筑波大学大学院博士課程

数理物質科学研究科修士論文

JLC実験における
ジェットエネルギー測定アルゴリズムの研究

石澤 善雄
(物理学専攻)

2002年2月

筑波大学大学院博士課程

数理物質科学研究科修士論文

JLC 実験における
ジェットエネルギー測定アルゴリズムの研究

石澤 善雄
(物理学専攻)

主任指導教官　物理学系　受川 史彦 印

概 要

トップクォークの精密測定，ヒッグス粒子の探索及び標準模型を越えた物理の探索を目的とした電子・陽電子衝突型線形加速器実験である Japan Linear Collider (JLC) 計画が進められている．第 1 期計画では重心系エネルギーは $250 \sim 500$ GeV，ビーム輝度は $1.5 \times 10^{34}\ \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ を目指し，粒子衝突点には JLC 検出器が置かれる．この JLC 検出器に設置される検出器の 1 つに粒子のエネルギー測定を行う検出器であるカロリメータがあり，JLC 検出器フルシミュレータ “JLCSIM” を用いた JLC サンプリング型カロリメータの性能評価及びそれを用いたジェットのエネルギー測定の研究を行った．JLC カロリメータは $W^{\pm}$ ボソンと Z^0 ボソンをジェットから再構成された質量分布を使って 3σ で分離することを目標としている．

運動量 $1 \sim 250$ GeV/c の電子，π^- 中間子に対するバレル部及びエンドキャップ部でのカロリメータのエネルギー分解能及びカロリメータ応答の線形性に関して以下の結果が得られた．

カロリメータ	粒子	エネルギー分解能	応答の線形性からのずれ
バレル	e^-	$(16.3 \pm 0.07)\ \%/\sqrt{E} \oplus (0.53 \pm 0.02)\ \%$	0.06 %以内
	π^-	$(45.3 \pm 0.52)\ \%/\sqrt{E} \oplus (5.95 \pm 0.07)\ \%$	0.7 %以内
エンドキャップ	e^-	$(16.6 \pm 0.07)\ \%/\sqrt{E} \oplus (0.55 \pm 0.02)\ \%$	0.04 %以内
	π^-	$(44.3 \pm 0.48)\ \%/\sqrt{E} \oplus (6.06 \pm 0.06)\ \%$	0.6 %以内

ここで，E は GeV 単位で測定した入射粒子のエネルギーを表している．また，ハドロンシャワーに対する電磁シャワーの応答の比 (e/π 比) もほぼ 1 になった．これらの結果は我々が要求するカロリメータの性能に近いものになっている．カロリメータ応答及びエネルギー分解能の粒子入射位置依存性を調べた結果，バレル/エンドキャップカロリメータ境界とバレルカロリメータ内のタワー境界でカロリメータ応答が 4 %程度下がり，エネルギー分解能も 1 % 程度悪くなることがわかった．カロリメータから漏れるハドロンのエネルギーは，入射運動量 250 GeV/c の π^- 中間子に対して 3 %程度であり，カロリメータはハドロンのエネルギーをほとんど漏らさずに測定することができる．

また，JLCSIM を用いて $e^+e^- \to W^+W^- \to q\bar{q}l\nu$ 過程 (重心系エネルギー $\sqrt{s} = 180$ GeV) から発生したジェットを飛跡検出器とカロリメータを用いて再構成し，$W^{\pm}$ ボソンの質量及び質量分解能を求めた．質量分布をガウス関数でフィットした結果，質量の中心値は 80.4 ± 0.13 GeV/c^2 となり質量分解能は 9.14 ± 0.17 %となった．質量分解能に関しては $W^{\pm}$ ボソンと Z^0 ボソンを分離できるような値を得ることはできなかった．この原因はジェット中の中性粒子のエネルギーを正しく再構成できていないことが原因であり，これを正しく再構成することが今後の課題である．

目 次

図目次

表 目 次

第1章　JLC計画

1.1　Japan Linear Collider (JLC) 計画

高エネルギー物理学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を目的としている．この目的に向かって素粒子物理学は過去 2 世紀の間に目覚ましい発展を遂げた．1869 年, メンデレーエフによって化学的手法で元素の周期律が発見され, 物質の構成要素が元素であることがわかった．この周期律は後に発見される未知の元素の存在を予言していた．1897 年に J.J. トムソンによって電子が発見され, 1911 年にはラザフォードによって原子核, 1932 年には J. チャドウィックによって中性子がそれぞれ発見された．1930 $\sim$ 1950 年代には宇宙線実験によって多くのハドロンやメソンが発見された．M. ゲルマンと G. ツバイクはこれらの新粒子が 3 つのクォーク (アップ，ダウン，ストレンジ) の組み合わせから構成されているという仮説を提案した．この仮説は未知粒子の存在を予言し, Ω^- 粒子の発見によりこの仮説の正しさが実証された．3 つのクォークのうちアップクォークとダウンクォークは 2 重項を構成するが, ストレンジクォークはこのままでは 2 重項を構成できない．これはチャームクォークの存在を予言し, 1974 年に加速器実験によって J/ψ 粒子が発見されその存在が確定した．電子や μ 粒子も 2 重項として考えられ, それらの粒子はそれぞれのニュートリノ (ν_e, ν_μ) と 2 重項を形成する．1975 年の τ 粒子の発見により第 3 世代の粒子の存在がわかり，1977 年には Υ 中間子の発見によりボトムクォークの存在が確認さた．そして 1995 年には最後のクォークであるトップクォークの存在が確認された．

現在の素粒子物理学は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．しかし, この標準模型のもっとも重要なメカニズムの一つである自発的対称性の破れを担うヒッグス粒子は未だに発見されていない．また, 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, それより大きなエネルギースケールでも成立する究極の素粒子理論ではあり得ない．それらを探索及び実証し, 研究するための方法として加速器実験は有効な手段である．このため現在世界中で様々な加速器が稼働し, そして計画されている．

陽子衝突型円形加速器は, 陽子の質量 ($m_p = 938$ MeV) が電子の質量 ($m_e = 0.511$ MeV) と比較すると非常に重いため, 制動輻射によるエネルギー損失が少なく電子より高いエネルギーまで加速することができる．現在, ヨーロッパにある欧州合同素粒子原子核研究機構 (CERN) では The Large Hadron Collider (LHC) と呼ばれる重心系エネルギー 14 TeV, ビーム輝度 1.0×10^{34} cm^{-2}s^{-1} の陽子・陽子衝突型円形加速器の建設が進められている．

電子衝突型円形加速器では, 電子の質量が軽いため曲線部で曲げられたときにシンクロトロン放射が起こる．このエネルギー損失は質量の 2 乗に反比例し, 半径の 4 乗に反比例する．このため, 重心系エネルギーが高い加速器を作るためには, 曲率を小さくするために

広大な土地が必要になる．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) [1] 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の欠点を補うためには，円形ではなく線形の加速器を使えば電子を効率よく加速できる．衝突に費やされるエネルギーを陽子衝突型円形加速器と同程度にできる上，新しい物理現象の探索においては陽子衝突型円形加速器よりバックグランドが少ないため，より精密な測定が可能である．

1986 年，高エネルギー物理学研究所 (現在の高エネルギー加速器研究機構) からヒッグス粒子の発見やトップクォークの精密測定，標準模型を越える物理を研究することを目的とした Japan Linear Collider (JLC) 計画が提案された．この加速器は 2 つのダンピングリングと約 30 km の線形の加速器から構成され，電子と陽電子を高エネルギーまで加速し衝突させる．その衝突点には JLC 検出器が置かれ，そこで起こる様々な現象を捕らえる．JLC 加速器を図 1.1 に，JLC 検出器の外観図を図 1.2 に示す [1]．第一期計画 (JLC - I) では，ヒッグス粒子の発見やトップクォークの精密測定を目標とし，重心系エネルギーは 250 ∼ 500 GeV，ビーム輝度は 1.5×10^{34} cm^{-2}s^{-1} を目指している．

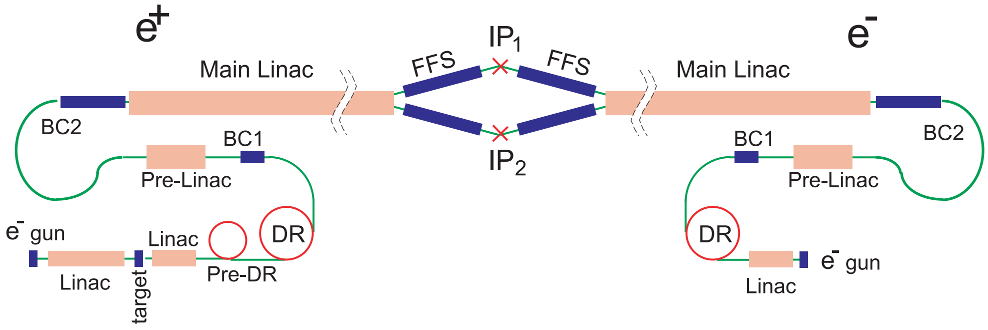

図 1.1: JLC 加速器．DR はダンピングリング，BC はバンチコンプレッサー，FFS は最終フォーカスシステム，IP は衝突点を表す．衝突点には JLC 検出器が置かれる．

1.2 JLC 検出器

JLC 検出器は JLC 加速器の性能を十分に引き出し，目的とする現象を捕らえ，解析するために十分な性能を持った汎用型検出器である．電子・陽電子衝突型加速器では全重心系エネルギーがその反応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でき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エネルギー分解能も良くなるので，トップクォーク以外のクォークが鋭いジェットとして観測でき，ゲージボソンやトップクォーク等に対して，ジェットから質量を再構成することが可能となる (ジェットから再構成された粒子の質量をジェット不変質量と呼ぶ)．これらの特徴を捕らえるためには，終

---

[1] LEP の運転は 2001 年を持って終了し，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．

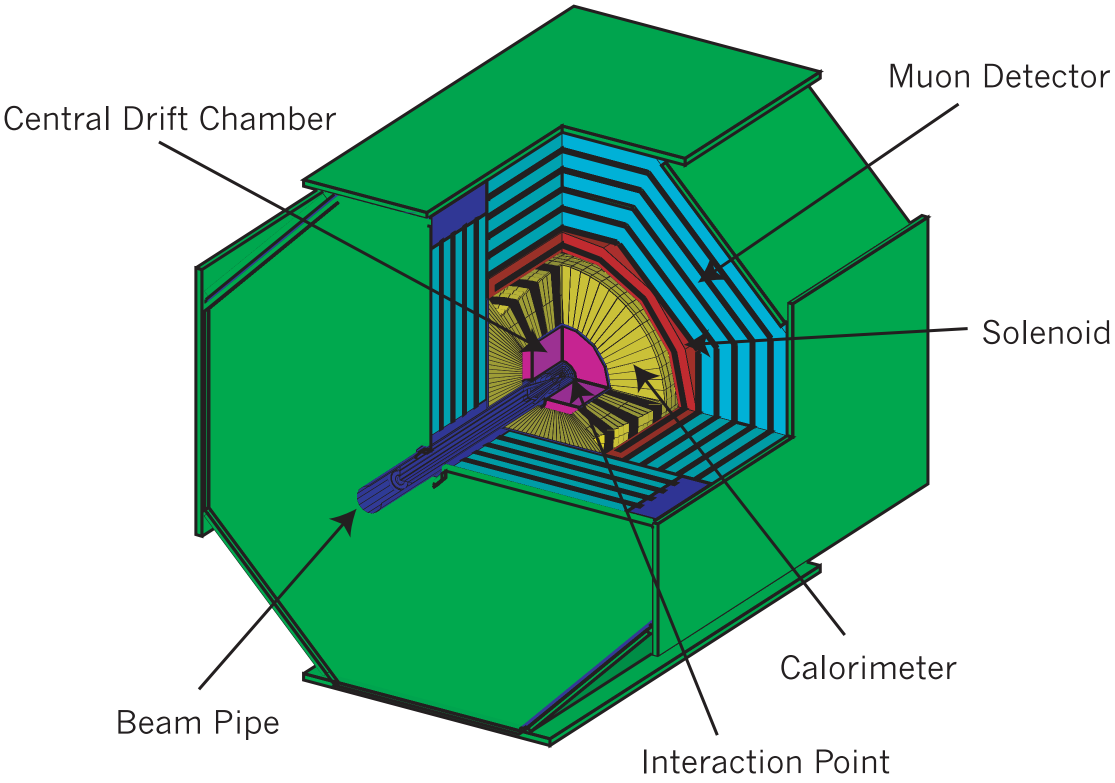

図 1.2: JLC 検出器の外観図.

状態に生成されるニュートリノを除くすべ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.

以上の要求より, JLC 検出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].
(2) 主要崩壊モードであるクォークジェットへの崩壊において, $W^{\pm}$ ボソンと Z^0 ボソンがジェット不変質量を用いて識別可能であること.
(3) チャーム/ボトムクォークの種類が識別できる.

(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ため, できるだけ多くの立体角で衝突点を覆うことが重要である. これはニュートリノなどの直接検出できない粒子が持つ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 $10\ \mathrm{GeV}/c^2$ 程度質量が大きく, 両ボソンの崩壊幅はそれぞれ $\Gamma_W = 2.1\ \mathrm{GeV}/c^2$, $\Gamma_Z = 2.5\ \mathrm{GeV}/c^2$ 程度であるので, $W^{\pm}/Z^0$ 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. また，チャームクォークやボトムクォークの識別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な役割を果たすために (3) が必要とされる. 以上の要求を満たすように JLC 検出器が計画された. JLC 検出器の断面図を図 1.3 に示し，衝突点周辺の拡大図を図 1.4 に示す. また，JLC 検出器を構成する各測定器のパラメータを表 1.1 に示す[3]. 以下に各測定器の概略を示す.

1.2.1 バーテックス測定器 (VTX)

バーテックス測定器 (VTX) は衝突点の近傍で荷電粒子の飛跡を精密に測定し, B 中間子や D 中間子の崩壊点を測定してボトムクォークやチャームクォークを同定する役割を果たす. 特にボトムクォークの同定はヒッグス粒子の探索において非常に重要である. また, VTX 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 3 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, ジェット中の粒子が広がらず粒子の密度が高い. このため, バーテックス測定器は粒子の位置を 2 次元的に読み出せることが要求される. このことにより, 2 次元読み出しの可能なピクセル型の荷電結合素子 (CCD) が用いられる.

1.2.2 中央飛跡測定器 (CDC)

中央飛跡測定器 (CDC) は磁場中を運動する荷電粒子の飛跡を再構成し, その飛跡の曲率から粒子の運動量を決定する役割を果たす. ジェット中の荷電粒子に対して高精度な運動量測定を実現するためには, 2 mm 程度まで隣接する飛跡を独立に測定できなくてはならない. そのためには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 $\sigma_z \leq 1\ \mathrm{mm}$ が不可欠である. 以上の要求より, 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用いられる. 目標とする運動量分解能は磁場が 2 Tesla ならば $\sigma_{P_t}/P_t = 1\times10^{-4}P_t + 0.1\ \%$, 3 Tesla ならば $\sigma_{P_t}/P_t = 3\times10^{-4}P_t + 0.1\ \%$ である．

---

[2] JLC 検出器ではデカルト座標系を採用する．その原点を衝突点とし，電子の運動方向を z 軸とする．

[3] 磁場の強さに関しては現在検討中であるが，2 Tesla または 3 Tesla になる予定である．

1.2.3 カロリメータ (CAL)

カロリメータ (CAL) は衝突により発生した粒子のエネルギーを求める役割を果たす．ハドロンに対するエネルギー分解能を上げるために, JLC では補償型と呼ばれる鉛とプラスチックシンチレータからなるサンプリング型カロリメータを用いる．このカロリメータは, プリシャワー (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, EMC 部は 27 X_0, HCAL 部は 6.1 λ_I の厚さを持つ．ここで, X_0 と λ_I はそれぞれ放射長, 原子核相互作用長である.

1.2.4 ミュー粒子測定器 (MU)

ミュー粒子測定器 (MU) はカロリメータ及びソレノイドの外側に位置し, ミュー粒子の同定を行う．ミュー粒子は多くの場合, 新粒子探索において重要な信号であるため, 立体角をできるだけ広く覆うとともに, 隙間が無いように配置しなければならない．このため, ミュー粒子測定器はシングルセルドリフトチェンバーのスーパーレイヤー 6 層とプラスチックシンチレータ 1 層から成る．また, $|\cos\theta| < 0.99$ の部分を隙間無く覆う.

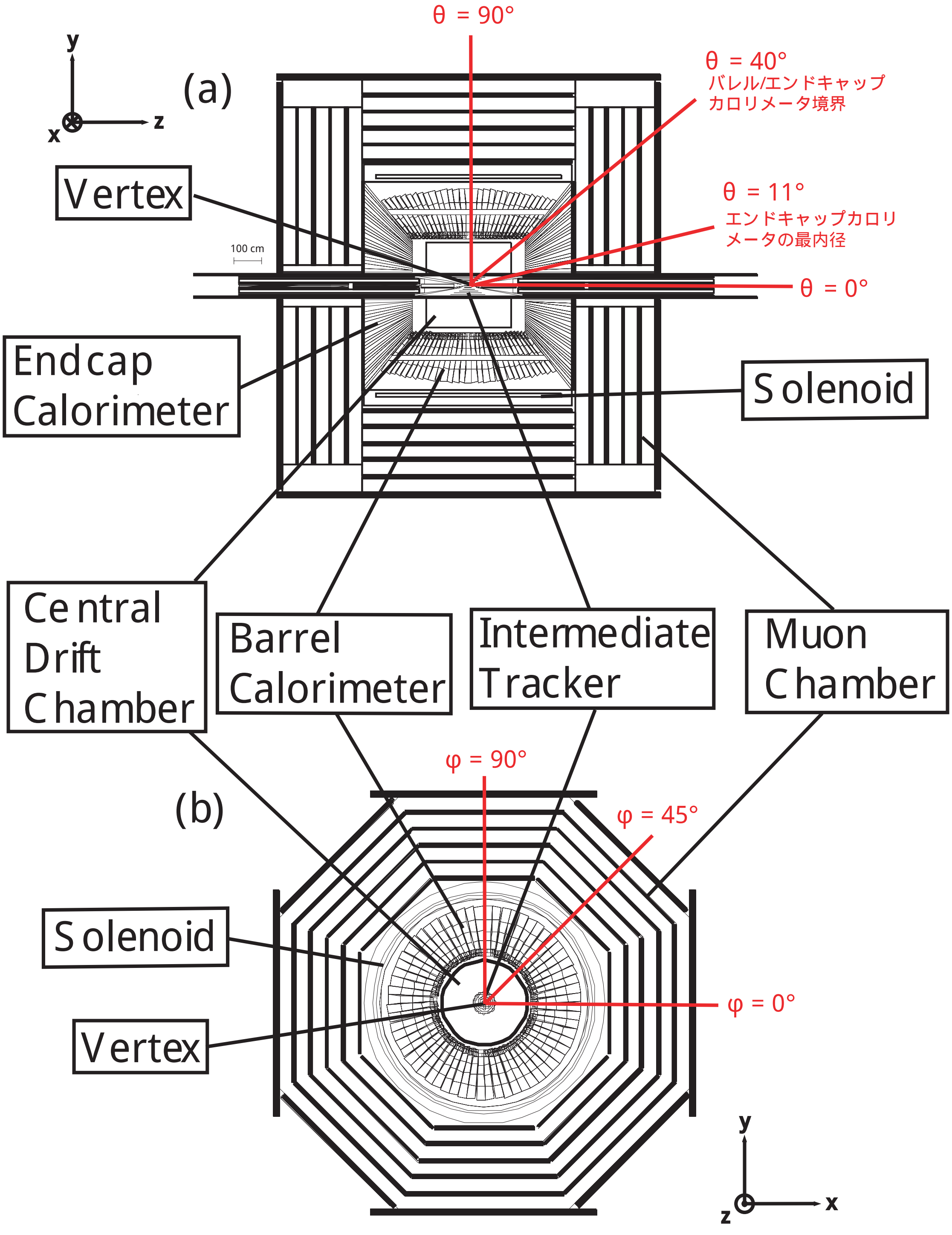

図 1.3: JLC 検出器の断面図. (a) ビーム軸に平行な断面図, (b) ビーム軸に垂直な断面図.

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

表 1.1: JLC 検出器を構成する各測定器のパラメータ.

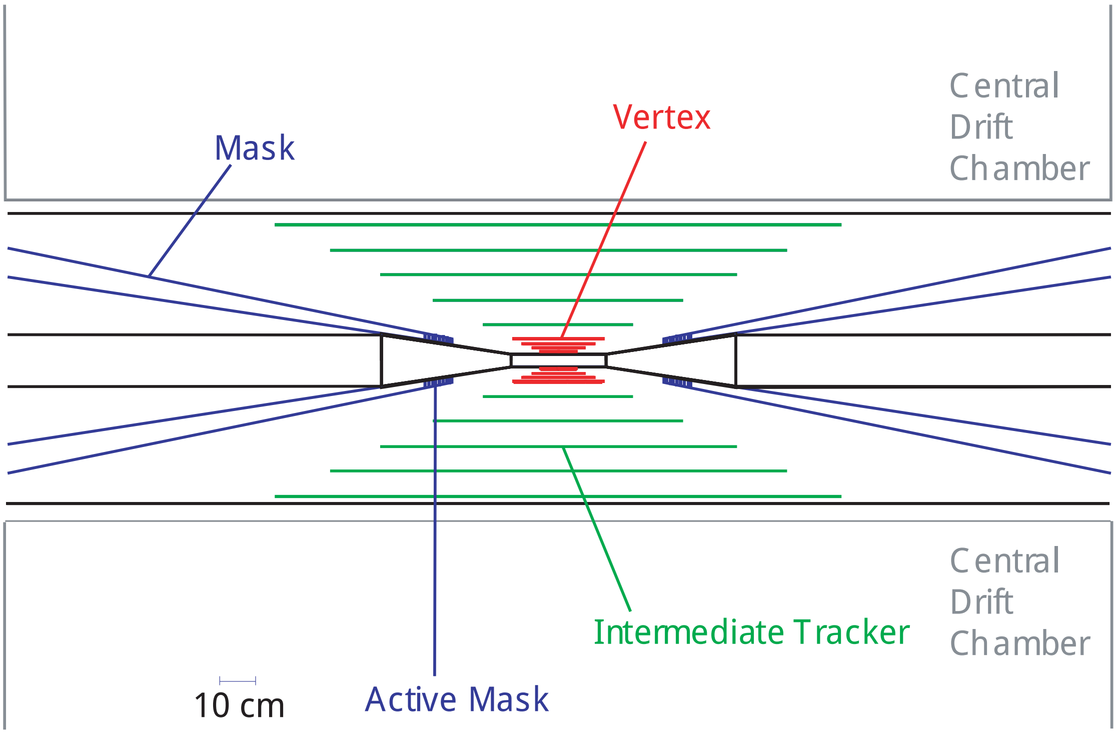

図 1.4: JLC 検出器の衝突点周辺の拡大図.

第2章　カロリメータ

カロリメータは粒子のエネルギーを物質との相互作用を通じて測定するものである. カロリメータは大きく分けて全吸収型とサンプリング型に分けられる.

全吸収型カロリメータは, NaI, BGO 等の密度が一様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に落とす全エネルギーを光に変換し検出できるので, エネルギー損失が少なくエネルギー分解能は非常に優れている. しかし, 大きな結晶が得にくい, 高価である等の欠点があり, 主に電磁カロリメータに使用される.

サンプリング型カロリメータは, 吸収層と検出層の組合わせで構成される. カロリメータに入った粒子は鉄や鉛等を使用した吸収層と相互作用してシャワーを起こす. このようにして発生したシャワーを構成する粒子を検出層 (シンチレータ等) で検出する. サンプリング型カロリメータのエネルギー分解能は, 吸収層でエネルギーを測定できないため全吸収型に比べて悪くなる. しかし, 鉛等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, 検出器を小さくできる, 比較的安価であるなどの利点がある.

2.1　カロリメータとエネルギー測定原理

2.1.1　最小電離損失粒子と臨界エネルギー

電子が物質中に入射したとき, 電離によるエネルギー損失によって物質に落とすエネルギーは Bethe-Bloch の式で表される.

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

ここで, N_0 はアボガドロ数, Z と A は物質の原子番号と質量数, r_e と m_e はそれぞれ電子の古典半径, 静止質量, c は光速度, I は実効電離ポテンシャル, z は 1.6×10^{-19} C を単位とした入射粒子の電荷である.

この式は $\beta\gamma = 4$ 付近で最小になり, $\beta\gamma > 4$ でもわずかに増加するだけである. これより $\beta\gamma > 4$ の粒子はほぼ一定のエネルギーを電離によって失うと見なすことができる. この様なエネルギー領域にある粒子を最小電離損失粒子 (Minimum Ionizing Particle) という. 1 MeV を十分に越えるエネルギーを持つ高速の電子に対する電離損失は, $\beta \simeq 1$ とすると次の形で与えられる.

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = 4\pi N_0 \frac{Z}{A} r_e^2 m_e c^2 \left(\ln\left(\frac{2m_e^2\gamma^2}{I}\right) - 1\right). \tag{2.2}$$

電子は質量が小さいため, 高エネルギーになった場合はこの電離過程だけでなく, 原子核の周りのクーロン場により減速されることによって光子を放射してエネルギーを放出する.

このような過程を制動輻射 (Bremsstrahlung) と呼ぶ. 厚さ dx の媒質層を通過する場合の制動輻射による平均的なエネルギー損失は

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Brem} = 4\alpha N_0 \frac{Z^2}{A} r_e^2 E \ln\left(\frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}}\right) = \frac{E}{X_0}, \tag{2.3}$$

となる. ここで, α は微細構造定数, X_0 は放射長 (Radiation Length) である. 放射長とは入射した電子のエネルギーが制動輻射により減少するのに要する平均の長さであり, 次式で表される.

$$X_0 = 716.4 \times \frac{A}{Z(Z+1)287\sqrt{Z}} \quad \mathrm{g/cm^2}. \tag{2.4}$$

超相対論的極限では, 電離損失は無視できエネルギー損失は放射長のみで表すことができる.

$$\frac{dE}{E} = -\frac{dx}{X_0}. \tag{2.5}$$

これより, 最初にエネルギー E_0 を持った入射電子が厚さ x を通過したとき, その平均のエネルギー $< E >$ は

$$< E > = E_0 e^{-\frac{x}{X_0}}, \tag{2.6}$$

となる. 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, 電離と制動輻射によるエネルギー損失が等しくなるよう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 は近似的に次式で表される.

$$E_c = \frac{800}{(Z+1.2)} \quad \mathrm{MeV}. \tag{2.7}$$

例えば鉛 ($Z = 82$) の場合は $E_c \simeq 9.6$ MeV となる.

2.1.2 電磁シャワー

電子や光子が 10 MeV を越えるエネルギーを持って物質に入射した場合, 物質との相互作用は主に電磁相互作用による電子・陽電子対生成, 制動輻射が支配的である. 物質中に入った電子は制動輻射を起こし, この時電子から放出された光子が電子・陽電子対を生成し, それらがまた制動輻射を起こす, といったように指数関数的に粒子を増加させる. この現象を電磁シャワーと呼ぶ. 電磁シャワーはシャワーを構成する各電子及び光子のエネルギーが E_c より小さくなるまで続く. E_c 以下のエネルギーでは電離損失が支配的なため, 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は指数関数的に減少する.

電磁シャワーについては次の性質がわかっている.

(1) 入射粒子のエネルギーはシャワー中の粒子数に比例する .
(2) シャワー最大が起きる奥行き方向の深さ X_{max} は対数的に増加し,

$$\frac{X_{max}}{X_0} = \ln\left(\frac{E_0}{E_c}\right) - t, \tag{2.8}$$

で与えられる. ここで t は電子に対しては 1.1, 光子に対しては 0.3 となっている.

電磁シャワーの奥行き方向のシャワー発達は次式で記述される.

$$\frac{1}{E_0}\left(\frac{dE}{dt}\right) = f \times \beta \frac{\left(\beta t^{\alpha-1}\right) e^{-\beta t}}{\Gamma\left(\alpha\right)}. \tag{2.9}$$

ここで t は X_0 の単位で測った通過物質の深さ, dE は厚さ dt の物質中に落としたエネルギー, E_0 は入射粒子のエネルギー, f は規格化定数であり, α, β はシャワーの形を決定するパラメータである.

2.1.3 ハドロンシャワー

$\pi^{\pm}$ 中間子等のハドロンがあるエネルギーを持って物質に入射した場合, 物質中の核子との弾性散乱だけでなく, 非弾性散乱も起こる. このような粒子との衝突反応においては π 及び K 中間子, 陽子または中性子等からなる数個の 2 次粒子が反応の結果放出される. 入射粒子のエネルギーは部分的にこれらの 2 次粒子に分配され, 2 次粒子としてのハドロンがまた次の非弾性散乱を引き起こす. さらに 3 次粒子としての多数のハドロン生成も起こる. このようにして指数関数的に粒子数を増加させる. この現象をハドロンシャワーと呼ぶ. 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, 電離損失によって止まるか, 核反応により吸収されてしまうまで続き, 指数関数的に粒子数を減少させる. 生成粒子が π^0 中間子や η 中間子の場合, これらの粒子は 2 つの光子に崩壊し, 電磁シャワーによって物質にエネルギーを落とす. これらはハドロンシャワーの電磁成分と呼ばれる. これに対して電磁成分を除いたハドロンシャワーの成分を純ハドロンシャワーと呼ぶ.

2.1.4 エネルギー測定原理

電磁シャワーを構成する粒子はそのほとんどが E_c 以上のエネルギーを持っているので, それぞれの粒子は MIP として振る舞い検出層にほぼ一定のエネルギーを落とす. 同様にハドロンシャワーを構成する粒子もそれぞれの粒子は MIP として振る舞い検出層にほぼ一定のエネルギーを落とす. 入射粒子のエネルギーとシャワーを構成する粒子数は比例するため, この検出層を通過した粒子数を数え上げることで入射粒子のエネルギーを測定することができる.

2.2 サンプリングカロリメータと補償比 e/h

同じエネルギーを持つ電子とハドロンをカロリメータに入射した場合を考えると, 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中性子やニュートリノ等のエネルギー測定が難しい粒子が含まれているからである. また, π^0 中間子等が生成されると, これらは電磁シャワーを起こす. 図 2.1 にハドロンシャワー中の電磁成分と純ハドロン成分がカロリメータに落とすエネルギー分布を示す. π^0 中間子などが起こす電磁シャワーは上に書いたようなエネルギー損失を起こさずに検出層にそのエネルギーの一部を落とすため, ハドロンがカロリメータに入射したとき, π^0 中間子が多く生成される場合は π^0 中間子が少ない場合に比べてカロリ

メータに落とすエネルギーは大きい．つまり，π^0 中間子の生成数によってカロリメータ応答が揺らぐことになる．このカロリメータ応答の揺らぎを小さくするために，カロリメータのハドロンシャワーに対する応答と電磁シャワーに対する応答を等しくする．これを実現するためには以下の方法が考えられる．

(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) 水素は中性子と核反応しやすいため，検出層に水素を多く含む物質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，ハドロンと電子に対して同じ応答を示すようにしたカロリメータを補償型カロリメータといい，カロリメータの純ハドロンシャワーに対する電磁シャワーの応答比を補償比 e/h という．すなわち，

$$\frac{e}{h} = \frac{\text{電磁シャワーに対する応答}}{\text{純ハドロンシャワーに対する応答}}, \tag{2.10}$$

である．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．

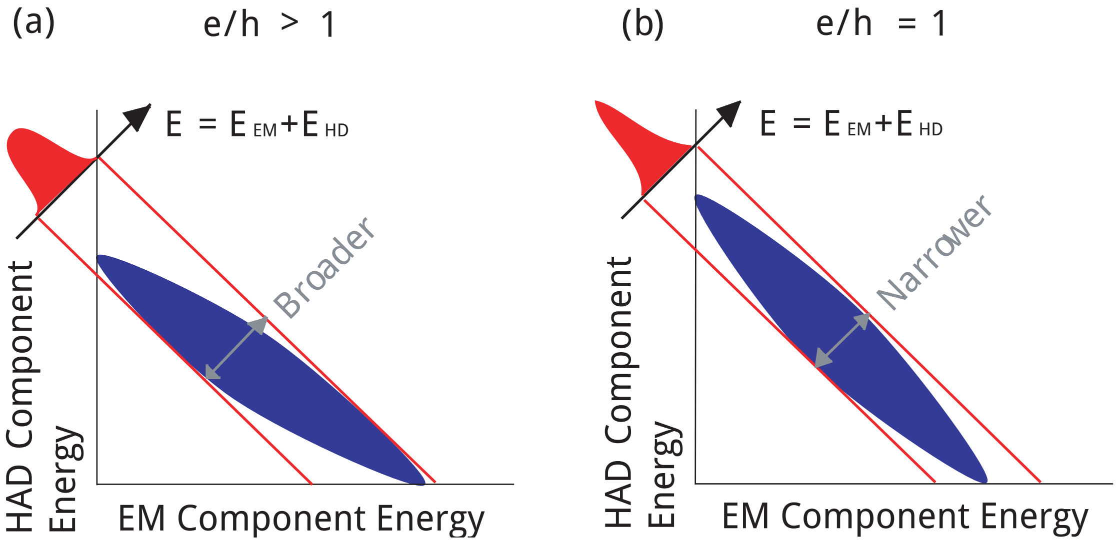

図 2.1: ハドロンシャワー中の電磁成分と純ハドロン成分がカロリメータに落とすエネルギー分布．(a)$e/h > 1$ の場合，(b)$e/h = 1$ の場合．(b) の方がカロリメータ応答の揺らぎは小さくなる．

2.3　エネルギー分解能

エネルギーEを持った粒子がサンプリング型カロリメータに入射したときのエネルギー分解能は経験的に以下の式で表される.

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{\sigma_{stochastic}}{\sqrt{E}} \oplus \sigma_{constant}. \tag{2.11}$$

ここで, $A \oplus B = \sqrt{A^2 + B^2}$を表す. 上式右辺第一項は統計項 (stochastic term) と呼ばれ, 各種の統計的な揺らぎ, 例えば, 検出層で検出にかかる粒子数の統計的揺らぎ等がこれに寄与する. 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, すなわちシャワーの広がりの非対称性や応答の線形性, シャワーの漏れなどがこれに寄与する.

第3章　カロリメータテストモジュールとビームテスト

3.1　JLCの物理から要求されるJLCカロリメータの性能

JLC実験で研究される物理の目標の一つにヒッグス粒子の発見及びその粒子に関する精密測定がある．図3.1に重心系エネルギーの関数として，$e^+e^- \to X$ の生成断面積を示す．JLC実験ではヒッグス粒子は主に Z^0 粒子を伴って生成される．その生成過程のファインマン図を図3.2に示す．この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3.3に示す．ヒッグス粒子の崩壊過程は，ヒッグス粒子が軽い場合 $(m_H < 130\ \mathrm{GeV}/c^2)$ は主に $b\bar{b}$ クォーク対に崩壊し，重い場合 $(m_H > 130\ \mathrm{GeV}/c^2)$ は W^+W^- ボゾン対または Z^0Z^0 ボゾン対である．またトップクォークの主な崩壊過程は $t \to W^+b$ $(\bar{t} \to W^-\bar{b})$ である．表3.1に $W^\pm/Z^0$ ボソンの崩壊分岐比を示す．$W^\pm/Z^0$ ボゾンは主にクォーク・反クォーク対に崩壊し，クォークはジェットとして観測される．したがって，ヒッグス粒子やトップクォークの主な崩壊過程はジェットを含む確率が高い．ヒッグス粒子やトップクォークの質量を測定するためにはこのジェットのエネルギーを正確に測定する必要がある．ヒッグス粒子生成事象に関して W^+W^- ボソン対生成事象はバックグラウンドになるため，$W^\pm$ ボソンと Z^0 ボソンをジェット不変質量を使って分離できなければならない．$W^\pm$ ボソンと Z^0 ボソンを 3σ で十分に分離するためには，$40\ \%/\sqrt{E}$ 程度のエネルギー分解能が必要であることがわかっている [1, 2].

この要求から我々はJLCカロリメータに対して，

$$\frac{\sigma}{E} = \begin{cases} \frac{15\ \%}{\sqrt{E}} \oplus 1\ \% & \text{(電磁カロリメータ)}, \\ \frac{40\ \%}{\sqrt{E}} \oplus 2\ \% & \text{(ハドロンカロリメータ)}, \end{cases} \tag{3.1}$$

のエネルギー分解能を要求する．ただし，E はGeV単位で測定したエネルギーである．

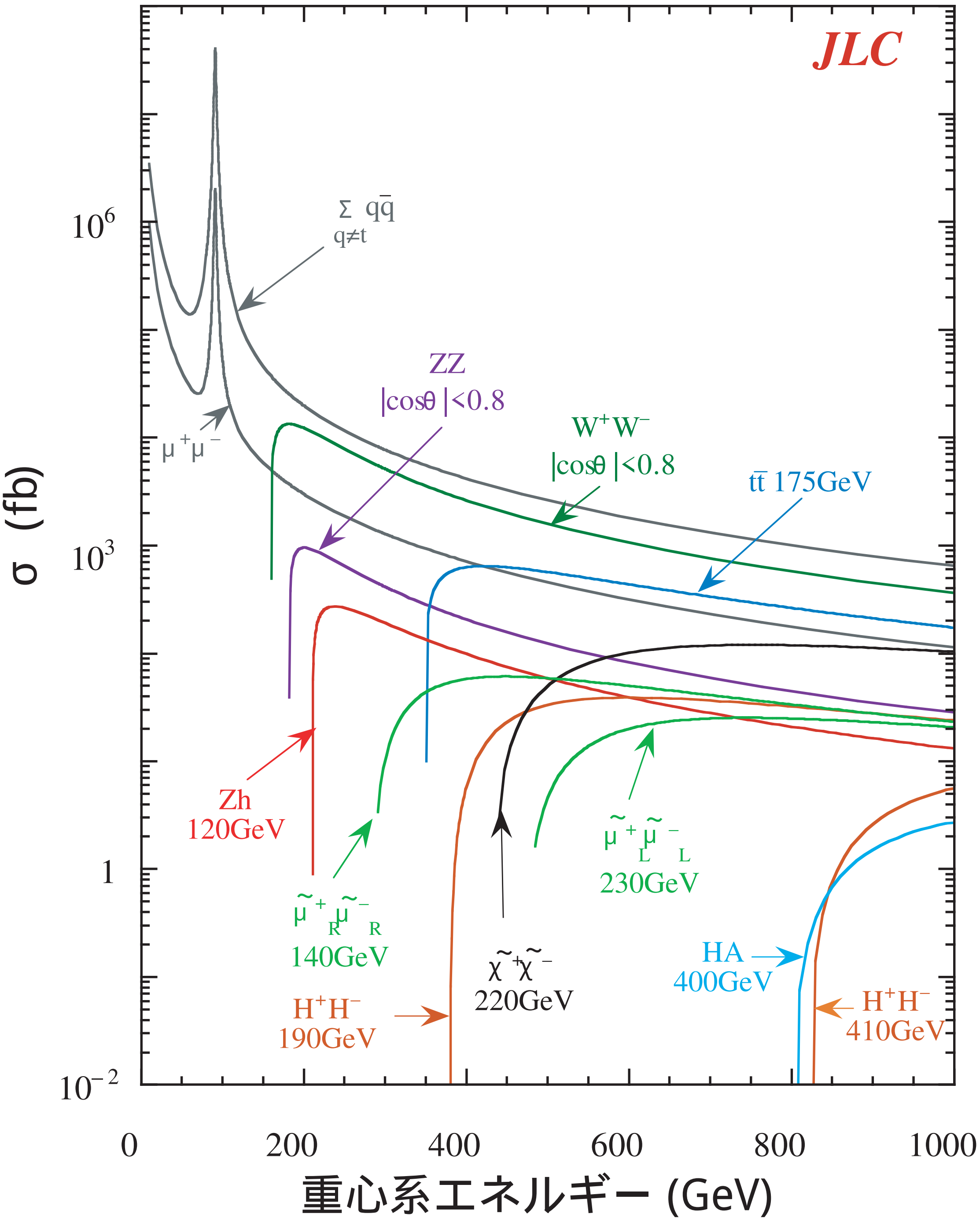

図 3.1: $e^+e^- \to X$ の生成断面積.

	崩壊過程	崩壊分岐比 (%)
$W^{\pm}$	$l^{\pm}\nu$	10.56 ± 0.14
	$e^{\pm}\nu$	10.66 ± 0.20
	$\mu^{\pm}\nu$	10.49 ± 0.29
	$\tau^{\pm}\nu$	10.4 ± 0.4
	hadrons	68.5 ± 0.6
$Z^{\pm}$	$l^{+}l^{-}$	3.3688 ± 0.0026
	$e^{+}e^{-}$	3.367 ± 0.005
	$\mu^{+}\mu^{-}$	3.367 ± 0.008
	$\tau^{+}\tau^{-}$	3.371 ± 0.009
	invisible	20.02 ± 0.06
	hadrons	69.89 ± 0.07

表 3.1: $W^{\pm}/Z^{0}$ ボソンの崩壊過程と崩壊分岐比.

3.2 JLC カロリメータデザイン

3.2.1 JLC カロリメータと補償比 e/h

JLC カロリメータは重金属とプラスチックシンチレータで構成されるサンプリング型カロリメータである．JLC カロリメータが目指しているエネルギー分解能は, 補償型カロリメータで達成可能であり，その補償比 e/h を 1 にすることでハドロンに対して高いエネルギー分解能を得られるようにしている. 図 3.4 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 [2]. また, ビームテストにより測定された鉛の厚さと e/π 比[1] の関係を図 3.5 に示す [3]. この実験では, プラスチックシンチレータの厚さは 2 mm で固定されている. これらの結果より，補償を達成する (補償比 $e/h = 1$) ためには鉛とシンチレータの厚さの比を $4 : 1$ にすればよいことがわかる. 以上より, JLC カロリメータでは鉛とプラスチックシンチレータの厚さの比が $4 : 1$ の補償型カロリメータを採用する.

3.2.2 カロリメータタワーの構造

JLC カロリメータのビーム軸に垂直な断面図を図 3.6 に, JLC カロリメータの構造に関するパラメータを表 3.2 に示す [4]. JLC カロリメータはバレルカロリメータとエンドキャップカロリメータからなり, これらのカロリメータは多くのタワーから構成されている．バレルカロリメータタワーの構造を図 3.7 に示す. １つのタワーは電磁カロリメータとハドロンカロリメータ及び位置測定器からなり，電磁カロリメータ (ハドロンカロリメータ) は奥行き方向に 3 (4) セクションに分かれている．電磁カロリメータは衝突点に近い方から

---

[1] 実験では補償比 e/h を測定することは難しいため, e/h 比の近似として e/π 比を用いている. e/h 比と e/π 比の経験式は [11, 12] を参照.

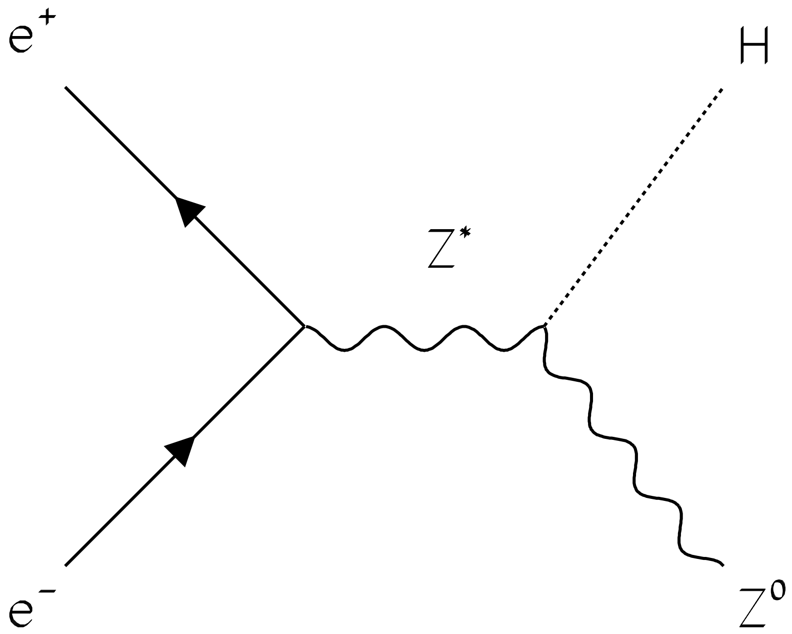

図 3.2: ヒッグス粒子生成のファインマン図.

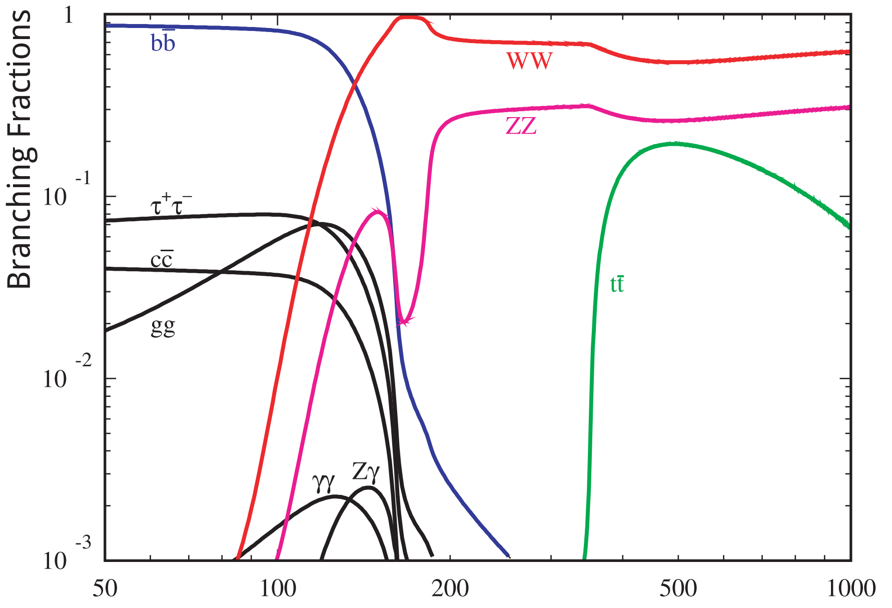

図 3.3: ヒッグス粒子の崩壊分岐比.

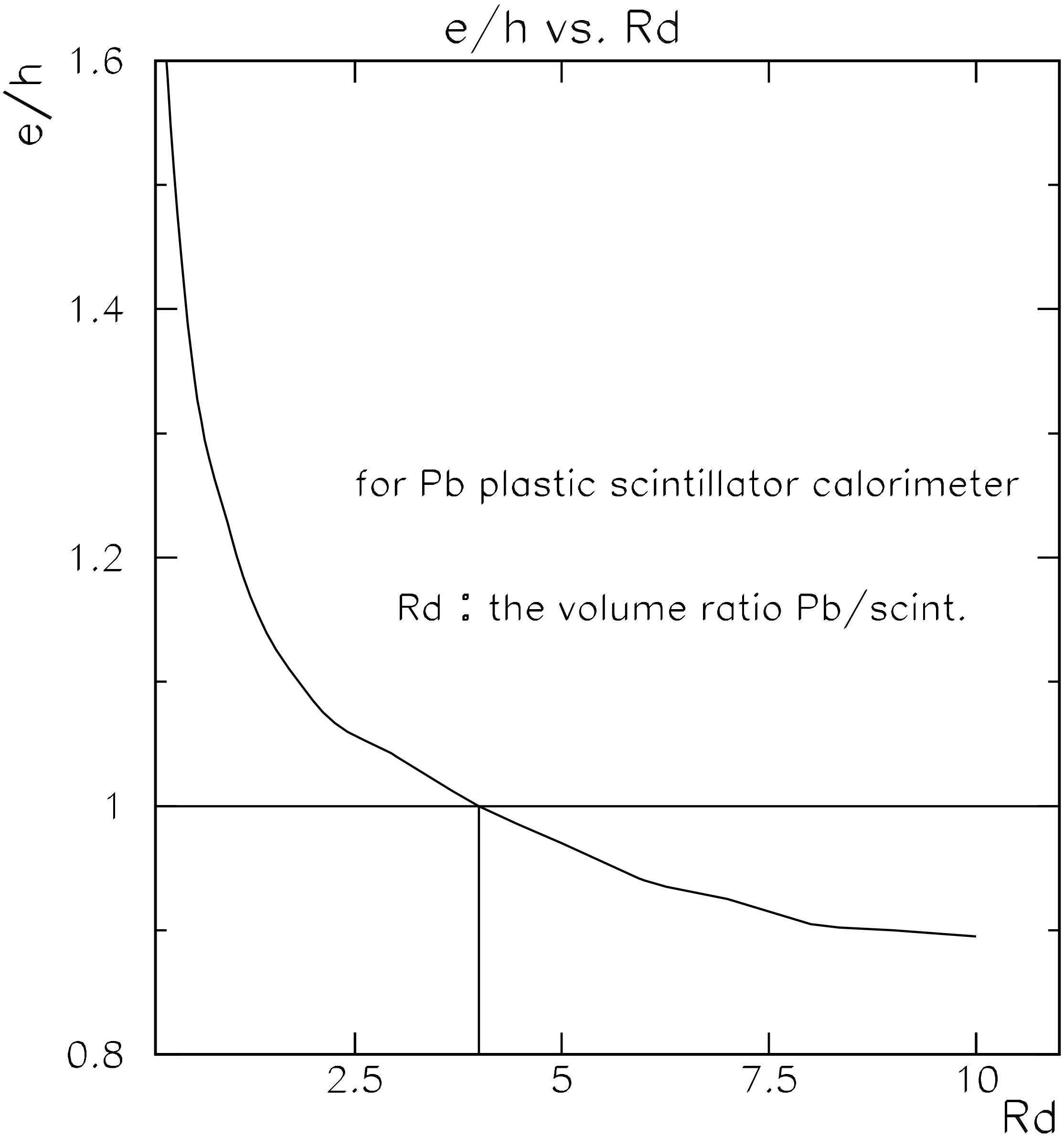

図 3.4: 鉛/プラスチックシンチレータの厚さの比と補償比 e/h の関係 (理論値).

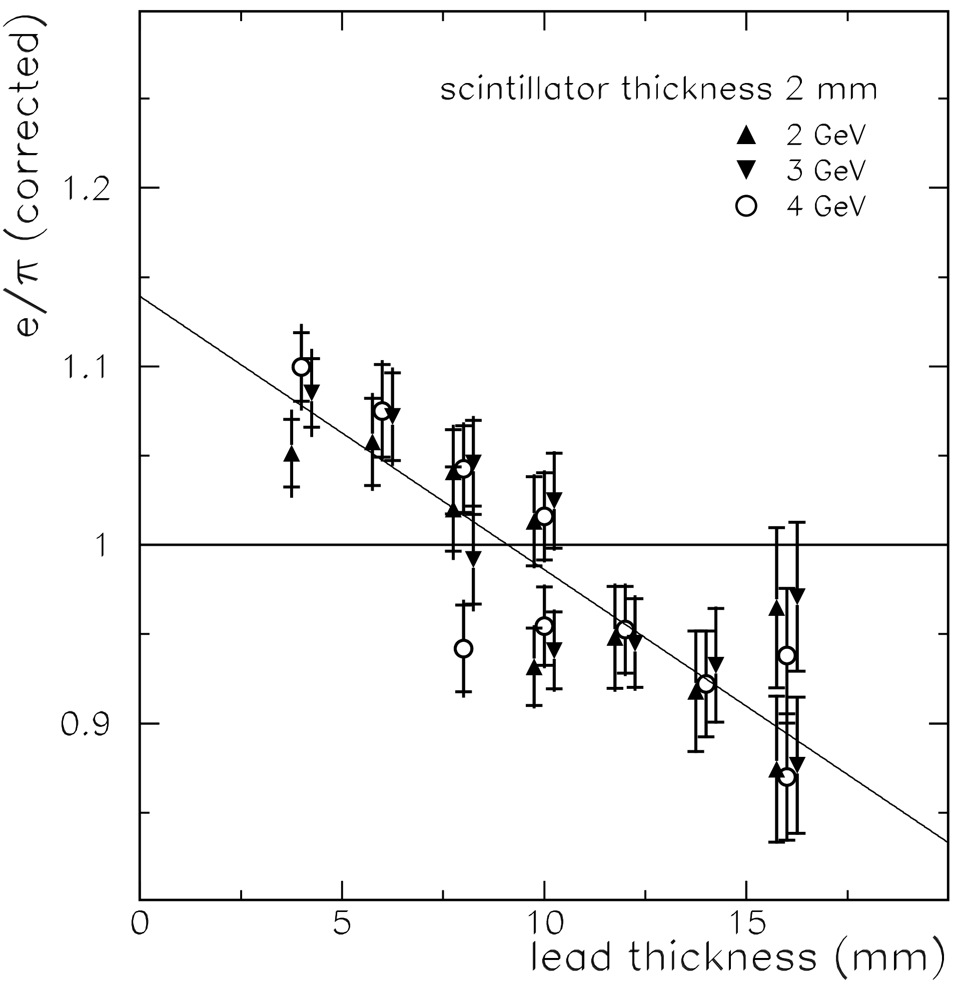

図 3.5: 鉛の厚さの比と e/π 比の関係 (実験値).

プリシャワー (PS)[2], EM1, EM2, ハドロンカロリメータはHAD1 $\sim$ 4 と名前が付けられ，各セクション毎に信号の読み出しが行われる．電磁カロリメータのタワー横方向の長さは, 3 Tesla の場合衝突点に最も近いところで 4 cm でありハドロンカロリメータでは 15 cm である．また, 電磁カロリメータの厚さは 27.1 X_0 であり, ハドロンカロリメータの厚さは 6.09 λ_I である[3]．ここで, X_0, λ_I はそれぞれ放射長, 原子核相互作用長であり, 鉛に対してはそれぞれ $X_0^{Pb} = 0.56$ cm, $\lambda_I^{Pb} = 17.09$ cm である．電磁/ハドロンカロリメータ共に吸収層には鉛, 検出層にはプラスチックシンチレータを採用し, アクリル板がシンチレータの補強材として入れられている．鉛板, シンチレータ板及びアクリル板を 1 組として 1 レイヤーとする．各セクションにおける鉛板, シンチレータ板, アクリル板のそれぞれの厚さ及びそのセクションを構成しているレイヤー数を表 3.3 に示す．さらに, PS と EM1 及び EM1 と EM2 の間, それぞれ 2.89 X_0 と 11.43 X_0 の位置に位置測定器であるシャワーマックス測定器とシャワーテール測定器が入れられている．これらの測定器はストリップ状のプラスチックシンチレータ及びアクリル板から構成されている．表 3.4 にこれらの測定器のシンチレータとアクリルのそれぞれの厚さ及びレイヤー数を示す．これらの測定器は, 電磁シャワーの横方向の広がりを精度良く測定し (表 1.1 参照), 電子及び光子がカロリメータに入射したとき, それらの入射位置を特定する役割を果たす．また, PS で起きたシャワーの広がりの様子から電子や光子とハドロンを区別することもできる．

エンドキャップカロリメータは電磁カロリメータ (1 セクション) とハドロンカロリメータ (1 セクション) からなる．カロリメータを構成する物質の厚さは電磁/ハドロンカロリメータ共にバレルカロリメータと等しく，カロリメータの奥行き方向の深さもほぼ等しい．エンドキャップカロリメータタワーの構造はバレルカロリメータタワーの構造とは異なり，タワーの両端に信号を読み出すためのライトガイドが取りつけられている．また，エンドキャップカロリメータには位置測定器は入れられていない．

3.3 カロリメータテストモジュールの性能評価

JLC カロリメータグループでは, エネルギー分解能の目標値を達成するために過去に幾つかのカロリメータテストモジュールを製作し, 高エネルギー物理学研究所 (KEK) 及びアメリカのフェルミ国立加速器研究所 (FNAL) でビームテストを行ってきた [1, 2, 3, 5]. KEK (T411 実験) では低エネルギー (1 $\sim$ 4 GeV), FNAL (T912 実験) では高エネルギー (10 $\sim$ 200 GeV) の電子及び π^- 中間子をそれぞれカロリメータに入射し, カロリメータテストモジュールの性能評価を行った．このテストモジュールは第 3.2 節に示したカロリメータ構造とほぼ同じである．

このビームテストで得られた電子に対する電磁カロリメータテストモジュールのエネルギー分解能を図 3.8 に示す [1]．電子に対するエネルギー分解能は

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{15.4\ \%}{\sqrt{E}} \oplus 0.2\ \%, \tag{3.2}$$

となった．電子と π^- 中間子に対するハドロンカロリメータテストモジュールのエネルギー

---

[2] PS は電子あるいは光子と $\pi^\pm$ 中間子を分離する役割を果たす．

[3] カロリメータ全体の厚さは 6.97 λ_I である．

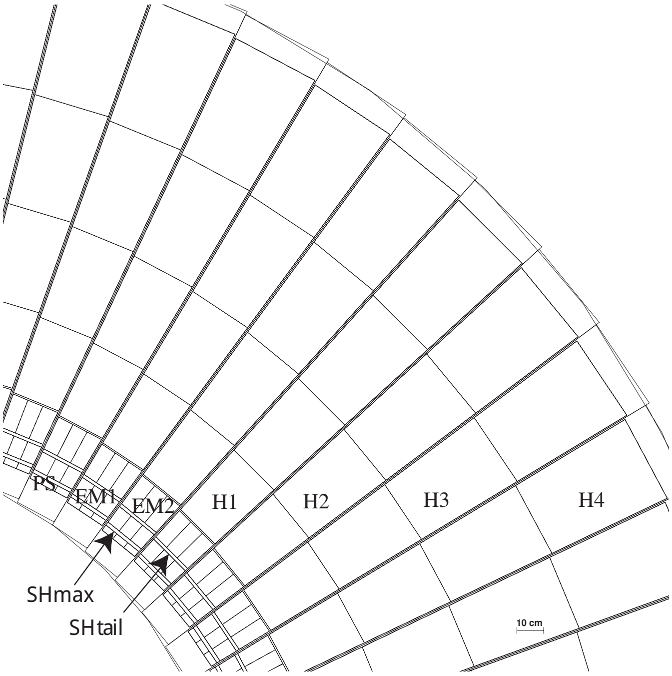

図 3.6: JLC カロリメータのビーム軸に垂直な断面図．電磁カロリメータ3セクション (PS, EM1 $\sim$ 2) とハドロンカロリメータ4セクション (HAD1 $\sim$ 4) からなる．PS と EM1 及び EM1 と EM2 の間に位置測定器 (SHmax, SHtail) が入れられる．

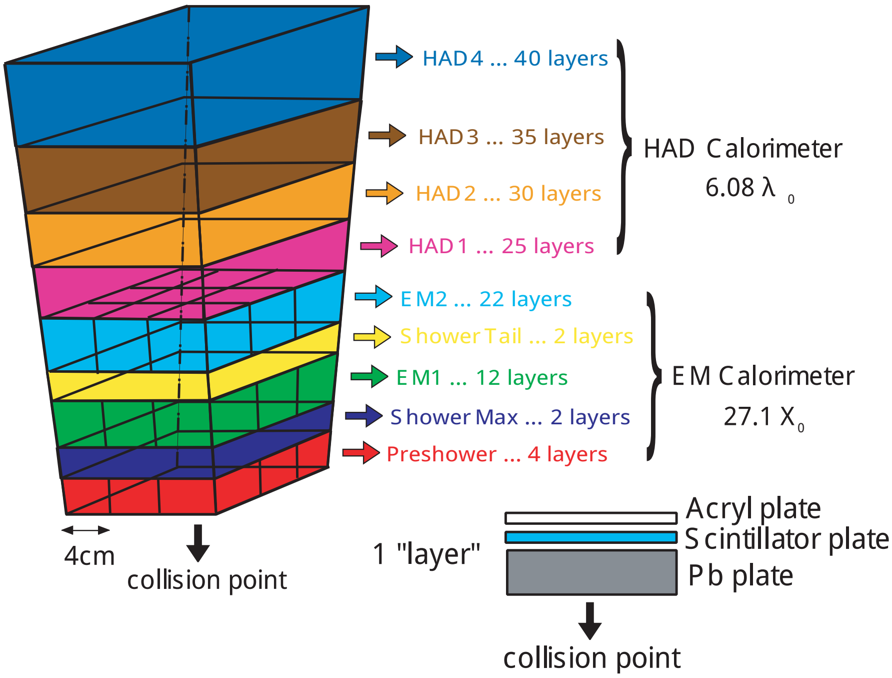

図 3.7: バレルカロリメータタワーの構造．各レイヤーは鉛板，プラスチックシンチレータ板及びアクリル板から構成されている．鉛板とシンチレータ板の厚さの比が4 : 1の補償型カロリメータである．

	2 Tesla Case	3 Tesla Case	
Barrel Inner Radius	250 cm	160 cm	
Barrel Outer Radius	400 cm	340 cm	
Endcap Inner Radius	50 cm	50 cm	
Endcap Face Z-location	290 cm	190 cm	
Angular Coverage			
Full Thickness	$\mid \cos\theta \mid < 0.985$	$\mid \cos\theta \mid < 0.966$	
Partial Thickness	$\mid \cos\theta \mid < 0.994$	$\mid \cos\theta \mid < 0.991$	
SHmax Detector	Scintillator Strip (1 cm-wide)	Scintillator Strip (1 cm-wide)	Option=Si-Pad (1 cm×1 cm)
Thickness			
PreSH	2.8 X_0	2.8 X_0	
EMC	24 X_0	24 X_0	
HCAL	6.1 λ_I	6.1 λ_I	
Granulality			
PS/EMC			
transverse	6 cm×6 cm (24 mrad)	4 cm×4 cm (24 mrad)	
longitudinal	3 sections	3 sections	4+12+22 layers
HCAL			
transverse	21 cm×21 cm (72 mrad)	15 cm×15 cm (72 mrad)	
longitudinal	4 sections	4 sections	25+30+35+40 layers

表 3.2: JLC カロリメータのパラメータ.

Type	Section	Pb (mm)	Scintillator (mm)	Acryl (mm)	# of layers
EM	Preshower	4	1	1	4
	EM1	4	1	1	12
	EM2	4	1	1	22
HAD	HAD1	8	2	2	25
	HAD2	8	2	2	30
	HAD3	8	2	2	35
	HAD4	8	2	2	40

表 3.3: 各セクションのそれぞれのレイヤーを構成する物質の厚さとレイヤー数. 電磁カロリメータはハドロンカロリメータより細かいサンプリングが行われる.

Detector	Scintillator (mm)	Acryl (mm)	# of layers
Shower max	5	2	2
Shower tail	4	2	2

表 3.4: シャワーマックス測定器及びシャワーテール測定器の各レイヤーを構成する物質の厚さとレイヤー数.

分解能を図 3.9 (a) に示す [2, 5]. そのエネルギー分解能は

$$\frac{\sigma}{E} = \begin{cases} \frac{(23.9\pm0.3)\ \%}{\sqrt{E}} \oplus (0.8 \pm 0.3)\ \% & (\text{電子}), \\ \frac{(46.7\pm0.6)\ \%}{\sqrt{E}} \oplus (0.9 \pm 0.9)\ \% & (\pi^-\text{中間子}), \end{cases} \tag{3.3}$$

となった. また, 得られた e/π 比を図 3.9 (b) に示す. その平均の e/π 比は低エネルギーで 1.04 ± 0.01, 高エネルギーで 0.99 ± 0.1 となっており，このテストモジュールはほぼ補償していることがわかる. 図 3.10 (a) にカロリメータ応答の線形性, (b) にカロリメータ応答の線形性からのずれを示す. テストモジュールは 5 % 以内でカロリメータ応答の線形性が成り立っている. この結果より, 我々は第 3.1 章で述べた要求をほぼ満たすカロリメータを作ることができる.

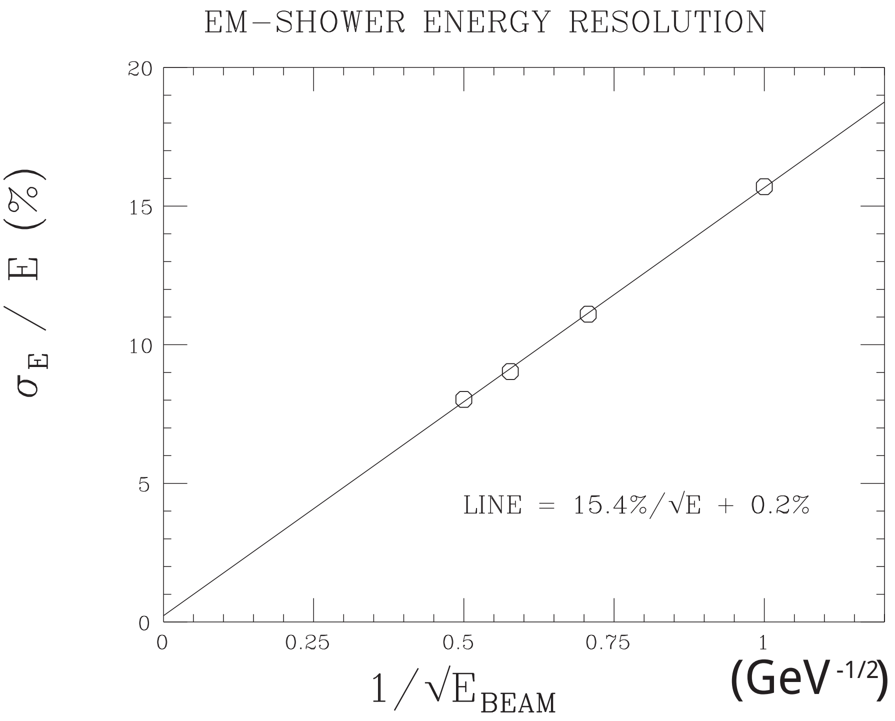

図 3.8: ビームテストによる電磁カロリメータテストモジュールのエネルギー分解能.

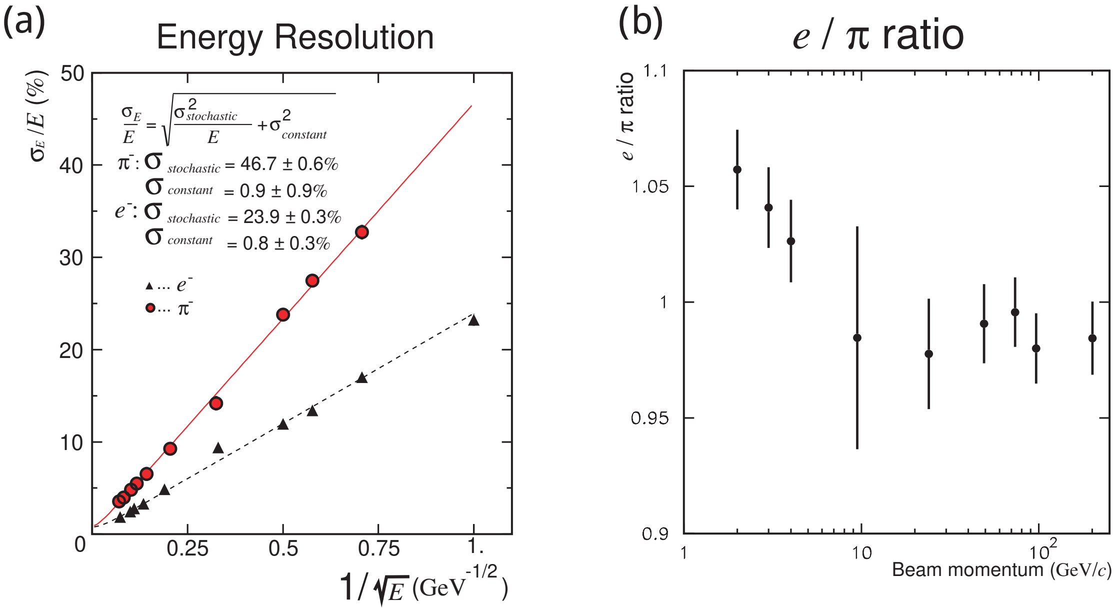

図 3.9: ビームテストによるハドロンカロリメータテストモジュールの (a) エネルギー分解能と (b)e/π 比.

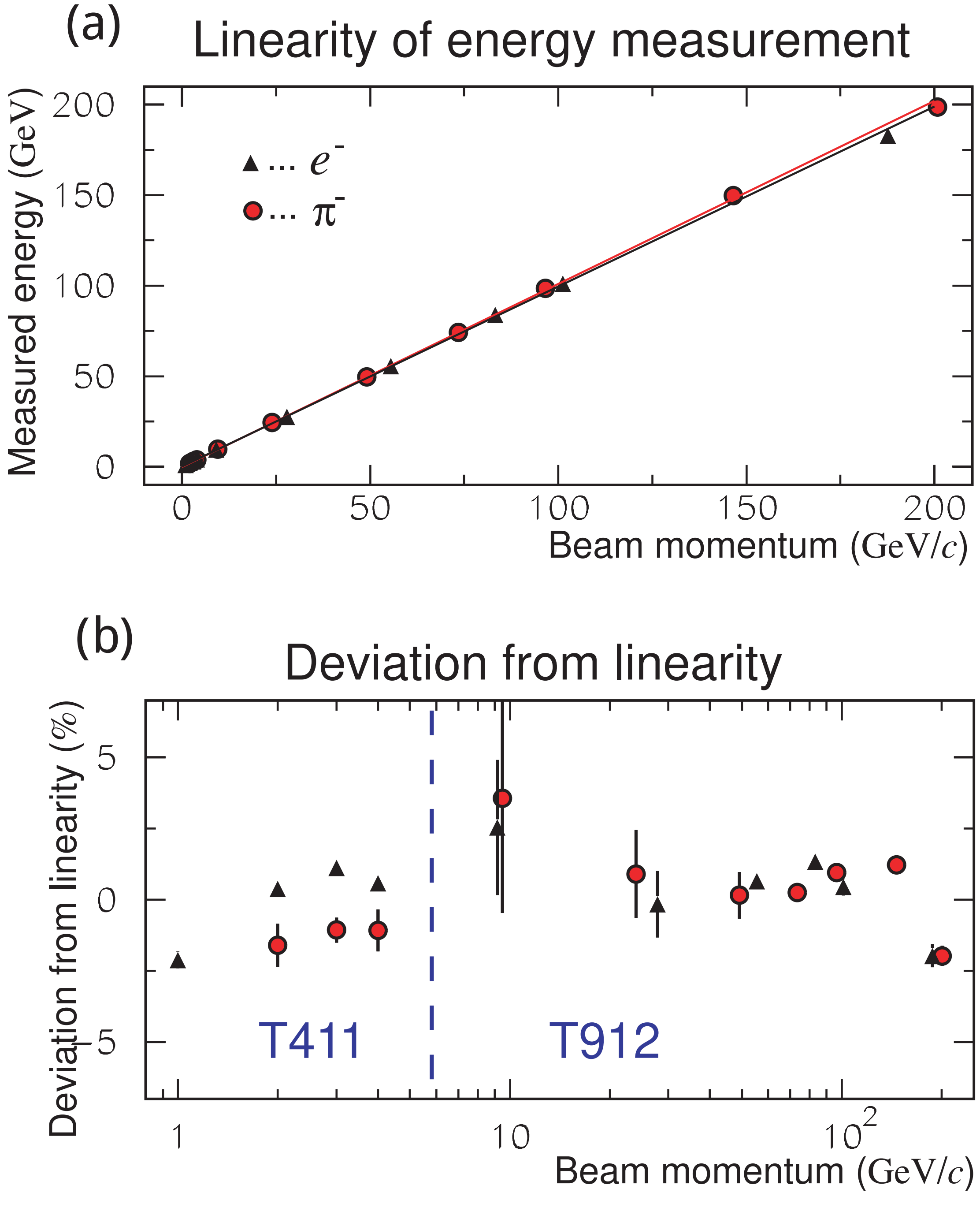

図 3.10: ビームテストによるハドロンカロリメータテストモジュールの (a) 線形性と (b) カロリメータ応答の線形性からのずれ.

第4章　JLCSIMを用いたJLCカロリメータの性能評価

JLC検出器全体の性能評価のために検出器シミュレーションは不可欠である. 我々はJLC検出器の性能評価及びそれを使った物理解析を行うため, JLC検出器のフルシミュレーションプログラムパッケージ “JLCSIM” を開発した.

4.1　JLCSIM

JLCSIMは検出器シミュレーションツール ”GEANT3.2.1”[6]を基に開発したJLC検出器のフルシミュレーションプログラムパッケージである. JLC検出器を構成している各測定器は第1.2節及び第3.2節で述べたものが実現されており，信号の読み出しもJLC実験で予定されている信号読み出しと同じ読み出しが実現されている．我々はこのJLCSIMでカットオフエネルギーを電磁粒子及びハドロンに対してそれぞれ500 keV、磁場を3 Teslaに設定してカロリメータの性能評価を行った.

4.2　JLCカロリメータの性能評価

JLCSIMで実現されているJLCカロリメータの性能評価を行うために, 運動量1 ～ 250 GeV/cの電子及びπ^-中間子をそれぞれカロリメータに入射した. 入射粒子はカロリメータの直前から発生させ，$\theta = 90$ °方向にあるタワー中心に粒子を入射した．図4.1, 図4.2にバレルカロリメータに入射した運動量50 GeV/cの電子, π^-中間子に対するカロリメータ応答分布をそれぞれ示す. ただし，横軸は各シンチレータに落とされたエネルギーの和を表している．このカロリメータ応答分布をガウス関数でフィットし, そのピーク値をカロリメータ応答とし, σをカロリメータ応答の幅とした.

表4.1, 表4.2にバレル/エンドキャップカロリメータの各運動量の粒子に対するカロリメータ応答, 応答の幅, エネルギー分解能をそれぞれ示す. また, 図4.3にカロリメータ応答の線形性を示す. 図中の直線はカロリメータ応答を$y = ax$ (aはパラメータ) でフィットした結果を表す. この直線からのずれを図4.4に示す. カロリメータ応答の線形性はバレル/エンドキャップカロリメータ共に電子に対しては0.06 %以内, π^-中間子に対しては0.7 %以内で成り立っており, 非常に良い線形性を示している. 図4.5に入射運動量に対するカロリメータのエネルギー分解能を示す. 各入射運動量で得られたエネルギー分解能を

$$f(E) = \sqrt{\frac{\sigma^2_{stochastic}}{E} \oplus \sigma^2_{constant}}, \tag{4.1}$$

でフィットした結果, バレルカロリメータでは

$$\frac{\sigma}{E} = \begin{cases} \frac{(16.30\pm0.069)\ \%}{\sqrt{E}} \oplus (0.533 \pm 0.022)\ \% & (\text{電子}), \\ \frac{(45.29\pm0.522)\ \%}{\sqrt{E}} \oplus (5.954 \pm 0.068)\ \% & (\pi^-\text{中間子}), \end{cases} \tag{4.2}$$

のエネルギー分解能が得られた. エンドキャップカロリメータでは

$$\frac{\sigma}{E} = \begin{cases} \frac{(16.58\pm0.070)\ \%}{\sqrt{E}} \oplus (0.545 \pm 0.021)\ \% & (\text{電子}), \\ \frac{(44.33\pm0.481)\ \%}{\sqrt{E}} \oplus (6.057 \pm 0.062)\ \% & (\pi^-\text{中間子}), \end{cases} \tag{4.3}$$

となり, バレル/エンドキャップカロリメータ共にほぼ目標値を満たしている. π^- 中間子に対するエネルギー分解能の定数項がビームテストの結果 (式 (3.3)) と大きく異なるが, これは GEANT に組み込まれているハドロンと物質との相互作用をシミュレートする GHEISHA がハドロンシャワーを再現できていないためと考えられる. 図 4.6 に e/π 比を示す. これより, JLC カロリメータはほぼ補償していることがわかる.

以上の結果から, JLC カロリメータは目標値をほぼ満足すると言うことができる.

4.3 カロリメータ応答の粒子入射位置依存性

JLC カロリメータは図 1.3 に示したように, そのタワーの位置により θ 方向のタワーの傾きが異なる. また, 中性粒子を確実にカロリメータで捉えるために, ϕ 方向もタワーが 3 ° 傾いている. このためカロリメータに入射する粒子の位置 (θ, ϕ) に依存してカロリメータ応答は異なる. このカロリメータ応答の粒子入射位置依存性を調べるために, 入射運動量 5 GeV/c の電子及び π^- 中間子を衝突点からそれぞれ発生させてカロリメータに入射し, 粒子がカロリメータに入射した位置 (θ, ϕ) とその入射位置におけるカロリメータ応答, 応答の幅及びエネルギー分解能を求めた.

入射位置 θ の関数として電子, π^- 中間子に対するカロリメータ応答, 応答の幅及びエネルギー分解能を図 4.7, 図 4.8 にそれぞれ示す. θ 方向はエンドキャップカロリメータのビームパイプ付近 ($\theta = 11$ °) から $\theta = 90$ ° までの範囲を調べた. ϕ 方向はタワー中心に粒子が入射するように固定されている. バレル/エンドキャップカロリメータの境界 ($\theta = 40$ °) で電子の応答がエンドキャップカロリメータ応答に比べて 4 %程度小さくなり, エネルギー分解能も 1 %程度悪くなることがわかる. π^- 中間子に対しては, ハドロンシャワーが広がるため同様の傾向は見られない. 電子/π^- 中間子共に $\theta = 11$ ° でカロリメータ応答は小さくなり, エネルギー分解能も悪くなっている. これはビームパイプがあるためである. また, $\theta = 88$ ° で電子のカロリメータ応答の幅が広がっているが, これはバレルカロリメータ内のタワー間に電子が入射したためである。また, 電子/π^- 中間子共にバレルカロリメータに比べてエンドキャップカロリメータの応答が約 3 %低くなっている. これはエンドキャップカロリメータにライトガイドがあり, そこが不感領域となるためである. このカロリメータ応答の違いはカロリメータ応答を入射粒子のエネルギーに較正するときに直すことができる. 図 4.9, 図 4.10 にバレル/エンドキャップカロリメータ境界付近の電子, π^- 中間子に対するカロリメータ応答, 応答の幅及びエネルギー分解能をそれぞれ示す. 電子のカロリメータ応答はバレル/エンドキャップカロリメータ境界及びバレル電磁カロリ

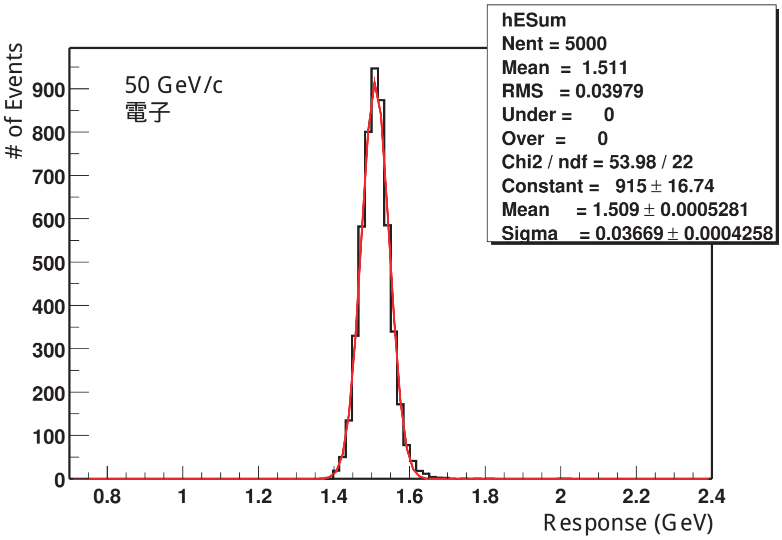

図 4.1: 入射運動量 50 GeV/c の電子に対するバレルカロリメータ応答分布．ただし，横軸は各シンチレータに落とされたエネルギーの和である．その幅は π^- 中間子に比べて狭い．

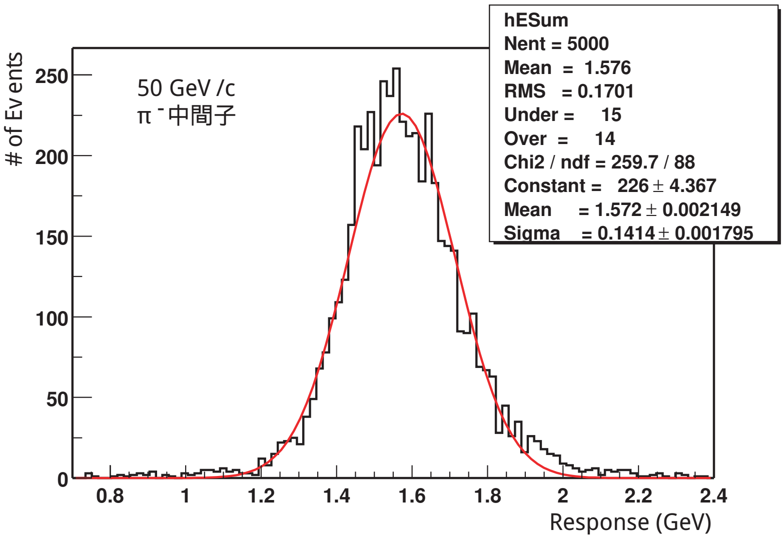

図 4.2: 入射運動量 50 GeV/c の π^- 中間子に対するバレルカロリメータ応答分布．ただし，横軸は各シンチレータに落とされたエネルギーの和である．その幅は電子に比べて広い．

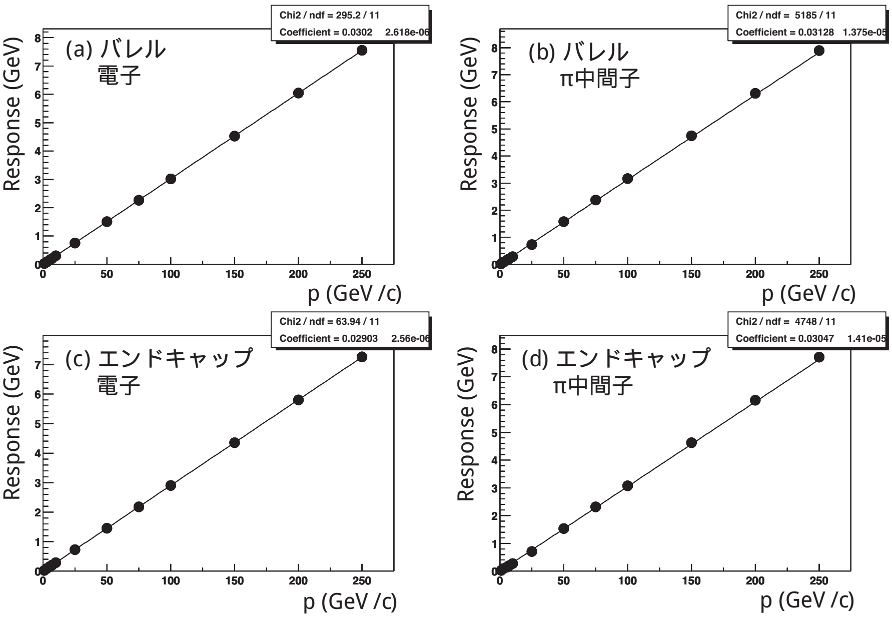

図 4.3: カロリメータ応答の線形性. ただし，縦軸は各シンチレータに落とされたエネルギーの和である. 直線はカロリメータ応答を $y = ax$ (a はパラメータ) でフィットした結果を表す. (a) 電子をバレルカロリメータに入射した場合, (b)π^- 中間子をバレルカロリメータに入射した場合, (c) 電子をエンドキャップカロリメータに入射した場合, (d)π^- 中間子をエンドキャップカロリメータに入射した場合.

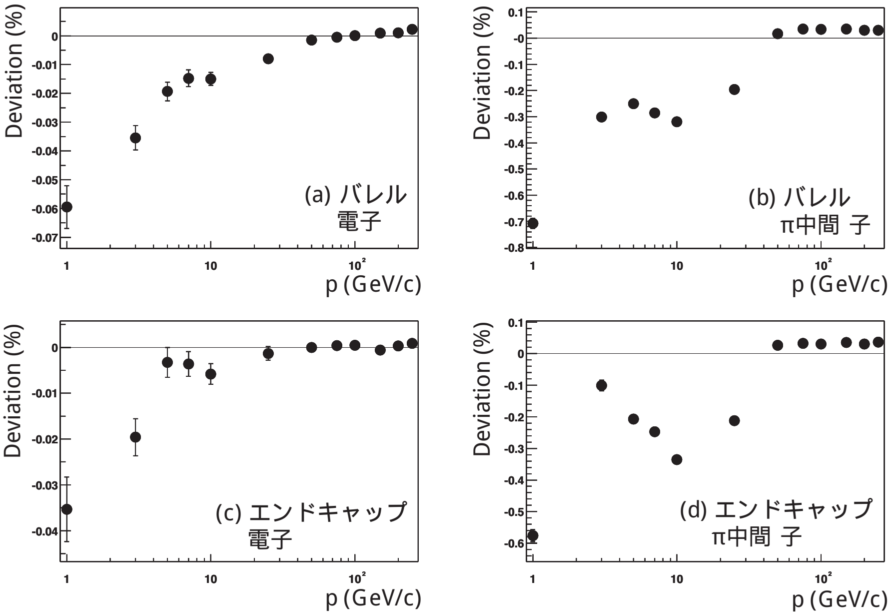

図 4.4: カロリメータ応答の線形性からのずれ. (a) 電子をバレルカロリメータに入射した場合, (b)π^- 中間子をバレルカロリメータに入射した場合, (c) 電子をエンドキャップカロリメータに入射した場合, (d)π^- 中間子をエンドキャップカロリメータに入射した場合.

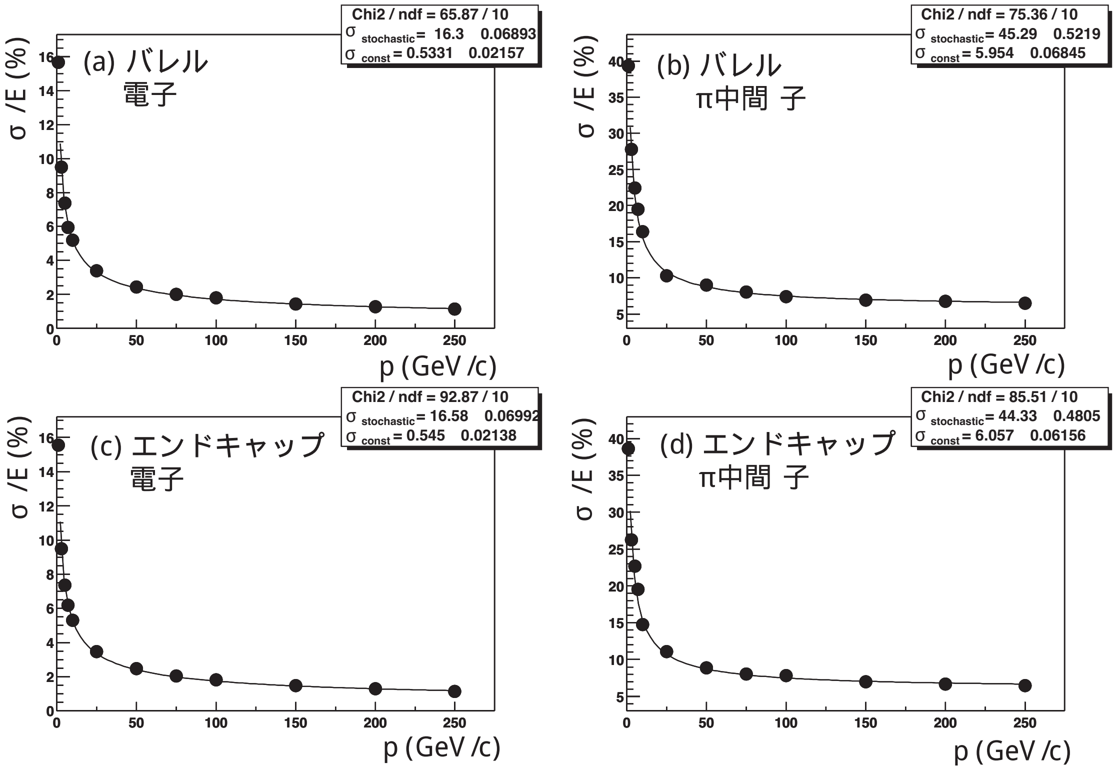

図 4.5: 電子, π^- 中間子に対するカロリメータのエネルギー分解能. (a) 電子をバレルカロリメータに入射した場合, (b)π^- 中間子をバレルカロリメータに入射した場合, (c) 電子をエンドキャップカロリメータに入射した場合, (d)π^- 中間子をエンドキャップカロリメータに入射した場合.

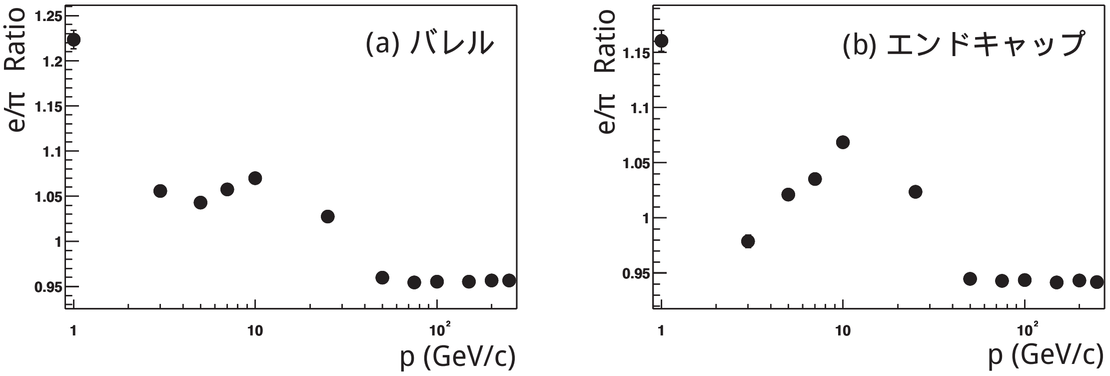

図 4.6: バレル部及びエンドキャップ部カロリメータの e/π 比. (a) バレルカロリメータ, (b) エンドキャップカロリメータ.

粒子	運動量 (GeV/c)	カロリメータ応答 (GeV)	カロリメータ応答の幅 (GeV)	エネルギー分解能 (%)
e^-	1	0.030 ± 0.000	0.005 ± 0.000	15.66 ± 0.173
	3	0.090 ± 0.000	0.008 ± 0.000	9.490 ± 0.108
	5	0.150 ± 0.000	0.011 ± 0.000	7.381 ± 0.076
	7	0.210 ± 0.000	0.013 ± 0.000	5.947 ± 0.058
	10	0.301 ± 0.000	0.016 ± 0.000	5.192 ± 0.057
	25	0.753 ± 0.000	0.026 ± 0.000	3.393 ± 0.036
	50	1.509 ± 0.001	0.037 ± 0.000	2.431 ± 0.028
	75	2.265 ± 0.001	0.045 ± 0.000	2.001 ± 0.020
	100	3.020 ± 0.001	0.054 ± 0.001	1.786 ± 0.020
	150	4.531 ± 0.001	0.064 ± 0.001	1.421 ± 0.015
	200	6.042 ± 0.001	0.076 ± 0.001	1.265 ± 0.013
	250	7.556 ± 0.001	0.086 ± 0.001	1.136 ± 0.012
π^-	1	0.024 ± 0.000	0.010 ± 0.000	39.31 ± 0.965
	3	0.085 ± 0.001	0.024 ± 0.001	27.79 ± 0.752
	5	0.144 ± 0.001	0.032 ± 0.001	22.44 ± 0.572
	7	0.199 ± 0.001	0.039 ± 0.001	19.46 ± 0.481
	10	0.281 ± 0.001	0.046 ± 0.001	16.41 ± 0.390
	25	0.733 ± 0.002	0.076 ± 0.002	10.30 ± 0.269
	50	1.572 ± 0.002	0.141 ± 0.002	8.993 ± 0.115
	75	2.373 ± 0.003	0.190 ± 0.002	8.011 ± 0.104
	100	3.161 ± 0.004	0.233 ± 0.003	7.372 ± 0.108
	150	4.744 ± 0.005	0.328 ± 0.005	6.923 ± 0.114
	200	6.317 ± 0.007	0.428 ± 0.007	6.774 ± 0.118
	250	7.897 ± 0.008	0.514 ± 0.009	6.507 ± 0.109

表 4.1: カロリメータ応答と応答の幅及びエネルギー分解能 (バレルカロリメータ). ただし，カロリメータ応答は各シンチレータに落とされたエネルギーの和を表す.

粒子	運動量 (GeV/c)	カロリメータ応答 (GeV)	カロリメータ応答の幅 (GeV)	エネルギー分解能 (%)
e^-	1	0.025 ± 0.000	0.004 ± 0.000	15.56 ± 0.179
	3	0.086 ± 0.000	0.008 ± 0.000	9.481 ± 0.100
	5	0.145 ± 0.000	0.011 ± 0.000	7.373 ± 0.079
	7	0.203 ± 0.000	0.013 ± 0.000	6.193 ± 0.062
	10	0.290 ± 0.000	0.015 ± 0.000	5.309 ± 0.057
	25	0.725 ± 0.000	0.025 ± 0.000	3.462 ± 0.038
	50	1.451 ± 0.001	0.036 ± 0.000	2.482 ± 0.026
	75	2.177 ± 0.001	0.045 ± 0.000	2.051 ± 0.021
	100	2.903 ± 0.001	0.053 ± 0.001	1.827 ± 0.019
	150	4.353 ± 0.001	0.064 ± 0.001	1.472 ± 0.015
	200	5.806 ± 0.001	0.075 ± 0.001	1.287 ± 0.014
	250	7.259 ± 0.001	0.083 ± 0.001	1.140 ± 0.012
π^-	1	0.025 ± 0.000	0.010 ± 0.000	38.61 ± 0.970
	3	0.088 ± 0.001	0.001 ± 0.000	26.22 ± 0.520
	5	0.142 ± 0.001	0.032 ± 0.001	22.66 ± 0.557
	7	0.196 ± 0.001	0.038 ± 0.001	19.55 ± 0.512
	10	0.271 ± 0.001	0.040 ± 0.001	14.77 ± 0.349
	25	0.709 ± 0.002	0.079 ± 0.002	11.08 ± 0.284
	50	1.537 ± 0.002	0.136 ± 0.002	8.847 ± 0.105
	75	2.309 ± 0.003	0.186 ± 0.002	8.033 ± 0.099
	100	3.077 ± 0.004	0.241 ± 0.003	7.823 ± 0.113
	150	4.623 ± 0.005	0.324 ± 0.005	6.998 ± 0.104
	200	6.155 ± 0.007	0.410 ± 0.007	6.661 ± 0.106
	250	7.708 ± 0.008	0.497 ± 0.007	6.452 ± 0.094

表 4.2: カロリメータ応答と応答の幅及びエネルギー分解能 (エンドキャップカロリメータ). ただし，カロリメータ応答は各シンチレータに落とされたエネルギーの和を表す.

メータ境界 ($\theta = 42$ ° 及び 44 °) で 4 %程度低くなることがわかる. π^- 中間子に対しては同様の θ 依存性は見られなかった.

次に ϕ の関数として電子, π^- 中間子に対するカロリメータ応答, 応答の幅及びエネルギー分解能を図 4.11, 図 4.12 にそれぞれ示す. ϕ 方向は衝突点から粒子を発生させ，ハドロンカロリメータの 1 タワーが十分入る範囲 $\phi = 8$ ° ∼ 52 °(ハドロンカロリメータタワー 10 タワー分に相当する) に粒子を入射させた．θ 方向は $\theta = 90$ ° に固定されている. 各タワーの中心に電子が入射すると, 1 %程度カロリメータ応答が高くなるが, π^- 中間子ではその傾向は見られなかった. またエネルギー分解能は電子, π^- 中間子共に ϕ 依存性は見られなかった.

4.4 カロリメータの後ろに漏れるエネルギー

ハドロンがカロリメータに入射してハドロンシャワーを起こすときハドロンシャワーは空間的に広がるため, ハドロンシャワーがカロリメータ内に収まらない可能性がある．ハドロンシャワーの奥行き方向の発達は, 電磁シャワーの奥行き方向の発達式 (2.9) で記述できるため [2, 3], この式を用いてハドロンシャワーの奥行き方向の発達を調べ, カロリメータから漏れるハドロンシャワーのエネルギーを調べた. シャワーエネルギーの漏れは第 2.3 節で述べたように, エネルギー分解能の定数項を大きくし, エネルギー分解能を悪くする.

図 4.13 に運動量 50 GeV/c の π^- 中間子に対する各セクションの波高分布を示す. ここで縦軸は事象数であり, 横軸は各セクションの応答 E_i (i はセクションを表す) をカロリメータ応答 E_0 で規格化したものである. JLCSIM で得られる各セクション毎の応答は, 各セクションにおけるシンチレータ応答の和である. 一方, ハドロンシャワーの発達式

$$g(t) \equiv \frac{1}{E_0}(\frac{dE}{dt}) = f \times \beta\frac{(\beta t)^{\alpha-1}e^{-\beta t}}{\Gamma(\alpha)}, \tag{4.4}$$

は微分形であり, ハドロンシャワーが深さ t (λ_I) の位置で吸収層に落とすエネルギーを計算することはできるが, ある厚さを持った吸収層に対して落とすエネルギーを計算することはできない. そこでカロリメータ応答と式 (4.4) を比較するために, 各セクション毎に次の値 S_i を求めた.

$$S_i \equiv \sum_{t=t_s}^{t_f} g(t). \tag{4.5}$$

ここで, t_s (λ_I) はそのセクションの最初の層までの厚さであり, t_f (λ_I) はそのセクションの最終層までの厚さである. t を各セクションの吸収層 1 枚分の厚さ間隔で動かし, 各セクションの和 S_i をとった. このようにして求めた S_i の値と JLCSIM で得られた値を比較して, 次の値が最小になるときのパラメータ f, α, β を求めた.

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{7} \frac{(R_i/\Delta L - S_i/\Delta L)^2}{(\sigma_i/\Delta L)^2}. \tag{4.6}$$

ここで, R_i はセクション i での E_i/E_0 分布の算術平均, σ_i は E_i/E_0 分布の統計誤差, ΔL は各セクションにおける検出層 1 枚当たりの厚さ (λ_I) である. 運動量 50 GeV/c の π^- 中間子に対する S_i の値とそのフィットの結果を図 4.14 に示す. ここで縦軸は E_i/E_0 =

$p^{-1}(dE/dt)(\Delta t/\Delta L)$ （Δt は各セクションの吸収層の厚さ), 横軸はカロリメータの深さ t (λ_I), 丸の点, 四角の点それぞれ JLCSIM で得られた値, S_i を示す. ただし, 各点は各セクションの応答の和なので横軸はそのセクションの中央の位置にプロットした.

各入射運動量に対するパラメータ f, α, β の値を図 4.15 に示し, 表 4.3 にそれらの値をまとめた. 規格化定数 f はカロリメータの線形性が保たれていれば誤差の範囲内で等しくなるはずであるが, 図 4.15 (a) からわかるように運動量に依存している. このずれ方は図 4.4 に示した応答の線形性のずれと一致している. また, α の値が高エネルギー側でビームテストの結果とずれているが, これは GHEISHA がハドロンシャワーを再現できていないためと考えられる.

ここで求められたパラメータ f, α, β を用いてカロリメータから漏れるエネルギーを計算した. カロリメータの後ろに漏れるエネルギーを図 4.16 (a) に, 入射運動量に対するカロリメータの後ろに漏れるエネルギーの割合を図 4.16 (b) に示す. 図中の丸い点はシミュレーションのパラメータとカロリメータの奥行き方向の深さ (6.97 λ_I) を用いた場合, 四角の点はビームテストのパラメータとカロリメータの奥行き方向の深さ (5.85 λ_I) を用いた場合, 三角の点はビームテストのパラメータとシミュレーションのカロリメータの奥行き方向の深さを用いた場合である. この結果からカロリメータから漏れるエネルギーは入射運動量 250 GeV/c の π^- 中間子に対して 3 %以内であり, ハドロンシャワーはカロリメータからほとんど漏れていないことがわかる. つまり, JLC カロリメータはハドロンのエネルギーをほとんど漏らさずに測定することができる.

運動量 (GeV/c)	f	α	β ($1/\lambda_I$)
1	0.862 ± 0.006	1.030 ± 0.006	2.043 ± 0.005
2	1.002 ± 0.007	1.239 ± 0.007	1.238 ± 0.005
3	1.030 ± 0.007	1.229 ± 0.007	0.932 ± 0.005
4	1.015 ± 0.007	1.231 ± 0.007	0.830 ± 0.005
5	1.039 ± 0.007	1.286 ± 0.007	0.874 ± 0.005
10	1.017 ± 0.007	1.503 ± 0.007	0.891 ± 0.005
25	1.020 ± 0.007	1.627 ± 0.007	0.847 ± 0.005
50	1.036 ± 0.006	1.745 ± 0.007	0.782 ± 0.005
75	1.044 ± 0.006	1.821 ± 0.007	0.762 ± 0.005
100	1.049 ± 0.006	1.847 ± 0.007	0.733 ± 0.005
125	1.047 ± 0.006	1.879 ± 0.007	0.737 ± 0.005
150	1.047 ± 0.006	1.937 ± 0.007	0.741 ± 0.006
175	1.046 ± 0.006	1.965 ± 0.007	0.754 ± 0.006
200	1.049 ± 0.006	1.952 ± 0.007	0.737 ± 0.006
225	1.046 ± 0.006	1.943 ± 0.007	0.727 ± 0.006
250	1.045 ± 0.006	1.993 ± 0.007	0.741 ± 0.006

表 4.3: 各入射運動量の π^- 中間子に対する f, α, β の値.

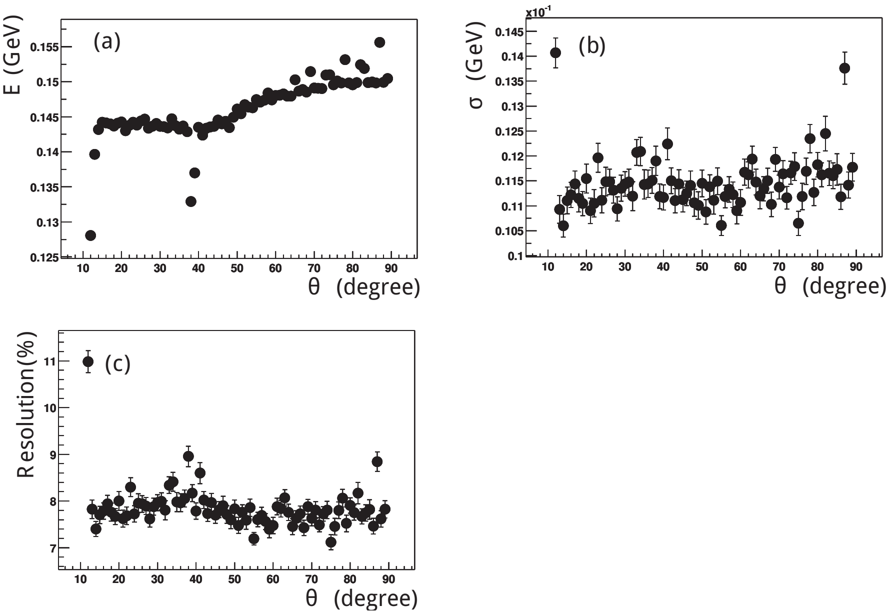

図 4.7: 電子に対するカロリメータ応答の入射位置 θ 依存性. (a) カロリメータ応答, (b) 応答の幅, (c) エネルギー分解能. (a) の縦軸は各シンチレータに落とされたエネルギーの和を表す.

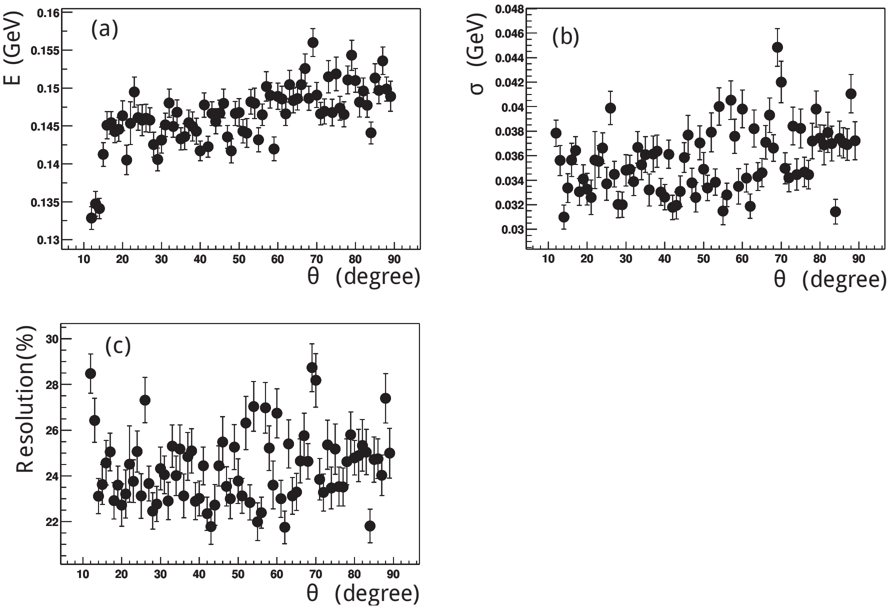

図 4.8: π^- 中間子に対するカロリメータ応答の入射位置 θ 依存性. (a) カロリメータ応答, (b) 応答の幅, (c) エネルギー分解能. (a) の縦軸は各シンチレータに落とされたエネルギーの和を表す .

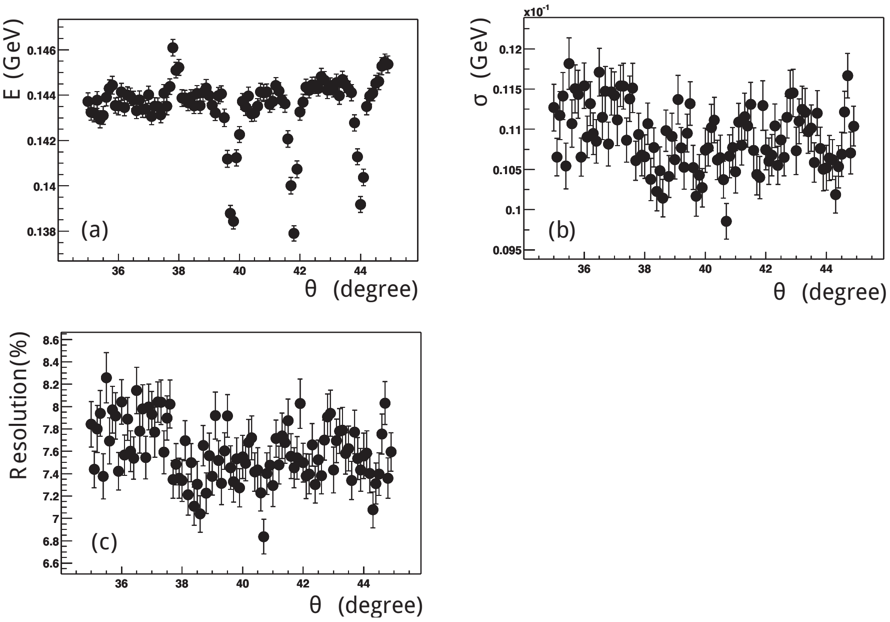

図 4.9: 電子に対するカロリメータ応答の入射位置 θ 依存性 (バレル/エンドキャップカロリメータ境界付近). (a) カロリメータ応答, (b) 応答の幅, (c) エネルギー分解能. (a) の縦軸は各シンチレータに落とされたエネルギーの和を表す．

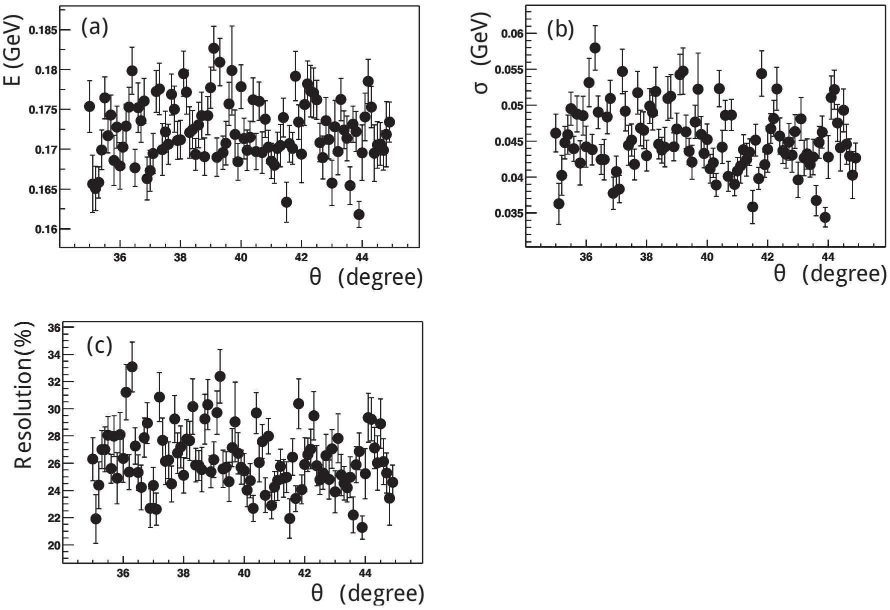

図 4.10: π^- 中間子に対するカロリメータ応答の入射位置 θ 依存性 (バレル/エンドキャップカロリメータ境界付近). (a) カロリメータ応答, (b) 応答の幅, (c) エネルギー分解能. (a) の縦軸は各シンチレータに落とされたエネルギーの和を表す．

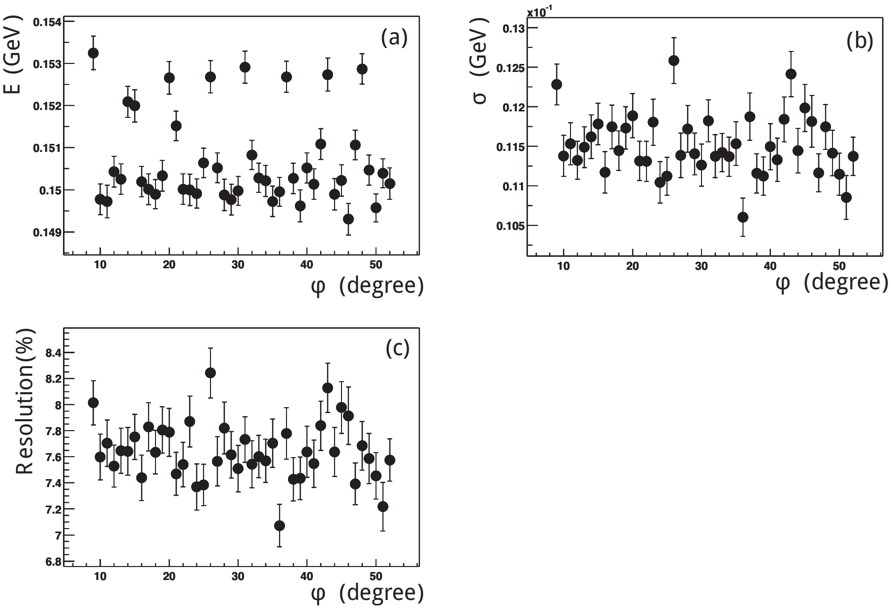

図 4.11: 電子に対するカロリメータ応答の入射位置 ϕ 依存性. (a) カロリメータ応答, (b) 応答の幅, (c) エネルギー分解能. (a) の縦軸は各シンチレータに落とされたエネルギーの和を表す .

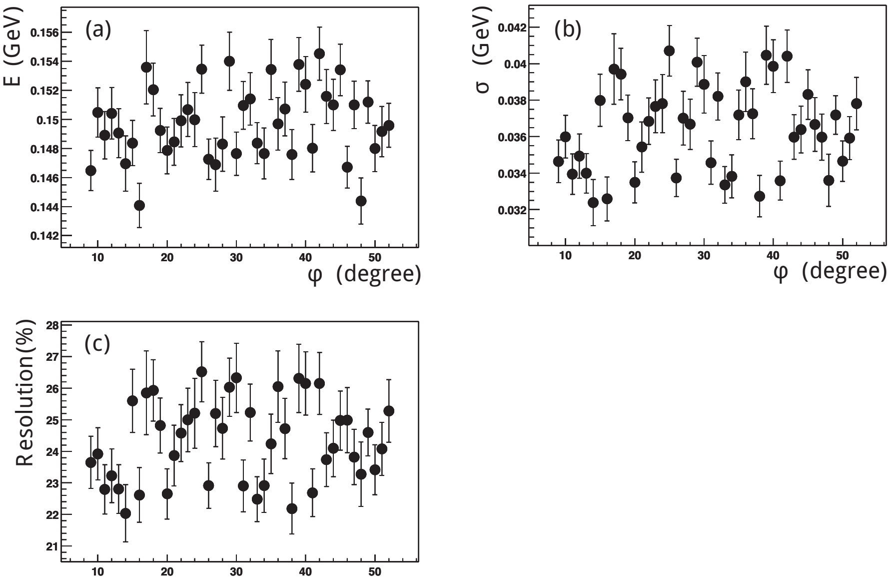

図 4.12: π^- 中間子に対するカロリメータ応答の入射位置 ϕ 依存性. (a) カロリメータ応答, (b) 応答の幅, (c) エネルギー分解能. (a) の縦軸は各シンチレータに落とされたエネルギーの和を表す .

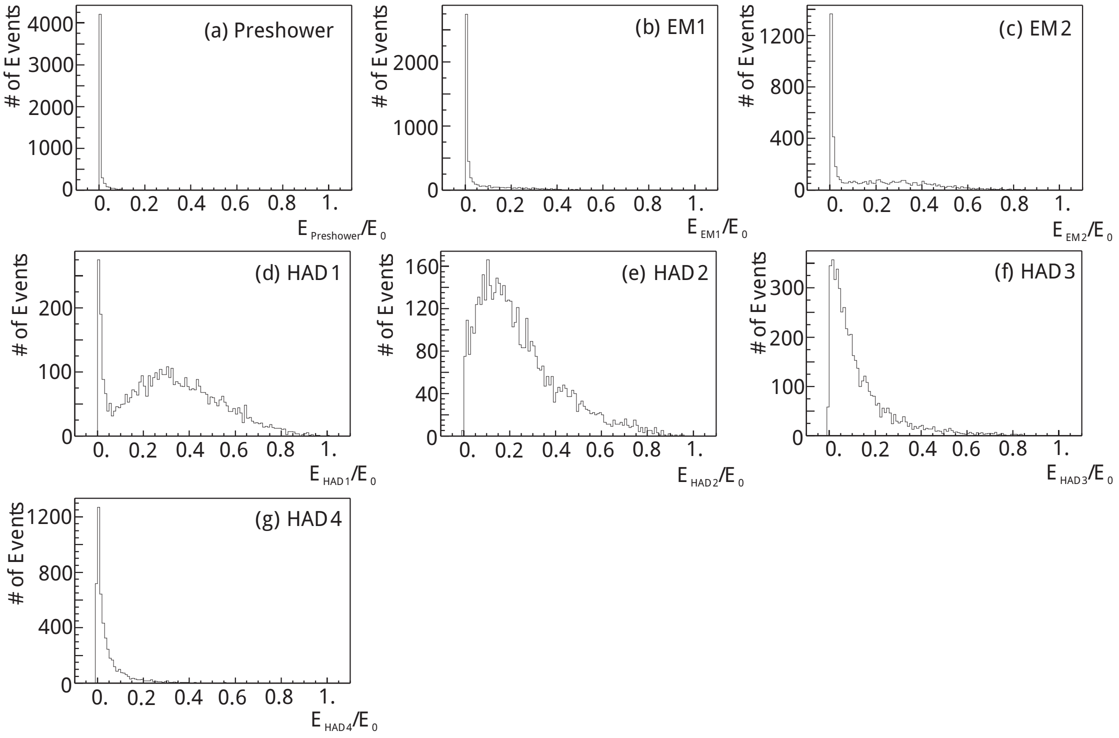

図 4.13: 入射運動量 50 GeV/c の π^- 中間子に対する各セクションのカロリメータ応答.

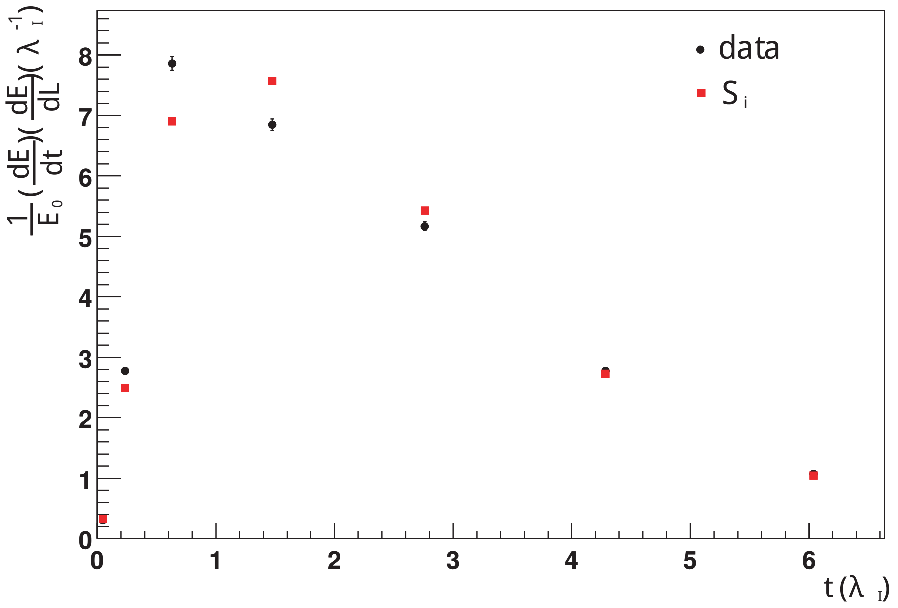

図 4.14: 入射運動量 50 GeV/c の π^- 中間子に対する S_i のフィットの結果.

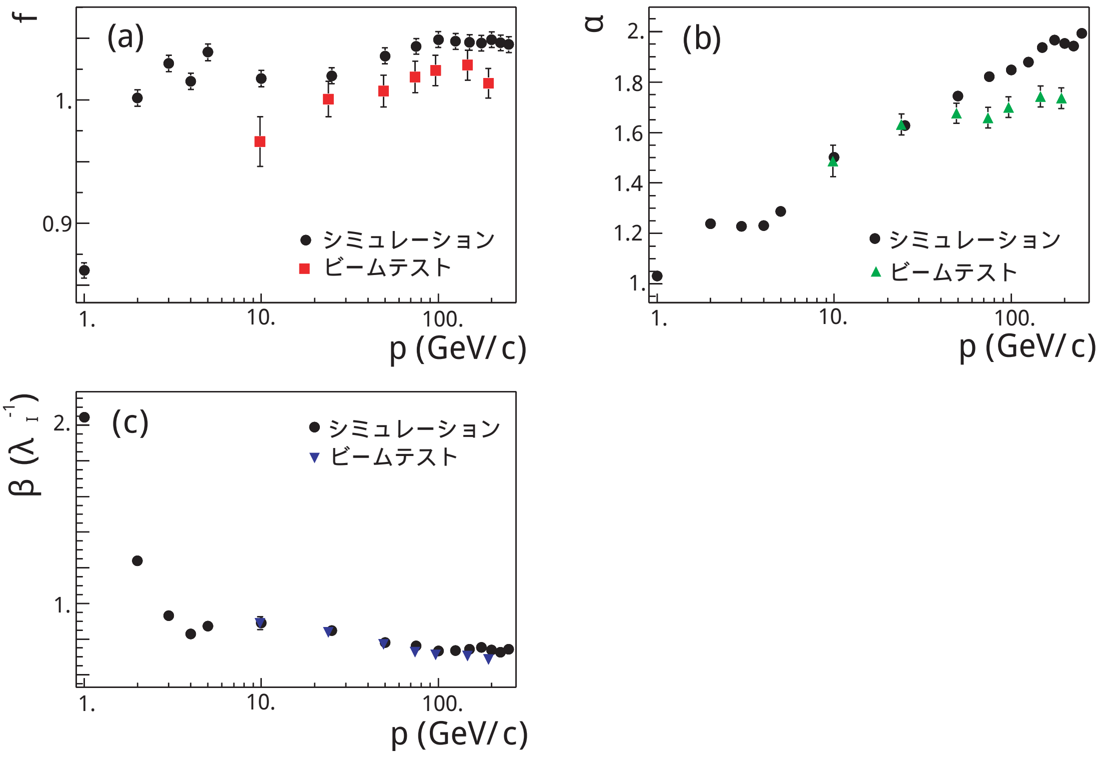

図 4.15: 各入射運動量に対するハドロンシャワーの形を決めるパラメータ. (a)f, (b)α, (c)β

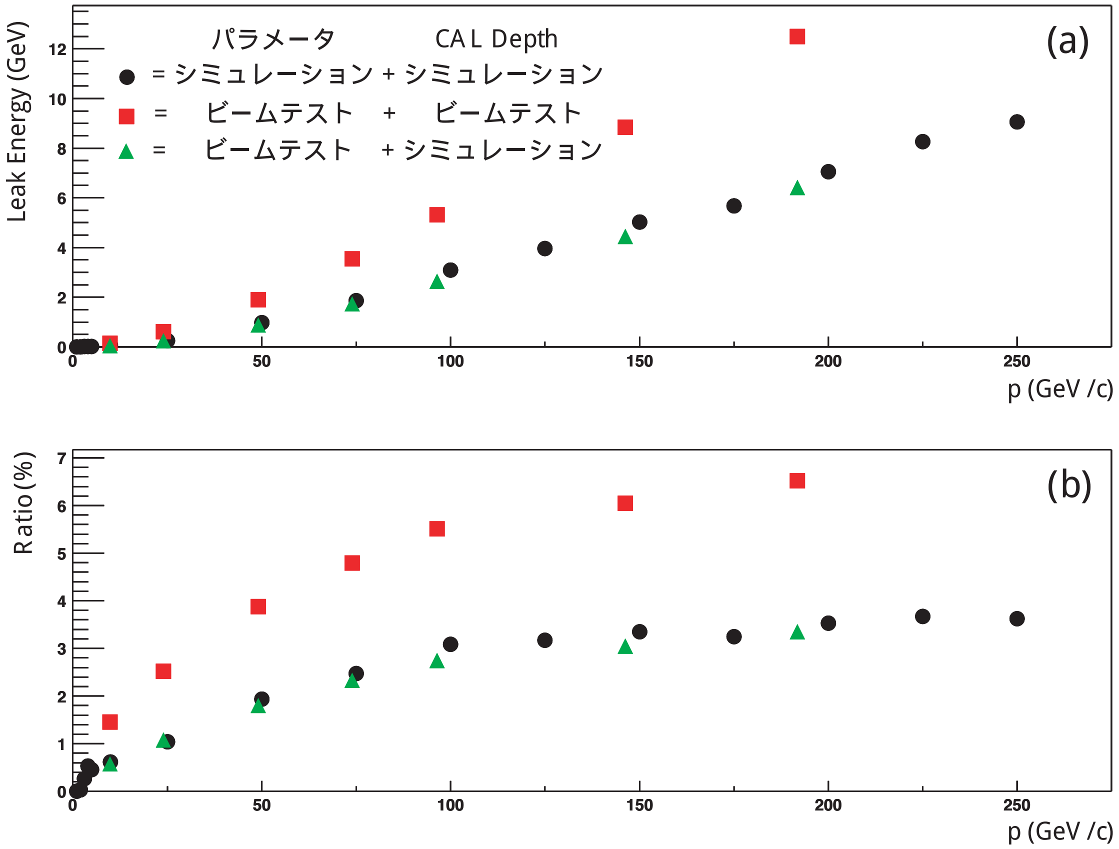

図 4.16: カロリメータから漏れるエネルギー. (a) カロリメータから漏れるエネルギーと (b) 入射運動量に対する漏れの割合. 丸い点はシミュレーションのパラメータとカロリメータの奥行き方向の深さを用いた場合, 四角の点はビームテストのパラメータとカロリメータの奥行き方向の深さを用いた場合, 三角の点はビームテストのパラメータとシミュレーションのカロリメータの奥行き方向の深さを求めた場合である.

第5章　ジェットのエネルギー測定

5.1　目的

JLC 実験のエネルギー領域では, ヒッグス粒子やトップクォークは主に検出器でジェットとして観測される. 従って，ヒッグス粒子の探索やトップクォークの精密測定を行うためには, このジェットのエネルギーを正確に測定する必要がある. ジェットは荷電粒子と中性粒子から構成されており, これらの粒子のほとんどは飛跡検出器を通過して, カロリメータに入射する. カロリメータに入射した粒子はそこでシャワーを起こしエネルギークラスターを作る. 電子・陽電子衝突型加速器でジェットのエネルギーを測定する最も簡単な方法は, 粒子識別 (電磁粒子/ハドロン) を行わずにカロリメータタワーに落とされたすべてのエネルギーを測定し, 足し合わせることである. 図 5.1 に重心系エネルギーが 180 GeV で発生したジェット事象 ($e^+e^- \to W^+W^- \to q\bar{q}l\nu$) を示す. この事象で発生した W^+W^- ボソン対のうち, ジェットを発生させた $W^\pm$ ボソンの質量をカロリメータだけを用いて再構成したときの分布を図 5.2 に示す．ジェットを構成する荷電粒子はそのほとんどがハドロンであり, またジェット中の各粒子が持っている運動量は小さいため, 各粒子に対するカロリメータのエネルギー分解能は悪い. このため, ジェットのエネルギーをカロリメータだけで測定した場合, カロリメータのエネルギー分解能以上の精度でジェットのエネルギーを測定することはできない. この制限を越えてジェットのエネルギーを測定するためには, 飛跡検出器を使う方法が有効である. 飛跡検出器とカロリメータでは飛跡検出器の方が位置及び運動量の測定に関して精度が良い. よって, ジェットのエネルギーを精度良く測定するために荷電粒子に関しては飛跡検出器で測定された運動量を用い, 中性粒子に関してはカロリメータで測定されたエネルギーを用いる. このとき荷電粒子がカロリメータに落としたエネルギーを除くために, 荷電粒子がカロリメータに作ったエネルギークラスターと飛跡の対応付けが必要になる. この対応付けをすることによって, 中性粒子がカロリメータに作ったエネルギークラスターを見つけることができる.

この章では, ジェット中の荷電粒子と中性粒子が持っている 4 元運動量を決定するためのアルゴリズムを提案する. そして, このアルゴリズムが正しく動くことを確認するために，JLCSIM で作られたデータをそのアルゴリズムを使ってジェットを再構成し, $W^\pm$ ボソンの質量分解能を求める．

5.2　ジェット再構成アルゴリズム

荷電粒子の運動量を用いたジェットのエネルギー測定で重要なことは, 荷電粒子がカロリメータに作ったエネルギークラスターを除き, 中性粒子が作ったエネルギークラスターを見つけることである. 特にジェット中に存在する中性粒子数は光子が最も多いため, この

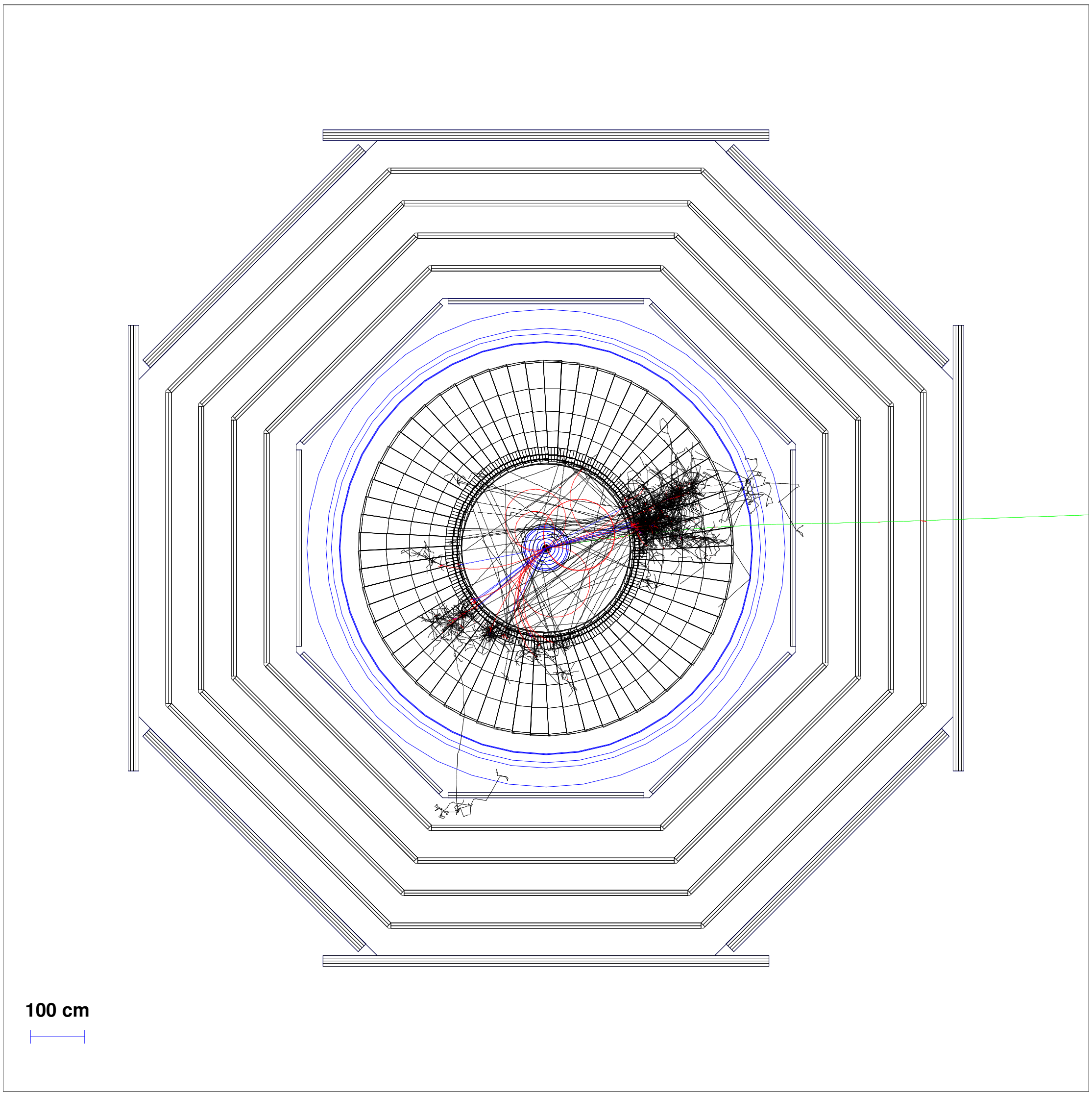

図 5.1: $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}l\nu$ 過程から発生したジェット (重心系エネルギー $\sqrt{s} = 180$ GeV). 赤い線は荷電粒子, 青い線は光子, 緑の線は μ 粒子, 黒い線は中性粒子 (光子以外) を表す.

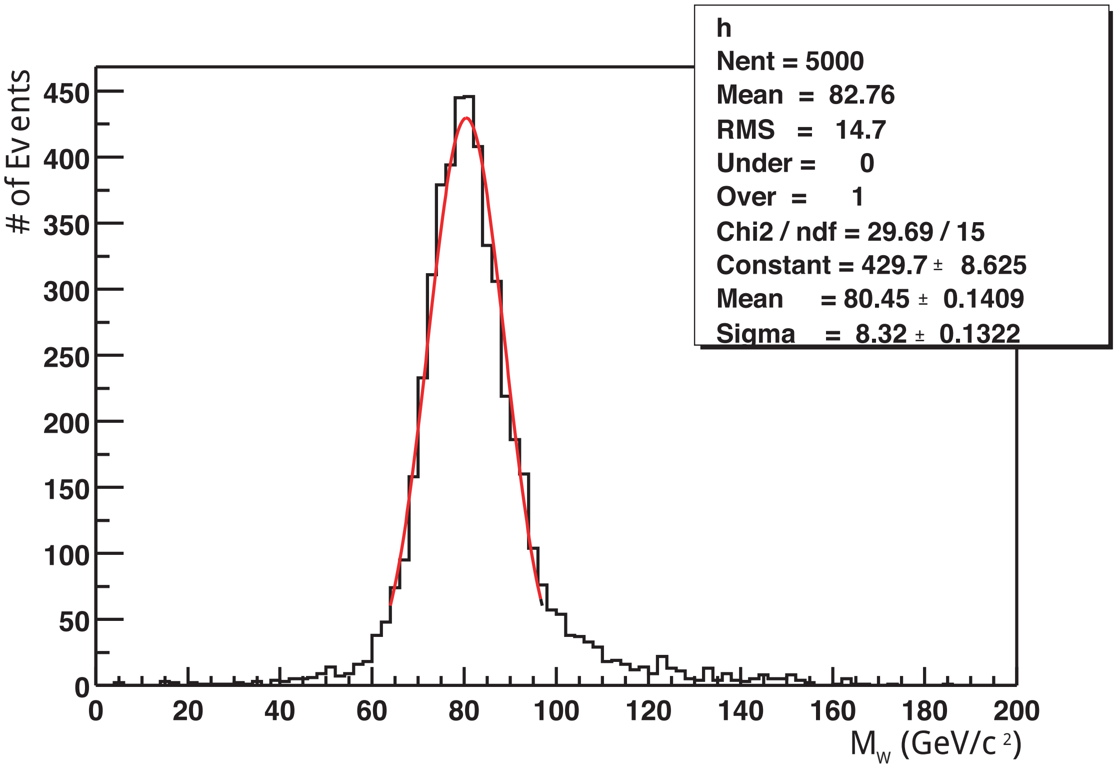

図 5.2: カロリメータだけを使って求めた $W^{\pm}$ ボソンの質量.

光子を精度良く再構成することが重要である. 電磁シャワーとハドロンシャワーの広がりを比べたとき, 電磁シャワーの方がハドロンシャワーに比べて広がらずシャワーの性質も良くわかっている. そのため，最初に飛跡と電磁カロリメータに落とされたエネルギーを扱い，電子を同定する．その後ハドロンカロリメータに落とされたエネルギーも考慮にいれてカロリメータに落とされたエネルギーを扱い，荷電ハドロンを同定する．最後に光子及び中性ハドロンを同定する．

図 5.3 にジェット中の粒子を再構成するアルゴリズムを示し, 図 5.4 にジェットのエネルギー測定の概念図を示す. まず, 電子の同定を行う．エネルギーが落とされたカロリメータタワー (これをヒットタワーとする) をエネルギーが大きい順に並べる．これらのヒットタワーのうち，0.1 GeV 以上のエネルギーが落とされているヒットタワーに関しては，そのタワーとその周りにあるヒットタワーを用いて 3×3 ヒットタワーで電磁クラスターを作る．そして, 飛跡に対して最も距離が近い電磁クラスターを探し, 飛跡と電磁クラスターの組合わせを作る. 電子の距離条件を満たす組み合わせのうち $E_{EM1} > E_{EM2}$ を満たす組み合わせに関しては, 飛跡の運動量と電磁クラスターのエネルギーを比較する. ただし, E_{EM1} と E_{EM2} はそれぞれ電磁カロリメータ EM1 と EM2 に落とされたエネルギーを表す. エネルギーの比較は以下の基準に従って行い, 飛跡と電磁クラスターのそれぞれの組み合わせについて電磁クラスターを作った粒子に関して分類を行う.

(1) $p_{track} < E_{cluster}$ の場合.

この電磁クラスターは電子と光子によって作られたものと仮定する. このとき “電子” のエネルギーは, $E_{charge} = p_{track}$ を用い, “光子” のエネルギーは $E_{neutral} = E_{cluster} - p_{track}$ とする.

(2) $p_{track} = E_{cluster}$ の場合.
この電磁クラスターは電子のみによって作られたものと仮定する. このとき “電子” のエネルギーは $E_{charge} = p_{track}$ とする.

(3) $p_{track} > E_{cluster}$ の場合.
この電磁クラスターは荷電ハドロンによって作られたものと仮定し, “荷電ハドロン” を同定するときに用いる.

ここで, $p_{track}, E_{cluster}, E_{charge}, E_{neutral}$ はそれぞれ飛跡から求められた荷電粒子の運動量, クラスターのエネルギー, “荷電粒子” のエネルギー, “中性粒子” のエネルギーを表し，次節でエネルギー比較の精度を詳しく述べる．また,“粒子” はアルゴリズムを用いて再構成された粒子を表す．“電子” に分類されなかった飛跡と電磁クラスターの組み合わせはそれぞれ荷電ハドロンが作ったものとし, その電磁クラスターとその後ろにあるハドロンカロリメータのヒットタワーを 3×3 タワー分組み合わせてハドロンクラスターを作る. ただし, “電子” が作った電磁クラスターの後ろにある 3×3 ハドロンカロリメータタワーはハドロンクラスターの作成には用いない．この飛跡とハドロンクラスターの組合わせを飛跡の運動量とハドロンクラスターのエネルギーを用いて以下のように分類する.

(1) $p_{track} < E_{cluster}$ の場合.
このハドロンクラスター荷は荷電ハドロンと中性ハドロンから作られたものと仮定し, “荷電ハドロン” のエネルギーは $E_{charge} = p_{track}$, “中性ハドロン” のエネルギーは $E_{neutral} = E_{cluster} - p_{track}$ とする.

(2) $p_{track} \geq E_{cluster}$ の場合.
このハドロンクラスターは荷電ハドロンのみによって作られたものと仮定し, “荷電ハドロン” のエネルギーは $E_{charge} = p_{track}$ とする.

次に光子及び中性ハドロンを同定する. まだ使われていないヒットタワーをそれぞれのカロリメータでクラスター化し, “光子” あるいは “中性ハドロン” として扱う. これら “中性粒子” のエネルギーは，クラスターのエネルギーを用いて $E_{neutral} = E_{cluster}$ とする.

ジェットの同定及びそのエネルギーは JADE アルゴリズムを用いて求める [10]. JADE アルゴリズムを以下に示す.

(1) すべての粒子に対して

$$y_{ij} = \frac{2E_iE_j(1 - cos\theta_{ij})}{s} \quad (i \neq j), \tag{5.1}$$

を計算して, y_{ij} が最小となる粒子の組み合わせ (i, j) を見つける. ここで, i 及び j は粒子, $\sqrt{s}$ は重心系エネルギー, θ は粒子 i と j の間の角度を表す.

(2) (i, j) を 1 つの粒子と見なし, そのエネルギーを $E = E_i + E_j$ とする.

(3) y_{ij} がある閾値 y_{cut} より大きくなるまで, (1), (2) の操作を繰り返し，粒子をまとめていく．

(4) 以上でまとめられた粒子のグループをジェットとする．

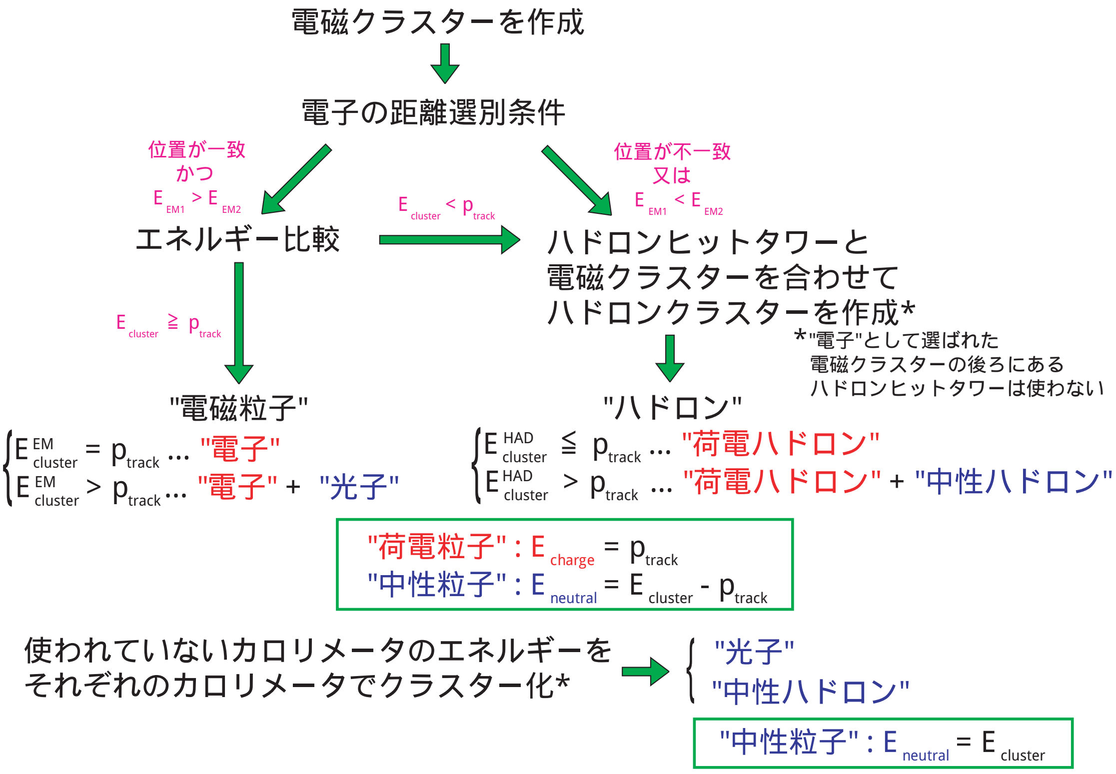

図 5.3: 粒子再構成アルゴリズム.

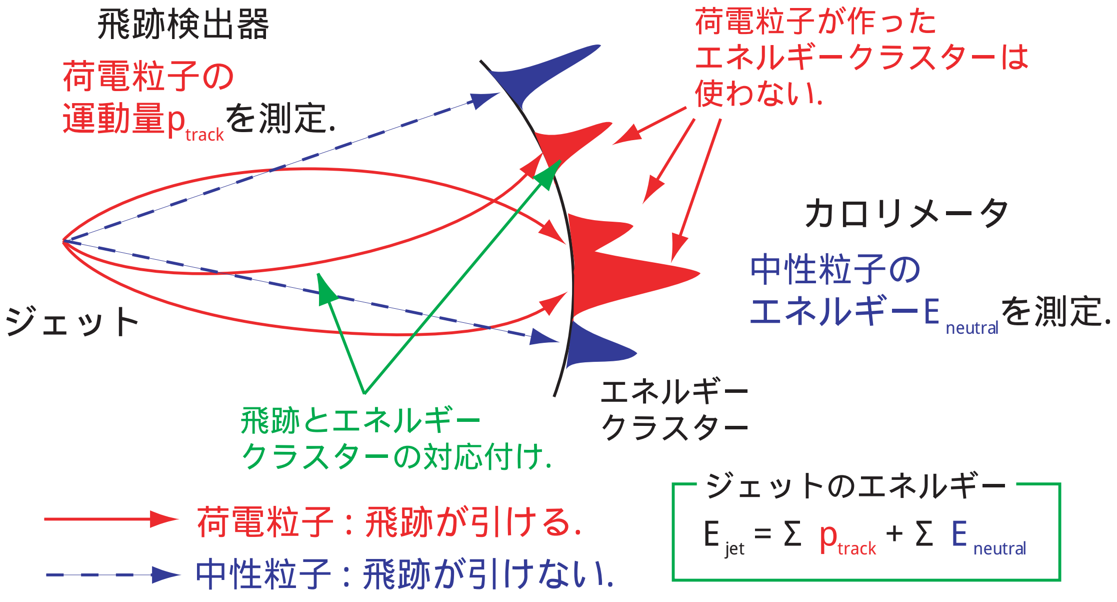

図 5.4: ジェットのエネルギー測定の概念図．ここで，E_{jet} はジェットのエネルギー，p_{track} は飛跡検出器で測定された荷電粒子の運動量，$E_{neutral}$ はカロリメータで測定された中性粒子のエネルギーを表す．

5.3　ジェット再構成

5.3.1　ジェット事象

e^+e^- 衝突型加速器で飛跡検出器とカロリメータを用いたジェットのエネルギー測定の解析は，過去にCERNにあったLEPで行われている．LEPに設置されたALEPH検出器では，重心系エネルギー $\sqrt{s} = 91$ GeV で発生した Z^0 ボソンのうち崩壊過程が $Z^0 \to q\bar{q}$ である事象を用いて Z^0 の質量を求めている [7]． Z^0 ボソンの質量分布をガウス関数でフィットした結果，そのピークの値は90.7 GeV/c^2，その幅は6.5 GeV/c^2 となった．また，$\sqrt{s} = 188.6$ GeV におけるALEPH検出器で得られた $W^\pm$ ボソンの質量分布を図5.5に示す [8]．この質量分布をフィットして得られた $W^\pm$ ボソンの質量とその崩壊幅を表5.1に示す．第3.1章で述べたように，ヒッグス粒子探索において W^+W^- ボソン対はバックグラウンドの1つである．また，ヒッグス粒子の質量が $m_H > 130$ GeV/c^2 のとき，ヒッグス粒子は主に W^+W^- ボソン対に崩壊する．このためヒッグス粒子を観測するためには $W^\pm$ ボソンを精度良く測定できなければならない．よって，この解析で用いたデータは重心系エネルギー $\sqrt{s} = 180$ GeV で発生した W^+W^- ボソン対で，その崩壊過程が $W^+W^- \to q\bar{q}l\nu$ ($l = e^\pm$ または $\mu^\pm$) で発生したジェットを用いる．事象の生成に関してはPYTHIA[9]及びJLCSIMを用いた．カロリメータ応答は，図4.3及び図4.4より線形性が安定し始める入射運動量50 GeV/c の点で入射粒子のエネルギーと等しくなるようにカロリメータ応答の較正を行った．解析のために生成した事象数は5000事象である．

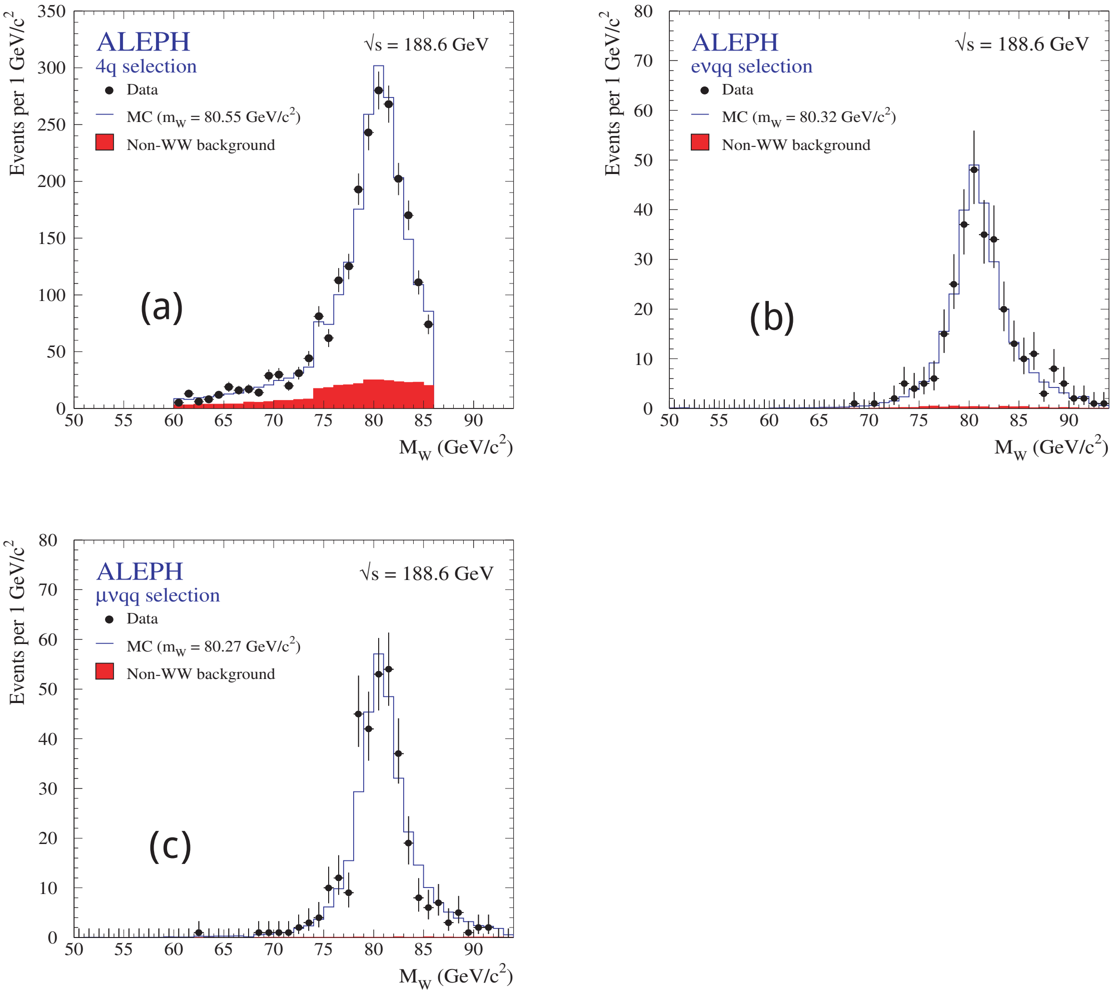

図 5.5: ALEPH 検出器で得られた $W^{\pm}$ ボソンの質量分布. (a)$W^+W^- \to q\bar{q}q\bar{q}$, (b)$W^+W^- \to q\bar{q}e\nu$, (c)$W^+W^- \to q\bar{q}\mu\nu$.

崩壊過程	質量 (GeV/c^2)	崩壊幅 (GeV/c^2)
$W^+W^- \to q\bar{q}q\bar{q}$	80.551 ± 0.108 (stat.) $\pm$ 0.037 (syst.)	2.34 ± 0.28 (stat.) $\pm$ 0.17 (syst.)
$W^+W^- \to q\bar{q}e\nu$	80.319 ± 0.154 (stat.) $\pm$ 0.061 (syst.)	2.47 ± 0.46 (stat.) $\pm$ 0.12 (syst.)
$W^+W^- \to q\bar{q}\mu\nu$	80.272 ± 0.141 (stat.) $\pm$ 0.046 (syst.)	2.17 ± 0.28 (stat.) $\pm$ 0.10 (syst.)

表 5.1: ALEPH 検出器で得られた $W^\pm$ ボソンの質量と崩壊幅.

5.3.2 ジェット再構成

$W^\pm$ ボソンの質量を求めるために, ジェット中の荷電粒子と中性粒子を同定しその4元運動量を求める. まず, “電子” を求めるために選別条件を定義する. 図 5.6 にカロリメータに入射したジェット中の電子の位置とそれに最も近い位置にある電磁クラスターとの距離 R を示す. ジェット中の電子は粒子生成情報を用いて選んでいる. この結果より, $R < 4.0$ cm 以下ならば電子と電磁クラスターの位置が一致していると定義する. また, 電子の運動量と電磁クラスターのエネルギーのずれを

$$ED \equiv \frac{E_{cluster} - p_{track}}{\sigma_{CAL}}, \tag{5.2}$$

で定義する. ここで, σ_{CAL} はカロリメータのエネルギー分解能である. 図 5.7 にこのエネルギーのずれ ED を示した. この結果より, “電子” と電磁クラスターの関係を以下のように定義する.

(1) $ED > 4.0$
“電子” と “光子” が作った電磁クラスター,
(2) $-4.0 < ED < 4.0$
“電子” のみが作った電磁クラスター,
(3) $ED < -4.0$
“荷電ハドロン” が作った電磁クラスター.

図 5.8 に横軸を R, 縦軸を ED にとった分布を示す. 緑色の四角の枠内が “電子” として見なされる飛跡と電磁クラスターの組み合わせの領域である. 図 5.9 に電磁カロリメータ EM1 と EM2 に落とされたエネルギー及び EM1 に対する EM2 のエネルギー比を示す. これより, 電子が作った電磁クラスターならば EM1 に落とされるエネルギーの方が EM2 に落とされるエネルギーに比べて大きいことがわかる. “電子” の選別条件を検出器情報に対して用いたときの飛跡と電磁クラスターの距離を図 5.10 に示す. この “電子” の距離選別条件を満たした組合わせのうち , $E_{EM1} > E_{EM2}$ を満たした組合わせのエネルギーのずれ ED を図 5.11 に示す. この結果から “電子” に分類された粒子は電子の数に比べて増えているので, 荷電ハドロンが “電子” のように扱われたものが多く含まれていることがわかる .

“荷電ハドロン” の選別条件は, カロリメータのエネルギー分解能から統計的に期待される ED の値を用いて以下のように定義した.

(1) $ED > 3.0$
“荷電ハドロン” と “中性ハドロン” が作ったハドロンクラスター,

(2) $ED \leq 3.0$
“荷電ハドロン” のみが作ったハドロンクラスター.

“荷電ハドロン” の選別条件を検出器情報に対して用いたときのエネルギーのずれ ED を図 5.12 に示す. ただし, “電子” として分類された飛跡と電磁クラスターは除かれている. ハドロンクラスターのほとんどが飛跡のみから作られていることがわかる.

以上で求めた選別条件と第 5.2 節で述べたアルゴリズムを用いて, ジェット中の粒子の 4 元運動量を求め, ジェットを再構成した. 図 5.13 に中性粒子のエネルギー分布を示す. この結果からまた,“中性粒子” が精度良く再構成されていないことがわかる. 図 5.14 に粒子生成情報から得られた荷電 (中性) 粒子の事象毎のエネルギー和と再構成された荷電 (中性) 粒子の事象毎のエネルギー和の比を示し, 図 5.15 に荷電粒子と中性粒子のエネルギー和の事象毎の比を示す. また，図 5.16 に各中性粒子毎のエネルギー比を示す. “荷電粒子” は良く再構成されているが, “中性粒子” は精度良く再構成されていないことがわかる.

図 5.17 に $W^{\pm}$ ボソンの質量分布及びジェットの運動量分布を示す. 質量分布をガウス関数でフィットした結果, $W^{\pm}$ ボソンの質量 M_W は $M_W = 80.4 \pm 0.13$ GeV/c^2 になり, その幅は $\sigma_{M_W} = 7.23 \pm 0.13$ GeV/c^2 になった. また，質量分解能は 9.14 ± 0.17 %になった. この質量分解能はカロリメータから求められた質量分解能 (10.34 ± 0.16 %) よりは良いが，粒子生成情報から求められた質量分解能 (2.02 ± 0.03 %) に比べてかなり悪く，$W^{\pm}$ ボソンの質量が精度良く求められていないことがわかる. また, ジェットの運動量も精度良く求められていない. 図 5.18 に $W^{\pm}$ ボソンの質量とジェットのエネルギー, “中性粒子” のエネルギーの事象毎の関係を示す. ジェットのエネルギーと “中性粒子” のエネルギーが大きいほど, $W^{\pm}$ ボソンの質量も大きいことがわかる. また, “中性粒子” のエネルギーが大きいほどジェットのエネルギーも大きくなっている. これは “中性粒子” のエネルギーが精度良く求められていないためである．カロリメータ横方向の大きさをより細かくすることで, シャワーの重なりが減少するために, 改善が期待される．今後はカロリメータ横方向の大きさを細かくしてエネルギー分解能を求める．

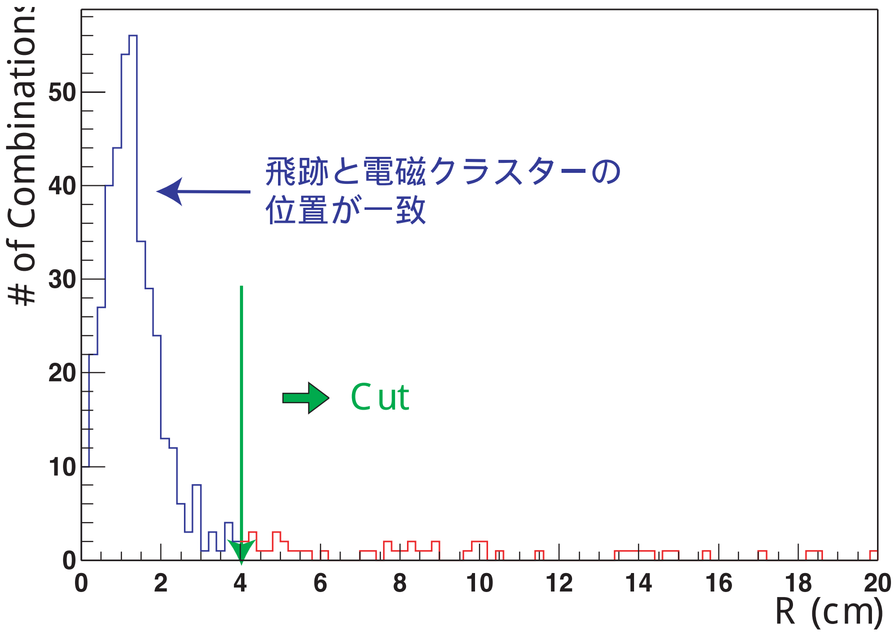

図 5.6: 粒子生成情報から得られた電子の飛跡と電磁クラスターの間の距離.

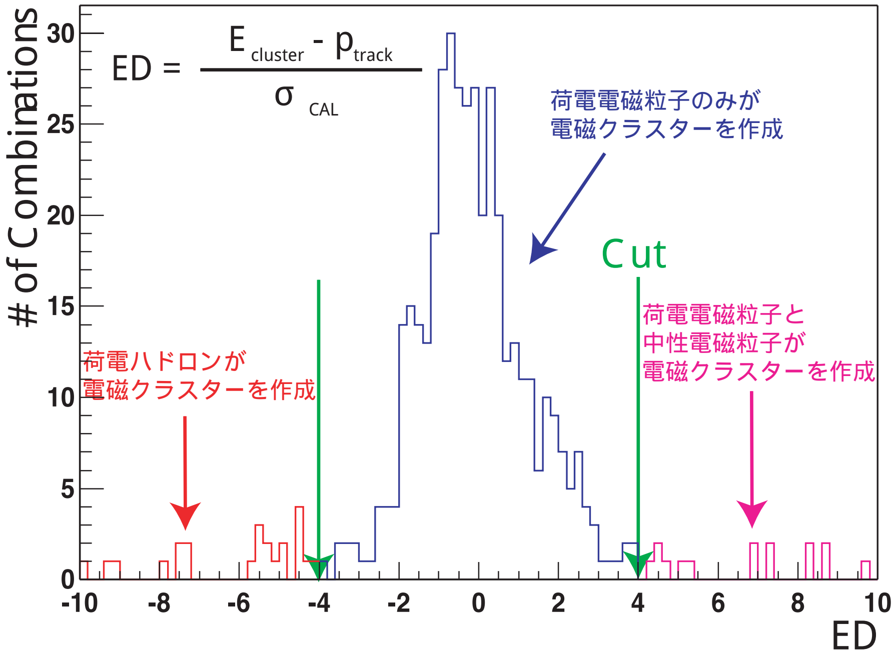

図 5.7: 粒子生成情報から得られた電子の飛跡と電磁クラスターの間のエネルギーのずれ.

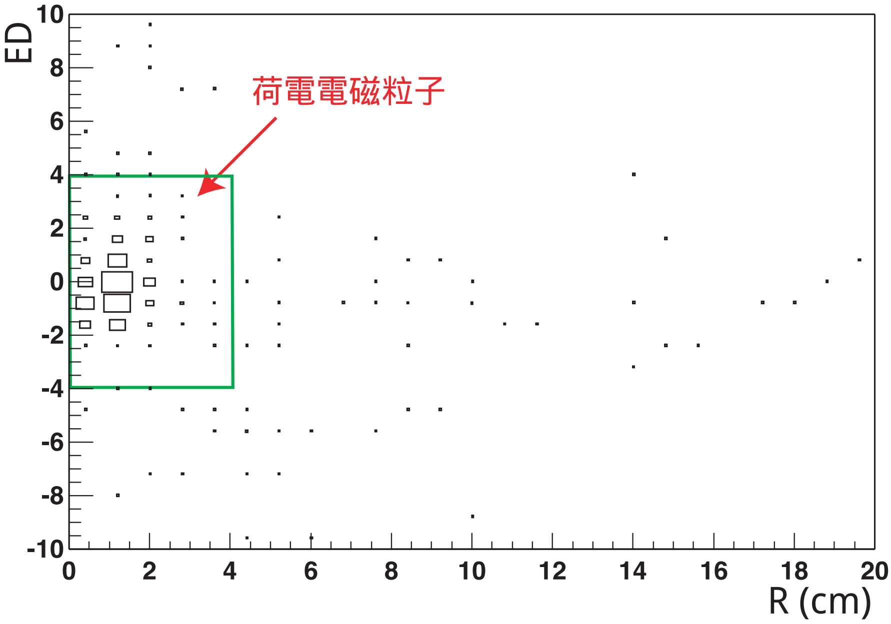

図 5.8: 粒子生成情報から得られた電子の飛跡と電磁クラスターの距離とエネルギーのずれの関係.

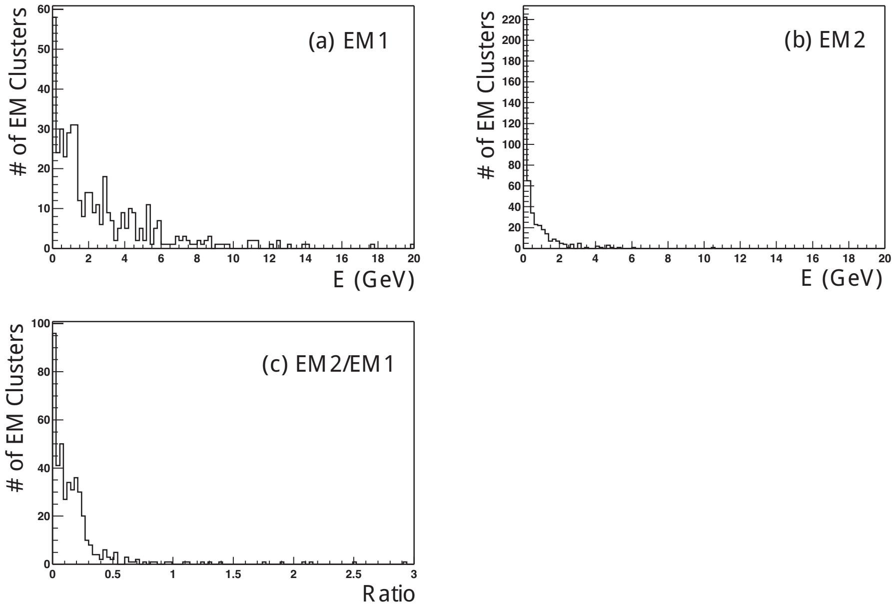

図 5.9: 電磁カロリメータに落とされたエネルギー. (a)EM1 に落とされたエネルギー, (b)EM2 に落とされたエネルギー, (c)EM1 と EM2 のエネルギー比.

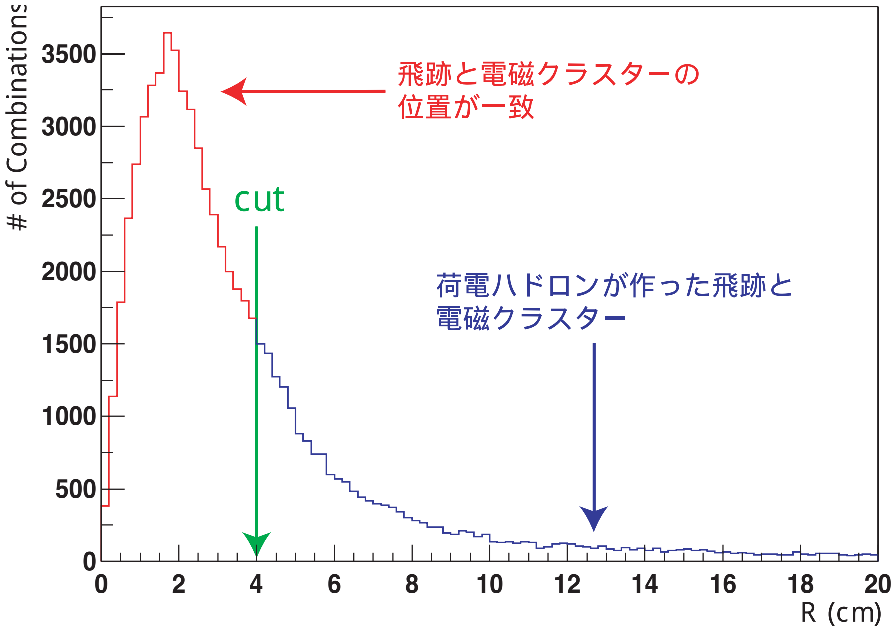

図 5.10: 検出器情報から得られた飛跡と電磁クラスターの距離.

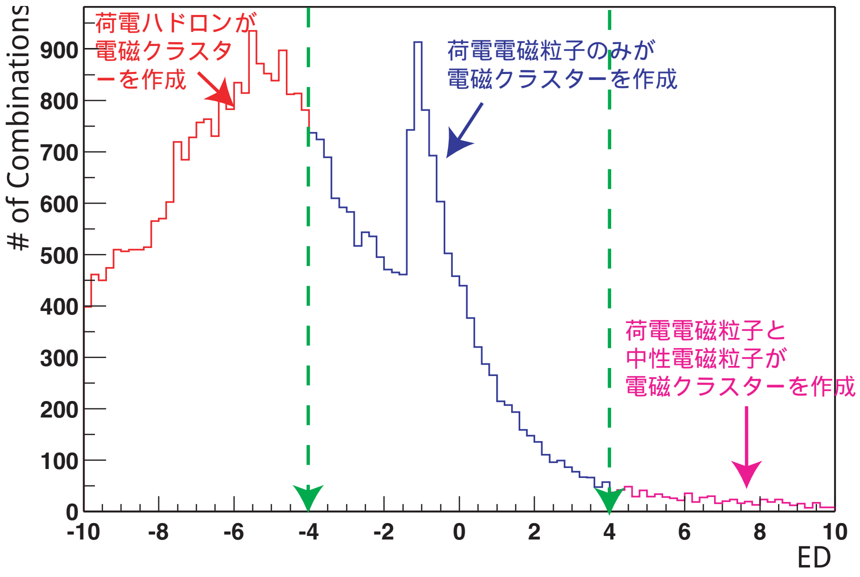

図 5.11: 検出器情報から得られた飛跡と電磁クラスターのエネルギーのずれ.

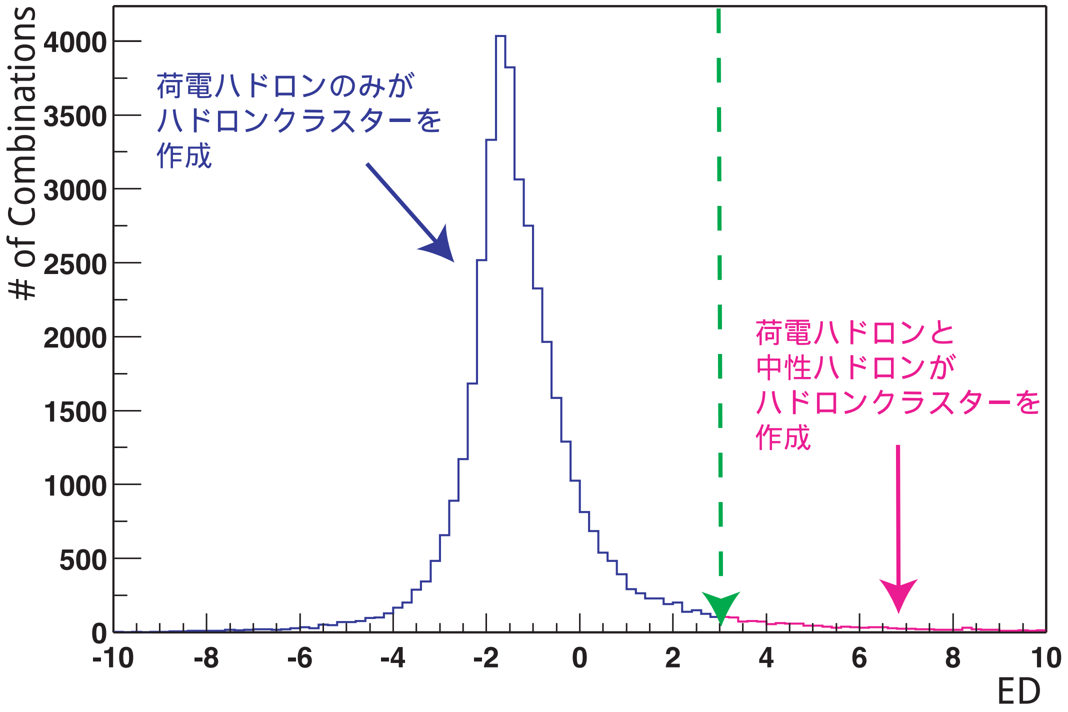

図 5.12: 検出器情報から得られた飛跡とハドロンクラスターのエネルギーのずれ.

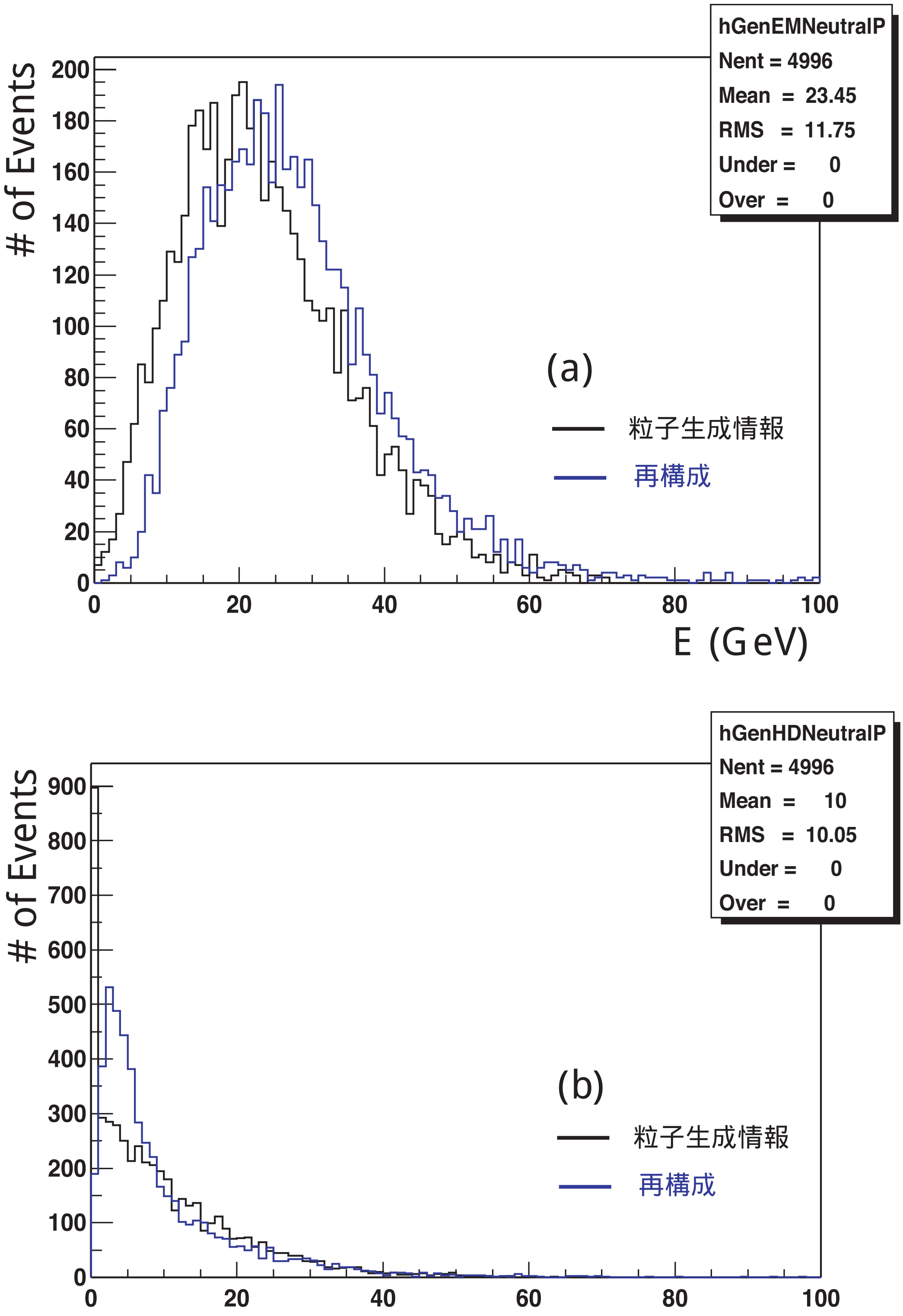

図 5.13: 中性粒子の事象毎のエネルギー分布. 黒い線は粒子生成情報から得られた中性粒子のエネルギーを表し, 青い線は再構成された中性粒子のエネルギーを表す. (a) 光子, (b) 中性ハドロン.

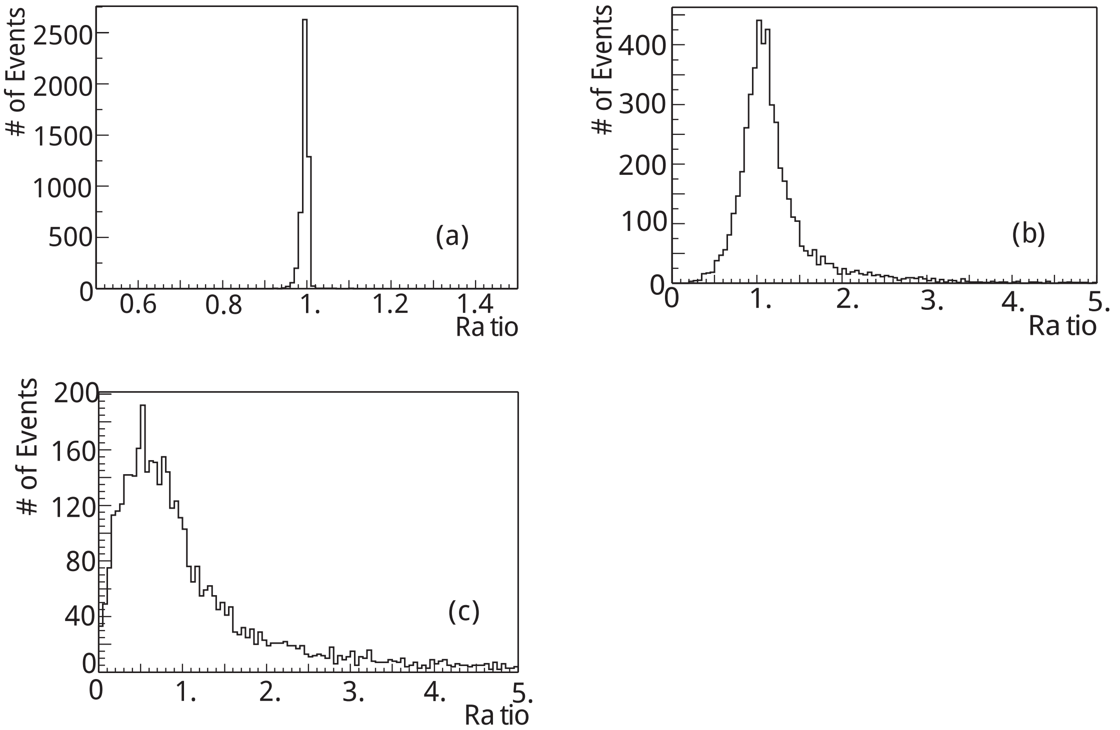

図 5.14: 荷電 (中性) 粒子の事象毎のエネルギー和の比．エネルギー比 Ratio は $Ratio = E_{Reconstruction}/E_{Generator}$ である．ここで，$E_{Reconstruction}$ は再構成された粒子のエネルギー，$E_{Generator}$ は粒子生成情報から求められた粒子のエネルギーを表す．(a) 荷電粒子, (b) 光子, (c) 中性ハドロン.

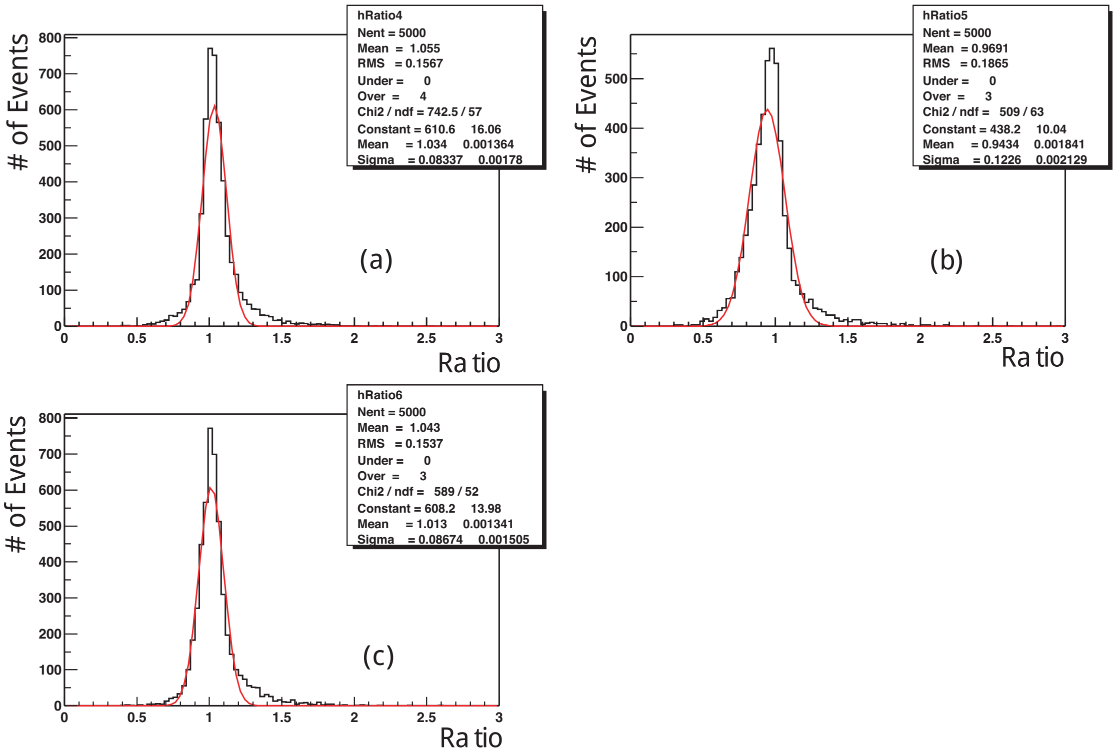

図 5.15: 荷電粒子と中性粒子のエネルギー和の事象毎の比．エネルギー比 Ratio は $Ratio = E_{Reconstruction}/E_{Generator}$ である． ここで，$E_{Reconstruction}$ は再構成された粒子のエネルギー，$E_{Generator}$ は粒子生成情報から求められた粒子のエネルギーを表す．(a) 飛跡 + 光子, (b) 飛跡 + 中性ハドロン, (c) 飛跡 + 光子 + 中性ハドロン.

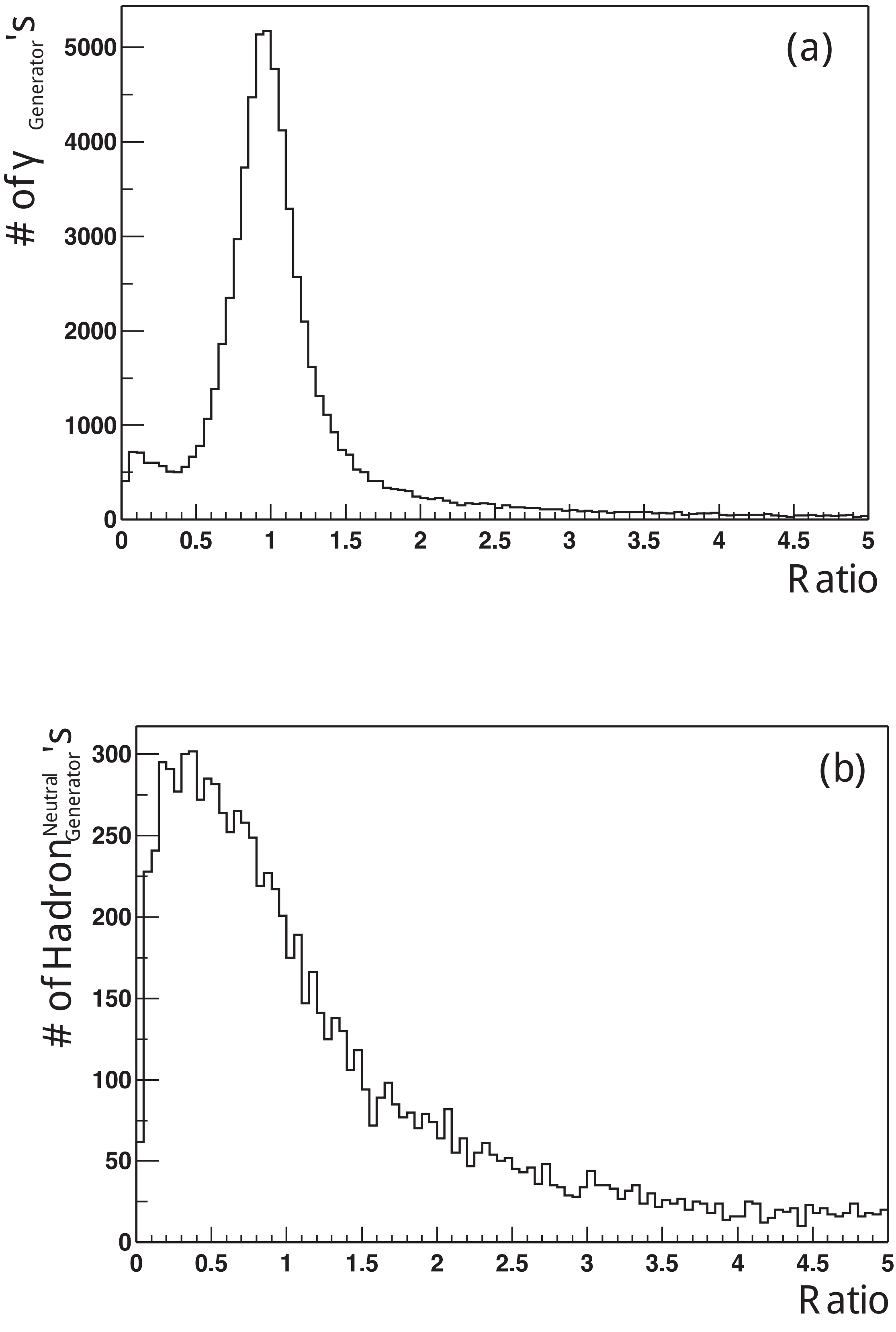

図 5.16: 中性粒子毎のエネルギー比. (a) 光子, (b) 中性ハドロン.

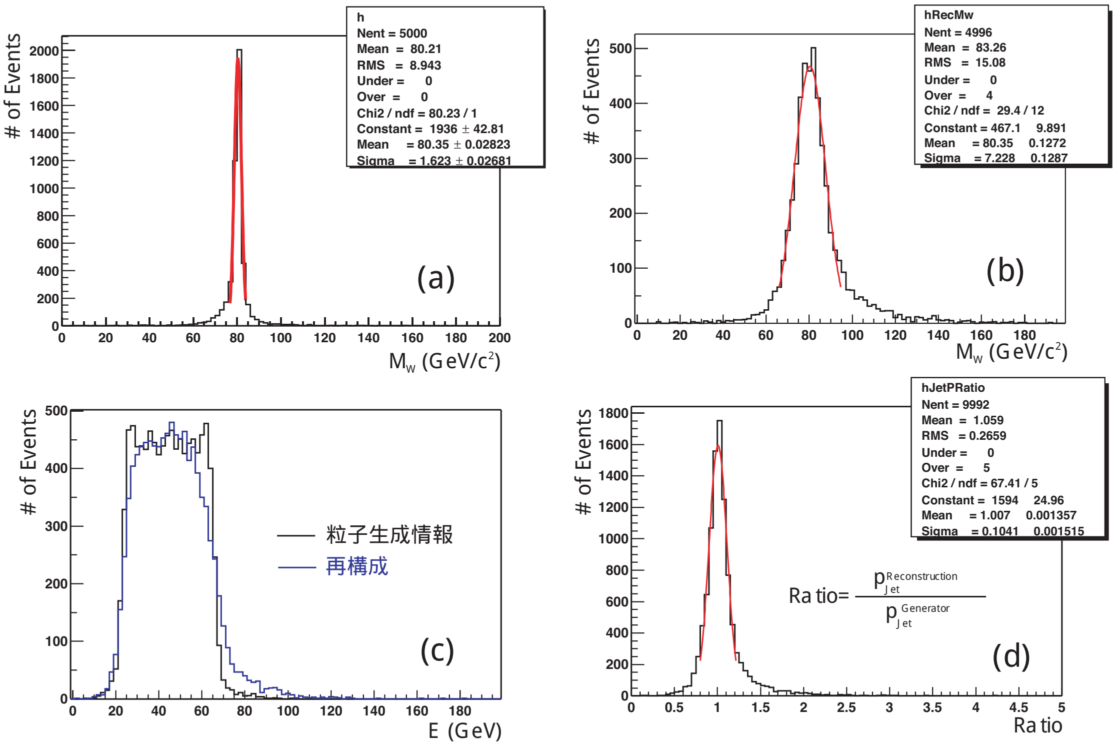

図 5.17: 再構成された $W^{\pm}$ ボソンの質量分布とジェットの運動量. (a) 粒子生成情報から求められた質量分布, (b) 再構成された質量分布, (c) ジェットの運動量分布, (d) ジェットの運動量比.

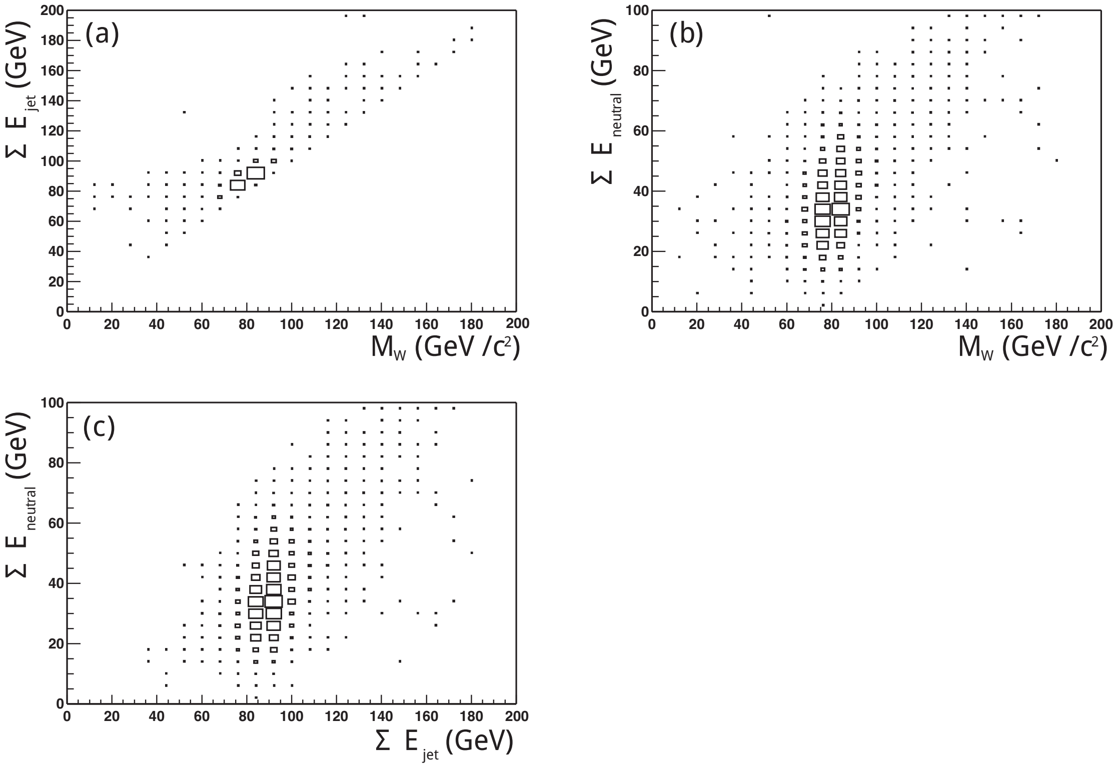

図 5.18: $W^{\pm}$ ボソンの質量 M_W と再構成されたジェットのエネルギー E_{jet} 及び再構成された中性粒子のエネルギー $E_{neutral}$ の関係. (a)M_W と ΣE_{jet} の関係, (b)M_W と $\Sigma E_{neutral}$ の関係, (c)ΣE_{jet} と $\Sigma E_{neutral}$ の関係. ここで, Σ は事象毎に和をとることを意味する.

第6章　まとめ

JLC 検出器に設置予定のサンプリング型カロリメータについて, JLC フルシミュレータ "JLCSIM" を用いてその性能評価を行った. 運動量 $1 \sim 250$ GeV/c の電子と π^- 中間子に対するエネルギー分解能は, バレルカロリメータについては

$$\frac{\sigma}{E} = \begin{cases} \frac{(16.30\pm0.069)\ \%}{\sqrt{E}} \oplus (0.533 \pm 0.022)\ \% & (\text{電子}), \\ \frac{(45.29\pm0.522)\ \%}{\sqrt{E}} \oplus (5.954 \pm 0.068)\ \% & (\pi^-\text{中間子}), \end{cases} \tag{6.1}$$

のエネルギー分解能が得られた. エンドキャップカロリメータでは

$$\frac{\sigma}{E} = \begin{cases} \frac{(16.58\pm0.070)\ \%}{\sqrt{E}} \oplus (0.545 \pm 0.002)\ \% & (\text{電子}), \\ \frac{(44.33\pm0.481)\ \%}{\sqrt{E}} \oplus (6.057 \pm 0.062)\ \% & (\pi^-\text{中間子}), \end{cases} \tag{6.2}$$

となった. ただし, E は GeV 単位で測定された入射粒子のエネルギーを表している．カロリメータ応答の線形性は,

入射粒子	バレルカロリメータ	エンドキャップカロリメータ
e^-	0.06 %以内	0.7 %以内
π^-	0.04 %以内	0.6 %以内

となり, e/π 比もほぼ 1 となった. この結果は我々の満足する結果となっている. カロリメータ応答及びエネルギー分解能の粒子入射位置依存性を調べた結果, バレル/エンドキャップカロリメータ境界及びバレルカロリメータ内のタワー境界でカロリメータ応答が 4 %程度小さくなり, エネルギー分解能も 1 %程度悪くなることがわかった. カロリメータから漏れるハドロンシャワーのエネルギーは, 入射運動量 250 GeV/c の π^- 中間子に対して 3 %程度であり, ハドロンのエネルギーをほとんど漏らさずに測定することができる.

また, JLCSIM を用いて $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}l\nu$ 過程 (重心系エネルギー $\sqrt{s} = 180$ GeV/c^2) から発生したジェットを再構成し, $W^\pm$ ボソンの質量及び質量分解能を求め, 以下の値を得た.

再構成に使われた情報	質量 (GeV/c^2)	質量分解能 (%)
粒子生成情報	80.35 ± 0.03	2.02 ± 0.03
飛跡検出器 + カロリメータ	80.4 ± 0.13	9.14 ± 0.17
カロリメータ	80.45 ± 0.14	10.34 ± 0.18

質量の中心値は正しく求められたが, その質量分解能は我々が満足できるような値を得ることができなかった．この原因はジェット中の中性粒子のエネルギーを正しく再構成できていないことが原因である. これはカロリメータ横方向の大きさを細かくすることで改善が期待される．

参考文献

[1] K.Abe *et. al.*, Particle Physics Experiments at JLC
ACFA Linear Collider Working Group Report (2001) KEK Report 2001-11.

[2] 石澤善雄, 中田有一, 平成11年度筑波大学自然学類物理学専攻卒業論文.

[3] T.Suzuki *et. al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **432** (1999) 48.

[4] Y. Ishizawa, in Proceeding of the APPI Winter Institute, February 20-23, 2001, Iwate, Japan, 51-76.

[5] S.Uozumi *et. al.*, to be published in Nucl. Instr. and Meth.

[6] R.Brun *et. al.*, "GEANT3" CERN DD/EE/84-1 (1987).

[7] ALEPH Collaboration, CERN-PRE/94-170 (1994)
(to be submitted to Nucl. Instr. Meth. A).

[8] ALEPH Collaboration, Barate. R *et al.*, CERN-EP/2000-045 (2000)
(Submitted to European Physical Journal C).

[9] T. Sjiöstrand *et. al.* PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4, Physics and JETSET Manual, CERN Preprint CERN-TH-6488/92.

[10] JADE Collaboration, W. Bartel *et al.*, Phys. Lett. B **123** (1993) 460; ZPhys. **C33** (1986) 23.

[11] R.Wigmans, Nucl. Instr. and Meth. A **265** (1988) 273.

[12] Wigmans, in Proceeding of the Second International Conference on Calorimetry in High Energy Physics, Capri, Italy, 1991, CERN-PRE, vol.91-205.

[13] R.Brun et.al., "ROOT Users Guide v3.1b", http://root.cern.ch

[14] C.Caso *et. al.*, The European Physical Journal **C15**, (2000) 1.

謝辞

本研究を進めるにあたり様々な指導をしていただいた主任指導教官である受川 史彦助教授に深く感謝します. また, 解析などで数々の指導・御助言を下さった滝川 紘治教授, 金 信弘教授にも深く感謝します. また, 原 和彦先生, 松永 浩之先生にも数多くのご助言を頂きました. 心から御礼を申し上げます.

高エネルギー加速器研究機構JLCグループの宮本 彰也先生, 神前 純一先生, 藤井 芳昭先生からも多くの適切な御助言を頂き, また私が困っているときに幾度と無く助けて頂きました。本当にありがとうございました.

筑波大学素粒子実験室のみなさんにも感謝します. 特に横山 雅彦さん, 中田 方斎さん, 鈴木 隆史さん, 大田 辰郎さん, 谷崎 圭祐さん, 谷口 安洋さん, 中山 貴司さん, 魚住 聖さん, 小林 博和さんには大変お世話になりました. また同学年の青木君，秋元君，中田君，脇谷君にもお世話になりました．心から感謝を申し上げたいと思います.

そして私が4年生の時からお世話になっている大石 竜太郎先生にも, 心から感謝を申し上げたいと思います. 本当にありがとうございました.

最後になりますが, 経済的にも精神的にも支えて頂いた両親に感謝します.