ガラスの特性とカロリメータの検出原理	31
3.3.2	カロリメータの設計	32
3.3.3	光電子増倍管 (PMT)	35
3.3.4	DRS4 FADC モジュール	36
<b>第 4 章</b>	<b>電子を用いた性能評価</b>	<b>38</b>
4.1	電子ビームを用いたテスト実験	38
4.1.1	目的	38
4.2	実験方法	38
4.2.1	東北大電子光理学研究センター	38
4.2.2	セットアップ	39
4.2.3	測定点	39
4.3	結果	40
4.3.1	波形解析	40

4.3.2	波高と積分値の相関 . . . . .	44
4.3.3	エネルギー分解能 . . . . .	44
4.3.4	レート依存性 . . . . .	45
4.3.5	電子に対する検出光量の入射位置・角度依存性 . . . . .	47
<b>第5章</b>	<b><math>\pi</math>中間子を用いた性能評価</b>	<b>51</b>
5.1	$\pi$ 中間子ビームを用いたテスト実験 . . . . .	51
5.1.1	目的 . . . . .	51
5.1.2	J-PARC K1.8ビームライン . . . . .	51
5.1.3	セットアップ . . . . .	52
5.1.4	データ取得およびトリガー条件 . . . . .	55
5.2	波形解析の手法 . . . . .	56
5.2.1	積分のアルゴリズム . . . . .	56
5.2.2	典型的なノイズ . . . . .	58
5.2.3	ノイズ除去の手法 . . . . .	59
5.3	ビーム粒子解析 . . . . .	61
5.3.1	ビーム粒子解析用のセットアップ . . . . .	61
5.3.2	ビーム中の電子 . . . . .	61
5.3.3	ビーム中の $\mu$ 粒子 . . . . .	62
5.4	結果 . . . . .	65
5.4.1	電子入射位置・角度依存性 . . . . .	65
5.4.2	系統誤差の評価 . . . . .	68
5.4.3	運動量 1.8 GeV/c、1.4 GeV/c の電子に対する応答 . . . . .	68
<b>第6章</b>	<b><math>\pi</math>棄却率の評価</b>	<b>71</b>
6.1	エネルギースケール . . . . .	71
6.1.1	$\pi$ 中間子棄却の運動量依存性 . . . . .	71
6.1.2	電子に対する応答の運動量依存性 . . . . .	72
6.1.3	電子に対する検出光量分布の運動量依存性 . . . . .	75
6.1.4	$\pi$ 中間子の運動量スケール . . . . .	76
6.2	$\pi$ 棄却率の粒子入射条件依存性 . . . . .	78
6.2.1	$\pi$ 中間子棄却率の粒子入射角依存性 . . . . .	79
6.2.2	$\pi$ 中間子棄却率の粒子入射位置依存性 . . . . .	80
6.2.3	実験条件下での $\pi$ 中間子棄却率 . . . . .	83
6.3	電子検出効率・ $\pi$ 中間子棄却率の閾値依存性 . . . . .	84
6.3.1	閾値と電子検出効率・ $\pi$ 中間子棄却率の関係 . . . . .	84
<b>第7章</b>	<b>カロリメータの応答のシミュレーション</b>	<b>86</b>
7.1	シミュレーションの目的 . . . . .	86
7.2	シミュレーションプログラム . . . . .	86
7.2.1	プログラム構成 . . . . .	86
7.3	結果 . . . . .	87
7.3.1	光量分布 . . . . .	87

7.3.2	発光過程 . . . . .	91
7.3.3	入射位置・角度依存性 . . . . .	92
7.4	$\pi$ 中間子棄却率の評価 . . . . .	95
7.4.1	$\pi$ 中間子棄却率の運動量依存性 . . . . .	95
7.4.2	$\pi$ 中間子棄却率の粒子入射位置・角度依存性 . . . . .	96
<b>第 8 章</b>	<b>議論と展望</b>	<b>98</b>
8.1	E16 実験における鉛ガラスカロリメータによる電子識別 . . . . .	98
8.1.1	ケース 1. 電子の検出効率は 90% のまま、 $\pi$ 中間子棄却率 92.7% で使用した場合 . . . . .	99
8.1.2	ケース 2. 電子の検出効率を少し下げ、 $\pi$ 中間子棄却率 95% で 使用した場合 . . . . .	99
8.2	実験における電子識別 . . . . .	99
8.3	カロリメータ設計の最適化 . . . . .	103
8.3.1	粒子入射角の要請 . . . . .	104
8.3.2	有効領域の設定 . . . . .	104
8.4	カロリメータ中段の $\pi$ 中間子棄却率 . . . . .	105
8.5	光電子増倍管のレート耐性 . . . . .	107
8.5.1	レートと増幅率 . . . . .	109
8.5.2	レート耐性テスト . . . . .	109
8.5.3	ベースラインシフト . . . . .	110
<b>第 9 章</b>	<b>結論</b>	<b>113</b>
	謝辞	114
付録 A	シミュレーションで使った鉛ガラスと光電子増倍管の物理パラメータ	116

# 表 目 次

1.1	ベクター中間子の崩壊幅と寿命、電子対への崩壊確率 . . . . .	17
2.1	E16 実験の各段階において予想されている $\phi$ 中間子の収量 . . . . .	27
3.1	鉛ガラス SF6W の特性 . . . . .	32
5.1	ビームラインのスリットの設定値 . . . . .	52
5.2	ビームライン上のシンチレータとそれらのコインシデンスの典型的な レート . . . . .	55
5.3	運動量 1.8GeV/c の各粒子の速さ $\beta$ と Cherenkov 放射の閾値となる屈 折率 $n_{\text{thr}}$ . . . . .	63
6.1	鉛ガラスカロリメータで取得されたデータ一覧 . . . . .	72
6.2	$\pi$ 中間子棄却率の入射依存性の評価に使用したデータのビーム入射条件	82

# 目次

1.1	QCD の結合定数 $\alpha_s(Q)$ のスケール依存性 . . . . .	11
1.2	クォーク・反クォークの生成・消滅 . . . . .	12
1.3	理論計算による核子中のクォーク凝縮の期待値と原子核密度中の $\phi$ 中間子質量の関係 . . . . .	13
1.4	密度媒質中で予想されるベクター中間子の質量変化 . . . . .	14
1.5	密度媒質中で予想される $\phi$ 中間子の質量スペクトルの変化 . . . . .	14
1.6	KEK-PS E325 実験で観測された原子核中での $\phi$ 中間子のスペクトル変化	16
2.1	測定する質量スペクトルに見られる中間子の核内、核外崩壊の足し合わせの概念図 . . . . .	19
2.2	大強度陽子加速器施設 J-PARC の俯瞰図 . . . . .	20
2.3	ハドロン実験施設の概略図 . . . . .	21
2.4	現在建設中の高運動量ビームラインの様子 . . . . .	22
2.5	E16 実験で使用するスペクトロメータ . . . . .	22
2.6	E16 実験で使用するスペクトロメータを横から見た図 . . . . .	23
2.7	スペクトロメータ中段を横から見た図と検出器 1 モジュールの構成 . . . . .	23
2.8	FM-magnet . . . . .	24
2.9	Run0,Run1 におけるスペクトロメータ中段の検出器の配置 . . . . .	26
2.10	Run2 における検出器 26 モジュールの配置 . . . . .	26
2.11	Run1 で期待される $\phi$ 中間子のスペクトル . . . . .	28
2.12	Run1 で期待される $\phi$ 中間子のスペクトル変化の速度依存性 . . . . .	29
3.1	鉛ガラス中での電子とハドロンの振る舞い . . . . .	31
3.2	カロリメータを用いた電子識別の概念図 . . . . .	32
3.3	Run0,Run1 におけるスペクトロメータ中段の検出器の配置 (再掲) . . . . .	33
3.4	カロリメータ試作機のセグメント配置 . . . . .	33
3.5	鉛ガラスブロックのデザイン . . . . .	34
3.6	光電面に向かって粒子を入射した際のカロリメータの電子・ $\pi$ 中間子に対する応答の QDC 分布 . . . . .	35
3.7	光電子増倍管 Hamamatsu R6683 . . . . .	35
3.8	DRS4 FAC モジュールへの入力電圧と応答の関係 . . . . .	36
3.9	テストパルスをおシロスコープで取得した波形 . . . . .	37
3.10	テストパルスを DRS4 FADC モジュールで取得した波形 . . . . .	37
4.1	東北大電子光理学研究センター GeV- $\gamma$ 実験棟の位置 . . . . .	38

4.2	電子ビームを使用した実験のセットアップ	39
4.3	カロリメータに対する入射位置・角度の定義	40
4.4	電子に対するテスト実験でのカロリメータの典型的な波形	40
4.5	波形積分の手法を示す概略図	41
4.6	カロリメータからのシグナルのタイミングとその広がり	42
4.7	DRS4 FADC モジュールで取得した波形に見られるノイズ	42
4.8	ノイズのない領域における典型的な波形の時間変動	43
4.9	波形の積分値と波高の相関	44
4.10	電子に対する波形積分値の分布	45
4.11	電子ビームのスパイル構造	46
4.12	ビームの高レート成分による増幅率の低下の影響	47
4.13	$x=80\text{mm}$ における電子に対する検出光量の入射角依存性	48
4.14	各タイプのブロックにおける電子に対する検出光量の入射位置依存性	49
4.15	角度依存性を補正した際のカロリメータの検出光量の入射位置依存性	50
5.1	ハドロン実験施設 K1.8 ビームラインの概要	52
5.2	K1.8 ビームラインでの実験のセットアップ	53
5.3	ガスチェレンコフ検出器 (GC)	54
5.4	DAQ システムの概要図	56
5.5	$\pi$ 中間子に対するカロリメータの典型的な波形	57
5.6	取得した波形に見られた典型的なノイズ	59
5.7	GC の波形のピーク位置以降の積分値を波高で割ったものの分布	60
5.8	ノイズ棄却前後の GC の積分値の分布の変化	60
5.9	ビーム中の電子混入を見積もるための実験セットアップ	61
5.10	鉛ガラス 2 ブロックを通過したイベントと通過しなかったイベントに対する GC の応答	62
5.11	イソブタン 1.5 気圧封入時の GC の応答	63
5.12	イソブタン 1.06 気圧封入時の GC の応答	64
5.13	GC のガス圧が 2 気圧と 1.5 気圧を用いた測定でのカロリメータの応答	65
5.14	2 気圧と 1.5 気圧のガス圧の GC をそれぞれ使用した場合に、カロリメータの応答に対して設定した電子識別の閾値を超えて漏れこむイベントの割合の差	66
5.15	$\pi$ 中間子に対する光量の分布	66
5.16	$\pi$ 中間子に対する応答の波高と積分値の関係	67
5.17	$\pi$ 中間子に対する応答の入射条件依存性	67
5.18	$\pi$ 中間子に対する応答の各入射位置における入射角依存性	68
5.19	運動量 $1.8\text{GeV}/c$ と $1.4\text{GeV}/c$ の $\pi$ 中間子ビームに対する GC の応答の波高分布	69
5.20	運動量 $1.8\text{GeV}$ 、 $1.4\text{GeV}$ の電子に対するカロリメータの応答	70
6.1	カロリメータでのエネルギー損失と運動量の関係	71

6.2	シミュレーションによって求めた E16 実験で想定される電子の運動量分布	72
6.3	電子と $\pi$ 中間子に対する光量の運動量依存性	73
6.4	運動量 1.8 GeV/c の $\pi$ 中間子ビームに対する光電子増倍管の出力の比較	74
6.5	運動量 0.6 GeV/c の電子に対する応答の分布の運動量 0.4 GeV/c への焼き直しの前後の様子	75
6.6	運動量 0.4 GeV の実測のデータとスケールしたデータの比較	76
6.7	運動量 0.4 GeV/c、1.8 GeV/c の $\pi$ 中間子に対する応答の分布	76
6.8	運動量 1.8 GeV/c の $\pi$ 中間子に対する検出光量分布のフィット結果	77
6.9	運動量 0.4 GeV/c の $\pi$ 中間子に対する検出光量分布のフィット結果	78
6.10	$\pi$ 中間子棄却率の評価方法	79
6.11	$\pi$ 中間子棄却率の入射角度依存性	79
6.12	$0^\circ$ 入射と $10^\circ$ 入射での検出光量の分布の違い	80
6.13	$x=40$ mm と $x=80$ mm での検出光量分布の違い	81
6.14	$x=120$ mm と $x=80$ mm での積分値分布の違い	81
6.15	$x=150$ mm と $x=80$ mm での積分値分布の違い	82
6.16	$\pi$ 中間子棄却率の入射位置依存性	83
6.17	実験条件下での $\pi$ 中間子棄却率の入射条件依存性	84
6.18	中心位置 ( $x=80$ mm)、 $0^\circ$ 入射での電子識別の閾値と電子検出効率・ $\pi$ 中間子棄却率の閾値依存性	85
6.19	セグメント全体の電子検出効率と $\pi$ 中間子棄却率の関係	85
7.1	運動量 0.4 GeV/c の電子に対する検出光量分布のシミュレーション結果	88
7.2	運動量 1.78 GeV/c の $\pi$ 中間子に対する検出光量分布のシミュレーション結果	88
7.3	運動量 0.4 GeV の電子に対するシミュレーション結果と実測データの比較	89
7.4	シミュレーションによる運動量 1.78 GeV の電子に対する検出光量分布と実測との比較	89
7.5	シミュレーションによるカロリメータの検出光量と実測データの比較	90
7.6	シミュレーションによる $\pi$ 中間子に対するカロリメータの検出光量と実測データの比較	91
7.7	$\pi$ 中間子による発光過程の内訳	91
7.8	電子による発光過程の内訳	92
7.9	$\pi$ 中間子に対する応答の入射条件依存性	93
7.10	$\pi$ 中間子に対する応答の各入射位置における入射角依存性	93
7.11	電子に対する応答の入射条件依存性	94
7.12	電子に対する応答の $x=80$ mm での入射角依存性	94
7.13	$\pi$ 中間子棄却率の運動量依存性	95
7.14	シミュレーションによる $\pi$ 中間子棄却率の入射位置依存性	96
7.15	シミュレーションによる $\pi$ 中間子棄却率の入射角依存性	97
8.1	電子、 $\pi$ 中間子の $0^\circ$ における入射位置依存性	100



8.2	入射条件補正前後の分布の変化	101
8.3	90%の電子検出効率を保つ閾値の入射位置依存性	102
8.4	2つの手法により電子識別を行なった際の電子検出効率	103
8.5	2つの手法により電子識別を行なった際の $\pi$ 中間子棄却率	103
8.6	鉛ガラスカロリメータのセグメント配置(1モジュール)	104
8.7	モジュール中での $\pi$ 中間子棄却率の位置依存性	105
8.8	入射角とモジュール中の入射位置の対応	106
8.9	カロリメータに入射する運動量0.35–0.45 GeV/cの $\pi$ 中間子の鉛直方向の分布	107
8.10	光電子増倍管 Hamamatsu R6683 の回路図	108
8.11	光電子増倍管の模式図	109
8.12	光電子増倍管の増幅率のレート依存性	110
8.13	陰極接地型の光電子増倍管の陽極出力への接続回路 [49]	111
A.1	鉛ガラスの透過率の波長依存性	116
A.2	鉛ガラスの屈折率の波長依存性	117
A.3	光電子増倍管の量子効率の波長依存性	117

## Abstract

高強度陽子加速器施設 J-PARC において原子核中で軽いベクター中間子である  $\rho$ 、 $\omega$ 、 $\phi$  中間子を生成し、その電子・陽電子対への崩壊を利用して核媒質中での質量スペクトルを測定する実験 (J-PARC E16 実験) を計画している。レプトンである電子を利用した測定を行うことにより、強い相互作用の影響を受けず、核媒質中の中間子の状態の真空中からの変化を直接測定することが可能である。J-PARC E16 実験においては、広い速度領域の中間子に対する測定を高統計で行うために大角度を覆うスペクトロメータを建設し、高強度陽子ビームを利用する。そのため、高計数率に耐えうる検出器の開発が不可欠である。

測定においては、ベクター中間子の電子対への崩壊の分岐比が  $10^4$  程度と非常に小さく、また、 $\pi^\pm$  中間子が電子の 100 倍程度バックグラウンドとして存在するため、 $\pi$  中間子を電子として誤認することが大きな問題となる。従って、電子検出効率を高く保つと同時に、高効率で  $\pi$  中間子を棄却することが重要である。J-PARC E16 実験では、電子識別に鉛ガラスカロリメータを使用する。鉛ガラスカロリメータは鉛ガラスを輻射体として用いた電磁カロリメータであり、電子検出に対する感度が非常に高い。一方、 $\pi$  中間子をはじめとしたハドロンに対する信号は電子に比べ非常に弱いいため、電子識別の閾値の設定によって電子検出効率とその際の  $\pi$  中間子棄却率を主体的に選択できることが大きな特徴である。J-PARC E16 実験で使用する鉛ガラスカロリメータの性能としては、90%の電子検出効率を保った際に 95%の  $\pi$  中間子を棄却可能であると見積もられており、この性能を高計数率の環境下で達成することを目標としている。

カロリメータは高計数率耐性を実現するため、セグメントを細分化し、1セグメントあたりの計数率を 1MHz 程度に抑えることを目指す。1セグメントは約 150mm 四方の大きさの鉛ガラスを使用し、光電子増倍管で光を検出する。光電子増倍管はスペクトロメータ中での磁場の影響を考慮し、磁場耐性の高い fine mesh タイプのものを採用する。信号の読み出しにはアナログメモリ ASIC である DRS4 チップを使用した DRS4 FADC モジュールを使用し、1GHz で波形取得を行うことでパイルアップした信号を波形解析し能動的に識別する。

本研究ではこの鉛ガラスカロリメータ 1セグメントについて電子と  $\pi$  中間子双方に対する応答の粒子入射位置・角度依存性を詳細に評価し、 $\pi$  中間子棄却率の粒子入射条件依存性と電子検出効率との関係性を評価した。また、シミュレーションとの比較を行い、カロリメータの性能の粒子運動量依存性の評価についても報告する。これらの結果からカロリメータ実機的设计を決定することが可能となった。実機で期待される性能についても報告する。

# 第1章 序論

## 1.1 ハドロン生成と量子色力学

### 1.1.1 QCD の漸近的自由

素粒子の多体系であるハドロンが量子色力学 (Quantum Chromo Dynamics : QCD) からどのように誕生するのか、という問いはハドロン物理学における最大の問題であり、この問題を解決することがハドロン物理学が目指す大きな目標の一つである。ハドロンは QCD 真空の励起状態であると言える。このことから、問題解決に向けたアプローチの一つとして、高温や有限密度状態など QCD 真空の状態を変化させた際のハドロンの性質を調べる試みが現在まで行われてきた。具体的に、真空中と比べて有限温度、有限密度中におけるハドロンの質量や崩壊幅がどのように変化するのかを調べることにより、QCD 真空がハドロンの質量、寿命などの基本的な物理量にどのように寄与しているのかについて知ることができる。

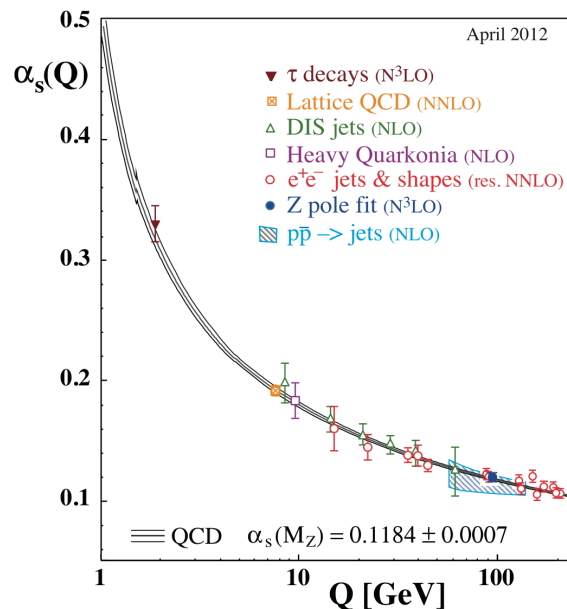


図 1.1: QCD の結合定数  $\alpha_s(Q)$  のスケール依存性 [1]

ハドロンの性質を QCD によるクォークとグルーオンの相互作用の観点から理解をする上で問題となるのはその相互作用の強さである。図 1.1 に QCD の結合定数  $\alpha_s(Q)$  の振る舞いを示す。Q はエネルギースケールである。高エネルギー領域においては、 $\alpha_s$  は小さくなり摂動論を用いて物理量を計算可能である。これは QCD の漸近的自由

性と呼ばれるものである。一方、 $Q$  が小さくなると  $\alpha_s$  は大きくなる。このようなエネルギースケールにおいては摂動計算が有効ではなく、閉じ込めやカイラル対称性の破れ [2, 3] が起こる。

### 1.1.2 QCD 和則

ハドロンの構造を記述するようなエネルギースケール ( $\sim 1$  GeV) においては 1.1.1 にあるように QCD の有効結合定数  $\alpha_s$  が大きく摂動計算は適用できない。そこで QCD 和則と呼ばれる計算手法が広く用いられてきた。QCD 和則は Shifman らにより開発され [8]、現在に到るまでハドロンに関する様々な現象の理論的な研究がこの手法を用いて行われている。

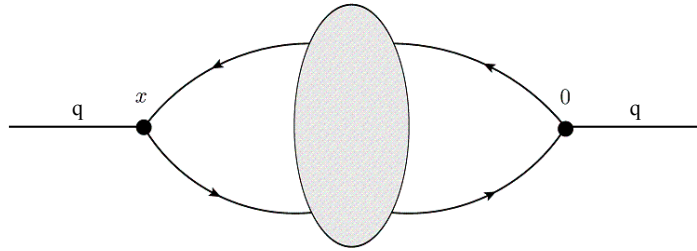


図 1.2: クォーク・反クォークの生成・消滅

この手法において、図 1.2 のように表される二点相関関数

$$\Pi_{\mu\nu}(q^2) = i \int d^4x e^{iqx} \langle 0 | T[j_\mu(x) j_\nu^\dagger(0)] | 0 \rangle \quad (1.1)$$

に関して、摂動計算が適応できる高いエネルギー領域と共鳴状態の存在する領域の間の分散関係は

$$\Pi(q^2) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty ds \frac{\text{Im} \Pi(s)}{s - q^2 - i\epsilon} \quad (1.2)$$

と表される。この分散関係と左辺に対して Operator Product Expansion を行うことにより、ベクター中間子に関しては質量スペクトル  $\text{Im}\Pi(s)$  とクォーク凝縮の期待値の絶対値  $|\langle \bar{q}q \rangle|$  を関連づけることができる。 $\langle \bar{q}q \rangle$  は、QCD におけるカイラル対称性の自発的破れのオーダーパラメータである。

軽いベクターメソンの核媒質中での質量を測定することの意義としては、核媒質中での  $|\langle \bar{q}q \rangle|$  に関する情報を得る点にある。特に、 $\phi$  中間子 (主に  $s\bar{s}$  で構成されるベクター中間子) に関しては、原子核媒質中には  $s$  クォークは存在しないため、核媒

質中でのハドロンの性質を探求する上で非常に有用なプローブとなる。 $\phi$ 中間子の質量に関してはストレンジクォーク凝縮の期待値  $\langle \bar{s}s \rangle$  の寄与が大きく、核媒質中における  $\phi$ 中間子の質量変化を測定することによって核媒質中の  $|\langle \bar{s}s \rangle|$  に関する情報を得ることができる。核媒質中でのストレンジクォーク凝縮  $\langle \bar{s}s \rangle$  は

$$\langle \bar{s}s \rangle = \langle 0 | \bar{s}s | 0 \rangle + \rho \langle N | \bar{s}s | N \rangle \quad (1.3)$$

のように表され、密度  $\rho$  に対して線形に変化すると考えられている。ここで、 $\langle 0 | \bar{s}s | 0 \rangle$  は真空中でのクォーク凝縮の期待値であり、 $\langle N | \bar{s}s | N \rangle$  は核子中でのクォーク凝縮の期待値である。QCD 和則に基づく計算から理論的に  $\phi$ 中間子の原子核密度中での質量  $m_\phi(\rho_0)$  と真空中の質量  $m_\phi(0)$  の比  $m_\phi(\rho_0)/m_\phi(0)$  と、核子中でのクォーク凝縮の期待値と  $s$ クォークの質量  $m_s$  で表される  $\sigma_{sN} = m_s \langle N | \bar{s}s | N \rangle$  の関係は図 1.3 のように計算されており、実験的に  $m_\phi(\rho_0)/m_\phi(0)$  を測定することができれば  $\langle N | \bar{s}s | N \rangle$  の値に関して大きく制限をかけられることが期待される。

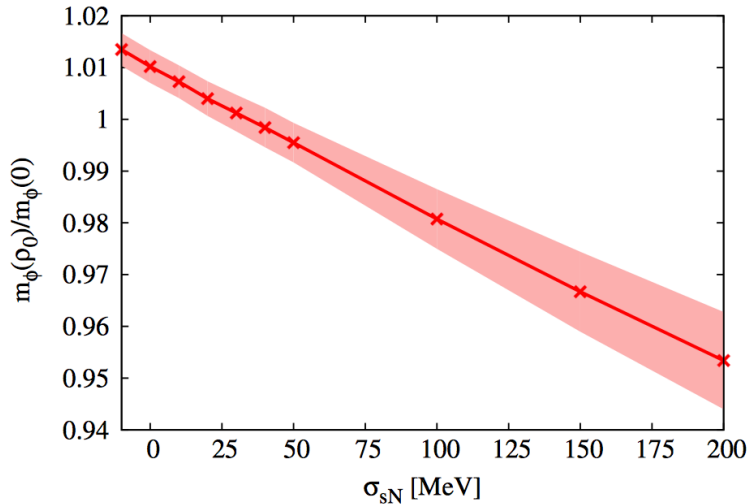


図 1.3: 理論計算による核子中のクォーク凝縮の期待値と原子核密度中の  $\phi$  中間子質量の関係 [4]

## 1.2 核媒質中での中間子スペクトル

現在に至るまで、QCD 和則の手法を用いて  $u$ 、 $d$ 、 $s$ クォークで構成される軽いベクター中間子の核媒質中での質量に関する理論計算が行われている。初田・Lee により、QCD 和則の媒質中での一般化がなされ、媒質中でのベクター中間子の質量が初めて計算された [7]。図 1.4 に示すように  $\rho$ 、 $\omega$  中間子では 10-20% 程度、 $\phi$  中間子では 2% 程度の質量の変化が期待されている。また、ベクター中間子の崩壊幅についても Klingl らによる有効ラグランジアンを用いた計算により、広がることが指摘されている [6]。近年、 $\phi$  中間子に関しては Gubler、Weise により媒質中でのスペクトル変化と QCD 凝縮が詳細に計算されており、図 1.5 のように真空中 ( $\rho=0$ ) と比較した際

に、原子核密度 ( $\rho = \rho_0$ ) においては、質量の中心値に関して約 1.5% 程度の減少、崩壊幅に関しては約 10 倍になるという結果が出ている [9]。

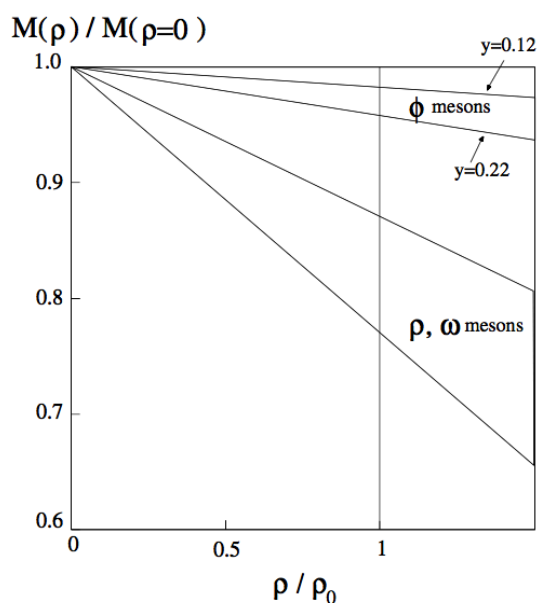


図 1.4: 密度媒質中で予想されるベクター中間子の質量変化 [7]

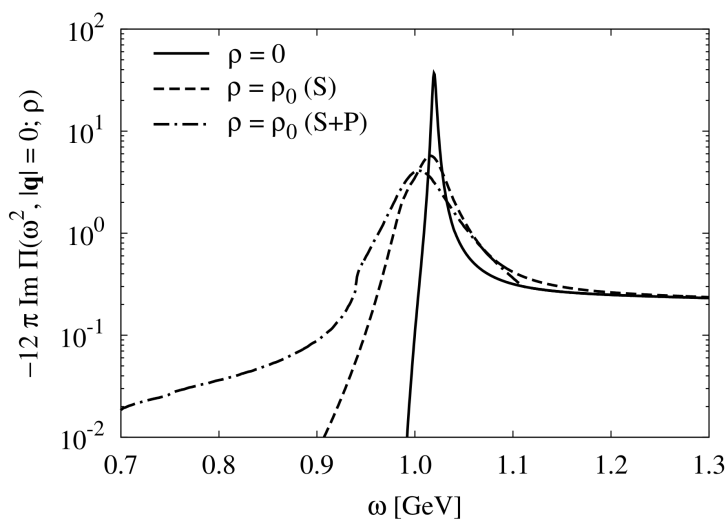


図 1.5: 密度媒質中で予想される  $\phi$  中間子の質量スペクトルの変化 [9]

## 1.3 先行研究

### 1.3.1 先行実験

高温状態や核媒質中でのハドロンの質量スペクトルの測定はそれぞれ高エネルギー重イオン実験や原子核ターゲットを用いた実験で試みられてきた。いずれの実験に

においても、Final State Interaction の効果を避けるためにベクター中間子のレプトン対への崩壊を利用した測定が多く行われている。1997年より、KEK-PS E325 実験において、初めて核媒質中での  $\phi$  中間子の質量スペクトルの変化が観測された [10]。一方、光生成反応を用い、CBELSA-TAPS 実験においては  $\omega$  中間子、JLab で行われた CLAS 実験においては  $\rho$ 、 $\omega$ 、 $\phi$  中間子に関して測定が行われたが、ここでは有意なスペクトル変化は見られなかった [11, 12]。また、重イオン衝突を用いた先行研究においても、レプトン対を測定することにより、軽いベクター中間子の不変質量分布が測定されている。CERN での NA60 実験においては  $\rho$  中間子の質量スペクトルに真空中のスペクトルでは説明のつかない変化が観測され、これは質量スペクトルの幅の広がりとして解釈された [13]。また、同様に低エネルギーの重イオン衝突を用いた GSI における HADES 実験でも、 $\omega$  中間子に関してスペクトルの変化が観測され、ハドロン相互作用のモデル計算との比較を行なっている [14]。近年、高エネルギーの重イオン衝突を用いた RHIC での STAR 実験、PHENIX 実験においても  $\rho$  中間子の不変質量測定が行われ、既知のスペクトルでは記述できない形状の変化が報告されている。この結果について高温での質量スペクトル変化の理論モデルとの比較が行われている [15, 16]。

先行実験の中でも KEK-PS E325 実験は最も注目すべき実験の一つである。実験は 1997 年より KEK-PS において運動量 13GeV/c の陽子ビームを用いて原子核中でベクターメソンを生成し、その電子対への崩壊で生じた電子の運動量を測定することにより核媒質中での中間子の質量スペクトルの測定を行った。ターゲットとしては 0.2% および 0.1% 放射長の非常に薄い炭素と銅が用いられた。測定は軽いベクター中間子である  $\rho$ 、 $\omega$ 、 $\phi$  中間子について行われた。

図 1.6 にそれぞれのターゲットにおいて、 $\phi$  中間子の速度 ( $\beta\gamma$ ) 領域で切り分けた  $\phi$  中間子の質量スペクトルを示す。

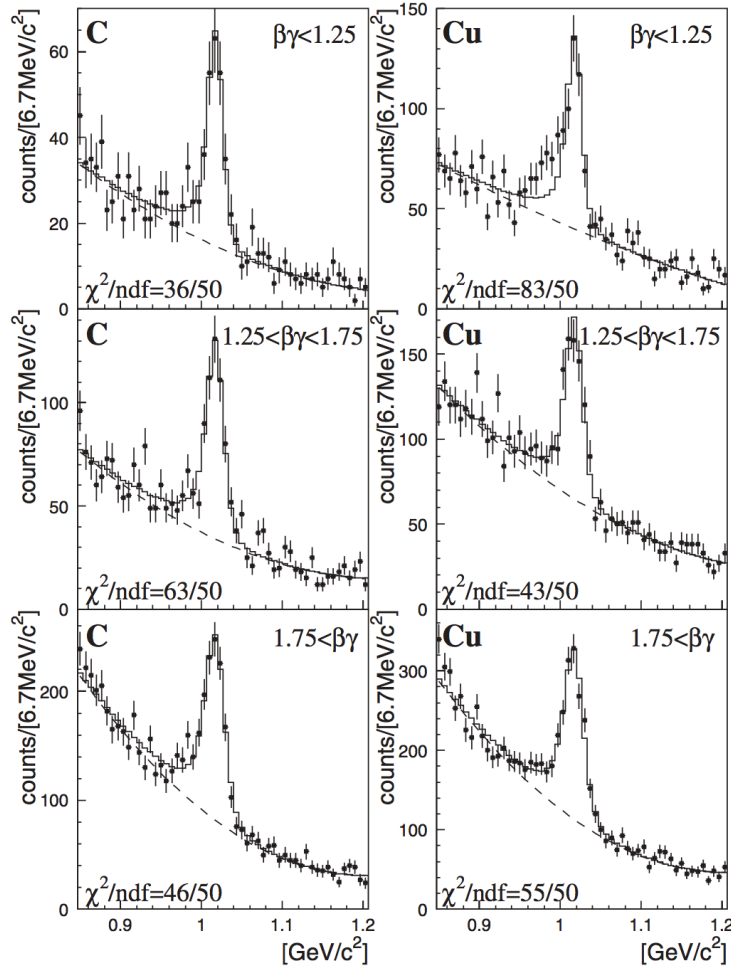


図 1.6: KEK-PS E325 実験で観測された原子核中の  $\phi$  中間子のスペクトル変化 [10]

特に、銅原子核中で生成された遅い  $\phi$  中間子 ( $\beta\gamma < 1.25$ ) の質量スペクトルにのみ radiative tail では説明できない変化が観測された。観測されたスペクトルは原子核内で崩壊した  $\phi$  中間子と原子核外の真空中で崩壊した  $\phi$  中間子のスペクトルを足し合わせたものになっている。核内に滞在する時間が長い、遅い中間子、原子核半径の大きいターゲットによる結果ほど、原子核内で崩壊した  $\phi$  中間子の割合は高くなる。実験に伴う radiative tail や検出器の分解能の影響を考慮した Breit-Wigner 分布と観測されたスペクトルを比較すると、測定したスペクトルには低質量側に過剰分がみられた。これは原子核内で質量が変化し崩壊した  $\phi$  中間子によるものであると考えられる。

この測定結果に対し、質量  $m$ 、崩壊幅  $\Gamma$  が密度  $\rho$  ( $\rho_0$  は通常原子核密度) に対して以下のように線形に変化すると仮定し、

$$\frac{m(\rho)}{m(0)} = 1 - k_1 \frac{\rho}{\rho_0} \quad (1.4)$$

$$\frac{\Gamma(\rho)}{\Gamma(0)} = 1 + k_2 \frac{\rho}{\rho_0} \quad (1.5)$$

Woods-Saxon 型の原子核の密度分布を用いたモデル計算と比較すると、 $k_1$ 、 $k_2$  に対して  $k_1=0.034$ 、 $k_2=2.6$  という最適値を得た。これは原子核中心密度換算で 3% 程度の



質量減少に対応する [10]。また、 $\rho$ 、 $\omega$  中間子に関しても 9%の質量減少で理解できると結論づけている [18]。

以上のように先行研究は盛んに行われてきたが、いずれの先行研究においても、質量スペクトル変化に統一的解釈が得られるほど実験結果が十分でなく、有限温度・密度が質量スペクトルに与える影響を実験的に検証するには至っていない。また、光生成反応、重イオン衝突、pA 反応の実験間でのそれぞれの結果を矛盾なく解釈するには至っていない。先行研究の多くで問題となっているのは検出器の質量分解能と統計量である。理論的に核媒質中で予想されている質量変化は  $\phi$  中間子で 20MeV 程度であるのに対し、先行実験の検出器の質量分解能は KEK-PS E325 実験の 11MeV が最高である。表 1.1 に軽いベクター中間子の質量と真空中での崩壊幅、電子対への崩壊確率を示す。 $\rho$  中間子、 $\omega$  中間子に関しては図 1.4 より、通常原子核密度  $\rho_0$  において、

中間子	質量 (MeV)	崩壊幅 (MeV)	$e^+e^-$ への崩壊確率
$\rho$	775.26	149.1	$4.72 \times 10^{-5}$
$\omega$	782.65	8.49	$1.3 \times 10^{-4}$
$\phi$	1019.461	4.266	$2.954 \times 10^{-4}$

表 1.1: ベクター中間子の崩壊幅と寿命、電子対への崩壊確率 [17]

約 100MeV 程度質量が変化すると予想されているが、双方の質量が近く、 $\rho$  中間子の自然崩壊幅が広いためにそれぞれを独立に議論することが難しい。また、一般にベクター中間子のレプトン対への崩壊確率は非常に小さく  $10^{-4}$  程度であるため、十分な統計量を取得することが難しくなっている。

さらに、実際の実験においては原子核中で崩壊した中間子だけではなく、原子核の外で崩壊した中間子も合わせて測定することになる。したがって、原子核の効果を抜き出すためには極めて系統的な実験アプローチが必要である。

## 1.4 本論文の目的

先行研究の問題点を克服し、有限密度でのスペクトル情報を得るには統計量と質量分解能が重要となる。茨城県東海村にある大強度陽子加速器施設 J-PARC ハドロン実験施設において計画されている E16 実験では、高質量分解能・高統計で核媒質中のベクター中間子の質量スペクトル測定を計画している。先行研究に対し優位な点は、ベクター中間子の質量スペクトル変化の原子核半径依存性・速度依存性を系統的に測定することである。一般に、実験で測定されるスペクトルは核内で崩壊した中間子と核外で崩壊した中間子のものの足し合わせであると考えられるが、核内で中間子が崩壊する確率は原子核の半径が大きいほど、中間子の速度が遅いほど増える。そのため原子核半径・速度依存性を測定することにより核内で崩壊した中間子のスペクトルを不定性なく決定できる。

高質量分解能・高統計の測定を実現するために、ベクター中間子の電子・陽電子対への崩壊を用いた測定手法においては、高い検出効率で電子を検出することが重要で

ある。また、ハドロンを電子であると誤認することが質量スペクトル中のバックグラウンドの原因となるため、ハドロンを誤認することなく電子識別を行わなくてはならない。実験の技術としては、近年の加速器の大強度化により高統計の測定を短期間で行うことが可能になったが、測定には高計数率に耐えうる検出器の開発が不可欠である。以上のことから媒質中でのベクター中間子のスペクトル測定を行うためには高レート条件下で動作する高い電子検出効率を持つ検出器の開発が必要であった。

本論文では E16 実験での使用を目的とした高レート条件下で動作する電子・陽電子識別のための鉛ガラスカロリメータの性能評価を行い、カロリメータの設計を行なった。論文の構成としては 2 章において E16 実験の概要と測定計画を述べ、3 章では鉛ガラスカロリメータの特性と実験により要求される性能について述べる。4 章、5 章ではそれぞれ電子ビーム、 $\pi$  中間子ビームを用いた性能評価とその結果について説明する。6 章ではビームを用いた性能評価の結果よりカロリメータの電子検出効率と  $\pi$  中間子棄却率の評価を行い、電子識別の閾値との関係を述べる。7 章ではモンテカルロシミュレーションと実測データの比較から、 $\pi$  中間子棄却率の粒子運動量依存性を評価した結果について述べる。8 章ではカロリメータのデザインの最適化を行い、E16 実験で使用した際に想定される性能についてまとめている。

## 第2章 J-PARC E16実験

### 2.1 概要

茨城県東海村にある大強度陽子加速器施設 J-PARC ハドロン実験施設において、E16 実験が計画されている [20]。E16 実験では、先行研究である KEK-PS E325 実験と同様に陽子ビームを用いて原子核ターゲット中でベクター中間子を生成し、その崩壊で生じた電子・陽電子の運動量を測定することで質量スペクトルの直接測定を行う。特に、真空中での崩壊幅が 4MeV と比較的細く、他の状態との重なりのない単独のピークとして観測できる  $\phi$  中間子に注目して測定を行なう計画である。

先行研究に対し優位な点は、高質量分解能・高統計を実現してベクター中間子の質量スペクトル変化の原子核半径依存性・速度依存性を系統的に測定することである。一般に、実験で測定されるスペクトルは核内で崩壊した中間子と核外で崩壊した中間子のもの足し合わせであると考えられる (図 2.1) が、核内で中間子が崩壊する確率は原子核の半径が大きいほど、また、中間子の速度が遅いほど増える。そのため原子核半径・速度依存性を測定することにより核内で崩壊した中間子のスペクトルを不定性なく決定できる。

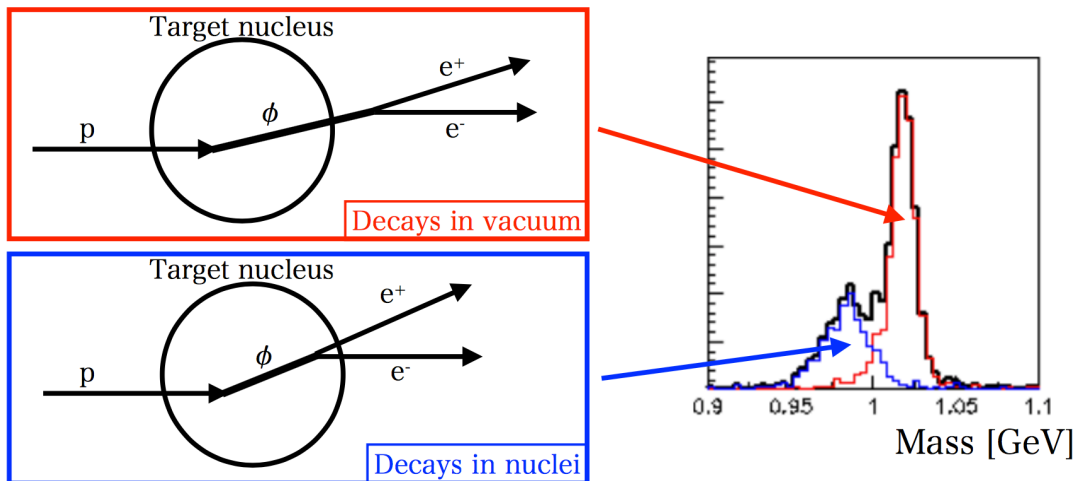


図 2.1: 測定する質量スペクトルに見られる中間子の核内、核外崩壊の足し合わせの概念図

また、スペクトル変化の運動量依存性の系統的な測定を行うことにより、有限密度下での分散関係を明らかにすることが期待されている。具体的な測定内容としては、先行研究の中で最も質量分解能の高い KEK-PS E325 実験の 11MeV より優れた 8MeV

の分解能で、KEK-PS E325 実験の約 100 倍の統計量の測定を目指している。高統計を達成するためにビーム強度は 10 倍を想定し、それに耐える検出器を開発した上で、大角度を覆うスペクトロメータを建設する。実験の詳細な構成は次項以降に述べる。

### 2.1.1 大強度陽子加速器施設 J-PARC とハドロン実験施設

大強度陽子加速器施設 J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) は高エネルギー加速器研究機構 (KEK) と日本原子力研究開発機構 (JAEA) が共同で建設を行った大型加速器共同利用実験施設である。図 2.2 に J-PARC の上空からの航空写真と加速器の全体像を示す。J-PARC の加速器は 400 MeV 線形加速器 (LINAC)、3 GeV シンクロトロン (RCS)、30 GeV シンクロトロン (MR) で構成されている。LINAC で加速された負水素イオンは荷電交換ホイルにおいて陽子に変換され RCS へ輸送される。RCS で加速された陽子ビームは MR へ輸送されると同時に物質・生命科学実験施設 (MLF) への取り出しを行っている。MR では運動量 30.9 GeV/c まで加速した後ハドロン実験施設 およびニュートリノ実験施設へ取り出している。



図 2.2: 大強度陽子加速器施設 J-PARC の俯瞰図

図 2.3 にハドロン実験施設の概要を示す。ハドロン実験施設では、MR より取り出された陽子ビームを二次粒子生成標的 (T1 target) に照射し、生じた  $\pi$  中間子や K 中間子を各ビームラインに輸送し中間子ビームとして実験に利用している。現在、ハド

ロン実験施設において稼働しているビームラインはK1.8、K1.8BR、KLの3つである。KLビームラインにおいては電荷を持たない中間子を利用して、K中間子稀崩壊測定によるCP非保存の研究が行われている。K1.8、K1.8BRビームラインでは $\pi$ 中間子、K中間子を利用した原子核・ハドロン実験が行われている。高運動量ビームラインやK1.1ビームラインなど新たに建設中のビームラインもあり、一次陽子ビームや二次中間子ビームを用いた多彩な原子核実験、ハドロン実験が計画されている。

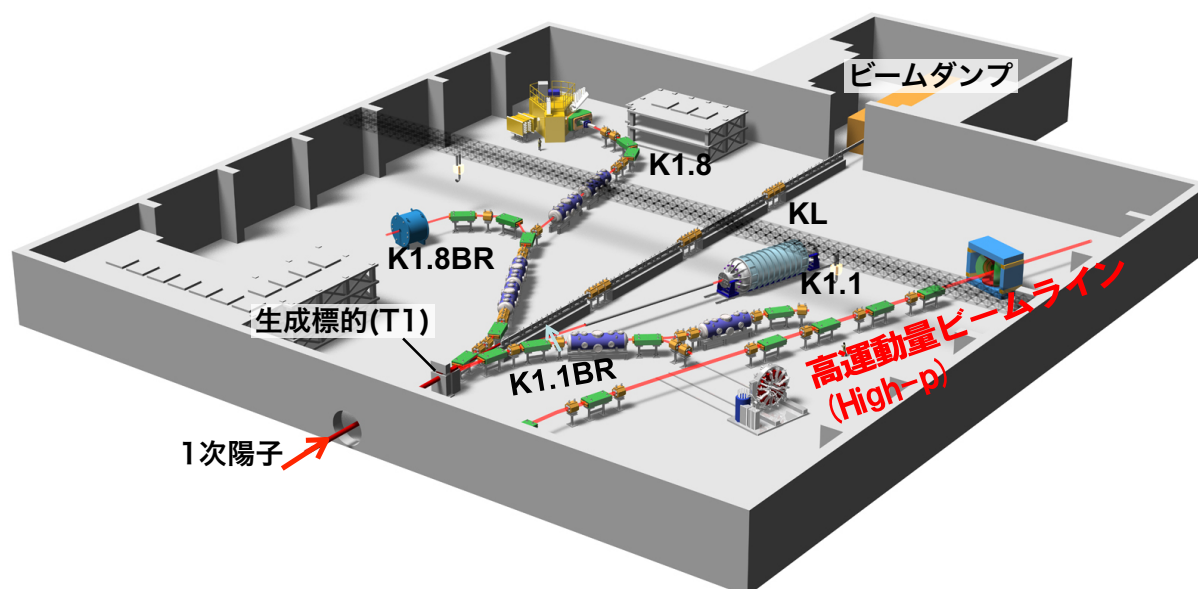


図 2.3: ハドロン実験施設の概略図

### 2.1.2 高運動量ビームライン

E16実験は、ハドロン実験施設において現在建設中の高運動量ビームラインにおいて行われる。図2.4に現在の様子を示す。シンクロトロンであるメインリング(MR)で加速し、ハドロン実験施設に取り出した陽子ビームの約2%を削り出すようにして高運動量ビームラインに輸送して利用する。2019年度末にビームラインは完成が見込まれている。将来的には上流に生成ターゲットを置き、運動量20 GeV/c程度までの二次粒子を供給するビームラインとしても利用可能となる予定である。E16実験では運動量30.9 GeV/c、約 $10^{10}/\text{spill}$  (1spillは約2秒)の高強度一次陽子ビームを用いて実験を行う。

### 2.1.3 スペクトロメータ

以下にE16実験で用いるスペクトロメータの概要を示す(図2.5,2.6,2.7)。水平方向にはビーム軸に対して実験室系で前方 $15^\circ$ から後方 $135^\circ$ 、鉛直方向には $\pm 42^\circ$ の大角度を覆う設計になっている(図2.6、2.7)、運動量解析用の電磁石はFM magnetと呼ばれ、この中心にベクター中間子生成用の実験ターゲットが置かれる。ターゲット中

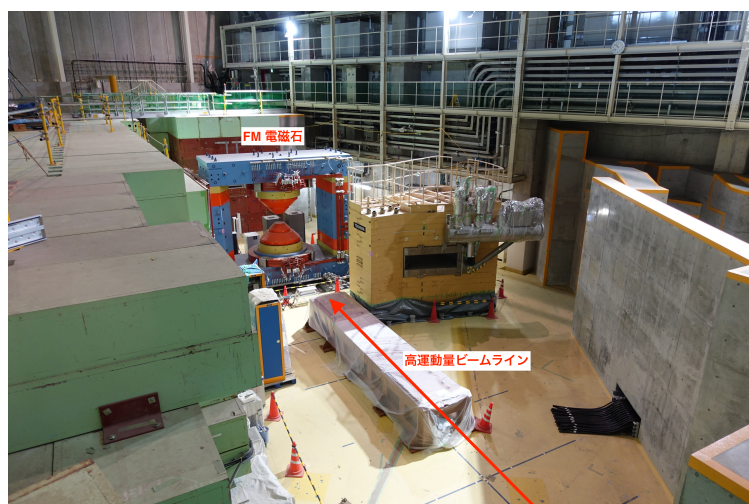


図 2.4: 現在建設中の高運動量ビームラインの様子

心からみて内側から順に、運動量を高精度で測定する Silicon Strip Detector(SSD) および GEM tracker、電子識別用の Hadron Blind Detector(HBD)[25]、および鉛ガラスカロリメータで構成される。検出器はアクセプタンスの揃ったモジュールに分割されており(図 2.7)、中段に 8 モジュール、上下段に 9 モジュールの合計 26 モジュールで構成される(図 2.6)。各部分の詳細は次の通りである。

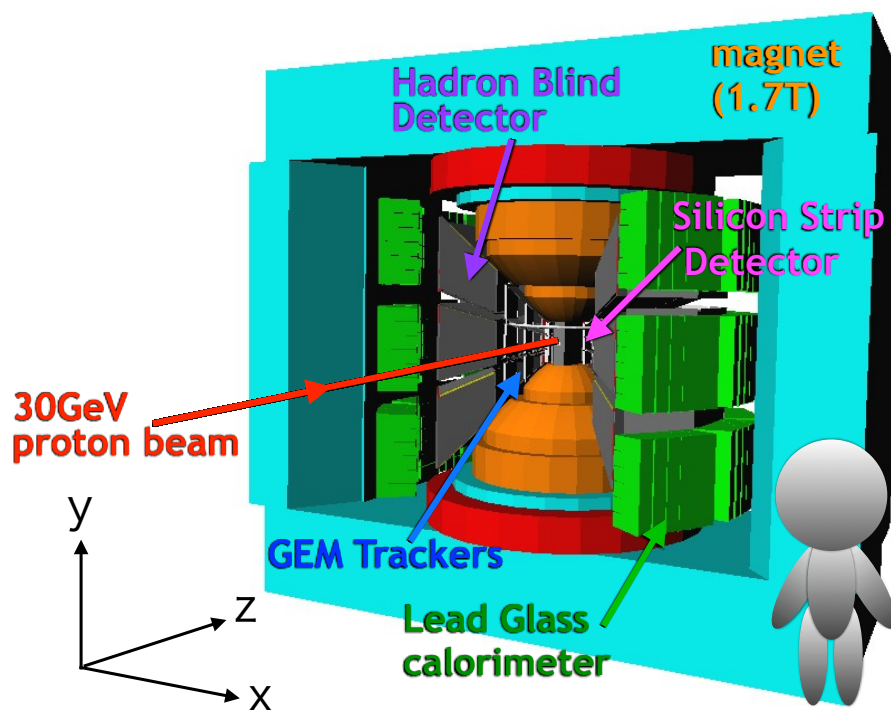


図 2.5: E16 実験で使用するスペクトロメータ

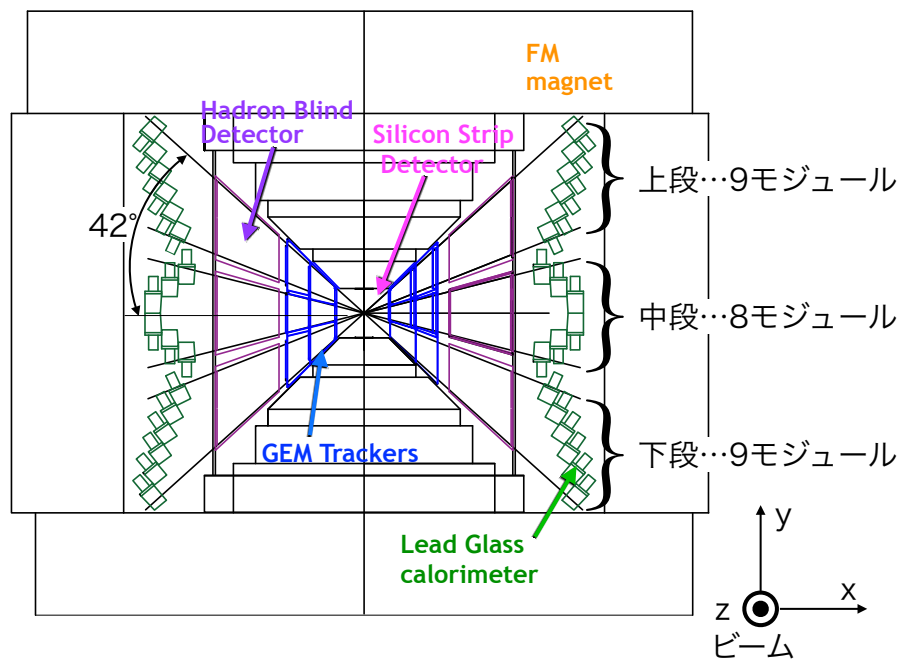


図 2.6: E16 実験で使用するスペクトロメータを横から見た図

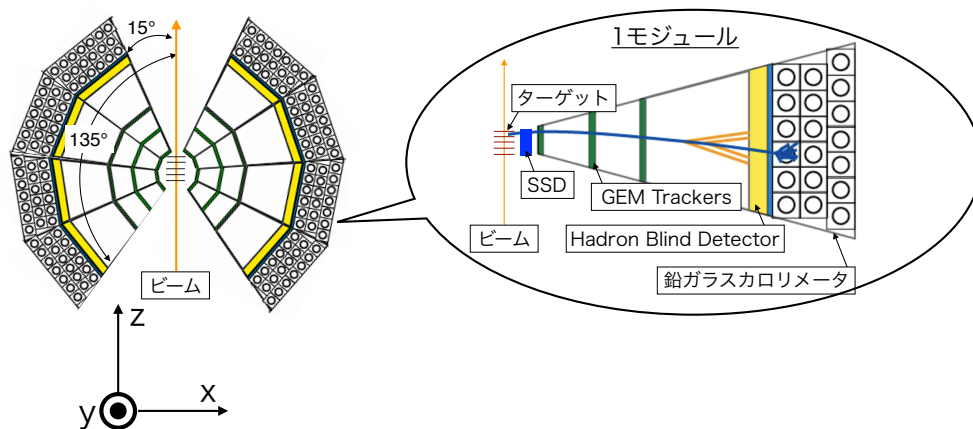


図 2.7: スペクトロメータ中段を上から見た図と検出器 1 モジュールの構成

- スペクトロメータ電磁石

KEK-PS E325 実験で使用された、常伝導の二重極磁石である FM-magnet を用いる (図 2.8)。飛跡解析部の磁場を強くするためにコイルとポールピースは改造されている。印加電流は 2500A で、中心付近に局所的に 1.7T の強い磁場がかけられる仕様になっている。

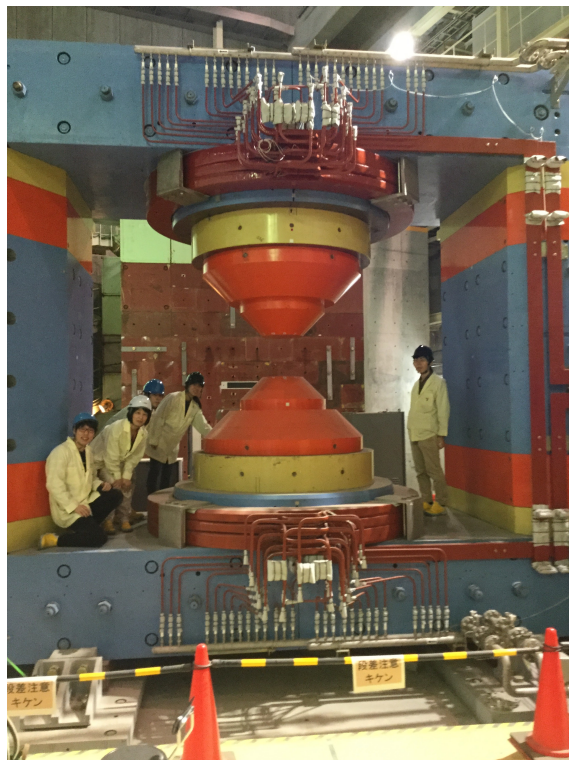


図 2.8: FM-magnet

- 実験ターゲット

ターゲットとしてはポリエチレン、炭素、銅、鉛を使用し、陽子から鉛までの原子核半径とスペクトル変化の関係を調べる。いずれもターゲットは 0.1%放射長の非常に薄いものを用いる。これによってターゲット中での電子対生成 ( $\gamma$ -conversion) を抑制するとともに多重散乱による運動量分解能の悪化を最小限に抑える。

スペクトロメータ中心に 5 枚ターゲットを並べることにより、複数のターゲットでの測定を同時に行う。各核種のターゲットの相互作用長は総計 0.2%に揃える。この時、反応レートは  $10^7$ /spill 程度になると予想されるため、スペクトロメータを構成する検出器には高レート耐性が要求される。

- Silicon Strip Detector (SSD)

スペクトロメータ中心から半径 100mm の位置に設置し、その外側に置かれる GEM trackers と合わせて磁場の下での粒子の軌道を測定する。ストリップ間隔は  $80 \mu\text{m}$  で位置分解能  $30 \mu\text{m}$  を達成している。時間分解能は 4ns であり、 $30\text{kHz}/\text{mm}^2$  程度のレートに耐えることができる [22]。

- GEM Tracker (GTR)



ガス増幅部分に Gas Electron Multiplier (GEM) [23] を用いたマイクロパターンガス検出器である [24]。レート耐性が高く、CERN の COMPASS 実験において、 $25 \text{ kHz/mm}^2$  のカウントレートで動作することが確認されている [26]。ガスとしては Ar と  $\text{CO}_2$  を 70:30 の比率で混合し使用する。E16 実験では 3 枚の GEM で一台の増幅部を構成しており、XY 二次元のストリップをもつ読み出し基板により位置情報を取得する。これをスペクトロメータ中心から半径 200mm、400mm、600mm の位置に設置する。E16 実験の GTR において想定されているレートは半径 200mm の位置の最前方部で  $5 \text{ kHz/mm}^2$  程度である。

- Hadron Blind Detector (HBD)

GEM を使用した  $\text{CF}_4$  (屈折率  $1 + 620 \times 10^{-6}$ ) を輻射体物質として用いたチェレンコフ検出器である [25]。運動量の閾値を超えた粒子は Cherenkov 光を発するため、この光を電子に変換し、増幅して検出することで粒子識別を行う。CsI を光電陰極として使用し、GEM の表面に蒸着している。CsI で発生した光電子は GEM により増幅され読み出される。E16 実験ではこの HBD を電子識別に用いる。性能評価はすでになされており、電子の検出効率 63% で 99.4% の  $\pi$  中間子を棄却できることが分かっている [19]。

- 鉛ガラスカロリメータ (LG)

鉛ガラスを輻射体として用いた高い粒子識別能力を持つ電磁カロリメータである。スペクトロメータの最も外側を覆い、上記の HBD と合わせて電子識別を行う。詳細は次章で述べる。

## 2.1.4 実験計画

実験は次に述べるように Run0 から Run2 までの 3 段階に分けて進められ、最終的に大角度を検出器で覆い、約  $10^5$  個の  $\phi$  中間子の測定を行うことを目指している。

- Run0 (2019 年度末～)

ビームの調整・検出器の調整を目的とした測定である。高運動量ビームラインが完成次第、ビームを取り出し、バックグラウンドが最小になるようにビームハロー等のビーム条件の調整を行う。その後、全 26 モジュールある検出器の中で、図 2.9 の点線で囲まれた部分に配置された前方のモジュールを用いる。電子識別検出器に関しては最前方の 2 モジュール、粒子のトラッキング部分は 6 モジュールを使用し、各検出器の性能の確認と各ベクター中間子の収量の確認を行う。この時、ターゲットは銅と炭素の二種類を用いる。ビームタイムは、2019 年度末に高運動量ビームラインが完成した直後に 9 shift (1shift は 8 時間、3 日程度) を想定している。

- Run1 (2020 年以降)

最初の物理データ測定である。検出器は、図 2.9 のように電子識別、トラッキング共に 8 モジュールを使用して測定を行う。この時、検出器は水平方向に関してはビーム軸方向に対して  $15^\circ$  から  $135^\circ$ 、鉛直方向には  $\pm 15^\circ$  を覆う。ビームタイムは、2020 年以降に 160 shift (55 日程度) を想定している。

- Run2

図 2.10 のように検出器全 26 モジュールを導入し、測定を行う。ターゲットは銅、炭素に加えポリエチレン、鉛を使用し、スペクトル変化の原子核半径依存性を系統的に測定する。ビームタイムは、320 shift(120 日程度)を想定している。

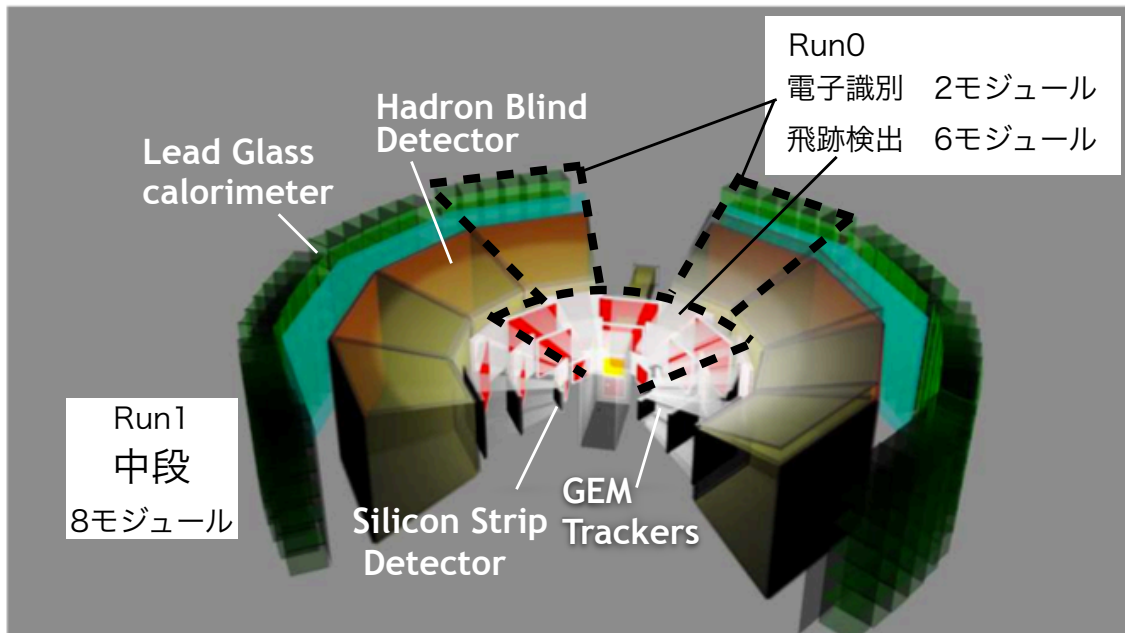


図 2.9: Run0,Run1 におけるスペクトロメータ中段の検出器の配置。点線で囲まれた部分が Run0 で使用する検出器である。

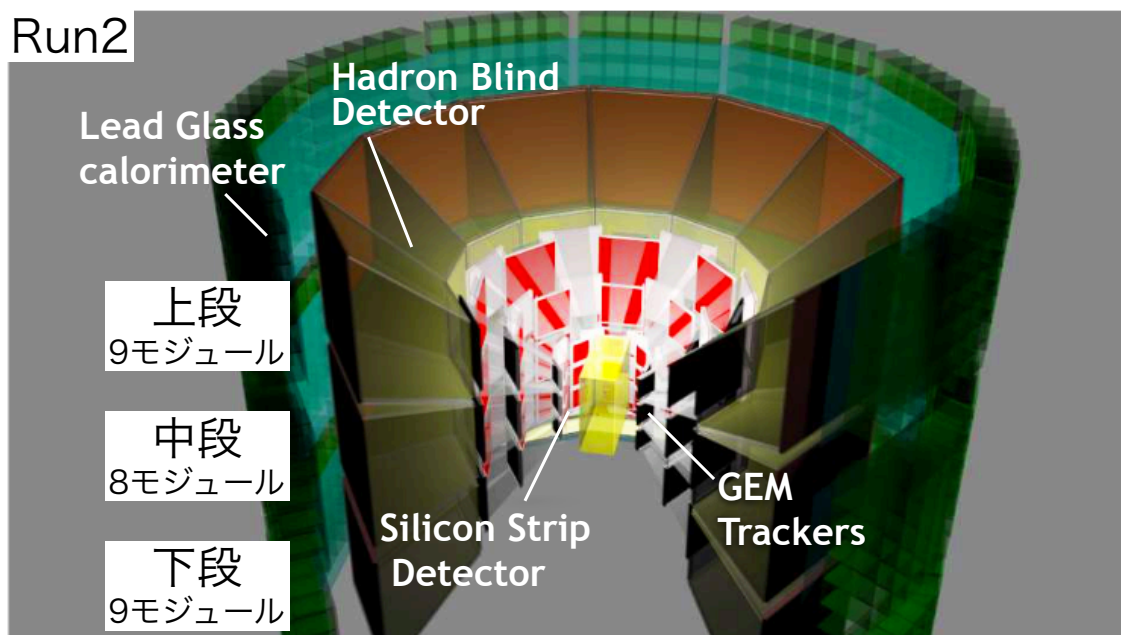


図 2.10: Run2 における検出器 26 モジュールの配置

## 2.2 期待される結果

各段階において予想されている  $\phi$  中間子の収量は表 2.1 の通りである。いずれもターゲットには銅を使用した場合を表記しており、ビームタイムは 1 shift=約 8 時間である。

	$\phi$ 中間子の数	ビームタイム	ターゲット
Run0	460	9 shifts	Cu
Run1	15000	160 shifts	Cu
Run2	69000	320 shifts	Cu

表 2.1: E16 実験の各段階において予想されている  $\phi$  中間子の収量 [27]。

図 2.11 が E16 実験の Run1 で予想される  $\phi$  中間子の不変質量分布の速度依存性である。核内で KEK-PS E325 実験で観測された質量の変化が起こると仮定している。黒点は統計情報を考慮した予想データである。上段の実線は実験の分解能なども含めた Breit-Wigner 型の関数と想定されるバックグラウンドを考慮した指数関数で全領域をフィットした結果である。下段の実線は同様の関数で  $0.92 \text{ GeV}/c^2$ - $1.0 \text{ GeV}/c^2$  の領域を除いてフィットした結果である。この領域は  $\phi$  中間子スペクトルの変化が現れると期待される領域である。このそれぞれのフィット結果から  $\phi$  中間子の不変質量分布が変化していることが見受けられる。この変化は、 $\phi$  中間子の速度  $\beta\gamma$  が小さいほど顕著にみられると想定される。

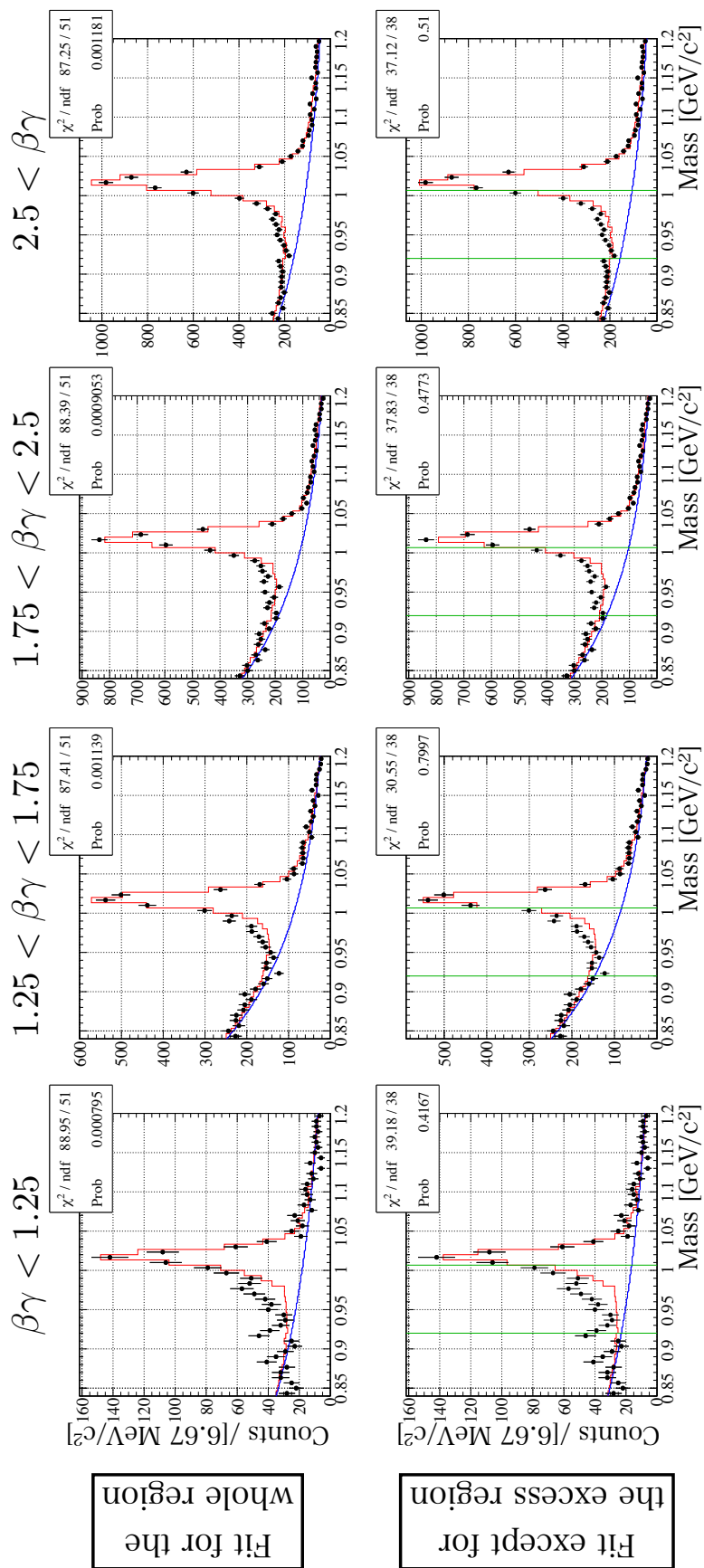


図 2.11: Run1 で期待される  $\phi$  中間子のスペクトル [48]

0.85 GeV/c<sup>2</sup> から 1.20 GeV/c<sup>2</sup> の領域で、予想されるデータと、スペクトル変化を仮定しないモンテカルロシミュレーションの差を  $N_{\text{excess}}$  で定義する。これが原子核内で崩壊し、媒質の影響を受けた中間子のイベントであると考えられる。また、同じ領域でスペクトルの変化を仮定しないモンテカルロシミュレーションによるイベントを  $N_{\text{phi}}$  と定義する。このとき、 $N_{\text{excess}}/(N_{\text{phi}} + N_{\text{excess}})$  を縦軸とし、 $\phi$  中間子の速度  $\beta\gamma$  を横軸にプロットすると図 2.11 のようになる。黒丸、赤丸は KEK-PS E325 実験においてそれぞれ炭素ターゲット、銅ターゲットを用いて測定された結果である。緑丸が E16 実験の Run1 で予想されるシミュレーションの結果である。KEK-PS E325 実験に比べ非常に統計誤差が小さく、速度依存性に関して多数の速度領域で有意な信号を得ることができると期待される。

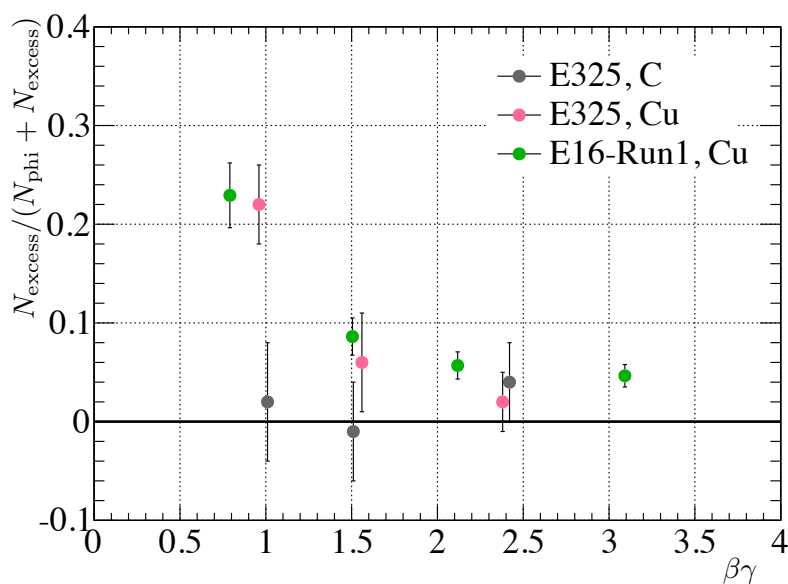


図 2.12: Run1 で期待される  $\phi$  中間子のスペクトル変化の速度依存性 [48]

## 第3章 鉛ガラスカロリメータ

### 3.1 開発目的

ベクター中間子の電子・陽電子対への崩壊を利用した測定を行う際には、ベクター中間子のレプトン対への崩壊確率が  $10^{-4}$  程度のオーダーであることから、十分な統計量を得るためには電子の検出効率が重要となる。また、pA 反応では  $\pi$  中間子が電子の約 100 倍程度生じると予想される。したがって、電子対を用いてベクター中間子の質量スペクトルを測定する際には、一方が電子であると誤認した  $\pi$  中間子であるような粒子対が最大のバックグラウンド要因の一つである。以上のことから、電子の検出効率を高く保つと同時に  $\pi$  中間子のバックグラウンドを十分に棄却することが粒子識別検出器に求められる。

### 3.2 E16 実験からの要請

E16 実験においてはスペクトロメータ全体で電子検出効率 56% の下で、99.97% の  $\pi$  中間子を棄却することを期待している。これは先行実験である KEK-PS E325 実験において実現されていた  $\pi$  中間子棄却率に基づいた値である。E16 実験の実験条件に基づいたモンテカルロシミュレーションにおいて、99.97% の  $\pi$  中間子を棄却することができれば質量スペクトル中のシグナルとノイズの比 (=S/N 比) はスペクトル変化を見る上で問題がないことが確認されている。

このような  $\pi$  中間子棄却を Hadron Blind Detector(HBD) と鉛ガラスカロリメータを用いて二段の電子識別を行うことで実現する。前章にもある通り、HBD に関しては既に性能評価がなされており、検出効率 63% で  $\pi$  中間子の棄却率は 99.4% である。スペクトロメータ全体での電子識別の性能は、電子検出効率、 $\pi$  中間子棄却率ともに、Hadron Blind Detector(HBD) と鉛ガラスカロリメータの性能の積で決定される。したがって、鉛ガラスカロリメータの性能としては電子に対する検出効率 90%、 $\pi$  中間子棄却率 95% を達成することが期待されている。この数値は過去に KEK-PS E325 実験において使用されていた鉛ガラスカロリメータによって達成されていた数値 [29] であったが、E16 実験で使用するカロリメータはデザインがこれとは大きく異なっている。高レート耐性を持たせるために相対的に小さな鉛ガラスを用いるため、電磁シャワーが鉛ガラスの外に漏れることで電子に対する応答が弱くなる可能性があった。したがって、期待される性能を実現するために性能を評価する必要がある。また、E16 実験においては高強度ビームを使用しており  $10^7/\text{spill}$  (1spill は約 2 秒) のイベントレートが期待されている。このような高レート環境において上記の性能を達成することがカロリメータに求められている。

### 3.3 カロリメータ全体の構想

#### 3.3.1 鉛ガラスの特性とカロリメータの検出原理

鉛ガラス中での電子と $\pi$ 中間子を始めとするハドロンの振る舞いを図3.1に示す。鉛ガラス中に電子が入射した際には鉛ガラス中の原子核との相互作用によって制動を受け光子を放出する。放出された光子は対生成によって電子と陽電子を生成する。このような制動放射と対生成を繰り返す電磁シャワーにより鉛ガラス中で、電子が増幅される。ここで電磁シャワーの量は電子が鉛ガラス中で落とすエネルギーに比例しており、増幅された電子は鉛ガラス中でチェレンコフ放射をする。鉛ガラスカロリメータではこのように生じたチェレンコフ光を光電子増倍管などの光検出器で検出することで電子のエネルギーに関する情報を取得することが可能である。鉛ガラスは屈折率が大きく、臨界エネルギーが小さいため、電子により生じる光量は非常に多いことから、鉛ガラスカロリメータの電子に対する感度は非常に高い。

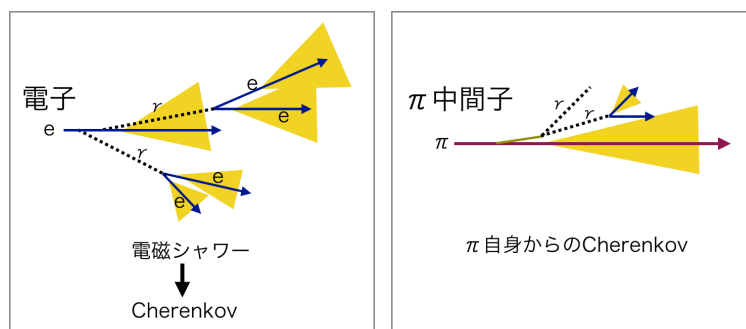


図 3.1: 鉛ガラス中での電子とハドロンの振る舞い

一方で、ハドロンに対してもハドロン自身がチェレンコフ光を出すことと、原子核反応により $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ 等で $\gamma$ 線が生じること等により光子が生じると考えられているが、これは一般に電子により生じる光量に比べて極めて少ない。したがって、カロリメータでは検出された光量分布の違いから電子識別が可能である(図3.2)。これはエアロジェル検出器に代表されるような閾値型のチェレンコフ検出器と大きく異なる。また、エネルギーが高いほど発光量が多いため、粒子の運動量の高い領域ほど弁別能力が高いことも大きな特徴である。特に、E16実験で想定されるようなバックグラウンドが非常に多いケースでは、発光量の多い電磁カロリメータの使用が有効である。本論文における鉛ガラスカロリメータにはSF6Wの鉛ガラスを使用しており、表3.1にその特性を示す。この鉛ガラスブロックはKEK-PS E325実験において電子識別に用いられたものと同じで、もともとKEK TOPAZ実験のために開発されたもの[30]である。

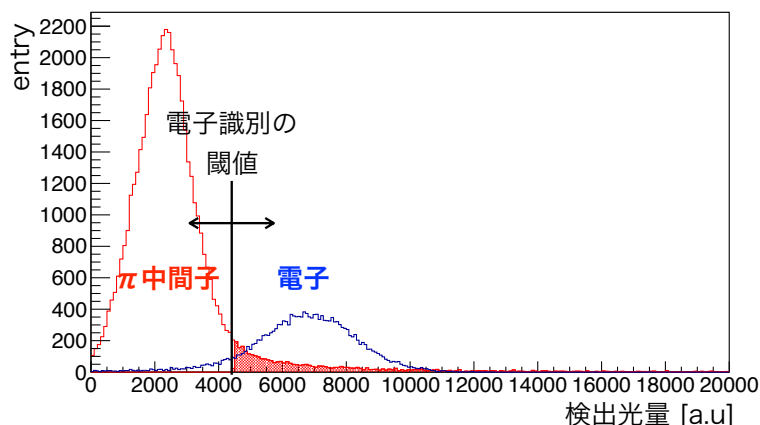


図 3.2: カロリメータを用いた電子識別の概念図

放射長	1.7cm
密度	5.2g/cm <sup>3</sup>
臨界エネルギー	12.6 MeV
モリエール半径	2.8cm
屈折率	1.8

表 3.1: 鉛ガラス SF6W の特性 [30]

### 3.3.2 カロリメータの設計

E16 実験での高レート環境に対応するため、カロリメータ全体を 1040 個のセグメントに分け、それぞれを光電子増倍管で読み出す。これにより読み出し 1 チャンネルあたりのレートを抑制して高レート耐性をもたせる。具体的には図 3.5 に示すようなデザインの鉛ガラスブロックを使用することで 1 セグメントに当たる荷電粒子のレートを最大で  $\sim 1\text{MHz}$  のレートにまで落とすことが可能である。まず、Run0 の段階から使用する、中段のモジュール (図 3.3) の設計の最適化を行う必要がある。図 3.4 に概略図を示す。1 モジュールは鉛直方向  $\pm 15^\circ$  のアクセプタンスをカバーするが、これを 6 分割し、1 セグメントの鉛直方向のアクセプタンスが  $5^\circ$  になるようにセグメントを配置する。水平方向には 1 モジュールで  $30^\circ$  のアクセプタンスがあるが、この領域にセグメントを 7 列、または 6 列で配置し、合計 38 セグメントで 1 モジュールを構成する。A、B、C の各セグメント位置で想定される入射角度に合わせて鉛ブロックは図 3.5 に示すような形状に加工した。



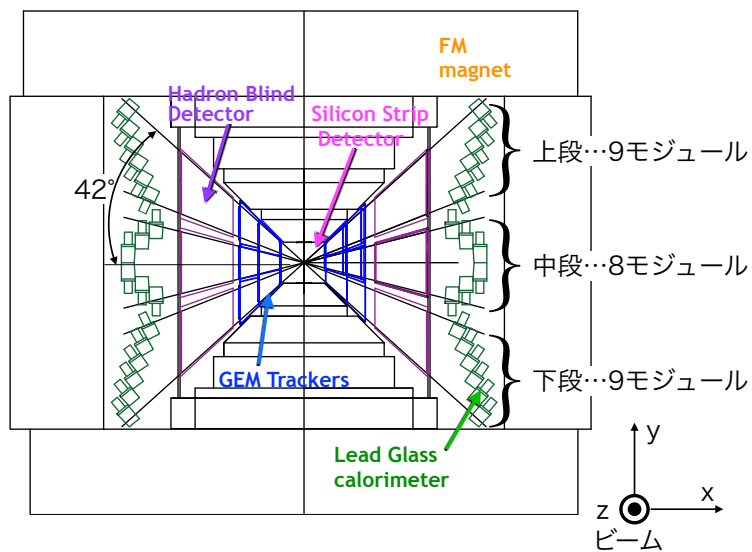


図 3.3: Run0,Run1 におけるスペクトロメータ中段の検出器の配置 (再掲)

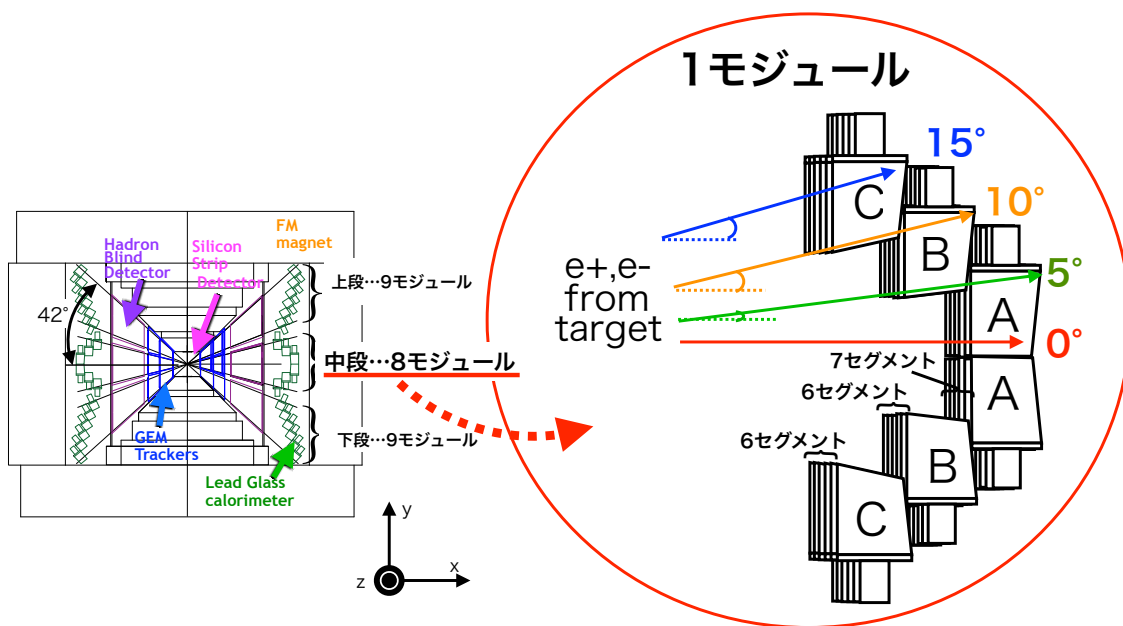


図 3.4: カロリメータ試作機のセグメント配置

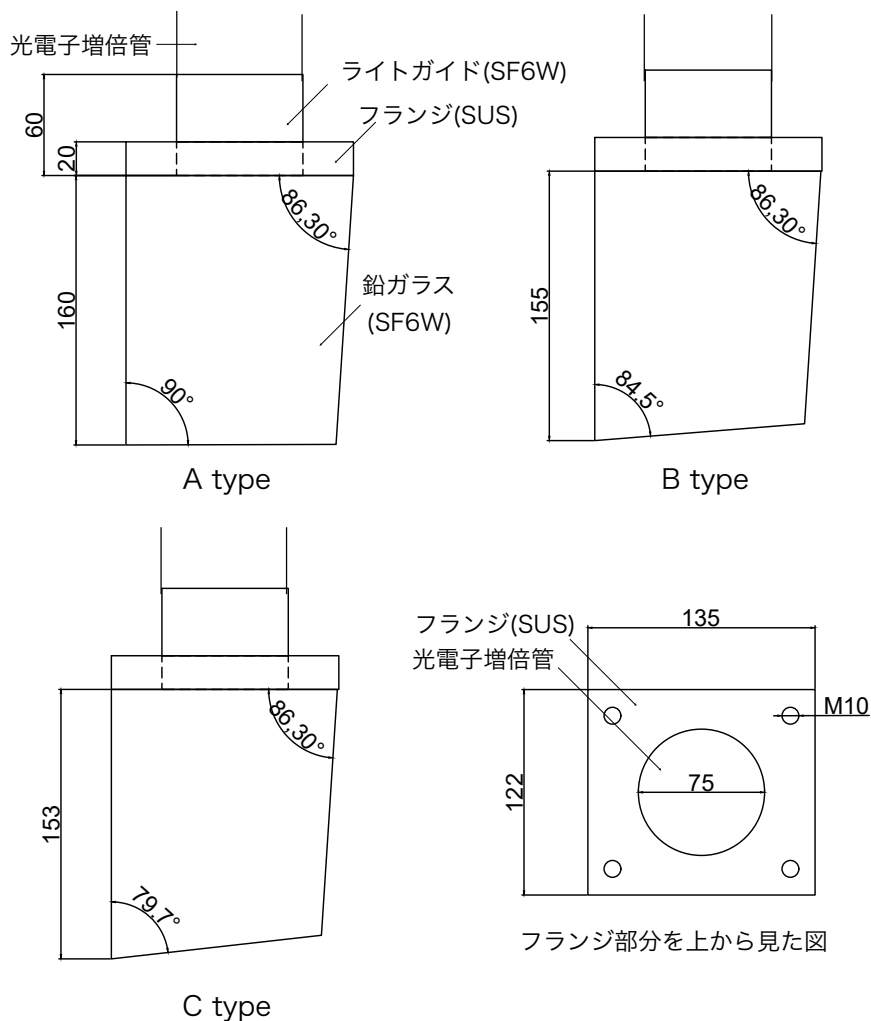


図 3.5: 鉛ガラスブロックのデザイン

このように光電子増倍管の光電面に平行な方向で粒子の通過距離 (path length) を短くして使用するの特殊な用法であるが、一般的な用途にみられるように光電面に向かって垂直に粒子を入射することが E16 実験においては適当でないことが過去の研究により明らかになっている。具体的には、図 3.6 に示すように  $\pi$  中間子をはじめとするハドロンが光電面に垂直に入射した場合には検出光量が極端に増え、電子と識別が困難であることが知られている [31]。

特に小さい鉛ガラス結晶で発生した光を検出する際には、粒子の入射位置・入射角度依存性が存在すると考えられるため、あらかじめ各依存性を精密に測定し、トラッキング等で得られた粒子の入射位置・角度の情報を用いて電子識別を行う必要がある。本研究では実際に電子及び  $\pi$  中間子ビームを使用し、カロリメータの応答の入射条件依存性を調べ、 $\pi$  中間子棄却率の入射条件依存性を評価した。また、カロリメータの実機の設計を最適化し、その性能を評価した。

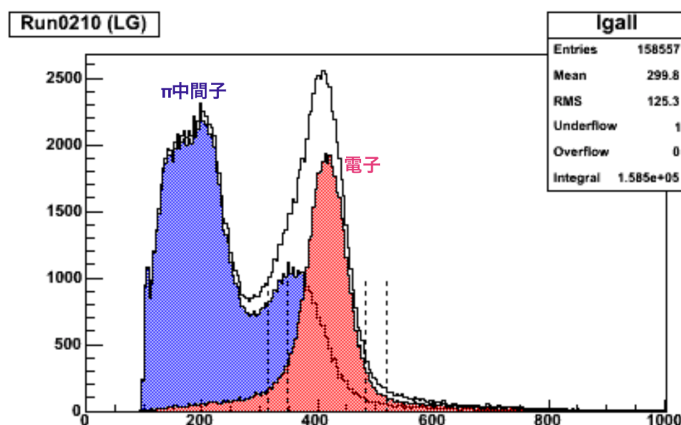


図 3.6: 光電面に向かって粒子を入射した際のカロリメータの電子・ $\pi$ 中間子に対する応答の QDC 分布。 $\pi$ 中間子に対する応答に検出光量の多い集団が現れている。先行研究による [31]。

### 3.3.3 光電子増倍管 (PMT)

E16 実験においては高精度で運動量を測定するために飛跡検出器を設置する領域に強い磁場をかけるが、カロリメータの設置位置においても最大 200 mT 程度の磁場が存在すると予想される。したがって、通常の光電子増倍管は磁場の下では十分な増幅率を得られないことがある。そこで鉛ガラスで発生した光の検出には高磁場下でも増幅率が落ちにくいファインメッシュ型の増幅機構を持つ Hamamatsu R6683[32] を使用する。これは過去に KEK Belle 実験のエアロジェル検出器 [33] に使用されていたもので、光電面の直径は 3 インチである。また、磁場により生じる増幅率の差を補正するためのプリアンプの基板が付いている (図 3.7) が、本研究ではこの回路はのアンプ部分をターミネートしており使用していない。



図 3.7: 光電子増倍管 Hamamatsu R6683(プリアンプ基板付き)

### 3.3.4 DRS4 FADC モジュール

カロリメータの読み出しには DRS4 FADC モジュール (以下 DRS4 モジュール) を使用する。スイス PSI で開発されたアナログメモリ ASIC である DRS4 チップ [34] を搭載したモジュールであり、2048 セルのコンデンサを有し、960MHz で波形取得を行うことが可能である。光電子増倍管の典型的な信号の長さは 30ns である。E16 実験において 1 セグメントに想定されるレートは最大で 1 MHz であるが、ビームのスピル構造によっては局所的に波形が重なり合うことが予想されるため、波形解析を行い信号を処理することで高レート耐性を持たせる手法が有効である。このことから読み出しには波形取得が可能なモジュールを採用した。

このモジュールに対する入力電圧  $V_{in}[V]$  と読み出される電圧  $V_{ch}[ch]$  の関数を測定したところ、

$$V_{in} = \{(-4.44 \pm 0.01) \times 10^{-4}\} V_{ch} + (2.4 \pm 1.4) \times 10^{-3} \quad (3.1)$$

であった。図 3.8 に測定した入力電圧とモジュールの出力電圧の関係を示す。誤差 0.3% 程度のよい線型性があることが確認された。時間に関しては 1 セルは 1.04ns に対応している。

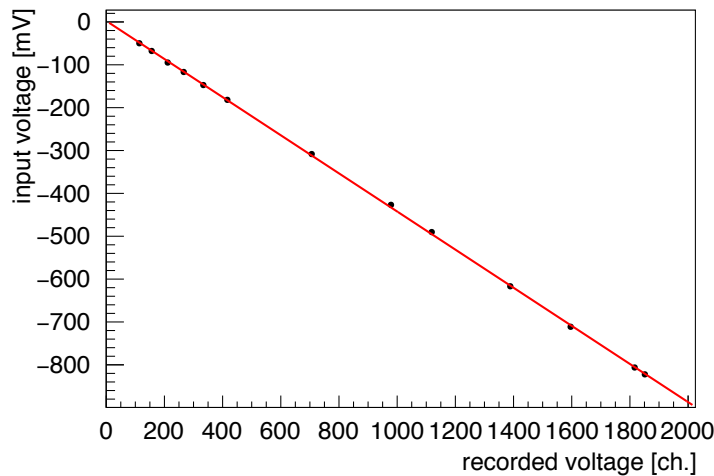


図 3.8: DRS4 FADC モジュールへの入力電圧と応答の関係

なお、オシロスコープで観測されるテストパルス (図 3.9) を DRS4 モジュールで取得した場合、図 3.10 のように電圧を反転した形で波形を取得することができる。

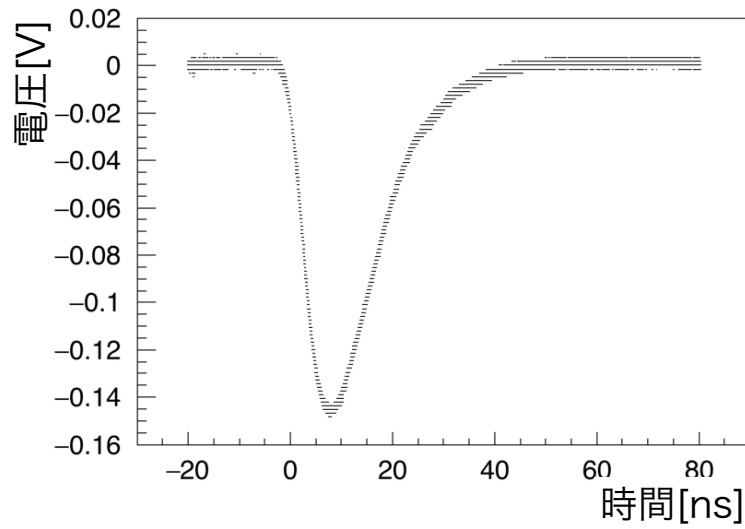


図 3.9: テストパルスオシロスコープで取得した波形

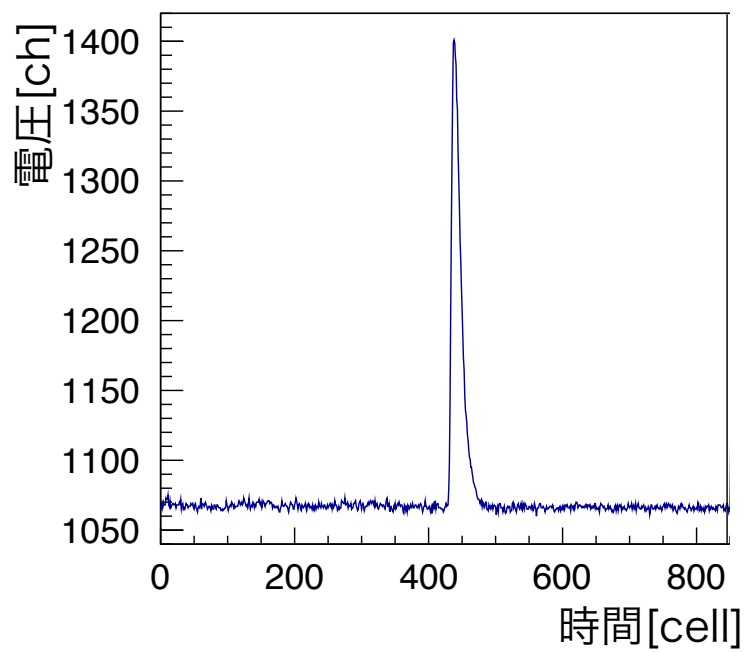


図 3.10: テストパルスを DRS4 FADC モジュールで取得した波形

## 第4章 電子を用いた性能評価

### 4.1 電子ビームを用いたテスト実験

#### 4.1.1 目的

形状の異なる3つのタイプの鉛ガラスブロックを用いたカロリメータ1セグメントの電子に対する検出光量を電子ビームを用いて評価した。サイズの小さな鉛ガラスを用いることにより、1セグメントあたりのレートを抑えることが可能であるが、放射体の体積が減るために電磁シャワーの漏れとそれによる光量の減少が懸念される。そのため、電子識別を行う上で、電子に対する光量が $\pi$ 中間子に対する光量と比較して十分大きいかどうかを調べる必要があった。また、カロリメータの応答の粒子入射位置・角度依存性を測定し、電子の検出効率及び $\pi$ 中間子棄却率に対する影響を詳細に調べた。鉛ガラスブロックの端に電子が当たった時に電磁シャワーがブロックから出てしまう効果も測定し、信頼できる使用領域の決定も行なった。さらに、実際に実験で用いるDRS4によるカロリメータの信号の読み出しテストも行なった。なお、実際の $\pi$ 中間子に対する光量の測定も行なっており、結果については5章で詳述する。

### 4.2 実験方法

#### 4.2.1 東北大電子光理学研究センター

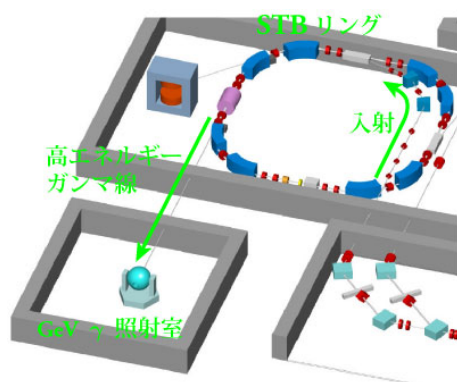


図 4.1: 東北大電子光理学研究センターGeV- $\gamma$  実験棟の位置 [35]

テスト実験は2016年11月に東北大学附属電子光理学研究センター(ELPH)GeV- $\gamma$  実験棟において0.6 GeV/cの電子ビームを用いて行なった。図4.1にGeV- $\gamma$  実験棟の位置を示す。

GeV- $\gamma$  実験棟ではSTB リングで加速された電子からの制動放射による $\gamma$ 線を利用することができる。今回のテスト実験ではこの $\gamma$ 線をラディエータ(黄銅、タングステン)に照射し、対生成によって生じた陽電子をビームとして用いた。ビームのエネルギー広がりには1%弱である。ビーム強度はビーム取り出し口において1.5-300 kHzであった。

### 4.2.2 セットアップ

鉛ガラスへの電子の入射位置・角度を変えて測定を行うために、図4.2に示すような実験装置の配置で測定を行なった。ビームがカロリメータに当たった位置を決定するために、鉛ガラスの直前に2本の10 mm $\times$ 10 mmのプラスチックシンチレータを光電子増倍管を十字に交差させるようにして配置し、そのコインシデンスをトリガーとして用いた。カロリメータは回転および、ビームに垂直方向のスライドが可能な天

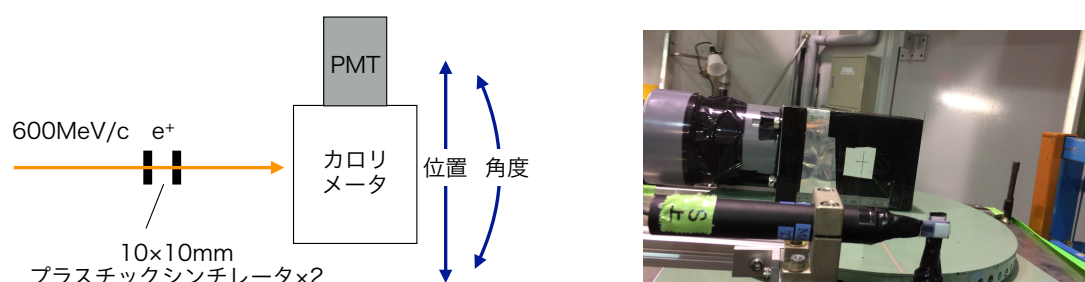


図 4.2: 電子ビームを使用した実験のセットアップ

板の上に乗せ、カロリメータに対するビームの入射位置および角度を選択できるようになっている。この天板は位置の変更に関しては滑らかにスライドできるが、角度に関しては $5^\circ$ 刻みでのみ変更が可能である。各鉛ガラスブロックのタイプの変更に際しては同一の光電子増倍管を付け替え、鉛ガラスのブロックだけを換えるようにした。これによってブロックの形状による検出光量のビーム入射条件依存性の違いを評価することが可能である。

データはDRS4モジュールを用いて読み出し、カロリメータと2つのシンチレータの波形を1000セル(約 $1 \mu\text{s}$ )の時間幅で取得した。

### 4.2.3 測定点

測定で使用したビーム入射位置・角度の定義は図4.3の通りである。入射位置 $x$ は鉛ガラスブロックの光電子増倍管に近い端を0mmとしており、入射角度は光電子増倍管の光電面に平行な向きを $0^\circ$ と定義している。測定点に関しては、3種類あるA,B,Cタイプそれぞれの形状の鉛ガラスブロックに対してE16のスペクトロメータにおける配置で想定される入射位置・入射角に基づいた条件を中心に測定を行なった。入射

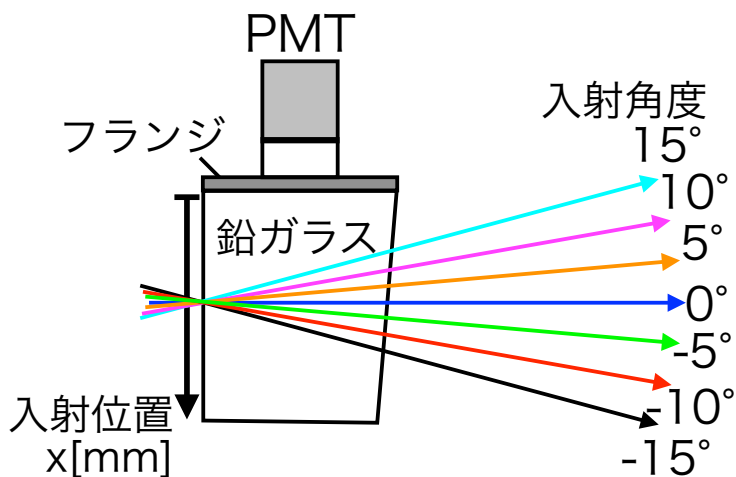


図 4.3: カロリメータに対する入射位置・角度の定義

位置に関しては、それぞれのブロックの長さに応じて A タイプでは  $x=10-160\text{mm}$ 、B タイプでは  $x=26-155\text{mm}$ 、C タイプでは  $x=34-153\text{mm}$  の領域を入射角  $15^\circ$  から  $-15^\circ$  の範囲でそれぞれ測定した。

## 4.3 結果

### 4.3.1 波形解析

DRS4 で取得したカロリメータの典型的な波形は図 4.4 のようであった。

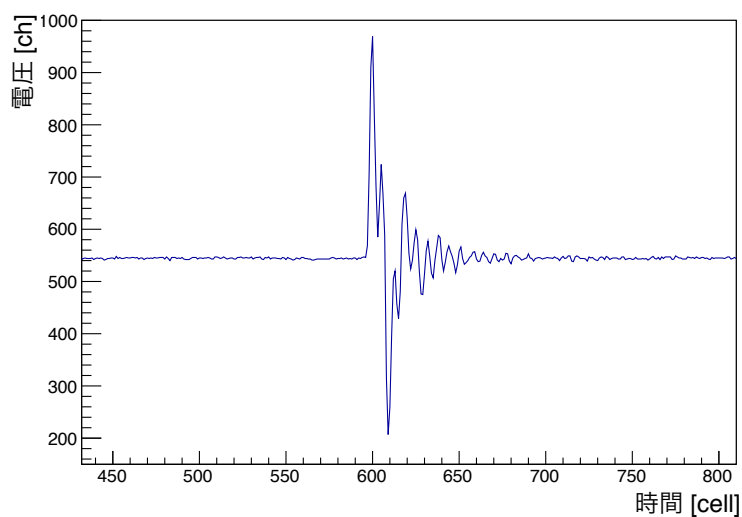


図 4.4: 電子に対するテスト実験でのカロリメータの典型的な波形

波形に反射が見られるが、これは光電子増倍管の上に付いている基板のグラウンドが光電子増倍管のグラウンドに十分に落ちていなかったことに起因しており、インピーダ



ンスが合わなくなった結果生じたと考えられている。ただし測定においてこの波形の形状は変化せず、波高が光量に比例することが確認されたため、この波形から光量に対応する情報を引き出すにあたっては、以下の方法を用いて波形の前半部分の波形解析を行ない、積分値を取得した(図 4.5)。

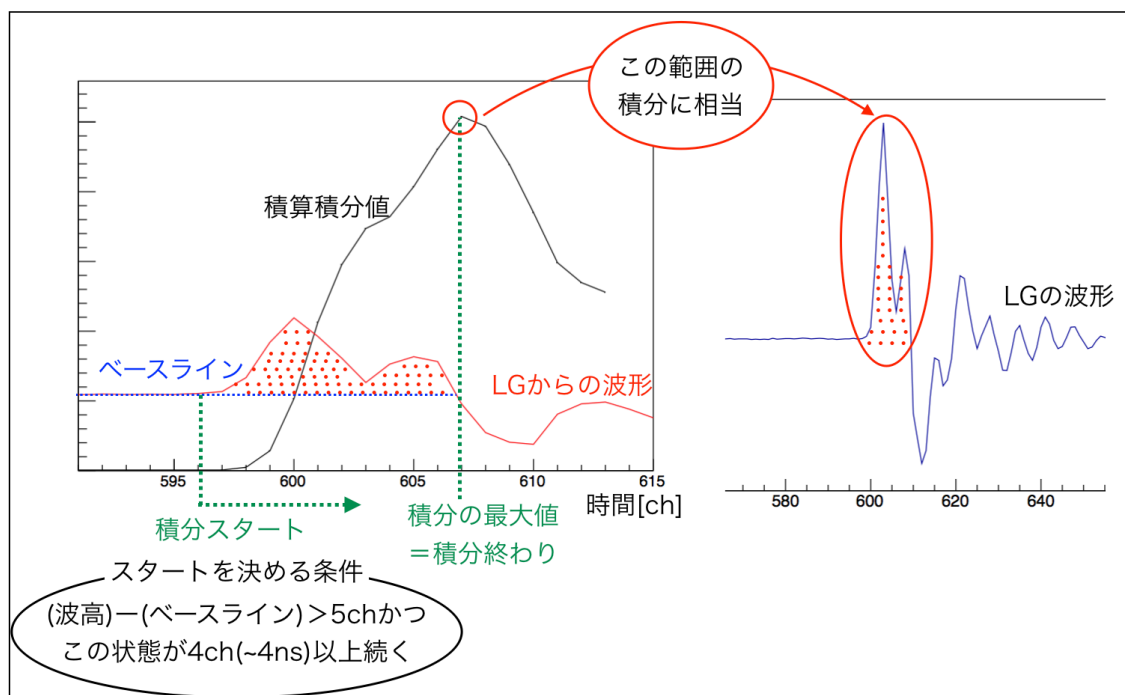


図 4.5: 波形積分の手法を示す概略図

### 1. 波高、ピーク位置の決定

カロリメータの信号の5000イベントの波形を重ね書きしたものが図4.6である。典型的なシャワーの信号は10 ns程度の時間幅を持つ。横軸方向のピークのずれはモジュールのクロックの精度によるものと考えられる。トリガーがかかってからカロリメータの波形をDRS4モジュールにより取得する時間差を考慮すると、波形取得した際に[580,630]セルの範囲にカロリメータの信号が来ることが分かる。そのため、この範囲内で最も電圧の高いセルをピーク位置とし、最高電圧を信号の波高として取り扱う。

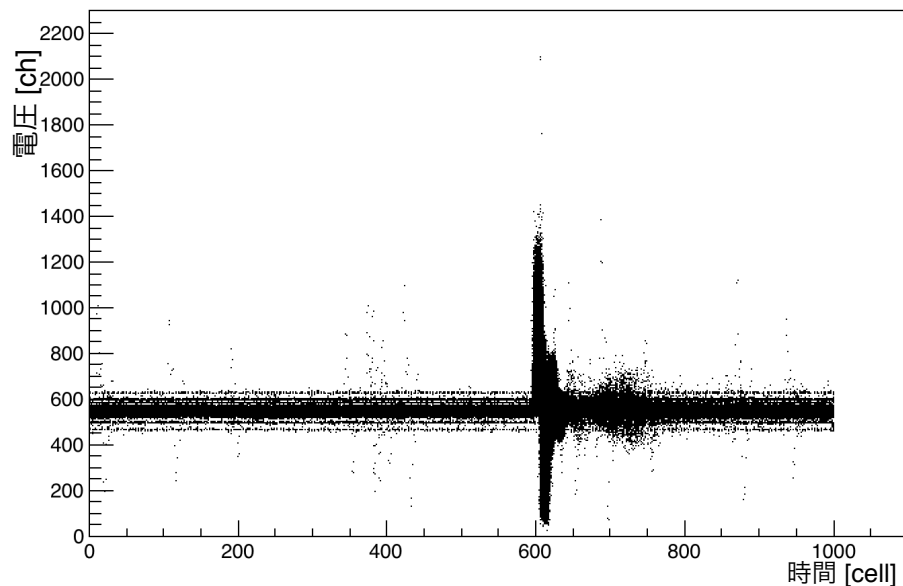


図 4.6: カロリメータからのシグナルのタイミングとその広がり

## 2. ベースラインの決定

ピーク位置の10セル(約10 ns に対応)以前の領域で取得された波形をフィッティングすることによりベースラインを決定する(図4.5)。ベースラインを決定する際に問題になるのがノイズである。DRS4のチップ自身の問題により生じるノイズが存在し、取得した1セル分の波形が5-10 mV程度歪むことが知られている(図4.7)。

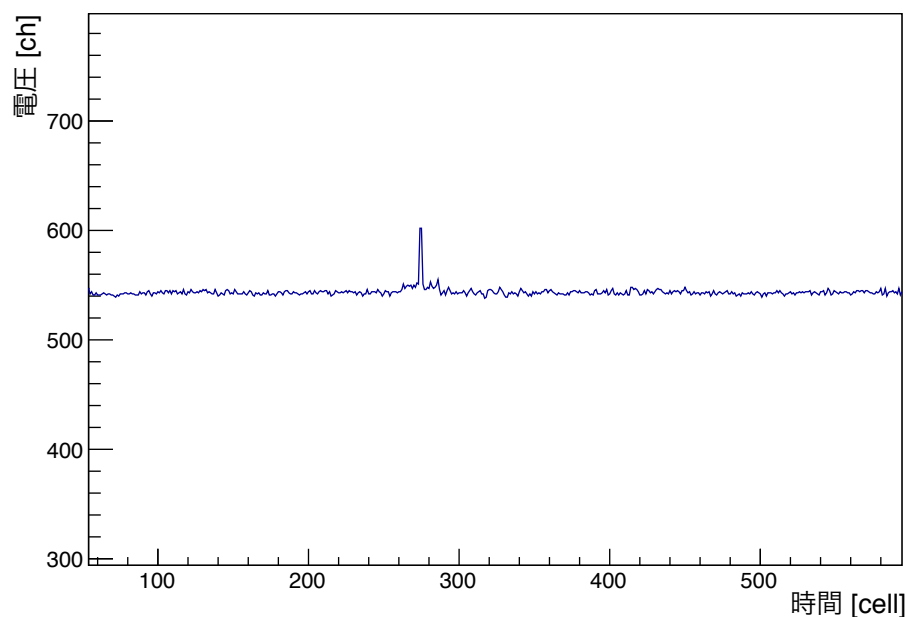


図 4.7: DRS4 FADC モジュールで取得した波形に見られるノイズ

また、DRS4 起因のノイズのない領域における波形の時間変動は、取得した電圧のセルごとのばらつきが 5 ch 程度 (図 4.8) であることから、ノイズがない状態であっても取得した波形は約 2 mV (5 ch に対応) 以下の幅で揺らいでいることを確認した。以上のことから、自分の 1 つ手前のセルと高さが 5ch 以上異なるセルはベースラインを決めるフィットの要素から外し、ノイズがベースラインに影響を与えることがないようにした。

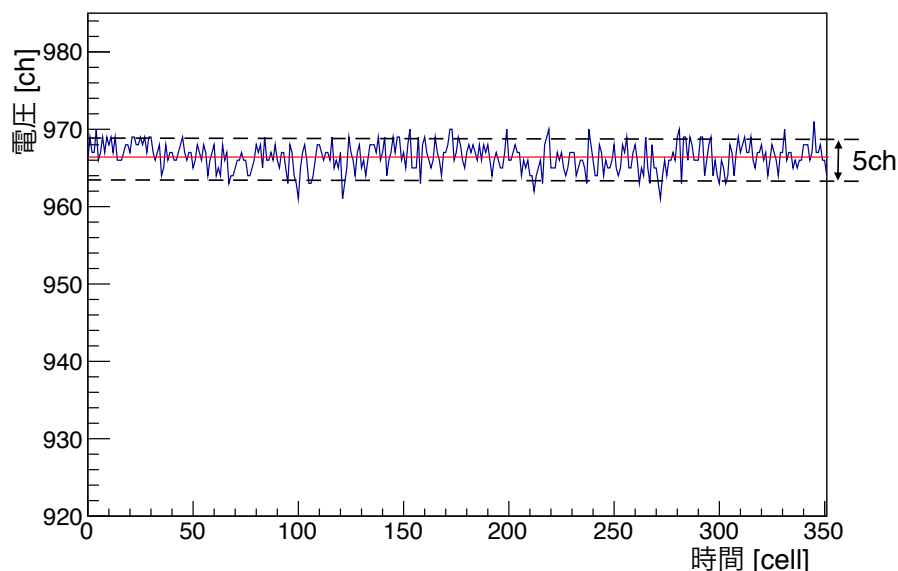


図 4.8: ノイズのない領域における典型的な波形の時間変動。赤線はフィットにより決定されたベースラインである。

### 3. 積分の開始

シグナルのない領域での波形の揺らぎ幅は高さ 5 ch 程度であり、この揺らぎ以上の電圧の波形を取得して初めて信号であると識別できる。また、通常のノイズは 1 セルにだけ現れるが、光電子増倍管からの信号の典型的な幅は 10 セル程度に分布する。したがって、ベースラインから 6ch 以上の波高が 4 セル以上連続した際にその最初の 1 セルを信号の立ち上がりとして捉え、積分を開始することとした。

### 4. 積分値

波形に反射が見られることにより、ある地点で信号が反転する。反転した前後で波形を比較すると、ベースラインを基準として対称になっていると考えられる。また、反転する前の波形に見られる 2 つのピーク構造に関しては、取得した各イベントの間で形に違いはなく、波形は相似形を保っていることが確認されている。以上のことから、信号が反転する前の波形の積分を解析に使用した。具体的には、信号の立ち上がりから積分を信号の全領域に対して行った際に、信号が反転する地点は累積の積分値が最大になる点に対応するため、この最大の値を積分値として採用した。

### 4.3.2 波高と積分値の相関

波形解析より取得した波高と積分値の相関は図4.9のようになった。これにより波高と積分値には良い線形性があることが分かったため、今後この積分値を光電子増倍管が検出した光量を反映する量として取り扱う。

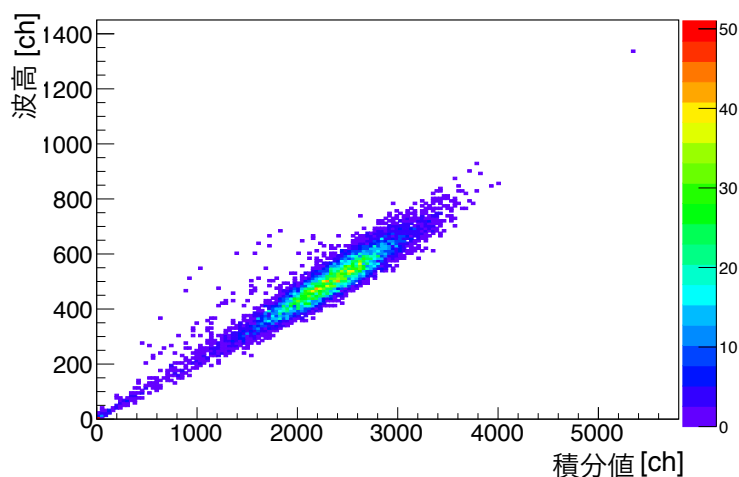


図 4.9: 波形の積分値と波高の相関

### 4.3.3 エネルギー分解能

解析の結果、電子に対する波形の積分値の分布は図4.10のようになった。図はAタイプのブロックの中心に $0^\circ$ で入射した時のものである。これを正規分布でフィットすることでエネルギー分解能  $\Delta E/E = 17.35 \pm 0.11\%$  を得た。この分解能は過去にE325実験で使われていた場合 [29] と同程度であり、鉛ガラスブロックの大きさ、読み出し等を変更しても分解能の悪化は見られないことが明らかになった。

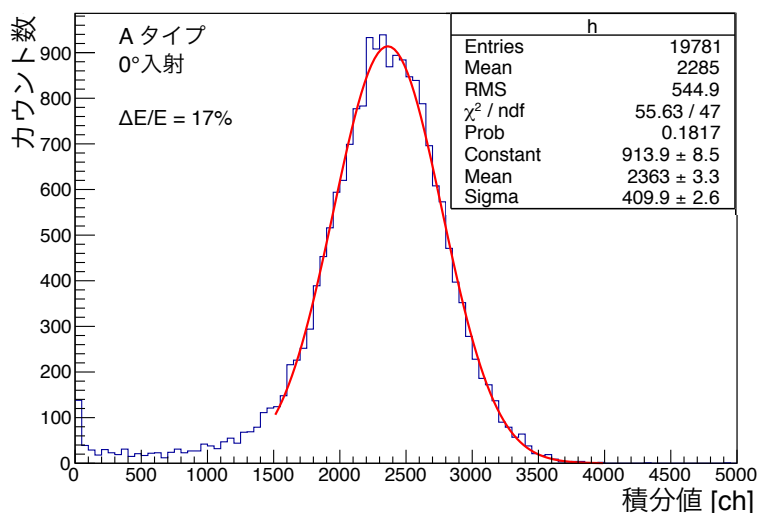


図 4.10: 電子に対する波形積分値の分布

#### 4.3.4 レート依存性

本測定は他の検出器テストと同時に行われたため、本来はビーム強度を揃えてデータを取得することが望ましいが、実際にはAタイプのブロックの測定とBタイプのブロックの一部は上流のビームモニターによるレートで1.5 kHz、Cタイプでは30 kHz、Bタイプの大半は300 kHzという条件で測定された。300 kHzのビームレートでの測定はDAQが機能しなかったため、データが取れていない。図4.11に典型的なスピル構造を示す。

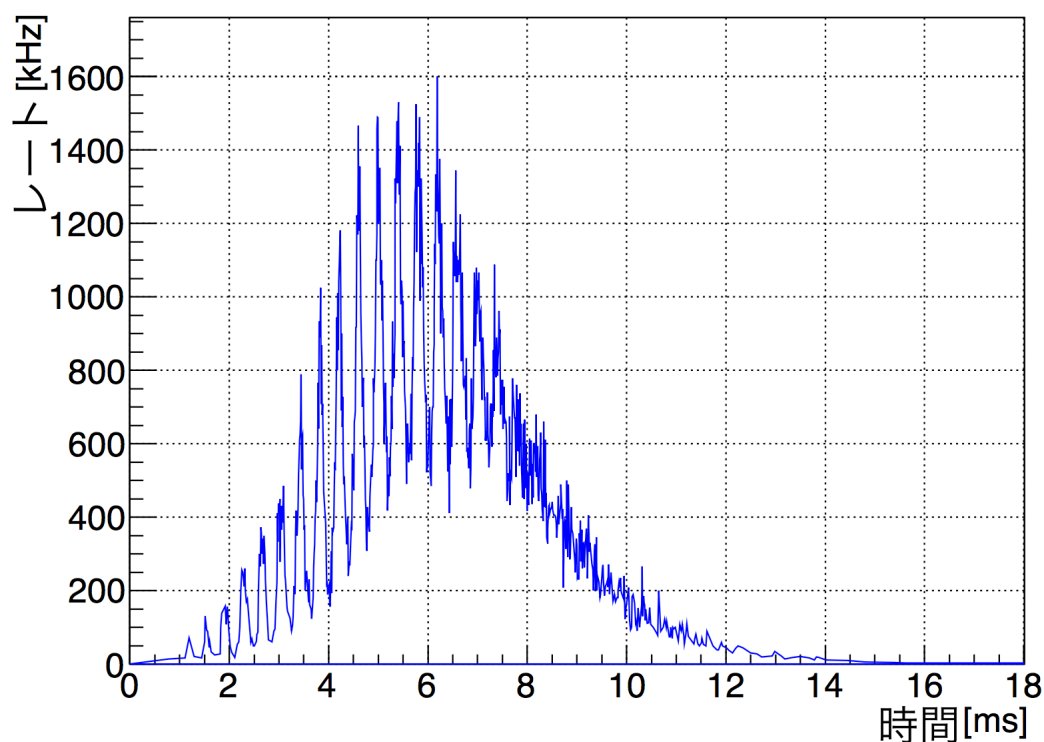


図 4.11: 電子ビームのスピル構造 [36]

Cタイプの入射角  $10^\circ$ 、 $15^\circ$  の測定においては、スピル中の高レート成分により光電子増倍管の増幅の線形性が保たれなくなり、積分値の低い集団が出現している (図 4.12)。そのため、各測定点に対して、トリガーレートによるカットをかけ、各測定が同等のビームレートになるような十分に低レート条件で測定されたイベントのみを選び解析を行った。トリガーによるカット条件に関しては、カットするトリガーレートを 10 Hz ごとに変化させていった際に、積分値の中心値の変化が 5% 以下になるようなトリガーレートを選んだ。その結果 200 Hz のトリガーレートでカットをかけた。図 4.12 の青いヒストグラムと、トリガーレート 200 Hz でカットをかけた結果であるマゼンタのヒストグラムを比較すると、トリガーレートでカットをかけることにより、ゲイン低下がみられる前の集団が残ることが分かる。このレート依存性に関しては 8 章で詳しく述べる。

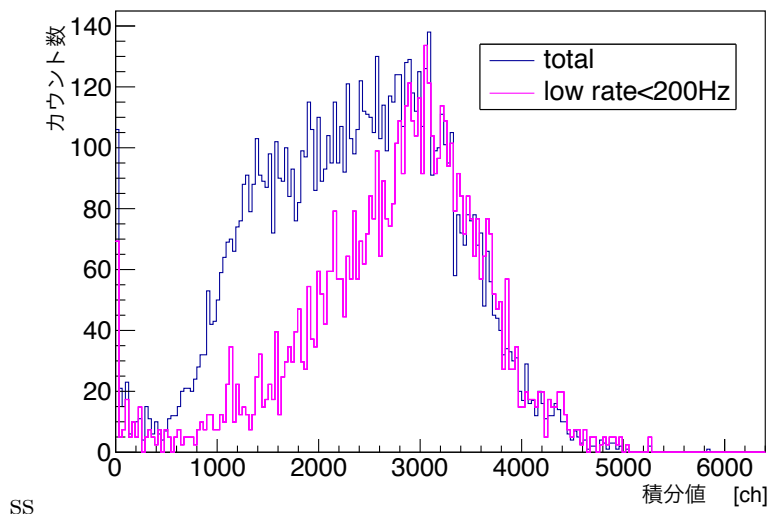


図 4.12: ビームの高レート成分による増幅率の低下の影響。青が 30 kHz のビームレートで測定した全体のデータ、マゼンタがトリガーレート 200 Hz でカットをかけた結果である。

#### 4.3.5 電子に対する検出光量の入射位置・角度依存性

各測定点において測定を行なった結果、各ブロックタイプの鉛ガラスにおいて次のようなカロリメータの検出光量の入射位置・角度依存性が得られた。

図 4.13 は A タイプのブロックの中心 (入射位置  $x = 80$  mm) にビームを当てた際の  $15^\circ$  から  $-15^\circ$  までの入射角依存性である。この結果からは検出される光量が単に電子が鉛ガラスを通過した距離によるのではなく、それ以上に集光率の角度依存性が大きいことが確認された。E16 実験において 1 つの鉛ガラスブロックに見込まれている粒子の入射角度の幅は  $5^\circ$  程度である。このことから、1 セグメントあたりの検出光量に対する角度依存性は 3% 程度であることが明らかになった。

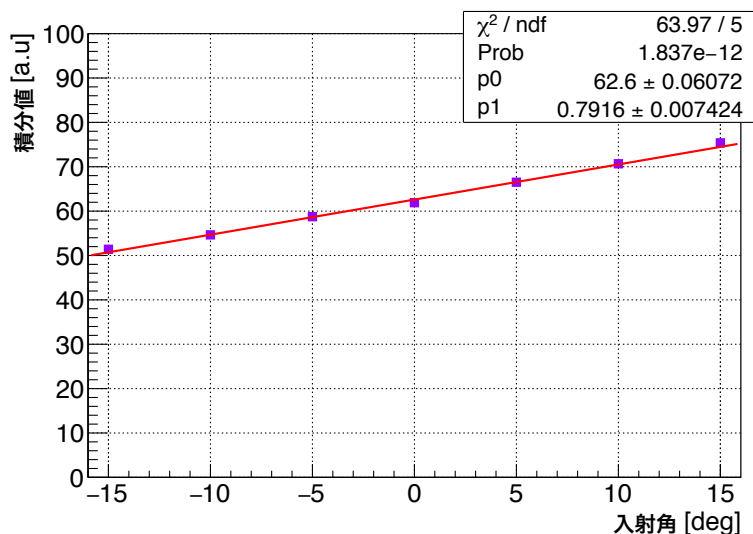


図 4.13:  $x=80\text{mm}$  における電子に対する検出光量の入射角依存性

この結果からカロリメータの電子に対する応答の入射角  $\theta$  依存性  $G(\theta)$  は

$$G(\theta) = a_1\theta + a_2 \quad (4.1)$$

のように表すことができる。 $\theta$  は  $-15^\circ$  から  $15^\circ$  までの角度であり、ここでのパラメータは以下の通りである。

$$a_1 = 0.791 \pm 0.007$$

$$a_2 = 62.60 \pm 0.060$$

一方で、ビームの入射位置依存性を各ブロックタイプについて測定したところ図 4.14 のようになった。最も測定点の多い C タイプのブロックでの測定を見て考えると、 $x=150$  から  $155\text{ mm}$  の間で急激に検出光量が落ちていることが分かる。これは鉛ガラスブロックの端でシャワーが鉛ガラスの外に漏れてしまっていることが原因であると考えられ、ブロックの端からの距離が  $10\text{ mm}$  以下の領域では光量の低下が大きいことが分かった。逆に  $x=10\text{ mm}$  付近においては A タイプの測定から光電面に近い位置においては集光率が高く、検出光量が多くなることが予想される。これらの結果より、1 セグメント全体を考えた際には入射角度依存性に比べ入射位置依存性が大きいということが見て取れる。また、今回取得した各測定点のデータを図 4.13 の角度依存性を元に補正し、ブロック端との位置関係も揃えてプロットすると図 4.15 のようになる。



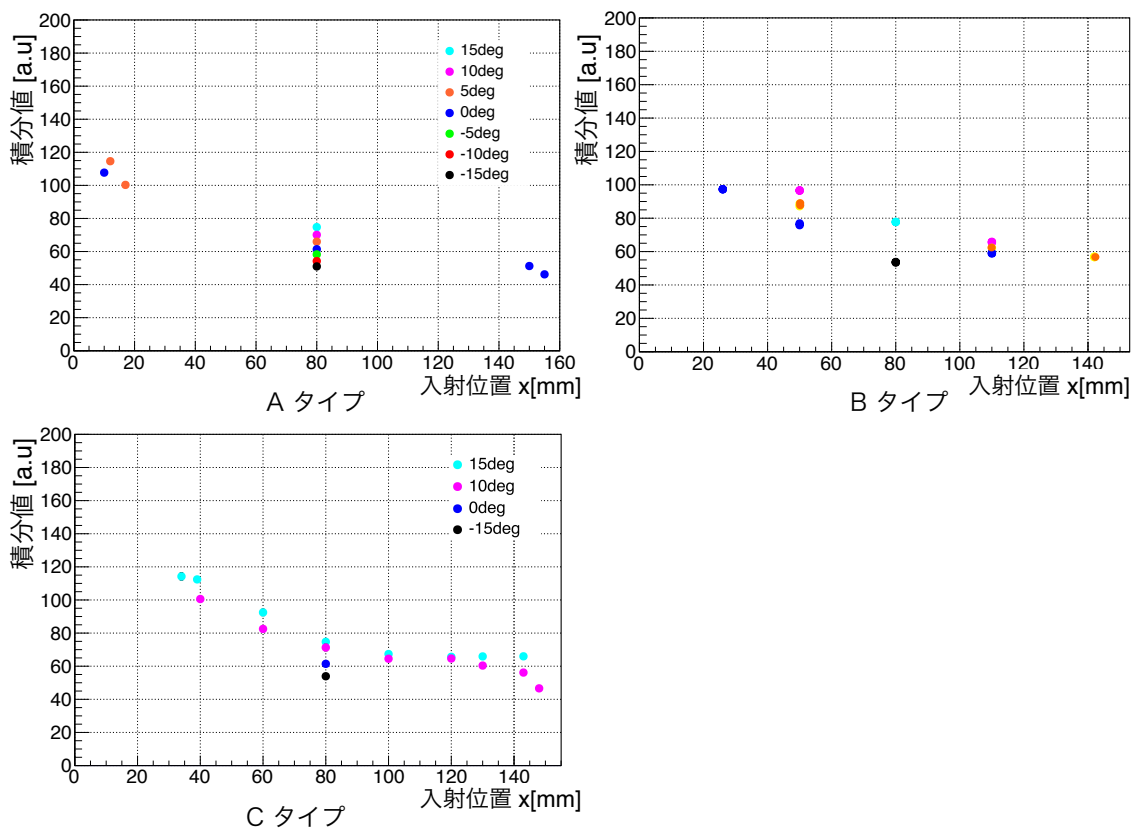


図 4.14: 各タイプのブロックにおける電子に対する検出光量の入射位置依存性

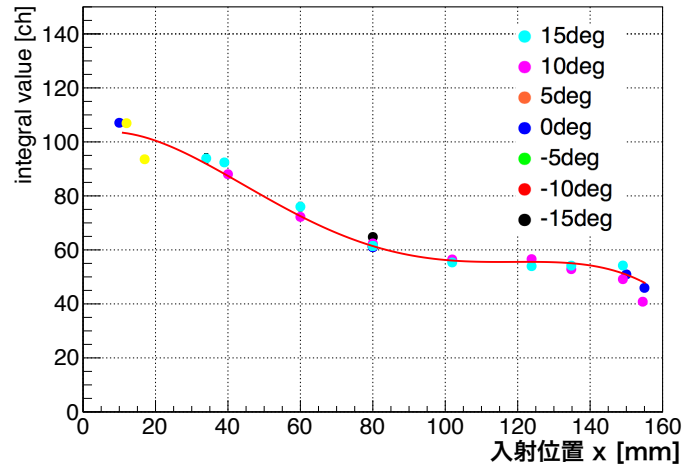


図 4.15: 角度依存性を補正した際のカロリメータの検出光量の入射位置依存性

いずれの入射角度においても  $x=80\text{mm}$  における角度依存性を利用して補正を行うことで、約 10% の範囲で 1 つの曲線に乗ることが分かった。異なるブロック間の測定にはカロリメータをアラインし直すことにより系統誤差が 12% 程度存在するため、各測定点は系統誤差の範囲内で 1 つの曲線に乗る。これにより、電子に対する検出光量の入射位置依存性の振る舞いはブロックの形状や粒子の入射角度によらないということが明らかになった。さらに、この入射位置依存性を考慮することで、位置  $x$  mm に角度  $\theta^\circ$  で入射した電子に対するカロリメータの応答  $F(x, \theta)$  は、

$$F(x, \theta) \propto (b_1 x^4 + b_2 x^3 + b_3 x^2 + b_4 x + b_5)(a_1 \theta + a_2) \quad (4.2)$$

と求められた。ここで各パラメータは

$$\begin{aligned} b_1 &= -9.29 \times 10^{-7} \pm 0.31 \times 10^{-7} \\ b_2 &= 3.04 \times 10^{-4} \pm 0.11 \times 10^{-4} \\ b_3 &= -0.0294 \pm 0.0014 \\ b_4 &= 0.378 \pm 0.063 \\ b_5 &= 102.42 \pm 0.69 \\ a_1 &= 0.7916 \pm 0.0074 \\ a_2 &= 62.500 \pm 0.061 \end{aligned}$$

である。このように取得した関数を元に、実際に E16 実験で使用する際には粒子のトラッキングの情報を利用してカロリメータの信号にオフライン補正を加え、適宜入射条件の依存性を補正することが可能になった。

## 第5章 $\pi$ 中間子を用いた性能評価

### 5.1 $\pi$ 中間子ビームを用いたテスト実験

#### 5.1.1 目的

鉛ガラスカロリメータにおいて、電子識別を行う上で問題になるのは高エネルギーのハドロンを電子として誤認してしまうことである。先の電子を用いたテスト実験の結果と合わせて、E16 実験において重要となる  $\pi$  中間子棄却率の評価を行うためにカロリメータの  $\pi$  中間子に対する応答を調べた。

また、前章での電子に対する光量の測定結果より、カロリメータの応答は入射位置依存性が大きく、トラッキングによって得られるカロリメータへの粒子の入射位置・角度の情報を元に補正を行う必要があることが分かった。そのために  $\pi$  中間子に対する応答の入射位置・角度依存性に関しても詳細に調べた。

#### 5.1.2 J-PARC K1.8 ビームライン

$\pi$  中間子ビームを用いたテスト実験を J-PARC K1.8 ビームラインにおいて 2017 年 4 月-7 月の期間に行った。

K1.8 ビームライン (図 5.1) はハドロン実験施設ハドロンホール北側エリアにある二次粒子ビームラインで、最大運動量  $2 \text{ GeV}/c$  のビームを輸送することができる。二次粒子生成標的 (T1) によって生成された粒子は二段の静電セパレータ (ESS1,2) および中間像スリット (IFS)、マススリット (MS1,2) によって粒子の速度  $\beta$  が選別され、 $K^\pm$  中間子や  $\pi^\pm$  中間子をビームとして取り出すことができる。今回の実験は主として加速器のビームパワー  $38 \text{ kW}$  の下で表 5.1 のようなスリット設定でビームを用い、ビーム運動量約  $1.8 \text{ GeV}/c$  で  $K^-$  中間子約  $250 \text{ kHz/spill}$ 、 $\pi^-$  中間子約  $60 \text{ kHz/spill}$  (1spill は約 2 秒) の条件下で行なった。ビーム中の  $\pi$  中間子の平均運動量は  $1.78 \pm 0.03 \text{ GeV}/c$  であった [39]。ビームラインには電子や  $\mu$  粒子と  $\pi$  中間子を分ける機能がないため、 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow ee$  や  $K \rightarrow \mu\nu_\mu$  などの反応で生じた電子や  $\mu$  粒子がビーム中に混入していることが知られている [38]。5.3 節でビーム中に混入した電子、 $\mu$  粒子の割合について議論する。2017 年 5 月にはメインリングのビーム取り出し部の故障により 1ヶ月弱ビームが停止していたが、その前後合わせて 1ヶ月強の間、6 時間ごとにビームの入射位置・角度のセットアップを変更し  $\pi$  中間子に対する応答を測定した。また、運動量  $1.4 \text{ GeV}/c$  の  $\pi^+$  中間子に調整されたビームによる試験も併せて行い、混入していた運動量  $1.4 \text{ GeV}/c$  の電子を用いた評価も行った。

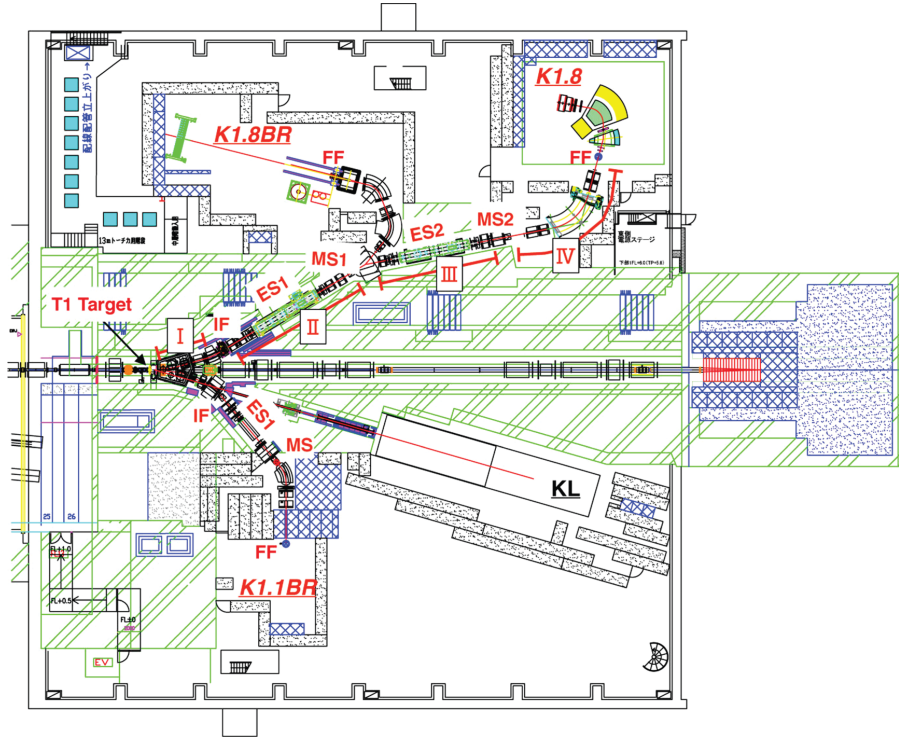


図 5.1: ハドロン実験施設 K1.8 ビームラインの概要 [37]

スリット	設定値 (スリット幅)
IFH	+110mm , -110mm (220mm)
IFV	+2.7mm, +0.5mm (2.2mm)
MOM	+180mm , -180mm (360mm)
MS1	0.93mm , -0.93mm (1.86mm)
MS2	0.93mm , -0.93mm ( 1.86mm)

表 5.1: ビームラインのスリットの設定値

### 5.1.3 セットアップ

K1.8 ビームライン上の検出器とスペクトロメータを図 5.2 に示す。カロリメータは同時に行われた物理実験の実験標的 (図 5.2 中の Diamond Target で示される位置) の約 5 m 下流に配置した。カロリメータに対するビーム入射位置・角度に関しては電子ビームで測定した時と同様に回転台の上にカロリメータをのせ、台をスライドおよび回転させることで、ビーム入射位置・角度の変更を行った。今回は A タイプの鉛ガラスブロックのみを使用し測定している。測定点としては  $x=5, 25, 10, 12, 15, 23, 35, 48, 60, 80, 100, 120, 140, 150$  mm、入射角  $\theta$  を  $-15^\circ, -10^\circ, -5^\circ, 0^\circ, 5^\circ, 10^\circ, 15^\circ$  を用いた。位置の決定精度は検出器のアラインの誤差として 3 mm と見積も

られ、一方、角度の精度としては 10 mm 四方のシンチレータである S1 と S2 の位置関係によって決定しており  $\pm 0.7^\circ$  と見積もられる。

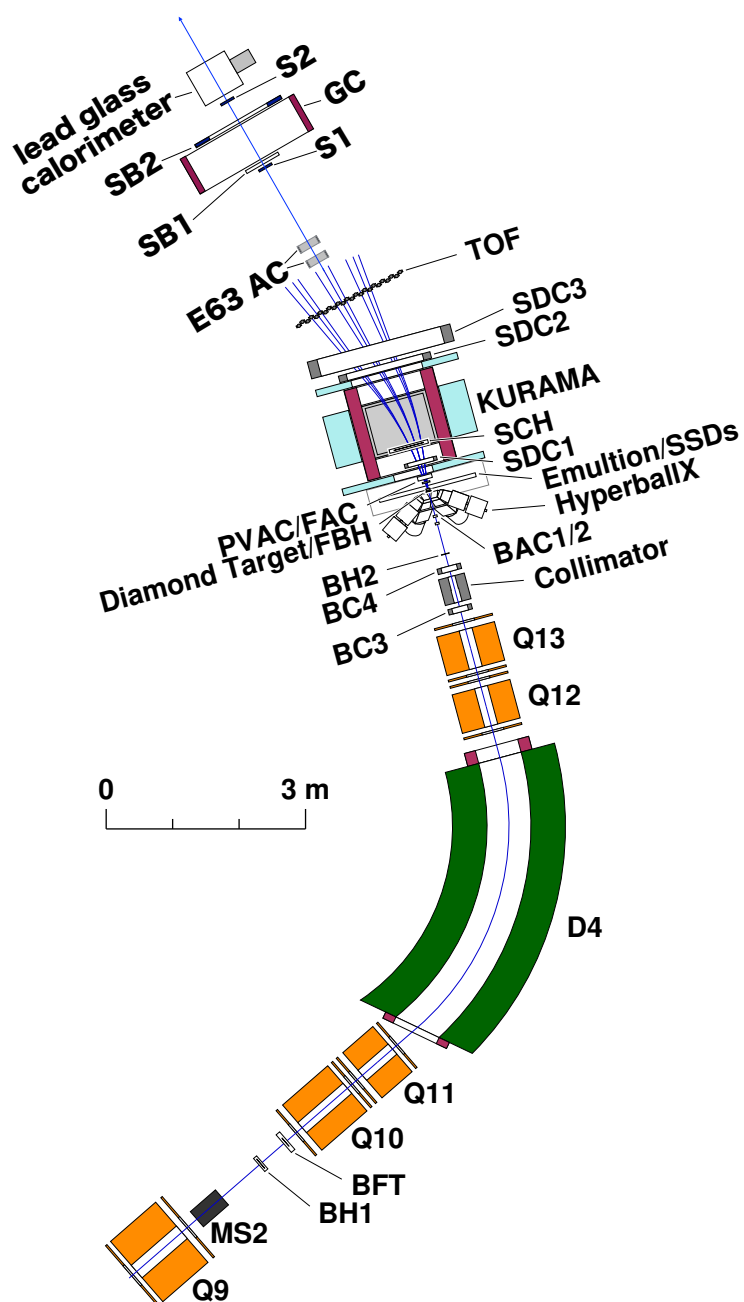


図 5.2: K1.8 ビームラインでの実験のセットアップ [39]

- KURAMA 電磁石

KURAMA 電磁石は粒子の運動量を測定するための二重極常伝導電磁石である。0.2 sr という広いアクセプタンスを持ち、最大で 0.71T の磁場を印加できる。

- エアロジェル検出器 (BAC、E63AC)

ビームライン上にはBACとPVAC、E63ACの3つのエアロジェル検出器がある。BACとPVACはKURAMA電磁石の上流に設置され、それぞれ1.03、1.164の屈折率を持ち、K中間子と $\pi$ 中間子、K中間子と陽子を識別する役割を担っている。E63ACは同時に行われた検出器の試験において使用された検出器で屈折率1.03をもち、K中間子と $\pi$ 中間子の識別を目的としている。E63ACはKURAMA電磁石の下流に設置したカロリメータより1.5 m程度上流に設置されている。本測定では以上のエアロジェル検出器のうち、BACとE63ACをK中間子と $\pi$ 中間子を識別する為に使用した。これらのエアロジェル検出器を用いることにより運動量約1.8 GeV/cのK中間子と $\pi$ 中間子を識別可能である。

- ガスチェレンコフ検出器 (GC)

過去にJ-PARCで行われたE19実験の際に開発されたガスチェレンコフ検出器(図5.3)を使用した。電子と $\pi$ 中間子を識別する目的で使用した。イソブタンガスを充填しており、圧力に関しては基本は1.5気圧(屈折率1.0020)で測定を行なった。この時の電子の検出効率は99.7%以上である[41]。ビーム中の粒子構成を調べるため、2気圧から1気圧の間でも圧力を変えながらの測定も行なった。

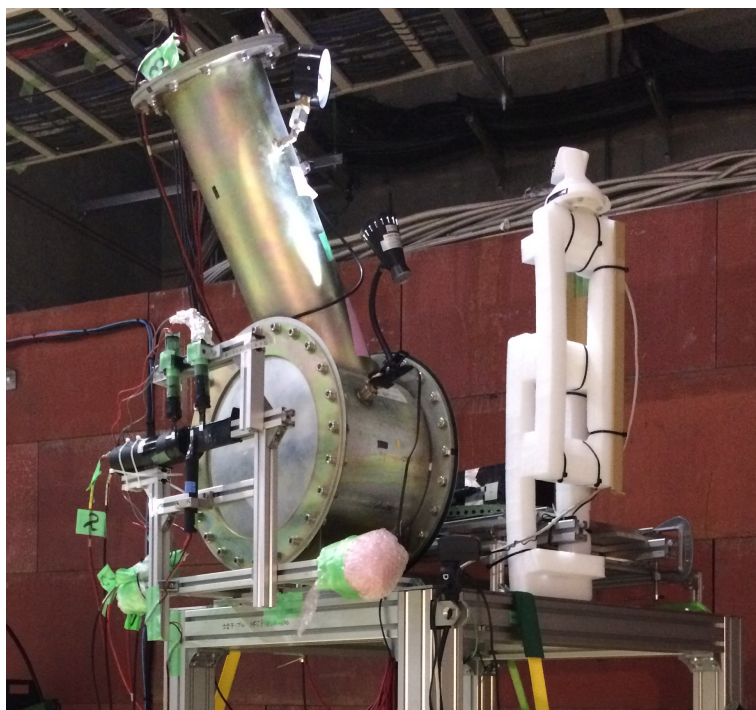


図 5.3: ガスチェレンコフ検出器 (GC)

- ホドスコープ

Fiber Hodoscope(FBH)、Charge Hodoscope(CH)、Time Of Flight detector(TOF)の検出器のヒット情報から1.8GeV/cの運動量を持つ負電荷の粒子であることを識別する。これらはシンチレーション型の検出器である。信号処理の論理構成としては、この3つのホドスコープの各セグメントの信号の対応関係を要求し、その組み合わせ

が約  $1.8 \pm 0.025$  GeV/c の運動量を持つビーム軌道に相当する際のみロジック信号を出すようになっている。今後この信号をビームマトリックス信号と呼ぶ。

- シンチレータ

SB1、SB2 はそれぞれ  $100 \times 50$  mm、 $300 \times 250$  mm 程度の大きなプラスチックシンチレータで、S1、S2 は  $10 \times 10$  mm のプラスチックシンチレータである。S1 は GC の直前に配置し、S2 は鉛ガラスカロリメータの直前に配置した。この二つのシンチレータの間の距離は約 630 mm であった。ビームの入射位置・角度を S1、S2 で決定した。SB1、SB2 は GC のアクセプタンスを覆うように GC の前後に配置し、粒子が GC を通過したことを保証するために用いた。

#### 5.1.4 データ取得およびトリガー条件

表 5.2 にビームライン上のシンチレータとそれらの組み合わせのコインシデンスの典型的なレートを示す。今回の測定において、DRS4 モジュールを用いて  $1 \mu\text{s}$  の時間

要求したヒット情報	Hz/spill
SB1	16262
SB2	87761
SB1 $\times$ SB2	15595
S1	555
S2	587
SB1 $\times$ SB2 $\times$ S1	335
SB1 $\times$ SB2 $\times$ S2	511
SB1 $\times$ SB2 $\times$ S1 $\times$ S2	129
SB1 $\times$ SB2 $\times$ S1 $\times$ AC	61

表 5.2: ビームライン上のシンチレータとそれらのコインシデンスの典型的なレート。1 spill は約 2 秒である。

幅で波形取得を行ったため、600 Hz 以上のトリガー要求がなされると DAQ の効率が悪化することが想定された。したがって、S1 をトリガーに加え、DAQ の効率を悪化させない範囲で最もバイアスをかけないと考えられる S1 と SB1、SB2 のコインシデンスをトリガーとして主に使用した。この時の DAQ 効率は典型的には 90% 程度であった。DAQ システムの概要を図 5.4 に示す。

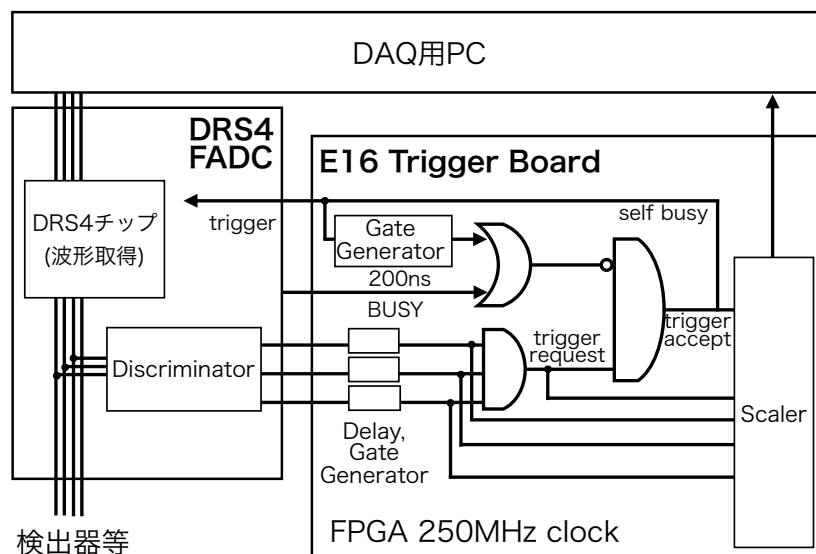


図 5.4: DAQ システムの概要図

トリガーのロジックは E16 用 Trigger Board 上の FPGA を使用して S1 と SB1、SB2 の信号の AND を取って作成した。直前のトリガーをアクセプトした際に 200 ns の時間幅の信号を作成し、これと DRS4 モジュールからの BUSY 信号の OR を veto として使用した。DRS4 モジュールで取得した 1 イベントの波形データを DAQ 用パソコンに転送するために約 200 ns の時間を要していたため、この間 DRS4 モジュールはトリガーを受けることができない。したがって、200 ns の時間幅を self veto として追加する必要があった。データの取得に関しては SB1、SB2、GC、S1、S2、BAC、E63AC、ビームマトリックス信号、鉛ガラスカロリメータの計 9 信号に対して DRS4 モジュールで波形取得を行なった。BAC、E63AC、ビームマトリックス信号に関しては、コインシデンスを取るなど処理を行なった後にロジック信号の形で DRS4 モジュールに信号を入力した。

## 5.2 波形解析の手法

### 5.2.1 積分のアルゴリズム

DRS4 モジュールで取得したカロリメータの波形は図 5.5 のようになった。



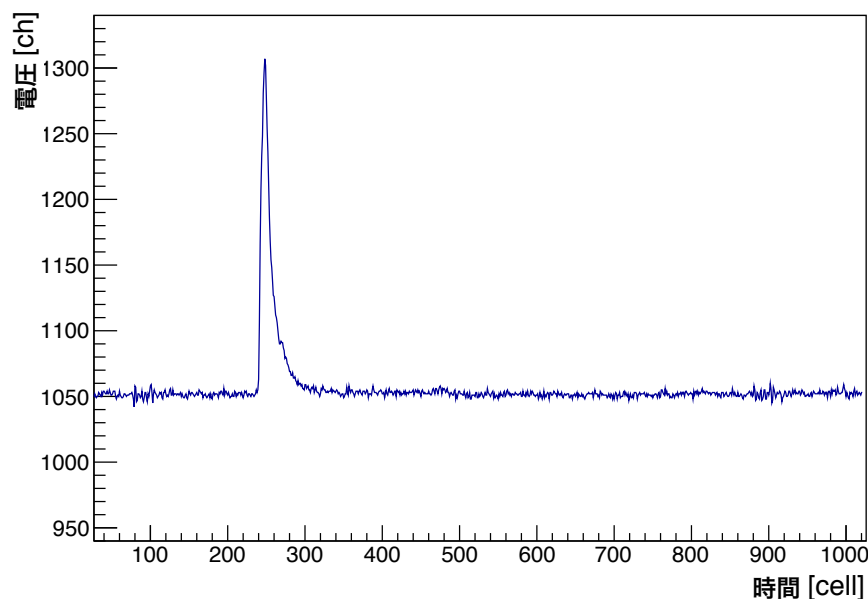


図 5.5:  $\pi$  中間子に対するカロリメータの典型的な波形

この波形を積分することで積分値を光電子増倍管が検出した光量を反映する量として取り扱った。積分のアルゴリズムを以下に示す。

### 1. 波高、波高位置の決定

トリガーがかかってからカロリメータの波形を DRS4 モジュールにより取得する時間差を考慮すると、波形取得した際に [210,310] セルの範囲にカロリメータの信号が来ることが期待される。まず、この範囲内で電圧の高いセルを高いものから順に 10 個抽出し、次項に述べるノイズ棄却のアルゴリズムを適用した。その結果、シグナルであると判断されたもののうち最も電圧の高いセルをピーク位置とし、最高電圧を信号の波高として取り扱った。

### 2. ベースラインの決定

ピーク位置の 10 セル (約 10 ns) 以前の領域で取得された波形を定数でフィットすることによりベースラインを決定した。また、DRS4 モジュール起因のノイズのない領域における波形の時間変動は、5 ch 以下であることが確認されている。ノイズがない状態であっても取得した波形は約 2 mV 以下の幅で揺らいでいることが確認されている。DRS4 モジュール起因のノイズを、前章と同様に自分と 1 つ手前のセルとの間で高さが 5 ch 以上異なるセルはノイズと判定してベースラインを決めるフィットの要素から外し、ノイズがベースラインに影響を与えないようにした。

### 3. 積分の開始

シグナルのない領域での波形の高さ方向の揺らぎ幅は 5 ch 程度であり、この揺らぎ以上の電圧の波形を取得して初めて信号であると識別できる。また、通常ノイズは 1 セルにだけ現れるが、光電子増倍管からの信号の典型的な幅は 30 セ

ル程度に分布する。したがって、ベースラインより6 ch以上高い波高が連続して4セル以上連続して現れた際に、その最初の1セルを信号の立ち上がりとして捉え、積分を開始する。

#### 4. 積分の終了

信号とベースラインの電圧の差が5 ch以下になった時が信号が完全に立ち下がった時であると考え、ベースラインとの電位差が5 ch以下である状態が3セル継続した際に積分を終了する。偶然の波形の揺らぎにより積分が終了してしまうことを防ぐために、この条件を課している。ベースラインとの電位差が5 ch以下である状態が3セル継続することを終了の条件として要求している。また、この条件が満たされない場合でも、積分範囲が典型的な信号幅30セルよりも十分広い70セルを超えた場合には積分を終了する。

### 5.2.2 典型的なノイズ

取得した波形には図5.6に見られるような3種類のノイズが見られた。①.の型のノイズについては原因はよく分かっていないが、波高約25 mVで2 nsに渡って生じている。これは全体の4.8%程度のイベントに見られる。②.の型のノイズはDRS4モジュールのセル間のオフセット補正を行う機構のバグによるものであることが分かっており、波高は高い方のピークで40 mV程度である。また、10nsの間に2つピークが見られる。これは全体の8.4%のイベントにみられる。③.の型のノイズは仕様上直前のトリガーによって波形を取得した際に読み出さなかったセルにオフセットが乗ってしまうために発生するものであり、波高は数mV程度で幅は様々であるが、数nsから20 ns程度に渡って生じる。これは全体の4.2%のイベントに見られるが、原理的には発生する時刻が特定できるため除くことができる。

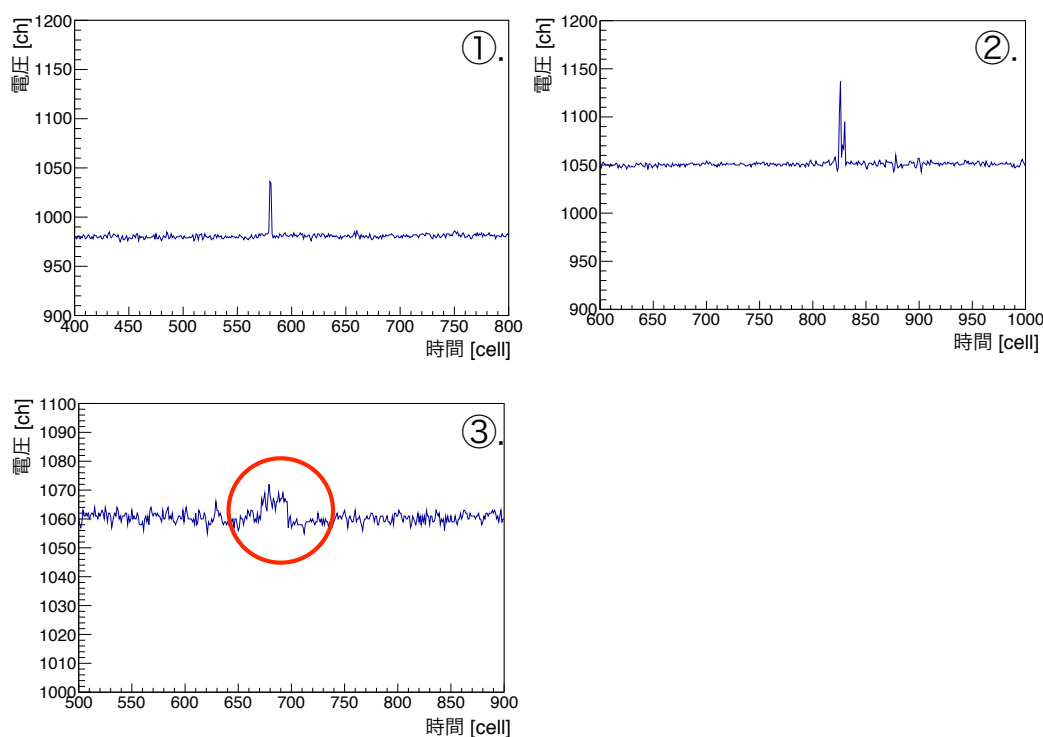


図 5.6: 取得した波形に見られた典型的なノイズ

これらのノイズの波高は検出器全般の信号の波高である 100 mV から 300 mV 程度と比較すると十分小さく、また、時間幅は光電子増倍管からの信号数十 ns 程度に比べて十分短いといえる。そのため、カロリメータやシンチレータの波形の積分を考える上ではこのようなノイズの影響はほぼ無視して良い。しかしながら、GC はチェレンコフ型の検出器で光量が少ないため、GC を用いてビーム中の粒子の割合を見積もる上では、GC からのシグナルが来ていないのに来たと誤認する可能性があり、数を誤る原因となりうる。そこで、波形解析時にノイズを落とすアルゴリズムを考案した。

### 5.2.3 ノイズ除去の手法

図 5.6 の①. と②. の型のノイズは常に同じパターンの波形を持つこと、ピーク以降の積分値が小さいことに着目して、除去する。図 5.7 は GC の波形のピーク位置以降の積分値を波高で割ったものの分布を示している。

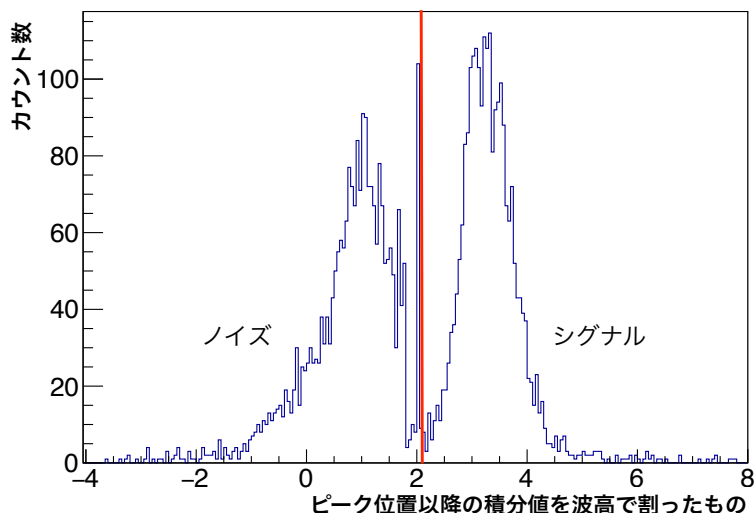


図 5.7: GC の波形のピーク位置以降の積分値を波高で割ったものの分布

2000 イベントを1 イベントごとに目視したところ、図中の赤線の左側がシグナル、右側がノイズの集団であることが分かったので、この値が2.1以下であればノイズであるという判定を行うことにした。また、③. のノイズに関してはピーク付近が平らであることに着目して除去を行なった。

図 5.8 に以上のアルゴリズムを適用する前後の GC の波形積分値の分布を示す。赤の分布がアルゴリズム適用前で、青の分布が適用後である。赤ではノイズの影響によりペDESTAL付近に不自然に立つピークが見られるが、適用後はこれを0.6%以下に抑えることができた。信号をノイズであると誤認する確率は0.1%以下である。

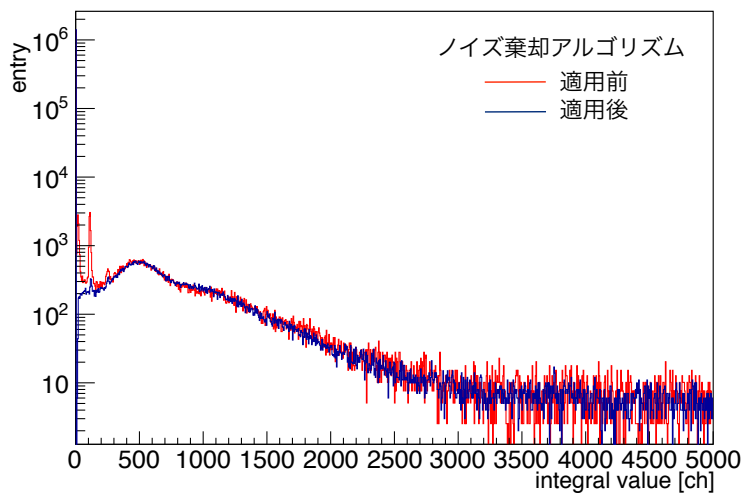


図 5.8: ノイズ棄却前後の GC の積分値の分布の変化

このアルゴリズムを使用して次のように信号とノイズの識別を行なった。まず、信号が来ると想定されるセルの範囲の中で周囲より電位の高いセル(=ピーク)を10個

探す。電位の高いものから順に上に述べたノイズ除去のアルゴリズムを適応し信号かノイズかの判定を行い、これを信号が検出されるまで繰り返す。信号が見つければ積分を行い、いずれの候補も信号でないと判定されれば積分は0を返すこととした。

## 5.3 ビーム粒子解析

測定においてはビーム粒子としてK中間子に最適化されたビームライン設定になっていたため、 $K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ などの崩壊によりビーム中に $\mu$ 粒子が混入している。また、 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow ee$ 反応チェーンにより電子も混入していることが予想されるため、ビーム中の粒子の内訳を調べた。

### 5.3.1 ビーム粒子解析用のセットアップ

運動量  $1.8 \text{ GeV}/c$  のビーム中に含まれる電子の割合を見積もるために図 5.9 に示すようなセットアップを用いた。

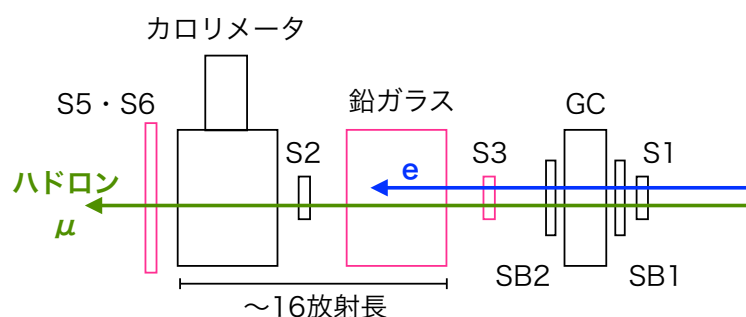


図 5.9: ビーム中の電子混入を見積もるための実験セットアップ。マゼンタで書かれた検出器が追加されている。S1~S6, SB1, SB2 はプラスチックシンチレータである。

カロリメータの前に鉛ガラスのブロックを1個追加し、カロリメータの背後に突き抜けを見るためにカロリメータと同じ大きさを覆うプラスチックシンチレータ2台(S5, S6)を追加している。16放射長に対応する鉛ガラス2ブロック(合計270 mm厚)に対して電子は鉛ガラスの後方までは突き抜けず、ハドロンと $\mu$ 粒子は突き抜けるため、突き抜けなかったものに対する検出器の応答を調べることで電子の混入率を調べた。

さらに、Geant4[43]を用いたモンテカルロシミュレーションを用い、270 mm厚の鉛ガラスに対して運動量約  $1.8 \text{ GeV}/c$  の粒子が突き抜ける割合を見積もった。

### 5.3.2 ビーム中の電子

GCの圧力を2気圧に設定し測定を行なった。GCに入射した全イベントに対するGCの光量分布と、鉛ガラス2ブロックを通過したイベントのGCの光量の分布を比較

すると図5.10のようになる。各ヒストグラムはエントリー数で規格化している。GCのヒットとしてみなせる積分値200 ch以降のイベント数の両者の差が電子による成分であると考え、電子の混入率を見積もると  $0.27 \pm 0.39\%$  と評価された。この時、GC内にはイソブタンを2気圧で封入しており、検出効率は99.8%以上であることが過去の実験で0.5光子に閾値を設けた場合に確認されている [41]。200ch という積分値は0.3光子に相当し、上記の検出効率を得る閾値よりも十分に小さい。したがってGCの検出効率が混入率の見積もりに与える影響は0.2%以下である。

この手法の妥当性を確認するため、Geant4を用いたモンテカルロシミュレーションを行なった。  $6 \times 10^6$  のイベントに対して、突き抜けた電子は観測されず、 $\mu$ 粒子は全て突き抜けた。一方、 $\pi$ 中間子に関しては35%が突き抜け、65%が原子核反応を起こすことが分かった。このシミュレーションの結果から、上記の測定により求められたビーム中の電子の割合に関しては、鉛ガラスを突き抜けなかったイベントの中には鉛ガラス中で原子核反応を起こした $\pi$ 中間子なども含まれていると考えられる。したがって、ここで求めたビーム中の電子の混入率は上限値であると考えられる。

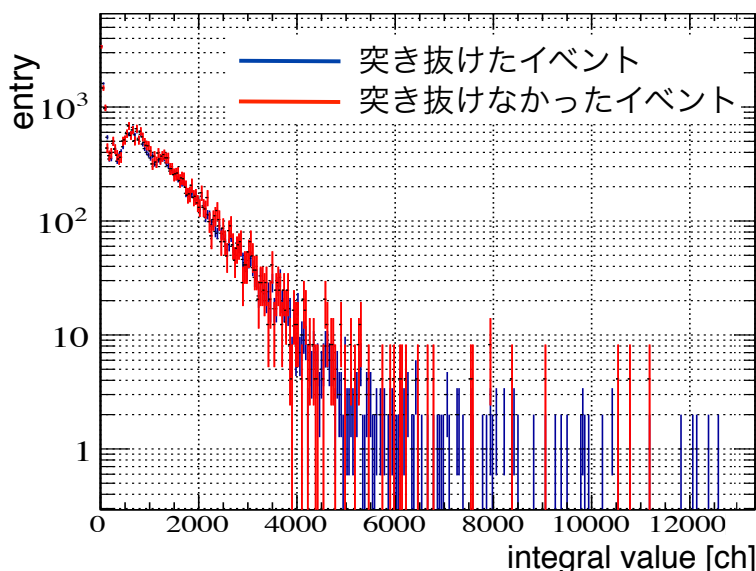


図 5.10: 鉛ガラス2ブロックを通過したイベントと通過しなかったイベントに対するGCの応答

### 5.3.3 ビーム中の $\mu$ 粒子

K中間子の崩壊地点や粒子の輸送を考えるとビームに混入する $\mu$ 粒子の数の定量的な議論は難しく、また、 $\pi$ 中間子の質量に近い $\mu$ 粒子の確実な検出は簡単ではない。しかしながらGCのガス圧を変えることでビーム中の $\mu$ 粒子の割合について知ることが可能である。GCにイソブタンを1.5気圧(気温22.4°C、屈折率1.0020)、1.06気圧(気温25.1°C、屈折率1.0014)で封入した場合の応答を調べ、評価を行なった。以降の解析にはビームマトリクス信号と、KURAMA電磁石の上流に位置しているBACのヒットがあることを要求しており、運動量に関しては  $1.78 \pm 0.03 \text{ GeV}/c$  に制限され

ている。表 5.3 に運動量 1.8 GeV/c の各粒子の速さ  $\beta$  とチェレンコフ放射の閾値となる屈折率  $n_{\text{thr}}$  を示す。これにより、GC 内の 1.5 気圧のイソブタン中では  $\pi$  中間子は光らず、 $\mu$  粒子と電子がチェレンコフ光を出すことは明らかである。また、1.06 気圧のイソブタン中では  $\pi$  中間子、 $\mu$  中間子はチェレンコフ光を出さず、電子だけがチェレンコフ光を出す。1.5 気圧でイソブタンを封入した時の GC の応答を図 5.11 に示す。上流の BAC、E63AC にヒットがなく、K 中間子であると判定されたイベントのうち  $1.52 \pm 0.03\%$  は、GC の波形においてヒットがあった。ここでは、前項と同様に積分値 200ch のイベントをヒットがあったとして取り扱っている。このことからハドロンによるデルタ線により GC が信号を出す確率が 1.5% 程度であると見積もることができる。一方、上流の BAC、E63AC にヒットがある粒子としては  $\pi$  中間子、 $\mu$  粒子、電子が考えられ、これらのうちの  $39.3 \pm 0.3\%$  に対して GC がヒットを検出していた。電子の混入と  $\pi$  中間子によるデルタ線の影響を差し引くと、ビーム中の 38% は  $\mu$  粒子であると考えられる。

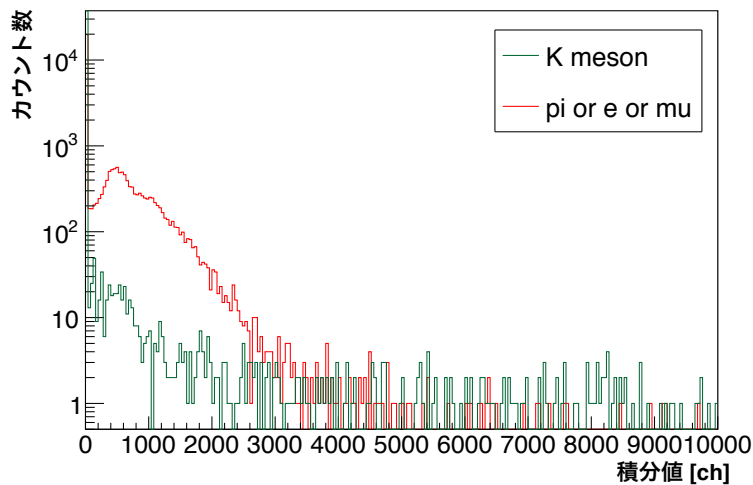


図 5.11: イソブタン 1.5 気圧封入時の GC の応答

粒子	$\beta$	$n_{\text{thr}}$
電子	0.99999	1.0000
$\mu$ 粒子	0.99830	1.0017
$\pi$ 中間子	0.99703	1.0030
K 中間子	0.96434	1.0370

表 5.3: 運動量 1.8 GeV/c の各粒子の速さ  $\beta$  と Cherenkov 放射の閾値となる屈折率  $n_{\text{thr}}$ .

以上の結果を確認するため、さらに 1.06 気圧でイソブタンを封入して測定を行なった。GC の応答を図 5.12 に示す。この場合は GC は  $\mu$  粒子およびハドロンに対して不感になることが考えられるが、測定の結果、上流の BAC、E63AC にヒットがなく、K 中間子であると判定された粒子と、BAC、E63AC にヒットがあり  $\pi$  中間子、 $\mu$  粒子、電子のいずれかであると判断された粒子に対して、GC にヒットが見られた割合はそ

それぞれ  $0.90 \pm 0.01\%$ 、 $1.54 \pm 0.03\%$ であった。電子の混入率は  $0.27\%$ であるので、 $\pi$ 中間子と  $\mu$ 粒子の  $1.27 \pm 0.42\%$ に関して GC にヒットがあったと見積もられる。この値は GC を  $1.5$  気圧で使用した時のデルタ線の割合と誤差の範囲で一致しており、 $\pi$ 中間子によるデルタ線であると考えられる。K 中間子と判定された粒子によるデルタ線の割合としては  $1.5$  気圧の場合と統計誤差の範囲では一致していないが、シンチレータの信号のアクシデンタルコインシデンスなどにより、K 中間子であると判定された粒子の一部が実際には GC の有感領域を通過しない可能性は数%程度あると考えられ、両者の数字は同程度であると考えて問題ない。以上のことから、ビームの約  $38\%$ が

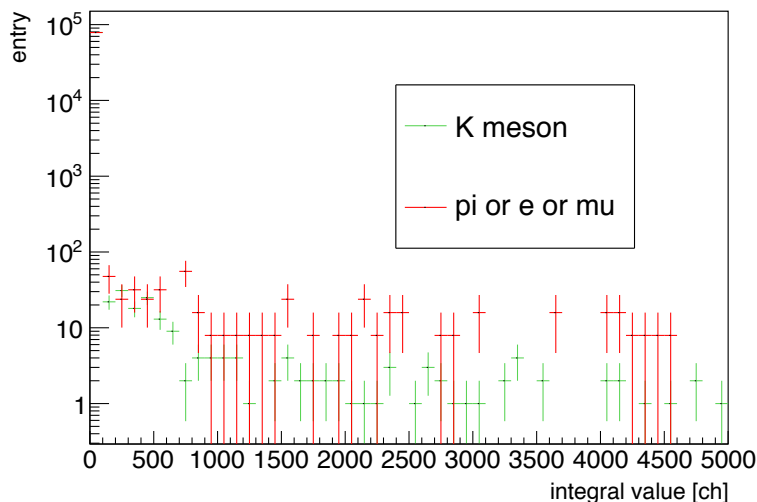


図 5.12: イソブタン  $1.06$  気圧封入時の GC の応答

$\mu$ 粒子であると考えられる。カロリメータの応答を調べる際には、本項と同様に GC にイソブタンを  $1.5$  気圧で封入しており、GC 内部の屈折率は運動量  $1.8 \text{ GeV}/c$  の  $\pi$ 中間子の閾値より小さく、 $\mu$ 粒子の閾値より大きくなるように調整している。GC にヒットがなかったイベントを選ぶことにより  $\mu$ 中間子はある程度棄却できるとして、GC にヒットのないイベントを  $\pi$ 中間子として解析を行なっている。しかしながら、イソブタンを  $1.5$  気圧で封入した GC 中で  $\mu$ 粒子が出す光子数は 1 個前後であり、 $\mu$ 粒子の検出効率は低く、 $\mu$ 粒子を  $\pi$ 中間子であると誤認する可能性がある。 $\pi$ 中間子と  $\mu$ 粒子の鉛ガラス中での反応は、双方とも電磁シャワーを起こさずチェレンコフ放射をする点は同じであるが、 $\pi$ 中間子は鉛ガラス中の原子核との核反応を起こす一方で  $\mu$ 粒子は起こさないという点で違いがある。この影響を見積もるため、純粋な  $\pi$ 中間子のイベントサンプルを用いてカロリメータの光量分布を評価した。 $\pi$ 中間子のイベントサンプルとして  $2$  気圧 (屈折率  $=1.0029$ ) でイソブタンを封入した場合のデータを使用した。 $2$  気圧でイソブタンを封入した GC 中では  $\mu$ 粒子は平均約 3 個程度の光子を出すと考えられ、この時の GC の  $\mu$ 粒子に対する検出効率は  $98\%$ である [41]。したがって、この時 GC にヒットがなかったイベントの  $99\%$ は  $\pi$ 中間子であると評価できる。このデータと測定時の標準設定である  $1.5$  気圧のガスを封入した GC で  $\pi$ 中間子を同定した場合のカロリメータの光量分布を比較した。その結果を図 5.13 に示す。測定は双方とも入射位置  $x = 80 \text{ mm}$ 、入射角  $0^\circ$ で行なっている。応答の分布の中心



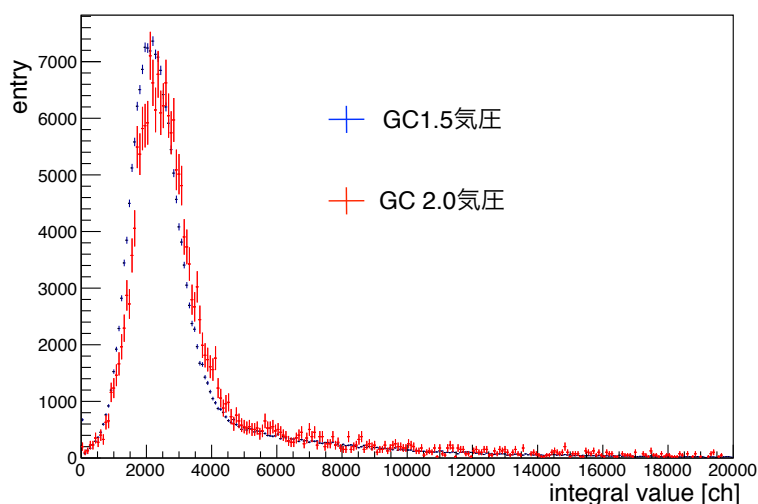


図 5.13: GC のガス圧が2気圧と1.5気圧を用いた測定でのカロリメータの応答の比較

値に有意な差は見られない。次章でこれらのデータを使用し $\pi$ 中間子棄却率を評価するにあたって、重要となるのは閾値を設定した際に、分布中でその閾値を超えるイベントの割合である。電子識別の閾値に対して、2気圧と1.5気圧のガス圧のGCを使用して粒子識別を行なった際の $\pi$ 中間子棄却率の差を評価すると、図5.14のようになった。電子を用いたビーム試験の結果から、電子識別の閾値は少なくとも4500 ch以上に設定すると想定されるため、測定において $\pi$ 中間子と誤認された $\mu$ 粒子が $\pi$ 中間子棄却率の評価に与える影響は3%未満であると評価できる。

## 5.4 結果

### 5.4.1 電子入射位置・角度依存性

$\pi$ 中間子に対するカロリメータの光量の分布を図5.15に示す。ここでは測定条件が中心( $x=80$  mm)、 $0^\circ$ 入射の場合を示している。積分値が高い方にテールを引いているが、これに関しては7章において考察する。また、この積分値と信号の波高の間には図5.16のような相関が見られ、波高と積分値の間には線形の関係があることが分かった。

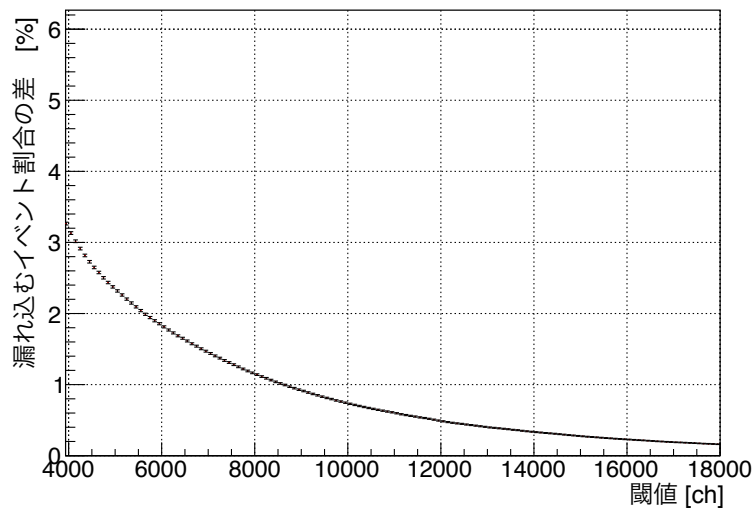


図 5.14: 2 気圧と 1.5 気圧のガス圧の GC をそれぞれ使用した場合に、カロリメータの応答に対して設定した電子識別の閾値を超えて漏れこむイベントの割合の差。ここでは 2 気圧の GC を使用した測定結果から 1.5 気圧の GC を使用した測定結果を差し引いている。

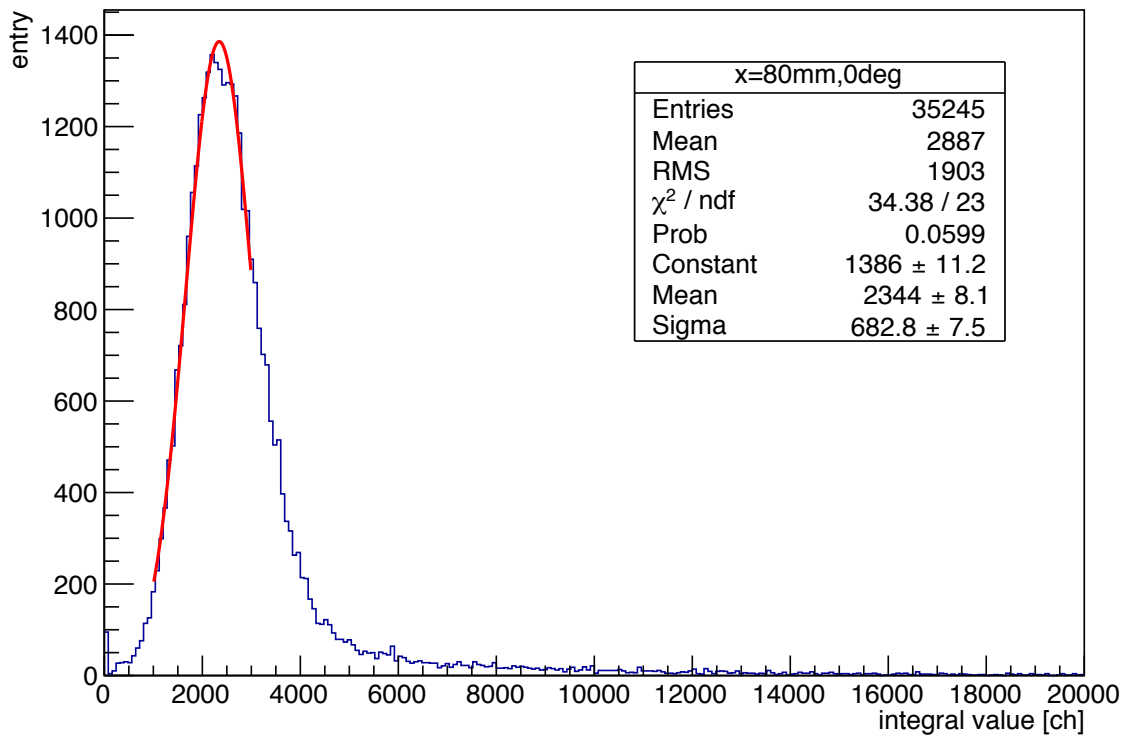
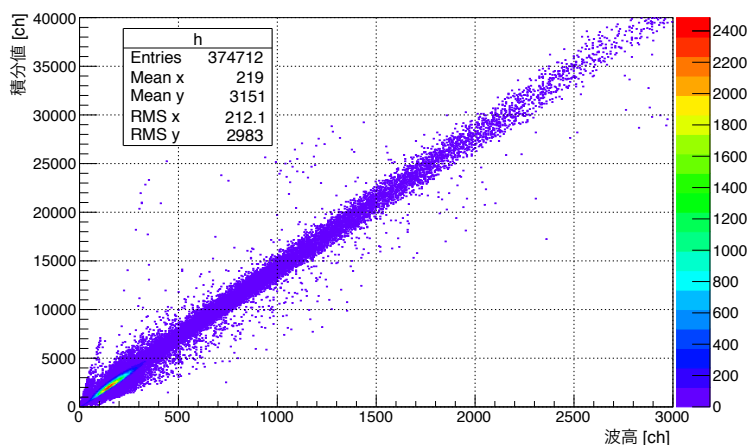
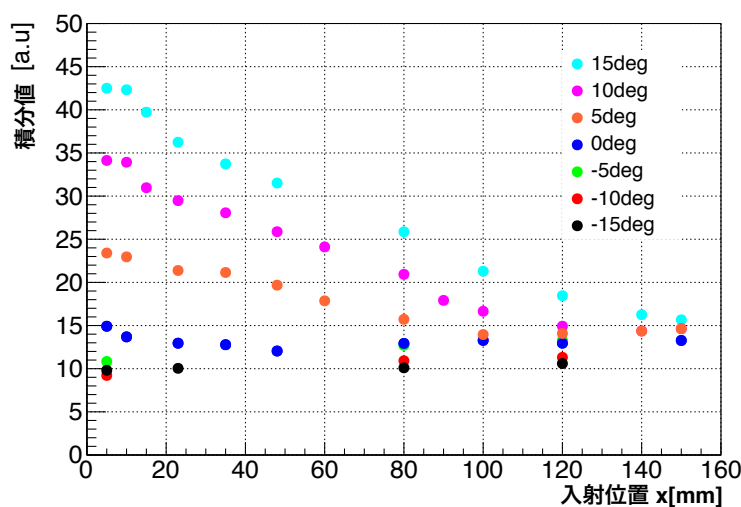


図 5.15:  $\pi$  中間子に対する光量の分布。x=80mm、 $\theta=0^\circ$

図 5.16:  $\pi$  中間子に対する応答の波高と積分値の関係

ピークの左側を正規分布でフィットしその中心値をプロットすると図5.17のようなカロリメータの応答の入射位置と入射角度依存性が得られた。誤差棒はフィットにより計算された誤差のみを考慮している。

図 5.17:  $\pi$  中間子に対する応答の入射条件依存性

$-15^\circ$  から  $0^\circ$  の入射角では位置依存性があまり見られないのに対し、 $5^\circ$  から  $15^\circ$  の入射角においては入射位置依存性が大きいことが明らかである。また、図5.18に  $x=5$ 、 $80$ 、 $150$  mm における入射角依存性を示す。この結果から、入射位置が光電子増倍管に近くなるほどに入射角依存性が大きくなることが分かり、 $\pi$  中間子に対する応答の入射角依存性は入射位置に依存していることが明らかになった。電子に対する測定では中心 ( $x = 80$  mm) 位置での入射角依存性は  $-15^\circ$  から  $15^\circ$  で 50% 程度であるのに対し、 $\pi$  中間子に対する結果は約 250% もあり、電子と比べて  $\pi$  中間子に対する応答は角度依存性が非常に大きくなっていることが明らかになった。以上の結果は  $\pi$  中間子自身からのチェレンコフ光の寄与が大きく、チェレンコフ放射の角度が粒子の入射角

に依存していることによるものであると考えることができる。運動量 1.8 GeV/c の  $\pi$  中間子は  $\beta=0.997$  で、チェレンコフ放射の角度は  $56^\circ$  である。したがって、光電面に近い入射位置ほど、また、入射角が大きいほど光電子増倍管にチェレンコフ光が直接入射した結果が見えていると考えられる。

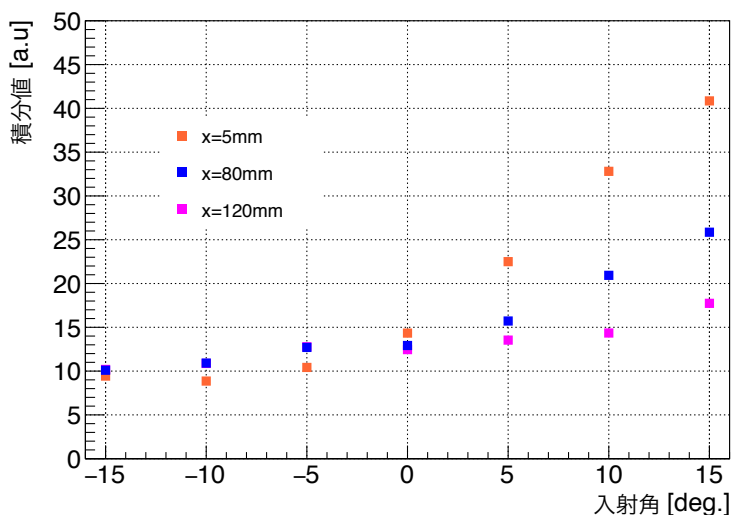


図 5.18:  $\pi$  中間子に対する応答の各入射位置における入射角依存性

#### 5.4.2 系統誤差の評価

10 点程度の測定を終えるごとにブロック中心 ( $x = 80$  mm)、 $0^\circ$  入射での測定を再度行い、測定ごとの結果のばらつきを確認した。その結果、各測定ごとのばらつきは 3%程度であることが明らかになり結果の再現性は高いことが分かった。

一方で  $-5 \sim 15^\circ$  の測定を行う際には、正の角度の測定に対して一度カロリメータを台上で反転させる必要があった。その結果、置き直しの前後で測定結果は最大で 12%程度変化していることが確認された。これに関しては、置き直してアラインした時の位置、角度や光電子増倍管との接着面の変化など複合的な要素が原因である可能性がある。この差を統計誤差として取り扱う。

#### 5.4.3 運動量 1.8 GeV/c、1.4 GeV/c の電子に対する応答

テスト実験においては、運動量 1.8 GeV/c と 1.4 GeV/c の  $\pi$  中間子に調整したビームも使用して測定を行なった。運動量 1.8 GeV/c および 1.4 GeV/c の  $\pi$  中間子ビームに対する GC の応答の波高分布を図 5.19 に示す。この時の GC のガス圧は気温  $25.4^\circ\text{C}$  において 1.10 気圧 (屈折率 1.0014) であり、運動量 1.8 GeV/c の  $\mu$  粒子でも光らないように設定している。図 5.19 中の青のヒストグラムが運動量 1.8 GeV/c、緑のヒストグラムが 1.4 GeV/c のビームに対する応答である。

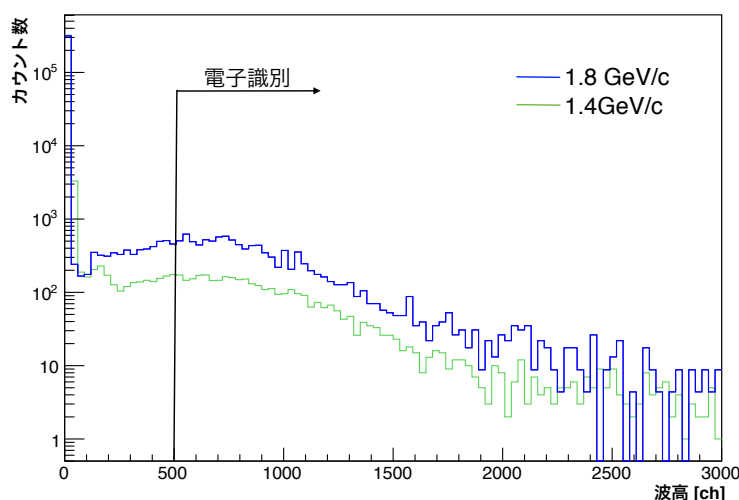


図 5.19: 運動量 1.8GeV/c と 1.4GeV/c の  $\pi$  中間子ビームに対する GC の応答の波高分布

過去の研究により、今回使用した GC は 1 光子に対して、60-90 mV 程度の波高を出すことが知られている [40]。純粋な電子サンプルを選ぶため、今回は、それよりも十分に高い波高 500 ch (約 220mV) 以上のイベントが電子であると考え、その時のカロリメータの光量分布を得た。図 5.20 に電子サンプルに対するカロリメータの光量分布を示す。2000~3000ch 付近と、20000ch 以上の領域に 2 つのピークが観測された。低い方のピークは  $\pi$  中間子によるものであり、GC の外枠や内部で発生したデルタ線により GC が反応していたと考えられる。高い方のフィットされたピークは電子による電磁シャワーによるものであり、期待される通り運動量に依存した応答が観測された。次章で詳細を述べるが、前章の電子に対する測定結果と本章の  $\pi$  中間子に対する結果を比較する際には、このピークの値を比較して光電子増倍管の増幅率やケーブル長さの違いを補正している。

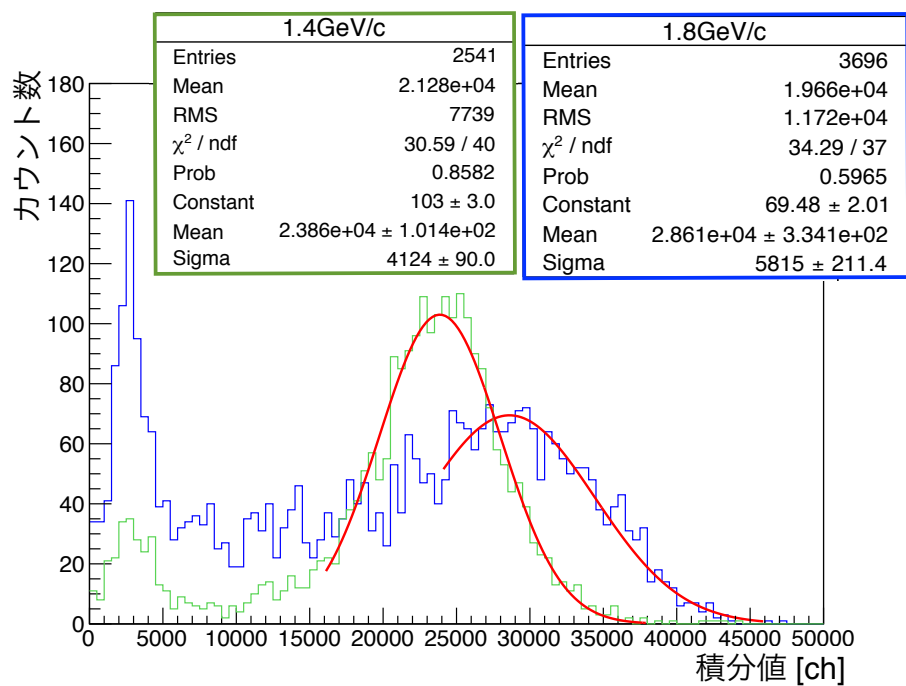


図 5.20: 運動量 1.8GeV、1.4GeV の電子に対するカロリメータの応答

## 第6章 $\pi$ 棄却率の評価

### 6.1 エネルギースケール

#### 6.1.1 $\pi$ 中間子棄却の運動量依存性

先行研究 [29] における電子、 $\pi$  中間子に対する鉛ガラスカロリメータの応答の運動量依存性を図 6.1 に示す。

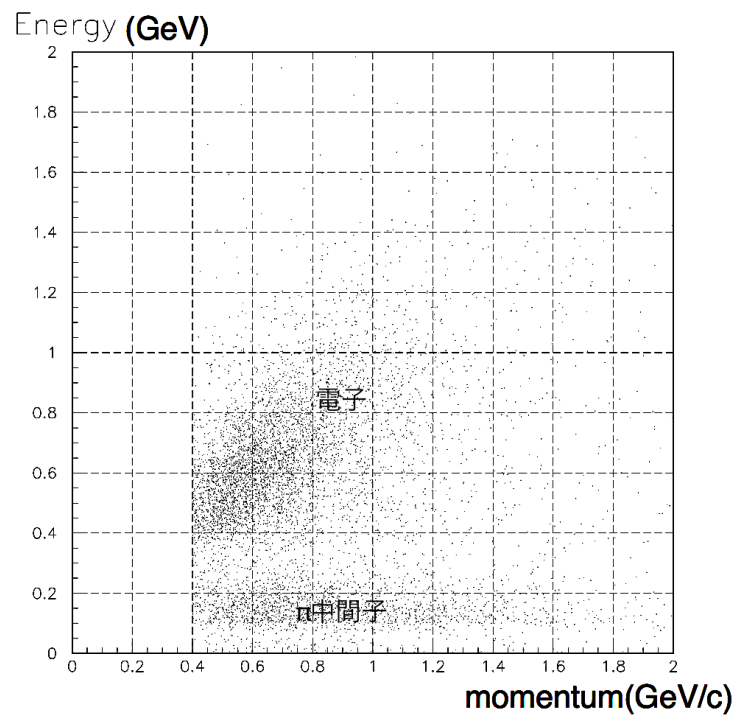


図 6.1: 縦軸がカロリメータでのエネルギー損失と運動量の関係。横軸が運動量、縦軸がカロリメータの応答である。[29]

これは本研究と同様、光電子増倍管の光電面に平行な入射方向で測定した結果である。カロリメータの電子に対する応答は 2GeV までは運動量に対して線形であることが確認されている一方で、 $\pi$  中間子に対する応答の運動量依存性はあまり見られない。したがって、低い運動領域の電子ほど  $\pi$  中間子を見分けることが難しくなる。

一方、図 6.2 はモンテカルロシミュレーションにより想定されている、E16 実験のスペクトロメータで検出される電子の運動量分布である。

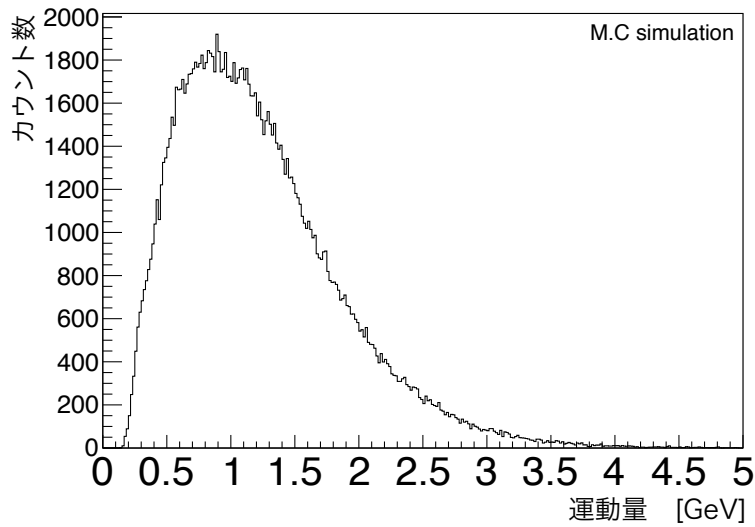


図 6.2: シミュレーションによって求めた E16 実験で想定される電子の運動量分布

スペクトロメータで検出可能な運動量の下限は約 0.4 GeV であると想定されている。遅い中間子ほど核内崩壊の確率は高く、スペクトルが媒質の影響を受けやすいと考えられるため、低い運動量の電子を確実に識別することは非常に重要である。したがって、本研究においては 0.4 GeV での  $\pi$  中間子棄却率を見積もった。

本研究において、現在までに鉛ガラスカロリメータ 1 セグメントで取得されたデータを表 6.1 にまとめる。過去には J-PARC T47 実験 [42] において、同種の鉛ガラスを使用したカロリメータの運動量 1.0 GeV、0.4 GeV の電子・ $\pi$  中間子に対する光量が調べられている。ただし測定点は中心 ( $x \sim 80$  mm)、 $0^\circ$  入射に限られており、光電子増倍管には Hamamatsu R1652[32] を使用していた。今後はこれらのデータを使用して議論を進める。

粒子	運動量	データ取得場所/時期	( $x, \theta$ )
電子	0.4 GeV/c	J-PARC K1.1(J-PARC T47 実験 [42])/2012	(80,0)
	0.6 GeV/c	ELPH(4 章参照)/2016	$x=[10,155], \theta = [-15, 15]$
	1.0 GeV/c	J-PARC K1.1(J-PARC T47 実験 [42])/2012	(80,0)
	1.4 GeV/c	J-PARC K1.8(5 章参照)/2017	(80,0)
	1.8 GeV/c	J-PARC K1.8(5 章参照)/2017	(80,0)
$\pi$ 中間子	0.4 GeV/c	J-PARC K1.1(J-PARC T47 実験 [42])/2012	(80,0)
	1.0 GeV/c	J-PARC K1.1(J-PARC T47 実験 [42])/2012	(80,0)
	1.4 GeV/c	J-PARC K1.8(5 章参照)/2017	(80,0)
	1.8 GeV/c	J-PARC K1.8(5 章参照)/2017	$x=[10,150], \theta = [-15, 15]$

表 6.1: 鉛ガラスカロリメータで取得されたデータ一覧

### 6.1.2 電子に対する応答の運動量依存性

表 6.1 にまとめたように、これまで 2 箇所の実験施設において独立な 3 回のテスト実験を行なっている。各測定においては光電子増倍管の増幅率やライトガイドとの接



続、使用した読み出し回路、光電子増倍管から読み出し回路までのケーブルの長さなどに違いがあり、 $\pi$ 中間子棄却率の評価や異なる実験で取得したデータの比較を行う際にはこれらの違いを補正して考える必要がある。

カロリメータの電子に対する応答は2 GeV/cまで運動量に比例するという性質を利用し、ELPH GeV- $\gamma$ 実験室での実験、J-PARC T47実験における電子に対する応答を、J-PARC K1.8ビームラインでの測定結果と比較し、測定環境による信号強度の違いに対する補正係数を求めた。具体的には、J-PARC K1.8ビームラインでの実験において取得した運動量1.4 GeV/cの電子に対する応答を基準とし、ELPH GeV- $\gamma$ 実験室での実験の運動量0.6 GeV/cのデータ、J-PARC T47実験の運動量0.4 GeV/cのデータを補正した。その結果、図6.3に示すように、電子に対する他の測定データであるJ-PARC K1.8ビームラインにおいて取得した運動量1.8 GeV/cのデータとJ-PARC T47実験の1.0 GeV/cのデータは系統誤差の範囲内で直線上に乗ることが確認された。さらに図6.3では、上記の実験間の補正係数を用い $\pi$ 中間子のデータを補正しプロットしている。この結果から電子に対する応答は運動量に対して線形に振る舞うのに対し、 $\pi$ 中間子に対する応答の運動量依存性は小さいことが、本研究で議論するカロリメータにおいても確認された。これは先行研究の結果と相違なく理解される [29]。ここでの補正係数としては、J-PARC T47実験でのデータに対しては82.6倍、ELPH GeV- $\gamma$ 実験室での実験のデータに対しては4.3倍という値が得られている。

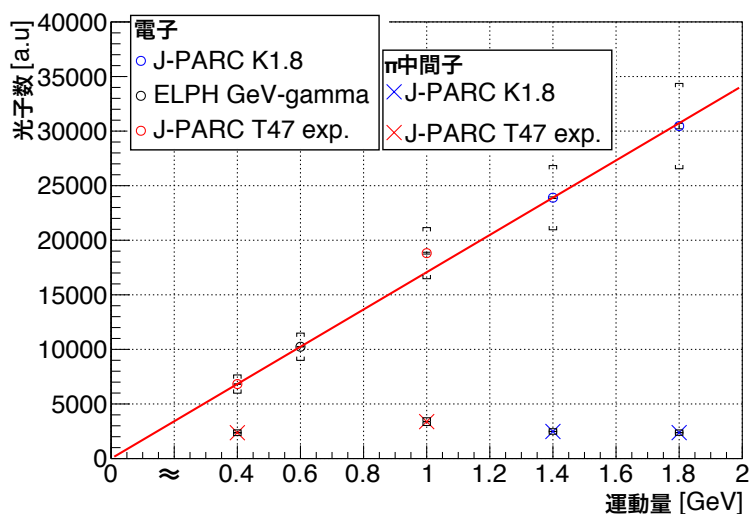


図 6.3: 電子と $\pi$ 中間子に対する光量の運動量依存性。赤の実線は1.4 GeV/cのデータ点を基準にして運動量に比例する直線を表す。

一方、測定方法の違いを以下で考察し、これらの補正係数を理解することを試みる。まず、光電子増倍管の違いによる補正係数を求める。J-PARC T47実験においては光電子増倍管にHamamatsu R1652[32]を使用しており、本研究では実機と同じHamamatsu R6683を使用し性能を試験している。較正のため、J-PARC T47実験で使用したカロリメータと本研究で使用したカロリメータも運動量1.8 GeV/cの $\pi$ 中間子ビームに当て、同じ読み出し回路を用いて光量を比較した。その結果を図6.4に示す。

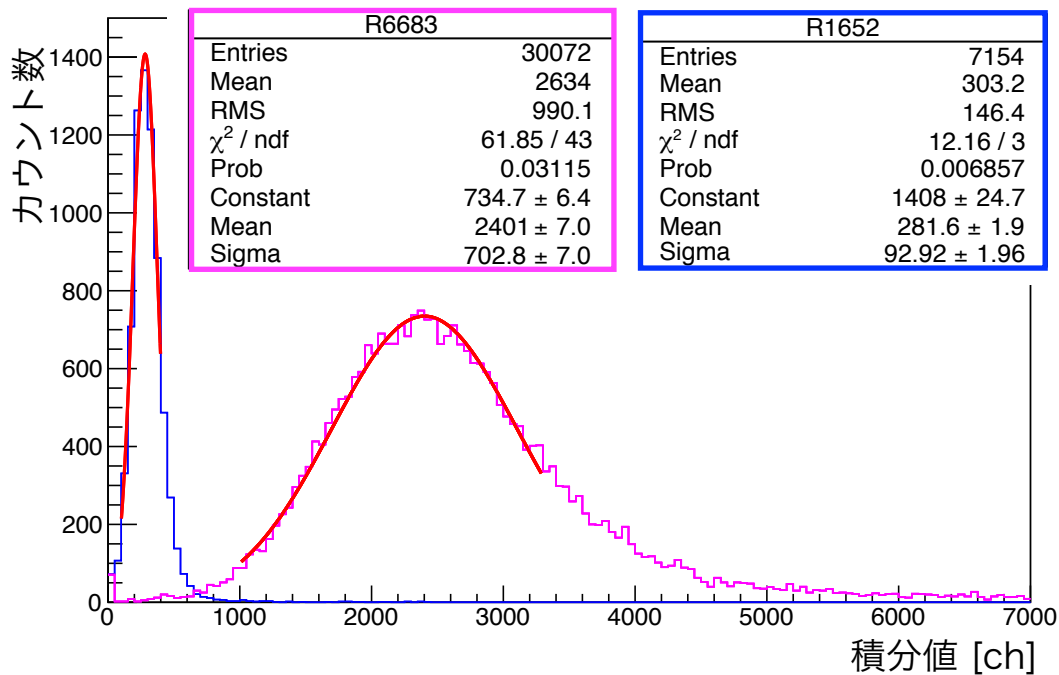


図 6.4: 運動量 1.8 GeV/c の  $\pi$  中間子ビームに対する光電子増倍管の出力の比較

異なる光電子増倍管を用いた場合の出力の分布を正規分布でフィットして比較すると R1652 に対して R6683 の増幅率は約  $8.52 \pm 0.06$  倍と評価された。ここでの誤差はフィットにより計算した値である。

また、J-PARC T47 実験においては読み出しに CAEN VME V792 QDC モジュールを使用しており、取得したデータの電荷 - チャンネル対応は  $1\text{ch}_{\text{V792}} = 100 \text{ fC}$  である。一方、本研究で実施した ELPH GeV- $\gamma$  実験室、J-PARC K1.8 ビームラインでのテスト実験では DRS4 モジュールを使用して読み出しを行っており、電荷 - チャンネル対応は  $1\text{ch}_{\text{DRS4}} = 8.8 \text{ fC}$  である。V792 QDC モジュールと DRS4 FADC モジュールを使用して取得した波形の積分値  $1\text{ch}_{\text{DRS4}}$  の間には

$$1\text{ch}_{\text{DRS4}} = 11.36 \times 1\text{ch}_{\text{V792}} \quad (6.1)$$

の関係がある。

また、ELPH GeV- $\gamma$  実験室での実験においては波形に反射が見られたことで波形解析の手法が J-PARC K1.8 ビームラインでの実験と異なっており、得られた積分値は J-PARC K1.8 ビームラインにおける実験での値の 0.11 倍になっている。さらに、J-PARC T47 実験、J-PARC K1.8 ビームラインでの実験では光電子増倍管から読み出し回路までに Divider を使用して信号を二つに分け、片方を DRS4 モジュールで比較している。これによりデータとして得られる積分値は ELPH GeV- $\gamma$  実験室において行なった実験の 0.5 倍になる。ここで、ケーブルの長さに関しては、J-PARC T47 実験においては約 30m、ELPH GeV- $\gamma$  実験室において行なった実験においては約 1.5m、J-PARC K1.8 ビームラインにおける 5 章の実験では約 20m であった。ケーブルを通過する際に信号は減衰すると考えられるが、信号の波形を積分した電荷を議論に使用するため、いずれの実験においても、大きく問題にはならないと考える。

以上から、光電子増倍管の増幅率と読み出し回路、解析手法の違い、Dividerの有無により補正係数を計算すると、J-PARC T47実験でのデータに対しては約96.8倍、ELPH GeV- $\gamma$ 実験室での実験のデータに対しては4.50倍であると見積もられる。電子のデータから得た補正係数と比べるとほぼ一致しており、補正係数は概ね光電子増倍管の増幅率と読み出し回路、解析手法の違い、Dividerの有無により理解できることが分かった。

### 6.1.3 電子に対する検出光量分布の運動量依存性

カロリメータの電子に対する応答は4章で述べたように運動量0.6 GeV/cの電子を用いて詳細に調べた。したがって、これらのデータの分布を運動量0.4 GeV/cの分布に焼き直す必要があった。前項での議論により、カロリメータの特性として電子に対する応答の中心値は運動量に比例することが明らかである。一方で、その分布の広がりに関しては一般に、エネルギー  $E$  に対して分解能は  $1/\sqrt{E}$  に比例する形で書くことができる。この性質を利用し、テスト実験で得られた光量分布を運動量0.4 GeV/c相当に焼き直した。その結果を図6.5に示す。

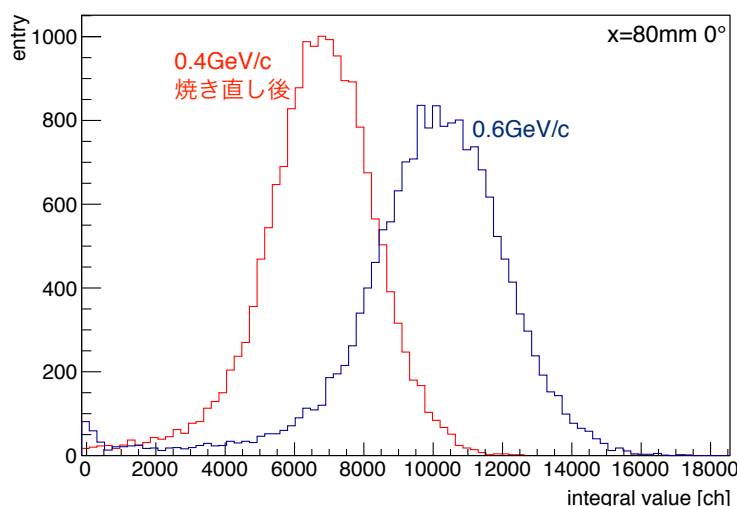


図 6.5: 運動量 0.6 GeV/c の電子に対する応答の分布の運動量 0.4 GeV/c への焼き直しの前後の様子

図6.6では、上述のようにして得た分布を、J-PARC T47実験で取得した0.4 GeV/cの電子に対する実測の結果と比較している。分布の中心値に関しては、前項での議論より、J-PARC T47実験とELPH GeV- $\gamma$ 実験室での実験の測定条件の違いによる信号強度の違いを補正している。それぞれを正規分布でフィットした際の標準偏差はJ-PARC T47実験では  $2158 \pm 16$  ch、運動量0.4 GeV/c相当に焼き直した分布では  $2183 \pm 13$  chであり、フィットによる誤差の範囲で一致している。したがって、双方の分布の形は非常に良く一致しており、電子に対する応答の分布の広がり  $1/\sqrt{E}$  に比例していると結論づけることができる。この結果から、本章での以降の議論には、電子の光量分布として4章のELPH GeV- $\gamma$ 実験室でのテスト実験において運動量

0.6 GeV/c で測定した各測定点での分布を、上述の手法で運動量を 0.4 GeV/c に焼き直した分布を使用した。

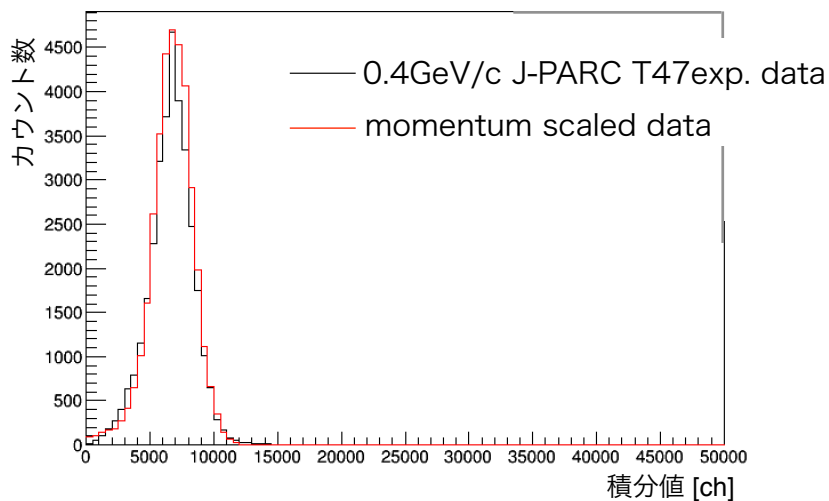


図 6.6: 運動量 0.4 GeV の実測のデータとスケールしたデータの比較

#### 6.1.4 $\pi$ 中間子の運動量スケール

5章に述べた通り、カロリメータの $\pi$ 中間子に対する応答は運動量約 1.8 GeV/c の $\pi$ 中間子を用いて詳細に調べた。運動量 0.4 GeV/c の粒子に対する $\pi$ 中間子棄却率の入射条件依存性を見積もるにあたって、これらのデータの分布と運動量 0.4 GeV/c の $\pi$ 中間子に対する応答がどのように異なるのか理解する必要があった。運動量 1.8 GeV/c と運動量 0.4 GeV/c の $\pi$ 中間子に対する実測した分布を図 6.7 に示す。

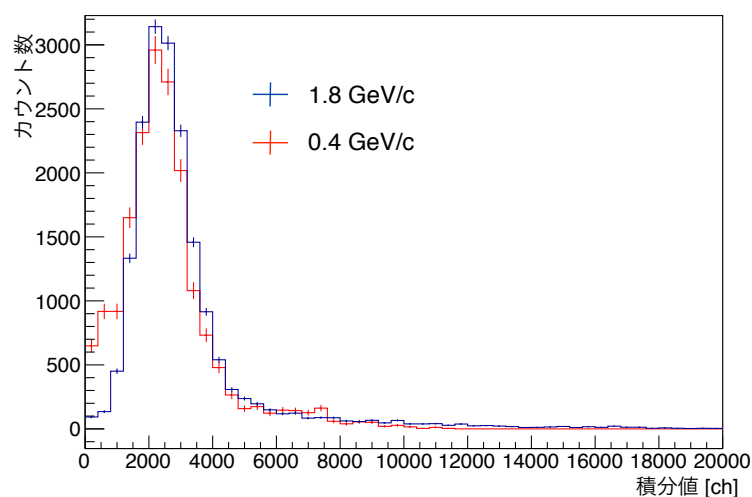


図 6.7: 運動量 0.4 GeV/c、1.8 GeV/c の $\pi$ 中間子に対する応答の分布

ここで運動量 1.8 GeV/c に関しては J-PARC K1.8 ビームラインにおいて取得したデータ、0.4 GeV/c に関しては J-PARC T47 実験において取得したデータを補正係数をかけた上で重ねて描いている。積分の低い領域の分布や高い側のテールの振る舞いが統計による誤差以上に異なっている。図 6.3 にあるように  $\pi$  中間子に対する光量の中心値の運動量依存性は電子と比べ非常に小さいが、分布は運動量によって異なると考えられる。そのため、モデル関数を用い分布関数をパラメトライズすることを試みた。x=80mm,  $0^\circ$  入射における運動量 1.8GeV/c と 0.4 GeV/c に対する分布のフィット結果を図 6.8、6.9 に示す。 $\pi$  中間子に対する応答の分布は積分値の高い領域にテールがあり、正規分布で全体をフィットすることができない。そこでフィット関数としてガウス分布とランダウ分布を足したものを用いたところ、全体の分布を非常によく再現することができた。

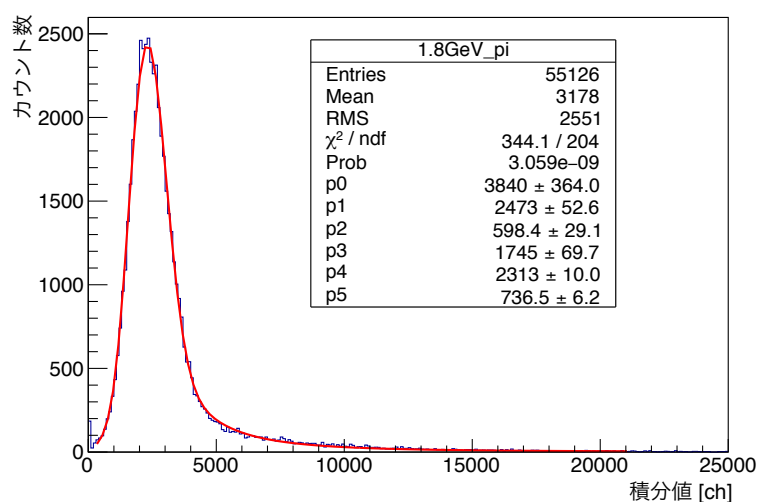


図 6.8: 運動量 1.8GeV/c の  $\pi$  中間子に対する検出光量分布のフィット結果

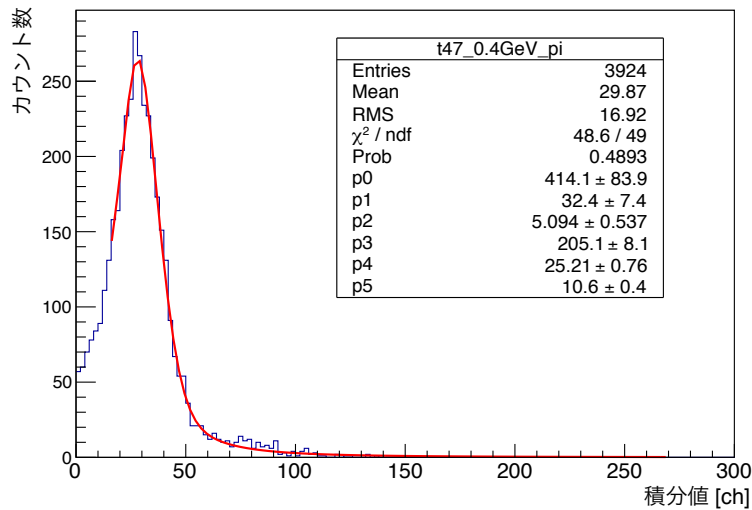


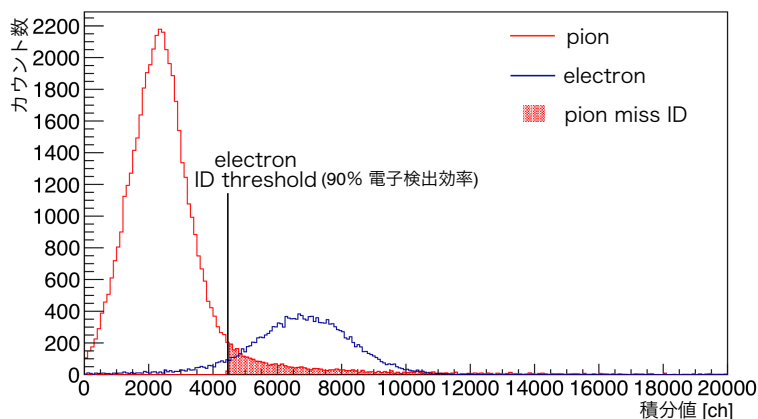
図 6.9: 運動量 0.4 GeV/c の  $\pi$  中間子に対する検出光量分布のフィット結果。データは VME V792QDC モジュールで取得している。

フィットにより取得した関数のパラメータを比較するとガウス分布の各パラメータとランダウ分布の中心値には有意な差は見られなかった。一方で、ランダウ分布の広がりに関しては差が見られ、運動量 1.8 GeV/c に比べ 0.4 GeV/c の方が 24% 程度パラメータが小さかった。これは積分値の高い領域でのテールの量が、運動量 1.8 GeV/c の場合に比べ 0.4 GeV/c に対する分布の方が少ないということを示している。

以上の結果から、運動量 0.4 GeV/c における  $\pi$  中間子棄却率の議論をするにあたっては、運動量 1.8 GeV/c と 0.4 GeV/c の  $x=80\text{mm}$ ,  $0^\circ$  入射における分布をフィットしてパラメータを抽出し、これを運動量 0.4 GeV/c に換算するためのスケールファクターとして採用した。具体的には、J-PARC K1.8 ビームラインにおいて測定した運動量 1.8 GeV/c における各入射条件のデータに対してそれぞれフィットを行なった後に、スケールファクターをかけることにより運動量 0.4 GeV/c における分布に焼き直した。次章においては Geant4 を用いたシミュレーションも行い、本章で導入したモデル関数による評価との違いについて述べる。

## 6.2 $\pi$ 棄却率の粒子入射条件依存性

運動量を焼き直した光量分布を元に、各入射位置および角度での  $\pi$  中間子棄却率の評価を行った。図 6.10 に示すように、ここでは電子の検出効率が 90% となるような閾値を設けた際に、閾値以下の  $\pi$  中間子のイベントの全体に対する割合を求め、 $\pi$  中間子棄却率と定義している。

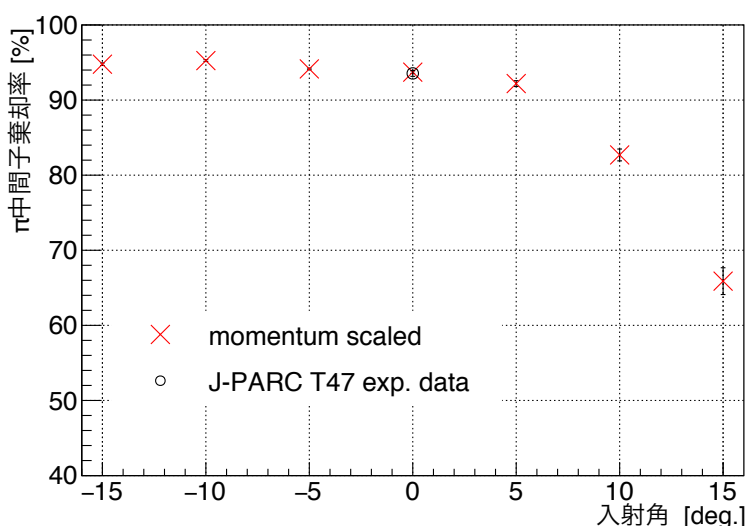
図 6.10:  $\pi$  中間子棄却率の評価方法

### 6.2.1 $\pi$ 中間子棄却率の粒子入射角依存性

本研究における  $\pi$  中間子棄却率とは

$$\pi \text{ 中間子棄却率 (\%)} = \left(1 - \frac{\text{電子と誤認した } \pi \text{ 中間子の数}}{\text{全体の } \pi \text{ 中間子の数}}\right) \times 100 \quad (6.2)$$

として表される数字である。中心位置である  $x=80\text{mm}$  における各測定点に対し  $\pi$  中間子棄却率を評価したところ、図 6.11 に示すような  $\pi$  棄却率のビーム入射角度依存性を得た。入射角  $0^\circ$  における棄却率は  $93.7 \pm 0.2\%$  であった。統計誤差は電子のデータによるものが最大で  $0.4\%$  程度、 $\pi$  中間子の統計によるものがいずれの点においても  $\pm 0.05\%$  程度である。

図 6.11:  $\pi$  中間子棄却率の入射角度依存性

一方、T47実験において取得した  $0.4 \text{ GeV}/c$  の  $\pi$  中間子の生データから  $\pi$  中間子棄

却率を求めると、 $93.5 \pm 0.4\%$ であった。 $0^\circ$ におけるこれら2点の違いは統計誤差の範囲内で一致している。

$0^\circ$ 以下の入射角においては概ね $\pi$ 棄却率は高く保たれているが、 $5^\circ$ 以上の入射角においては明らかな悪化がみられる。これは $\pi$ 中間子に対する応答の角度依存性が、入射角 $0^\circ$ 以上で電子に対して相対的に大きいことによると理解できる。これにより、このカロリメータは粒子の入射角が $5^\circ$ 以上となるような配置で使うのではなく、 $0^\circ$ 以下になるように設計することが高い $\pi$ 中間子棄却率を達成する上で非常に有効であることが分かった。

### 6.2.2 $\pi$ 中間子棄却率の粒子入射位置依存性

ここでは前節の結果より、実際に使用することが想定される入射角 $0^\circ$ での位置依存性を評価する。ここで、電子の入射角 $0^\circ$ での測定データが不足しているため、 $10^\circ$ 入射のデータも合わせて用いている。したがって、まず各入射位置における光量分布の違いについて考察する。検出光量の中心値については角度依存性を補正することが可能であることを4章で示した(図4.15)。一方、光量の分布についても $0^\circ$ 入射と $10^\circ$ の場合で形状が一致していることを確認している(図6.12)。よって、 $10^\circ$ のデータを $\pi$ 中間子棄却率の評価に用いても問題ない。

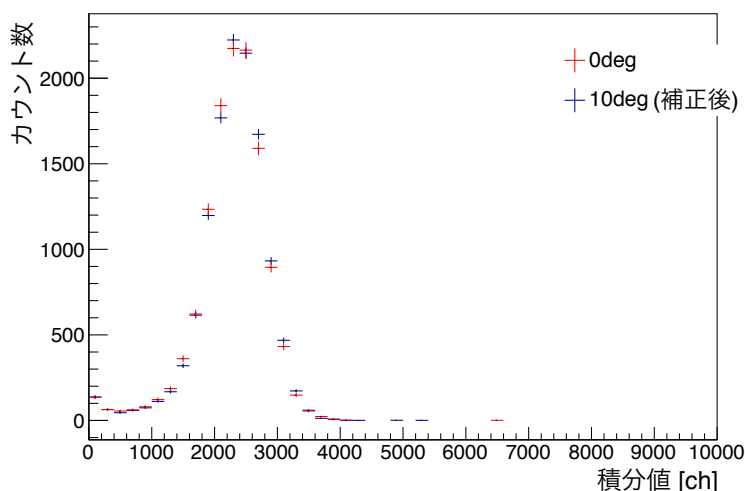
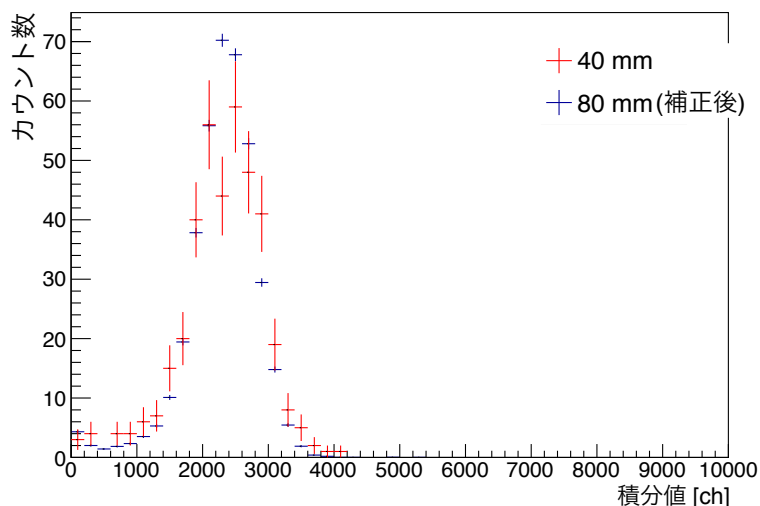
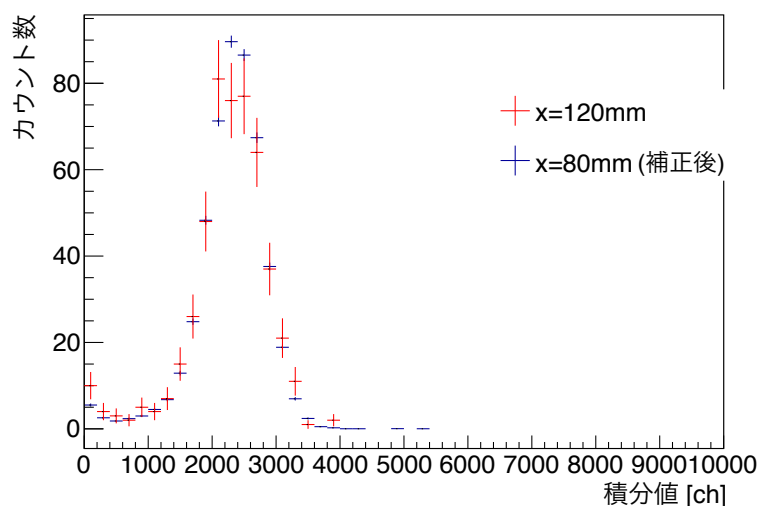


図 6.12:  $0^\circ$  入射と  $10^\circ$  入射での検出光量の分布の違い。入射位置  $x=80\text{mm}$ 。

これより、 $0^\circ$  入射と  $10^\circ$  入射の分布を比較すると、統計的なエラーの範囲内で両者の分布の形が一致していることが分かった。

次に電子に対する検出光量分布の入射位置依存性について述べる。 $x=80\text{mm}$ の測定点のデータと  $x=40\text{mm}$ 、 $120\text{mm}$ におけるデータの比較をそれぞれ図6.13、図6.14に示す。いずれも入射角は $10^\circ$ であり、ここでは中心値に関しては入射位置依存性を補正した上で分布を重ねて描いている。鉛ガラスブロックの端から  $40\text{mm}$ 以上距離がある  $x=120\text{mm}$ 以下の積分値に関しては、図6.14のように  $x=80\text{mm}$ と比較した際に統計的な誤差の範囲内で分布の形が一致していることが分かった。



図 6.13:  $x=40$  mm と  $x=80$  mm での検出光量分布の違い図 6.14:  $x=120$  mm と  $x=80$  mm での積分値分布の違い

入射位置依存性に関して、 $x \leq 120$  mm の領域においては分布の形状は変わらないと考えることができる。一方で、鉛ガラスブロック端から 10 mm の距離にあたる  $x=150$  mm の位置においては、電子に対する応答の分布がテールを引くことが確認された (図 6.15)。これは鉛ガラスブロック端付近で電磁シャワーが外に漏れることによる影響であると考えられる。ただし  $x=150$  mm は  $0^\circ$  入射の実測データが存在するため、評価に用いた。使用したデータを表 6.2 に示す。

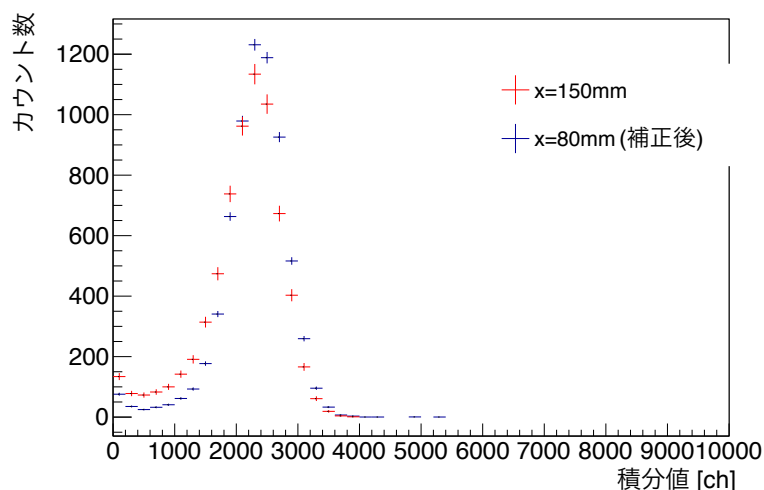


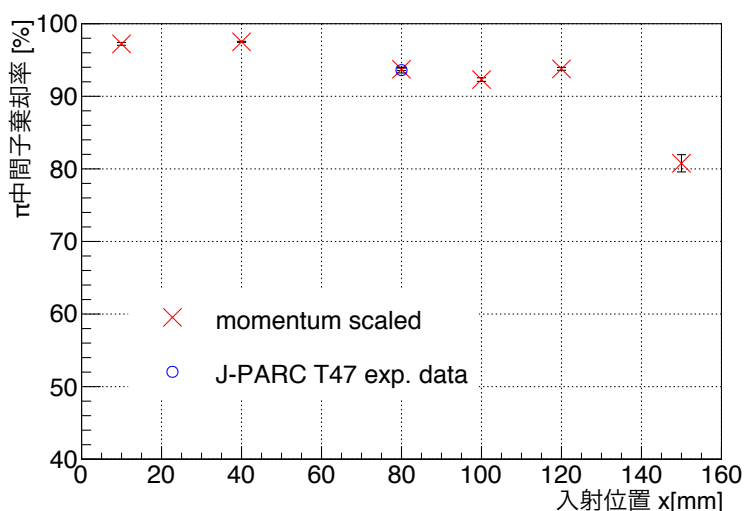
図 6.15:  $x=150$  mm と  $x=80$  mm での積分値分布の違い

中間子のデータに関しては全て実測のデータを使用した。電子のデータに関しては、 $x=40$  mm、 $100$  mm、 $120$  mm の点においては  $x=80$  mm で測定した検出光量分布を用いた。

粒子	入射位置 $x$ mm					
電子	10	←	80	→	150	
$\pi$ 中間子	10	40	80	100	120	150

表 6.2:  $\pi$  中間子棄却率の入射依存性の評価に使用したデータのビーム入射条件。入射角はいずれも  $0^\circ$  である。

その結果、 $0^\circ$  入射における  $\pi$  中間子棄却率の入射位置依存性は図 6.16 のように求められた。赤でプロットされた点が運動量を  $1.8$  GeV/c から  $0.4$  GeV/c に焼き直した  $\pi$  中間子の分布を用いて評価した値である。青でプロットされた点は、J-PARC T47 実験において取得された生データを用いて求められた値である。統計誤差は電子のデータの統計によるものが最大で  $1.2\%$ 、 $\pi$  中間子の統計による誤差はいずれの点においても  $\pm 0.05\%$  程度であった。

図 6.16:  $\pi$  中間子棄却率の入射位置依存性

前章までの電子、 $\pi$  中間子に対する応答の入射位置依存性の結果から、入射角  $0^\circ$  においては  $\pi$  中間子よりも電子に対する応答の位置依存性が大きいことが分かっている。その結果として、 $\pi$  中間子棄却率が光電子増倍管から遠い位置ほど悪くなることが理解できる。特に  $x \geq 150$  mm の位置に関しては、電子に対する応答におけるシャワー漏れの効果が大きく、極端に悪化すると考えられる。したがって、カロリメータの有効な領域としてブロック端から 10 mm までを用いることで高い棄却率を担保できると考えられる。

### 6.2.3 実験条件下での $\pi$ 中間子棄却率

ここでは実際の実験で使用した場合に想定される  $\pi$  中間子棄却率の評価を行なった。E16 実験のスペクトロメータを構成するカロリメータ全体の設計では、1 セグメントのアクセプタンスとしては  $5^\circ$  を想定しており、各セグメントにおける入射位置と角度には 1 対 1 の関係がある。(6.2.1) 項の結果により、 $\pi$  中間子棄却を効率よく行うためには  $0^\circ$  以下の入射角で粒子が入射することが有効であることが明らかになった。したがって、 $-5^\circ$  から  $0^\circ$  の入射角で粒子がセグメントに入射するようなカロリメータの設計にすると、入射位置の関係を想定し、カロリメータ 1 セグメント中での  $\pi$  中間子棄却率の評価を行った。スペクトロメータを構成するカロリメータ全体の設計を考えた際に入射位置  $x$  [mm] と入射角  $\theta$  [deg.] の間には、

$$\theta = -\arctan[(x - 10)/1600] \quad (6.3)$$

で表される関係がある。ここでは、運動量  $0.4\text{GeV}/c$  の電子と  $\pi$  中間子がセグメントの鉛ガラスブロック中の各位置に均一に来ると仮定して、電子識別の閾値を変えた際のセグメント全体での電子検出効率と  $\pi$  中間子棄却率を評価した。

各入射点における検出光量に関して、 $\pi$  中間子に対する応答の  $-5^\circ$  から  $0^\circ$  入射における入射角依存性の振る舞いは明らかでないことは 5 章において述べた。したがって、

本項では $0^\circ$ 入射のデータを評価に用いた。一方で、電子に対する応答の角度依存性は入射角に対して線形であることが電子ビームを用いたテスト実験により明らかになったことから、各入射位置に対応した入射角に応じて分布を補正し評価に使用した。その結果、電子の検出効率を各点で90%に保つ閾値を設けた際の $\pi$ 中間子棄却率の入射位置依存性は図6.17のようになり、この依存性を平均することで $\pi$ 中間子棄却率 $92.7 \pm 0.25\%$ という値を得た。

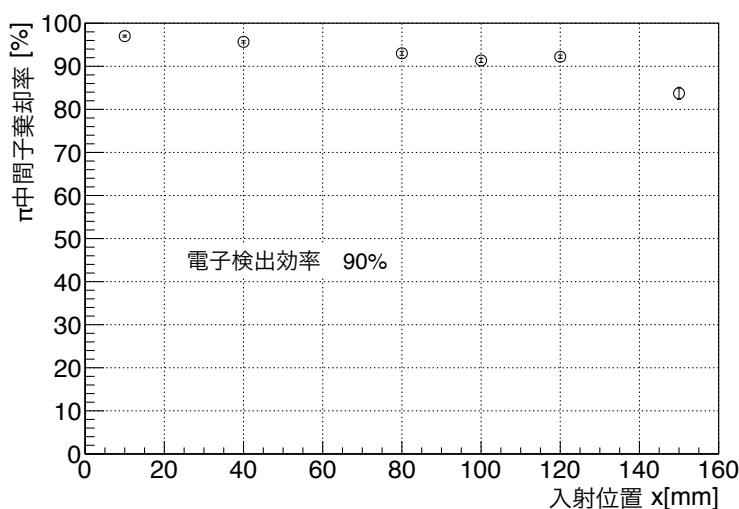


図 6.17: 実験条件下での $\pi$ 中間子棄却率の入射条件依存性

この結果より、過去に KEK-PS E325 実験において使用されていた鉛ガラスカロリメータと比較して、鉛ガラスの体積が半分程度になっていても、適切なセグメント配置を設けることで、同等の性能を維持できることが明らかになった。一方で、当初 E16 実験がカロリメータに期待していた性能としては電子の検出効率90%で $\pi$ 中間子棄却率95%を達成することであり、今回の性能評価によって運動量 $0.4\text{GeV}/c$ の電子の検出効率を各点で90%にするような閾値を設けた際の $\pi$ 中間子棄却率はこの数値にはわずかに届いていないことが分かった。

この点に関して、最終的なカロリメータの $\pi$ 中間子棄却率が E16 実験の結果に与える影響については8章で議論する。

## 6.3 電子検出効率・ $\pi$ 中間子棄却率の閾値依存性

### 6.3.1 閾値と電子検出効率・ $\pi$ 中間子棄却率の関係

鉛ガラスカロリメータによる電子識別の特徴として、閾値を設定することで電子の検出効率と、その時の $\pi$ 中間子棄却率を選択できるという点がある。中心位置( $x=80\text{mm}$ )、 $0^\circ$ 入射における閾値を変えた際の電子検出効率、 $\pi$ 中間子棄却率の関係を図6.18に示す。統計誤差としては二項分布の統計誤差により計算した値を採用しプロットしているが、いずれの点においても $\pm 0.05$ から $\pm 0.1\%$ 程度であり非常に小さい。

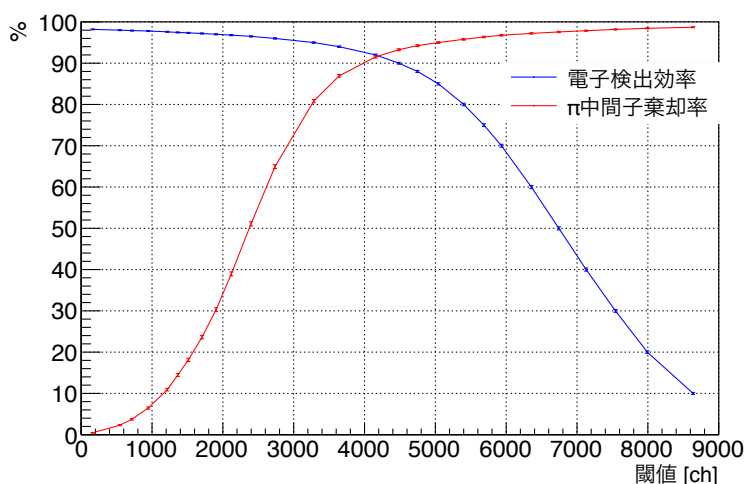


図 6.18: 中心位置 ( $x=80\text{mm}$ )、 $0^\circ$  入射での電子識別の閾値と電子検出効率・ $\pi$ 中間子棄却率の閾値依存性

電子検出効率と $\pi$ 中間子棄却率の間には1対1の関係が存在している。設ける閾値を高く設定するほどに電子検出効率は下がり、 $\pi$ 中間子棄却率は上がる。したがって、実験条件に応じて適切な閾値を設定することで要求された $\pi$ 中間子棄却率を実現し、その時の電子検出効率を得ることができる。また、各点における電子の検出効率とセグメント全体の $\pi$ 中間子棄却率は図 6.19 のような関係をもつ。ここでの $\pi$ 中間子棄却率はセグメント全体の平均値として、カロリメータの有効検出領域を  $x=[10,150]$  ととり、粒子が均一に入射した場合を考えている。この結果より、電子検出効率93%以上を要求すると $\pi$ 中間子棄却率の悪化が見られるが、電子検出効率90%以下で電子識別を行う際は90%以上の十分に高い $\pi$ 中間子棄却率を達成できることが分かる。

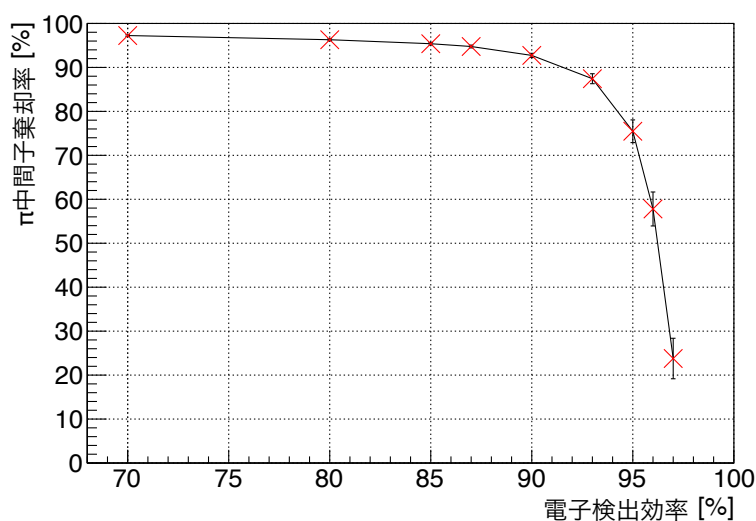


図 6.19: セグメント全体の電子検出効率と $\pi$ 中間子棄却率の関係

## 第7章 カロリメータの応答のシミュレーション

### 7.1 シミュレーションの目的

本章ではモンテカルロシミュレーションを用いて、 $\pi$  棄却率の運動量依存性を評価した。また、前章で議論した  $\pi$  中間子棄却率は、テスト実験で測定した実際の光量分布を基にしているが、モデル関数によりフィットすることで運動量を  $0.4\text{GeV}/c$  に焼き直している。これに関して、シミュレーションにより結果の正当性を確認した。さらに、テスト実験での測定条件下でシミュレーションを行い、鉛ガラス中での粒子の発光過程の理解を目指した。

### 7.2 シミュレーションプログラム

#### 7.2.1 プログラム構成

シミュレーションには Geant4[43] を用いた。Geant4 とは CERN で開発された粒子と物質の相互作用のシミュレーション・プログラムを作成するためのツールキットであり、散乱、電離損失などの物理プロセスを含んでいる。言語としては C++ が使用されており、ユーザーが自由にシミュレーション条件を記述することが可能である。高エネルギー実験や原子核物理をはじめ、医療分野や宇宙科学においても使用されている。Geant4 において定義した空間内に仮想検出器を配置することにより、粒子の位置、運動量、エネルギー損失などの情報をシミュレートすることができる。今回は Geant4 10.3 を使用し、以下のような条件でプログラムを構成した。

- カロリメータの幾何条件

鉛ガラスのブロックやライトガイド等は実物のデザインを完全に再現している。光電子増倍管の部分にはガラスを設置し、光子検出の窓とした。カロリメータ全体は空气中に置かれている。

- 物理過程

電磁相互作用、ハドロン相互作用、チェレンコフ放射を物理過程として考慮した。電磁相互作用、ハドロン相互作用に関しては Geant4 の既存物理パッケージである FTFP\_BERT[44] を利用し、それにチェレンコフ放射の過程を追加している。FTFP\_BERT はエネルギーが  $10\text{GeV}$  以下の高エネルギーにおける反応を再現するような電磁相互作用とハドロン相互作用が考慮されており、粒子は制動放射や対生成などの基本的な

電磁相互作用の反応と 4GeV までのエネルギー領域では Bertini Cascade Model[45] を元にしたハドロン相互作用による反応を起こす。

- 入射粒子

今回のシミュレーションでは入射粒子として電子と  $\pi^-$  粒子を使用した。テスト実験の結果と比較する際には、実際のテスト実験での条件に合わせて電子、 $\pi$  中間子の運動量は分布は正規分布とし、中心値と標準偏差をそれぞれ  $600 \pm 6$  MeV/c、 $1780 \pm 25$  MeV/c とした。ビームサイズは  $10 \times 10$  mm で、テスト実験と同様の条件を課した。その他の運動量の粒子に関してはビームラインの特性から想定される 1% 程度の運動量広がりを持たせた。

- 光の伝送

光の伝送に関しては、一般には鉛ガラスの表面で光は Snell の法則に従い、屈折率  $n_1$  の物質から屈折率  $n_2$  の物質に光が向かう際は、入射角  $\theta_{in}$  が

$$\sin \theta_{in} > \frac{n_2}{n_1} \quad (7.1)$$

を満たす際には境界面で全反射し、そうでない場合は透過するように設定している。鉛ガラスのブロックの底面、フランジとの境界面に関しては、切断した後の面を磨いていないためここでは乱反射をするように設定した。フランジと鉛ガラスの境界面に関しても同様である。これらの乱反射の程度や鉛ガラスを覆うアルミのカバーの表面等での反射はテスト実験の結果を再現するように調整した。鉛ガラスの光の透過率や屈折率の波長依存性は過去の測定値を用いた [46]。

- 光の検出

ライドガイドの先に光電子増倍管の光電面と同じ直径 75 mm の 1 mm 厚のガラスを置き、ライドガイドとガラスの境界面に光が来た際に光を計数している。なお、計数の際には光子の波長に依存した現実的な量子効率約 20% を考慮している。

- 発光過程

どのような過程で発生した光子を検出しているのかを調べるため、ビーム粒子から数えて”何世代目にできたか”という情報(=ParentId)を利用し、光子を検出した際にこれを調べた。ビーム粒子を第 0 世代として、そこから生じた粒子を第 1 世代、さらにその粒子から生じた粒子を第 2 世代、第三世代... として扱う。

## 7.3 結果

### 7.3.1 光量分布

運動量 0.6 GeV/c の電子と 1.780 GeV/c の  $\pi$  中間子に対するシミュレーション結果は、それぞれ図 7.1、7.2 のようになった。ビームの入射条件は、中心位置 ( $x=80$ mm)、 $0^\circ$  で入射している。

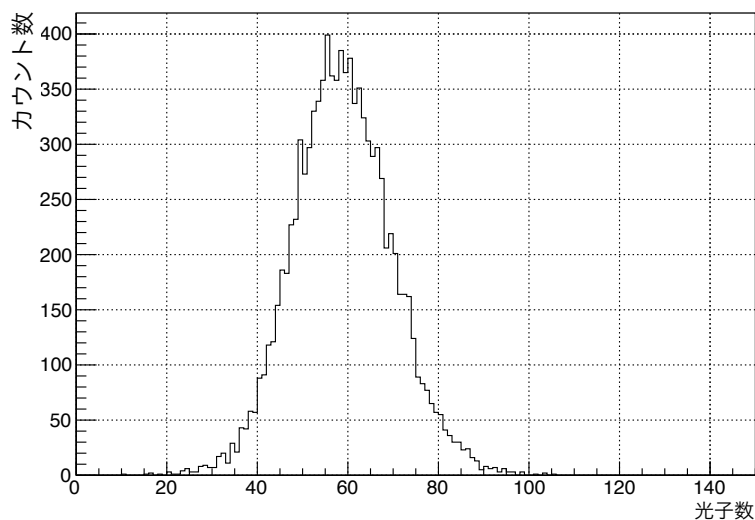


図 7.1: 運動量 0.4 GeV/c の電子に対する検出光量分布のシミュレーション結果

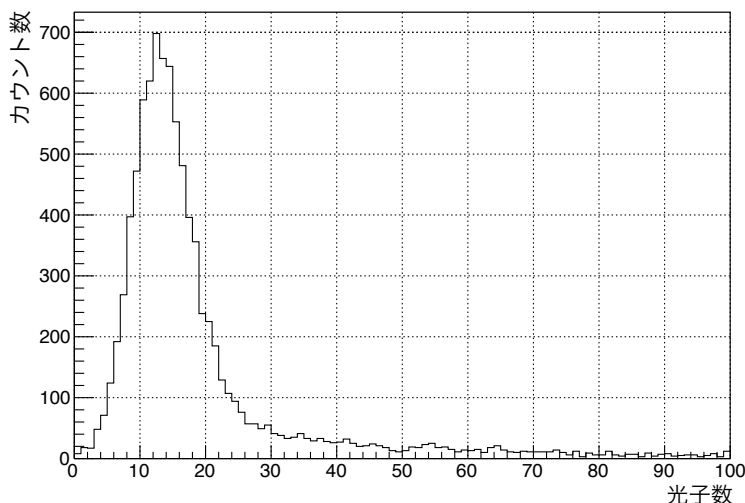


図 7.2: 運動量 1.78 GeV/c の  $\pi$  中間子に対する検出光量分布のシミュレーション結果

これらの分布を電子、 $\pi$  中間子の実測のデータと比較するとそれぞれ図 7.3、7.4 のようになる。ここで、シミュレーション結果に関しては、波形解析で生じるベースライン決定精度(約 0.13 光子)を考慮した上で、中心値を合わせ実測と比較している。電子、 $\pi$  中間子に対する検出光量分布の形状は実測の光量分布と比較してもよく一致していると言える。電子に対する応答の分布の光子数の小さな領域のテールなどは再現していないが、これに関しては光電面付近の物理過程や反射の詳細を完全には再現できていないことにより生じたと考えられる。ここで、電子に対する分布に関しては中心値と分布の形の運動量依存性がよく理解されているため、本章での  $\pi$  中間子棄却率の評価には実測した電子に対する光量分布を用いた。



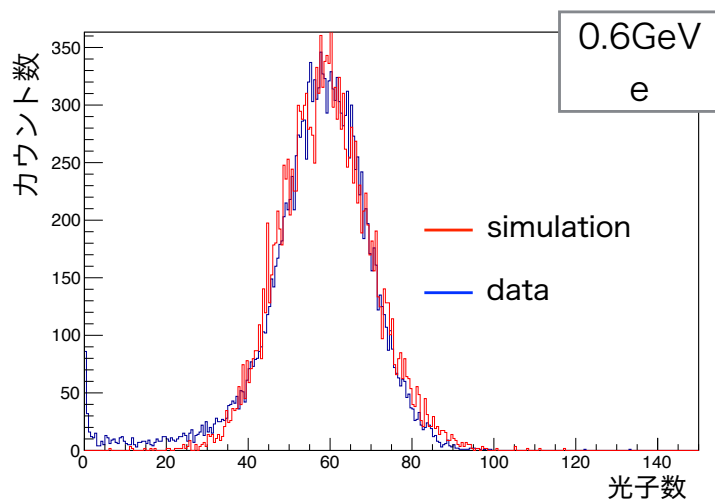


図 7.3: 運動量 0.4GeV の電子に対するシミュレーション結果と実測データの比較

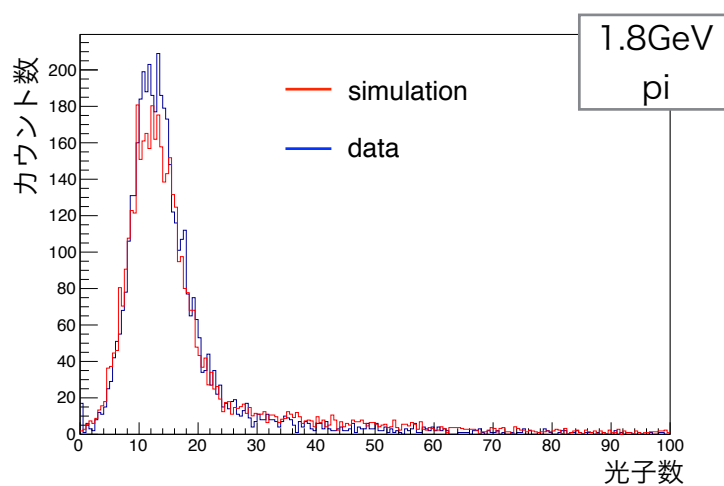


図 7.4: シミュレーションによる運動量 1.78GeV の電子に対する検出光量分布と実測との比較

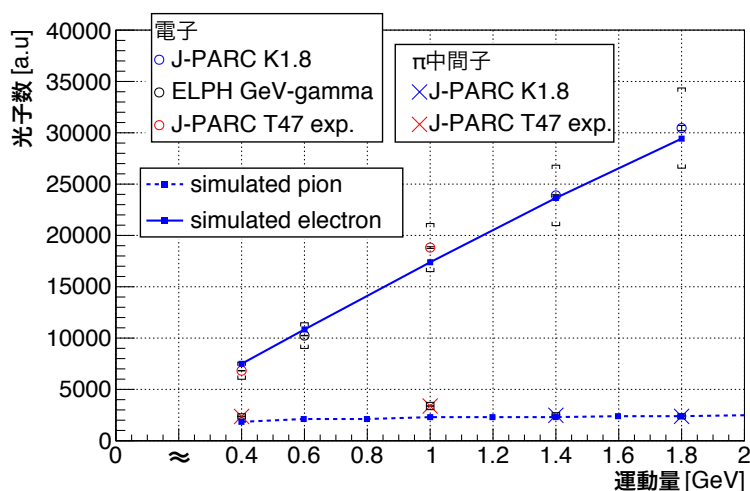


図 7.5: シミュレーションによるカロリメータの検出光量と実測データの比較

さらに、分布の絶対値に関する比較を行った。実測データの光子数への換算は行なっていないため、運動量 1.78 GeV/c の  $\pi$  中間子の実測データに一致するようにシミュレーションで得た光子数を規格化した。シミュレーションによる光量の分布が実測と一致していることから、光子数についても妥当な値が得られていると考えられる。図 7.5 に 0.4 GeV/c、0.6 GeV/c の電子及び 0.4 GeV/c、1.78 GeV/c の  $\pi$  中間子に対する実測のデータと、0.4 GeV/c から 2.0 GeV/c までのシミュレーションの結果をプロットした。ここで粒子の入射条件は中心位置 ( $x=80\text{mm}$ )、 $0^\circ$  である。また、統計誤差は各点において 0.05% 程度であった。カロリメータの置き直しにより 12% 程度の系統誤差が生じることから、これをかぎ型の誤差棒をつけている。以上の結果から、電子のデータに関してはシミュレーションによる光量の相対的な振る舞いは誤差の範囲内で実測と一致することが分かった。一方、 $\pi$  中間子に関しては運動量 0.4 GeV/c、1 GeV/c の点に関して、測定 of 系統誤差以上の差が見られ、それぞれ 15%、30% 程度実測のデータと異なっている。図 7.5 の拡大を図 7.5 に示す。シミュレーションにおいて考慮されている  $\pi$  中間子の弾性散乱のモデルが  $\pi$  中間子の運動量 1 GeV/c 付近を境に切り替わっていること [47] により運動量 1 GeV/c 以下での物理プロセスの再現性が悪い可能性が考えられる。また、低い運動量の  $\pi$  中間子に対しては 1 イベントに発生する光子数が約 10 個と少ないため、統計的なふらつきが大きいと考えられる。以上のことから、シミュレーションによる結果はある程度実測を再現すると考えて問題ないが、特に運動量 1 GeV 以下の領域において、 $\pi$  中間子による分布の中心値が実測のデータと異なることが分かった。シミュレーションと実測の違いがどの程度、 $\pi$  中間子棄却率の評価を行う上で違いをもたらすかに関しては、後にシミュレーションの系統誤差として評価することとする。

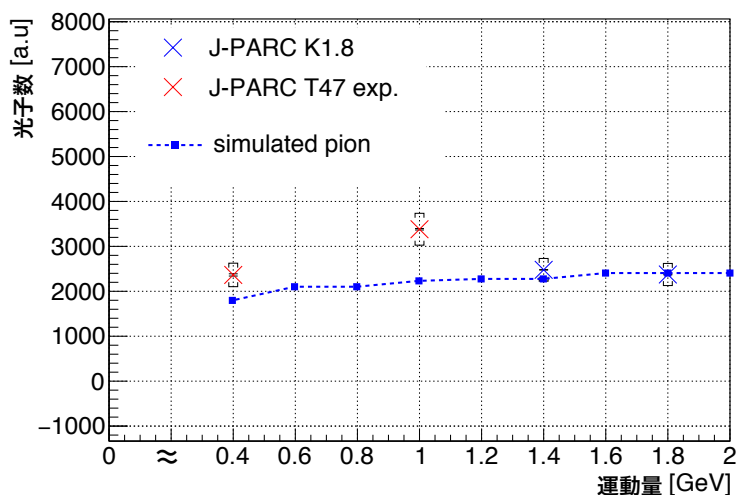


図 7.6: シミュレーションによる $\pi$ 中間子に対するカロリメータの検出光量と実測データの比較 (図 7.5 拡大図)

### 7.3.2 発光過程

$\pi$ 中間子、電子に対する応答の光量分布に対する物理過程ごとの寄与を見るとそれぞれ図 7.7、7.8 のようになった。赤で書かれているヒストグラムがビーム粒子自身から発生したチェレンコフ光、青が二次的な粒子から発生した光子である。

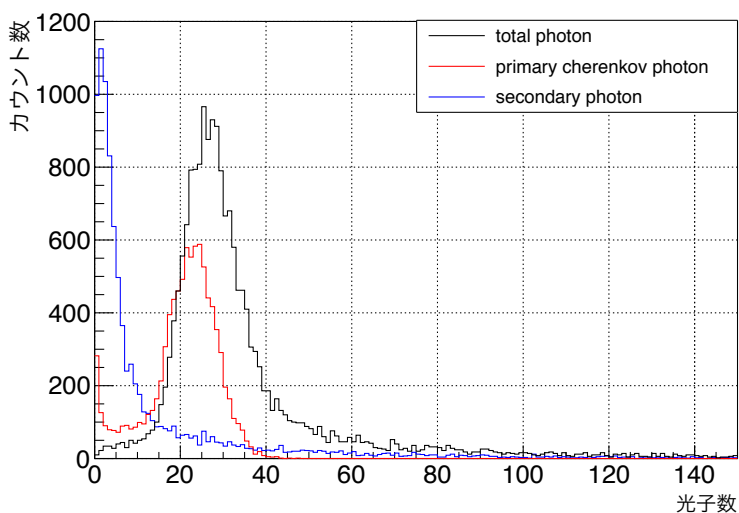


図 7.7:  $\pi$ 中間子による発光過程の内訳

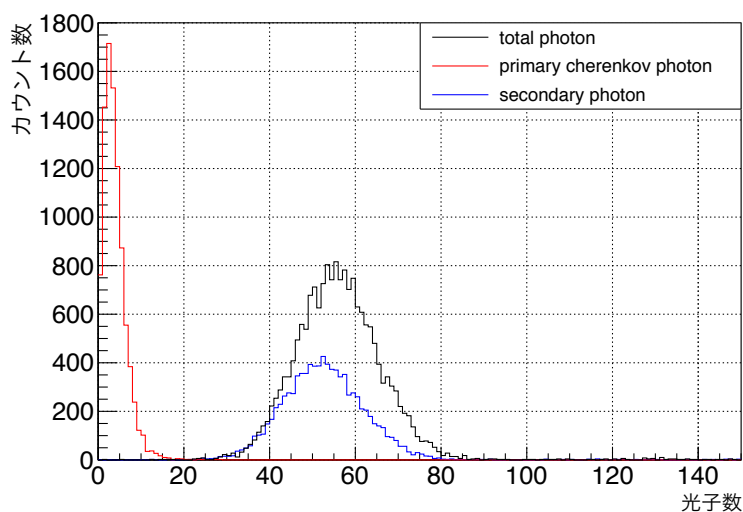


図 7.8: 電子による発光過程の内訳

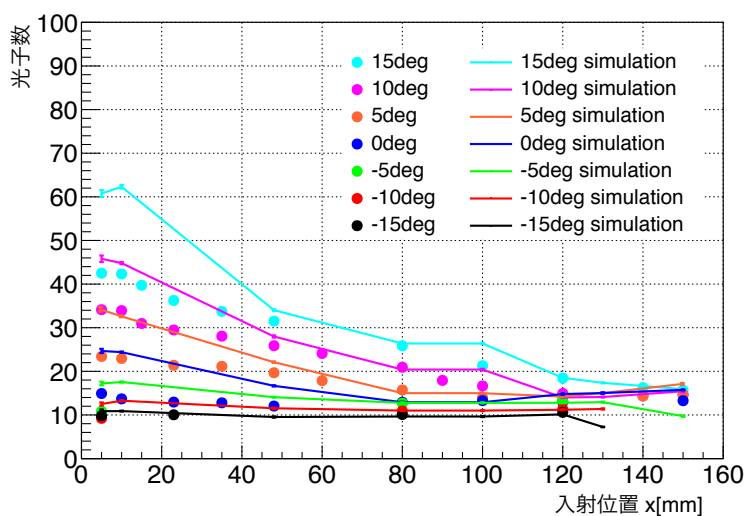
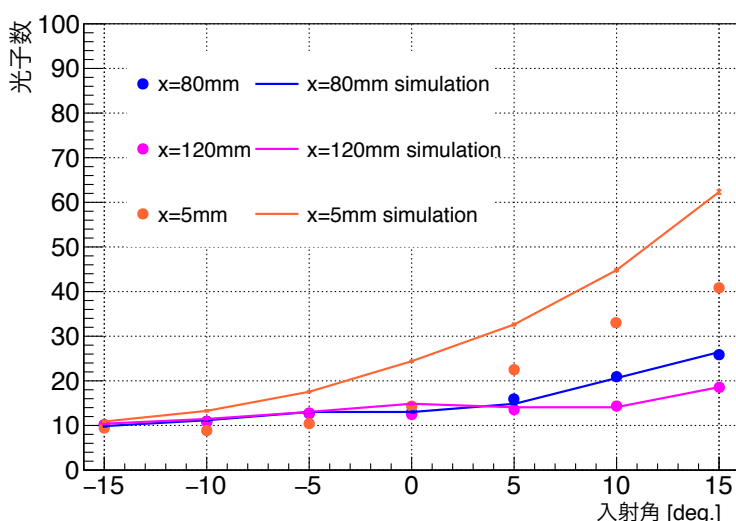
ここで二次的な粒子から出た光子とは、 $\pi$ 中間子の場合は鉛ガラス中の原子核との核反応により生じた電子で、電子の場合は電磁シャワーにより生じた電子から出たチェレンコフ光である。

この結果より $\pi$ 中間子に対する応答の大部分は $\pi$ 中間子自身から発生したチェレンコフ光によるものであると考えられる。詳細にみると、光量分布において、高い領域に生じているテールは二次粒子に起因することが分かった。一方、電子に関しては、想定された通り鉛ガラス中で電磁シャワーを起こし、そこから生じたチェレンコフ光が主成分となっている。

この結果から、 $\pi$ 中間子に対する鉛ガラスカロリメータの応答は $\pi$ 中間子自身から発生したチェレンコフ光が主成分であり、実験により測定された大きな入射角依存性を裏付けるものとする。

### 7.3.3 入射位置・角度依存性

シミュレーションによる $\pi$ 中間子に対する応答の入射位置・角度依存性は図 7.9、7.10 のようになった。

図 7.9:  $\pi$  中間子に対する応答の入射条件依存性図 7.10:  $\pi$  中間子に対する応答の各入射位置における入射角依存性

実測の結果と比較すると光電子増倍管から遠い  $x \geq 80\text{mm}$  の領域においては入射位置、角度依存性ともに非常によく測定を再現できている。一方で、 $x < 80\text{mm}$  の光電子増倍管に近い位置において、 $0^\circ$  以上の入射角での振る舞いは実測と異なっている。この原因としては、光電子増倍管に近いライトガイドあるいは光電面そのもの、鉛ガラスブロックとライトガイドの接着面などの影響が大きく、シミュレーションでは完全に再現されていないことが考えられる。

一方、電子に対する応答の入射位置・角度依存性は図 7.11、7.12 のようになった。

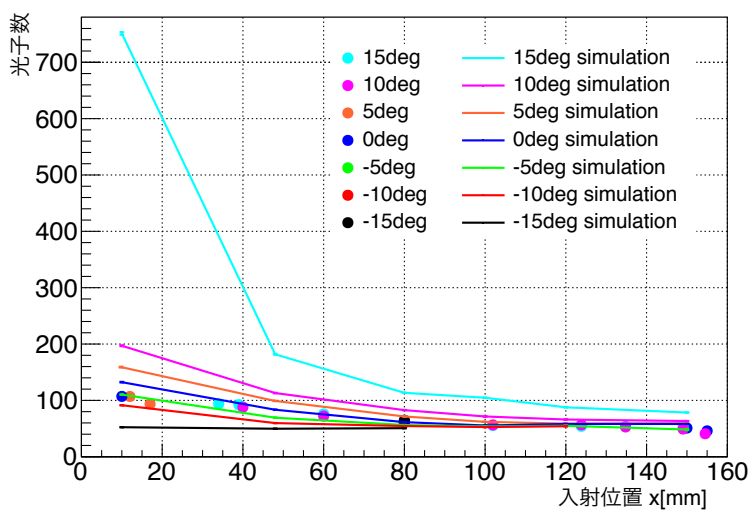
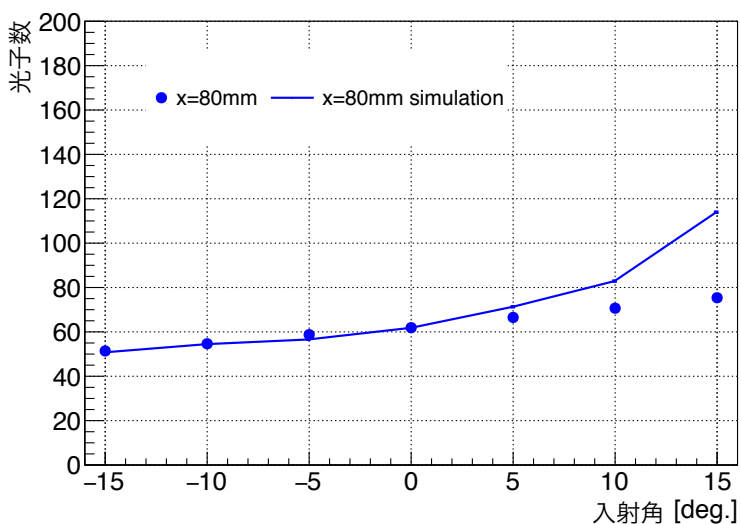


図 7.11: 電子に対する応答の入射条件依存性

図 7.12: 電子に対する応答の  $x=80\text{mm}$  での入射角依存性

角度依存性に関しては、 $0^\circ$  以下の入射角においては依存性が測定を再現できていると考えられる。一方で  $15^\circ$ 、 $10^\circ$  での振る舞いは実測と大きく異なっている。また、位置依存性に関しては  $x < 80\text{ mm}$  の光電子増倍管に近い位置での振る舞いは実測を再現していないと考えられる。これらの原因としては、電磁シャワーにより生じた  $\gamma$  線や電子と光電子増倍管の反応やその周辺での光の輸送の状況が再現されていないことが影響していると考えられる。以上から  $x \geq 80\text{ mm}$ 、 $\theta < 0^\circ$  ではシミュレーションは実測をよく再現しており、妥当な見積もりが可能であると考えられる。

## 7.4 $\pi$ 中間子棄却率の評価

### 7.4.1 $\pi$ 中間子棄却率の運動量依存性

ここでは粒子の運動量を変えて $\pi$ 中間子に対するカロリメータの応答のシミュレーションを行い、0.4 GeV/c から 2.0 GeV/c までの運動量の結果を用いて $\pi$ 中間子棄却率の運動量依存性を評価した。評価は中心位置 ( $x=80$  mm)、 $0^\circ$  入射の場合について行い、電子の分布に関しては実測のデータを運動量 0.4 GeV/c に焼き直した分布を使用し、電子検出効率を 90% を維持する閾値を設定した際の $\pi$ 中間子棄却率を求めた。

0.4 GeV/c から 2 GeV/c までの運動量の粒子に対する $\pi$ 中間子棄却率を図 7.13 に示す。ただし、赤点は電子、 $\pi$ 中間子の分布ともに実測のデータを用いて求めた結果である。青の線がシミュレーションの結果である。シミュレーションに関しては統計誤差のみを考慮しており、実測のデータに関しては統計誤差の他にカロリメータをアラインし直している影響を考慮した系統誤差をかぎ型の誤差棒をつけている。以上の結果から、 $\pi$ 中間子棄却率の運動量依存性に関して、シミュレーションと実測の結果は誤差の範囲内で一致することが分かった。運動量 0.4 GeV/c の点に関しては両者の値はそれぞれ  $96.07 \pm 0.14\%$ 、 $93.50 \pm 0.39 \pm 2.8(\text{sys.})\%$  であり測定時に生じた系統誤差内で一致している。

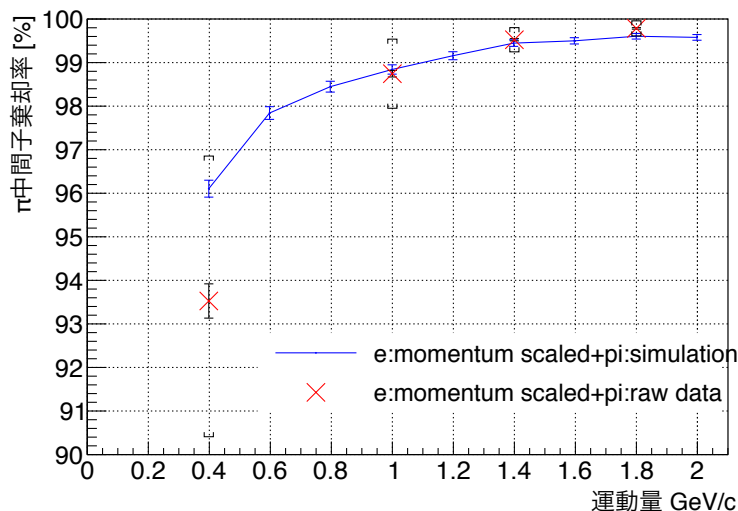


図 7.13:  $\pi$  中間子棄却率の運動量依存性

シミュレーションの結果、粒子の運動量が低いほど $\pi$ 中間子棄却率が悪化する傾向を確認することができた。運動量依存性は低い運動量領域ほど大きく、0.4 GeV/c と 0.6 GeV/c では 1% 違いがあるのに対して、1.4 GeV/c 以上の運動量領域においては $\pi$ 中間子棄却率は 99.5% で統計誤差である 0.07% の範囲内で一定に振舞うことが確認された。

### 7.4.2 $\pi$ 中間子棄却率の粒子入射位置・角度依存性

運動量  $0.4\text{GeV}/c$  の  $\pi$  中間子に対する応答のシミュレーション結果を用いて、 $\pi$  中間子棄却率の粒子入射位置・角度依存性の評価を行なった。電子の分布に関しては7章と同様に実測のデータを運動量  $0.4\text{GeV}/c$  にスケールした結果を使用している。図7.14、図7.15に  $\pi$  中間子棄却率の入射位置依存性、入射角依存性をそれぞれ示す。入射位置依存性に関しては、シミュレーションの結果は  $x > 80\text{mm}$  の入射位置では振る舞いが実測と大きく異なるため、 $x \leq 80\text{mm}$  の領域のみでの評価を行なっている。また、この時の入射角は  $0^\circ$  である。入射角依存性に関しては、 $x = 80\text{mm}$  における結果を示している。紫の点は6章において、 $\pi$  中間子の分布をフィット関数を用いて運動量  $0.4\text{GeV}/c$  にスケールした際の入射条件依存性であり、統計誤差とは別に系統誤差としてカロリメータをアラインし直している影響を考慮している。

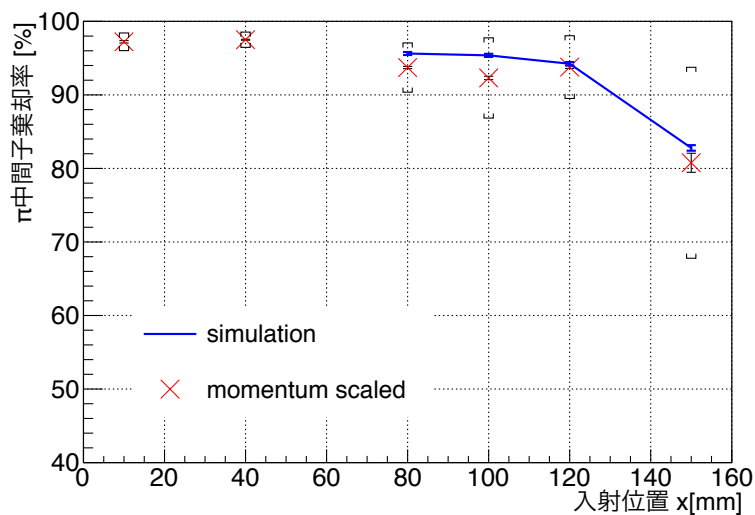


図 7.14: シミュレーションによる  $\pi$  中間子棄却率の入射角  $0^\circ$  での入射位置依存性。

この結果をシミュレーションによる結果と比較すると、シミュレーション結果と前章で議論した手法により評価した結果は誤差の範囲内で非常によく一致しており、6章で用いたガウス分布とランダウ分布を合わせたモデル関数を用いた分布の評価が正しいことが確かめられた。



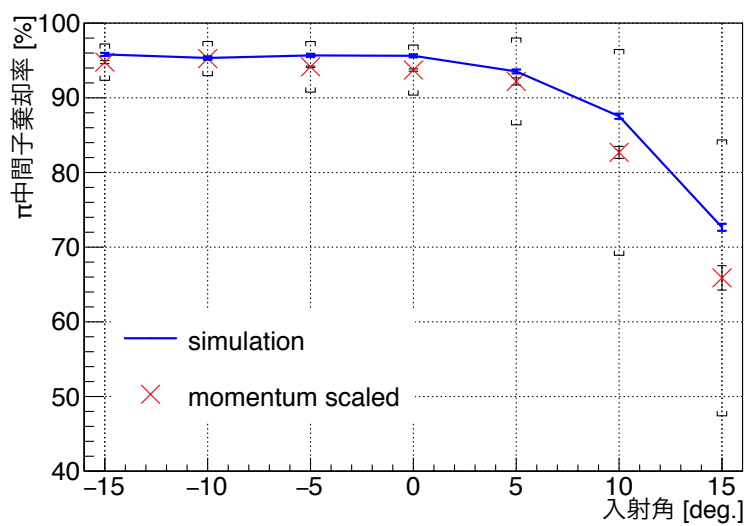


図 7.15: シミュレーションによる  $\pi$  中間子棄却率の入射位置  $x=80\text{mm}$  の入射角依存性。

## 第8章 議論と展望

本章においてはこれまでの鉛ガラスカロリメータの1セグメントでの性能評価を踏まえて、E16実験で使用するカロリメータの設計や、使用する上で想定される性能について論じる。また、その上で今後必要とされる措置や、開発要素についても述べる。

### 8.1 E16実験における鉛ガラスカロリメータによる電子識別

これまでの $\pi$ 中間子棄却率の評価より、本論文の鉛ガラスカロリメータは電子検出効率を90%に保つ閾値を設け、電子識別を行うことによって92.7%の $\pi$ 中間子棄却率を達成できることが分かった。しかし、当初E16実験がカロリメータに期待していた性能は電子の検出効率90%で $\pi$ 中間子棄却率95%を達成することであり、今回の性能評価によって0.4 GeV/cの電子の検出効率を各点で90%にするような閾値を設けた際の $\pi$ 中間子棄却率はこの数値にはわずかに届いていない。ここでは $\pi$ 中間子棄却率がE16実験の結果に与える影響について議論する。

E16実験でこの鉛ガラスカロリメータを使用する際には

- ケース1. 電子の検出効率は90%のまま、 $\pi$ 中間子棄却率92.7%で使用する。
- ケース2. 電子の検出効率を少し下げ、 $\pi$ 中間子棄却率95%で使用する。

のケースが想定される。当然ケース1.とケース2.の折衷案も存在するが今回はケース1.とケース2.の場合について考察する。具体的には、 $\phi$ 中間子の質量スペクトルが存在する領域(0.84–1.2GeV/c)における、バックグラウンドの増加分とその内訳の増加、 $\phi$ 中間子の収量について述べる。

電子・陽電子対から不変質量を構成する場合、親粒子が異なる電子・陽電子同士のペア( $e^-$ ,  $e^+$ )、電子あるいは陽電子と誤認した $\pi$ 中間子のペア( $e^\pm$ ,  $\pi^\mp$ )、誤認した $\pi$ 中間子同士のペア( $\pi^-$ ,  $\pi^+$ )がバックグラウンドとして想定される。これらの比はシミュレーションによって見積もることができ、鉛ガラスカロリメータの電子検出効率が90%で95%の $\pi$ 中間子を棄却すると仮定した際に、

$(e^-, e^+) : (e^\pm, \pi^\mp) : (\pi^-, \pi^+) = 1.9 : 1.0 : 0.15$   
となる[48]。

### 8.1.1 ケース1. 電子の検出効率は90%のまま、 $\pi$ 中間子棄却率92.7%で使用した場合

95.0%で $\pi$ 中間子を棄却した場合には $\pi$ 中間子を誤認する確率は5.0%であるが、 $\pi$ 中間子棄却率92.7%で使用した場合、7.3%と誤認する確率は約1.5倍になる。したがって、バックグラウンドの内訳は電子同士のペア(e, e)は変わらず、電子と電子と誤認した $\pi$ 中間子のペア(e,  $\pi$ )が約1.5倍、誤認した $\pi$ 中間子同士のペア( $\pi$ ,  $\pi$ )は $1.5 \times 1.5 \sim 2.1$ 倍になり

$$(e^-, e^+) : (e^\pm, \pi^\mp) : (\pi^-, \pi^+) = 1.9 : 1.5 : 0.32$$

のようになる。このことから、バックグラウンドの総量は当初の見積もりの約1.2倍になる。

一方で、ベクター中間子の崩壊より生じた電子の収量は変わらないため、シグナル/ノイズの比(=S/N比)は約0.82倍に悪化すると考えられる。 $\phi$ 中間子の収量に関しては当初の見積もり(表2.1参照)に変化はない。

### 8.1.2 ケース2. 電子の検出効率を少し下げ、 $\pi$ 中間子棄却率95%で使用した場合

図6.19より、電子の検出効率を87%(スペクトロメータ全体では55%)にまで下げれば $\pi$ 中間子棄却率95%をブロック全体で達成できると考えられる。この場合、バックグラウンドの内訳は電子・陽電子のペア( $e^-, e^+$ )は $0.97 \times 0.97 \sim 0.93$ 倍になり、電子と電子と誤認した $\pi$ 中間子のペア( $e^\pm, \pi^\mp$ )が0.97倍、誤認した $\pi$ 中間子同士のペア( $\pi^-, \pi^+$ )は変わらず、

$$(e^-, e^+) : (e^\pm, \pi^\mp) : (\pi^-, \pi^+) = 1.8 : 0.97 : 0.15$$

のようになる。これより、バックグラウンドの総量は当初の見積もりの約0.96倍になる。

一方で、ベクター中間子の崩壊より生じた電子の収量も $0.97 \times 0.97 = 0.93$ 倍になるため、シグナル/ノイズの比(=S/N比)は $0.93/0.96 \sim 0.97$ 倍となり、ほぼ変わらない。一方、 $\phi$ 中間子の収量に関しては当初の見積もり(表2.1参照)の0.93倍になり、Run1では約14000個、Run2では約64000個になる。

以上の議論により、ケース2.を選択した方がスペクトル中のシグナルとノイズの比の悪化を抑えることができると考えられるが、ベクター中間子の収量を減らす結果となるため、今後は、どの程度のシグナル/ノイズの比の悪化であれば質量スペクトルを見る上で問題がないかをE16実験の実験条件に合わせたシミュレーション等を用いて考察する。

## 8.2 実験における電子識別

電子ビーム、 $\pi$ 中間子ビームを用いたテスト実験の結果より、カロリメータの応答には粒子入射位置、角度依存性が存在していることが明らかになった。実際の実験においては、トラッキング情報を用い、粒子の入射位置と角度に応じて、電子と $\pi$ 中間子を識別することが可能である。ここでは本論文で議論してきた電子と $\pi$ 中間子対

する応答の入射条件依存性から実験でカロリメータを使用する際に行う解析手法とその精度に関して述べる。

本論文の成果より、カロリメータのデザインとして、粒子の入射角が $0^\circ$ から $-5^\circ$ になるようにセグメントを配置することが性能を高く保つために重要であることが分かった。したがって、 $0^\circ$ から $-5^\circ$ での入射角での入射位置・角度に応じた電子識別を考える。セグメントに対する粒子の入射位置と入射角度の関係は、式(6.2.3)で表される。入射位置と角度は1対1で対応しており、その関係はほぼ線形であると考えて問題ない。ここでは実験において想定される電子識別の手法を適応した際の運動量 $0.4\text{GeV}/c$ の粒子に対するカロリメータ1セグメントでの性能を評価した。 $\pi$ 中間子棄却率を求めるにあたって、 $\pi$ 中間子に関しては、 $0^\circ$ 入射と $-5^\circ$ 入射に対する応答がほぼ変わらないことが $\pi$ 中間子ビームを用いたテスト実験の結果から分かっている。したがって評価には $0^\circ$ 入射の分布を用いた。

電子識別の方法としては以下の二つの場合を考えた。

(i) カロリメータ信号を補正する手法

本研究の成果によりカロリメータの応答の入射位置・角度依存性が非常によく理解されたことを利用して、運動量が同じ電子に対して一定の応答になるようにカロリメータの信号を補正する。粒子の入射位置・角度に応じてカロリメータの波形の積分値に補正をかける。ここでは電子に対する応答の入射位置依存性を使用して補正を行った。

図8.1に電子、 $\pi$ 中間子の $0^\circ$ における入射位置依存性の振る舞いを示す。電子に関しては、電子ビームを用いたテスト実験の結果より各測定点の角度依存性を補正してプロットしている。

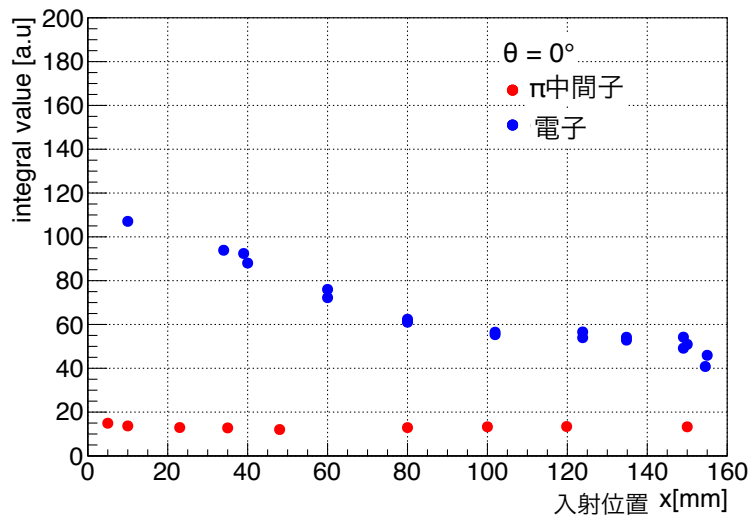


図 8.1: 電子、 $\pi$ 中間子の $0^\circ$ における入射位置依存性

$0^\circ$ 入射において、電子に対する応答は位置依存性が大きいものに対して、 $\pi$ 中間子に対する応答には位置依存性がほぼみられない。電子に対する応答の入射位置依存性を使用して補正を行った際には、電子の分布は補正されるが $\pi$ 中間子は位置依存性が

電子と異なるため間違った方向に補正されると考えられる。次に述べる方法と比較して、 $\pi$ 中間子が間違った方向に補正される影響を見積もる。電子に対する応答の入射位置依存性を用いた補正の前後の分布の広がり进行比较したものが、図8.2である。黒の分布は補正を加える前の各測定位置でのデータを足し上げた分布、赤、青がそれぞれ補正を加えた後の $\pi$ 中間子、電子の分布である。電子の分布に関しては補正を加えることにより、分布の幅は細くなっていることが分かる。また、 $\pi$ 中間子の分布に関しては少し分布が広がっていることが確認できる。この結果より、補正後の分布に対して電子の検出効率が90%になるような閾値を設定することができる。

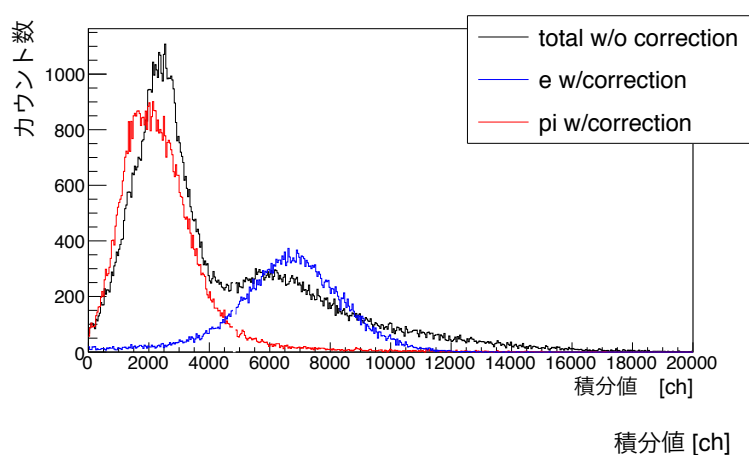


図 8.2: 入射条件補正前後の分布の変化

補正後の分布の電子検出効率が90%以上になるような閾値を設け、電子識別を行う。

(ii) 電子識別の閾値を入射条件ごとに設定する手法

電子検出効率が90%になるような閾値の入射位置・角度依存性を考え、イベントごとに閾値を設定する。ここでは、運動量  $0.4\text{GeV}/c$  の電子の検出効率が90%を達成する閾値の振る舞いを入射位置の関数として測定点を滑らかに補間した関数形を求めた。90%の電子検出効率を保つ閾値の入射位置依存性はそれぞれ図8.3のようになった。

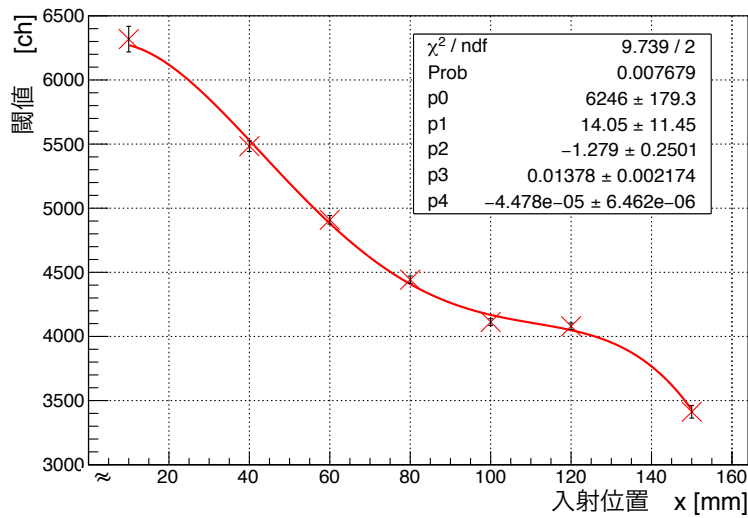


図 8.3: 90%の電子検出効率を保つ閾値の入射位置依存性

この結果を4次関数

$$y(x) = c_1 x^4 + c_2 x^3 + c_3 x^2 + c_4 x + c_5 \quad (8.1)$$

でフィットし、閾値を入射位置の関数としてパラメトライズした結果、各係数は

$$\begin{aligned} c_1 &= (-4.47 \times \pm 0.64) \times 10^{-5} \\ c_2 &= 0.0138 \pm 0.0022 \\ c_3 &= -1.27 \pm 0.25 \\ c_4 &= 14 \pm 11 \\ c_5 &= (6.25 \pm 0.18) \times 10^3 \end{aligned}$$

となった。

以上の (i),(ii) の手法により電子識別を行なった際の電子検出効率を図 8.4 に示す。(i) の手法で識別を行なった際の電子検出効率は (ii) の場合と比べ、入射位置によって多少のばらつきが見えるが、これは入射位置による積分値の補正に使用した関数の精度に起因していると考えられる。

次に、 $\pi$  中間子棄却率を図 8.5 に示す。この結果から、セグメント全体の  $\pi$  中間子棄却率は (i) の場合  $92.3 \pm 0.0024 \pm 4.0(\text{sys.})\%$ 、(ii) の場合  $93.0 \pm 0.23 \pm 4.5(\text{sys.})\%$  となった。今回の場合、(i) と (ii) の差は (i) の手法においては  $\pi$  中間子が電子の位置依存性に基づき誤った依存性で補正されてしまうことに起因していると考えられることができる。しかしながら、これらの差は誤差の範囲内で一致しており、(i) の手法において  $\pi$  中間子が誤った依存性で補正されてしまう影響は無視できるほど小さいということが分かった。

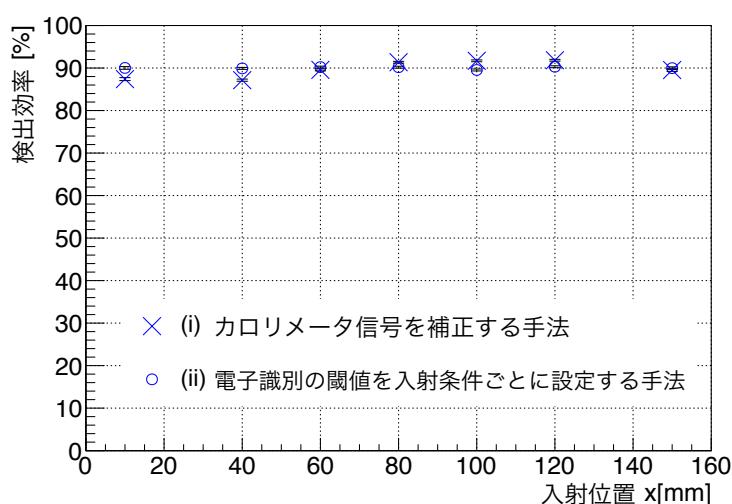
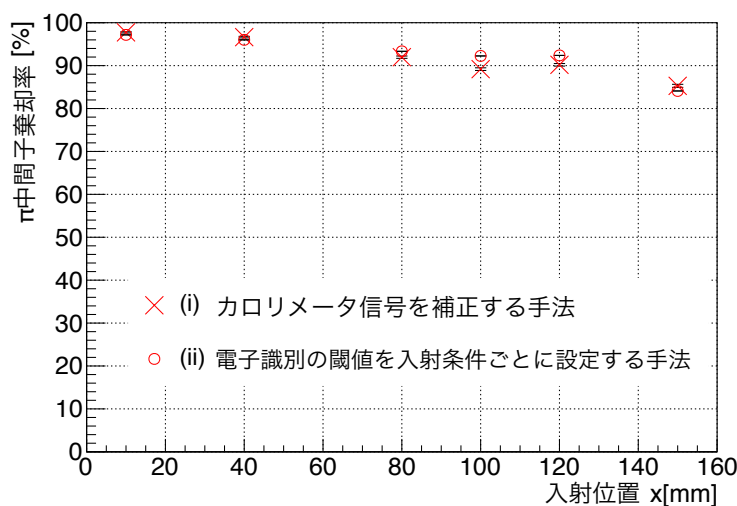


図 8.4: 2つの手法により電子識別を行なった際の電子検出効率

図 8.5: 2つの手法により電子識別を行なった際の $\pi$ 中間子棄却率

また、これらの結果は本論文において既に評価した $\pi$ 中間子棄却率 $92.7 \pm 0.25\%$ と比較しても一致しており、(i)、(ii)の手法による $\pi$ 中間子棄却率の悪化は見られないことが分かった。実際の実験における解析手法としては、今後、より良い電子識別手法の開発を行う可能性がある。

### 8.3 カロリメータ設計の最適化

現在までの結果より、カロリメータ全体の設計に関して述べる。ここではRun0の時点で導入される、カロリメータの中段の設計を議論する。図8.6に現在までの議論を経て決定したカロリメータ中段のブロック配置を示し、次小節以降にデザインの意

図を述べる。中段の有効検出領域は鉛直方向に  $\pm 15^\circ$  であり、これを8モジュール並べることにより水平方向にビームに対して  $15^\circ$  から  $135^\circ$  を覆う。

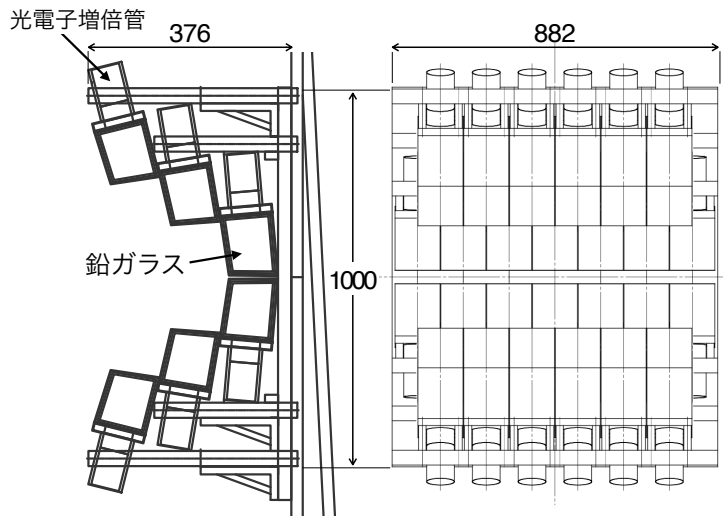


図 8.6: 鉛ガラスカロリメータのセグメント配置 (1モジュール)

### 8.3.1 粒子入射角の要請

本論文において評価した  $\pi$  中間子棄却率の粒子入射条件依存性の結果より、各セグメントへの粒子の入射角が  $0^\circ$  以下になるようにセグメントを配置することが、カロリメータ全体の設計を行う上で重要であることが分かった。以上を踏まえ、図 8.6 左図のようなセグメントの組み方を考案した。この配置では、各セグメントに対する入射角は光電子増倍管の光電面に対して  $0^\circ$  から  $-5^\circ$  になるように配置されており、このような配置にすることにより、運動量  $0.4\text{GeV}/c$  の粒子に対する  $\pi$  中間子棄却率を  $92.7 \pm 0.25\%$  に保つことができる。

### 8.3.2 有効領域の設定

電子ビームを用いた測定結果より、入射位置  $x=150\text{mm}$  と  $155\text{mm}$  を比較した際に、鉛ガラスブロックの端から  $5\text{mm}$  の距離である  $x=155\text{mm}$  の地点では電磁シャワーが鉛ガラスの外に出てしまう効果が大いことが分かっている。グラニュラリティを上げた結果として端の領域が増えるのは避けられない結果であり、 $x=150\text{mm}$  以上の領域で漏れた電磁シャワーを他のブロックで救うことは光電子増倍管のスペース等を考えると、ほぼ不可能である。このことから  $x=150\text{mm}$  以上のブロック端においては電子の検出効率が落ちることが想定される。また、光電子増倍管に近い  $x < 10\text{mm}$  の領域においてもシャワー漏れの影響が現れることが懸念される。したがって E16 実験においては鉛ガラスブロックの両端  $10\text{mm}$  はカロリメータの有効検出領域から外し解析を行うことを検討している。設計を行う上では、ブロック同士を  $10\text{mm}$  重ねて配置す



ることにより有効検出領域から外れた領域を最小化した。ブロック同士の重なった部分においては重なった2つのセグメントの信号を足し合わせることで、端から10mm以下の領域においても高い $\pi$ 中間子棄却率での電子識別を行える可能性がある。今後は今回決定したセグメント配置を元に、複数のセグメントの信号を組み合わせることで電子識別を行なった際に鉛ガラスブロックの端の部分でどの程度 $\pi$ 中間子棄却率が改善されるかをビームを用いて試験する必要がある。

## 8.4 カロリメータ中段の $\pi$ 中間子棄却率

前節でデザインを決定したカロリメータの中段1モジュールに関して、実際にE16実験で使用した際のモジュール全体での $\pi$ 中間子棄却率を見積もる。図8.7に1モジュール中の各点での $\pi$ 中間子棄却率の鉛直方向の位置依存性を示す。横軸の入射角は図8.8に示すような入射位置に対応している。前章までは $\pi$ 中間子の分布を一様として性能を評価していたが、本節では実際にシミュレーションにより予想される、スペクトロメータ中でカロリメータに入射する $\pi$ 中間子の鉛直方向の分布を用いて評価を行う。

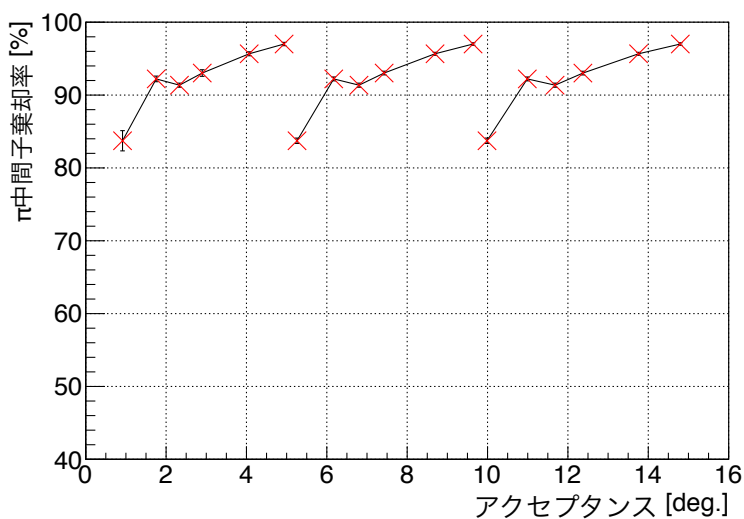


図 8.7: モジュールの中での $\pi$ 中間子棄却率の位置依存性。横軸は鉛直方向の角度。

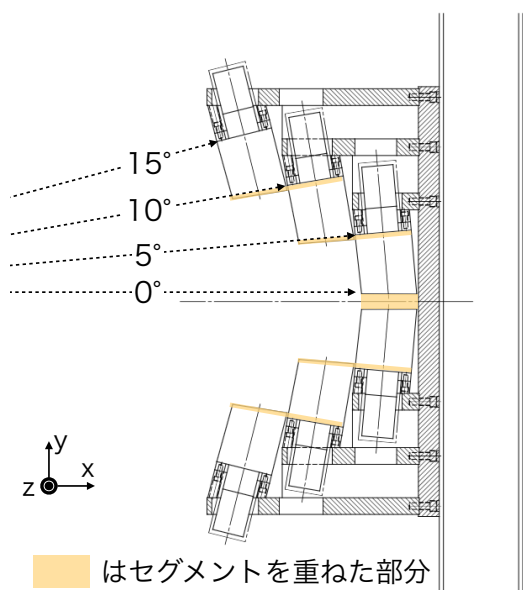


図 8.8: 入射角とモジュール中の入射位置の対応

シミュレーションにより予想される、0.35 から 0.45 GeV/c の運動量の  $\pi$  中間子に対する鉛直方向の分布を図 8.9 に示す。ここでは特に Run0 の時点から使用する予定の最前方のモジュールにおける分布を示した。想定される  $\pi$  中間子の分布に対し、90% の電子検出効率で電子識別を行った際には、電子と誤認される  $\pi$  中間子は図 8.9 中の赤のような分布になると考えられる。また、図 8.9 の灰色の部分にはカロリメータのセグメントを重ねた領域にあたる部分であり、この部分に関しては解析時には使用しない、もしくは 2 つのセグメントの信号の和を取るなどして使用することが想定される。今回はこのセグメント同士の重なりを除いた領域における  $\pi$  中間子棄却率を見積もった。結果、 $91.9 \pm 0.6\%$  という結果を得た。ここでの誤差は統計誤差のみを考慮している。この結果より、実際の実験で想定される粒子の入射条件の分布に対してもカロリメータのモジュール全体で高い  $\pi$  中間子棄却率を達成できることが分かった。

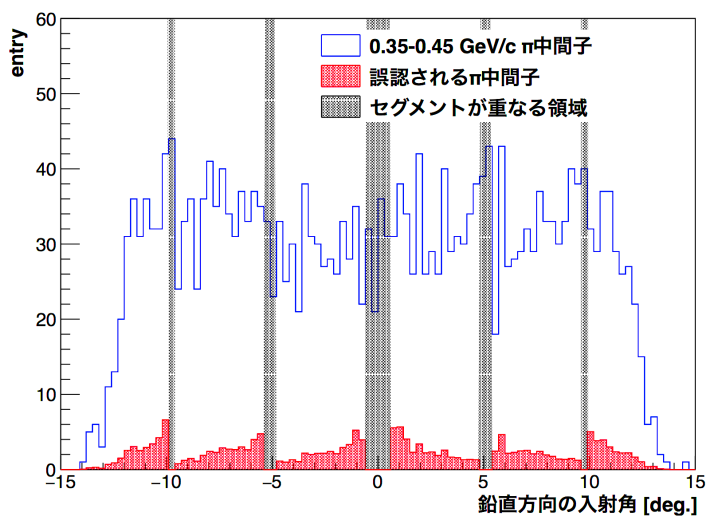


図 8.9: カロリメータに入射する運動量 0.35–0.45 GeV/c の  $\pi$  中間子の鉛直方向の分布。灰色の領域はセグメントの重なりにあたる部分で赤の分布はカロリメータによる電子識別で誤認される  $\pi$  中間子の分布。

以上より、E16 実験のために設計した粒度の高いカロリメータにおいても過去に KEK-PS E325 実験において使用されていたものと同等の性能を維持できることが明らかになった。

## 8.5 光電子増倍管のレート耐性

図 8.10 にカロリメータに使用する Hamamatsu R6683 の回路図を示す。Hamamatsu R6683 は陰極接地型の光電子増倍管であり、陽極に供給されている正の高電圧と信号はカップリングコンデンサにより分離されている。陰極接地型の光電子増倍管を高レート条件で使用する際の注意点として、カップリングコンデンサに充電された電荷により生じるベースラインシフトの程度を評価しておく必要がある。また、全ての光電子増倍管に言えることではあるが、光電子増倍管に対する入射光量と出力の比例関係はある入射光量レベル以上において保たれなくなるという点にも注意が必要である。

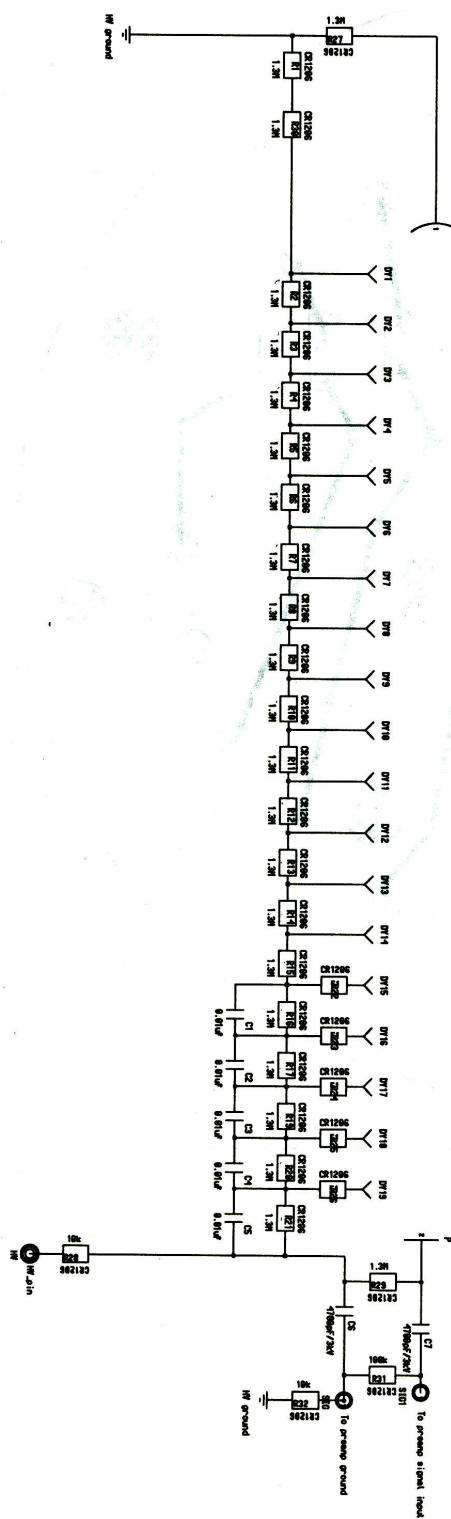


図 8.10: 光電子増倍管 Hamamatsu R6683 の回路図 [50]

### 8.5.1 レートと増幅率

ここでは、粒子がカロリメータに入射するレートと Hamamatsu R6683 の増幅率について述べる。光電子増倍管に対する入射光量と出力の比例関係はある入射光量レベル以上において保たれなくなる。図 8.11 に一般的な光電子増倍管の模式図を示す。通常、入射光量により生じた出力電流  $\Delta I_D$  がデバイダ回路を流れるデバイダ電流  $I_D$  の  $1/20$  から  $1/50$  を上回ると増幅の最終段の電圧  $V_4'$  が低下し、入射光量に対する出力の線型性が保たれなくなる [49]。そのため、光電子増倍管を高レート環境下で動作させた場合には、出力電流が増加することにより光電子増倍管への入射光量と出力信号の間の線型性が保たれない可能性がある。Hamamatsu R6683 のデバイダ電流は  $64\mu\text{A}$  であるため、 $1.28\sim 3.20\mu\text{A}$  の以上の電流が出力電流として流れた際に線型性が悪化すると考えられる。

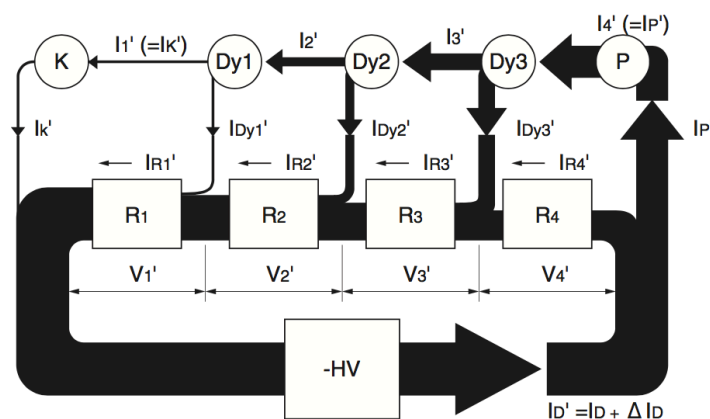


図 8.11: 光電子増倍管の模式図 [49]

### 8.5.2 レート耐性テスト

レート耐性に関するテストは J-PARC K1.8 ビームラインにおいて運動量  $1.4\text{GeV}$  の  $\pi$  中間子ビームを使用し行った。カロリメータからの信号の中で波高が  $2\text{mV}$  を超えたものをスケーラーで数え、これをカロリメータに当たった粒子の数 (シングルヒット) として取り扱っている。今回は  $1\text{spill}(= 2\text{秒})$  でのシングルヒットを 2 で割って、カロリメータ全体に粒子が当たるレート数 (シングルレート) としている。また、ビームレートを変えながらカロリメータの電源モジュールのカレント量を記録した。ビームレートを上げた際のカロリメータの応答を図 8.12 に示す。ここではシングルレート  $80\text{kHz}$  と  $130\text{kHz}$ 、 $380\text{kHz}$  の結果を比較している。なお、本論文における J-PARC K1.8 ビームラインでの測定は約  $80\text{kHz}$  程度のシングルレートで測定していた。

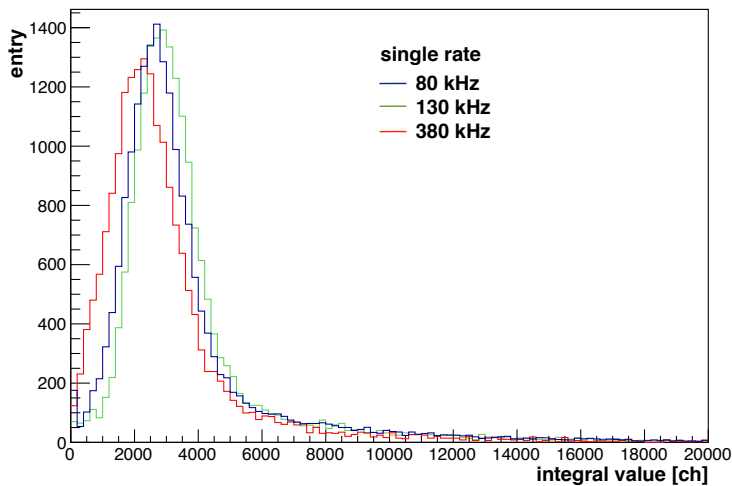


図 8.12: 光電子増倍管の増幅率のレート依存性

粒子の入射がないときのデバイダ電流  $I_D$  が  $64\mu\text{A}$  であるのに対して、出力電流  $\Delta I_D$  はシングルレートが  $80\text{kHz}$  の時は  $1\mu\text{A}$  以下、 $130\text{kHz}$  では  $1\mu\text{A}$ 、 $380\text{kHz}$  では  $4\mu\text{A}$  であった。これによって Hamamatsu R6683 は少なくとも  $380\text{kHz}$  程度の  $1.4\text{GeV}/c$  の  $\pi$  中間子のシングルレートにより出力電流が  $4\mu\text{A}$  を超えると増幅率の線型性が保たれなくなることが明らかになった。これは前項で想定された結果と矛盾しない。

E16 実験では  $\pi$  中間子によって  $1\text{MHz}$  近くのシングルレートが想定されるため、この光電子増倍管を実験において使用するためには、対策が必要である。具体的には、デバイダ電流が元来  $64\mu\text{A}$  と比較的少ないため、光電子増倍管の増幅の後段の方にブースタ電源を別途追加し、デバイダ電流を補うという方針が考えられる。他にもデバイダ部分の抵抗の大きさを変更するなどの対策を取ることも可能である。

### 8.5.3 ベースラインシフト

実験において Hamamatsu R6683 を使用した際の信号のベースラインシフトの程度について述べる。図 8.13 に陰極接地型の光電子増倍管の陽極出力への接続回路を示す [49]。

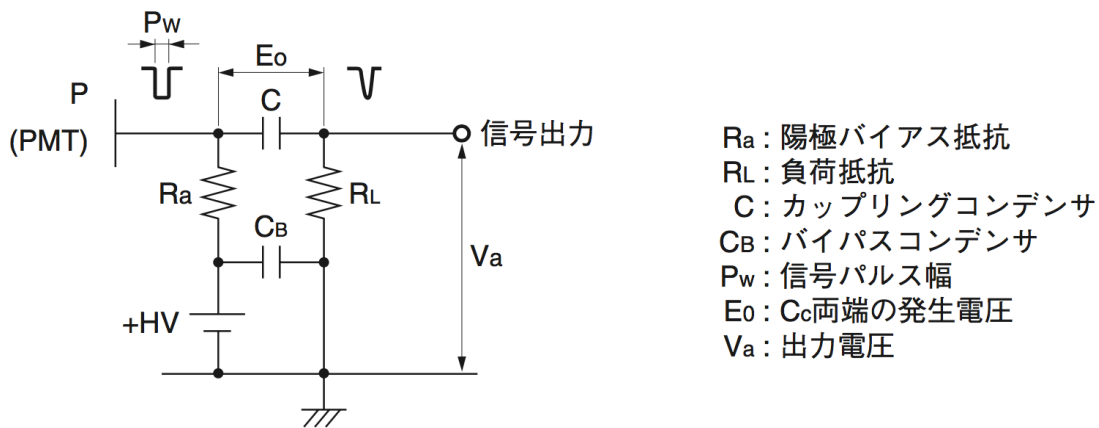


図 8.13: 陰極接地型の光電子増倍管の陽極出力への接続回路 [49]

カップリングコンデンサ  $C$  を通った信号は、その電荷がコンデンサに充電され、充電された電荷  $Q$  によりコンデンサの両端には信号とは逆向きで  $E_0 = Q/C$  の電圧が発生する。この電圧の時間変化  $V(t)$  はコンデンサの容量  $C$  と  $R_a$ 、 $R_L$  の並列抵抗  $R$  で決まる時定数  $\tau = CR$  により、

$$V(t) = E_0 e^{-t/\tau} \quad (8.2)$$

のように表され、減衰する。コンデンサの両端に発生した電圧は  $R_L$  と  $R_a$  で分圧され、出力電圧  $V_a(t)$  は、

$$V_a(t) = E_0 e^{-t/\tau} \frac{R_a}{R_a + R_L} \quad (8.3)$$

とかける。この結果、信号パルスの頻度が高くなるとベースラインは元に戻らず、真のゼロレベルよりずれたところに見かけ上のゼロレベルを形成することになる。

Hamamatsu R6683 では  $C=4700$  pF、 $R_a = R_L = 1.3\text{M}\Omega$  であることから、時定数  $\tau$  は  $3.0$  ms であることが分かる。運動量  $1.4$  GeV/c の  $\pi$  中間子に対して出力電荷  $Q_{out}$  を測定した結果、1パルス約  $4.4 \times 10^{-11}\text{C}$  であることが明らかになっている。読み出し回路の抵抗は  $50\Omega$  であることから、 $Q_{out}$  はベースラインシフトの電圧  $V_{out}(t)$  を用いて

$$Q_{out} = \int_0^{\infty} \frac{V_{out}(t)}{50[\Omega]} dt \quad (8.4)$$

とも表すことができる。

このことから、 $\pi$  中間子 1 イベントによるこのことから光電子増倍管のベースラインシフトの電圧  $V_{out}$  は

$$V_{out}(t) = \frac{Q_{out} \times 50[\Omega]}{\tau} e^{-t/\tau} \quad (8.5)$$

と表される。実際のベースラインシフトは波高  $h$  を持つ波形の重ね合わせとして生じる。E16 実験においてはカロリメータ 1 セグメントあたり  $1$  MHz のレートで入射することが想定される。 $\Delta t = 1 \times 10^{-6}\text{s}$  間隔で  $\pi$  中間子がカロリメータに入射すると仮

定すると、時刻  $t_0$  におけるベースラインシフト  $V_{shift}$  は

$$V_{shift} = \sum_{n=-\infty}^{t_0} V_{out}(t + n\Delta t) \quad (8.6)$$

とかける。この結果、ベースラインシフトは  $V_{shift} = 2.2\text{mV}$  と見積もられる。この値は典型的なカロリメータの信号の波高である  $100\text{ mV}$  と比較すると小さく、典型的なカロリメータの信号の積分値への影響は  $5\%$ 程度であると評価される。今後は、カロリメータの電子検出効率と  $\pi$ 中間子棄却率に対するベースラインシフトの影響を評価するとともに、実際に光を高レートで入射した際のベースラインシフトの程度を実測し、ここでの結果を確認する必要がある。



## 第9章 結論

茨城県東海村にある大強度陽子加速器施設 J-PARC において、核媒質中のベクター中間子質量スペクトル測定実験 (E16 実験) が計画されている。E16 実験においてはベクターメソンの電子対への崩壊を利用した質量スペクトル測定を高強度ビームを使用し、高質量分解能・高統計で行うため、高レート耐性のある検出器の開発が必要不可欠である。また、電子識別に関しては高い電子検出効率を保ちながらバックグラウンドに存在する  $\pi$  中間子をはじめとしたハドロンを棄却することが重要である。

我々は電子識別に使用する鉛ガラスカロリメータの開発を行ってきた。E16 実験で使用するカロリメータとしては、レート耐性を上げるために、従来の鉛ガラスカロリメータと比べ、体積の小さい鉛ガラスブロックを組み合わせてカロリメータ全体を構成する必要があった。本研究においては電子ビーム、 $\pi$  中間子ビームを使用し、カロリメータの1セグメントの電子と  $\pi$  中間子に対する応答の粒子入射位置・角度依存性を詳細に測定した。その結果、セグメントの中心 ( $x=80$  mm) に粒子が入射した条件で比較すると、 $\pi$  中間子に対する応答の入射角依存性は電子に対する応答の入射角依存性の約3倍あり、依存性が非常に大きいことが明らかになった。

また、測定した結果より、運動量  $0.4$  GeV/c の粒子に対する  $\pi$  中間子棄却率の入射位置・角度依存性を評価した。その結果、光電子増倍管の光電面に対して  $0^\circ$  以下の角度で粒子が入射した際には高い  $\pi$  中間子棄却率が得られ、 $0^\circ$  以上の角度で粒子が入射した際には  $\pi$  中間子棄却率の悪化がみられた。さらに、 $0^\circ$  から  $-5^\circ$  で粒子が入射した場合、電子検出効率90%閾値におけるセグメント全体での  $\pi$  中間子棄却率は  $92.7 \pm 0.25\%$  であり、セグメントの大きさを小さくした場合でも過去の先行研究と同程度の  $\pi$  中間子棄却率を達成可能であることが確認された。以上の結果を踏まえて各セグメントに対して  $0^\circ$  から  $-5^\circ$  で粒子が入射するようなセグメントの配置を考え、カロリメータ全体の設計を行なった。

本研究においては Geant4 を用いたシミュレーションも行い、鉛ガラスカロリメータの電子・ $\pi$  中間子に対する応答の実験データとの比較、 $\pi$  中間子棄却率の評価をそれぞれ行なった。シミュレーションの結果は概ね実測を再現しており、測定データや解析において運動量をスケールする際に使用したモデルの妥当性を示すことができた。また、 $\pi$  中間子によるカロリメータの応答の大部分は  $\pi$  中間子自身からのチェレンコフ光であることが明らかになり、これにより  $\pi$  中間子に対する応答の入射角依存性が非常に大きいことが理解されると考えられた。

今後の展望としては、カロリメータのセグメントを組んだ状態での性能の評価、光電子増倍管のレート耐性を上げるための改造などが挙げられる。

## 謝辞

本研究を行うにあたって多くの方々にお世話になりました。指導教員である成木恵准教授には実験・理論ともに非常に基本的な部分からご指導いただきました。解析やシミュレーションの過程を見ていただき、また、発表や本修士論文を書く際も丹念に見ていただきました。ありがとうございます。理研仁科センターの四日市専任研究員には2つのテスト実験を通して参加いただきました。また、カロリメータのデザインの基本概念や、実験計画についても議論していただき、解析の過程やシミュレーションに関しても助言いただきました。ありがとうございます。大阪大学RCNPの高橋智則さんにはグループに入った当初から回路やプログラミングに関して様々なことを教えてくださいました。また、実験を行う上でのDAQシステムの構築を一通り、昼夜を問わず行なってくださいました。度々の実験セットアップの変更や急なトラブルにも対応していただき非常に感謝しております。

東北大学電子光理学研究センターにおいて実験を行う際には東北大学電子光理学研究センターの宮部学助教に実験の準備や施設の見学の際に大変お世話になりました。また、一緒に実験を行なったJ-PARC E40、E50実験の皆様にも大変お世話になりました。特に、東北大学の三輪浩司准教授、本田良太郎助教にはJ-PARCにおいても一緒に実験をさせていただき、ご迷惑をかけることも多かったと思いますが、寛大に見守ってください大変感謝しております。また、理研仁科センターの関本美智子さんにも実験のセットアップの構築やデータ取得においてご指導をいただきました。ありがとうございました。

J-PARC K1.8ビームラインで実験を行うにあたっては、非常に多くの方にお世話になりました。特に、京都大学の江川弘行さん、大阪大学の早川修平さん、KEK素粒子原子核研究所の鶴養美冬さん、山本剛史さんは実験やJ-PARCでの過ごし方に関して右も左も分からない私を気にかけて下さり、多くのことを教えてくださいました。J-PARC E07実験グループの方々の実験に取り組む姿勢を見ていて学ぶことが多くありました。K1.8ビームラインに係る皆様のおかげでテスト実験を行うことができ、カロリメータのデザインを決めるにあたって非常に重要なデータを取得することができました。大変感謝しております。

また、KEK素粒子原子核研究所の小沢恭一郎准教授、青木和也助教には実験中に現場において、またデータを解析するにあたって多くの助言とご指導をいただきました。1日12時間の2シフト制で1ヶ月に渡りデータを取得し続けるにあたっては、同じ実験グループである市川真也くん、東京大学の中井亘さん、宮田聖也くんにも参加していただきました。特に市川真也くんは2つのテスト実験を通して、実験の準備からデータ取得まで一緒に行ってくれました。長時間の過酷な労働に対しても大して文句も言わず働いてくれたおかげで、十分なデータを取得することができました。ありがとうございました。

修士課程において同期の7人とは顔を合わす機会が少なかったものの、京都にいた際に楽しく過ごせたのは彼らのおかげです。ありがとうございます。修士課程2年次より日本原子力研究開発機構のハドロン・原子核グループの方々には大変お世話になりました。東海村での生活、研究活動を常々気にかけてくださり、感謝しております。中でも、市川裕大さんは実験を行う際の計画やセットアップの段階からデータ解析に

至るまで客観的に様々な助言をくださいました。市川さんの助言により実験を確実に無事進めることができました。また、Phillip Gubler さんは QDC 和則を用いた理論計算や E16 実験の理論的背景も含めた理論的な指導を数多くしてくださいました。私が理解できていない部分についても理解できるように的確にフォローをしていただき大変感謝しております。ありがとうございました。

最後に、私を支えてくれた家族、友人に感謝とともにこの論文を送ります。

## 付録A シミュレーションで使用した鉛ガラスと光電子増倍管の物理パラメータ

本論文のカロリメータのシミュレーションで光の輸送をシミュレーションする際に使用した鉛ガラスの透過率と屈折率、光電子増倍管の量子効率の波長依存性を以下に示す。

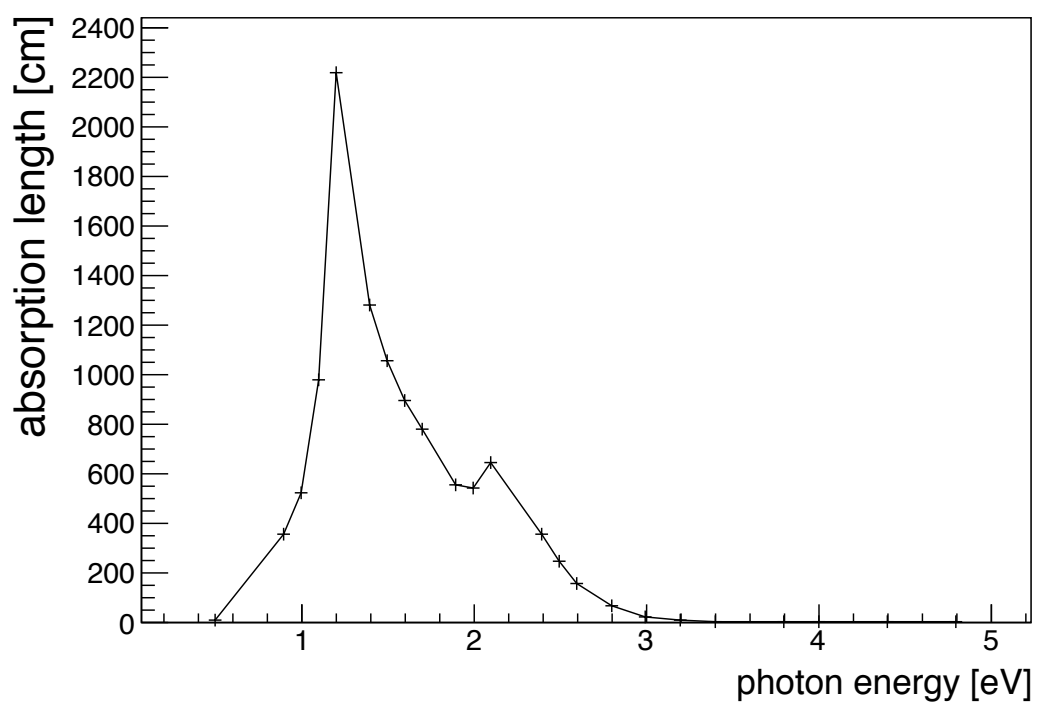


図 A.1: 鉛ガラスの透過率の波長依存性 [46]

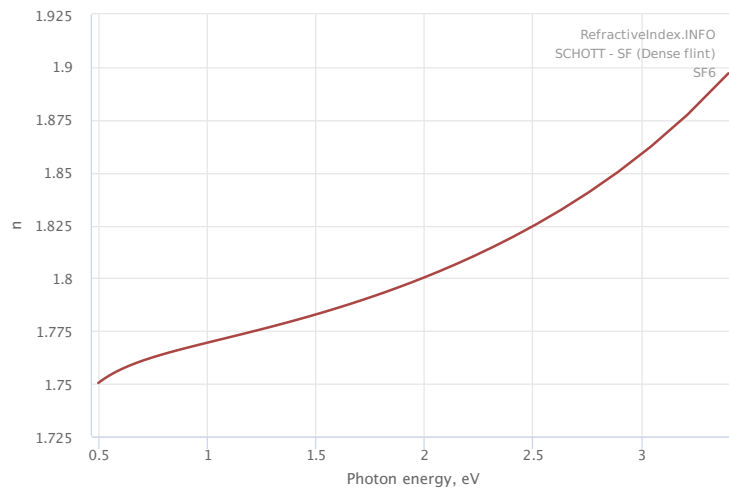


図 A.2: 鉛ガラスの屈折率の波長依存性 [46]

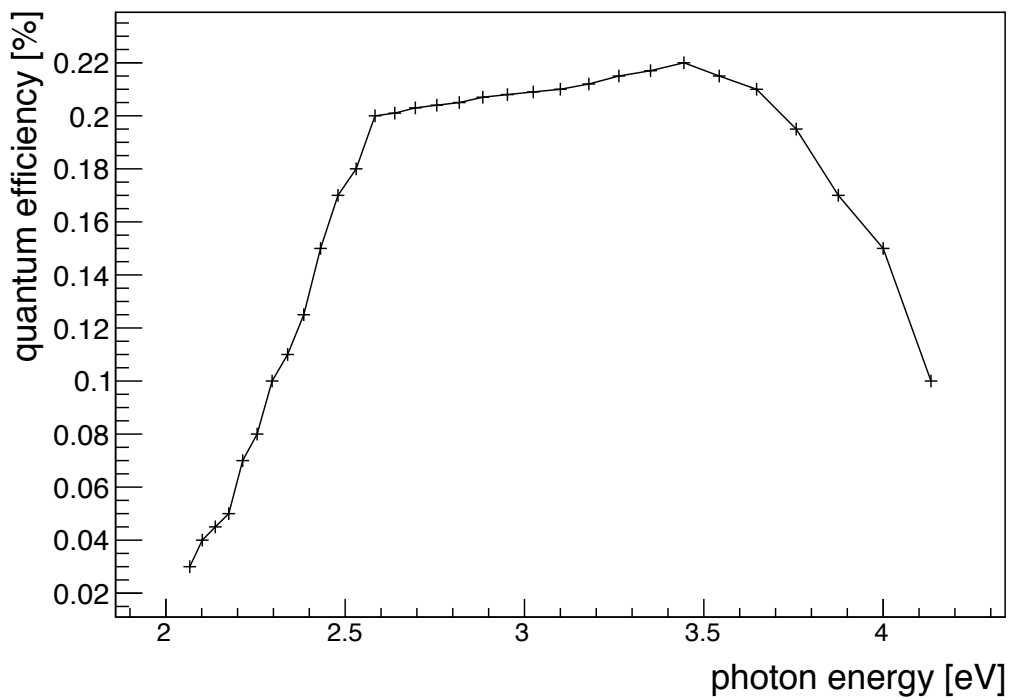


図 A.3: 光電子増倍管の量子効率の波長依存性 [39]

## 参考文献

- [1] J. Beringer et al. (Particle Data Group) Phys. Rev. D 86, 010001
- [2] Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, Phys. Rev. 122, 345 (1961).
- [3] Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, Phys. Rev. 124, 246 (1961).
- [4] P. Gubler and K. Ohtani, Phys. Rev. D 90, 094002 (2014).
- [5] P. Gubler and W. Weise, Nucl. Phys. A 954, 125 (2016).
- [6] F. Klingl, N. Kaiser, W. Weise, Nuclear Physics A 624 (1997).
- [7] T. Hatsuda and S.H. Lee, Phys. Rev. C 46 (1992) R34.
- [8] M. A. Shifman, A.I.Vainstein and V.I. Zakharov, Nucl. Phys. B 147(1979)385.
- [9] P.Gubler, W.Weise , Physics Letters B 751 (2015).
- [10] R. Muto et al.(KEKPS E325 Collaboration), Phys. Rev. Lett. 98, 042501 (2007).
- [11] M. Nanova et al. (CBELSA/TAPS Collaboration), Phys. Rev. C 82, 035209 (2010).
- [12] M. H. Wood et al.(CLAS Collaboration), Phys. Rev. C 78 78, 015201 (2008).
- [13] S. Damjanovic for the NA60 Collaboration, Nucl. Phys. A 783, 327 (2007).
- [14] G. Agakichiev et al. (HADES Collaboration),Phys. Lett. B 715 (2012).
- [15] L. Adamczyk et al. (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. 113, 022301 (2014).
- [16] A.Adareetal. (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. C93, 014904(2016).
- [17] C.Partrignani et al. (Particle Data Group) Chin. Phys. C, 40, 100001 (2016).
- [18] M.Naruki et al., Phys.Rev.Lett 96, 092301 (2006).
- [19] 東京大学 菅野光樹 修士論文 (2013).
- [20] S.Yokkaichi et al., J-PARC proposal No.16  
<http://j-parc.jp/researcher/Hadron/en/pac0606/pdf/p16Yokkaichi2.pdf>,Lect.Notes  
 Phys.781,161193 (2009).
- [21] 加速器施設—J-PARC—大強度陽子加速器施設 (<http://j-parc.jp/Acc/ja/index.html>)
- [22] 京都大学 浅野秀光 修士論文 (2010).
- [23] F.Sauli, Nucl. Instrum. Meth. A 386(1997) 531-534.
- [24] Y. Komatsu et al., Nucl. Instrum. Meth. A 732 (2013) 241-244.
- [25] A.Kozlov et al., Nucl. Instrum. Meth. A 523 (2004) 345-354.
- [26] B. Ketzer et al., IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 47 No. 5 (2002) 2002.
- [27] S.Yokkaichi et al., Technical Design Report for the J-PARC E16(2016).s
- [28] 中井亘 ”J-PARC E16 実験における質量分布測定精度のシミュレーションによる評価” 日本物理学会第 72 回年次大会 (2017).
- [29] 京都大学 成木恵 修士論文 (1999).
- [30] S. Kawabata et al., Nucl. Instrum. Meth. A270 (1988) 11-20.

- [31] Y. Aramaki, J-PARC T43 internal report (2014).
- [32] 浜松ホトニクス, カタログ浜松ホトニクス 静岡県磐田郡豊岡村下神増 314-5.
- [33] T. Iijima et al., Nucl. Instrum. Meth.A 453 (2000) 321-325.
- [34] Stefan Ritt. Design and performance of the 6 GHz waveform digitizing chip DRS4. In Nuclear Science Symposium Conference Record, 2008. NSS '08. IEEE, pp.1512 -1515, October 2008.
- [35] 東北大学 電子光理学研究センター GeV- $\gamma$  ビームライン <http://www.lns.tohoku.ac.jp/%7Ehadron/beamline.html> (2017)
- [36] 大阪大学 小林 和矢 修士論文 (2017).
- [37] K. Agari et al., Prog. Theor. Exp. Phys. 2012, 02B009 (2012).
- [38] K. Shirotori et al., Phys. Rev. Lett. 109, 132002 (2012).
- [39] H.Ekawa, private communication
- [40] K. Shirotori, private communication
- [41] 京都大学 足立智 修士論文 (2010)
- [42] Y. Aramaki, J-PARC T43 internal report (2014).
- [43] S. Agostinelli et al.(GEANT4 Collaboration),Nucl.Instrum.Meth. A506 (2003) 250-303.
- [44] J. Allison et al., Nucl.Instrum.Meth. A 835 (2016) 186-225.
- [45] D.H. Wright et al., Nucl.Instrum.Meth. A 804 (2015) 175-188.
- [46] M. N. Polyanskiy, "Refractive index database," <https://refractiveindex.info>. Accessed on 2017-10-26.
- [47] GEANT4 Collaboration, Summary of Hadronic Processes, Models and Cross Sections for Physics List FTFPBERT, <http://geant4.cern.ch/support/procmodcatalog/physicslists/hadronic/FTFPBERT.html>
- [48] W. Nakai, private communication (2017)
- [49] 浜松ホトニクス株式会社 編集委員会, 『光電子増倍管 -その基礎と応用-』, 浜松ホトニクス株式会社 (2016).
- [50] T.Iijima, private communication