筑波大学大学院修士課程

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

筑波大学大学院修士課程理工学研究科 大田辰郎
主任指導教官 物理学系 金信弘

平成12年3月

概 要

JLC ハドロンカロリメータのテストモジュールを製作し, 実際の加速器ビームを用いてその性能を評価した。また、このとき得られたデータを用いてハドロンシャワーの奥行き方向の揺らぎに関する解析を行った。
我々の製作してきたテストモジュールの性能は, JLC 検出器の要求に十分近いものであることが分った。
また, このときの実験データを用いたシャワーの奥行き方向の揺らぎに関しては以下のようなことが分った。

- シャワーの奥行き方向の揺らぎの相関を correlation matrix として定義し, これを対角化して, シャワーを記述する互いに独立な固有ベクトルを導くことができた。
- この独立空間でのパラメータの分布を確率密度分布として定義し, ここから粒子の likelihood を求めた。
- これを用いた e/π 識別が十分有効であることがわかった。
- また, この独立な確率密度分布に対して一様乱数を与えてやり, 逆変換を行うことでもとのシャワーの様子を再現できた。

これらの解析は全て EM シャワーについてはうまくいった。
しかし, ハドロンシャワーについては, 互いに独立な固有ベクトルを導くことはできたが, これに従うシャワーのパラメータには相関が残った。これについては現在究明中であるが, ハドロンシャワーの揺らぎを記述する際に 2 次より高い相関が無視できないためではないかと考えている。

目 次

図 目 次

表 目 次

第1章　序論

1.1　物理

素粒子物理学とは, 宇宙を構成する究極の要素とその間に働く相互作用を探ることにより物理を理解しようとする学問である. そしてその研究手段として, 主たる実験的アプローチは加速器加速器実験にある. 加速器技術の進歩は, より高いエネルギー領域, 即ち短距離領域の探求を可能にし, その中で我々は “自然が小数の物質粒子から成り, その間には美しい対称性があること” や, “これら基本粒子の世界が場の量子論で記述できること” という理解を得てきた. ここでいう物質粒子とは 2 種類のスピン 1/2 の粒子, クォークとレプトンであり, 対称性とはゲージ対称性のことである. ゲージ原理 [1] を基に構築される理論系においては, まずゲージ対称性 (あるいは対応するゲージ群) として何を採用するかが問題となる. このゲージ群として $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ をとる量子場の理論が標準模型である [2]. 標準模型は電磁相互作用, 弱い相互作用, 強い相互作用, 重力相互作用の 4 つの力のうち, 重力相互作用を除く 3 つを統一的に記述することに成功し現在までのほとんど† の実験結果を説明する. そしてこの模型の中で未だ未発見のままであるのが, ゲージ対称性を破り質量をつくり出す機構を担うとされているのが, スピン 0 の基本粒子ヒッグスである.
このヒッグス粒子間に働く相互作用 (ヒッグス相互作用) により, 宇宙はその初期の高温状態から冷却する過程で真空中にヒッグス粒子が凝縮し, 自発的にゲージ対称性が破れる. そして, 力を媒介するするゲージ粒子や物質を構成する物質粒子の質量は, 真空に凝縮したヒッグス粒子との相互作用によって生じ, 凝縮密度とその相互作用の強さで決まる. これがヒッグス機構と呼ばれるものである.
1994 年にアメリカフェルミ国立加速器研究所 (FNAL) の TEVATRON 加速器に於てトップクォークが見つかったことにより, 標準模型において未発見の粒子はヒッグス粒子のみ‡ となった.

1.2　JLC(Japan Linear Collider)

このヒッグス粒子や超対称粒子 (SUSY 粒子) 等の発見という, 標準模型を越える物理現象の観測や, トップクォークの物理や B の物理による標準模型の精密検証のためには現在以上の高いエネルギーによる実験が不可欠であり, それに向けた次世代加速器実験の計画が CERN の LHC(Large Hadron Collider), FNAL TEVATRON の RUN-II, そして日本が中心となり計画が進められている JLC(Japan Linear Collider) 等である.

†スーパーカミオカンデによるニュートリノ振動の観測 (1998 年) が標準模型を破る現象として挙げられる.
‡正確には ν_τ も現在のところ観測には成功していない.

1.2.1　ハドロンコライダーとレプトンコライダー

ハドロン粒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. 従ってハドロン粒子同士の衝突の場合, その重心系エネルギーは, クォーク同士の衝突 (hard collision) 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. そのため, 反応の素過程に消費された重心系エネルギーは確定せずゆらぎ, このとき効果的に素過程に使われる重心系エネルギーは, ビームの重心系エネルギーの $1/6 \sim 1/10$ 程度となってしまう. 更に, 素過程の反応に関係しない粒子も反応粒子として現れるため, バックグラウンドが多く, イベントの解析が煩雑になる.
それに対し電子陽電子衝突のようなレプトン粒子同士の衝突の場合, レプトン粒子はパートンを持たない素粒子であるから, 衝突の重心系エネルギーは全て反応の素過程に用いられ, その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実験ができるという特徴がある.
しかし, ハドロン粒子ビーム, 例えば陽子ビームは, ルミノシティを上げるのが比較的容易であり, イベントの統計を稼ぎやすい, という利点がある.
以上のようなことから, 歴史的には新粒子や新しい物理現象の発見は主にハドロンコライダーによって行われ, それらの精密測定, 検証にはレプトンコライダーが活躍するといった傾向がある.
表 1.1 にこれまでの主なハドロンコライダーとレプトンコライダーのパラメータを示す.

加速器	ビームエネルギー (GeV)	粒子	ルミノシティー ($\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$)	開始年
ハドロンコライダー				
TEVATRON-RUN-I(FNAL)	900+900	p $\bar{p}$	$> \times 10^{30}$	1985
TEVATRON-RUN-II(FNAL)	1000+1000	p $\bar{p}$	2×10^{32}	2001(予定)
LHC(CERN)	8,000+8,000	p p	4×10^{34}	2006(予定)
レプトンコライダー				
TRISTAN(KEK)	30+30	e^+, e^-	$> 2 \times 10^{31}$	1986
SLC(SLAC)	50+ 50	e^+, e^-	$> 10^{30}$	1987
LEP-I(CERN)	50 + 50	e^+, e^-	10^{31}	1988
LEP-II(CERN)	100 + 100	e^+, e^-	10^{32}	1996
JLC-I(??)	250 + 250	e^+, e^-	4×10^{33}	< 2005(予定)

表 1.1: いろいろなハドロンコラ イダー と レプトンコライダー

1.2.2　リニアコライダー

シンクロトロンによって加速される粒子は制動輻射によって自身のエネルギーを失う. 輻射エネルギーは粒子のエネルギーの 4 乗に比例し, 曲率半径に反比例し, 粒子の静止質量の 4 乗に反比例する. つまり, 陽子反陽子のように重い粒子の加速の際にはそれほど問題にはならないが, 電子陽電子のような軽い粒子の加速の際には, この輻射によるエネルギー損失が重要になってくる. 実際, 現実的にはシンクロトロンによる電子陽電子の加速は円周 26.7 km の LEP が限界であると考えられている.
それに対し, 線形加速器の場合, 当然輻射によるエネルギー損失は存在しない. 従って TeV 領域のレプトンコライダー実験を現実のものとするのは電子陽電子線形加速器 (Linear Collider) が有力

であると考えられている.
現在世界中で電子陽電子線形加速器計画の研究開発が進められているが, その一つが日本の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) 等が中心となって研究が進められている JLC(Japan Linear Collider) である.JLC 加速器の概観を図 1.1 に示す.

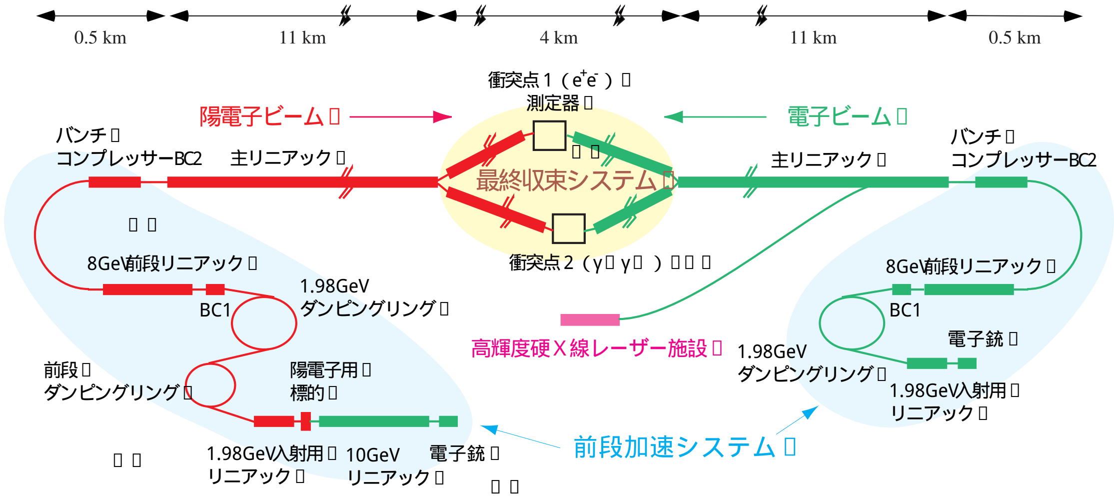

図 1.1: JLC-I 外観図

1.3 JLC 計画

JLC 実験の主要な目的として挙げられるのは以下の項目である.

1. ヒッグス粒子の探索, 及びその精密測定
2. 超対称粒子 SUSY の探索
3. トップクォークの精密測定, 及びそれを用いた物理
4. ボトムクォークの精密測定, 及びそれを用いた物理

JLC 実験はまず重心系エネルギー 500 GeV(若しくは 300 GeV) の run から開始し (JLC-I), 順次エネルギーを上げていき, 最終的に 1.5 TeV に達する計画である.

1.4 JLC 検出器

JLC 実験はレプトンコライダー実験であるから, 生成粒子の精密測定がその命題であるためその検出器には非常に高い性能が要求される. そしてまた, 確実に新粒子を観測するのもまた主要な目的であるから, あらゆる物理に対して汎用であることが求められる (JLC 検出器の概念図を図 1.4 に示す).
2 TeV 以下の領域に於ける標準模型反応の全断面積を図 1.2 に示す. これを見ると, 重心系エネルギー $\sqrt{s}$ が 500 GeV 以下では主に γ/Z を経由したフェルミオンの生成反応が支配的である. これが JLC のエネルギー領域である 500 GeV 以上になると一変し, ゲージ粒子の生成反応の断面積が粒子生成反応の中で最も大きな寄与を与えるようになる. JLC はレプトンコライダーであるから

バックグラウンドの少ない好環境においてこれら $W^{\pm}$, Z^0 等の大量に生成されるゲージ粒子を精密測定することが可能となり, また課題となる.

以下に JLC 検出器の中で特に生成粒子のエネルギーを測定する CAL(Calorimeter) について述べる†.

1.4.1 Calorimeter (CAL)

JLC 実験に於けるもっとも重要な目的のひとつは中間質量のヒッグス粒子の探索と研究である. このようなヒッグス粒子は主に $e^+e^- \to ZH$ の反応で生成される. この反応は Z 粒子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得る. しかし, このチャンネルは全体の 7% しかなく, 統計精度の高い測定を行うためには約 70%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, 即ちジェットを精度良く測定することが不可欠となる.

この要求をみたすため, JLC 検出器のカロリメータ (CAL) 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 (DAD) から構成されている. 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になり得る. 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良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 $H \to b\bar{b}$ と区別することが可能となる. このため, 2 ジェットの不変質量を高精度で再構成することができる測定器が不可欠である.
$e^+e^- \to ZH$ 反応に於て, Z 粒子が $\nu\bar{\nu}$ に崩壊したモードに於けるヒッグス粒子の 2 ジェット不変質量分布を図 1.3 に示す. シリコンパッドとは 1 cm × 1 cm の大きさを持つ Si パッドアレイで, shower max 近傍の r の位置におかれ, PS 測定器と組み合わせて e/π 識別, シャワーの位置測定, 2-クラスター認識等に用いられる.
EM(電磁) カロリメータとは, 主に電磁粒子 (γ, $e^{\pm}$ 等) のエネルギーを測定する検出器である. JLC 検出器の EM カロリメータのデザインの候補はタイル/ファイバー型のサンプリングカロリーメータである.
CAL 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成るサンプリングカロリメータで†, EM 部 29 X_0, HAD 部 $5.6\lambda_I$ の厚さを持たせる予定である. エネルギー分解能の目標値を以下に示す (E の単位は [GeV]) ‡.

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{15\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\% \quad \text{for EM} \tag{1.1}$$

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{40\%}{\sqrt{E}} \oplus 2\% \quad \text{for HAD} \tag{1.2}$$

測定器をハーメティック (気密) にするため, CAL 全体は 2 テスラのソレノイドの内側におかれ, $|\cos\theta| < 0.98$ の領域を穴のないように覆っている. ハドロン部もソレノイドの内側にあるのは JLC 検出器の特徴のひとつである. これは気密性の向上のほかに, CDC によるトラックと CAL のクラスターのマッチングを挙げるためでもある.

---

†その他の検出器については付録??で簡単に触れる
†第 2 章参照
‡ここで ⊕ は自乗和を表す. ($A \oplus B \equiv \sqrt{(}A^2 + B^2))$

DETECTOR	TYPE	CONFIGURATION	PERFORMANCE
Solenoid & Return Yoke		Solenoid / Yoke Diameter = 9 m / Diameter = 16 m Length = 10 m / Length = 16 m Field = 2 Tesla / Weight = 12 kton	
VTX	Silicon CCD	Pixel Size : 25 μm # 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] $\delta^2=11.4^2 + (28.8/p)^2/\sin^3\theta$
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 : $5.6\lambda_I$ cell size : 20 cm $\times$ 20 cm Si Pad : pad size = 1cm $\times$ 1cm $\lvert\cos\theta\rvert < 0.99$	Energy Resolution : $\sigma_E/E=15\%/\sqrt{E}\oplus 1\%$ ($e\&\gamma$) $\sigma_E/E=40\%/\sqrt{E}\oplus 2\%$ (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 1.2: JLC 測定器の諸性能(* ここでエネルギーと運動量の単位は [GeV] である)

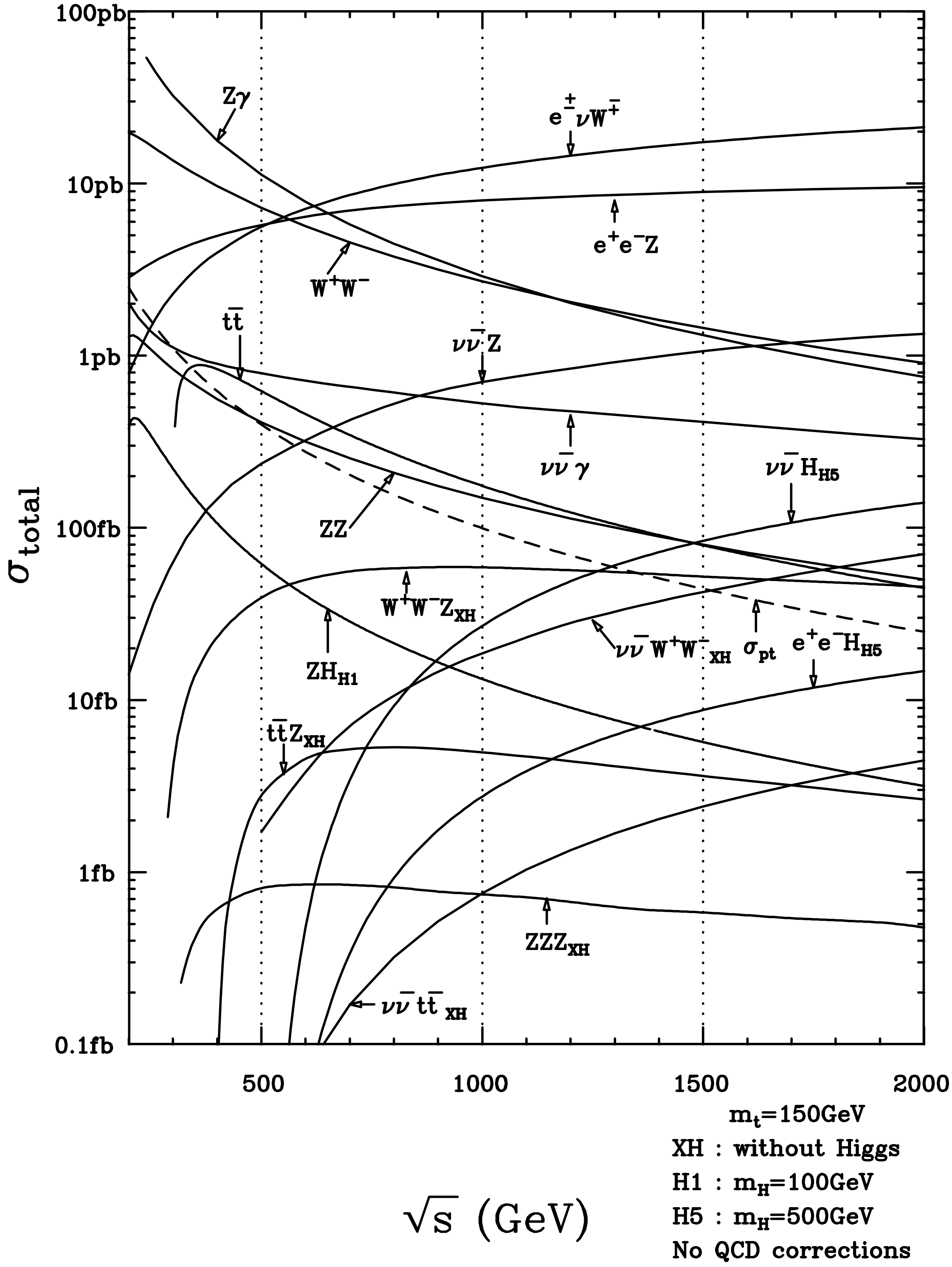

図 1.2: 重心系エネルギー $\sqrt{s}$ の関数で表した e^+e^- 反応での total cross section

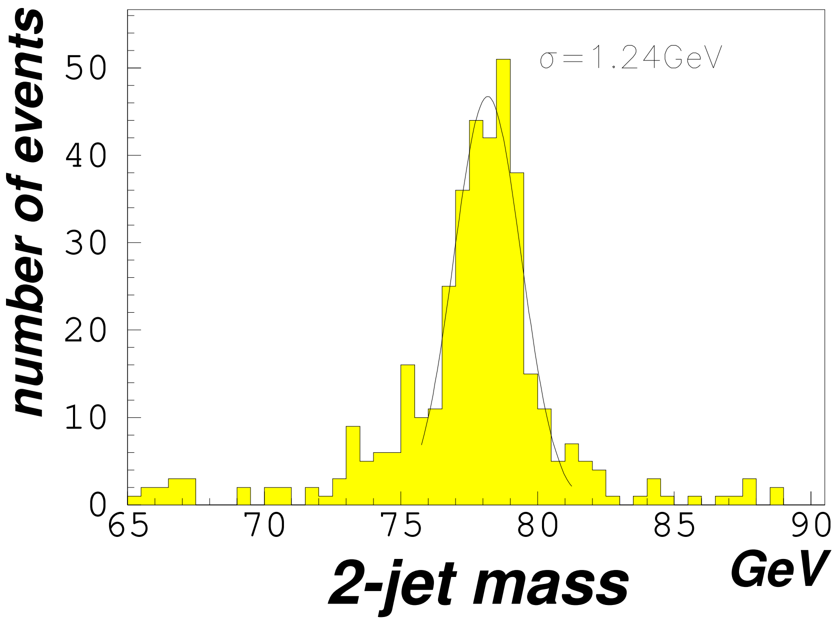

図 1.3: $e^+e^- \rightarrow ZH$ 反応におけるヒッグス粒子の 2 ジェット不変質量分布

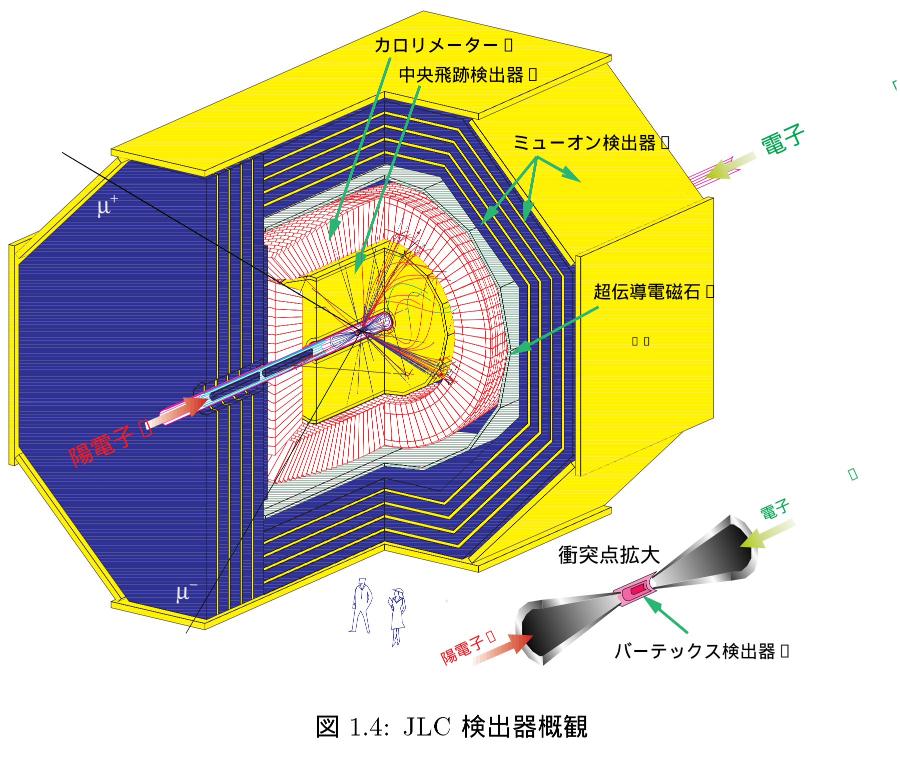

図 1.4: JLC 検出器概観

第2章　カスケードシャワーとカロリメータ

2.1　カスケードシャワー

物質中を高いエネルギーで運動する粒子は, 原子核との相互作用により 2 次粒子を生成する. その 2 次粒子群もまた次の 3 次粒子を生成する. この過程はその粒子のもつエネルギーが次の 2 次粒子を生成することのできるエネルギーを下回るまで続けられ, 粒子数は指数関数的に増大する. この現象は粒子のカスケードシャワー (Cascade Shower) と呼ばれる.

2.1.1　EM シャワー

物質中を運動する粒子が e^-(electron, 電子), e^+(positron, 陽電子), γ(photon, 光子) 等の電磁粒子の場合, 制動輻射 (bremsstrahlung) と電子陽電子対生成 (pair production) によりシャワーが起こる.

初期粒子のエネルギーを E_0 としたとき, そのシャワー構成粒子ひとつの持つエネルギーが $E_0/2$ になる物質のシャワー発達方向の長さが 1 X_0(radiation length・輻射長) と定義されている. X_0 は $e^\pm$ が物質中を運動するときの平均自由行程であり, 以下の式で与えられる.

$$X_0 = \frac{716.4\,[\mathrm{g/cm^2}]A}{Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})} \quad (Z > 5) \tag{2.1}$$

ここで, Z は原子番号, A は原子数.
例えば初期粒子が e^- の場合, この粒子が 1 X_0 物質中を進むと, bremsstrahlung により $E_0/2$ のエネルギーを持つ γ を放出し, e^- 自身もまた $E_0/2$ のエネルギーを持ち運動を続ける. 次の 1 X_0 後にはこの γ は pair production によりそれぞれ $E_0/4$ のエネルギーを持つ e^- e^+ 対になり, 初期の e^- も再度 bremsstrahlung を起し, 結果この時点 (2 X_0) でそれぞれ $E_0/4$ のエネルギーを持つ γ, e^+, 二つの e^- がシャワー構成粒子として存在することになる.

これに従い, $t\,X_0$ でのシャワー構成粒子の数は $N = 2^t$ であることが予想される. このとき, $t\,X_0$ にいる粒子の持つエネルギーは $E(t) = E_0/2^t$ である. この過程は $E(t) = E_c$ †となるまで続く. E_c は一般に次の式で表せる.

$$E_c = \frac{800\,[\mathrm{MeV}]}{Z+1.2} \tag{2.2}$$

自身のエネルギーが E_c となったシャワー構成粒子はそれ以上次のシャワー生成反応を起すことができず, イオン化によりそのエネルギーを急速に落としてゆく. つまりシャワー構成粒子の持つエネルギーが E_c に達したときシャワーは最大となり (shower max), その後は急激に収束する. ここでの t は次のように書け,

$$t = t_{\max} = \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln 2} \tag{2.3}$$

また, このときのシャワー粒子の数は次のように書ける.

†この E_c を臨界エネルギー (critical energy) と呼ぶ

$$N_{\max} = \exp(t_{\max} \ln 2) = \frac{E_0}{E_c} \tag{2.4}$$

また, E を超えるエネルギーの粒子数は

$$\begin{aligned} N(E) &= \int_0^{t(E)} N\,dt = \int_0^{t(E)} e^{t \ln 2}\,dt \\ &\simeq \frac{e^{t(E)\ln 2}}{\ln 2} = \frac{E_0/E}{\ln 2} \end{aligned} \tag{2.5}$$

と書ける. ここで, $t(E)$ は, 粒子の持つエネルギーが E まで減少したときの深さである. シャワー中の全荷電粒子の飛跡を積分すると,

$$L = \frac{2}{3}\int_0^{l_{\max}} N\,dt = \frac{2}{3\ln 2}\frac{E_0}{E_c} \simeq \frac{E_0}{E_c} \tag{2.6}$$

となる. 以上まとめると,

- シャワー構成粒子の数は shower max に到達するまでは奥行き方向に対して指数関数的に増大し, その後減少する.
- shower max でのシャワー構成粒子の数は E_0 に比例する
- シャワー構成粒子の全飛跡の積分は E_0 に比例する

となる. シャワーの持つこの性質を利用し, 粒子のエネルギー E_0 を測定するのがカロリメータである.

2.1.2 ハドロンシャワー

それに対し, 物質に入射される粒子がハドロン粒子† の場合, 粒子は物質の核子との強い相互作用による衝突によって二次ハドロン粒子をつくる. 電磁シャワーの場合と同じように, この 2 次粒子も次々と粒子をつくってゆきシャワーを成す. これをハドロンシャワーと呼ぶ.

荷電ハドロン粒子が物質中を通過するときに起こり得る反応にはつぎのようなものがある.

1. 物質の原子中の電子との非弾性衝突
2. 物質の原子中の原子核との弾性衝突
3. 原子核反応
4. チェレンコフ光放射 (Čerenkov light radiation)
5. 制動輻射 (bremsstrahlung)

1,2 はどちらも電磁相互作用である. しかし, このうち物質に対するエネルギー損失があるのはほぼ非弾性衝突による過程のみであり, このエネルギー損失量は Bethe-Bloch の式で与えられる [2].

ハドロンシャワーの奥行き方向への発達は λ_I (nuclear absorption length ・相互作用長) という単位により評価される. ハドロンシャワーは電磁シャワーと比べて大きいため λ_I は X_0 と比べ大きい. 例えば物質が鉛の場合, $1X_0 = 6.37\,[\mathrm{g/cm^2}]$ であるのに対し, $1\lambda_I = 194\,[\mathrm{g/cm^2}]$ である.

†quark を構成要素に持つ粒子. ex.) $\pi^{\pm,0}$, $K^{\pm,0}$, $p^{\pm}$,n ... 等.

2.2 カロリメータ

カロリメータは上に述べたシャワーの性質を利用して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の 2 つがある.

2.2.1 全吸収カロリメータ

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. 一般に結晶体に発光起材を混ぜてできているため, 結晶型カロリメータという呼び方もほぼ同義として用いられる. シャワー粒子を全て検出することができるので, サンプリングカロリメータに比べ一般にエネルギー分解能に優れている. ただし, 結晶体の大量生産が困難であったり, 加工が難しかったりするため, 多くの場合サンプリングカロリメータより高価になる. そのため主に EM カロリメータとして用いられる. 実際に粒子衝突実験の検出器で使用されている全吸収型のカロリメータには, 鉛ガラス, BGO, PWO 等がある.

2.2.2 サンプリングカロリメータ

シャワーを発達させる吸収層とシャワー構成粒子を検出する検出層を交互に重ねて積層構造にしたものをサンプリングカロリメータと呼ぶ. シャワー構成粒子の全飛跡を積分する代わりに, シャワー発達方向に対してその粒子数をサンプルし, その数を足し合わせることで入射粒子のエネルギーを得る. このとき, 吸収層の中で E_c を下回り, 次の検出層に届く前に消えてしまう粒子も存在し, その数は統計的なゆらぎを持つ. この揺らぎは吸収層 1 層の厚さに依存する. このためサンプリングカロリーメータの場合, 後に述べるエネルギー分解能の統計項に, このサンプリングに依存する項が含まれる.

タイル/ファイバーシステム

タイル/ファイバー系とは, サンプリングカロリーメータの検出層のひとつであり, プラスチックシンチレータと WLS(Wave-Length-Sifter) filber とから成る. 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子核の電子が励起され, 脱励起の際に光 (シンチレーション光) を出すものである. 光の量はシンチレータに落とされたエネルギーに比例する. シンチレータ中を移動する粒子が MIP † の場合, MIP 粒子は物質に対して一定のエネルギーを落とすため, シンチレータからの光量は粒子の種類に依らずその移動距離に比例する. 先に述べたように, シャワーを構成する個々の粒子の中で電荷を持つものは MIP として振る舞うので結局サンプリングカロリーメータに於けるシンチレータからは, その検出層を通過したシャワー粒子 (の内で電荷を持つもの) の数に比例した光が発生する. この光を光電子増倍管 (PMT:Photo Multiplyer Tube) によって電気信号に変換増幅し, ADC(Analog to Digital Convertor) 等で読み出す.
この光をより効率的に PMT で読み出すために, シンチレーション光の波長を PMT の量子効率の最も高い波長に変換するのが WLS system の働きである. さらに, この WLS system を光ファイバーにすることにより次に挙げるような利点が生まれる.

1. レスポンスが速い

†Minimum Ionizing Particle : 最小電離損失粒子 [2]

2. 不感領域が少ない
3. 一様性に優れている
4. 奥行き方向へのセグメント化が容易である
5. 構造化のための加工が容易である
6. 結晶型に比べ安価に大量生産ができる
7. 波長の長い光は移動距離に対して減衰が少ないので, 光信号の伝送が容易である

これらの特長の為, タイル / ファイバー系のカロリメータは次世代高エネルギー実験の検出器の多くに採用されている[†].

2.3 エネルギー分解能

カロリメータのエネルギー分解能は以下の式により記述できる.

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{\sigma_{stochastic}}{\sqrt{E}} \oplus \sigma_{constant} \tag{2.7}$$

第一項の $\sigma_{stochastic}$ は, 統計的なふらつきによる統計項で, 第二項 $\sigma_{constant}$ はカロリメータの系統誤差による定数項である. シャワー構成粒子数 N はゆらぎ $\sqrt{N}$ を持つ. $E \propto N$ であるから統計項はエネルギーに依存する. 読み出しに PMT を用いた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場合, 統計項は次のように書ける.

$$\sigma_{stochastic} = \sigma_{sampling} \oplus \sigma_{intrinsic} \oplus \sigma_{photostat} \tag{2.8}$$

$\sigma_{sampling}$ は 先に触れたように サンプリングカロリメータの吸収層と検出層の積層構造に起因する項であり, 次の式に示すように吸収層 1 層の厚さ t に比例する.

$$\sigma_{sample} = \sigma_{intrinsic} \oplus k\sqrt{E_c}\sqrt{t} \tag{2.9}$$

$\sigma_{intrinsic}$ はシャワーの 2 次粒子生成の揺らぎであり, これはハドロンシャワーに対して顕著に現れる.

$\sigma_{photostat}$ は, 読み出しに用いられる PMT の光電面から放出される光電子数の揺らぎによる項である.

カロリメータの検出体から PMT に到達する光子数 (photo electron 数) を $N_{p.e.}$ とすると, $N_{p.e.}$ はポアッソン分布に従うため, そのばらつきは $\sqrt{N_{p.e.}}$ となる. このときの相対誤差は,

$$\frac{\Delta N_{p.e.}}{N_{p.e.}} = \frac{1}{N_{p.e.}} \tag{2.10}$$

と表せる.

式 (2.7) 第 2 項 $\sigma_{constant}$ は, 主に検出体の応答の非一様性, カロリメータからのシャワーの漏れ (ハドロンシャワーの場合)PMT のゲインキャリブレーションの精度等に起因する.

2.4 補償型カロリメータ

一般に, 同じエネルギーを持つハドロン粒子と EM 粒子とでは, カロリメータから得られる電気的信号はハドロン粒子の方が小さい. これはハドロン粒子が核破砕反応 (原子核非弾衝突) を経たこ

[†]CDF エンドプラグアップグレードカロリメータ (EM & HAD), ATLAS, CMS の ハドロンカロリメータ等

とでの原子核結合エネルギー分のエネルギー消費やニュートリノ, 中性子等の中性粒子が持ち去るエネルギーによる.
また, ハドロンシャワーにおいて π^0 粒子が生成されるとそのほとんどが 2 つの光子 (2γ) に崩壊し, それらは直ちに EM シャワーを生成する. これをハドロンシャワーの EM 成分と呼ぶ. それに対し, それ以外の, ハドロン粒子の成分をハドロンシャワーのハドロン成分と呼ぶ. このため, カロリメータでハドロンシャワーのエネルギーを測定する際, この π^0 粒子の生成確率の揺らぎがエネルギー分解能や応答線形性悪化の要因のひとつとなってしまう.
これを解消するため, ハドロンシャワーと EM シャワーに対して等しい応答を示すよう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.
EM シャワーに対するカロリメータの応答とハドロンシャワーに対するカロリメータの応答の比 (補償比), e/h, 及びカロリメータの補償はは次の式により定義される.

$$e/h \equiv \frac{\text{EM shower の pluse height}}{\text{hadron shower の中の hadron 成分の pulse height}} \equiv 1 \tag{2.11}$$

補償型カロリメータを実現させるには, 以下のような方法がある.

1. 吸収体にウラン 238(^{238}U) を用い, 中性子による核分裂反応を引き起こす.
2. 検出体に水素原子を多く含む材質を選び, 発生した中性子と, 水素原子中の陽子の散乱を誘起する.
3. 吸収体に結合エネルギーの小さな元素を選ぶ.
4. カロリメータに於ける吸収体の体積比を大きくし, EM シャワーが検出体に落とすエネルギーを減らす.

1,2 は観測できない中性粒子 (中性子, ニュートリノ等) の持ち去るエネルギーを補う方法である. JLC 検出器のデザインするタイルファイバー型のカロリメータの場合, 補償実現のために用いられる方法は 2,3,4 である. 4 について, 鉛とプラスチックシンチレータの体積比と e/h の関係が過去に計算されている [10]。(図??に). また, それに対する我々のグループによる実験検証は [17] に詳しい† .

2.5 e/h 比 と e/π 比

e/h を実際に測定するのは困難であるため, 代わりに e/π という値を測定し, それを用いて e/h を見積もる. e/π は以下の式により与えられる.

$$e/\pi \equiv \frac{\text{EM shower の pluse height}}{\pi^{\pm}\text{の pulse height}} \tag{2.12}$$

そして, e/h と $e/\pi(E)$ は以下の式で関係づけられる.

$$e/\pi = \frac{e/h}{1 + (e/h - 1)\, 0.11 \ln E} \tag{2.13}$$

E は入射粒子のエネルギーで, 単位は GeV である. この分母第 2 項がハドロンシャワー中の π^0 生成確率の揺らぎを表す項で, エネルギー依存性を示す.

†第 4 章でも簡単に触れる.

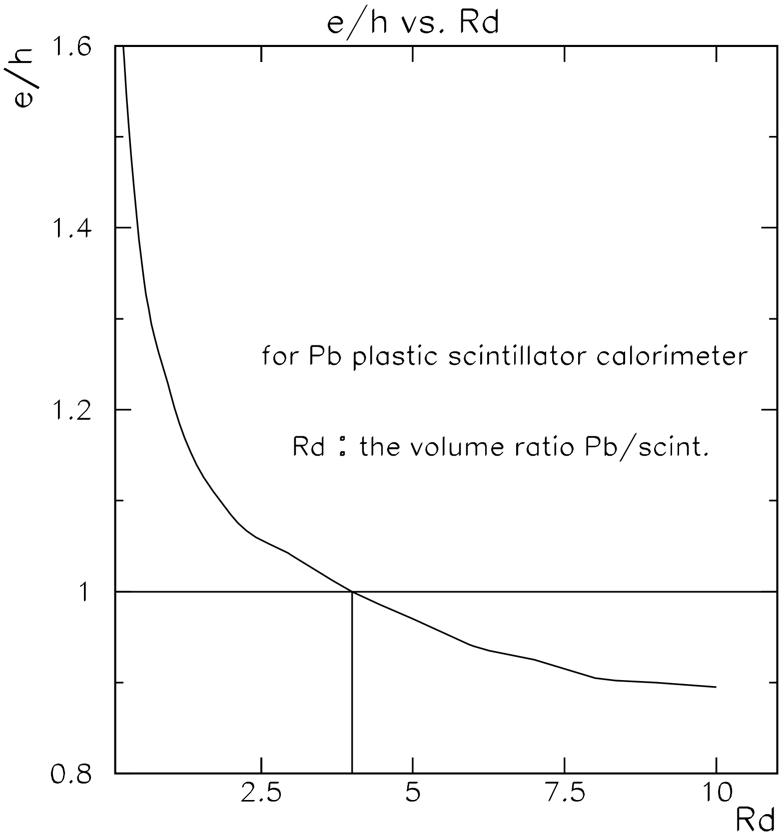

図 2.1: 鉛とプラスチックシンチレータからなるサンプリングカロリメータに於ける e/h 比と鉛:プラスチックシンチレータ比の関係

2.5.1 JLC CAL に於ける e/h 比

カロリメータをデザインするに当り, e/h を 1 に近づける (補償型を目指す) 理由は, 先に述べたようにハドロンシャワーに対するエネルギー分解能の向上というのが目的である. しかし, 単純にエネルギー分解能のみでみると [17] にもあるように, 最も補償しているカロリメータが最もハドロンシャワーに対するエネルギー分解能が優れているというわけではない.
この理由は, 例えばサンプリングカロリメータの場合, 単純にサンプリングの頻度を挙げてゆくと式 (2.3) より $\sigma_{sampling}$ が小さくなるのでエネルギー分解能の統計項は小さくなる. しかし, 鉛とプラスチックシンチレータの体積比が補償点をはずれることにより $\sigma_{intrinsic}$ が悪化する. 実際には前者による効果の方が大きいため, 補償点を外れていてもサンプリングが細かければはドロンシャワーに対するエネルギー分解能は良いということになる.
しかし、前に述べたように JLC 検出器にとって最も重要な項目はジェットの精密測定である. ジェットのエネルギーは (EM カロリメータの応答)+(ハドロンカロリメータの応答) によって決定されるが, このとき, EM カロリメータ, ハドロンカロリメータがそれぞれ個別にエネルギー分解能に優れていたとしても, 補償をしていない場合ジェットに対するエネルギー分解能は必ずしも良くはならない. 故に十分に補償しているカロリメータを開発することは, JLC のようにジェットを精密に測定しようとする測定器において極めて重要になるのである.

第3章　カロリメータテストモジュール

我々のグループ*では,JLC 検出器のハドロンカロリメータの研究, 開発のためにテストモジュールを製作し, それに対する性能評価として実際の加速器ビームを用いたビームテストを行った.
この章では我々の製作したカロリメータテストモジュールの主に光学的な特徴について説明する.

先に述べたように我々が現在 JLC ハドロンカロリメータとして計画しているのは鉛とプラスチックシンチレータとのサンドイッチ型のカロリメータである. その研究の段階にあわせ, 大きく分けて 2 種類のテストモジュールを製作し, 過去 4 回のビームテストを行ってきた.
二つの大きな違いはそのプラスチックシンチレータ部の光学的読み出し部分であり, それぞれをストレートファイバータイプ, タイル/ファイバータイプと呼ぶことにする.
ここでは, 特にストレートファイバータイプについて触れる†.

3.1　ストレートファイバータイプ

3.1.1　構造

1997 年に行われたビームテストで用いられたカロリメータテストモジュールの光学検出層を, ここではストレートファイバータイプと呼ぶ. 我々の製作したストレートファイバータイプのタイル/ファイバーは, 厚さ 2 mm , 縦横 1 m × 1m のプラスチックシンチレータ† に, 20 cm 間隔に 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 (wave-length-shifter fiber ; WLS fiber) ‡ を通してできている. WLS ファイバーは長さが 1 m で, 両端に同じ直径のクリアファイバーが熱融着されており, その 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でまとめられている. プラスチックシンチレータの 4 辺の側面にはホワイトペイント§ を塗布し, 両面を厚さ 100 μm ペットフィルムで覆ってある.

3.1.2　β 線源を用いたベンチテスト (ストレートファイバータイプ)

T405, T411 実験にて用いられたストレートファイバータイプのタイル/ファイバーは, 筑波大学に於て製作が行われた. また, 同大学に於てその品質管理, 光学的特性の把握, タイル/ファイバー系の光量のばらつきの測定等の目的のために, β 線源 (^{90}Sr) を用いた光量測定 (ベンチテスト) が行われた. 図 3.3 から図 3.5 にその結果を示す. 光量の評価は SPP 法 (Single Photo-electron Peak method)[18] により行った.

---

*KEK, 筑波大学, 神戸大学, 信州大学, 甲南大学, 他
†タイル/ファイバータイプについては付録??に記する
†KURARAY 社製 SCSN38, SCSN88
‡KURARAY 社製 KURARAY Y11
§日本ペイント社製 “Odecoat”

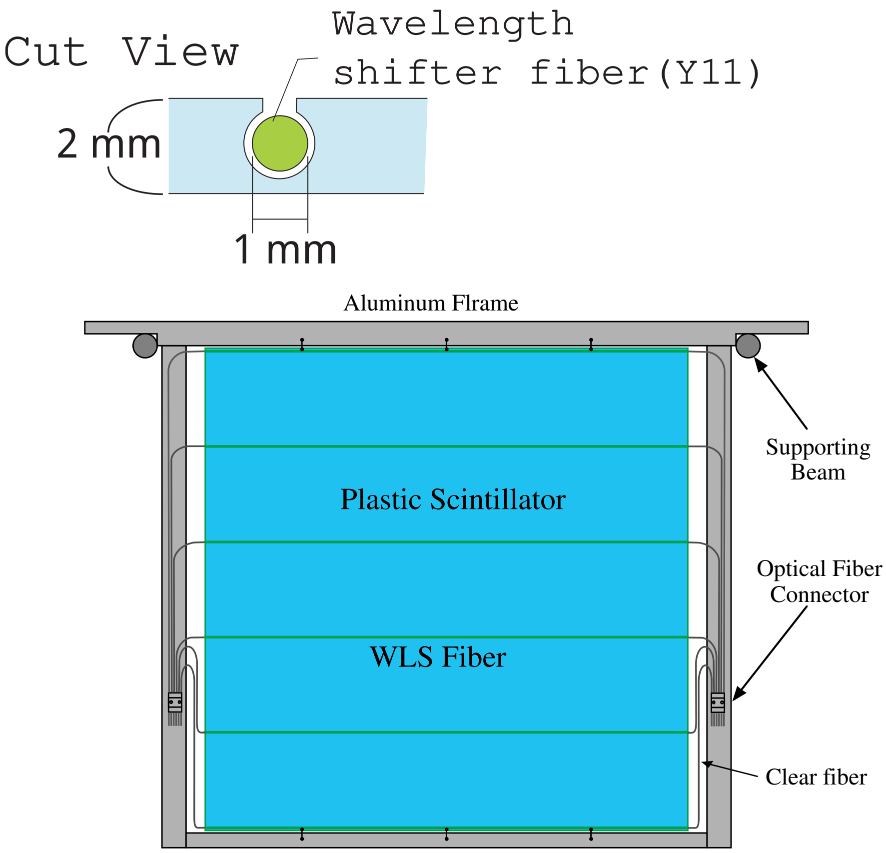

図 3.1: タイル/ファイバーデザイン (ストレートファイバータイプ)

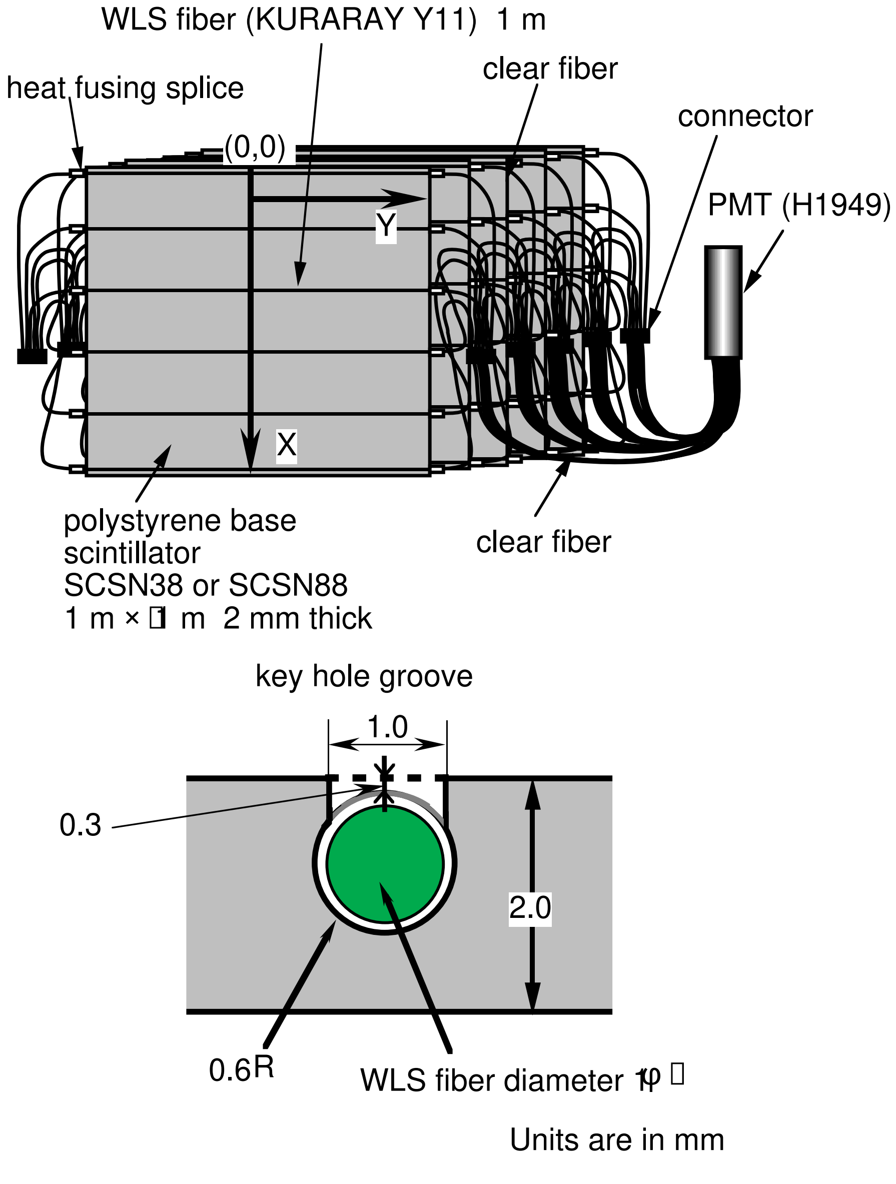

図 3.2: ストレートファイバータイプテストモジュールの光学的な概略図

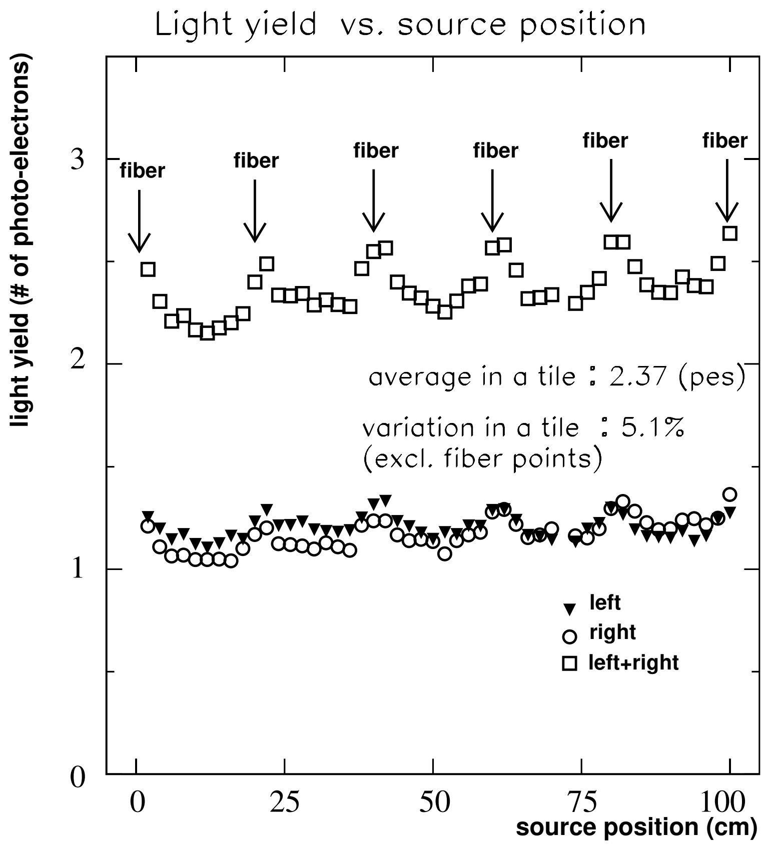

図 3.3: ベンチテストの結果. x 軸 (図 3.2 の定義に従う) に対して平行に線源の位置を移動させて測定したもの. 矢印がファイバーの位置. ファイバー近傍で光量が高くなっているのがわかる.

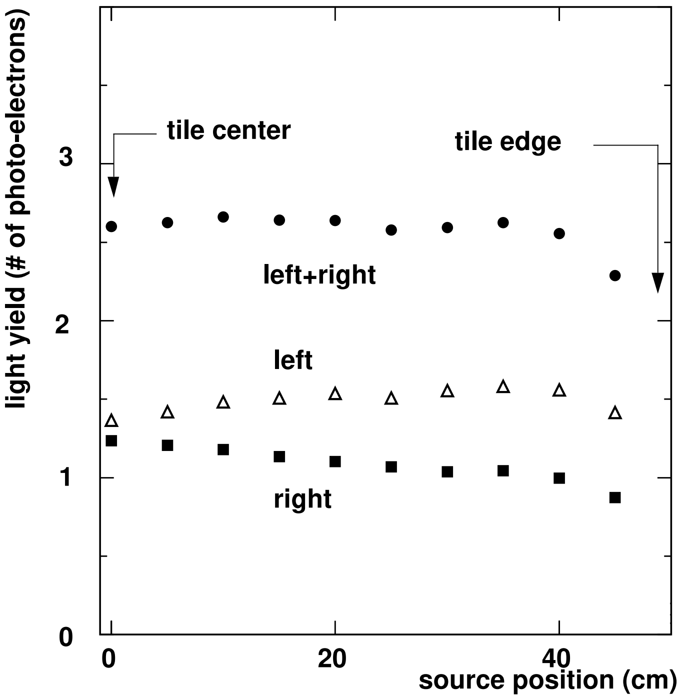

図 3.4: ベンチテストの結果. y 軸 (図 3.2 の定義に従う) に対して, タイル中心から端へ平行に線源の位置を移動させて測定したもの. 横軸はタイル中心からの β 線源の距離. 縦軸はタイルの光量. 白抜き三角, 黒四角:左右それぞれからの読み出し. 読み出しから遠ざかると光量が減衰していく様子がみられる. 黒丸:左右からの光量をたしたもの.

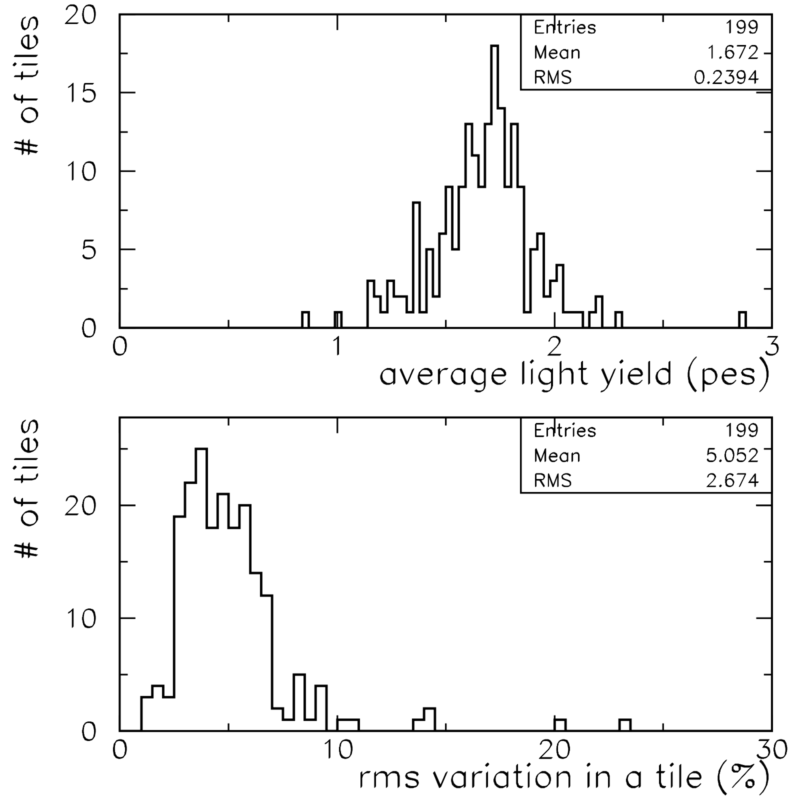

図 3.5: タイル/ファイバー (ストレートファイバータイプ) の光量のばらつき (上段:タイル/ファイバー内の平均光量の, 全枚数におけるばらつき, 下段:タイル/ファイバー内の光量のばらつき (RMS) の, 全枚数におけるばらつき)

第4章　ビームテスト

この章では, 前の章で述べたビームテストの中で第 5 章, 第 6 章で主に解析を行った T405, T411 実験について簡単に述べる†.

4.1　T405, T411

鉛とプラスチクシンチレータ, 及び WLS filber からなる補償型カロリメータの開発のため, テストモジュールを製作し, ビームテストを行った. 光学的な信号検出層については前章にて述べたが, ビームテストに於ては, WLS fiber は clear fiber と熱融着され, その clear fiber はコネクタを介して光電子増倍管 (Photo Multi Plyer : PMT) へと導かれる. PMT による読み出しはタイルの左右両側から行われる. シンチレータ 5 層をひとまとめとして (これを super layer と呼ぶ) , 左右 1 本ずつの PMT で読み出す.

このタイプのテストモジュールに対して,1997 年の 3 月 (T405) と 6 月 (T411) の 2 度, 茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) にてビームテストを行った. カロリメータに入射した粒子は $1 \sim 4$ GeV の e^-, π^-, μ^- である. ストレートファイバータイプでのビームテストの主な目的は,

1. プラスチックシンチレータ/WLS fiber によるサンプリング型カロリメータの製作, 性能評価
2. 鉛：シンチレータ=4:1 という補償比の検証
3. タイル / ファイバータイプへの改良に向けた基礎データの収集

等が挙げられる. 特にサンプリングレイヤーの鉛の厚さをスキャンした測定は, 補償比の検証に対して重要なデータを得ることができた.

読み出しに使用した PMT は浜松ホトニクス H1949 である.

4.1.1　ビームラインの構成 (T05, T411)

ビームラインセットアップの様子を図 4.2 に示す. この図に従って,T405, T411 実験にて使用した主な検出器について簡単に説明する.

S1~3(Scintilation triggre counter)

ビームトリガー用のシンチレーションカウンター. プラスチックシンチレータと PMT からなる. これら全ての信号の AND を, ビームがカロリメータに入射した信号とする.

† その他の実験については付録 C.3 に記した.

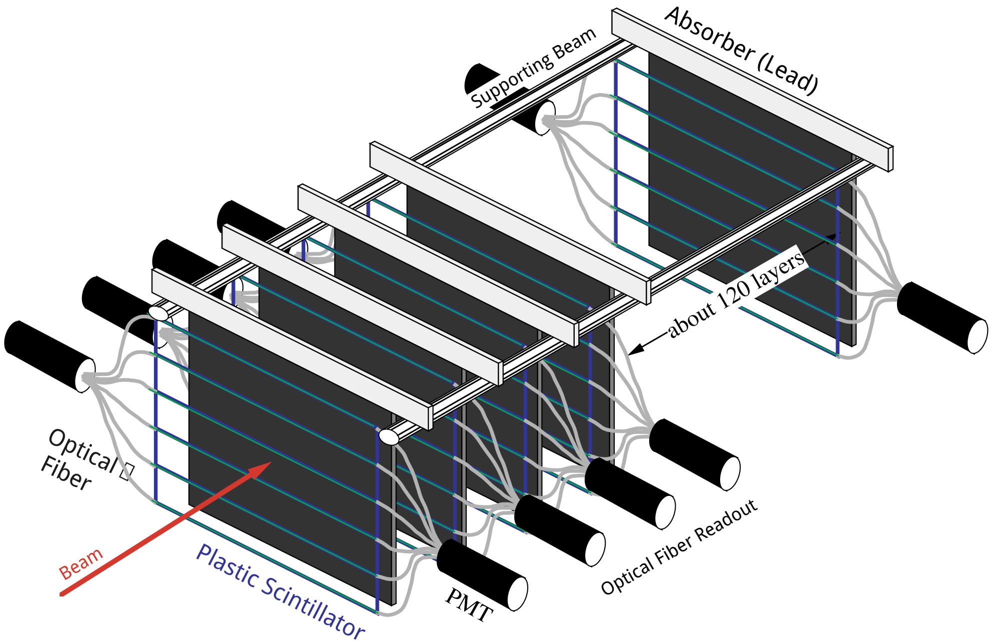

図 4.1: カロリメータモジュール (ストレートファイバータイプ)

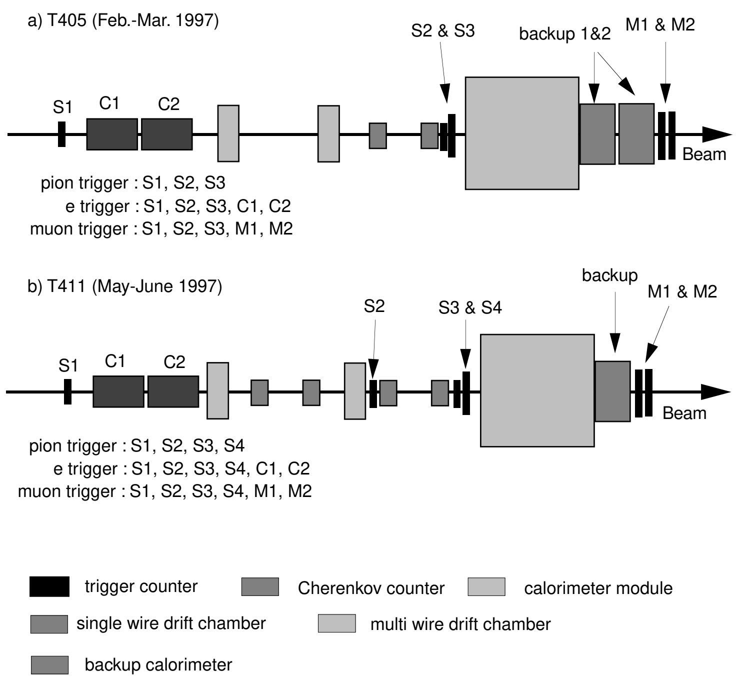

図 4.2: ビームライン セットアップ

C1,C2(Cherencov Counter)

electron を同定するためのもの. electron が通過するとチェレンコフ光を放出する. それを検出し, electron を検出する.

SWDC1∼4(Single Wire Drift Chamber)

ビームの位置を検出するもの. Single Wire の Drift Chamber. x, y を 1 層として計 4 層ある† .

MWDC1,2(Multi Wire Drift Chamber)

SWDC と同じくビームの位置を検出するもの. Multi Wire の Drift Chamber. x, y を 1 層として計 2 層ある.

HCAL

カロリメータテストモジュール.

BCAL(Back up Calorimeter)

主にハドロンシャワーの後方への漏れを補うためのカロリメータ.

M1,2(Muon Counter)

μ^- を同定するためのもの. μ 粒子はシャワーを起さず, カロリメータモジュールを通過する為, その後方にて信号のあるものを μ 粒子候補事象とする.

4.1.2 実験及び解析 (T405, T411)

T405, T411 実験に於けるカロリメータテストモジュールに対する実験結果の解析については論文 [17] に詳しいので, ここではその結果のみ簡単に触れる. T411 実験での波高分布 (カロリメータ応答) の例を図 4.3 に示す.

e/π 比と鉛の厚さ

一層あたりの鉛の厚さを変えて行った測定で e/π と鉛:プラスチックシンチレータの関係を測定した (図 4.6). この結果によると最も補償するのは 2 mm のプラスチックシンチレータに対して鉛の厚さが 9.1 mm のときであった.

† Wire Chamber の測定原理については [9] を参照.

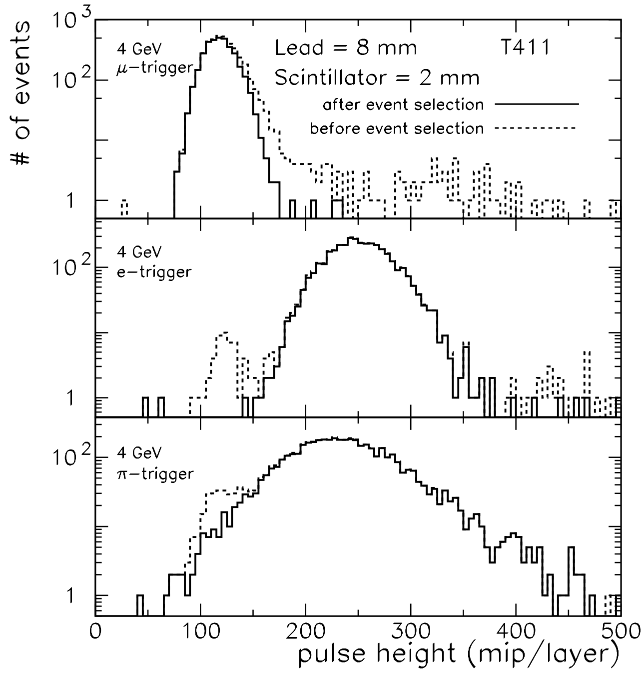

図 4.3: T411 実験でのカロリメータ応答の例.

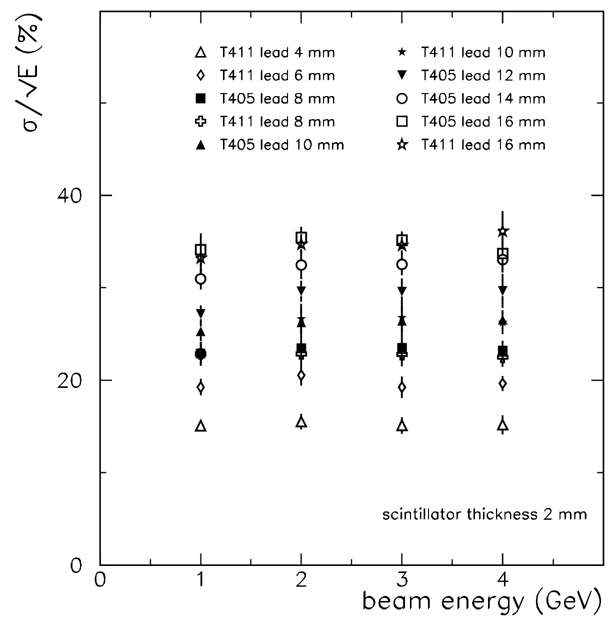

Fig. 15. Energy resolution $\sigma/\sqrt{\mathrm{E}}$ vs. energy for electrons.

図 4.4: 各鉛の厚さに於けるエネルギー分解能 (e^-).

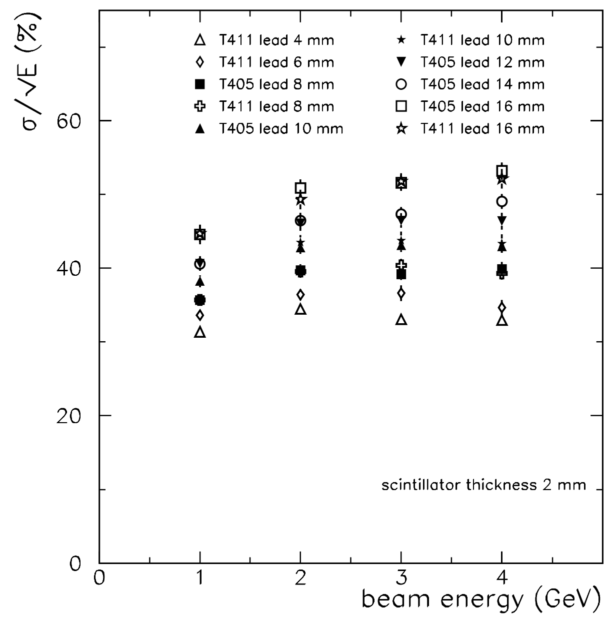

Fig. 17. Energy resolution $\sigma/\sqrt{\mathrm{E}}$ vs. energy for pions.

図 4.5: 各鉛の厚さに於けるエネルギー分解能 (π^-).

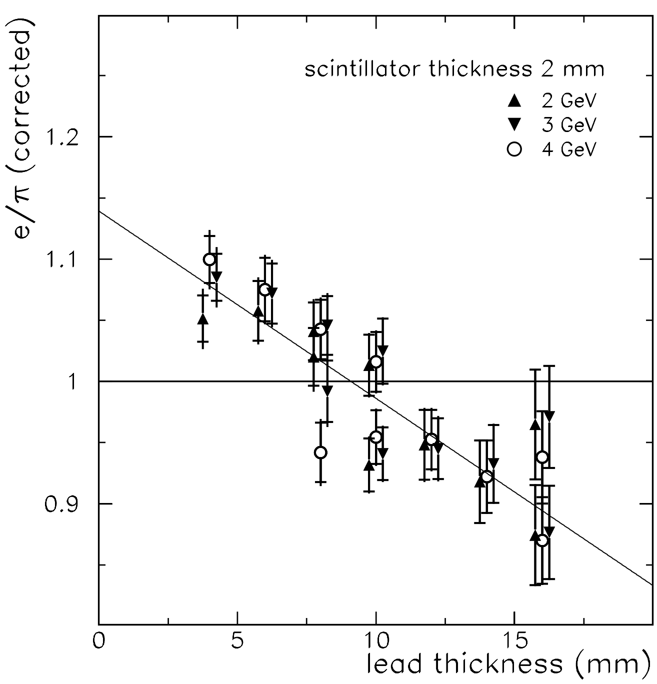

図 4.6: 鉛の厚さを変化させたときの e/π. このときのプラスチックシンチレータの厚さは 2mm

第5章　奥行き方向のシャワーの揺らぎ (ハドロンカスケードシャワー)

シャワーの奥行き方向への発達に於て, 任意の 2 つの深さにおける $N_{p.e.}$ の, 平均からのずれは独立ではない. これを独立なパラメータ空間へと変換し, シャワーを知るひとつの足掛かりとしたい.

5.1　解析に用いたデータについて

前章で述べたハドロンカロリメータのビームテストにより得られたデータは, ハドロンシャワーそのものの研究の際にも重要なものである. 特に 1996-1997 年に行われた T405,T411 実験での, 奥行き方向に対して非常に細かいサンプリングをもつカロリメータによるハドロンシャワーの測定は過去にないものである.
本解析に用いたデータは T411 実験に於ける, 鉛:プラスチックシンチレータの厚さの比が 4 mm : 2 mm としたときのものである[†]. 全 super layer 数は 42 で, この時のこのときの 全相互作用長 は 4.9 λ_I である.

5.2　奥行き方向のシャワーの揺らぎ

5.2.1　イベント毎の シャワーカーブ

ビームテスト (T411) にて測定されたシャワー奥行き方向の様子を, その平均と典型的な数イベントについて, 1 $\sim$ 4 GeVelectron トリガイベント, π トリガイベントのそれぞれについて図 5.1, 図 5.2 に示す. 横軸が奥行き方向の読み出し番号, 縦軸がその super layer の pulse height であり、単位は PMT 毎の MIP 数である. これをみると,electron に比べ π の shower curve は平均からのずれが顕著に大きい.
また,electron shower はエネルギーが高くなるにつれ, 平均からのずれが小さくなっていく傾向がみられる. これは shower 構成粒子数の統計的ゆらぎが入射粒子のエネルギーに依存することを示している.

5.2.2　Correlation Matrix C

k 番目イベントでのある深さ (i) に於けるシャワー粒子数 (pulse height) の平均からの差を次のように定める.

$$\delta_i^{(k)} = p_i^{(k)} - \bar{p}_i \tag{5.1}$$

[†]補償比 4:1 を満たしていないが, 奥行き方向に対して最も読み出し数の多いデータであるため, これを用いた.

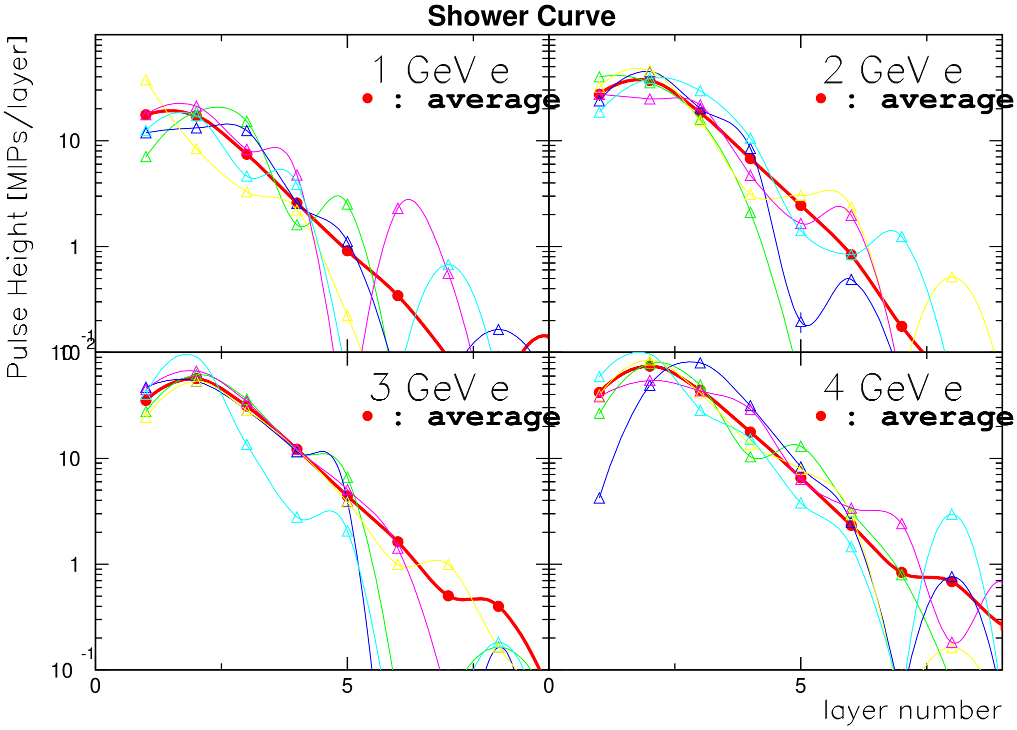

図 5.1: イベント毎の shower curve(electron) 赤の太い線が平均値, その他が典型的なイベント.

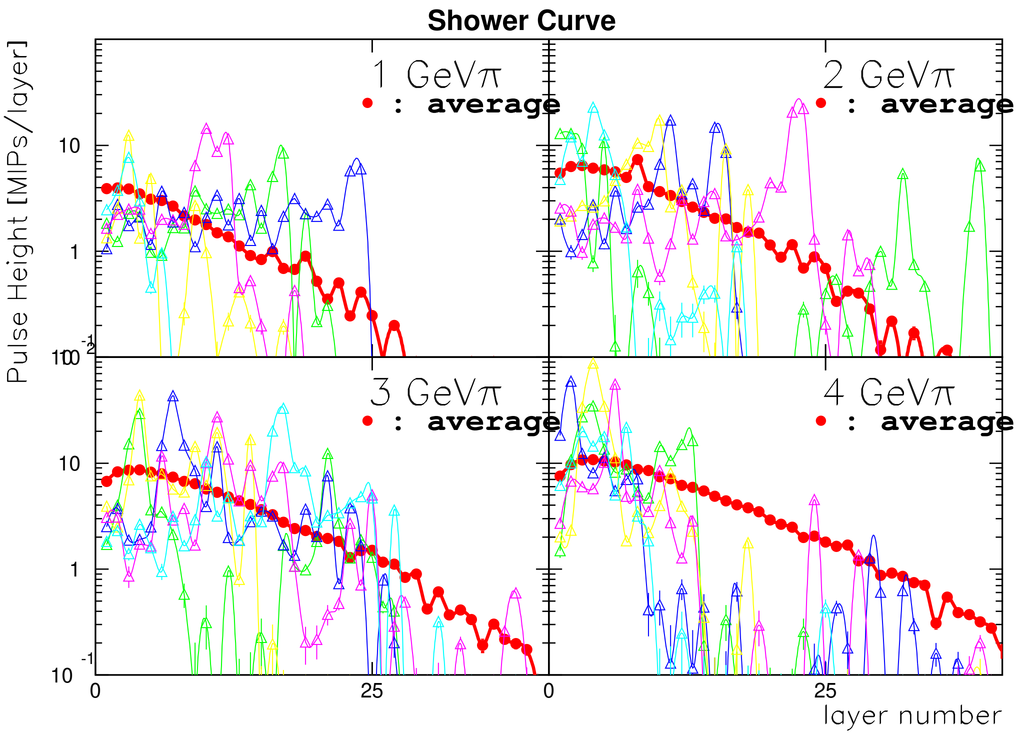

図 5.2: イベント毎の shower curve(π) 赤の太い線が平均値, その他が典型的なイベント.

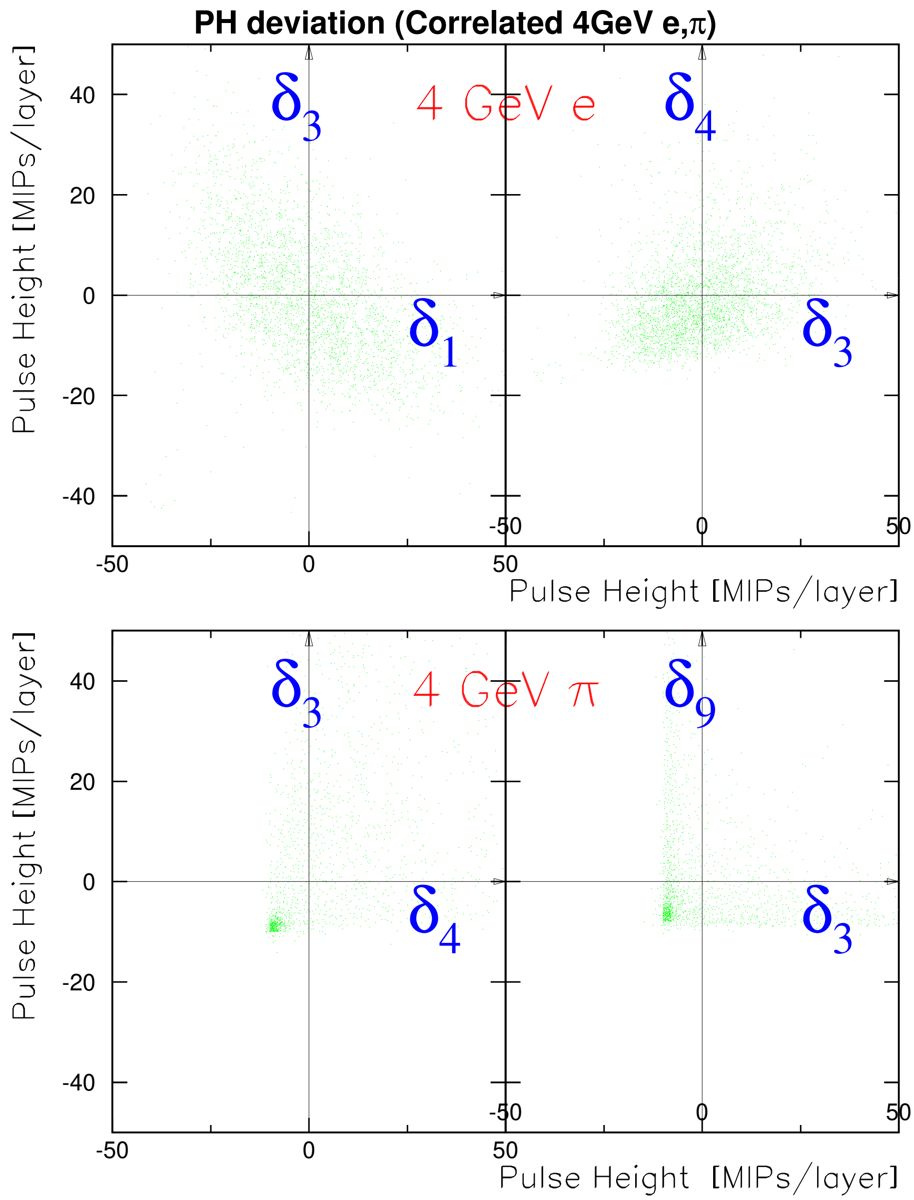

図 5.3: 異なる 2 つの深さでの pulse height deviation の crrelation plot

ここで,

$$
\begin{array}{rcl}
p_i^{(k)} & : & k\text{ 番目のイベントの }i\text{ 番目の super layer での pulse height} \\
N & : & \text{全イベント数} \\
\bar{p} & : & \text{全イベントでの }p\text{ の平均}
\end{array}
\tag{5.2}
$$

である. このとき correlation matrix C を以下のように定義する.

$$C_{ij} \equiv \frac{1}{N}\sum_k \delta_i^{(k)}\delta_j^{(k)} \tag{5.3}$$

ここで C_{ij} は correlation matrix C の i 行 j 列目の行列要素である. この行列の対角成分はゆらぎの大きさそのものを示しており (variance), 非対角成分は, ある 2 つの深さ i と j の間でのシャワー粒子数の揺らぎの相関の強さを表している (covariance).

5.3 シャワーの揺らぎ

5.3.1 分布関数 $F(\boldsymbol{\delta})$

i 番目の suber layer に於ける, 各イベント毎の pulse height の平均からのゆらぎは δ_i で与えられる. δ_i を要素に持つベクトル $\boldsymbol{\delta}$ によってイベント毎の shower 全体の粒子数のゆらぎが与えられる. 今, $\boldsymbol{\delta}$ の分布関数 $F(\boldsymbol{\delta})$ を定義する.

matrix A は matrix C と $A = \frac{1}{2}C^{-1}$ という関係にある.

$$F(\boldsymbol{\delta}) = K\exp(-\boldsymbol{\delta}^T A\boldsymbol{\delta}) \tag{5.4}$$

ここで,

$$\delta_i = p_i - \bar{p_i} \tag{5.5}$$

$$\boldsymbol{\delta} = \begin{pmatrix} \delta_1 \\ \wr \\ \delta_n \end{pmatrix} \tag{5.6}$$

$$K = \text{規格化定数}$$

$$A = n\times n\,\text{symmetric matrix}(A_{ij} = A_{ji})$$

である. matrix A が対角行列であれば, それぞれの superlayer の pulse height は互いに独立であるが, 実際にはそうなっていない. つまりこの行列の非対角成分が superlayer の pulse height の相関を示している.

5.4 Matrix A の対角化と独立な pulse height deviation $\tilde{\delta}$ の分布関数 $\tilde{F}(\tilde{\boldsymbol{\delta}})$

5.2 章 でみたように, ある super layer における pulse height のゆらぎは他の super layer のそれと相関がある. そこで matrix A を対角化することにより, pulse height を記述する互いに独立なパ

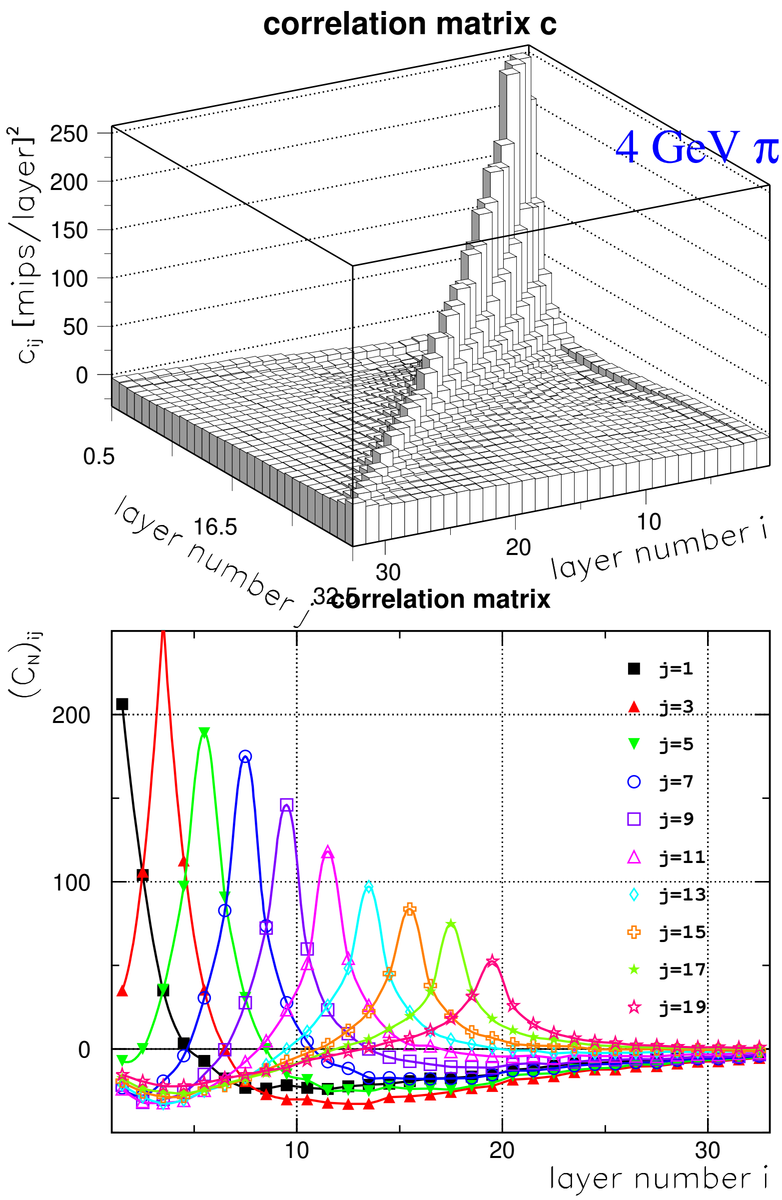

図 5.4: correlation matrix 4GeV π^-

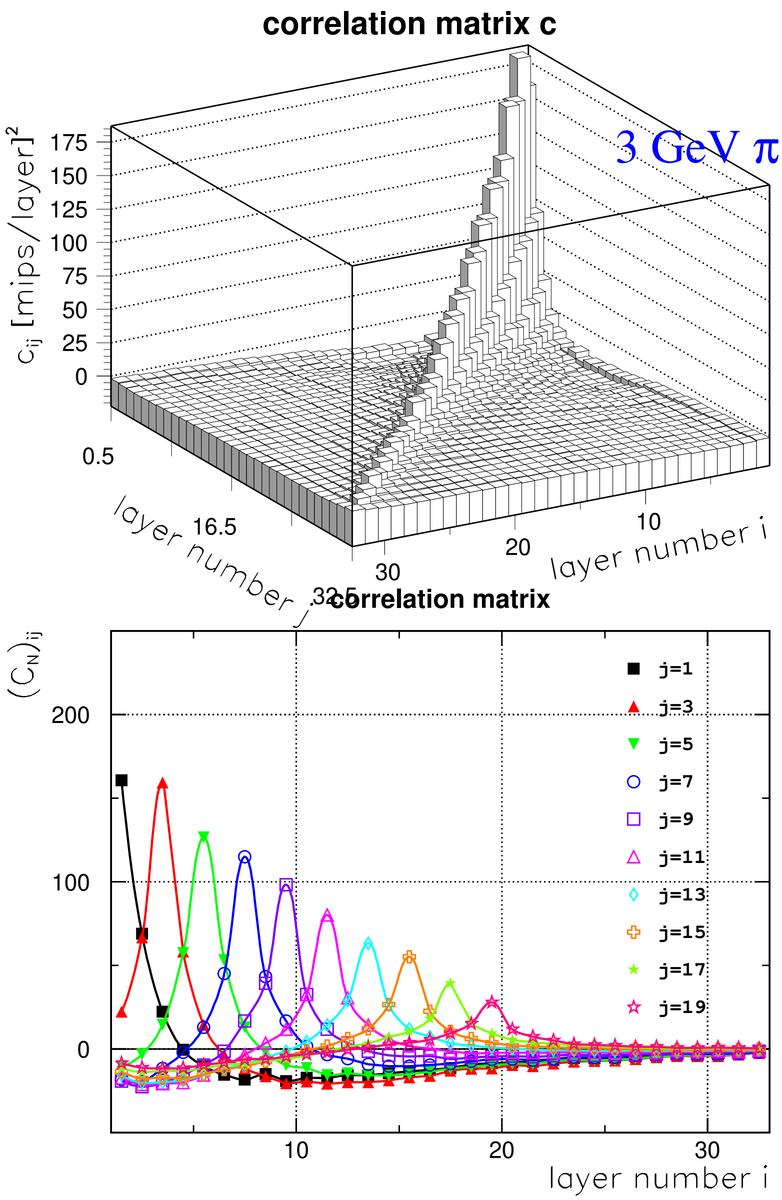

図 5.5: correlation matrix 3GeV π^-

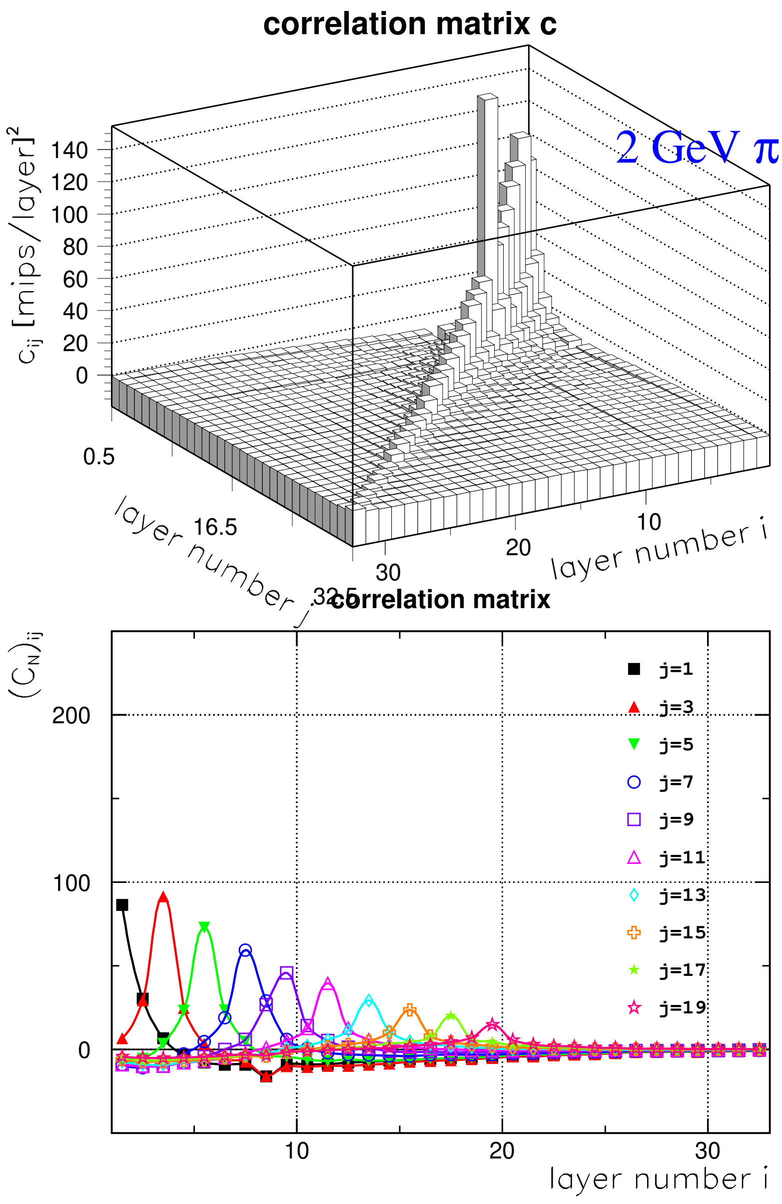

図 5.6: correlation matrix 2GeV π^-

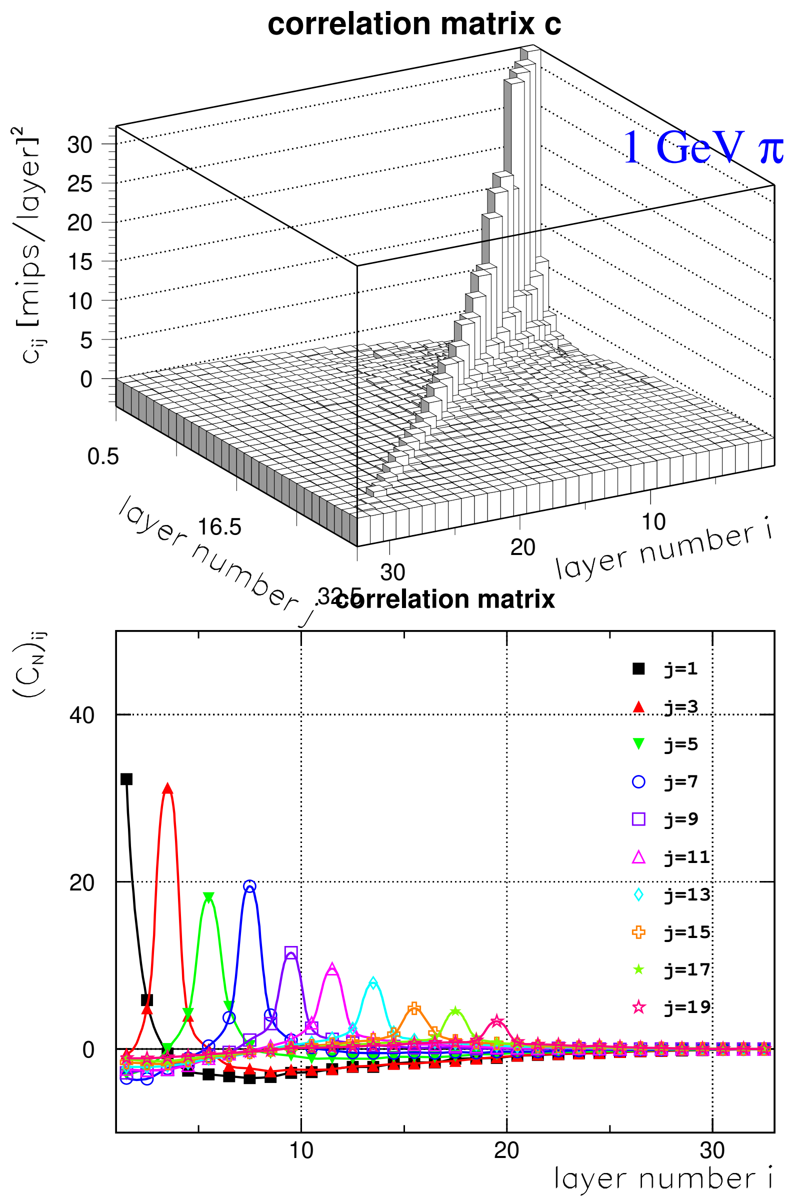

図 5.7: correlation matrix 1GeV π^-

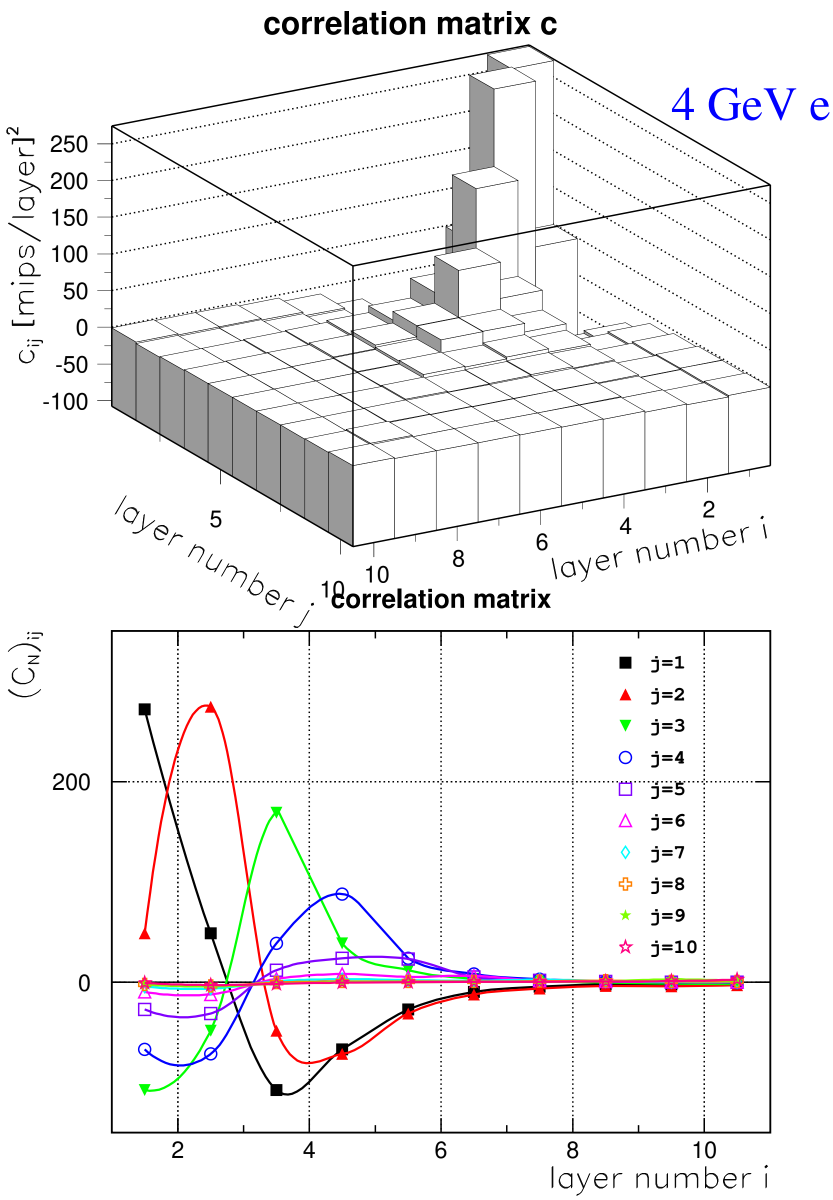

図 5.8: correlation matrix 4GeV electron

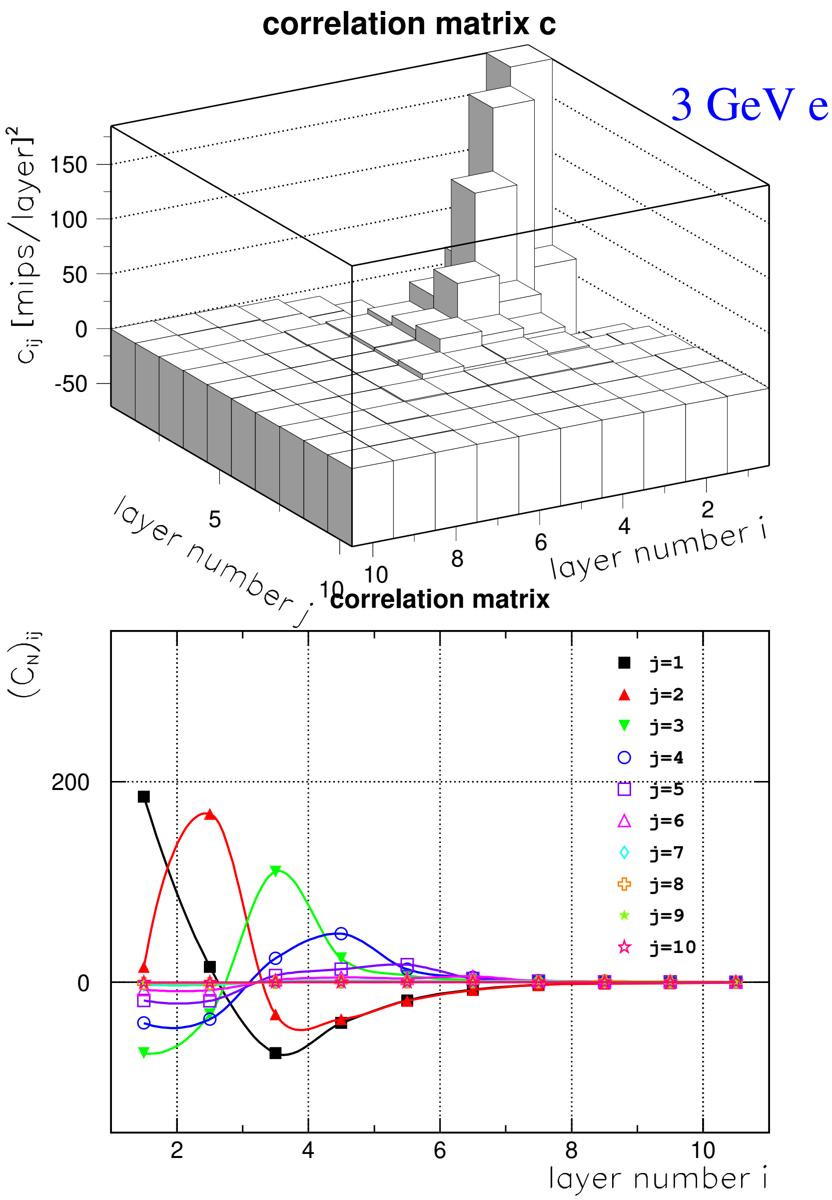

図 5.9: correlation matrix 3GeV electron

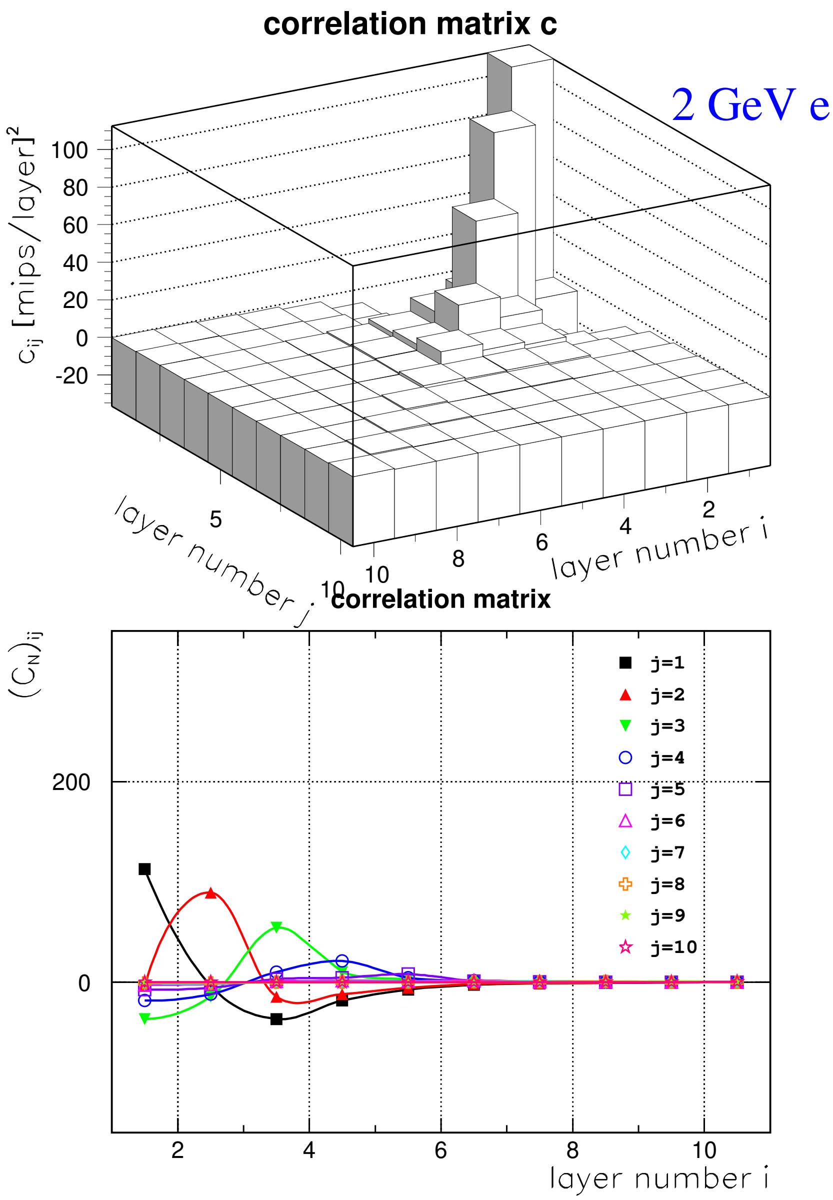

図 5.10: correlation matrix 2GeV electron

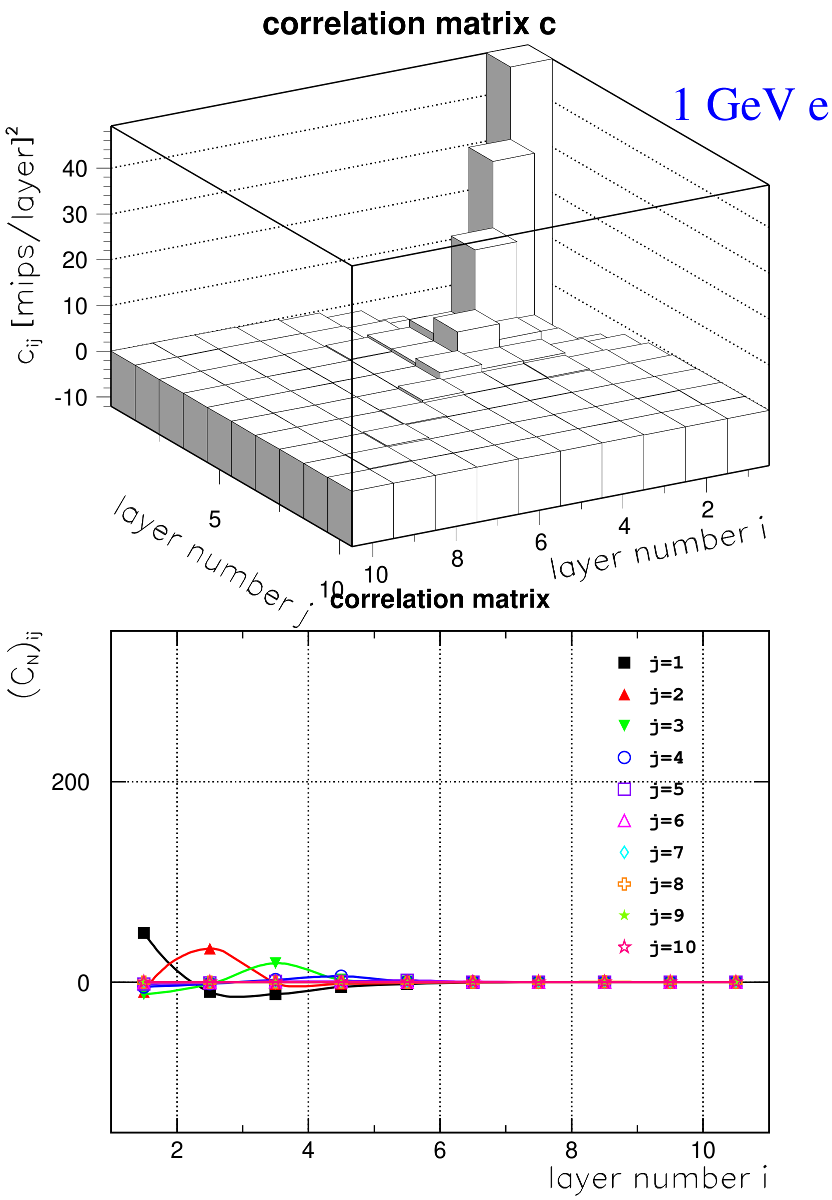

図 5.11: correlation matrix 1GeV electron

ラメータを求める. †

$$
\begin{aligned}
\boldsymbol{\delta}^T A \boldsymbol{\delta} &= \boldsymbol{\delta}^T T^T (TAT^T) T \boldsymbol{\delta} \\
&= \tilde{\boldsymbol{\delta}}^T D \tilde{\boldsymbol{\delta}} \\
&= \sum_i d_i \tilde{\delta}_i^2 \qquad (5.7)
\end{aligned}
$$

ここで, T は an orthogonal transformation matrix で,

$$
\begin{aligned}
\tilde{\boldsymbol{\delta}} &\equiv T\boldsymbol{\delta} \qquad (5.8) \\
D &\equiv TAT^T = \begin{pmatrix} d_1 & & 0 \\ & \ddots & \\ 0 & & d_n \end{pmatrix} \qquad (5.9) \\
\lambda_i &= \frac{1}{2d_i} \qquad (5.10) \\
T &= \begin{pmatrix} \boldsymbol{x}_1 \\ \boldsymbol{x}_2 \\ \vdots \\ \boldsymbol{x}_n \end{pmatrix} \qquad (5.11) \\
\boldsymbol{x}_i &= \begin{pmatrix} x_{1i} & \cdots & x_{ni} \end{pmatrix}
\end{aligned}
$$

λ は matrix A の固有値, x_i は固有値 λ_i に対応する固有ベクトル である. これにより,the orthogonal matrix T から the independent pulse height deviation $\tilde{\boldsymbol{\delta}}$ が得られた.

matrix A を対角化することにより the independent pulse height deviation $\tilde{\boldsymbol{\delta}}$ の distribution function $\tilde{F}(\tilde{\boldsymbol{\delta}})$ が得られる. これは the distribution function $F(\boldsymbol{\delta})$ から以下のようにして導かれる.

$$
\begin{aligned}
F(\boldsymbol{\delta}) &= K \exp\left(-\sum_i d_i \tilde{\delta}_i^{\,2}\right) \\
&= \frac{1}{(2\pi)^{2/n} \prod_{i=1}^n \tilde{\sigma}_i} \exp\left(\frac{-\sum_i \tilde{\delta}_i^{\,2}}{2\tilde{\sigma}_i^{\,2}}\right) \\
&= \prod_i \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}\tilde{\sigma}_i} \exp\left(\frac{\tilde{\delta}_i^{\,2}}{2\tilde{\sigma}_i^{\,2}}\right)\right) \\
&= \prod_i \tilde{f}_i\left(\tilde{\delta}_i\right) \qquad (5.12) \\
&\equiv \tilde{F}(\tilde{\boldsymbol{\delta}}) \qquad (5.13)
\end{aligned}
$$

ここで,

$$
\begin{aligned}
K &\equiv \frac{1}{(2\pi)^{n/2} \prod_{i=1}^n \tilde{\sigma}_i} \qquad (5.14) \\
d_i &\equiv \frac{1}{2\tilde{\sigma}_i^{\,2}} \qquad (5.15) \\
\tilde{f}_i(\tilde{\delta}_i) &\equiv \frac{1}{\sqrt{2\pi}\tilde{\sigma}_i} \exp\left(-\frac{\tilde{\delta}_i^{\,2}}{2\tilde{\sigma}_i^{\,2}}\right) \qquad (5.16)
\end{aligned}
$$

†matrix A 及び C は対称行列であるから対角化可能行列である.
また, ここでは T を正規直交行列として与えているので $T^{-1} = T^T$ である.

5.5

5.5.1 the Matrix A と Correlation Matrix C の関係

分布関数 $F(\boldsymbol{\delta})$ と $\tilde{F}(\tilde{\boldsymbol{\delta}})$ を用いるにあたり, matrix A を理解する必要がある. matrix A は 2 つの superlayer の pulse height 間の相関を記述する matrix である.

correration matrix C の要素 C_{ij} は $F(\boldsymbol{\delta})$ を用いて以下のように定義される.

$$C_{ij} \equiv \frac{\int \cdots \int_{-\infty}^{\infty} F(\boldsymbol{\delta}) \delta_i \delta_j \, d\boldsymbol{\delta}}{\int \cdots \int_{-\infty}^{\infty} F(\boldsymbol{\delta}) \, d\boldsymbol{\delta}} \tag{5.17}$$

ここで

$$d\boldsymbol{\delta} = \prod_{i=1}^{n} d\delta_i \tag{5.18}$$

matrix A と crrelation matrix C の関係は式 (5.17) により与えられる. 式 (5.17) を計算するために, $\boldsymbol{\delta}$ から $\tilde{\boldsymbol{\delta}}$ への展開を以下のように成す.

$$\begin{aligned} d\boldsymbol{\delta} &= \left\| \begin{array}{ccc} \frac{\partial \delta_1}{\partial \tilde{\delta}_1} & \cdots & \frac{\partial \delta_1}{\partial \tilde{\delta}_n} \\ \vdots & & \vdots \\ \frac{\partial \delta_n}{\partial \tilde{\delta}_1} & \cdots & \frac{\partial \delta_n}{\partial \tilde{\delta}_n} \end{array} \right\| \\ &= |\det T^T| \, d\tilde{\boldsymbol{\delta}} \\ &= |\det T| \, d\tilde{\boldsymbol{\delta}} \end{aligned} \tag{5.19}$$

ここで,

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\delta} &= T^T \tilde{\boldsymbol{\delta}}, \\ d\tilde{\boldsymbol{\delta}} &= \prod_{i=1}^{n} d\tilde{\delta}_i \end{aligned}$$

ゆえに

$$\begin{aligned} \int \cdots \int_{-\infty}^{\infty} F(\boldsymbol{\delta}) \, d\boldsymbol{\delta} &= \int \cdots \int_{-\infty}^{\infty} K \exp(-\sum_l d_l \tilde{\delta}_l^2) |\det T| \, d\tilde{\boldsymbol{\delta}} \\ &= \int \cdots \int_{-\infty}^{\infty} K(\prod_{l=1}^{n} \exp(-\tilde{\delta}_l^2) |\det T| \prod_{i=1}^{n} d\tilde{\delta}_i \\ &= K |\det T| \prod_{l=1}^{n} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-d_l \tilde{\delta}_l^2) \, d\tilde{\delta}_l \right] \\ &= K |\det T| \prod_{l=1}^{n} \sqrt{\frac{\pi}{d_l}} \end{aligned} \tag{5.20}$$

$$\int \cdots \int_{-\infty}^{\infty} F(\boldsymbol{\delta}) \delta_i \delta_j \, d\boldsymbol{\delta} = \int \cdots \int_{-\infty}^{\infty} K(\prod_{l=1}^{n} \exp(-d_l \tilde{\boldsymbol{\delta}}_l^2)) \left[\sum_{m=1}^{n} t_{mi} \tilde{\delta}_m \right] \left[\sum_{k=1}^{n} t_{kj} \tilde{\delta}_k \right]$$

$$
\begin{aligned}
& \times \quad |\det T| \prod_{l=1}^{n} d\tilde{\delta}_l \\
&= K\,|\det T| \sum_{m,k} t_{mi} t_{kj} \prod_{l=1}^{n} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-d_l \tilde{\delta}_l^2) \tilde{\delta}_m \tilde{\delta}_k \, d\tilde{\delta}_l \right] \\
&= K\,|\det T| \sum_{m} t_{mi} t_{mj} \left[\prod_{l \neq m} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-d_l \tilde{\delta}_l^2) \, d\tilde{\delta}_l \right] \\
& \times \quad \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-d_m \tilde{\delta}_m^2) \tilde{\delta}_m^2 \, d\tilde{\delta}_m \\
&= k\,|\det T| \sum_{m} t_{mi} t_{mj} \left(\prod_{l \neq m} \sqrt{\frac{\pi}{d_l}} \right)^{\frac{1}{2}} \sqrt{\frac{\pi}{d_m^3}} \\
&= k\,|\det T| \left(\prod_{l=1}^{n} \sqrt{\frac{\pi}{d_l}} \right) \sum_{m=1}^{n} \frac{t_{mi} t_{mj}}{2 d_m} \qquad (5.21)
\end{aligned}
$$

従って,

$$
\begin{aligned}
C_{ij} &= \sum_{m=1}^{n} \frac{t_{mi} t_{mj}}{2 d_m} \\
&= \frac{1}{2} \sum_{m} t_{im}^T \left(\frac{1}{d_m} \right) t_{mj} \\
&= \frac{1}{2} (T^T D^{-1} T)_{ij} \qquad (5.22)
\end{aligned}
$$

式 (5.9) から,

$$
\begin{aligned}
C &= \frac{1}{2} T^T D^{-1} T \\
&= \frac{1}{2} T^T (T A T^T)^{-1} T \\
&= \frac{1}{2} A^{-1} \qquad (5.23)
\end{aligned}
$$

以上より, the matrix A は the correlation matrix C を用いて次のように書ける.

$$
A = \frac{1}{2} C^{-1} \qquad (5.24)
$$

5.5.2 Correlation Matrix C の対角化

the matrix A と the crrelation matrix C の関係

$$
\begin{aligned}
D &= \frac{1}{2} T C^{-1} T^T \\
&= \frac{1}{2} (T C T^T)^{-1} \qquad (5.25)
\end{aligned}
$$

ここで T は matrix A を対角化する the orthogonal matrix. このとき

$$
T C T^T = \frac{1}{2} D^{-1} = \begin{bmatrix} \frac{1}{2d_1} & & 0 \\ & \ddots & \\ 0 & & \frac{1}{2d_n} \end{bmatrix} \qquad (5.26)
$$

ここで a diagonal matrix Λ は

$$\Lambda = \begin{bmatrix} \lambda_1 & & 0 \\ & \ddots & \\ 0 & & \lambda_n \end{bmatrix} \equiv \frac{1}{2} D^{-1} \tag{5.27}$$

従って

$$TCT^T = \Lambda \tag{5.28}$$

これはつまり the orthogonal matrix T は matrix A を対角化し, 同時に correlation matrix C をもまた対角化する, ということである. 故に correlation matrix C は matrix A と同じ固有ベクトルをもつ. correlation matrix C の固有値は matrix A により

$$\lambda_i = \frac{1}{2d_i} \tag{5.29}$$

となる.
1 GeV $\sim$ 4 GeV での π に於ける固有ベクトル $\boldsymbol{x}_i$ の compornent の様子を図 5.13 から図 5.16 に, また 4 GeV のときの electron, π についての固有値を図 5.12 に示す. これをみると, 次のような傾向があることがわかる.

1. 一番目の固有ベクトル $\boldsymbol{x}_1$ の component は super layer 番号 j に対して最も波の数の少ない sine curve を描いている.
2. 固有ベクトルの node 番号 ($\boldsymbol{x}_j$ vs. j) が増えるにつれ, 波の数も増える.
3. また, この固有ベクトルの node 番号が増えるにつれ, それに対応する固有値は小さくなる傾向にある.

5.5.3 Correlation Matrix C の規格化

correlation matrix C の規格化は以下の式により成される.

$$(C_N)_{ij} \equiv \frac{C_{ij}}{\sqrt{C_{ii}C_{jj}}} \tag{5.30}$$

これにより matrix C_N の対角要素は 1 になり, 各 super layer 毎の gain の 不確定さ (uncertainty) に対し独立になる. 1 $\sim$ 4 GeV の electron, π^- それぞれの C_N を図 5.21, 図 5.22 に示す. これをみると correlation の強さにはエネルギー依存性があることがわかる.

5.5.4 Independent Fluctuation

互いに相関のある場合の pulse height の fluctuation は, 図 5.3 に示したが, ここでこの図について詳しく述べる. この図は, 4 GeV electron , π^- の pulse height deviation δ_i vs. δ_j の 2 次元の scatter plot である.
electron の場合, 楕円に近い分布をしており, これらの楕円の軸は, (coordinate axes) と平行でない. これは δ_i vs. δ_j の間に相関が存在することを示している†.
π^- 粒子の場合, electron の場合と分布の様子がかなり異なる. ところで,2 次元の scatter plot に於

†これは過去の結果 [16] と矛盾しない.

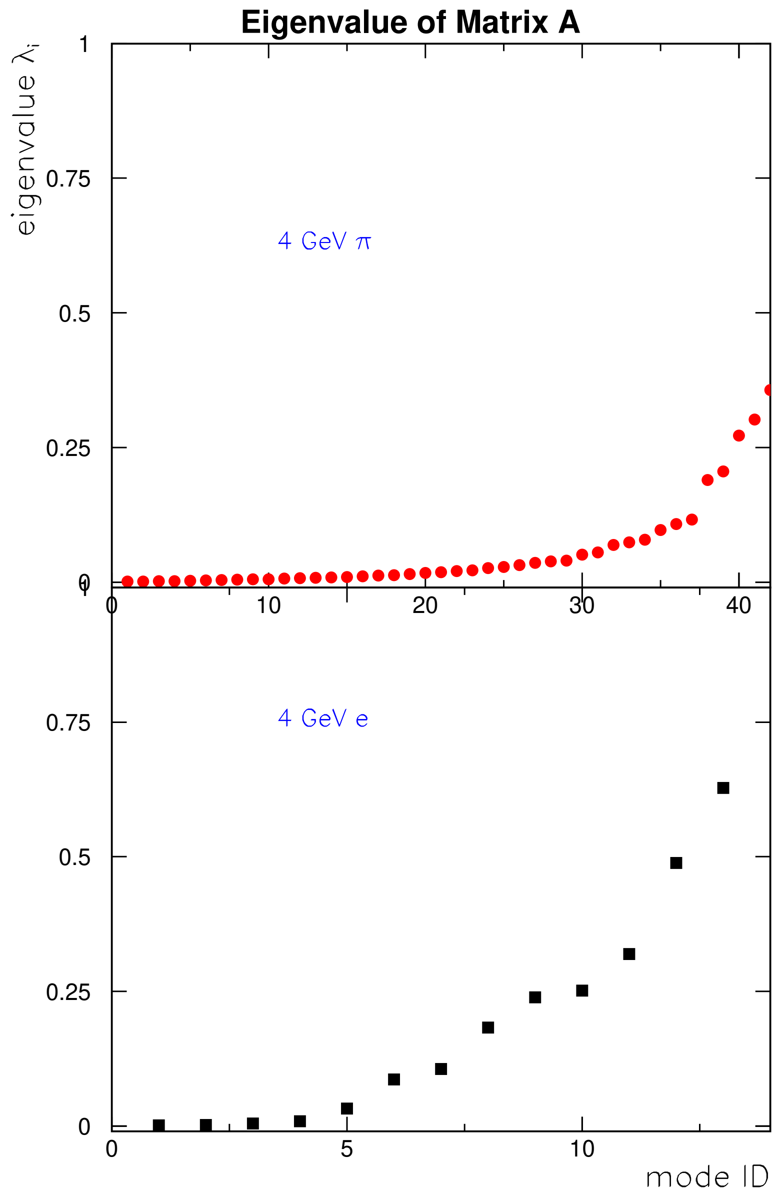

図 5.12: 固有値の例 (上：4GeV π, 下：4GeVelectron,) 横軸が対応する固有ベクトルの番号.

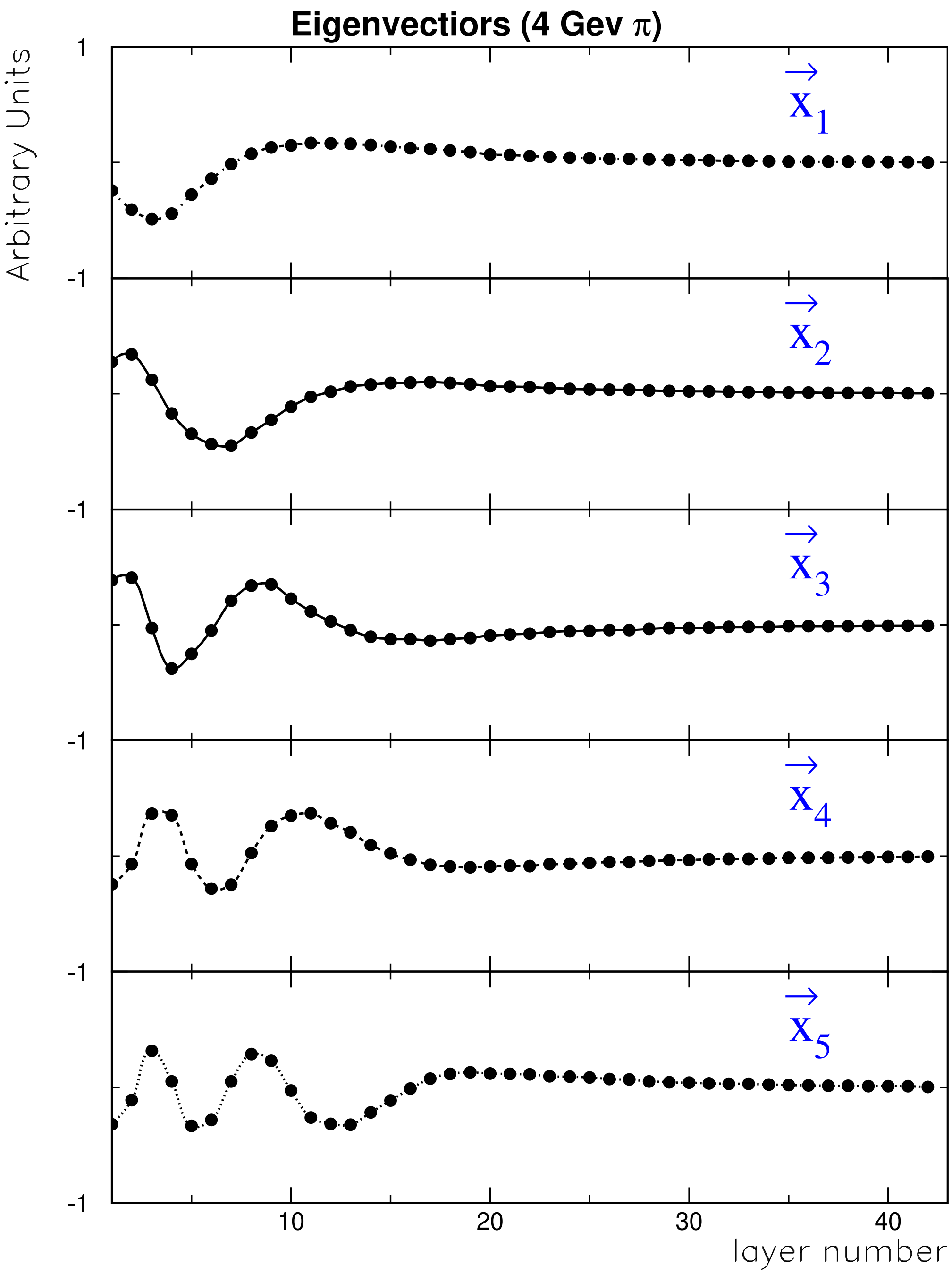

図 5.13: 固有ベクトルの例 (4GeV π^-)

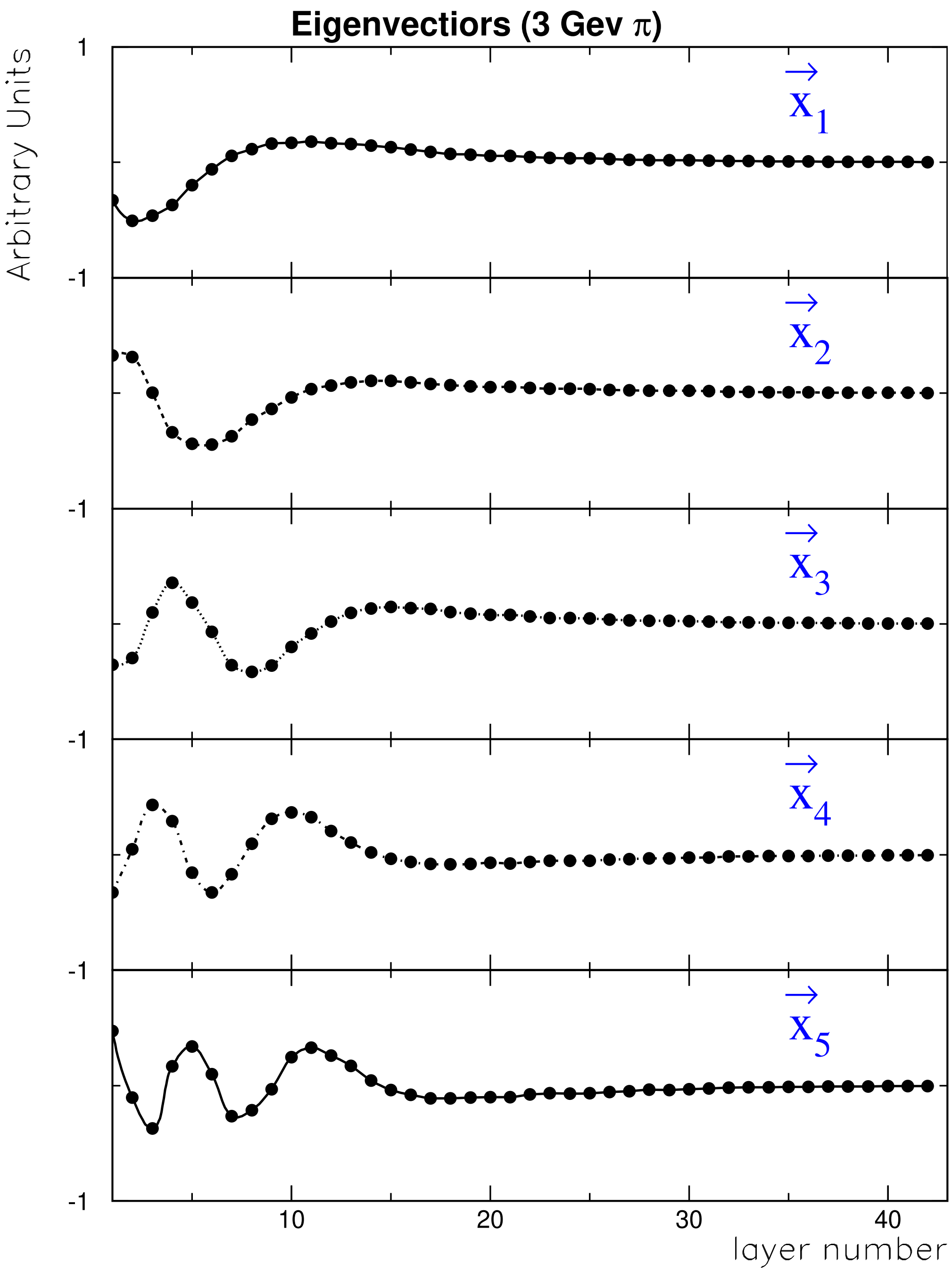

図 5.14: 固有ベクトルの例 (3GeV π^-)

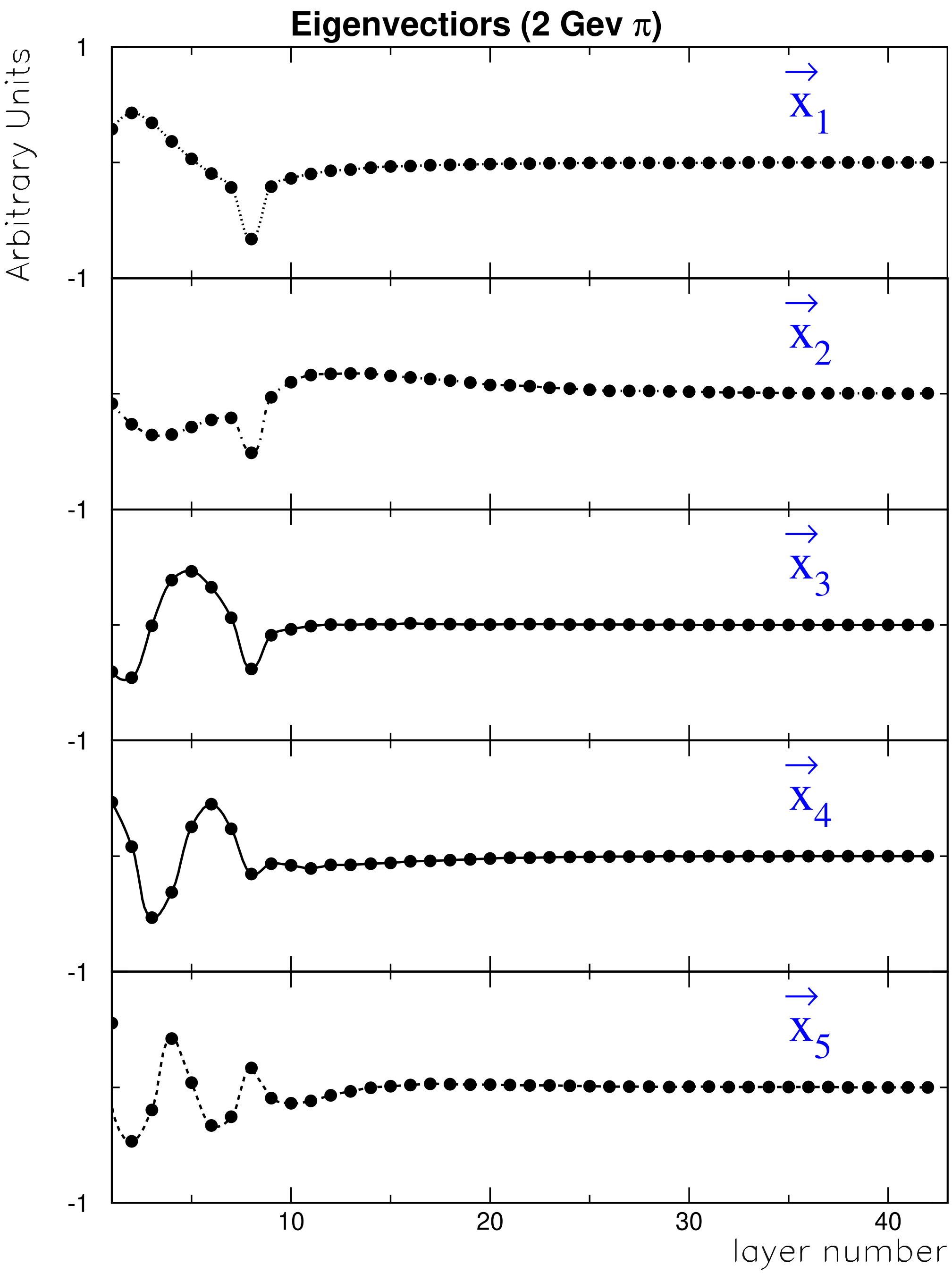

図 5.15: 固有ベクトルの例 (2GeV π^-)

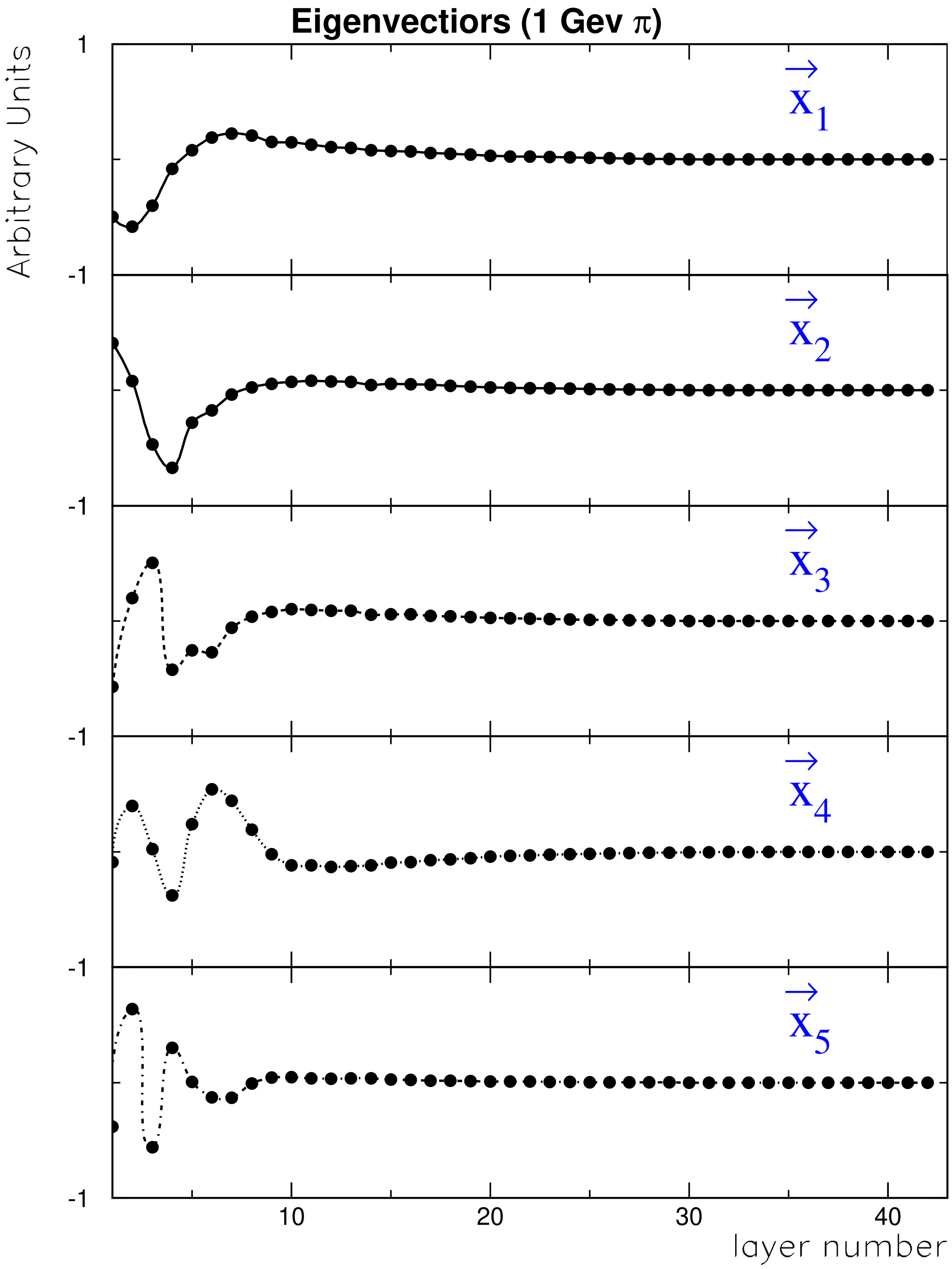

図 5.16: 固有ベクトルの例 (1GeV π^-)

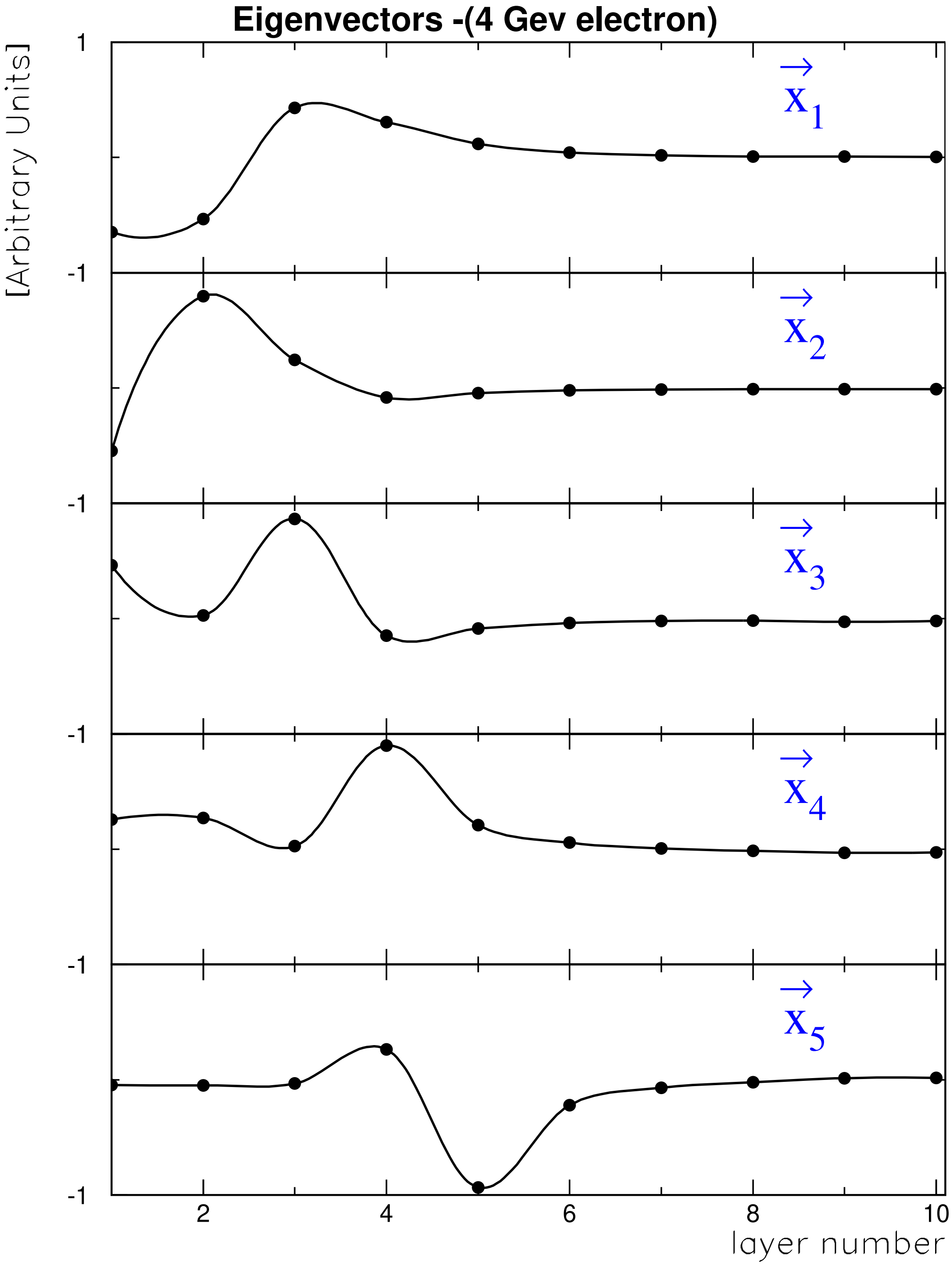

図 5.17: 固有ベクトルの例 (4GeV electron)

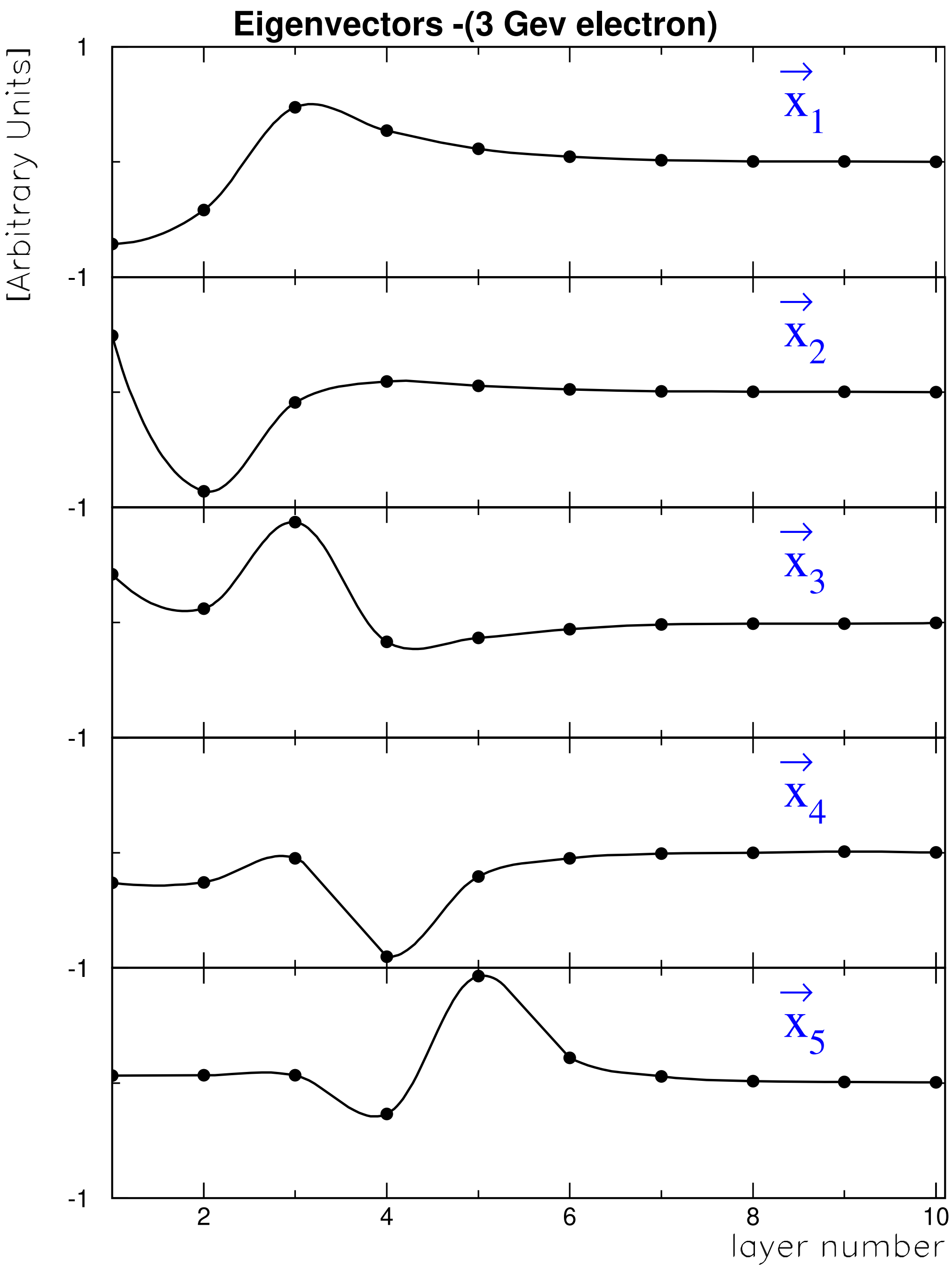

図 5.18: 固有ベクトルの例 (3GeV electron)

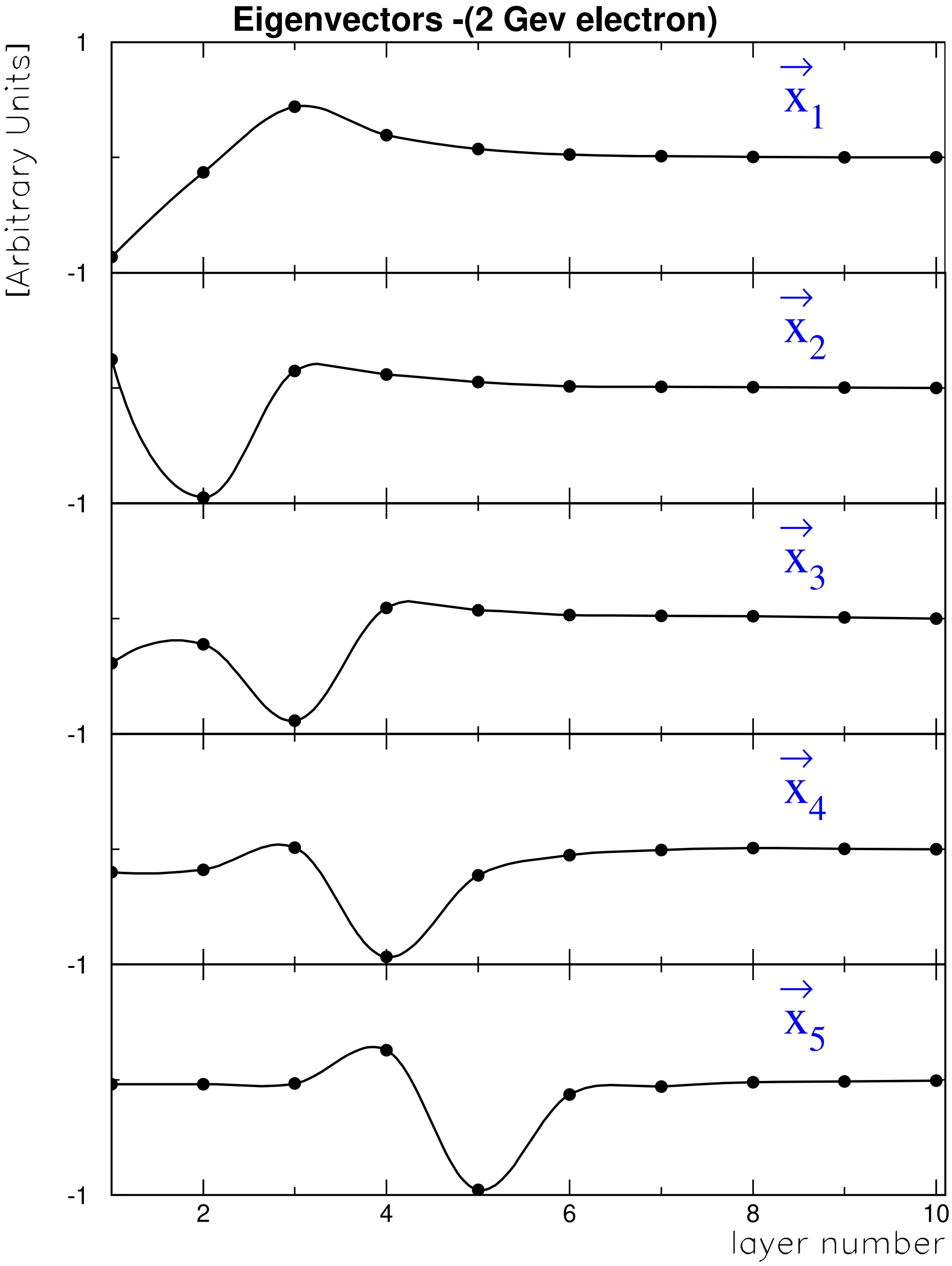

図 5.19: 固有ベクトルの例 (2GeV electron)

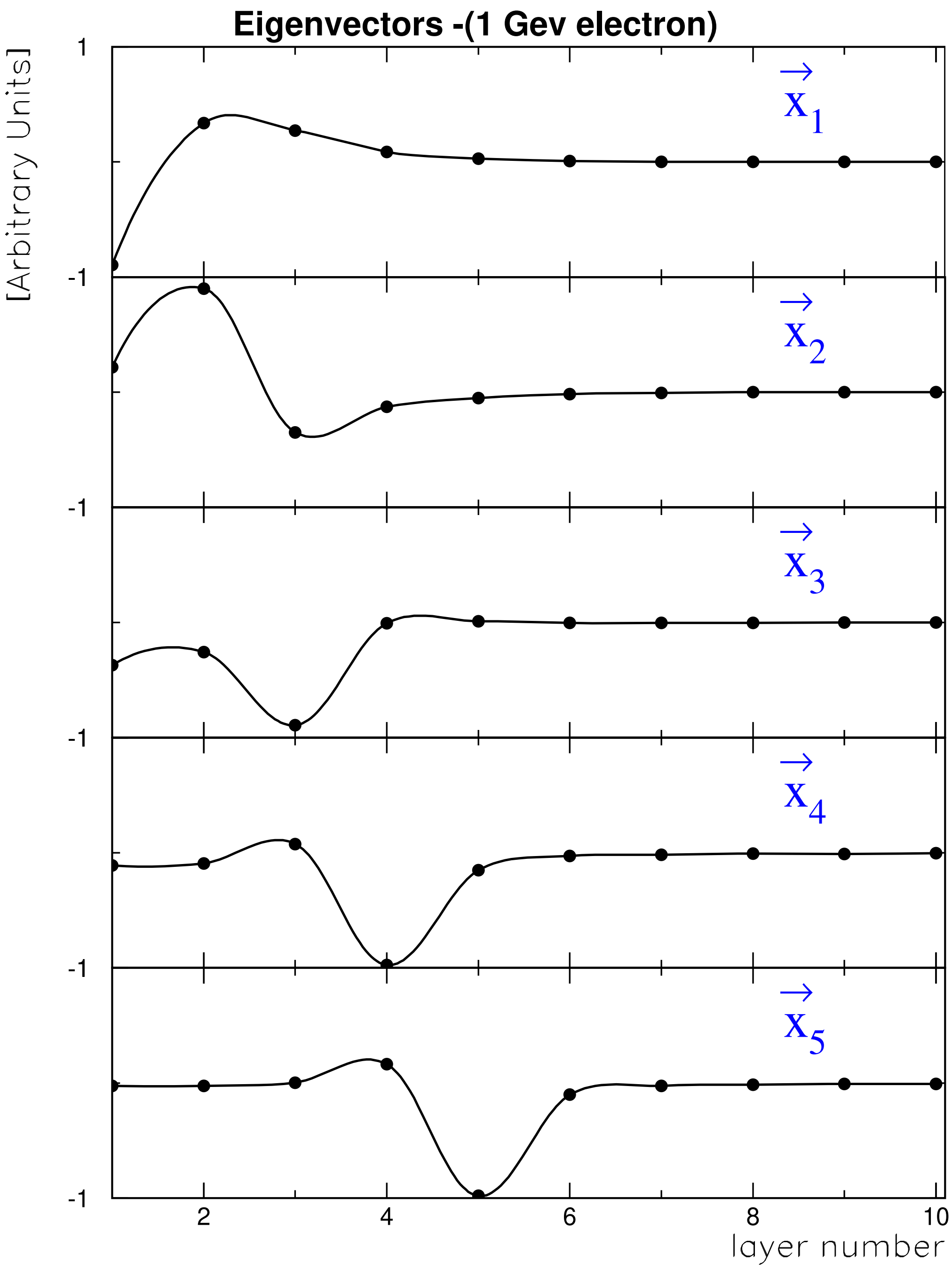

図 5.20: 固有ベクトルの例 (1GeV electron)

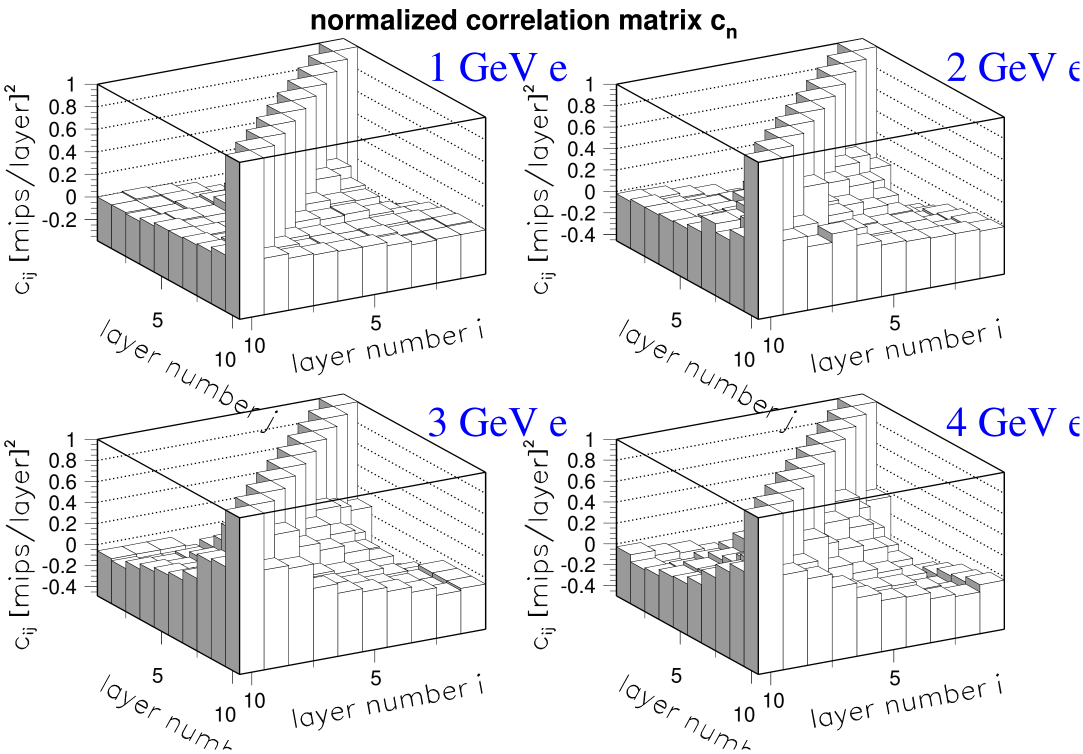

図 5.21: 規格化された correlation matrix(4GeV electron)

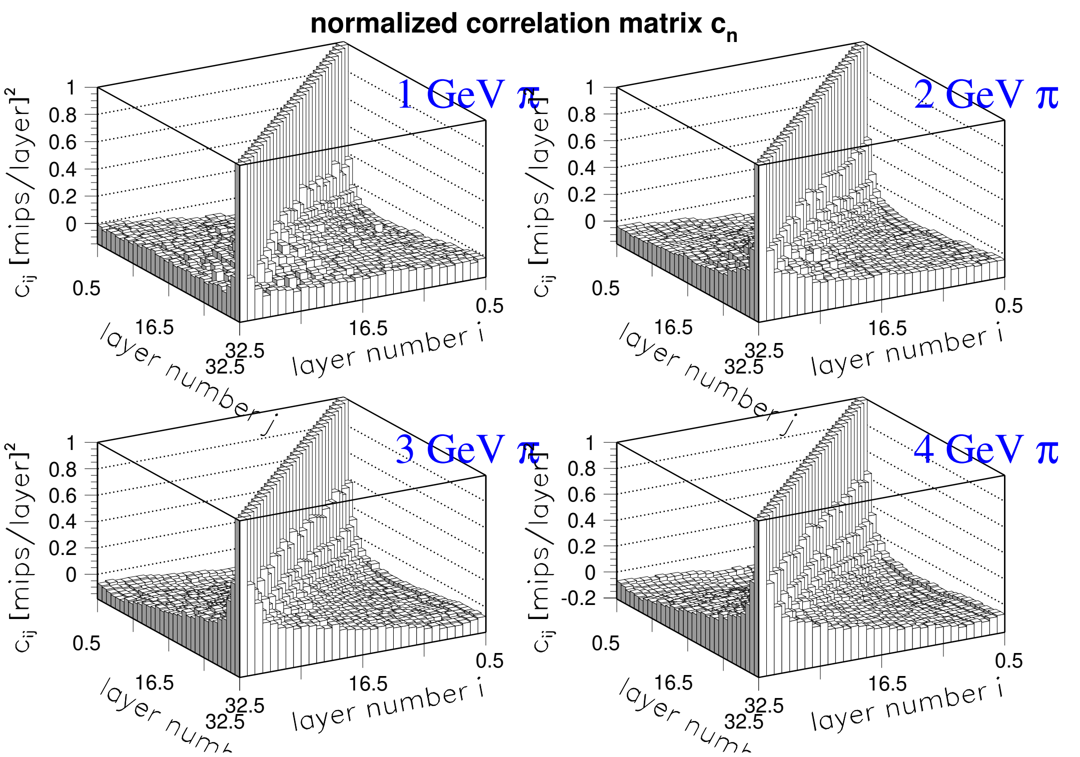

図 5.22: 規格化された correlation matrix 4GeV π^-

て δ_i vs. δ_j が互いに相関がなく独立である, とは, 分布が (coordinate axes) 対称になっている, ということである. 従ってこの場合も δ_i vs. δ_j 間には相関が存在する, ということになる.

図 5.23 の上段にも, 独立で相関のないものとの比較のため改めて示す. この図は, 4 GeV electron の pulse height deviation δ_i vs. δ_j (i, j: super layer 番号) の 2 次元の scatter plot である. 下段の plot は $\tilde{\delta}_i$ vs. $\tilde{\delta}_j$ (i, j:mode 番号) の 2 例である. これをみると互いに相関のない空間にパラメータ変換できていることがわかる.
次に 4 GeV π 粒子の場合についての同じものを図 5.24 に示す. これを見ると electron の場合と異なり, $\tilde{\delta}_m$ に変換後もパラメータの間に相関が残っている.

考察

π 粒子が互いに直交する固有空間にパラメータを変換した後もそのパラメータ間 (δ_i ,δ_j) に相関が残る理由は, 本論文においては明確には示せないが, その可能性に対する考察を以下に述べる.
ここまでの過程により互いに独立に変換したのは, δ_i vs. δ_j という, 2 つの (2 次の)pulse height deviation の相関である. もしも π 粒子に於ける δ_i 分布が δ_i vs. δ_j vs. δ_k (i, j, k: super layer 番号) という, 3 つの (3 次の) 相関が存在し, 且つそれが無視できないのであれば, correlation matrix の対角化に成功し, しかし $\tilde{\delta}_i$ vs. $\tilde{\delta}_j$ に相関が残る, という結果は矛盾ではない.
但し, ここではその 3 次の相関を確認してはいないのでこれは仮説である.

いずれにせよ, π 粒子の奥行き方向に対するシャワーの揺らぎを記述するためには, electron と同じパラメータの数では不十分であることが理解できた.

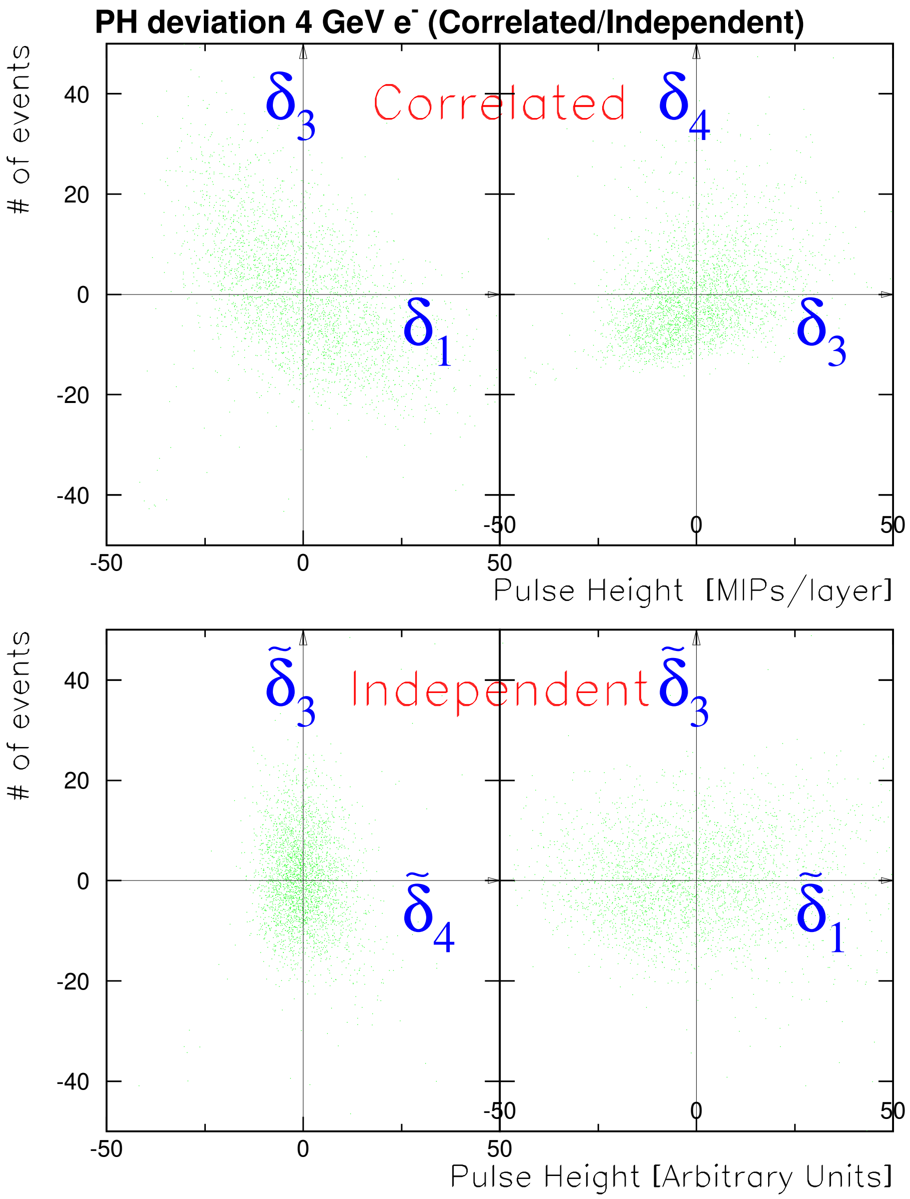

図 5.23: パラメータ変換 (4 GeV electron). 独立なパラメータに展開できていることがわかる.

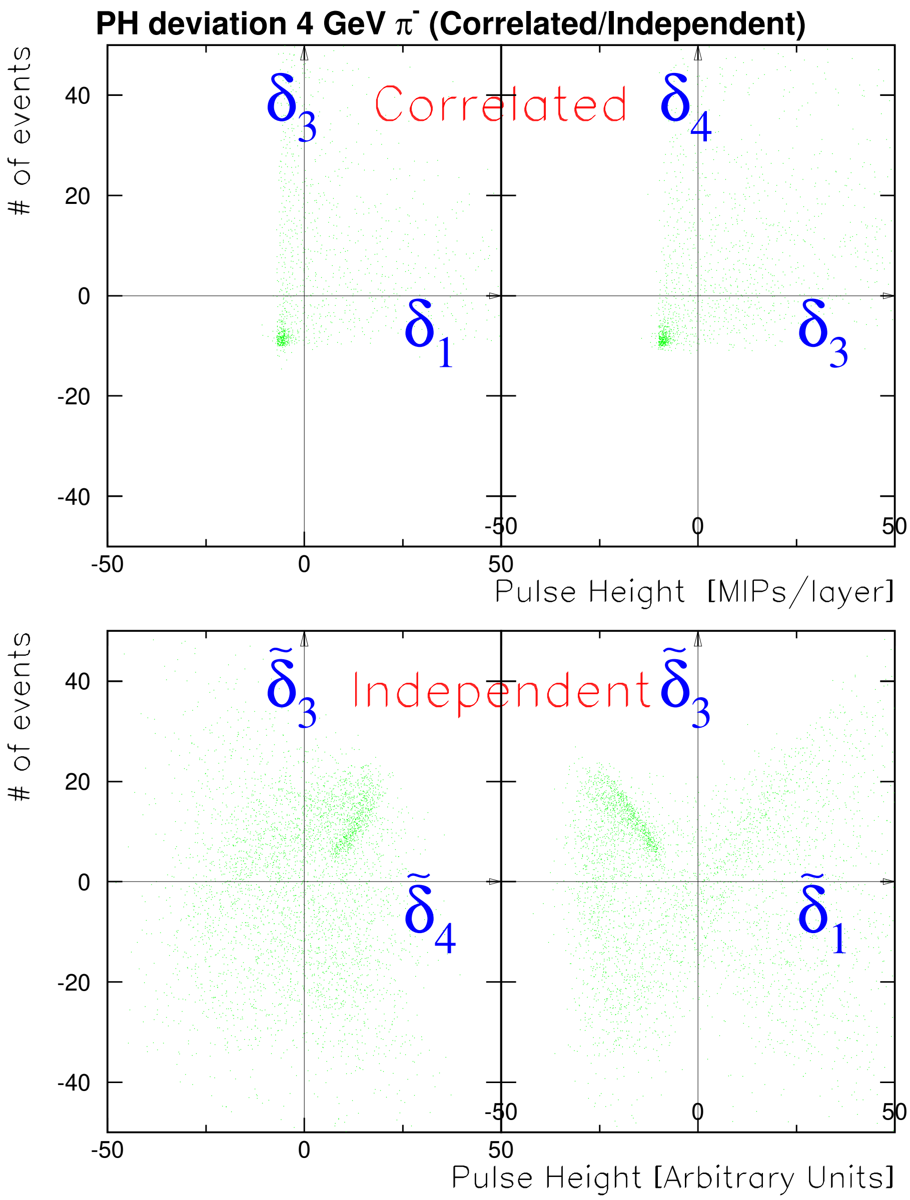

図 5.24: パラメータ変換 (4 GeV π^-) 下段の plot は electron の場合と異なり, 独立にはなっていない.

第6章　奥行き方向のシャワーの揺らぎを用いた解析

前章でみたシャワーの奥行き方向への発達のゆらぎの情報を用いて, 粒子識別 (e/π separation) やイベントの再構築 (シミュレーション) を試みる.

6.1　particle likelihood

6.1.1　確率密度関数

$\tilde{\delta}_m$ の分布関数を $\tilde{f}_m(\tilde{\delta}_m)$ で与える. $\int \tilde{f}_m(\tilde{\delta}_m)\cdot d\tilde{\delta}_m = 1$ として, 規格化したもの $(\tilde{f}^N_m(\tilde{\delta}_m))$ を用いると, 注目しているイベントセットに対する確率密度関数を次の式により定義することができる.

$$\tilde{F}(\tilde{\boldsymbol{\delta}}) \equiv \prod_m \tilde{f}^N_m(\tilde{\delta}_m) \tag{6.1}$$

$$\tilde{f}^N_m(\tilde{\delta}_m) \quad : \quad \text{規格化された}\tilde{\delta}_m\text{の分布関数}$$

これは, イベント毎の $\tilde{\delta}_m$ は互いに独立であるから, その分布関数である $\tilde{f}_m(\tilde{\delta}_m)$ もまた互いに独立であることから可能となる.

6.1.2　particle likelihbood

式 6.1 からイベント毎 に $\mathcal{L}$ という値を以下のように定義する.

$$\mathcal{L} \equiv \tilde{F}(\boldsymbol{\delta}) \tag{6.2}$$

$$= \prod_m \tilde{f}_m(\tilde{\delta}_m) \tag{6.3}$$

ここで,

$$A = \frac{1}{2}C^{-1}$$

$$D = TAT^T = \begin{pmatrix} d_1 & & 0 \\ & \ddots & \\ 0 & & d_n \end{pmatrix}$$

$$\tilde{\boldsymbol{\delta}} = T\boldsymbol{\delta}$$

$$\delta_i = p_i -^e \bar{p}_i$$

p_i : i 番目の layer の pulse height

${}^e\bar{p}_i$: electron トリガーのイベントセットに於ける i 番目の layer の pulse height

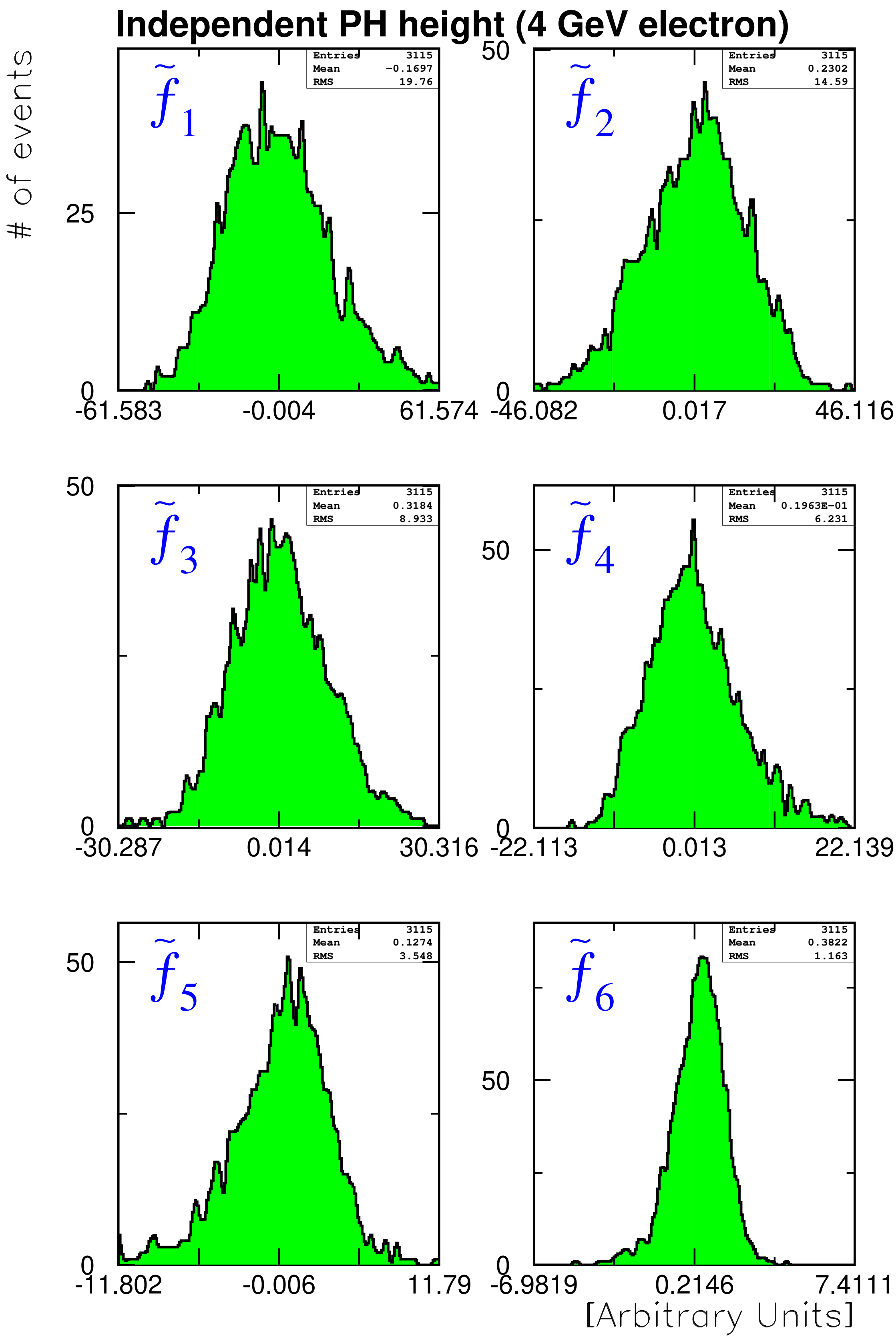

図 6.1: $\tilde{f}_i$ 分布の例 (4 GeV electron)

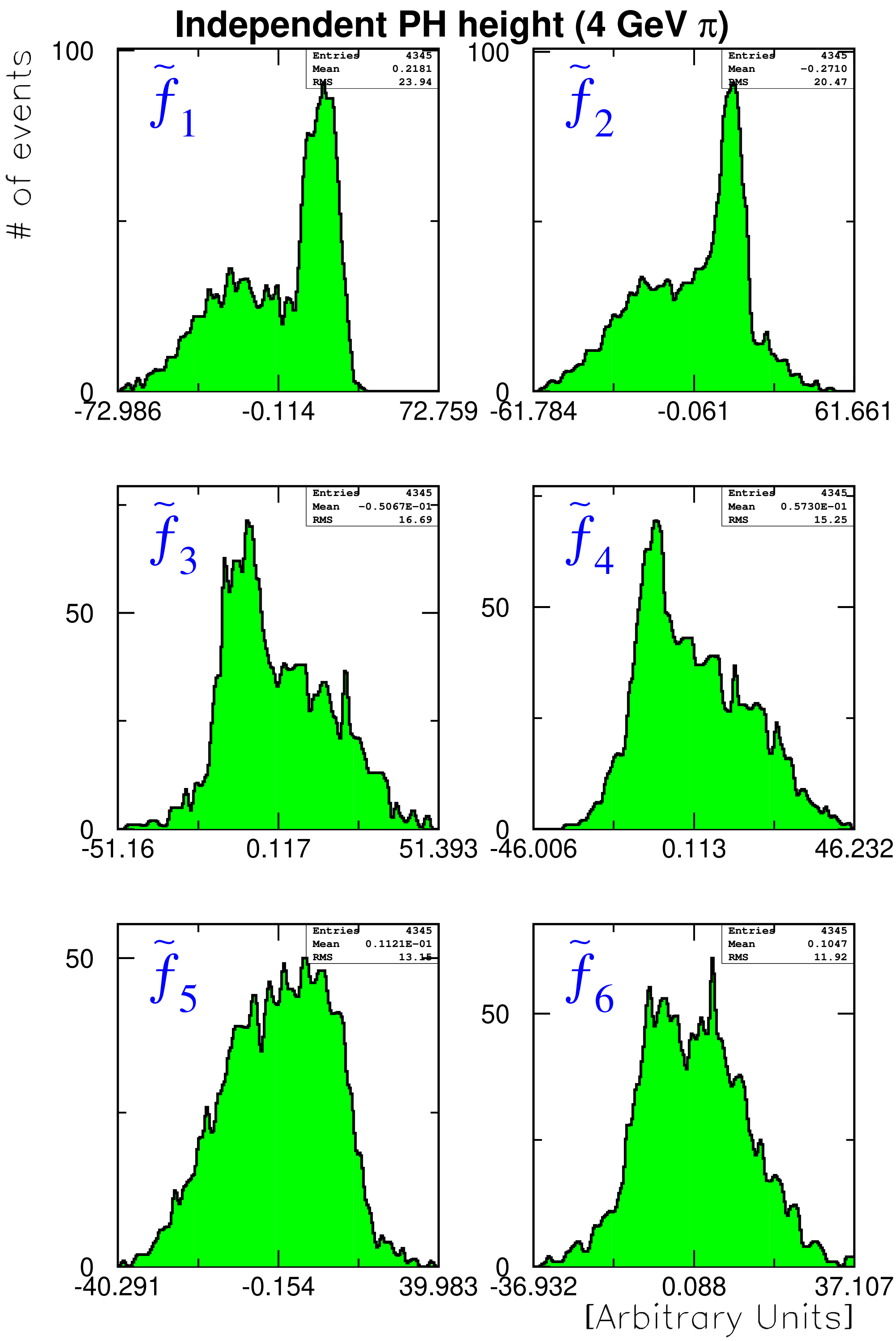

図 6.2: $\tilde{f}_i$ 分布の例 (4 GeV π)

である. matrix A は ,electron event から求めた crrelation matrix C より計算できる.

イベント毎の δ_i(i:super layer 番号) からイベント毎に $\tilde{\delta}_m$(m:mode 番号) が求まる. これにより, 独立な n 個の確率密度関数 $\tilde{f}_m^N$ から, そのイベントに対して元の分布" らしさ" の量として $\mathcal{L}$ が定義できるのである.

6.2 e/π 識別

6.2.1 -log likelihood の定義

今, k 番目のイベントのについて l という量を以下の式で定義する. (文献 [6] 参照)

$$
\begin{aligned}
l &\equiv -2\ln(\tilde{F}(\tilde{\boldsymbol{\delta}}^{(k)})) && (6.4)\\
&= -2\ln(\prod_m \tilde{f}_m(\tilde{\delta}_m^{(k)})) \\
&= \sum_m -2\ln(\tilde{f}_m(\tilde{\delta}_m^{(k)})) && (6.5)
\end{aligned}
$$

ここで, m は固有ベクトルの node 番号で, また

$$
\begin{aligned}
\tilde{\boldsymbol{\delta}}^{(k)} &= T\boldsymbol{\delta}^{(k)} \quad \text{即ち} \quad \tilde{\delta}_m^{(k)} = \boldsymbol{x}_m \cdot \boldsymbol{\delta}^{(k)} \\
\delta_i^{(k)} &= p_i^{(k)} -^e \bar{p}_i \\
p_i^{(k)} &: \ k \text{ 番目のイベントでの } i \text{ 番目の super layer の pulse height} \\
{}^e\bar{p}_i &: \ electron \text{ のイベントセットでの } i \text{ 番目の super layer の平均 pulse height}
\end{aligned}
$$

である. これは粒子の"electron らしさ" を表す量で, Gaussian の場合の χ^2 に相当する量である. つまりこの値が小さいイベントは"electron らしさ" が高く, 逆に小さいと"electron らしさ" が低い, ということを意味する.
これと同じようにして,

$$
\begin{aligned}
\delta_i^{(k)} &= p_i^{(k)} -^e \bar{p}_i && (6.6)\\
{}^\pi\bar{p}_i &: \ \pi \text{のイベントセットでの } i \text{ 番目の super layer の平均 pulse height}
\end{aligned}
$$

とすることにより,"π 粒子" らしさを定義できる. 図 6.3 に"electron らしさ" を, π トリガイベントセット, electron トリガイベントセットのそれぞれについて求めたものを示す.
このとき, 式 6.5 に於ける m を mode と呼ぶことにする. mode を幾つまでとるか (これは固有ベクトルをいくつ使って likelihood を計算するか, ということであるが), によってその分布は変わってくる. 傾向としては mode を高いものまで使った方がより粒子識別は明確になる.
この値を用いた, electron の efficiency を変化させたときの π 粒子除去能力 (π-rejection power) を表 6.1 に示す (入射粒子は 4 GeV).

electron efficency	π rejection
90 %	7.2×10^{-3}
95 %	1.7×10^{-2}
98 %	4.8×10^{-2}

表 6.1: $m = 42$ のときの粒子識別 (π 粒子除去) 能力.

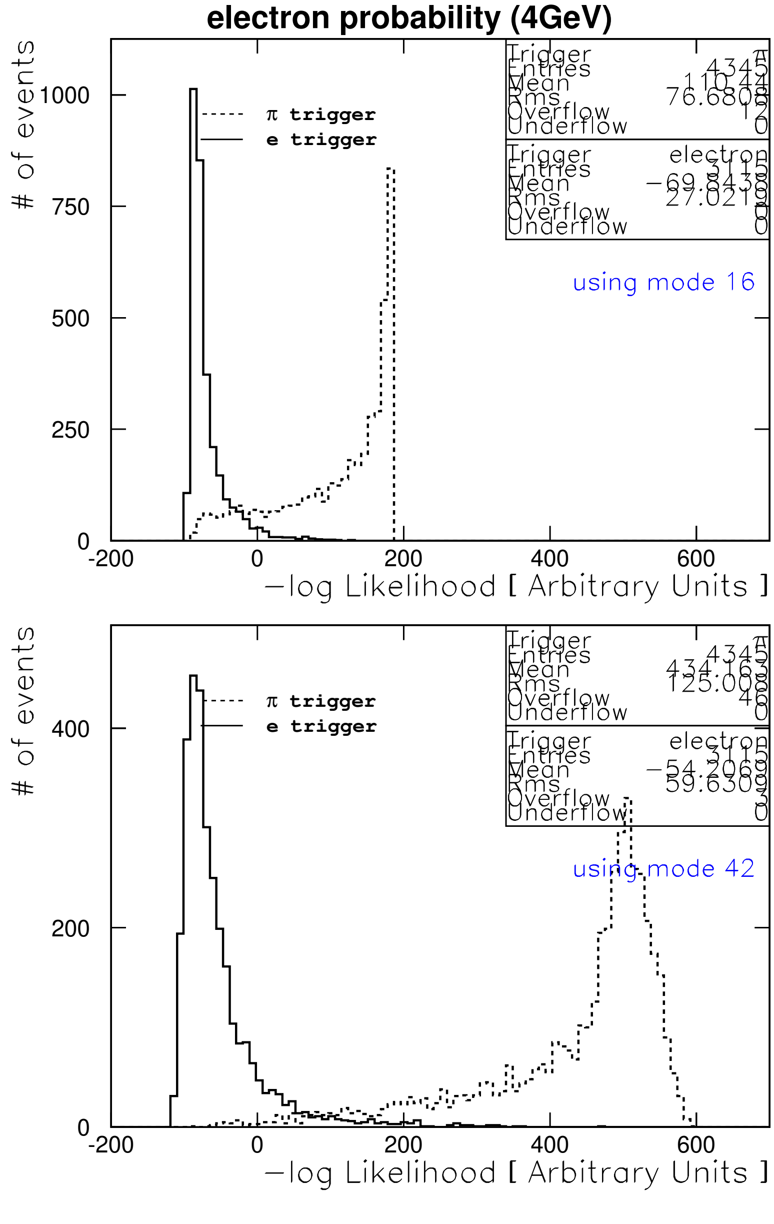

図 6.3: 4 GeV π トリガ, e トリガでの electron の probability

6.3　シャワーシミュレーション

6.1.1 で求めた確率密度分布 $\tilde{f}^N_m(\tilde{\delta}_m)$ は互いに独立であるから, この分布に従う乱数を与えることで, 元の互いに相関のあるシャワーの様子 を再構築できるはずである.

$$\tilde{F}(\tilde{\boldsymbol{\delta}}) = \prod_m \tilde{f}_m(\tilde{\delta}_m) \tag{6.7}$$

$$^{sim}\boldsymbol{\delta} = T^{-1} \cdot^{sim} \tilde{\boldsymbol{\delta}} \tag{6.8}$$

$$\tilde{\boldsymbol{\delta}} = T \cdot \boldsymbol{\delta} \tag{6.9}$$

この式に於ける $^{sim}\delta_m(m$:mode 番号) がシミュレーションによる互いに相関のないパラメータである. 4 GeVelectron のときの $^{sim}\delta_i$ vs $^{sim}\delta_j$ 分布と, δ_i vs δ_j 分布を図 6.4 に示す. これをみると, 元の相関の様子がよく再現されていることが分る.
ここで, 平均 pulse height からのずれを乱数からえることができたので, これと元の平均 pulse height から次のようにしてシャワーのイベントを再構築することができる.

$$^{sim}p_i = \bar{p}_i +^{sim} \delta_i \tag{6.10}$$

$$\bar{p}_i \quad : \quad i \text{ 番目の super layer}$$

これについて, 4 GeV electron のときのカロリメータ応答の例を図 6.5 に示す. これもまた, 元の分布を良く再現できている.

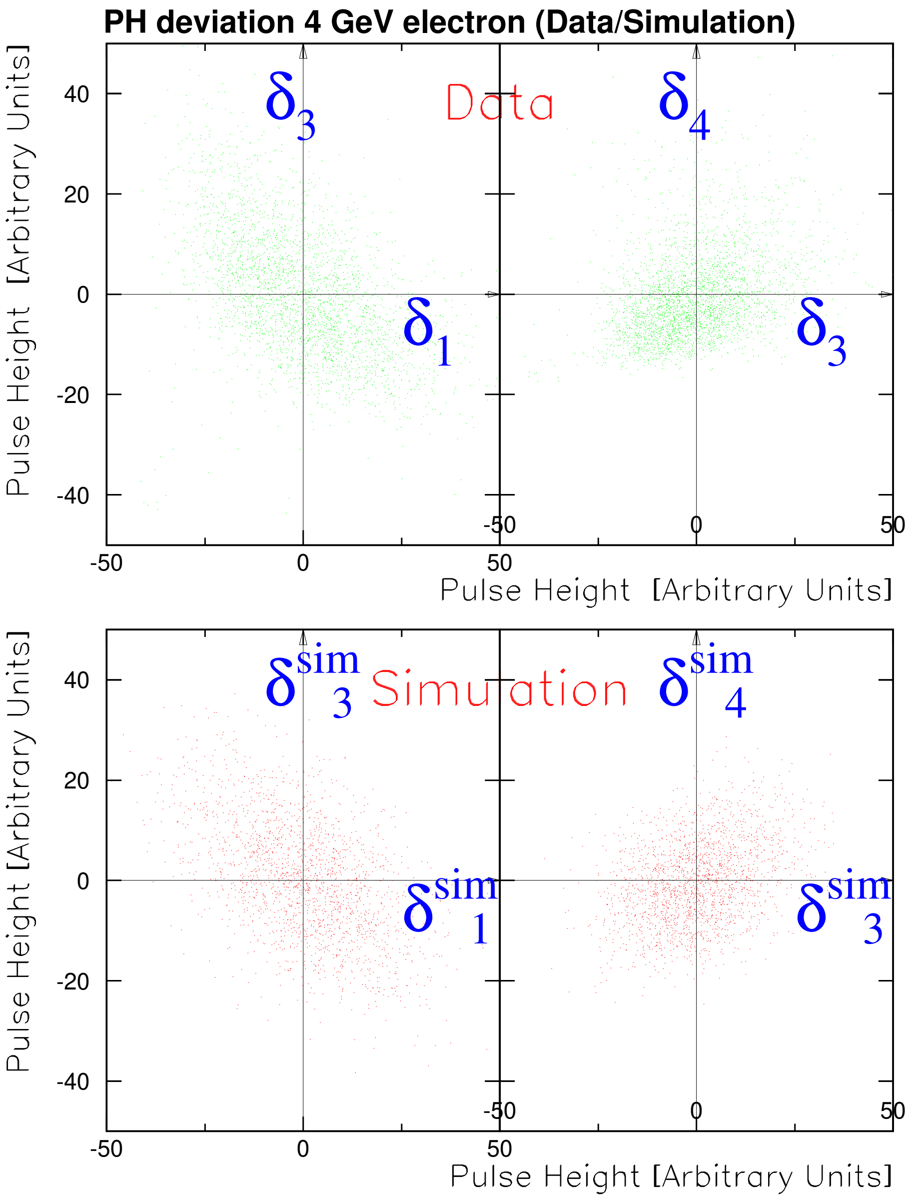

図 6.4: pulse height deviation の correlation plot. 上：実際のデータ (4 GeV electron), 下：シミュレーション (4 GeV electron)

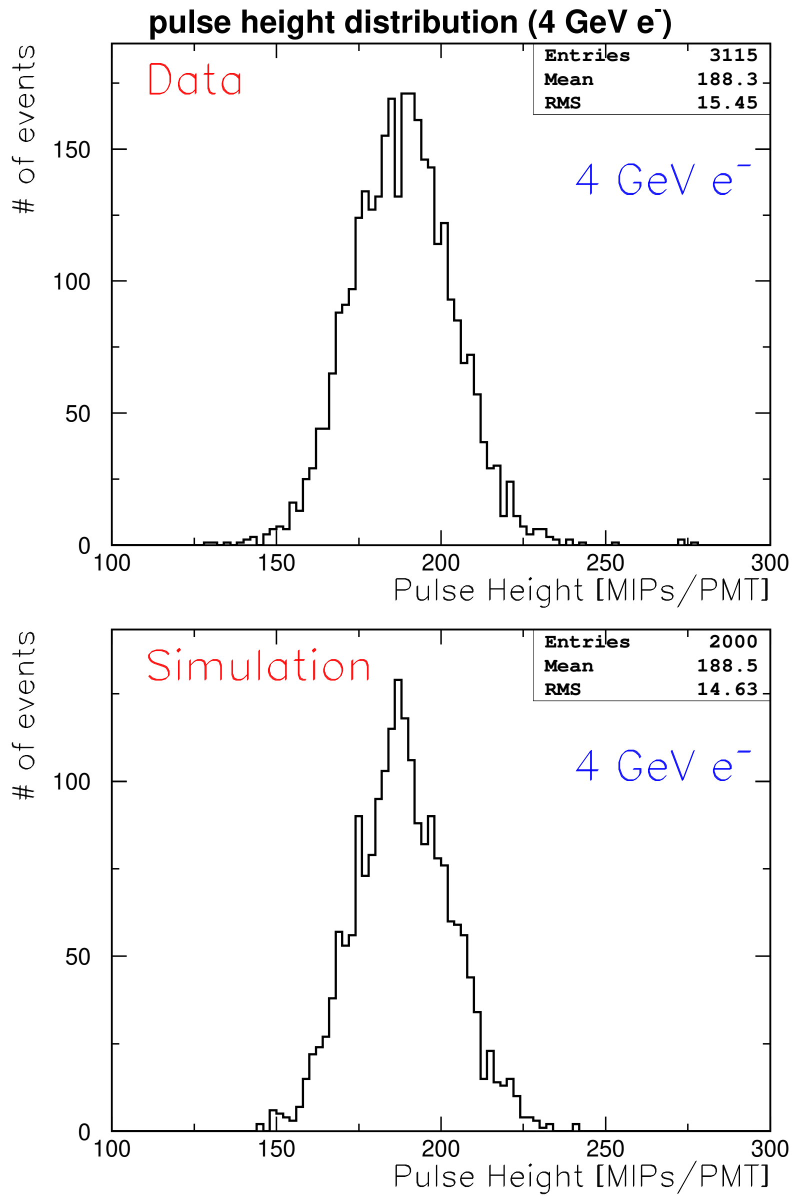

図 6.5: pulse height deviation．上：実際のデータ (4 GeV electron), 下：シミュレーション (4 GeV electron)

第7章　結論

7.1　JLC ハドロンカロリメータの製作及び性能評価について

標準模型を超える物理を探るための高エネルギー実験のひとつとして計画されている JLC(Japan Linear Collider) に用いられるハドロンカロリメータの研究開発のため, 我々はカロリメータのテストモジュールを製作し, ビームテストを行ってきた.
過去のビームテストの結果は,JLC 検出器の要求に十分近いものであることがわかった.

7.2　ハドロンシャワーの奥行き方向の揺らぎについて

1997 年のビームテストによって得られたハドロンシャワーについてのデータをもちいて, シャワーの奥行き方向の揺らぎについて研究した.
ハドロンシャワー, EM シャワーとも, 奥行き方向への揺らぎの相関を correlation matrix として定義し, これを対角化し, 互いに独立な固有ベクトルを導くことができた.
EM シャワーについては, この独立な固有ベクトルの成分をもつ互いに独立なパラメータにより元のシャワーを表現することができた.
この独立なパラメータを用いて, electron に対する likelihood を定義し, これによる $e\pi$ 識別の有効性を評価した. このときの plot をみると十分に識別することができることがわかる.
また, この独立な分布関数に対して乱数を与え, 逆変換を行うことにより元のシャワーの振る舞いを再現することができた.
ハドロンシャワーについては独立な固有ベクトルを得ることはできたが, これにより記述されたシャワーのパラメータは互いに独立にはふるまっていない.
この理由については現在究明中であるが, ハドロンシャワーの揺らぎは 2 次以上の相関も無視できないためではないかと考えている.

付 録A　固定標的実験とコライダー実験

1911 年に原子中に原子核の存在を発見したラザフォードの散乱実験以来, 物質のより微細な構造を観測するためには, より高いエネルギーで物質 (粒子) 同士を衝突させる粒子衝突実験が用いられてきた. 1970 年代以前は, 加速器により加速された粒子ビームを直接使うか, 一次標的に照射して生じる二次粒子, またそれらの崩壊により生じる粒子を固定された標的に衝突させる実験 (固定標的実験 : fixed target) が主であった. しかし, 固定標的実験では入射粒子のエネルギーを高くしても, 反応に有効な重心系エネルギー ($\sqrt{s}$) はそれに比例しては大きくならない.
静止質量 M_1 の物質同士の衝突を考える. この物質の持つエネルギーを E_1, 運動量を p_1 とすると, 重心系エネルギー $\sqrt{s}$ は

$$s = E_1^2 - p_1^2 c^2 \tag{A.1}$$

と書ける. また, $E_1 >> M_1 c^2$ とすると運動量 p_1 は近似的に, $E_1 \fallingdotseq p_1 c$ で与えられる.
固定標的の場合,

$$\begin{aligned}
(\text{エネルギーの和}) &= E_1 + M_1 c^2, \\
(\text{運動量の和}) &= p_1 = E_1/c
\end{aligned}$$

故に

$$\begin{aligned}
(\text{重心系エネルギーの和})^2 &= (E_1 + M_1 c^2) - p_1^2 c^2 \\
&\fallingdotseq 2E_1 M_1 c^2 + M_1^2 c^4 \\
&\fallingdotseq 2E_1 M_1 c^2
\end{aligned}$$

つまり $\sqrt{s} = \sqrt{2E_1 M_1 c^2}$ であり, 重心系エネルギー $\sqrt{s}$ はビームエネルギー E_1 の平方根に比例する.
これが衝突型の場合,

$$\begin{aligned}
(\text{エネルギーの和}) &= E_2 + E_2 = 2E_2, \\
(\text{運動量の和}) &= p_2 - p_2 = 0 \\
(\text{重心系エネルギーの和})^2 &= (2E_2)^2
\end{aligned}$$

つまり $\sqrt{s} = 2E_2$ となるから, 衝突型の方が固定標的に比べ, 加速器技術の進化に伴うビームエネルギーの増大の恩恵を受けやすくなるのである.

付 録B　JLC 検出器

B.1　JLC 検出器

検出器における個別の測定器の現段階でのデザインに対する概要を述べる．各測定器の構成と性能を表 B.1 に示す。

B.1.1　vertex detector(VTX)

VTX(vertex) 検出器は, 電子陽電子の衝突点を測定する検出器である．衝突点のまわりを同心円筒状にかこむ 3 層のピクセル型電荷結合素子 (Si-CCD) からなる. バーテックス測定器は電子-陽電子の衝突点のすぐ近くに置かれて, 荷電粒子の飛跡を高い精度で測定する. そうした情報からジェットの中の B 中間子や D 中間子の崩壊点を見つけ出すことによって, そのジェットが b クォークや c クォークから発生したことを識別することができる.

B.1.2　Central Drift Chamber(CDC)

CDC(Central Drift Chamber) 検出器は, 粒子の運動量を測定する検出器である．小型ジェットセル構造を持つ円筒型ドリフトチェンバーからなる．荷電粒子の通過位置は, その通過時間から計った各ワイヤーでの電離電子の到達時間を測定することによって定まる. 空間分解能に対する要求はは 100 μm である. ステレオ層が各々1 mm のビーム軸方向位置精度を達成できれば, カロリメータの表面まで延長した飛跡のビーム軸位置精度も 1 mm にすることができる.

B.1.3　Calorimeter (CAL)

第 1.4 節参照.

B.1.4　Muon Counter(MUON)

MUON は μ 粒子を検出する検出器である．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, 1 層のプラスチックシンチレータからなる．μ 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, 隙間なく覆うのが望ましい. 具体的には $|\cos\theta| < 0.99$ の範囲を覆うデザインになっている.

B.2　JLC 加速器

JLC 実験はまず重心系エネルギー 500 GeV(若しくは 300 GeV) の run から開始し (JLC-I), 順

DETECTOR	TYPE	CONFIGURATION	PERFORMANCE
Solenoid & Return Yoke		Solenoid Yoke Diameter = 9 m Diameter = 16 m Length = 10 m Length = 16 m Field = 2 Tesla Weight = 12 kton	
VTX	Silicon CCD	Pixel Size : 25 μm # 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] $\delta^2=11.4^2 + (28.8/p)^2/\sin^3\theta$
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: $\sigma_{P_t}/P_t = 1.1\times10^{-4}P_t \oplus 0.1\%$ $\sigma_{P_t}/P_t = 5\times10^{-5}P_t \oplus 0.1\%$ (with vertex constraints)
CAL	Lead + Plastic Scintillator Sandwitch (Compensated)	EM part | thickness : $29X_0$ cell size : 10 cm $\times$ 10 cm HAD part | thickness : $5.6\lambda_I$ 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 B.1: JLC 測定器の諸性能(* ここでエネルギーと運動量の単位は [GeV] である)

次エネルギーを上げていき, 最終的に 1.5 TeV に達する計画である. 表 B.2 に JLC 加速器の主なパラメータを示す.

	JLC
重心系エネルギー	500 GeV
加速構造の全長	25 [km]
加速勾配	22 ~ 20 [MV/m]
加速構造体数	7680
ルミノシティー	4×10^{33} [$\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$]
パルス当りのバンチ数	70
バンチ当りの粒子数	1.1×10^{10}
繰り返し周波数 (pps)	50
総電力	167 [MW]
多バンチでのエネルギーの広がり	0.13%

表 B.2: JLC-I の加速器のパラメータ (500 GeV の場合)

付 録C　タイル/ファイバータイプ カロリメータテストモジュール

C.1 構造

実器でのタワー構造を想定し, ストレートファイバータイプのプラスチックシンチレータの一部を加工し, 製作した. 一枚のタイル/ファイバー系は厚さ 2 mm, 縦横 20 cm × 20 cm のプラスチックシンチレ-タ* に 図 C.1 のような鍵穴型の溝を掘り, そこに WLS fiber † を通してできている. 個々のタイルの側面はストレートファイバータイプと同様にホワイトペイント‡ を塗装してあり, プラスチックシンチレータの両面はペットフィルムで覆ってある. このタイル/ファイバー系を厚さ 2 mm, 縦横 1 m × 1 m のアクリル板に縦横 5 列, 計 25 枚を鉄ネジで固定してある. この時ペットフィルムも同時に固定する. ストレートファイバータイプと同様に WLS ファイバーはタイルから外側にでてくる部分でクリアファイバーに熱融着されている. WLS ファイバーの端面はアルミを蒸着してある. クリアファイバーはアクリル板に掘ってあるガイド用の溝を通り, プラスチックシンチレータの両側へと這わせ, コネクタによりまとめられる.

C.2 β 線源を用いたベンチテスト (タイル/ファイバータイプ)

ストレート/ファイバータイプの場合と同じように, タイル/ファイバータイプのベンチテストも, 製作した 80 枚のタイル/ファイバーセットについて行った. 使用した β 線源は ^{90}Sr である. 線源の位置は各タワーの中心にセットした. 図 C.4 にその結果を示す.

C.3 我々の行ってきたビームテスト

このでは, 我々のグループが行ってきたームテストについて簡単に述べる. ビームテストについての詳細は,T405, T411 実験については, [17],[19] ,[20], T411 part2 実験については,[21], [22] 等に, T912 実験については,[23],[24],[25], [26] 等に詳しい.

C.4 T405, T411

第 4 章参照.

*KURARAY 社製 SCSN88
†KURARAY 社製の KURARAY Y11
‡日本ペイント社製 "Odecoat"

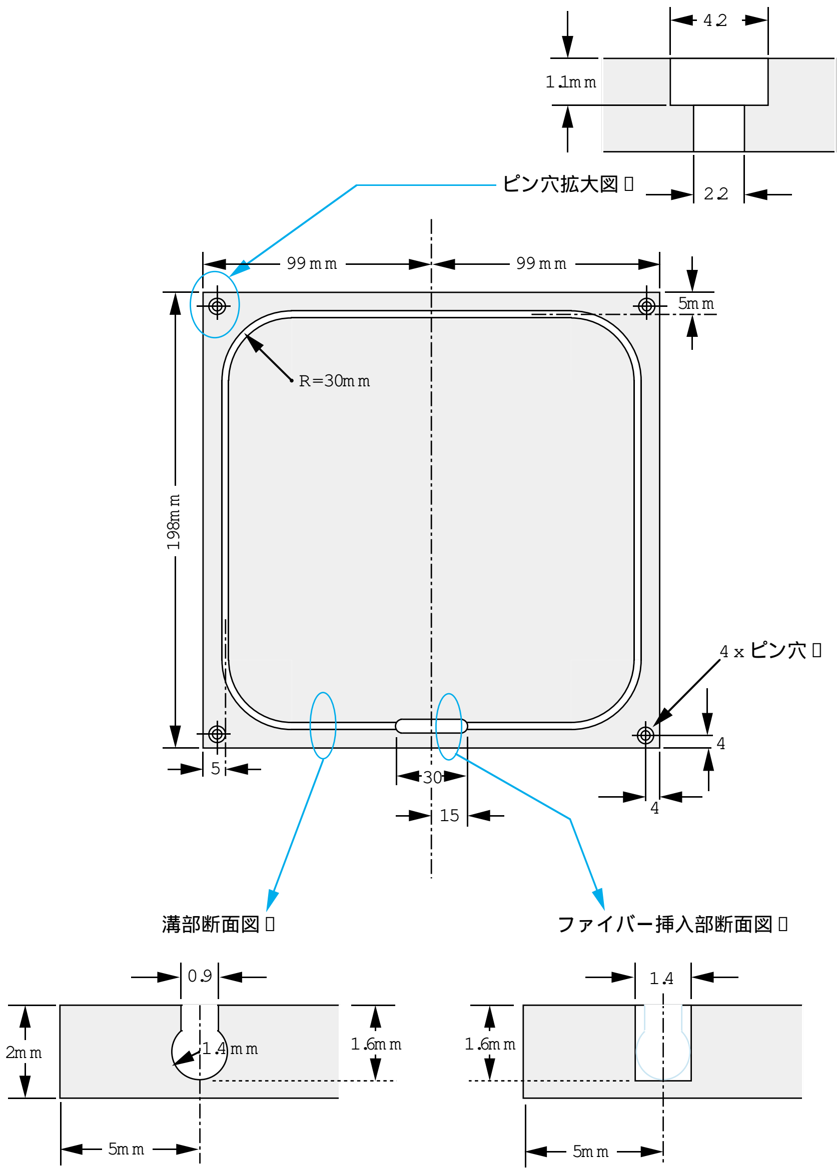

図 C.1: タイル/ファイバーデザイン (タイル / ファイバータイプ)

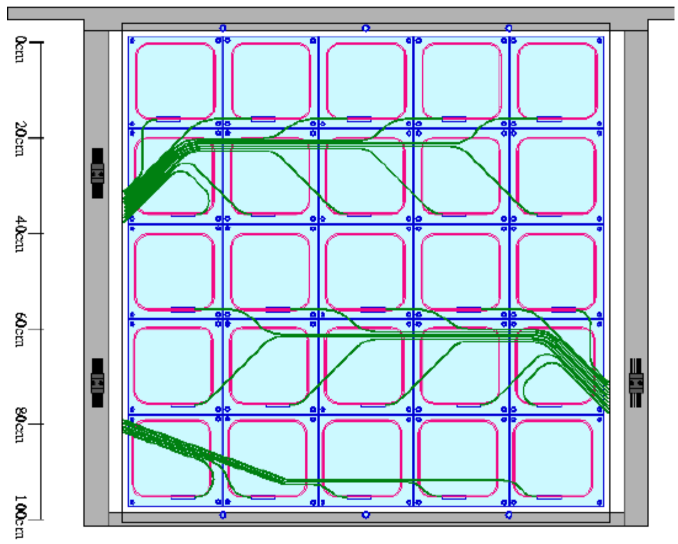

図 C.2: タイル/ファイバーデザイン メガタイルの構成

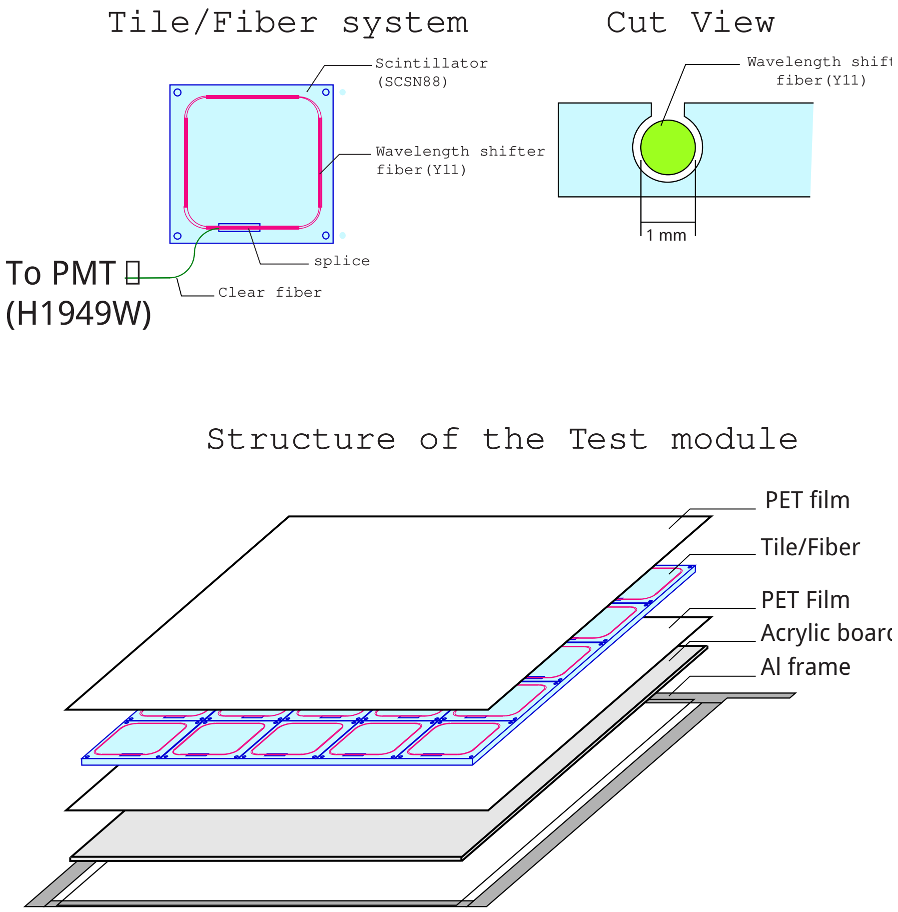

図 C.3: タイル/ファイバーデザイン (タイル, アクリル板, ペットフィルムの構成)

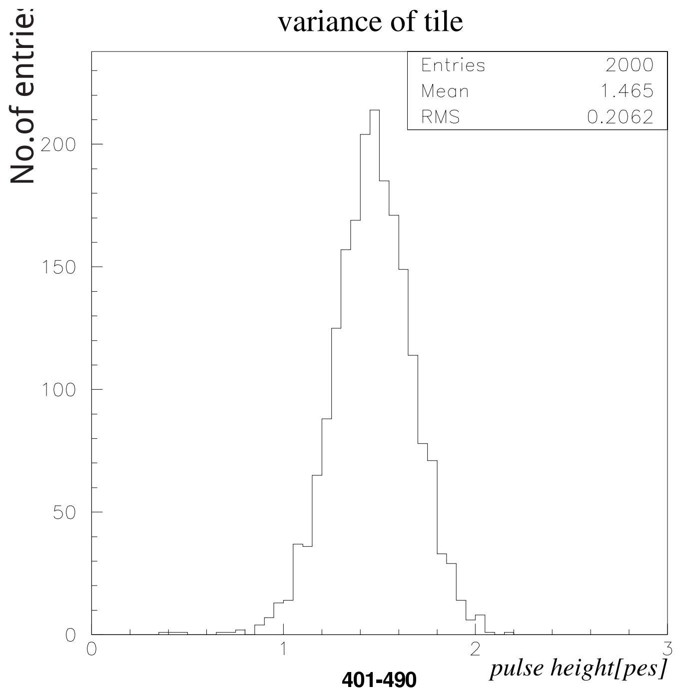

図 C.4: ベンチテストの結果 (各タワー中心). 各タワーの中心光量のばらつきを表す.

C.5 T411-part2

1998 年 6 月,KEK ps-$\pi-2$ ビームラインにてストレートファイバータイプの一部をタイル/ファイバー系に改造し, ビームテストを行った. タイル/ファイバー系については前章に述べた通りである. 入射粒子からみて上流にタイルファイバーセクションを設置し, その後方にストレートタイプを設置した. タイルファイバータイプを全部で 4 セクション, ストレートファイバータイプを 2 セクション (2 super layer) とした.
カロリメータ信号の読み出しは, ビームラインからみて同じタワーにある 20 層のタイル/ファイバー系からの光信号を 1 本の PMT にて行った. T411-part2 テストモジュールは, タイル/ファイバーセクションを奥行きに対して 4 セクション用意したので, 計 100 本の PMT をタイル/ファイバーセクションに用いたことになる. 読み出しに使用した PMT は浜松ホトニクス H1949 である.
T411-part2 実験の主な目的は, タワー構造での補償型カロリメータの性能の評価, である. 入射粒子は $1\sim4$ GeV の e^-,π^-,μ^- である.

C.5.1 ビームラインの構成 (T411-part2)

ビームラインの様子を図 C.6 の上段に示す.
この図に従って,T411-part2 実験にて使用した主な検出器について説明する.

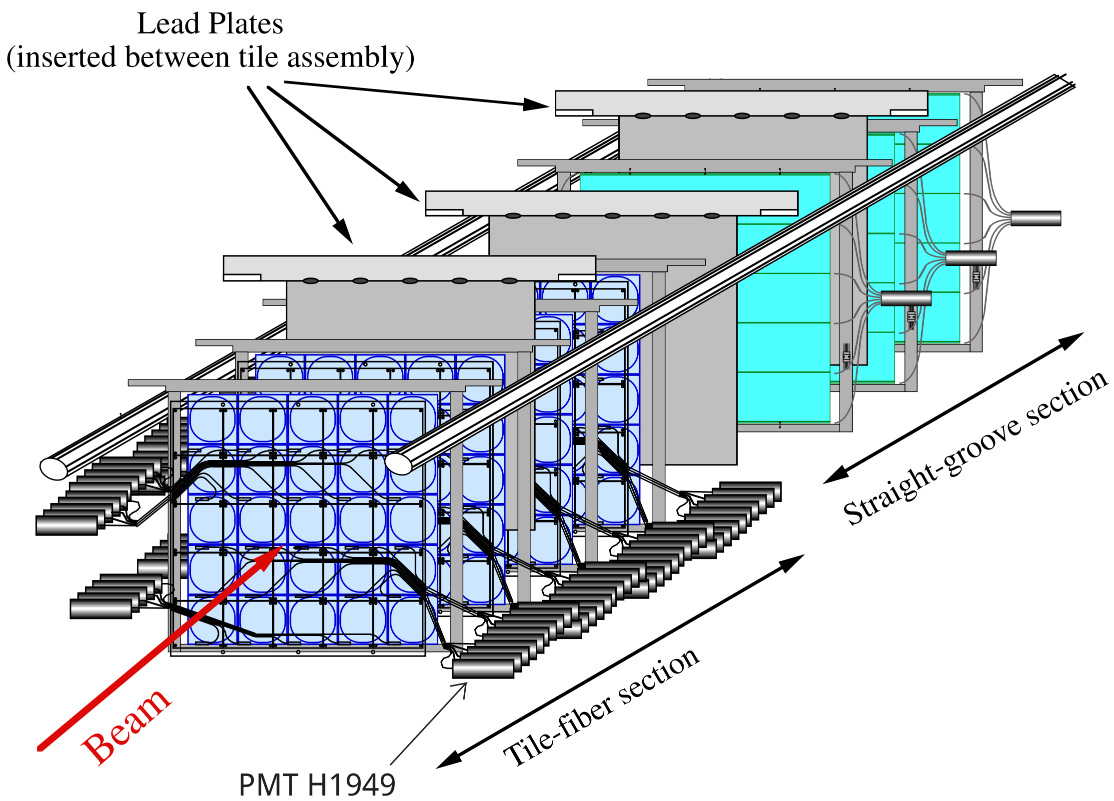

図 C.5: T411-part2 及び T912 実験 のカロリメータテストモジュールの外観 (タイル/ファイバータイプ)

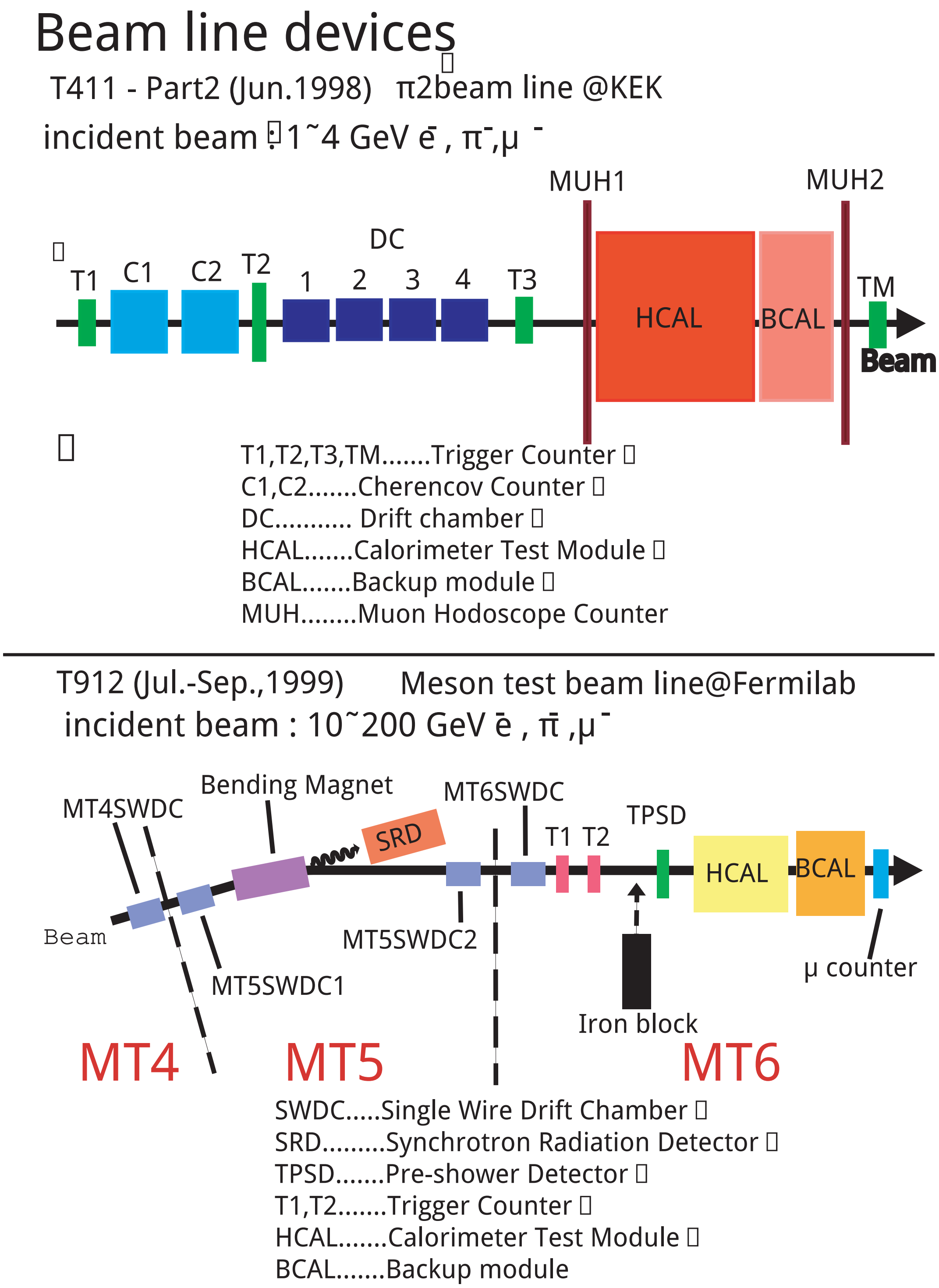

図 C.6: ビームラインセットアップ. 上が T411-part2(1998 年), 下が T912(1999 年).

T1,T2&T3 (Trigger Counter)

ビームトリガー用のシンチレーションカウンター. プラスチックシンチレータと PMT からなる. T2,T3 は厚さ 5 mm, 縦横 4 cm × 4 cm である.

C1,C2(Cherencov Counter)

electron を同定するためのもの.

DC1~4(Drift Chamber)

ビームの位置を検出するもの. Single Wire の Drift Chamber . x, y を 1 層として計 4 層ある.

MH1 & MH2(Muon Hodoscope Counter)

キャリブレーション用のホドスコープカウンター. 厚さ 5 mm, 幅 4 cm, 長さ 130 mm のプラスチックシンチレータの端に PMT をつけた構造になっている. これを x 軸,y 軸それぞれ 5 本ずつ 20 cm 間隔に設置し, 各軸のホドスコープの格子点が, 各タワーの中心にくるようにする. これをカロリメータの前後に設置することにより, タワーを貫通する宇宙線や漏れビームの μ 粒子をとらえることができる. これらによりタワー毎の PMT 増幅率のキャリブレーションを行う.

TM(Moun Trigger counter)

μ を粒子同定するためのシンチレーションカウンター. 厚さ 5 mm, 縦横 25 cm のプラスチックシンチレータと PMT からなる.

C.5.2 実験及び解析 (T411-part2)

T411-part2 実験についての詳しい解析は [21],[22] 等にある. ここには [21] より結果のみを簡単に触れる.

エネルギー分解能

エネルギー分解能は次のように求まった.

$$\frac{\sigma}{\sqrt{E}} = \frac{(45.1 \pm 1.2)\%}{\sqrt{E}} \oplus (8.9 \pm 2)\% \quad \text{for } \pi^- \tag{C.1}$$

$$\frac{\sigma}{\sqrt{E}} = \frac{(23.7 \pm 0.1)\%}{\sqrt{E}} \oplus (0 \pm 3)\% \quad \text{for } \mathrm{e}^- \tag{C.2}$$

$$\tag{C.3}$$

エネルギー線形性

線形性の直線からのずれは,

$$0.46(\%) \ \text{for}\ 1 \sim 4\ \text{GeV}\ , e^- \tag{C.4}$$
$$0.37(\%) \ \text{for}\ 2 \sim 4\ \text{GeV}\ , \pi^- \tag{C.5}$$
$$\tag{C.6}$$

であった.

e/π 比

e/π 比は,1.03 であった.

C.6 T912

1999 年の 7-9 月にアメリカの Fermi National Accelerator Laboratory(FNAL) の meson beamline にてビームテスト (T912 実験) を行った.
T912 実験の主な目的は, より高いエネルギー ($>$ 200 GeV) に於けるテストモジュールの性能評価, プリシャワー/シャワーマックスカウンターテストモジュールの性能評価等である.
カロリメータテストモジュールの読み出しに使用した PMT は,T411 実験と同様に浜松ホトニクス H1949 である. 但し, 中心タワーのセクション 1, セクション 2 については, 特に入射粒子が高いエネルギーの electron の場合, 入力シグナルが大きく,H1949 のダイナミックレンジを超えてしまうことが予想されたため, よりレンジの広い浜松ホトニクス H1161 を用いることにした. また,PMT のシグナルを読み出すのに用いた ADC は Lecroy 2280 & 2285A,PMT への電圧供給は Lecroy LRS 1440 を用いた. 入射粒子は 10 $\sim$ 200 GeV の e^-, π^-, μ^- である.

C.6.1 ビームラインの構成 (T912)

ビームラインの様子を図 C.6 の下段に示す. ビーム上流から順に主な検出器について説明する.

SWDC(Single Wire Drift Chamber)

ビームの位置を検出するもの. Bending Magnet 上流に 2 層, 下流に 2 層用意した. それぞれ x 軸 y 軸に対して位置分解能をもつ.

Bending Magnet

ビーム運動量を設定するためのもの.

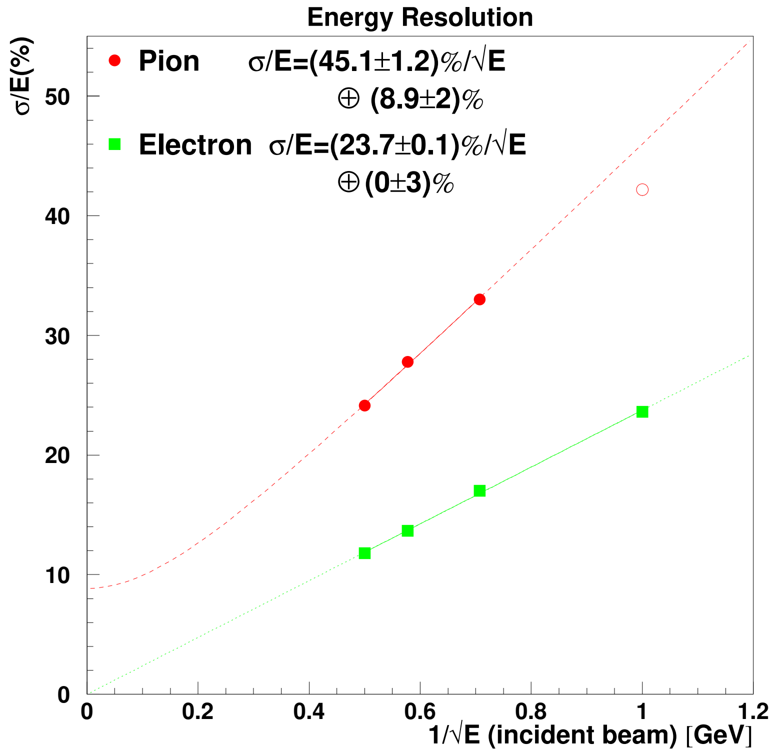

図 C.7: T411-part2 実験でのエネルギー分解能 ($1 \sim 4$ GeV の e^-, π^-).

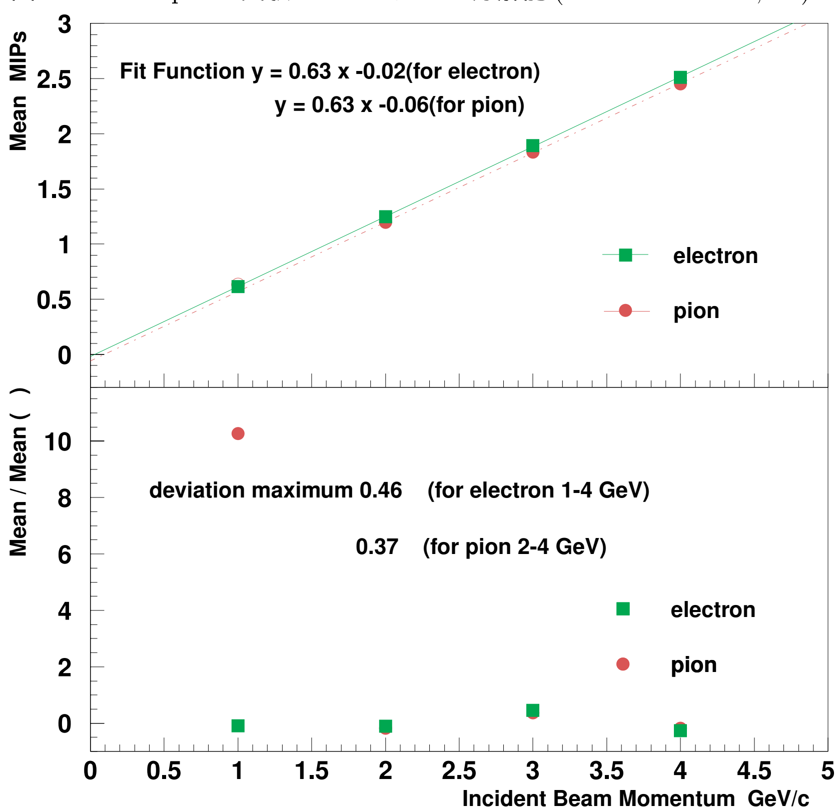

図 C.8: T411-part2 実験でのエネルギー線形性 ($1 \sim 4$ GeV の e^-, π^-).

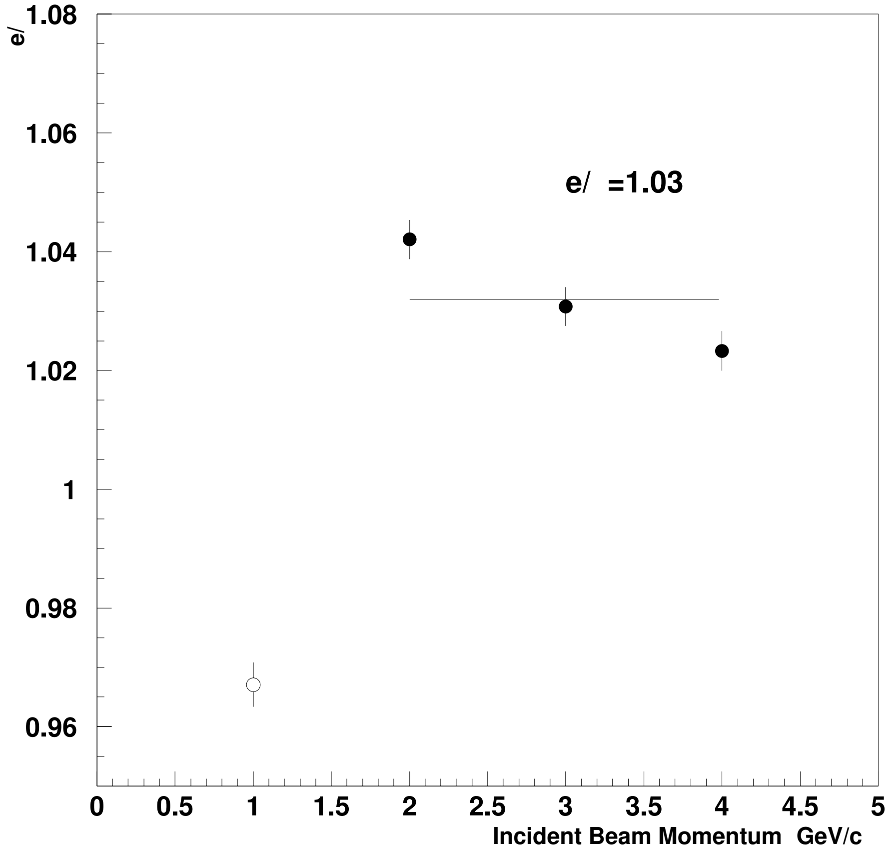

図 C.9: T411-part2 実験での e/π 比 $(2 \sim 4\ \mathrm{GeV})$.

SRD(Synchrotron Radiation Detecter)

electron をトリガーするためのもの.Bending Magnet によって曲げられた粒子が electron の場合, シンクロトロン放射により光を放出する為, この光を検出することで electron を同定する.

T1,T2(Trigger Counter)

ビームトリガー用のシンチレーションカウンター. それぞれ厚さ 4 mm, 縦横 4 cm のプラスチックシンチレータと PMT でできている.

TPSD (Trigger Pre-Shower Detecter)

π^- チューンビーム中に混じる electron を除去するためのもの. 厚さ 4 mm, 縦横 10 cm のプラスチックシンチレータと厚さ 4 cm の鉄からなる.

HCAL 本体

カロリメータテストモジュール.

μ-counter

μ^- を同定するためのもの. 10 cm $\times$ 20 cm のプラスチックシンチレータと PMT からなる.

	pre-shower	shower max	tile/fiber	straight fiber
# of layer	6	1 for each axis	4	10
scinti. thickness [mm]	1	5	2	2
Pb thickness [mm]	4	—	8	8
readout				
total # of photodevice [ch]	4	40	100	20

表 C.1: T912 testmodule の configration

C.6.2 pre-shower detecter & shower max detecter

また、先に述べたように T912 実験では粒子識別のための検出器であるプリシャワーディテクターと, シャワーマックスディテクターのテストモジュールを製作したので, それらの性能評価を行う時には, これらの検出器をカロリメータテストモジュールの直前に設置し測定した. プリシャワーディテクター, シャワーマックスディテクターの外観を図 C.10, 図 C.11 にそれぞれ示す.

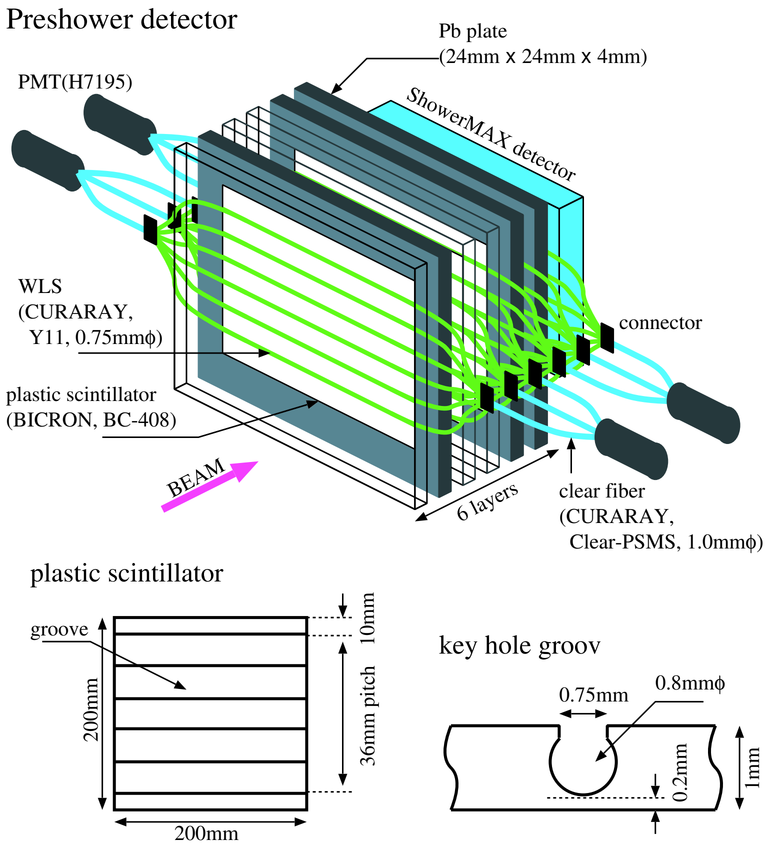

図 C.10: pershower detector

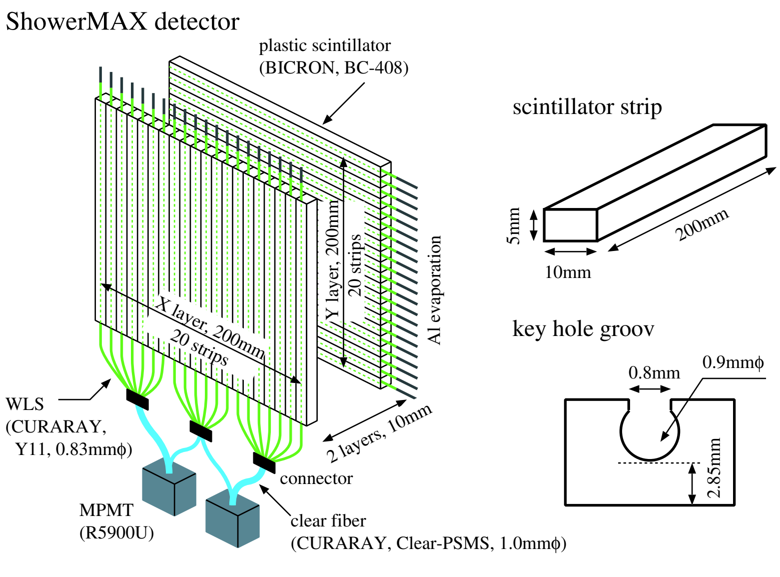

図 C.11: shower max detector

C.6.3　実験及び解析

T912 実験について詳しい解析は [23],[24] 等に, pre-shower/shower max detector 部分の詳しい解析等は [25],[26] にある.

エネルギー分解能

T912 実験におけるエネルギー分解能は以下のように求まった.

$$\frac{\sigma}{\sqrt{E}} = \frac{(47.3 \pm 0.2)\%}{\sqrt{E}} \oplus (2.1 \pm 0.1)\% \quad \text{for } \pi^- \tag{C.7}$$

$$\frac{\sigma}{\sqrt{E}} = \frac{(23.7 \pm 0.1)\%}{\sqrt{E}} \oplus (1.3 \pm 0.2)\% \quad \text{for e}^- \tag{C.8}$$

(C.9)

エネルギー線形性

エネルギー線形性の直線からのずれの最大値は次のようになった.

$$4.9(\%) \quad 9.8\text{GeV のとき } (e^-) \tag{C.10}$$

$$3.1(\%) \quad 9.4\text{GeV のとき } (\pi^-) \tag{C.11}$$

(C.12)

e/π 比

e/π 比は,0.997 となった.

C.7　各実験同士の比較

表 C.2 に T411-part2 実験と T912 実験の, 主に実験の構成の比較を示す.

	T912	T411 part2
実験期間	1999 年 7 月-9 月	1998 年 6 月
実験場所	FNAL meson beam line	KEK π-2 beam line
入射ビーム運動量 [GeV]	$10 \sim 200$	$1, 2, 3, \& 4$
# of layer (tile/fiber section)	4	4
# of layer (straight fiber section)	2	9
total depth [λ_I]	5.85	4.21
total depth [X_0]	178.6	128.6

表 C.2: T411-part2 と T912 の configration の比較

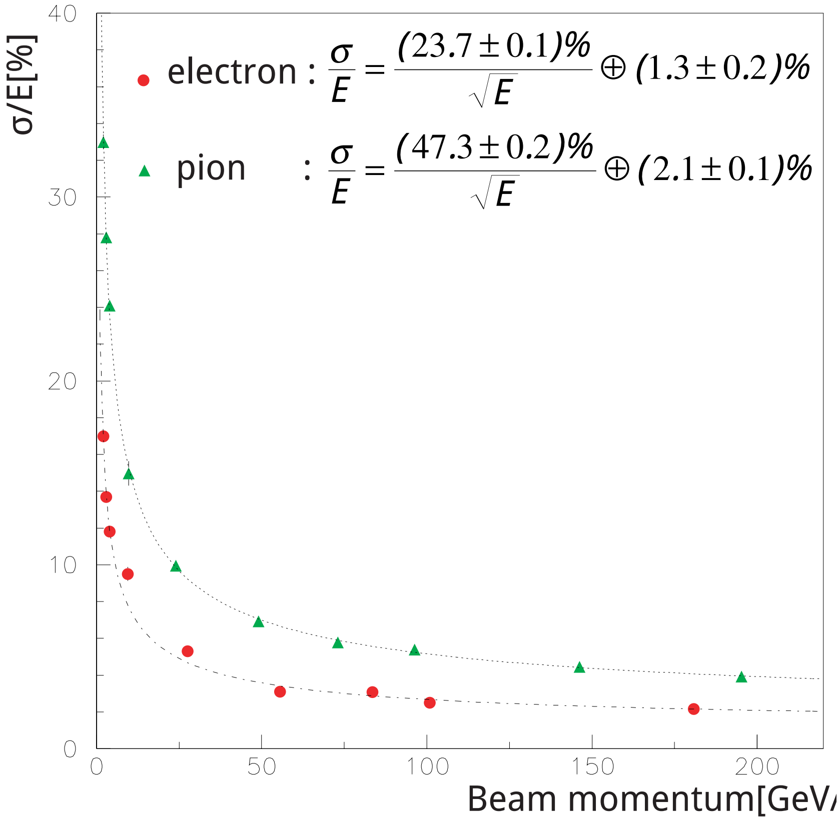

図 C.12: T912 実験でのエネルギー分解能 (10 ∼ 200 GeV の e^-, π^-).

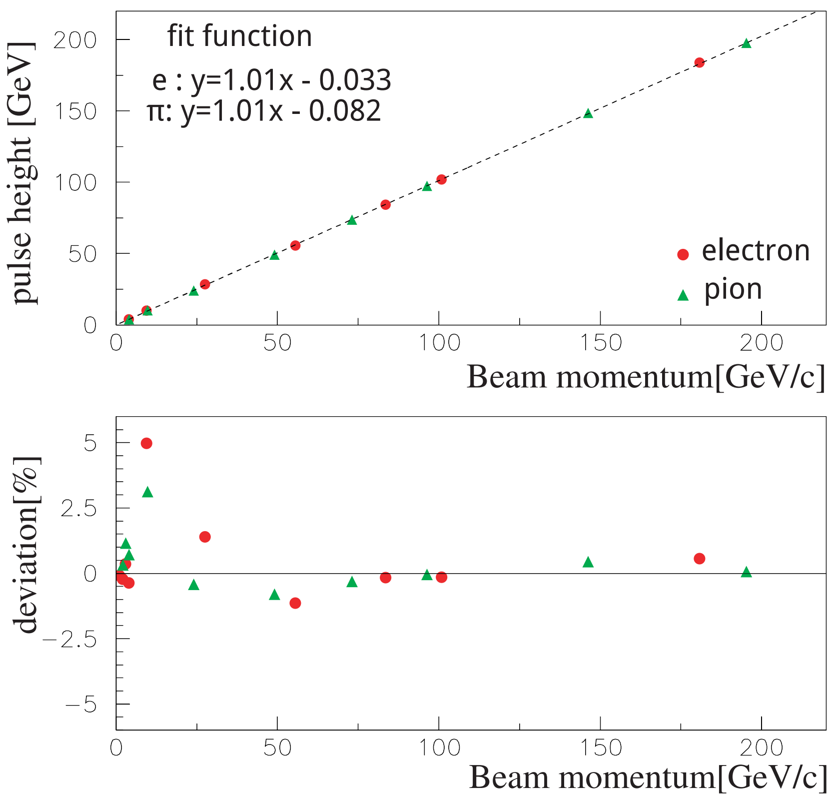

図 C.13: T912 実験でのエネルギー線形性 (10 ∼ 200 GeV の e^-, π^-).

図 C.14: T912 実験での e/π 比.

謝辞

本研究を進めるにあたり, 数多くのご指導を頂いた指導教官である 金 信弘教授に深く感謝致します。
本研究のアイデアをくださり, また, たくさんのご指導を頂きました近藤 都登教授に深く感謝致します。
滝川 紘治教授, 受川 史彦助教授には数多くのご指導を頂きまして, 深く感謝しております。
また, 実験や物理についてたくさんのご指導を頂き, また多くの疑問に答えてくださった原 和彦先生, 大石 竜太郎先生, 浅川 高史先生に感謝致します。
研究室にて多くの事務仕事をして頂き, 我々が研究に専念できる環境をつくって下さった秘書の神代 和子さんに感謝致します。
研究や物理の勉強に数多くの助言を頂いた研究室先輩の横山 雅彦さん, 中田方斎さん, 田中 雅士 さんに感謝致します。
ともに JLC グループとして研究を行ってきた鈴木 隆史 さん, 石崎 智子 さん, 中川 敦子 さん, 魚住 聖 くん, 石澤 善雄 くん, 中田 有一 くん, に感謝します。共に 3 年間研究室で過ごした同輩の 中山 貴司くん, 谷口 安洋くん , 谷崎 圭祐くん に感謝致します。
ビームテストを行う機会を下さった KEK の藤井 芳昭 先生, 神前 純一 先生, Texas A&M 掃部 輝機先生, 信州大学の竹下 徹先生, 神戸大学の川越 清似先生, に感謝します。
ともに実験を行う機会に恵まれた杉本 佳之 さん, 竹内 彰 くん, 古川 啓太郎 くん, に感謝致します。

最後に, 研究生活中の生活の援助を惜しみなくしてくれた両親と, 自分を駆り立て, また支えてくれた友人達に深く感謝致します。

... A rolling stone gathers no moss !

参考文献

[1] IAN J R AITCHISON･ANTHONY J G HEY *GAUGE THEORIES IN PARTICLE PHYSICS - A PRACTICAL INTRODUCTION -* (1982)

[2] Donald H.Parkins *Introduction to High Energy Phisics second edition* (1982)

[3] 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)

[4] 小林富雄 平成 8 年度科学研究費補助金 (基礎研究 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)

[5] William R.Leo *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments A How to Approach* (1987)

[6] physics review D *particle data book* (1982)

[7] 森茂樹 講談社 ブルーバックス B-903
究極の加速器 SSC と 21 世紀物理学 (1992)

[8] 崎田文二・近藤都登・山田作衛・戸塚洋二・江口徹 講談社
大学院素粒子物理 2 (1998)

[9] K. クラインクネヒト 倍風館
粒子線検出器

[10] R.Wigmans CERN-PPE **9**1-205 (1991)

[11] S.Iwata *CALORIMETER* (1980)

[12] Y.Murata,J.Phys.Soc.Japan 20 (1965) 209

[13] C.J.Crannel,et.al.,Phys.Rev. 161 (1967) 310

[14] T.Yuda,et.al.,Nuovo Cimento 65A (1970) 205

[15] G.A.Akopdjanov,et.al.,Nucl.Instrum.Meth.140 (1977) 441

[16] Hitoshi Miyata,et.al.,Submitted to Doctoral Program in Univ. of Tsukuba**A**

[17] T.Suzuki,et.al.,KEK Preprint 98-214H Submitted to Nucl.Instrum.Meth.**A**

[18] 浅川高史 筑波大学物理学研究科修士論文
CDF プラグ電磁カロリーメータに用いるシンチレーティング/ファイバーの光学的特性と品質管理 (1993)

[19] 鈴木隆史 筑波大学物理学研究科修士論文
Stady of JLC Hadron Calorimeter (1998)

[20] 戸枝武明 信州大学理学研究科修士論文
JLC 補償型ハドロンカロリメータのテストモジュールの研究 (1998)

[21] 石崎智子 筑波大学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)

[22] 加賀志穂佳 信州大学理学研究科修士論文
JLC タイルファイバー型ハドロンカロリメータの研究 (1999)

[23] 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研究開発 (2000)

[24] 古川啓太郎 信州大学 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)

[25] 竹内彰 神戸大学 自然科学研究科修士論文
JLC ハドロンカロリメータテストモジュールの性能評価 (2000)

[26] 杉本佳之 神戸大学 自然科学研究科修士論文
A study of JLC preshower detector(2000)