

筑波大学大学院修士課程  
理工学研究科修士論文

電磁シャワーの  
発達と揺らぎの研究

山田 豊  
平成15年 3月

筑波大学大学院修士課程  
理工学研究科修士論文

電磁シャワーの  
発達と揺らぎの研究

山田 豊

主任指導教官 物理学系 受川 史彦

## 概要

高エネルギーの粒子が物質に入射した時に、物質との相互作用によって粒子数が指数関数的に増加していく現象をカスケードシャワーと呼ぶ。カスケードシャワーは、電子・光子が物質との電磁相互作用によって起こす電磁シャワーと、 $\pi^\pm$  中間子等のハドロンが起こすハドロンシャワーとに分けられる。粒子のエネルギーを測定する検出器であるカロリメータは、シャワーの性質を利用して測定を行うためシャワーの振る舞いを理解することは重要である。

過去の実験結果の妥当性を議論するために、奥行き方向に細かい分割を持つカロリメータをシミュレーション上で再現し、実験データと比較した。

シミュレーションでは、奥行き方向の電磁シャワーの発達について解析を行い、シャワー開始位置に揺らぎが存在することを確認した。また、シャワーの発達を記述するためのパラメータを再現した。

奥行き方向だけでなく横方向にも細かい分割を持つカロリメータテストモジュールを製作し、KEKでビームテストを行った。このビームテストのデータを用いて奥行き方向と横方向のシャワーの発達、位置分解能、角度分解能についての解析を行った。

以上の解析により、電磁シャワーの発達と揺らぎについての研究を行った。

# 目次

<b>第1章</b>	<b>序論</b>	<b>1</b>
1.1	標準模型 . . . . .	1
1.2	加速器実験 . . . . .	1
1.2.1	ハドロン衝突型加速器 . . . . .	2
1.2.2	レプトン衝突型加速器 . . . . .	2
1.3	JLC (Japan Linear Collider) . . . . .	2
1.3.1	JLC 計画 . . . . .	2
1.3.2	JLC 検出器 . . . . .	3
1.3.3	JLC カロリメータに要求される性能 . . . . .	5
<b>第2章</b>	<b>カスケードシャワーとカロリメータ</b>	<b>12</b>
2.1	荷電粒子のエネルギー損失 . . . . .	12
2.1.1	電離損失 . . . . .	12
2.1.2	制動輻射 . . . . .	12
2.2	カスケードシャワー . . . . .	14
2.2.1	電磁シャワー . . . . .	14
2.2.2	ハドロンシャワー . . . . .	15
2.3	カロリメータ . . . . .	15
2.3.1	全吸収型カロリメータ . . . . .	15
2.3.2	サンプリング型カロリメータ . . . . .	16
2.3.3	エネルギー測定原理 . . . . .	16
2.3.4	エネルギー分解能 . . . . .	16
2.3.5	補償比 $e/h$ . . . . .	17
<b>第3章</b>	<b>ビームテスト</b>	<b>19</b>
3.1	KEK T411 実験 . . . . .	19
3.1.1	目的 . . . . .	19
3.1.2	カロリメータテストモジュールの構造 . . . . .	19
3.1.3	タイル/ファイバーシステム . . . . .	19
3.1.4	ビームラインの構成 . . . . .	22
3.1.5	結果 . . . . .	23
3.2	KEK T517 実験 . . . . .	26
3.2.1	目的 . . . . .	26
3.2.2	ストリップ/ファイバーシステム . . . . .	26

3.2.3	カロリメータテストモジュールの構造	26
3.2.4	ビームラインの構成	30
<b>第4章</b>	<b>T411 実験の解析</b>	<b>32</b>
4.1	目的	32
4.2	シミュレーション	32
4.3	最小電離損失粒子 (MIP) エネルギーの評価	32
4.4	電磁シャワーの奥行き方向の発達	33
4.4.1	奥行き方向のシャワーの発達	33
4.4.2	フィットの方法	37
4.4.3	フィットパラメータの分布	37
4.4.4	パラメータ間の相関	39
<b>第5章</b>	<b>T517 実験の解析</b>	<b>48</b>
5.1	目的	48
5.2	カロリメータ応答の較正	48
5.2.1	較正方法	48
5.2.2	$\mu$ 粒子事象の選別	48
5.2.3	較正定数	52
5.3	シャワーの奥行き方向の発達	56
5.3.1	フィットの方法	56
5.3.2	フィットパラメータの分布	56
5.3.3	パラメータ間の相関	60
5.4	シャワーの横方向の発達	62
5.5	シャワー中心位置	64
5.6	位置分解能	69
5.7	角度分解能	72
<b>第6章</b>	<b>結論</b>	<b>75</b>
	<b>参考文献</b>	<b>76</b>
	<b>謝辞</b>	<b>77</b>

# 目次

1.1	JLC 加速器の概観 . . . . .	3
1.2	JLC 検出器の概観 . . . . .	6
1.3	JLC 検出器の断面図 . . . . .	7
1.4	$e^+e^- \rightarrow X$ の全反応断面積 . . . . .	9
1.5	ヒッグス粒子の崩壊分岐比 . . . . .	10
2.1	電離によるエネルギー損失 . . . . .	13
2.2	鉛/プラスチックシンチレータの体積比と補償比の関係 . . . . .	18
3.1	カロリメータテストモジュールの構造 (T411) . . . . .	20
3.2	タイル/ファイバーシステムの構造 . . . . .	21
3.3	T411 実験ビームラインの構成 . . . . .	22
3.4	鉛の厚さとエネルギー分解能の関係 . . . . .	24
3.5	鉛の厚さを変化させた時の $e/\pi$ 比 . . . . .	25
3.6	ストリップ/ファイバーシステムの構造 . . . . .	27
3.7	カロリメータテストモジュールの構造 (T517) . . . . .	28
3.8	ストリップ/ファイバーシステム . . . . .	28
3.9	カロリメータテストモジュール (T517) . . . . .	29
3.10	T517 実験のビームラインの構成 . . . . .	30
3.11	T517 実験のビームラインセットアップ (写真) . . . . .	31
4.1	ランダウフィット (10 GeV $\mu^-$ ) . . . . .	34
4.2	ランダウフィットの重心 (10 GeV $\mu^-$ ) . . . . .	35
4.3	シャワーの奥行き方向の発達 (4 GeV $e^-$ ) . . . . .	36
4.4	シャワーのフィット例 (4 GeV $e^-$ ) . . . . .	38
4.5	フィットパラメータ $\alpha, \beta$ の分布 (4 GeV $e^-$ ) . . . . .	40
4.6	フィットパラメータ $a, f$ の分布 (4 GeV $e^-$ ) . . . . .	41
4.7	入射運動量毎のフィットパラメータ $\alpha$ の分布 (2~4 GeV $e^-$ ) . . . . .	42
4.8	入射運動量毎のフィットパラメータ $\beta$ の分布 (2~4 GeV $e^-$ ) . . . . .	43
4.9	フィットパラメータ $a$ の分布 (4 GeV $e^-$ ) . . . . .	44
4.10	入射運動量毎のフィットパラメータ $f$ の分布 (2~4 GeV $e^-$ ) . . . . .	45
4.11	フィットパラメータ $\alpha$ と $\beta$ の相関分布 (4 GeV $e^-$ ) . . . . .	46
4.12	$\alpha$ vs $\beta$ 以外のパラメータ間の相関分布 (4 GeV $e^-$ ) . . . . .	47
5.1	トリガーカウンターの典型的な波高分布 (2 GeV $\mu$ ) . . . . .	49

5.2	ミューオンカウンターの典型的な波高分布 (2 GeV $\mu$ ) . . . . .	50
5.3	$\mu$ 粒子事象の選別条件 (2 GeV $\mu$ ) . . . . .	51
5.4	$\mu$ 粒子が入射したときの波高分布をフィットした例 (2 GeV $\mu$ ) . . . . .	53
5.5	各ストリップの較正定数 (2 GeV $\mu$ ) . . . . .	54
5.6	各ストリップの較正定数の誤差 (2 GeV $\mu$ ) . . . . .	55
5.7	電磁シャワーのフィット例 (4 GeV $e^-$ ) . . . . .	57
5.8	フィットパラメータ $\alpha$ , $\beta$ の分布 (4 GeV $e^-$ ) . . . . .	58
5.9	フィットパラメータ $a$ , $f$ の分布 (4 GeV $e^-$ ). . . . .	59
5.10	フィットパラメータ $\alpha$ , $\beta$ の相関分布 (4 GeV $e^-$ ) . . . . .	60
5.11	$\alpha$ vs $\beta$ 以外のパラメータ間の相関分布 (4 GeV $e^-$ ) . . . . .	61
5.12	電磁シャワーの横方向の拡がり (4 GeV $e^-$ ) . . . . .	63
5.13	スーパーレイヤー毎のシャワー中心位置 (4 GeV $e^-$ ). . . . .	65
5.14	カロリメータから求めたシャワー中心位置とドリフトチェンバーから求めた粒子入射位置との相関関係 (4 GeV $e^-$ ). . . . .	66
5.15	図5.14を横軸に垂直な方向に1 mm 間隔でスライスしたときの分布とフィットの例 (4 GeV $e^-$ ). . . . .	67
5.16	カロリメータとドリフトチェンバーで測定した位置の相関関係 (4 GeV $e^-$ ) . . . . .	68
5.17	各スーパーレイヤー毎の x 軸方向の位置分解能 (4 GeV $e^-$ ). . . . .	70
5.18	各スーパーレイヤー毎の y 軸方向の位置分解能 (4 GeV $e^-$ ). . . . .	71
5.19	シャワー中心を一次直線でフィットした例 (4 GeV $e^-$ ). . . . .	73
5.20	カロリメータの角度分解能 (4 GeV $e^-$ ). . . . .	74

# 表 目 次

1.1	JLC 検出器を構成する各測定器のパラメータ . . . . .	8
1.2	$W^\pm/Z^0$ ボソンの崩壊過程と崩壊分岐比 . . . . .	11
4.1	電磁シャワーの奥行き方向の発達をフィットしたときのパラメータ (T411) .	39
5.1	電磁シャワーの奥行き方向の発達をフィットしたときのパラメータ (T517) .	56
5.2	電磁シャワーの横方向の発達をフィットしたときのパラメータ . . . . .	62
5.3	位置分解能 . . . . .	72



# 第1章 序論

## 1.1 標準模型

素粒子物理学は宇宙に存在するあらゆる物質の究極の構成要素とその間に働く相互作用の本質的な解明を目的としている。物質は、2種類のスピン 1/2 の物質粒子、クォークとレプトンから構成されており、それらの間には、ゲージ変換を時空の各点で行っても物理現象は変わらないというゲージ対称性という対称性が要請されること、さらにその対称性と物質粒子間の相互作用との間に深い関係があることが知られている。ゲージ対称性に対応する群であるゲージ群として、 $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  をとる量子場の理論が標準模型 (Standard Model) であり、自然界の 4 つの力のうち重力を除く 3 つの力、すなわち電磁気力、弱い力、強い力を統一的に記述することに成功した。現在の素粒子物理学はこの標準模型という理論体系の枠組みの中で良く説明されている。それにも関わらず、標準模型が未だに「模型」と呼ばれているのは、その全てが実験によって検証されていないためである。

標準模型のうち唯一未発見の粒子<sup>1</sup>がスピン 0 の基本粒子、ヒッグス粒子である。この粒子は、標準模型の最も重要なメカニズムの一つである、対称性の自発的破れによる質量生成の機構を担う。力を媒介するゲージ粒子や物質粒子の質量は、真空中に凝縮したヒッグス粒子との相互作用によって生じる。ヒッグス粒子は標準模型最後の未発見粒子というだけでなく、標準模型を超える物理への鍵となるため、その発見と詳細な性質を求めることは重要である。また、標準模型は電弱対称性  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  の自発的破れにより、 $\langle H \rangle = 246 \text{ GeV}$  より大きなエネルギースケールにおいて破綻してしまうため、このエネルギーが標準模型の適用限界となる。つまり、標準模型は電弱相互作用のエネルギースケールで成立する理論であり、究極的な素粒子理論ではあり得ない。さらに高いエネルギー領域では新しい物理が出現することになり、この候補として、ボソンとフェルミオン間の対称性が成り立つとした超対称性 (SUSY) 理論等がある。

## 1.2 加速器実験

素粒子物理学の実証科学としての主要な研究手段は高エネルギー加速器実験である。粒子を加速して高エネルギー領域に到達させることで、より極微な世界の探求を行うことが出来る。加速器は陽子等のハドロン粒子を加速するものと電子等のレプトンを加速するものに分けられる。以下では代表例として、ハドロン衝突型加速器とレプトン衝突型加速器について述べる。

---

<sup>1</sup>最後のクォークであるトップクォークは、1995年に米国フェルミ国立加速器研究所 (FNAL) の TEVATRON で発見された。

### 1.2.1 ハドロン衝突型加速器

ハドロン衝突型加速器の代表例として陽子・陽子衝突型円形加速器が挙げられる。陽子は質量が大きく制動輻射<sup>2</sup>によるエネルギー損失が少ないために、電子よりもずっと高いエネルギーまで加速することが出来る。そのため、エネルギーフロンティアの加速器としては有利な立場にある。しかし、陽子はクォークやグルーオンを構成要素（パートン）とする複合粒子であるため、その重心系エネルギーはクォーク同士の衝突以外に、他の構成粒子が持ち去ることにより失われることになる。また、素過程の衝突に関係しない粒子も反応粒子として現れるため、信号に対するバックグラウンドが多く解析が煩雑になるという欠点もある。現在、ヨーロッパ原子核共同研究所 (CERN) では、Large Hadron Collider (LHC) と呼ばれる重心系エネルギー 14 TeV、ビーム輝度  $1.0 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  の陽子・陽子衝突型加速器の建設が進められている。

### 1.2.2 レプトン衝突型加速器

レプトンコライダーで用いられる電子や陽電子は素粒子であるために、衝突の重心系エネルギーは全て素過程の反応に用いられる。衝突に関与しない余分な粒子が出てこないため終状態の識別が容易であり、バックグラウンドの少ない精密な測定が出来るという利点がある。しかし、シンクロトロンによって加速される荷電粒子は制動輻射によって自身のエネルギーを失う。制動輻射によるエネルギー損失は粒子の質量の 4 乗に反比例し、曲率半径の 2 乗に反比例する。そのため、電子や陽電子のような質量が小さい粒子の加速の際にはこのエネルギー損失が重要になる。現在、世界最高エネルギーを記録している電子・陽電子衝突型円形加速器は、CERN にあった The Large Electron Positron Collider (LEP)<sup>3</sup>であり、その周長は 26.6 km、重心系エネルギーは約 200 GeV であった。制動輻射によるエネルギー損失という欠点を補うために、電子と陽電子を直線的に加速する線型加速器が有効となる。線型加速器では、ダンピングリング以降に曲線部がないため、制動輻射によるエネルギー損失に制限されず電子と陽電子を非常に高いエネルギーまで加速することが出来る。そのため、衝突に費やされる有効エネルギーを陽子衝突型加速器 (LHC 等) と同程度に出来る上、新現象の探索においてはその精密測定が可能となる。

## 1.3 JLC (Japan Linear Collider)

### 1.3.1 JLC 計画

1986 年、高エネルギー物理学研究所<sup>4</sup>から、ヒッグス粒子の探索やトップクォークの精密測定、標準模型を超える高エネルギー領域の物理の研究を目指す、電子・陽電子衝突型線形加速器 Japan Linear Collider (JLC) の研究計画が発表された。この線形加速器は 2 つのダンピングリングと全長約 30 km の線形加速管から構成され、衝突点には JLC 検出

---

<sup>2</sup>第 2.1.2 節参照。

<sup>3</sup>LEP の運転は 2001 年に終了し、LEP で用いられていたビームトンネルを利用して LHC が建設されている。

<sup>4</sup>現在の高エネルギー加速器研究機構 (KEK)。

器が置かれる。JLC 加速器の概観を図 1.1 に示す。第一期計画 (JLC-I) では、重心系エネルギー 250~500 GeV、ビーム輝度  $1.5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  を目指しており、実験完了後引き続き TeV 領域へのエネルギー増強をはかる予定である。

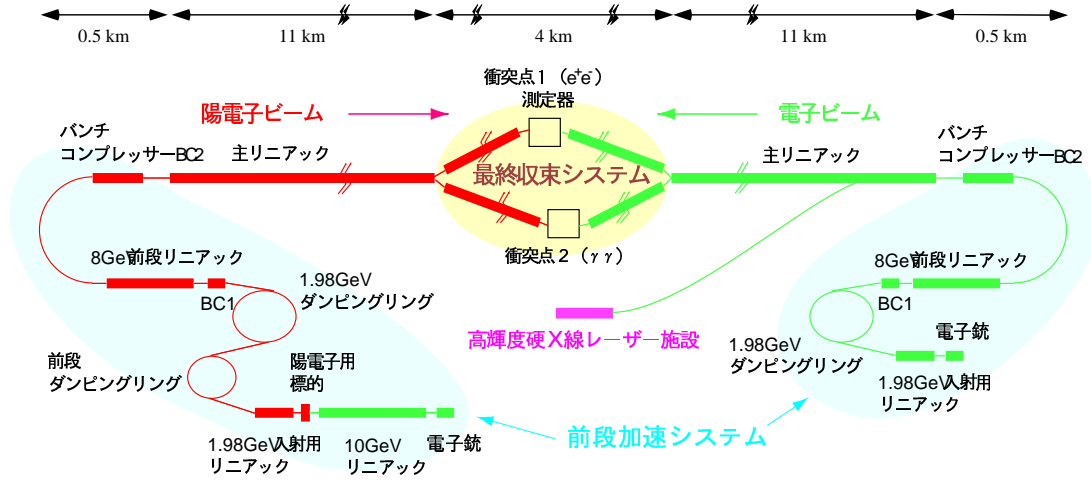


図 1.1: JLC 加速器の概観.

### 1.3.2 JLC 検出器

第 1.2.2 節で述べた様に、電子・陽電子衝突過程は全重心系エネルギーが反応の素過程に使われるため、終状態の識別が容易となり、新粒子探索や精密実験が出来るという特徴がある。これに加え、JLC のエネルギー領域ではジェット<sup>5</sup>のエネルギー集中がますます顕著になり、またカロリメータによるエネルギー測定 of 分解能も良くなるため、反応の終状態を基本粒子 (クォーク, レプトン, ゲージボソン) の単位で捉えることが容易となる。その際には、終状態に生成されるニュートリノを除く全ての粒子を精度良く検出する高性能の検出器が必要である。

上記の目標を達成するために、JLC 検出器の基本性能として以下のことが要請される。

1.  $|\cos \theta| < 0.98$  という広い角度領域が測定可能<sup>6</sup>.
2. クォークジェットへの崩壊において、ジェット不変質量を用いて  $W^\pm$ ,  $Z^0$  ボソンが識別可能.
3. クォークジェット、特に  $b$  クォークや  $c$  クォークジェットの同定が可能.

1 は三体以上の終状態の事象や超対称性粒子の崩壊等に特徴的な横運動量欠損の存在する事象の測定精度を向上させるためのものである。また、他の粒子を漏らさず測定すること

<sup>5</sup>高エネルギー粒子の衝突により高エネルギーのクォークやグルーオンが生成・放出されると、これらはさらにグルーオンやクォーク・反クォーク対を生成・放出して数を増やす。この過程により形成されるジェット状の粒子の束をジェットと呼ぶ。

<sup>6</sup>座標系については図 1.3 を参照。

により、ニュートリノなどの直接検出できない粒子の運動量の精度の良い測定を保証する。2については、 $Z^0$  ボソンは  $W^\pm$  ボソンよりも  $10 \text{ GeV}/c^2$  程度質量が大きく、両ボソンの崩壊幅はそれぞれ  $\Gamma_W = 2.1 \text{ GeV}/c^2$ ,  $\Gamma_Z = 2.5 \text{ GeV}/c^2$  程度であるので、 $W^\pm$  と  $Z^0$  ボソンがジェット不変質量で分離可能であるためには、その分解能がこれらの崩壊幅と同程度でなければならない。3はヒッグス粒子やトップクォークの再構成において重要となる。

JLC 検出器の概観を図 1.2 に示す。JLC 検出器では、カロリメータのエネルギー分解能を上げ、出来るだけ検出器の不感領域を無くすために、ミューオン検出器を除き、カロリメータを含む全ての検出器は超伝導磁石で作られる 2 テスラまたは 3 テスラの磁場中に設置される。以下では、JLC 検出器を構成する各検出器についての概略を示す。また、各検出器のパラメータを表 1.1 にまとめる。

### バーテックス検出器 (VTX)

バーテックス検出器は衝突点の近傍で荷電粒子の飛跡を高精度で測定し、ジェット中の  $B$ ,  $D$  中間子の 2 次, 3 次崩壊点を見つけ出すことで、そのジェットが  $b$  クォークや  $c$  クォークから発生したのかを識別 (タグ) する役割を果たす。衝突点の周りを同心円状に囲む 4 層のピクセル型結合素子 (CCD) からなる。JLC の主研究対象であるヒッグス粒子とトップクォークは主に  $b$  クォークに崩壊するため、 $b$  クォークジェットのタグ効率を上げることは信号とバックグラウンドを分離する際に重要となる。JLC の高いエネルギー領域では、ジェットは強く絞られ粒子の密度が増すため、バーテックス検出器には非常に高い位置分解能と 3 次元の位置情報を得る能力が必要とされる。この要求を満たすために、2 次元読み出し可能なピクセル型荷電結合素子 (CCD) が用いられる。

### 中央飛跡検出器 (CDC)

中央飛跡検出器は、磁場中での荷電粒子の飛跡を求め、そこから粒子の運動量を測定する役割を果たす。前述の質量欠損法によるヒッグス粒子の質量測定では、中央飛跡検出器が中心的役割を果たし、 $50 \text{ GeV}$  に対して  $0.4\%$  という高い運動量分解能が要求される。さらに、基本粒子の質量分解能を向上させるためには、粒子の飛跡をカロリメータの情報と対応付けることが出来なくてはならない。このためには、ビーム軸方向 ( $z$ ) の位置分解能として  $\sigma_z \leq 1 \text{ mm}$  が求められる。以上の要求により、小型のジェットセル構造を持つ円形型ドリフトチェンバーが用いられる。

### カロリメータ (CAL)

JLC カロリメータは鉛の吸収層とプラスチックシンチレータの検出層の積層構造からなる補償型カロリメータ<sup>7</sup>であり、プリシャワー部 (PS), 位置検出部 (SHmax, SHtail), 電磁カロリメータ部 (EMC), ハドロンカロリメータ部 (HCAL) から構成される。EMC 部は鉛  $4 \text{ mm}$ ・プラスチックシンチレータ  $1 \text{ mm}$  の組み合わせで  $27 X_0$ , HCAL 部は鉛  $8 \text{ mm}$ ・プラスチックシンチレータ  $2 \text{ mm}$  の組み合わせで  $6.1 \lambda_I$  の厚さを持っている。ここで  $X_0$

<sup>7</sup>第 2.3.5 節参照。

は輻射長,  $\lambda_I$  は原子核相互作用長を表す. カロリメータの役割は衝突点で生成された粒子のエネルギーを測定することであるが, 詳しい説明は次節で述べる.

## ミューオン検出器 (MU)

ミューオン検出器は検出器の最も外側に位置し,  $\mu$  粒子の同定を行うことを目的としている. 6 層のシングルセル・ドリフトチェンバーと 1 層のプラスチックシンチレータからなる.  $\mu$  粒子は多くの場合, 新粒子探索における最も重要な信号であるため, 通過した  $\mu$  粒子を確実に検出するために  $|\cos \theta| < 0.99$  の範囲を隙間無く覆っている.

### 1.3.3 JLC カロリメータに要求される性能

ヒッグス粒子の発見及びその精密測定は, JLC における最も重要な目的の 1 つである. 電子・陽電子衝突における全反応断面積を重心系エネルギーの関数として図 1.4 に示す. JLC のエネルギー領域ではヒッグス粒子は主に  $e^+e^- \rightarrow Z^0 H$  の反応で生成される. ヒッグス粒子の崩壊過程はその質量  $m_H$  により異なる.  $m_H$  の関数として, ヒッグス粒子の崩壊分岐比を図 1.5 に示す. ヒッグス粒子が軽い場合 ( $m_H < 130 \text{ GeV}/c^2$ ) は主に  $b\bar{b}$  クォーク対に崩壊し, 重い場合 ( $m_H > 130 \text{ GeV}/c^2$ ) は  $W^+W^-$  ボゾン対および  $Z^0 Z^0$  ボゾン対に崩壊する. またトップクォークの主な崩壊過程は  $t \rightarrow W^+b$  である. 表 1.2 に  $W^\pm/Z^0$  ボソンの崩壊分岐比を示す [12].  $e^+e^- \rightarrow Z^0 H$  という反応は  $Z^0$  ボソンがレプトン対に崩壊するチャンネルにおいて最も容易に検出されうるが, このチャンネルへの崩壊比は全体の約 6 %しかない. そのため, 統計精度の高い測定を行うためには, 約 60 %の崩壊比を持つ  $Z^0$  ボソンのクォーク・反クォーク対への崩壊を測定すること, すなわちジェットを精度良く測定することが必要となる.

$W^\pm$  対生成はバーテックス検出器を用いた  $b$  クォークの同定により除去することが出来るが,  $Z^0$  対生成における  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  の崩壊は, 2 ジェット不変質量分布によってのみ  $H \rightarrow b\bar{b}$  と区別することが可能である. 従って, 2 ジェットの不変質量を高精度で再構成することが不可欠となる.

JLC カロリメータには,  $W^\pm$  と  $Z^0$  を不変質量から識別するために, エネルギー分解能に対して以下の性能が要求される.

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{15\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\% \quad (\text{電子, 光子}), \quad (1.1)$$

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{40\%}{\sqrt{E}} \oplus 2\% \quad (\text{ハドロン}). \quad (1.2)$$

ここで  $E$  は GeV 単位であり,  $\oplus$  は二乗和  $A \oplus B \equiv \sqrt{A^2 + B^2}$  を表す.

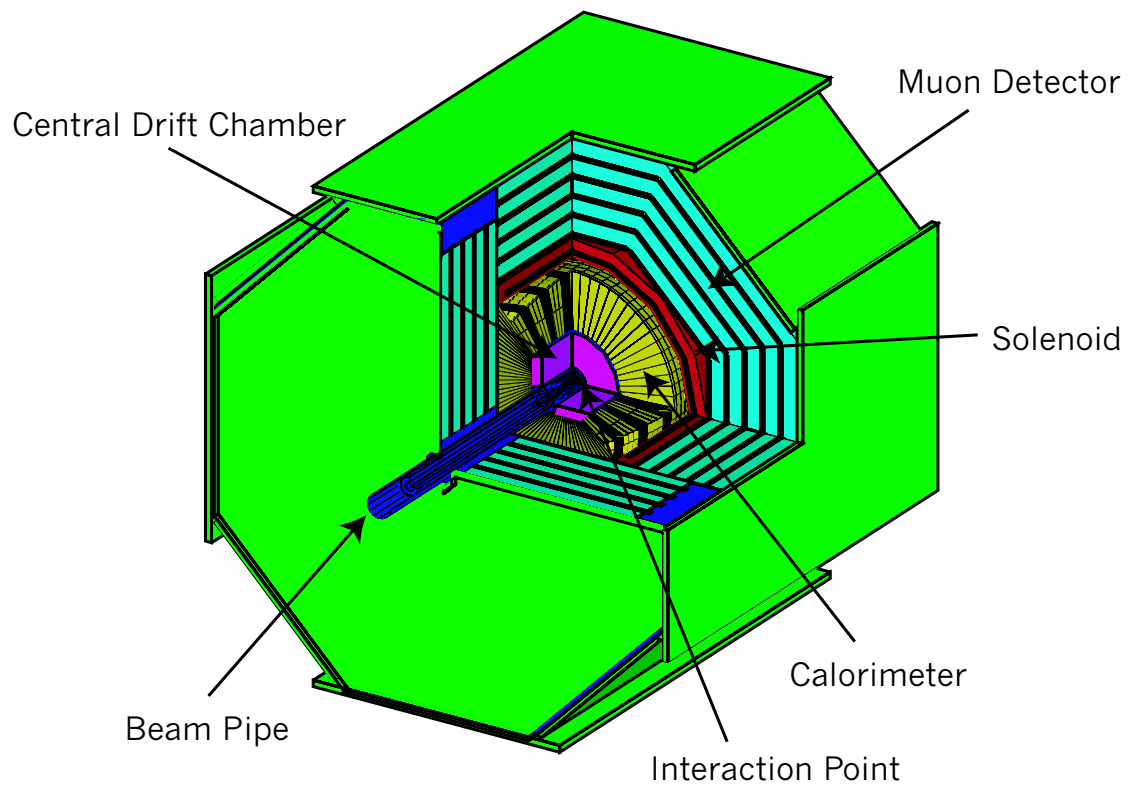


図 1.2: JLC 検出器の概観. ミューオン検出器を除く全ての検出器は超伝導磁石で作られる磁場中に置かれる.

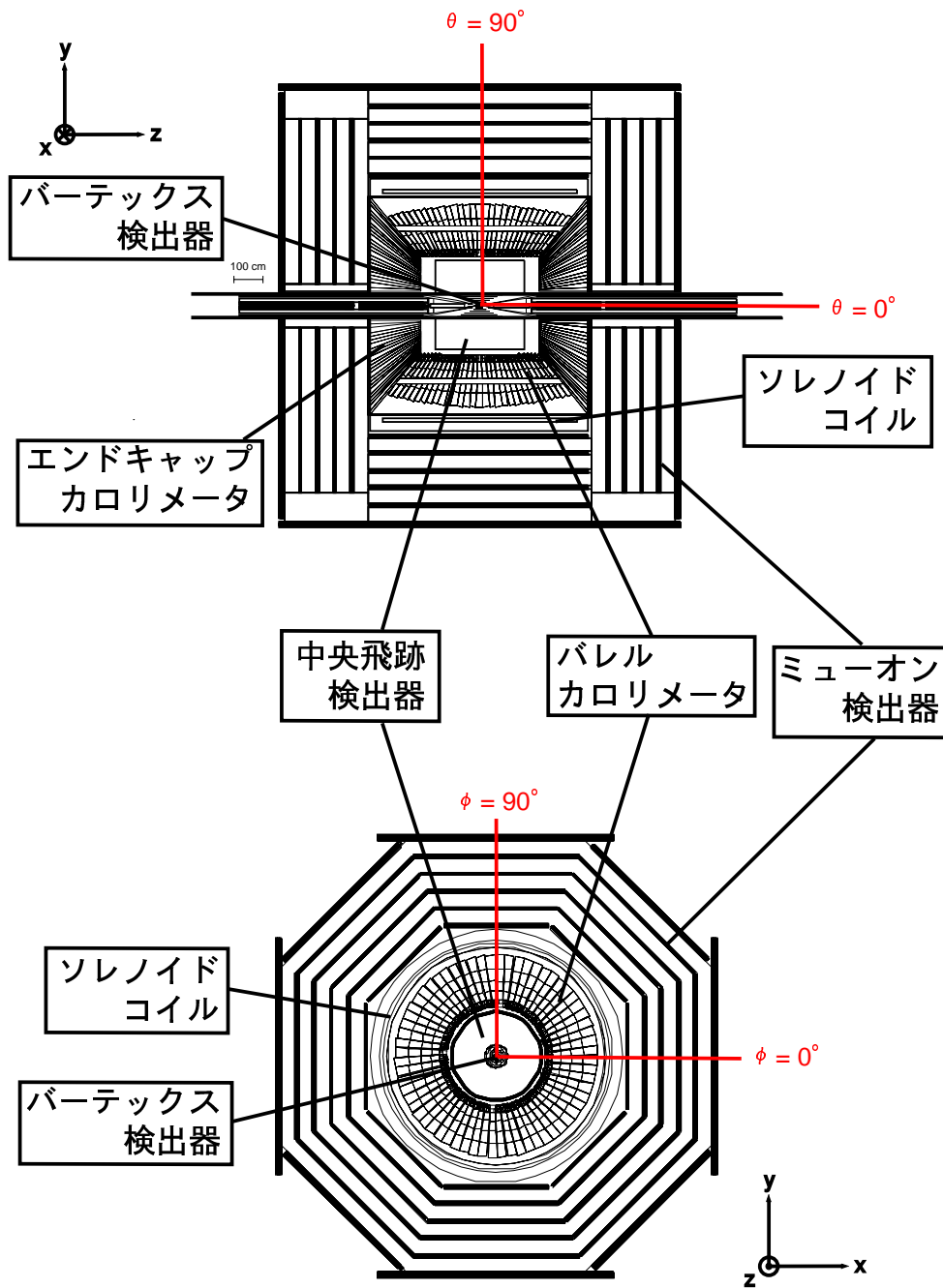


図 1.3: JLC 検出器の断面図. (上) ビーム軸に平行な断面図, (下) ビーム軸に垂直な断面図.

Detector	Configuration	Performances	Channels and Data Size
PM (3D Active Pixel)	$\theta = 11 - 48\text{mrad}$ ( $r=2-8.5\text{cm}$ ) 300 $\mu\text{m}$ -thick x 2 layers pixel size=100 $\mu\text{m}$	Under Study	Number of pixels = 8.6M Readout channel = 156ch Data size = 12k bytes/sec
LM (W/Si)	$\theta = 50-150\text{mrad}$ 43Xo x 16samplings $Nr = 32, N\phi = 16$	Under Study	Number of pads = 16.4k Readout channel = 128ch Data size = 3.3k bytes/train
AM (W/Si)	$\theta = 150-200\text{mrad}$ 23Xo x 8samplings $Nr = 10, N\phi = 32$	Under Study	Number of pads = 5.1k Readout channel = 16 Data size = 5.1k bytes/train
FT	TBD	Unknown	
VTX (CCD)	$\cos\theta < 0.90$ pixel size=25 $\mu\text{m}$ , thickness=300 $\mu\text{m}$ 4 layers at $r = 2.4, 3.6, 4.8, 6.0\text{cm}$	$\sigma = 4.0\mu\text{m}$ $\delta^2 = 7^2 + (20/p)^2 / \sin^3\theta$ [ $\mu\text{m}$ ] $\epsilon_b = 50\%$ @ purity=93%	Number of pixels = 320M Readout channel = 5k Data size = 1.4M bytes/train
IT (Si-strip)	$\cos\theta < 0.90$ strip width=100 $\mu\text{m}$ , thickness=300 $\mu\text{m}$ 5 layers at $r = 9, 16, 23, 30, 37\text{cm}$	$\sigma = 40\mu\text{m}$ Tracking Performance Under Study D	Number of strips = 522k Readout channel = 1.0k ata size = under study
CDC common (Mini-jet)	$\cos\theta < 0.70$ (full sample) $\cos\theta < 0.95$ (1/5 samples)	$\sigma_z = 1\text{mm}$ 2-track separation = 2mm	200MHz FADC depth = 1k words
2Tesla	$r = 45 - 230\text{cm}, L = 460\text{cm}$ $N_{\text{sample}} = 80$	$\sigma_x = 100\mu\text{m}$ $\sigma_{Pt}/Pt = 1 \times 10^{-4} Pt + 0.1\%$	Readout channel = 13k Data size = 5.2M bytes/train
3Tesla	$r = 45 - 155\text{cm}, L = 310\text{cm}$ $N_{\text{sample}} = 50$	$\sigma_x = 85\mu\text{m}$ $\sigma_{Pt}/Pt = 3 \times 10^{-4} Pt + 0.1\%$	Readout channel = 8.1k Data size = 3.3M bytes/train
Trackers Combined		$\sigma_{Pt}/Pt = 1 \times 10^{-4} Pt + 0.1\%$	
CAL common (Pb/Sci)	EM = 27Xo (3sections) HAD = 6.5 $\lambda_o$ (4sections) $\Delta\theta, \phi = 24\text{mrad}$ (EM), 72mrad (HAD)	$\sigma/E = 15\% / \sqrt{E} + 1\%$ (EM) $\sigma/E = 40\% / \sqrt{E} + 2\%$ (Had) $e/\pi \text{ ID} = 1/1000$	Number of cells = 144k Readout channel = 5k Data size = 3k bytes/train
2Tesla	$\cos\theta < 0.985$ (full thickness) $r = 250 - 400\text{cm}, z = \pm 290\text{cm}$		
3Tesla	$\cos\theta < 0.966$ (full thickness) $r = 160 - 340\text{cm}, z = \pm 190\text{cm}$		
SHmax	scin.strip (1cm-wide) or Si-pad (1cm x 1cm)	$\sigma = 3\text{mm} / \sqrt{E}$	Readout channel = 5k Data size = 40k bytes/train
MU (SWDC/RPC/TGC)	$\cos\theta < 0.998$ 6 SuperLayers	$\sigma = 0.5\text{mm}$ Muon ID under study	Readout channel = 10k
Yoke	2Tesla $r = 5.5\text{m} - 7.5\text{m}, Z = 5.0\text{m} - 7.9\text{m}$		
3Tesla	$r = 4.5\text{m} - 7.0\text{m}, Z = 3.9\text{m} - 6.5\text{m}$		

表 1.1: JLC 検出器を構成する各測定器のパラメータ。



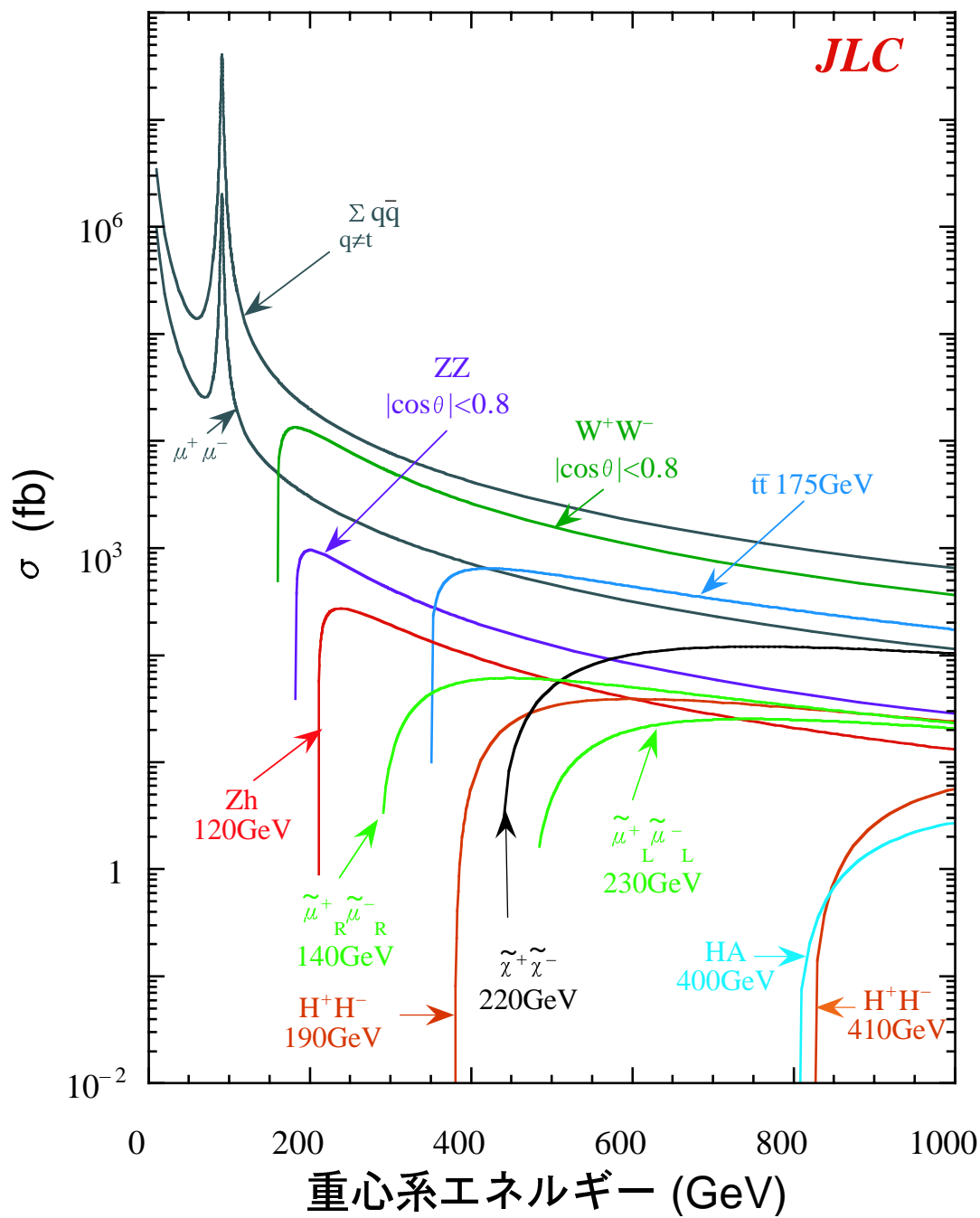


図 1.4:  $e^+e^- \rightarrow X$  の全反応断面積.

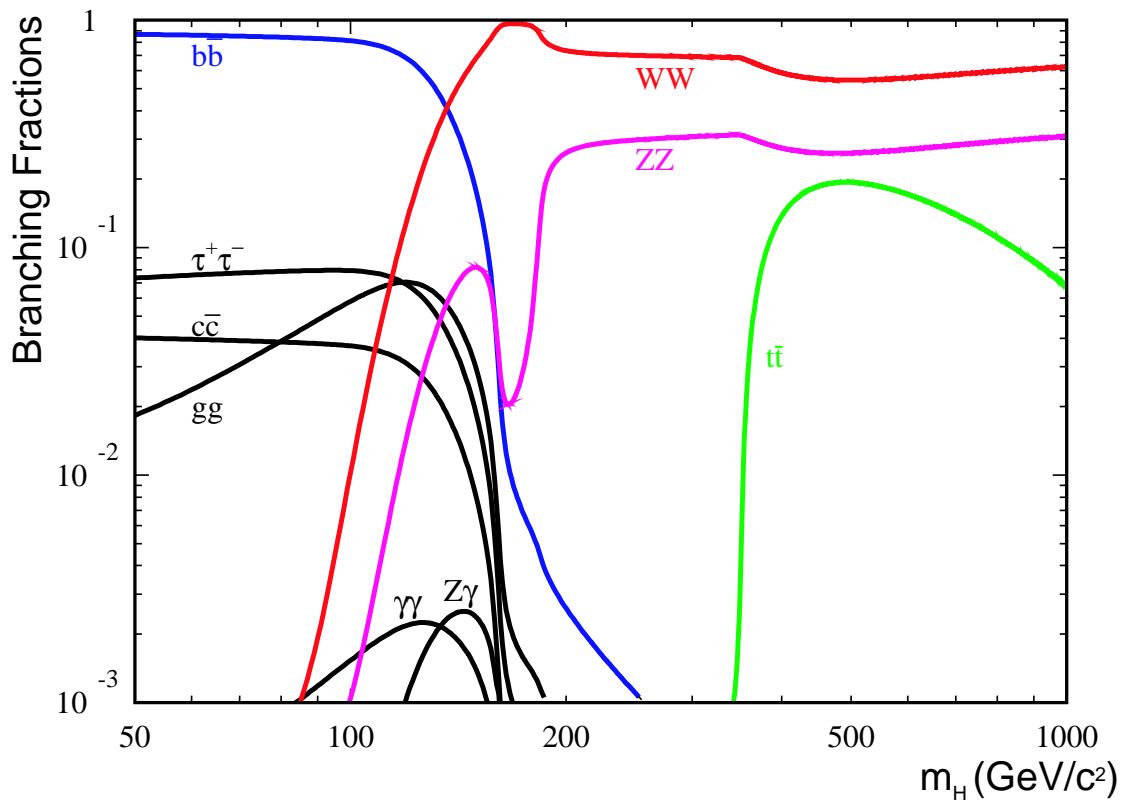


図 1.5: ヒッグス粒子の崩壊分岐比をその質量の関数として示す.

	崩壊過程	崩壊分岐比 (%)
$W^+$	$\ell^+\nu$	$10.68 \pm 0.12$
	$e^+\nu$	$10.72 \pm 0.16$
	$\mu^+\nu$	$10.57 \pm 0.22$
	$\tau^+\nu$	$10.74 \pm 0.27$
	hadrons	$67.96 \pm 0.35$
$Z^0$	$\ell^+\ell^-$	$3.3658 \pm 0.0023$
	$e^+e^-$	$3.363 \pm 0.004$
	$\mu^+\mu^-$	$3.366 \pm 0.007$
	$\tau^+\tau^-$	$3.370 \pm 0.008$
	invisible	$20.00 \pm 0.06$
	hadrons	$69.91 \pm 0.06$

表 1.2:  $W^\pm/Z^0$  ボソンの崩壊過程と崩壊分岐比.

## 第2章 カスケードシャワーとカロリメータ

### 2.1 荷電粒子のエネルギー損失

#### 2.1.1 電離損失

高エネルギーの荷電粒子は、物質を通過する時、物質を構成する原子を構成する電子と連続的に衝突を起こし、原子を励起したり電離したりすることによってエネルギーを失っていく。このエネルギー損失を電離損失 (ionization loss) と呼び、荷電粒子が失うエネルギーは次の Bethe-Bloch の式で与えられる。

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_0 r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right]. \quad (2.1)$$

ここで  $N_0$  はアボガドロ数、 $r_e$  と  $m_e$  はそれぞれ電子の古典半径と静止質量、 $c$  は光速、 $z$  は  $1.6 \times 10^{-19}$  C を単位とした入射粒子の電荷、 $Z$  と  $A$  は物質の原子番号と質量数、 $\beta = v/c$  ( $v$  は入射粒子の速度)、 $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ 、 $I$  は有効電離ポテンシャル、 $\delta$  は物質を構成する原子内の電子による電場の遮蔽効果を表したパラメータである。このエネルギー損失は、入射粒子の質量には依らないが、その速度  $v = \beta c$  には依る。 $\beta$  の関数として式 (2.1) を見ると、 $dE/dx$  は、 $\beta = 0.95$  ( $\beta\gamma = 3$ ) 付近で最小となり、 $\beta > 0.95$  でもほぼ一定でわずかに増加するだけである (図 2.1)。従って、 $\beta > 0.95$  で入射した荷電粒子は全て、一定のエネルギーを物質に落とすとみなすことが出来る。このような粒子を最小電離損失粒子 (Minimum Ionizing Particle : MIP 粒子) と呼ぶ。なお、Bethe-Bloch の式は、入射粒子の速度が原子の軌道電子の速度と比較して大きい場合のみ成り立つ式であり、 $v$  が電子速度と同程度、あるいは小さくなったときには成立しない。

#### 2.1.2 制動輻射

入射粒子が高いエネルギーを持っていると、原子核の作るクーロン場から加速度を受けることによって光子を放出する過程を通じてエネルギーを放出することが出来る。これは制動輻射 (bremsstrahlung) と呼ばれ、輻射の確率は入射粒子の質量の 2 乗に反比例するため、電子のような質量の小さい粒子、特に高エネルギーの電子が物質中を通過する場合には、エネルギーを失う過程として重要である。

高速の電子が厚さ  $dx$  の物質を通過する時の制動輻射による平均的なエネルギー損失は次式で表される。

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Brem} = 4\alpha N_0 \frac{Z^2}{A} r_e^2 E \ln \left( \frac{183}{Z^{1/3}} \right) = \frac{E}{X_0}. \quad (2.2)$$

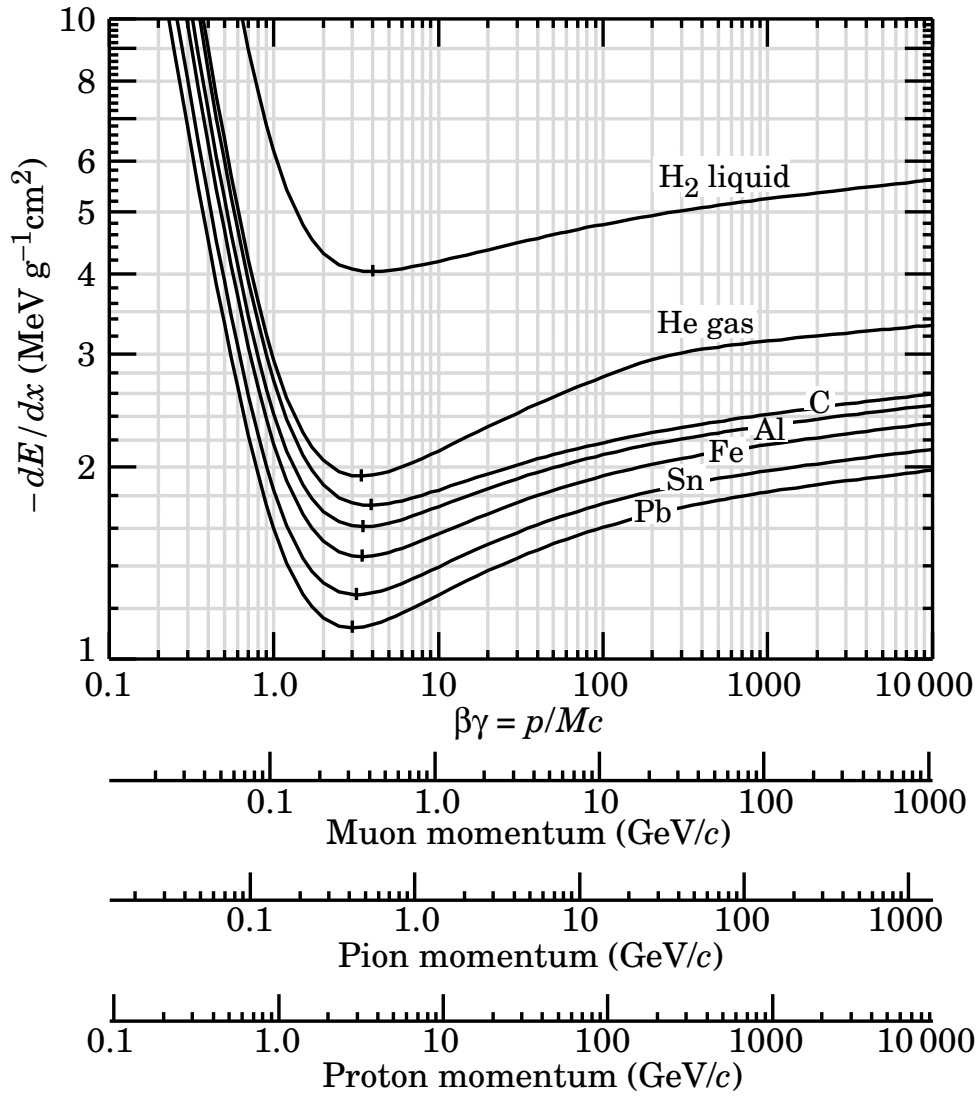


図 2.1: 電離によるエネルギー損失.

ここで  $\alpha$  は微細構造定数,  $X_0$  は物質の輻射長 (radiation length) である. 輻射長は, 電子が制動輻射によってエネルギーを失い, そのエネルギーが最初に持っていたエネルギーの  $1/e$  になる平均の長さであり, 次式で表される.

$$X_0 = 716.4 \times \frac{A}{Z(Z+1)287\sqrt{Z}} \quad \text{g/cm}^2. \quad (2.3)$$

超相対論的極限では電離損失は無視出来るため, エネルギー損失は輻射長のみで表すことが出来る.

$$\frac{dE}{E} = -\frac{dx}{X_0}. \quad (2.4)$$

従って, 入射エネルギー  $E_0$  の電子が厚さ  $X$  を通過した後に持っている平均エネルギーは次式で与えられる.

$$\langle E \rangle = E_0 e^{-\frac{X}{X_0}}. \quad (2.5)$$

これに対して, 電子の速度が遅いところでは電離損失が支配的であり, 電離損失と制動輻射によるエネルギー損失がちょうど等しくなる様なエネルギーを臨界エネルギー (critical energy)  $E_c$  と呼ぶ. 電子に対する  $E_c$  は近似的に次式で与えられる.

$$E_c = \frac{800}{(Z+1.2)} \quad \text{MeV}. \quad (2.6)$$

一例を挙げると, 鉛 ( $Z = 82$ ) の場合は  $E_c \simeq 9.6$  MeV となる.

## 2.2 カスケードシャワー

物質中に入射した粒子は物質との相互作用により二次粒子を生成し, その二次粒子群もまた次の二次粒子を生成する. この過程は, 二次粒子のエネルギーが新たな粒子を生成できるエネルギーを下回るまで続き, このため粒子数は指数関数的に増大する. これをカスケードシャワー (cascade shower) と呼び, 入射粒子の種類により電磁シャワーとハドロンシャワーに分けられる.

### 2.2.1 電磁シャワー

電子や陽電子, 光子等の電磁粒子が臨界エネルギーを越えるエネルギーを持って物質に入射した場合, 主に電磁相互作用による電子・陽電子対生成<sup>1</sup>と制動輻射を繰り返すことによって粒子数が増加していく. この現象を, 電磁シャワー (Electromagnetic shower : EM shower) と呼ぶ. 電磁シャワーはシャワーを構成する粒子のエネルギーが  $E_c$  になったところで最大になる.  $E_c$  以下のエネルギーでは電離損失が支配的であるため, 電子は電離損失によって急速にエネルギーを失い, 電磁シャワーの構成粒子数は指数関数的に減少する.

電磁シャワーについては以下の性質が知られている.

1. シャワーが最大になった時の粒子数は, 入射粒子の初期エネルギー  $E_0$  に比例する.

---

1

2. シャワーを構成する全荷電粒子の飛跡長の積分値は  $E_0$  に比例する.
3. シャワーが最大になる深さ  $X_{max}$  は  $E_0$  に対して対数的に増加し,

$$\frac{X_{max}}{X_0} = \ln \left( \frac{E_0}{E_c} \right) - t. \quad (2.7)$$

で与えられる. ここで  $t$  は入射粒子によって異なり, 電子の場合 1.1, 光子の場合は 0.3 となる.

電磁シャワーの奥行き方向の発達は経験的に次式で記述される.

$$\frac{1}{E_0} \left( \frac{dE}{dt} \right) = f \times \beta \frac{(\beta t)^{\alpha-1} e^{-\beta t}}{\Gamma(\alpha)}. \quad (2.8)$$

ここで  $t$  は放射長  $X_0$  の単位で測った通過物質の深さ,  $dE$  は粒子が厚さ  $dt$  の物質中で失ったエネルギー,  $E_0$  は入射粒子のエネルギー,  $f$  は規格化定数であり,  $\alpha, \beta$  はシャワーの発達の形を決定するパラメータである.

### 2.2.2 ハドロンシャワー

$\pi^\pm$  中間子,  $K^\pm$  中間子等のハドロン粒子が物質に入射した場合, 物質中の核子との強い相互作用により,  $\pi$  および  $K$  中間子, 陽子または中性子等の二次粒子を生成する. 電磁シャワーの場合と同様に, 二次粒子群もまた次の二次粒子を生成するため, 粒子数は指数関数的に増加していく. この現象をハドロンシャワー (hadron shower) と呼ぶ. ハドロンシャワーは生成ハドロンのエネルギーが小さくなり, 電離損失で止まるか, 核反応により吸収されるまで続き, シャワー構成粒子数は指数関数的に減少する.

ハドロンシャワー中で  $\pi^0$  中間子が生成した場合,  $\pi^0$  中間子は  $10^{-16}$  秒という寿命で直ちに 2 つの光子に崩壊し, 電磁シャワーによって物質中でエネルギーを失う. 従ってハドロンシャワーには,  $\pi^0$  中間子に起因する電磁シャワー成分と, それ以外の粒子による純ハドロンシャワー成分の 2 つの成分を持つという特徴がある.

ハドロンシャワーの奥行き方向の発達は, 平均的には式 (2.8) と同じ関数形で表すことができる. この時, 通過物質の深さ  $t$  には, 原子核相互作用長 (nuclear interaction length:  $\lambda_I$ ) という単位が用いられる.

## 2.3 カロリメータ

カロリメータとは, 粒子と物質との相互作用を利用して, 入射粒子のエネルギーを測定する検出器である. カロリメータには大きく分けて全吸収型とサンプリング型がある.

### 2.3.1 全吸収型カロリメータ

シャワーの吸収体と粒子の検出体が一体となっているものを全吸収型カロリメータという. NaI, BGO, CsI, BaF<sub>2</sub> 等の密度が一樣かつ高い無機結晶シンチレータから構成され,

粒子がカロリメータ中で失う全エネルギーを検出できるので、エネルギー分解能は非常に優れている。しかし、大きな結晶体の大量生産が困難であり、加工も難しいので高価である。そのため、主に電磁カロリメータとして用いられる。

### 2.3.2 サンプル型カロリメータ

サンプル型カロリメータは、吸収層と検出層を交互に組み合わせた積層構造からなる。吸収層には、鉛や鉄等の重い金属が用いられ、粒子との相互作用によりカスケードシャワーを発生させる。一方、検出層には不活性ガスやプラスチックシンチレータ等が用いられ、通過粒子を検出する。サンプル型カロリメータは吸収層で失われたエネルギーを測定できないため、全吸収型に比べてエネルギー分解能は劣る。しかし、鉛などの原子核相互作用長 (Interaction Length) が小さい物質を使用できるのでカロリメータ全体の大きさを小さくすることができる、また、比較的安価であるなどの利点がある。

### 2.3.3 エネルギー測定原理

ここではサンプル型カロリメータについて述べる。

シャワーを構成する粒子は、そのほとんどが MIP 粒子として振る舞うため、検出層中でほぼ一定のエネルギーを失う。シャワーを構成する粒子の数は入射粒子の持っていたエネルギーに比例するため、この検出層を通過した粒子数を測定することにより入射粒子のエネルギーを知ることが出来る。

### 2.3.4 エネルギー分解能

エネルギー  $E$  を持った粒子がサンプル型カロリメータに入射した時のエネルギー分解能は経験的に次の式で表される。

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{\sigma_{stochastic}}{\sqrt{E}} \oplus \sigma_{constant}. \quad (2.9)$$

ここで  $E$  は GeV 単位であり、 $\oplus$  は二乗和  $A \oplus B = \sqrt{A^2 + B^2}$  を表す。右辺第一項は統計項 (stochastic term) と呼ばれ、統計的な揺らぎによる項である。一方、右辺第二項は定数項 (constant term) と呼ばれ、検出器の系統的な誤差による項である。後者には、カロリメータ自体の系統誤差や応答の非線形性、シャワーの広がりの非対称性、エネルギー較正の誤差、シャワーの漏れ等が含まれる。

統計項はさらに以下の様に分けることが出来る。

$$\sigma_{stochastic} = \sigma_{intrinsic} \oplus \sigma_{sample} \oplus \sigma_{photostat}. \quad (2.10)$$

右辺第一項はシャワーの 2 次生成の揺らぎによる項で、特にハドロンシャワーに対して顕著に現れる。右辺第二項はサンプル型カロリメータに特有の項で、検出層を通過する粒子数の揺らぎを表す。この揺らぎは、吸収層中でエネルギーが  $E_c$  を下回り、次の検出層に到達する前に消えてしまう粒子が存在するために生じる。従って、吸収層 1 枚の厚さに



依存しており、薄い程小さくなる。右辺第三項は読み出しに光電子増倍管を用いた時に現れる項で、光電子増倍管の光電面から放出される光電子数の揺らぎを表す。

### 2.3.5 補償比 $e/h$

カロリメータに、同じエネルギーを持った電子とハドロン粒子が入射した場合を比較すると、一般に、カロリメータで測定されるエネルギーはハドロン粒子の方が小さい。これは、ハドロンシャワーを構成する粒子の中に、エネルギーを持ち去ってしまう  $\mu$  粒子やニュートリノ、検出しにくい中性子などが含まれるためである。また、第 2.2.2 節で述べた様に、シャワー中で  $\pi^0$  中間子が生成されると直ちに 2 つの光子に崩壊し、電磁シャワーを起こしてエネルギーを失う。従って、 $\pi^0$  中間子が多く生成された場合にはエネルギーが大きく測定され、逆に少ない場合は小さく測定される。つまり、 $\pi^0$  中間子の生成数の揺らぎによってカロリメータの応答が揺らぐことになり、ハドロン粒子に対するエネルギー分解能の悪化の要因となる。

上記問題を解消するために、電磁シャワーとハドロンシャワーの応答を等しくする必要がある。これを実現するためには次のような方法が考えられる。

1. 吸収層の厚さを増加させ、電子・光子に対する応答を下げる。
2. 中性子と水素は核反応しやすいため、検出層に水素を多く含む物質(プラスチックシンチレータなど)を用いることにより中性子に対する応答の寄与を増加させる。
3. 吸収層に鉛などの原子番号の大きい物質を用いることにより、核反応を起こしやすくする。

この様にして最適化されたカロリメータを補償型カロリメータと呼ぶ。また、両シャワーに対する応答の比を補償比と呼び、以下で定義する。

$$\frac{e}{h} \equiv \frac{\text{電磁シャワーに対する応答}}{\text{純ハドロンシャワーに対する応答}}. \quad (2.11)$$

この補償比  $e/h$  が 1 に近いほど、ハドロンシャワーに対するカロリメータ応答の揺らぎが小さくなる。実際には補償比を直接測定することは困難なため、電子と  $\pi^\pm$  中間子の応答の比

$$\frac{e}{\pi} \equiv \frac{\text{電子に対する応答}}{\pi^\pm \text{中間子に対する応答}}. \quad (2.12)$$

を測定しそれを用いて補償比を求める。補償比と  $e/\pi$  比の間には以下の経験則が成り立つ。

$$\frac{e}{\pi} = \frac{\frac{e}{h}}{1 + (\frac{e}{h} - 1)F_{\pi^0}}. \quad (2.13)$$

ここで  $F_{\pi^0}$  はハドロンシャワー発達の過程で生成された電磁シャワー成分の割合を表す。図 2.2 に、理論計算による鉛とプラスチックシンチレータの厚さの比  $Rd$  と補償比  $e/h$  の関係を示す [3]。鉛とプラスチックシンチレータのサンプリングカロリメータでは、鉛：プラスチックシンチレータ = 4 : 1 付近で  $e/h$  が 1 になり、補償が達成される。

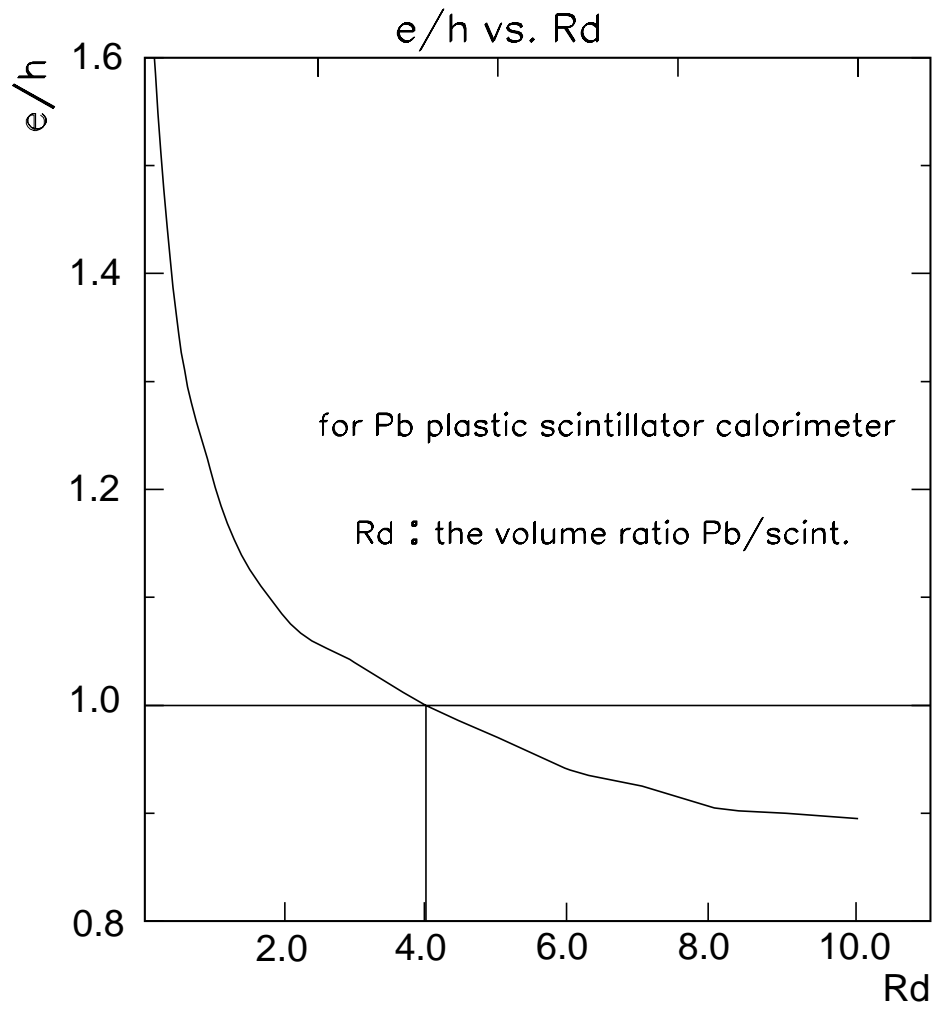


図 2.2: 鉛/プラスチックシンチレータの体積比と補償比の関係.

## 第3章 ビームテスト

我々JLC カロリメータグループでは、実際にテストモジュールを製作し、これまでに大きく分けて5度のビームテストを行ってきた。これらのビームテストの詳細、結果については [1, 4, 6] 等に詳しい。以下では本研究の解析に用いた 1997 年のビームテストと 2002 年のビームテストについて詳しく述べる。

### 3.1 KEK T411 実験

#### 3.1.1 目的

T411 実験は 1997 年 5 月から 6 月に茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の 12 GeV 陽子加速器の  $\pi^2$  ビームラインで行われた。入射粒子は 1 GeV $\sim$ 4 GeV の電子,  $\pi^-$  中間子,  $\mu^-$  粒子である。

このビームテストの最大の目的は、鉛/プラスチックシンチレータのサンプリングカロリメータの補償点(補償比が1になる体積比)を探り、エネルギー分解能や補償比を正確に測定することにある。そのために、鉛の厚さを細かく調節できるテストモジュールを製作し、鉛/プラスチックシンチレータ比を変化させた時のエネルギー分解能や補償比を測定することを試みた。

#### 3.1.2 カロリメータテストモジュールの構造

ビームテストのために製作したカロリメータテストモジュールは、1 m  $\times$  1 m の鉛とプラスチックシンチレータを交互に並べたサンプリング型である。その構造を図 3.1 に示す。前節で述べた様に、補償点を探るためには鉛/プラスチックシンチレータ比を細かく変えることが必要となる。そこで、2 本のレールの上に鉛とプラスチックシンチレータを吊り下げ、プラスチックシンチレータは 2 mm 厚に固定し、鉛の厚さを変えて測定出来る様にした。鉛板は 4 mm 厚のものをレールに固定し、それとは別に 2 mm 厚のものを用意した。2 mm 厚のものは 4 mm 厚の鉛板にネジ止め出来る様になっており、鉛の全体の厚さを 2 mm 刻みで変えることが出来る。

#### 3.1.3 タイル/ファイバーシステム

タイル/ファイバーシステムは、プラスチックシンチレータと波長変換ファイバーから構成される。プラスチックシンチレータとは、その中を荷電粒子が通過すると物質中の原

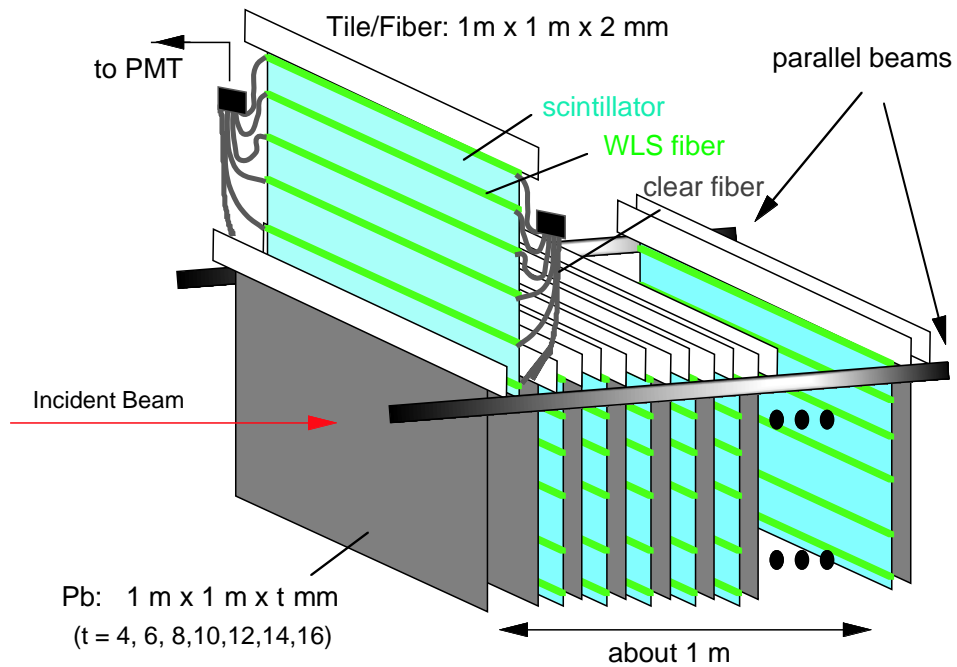


図 3.1: カロリメータテストモジュールの構造 (T411). 鉛/プラスチックシンチレータのサンプリング型で,  $1\text{ m} \times 1\text{ m}$  の鉛板, プラスチックシンチレータ板をビームに平行な 2 本のレールに吊り下げてある.

子が励起され、脱励起の際に蛍光<sup>1</sup>を発する物質である。波長変換ファイバーは、シンチレーション光の波長を光電子増倍管の量子効率が最も高い波長に変換するものである。テストモジュールでは、このタイル/ファイバーシステムと呼ばれる方式を採用している。その構造を図3.2に示す。厚さ2 mm、縦横1 m × 1 mのプラスチックシンチレータ<sup>2</sup>に、20 cm間隔で6本の平行な鍵穴型の溝を掘りそこに直径1 mmの波長変換ファイバー<sup>3</sup>を挿入してある。波長変換ファイバーは長さが1 mで、その両端にはクリアファイバーが接続されており、6本のクリアファイバーは左右それぞれプラスチックコネクタによって1つにまとめられている。プラスチックシンチレータの側面にはホワイトペイント(日本ペイント社製“Odecoat”)を塗布し、両面を厚さ100 μmのペットフィルムで覆ってある。これらは、境界面で光子を反射し、ファイバーに吸収される光量を増加させる役割を果たす。

次に、信号読み出しについて簡単に述べる。荷電粒子がプラスチックシンチレーターを通過する時に放出されるシンチレーション光は、プラスチックシンチレーター内で反射を繰り返す。そのうちに、一部の光子はプラスチックシンチレーターに挿入された波長変換ファイバーに吸収される。吸収された光子は光電子増倍管の量子効率が最も高い波長に変換されて再放出され、クリアファイバーを通して光電子増倍管で読み出される。読み出しは、プラスチックシンチレーター5枚をまとめて左右それぞれ1本ずつの光電子増倍管で行っている。以下では、鉛/プラスチックシンチレータの組み合わせ5層をスーパーレイヤーと呼ぶことにする。

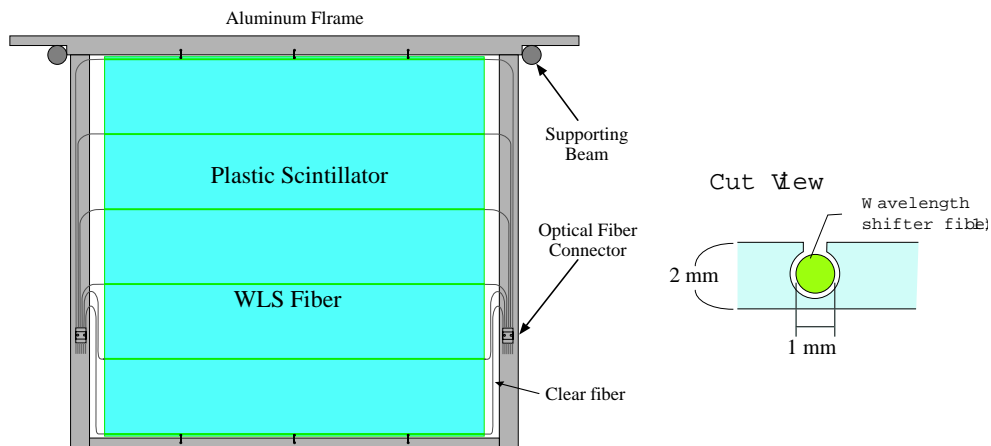


図 3.2: タイル/ファイバーシステムの構造。(左)全体図。(右)プラスチックシンチレータの断面図。プラスチックシンチレータに掘られた6本の平行な溝に波長変換ファイバーが挿入されており、左右両側から読み出す。

<sup>1</sup>シンチレーション光と呼ばれ、光量はシンチレータに落とされたエネルギーに比例する。

<sup>2</sup>KURARAY 社製 SCSN88

<sup>3</sup>KURARAY 社製 KURARAY Y11

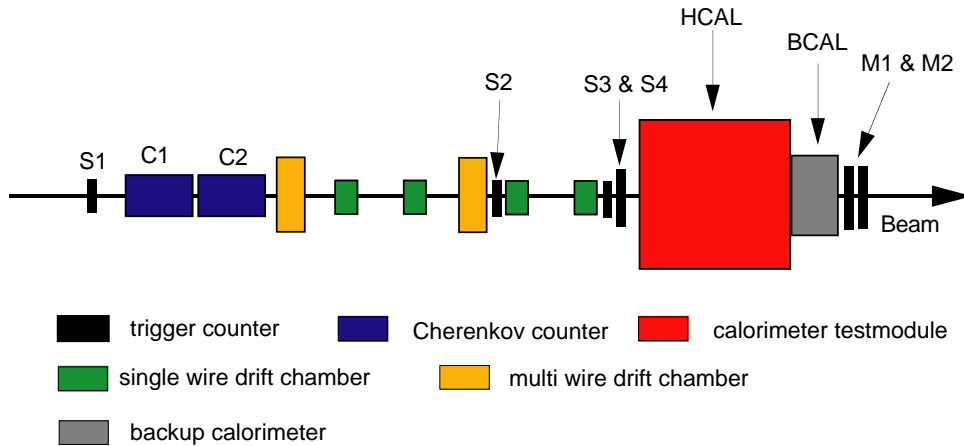
### 3.1.4 ビームラインの構成

T411 実験におけるビームラインの構成を図 3.3 に示す。ビームライン上に 4 層のトリガーカウンター (S1~S4), 2 層のチェレンコフカウンター (C1, C2), 6 層のドリフトチェンバー, カロリメータテストモジュール (HCAL), バックアップカロリメータ (BCAL), 2 層のミュオンカウンター (M1, M2) が設置されている。また, バックアップカロリメータは主にシャワーの後方への漏れを補うために設置してあるが, 本研究の解析ではこのデータは使用していない。

各粒子に対して以下のトリガー条件を課してデータの取得を行った。

$$\begin{aligned} \pi^- \text{ 中間子} & S1 \cap S2 \cap S3 \cap S4 \\ \text{電子} & S1 \cap S2 \cap S3 \cap S4 \cap C1 \cap C2 \\ \mu^- \text{ 粒子} & S1 \cap S2 \cap S3 \cap S4 \cap M1 \cap M2 \end{aligned}$$

ここで  $\mu^-$  粒子は, シャワーを起こさずにカロリメータテストモジュールを通過するため, ビームラインの最も下流にあるミュオンカウンターに信号があることを要求している。但し, 1 GeV の  $\mu^-$  粒子はエネルギーが低いため, 多くの場合カロリメータテストモジュールを貫通出来ずに途中で停止してしまう。従って, 1 GeV の  $\mu^-$  粒子と  $\pi^-$  中間子を選別することは困難となる。事象選別については [4] に詳しい。



$$\begin{aligned} \text{pion trigger} & : S1, S2, S3, S4 \\ \text{electron trigger} & : S1, S2, S3, S4, C1, C2 \\ \text{muon trigger} & : S1, S2, S3, S4, M1, M2 \end{aligned}$$

図 3.3: T411 実験ビームラインの構成。

### 3.1.5 結果

実験では、プラスチックシンチレータの厚さを 2 mm に固定し、鉛の厚さを 4 mm から 16 mm まで 2 mm 刻みで変化させてそれぞれについてエネルギー分解能と補償比を求めた。詳しい解析は [4] にあるので、ここにはその結果のみを簡単に示す。図 3.4 にエネルギー分解能、図 3.5 に補償比を示す。

エネルギー分解能は鉛の厚さが 4 mm の時が最も良く、厚さが増すに従って悪化していくという結果が得られた。これは、第 2.3.4 節で述べた様に、サンプリングが細かいほど、式 (2.10) の第 2 項が小さくなりエネルギー分解能が良くなるためである。また、補償比はプラスチックシンチレータ 2 mm の場合、鉛の厚さが  $9.1 \pm 0.3$  mm の時に  $e/\pi$  が 1 になるという結果が得られた。この結果は、図 2.2 で示した計算結果と矛盾しない。

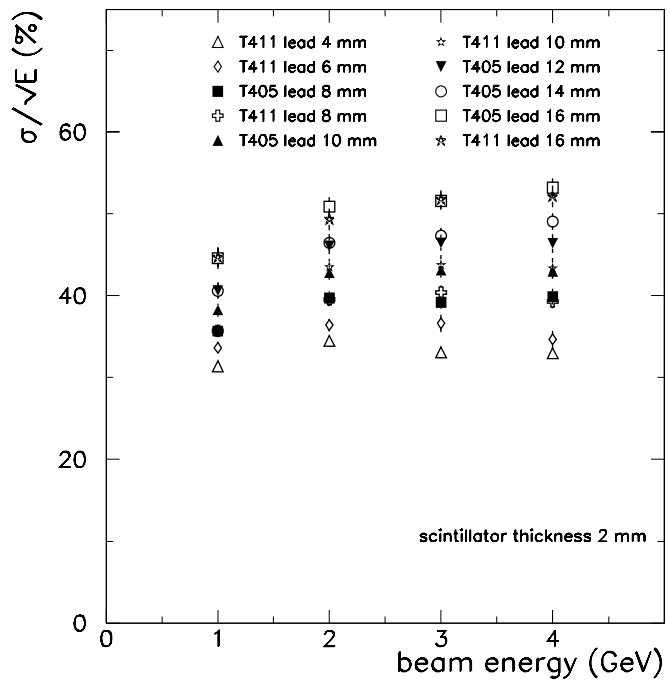
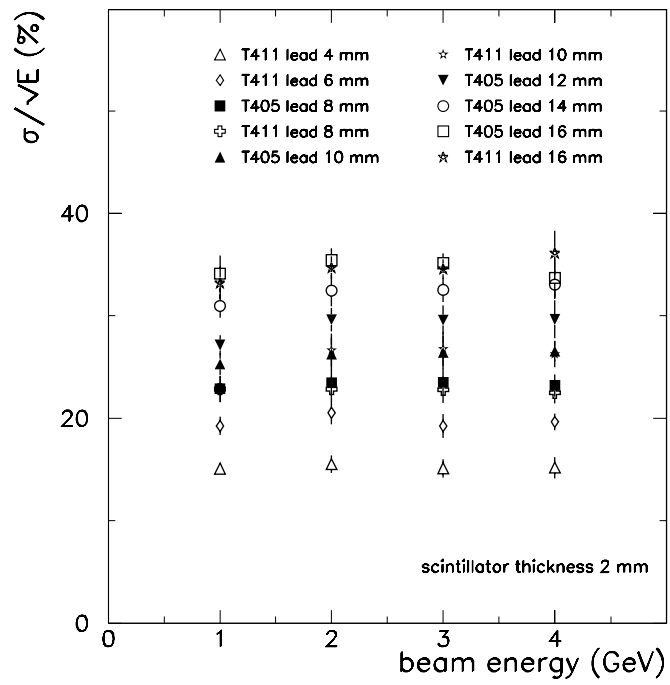


図 3.4: 鉛の厚さとエネルギー分解能の関係. 上) 電子, 下)  $\pi^-$ 中間子.



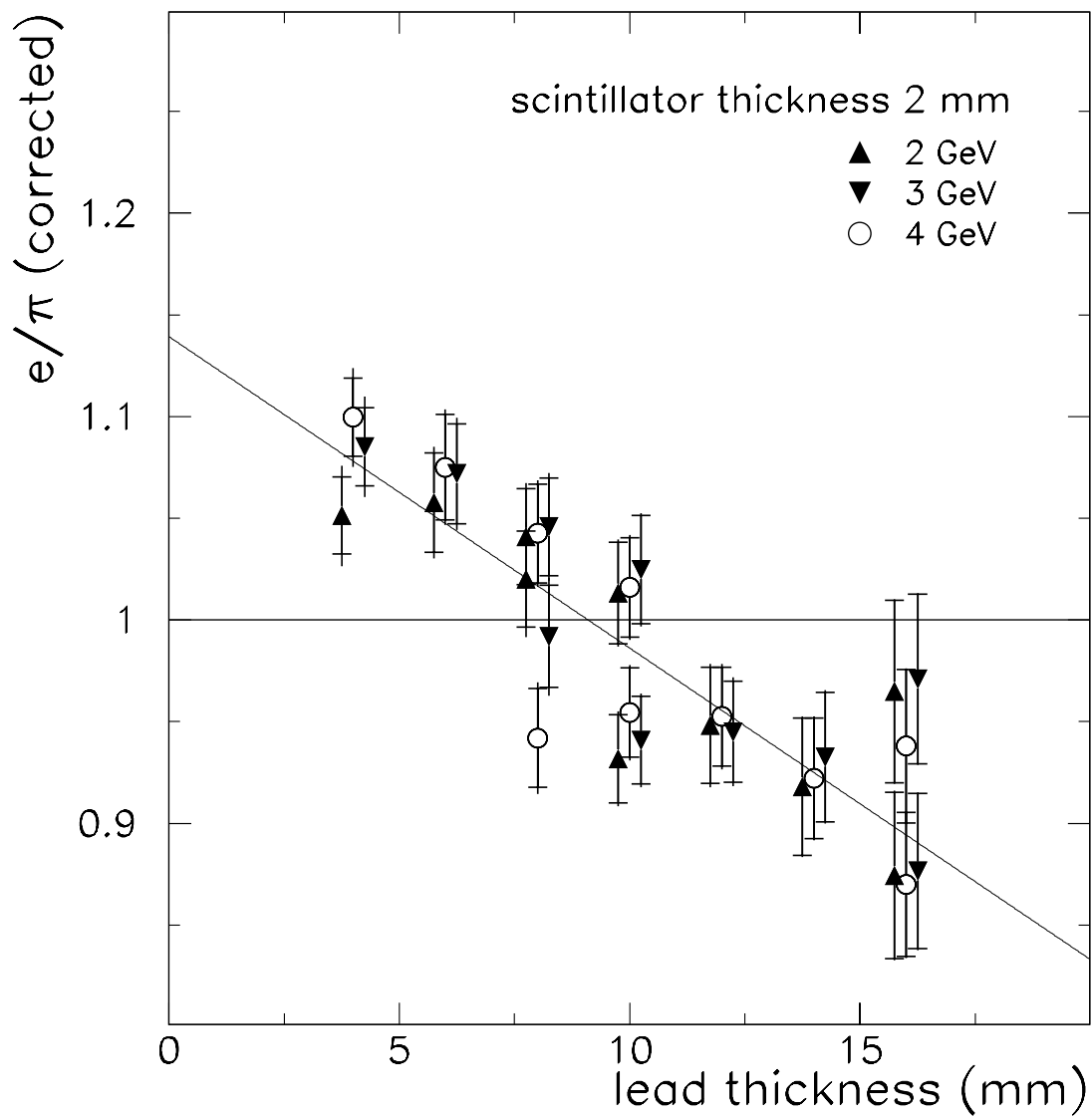


図 3.5: 2 mm 厚のプラスチックシンチレータに対して鉛の厚さを変化させた時の  $e/\pi$  比. 鉛の厚さが  $9.1 \pm 0.3$  mm の時に  $e/\pi$  が 1 となる.

## 3.2 KEK T517実験

### 3.2.1 目的

T517実験は2002年10月から11月に茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構(KEK)の12 GeV陽子加速器の $\pi^2$ ビームラインで行われた。入射粒子は1 GeV~4 GeVの電子,  $\pi^-$ 中間子,  $\mu^-$ 粒子である。このビームテストの最大の目的は細かい分割を持つ電磁カロリメータテストモジュールの性能を検証すると共に, シミュレーションの研究を進めるために必要不可欠な入力信号に対応した測定器の出力の大きさを決定すること, また, シミュレーション結果の妥当性を検証するための実験データの取得にある。

### 3.2.2 ストリップ/ファイバーシステム

T517実験のテストモジュールでは, ストリップ/ファイバーシステムと呼ばれる方式を採用している。その構造の模式図を図3.6に示す。厚さ2 mm, 縦横1 cm  $\times$  20 cmのプラスチックシンチレータに鍵穴型の溝を掘り, そこに直径1 mmの波長変換ファイバーを挿入してある。波長変換ファイバーの一端にはシンチレーション光の漏出を防ぐためにアルミニウムが蒸着されており, もう一端はプラスチックコネクタを介してクリアファイバーと接続されている。T411実験と同様に, プラスチックシンチレータの側面にはホワイトペイント<sup>4</sup>を塗布し, 上下面を厚さ100  $\mu$ mのペットフィルムで覆ってある。

### 3.2.3 カロリメータテストモジュールの構造

テストモジュールの構造の模式図を図3.7に示す。ビームテストのために製作したカロリメータテストモジュールは, 厚さ4 mm, 縦横20 cm  $\times$  20 cmの鉛と, 厚さ2 mm, 縦横1 cm  $\times$  20 cmのプラスチックシンチレータ20枚を交互に並べたサンプリング型である。ストリップシンチレータには $x$ 軸方向,  $y$ 軸方向それぞれに1番から20番まで番号がつけられており, 信号の読み出しは, 同じ番号のストリップシンチレータ4層分をまとめてマルチアノード光電子増倍管の一つのチャンネルで行っている。以下では, "鉛"と" $x$ 軸方向に並べたプラスチックシンチレータ"と" $y$ 軸方向に並べたプラスチックシンチレータ"の組み合わせ4層をまとめたものをスーパーレイヤーと呼ぶことにする。テストモジュールの内部の様子を図3.8に示す。また, 組み立て完了後のテストモジュールの写真を図3.9に示す。

---

<sup>4</sup>日本ペイント社製 "Odecoat".

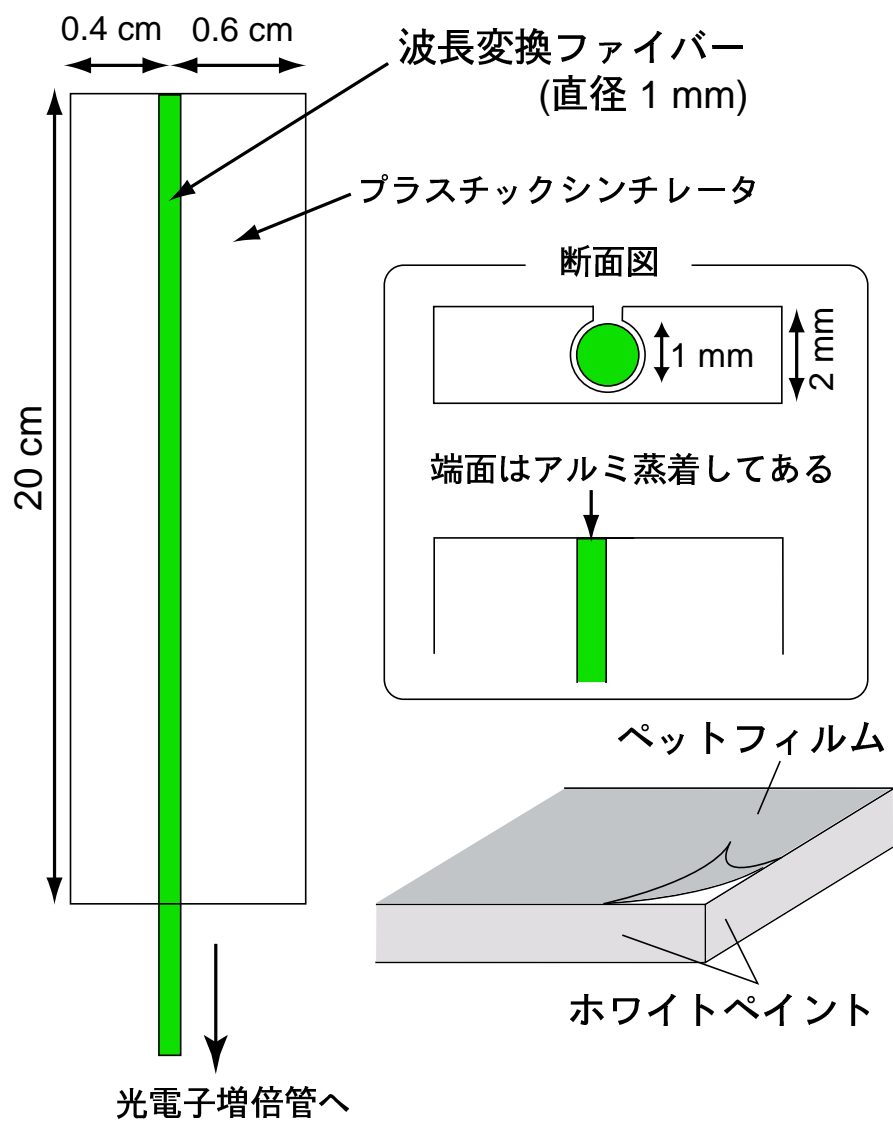


図 3.6: ストリップ/ファイバーシステムの構造. 左) 全体図, 右) プラスチックシンチレータの断面図. プラスチックシンチレータに掘られた溝に波長変換ファイバーが挿入されており, 片側のみから読み出す.

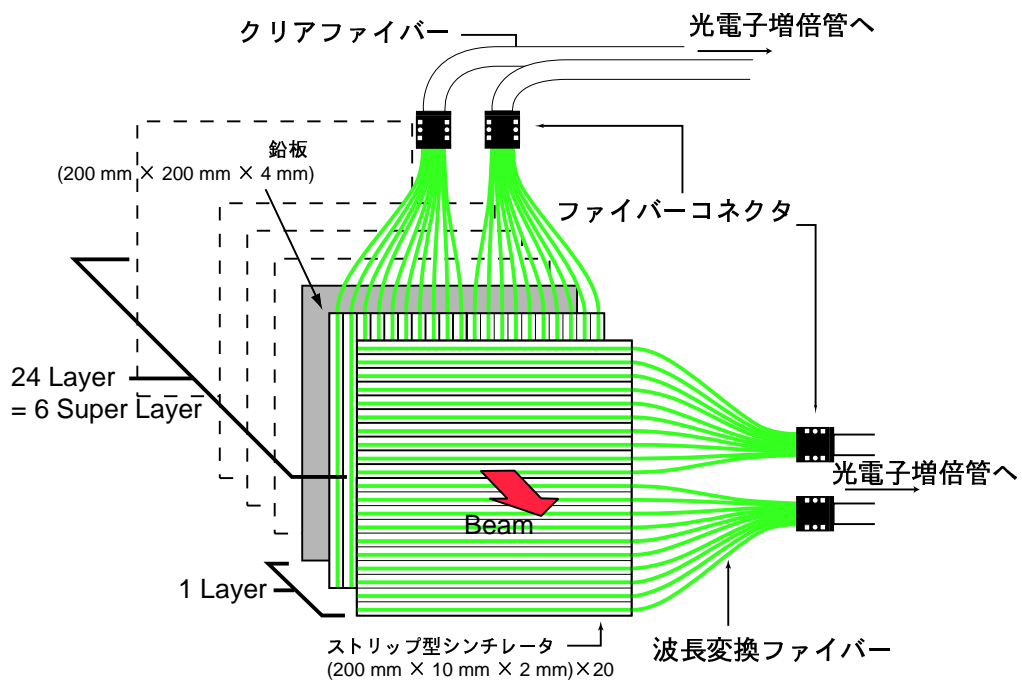


図 3.7: カロリメータテストモジュールの構造 (T517). 鉛/プラスチックシンチレータのサンプリング型で, 20 cm x 20 cm の鉛, 1 cm x 20 cm のプラスチックシンチレータ 20 枚を交互に並べてある.

図 3.8: ストリップ/ファイバーシステム.

図 3.9: カロリメータテストモジュール (T517).

### 3.2.4 ビームラインの構成

T517実験におけるビームライン構成の模式図を図3.10に示す。また、実際のビームラインの写真を図3.11に示す。ビームライン上に3層のトリガーカウンター(T1~T3), 2層のチェレンコフカウンター(C1, C2), 4層のドリフトチェンバー(DC1~DC4), ミューオンカウンター(MU), ベトカウンター(V1), パイオンベトカウンター(PI), プリシャワー測定器(PRSH), 2層のシャワーマックス測定器(KSMX, SSMX), 2層のカロリメータテストモジュール(TEM, NEM)が設置してある。

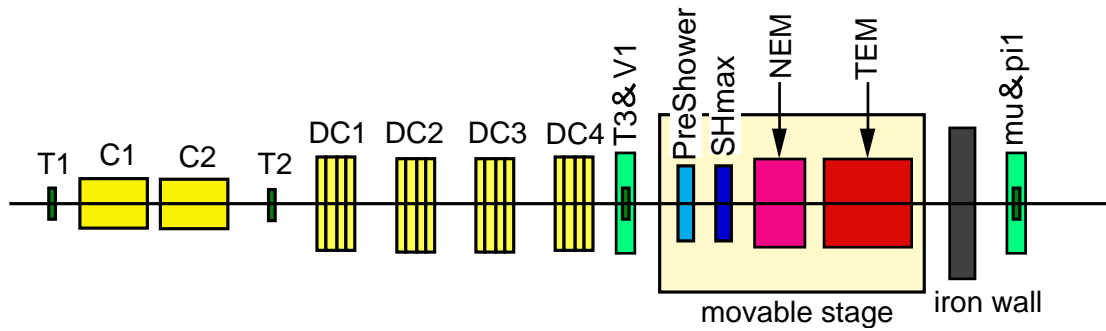


図 3.10: T517 実験のビームラインの構成.

図 3.11: T517 実験のビームラインセットアップ (写真).

## 第4章 T411実験の解析

### 4.1 目的

第3.1節で述べた T411 ビームテストに用いたカロリメータテストモジュールは奥行き方向に対して細かい分割を持っているという特徴がある。この様に細かい分割を持ったカロリメータを用いたハドロンシャワーの測定は過去にないものである。そこで、奥行き方向に対して最も細かい、鉛 4 mm・プラスチックシンチレータ 2 mm のデータを用いてシャワーの奥行き方向の発達の解析を試みた。ここでの使用データは補償比 4:1 を満たしていないが、本解析ではサンプリングが細かいことが重要なためこれを用いることにした。この場合、奥行き方向に対して読み出しは 42 スーパーレイヤー (鉛/シンチレータ板の組合せが 210 組) あり、カロリメータテストモジュール全体の厚さは  $4.9 \lambda_I$  である<sup>1</sup>。この結果、シャワーの開始位置の分布に  $\sigma = 0.65 X_0$  程度の広がりがあることが確認された [11]。しかし、これはシャワー本来の性質なのか、それともカロリメータのサンプリングの粗さに起因するものなのかは判断できなかった。これを確認するために検出器シミュレーションツール GEANT 3 でさらに細かいサンプリングを持つカロリメータを実現し、シャワーの奥行き方向の発達を詳細に解析する。以下の解析で用いたデータは全てシミュレーションの結果である。

### 4.2 シミュレーション

カロリメータ内での高エネルギー粒子と物質との相互作用のシミュレーションを GEANT 3 プログラムパッケージで行い、入射運動量が 1 GeV から 4 GeV の電子に対するシャワーの奥行き方向の発達を詳しく調べる。このカロリメータは 4 mm の鉛と 2 mm のプラスチックシンチレータの積層構造である。プラスチックシンチレータ 1 層毎に信号を読み出すことにより、実際のビームテスト<sup>2</sup>より細かいサンプリングを実現する。

### 4.3 最小電離損失粒子 (MIP) エネルギーの評価

実際のビームテストでは、荷電粒子が物質中で失うエネルギーは最小電離損失粒子 (MIP) を単位として表される。それに対して、GEANT 3 では荷電粒子が物質中で失うエネルギーの単位は電子ボルト (eV) であるため、両者の結果を比較するには単位を揃える必要がある。本解析では GEANT 3 シミュレーションの結果を MIP 単位で表すことにする。

第 2.1.1 節でも述べたように、比較的大きな運動量の  $\mu$  粒子は MIP としてほぼ一定の

<sup>1</sup>鉛の原子核相互作用長は約  $194 \text{ g/cm}^2$  (17.09 cm) である。

<sup>2</sup>T411 実験では、信号を 5 層まとめて読み出している。



エネルギーを失いながら物質を通過していく。この性質を利用して、以下の手順でシミュレーション上での 1 MIP 相当のエネルギーを求める。

1. カロリメータに 10 GeV/c の  $\mu$  粒子<sup>3</sup>を入射し、各層毎で失ったエネルギーの分布をとる。注意すべきは、10 GeV の  $\mu$  粒子は MIP ではないということである。そこで、Bethe-Bloch の式 (2.1) に従って 10 GeV の  $\mu$  粒子が物質中で失うエネルギーを MIP が物質中で失うエネルギーに換算する必要がある。

$$E_{mip} = E_{10GeV\mu} \times 0.809. \quad (4.1)$$

ここで  $E_{mip}$  は MIP が厚さ 2 mm のシンチレータ内で失うエネルギー、 $E_{10GeV\mu}$  は 10 GeV の  $\mu$  粒子が厚さ 2 mm のシンチレータ内で失うエネルギーである。また、0.809 は式 (2.1) から計算した補正項である。

2. 1 で求めた分布をランダウ関数でフィットして分布の重心を求める。ある層での例を図 4.1 に示す。
3. 2 の操作を全 210 層で行い、その平均値を 1 MIP 相当のエネルギーとする。各層の重心の値を図 4.2 に示す。

以上より、

$$E_{mip} = 0.31 \text{ MeV} \quad (4.2)$$

という結果を得た。以下の解析ではこの結果を使用する。

## 4.4 電磁シャワーの奥行き方向の発達

入射運動量 4 GeV/c の電子事象に対する奥行き方向のシャワー発達の様子 (シャワー曲線) を、その平均と典型的な数事象について図 4.3 に示す。電子事象では事象毎のシャワー曲線は平均的なシャワー曲線に近い形をしている。

### 4.4.1 奥行き方向のシャワーの発達

第 2.2.1 節で述べた様に、電磁シャワーの奥行き方向の発達は次式で表すことが出来る。

$$\frac{1}{E_0} \left( \frac{dE}{dt} \right) = f \times \beta \times \frac{(\beta t)^{\alpha-1} e^{-\beta t}}{\Gamma(\alpha)}. \quad (4.3)$$

ここで  $t$  ( $X_0$ ) は入射位置からの物質の深さを表す。式 (4.3) に電磁シャワーの開始位置を示すパラメータ  $a$  ( $X_0$ ) を追加し、式を次の様に拡張する。

$$g(t) \equiv \frac{1}{E_0} \left( \frac{dE}{dt} \right) = f \times \beta \times \frac{\{\beta(t-a)\}^{\alpha-1} e^{-\beta(t-a)}}{\Gamma(\alpha)}. \quad (4.4)$$

ここでシャワーを決定するパラメータとして、立ち上がりの部分を決める  $\alpha$ 、テールの部分を決める  $\beta$  ( $X_0^{-1}$ )、シャワーの開始位置を決める  $a$  ( $X_0$ )、そして規格化定数の  $f$  がある。

<sup>3</sup> $\mu$  粒子がカロリメータを完全に貫通するように大きめの運動量を設定した。

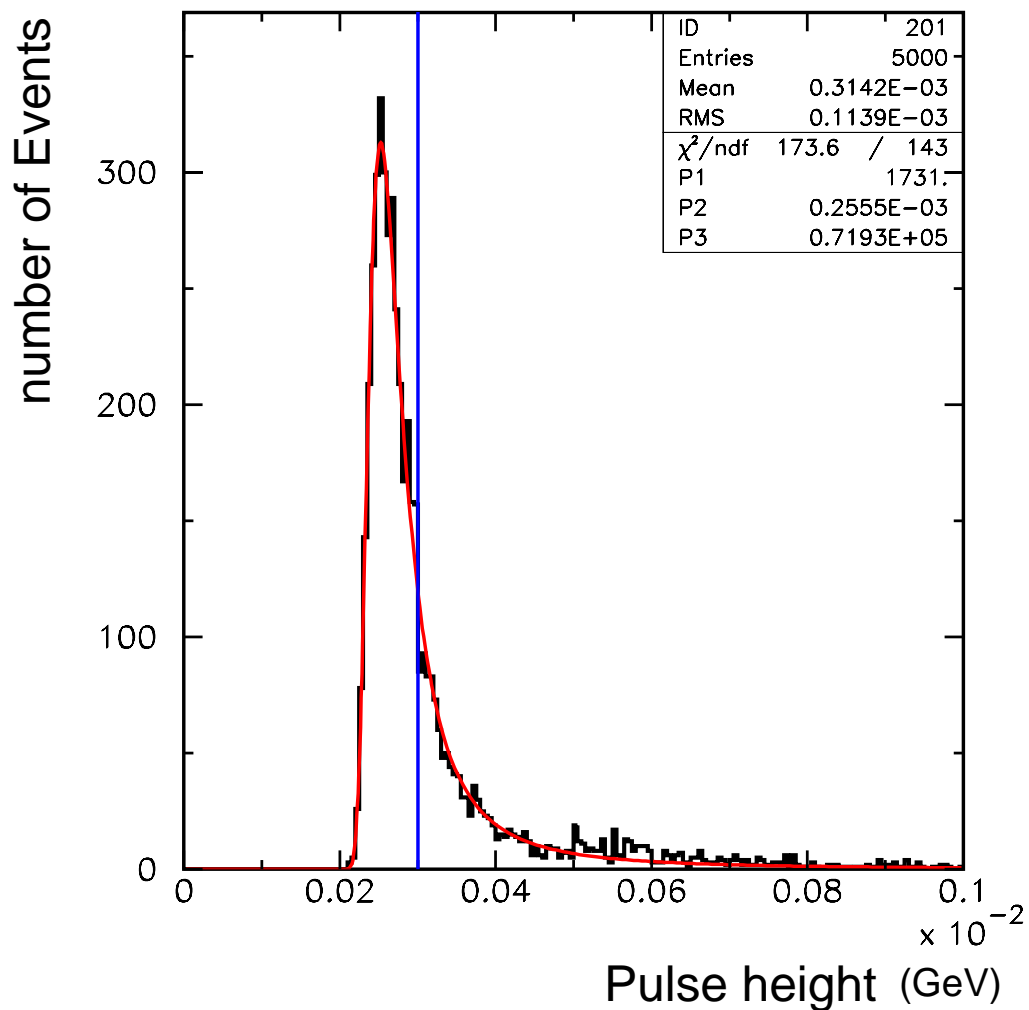


図 4.1: 10 GeV  $\mu^-$  が 2 mm シンチレータ内で失ったエネルギー分布. ランダウ関数でフィットした例. 赤線がランダウ関数でフィットした結果, 青線はフィット結果から求めた重心の値を表す.

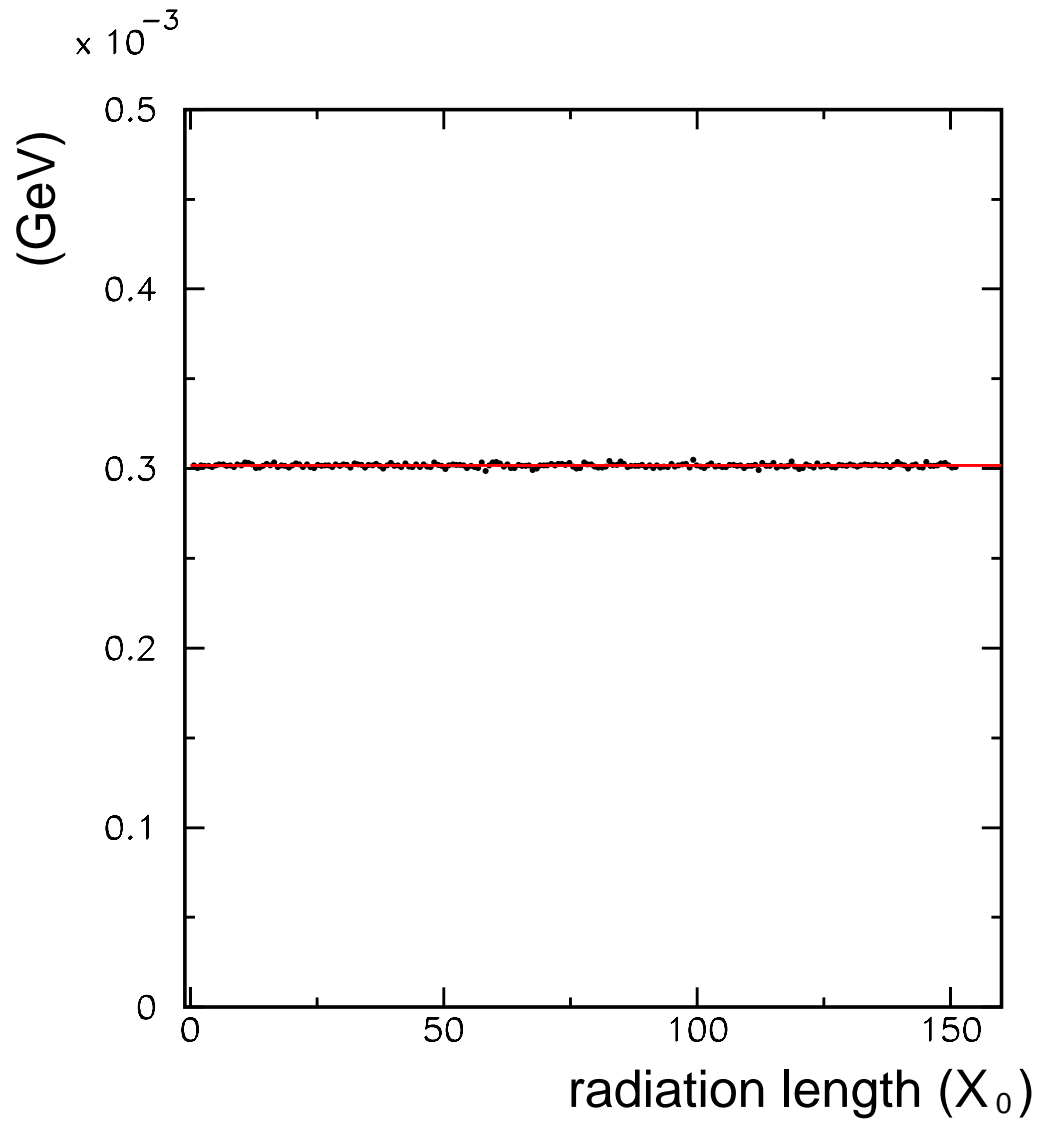


図 4.2: 各層での重心の値と全 210 層の平均値. 赤線は平均値を表す.

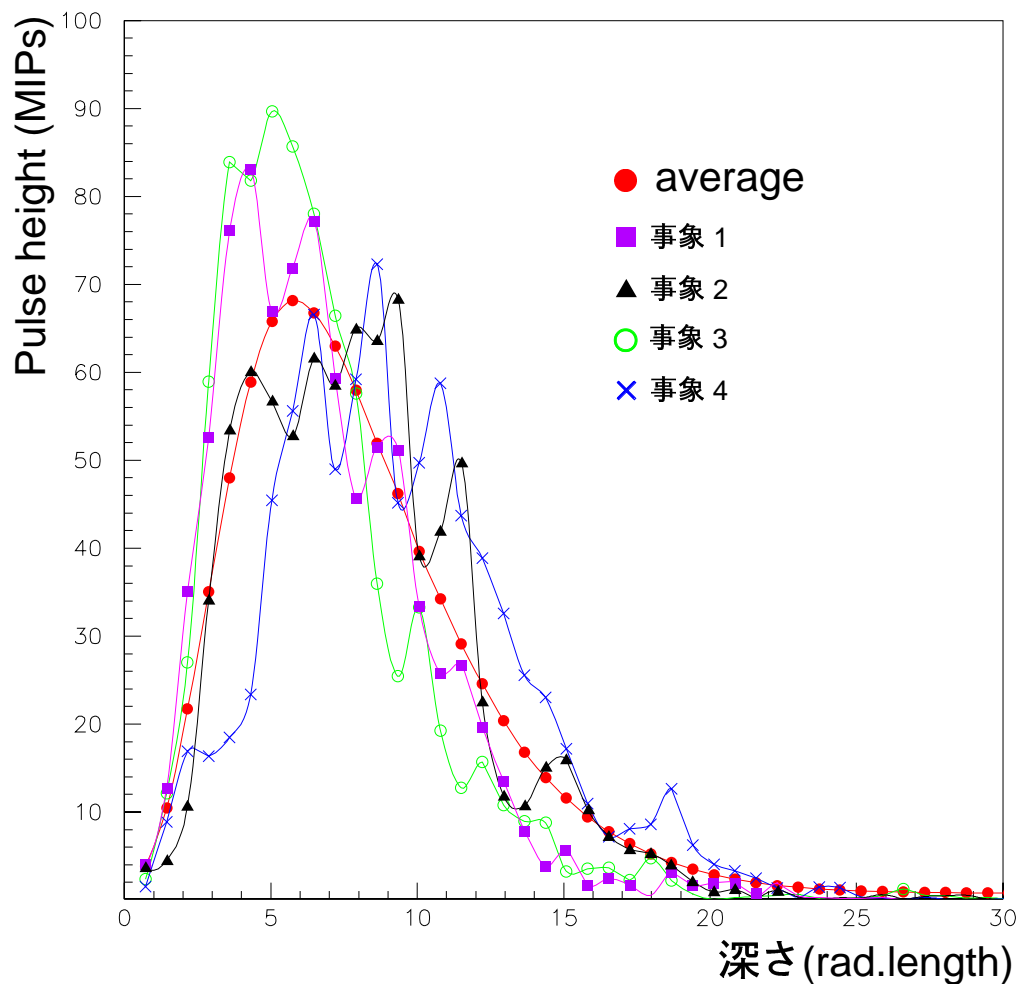


図 4.3: シャワーの奥行き方向の発達 ( $4 \text{ GeV } e^-$ ). 丸点赤線が平均, その他は典型的な事象を表す.

## 4.4.2 フィットの方法

電磁シャワーを事象毎に式 (4.4) でフィットする。フィットする各点は、各層の中心にプロットした。しかし、4パラメータでフィットを試みると、パラメータの誤差が大きくなり過ぎてしまいフィットパラメータを決定することが出来なかった。この問題点を解決するため、次の様な二段階のフィットを行う。

1. 4個のパラメータのうち、 $\alpha$ と $\beta$ を固定し、 $f$ ,  $a$ の2個のパラメータでフィットを行う。固定する $\alpha$ ,  $\beta$ として、電子が入射した電磁シャワーの奥行き方向の発達を式 (4.3) でフィットした次の結果を用いた [8].

$$\alpha = 2.2 + 0.69 \ln E_0, \quad (4.5)$$

$$\beta = 0.47 + 0.014 \ln E_0. \quad (4.6)$$

ここで  $E_0$  はシャワーの元になる電磁粒子のエネルギーである。

2. 1で決定した $a$ を固定し、 $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $f$ の3個のパラメータでフィットを行う。

4 GeVの電子を入射したときの電磁シャワーを式 (4.4) でフィットした例を図 4.4 に示す。

## 4.4.3 フィットパラメータの分布

4 GeV 電磁シャワーを事象毎にフィットしたときの各フィットパラメータ分布を図 4.5 ( $\alpha$ ,  $\beta$ ), 図 4.6 ( $a$ ,  $f$ ) に示す。以下では、各パラメータ分布の特徴について考察する。

### 立ち上がりのパラメータ $\alpha$

分布は、ほぼガウス分布になっているが、次のような特徴がある。

- $\alpha$ の値の大きい側に裾が存在する。

この原因としては、次のような理由が考えられる。電磁シャワーの元になる光子は粒子入射方向に対して大きな角度をもった方向に生成される場合がある。この場合、奥行き方向に対して狭い範囲でシャワーが終わる。この結果、 $\alpha$ の値が大きくなると考えられる。また、 $\alpha$ は式 (4.5) が示すようにエネルギー依存性を持っている。これを確かめるために、電子が入射した場合の入射運動量毎の $\alpha$ の分布を図 4.7 に示す。入射運動量が小さい程、ピークの位置が $\alpha$ の小さい側に移動していく傾向が確認出来る。

### テールのパラメータ $\beta$

$\beta$ の分布は $\alpha$ の分布と同じ傾向を示している。しかし、式 (4.6) にある様に、 $\alpha$ に比べてエネルギー依存性は非常に小さい。 $\alpha$ の場合と同様に、電子が入射した場合の入射運動量毎の $\beta$ の分布を図 4.8 に示す。入射運動量が低いほど分布の幅が広がる傾向が見られる。

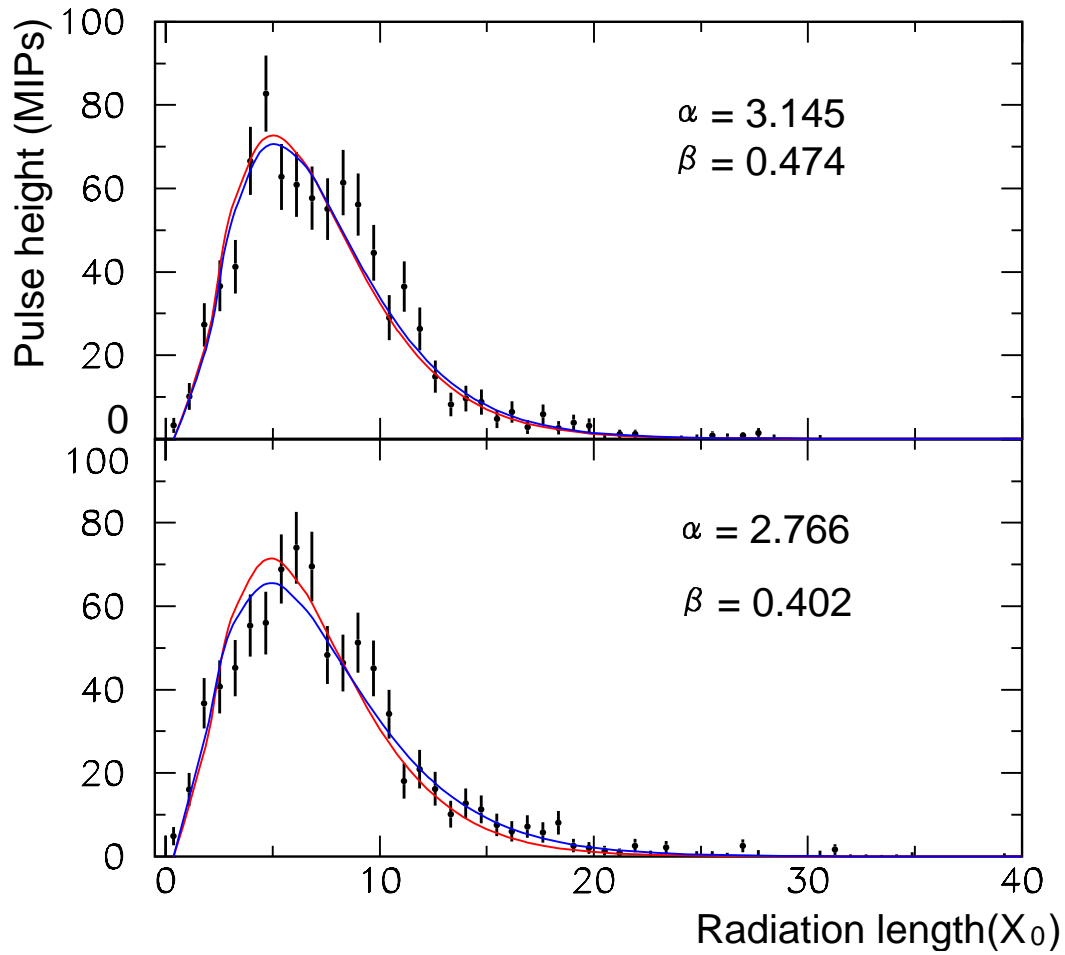


図 4.4: 電磁シャワーをフィットした例 ( $4 \text{ GeV } e^-$ ). 各点がシミュレーションの結果, 赤線が第一段階フィットの結果, 青線が第二段階フィットの結果を表す. 誤差棒は波高値の平方根で与えている.

## 開始位置 $a$

電磁シャワーの開始位置の分布を図 4.9 に示す. およそ  $0.7 X_0$  周期ごとに分布が落ち込んでいる様子が見えた. 分布が落ち込んでいる位置は, 各層の値をプロットした深さと一致する. これはフィットする際の何らかの影響によるものと考えられるが, 現在原因究明中である.

ビームテストの結果 [11] と同様に  $a$  の分布に広がり確認できた. これにより, シャワー開始位置の揺らぎはサンプリングの粗さに起因するものではなくシャワー本来の性質であることが分かる.

## 規格化定数 $f$

規格化定数  $f$  は, 全エネルギーに対して電磁シャワー成分の持っているエネルギーの割合に相当する. 従って, 電磁シャワー成分しか持たない電磁シャワーの場合, 分布は 1 を中心としたガウス分布になる. 電子が入射した場合の入射運動量毎の  $f$  の分布を図 4.10 に示す. 入射運動量が低いほど分布の幅が広がる傾向が確認できる. 一方, ハドロンシャワー中の電磁シャワー成分では, 純ハドロンシャワー成分や他の電磁シャワー成分の有無により一つの電磁シャワー成分の持つエネルギーが異なるため, 1 を中心としたガウス分布には成り得ない [11].

以上の結果を表 4.1 にまとめる.

入射運動量 (GeV/c)		2	3	4
第一段階フィット	$a$	$0.445 \pm 0.020$	$0.583 \pm 0.016$	$0.510 \pm 0.017$
	$f$	$1.009 \pm 0.003$	$1.034 \pm 0.002$	$0.991 \pm 0.002$
第二段階フィット	$\alpha$	$3.091 \pm 0.017$	$3.290 \pm 0.013$	$3.463 \pm 0.012$
	$\beta$	$0.574 \pm 0.004$	$0.555 \pm 0.003$	$0.545 \pm 0.003$
	$f$	$1.003 \pm 0.003$	$1.005 \pm 0.002$	$1.007 \pm 0.002$

表 4.1: 入射運動量毎のフィットパラメータ ( $a$ ,  $f$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$ ).

### 4.4.4 パラメータ間の相関

電磁シャワーのフィットに用いたパラメータ  $\alpha$ ,  $\beta$  間の相関分布を図 4.11 に示す. 明らかに正の強い相関が存在することが確認できる. それ以外のパラメータ間での相関分布を図 4.12 に示す.  $\alpha$  vs  $\beta$  以外のパラメータ間では強い相関は見られなかった.

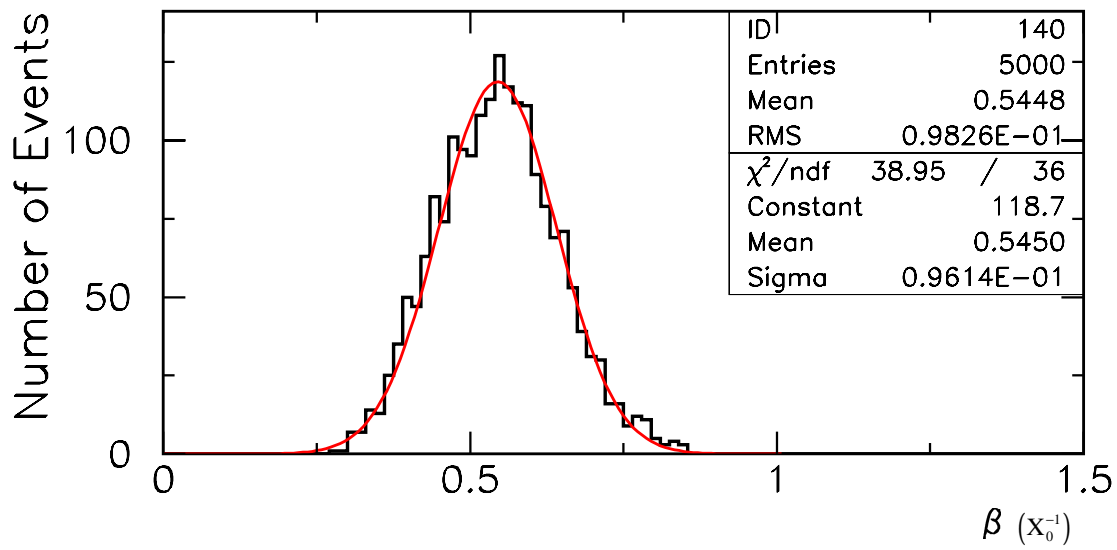
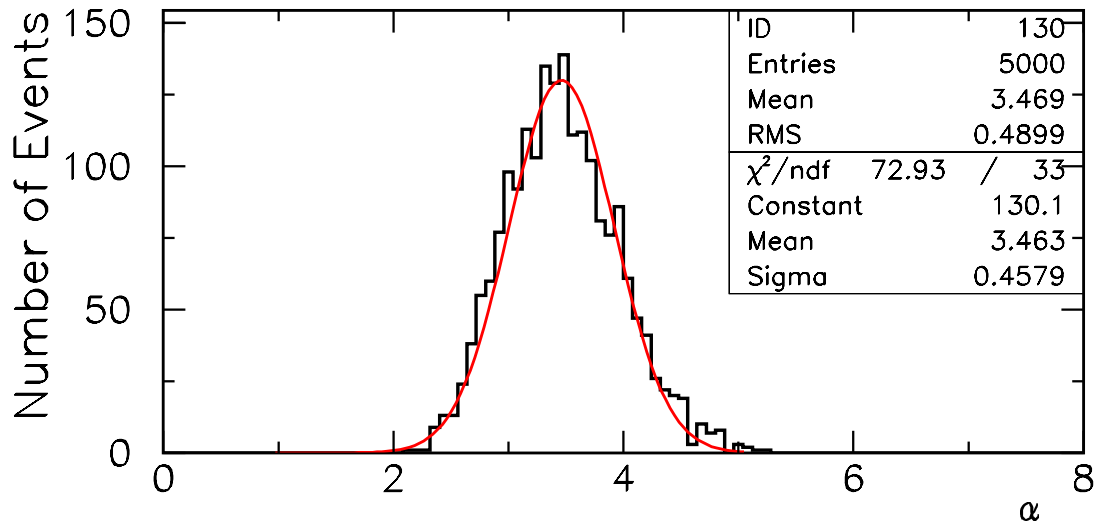


図 4.5: フィットパラメータ  $\alpha$ ,  $\beta$  の分布 ( $4 \text{ GeV}/c e^-$ ).



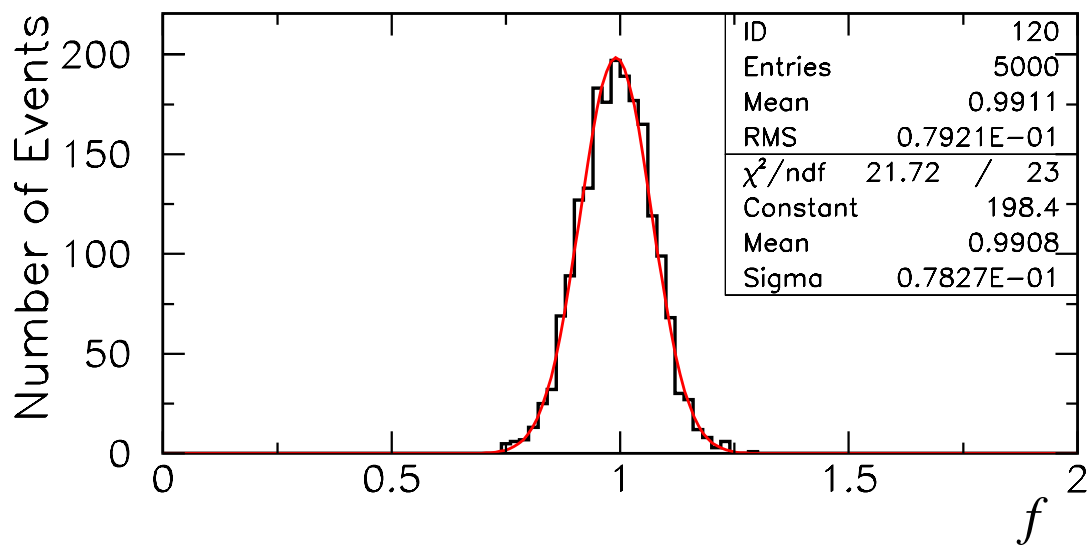
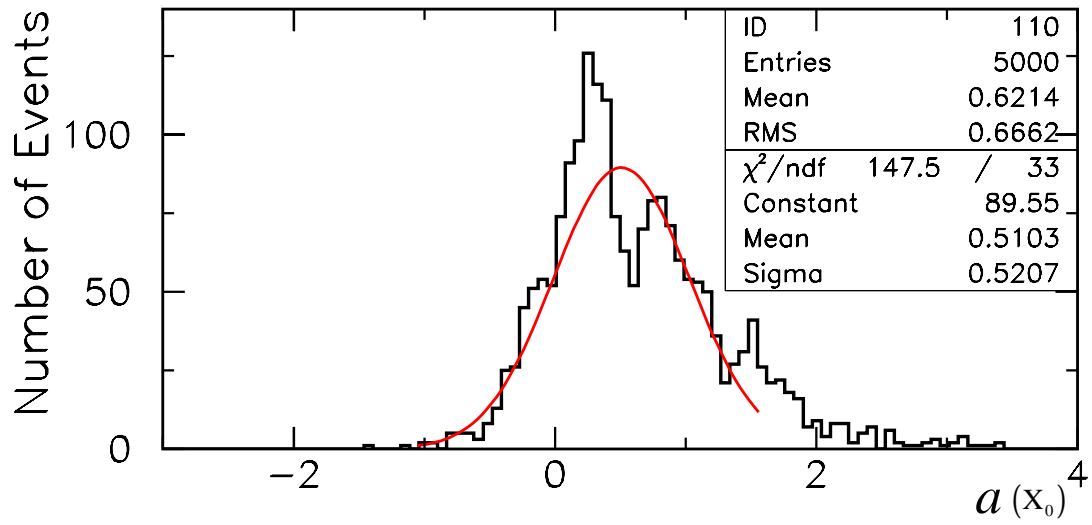


図 4.6: フィットパラメータ  $a$ ,  $f$  の分布 ( $4 \text{ GeV}/c e^-$ ).

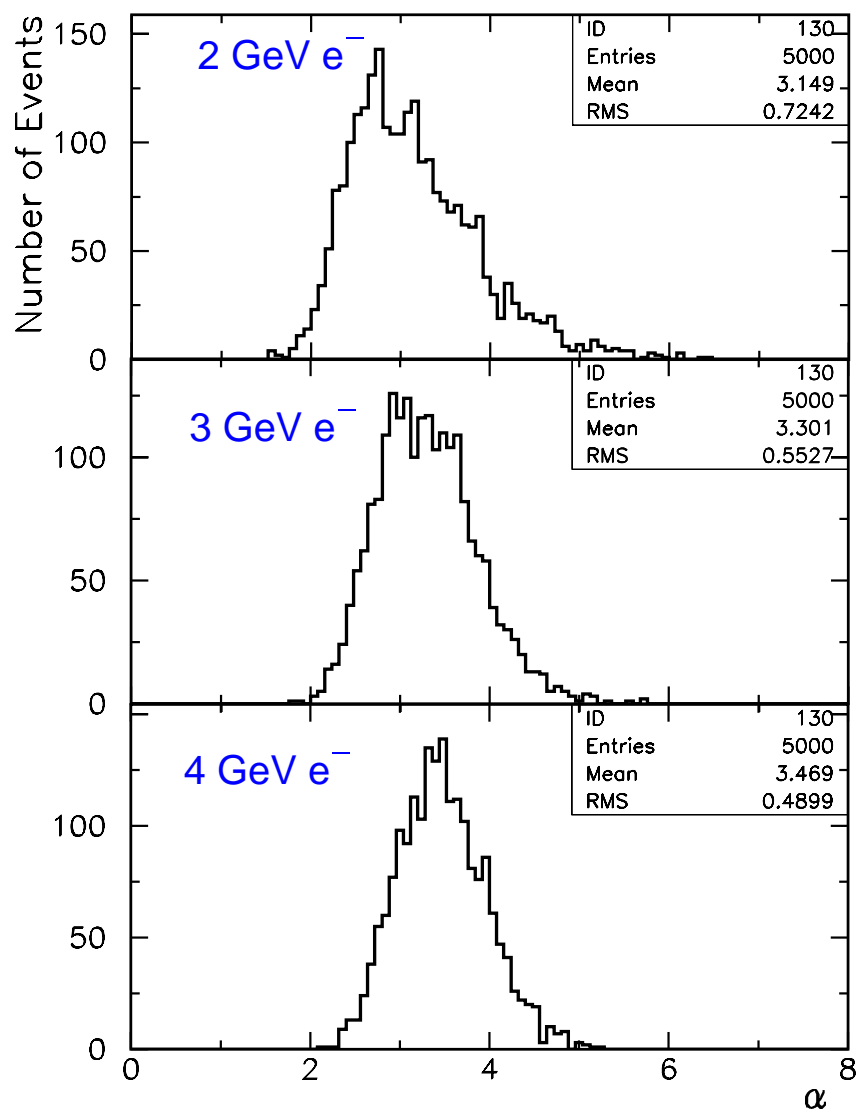


図 4.7: 入射運動量毎のフィットパラメータ  $\alpha$  の分布. 上から 2 GeV/c, 3 GeV/c, 4 GeV/c  $e^-$ . 入射運動量が低くなるに従って, ピークの位置が  $\alpha$  の小さい方に遷移していくのが確認できる.

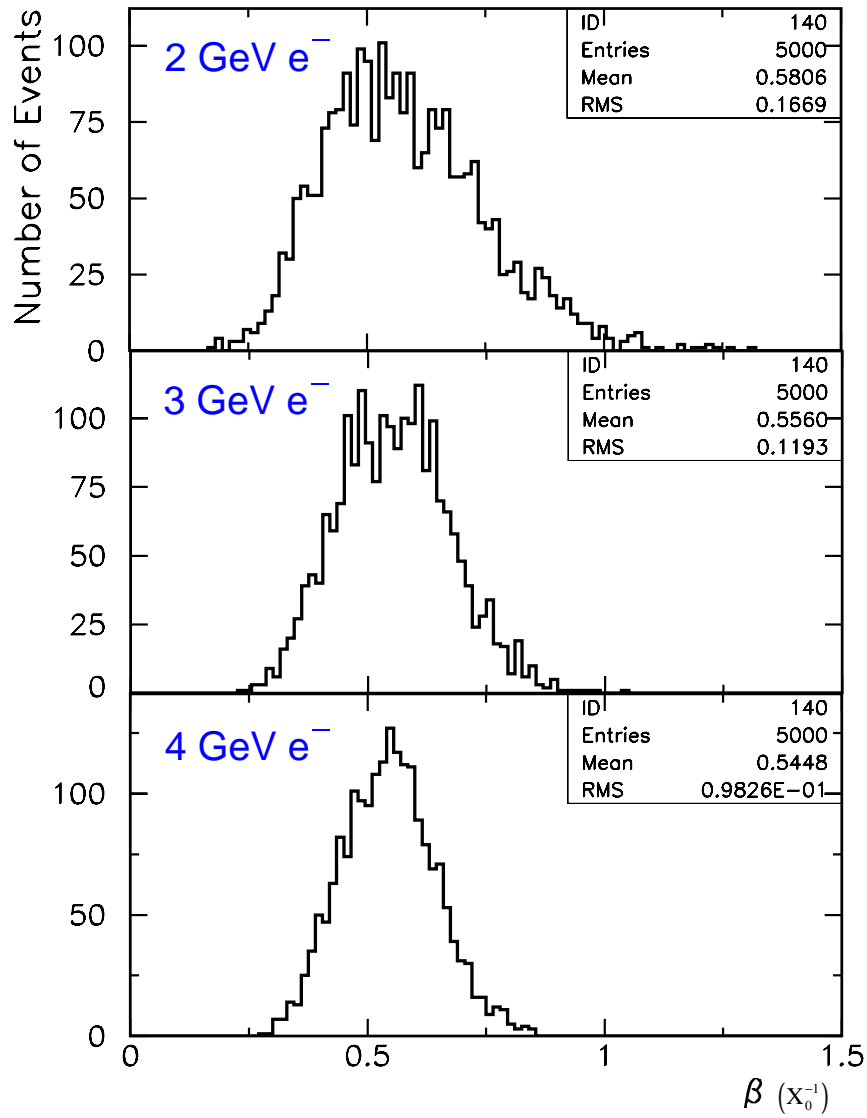


図 4.8: 入射運動量毎のフィットパラメータ  $\beta$  の分布. 上から 2 GeV/c, 3 GeV/c, 4 GeV/c  $e^-$ . 入射運動量が変わっても, ピークの位置にはあまり変化が見られない.

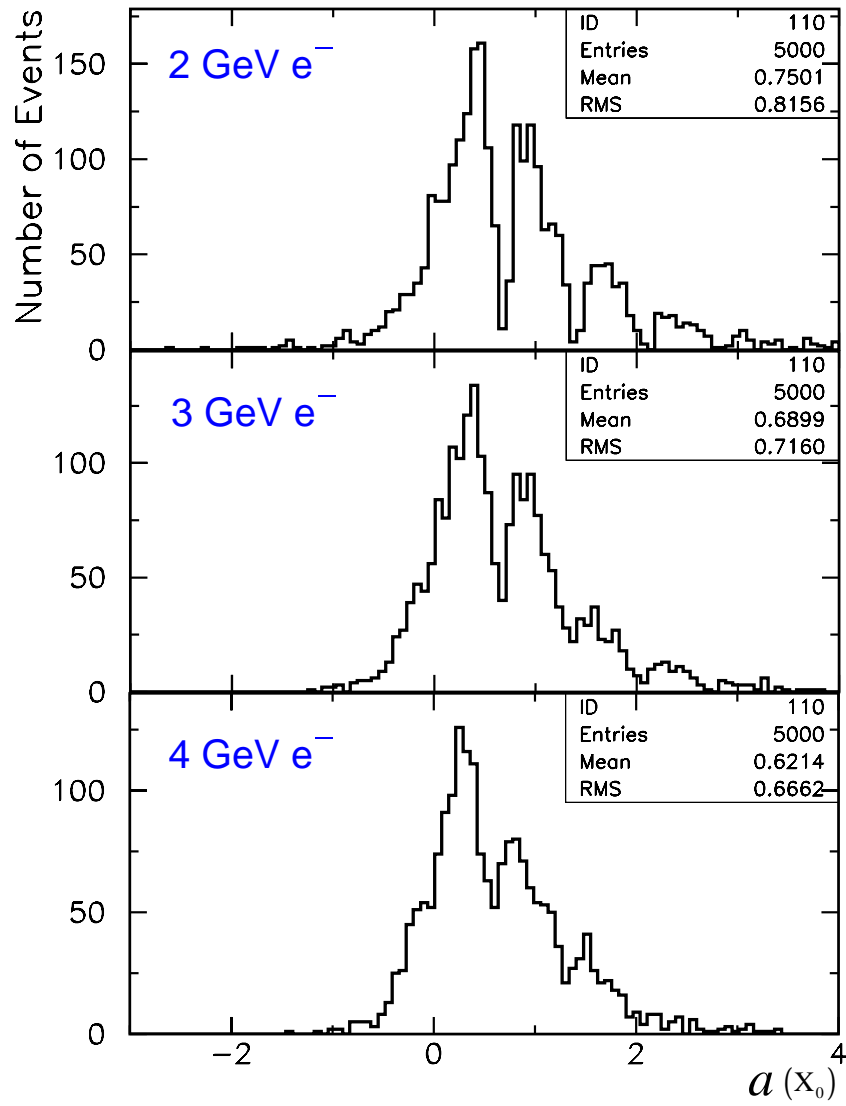


図 4.9: フィットパラメータ  $a$  の分布 (4 GeV  $e^-$ ). 周期的な落ち込みが確認できるが、分布が落ち込んでいる位置はフィットする点の存在する位置と一致する。よってこれは、フィットする際の幾何学的な影響によるものと考えられる。

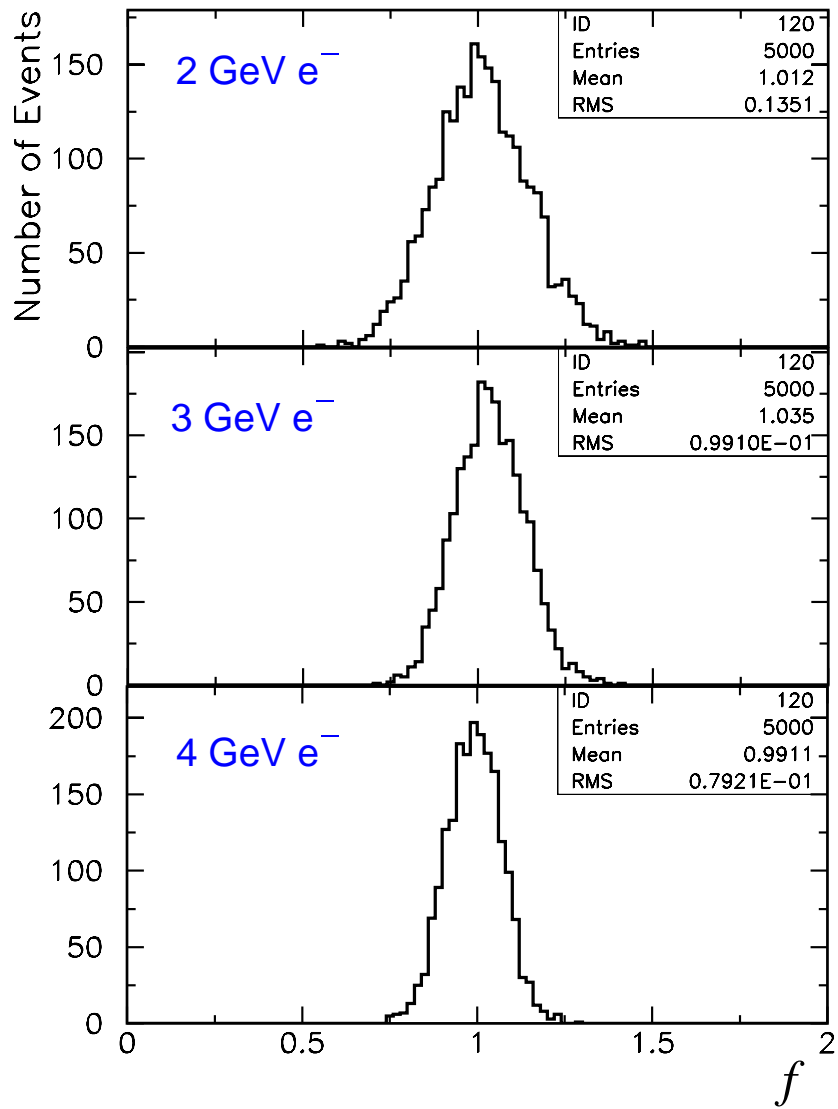


図 4.10: フィットパラメータ  $f$  の分布. 上から 2 GeV/c, 3 GeV/c, 4 GeV/c  $e^-$ .

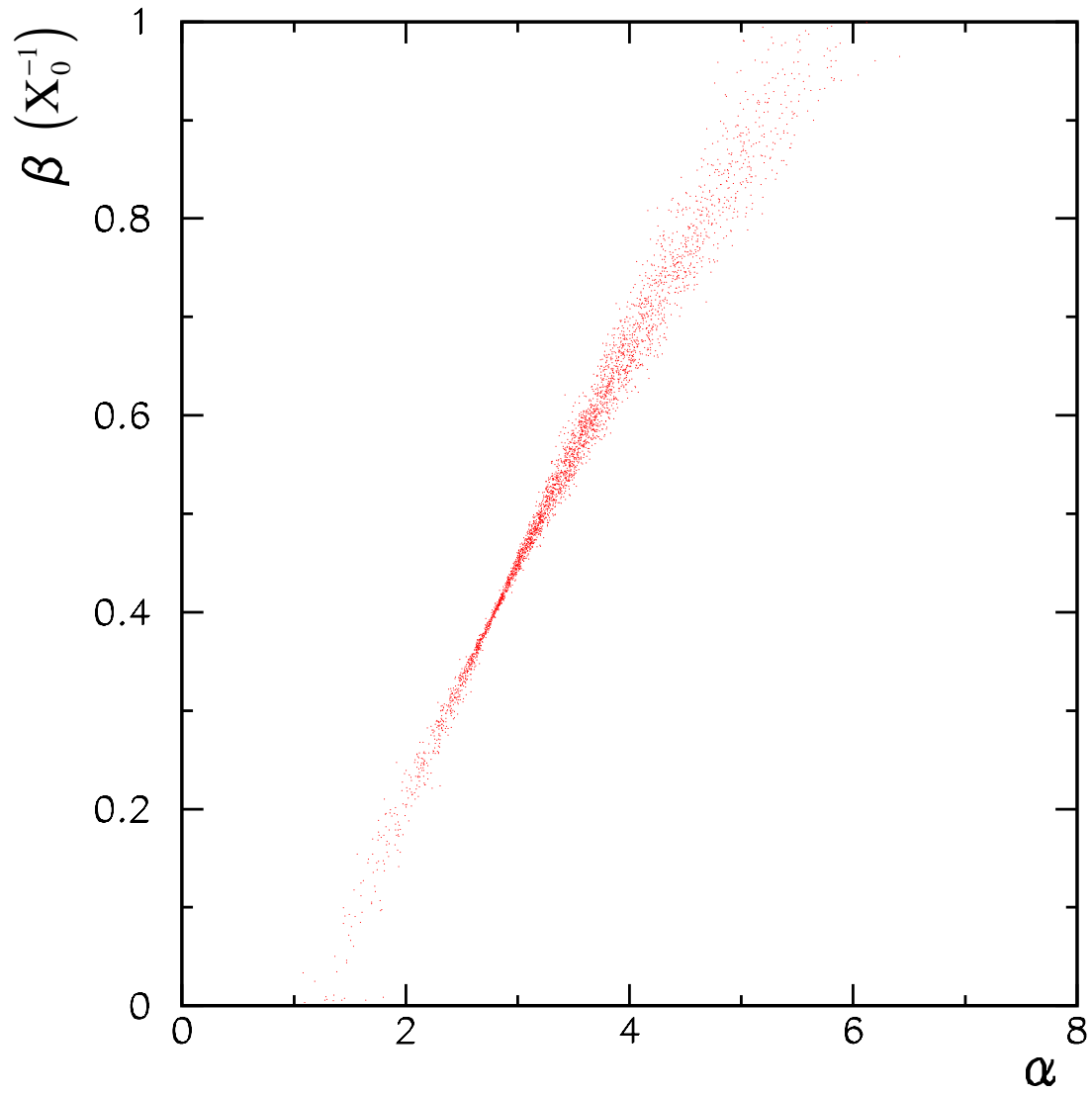


図 4.11: フィットパラメータ  $\alpha$  と  $\beta$  の相関分布 (4 GeV  $e^-$ ). 強い正の相関が確認できる.

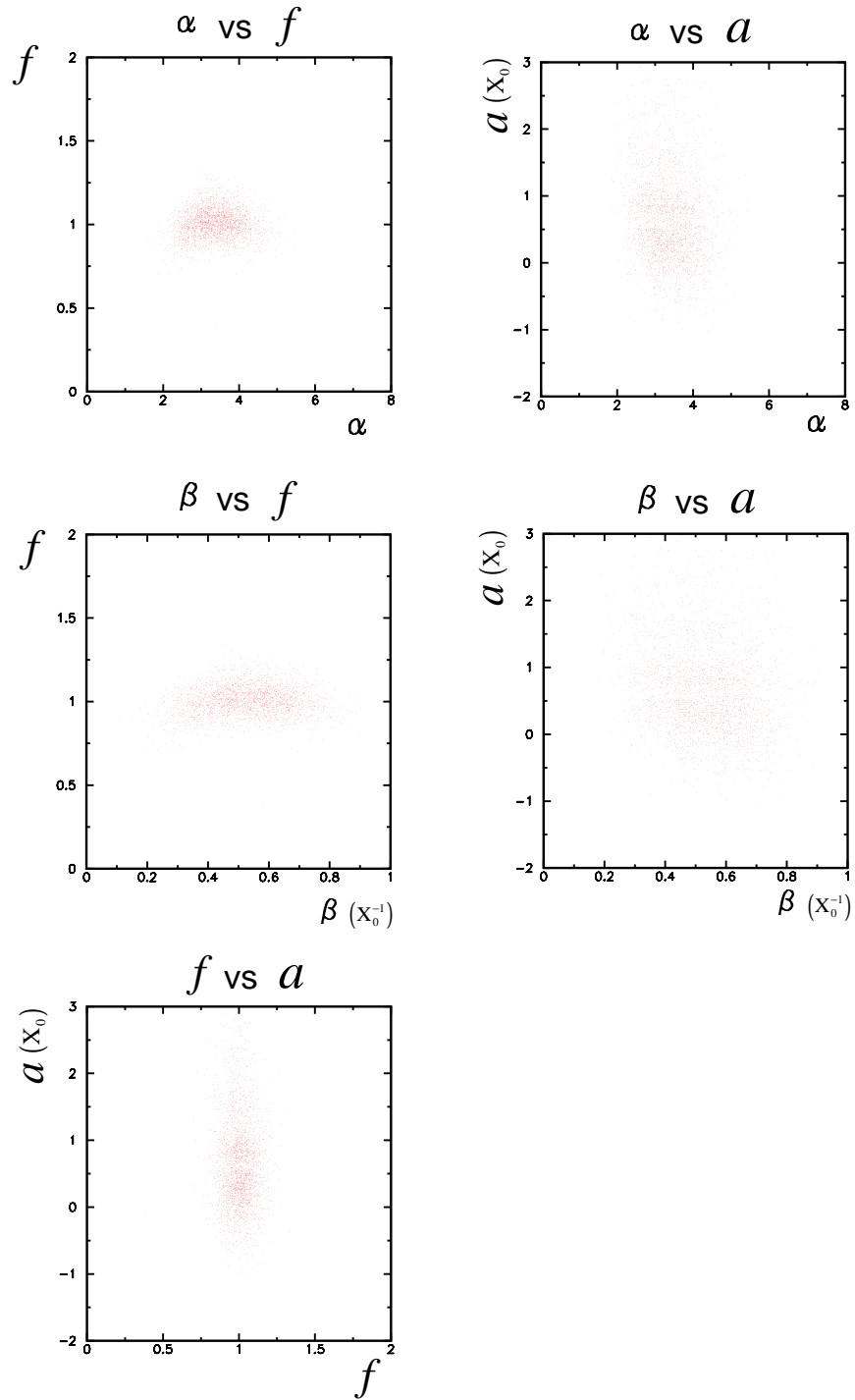


図 4.12:  $\alpha$  vs  $\beta$  以外のパラメータ間の相関分布 (4 GeV  $e^-$ ). 全ての組み合わせで特に大きな相関は見られない.

# 第5章 T517実験の解析

## 5.1 目的

第3.2節で述べた T517 ビームテストに用いたカロリメータテストモジュールは奥行き方向だけでなく、横方向にも細かいサンプリングを持っているという特徴があり、シャワーの発達をより詳細に解析することができる。T411 ビームテストと同様にシャワーの奥行き方向の発達を解析するとともに、シャワーの横方向の発達の解析を行なうことを試みた。また同時にカロリメータの性能として重要である位置分解能、角度分解能の解析も行った。

## 5.2 カロリメータ応答の較正

### 5.2.1 較正方法

カロリメータからの光は光電子増倍管において電気信号に変換・増幅され ADC で電荷量として読み出される。しかし、ある一定のエネルギーに対する応答は、ストリップ/ファイバーの各セクション毎、さらに光電子増倍管の各チャンネル毎に異なっているため、同じエネルギーの粒子を入射した場合でも読み出しチャンネル毎に応答が異なってしまう。このような、一定のエネルギーに対する応答の違いは較正する必要がある。比較的運動量の大きな  $\mu$  粒子は MIP としてシンチレータ各層でほぼ一定のエネルギーを失うので、各チャンネルに同等の信号を与えるはずである。 $\mu$  粒子のこの性質を使用して較正を行う。

### 5.2.2 $\mu$ 粒子事象の選別

$\pi$  中間子ビーム ( $2 \text{ GeV}/c$ ) 中の  $\mu$  粒子の選別を行なった。 $\mu$  粒子は  $\mu$  粒子検出器 (MU) に 1 MIP 相当の信号を残す。また、複数の粒子が同時にカロリメータに入射している事象を排除するために、T1, T2, T3 に 1 MIP 相当の信号があることを要求した。T1, T2, T3, MU の典型的な波高分布を図 5.1, 図 5.2 に示す。さらに、 $\mu$  粒子はカロリメータ中を直線的に進むはずであるから、 $\mu$  粒子が入射したストリップと同じストリップ番号で 1 層後ろのスーパーレイヤーのストリップに 1 MIP 相当の信号があること、較正を行うストリップがある層と同じ層の両隣のストリップに 1 MIP 相当の信号が無いことを要求した (参考図 : 5.3)。



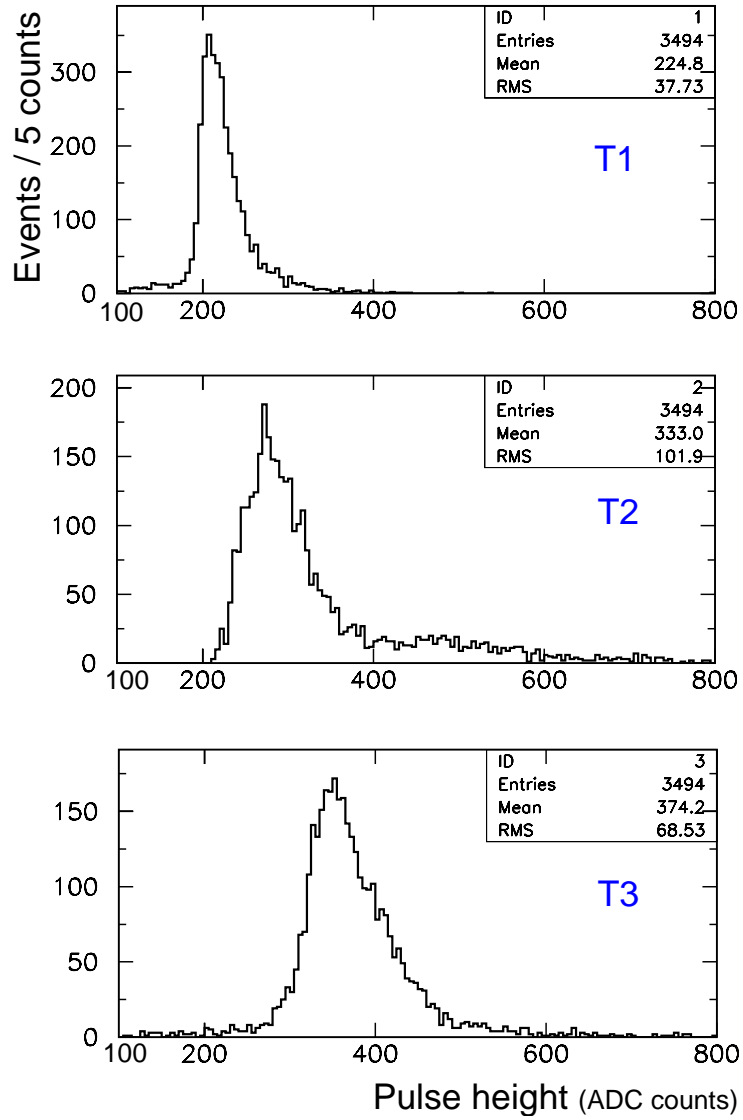


図 5.1: トリガーカウンターの典型的な波高分布 (2 GeV  $\mu$ ). (上)T1 (中)T2 (下)T3.

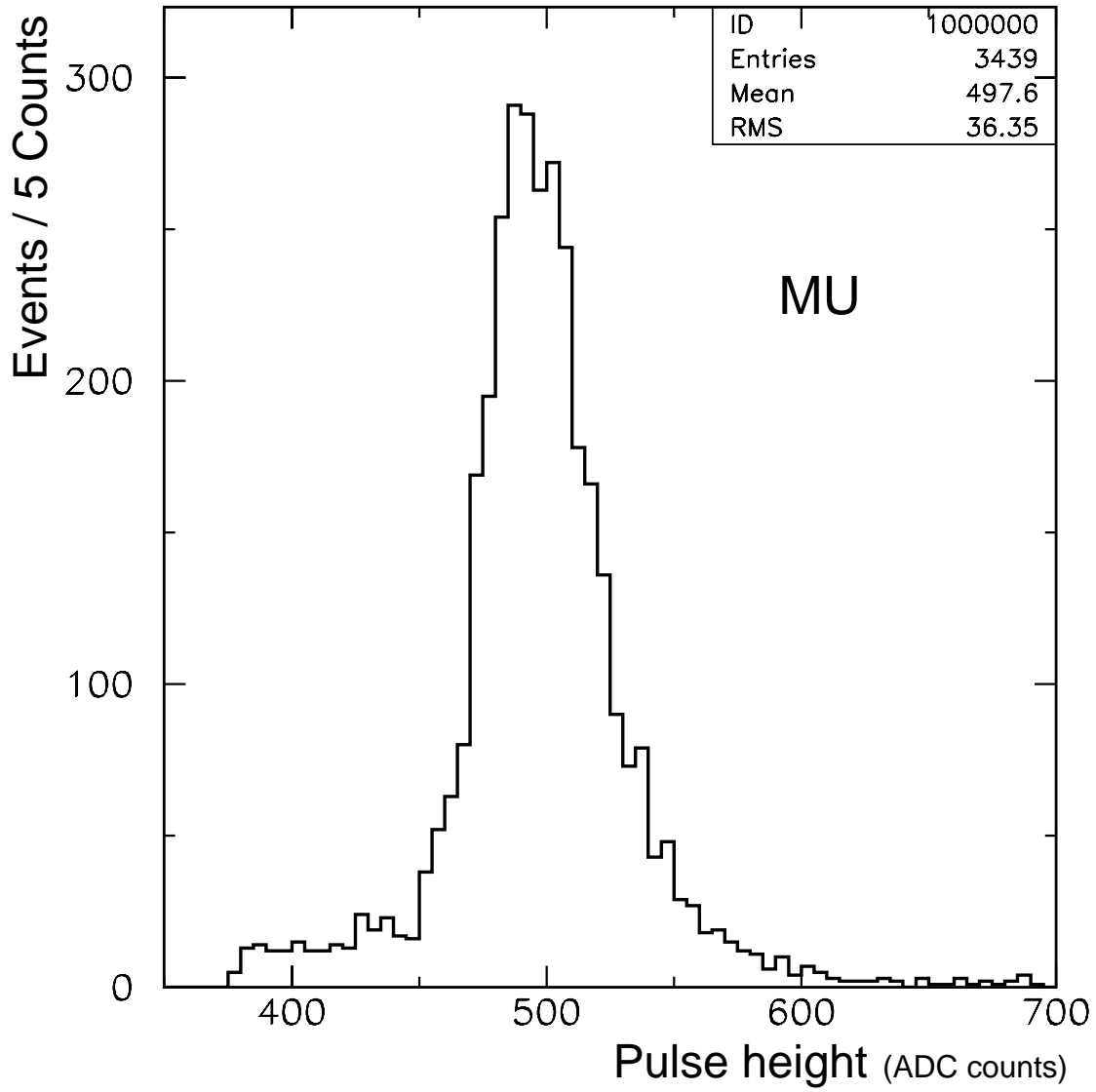





図 5.2: ミューオンカウンターの典型的な波高分布 (2 GeV  $\mu$ ).

-  : 較正定数を求めたいストリップ
-  :  $\mu$  粒子の信号なし  
ADC counts - pedestal  $< \sigma_{\text{ped}} \times 20$
-  :  $\mu$  粒子の信号あり  
ADC counts - pedestal  $> \sigma_{\text{ped}} \times 20$

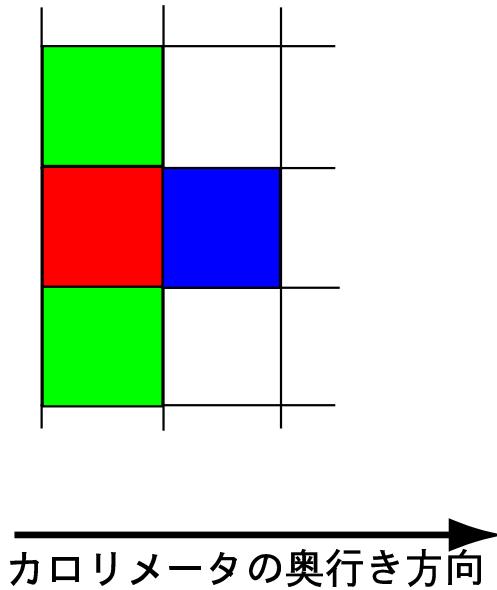


図 5.3:  $\mu$  粒子事象の選別条件 (2 GeV  $\mu$ ).

### 5.2.3 較正定数

$\mu$  粒子が入射したときの波高分布にはペDESTALが残っている。これは、T2の大きさが  $3\text{ cm} \times 3\text{ cm}$  であるのに対してストリップシンチレータの幅が  $1\text{ cm}$  しかないため、 $\mu$  粒子が T2 を通過していても実際には目標のシンチレータに入射していない場合があるからである。この分布を次の手順でフィットして較正定数を求める。

1. 明らかにペDESTALではないと思われる範囲<sup>1</sup>に対して一度、ガウス分布関数でフィットを行う。
2. 1 で得られたピークの値を中心として  $\pm 3\sigma$  の範囲でもう一度ガウス分布関数でフィットを行う。
3. 全ストリップに対して1, 2 の操作を行い、得られたピークの高さの値を各ストリップ毎の較正定数とする。

ストリップ毎の波高分布をフィットした例を図5.4に示す。上記の方法で求めた各ストリップ毎の較正定数及び誤差を図5.5, 図5.6に示す。ストリップ番号20は統計数が少なかつたため、較正定数の誤差が大きくなっている。これらのカロリメータ応答較正定数を用いて以下の解析を行う。

---

<sup>1</sup>ADC counts が 10 以上。

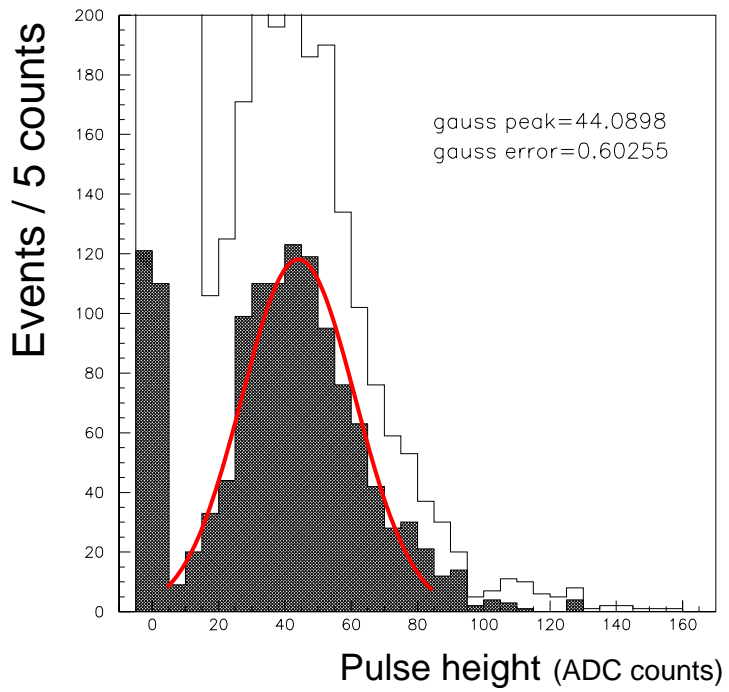
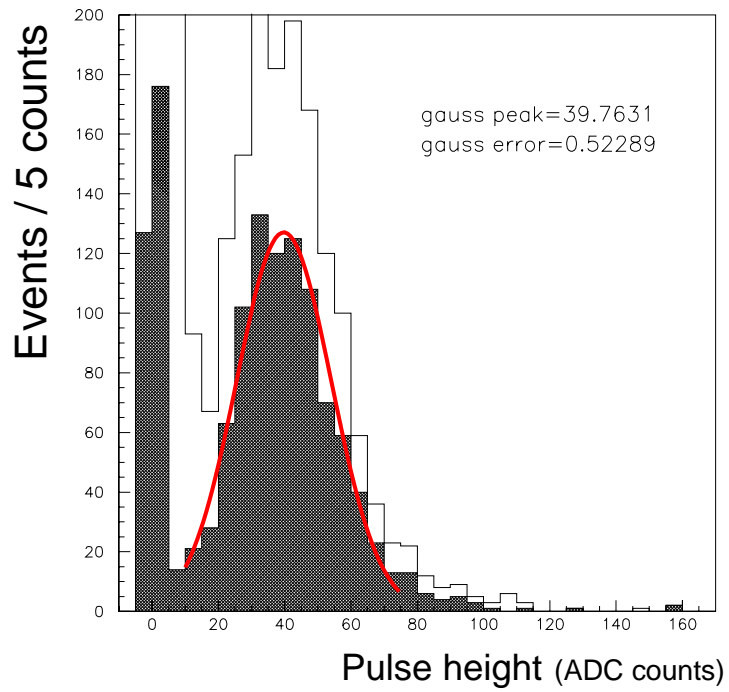


図 5.4:  $\mu$  粒子が入射したときの波高分布をフィットした例 (2 GeV  $\mu$ )。白抜きが粒子選別前，網掛けが粒子選別後の分布を示す。(上) スーパーレイヤー 1・ストリップ番号 1 の波高分布をフィットしたもの，(下) スーパーレイヤー 1・ストリップ番号 11 の波高分布をフィットしたもの。

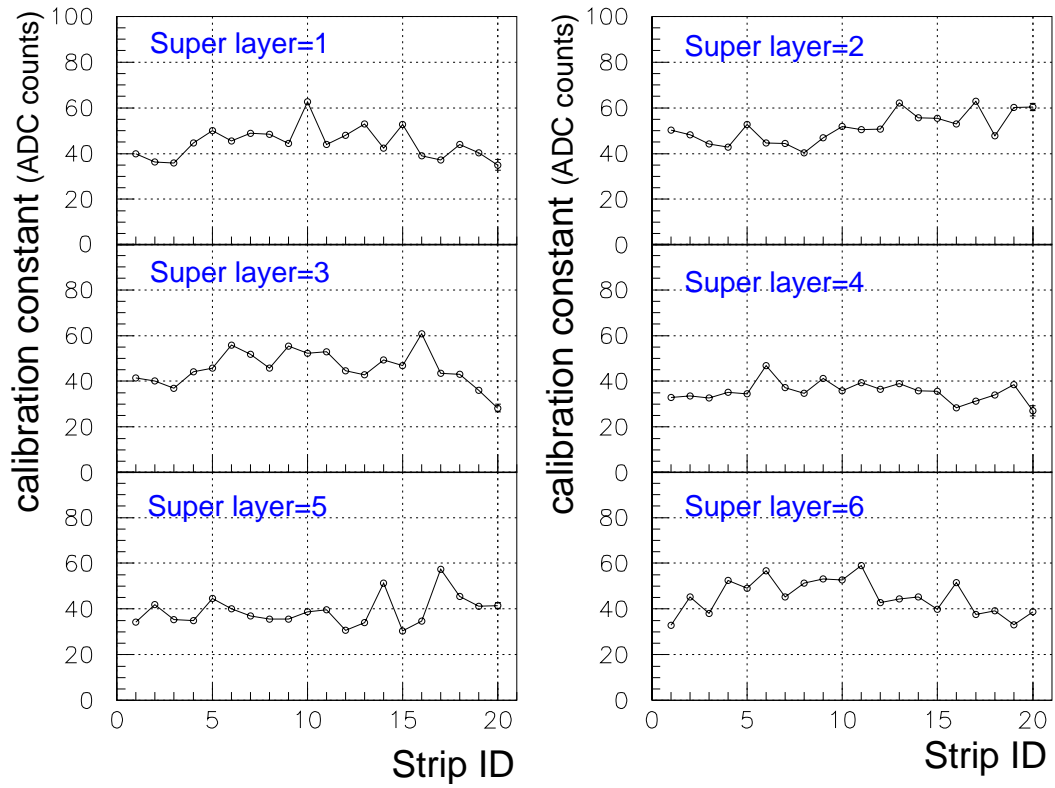


図 5.5: 各ストリップの較正定数 (2 GeV  $\mu$ ). x 軸方向の各スーパーレイヤー毎に示す. 誤差棒は波高分布の統計誤差である.

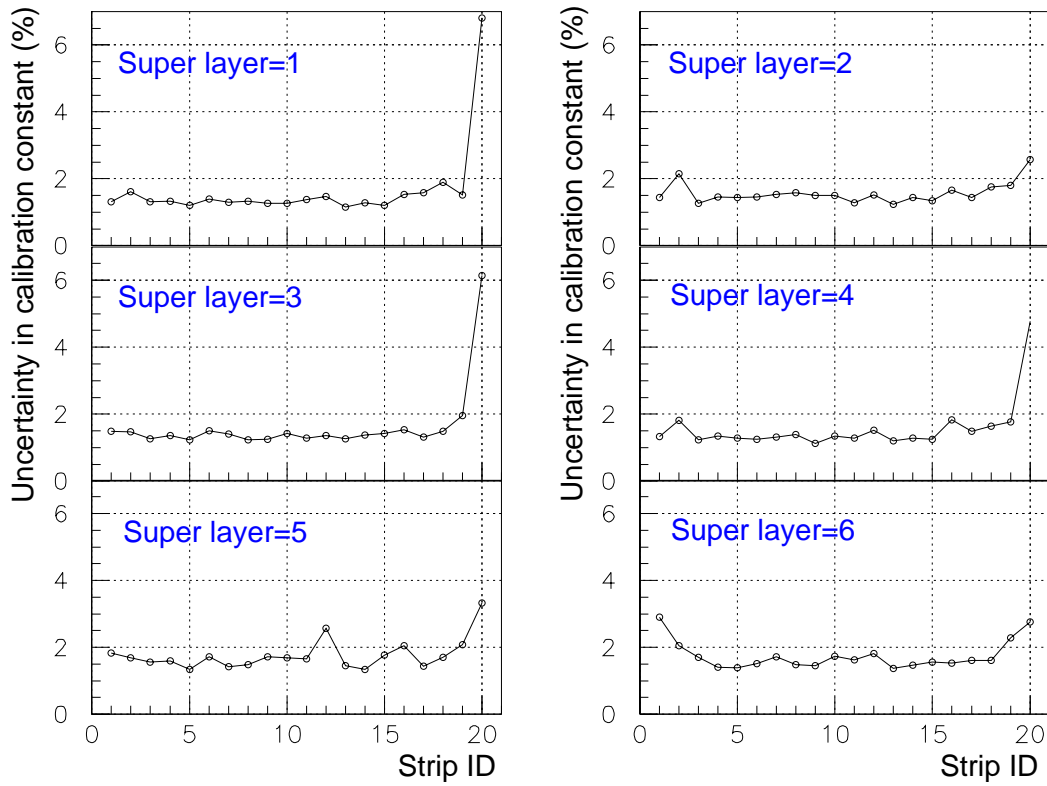


図 5.6: 各ストリップの較正定数の統計誤差 (2 GeV  $\mu$ ). x 軸方向の各スーパーレイヤー毎に示す. ストリップ番号 20 は統計数が少なかったため誤差が大きくなっている.

## 5.3 シャワーの奥行き方向の発達

### 5.3.1 フィットの方法

T517実験のデータを用いて、電磁シャワーの奥行き方向の発達を式(4.4)でフィットする。フィットする各点は各スーパーレイヤーの応答、すなわち4層の応答の和なので、横軸はその4層の中央の位置にプロットした。フィットに際しては、次のように二段階のフィットを行う。

1.  $\alpha$  と  $\beta$  を固定<sup>2</sup>し、 $f$ ,  $a$  の2個のパラメータでフィットを行う。
2. 1で決定した $a$ を固定し、 $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $f$  の3個のパラメータでフィットを行う。

4 GeV の電子を入射したときの電磁シャワーを式(4.4)でフィットした例を図5.7に示す。

### 5.3.2 フィットパラメータの分布

4 GeV 電磁シャワーを事象毎にフィットしたときの各フィットパラメータの分布を図5.8 ( $\alpha$ ,  $\beta$ ), 図5.9 ( $a$ ,  $f$ ) に示す。 $\alpha$ ,  $\beta$  分布は T411 実験の解析結果と同様にほぼガウス分布になり、ガウス分布関数でフィットしたときの平均値は第4.4.2節の1で述べた値とほぼ一致した。 $a$  の分布には  $X_0 = 3$  付近に離れた分布が確認できるが、これはピークがスーパーレイヤー3にある事象に対応する。 $f$  の分布は1を中心としたガウス分布になることが確認できる。

結果を表5.1にまとめる。

入射運動量 (GeV/c)		4
第一段階フィット	$a$	$-0.170 \pm 0.009$
	$f$	$0.979 \pm 0.001$
第二段階フィット	$\alpha$	$2.985 \pm 0.008$
	$\beta$	$0.453 \pm 0.002$
	$f$	$1.003 \pm 0.001$

表 5.1: 入射運動量毎のフィットパラメータ ( $a$ ,  $f$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$ ).

<sup>2</sup> $\alpha$  と  $\beta$  の値は 4.4.2 を参照



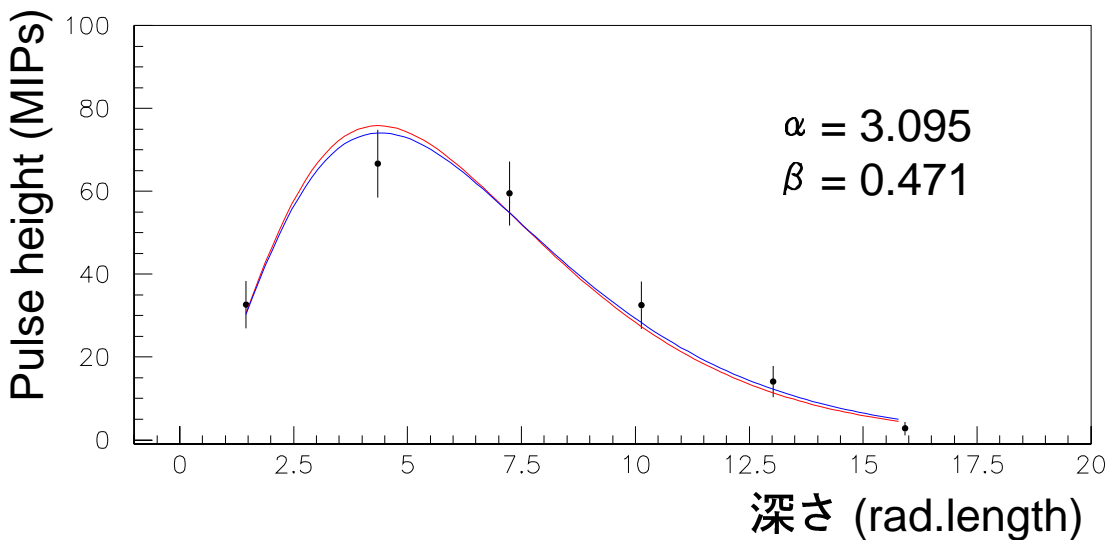
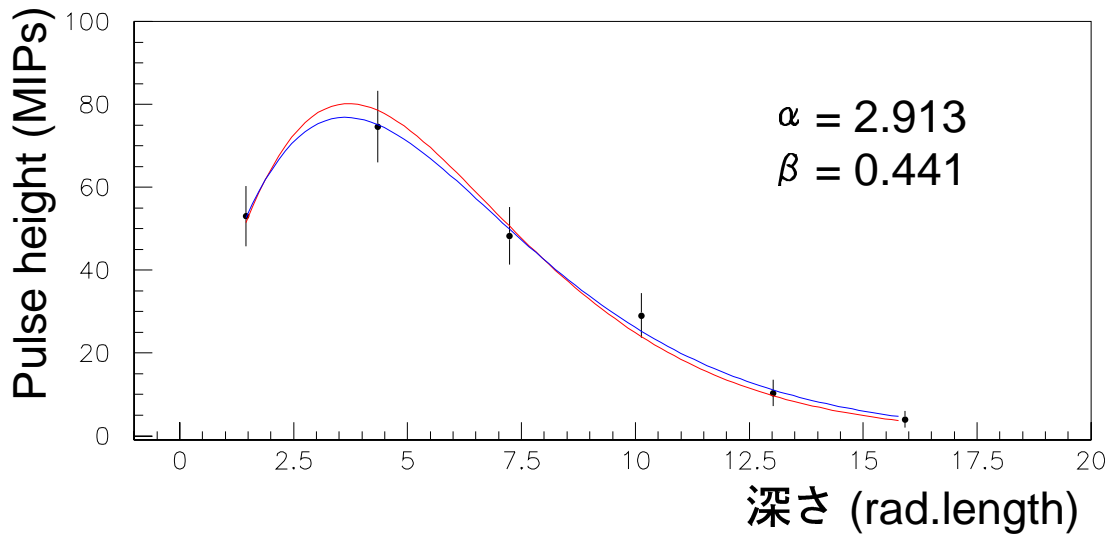


図 5.7: 電磁シャワーをフィットした例 (4 GeV  $e^-$ ). 各点が実験データ, 赤線が第一段階フィット結果, 青線が第二段階フィットの結果を表す. 誤差棒は波高値の平方根で与えている.

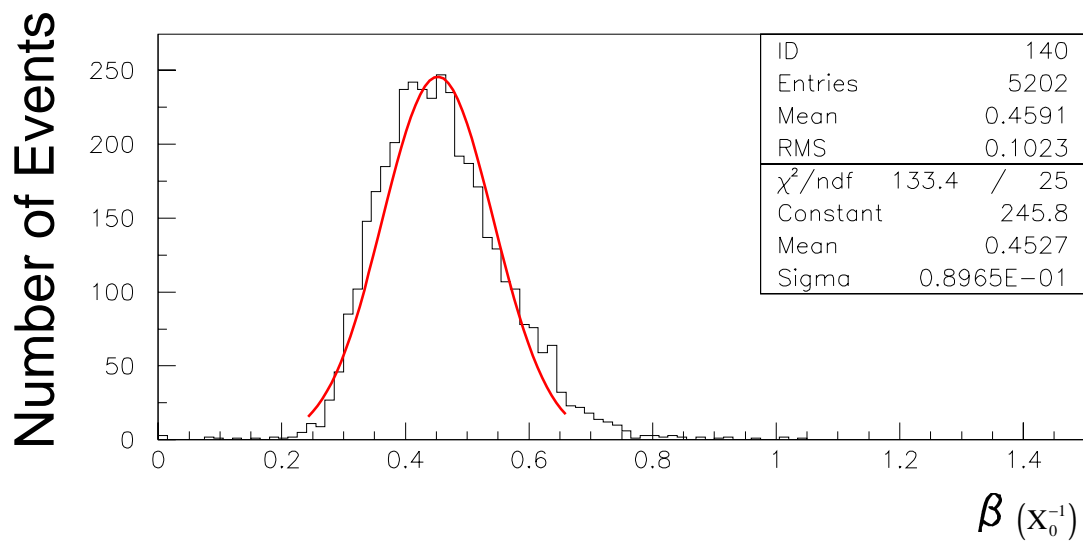
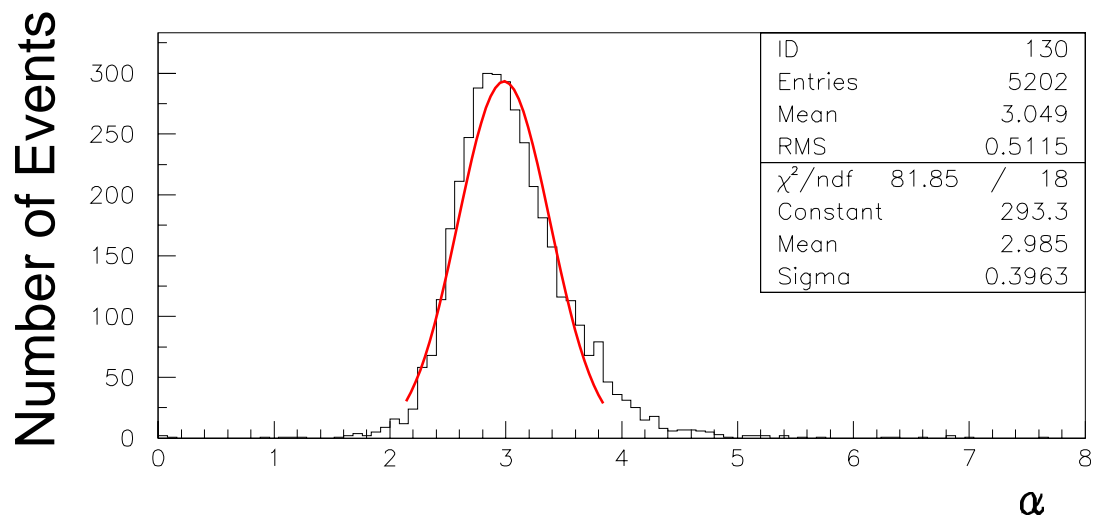


図 5.8: フィットパラメータ  $\alpha$ ,  $\beta$  の分布 ( $4 \text{ GeV}/c e^-$ ).

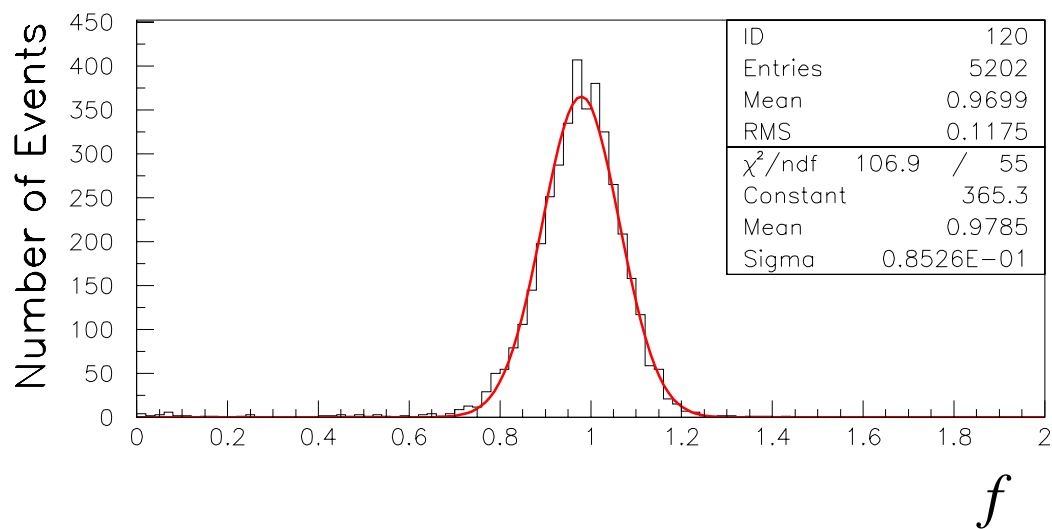
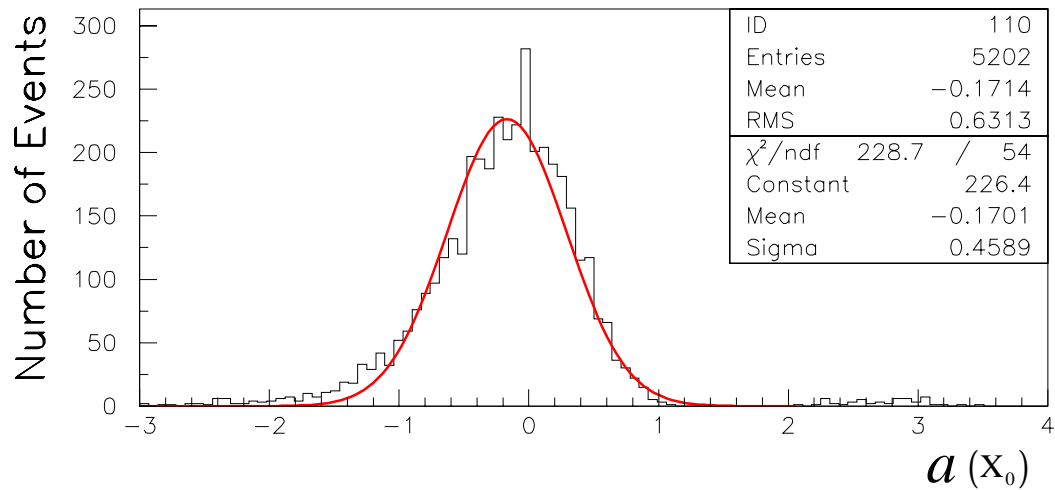


図 5.9: フィットパラメータ  $a$ ,  $f$  の分布 ( $4 \text{ GeV}/c e^-$ ).

### 5.3.3 パラメータ間の相関

フィットパラメータ  $\alpha$ ,  $\beta$  間の相関を取ると, 図 5.10 に示すように, 強い相関が見られた. それ以外のパラメータ間での相関分布を図 5.11 に示す. パラメータ  $a$  に関する全ての分布で島状に離れているものはピークがスーパーレイヤー 3 にある事象に対応する.  $\alpha$  vs  $\beta$  以外のパラメータ間では強い相関は見られなかった.

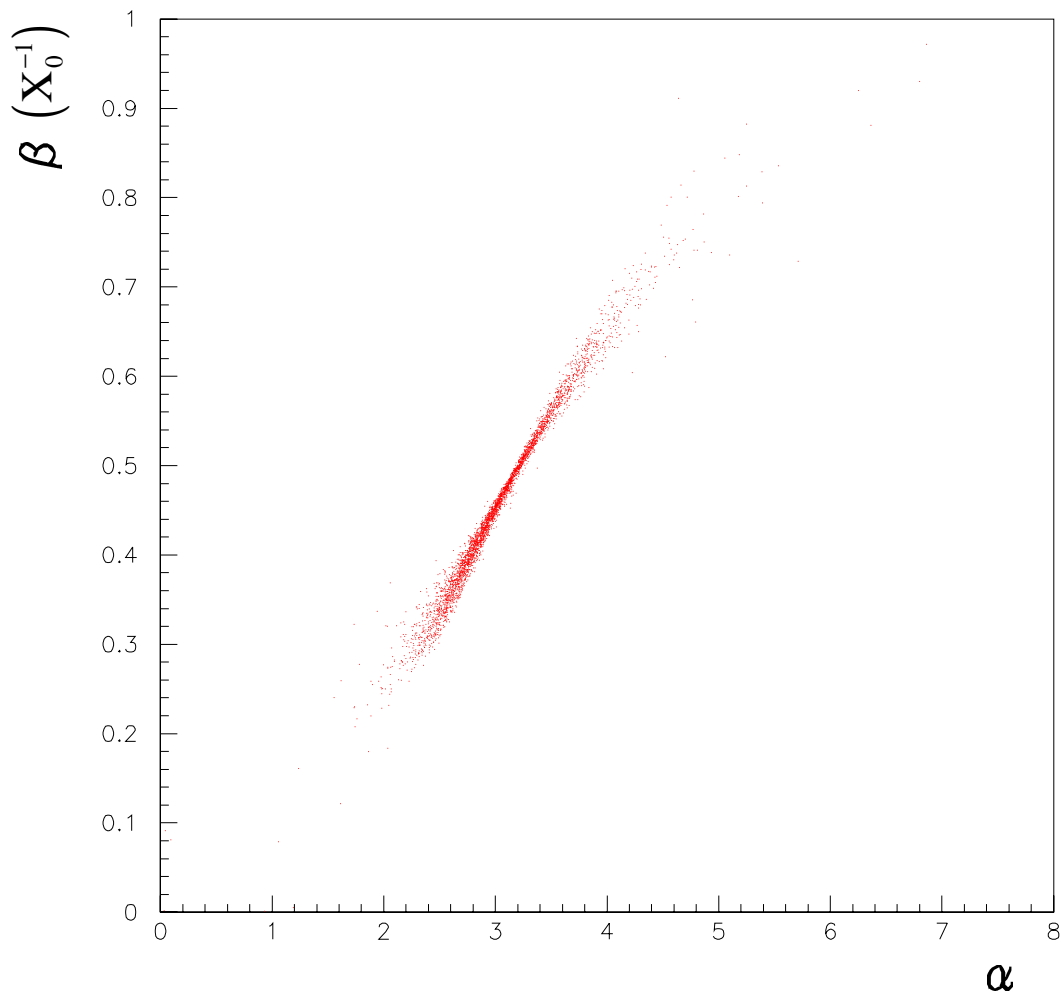


図 5.10: フィットパラメータ  $\alpha$ ,  $\beta$  の相関分布 ( $4 \text{ GeV}/c e^-$ ). 強い正の相関が確認できる.

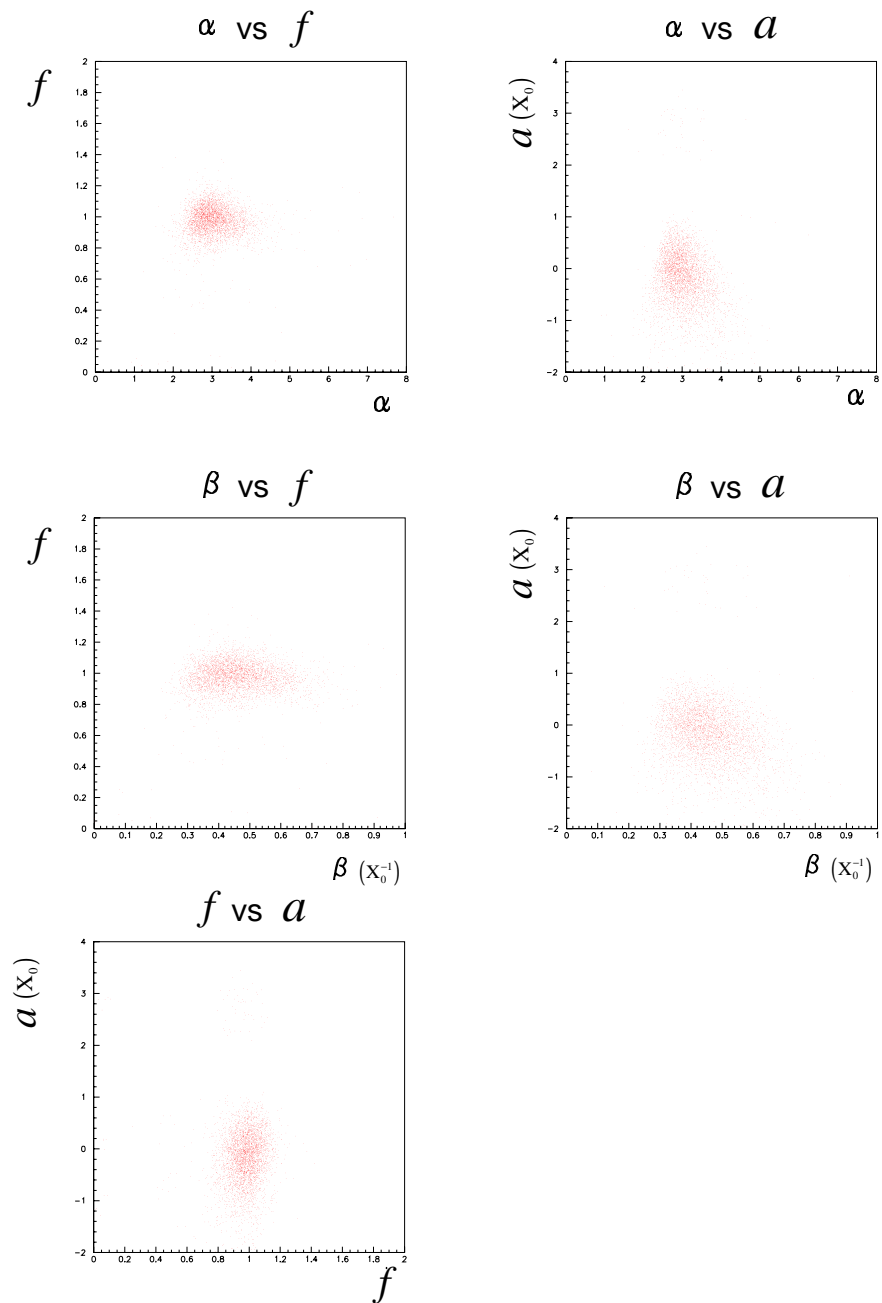


図 5.11:  $\alpha$  vs  $\beta$  以外のパラメータ間の相関分布 (4 GeV/c  $e^-$ ). パラメータ  $a$  に関する全ての分布で島状に離れているものはピークがスーパーレイヤー 3 にある事象に対応する. 全ての組み合わせで特に強い相関は確認できない.

## 5.4 シャワーの横方向の発達

T517 実験で用いたカロリメータテストモジュールはビーム軸に垂直な方向に 20 本のストリップに分割されているので、横方向のシャワーの発達を詳細に測定することが可能である。シャワーの発達をパラメータ化できればシャワーをより詳しく再現することができ、測定器のシミュレーションに必要な”入力に対する測定器の応答の大きさ”を決定することに役立つ。また、カロリメータの性能を評価する際、位置分解能を考慮することは重要である。以下では、シャワーの横方向の発達を解析するとともに位置分解能についても解析を行なう。

電磁シャワーの横方向の広がりは次の式で記述されると仮定する。

$$f(r) = \frac{B}{r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right). \quad (5.1)$$

ここで、 $f(r)$  は電磁シャワーの単位面積あたりのエネルギー損失、 $r$  はシャワーの重心軸からの距離、 $\lambda$  は電磁シャワーの減衰長、 $B$  は電磁シャワーのエネルギー損失の大きさを表す。

実験で得られた測定値はストリップの形状に入ってきたシャワー粒子の全てのエネルギー損失の和である。このため、実験で得られた測定値と式 (5.1) で表される値を比較するためには、本測定に使用したストリップ構造、即ち 200 mm × 10 mm の長方形の範囲で  $f(r)$  の積分を行なう必要がある。式 (5.1) に次のような積分を行い、ストリップ毎に関数値を作った。

$$F(i) = \int f(r) dS \quad (i = 1, 2, \dots, 20). \quad (5.2)$$

$S$  は単位面積、 $i$  はストリップ番号である。

実験の測定値と式 (5.2) の値が合うように  $B$ 、 $\lambda$  を動かしてその最適値を探した。具体的には、次のような値を定義してパラメータ  $B$ 、 $\lambda$  を動かし、その最小値を探した。この操作には、ヨーロッパ合同原子核研究機関 (CERN) で開発されたプログラムパッケージ MINUIT を使用した。

$$\chi^2 \equiv \sum_{i=1}^{20} \frac{((\text{ストリップ (i) の応答}) - F(i))^2}{(\text{ストリップ (i) の応答の誤差})^2}. \quad (5.3)$$

”ストリップ (i) の応答” は各ストリップの毎の 6 スーパーレイヤーの応答の和の分布の平均値、”ストリップ (i) の応答の誤差” は応答の分布の標準偏差である。

シャワーの横方向の発達を式 (5.2) でフィットした結果を図 5.12 に示す。また、得られた  $B$ 、 $\lambda$  の値を表 5.2 に示す。

入射運動量 (GeV/c)	$B$	$\lambda$ (cm)
4	$0.3793 \pm 0.0365$	$3.158 \pm 0.216$

表 5.2: シャワーの横方向の発達を記述するパラメータ ( $B$ ,  $\lambda$ ).

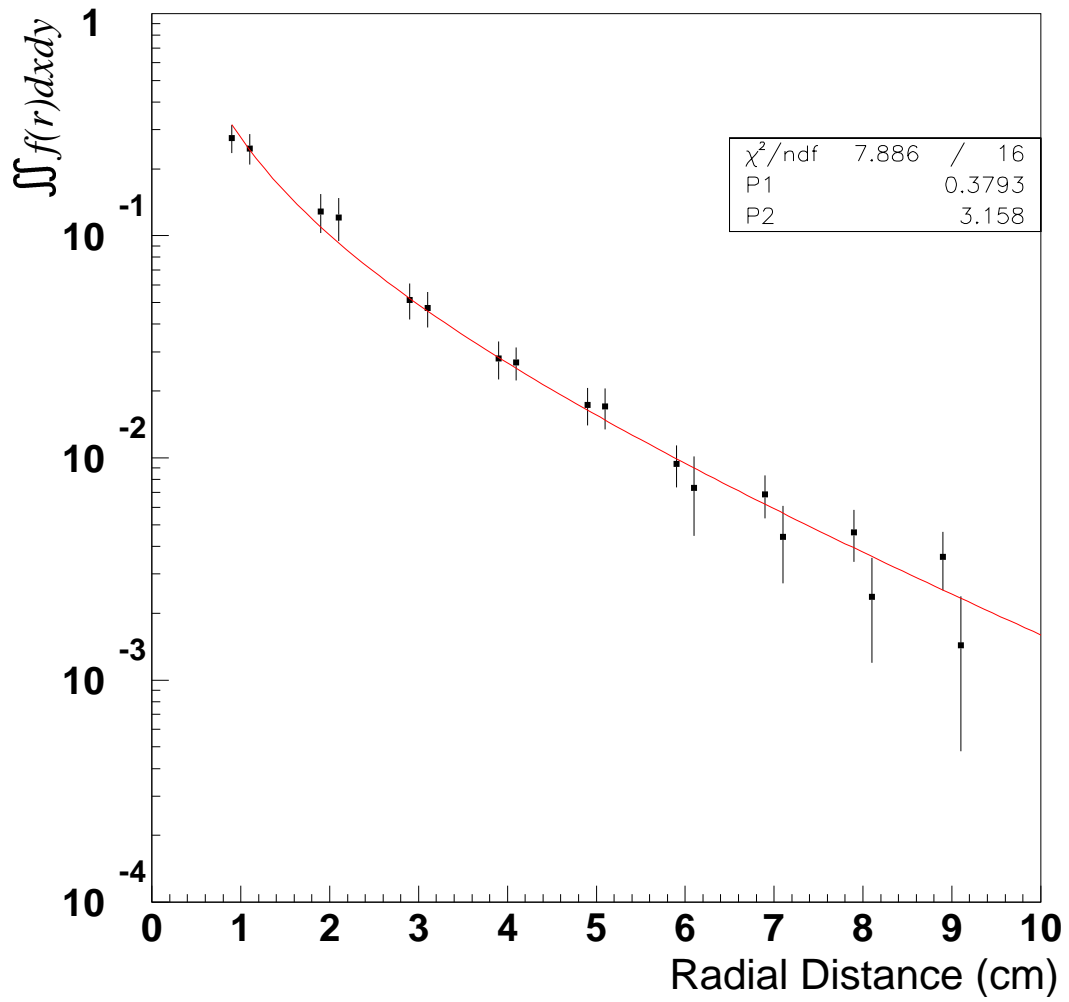


図 5.12: 電磁シャワーの横方向の拡がり (4 GeV/c  $e^-$ ). 誤差棒は波高分布の統計誤差である.

## 5.5 シャワー中心位置

入射運動量  $4 \text{ GeV}/c$  の電子をカロリメータ中心に入射した事象を用いて、事象毎に各スーパーレイヤーでのシャワーの中心位置を求める。手順は以下のようである。

1. 横軸に  $x$  軸方向 (または  $y$  軸方向) における各ストリップの中心位置、縦軸に各ストリップでの波高値をとる。
2. 最大の波高値を示すストリップを中心にして、 $\pm 4$  ストリップの波高値をガウス分布関数でフィットする。
3. 2 で求めたピークの位置をシャワー中心位置とする。

上記の方法で、シャワーの中心位置を求める。ある 1 事象をガウス分布関数でフィットした例を図 5.13 に示す。この方法で全事象についてシャワー中心位置を求め、ドリフトチェンバーから求めた粒子入射位置との相関の確認を行った。例として図 5.14 に  $x$  軸方向のスーパーレイヤー 1 での例を示す。図 5.14 では相関関係は確認されたが、二次元のグラフであるため、どのような相関であるのか確認しづらい。そこで、次のような操作を行う。

1. ドリフトチェンバーで求めた粒子入射位置を  $1.0 \text{ mm}$  間隔で区切り<sup>3</sup>、その範囲で、カロリメータから求めたシャワー中心の位置の分布を求める。
2. 分布をガウス分布関数でフィットし、その平均値を求める。
3. 横軸をドリフトチェンバーから求めた粒子入射位置、縦軸をカロリメータから求めたシャワー中心位置としてグラフにする。

このようにして相関関係の確認を行った。  $1 \text{ mm}$  間隔に区切り、分布をフィットした例を図 5.15 に示す。また、例として  $x$  軸方向のスーパーレイヤー 1 での相関関係を求めた結果を図 5.16 に示す。この相関関係には明らかにうねりの存在が確認できる。これは、シャワー中心位置をカロリメータから幾何学的に求めたことが原因と考えられる。

---

<sup>3</sup>横軸に垂直な面でスライスする。



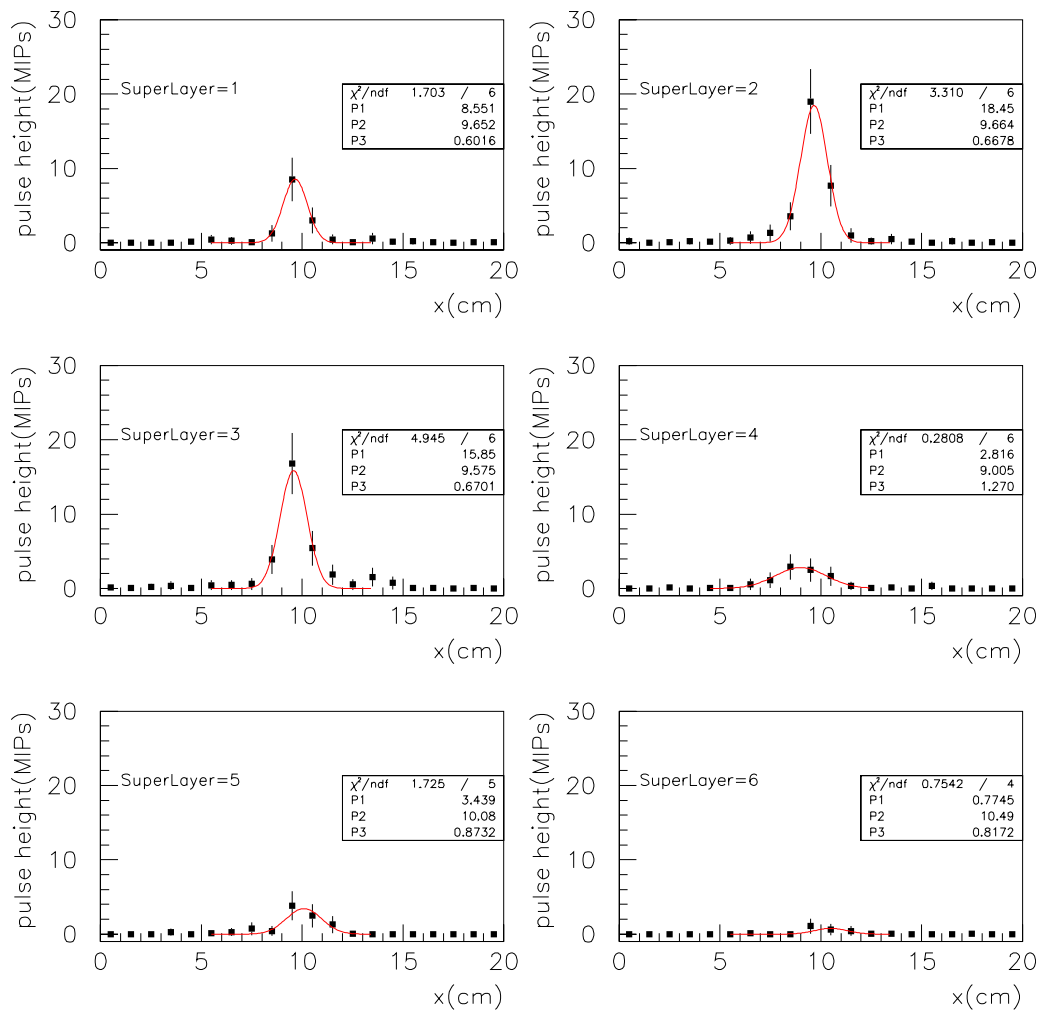


図 5.13: スーパーレイヤー毎のシャワー中心位置を求めた例 (4 GeV  $e^-$ ). 誤差棒は波高値の平方根で与えている.

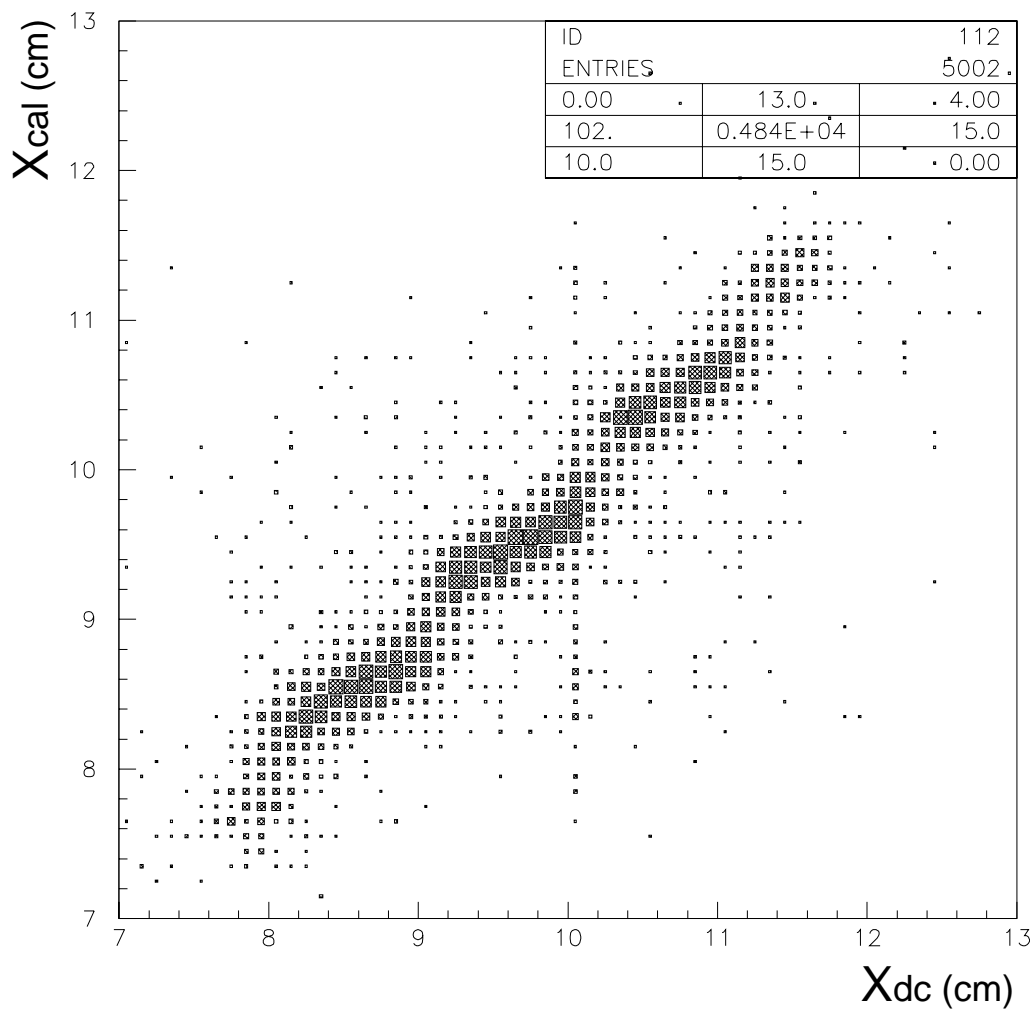


図 5.14: カロリメータから求めたシャワー中心位置とドリフトチェンバーから求めた粒子入射位置との相関関係 (4 GeV  $e^-$ ). 例として x 軸方向のスーパーレイヤー 1 での結果を示す.

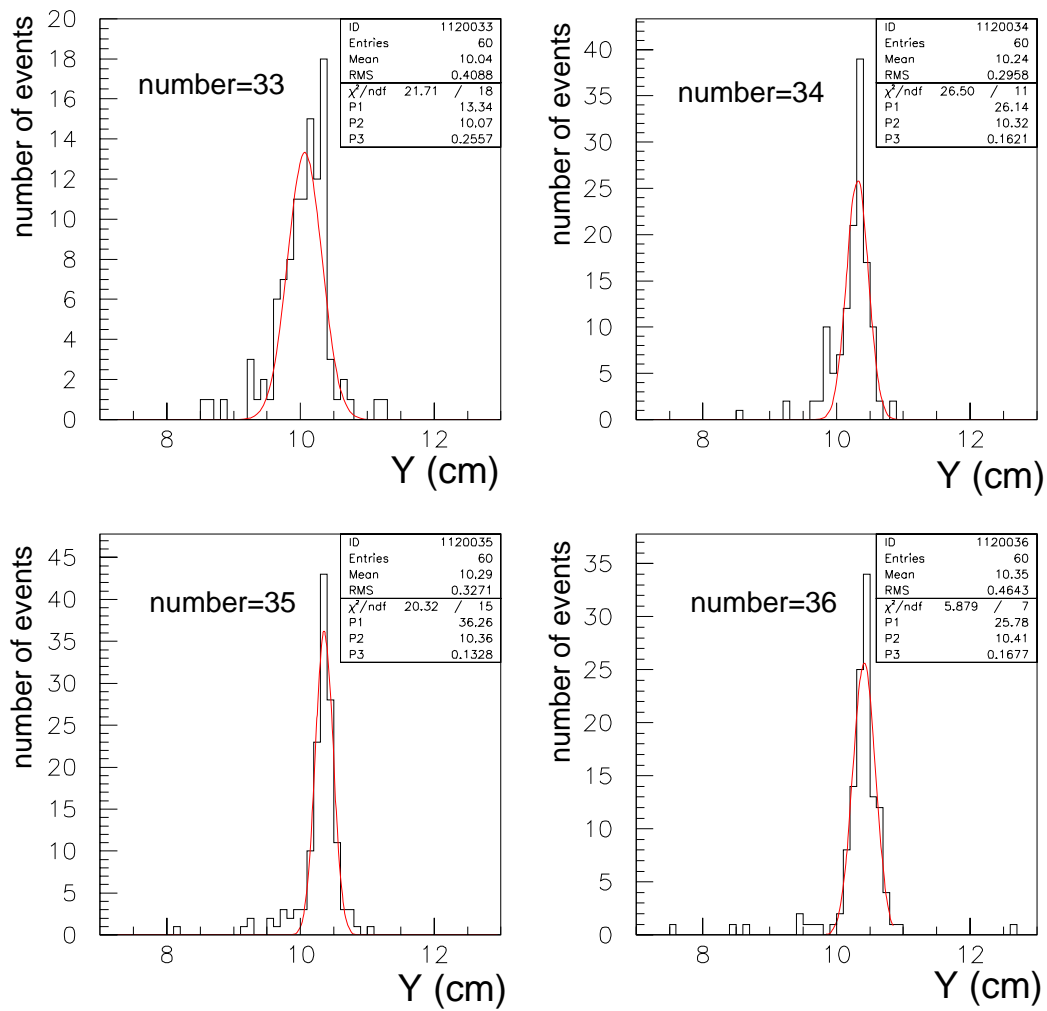


図 5.15: 図 5.14 を横軸に垂直な方向に 1 mm 間隔でスライスしたときの分布とフィットの例 (4 GeV  $e^-$ ).

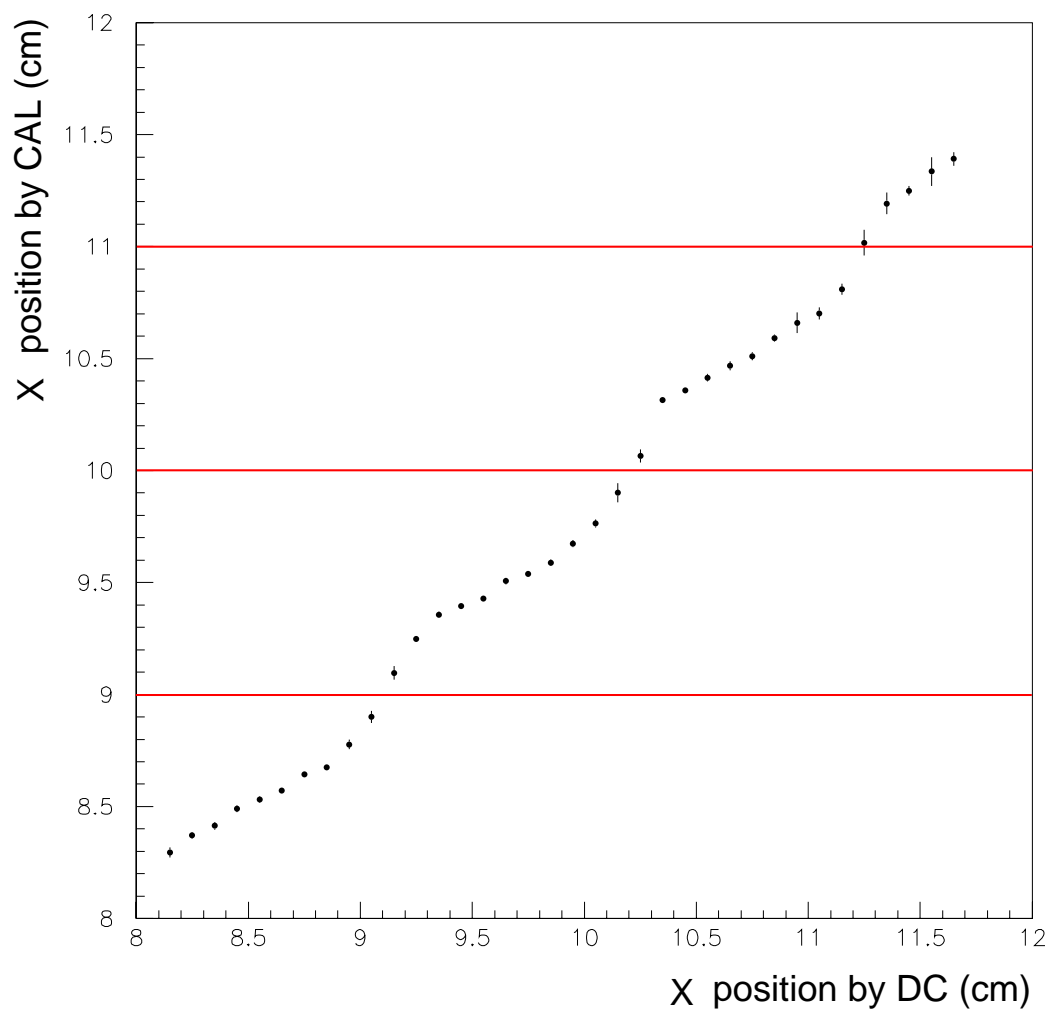


図 5.16: カロリメータとドリフトチェンバーで測定した位置の相関関係 (4 GeV  $e^-$ ). 例として x 軸方向の第 1 スーパーレイヤーでの結果を示す. 赤線はストリップの端の位置を示している.

## 5.6 位置分解能

カロリメータへの粒子入射位置を決定するためには二通りの方法がある。

1. 第 5.5 節の手法のように，シャワーのエネルギーの横方向分布の測定によってカロリメータ自身から粒子入射位置を求める。
2. ドリフトチェンバーを用いて粒子飛跡再構成を行い，粒子入射位置を求める。

上記の方法で求めた粒子入射位置の間にはズレが存在する。この原因として，第 5.5 で用いた方法にはストリップの幅<sup>4</sup>から生じる幾何学的な影響が内在しているためと考えられる。カロリメータの位置分解能を求めるためには，この差の分布を求め，分布の幅を評価する必要がある。各スーパーレイヤー毎に求めた x 軸方向の位置分解能を図 5.17 に，y 軸方向の位置分解能を図 5.18 に示す。x 軸，y 軸方向ともに，第 2 スーパーレイヤーで位置分解能が最も高くなっていることがわかる。

---

<sup>4</sup>ストリップの幅は 10 mm

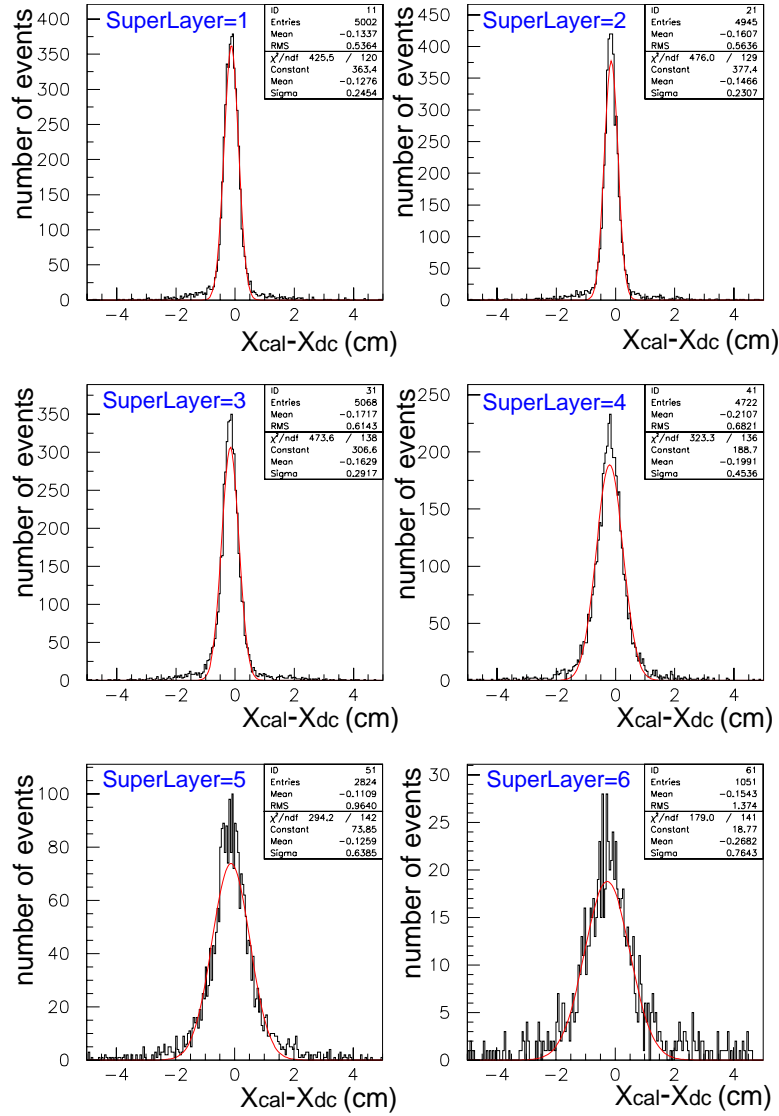


図 5.17: 各スーパーレイヤー毎の x 軸方向の位置分解能 ( $4 \text{ GeV } e^-$ ).

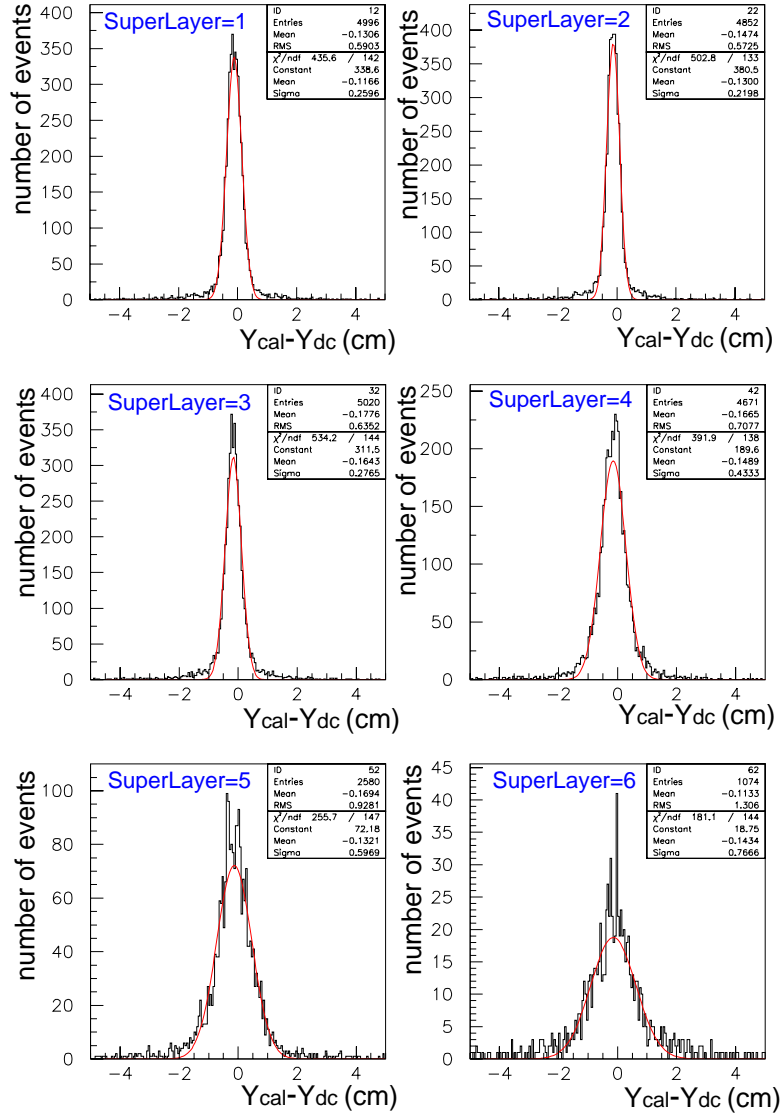


図 5.18: 各スーパーレイヤー毎の y 軸方向の位置分解能 (4 GeV  $e^-$ ).

## 5.7 角度分解能

位置分解能だけでなく、角度分解能を求めることもカロリメータの性能評価として意義のあることである。T517 実験のデータを用いて、次のように角度分解能を求めた。

1. 第 5.5 節と同様に、事象毎に各スーパーレイヤー毎のシャワー中心位置を求める。
2. 横軸にカロリメータの奥行き、縦軸にシャワー中心位置<sup>5</sup>をプロットし、一次直線でフィットする。
3. 一次直線の傾きの分布をとり、その幅をカロリメータの角度分解能とする。

第 1 スーパーレイヤーから第 6 スーパーレイヤーまで、第 5 スーパーレイヤーまで、第 4 スーパーレイヤーまでのデータを用いてフィットしたときの結果を表 5.3 に示す。

スーパーレイヤー数		4	5	6
位置分解能 (rad)	x 軸方向	0.0413 ± 0.0006	0.0394 ± 0.0009	0.0582 ± 0.0019
	y 軸方向	0.0397 ± 0.0006	0.0372 ± 0.0009	0.0536 ± 0.0019

表 5.3: フィットに用いたスーパーレイヤー数と位置分解能。

第 1 スーパーレイヤーから第 5 スーパーレイヤーまでのデータを用いてフィットしたところ、最も高い角度分解能を得ることができた。一方、全 6 スーパーレイヤーのデータを用いてフィットしたとき、角度分解能が低くなることがわかった。これは、電磁シャワーが大きなエネルギーを持って第 6 スーパーレイヤーまで到達する事象が稀有であり、そのため第 5.5 節のような手法を用いて第 6 スーパーレイヤーでのシャワー中心位置を求めると誤差が大きくなるためである。また、第 1 スーパーレイヤーから第 4 スーパーレイヤーまでのデータを用いてフィットすると自由度が大きくなるため、角度分解能が低下することがわかった。第 5 スーパーレイヤーまでを一次直線でフィットした例を図 5.19 に示し、一次直線の傾きの分布を図 5.20 に示す。

<sup>5</sup>カロリメータの中心位置を 10 cm とする。



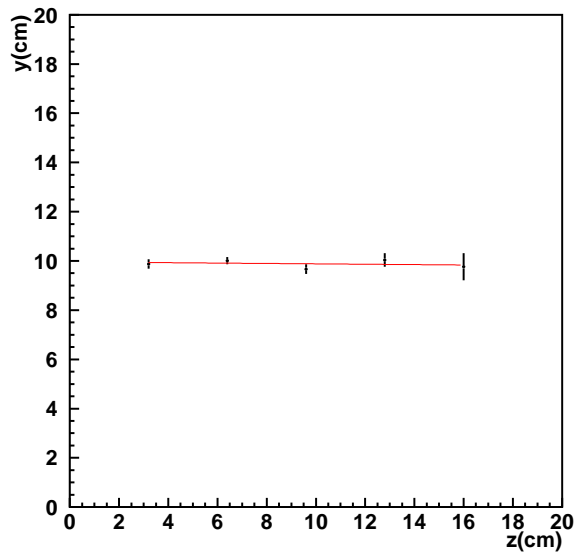
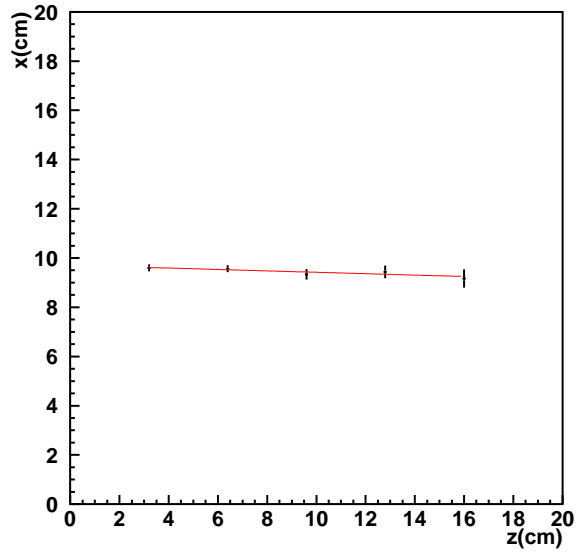


図 5.19: 第 1 スーパーレイヤーから第 5 スーパーレイヤーまでのデータを直線でフィットした例 (4 GeV  $e^-$ ). 上) x 軸方向, 下) y 軸方向.

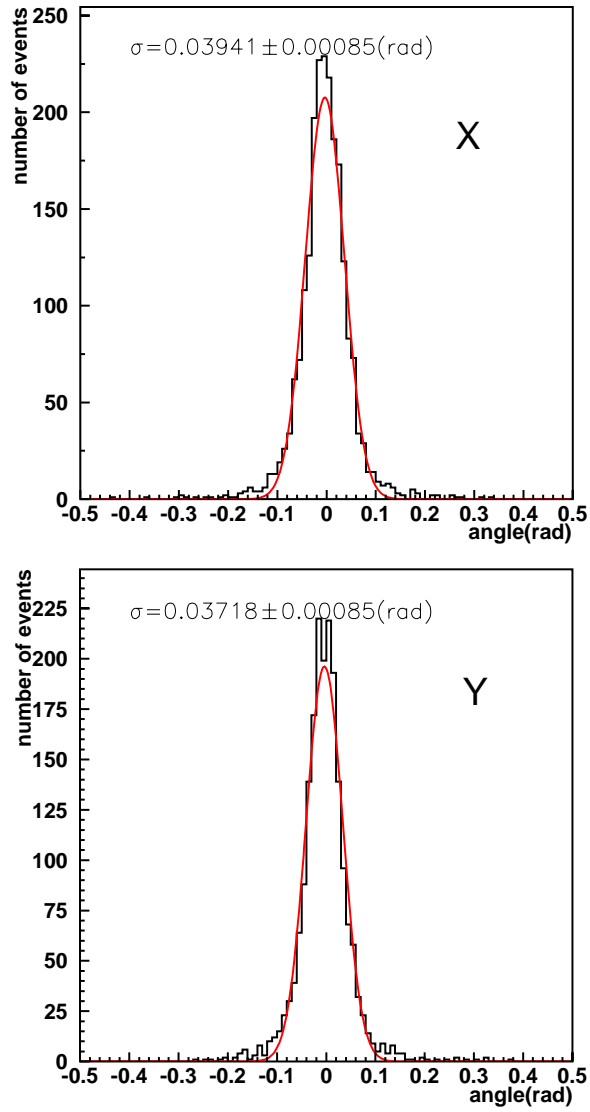


図 5.20: カロリメータの角度分解能 (4 GeV  $e^-$ ). 上) x 軸方向, 下) y 軸方向.

## 第6章 結論

奥行き方向に細かい分割を持つカロリメータをシミュレーションで再現し，電磁シャワーの奥行き方向の発達と揺らぎについて研究した．また，横方向にも細かい分割を持つカロリメータテストモジュールを製作し，KEK でビームテストを行なった．このデータを用いて電磁シャワーの奥行き方向と横方向の発達と揺らぎについて研究した．

- **奥行き方向の発達**

シミュレーションを用いてシャワーの発達を再現し，シャワー曲線でフィットした．シャワーの奥行き方向の発達を記述する 4 つのパラメータを得ることができた．この 4 つのパラメータの値は過去のビームテストの結果とよく一致する．

シャワーの立ち上がりと裾の形を決定する 2 つのパラメータ間には強い正の相関があることが知られていたが，これも再現することができた．

T411 ビームテストの解析結果と同様に，シミュレーションのデータ解析でもシャワー開始位置の揺らぎを確認することができた．この結果から，シャワー開始位置の揺らぎは分割の粗さに起因するものではなく，シャワー自体の性質であるといえる．

T517 ビームテストのデータを用いて上記と同様の解析を行った．シャワーの奥行き方向の発達を記述するパラメータを得ることができ，パラメータ間の相関も確認することができた．また，シャワー開始位置の揺らぎも同様に確認できた．

- **横方向の発達**

横方向に細かい分割をもつカロリメータテストモジュールを用いた T517 ビームテストのデータを解析した結果，横方向の電磁シャワーの発達は次の関数で記述可能であることがわかった．

$$f(r) = \frac{B}{r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right). \quad (6.1)$$

ここで，

$r$  はシャワー重心からの距離， $B = 0.3793$ ， $\lambda = 3.158$  (cm) である．

## 参考文献

- [1] K. Abe *et al.*, KEK Report 2001-11,  
Particle Physics Experiment at JLC. (2001)
- [2] K. クラインクネヒト,  
粒子線検出器.
- [3] R. Wigmans, CERN-PPE/91-205 (1991)
- [4] T. Suzuki. *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A 432 48-65 (1999)
- [5] H. Miyata. *et al.*, J.Phys.Soc.Jap. 69 1645-1660 (2000)
- [6] S. Uozumi. *et al.*, to be published in Nucl. Instr. and Meth.
- [7] H. Miyata, University of Tsukuba, ph.D.  
A GAS CALORIMETER FOR HIGH ENERGY EXPERIMENT AND STUDY  
OF HIGH ENERGY CASCADE SHOWER. (1984)
- [8] Y.Hayashide, University of Tsukuba, Doctor Thesis.  
CHARACTERISTICS OF CDF ENDPLUG ELECTROMAGNETIC  
CALORIMETER. (1986)
- [9] 大田辰郎, 筑波大学理工学研究科修士論文.  
タイル/ファイバー型カロリメータ試作器の製作及び性能評価とそれを用いたハド  
ロンシャワーの研究. (2000)
- [10] 中川敦子, 筑波大学物理学研究科修士論文.  
JLC 補償型ハドロンカロリメータの開発研究. (2001)
- [11] 中田有一, 筑波大学理工学研究科修士論文.  
ハドロンシャワーの奥行き方向の揺らぎの研究. (2001)
- [12] Particle Data Group, K. Hagiwara *et al.*, PHYSICAL REVIEW D66.

## 謝辞

本研究を進めるにあたり，主任指導教官である受川 史彦助教授には数多くの御指導，御助言を頂きました。深く感謝致します。また，滝川 紘治教授，金 信弘教授，原 和彦先生，松永 浩之先生，武内 勇司先生にも解析方法や疑問点について数多くの御助言を頂きました。この場をお借りして心から御礼を申し上げます。

JLC カロリメータグループで共に研究をさせていただいた藤井 芳昭先生，神前 純一先生，川越 清以先生，竹下 徹先生，宮田 等先生にも数多くの適切なお助言を頂きました。大変感謝いたしております。

石澤 善雄さん，中田 有一さんには，時には鬼のような，またあるときには仏のような叱咤激励をしていただきました。内田 訓雄くん，関口 克巳くんには，同期として苦楽を共に歩み，また，様々なことを教えて頂きました。松本 偉史くん，山本 澄江さん，山内 伸くん，永野 あいさん，そして他大学の学生の皆様にも多大な力添えを頂きました。チームテストを始めとする荒行を最後まで完遂することができたのは，ひとえに貴方たちのおかげです。ありがとうございました。

筑波大学素粒子実験研究室の皆さんとは，研究だけではなく日常生活の中でも，忘れ得ぬ数多くの思い出を作ることができました。皆さんとともに 2 年間の大学院生活を送ることができたのは幸福以外の何物でもありません。本当にありがとうございました。

最後になりましたが，私を常に暖かく見守り，また経済的，精神的に支え続けてくださった両親に深く感謝いたします。