JLC 補償型ハドロンカロリメータの開発研究

中川 敦子
筑波大学大学院博士課程
物理学研究科修士論文

2000 年 1 月 27 日

概要

JLC(Japan Linear Collider) は、高エネルギー物理学のさらなる発展を目指して計画されている次世代の加速器である。我々は JLC 測定器のうちハドロンカロリメータの開発研究を行なっている。JLC カロリメータに要求される性能は、エネルギー分解能が EM 粒子に対して $\sigma/E = 15\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$、ハドロン粒子に対して $\sigma/E = 40\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$（但し、$A \oplus B = \sqrt{A^2 + B^2}$）である。

要求値を満たすべく、我々はテストモジュールとして 20 cm×20 cm のタワー構造を持つ補償型カロリメータを製作し、1998 年と 1999 年の 2 回にわたってビームテストによる性能評価を行なった。その結果、エネルギー分解能は e^- に対して $\sigma/E = (23.7 \pm 0.1)\%/\sqrt{E} \oplus (1.3 \pm 0.2)\%$、$\pi^-$ に対して $\sigma/E = (47.3 \pm 0.2)\%/\sqrt{E} \oplus (2.2 \pm 0.1)\%$ が得られた。

また、π^- に対する横方向のシャワーの拡がりを測定し、それを記述する式として

$$f'(r) = \frac{1}{\pi r}\left(\frac{\alpha}{2\lambda_1}\exp(-\frac{r}{\lambda_1}) + \frac{(1-\alpha)}{\sqrt{\pi}\lambda_2}\exp(-\frac{r^2}{\lambda_2^2}\right)$$

を用いたとき、α の平均値は 24 ~ 195 GeV で (0.40 ± 0.01) であった。また、λ_1 の平均値は 50 ~ 195 GeV で (16.7 ± 0.3) cm であった。λ_2 の 24 GeV ~ 195 GeV までの平均値は (8.30 ± 0.23) cm であった。

目次

図目次

表目次

第 1 章

序論

1.1 物理の概観

高エネルギー物理学の目標は自然の究極の構成要素とそれらの間に働く力の本質的解明にあり、その実証科学としての主要な研究手段は加速器実験にある。これまでの加速器実験において、自然がスピン $1/2$ の物質粒子であるクォークとレプトンで構成されており、そのあいだにはゲージ対称性と呼ばれる対称性が存在することが明らかになっている。ゲージ対称性は、物質粒子とその間の相互作用の在り方を規定する。つまり、ゲージ変換で互いに移り合える物質粒子は一つの多重項を構成し、同一粒子の異なった状態と見なされる。また、このゲージ変換を時空の各点で自由に行なっても理論が変わらないという要請から、スピン 1 のゲージ粒子の存在と、それによって媒介される普遍的なゲージ力が導き出される。このゲージ対称性として $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ を要求する量子場の理論が標準模型である。この標準模型の最も本質的な部分である、自発的に電弱対称性 $SU(2)_L \times U(1)_Y$ を破り質量を作り出す機構を担っているのがスピン 0 の基本粒子、未発見であるヒッグス粒子である。

$SU(2)_L \times U(1)_Y$ が自発的に破れるのは $< H >= 246$ GeV というエネルギースケールにおいてであり、それ故にこの値が標準模型の適用限界（カットオフスケール）となる。この限界より上のスケールで適用される理論の一つに超対称模型（SUSY 模型）理論がある。標準的な SUSY 模型である最小超対称標準模型（MSSM）では 2 つのヒッグス二重項が仮定されている。 CP- 偶のスカラー h^0、 $H^0(m_{h^0} < m_{H^0})$ と CP- 奇のスカラー A^0、荷電ヒッグス $H^\pm$ がある。 SUSY 理論が妥当であるかどうかは、 150 GeV/c^2 以下の質量のヒッグス粒子（SUSY における軽いヒッグス粒子）の存在に依っている。

以上より、標準模型最後の未発見粒子であるヒッグス粒子の発見、そしてヒッグス粒子とトップクォークの性質の詳細な研究が不可欠である。

1.2 JLC 計画

前項で述べたように、現在高エネルギー物理学で最も重要視されている研究項目の一部としてヒッグス粒子の発見とトップクォークの精密測定が挙げられる。また、標準模型を超える新粒子・新現象の発見・研究が急務とされている。これらの研究には、現在よりもさらに高いエネルギースケールでの実験が必要とされる。このため、次世代の加速器として JLC(Japan

Linear Collider) 計画が推進されている。

JLC は、電子・陽電子衝突実験のための線形衝突型加速器である。現在の実験計画では、まず重心系エネルギー 300 ~ 500 GeV の領域での実験を行い (JLC - I) 、その後 TeV 領域へのエネルギー増強をはかる。 JLC 加速器の概略を図 1.1に示す。 JLC では、ヒッグス粒子の検出と詳細な研究、トップクォークの詳細な研究、超対称粒子の発見、標準模型の超精密検証などの物理成果を目指している。これらの目的を達成するためには、詳細なモンテカルロ・シミュレーションに基づいた定量的な考察が不可欠である。また、必要な測定器の性能を検討し、開発研究を行っていくことが重要となる。

1.3 JLC 測定器

1.3.1 測定器の概観

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用されるため、終状態の識別が容易であり、確実な新粒子探索や精密実験が出来るという特徴がある。さらに、 JLC のエネルギー領域ではジェットのエネルギー集中がますます顕著になり、またカロリメータの分解能も良くなるので、トップ以外のクォークが鋭いジェットとして観測でき、ジェット不変質量によるゲージボソンやトップクォークの再構成が可能となる。このような加速器の潜在能力を 100% 引き出すためには、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、高性能の測定器が必要である。

以上の理念より、 JLC 測定器の満足すべき基本性能が以下のように設定された。

1. 測定可能領域を $|\cos\theta| < 0.98$ とする。
2. 主要な崩壊モードであるクォークジェットへの崩壊において、 W ボソンと Z ボソンが識別可能であること。
3. クォークジェットの種類の識別ができる。
4. 軽いヒッグス粒子の生成過程 $(e^+e^- \to ZH)$ において、 Z 崩壊からのレプトン対を使った質量欠損法によるヒッグス質量の分解能が、ビームエネルギーの拡がり 200 MeV と同等であることを必要条件とする。

1 については、高エネルギーになればなるほど三体以上の終状態の過程が増すこと、超対称粒子の崩壊などに特徴的な運動量欠損の測定精度を向上させるために、できるだけ多くの立体角を測定器で覆うことが重要である。このことは、ニュートリノなどの直接検出できない粒子の運動量の間接測定の可能性を保証することになる。

2 については、 Z ボソンは W ボソンよりも 10 GeV 程度重く、両ボソンはそれぞれ 2.5 GeV と 2.0 GeV の崩壊巾を持つ。従って、 W と Z が 2 ジェット不変質量で分離可能であるためには、その分解能はこれらの崩壊巾と同程度でなければならない。

3 については、特にチャームクォークやボトムクォークジェットの識別は、ヒッグス粒子・トップクォークの再構成において重要である。

4 については、ヒッグス粒子の質量が Z ボソンの質量とほぼ等しい場合、ジェット不変質量法によるヒッグス粒子探索には Z ボソン対生成反応からのバックグラウンドが大きく影響を与える。しかし、標準模型で期待されるヒッグス粒子の崩壊巾は MeV 程度と非常に小さいため、質量分解能が十分小さければ不定性のないヒッグス粒子の発見が可能となる。

以上の要求を満たすように JLC 測定器が提案された（図 1.2、図 1.3、表 1.1）。以下に各測定器の概要を示す。

1.3.2 バーテックス測定器

バーテックス測定器は衝突点の極めて近傍で荷電粒子の飛跡を精密に測定するためのもので、 B 中間子や D 中間子の崩壊点を測定して b クォークや c クォークを同定する役割を果たす。特に、 b クォークの同定は中間質量のヒッグス粒子の探索において非常に重要である。また、バーテックス測定器は非常に良い位置分解能を持つので、中央飛跡検出器と併用することにより運動量分解能を約 2 倍に向上させることができる。

JLC 実験では反応の重心系エネルギーが高いため、ジェットが鋭く粒子の密度か高い。このためバーテックス測定器は粒子の位置を二次元的に読み出せることが要求される。このことより、二次元読み出しの可能なピクセル型の電荷結合素子（CCD）が用いられる。

1.3.3 中央飛跡検出器

中央飛跡検出器は測定器の中でも中心的役割を果たすが、特にヒッグス粒子の探索においては極めて高い運動量分解能が要求される。さらに、ジェット不変質量法による基本粒子の質量分解能を向上させるためには、荷電粒子の飛跡とカロリメータのクラスターを対応させる必要がある。これよりステレオワイヤーを用いたビーム軸方向の位置分解能として $\sigma_z \leq 1\ mm$ が不可欠である。また、ジェット中の荷電粒子に対する高精度な運動量測定を実現するには、1 mm 程度まで近接する飛跡を独立に測定できなくてはならない。

以上より、小型ジェットセル構造を持った円筒型ドリフトチェンバーが JLC 測定器の中央飛跡検出器として用いられる。

1.3.4 カロリメータ

先に述べたように、ヒッグス粒子は主として $e^+e^- \to ZH$ の反応で生成される。しかし、このチャンネルは全崩壊チャンネルの 7% 程度しかなく、統計精度の高い測定を行なうためには 70% もの崩壊比を持つ Z 粒子の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不可欠である。また、 Z 粒子がジェットに崩壊する反応に対しては、W 対生成や Z 対生成が大きなバックグラウンドとなりうる。 W 対生成はバーテックス測定器を用いた b タギングによって効率よく除去することができるが、 Z 対生成チャンネルにおける $Z \to b\bar{b}$ の崩壊は、 2 ジェットの不変質量分布によってのみ $H \to b\bar{b}$ と区別することができる。このため、 2 ジェットの不変質量を高精度で再構成できる測定器が不可欠である。

この要求を満たす測定器として、補償型（後述）と呼ばれる鉛とプラスチックシンチレータから成るサンプリングカロリメータが用いられる。カロリメータは、プリシャワー部（PS）、

シリコンパッド部（Si）、電磁カロリメータ部（EM）、ハドロンカロリメータ部（HAD）から構成され、PS 部と Si 部により高い e/π 識別能力と高精度のシャワー位置測定、2 クラスター認識を行なう。EM 部は $29X_0$、HAD 部は $5.6\lambda_I$ の厚さを持つ。ここで、X_0 は radiation length（輻射長）、λ_I は interaction length（相互作用長）である。EM 粒子、HAD 粒子に対するエネルギー分解能はそれぞれ $15\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$、$40\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$ を達成することを目標としてる（ただし、$A \oplus B = \sqrt{A^2 + B^2}$）。また、測定器の不感領域を小さくするためにカロリメータ全体はソレノイドコイル中に置かれ、$|\cos\theta| < 0.98$ の領域を覆っている。

1.3.5 ミュー粒子検出器

ミュー粒子検出器はミュー粒子の同定を行なう。ミュー粒子は多くの場合新粒子探索における最も明快な信号であるため、立体角をできるだけ広く覆うとともに、隙間のないように配置されなければならない。

このため、ミュー粒子検出器はシングルセル・ドリフトチェンバーのスーパレイヤー 6 層とプラスチックシンチレータ 1 層から成る構成を用いる。また、$|\cos\theta| < 0.99$ の部分を隙間なく覆っている。


JLC(Japan Linear Collider)
重心系エネルギー： ~ 500 GeV(JLC-1), ~ 1.5 TeV
ルミノシティー：5×10 33 cm -2 sec -1
電子リニアック
衝突点
陽電子リニアック
幅
数十m
ダンピングリング
ダンピングリング
バンチコンプレッサー
バンチコンプレッサー
入射リニアック
入射リニアック
e−
e+
約30 km

図 1.1: 加速器概略図

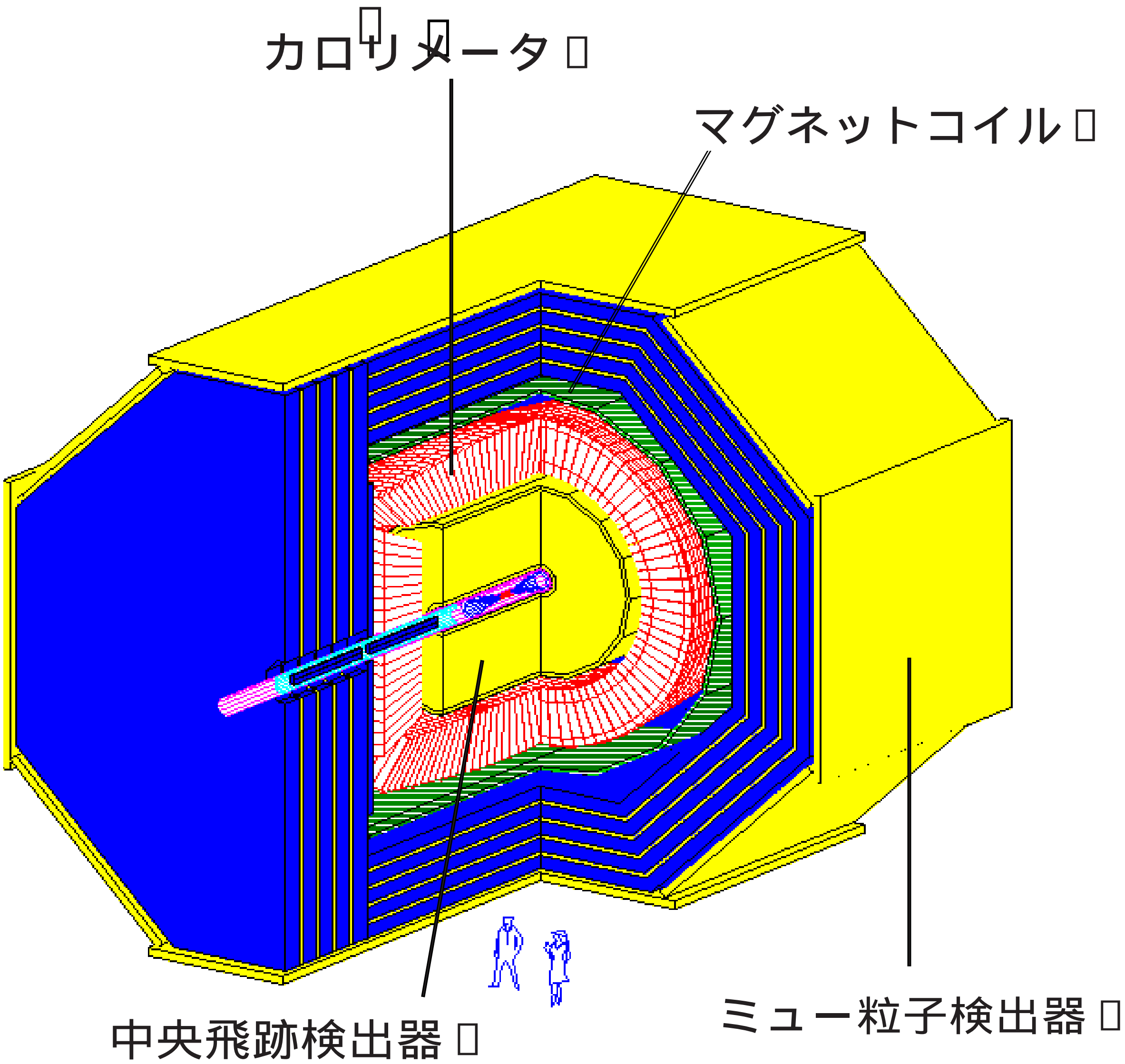


図 1.2: JLC 測定器概念図

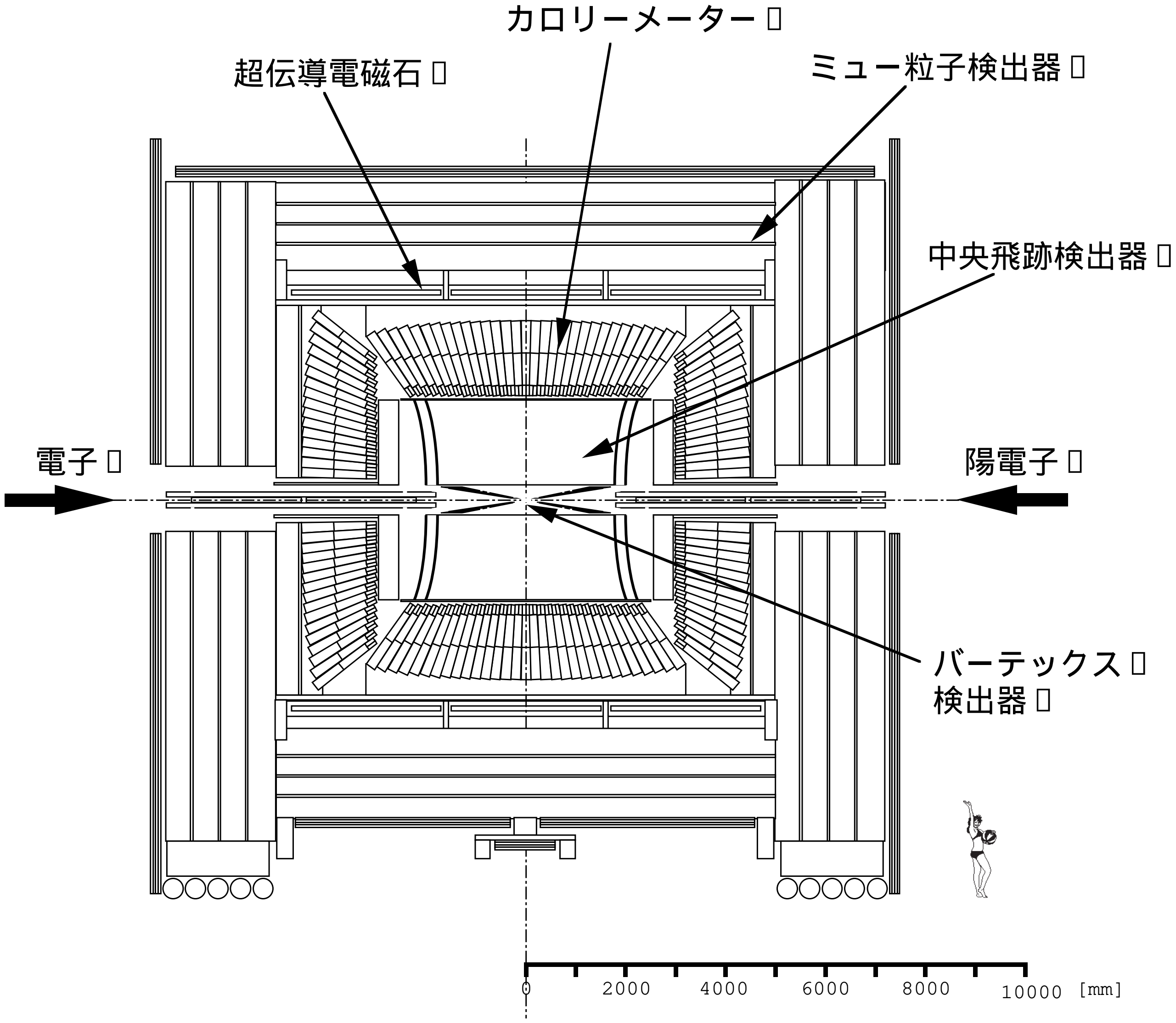


図 1.3: JLC 測定器断面図

DETECTOR	TYPE	CONFIGURATION	PERFORMANCE
VTX	Silicon CCD	Pixel Size : 25 μ m # of layers : at least 3 layers Layer Position : r = 2.5, 5.0, 7.5 cm Thickness : 500 μm/layer $\lvert\cos\theta\rvert < 0.95$	Position Resolution : σ=7.2 μm Impact Parameter Resolution : δ [μm] δ^2=11.4^2 + $(28.8/p)^2/\sin^3\theta$
CDC	Small-cell Jet Chamber	Radius : r = 0.3 - 2.3 m Length : l = 4.6 m # of Sampling = 100 $\lvert\cos\theta\rvert < 0.70$ (full sampling) $\lvert\cos\theta\rvert < 0.95$ (20 sampling)	Position Resolution : σ_X=100 μm (/axial wire) σ_Z=2 mm (/stereo wire) Momentum Resolution: $\sigma_{P_t}/P_t = 1.1 \times 10^{-4} P_t \oplus 0.1\%$ $\sigma_{P_t}/P_t = 5 \times 10^{-5} P_t \oplus 0.1\%$ (with vertex constraints)
CAL	Lead + Plastic Scintillator Sandwitch (Compensated)	EM part | thickness : $29X_0$ cell size : 10 cm $\times$ 10 cm HAD part | thickness : $5.6\lambda_0$ cell size : 20 cm $\times$ 20 cm Si Pad : pad size = 1cm $\times$ 1cm $\lvert\cos\theta\rvert < 0.99$	Energy Resolution : σ_E/E=15%/$\sqrt{E}\oplus$1% (e&γ) σ_E/E=40%/$\sqrt{E}\oplus$2% (hadron) Si Pad Position Resolution : σ = 3 mm Si Pad e/π Rejection = 1/50
MUON	Single Cell Drift Chamber	# of Superlayers : 6 $\lvert\cos\theta\rvert < 0.99$	Position Resolution : σ = 500 μm $P_t > 3.5$ GeV/c (barrel)

表 1.1: JLC 測定器の諸性能

第 2 章

カロリメータ

ある物質に粒子を入射すると、粒子のエネルギーは物質中で電磁シャワーまたはハドロンシャワーを起こし、最終的には物質をイオン化あるいは励起させることにより吸収される。この吸収されたエネルギーを測定することによりもともと入射粒子が持っていたエネルギーを測定することができる。カロリメータはこの原理を用いて粒子のエネルギーを測定する機器である。

以下にシャワーの特性、カロリメータの性能を述べる。

2.1 ハドロンシャワー

重い荷電ハドロン粒子（$\pi^{\pm}$ 中間子、 $\mathrm{K}^{\pm}$ 中間子、陽子など）が物質を通過するときには、以下のような反応が起こり得る。

1. 原子内の電子との非弾性衝突
2. 原子内の原子核との弾性衝突
3. 原子核反応
4. チェレンコフ反応
5. 制動輻射

1、 2 は電磁相互作用により起こるが、このうちエネルギー損失があるのはほぼ 1 の過程のみである。この時、単位長さ当たりのエネルギー損失量は以下の式で与えられる。（Bethe-Bloch 式）

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A}\frac{\beta^2}{1}(\frac{\ln(2m_e c^2\gamma^2\beta^2)}{I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2}) \tag{2.1}$$

$$4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.3071\ \mathrm{MeVcm^2g^{-1}}$$

ここで、 ze , βc : 荷電粒子の電荷と速さ、 c : 光速、 m_e , r_e : 電子の質量と古典半径、 A : 質量数、 Z : 陽子数、 $\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$、 N_A : アボガドロ数、 I : イオン化定数 $\cong 1.6Z^{0.9}$ であ

る。δ は、物質中の原子内電子による電場の遮蔽効果を示す。この式から、dE/dx は γ が 3.2 付近の時に最小値をとり、$\gamma > 3.2$ でもその最小値からわずかに増加するだけでほとんど粒子の種類によらず一定のエネルギーを物質中に落としていくことが分かる。このような粒子を MIP（Minimum Ionizing Particle）という。

3 による非弾性衝突は、強い相互作用によって起こり、その起こる確率は無視できないほどの大きなふらつきがある。高エネルギーにおけるハドロンの相互作用には、平均横運動量が 0.35 GeV/c の複数個の粒子を生成する特徴がある。入射粒子はこの過程で、持っていたエネルギーの約半分を新しく生成される粒子に受け渡す。生成された粒子のほとんどは π 粒子と核子で、各粒子の割合はエネルギーに依存しない。

入射粒子は、3 による非弾性衝突を繰り返し、最後は 1 または 2 によりエネルギーを物質に落として、過程を終了する。この過程をハドロンカスケードシャワーと呼ぶ。縦方向のシャワーは原子核相互作用長 λ_I という単位で表される。λ_I はおよそ以下の式で表される。

$$\lambda_I \approx 35 \text{ gcm}^{-2} A^{1/3} \tag{2.2}$$

4 は荷電粒子が物質中を通過するとき、その物質内での光速（c/n　n：物質の屈折率）よりも粒子の速度が速いときに、粒子がチェレンコフ光を放射する反応である。また、5 は光子放出を伴う反応で、粒子の質量が重い場合は無視することができる。

2.2 電磁シャワー

高エネルギーの電子・陽電子や光子が物質に入射すると、上記に示した原子との散乱以外に、粒子の質量が非常に軽いために原子核とのクーロン散乱が起こり、光子や電子対が生成される。光子が生成される場合を制動輻射、電子対が生成される場合を電子対生成という。入射エネルギーが数 MeV においては制動輻射は起こりにくいが、数十 MeV になると急激にその割合が増す。この輻射によるエネルギー損失が衝突による損失と等しくなる時の入射粒子のエネルギーを臨界エネルギー E_c という。E_c は一般的に次式で表される。

$$E_c = \frac{800 \text{ [MeV]}}{Z + 1.2} \tag{2.3}$$

ハドロンシャワーでの λ_I と同様に、縦方向の電磁シャワーを記述する単位として輻射長 X_0 というものがある。X_0 は物質を電子が通過するときの平均自由行程であり、次式で表される。

$$X_0 = \frac{716.4 \text{ [g/cm}^2\text{]} A}{Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})} \ (Z > 5) \tag{2.4}$$

制動輻射では、粒子が $1X_0$ 進む毎に持っていたエネルギーを光子として放出し、エネルギーが $1/e$ になる。光子は電子対生成により電子・陽電子対になり、電子・陽電子は制動輻射でエネルギーを失う。この過程が連鎖的に起こり、最終的に E_c を下回ると原子をイオン化または励起させて終了する。この全過程を電磁カスケードシャワーという。

2.3 エネルギー分解能

カロリメータの性能を評価する目安として、エネルギー分解能が用いられる。エネルギー E を持つ粒子がカロリメータに入射した時のカロリメータのエネルギー分解能は次式で表される。

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{\sigma_{stochastic}}{\sqrt{E}} \oplus \sigma_{constant} \tag{2.5}$$

ここで、 $\sigma_{stochastic}$ は統計項と呼ばれ、タイル / ファイバー型カロリメータの場合は以下の 3 つの項に起因する。

$$\sigma_{stochastic} = \sigma_{sample} \oplus \sigma_{intrinsic} \oplus \sigma_{photostat} \tag{2.6}$$

ただし、 $A \oplus B = \sqrt{A^2 + B^2}$ である。このうち、第 1 項 σ_{sample} はサンプリングカロリメータの吸収体と検出体の積層構造に起因するものであり、吸収体の厚み D に依存する。

$$\sigma_{sample} = k\sqrt{E_c}\sqrt{D}(k : 定数) \tag{2.7}$$

また、第 2 項 $\sigma_{intrinsic}$ は、入射粒子により形成されるシャワー自体の揺らぎであり、ハドロンシャワーに顕著に存在する。厚み D を変化させたときのエネルギー分解能の測定により、 σ_{sample}, $\sigma_{intrinsic}$ の評価が過去になされている [3]。

第 3 項 $\sigma_{photostat}$ は、サンプリングカロリメータの読み出しとして用いる光電子増倍管 (Photomultiplier Tube、以下 PMT) の光電面から放出される光電子数のゆらぎである。ある粒子が通過したときのカロリメータ内の全光量を N_{pe} （単位：光電子数) とすると、全光量は入射粒子のエネルギーに比例し、光量分布はポアッソン分布に従うので、そのばらつきは $\sqrt{N_{pe}}$ と表せる。よって、この時の相対誤差は、

$$\frac{\Delta N_{pe}}{N_{pe}} = \sigma_{photostat} = \frac{1}{\sqrt{N_{pe}}} \tag{2.8}$$

と表すことができる。

式 (2.5) の第 2 項 $\sigma_{constant}$ はカロリメータの系統誤差による定数項であり、タイル毎の応答非一様性、シャワーの漏れ、 PMT 毎の較正の誤差などが主な原因として考えられる。

先に述べたように、 JLC カロリメータはヒッグス粒子の質量、崩壊巾の精密測定を行うために、エネルギー分解能に要求が課される。 W 粒子と Z 粒子を 2 ジェット不変質量分布で区別できなければならないので、エネルギー分解能は EM 粒子に対して $15\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$、 HAD 粒子に対して $40\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$ を達成することを目標としている。第 3 章以降では、カロリメータの試作器を用いたビームテストによる $\sigma_{photostat}$,$\sigma_{constant}$ の評価等について述べる。

2.4 補償型カロリメータ

カロリメータにハドロンが入射した時と電子が入射した時とでは、両者の入射エネルギーが同じであったとしてもカロリメータに与えるエネルギーはハドロンの方が小さい。これは、ハドロンシャワーにおいては核破砕反応によって核の結合エネルギーの分だけエネルギーが消費されることや、中性子、ニュートリノ、ミュー粒子などカロリメータで検出しにくい粒子

がエネルギーを持って逃げていくことなどが原因である。この検出にかからないエネルギーを減らすことを補償といい、ハドロンシャワーと電磁シャワーの応答比 e/h を 1 に揃えたカロリメータを補償型カロリメータという。

電磁シャワーとハドロンシャワーに対するカロリメータの応答を揃えるためには以下のような方法が考えられる。

1. シャワー発生材に鉛などの重元素を用いることにより、核反応でのエネルギー消費を減らす。
2. 測定材にプラスチックシンチレータ等の水素原子を多量に含む材質を用いることにより、中性子と水素原子内の陽子の散乱を招く。
3. ウラン 238 などの、中性子を吸収して核分裂する物質を吸収材に用いる。
4. シャワー発生材の比率を増やして、電磁シャワーが測定材に与えるエネルギーを減らす。

JLC カロリメータでは、上記の 1、 2、 4 を採用することにより、補償型カロリメータを実現することを目標としている。

第 3 章

カロリメータ試作器のビームテスト

第 1 章、第 2 章で述べたように、鉛を吸収材（シャワー発生材）、プラスチックシンチレータを検出材として用いたサンプリングカロリメータを JLC カロリメータとして採用する予定である。本章、次章では、ハドロンカロリメータ試作器を製作し、その性能評価のために行なわれたビームテストの結果を報告する。

3.1 カロリメータ試作器

今回我々が製作、テストを行なったカロリメータ試作器は、図 3.1に示す $20\ \mathrm{cm} \times 20\ \mathrm{cm}$ のタイル / ファイバー系を 5×5 のタワー構造に配置したもの（以下メガタイルと呼ぶ）を、鉛とのサンドイッチ構造にしたものである（図 3.3上）。図 3.1のメガタイルに記してある数字はタワー番号である。カロリメータは鉛とメガタイル 1 組を 1 層とし、全部で 80 層（$\sim 3.7\lambda_I$）設置した。それぞれのタイルはタワー毎に 20 層まとめて 1 セクションとして PMT で読み出した。

カロリメータの後部には、ストレートファイバータイプのタイル / ファイバー系（図 3.2）を用いたバックアップカロリメータを 50 層設置した（図 3.3下）。そのうち 45 層はカロリメータ本体と同様に鉛とのサンドイッチ構造になっており（$\sim 2.1\lambda_I$）、最後部 5 層はタイル / ファイバー系のみの構造となっている。それぞれのタイルは、 5 層毎に PMT で読み出した。 5 層まとめたものを 1 スーパーレイヤーと呼ぶ。

試作器に用いたタイル / ファイバー系の光量測定、光量のばらつきの評価は既に行なわれており、その結果を図 3.4に示す [4]。図の横軸は光量を光電子数で表している。縦軸はタイル / ファイバーの数である。これより、タイル間のばらつきは 14% 程度であることが分かる。

3.2 ビームテスト

カロリメータ試作器の性能評価のため、 1998 年 6 月と 1999 年 9 月の 2 回にわたってビームテストが実施された。このうち、 1998 年のビームテスト（T411-part2）は高エネルギー加速器研究機構陽子放射光リング（KEK-PS）の $\pi 2$ ビームラインで行なわれ、 1999 年のビームテスト（T912）は米国のフェルミ国立加速器研究所の Meson-Test Beamline （MT6）で行なわれた。それぞれの実験時のビームライン上の測定器配置図を図 3.5に示す。図において、

T1 - T3、 TM、 μ-counter はトリガー用に設置されたシンチレーションカウンターである。DC、 SWDC はドリフトチェンバーで、入射粒子の位置の測定、 T912 ではビーム運動量の測定にも用いた。 T912 の SRD(Synchrotron Radiation Detector) は、電子が双極電磁石（ベンディングマグネット）で曲げられた際に制動輻射により放出した光子を検出し、電子を同定する測定器である。 TPSD はシンチレーションカウンターで、電子を測定するときはトリガーカウンターとして用い、パイ粒子を測定するときは直前に鉄ブロックをおいてプリシャワーカウンターとして用いた。 HCAL はカロリメータテストモジュール、 BCAL はカロリメータのバックアップモジュールである。

本論では T912 の結果を中心に述べていく。

3.2.1 事象選別

T912 で使用したビームは運動量 10-200 GeV/c の e^-、 π^-、 μ^- の混合ビームである。それぞれの粒子の識別、 1 粒子であるというなどの事象選別に用いた条件を以下に示す。

- 粒子選別
  - トリガーカウンター（T1、 T2、 TPSD）を 1 MIP で粒子が通過（図 3.6、図 3.7）
  - SWDC のヒット数が 1 であり、図 3.8に示す範囲内を通過
  - ビーム入射位置がカロリメータ中心から 4 cm $\times$ 4 cm 以内
  - ビーム運動量が各ランの平均値 $\pm 3 \times$ R.M.S 以内（図 3.8）
- e^- 選別
  - $0.98 < \mathrm{EM}\ fraction < 1.02$
    （$\mathrm{EM}\ fraction =$ セクション 1 全タワーの信号和 / HCAL 全体の信号和、図 3.9上）
  - セクション 3、 4 の中心タワー (タワー 13) に信号なし
  - セクション 1 のタワー 13 が 2 MIPs 以上
  - SRD に信号あり（50 GeV 以上の場合のみ、図 3.10上）
- π^- 選別
  - $\mathrm{EM}\ fraction < 0.98$（図 3.9下）
  - SRD に信号なし（図 3.10下）
  - μ カウンターに信号なし（図 3.11下）
  - 各セクションのタワー 13 の信号の和が 10 MIPs 以上
- μ^- 選別
  - μ カウンターに信号あり（図 3.11上）

– 当該タワー以外に信号なし

ここで、MIPs という単位は、次節で述べる各 PMT の増幅率を較正するために設定した単位で、各セクション各タワーを MIP が通過したときの応答を 1 MIP としている。また、それぞれのカウンター、測定器の信号の有無は、それぞれのペデスタル +（5 ×ペデスタル幅（R.M.S））より大きいかどうかで判断している。

3.2.2 PMT の増幅率の較正

カロリメータの各タワーからの信号は PMT で読み出しているが、その増幅率は PMT 毎で異なる。このため、μ^- がカロリメータを通過する際に MIP としてシンチレータ各層にほぼ一定のエネルギーを落としていくことを利用して、MIP に対する各タワーの応答を 1 MIP と換算することにより増幅率の較正（キャリブレーション）を行なった。

ビームは μ^- 比率が最も高い 50 GeV を用いた。得られた結果を Landau 関数（式 (3.1)）でフィットし、そのパラメータ A、B、C から上下の変曲点 t_1、t_2 を決定、t_1 ~ $5t_2$ の範囲の波高分布の算術平均 [ADC counts] の逆数を各 PMT の較正定数とした。

$$f(x) = A\exp(-\frac{y+e^{-y}}{2})\ ,\ y = \frac{x-B}{C} \tag{3.1}$$

事象選別を行なったあとの μ^- の波高分布を図 3.12に示す。また、各タワーの MIP に対する波高平均を図 3.13に示す。この図の上部は 25 タワー × 4 セクション =100 本の PMT の波高平均をプロットしたものであり、縦軸が ADC カウント、横軸がタワー番号となっている。また、図の下部は各タワーの波高平均のばらつきを示している。

3.2.3 運動量補正

入射粒子の運動量を決定しているのはビームライン上にあるベンディングマグネットと SWDC であるが、この運動量が事象毎に一定でないため、粒子の運動量にばらつきが生じる。このばらつきをなくすために、事象毎に入射粒子の運動量を決定して補正を加えた。具体的には、得られた波高分布に対して事象毎に以下のような操作を行なった。

$$\text{補正値} = \frac{\text{（波高）}}{\text{（運動量）}} \times \text{（運動量平均値）}$$

ここで、（波高）とは HCAL と BCAL の応答の和であり、（運動量）は事象毎に決定されたビームの運動量、（運動量平均値）は各エネルギーで求めた運動量分布の平均値である。

3.2.4 波高分布

上記の事象選別などを行なったあとの e^- と π^- の典型的な波高分布を図 3.14に示す。図の上段が e^- 100 GeV/c での波高分布で、下段が π^- 96 GeV/c での分布である。ヒストグラムの横軸は HCAL と BCAL の応答の和であり、単位は [MIPs] である。縦軸は事象数である。

各ビーム運動量でのカロリメータの平均応答（正規分布でフィットした時のピーク値）を表 3.1に示す。

electron			pion		
momentum [GeV/c]	mean [MIPs]	σ/E [%]	momentum [GeV/c]	mean [MIPs]	σ/E [%]
9.5	23.5 ± 0.1	9.50 ± 0.38	9.8	23.7 ± 0.2	15.0 ± 0.7
28	66.2 ± 0.2	5.30 ± 0.19	24	56.3 ± 0.07	9.96 ± 0.10
56	129.6 ± 0.2	3.10 ± 0.16	49	114.9 ± 0.07	6.93 ± 0.05
84	196.9 ± 0.3	3.08 ± 0.11	73	172.1 ± 0.09	5.78 ± 0.04
101	237.9 ± 0.3	2.51 ± 0.10	96	227.5 ± 0.1	5.38 ± 0.04
181	429.4 ± 0.7	2.16 ± 0.22	146	347.2 ± 0.1	4.44 ± 0.03
			195	461.9 ± 0.2	3.93 ± 0.03

表 3.1: カロリメータの応答平均とエネルギー分解能

3.2.5 エネルギー線形性

各ビーム運動量でのカロリメータのエネルギー線形性と最適直線からのずれを図 3.15に示す。各点の誤差棒は統計誤差のみ示してある。上段が e^- と π^- のエネルギー線形性で、T411-2 の結果（e^-：1 - 4 GeV、π^-：2 - 4 GeV）も同時にプロットしている。縦軸は、T912 のデータはビーム運動量が 56 GeV/c の時の e^- の応答平均が 56 GeV であると仮定して各応答平均を規格化しており、T411-2 のデータは同様に 4 GeV/c の時の応答平均を 4 GeV であるとして規格化している。横軸はビーム運動量である。これを一次関数でフィットし、e^- に対しては $y = (1.012 \pm 0.001)x - (0.03 \pm 0.00)$、$\pi^-$ に対しては $y = (1.013 \pm 0.000)x - (0.08 \pm 0.00)$ が最適直線であった。下段はそれぞれの最適直線からのずれを示しており、縦軸は測定値と直線との差を測定値で割った値で、横軸はビーム運動量である。直線からのずれの最大値は、e^- で 4.9 %（9.4 GeV/c の時）、π^- で 3.1 %（9.8 GeV/c の時）であった。

3.2.6 エネルギー分解能

各ビーム運動量でのカロリメータのエネルギー分解能を図 3.16に示す。縦軸は、カロリメータの応答平均のばらつき（正規分布でフィットしたときの標準偏差）を応答平均で割ったものである。横軸はビーム運動量である。各点には統計誤差のみを記してある。式 (2.5) でフィットした結果、

$$e^- \ : \ \frac{\sigma}{E} = \frac{(23.7 \pm 0.1)\%}{\sqrt{E}} \oplus (1.3 \pm 0.2)\%$$

$$\pi^- \ : \ \frac{\sigma}{E} = \frac{(47.3 \pm 0.2)\%}{\sqrt{E}} \oplus (2.2 \pm 0.1)\%$$

となった。

3.2.7 補償比

9.8 GeV ~ 195 GeV の補償比 (e^-/π^-) を図 3.17に示す。この時、互いの測定点はビーム運動量が一致していないので、 e^- の線形性の直線を元に π^- の各運動量の時の e^- の波高を計算し、その計算値と π^- の測定値で補償比を求めた。図の縦軸は補償比で、横軸は π^- のビーム運動量である。 T912 で求めた補償比の平均値は 0.997、 T411-2 の結果も併せると 1.008 であり、我々の製作したカロリメータテストモジュールは良く補償されていると言える。

3.2.8 波高、エネルギー分解能の位置依存性

3.1 節でも述べたように、 HCAL の形状は、 5×5 に分割されている。そのため、タワーとタワーの境界に粒子が入射した場合や、タワーの角に入射した場合などで位置依存性があると考えられる。このことを検証するため、 HCAL を中心から y 軸方向に移動させて粒子を入射するという位置スキャンを行なった (図 3.18参照)。位置スキャンには 49 GeV の π^- を用い、事象選別では 3.2.1 節で述べたもののうち EM fraction と SRD に関する条件だけを用い、それに加えてビームがカロリメータの測定点中心から 2 cm×2 cm 以内であることを要求した。カロリメータはタワー 13 の中心を 0 cm として、 -14 cm ~ +14 cm まで 2 cm おきに移動した。各測定点における波高平均とエネルギー分解能を図 3.19、 3.20に示す。それぞれの上段の横軸はカロリメータにおけるビームの位置である。下段は各測定点をヒストグラムにしたものである。これより、ビーム入射位置をずらしたときのカロリメータの応答のばらつきは最大で 6 %、エネルギー分解能のばらつきは最大で 19 % となった。

[4] ではタイル / ファイバー系の光量の位置依存性が報告されているが、それによるとファイバー近傍に粒子が入射すると光量が増加するということである。図 3.19を見ると、ビーム位置が中心から 8 cm ~ 10 cm の時に、光量が増大する点がある。ここがファイバー近傍点であると考えられる。また、その前後の点で光量が減少している点が見られるが、これはタイルとタイルの境界面に粒子が入射していると考えられる。

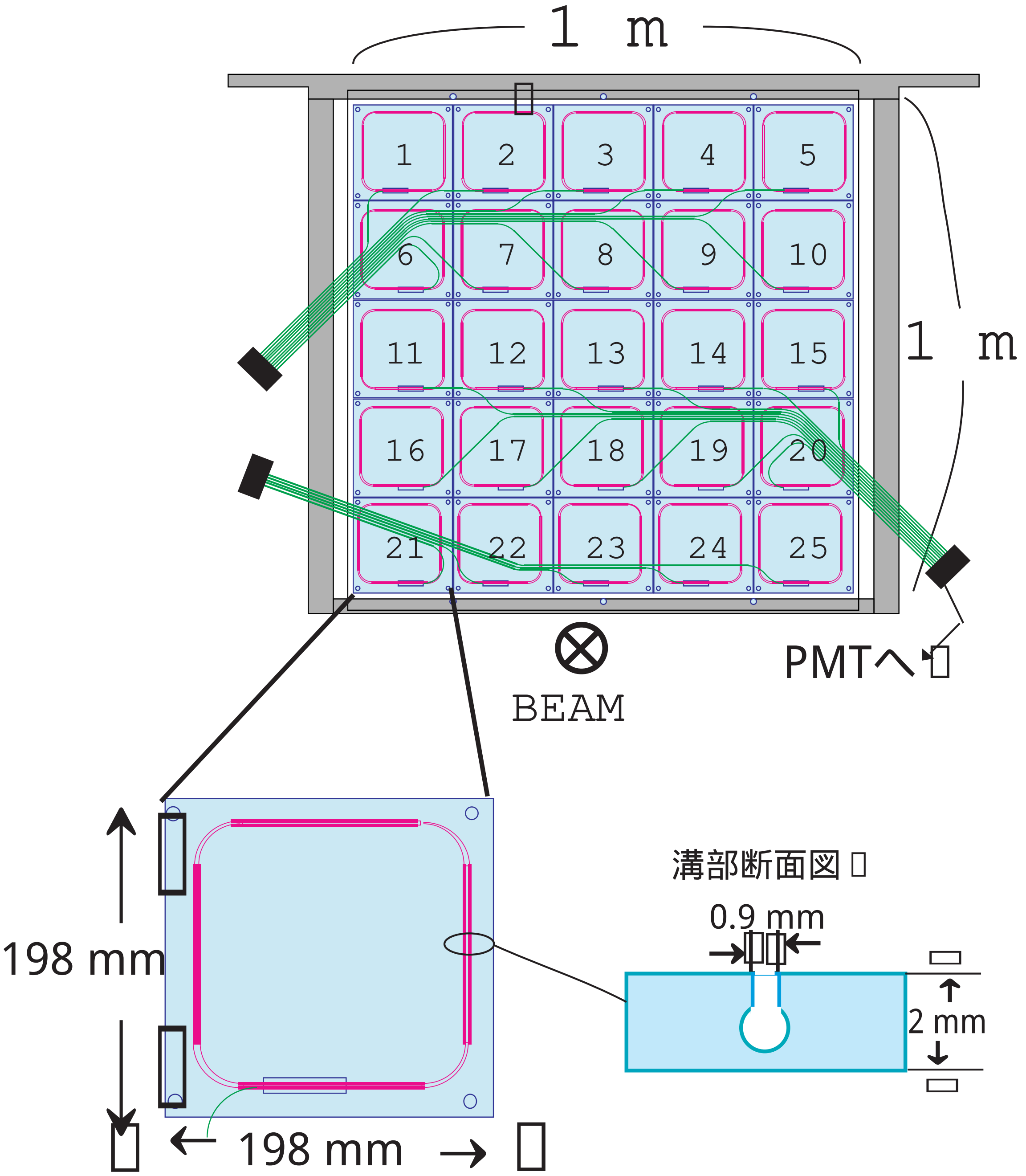


図 3.1: タイル / ファイバー系、メガタイル形状

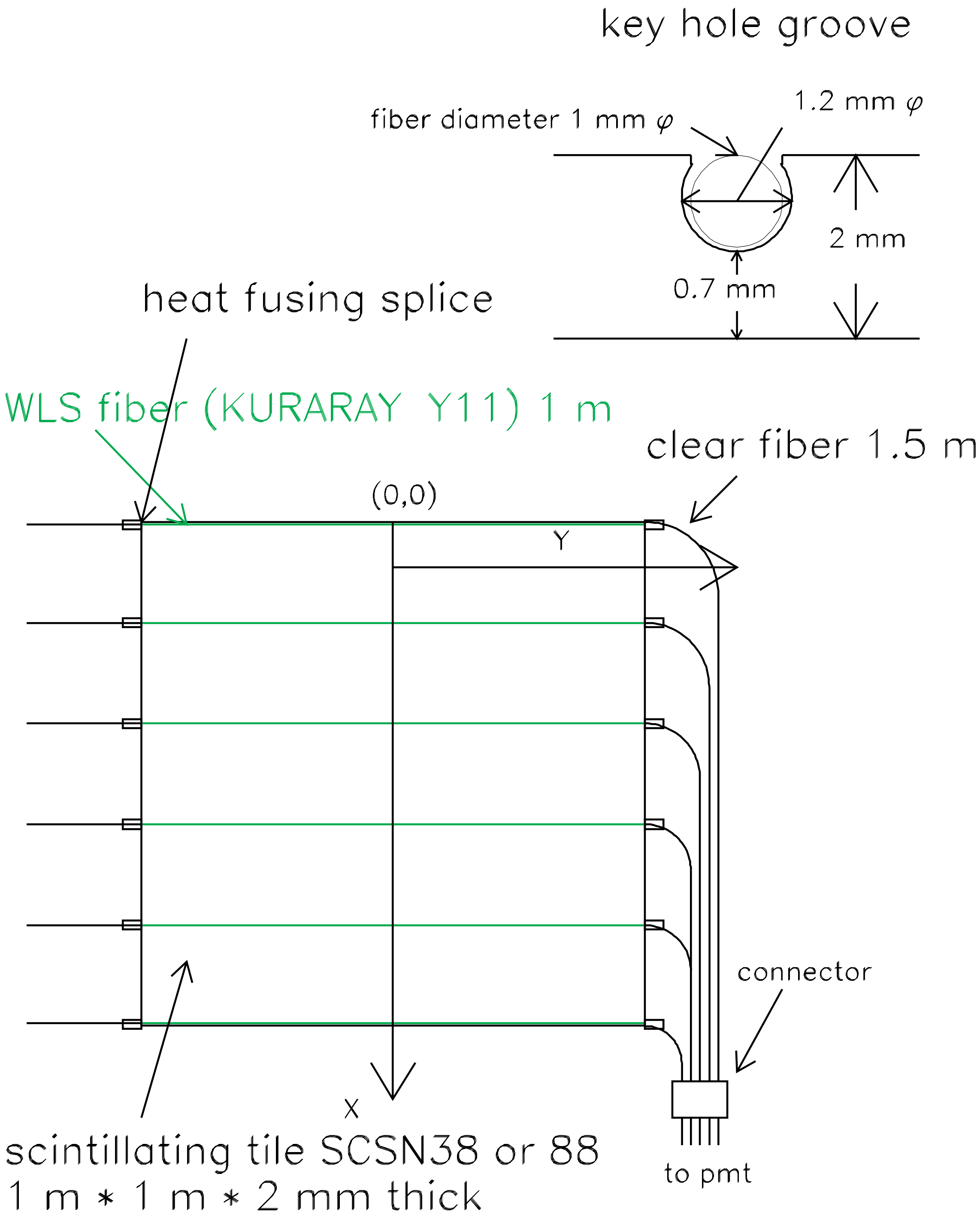


図 3.2: バックアップカロリメータ用タイル / ファイバー系形状

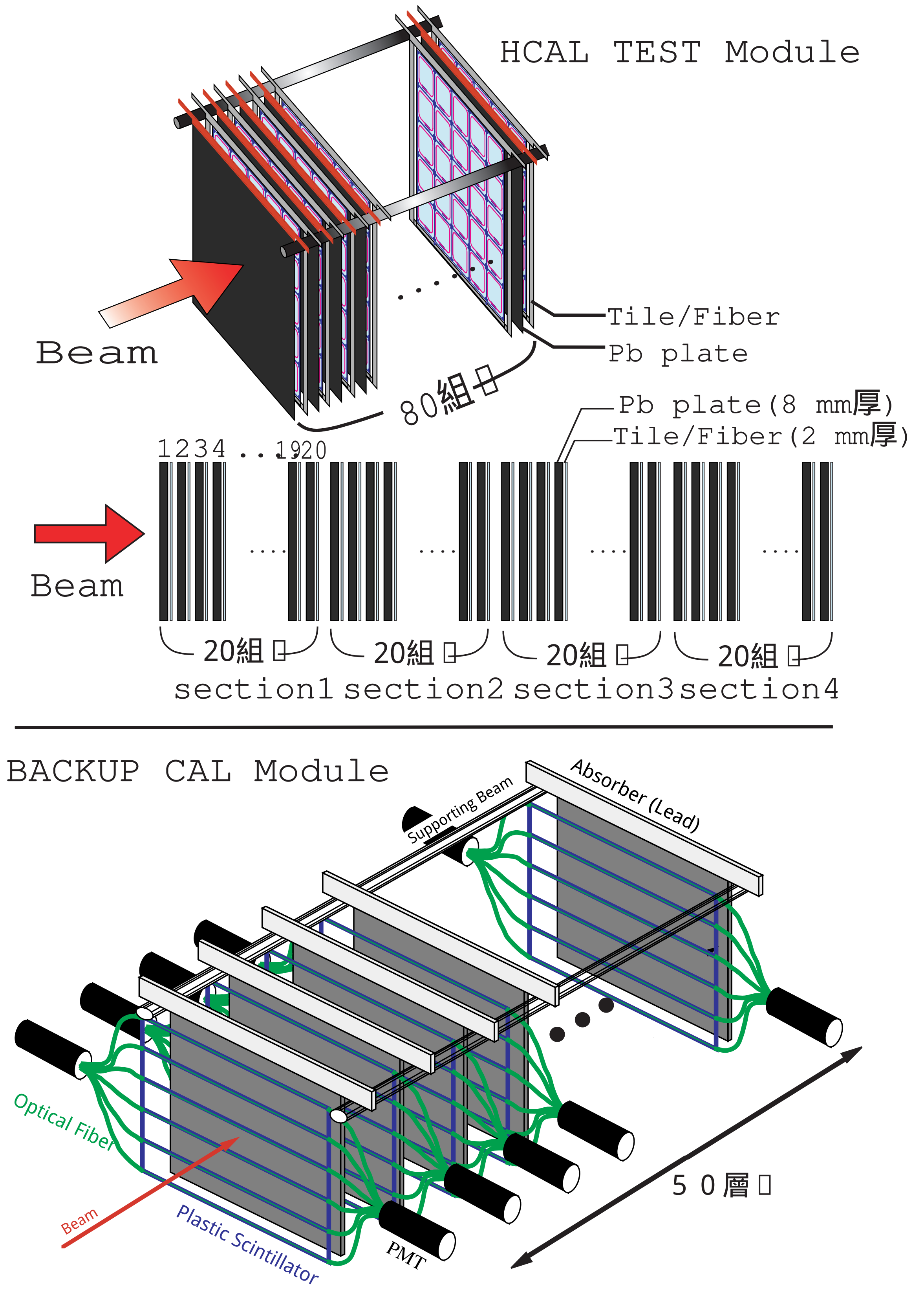


図 3.3: カロリメータ試作器形状　上図がカロリメータテストモジュール（HCAL）、下図がバックアップカロリメータ（BCAL）の形状である。組み立て、分解が容易にできるように吊り下げ方式になっている

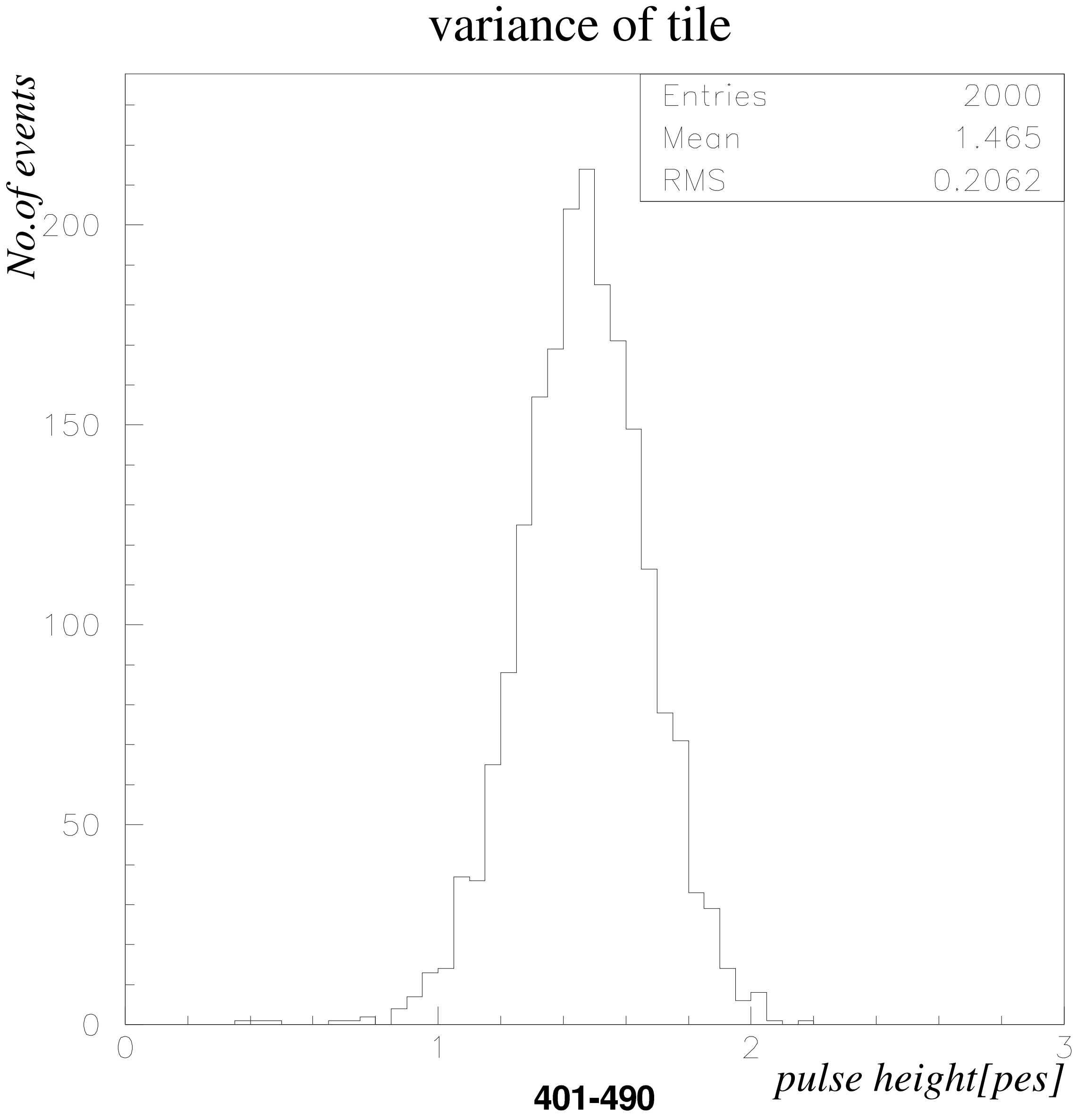


図 3.4: タイル / ファイバー系の応答のばらつき

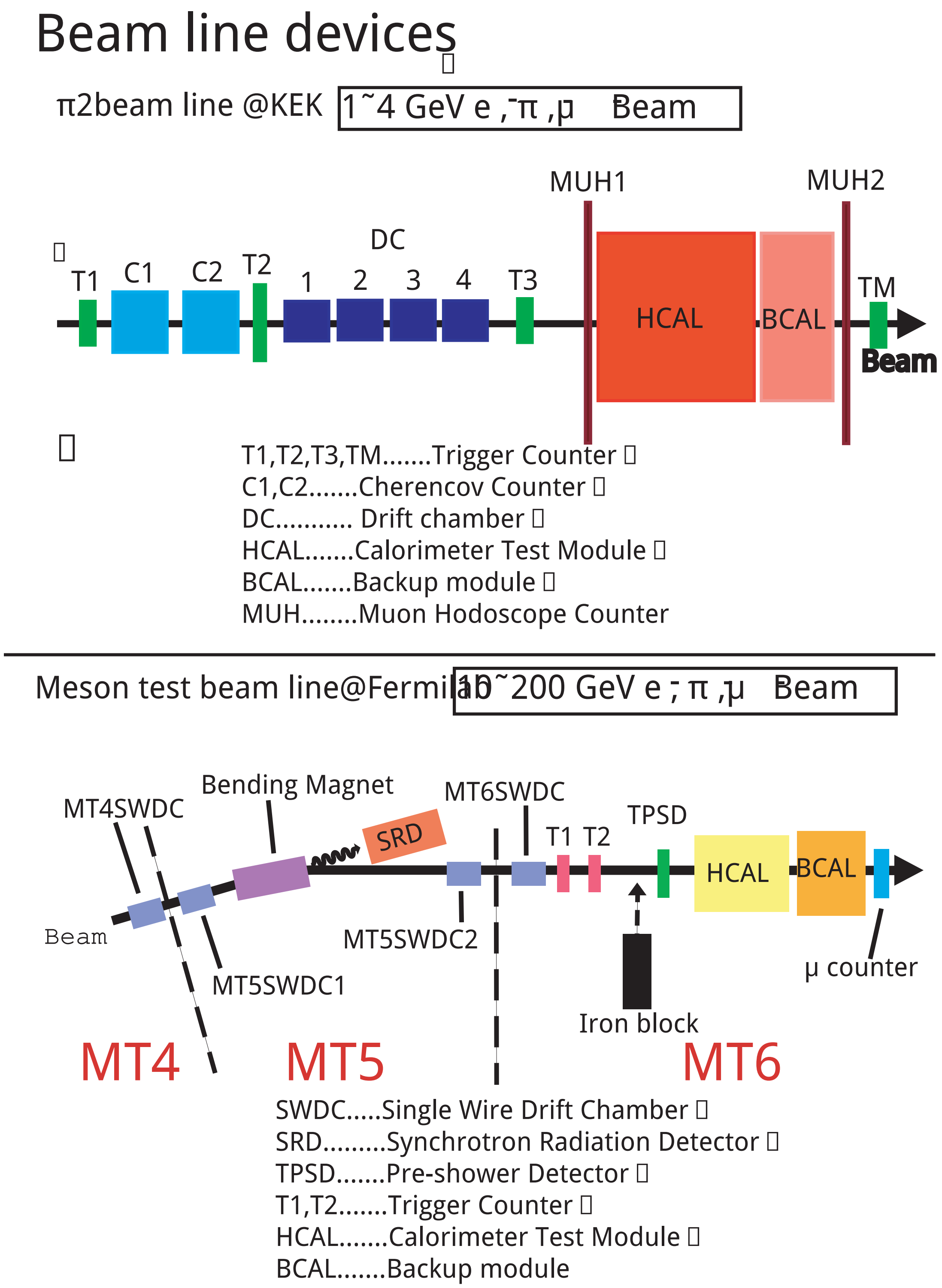


図 3.5: ビームライン 上図が 1998 年に KEK で行なわれたテスト、下図が 1999 年に FNAL で行なわれたテストのビームラインである

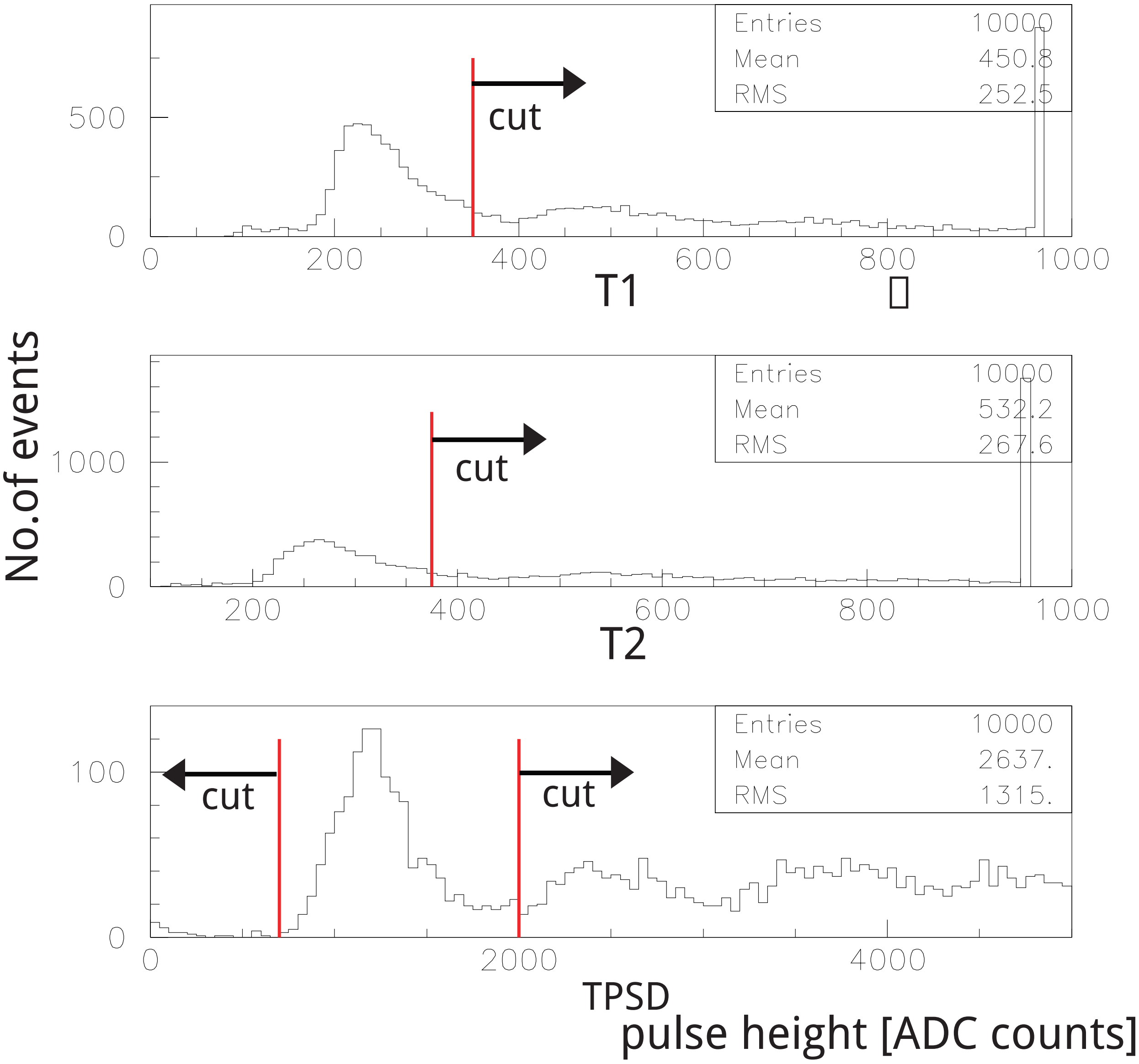


図 3.6: トリガーカウンターの有効範囲（電子の場合）

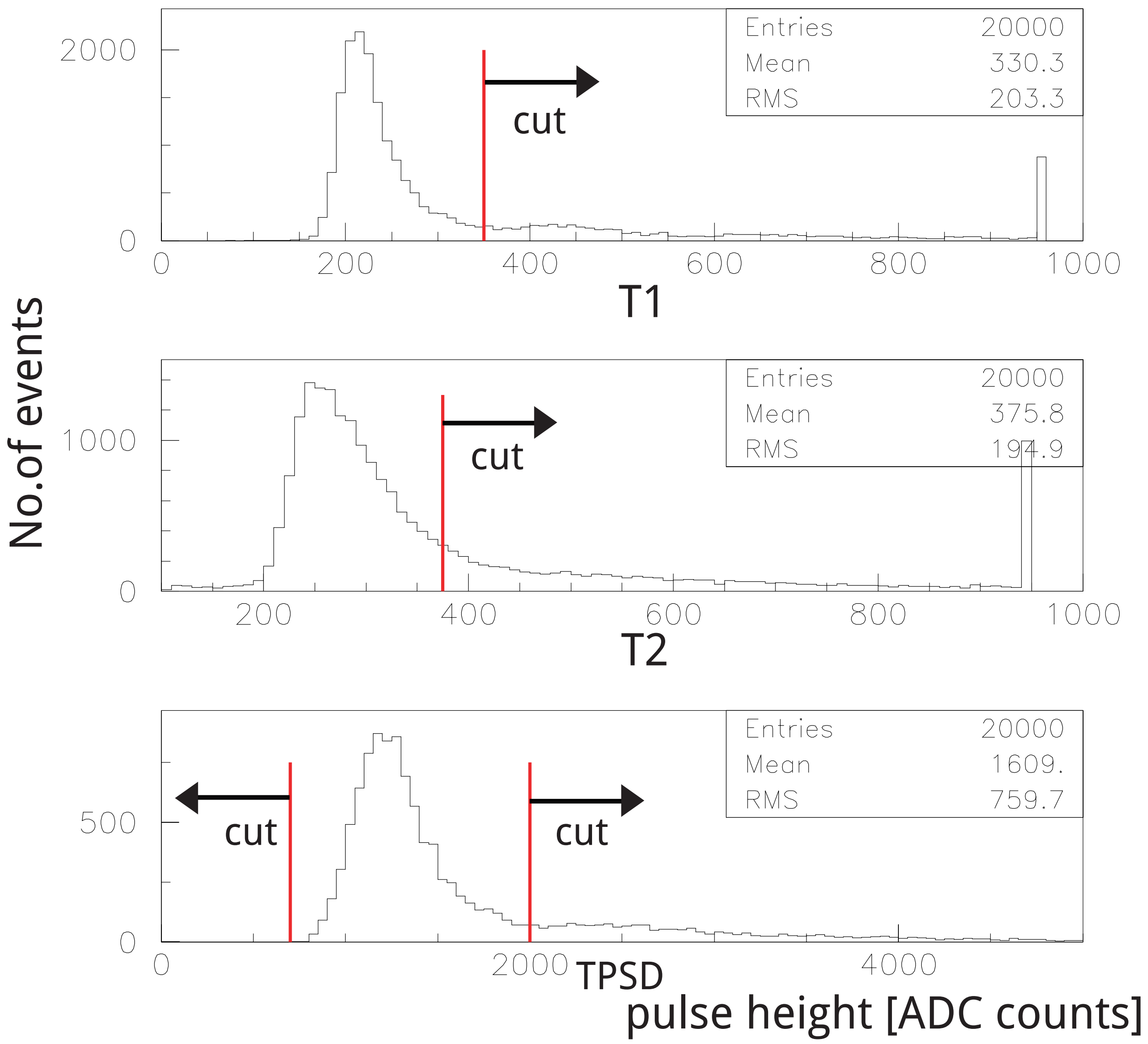
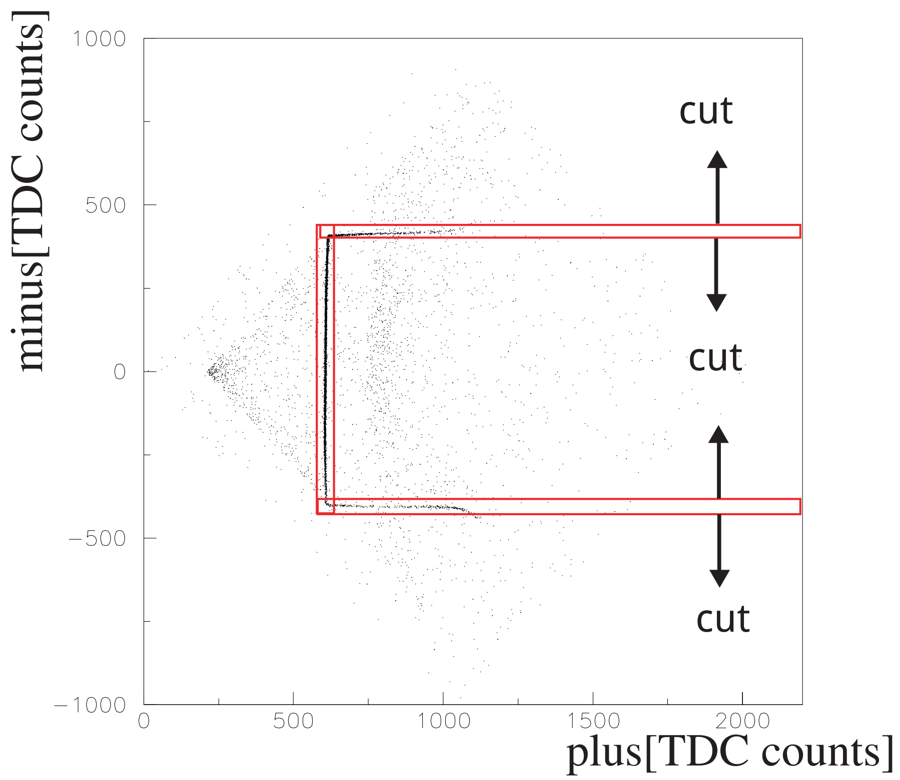


図 3.7: トリガーカウンターの有効範囲（パイ粒子の場合）



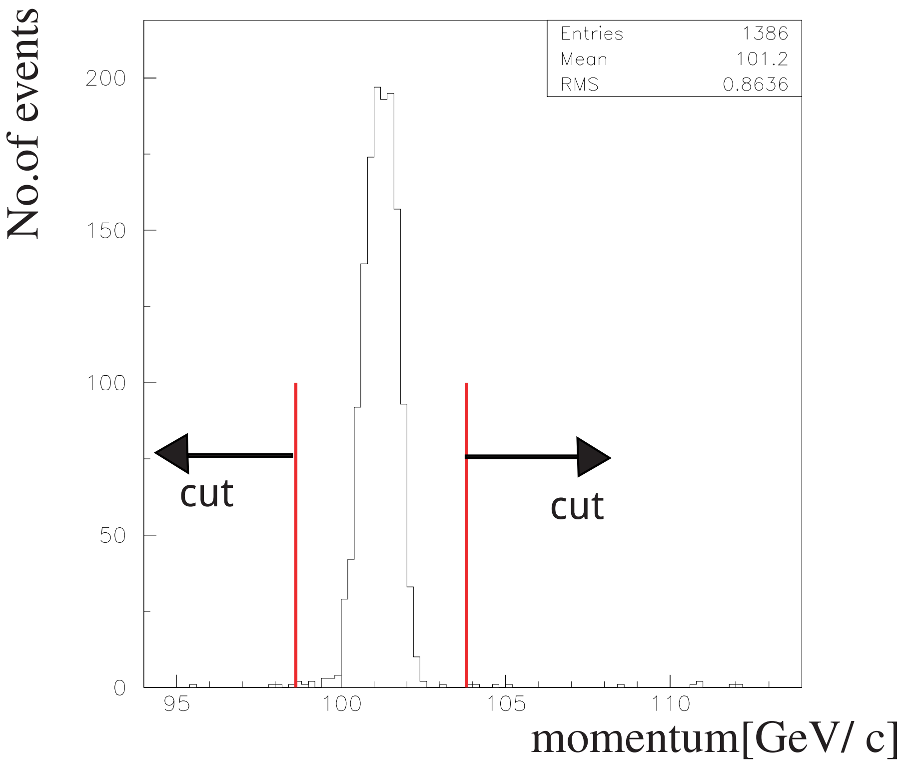


図 3.8: SWDC と運動量分布の有効範囲

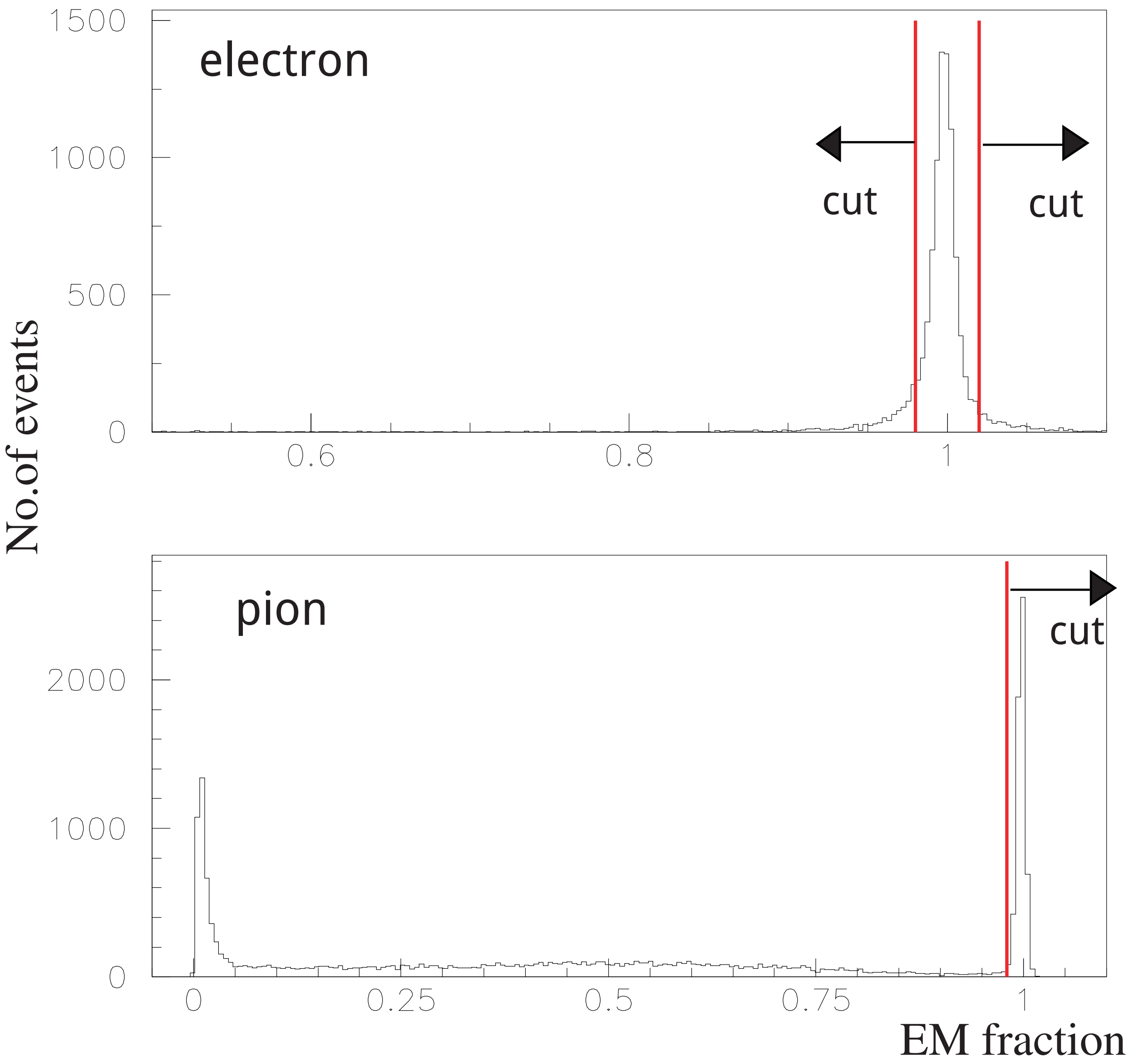


図 3.9: EM fraction の有効範囲

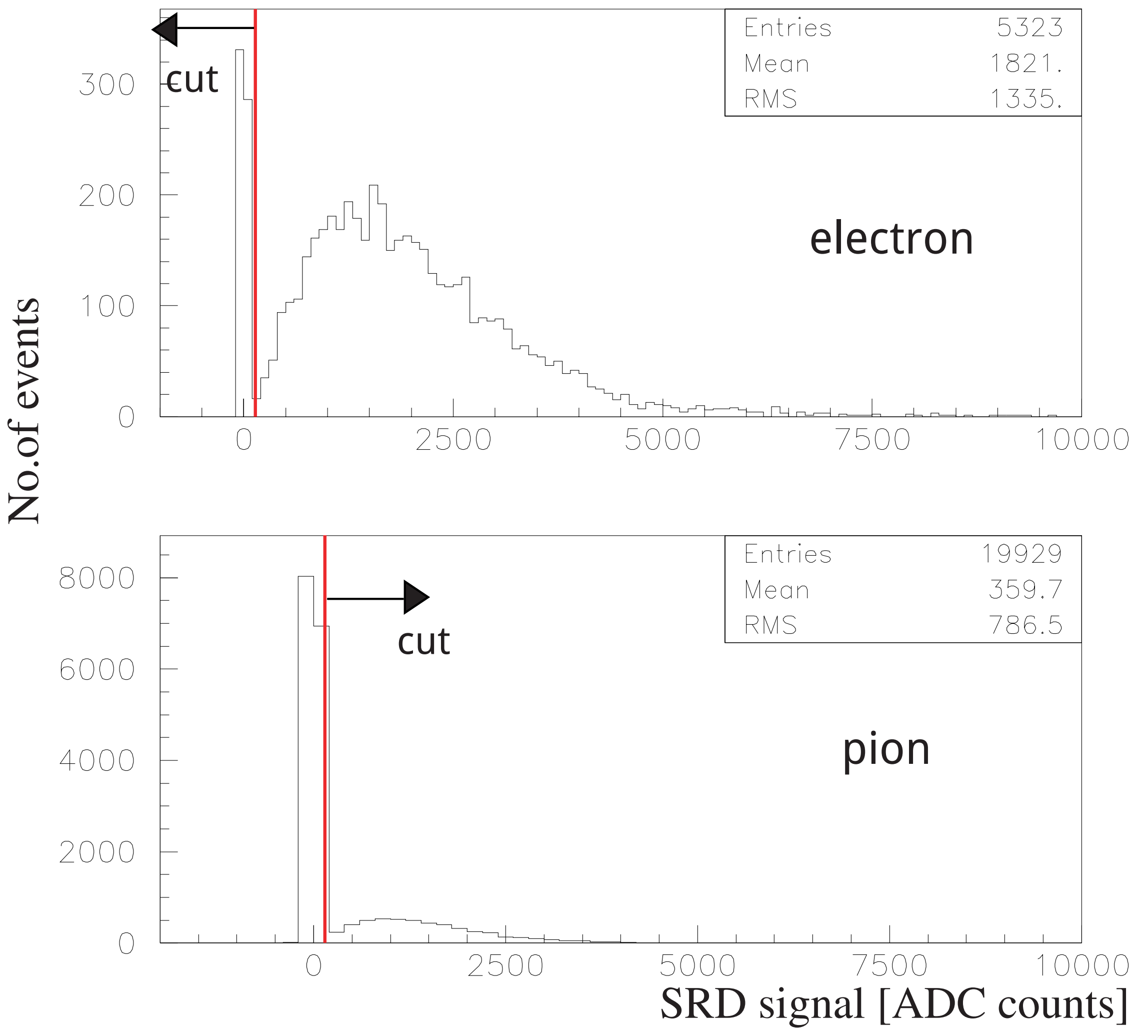


図 3.10: SRD の有効範囲

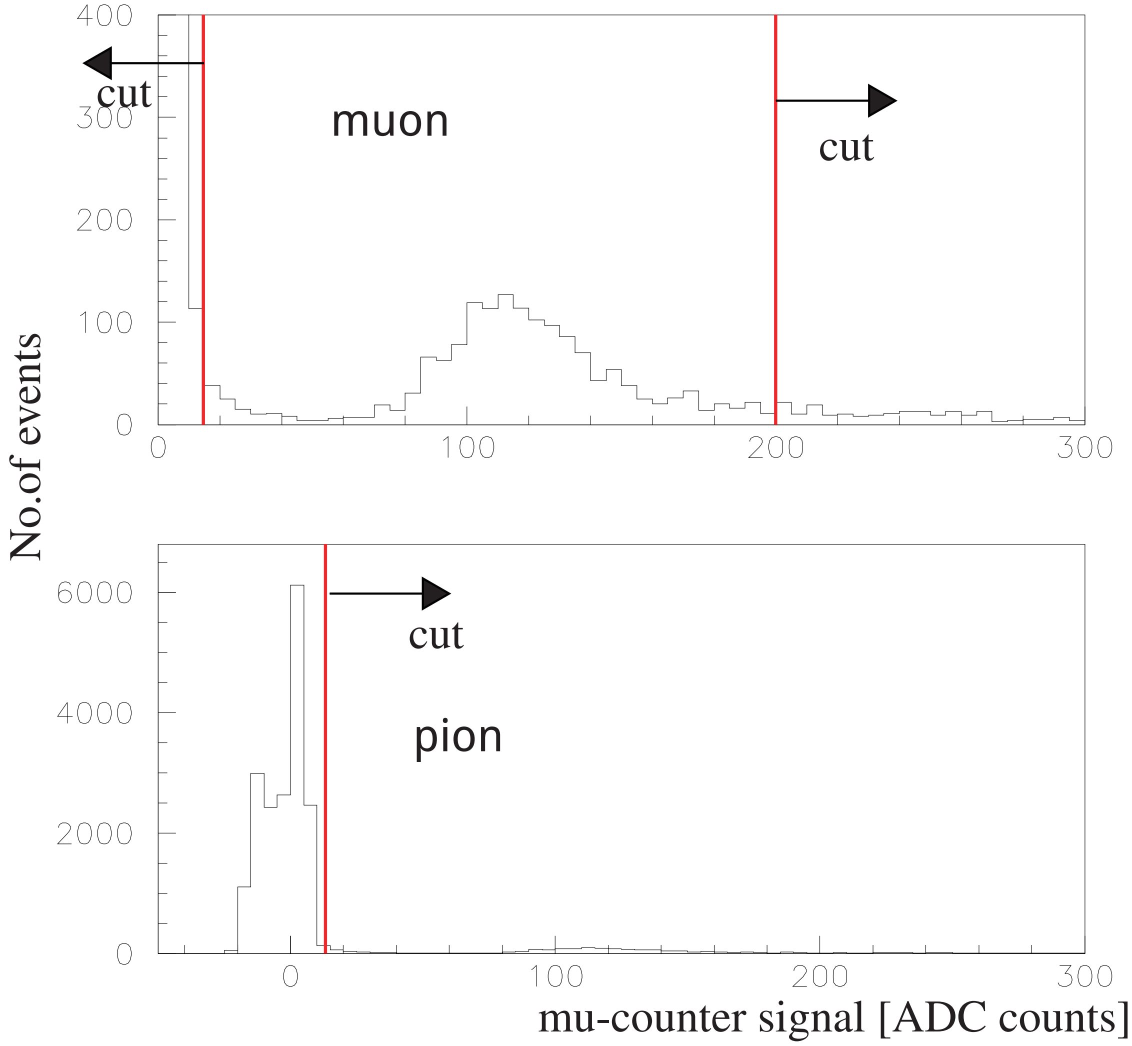


図 3.11: ミューオンカウンターの有効範囲

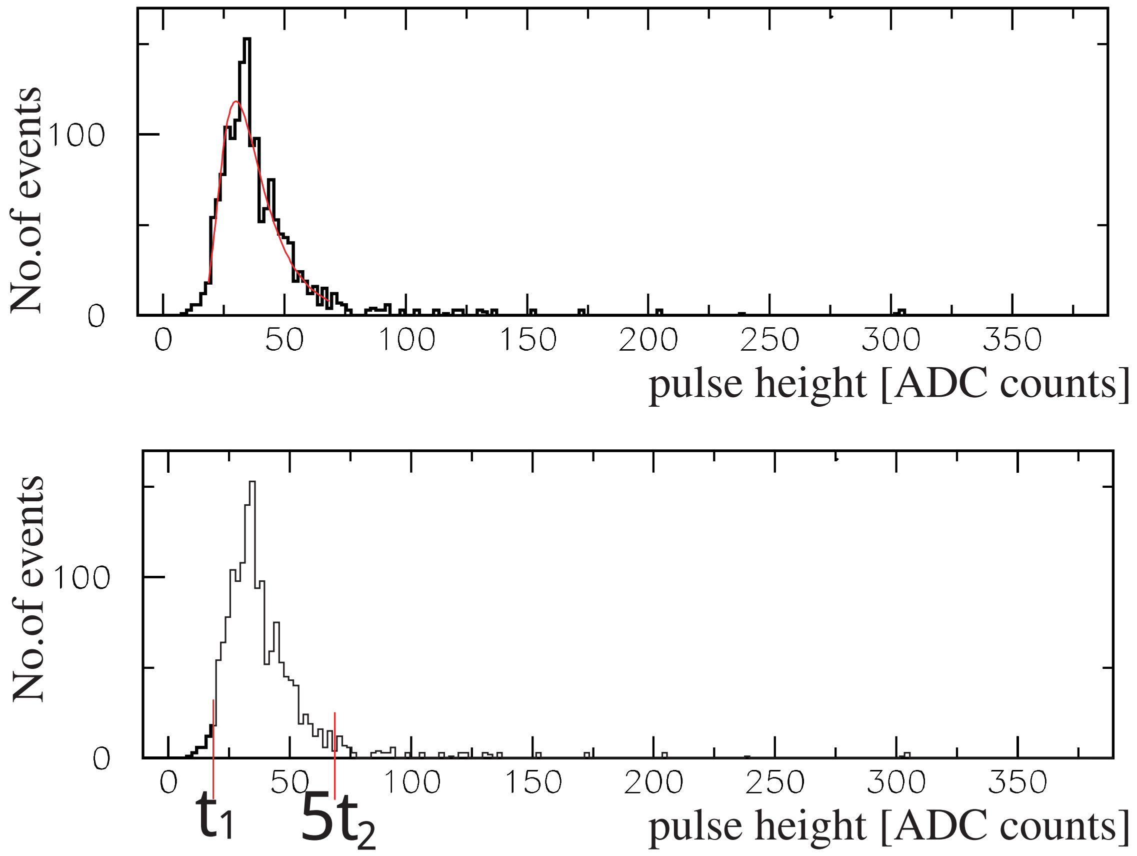


図 3.12: ミュー粒子の波高分布　上図で Landau 関数でフィットし、得られた 2 つの変曲点を用いて有効範囲を決定、その範囲内の算術平均を波高平均とした。

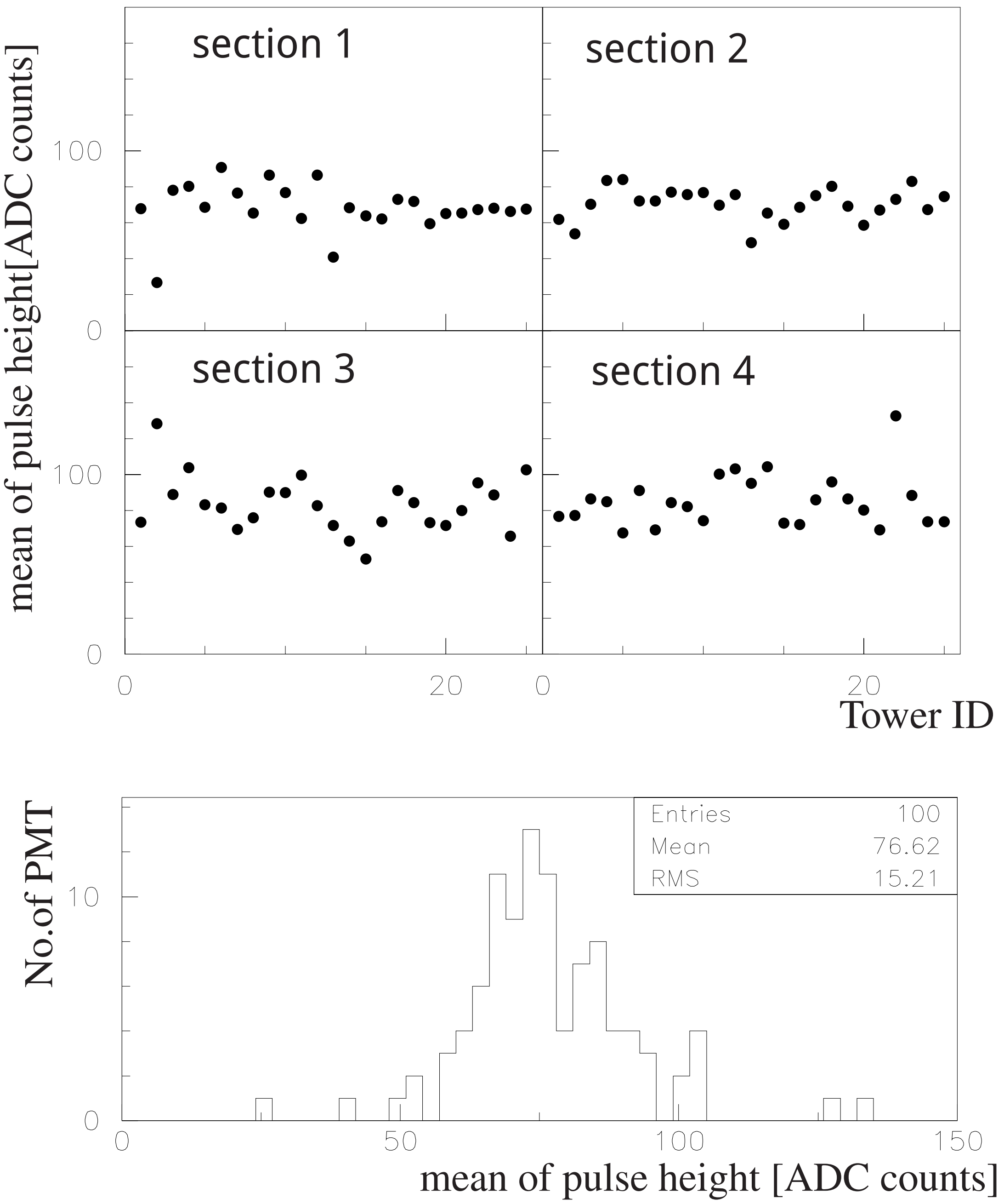


図 3.13: ミュー粒子に対する各タワーの波高平均

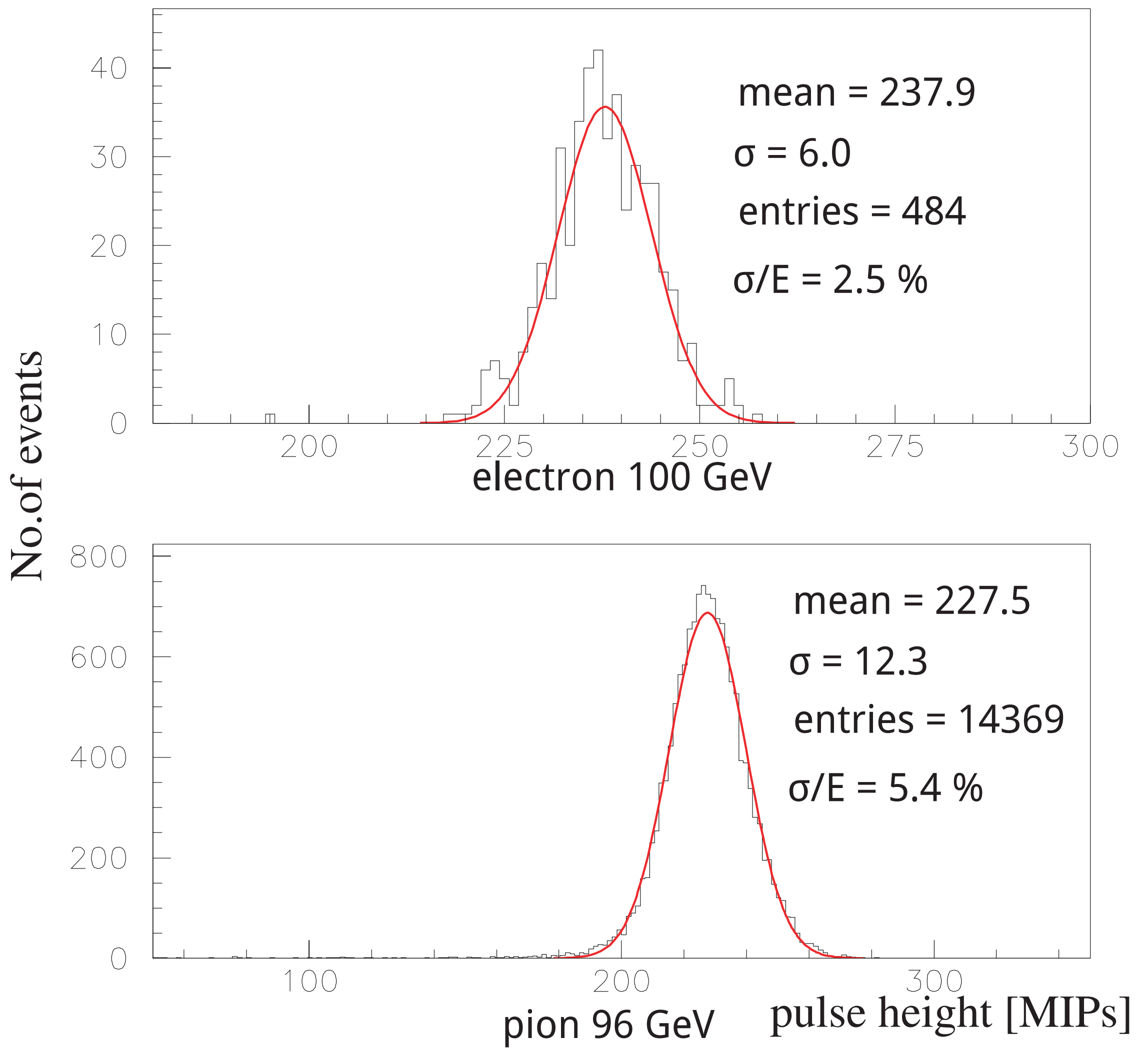


図 3.14: 典型的な波高分布

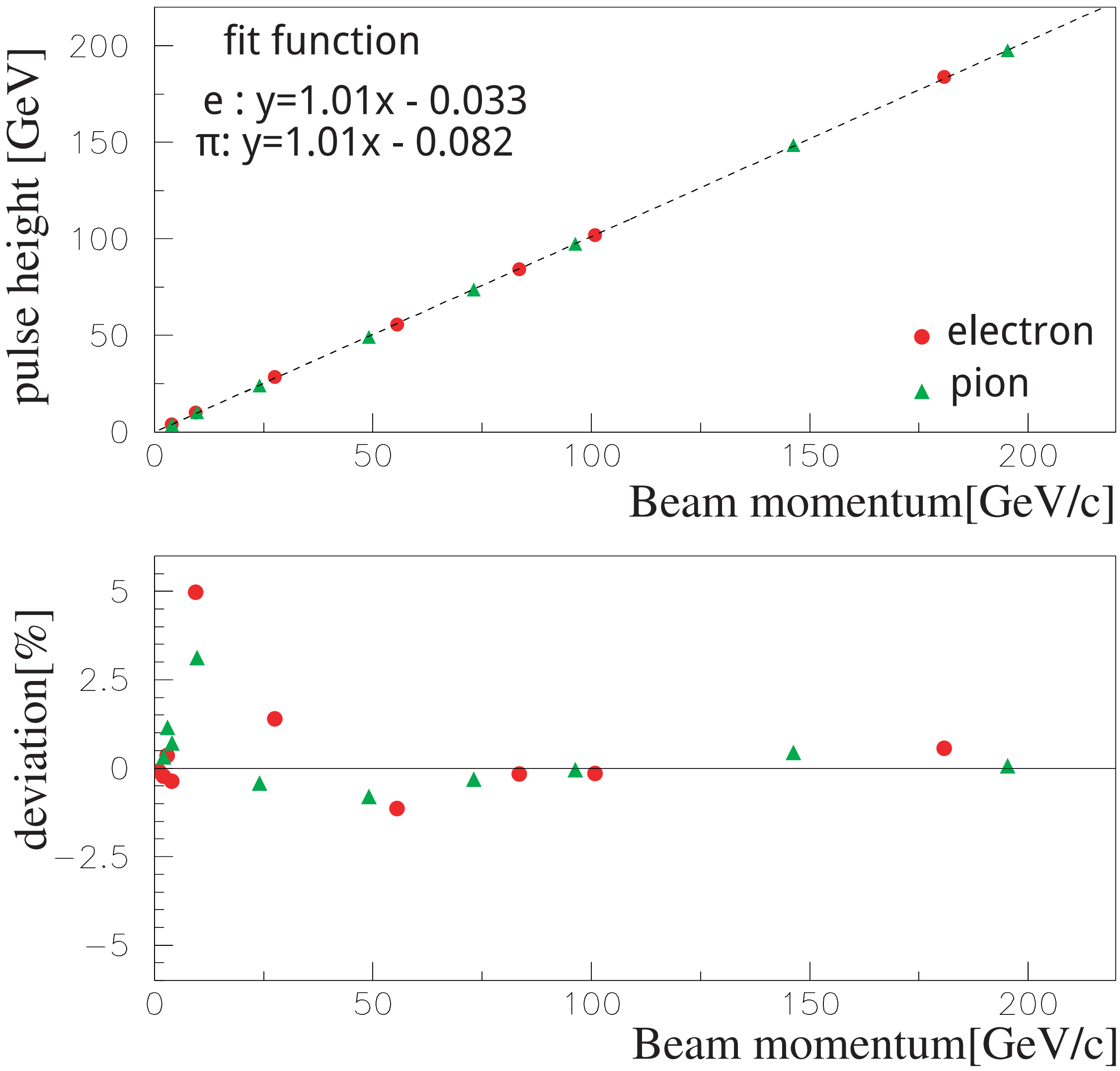


図 3.15: エネルギー線形性

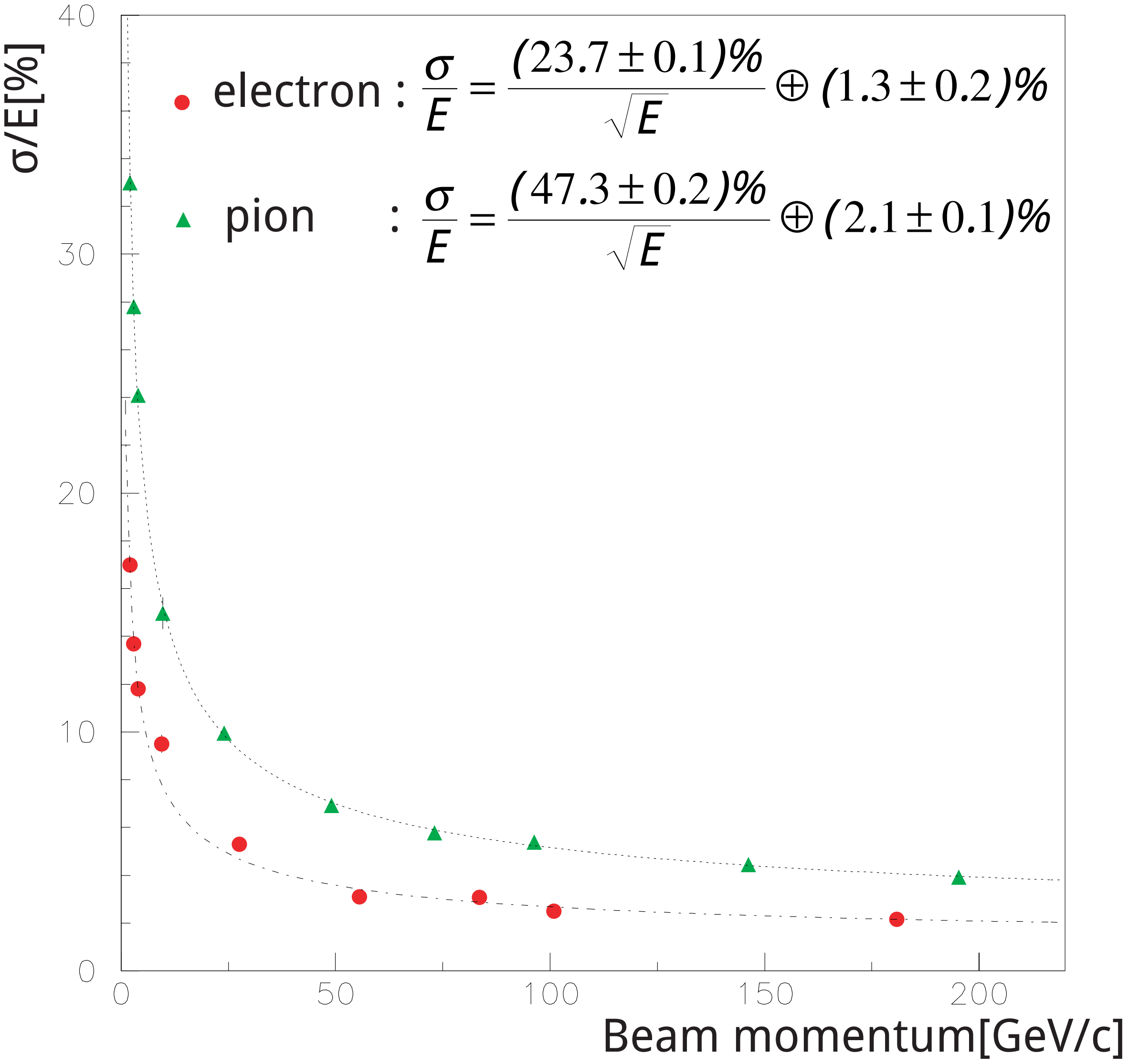


図 3.16: エネルギー分解能

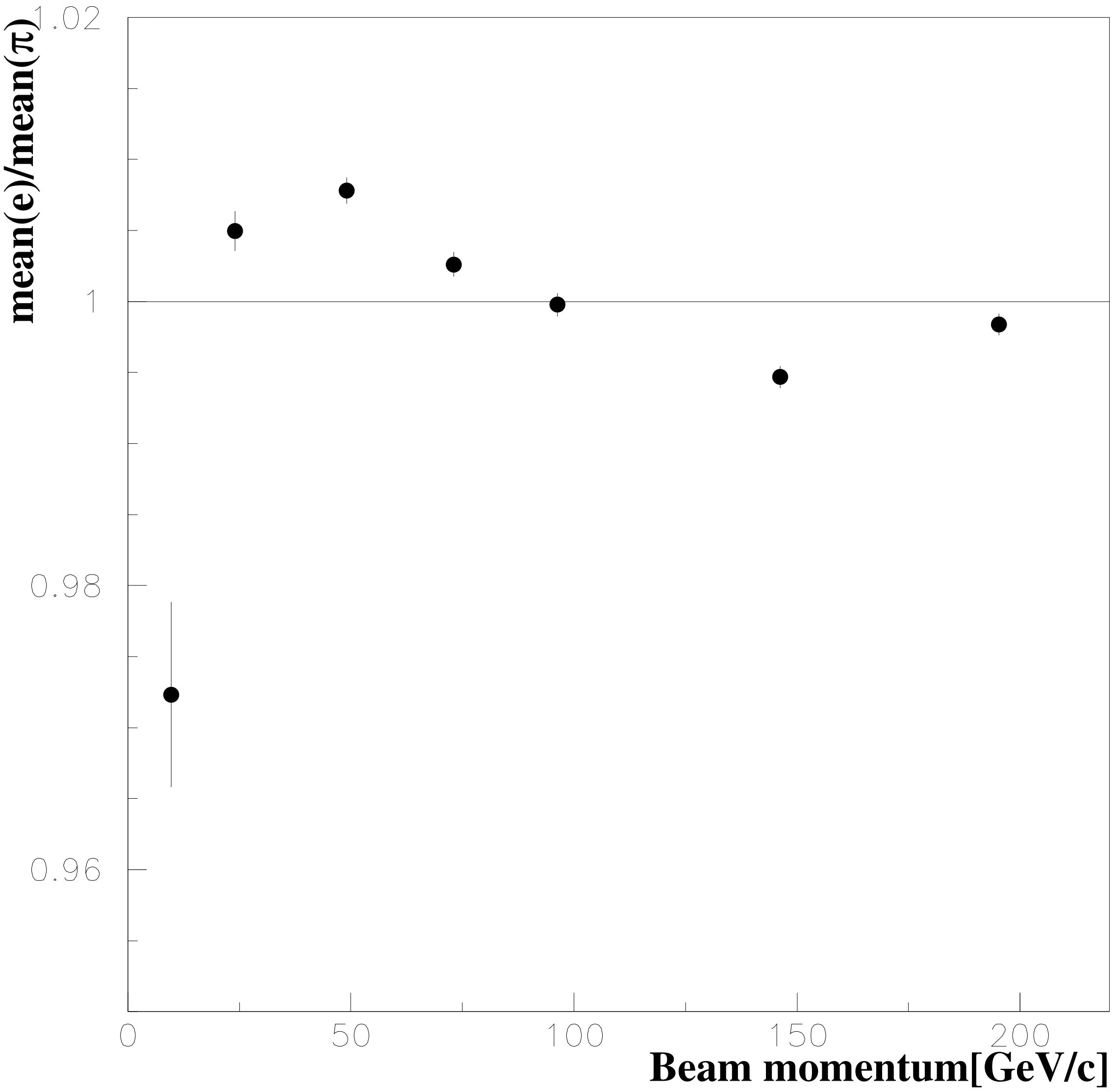


図 3.17: 補償比

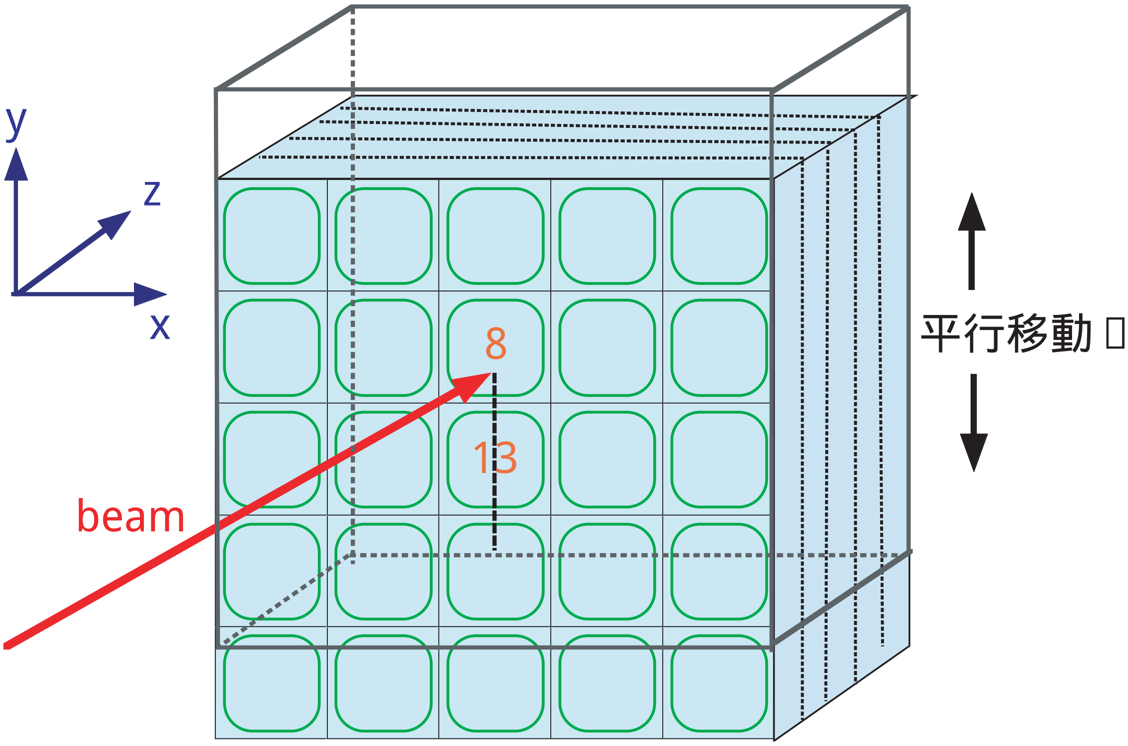


図 3.18: 位置スキャン　カロリメータを y 軸方向に平行移動させて測定を行なった。

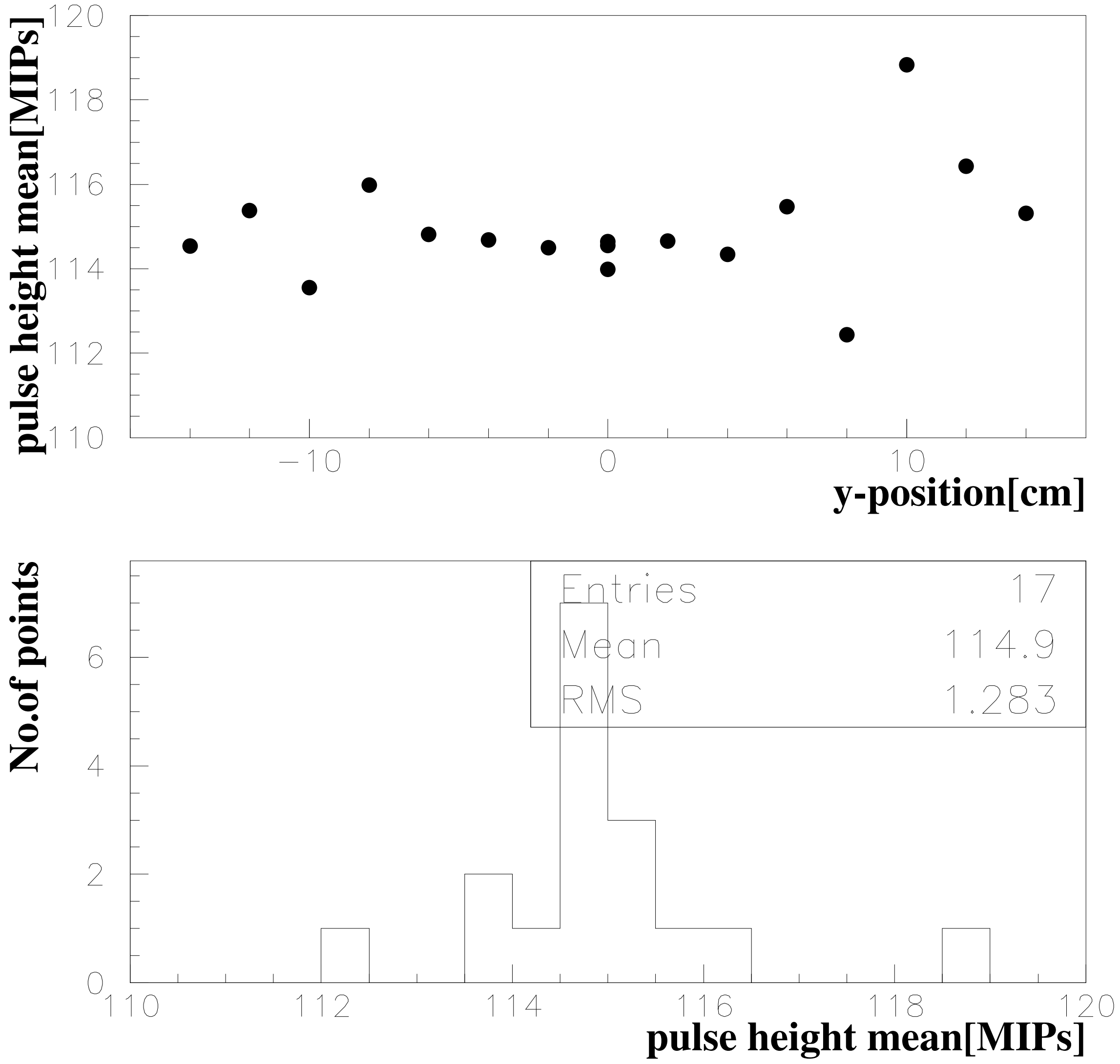


図 3.19: 位置スキャンの各点における波高平均

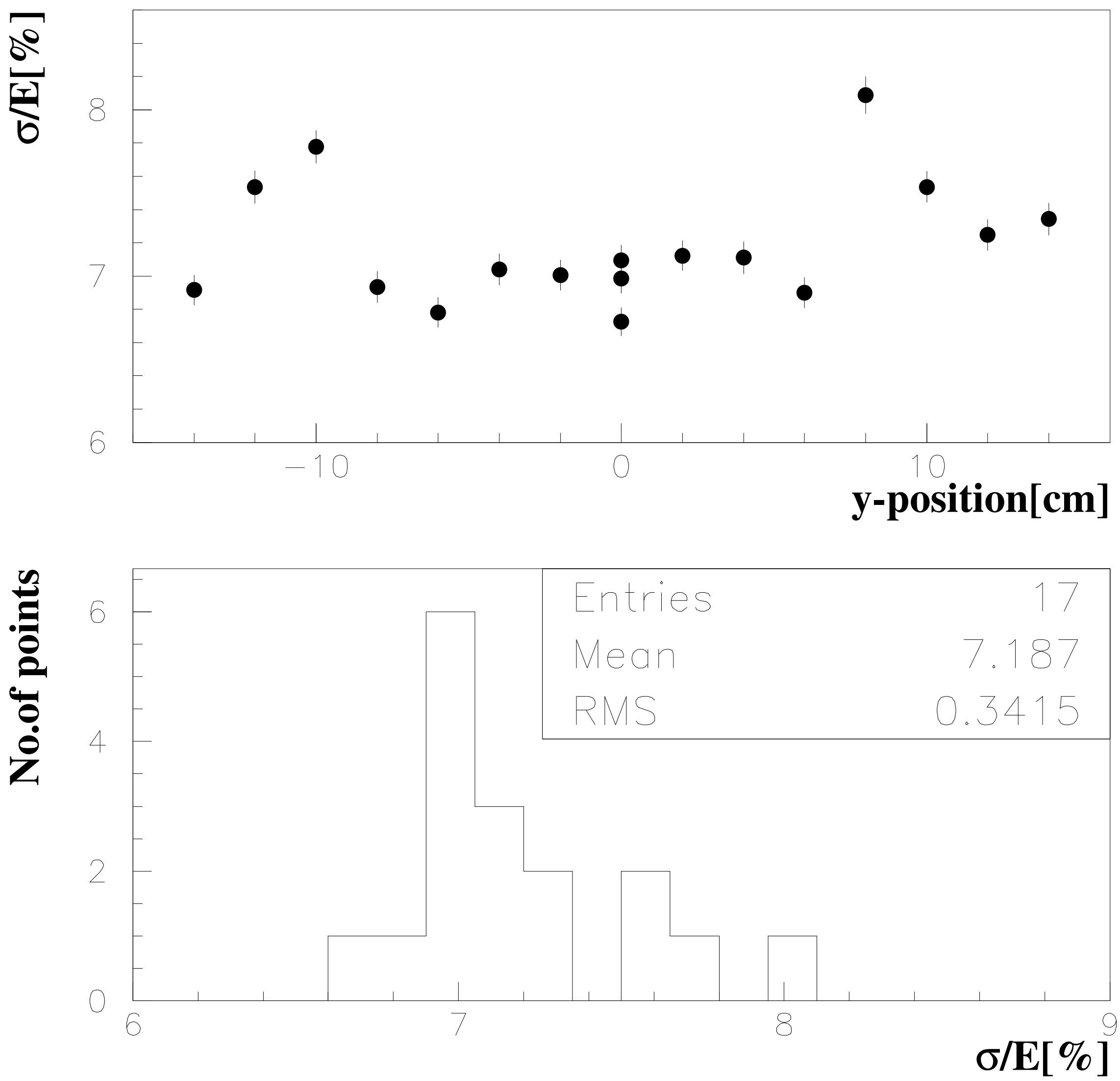


図 3.20: 位置スキャンの各点におけるエネルギー分解能

第 4 章

横方向のシャワーの拡がり

我々が製作したカロリメータ試作器はビーム軸に垂直な方向に 5×5 に分割されているので、横方向のシャワーの拡がりを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することができれば、ハドロンシャワーをより詳しく再現でき、測定器のシミュレーション等に役立つと考えられる。

T912 では、カロリメータのエネルギースキャンと位置スキャンを行なったので、このデータを用いてシャワーの発達とそのエネルギー依存性を調べた。

4.1 シャワー関数

横方向のシャワーの発達については既に幾つかのグループで研究がなされている。ヨーロッパ合同原子核研究機関（CERN）で行なわれた Spaghetti Calorimeter（SPACAL）の実験では、横方向のシャワーの拡がりについての精密な測定結果が報告されている [5] [6] 。それによると、 π^- が起こすシャワーの単位面積当たりのエネルギー損失は以下の関数で表される。

$$f(r) = \frac{B_1}{r}\exp(-\frac{r}{\lambda_1}) + \frac{B_2}{r}\exp(-\frac{r^2}{\lambda_2^2}) \tag{4.1}$$

但し、 r はシャワーの重心軸からの距離である。 (4.1) 式の第 1 項は、ハドロンシャワー成分を記述しており、 λ_1 はハドロンシャワー成分の減衰長である。また、第 2 項は電磁シャワー成分を記述しており、 λ_2 は電磁シャワー成分の減衰長である。 B_1、 B_2 はそれぞれの成分によるエネルギー損失の大きさを表す。今回は測定値を規格化して (4.1) 式を以下の様に変形した。

$$f'(r) = \frac{1}{\pi r}(\frac{\alpha}{2\lambda_1}\exp(-\frac{r}{\lambda_1}) + \frac{(1-\alpha)}{\sqrt{\pi}\lambda_2}\exp(-\frac{r^2}{\lambda_2^2}) \tag{4.2}$$

実験で得られた測定値は、 $20\ \mathrm{cm} \times 20\ \mathrm{cm}$ のタワー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、実験値と (4.2) 式とを比較するためには関数をタワーの形で積分する必要がある。

$$F(i) = \int f'(r)dS \quad (i = 1, 2, ..., 25) \tag{4.3}$$

ここで、 i はタワー番号である。積分により得られた値 $F(i)$ と実験値が良く合うようにパラメータ α、 λ_1、 λ_2 を動かして最適値を探した。具体的には以下のような値を定義し、それが最小値をとる時の各パラメータ値を最適値とした。

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{25} \frac{((\text{タワー}(i)\text{の応答}) - F(i))^2}{(\text{タワー}(i)\text{の応答の誤差})^2} \tag{4.4}$$

最適値を探す操作には、 CERN で開発されたプログラムパッケージ MINUIT を用いた。このプログラムは、パラメータをあるステップで動かして定義された値の最小値を探すのに用いられるプログラムである。

4.2 エネルギー依存性

まず、シャワーの拡がりのエネルギー依存性を調べるために、各ビーム運動量におけるカロリメータのデータを用いてシャワーの拡がりの様子を描いたものを図 4.3 ~ 4.5に示す。但し 9.8 GeV に関しては、データ量が少なく誤差が大きいためにパラメータを求めることができなかったので省く。図の縦軸は各タワーの応答を全タワーの和で規格化した値で、測定点毎に行なっている。横軸はビーム中心から各タワーの応答の重心までの距離である。測定値の誤差には、図 4.1に示すようにビーム中心から同じ距離にあるタワーの応答のばらつき (約 7%) を系統誤差としたものが含まれている。エネルギースキャンのデータを用いるときは、測定点を増やすためにカロリメータの 1 層目の中心を 1 cm×1 cm で 4 分割してそれぞれの範囲内に入射したビームに対する応答を用いた (図 4.2参照) 。各パラメータを決定するときは、各データセットについて (4.4) 式を計算し、その和が最小の値になるパラメータ値を最適値とした。

次に、位置スキャンのデータ (3.2.8 節参照、 49 GeVπ^-) を用いたときのシャワーの拡がりの様子を図 4.6に示す。また、 T411-2 で測定した 2 GeV での位置スキャンのデータを用いた時のシャワーの拡がりの様子を同図下に示す。

各ビーム運動量でのでのパラメータの値を表 4.1、図 4.7にまとめる。

α の平均値は 24 ~ 195 GeV で (0.40 ± 0.01) であった。 λ_1 の平均値は 49 ~ 195 GeV で (16.7 ± 0.3) cm であった。 λ_2 の 24 GeV ~ 195 GeV までの平均値は (8.30 ± 0.23) cm であった。

図を見ると、 λ_1 と λ_2 に関しては、 T912 の間では一致しているが、 T411-2 とは大きく異なっている。さらに、 λ_1 は 25 GeV までと 50 GeV 以上とで値に大きなずれが生じている。このことについては原因は分かっていない。それぞれの測定値の系統誤差が正しく評価されているかどうかということや、解析できていない 10 GeV のパラメータを求められるようにするなどの課題が原因を究明する一つの手がかりとなると考えられる。

得られたパラメータを用いて 4.2式をカロリメータの形で積分し、カロリメータからのシャワーの漏れがどの程度あるかを見積もった。シャワーの漏れがなければ積分値は 1 となるはずである。その結果、エネルギーによらずほぼ 2% 程度と求められた。この結果は、シャワー関数を用いない方法で漏れを求めた場合 ([7] 参照) とほぼ一致している。このことより、 4.2式はハドロンシャワーを表すのに適した関数形であると言える。

momentum [GeV/c]	α	λ_1 [cm]	λ_2 [cm]
24	0.47 ± 0.03	12.7 ± 0.3	8.75 ± 0.33
49	0.42 ± 0.01	17.0 ± 0.4	8.57 ± 0.25
49(y-scan)	0.44 ± 0.01	17.1 ± 0.3	8.14 ± 0.23
73	0.40 ± 0.01	16.7 ± 0.4	8.39 ± 0.24
96	0.39 ± 0.01	16.2 ± 0.3	8.09 ± 0.22
146	0.36 ± 0.01	16.1 ± 0.3	7.96 ± 0.20
195	0.33 ± 0.01	17.2 ± 0.4	8.18 ± 0.18
2(T411-2)	0.78 ± 0.01	13.4 ± 0.2	2.34 ± 0.22

表 4.1: シャワー関数のパラメータ

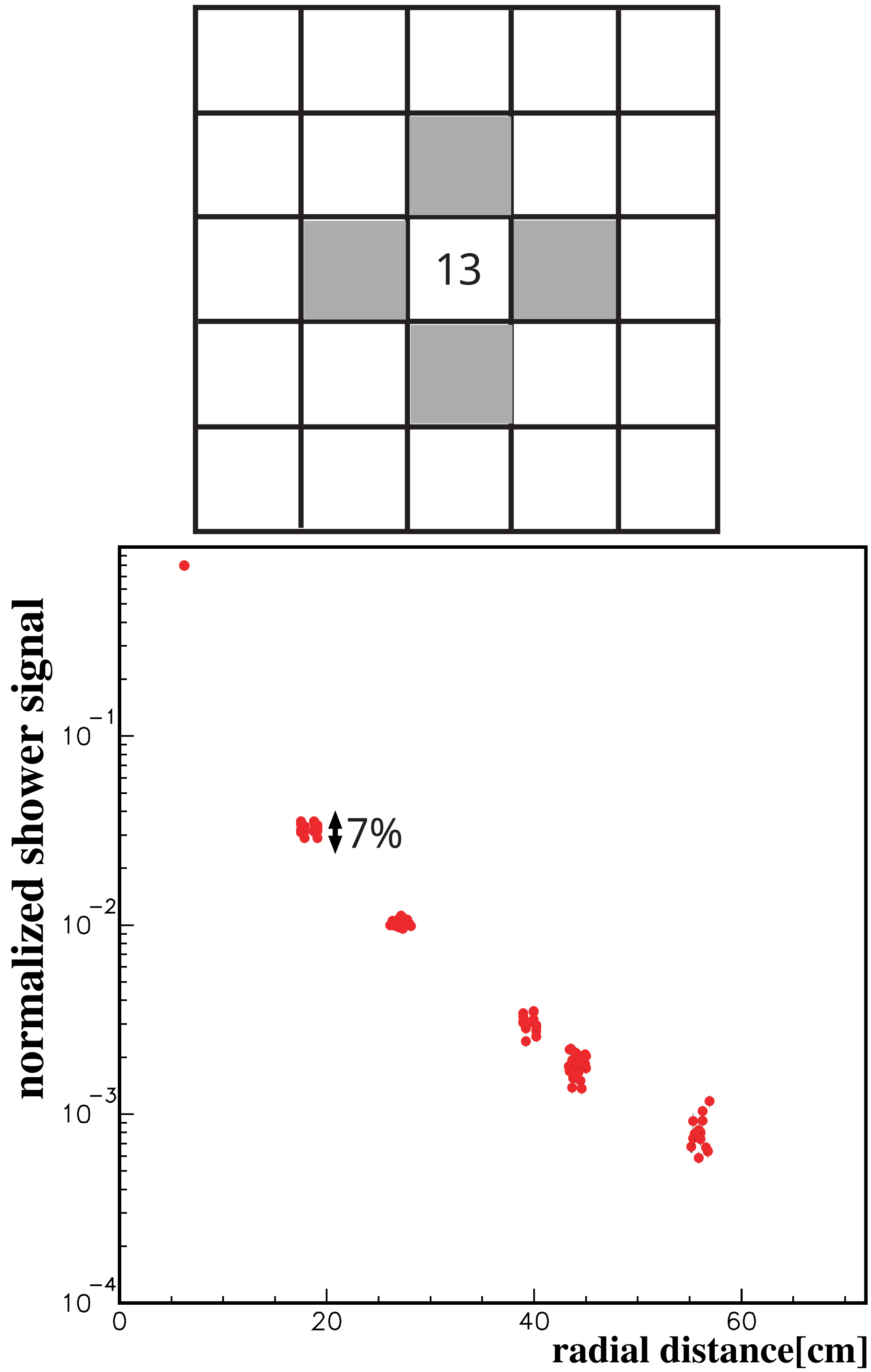


図 4.1: 系統誤差の評価　ビーム中心から同じ距離にあるタワー（例：図上のグレーの部分）の応答は、ビームが中心に入射されていれば同じ値を示すはずだが実際には数 % のばらつきがある。（図下）

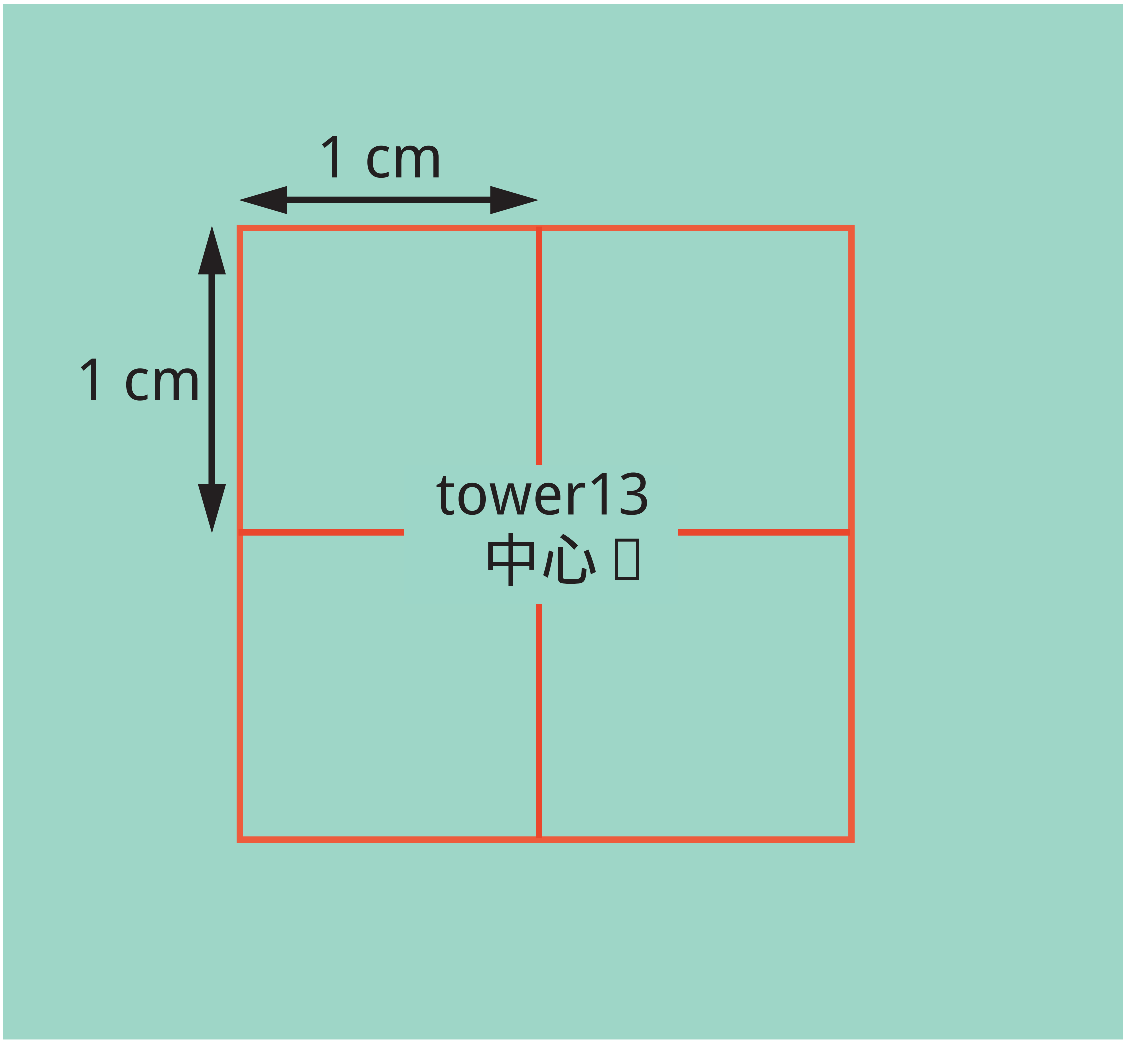


図 4.2: タワー 13 の中心の分割

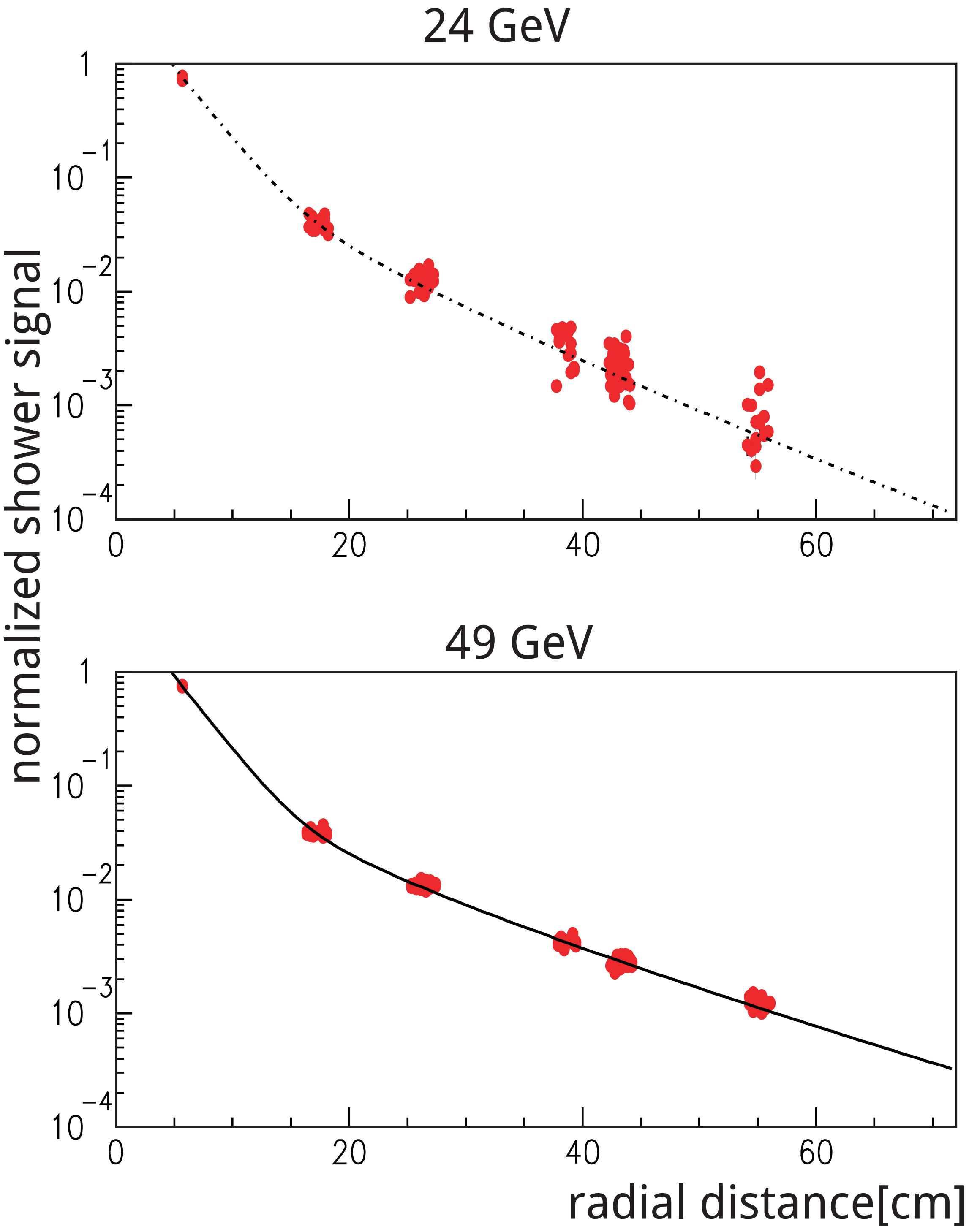


図 4.3: 24 GeV,49 GeV パイ粒子シャワーカーブ

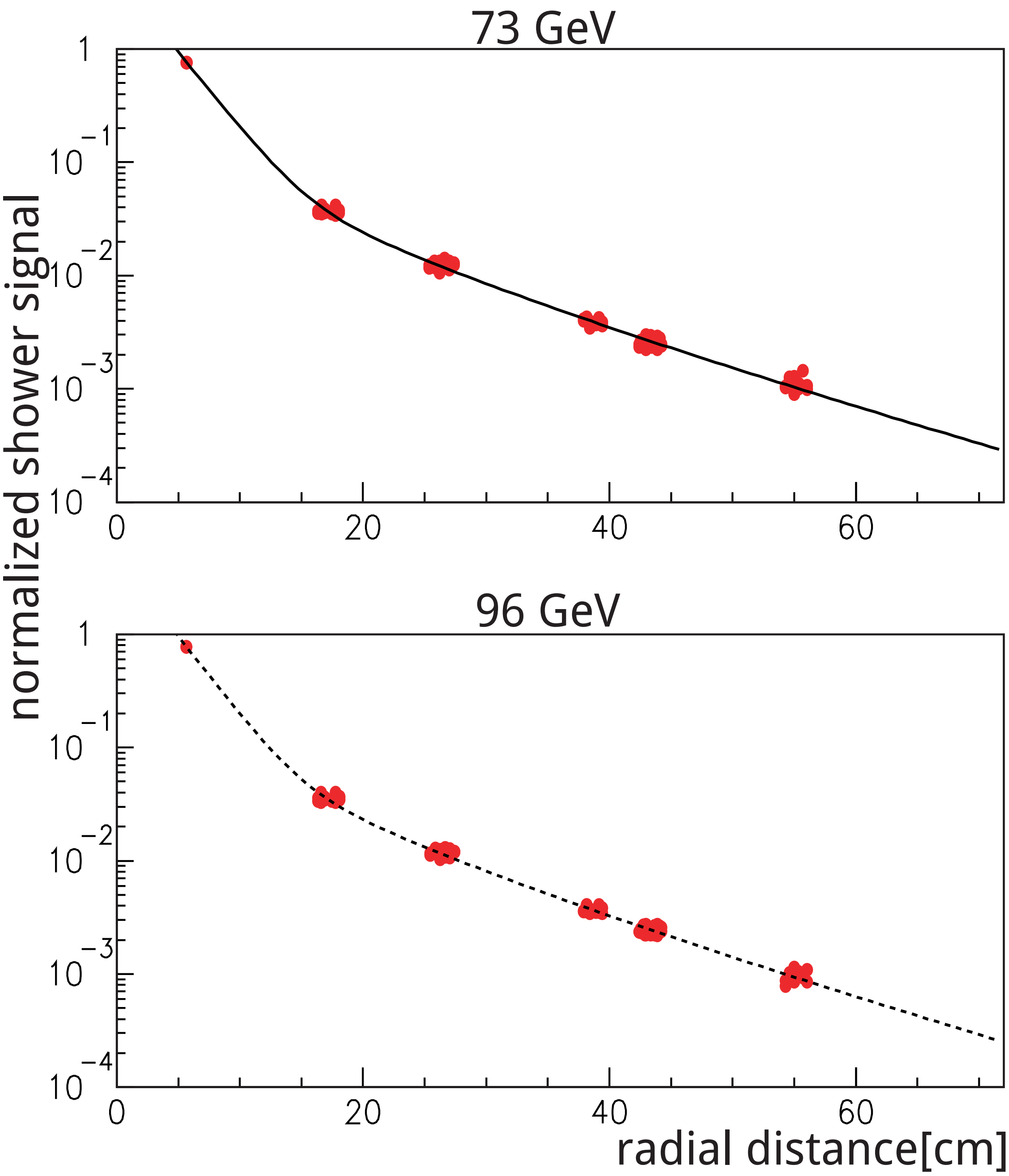


図 4.4: 73 GeV,96 GeV パイ粒子シャワーカーブ

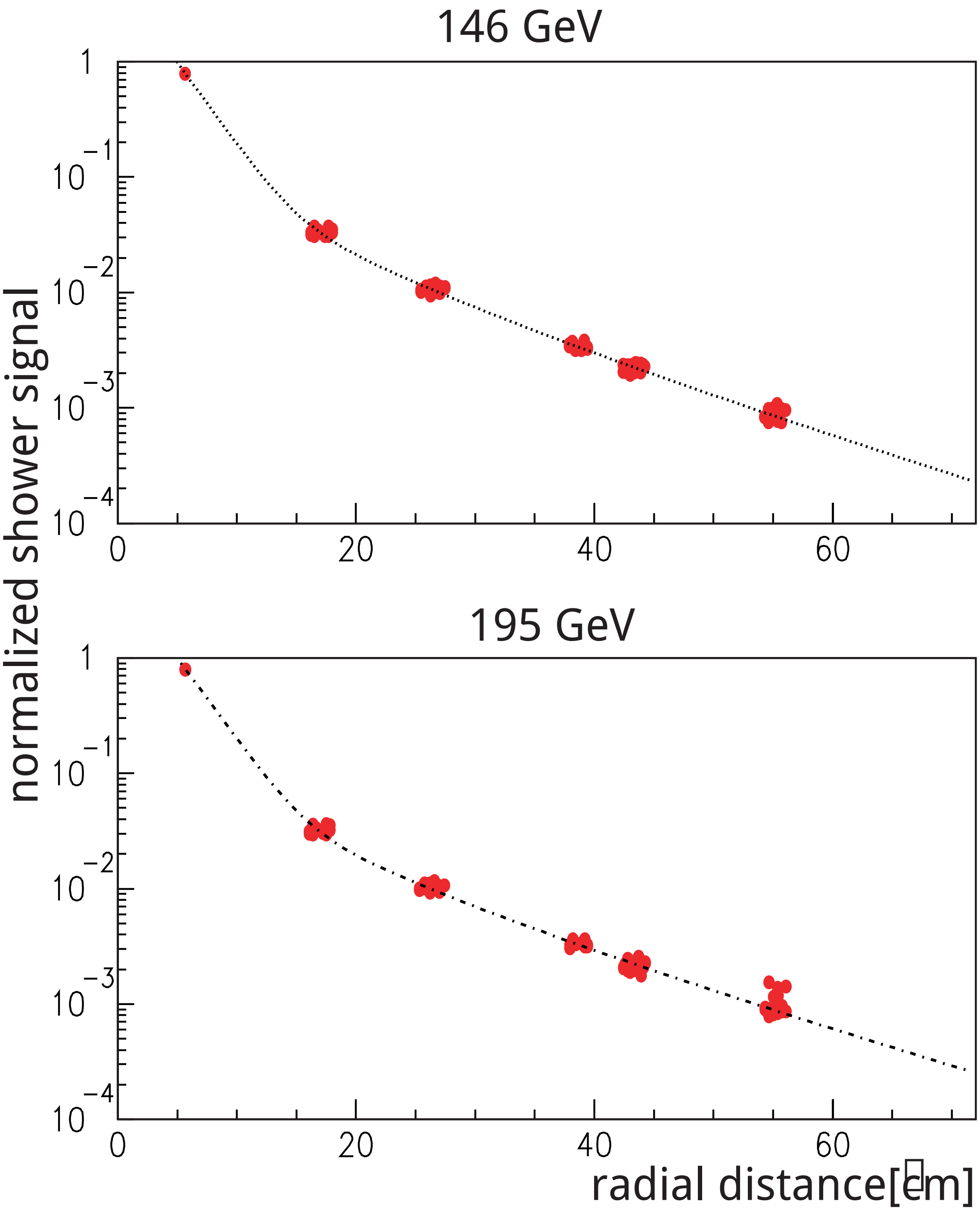


図 4.5: 146 GeV,195 GeV パイ粒子シャワーカーブ

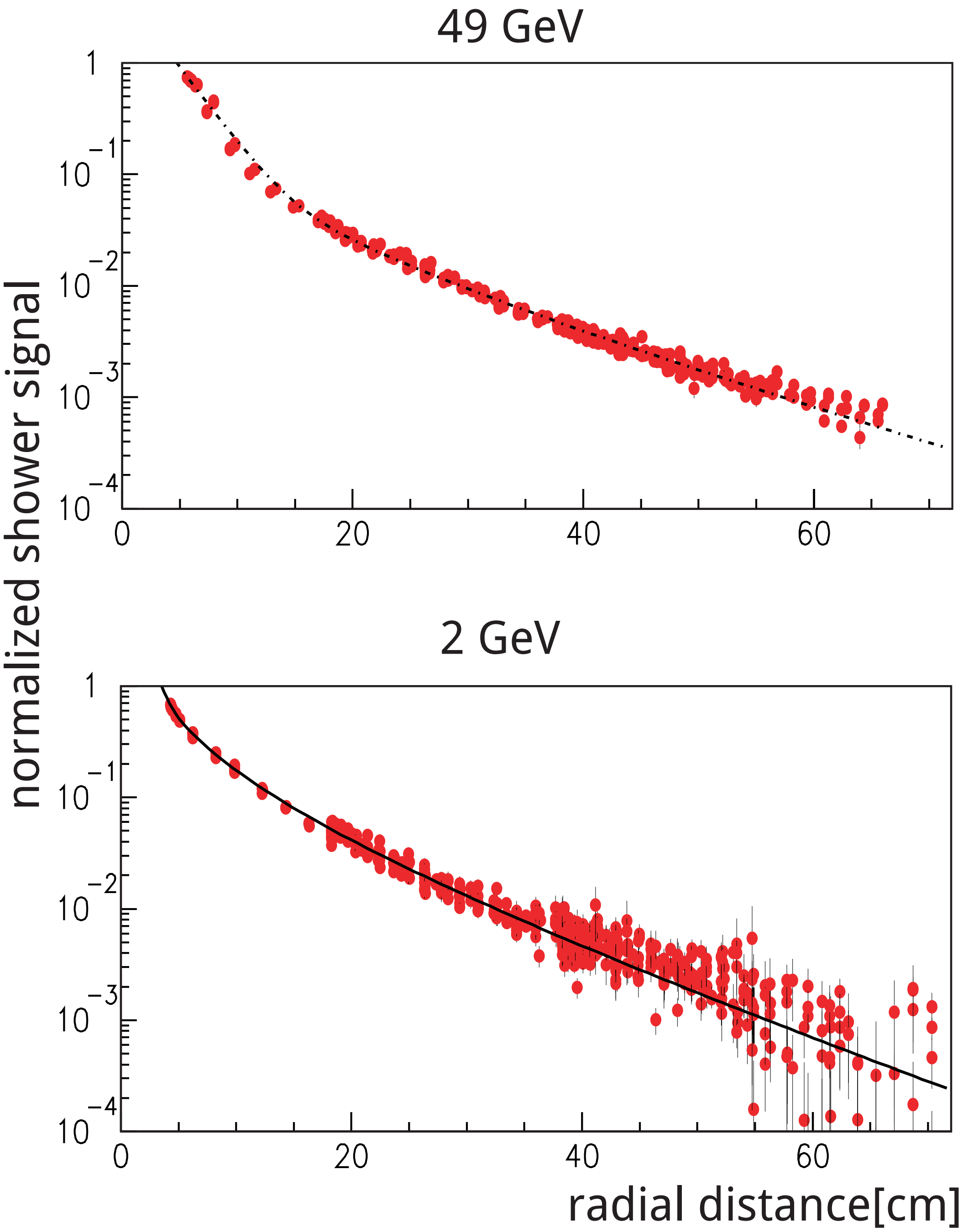


図 4.6: 位置スキャンのデータを用いたときのパイ粒子シャワーカーブ

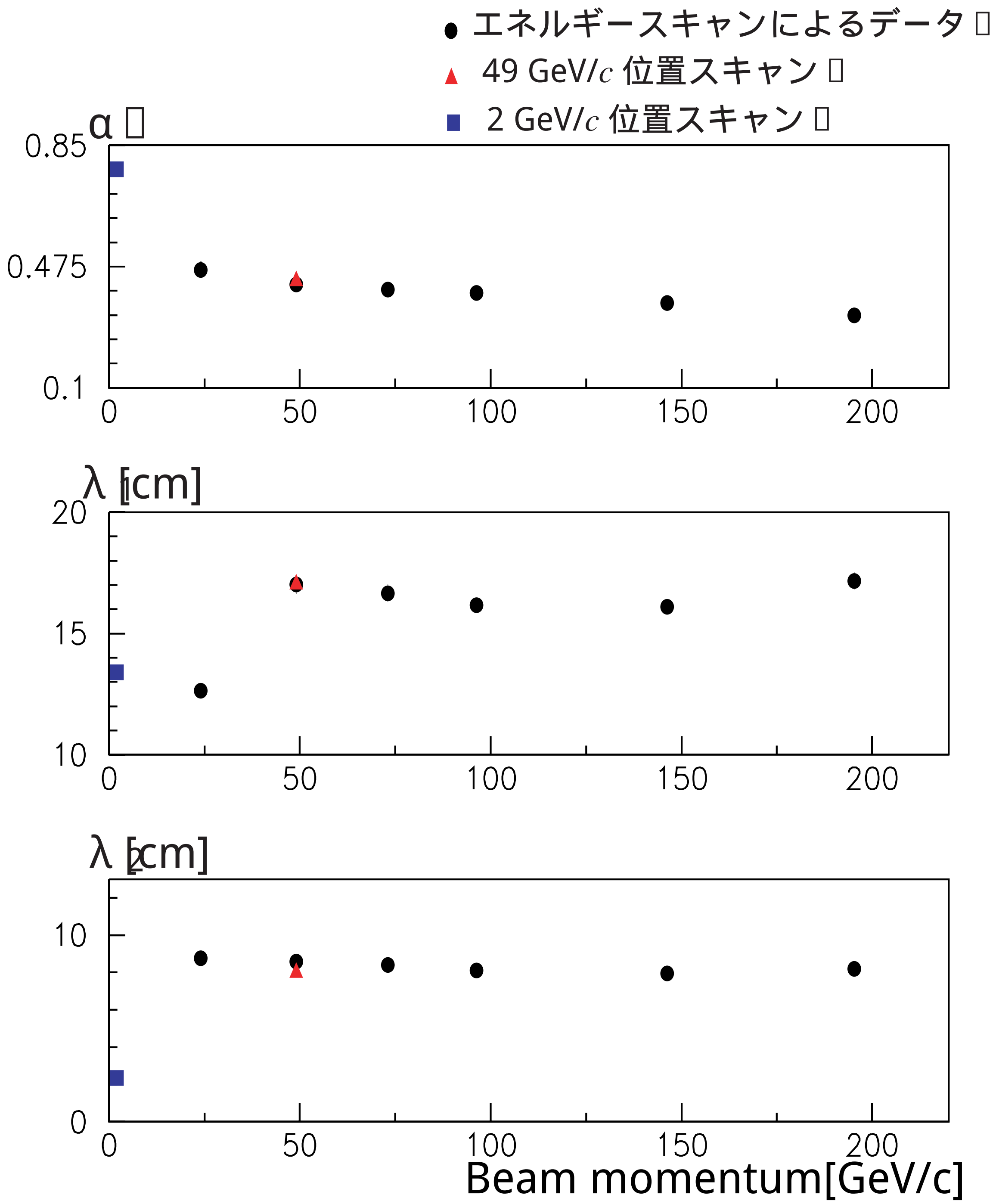


図 4.7: パラメータのエネルギー依存性　図中の三角は位置スキャンのデータを用いたときのパラメータで、四角は T411-2 で求められたパラメータ (2 GeV の時) である

第 5 章

結論

次世代の線形加速器 JLC に用いられるカロリメータのテストモジュールとして我々は 20 cm×20 cm のタワー構造を持つ補償型カロリメータを製作し、ビームテストによる性能評価を行ない、以下のような結果を得た。

カロリメータのエネルギー線形性（最適直線と直線からのずれ）

$$e^- : y = (1.012 \pm 0.001)x - (0.03 \pm 0.00)$$

ずれの最大値 = 4.9 %（9.4 GeV/c の時）

$$\pi^- : y = (1.013 \pm 0.000)x - (0.08 \pm 0.00)$$

ずれの最大値 = 3.1 %（9.8 GeV/c の時）

エネルギー分解能

$$e^- \ : \ \frac{\sigma}{E} = \frac{(23.7 \pm 0.1)\%}{\sqrt{E}} \oplus (1.3 \pm 0.2)\%$$

$$\pi^- \ : \ \frac{\sigma}{E} = \frac{(47.3 \pm 0.2)\%}{\sqrt{E}} \oplus (2.2 \pm 0.1)\%$$

補償比は 2 ~ 195 GeV の平均値で 1.01±0.06 であった。これらの性能は、JLC カロリメータの目標値に十分近い。

また、π^- の横方向のシャワーを記述する式として

$$f'(r) = \frac{1}{\pi r}\left(\frac{\alpha}{2\lambda_1}\exp(-\frac{r}{\lambda_1}) + \frac{(1-\alpha)}{\sqrt{\pi}\lambda_2}\exp(-\frac{r^2}{\lambda_2^2}\right)$$

を用いたとき、各パラメータについては、

$$\alpha = (0.40 \pm 0.01) \quad (24 \sim 195 \text{ GeVでの平均})$$

$$\lambda_1 = (16.7 \pm 0.3)\ \mathrm{cm}\quad (49 \sim 195\ \mathrm{GeV}\text{での平均})$$
$$\lambda_2 = (8.30 \pm 0.23)\ \mathrm{cm}\quad (24 \sim 195\ \mathrm{GeV}\text{での平均})$$

であった。

謝辞

本研究を進めるにあたり、多くのご指導を頂きました滝川紘治教授、金信弘教授、受川史彦助教授に心からお礼を申し上げます。また、実験時、解析時のご指導や質問、疑問に快く答えてくださった原和彦先生、大石竜太郎先生、浅川高史先生に心から感謝いたします。

コンピュータや理論に関する質問、疑問に嫌な顔一つせず快くご助言下さった横山さん、中田方斎さん、田中さん、その他素粒子実験研究室の皆様にお礼を申し上げます。皆様の叱咤激励は落ち込んでいるときも大きな励みとなりました。

共に研究させて頂いた JLC グループの藤井芳昭先生、神前純一先生、武田廣先生、野崎光昭先生、川越清以先生、梶野文義先生、竹下徹先生、掃部輝機先生、鈴木さん、金谷さん、戸枝さん、石崎さん、宮島さん、山田さん、杉本さん、大田君、竹内君、古川君、魚住君、石澤君、中田君にとても感謝しています。皆様と共に実験を進められたことをうれしく思います。

最後に、私を陰ながら支えてくれた友人達、家族に感謝いたします。

皆様、どうもありがとうございました。

参考文献

[1] 梶川良一 平成 5 年度科学研究費補助金 (総合研究 A) 研究成果報告書
リニアコライダーの物理 (1994)

[2] 小林富雄 平成 8 年度科学研究費補助金 (基盤研究 A) 研究成果報告書
電子陽電子リニアコライダー実験における測定器の開発研究 (1997)

[3] T.Suzuki,et.al.,Nucl.Instrum.Meth.**A432** (1999) 48-65

[4] 石崎智子 筑波大学大学院理工学研究科修士論文
JLC ハドロンカロリメータ試作器の性能評価 (1999)

[5] D.Acosta,et.al.,Nucl.Instrum.Meth.**A308** (1991) 481-508

[6] D.Acosta,et.al.,Nucl.Instrum.Meth.**A316** (1992) 184-201

[7] 古川啓太郎 信州大学大学院工学系研究科修士論文
タイルファイバー型ハドロンカロリメータの高エネルギー領域での研究 (2000)