平成 10 年度

修士学位論文

JLC タイルファイバー型 ハドロンカロリメータの研究

信州大学理学研究科 物理学専攻

97SA203G

加賀 志穂佳

平成 11 年 1 月 29 日

概 要

現在素粒子物理学において、電磁相互作用、弱い相互作用、強い相互作用を統一的に記述する標準理論の正しさが精密実験によって検証され、未だにその破れは見つかっていない。しかし、この理論において重要な役割を果たしている対称性の破れを担うヒッグス粒子は現在のところ見つかっていない。この粒子を発見するためには TeV 領域まで到達できる次世代の加速器が必要不可欠である。標準理論を越える理論で記述されるヒッグス粒子かどうかを確かめるために精密測定が必要となる。この目的のために最も適した加速器は電子陽電子線形衝突型加速器であり、主要な将来計画として JLC 計画 (Joint Linear Collider) が提案されている。

JLC の主な目的は標準模型で予言されているヒッグス粒子の探索と標準模型を越えた物理現象をとらえること、また近年発見されたトップクォークの物理を研究することである。詳細な実験を行なうためには高性能の測定器が要求される。そこで、各測定器ごとにサブグループが組織され、必要な性能を得るための R&D が行なわれている。カロリメータグループでは鉛とプラスチックシンチレータを用いたサンプリング型カロリメータの R&D を行なっている。観測可能なすべての粒子の情報を精度よく得るためにカロリメータには高いエネルギー分解能 (特にハドロンに対して) が要求されている。

一般にカロリメータによる電子の測定エネルギーとハドロンの測定エネルギーは異なる。よりよいエネルギー分解能を得るために電子の測定エネルギー (e) とハドロンの測定エネルギー (π) の平均値が同じ ($e/\pi=1$) になるような補償型ハドロンカロリメータの開発がなされてきた。補償型となるような鉛とシンチレータの体積比率はこれまでの実験により 9 : 2 であることがわかっている。これをふまえて今回の実験ではより実際の測定器に近い読みだし方法を用いて実験を行なった。読みだし方法はタイル型のシンチレータとファイバーを用いる方法である。このカロリメータの性能に関する実験結果をまとめ、あわせて GEANT3 によるモンテカルロシミュレーションの結果と比較する。

目 次

第1章　序章

はじめに JLC 計画とその概要について簡単に紹介する。

1.1　JLC 計画とその目的

JLC (Joint Linear Collider) 計画は次世代加速器計画の主要な計画の一つある。これまでの実験において、さまざまな側面から標準模型の正しさが検証されてきた。しかしながら、この模型の最も重要な役割を果たす自発的対称性の破れをになうヒッグス粒子は未だ発見されていない。また、この模型は電磁相互作用のエネルギースケールで実効的な理論であり、全てを記述できる究極の素粒子理論ではありえない。そこで、標準模型の更なる検証とそれを越える物理の発見・研究を目的とした次世代加速器実験計画が各国で提案されている。その中の一つである JLC 計画は日本の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) を中心として進められている電子・陽電子衝突型線形加速器実験計画である。

JLC 計画の主な目的は標準理論で予言されるヒッグス粒子の探索と標準模型を越えた物理現象をとらえること、また、近年発見されたトップクォークの物理を研究することである。標準理論における中間質量のヒッグス粒子は 200 ~ 500GeV 付近の質量を持つことが予言されている。このようなヒッグス粒子を生成できるようなエネルギーを作り出せる加速器は 2005 年から稼働する予定の陽子・陽子衝突型円形加速器である LHC (重心系エネルギー : 14TeV) のみである。この加速器は陽子が素粒子でないためにバックグラウンドが多く、精密実験には向かない。粒子の質量、崩壊巾、分岐比、生成断面積等を精密に測定する為にバックグラウンドの少ないレプトンを用いた加速器が必要となる。エネルギーフロンティアにおける詳細な物理を研究する為に電子・陽電子衝突型線形加速器の建設が必要不可欠なのである。JLC では、第一期リニアコライダー計画 (JLC-I) として重心系エネルギー 300 ~ 500GeV を目標とする。そして、第一期計画完了後 重心系のエネルギーを 1 ~ 1.5TeV に向けて増強する計画である。

バンチ長	200　μm
バンチ間隔	2.8　ns
バンチあたりの粒子数	$1.1{\times}10^{10}$
パルスあたりのバンチ数	72
周波数	5.172　GHz
加速管の最大出力	50.3　MW
衝突点でのビームサイズ σ_x	318　nm
衝突点でのビームサイズ σ_x	3.0　nm
ルミノシティー	6.6×10^{33}　$cm^{-2}s^{-1}$

表 1.1: JLC 加速器 (500GeV) パラメータ

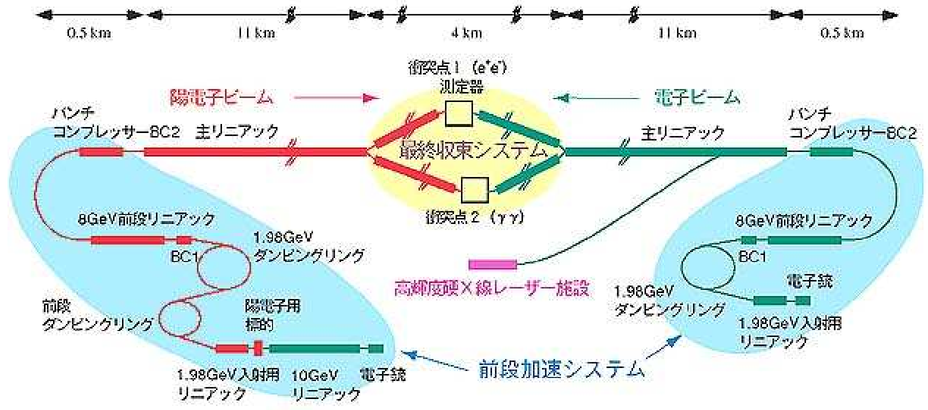

図 1.1: Linac scheme

1.2　JLC 測定器

電子・陽電子衝突過程は全重心系エネルギーが反応の素過程に使用されるために、終状態の識別が容易であり、新粒子探索や精密実験ができるという特徴がある。この特徴を最大限にいかすために、終状態に生成されるニュートリノを除く全ての粒子を精度よく検出し、終状態からイベントを再構成できる高性能の測定器を設計する必要がある。

JLC 測定器が要求される基本性能は以下のように設定されている。

1) 測定可能角度領域を $|cos\theta| < 0.98$ とする

2) W ボソンによるクォークジェットと Z ボソンによるクォークジェットが識別可能でなければならない

3) 軽いヒッグス粒子の生成過程 : $e^+e^- \rightarrow ZH$ において Z 崩壊からのレプトン対を使った質量欠損法によるヒッグス質量の分解能が、ビームエネルギーの拡がりの 200MeV と同等でなければならない

1) の条件はできるだけ多くの立体角を測定し、測定器の不感領域をできるだけ小さくするように測定可能角度領域を $|cos\theta| < 0.98$ としている。ここで θ はビーム軸からの角度である。これはニュートリノのような検出不能な粒子の運動量の間接測定の可能性を保証することにもなる。

2) では、ヒッグス粒子の主要な生成チャンネルである $e^+e^- \rightarrow ZH$ の Z ボソンを識別するために W ボソンの 2 ジェット不変質量と Z ボソンの 2 ジェット不変質量が識別可能でなければならない。Z ボソンは W ボソンよりも 10GeV 程度重く、Z と W の崩壊巾は各々2.5GeV と 2.0GeV で、この 2 つのボソンが識別可能であるためには W と Z の崩壊巾と同程度の分解能が必要である。

3) はヒッグス粒子の質量が Z 粒子とほぼ等しい時の場合に特に重要になる。ジェット不変質

量によってヒッグス粒子を探索するには、Zボソン対生成からの大きなバックグラウンドがある。しかし、標準模型で期待されるヒッグス粒子の崩壊巾はMeV程度と非常に小さいため、質量分解能が十分小さければヒッグス粒子を発見することができる。ここで、質量欠損法とは、初期状態の重心系のエネルギーがよく分かっている時、終状態2体のうち一方のエネルギーや運動量から、他方の粒子の質量をエネルギー運動量保存則より計算する方法である。

このような要求を考慮して、JLC測定器の提案がなされた。測定器の概観を図1.2に断面図を図1.3に示す。全体の体積は$16 \times 16 \times 16m^3$の立方体で総重量は15,000トンである。JLC測定器は衝突点に近いところから、バーテックス検出器（VTX）、中央飛跡検出器（CDC）、カロリメータ（CAL）、ミュー粒子検出器によって構成されている。ミュー粒子測定器以外は超伝導電磁石でつくられる2テスラのソレノイド磁場中に設置されている。これはカロリメータの分解能を上げ、出来るだけ測定器の不感領域を少なくする役割を果す。

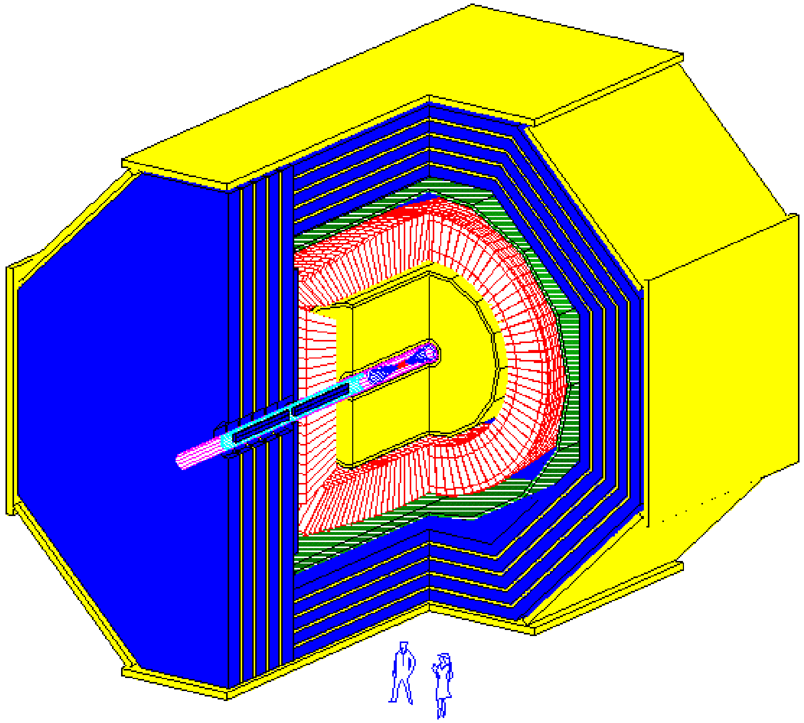

図 1.2: JLC 測定器概念図

各測定器の概要およびその役割・性能を簡単に紹介する。表1.2に各測定器のパラメータをまとめた。

detector	TYPE	CONFIGURATION	PERFOMANCE
VTX	Scilicon CCD	Pixel Size ; 25μm Number of Layers ; 2 layers Layer Position ; r=2.5cm & 7.5cm Thickness ; 500 μm / layer $\lvert cos\theta\rvert < 0.95$	Position Resolution ; σ=7.2μm Impact Parameter Resolution $\delta[\mu$m]; $\delta^2 = 11.4^2 + (28.8/p)^2/sin\theta^3$
CDC	Small-cell Jet Chamber	Radius ; r=0.3-2.3m Length ; 4.6 m Number of Sampling = 100 $\lvert cos\theta\rvert < 0.7$ (full sampling) $\lvert cos\theta\rvert < 0.95$ (20 sampling)	Position Resolution; $\sigma_x = 100\mu m$ (/axial wire) $\sigma_z = 2mm$ (/stereo wire) Momentum Resolution; $\sigma_{Pt}/Pt = 1.1\times10^{-4}Pt\oplus0.1\%$ $\sigma_{Pt}/Pt = 5\times10^{-5}Pt\oplus0.1\%$
CAL	Lead + Plastic Scintillator Sandwitch (Compensated)	EM part ; thickness = 29X_0 cell size = 10cm × 10cm HAD part ; thickness = 5.6λ_0 cell size = 20cm × 20cm Si Pad ; size = 1cm × 1cm $\lvert cos\theta\rvert < 0.99$	Energy Resolution; $\sigma_E/\sqrt{E} = 15\%/\sqrt{E} \oplus 1\%(e\&\gamma)$ $\sigma_E/\sqrt{E} = 40\%/\sqrt{E} \oplus 2\%(hadron)$ Si Pad Position Resolution ; σ = 3 mm Si Pad e/π Rejection = 1/50
MUON	Single Cell Drift Chamber	Number of Superlayers ; 6 $\lvert cos\theta\rvert < 0.99$	Position Resolution ; $\sigma = 500\mu m$ $Pt > 3.5GeV$(barrel)

表 1.2: JLC 測定器の諸性能

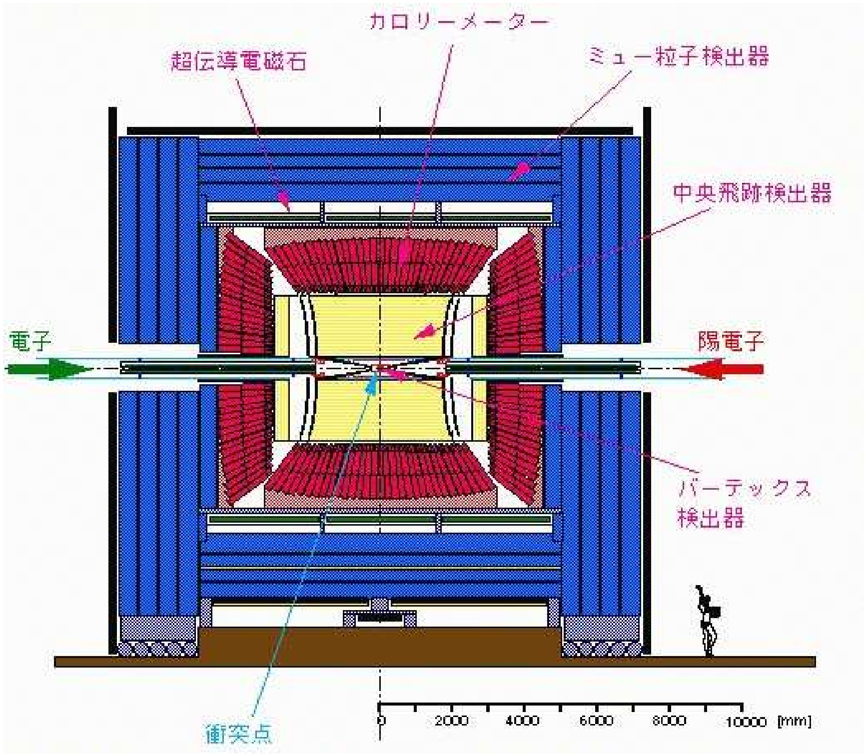

図 1.3: JLC 測定器断面図

1.2.1　バーテックス測定器（VTX）

バーテックス測定器は電子-陽電子衝突点のすぐ近くに置かれ、荷電粒子の飛跡を高精度で測定する。これによって、B 中間子や D 中間子の崩壊点を見つけ出し、b クォークや c クォークが発生したことを識別することを目的とする。とくに中間質量のヒッグス粒子は主に b クォークに崩壊するため、b クォークの識別は非常に重要である。また、空間分解能が非常に高いので、CDC と併せて運動量測定を行なう。

1.2.2　中央飛跡検出器（CDC）

中央飛跡検出器は 2 テスラの磁場を利用して粒子の運動量と電荷を精度よく測定することが目的である。質量欠損法にもとづくヒッグス粒子質量の測定では中心的な役割をはたす。また、ジェット不変質量法による質量分解能を上げるために、荷電粒子の飛跡とカロリメータのクラスターを対応させる必要がある。

1.2.3　カロリメータ（CAL）

カロリメータは粒子のエネルギーを測定する測定器である。カロリメータは衝突点方向へのタワー構造になっていて、中央バレル部分・側面のエンドキャップ部分あわせて、3750 本のタワーで構成されている。各タワーは主に電子を測定する電磁カロリメータ（EMCAL）部分とハドロンカロリメータ（HADCAL）部分に別れている。ヒッグス質量を知るためには、主な生成反応である $e^+e^- \rightarrow ZH$ に関与している Z ボソンからのジェットを精度良く測定しなければならない。そのため、特にハドロンに対して高いエネルギー分解能が要求される。

1.2.4　ミュー粒子検出器

ミュー粒子検出器の主な目的はミュー粒子の識別である。CDC が高い運動量分解能を持つので、ミュー粒子検出器の信号と CDC の飛跡を対応させてミュー粒子の運動量を知ることが出来る。

第2章　カロリメータ

2.1　測定原理

2.1.1　カスケードシャワー

カロリメータはカスケードシャワーによって入射粒子のエネルギーを測定器内で全て失わせることでエネルギーを測定する測定器である。高エネルギーの粒子が物質中に入射すると、電磁相互作用及び強い相互作用により二次粒子が作られる。さらにその二次粒子が物質中に新しい粒子を作る。この過程が繰り返されることによってカスケードシャワーができる。シャワー中の二次粒子はシャワー粒子と呼ばれ、イオン化によってその持っているエネルギーを消費する。シャワーの生成はシャワー粒子が次の粒子を作れるぎりぎりのエネルギーを下回るまで続く。シャワーの長さと損失されたエネルギーは入射粒子のエネルギーに比例する。カスケードシャワーは二次粒子が生成される時の相互作用の違いによって電磁シャワーとハドロンシャワーに分けられる。

電磁シャワー

電磁相互作用によりおこるカスケードシャワーを電磁シャワーと呼ぶ。シャワー粒子は電子と光子である。

物質中に入射した高エネルギーの電子は制動放射によって光子をつくる。作られた光子は電子を対生成する。この過程が繰り返されてシャワーは次々と発達する。粒子は入射エネルギーに比例してエネルギーを失うが、イオン化による損失は入射エネルギーに対して対数的に変化する。電磁シャワーは臨界エネルギー E_c まで成長する。E_c は制動放射による損失とイオン化による損失が等しくなるエネルギーとして定義されていて、近似的に

$$E_c = \frac{800MeV}{(Z+1.2)}$$

である。ここで、Z は物質の原子番号である。

実際に高エネルギーの電子と光子をもちいて物質の厚さを測定する単位に輻射長 X_0(Radiation Length) が利用される。X_0 は 1 つの高エネルギーの電子が制動放射により持っていたエネルギーの $1/e$ になるまでの平均の距離として定義される。X_0 は原子番号 (Z) と質量数 (A) の関数で、以下のように与えられる。

$$X_0 = \frac{716.4g/cm^3 \cdot A}{Z(Z+1)ln(287/\sqrt{Z})}$$

この定義を用いて、カロリメータの吸収体としてよく使用される鉛の X_0 と E_c を計算すると、$X_0 = 6.37g/cm^3 \quad (0.56cm)$、$E_c = 9.62MeV$ である。

ハドロンシャワー

ハドロンシャワーは、非弾性核反応によってカスケードシャワーが形成される。ハドロンが物質中入射すると核子と相互作用し、バリオンやメソン、中性子・陽子等をつくる。つくられた二次粒子はさらに物質中の核子と相互作用し、最終的にはより安定なレプトンやハドロン、ニュートリノ・光子等へ崩壊する。物質中の核子自身は、励起状態変化・β 崩壊により電子やニュートリノ・光子を放出する。ひとたび電子や γ 線が放出されるとそこから電磁シャワーが発生する。よってハドロンシャワーは純粋にハドロンのみからできるシャワーと電磁シャワーの二種類のシャワーからなっている。

また、ハドロンシャワーの特徴として、測定にかからないエネルギーの存在がある。測定にかからないエネルギーの一つにニュートリノがある。ニュートリノが生成されると、相互作用をせず測定器の外へエネルギーを持ち去ってしまう。次に、原子核崩壊に必要な束縛状態を破るために必要なエネルギーによる消費 (核破砕反応) である。そして、ハドロンシャワーによってつくられる中性子も遮蔽が困難なためそのエネルギーの一部しか測定することができない。また、ミュー粒子はイオン化によるエネルギー損失をしながら測定器を貫通するので、一部しか測定にかからない。

ハドロンシャワーは、強い相互作用や弱い相互作用などによってシャワーがつくられるが、この反応に寄与する過程の反応断面積が小さいので、シャワーを物質中に閉じ込めるためには電磁シャワーに比べ多くの物質を必要とする。ハドロンシャワーに対する近似的な長さのスケールは核子相互作用長 λ_I(Nuclear Interaction Length) が用いられる。λ_I は非弾性散乱粒子の平均自由行程で、近似的に、

$$\lambda_I \approx 35g/cm^{-2} \cdot A^{1/3}$$

である。ここで A は物質の質量数である。鉛の相互作用長は $\lambda_I = 194g/cm^3 \quad (17.09cm)$ である。

2.1.2　サンプリングと補償型

入射粒子のエネルギーを測定する方法は大きく分けて 2 つある。それは、入射してきた粒子のエネルギーを全て信号にかえて測定する方法と入射粒子のエネルギーの一部を信号としてとらえて測定する方法の 2 つである。

前者の測定方法ではクリスタル等の高密度で発光量の大きな物質が使われる。このタイプの測定器は電磁シャワーに対して非常によい分解能を得られるが、ハドロンシャワーに対しては反応に多量の物質量を要求されるため技術的・コスト的に問題が多い。

後者の方法は吸収体と反応物質からなっている。吸収体と反応物質を交互に設置することによって入射粒子からの信号を得る。吸収体はシャワーの発達を速めるために原子番号の大きな物質 (鉛や鉄等) がもちいられる。反応物質にはシャワー中の荷電粒子が反応するようなシンチレータやクリスタル、また、ワイヤーチェンバー等が用いられる。このようなタイプのカロリメータをサンプリング型と呼ぶ。この手法は電磁シャワーにもハドロンシャワーにもほどほどの分解能が得られ、技術的・コスト的にも有利である。

補償型

一般にカロリメータで得られる信号は、電磁シャワーからの信号よりもハドロンシャワーからの信号の方が小さい。それは、ハドロンシャワーは測定にかからないエネルギー、即ち粒子の非弾性散乱や核破砕反応等の核子によってエネルギーが消費される反応の存在があるためである。この測定にかからないエネルギーはシャワーごとに変動し、ハドロンシャワーのエネルギー分解能を低下させる原因となる。

ハドロンシャワーを構成する主な粒子は π 中間子と核子であるが、反応過程に中性 π 粒子 (π^0) が含まれていると、中性 π 粒子は二つの光子に崩壊し、電磁シャワーをおこす。中性 π 粒子成分はシャワー毎に変化する。従って、電磁シャワーによる測定器の反応と純ハドロンシャワーの反応に違いがあるとエネルギー分解能にふらつきを生じさせてしまう。これもハドロンに対する分解能を低下させる原因となる。これを改善するために電磁シャワーによって与えられるエネルギーとハドロンシャワーによって与えられるエネルギーを同じにする事によって中性 π 粒子が生成された時におこるようなふらつきを抑える事が出来る。ここで、

$$e/h \equiv \frac{\text{電磁シャワーよるエネルギー}: e}{\text{純ハドロンシャワーによるエネルギー}: h}$$

と定義すると、$e/h = 1$ に最適化されたカロリメータを補償型という。しかし、補償型であっても測定にかからないエネルギーが依然として存在しているので一般的には $e/h > 1$ である。しかし、以下の方法により $e/h = 1$ に近づけることができる。

- 中性子は水素原子 (陽子) との反応断面積が大きいので、水素原子を多く含む物質と反応させて、そのエネルギーをとらえ易くする。

- $e/h = 1$ を実現するために電磁シャワーによる信号を抑える必要がある。このために吸収体の体積比を大きくしなくてはならないが、吸収体の体積が大きくなると電磁シャワーの分解能が低下する。そこで、サンプリングの頻度を高くすることで電磁シャワーに対するエネルギー分解能が悪化しないようにする。

e/h を直接測定する事は困難であるので、実験的には e/π 比が使われている。

$$e/\pi \equiv \frac{\text{電子の測定エネルギーの平均}\,(e)}{\text{荷電}\pi\text{粒子の測定エネルギーの平均}\,(\pi)}$$

と定義されている。

2.2 JLC カロリメータ構造とテスト実験の目的

2.2.1 JLC カロリメータの構造

JLC のカロリメータは鉛とプラスチックシンチレータを使ったサンプリングタイプの補償型カロリメータである。奥行き方向に 3 構造あり、電磁カロリメータ $(29X_0)$、シリコンパッド、ハドロンカロリメータ $(5.6\lambda_I)$ である。シリコンパッドは電磁カロリメータの $4.3X_0$ のところに位置していて電磁シャワーを測定する。

これまで補償型となる鉛 (Pb) とプラスチックシンチレータ (Sci.) の体積比に関する研究がなされてきた。実験によっておよそ $Pb : Sci = 4 : 1$ のところでハドロンに対して良い分解能

や入射エネルギーに対する線形性が得られる事が示されている。我々のグループでも鉛とシンチレータの構成比についての実験を行なった。シンチレータの厚さを一定にし鉛厚の関数としてエネルギー分解能・e/π を求めた。その結果、e/π 比が 1 になるのはシンチレータ 2mm の厚さに対して、鉛厚 9.1 ± 0.3mm であった。

エネルギー分解能

一般にエネルギー分解能は以下のように定義されている。

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)_{measured} \equiv \frac{\sigma_{stochastic}}{\sqrt{E_{incident}}} + \sigma_{constant}$$

ここで、$\frac{\sigma}{E}$ はエネルギー分解能、$E_{incident}$ は入射粒子エネルギーを表す。$\sigma_{constant}$ は不定性を表す項で、一般にその原因はシャワーの洩れや測定器の非一様性、キャリブレーションによる誤差等の不定性によるものである。

JLC でカロリメータに求められるエネルギー分解能は、

$$\begin{aligned} EM: \quad \frac{\sigma}{\sqrt{E}} &\leq \frac{15\%}{\sqrt{E}} + 1\% \\ HAD: \quad \frac{\sigma}{\sqrt{E}} &\leq \frac{40\%}{\sqrt{E}} + 2\% \end{aligned}$$

である。

2.2.2 実験の目的

我々のグループで去年行なわれた実験において、鉛・シンチレータハドロンカロリメータの補償点は、$Pb : Sci. = 9.1 \pm 0.3 : 2$ であった。このテストに使用されたモジュールは、実際に実験に用いられるカロリメータとは違い、奥行き方向の情報を詳しくみれるようになっていた。そこで、今回の実験では実際の実験で使用されるカロリメータに近いタワー構造をしたカロリメータのテストモジュールを製作し、実験を行なった。使用されたテストモジュールは $1m \times 1m$ を 5×5 に分割し、$20cm \times 20cm$ のタイルシンチレータ 20 枚を一つとして読み出しをする。この構造をふまえて、以下の点について測定をする。

- JLC が要求しているエネルギー分解能を満たすことができるか。また、その値はどれぐらいなのか。

- エネルギー分解能と並んでカロリメータの重要な性能である入射粒子のエネルギーに対する線形性が得られるか。

- e/π 比はどうなっているのか。

このテスト実験の内容を次の章で述べる。

第3章　テスト実験

KEK(高エネルギー加速器研究機構) の PS-π2 ビームラインにおいて行なったテスト実験について述べる。タイルファイバー型ハドロンカロリメータのテストモジュールを製作し、この構造のハドロンカロリメータが JLC の要求を満たせるかどうか測定を行なった。

3.1　テストモジュール

今回の実験に使用したテストモジュールの外観を示す (図 3.1)。鉛とシンチレータを一組として交互に左右の二本のレールにビーム方向 (奥行き方向) へ吊下げて並べ、カロリメータを構成する。このモジュールはシンチレータタイルからファイバーを用いて読み出す手法を用いるので、これをタイルファイバー型カロリメータと呼ぶ。

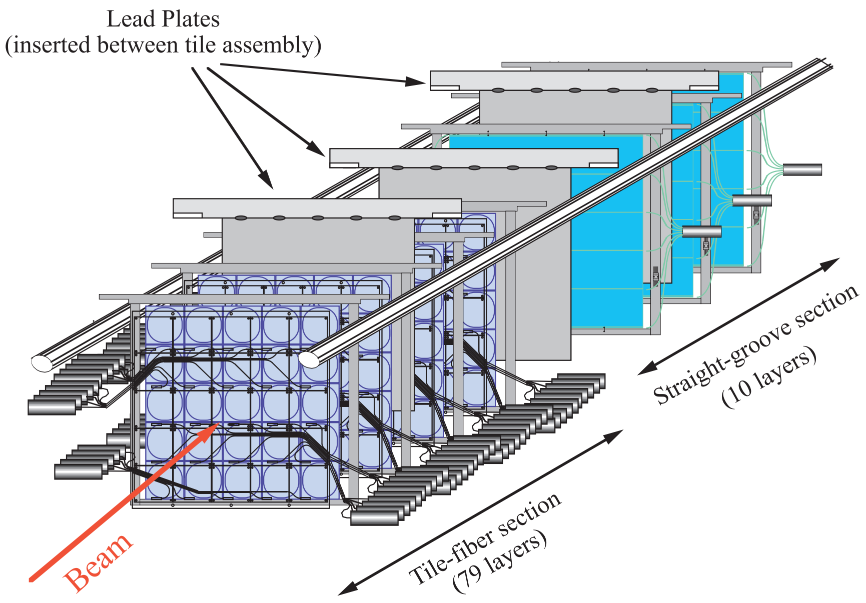

図 3.1: テストモジュール概念図

全体の大きさは 縦横 1m、奥行き方向に約 1.5m、鉛厚では $113X_0$、$3.7\lambda_I$ である。構成比は鉛 8mm 厚に対してシンチレータ 2mm 厚、シンチレータ固定用のアクリルは 2mm 厚である。

カロリメータは 5×5 の 25 本のタワー構造をしていて、1 本タワーは奥行き方向に 4 セクションある。1 セクションあたりの長さはシンチレータタイル 20 枚で構成されていて、これを一つの単位として PMT(光電子増倍管:Photo Maliplie Tube) で読み出されている。ハドロンカロリメータ (HCAL) の読み出しは合計で 100 チャンネルである。HCAL 本体の後方に粒子が後方へ逃げるのをできるだけ避けるためにバックアップ用のカロリメータ (BCAL) が 10 層ある。BCAL は 5 層を一つの単位として左右 2 本の PMT から読み出されていて、シンチレータ板の形状は HCAL とは異なっている。BCAL 用のシンチレータ板は 1m×1m で厚さは 2mm である。読みだし用のファイバーはシンチレータ板に掘ってある 5 本の真直な溝に埋め込まれている。

各シンチレータタイルは 20cm×20cm、厚さ 2mm である。シンチレータタイルには図 3.2 の左図にあるように、タイルエッジに沿って 1.4mmϕ の鍵型の溝を彫り、この溝に読み出し用のファイバーを埋め込む。タイルエッジには「Odecoat」という白いペンキをぬって、シンチレータからの発光を 1 枚のタイル内に極力閉じ込めてある。

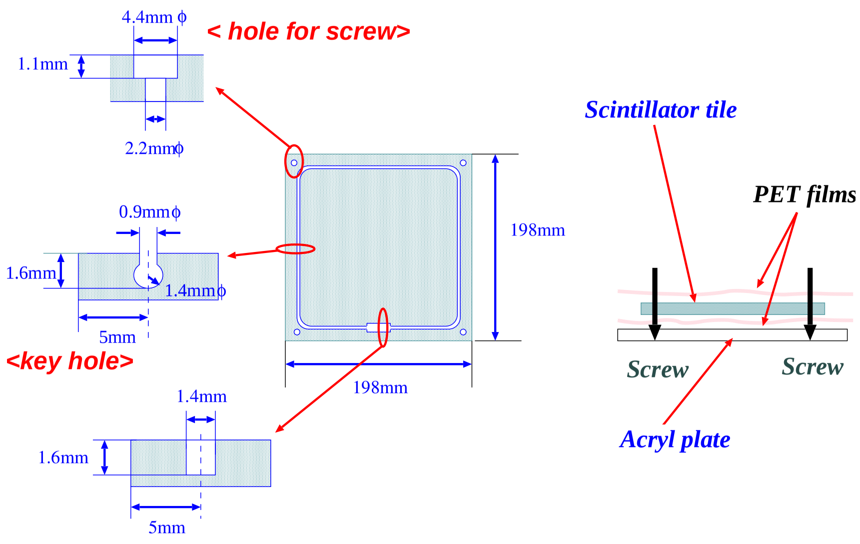

図 3.2: シンチレータタイル形状

読み出し用のファイバーは 1m の長さの Wave Length Shifter(WLS) ファイバーとクリアファイバーをつなげて出来ている。WLS ファイバーはシンチレータから発光される紫外線領域の波長の光を PMT がもっとも効率のよい波長領域の光へ変換する役割を担っている。WLS ファイバーはシンチレータタイルに埋め込まれ、クリアファイバーを通って PMT へ信号が送られる。ファイバーの直径は 1mmϕ である。

シンチレータタイルは集光率をよくするために PET フィルム (ポリエチレンテレフタラート) で包まれている (図 3.2 右図)。

図 3.3 に示すように 5×5 の格子状に 2mm 厚のアクリルにネジで固定される。タワーはビーム上流からみて左から右へ 1、2、3、...、25 というように番号をつけた。

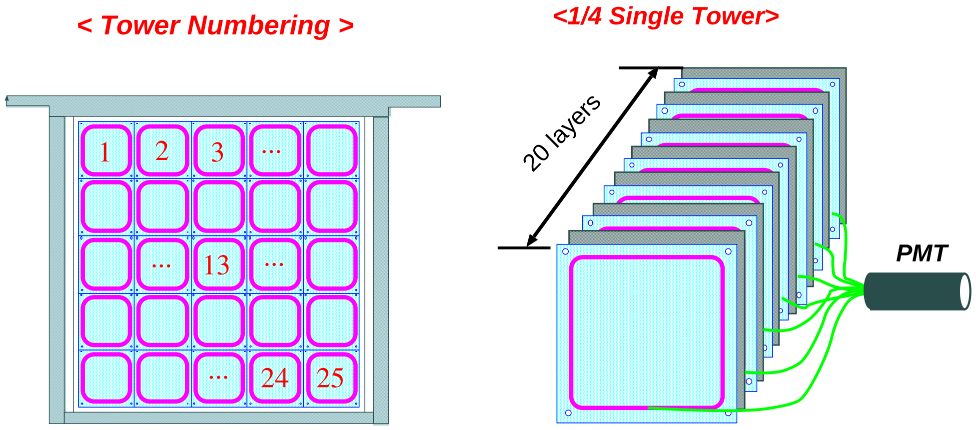

図 3.3: タワー形状

3.2　タイルファイバーシステム

前述のシンチレータタイルからファイバーを用いて読み出す手法（タイルファイバーシステム）の利点は、

1) 不感領域が少ない
2) 一様性がよい

という点があげられる。実際の実験を行なう前に筑波大においてタイルファイバーシステムのベンチテストが行なわれたので、その結果を紹介する。

3.2.1　ベンチテスト

シンチレータタイルはその形状から、ファイバー近傍とエッジ部分、中心部で光子の伝わり方に違いがでる。中心部の場合光子は放射状に広がるのに対し、エッジ近傍、特に角に近いところでは光子の広がる範囲は大きく制限される。また、ファイバー近くではファイバーに直接光子が入る確率が高くなるので、光量が多くなる傾向にある。そして、それとは別にファイバーの長さによる減衰の効果も考慮にいれなければならない。そこで、このような効果がどの程度あるのかを測定するために、測定器に使用されるシンチレータタイルの光量の評価を行なった。

位置の違いによる非一様性

測定方法　ファイバーを埋め込んだ 1 枚のシンチレータタイルを 2mm 刻みで 100 点の測定点に分け、測定点を荷電粒子が通過した時にシンチレータタイルから得られる光量を測定した。線源は ^{90}Sr で、シンチレータタイル 50 枚が測定された。測定系を図 3.4 に示す。

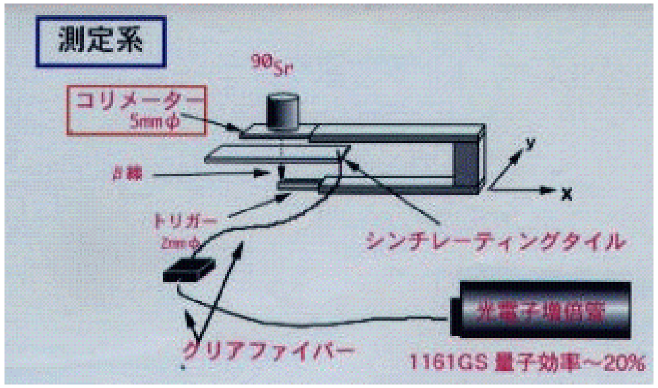

図 3.4: ベンチテスト測定系

測定結果　一枚のシンチレータタイル各 100 点に対する結果を図 3.5 に示す。ファイバー近傍で光量が大きくなっていることが分かる。シンチレータタイルの位置による光量のふらつきは、5%程度である。

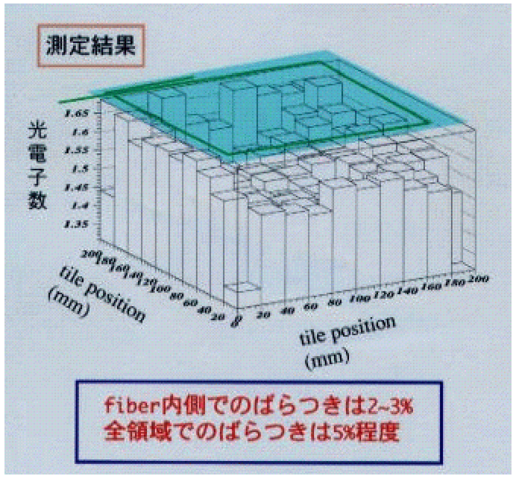

図 3.5: シンチレータタイルの各測定点における光量の分布

ファイバーの長さによる効果

シンチレータタイルはアクリル板に固定される。この固定される場所によってファイバーの長さに違いがでる。クリアファイバーが長い程減衰が大きくなる。そこで、シンチレータタイ

ルが固定される 25 箇所での光量のばらつきを測定した。光量の測定は固定されたシンチレータタイルの中心を粒子が通るようにして測定を行なった。使用されたシンチレータタイルは 50 枚である。

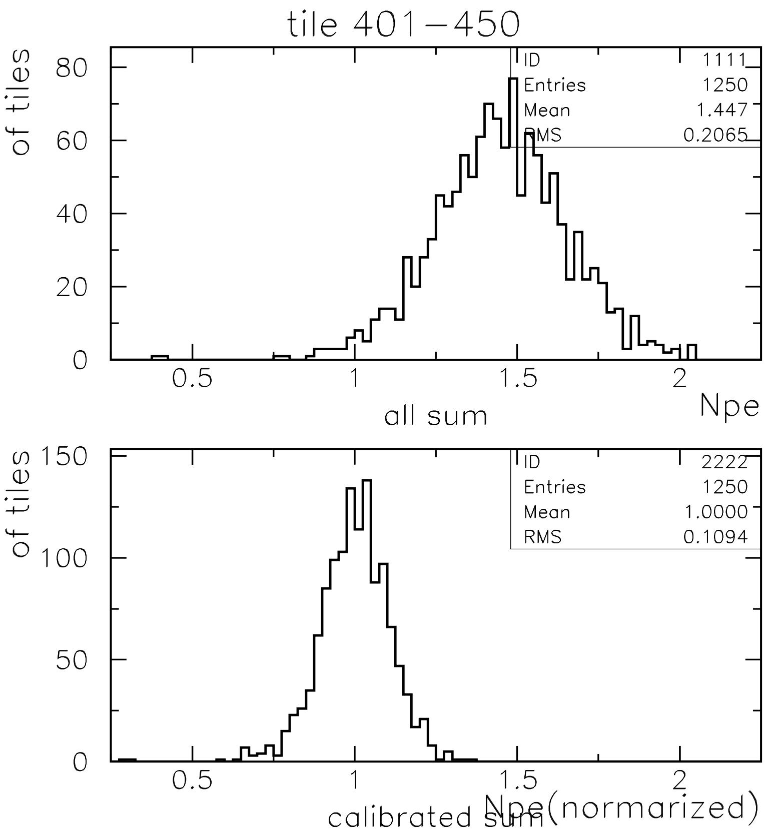

図 3.6: シンチレータタイルの光量分布

25 箇所 50 枚のシンチレータタイルから得られた光量を図 3.6 に示す。1 枚のシンチレータタイルの光量の平均は 1.5p.e.（ p.e.=photoelectron：光子数 ）である (上図)。シンチレータタイルの設置場所によるばらつきは 10 %であった。(下図)

3.3 ビームテスト

実験は、KEK の PS-π2 ビームラインにおいて行なわれた。入射ビームエネルギーは 1、2、3、4GeV で、粒子は e^-、π^-、μ^- の三種類である。

3.3.1 測定

ベンチテスト結果からタワー境界付近ではカロリメータのレスポンスに変化があることがわかった。これをふまえて測定する項目を以下の様に設定した。

1) エネルギー分解能・e/π 比の測定 (中心入射)
2) 入射位置変化の依存性
3) タワー境界のレスポンスの変化

本論では 1) についての解析を行ない、ここにまとめた。

3.3.2 セットアップ

トリガー用の測定器の配置を図 3.7 に示す。

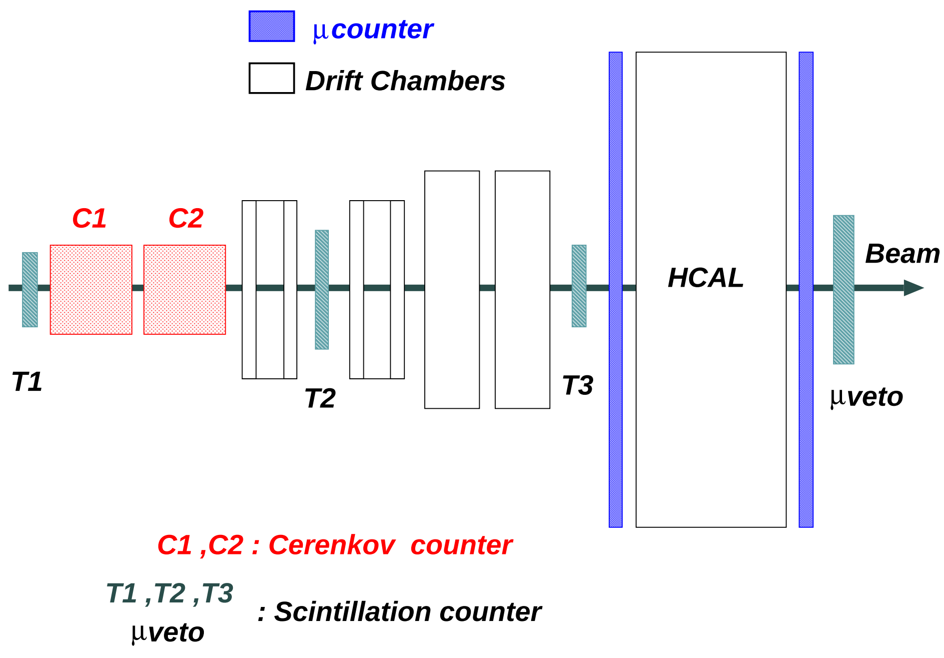

図 3.7: セットアップ

ビームライン上には 3 台のメイントリガ用のシンチレーションカウンター (T1、T2、T3)、2 台の電子識別用のガスチェレンコフカウンター (C1、C2)、ビームの位置を知るための 6 台のドリフトチェンバー (シングルワイヤーチェンバー 4 台、マルチワイヤーチェンバー 2 台)、また μ 粒子識別用のシンチレーションカウンター (μveto) を図 3.7 のように配置した。また、ハドロンカロリメータ (HCAL) のどのタワーに入射したかを同定するために μ カウンターをモジュールの上流と下流に 2 層置いた。

トリガー用のシンチレーションカウンターの大きさの一覧を表 3.3.2 に示す。ビームの大きさは T3 のトリガカウンターで決定される。

name	size
T1・T3	40mm × 40mm
T2	50mm × 140mm
μ veto	250mm × 250mm

表 3.1: シンチレーショントリガーカウンターの大きさ

チェレンコフカウンターは粒子の質量の違いによって粒子を識別する測定器である。物質中を通過する荷電粒子の速度が光速を越えると、その荷電粒子はチェレンコフ光を放出する。光速を越えるかどうかは粒子の質量と物質の屈折率に依存している。この性質を利用して特定の質量の粒子のみがチェレンコフ光を放出するように屈折率を設定する。屈折率は測定器に封入されているガスの圧力で調整する。

μ カウンターの構造を図 3.8 に示す。x 方向に 5 本、y 方向にも 5 本のシンチレーションカウンターを格子状に並べ、各シンチエーションカウンターの中心がモジュールの対応するタワーの中心にくるように固定する。一本のシンチレータは 幅 4cm、長さ 130cm、厚さ 5mm で、1 本の PMT で読み出される。この μ カウンターをモジュールのビーム上流と下流に設置した。この二つの μ カウンターの信号から、粒子がハドロンカロリメータのどのタワーを通過したかを知る事が出来る。これは実験データのキャリブレーションするときに重要な役割をはたす。

3.3.3 オンライン トリガ条件

データを取るためのトリガ条件を各トリガカウンターの組合せでつくる。この組合せの一覧を表 3.2 に示す。上流の 3 つのシンチレーションカウンターに信号があったイベントを π 粒子、上流の 3 つのシンチレーションカウンターと 2 つのチェレンコフカウンターに信号のあったイベントを電子、上流の 3 つのシンチレーションカウンターとモジュールの後方のシンチレーションカウンターに信号のあったイベントを μ 粒子とみなして、トリガをかけた。π 粒子のトリガは μ 粒子のイベントを含んでいるので、オフラインの解析でさらに粒子の識別を行なう。

トリガの種類	トリガ条件	含まれる粒子
π トリガ	T1×T2×T3	π,e,μ
電子トリガ	T1×T2×T3×C1×C2	e
μ トリガ	T1×T2×T3×μveto	$\mu(\pi)$

表 3.2: トリガの組合せ

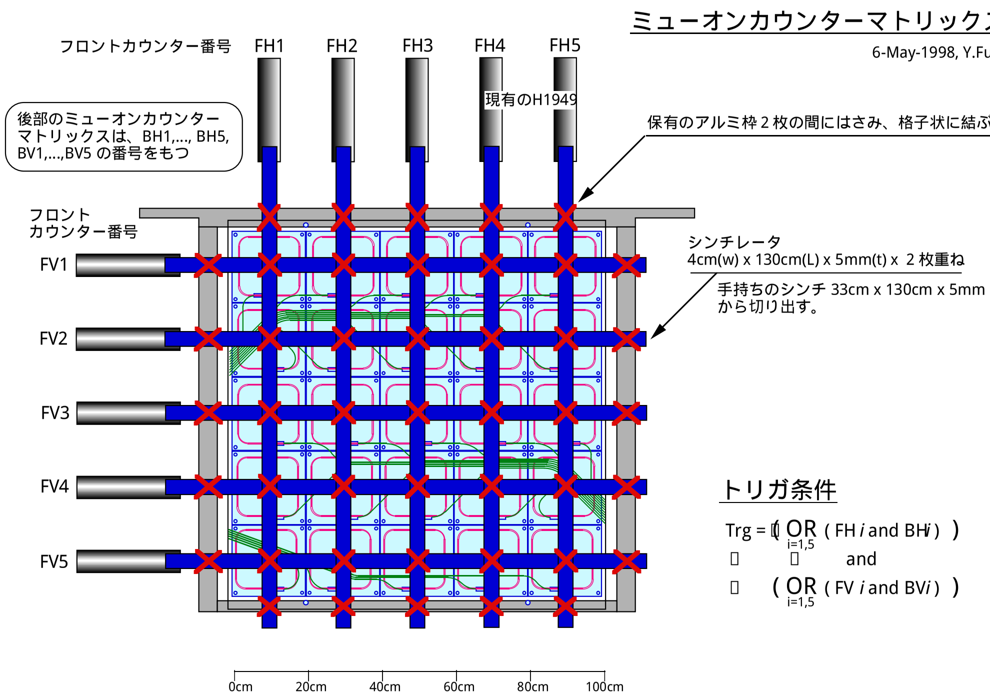

図 3.8: μ カウンター

第4章　データ解析

1-4GeV のテストビームを使った実験から得たデータからテストモジュールのエネルギー分解能と e/π 比を求めた。解析は、1) キャリブレーション、2) イベントの選択、3) エネルギー分解能・e/π 比の評価、という手順で行なう。

4.1　キャリブレーション

テストモジュールは $5\times5=25$ 本のタワーを持ち、各タワーは奥行き方向に 4 セクションある。PMT はあらかじめある程度のゲイン調整がなされたが、ゲインにばらつきがある。また、タイルファイバーシステムの個性によってもばらつきがでる。そこで、これを補正するために単位エネルギーあたりの信号の大きさを一定にする必要がある。この過程をキャリブレーションという。

キャリブレーションは dE/dx [1] が一定の値を持つ MIP (Minimum Ionazing Particle : 最小電離粒子) によって行なう。タワーを MIP が貫通したときの各 PMT [2] 信号 (ADC) 分布の平均を 1 にするような定数を求めた。即ち、PMT 信号がつくる分布の平均値の逆数である。
今回は MIP として μ 粒子をもちいた。通過したことを識別するために以下の条件を付けた。

1) ハドロンカロリメータ (HCAL) の各セクションに hit がある。
2) μ カウンターに HCAL のタワーに対応する位置に hit があり、複数が同時に hit していない。
3) バックアップカロリメータ (BCAL) の各チャンネルに hit がある。

ここで hit の定義は、個々のチャンネルの pedestal 分布の平均値である mean とその標準偏差 σ を使って、そのチャンネルの ADC counts が $mean+5\sigma$ よりも大きいこととする。この条件をビームライン上で図示すると図 4.1 である。どのタワーも粒子が通過するように幅の広いビームを入射してデータを得た。

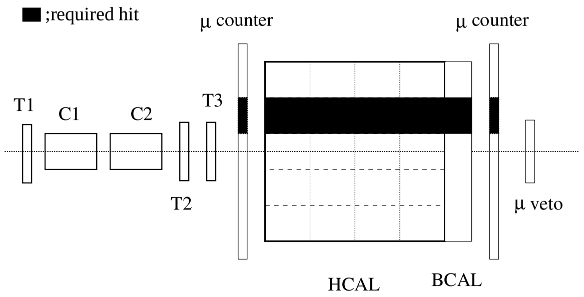

図 4.1: キャリブレーションのカット条件

[1] 粒子が dx 進む間に損失するエネルギー dE の割合を示す量。
[2] 各タワーはセクション 1 ~ 4 に分割されているので、計 4 本の PMT に接続されている。

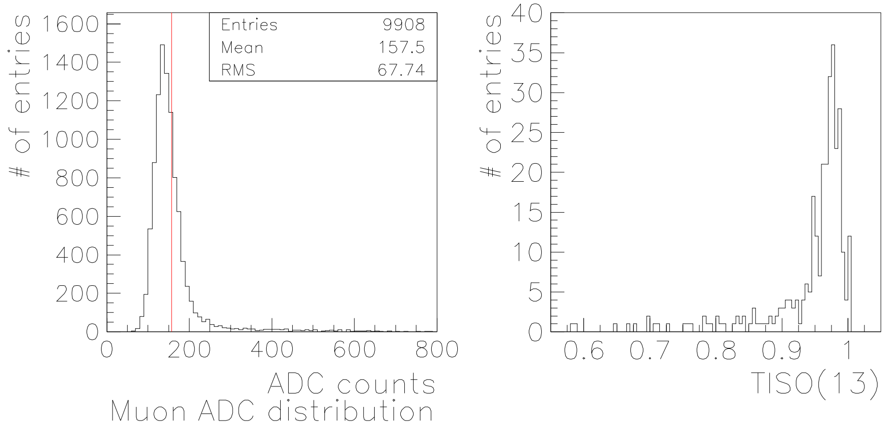

図 4.2: μ 粒子の ADC 分布と TISO(13) の分布

μ 粒子の ADC 分布を図 4.2 左図に示す。図中の実線は単純平均で、テールによってピークから少しずれているのが分かる。そこで、μ の ADC 分布の長いテール (ランダウテール) にできるだけ影響されずに平均値を求められるよう考慮した。前述のカット条件を使って、以下の手順で各 ADC の平均値を求める。

1) 初期キャリブレーション定数をつくる。
キャリブレーションカットをクリアするイベントの ADC 分布をとり、この分布の単純平均の逆数を初期キャリブレーション定数とする。

2) 次に 初期キャリブレーション定数を使って以下のような量を定義する。
タワー $j(j=1,2,...25)$ を通過したイベントに対して、

$$TISO(j) \equiv \frac{\sum_{i=1}^{4} E(i,j)}{\sum_{i=1}^{4}\sum_{j=1}^{25} E(i,j)}$$

ここで、$E(i,j) \equiv ADC(i,j)/CC(i,j)$、$ADC(i,j)$ はセクション i・タワー j の ADC カウント、$CC(i,j)$ は対応するキャリブレーション定数である。即ち、分子はタワー j の ADC カウントの和、分母はカロリメータ全体の ADC カウントの和である。他のタワーに信号がないときは $TISO(j)=1$ となる。μ 粒子の TISO(13) の分布を図 4.2 右図に示す。μ 粒子であれば $TISO(j)$ は 1 に近い値をとるので、$TISO(j)$ の範囲を $0.9 < TISO(j) \leq 1$ とする。

3) 定義した $TISO(j)$ の条件とキャリブレーションカット両方を満たすイベントの選択し、分布の単純平均 (mean) と標準偏差 (σ) を計算する。

4) 3) で得た平均値と標準偏差を使って $mean\pm5\sigma$ の範囲で 3) の作業を行なう。そして、平均値が変化しなくなるまでこの作業を繰り返す。

5) こうして得た平均値の逆数をキャリブレーション定数とする。
そして、新しいキャリブレーション定数を用いて $TISO(j)$ を定義しなおし、3) から 5) までの作業をキャリブレーション定数が変化しなくなるまで繰り返す。

こうしてキャリブレーション定数を得る。4) の作業は平均値ができるだけテールに影響されないようにするためである。3) と 4) の作業は 2・3 回繰り返すと平均値はほとんど変化しなくなる。こうして得られた各 PMT に対する平均値 (キャリブレーション定数の逆数) を図 4.3 に示す。

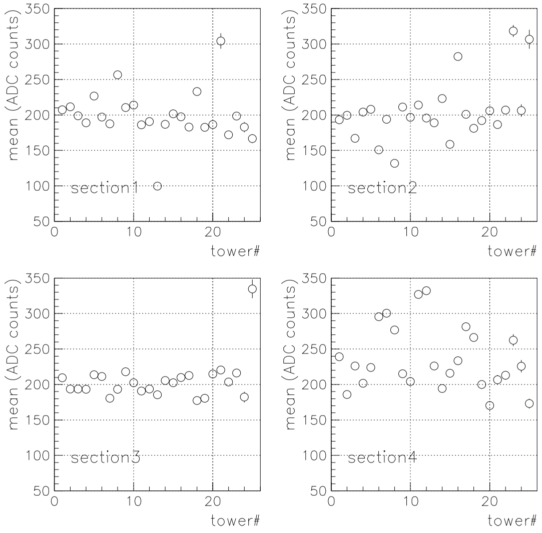

図 4.3: キャリブレーション定数の逆数

図 4.3 中の 4 枚の図は各セクションを表していて、横軸は各セクションのタワー番号、縦軸はキャリブレーション定数の逆数である。前方で全エネルギーを損失する電子のイベントが入ってもオーバーフローしないようにセクション 1、タワー 13 の PMT の値はゲインが抑えられているのが分かる。セクション 4 では PMT のゲインは大きくばらついていた。
このキャリブレーション定数を用いてデータを補正する。図 4.4 にキャリブレーションの前後の 4GeV 電子の ADC 分布を示す。

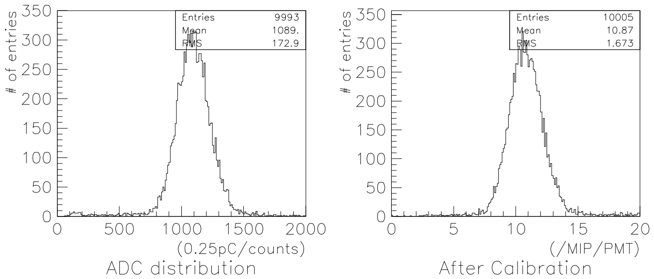

図 4.4: キャリブレーションの例

4.2 イベントの選択

π トリガの入射ビーム主には π 粒子であるが、電子、μ 粒子が混在している。電子トリガと π トリガ、μ トリガから得られる ADC 分布を図 4.5 に示す。上図が電子トリガ、下図が π トリ

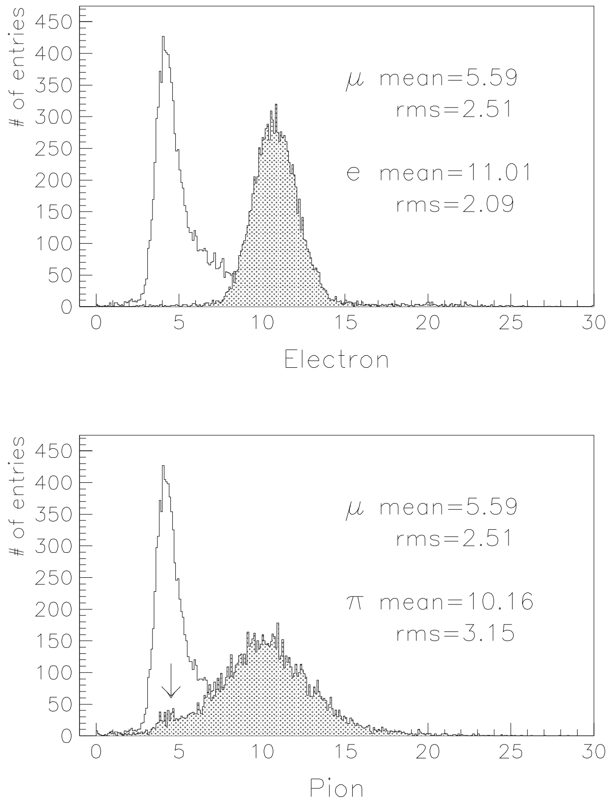

図 4.5: 4GeV 電子トリガ・π トリガと μ トリガ ADC 分布

ガの ADC 分布である。それぞれに白抜きのヒストグラムで μ トリガの ADC 分布が重ねてある。縦軸は ADC カウント (0.25pC/counts)、横軸はイベント数である。π 粒子の分布の左側にある小さなピークはちょうど μ 粒子のピークに対応している。(↓) これを取り除くためにチェレンコフカウンター等の分布を使ってカットをかける。それぞれのトリガーに対して以下のようなカット (イベントの選択) を行なった。

4.2.1 トリガーカウンターの分布

シンチレーションカウンター

全トリガ条件に共通なシンチレーションカウンターの分布をチェックする。T1 のシグナルの分布を図 4.6 に示す。

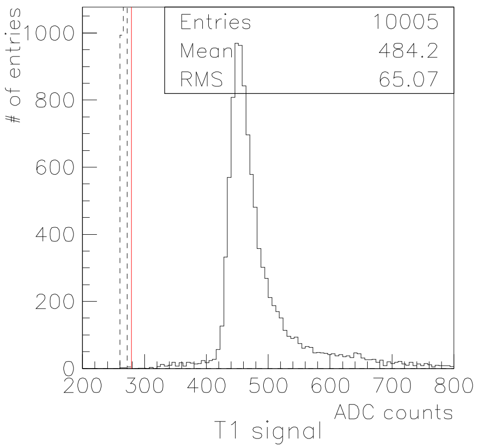

図 4.6: T1 の ADC 分布

実線のヒストグラムが T1 の ADC シグナルの分布、破線のヒストグラムが T1 のペデスタル分布である。信号があるかどうかを判断するには、ADC counts がペデスタル分布よりも十分に大きいかどうかで判断する。今回はペデスタルの mean + 10σ よりも大きければ信号があったと判断した。このポイントをラインで示す。このラインより小さいイベントはカットする。同様にして T2、T3 に信号があるかどうかを判断する。T2、T3 の ADC 分布を図 4.7 に示す。

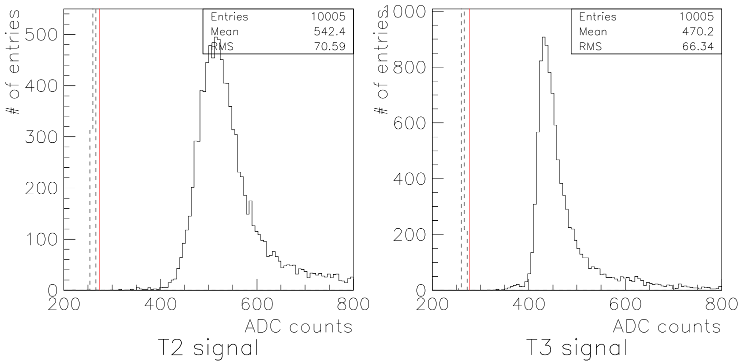

図 4.7: T2・T3 の ADC 分布

チェレンコフカウンター

C1 と C2 の 2 次元分布を図 4.8 と図 4.9 に示す。

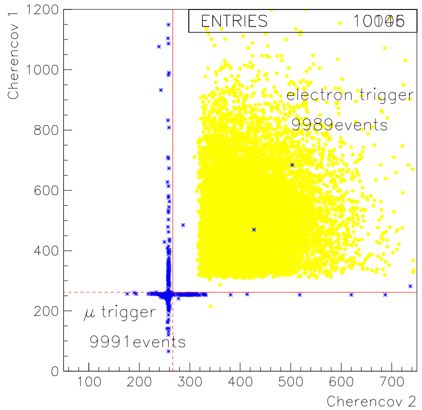

図 4.8: 電子トリガと μ トリガのチェレンコフカウンター 2 次元分布

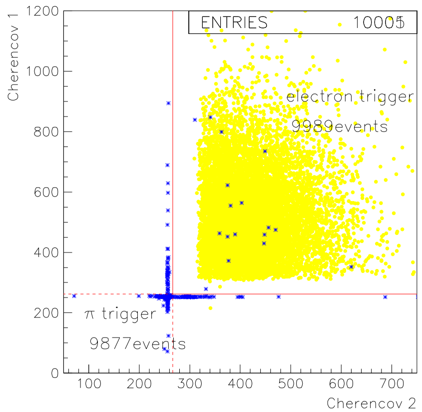

図 4.9: 電子トリガと π トリガのチェレンコフカウンター 2 次元分布

図 4.8 は電子トリガと μ トリガの分布、図 4.9 は電子トリガと π トリガの分布である。両図とも縦軸は C1 の ADC カウント、横軸は C2 の ADC カウントである。ラインは T1 と同様にペデスタルの値から得たカットポイントである。電子であるために C1、C2 のどちらにも信号がなくてはならない。よって、右上の部分 (実線の境界) が電子である。そして、左下の部分 (破線の境界) をそれぞれ μ 粒子、π 粒子とする。電子トリガ中において C1・C2 ともに信号があったのは 99.8% である。よって、チェレンコフカウンター 1 台あたりの efficiency は 99.9% となる。図 4.8 から π トリガ中で電子とみなされるイベントは 17 イベントあり、π トリガ中の電子の混合している割合はおよそ 0.4% である。

μ 粒子シンチレーションカウンター (μ veto)

μ veto の分布を図 4.9 と図 4.10 に示す。

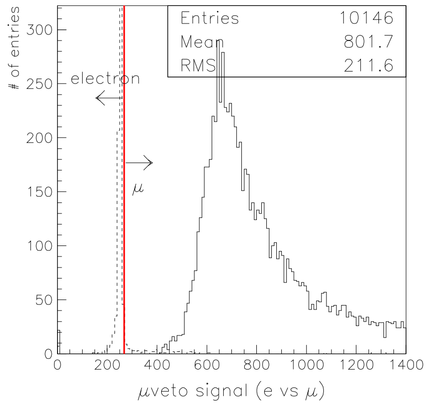

図 4.10: μ トリガと電子トリガの μ veto の ADC 分布

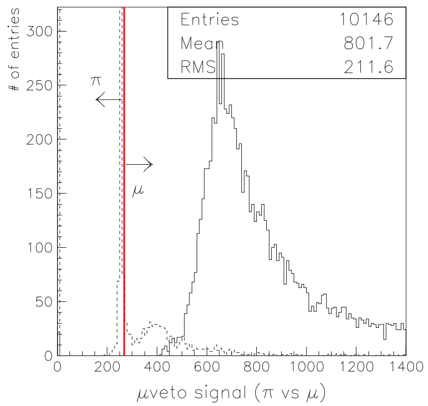

図 4.11: μ トリガと π トリガの μ veto の ADC 分布

図 4.10· 図 4.11 中の実線のヒストグラムは μ トリガの μ veto の ADC 分布、破線のヒストグラムは図 4.10 が電子トリガ μ veto の ADC 分布、図 4.11 が π トリガの μ veto ADC 分布である。カットポイントを実線で示す。電子トリガは μ 粒子の混入が少なく分離可能であることがわかる。しかし、π 粒子と μ 粒子はその境界が不自然ではっきりしない。π トリガ中に含まれている μ 粒子が示すピーク（カットポイント右の小さなピーク）と μ トリガによる μ 粒子のピークが対応していない。これは、測定時に μ veto の threshold レベルが高いことが原因と考えられる。μ トリガは μ veto の信号がある値 (threshold) を越えるか越えないかでデータをとるかとらないかを判断している。よって、μ トリガでは threshold レベルを越えない小さな信号はデータとして残らない。例えば電子のイベントは μveto 信号が無いので除去される。とこ

ろが、もし threshold レベルが高ければ、小さな信号の本物の μ 粒子のイベントも落していることになる。そのため、π トリガの μ veto 信号よりも大きな値から信号が立上っていると思われる。実際カットポイントより大きな値の π トリガのイベントはそのほとんどが MIP として HCAL を通過しているイベントであったので、カットポイント以上は μ 粒子とみなし、カットポイント以下を π 粒子とみなす。

4.2.2 電子トリガ

電子のトリガ条件は、T1、T2、T3、C1、C2 のトリガカウンターのコインシデンスである。電子のイベントの例を図 4.12 に示す。

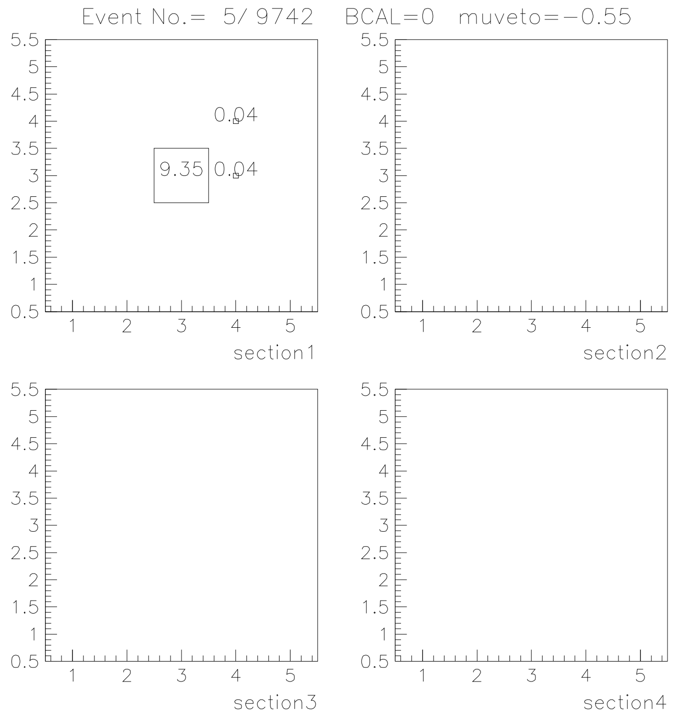

図 4.12: 電子のイベント例

図 4.12 は HCAL のどの位置に信号があったかを表している。4 枚の図は HCAL のセクションを表し、左上：セクション 1、右上：セクション 2、左下：セクション 3、右下:セクション 4 である。各セクションのタワー番号は左から右に向かって 1 ~ 25 となっている。数値はキャリブレーション後の ADC 信号の値で、単位は (/MIP/PMT) である。したがって、図 4.12 ではセクション 1、タワー 13 に 9.35(/MIP/PMT) の信号があったと見る。

電子は反応断面積が大きくカロリメータの前方で全エネルギーを消費するので、セクション 3、セクション 4 にはエネルギーを落さない。そこで、電子のイベントを選択する時に次のような量を定義する。

$$SISO(i) \equiv \frac{\text{セクション } i \text{ で損失したエネルギーの和}}{\text{カロリメータ全体で損失したエネルギー和}} = \frac{\sum_{j=1}^{25} E(i,j)}{\sum_{i=1}^{4}\sum_{j=1}^{25} E(i,j)}$$

ここで、$E(i,j) \equiv ADC(i,j)/CC(i,j)$、$ADC(i,j)$ はセクション i・タワー j の ADC カウント、$CC(i,j)$ は対応するキャリブレーション定数である。

電子トリガの $SISO(i)$ の分布を図 4.13 に示す。

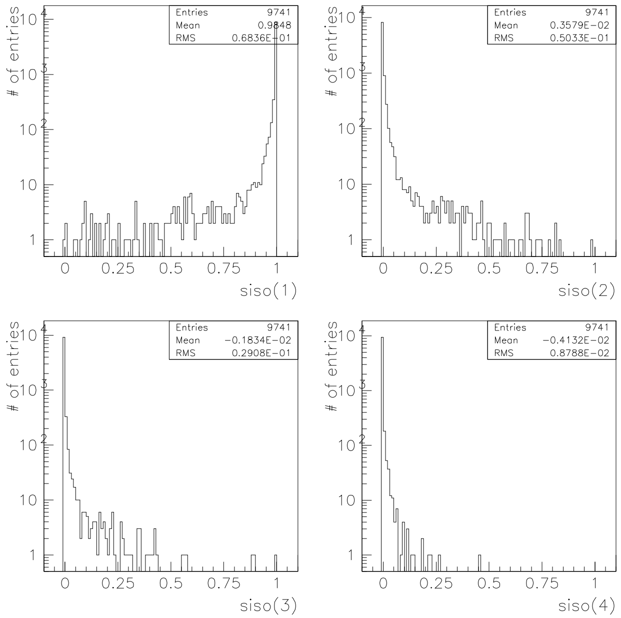

図 4.13: 電子トリガ中の SISO の分布

図 4.13 から、電子のイベントであるための条件を

$$SISO(3) < 0.1$$
$$SISO(4) < 0.1$$

の両方をみたすこととする。

また、バックアップカロリメータにもエネルギーを落さないので、バックアップカロリメータの各チャンネルに信号がないことも併せて要求する。

以上の条件によって 4GeV の電子トリガでのイベントのカット状況を表 4.1 に示す。電子トリガ中の μ 粒子の混合は 0.07%、π 粒子の混合は 0.01%とほとんどない。

	statas	reject events
T1×T2×T3	ON	0.14%
C1×C2	ON	0.16%
μ veto	OFF	0.71%
Backup CAL 4channel	OFF	2.10%
HCAL section 3,4	OFF	1.58%
TOTAL		3.43%

表 4.1: 4GeV 電子トリガのカット

4.2.3 π トリガ

π トリガには μ 粒子が含まれている。よって、オフラインの解析の段階で μ 粒子を除去しなければならない。μ 粒子のイベント例を図 4.14 に示す。

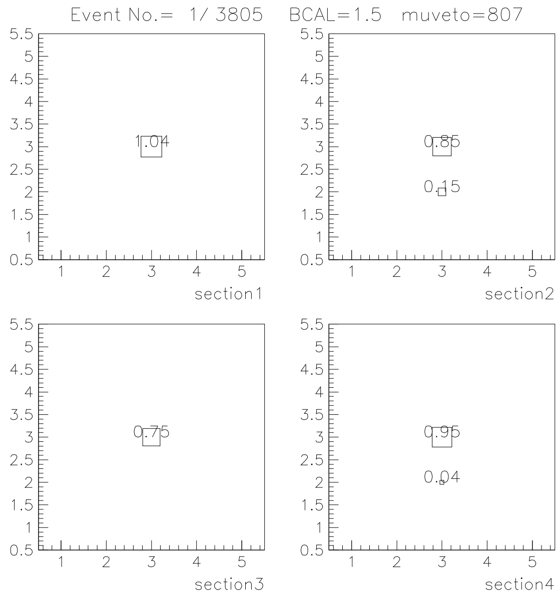

図 4.14: μ 粒子のイベント例

電子のイベントの例 (図 4.12) と同様に HCAL のどの位置に信号があったかを表しており、数値の単位は (/MIP/PMT) である。μ 粒子がまっすぐ通り抜けている様子が分かる。また、粒子によって落されるエネルギーもほぼ 1 程度で一定である。

μ 粒子はほとんどが MIP として測定器を通過するので、この振舞に注目する。図 4.15 に 3GeV の μ トリガと 4GeV の π トリガの HCAL のエネルギー和と BCAL のエネルギー和の分布を示す。BCAL も HCAL と同様に μ 粒子が通過したときの PMT 信号が 1 となる様にキャリブレーションを行なった。

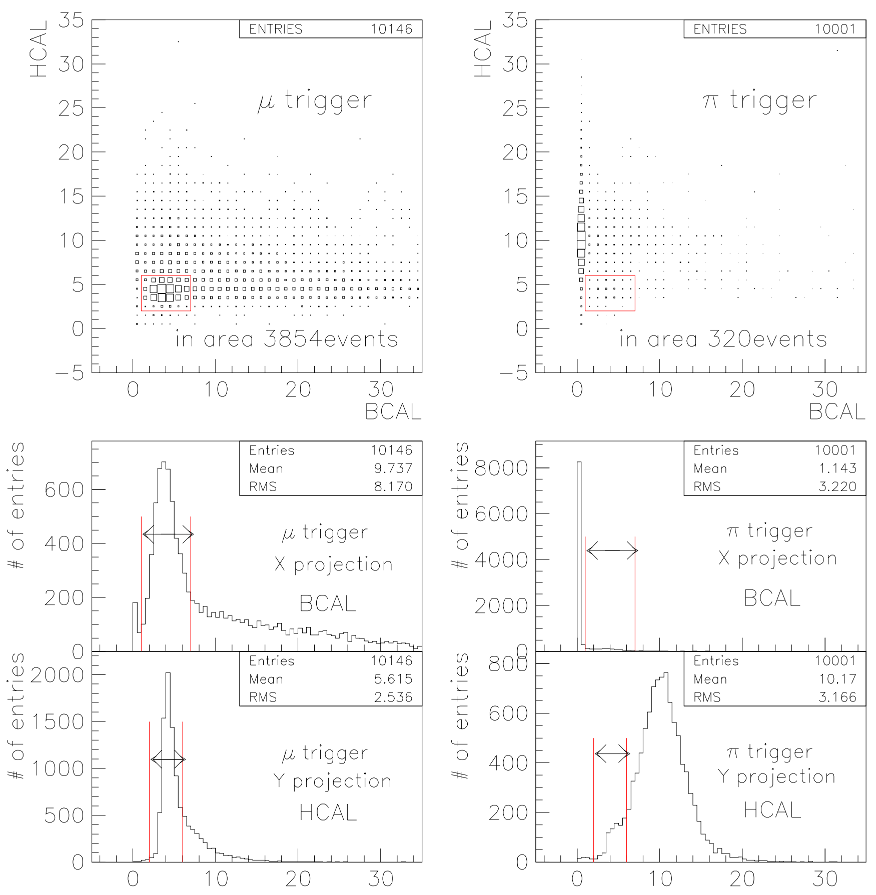

図 4.15: HCAL と BCAL の 2 次元分布

ハドロンカロリメータを MIP として通過するとそのエネルギー和は 4 に近い値になる。バックアップカロリメータは 4 チャンネルあるので、同様にエネルギー和は 4 に近い値を返す。MIP であると思われる範囲を実線で囲んだ。範囲は、2<HCAL sum<6、1<BCAL sum<7 である。μ 粒子トリガの HCAL と BCAL の 2 次元分布にはピークがみらる。このピークが μ 粒子に対応する。π トリガの μ 粒子に対応する範囲には 3.2%のイベントがあることが分かる。

図 4.15 と同じイベントに対して HCAL のエネルギー和と μ veto の信号の 2 次元分布を図 4.16 に示す。

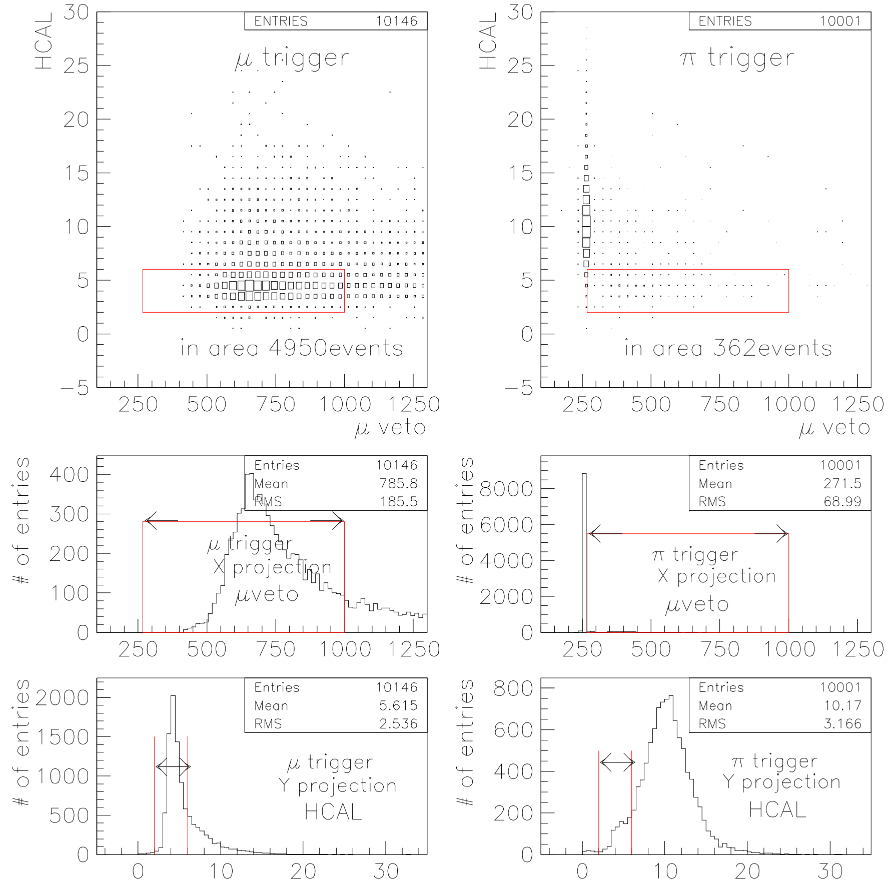

図 4.16: HCAL と μ veto 信号の 2 次元分布

先程と同様に μ 粒子であると思われる範囲を実線で囲んだ。
範囲は、2<HCAL sum<6 (/MIP/PMT)、270< μ veto<1000 (ADCcounts) である。π トリガの μ 粒子に対応する範囲には 3.8%のイベントが含まれており、このイベントは図 4.15 の μ 粒子に対応していたイベントと対応していることがわかる。従って図 4.15 の実線の範囲と図 4.16 の実線の範囲をみたし、μ 粒子のオンライントリガの条件である $T1\times T2\times T3\times\bar{C}1\times\bar{C}2\times\mu veto$ をクリアするイベントを μ 粒子として、除去する。

以上の条件によって 4GeV の π トリガでのイベントのカット状況を表 4.2 に示す。オンライントリガは T1、T2、T3 のコインシデンスである。ここから予想される π トリガ中の電子の混合は約 0.2%、μ 粒子の混合はおよそ 3% である。

	statas	reject events
T1×T2×T3	ON	3.59%
C1×C2	OFF	1.28%
μ 粒子の cut		2.96%
電子の cut		0.17%
TOTAL		6.72%

表 4.2: 4GeV π トリガのカット

こうしてカットをかけて π 粒子を同定する。π 粒子のイベントの例を図 4.17 に示す。

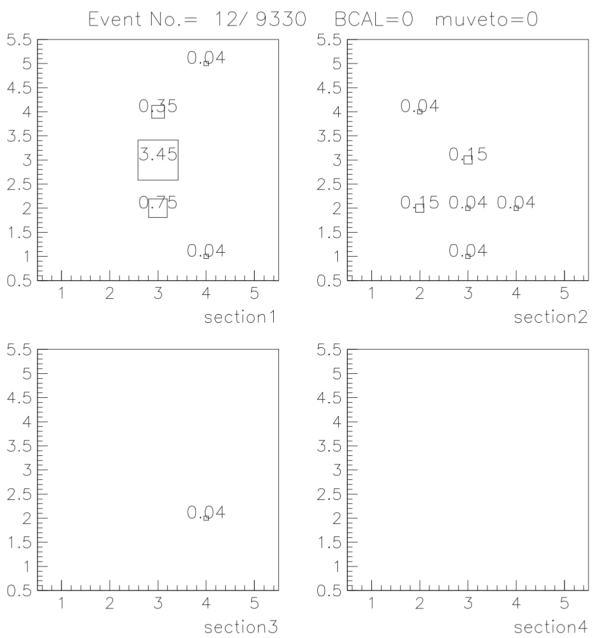

図 4.17: π 粒子のイベント例

電子のイベントの例 (図 4.12) と同様に HCAL のどの位置に信号があったかを表しており、数値の単位は (/MIP/PMT) である。

4.3 解析結果

これまでのプロセスによって入射粒子の識別がなされたので、これを使ってテストモジュールの評価をする。

4.3.1 ガウスフィッティング

得られた HCAL の測定エネルギー分布をガウス関数でフィッティングする。
ガウス関数は、

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} exp\Big(-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}\Big)$$

ここで、$\bar{x}$ が平均値 (mean)、σ が標準偏差である。フィッティングの範囲は $mean \pm 2\sigma$ とした。この平均値を用いてモジュールの性能を評価する。以下に 4GeV の電子と π 粒子の ADC からの信号の分布を示す。

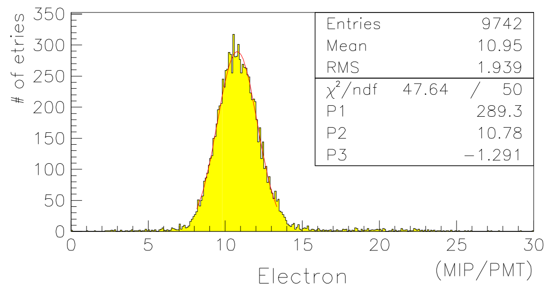

図 4.18: 4GeV 電子 ガウスフィッティングの様子

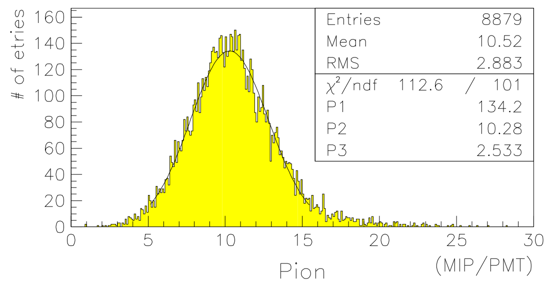

図 4.19: 4GeVπ 粒子 ガウスフィッティングの様子

図 4.19 の π 粒子の分布は図 4.5 にあった μ 粒子の混入が改善されていることがみてとれる。両図ともガウス分布で近似できている。

4.3.2 線形性

入射エネルギーと測定エネルギーの相関 (線形性) を示す。サンプリング型のカロリメータは入射粒子のエネルギーすべて測定していないので、線形性がよいことはとても重要である。

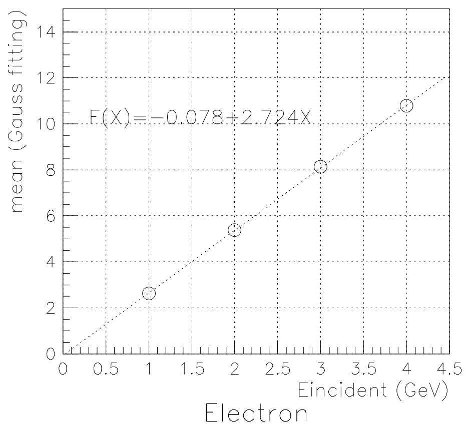

図 4.20: 線形性 (電子)

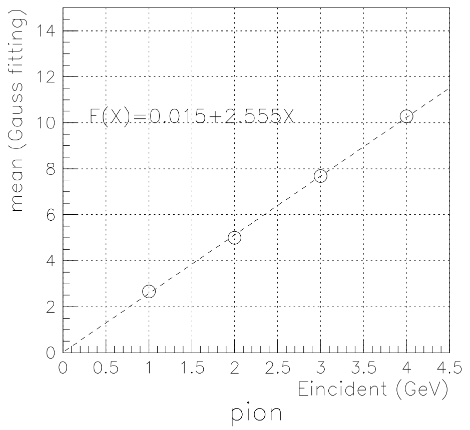

図 4.21: 線形性 (π 粒子)

図 4.20 及び図 4.21 の横軸は入射エネルギー (GeV)、縦軸は測定されたエネルギーの平均値 (ガウスフィッティングの平均値) である。電子、π 粒子共に図に書かれている関数は横軸を X、縦軸を F(X) とした。一次関数でのフィッティングの誤差は図の丸印の大きさよりも小さい。両図より、線形性はよいことがわかる。

4.3.3 エネルギー分解能

エネルギー分解能の分布を図 4.22 と図 4.23 に示す。

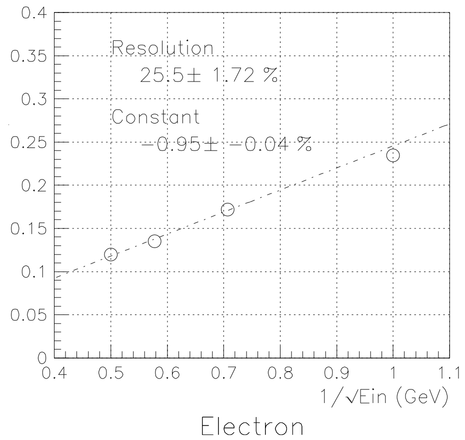

図 4.22: エネルギー分解能 (電子)

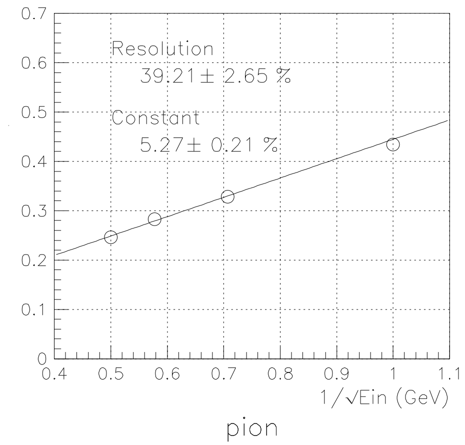

図 4.23: エネルギー分解能 (π 粒子)

縦軸はガウスフィッティングの標準偏差 σ を平均値 $mean$ で割った値、横軸は入射エネルギーの平方根の逆数である。この分布を一次関数でフィッティングした時の傾きがエネルギー分解能を与える。また一次関数の定数項は測定の不定性を示す指標となる量である。

ただし、低エネルギーの μ 粒子はモジュールの中で止まってしまうので、モジュール後方の μveto の信号を要求する前述のカット条件ではエネルギーの低い μ 粒子を識別することは困難である。このため 1GeV のデータはフィッティングから外してある。

図 4.22・図 4.23 より、電子のエネルギー分解能は、

$$\frac{\sigma_e}{E_e} = \frac{(25.44 \pm 1.72)\%}{\sqrt{E}} + (0.93 \pm 0.04)\%$$

ハドロン (π 粒子) の分解能は、

$$\frac{\sigma_\pi}{E_\pi} = \frac{(38.38 \pm 2.01)\%}{\sqrt{E}} + (5.47 \pm 0.17)\%$$

である。1 ~ 4GeV ではエネルギー分解能は電子についてもハドロンについても JLC で要求されている値をほぼ満足している。しかし、ハドロンに対しては不定性を表す定数項が要求される値より大きい。今回の実験は奥行き方向の長さが $3.7\lambda_I$ と前回の実験 $5.6\lambda_I$ と比べて短いので、シャワーの洩れによる効果が大きく寄与していると考えられる。

4.3.4 e/π 比

テストモジュールが補償型であるかどうかを示す e/π 比を図 4.24 に示す。

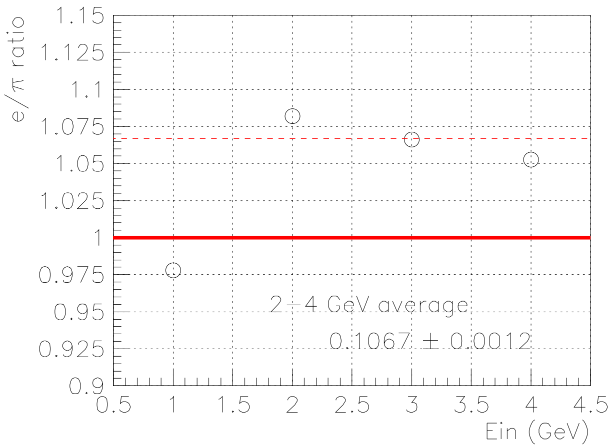

図 4.24: e/π 比

1GeV は μ 粒子を識別することが困難なのでデータに含めない。2 ~ 4GeV までの e/π 比の平均は、

$$e/\pi = 1.067 \pm 0.012$$

となり、ほぼ 1 に近い値が得られた。前回の実験 (T405、T411(1) ; いずれもテスト実験の名称) で Pb : Sci=8:2 の体積比の e/π 比は

$$\begin{aligned} T405 \quad &: \quad e/\pi \quad = \quad 1.043 \pm 0.003 \\ T411(1) \quad &: \quad e/\pi \quad = \quad 1.098 \pm 0.003 \end{aligned}$$

であった。今回はちょうどこの 2 つの実験の間になっており、矛盾はない。

第5章　シミュレーション

シミュレーションを行ないテストモジュールの性能を評価する。シミュレーションには CERNLibrary の GEANT3 を使用した。これは CERN で長年にわたって開発されてきた測定器シミュレーション用の Library で FORTRAN でかかれている。GEANT3 では パラメータ・環境の初期化 → 測定器の定義 → イベントの生成 という流れでシミュレーションを行なう。ユーザーが定義する部分は測定器の定義と入出力データの定義である。以下にユーザーが定義する部分について簡単に述べる。

5.1 GEANT3の定義

5.1.1 測定器幾何学的形状

テストモジュールは、$Pb : Sci = 8mm : 2mm$ の構成比をもったサンプリング型のハドロンカロリメータである。実際のテストモジュールは様々な構成要素によって複雑にできているので全てを細部に渡って再現することは難しい。そこで、シミュレーションには鉛、シンチレータ、アクリルのみを使用した。

テストモジュールの 8mm 厚鉛は 4mm 厚の鉛板 2 枚で構成されている。シンチレータはシンチレータタイル 25 枚を 2mm 厚のアクリル板に固定してある。この鉛のセットとシンチレータを交互に奥行き方向に並べた。HCAL は 79 層、モジュールの全長は 144cm である。鉛板と鉛板、鉛板とシンチレータの間に均等にすき間が入るようすき間は 0.15cm とした。また鉛板の実測値は $3.91 \pm 0.08mm$ であったので、厚さは 3.91mm とした。表 5.1 に使用した物質の性質の一覧を示す。

物質名	構成元素	構成比	密度 (g/cm^3)	大きさ (cm^3)		
鉛	Pb	-	11.35	100×100×0.391	79+10	layer
シンチレータタイル	C,H	1:1	1.032	10× 10 ×0.391	25×79	枚
シンチレータ板	C,H	1:1	1.032	100×100×0.400	10	layer
アクリル板	C,H,O	2:3:1	1.180	100×100×0.400	79	layer

表 5.1: シミュレーションに使用した物質

5.1.2 入力パラメータ

測定器に入射した粒子は、実験と同様に 1,2,3,4GeV の電子と π 粒子である。また、実験値と比較するためにキャリブレーションを必要とするので、キャリブレーション用に 4GeV の μ 粒子を使用した。GEANT3 のなかにハドロンのシャワーを計算するコードとして FLUKA と GHEISH がある。今回は GHEISH を使用した。

粒子の飛跡を計算していく過程をトラッキングという。このトラッキングの際に必要となる各粒子のカットエネルギーのパラメータを表 5.2 にまとめる。このカットエネルギーパラメータはトラッキング中の粒子の持っているエネルギーが設定値以下になるとトラッキングを中止するパラメータである。

粒子	Cutoff Energy
光子	10 keV
電子	10 keV
中性ハドロン	10 keV
荷電ハドロン	10 keV
μ 粒子	10 keV

表 5.2: カットオフエネルギー

5.1.3 光子統計の効果

実験で得られる ADC 信号はシンチレータ内の損失エネルギーが光に変換され、PMT に到達した光が PMT の光電面からいくつの光電子を出すかで決まる。即ち、整数化された値を測定していることになる。この整数化によるばらつきが実験データに影響していると考えられる。実際、PMT からの光電子数は 1 (p.e.) 程度という小さな値なので、整数化による効果は信号に影響を与える可能性が大きい。

光子統計の効果をシミュレーションでも考慮する。シンチレータに落されるエネルギーを 1 つの光電子が放出されるエネルギーで割って整数化する。単位エネルギーあたりに得られる光電子数はベンチテストの結果から得られる (図 3.6 参照)。MIP が通過したときに 1 枚のシンチレータタイルから得られる光電子の数は平均値で 1.445(p.e./MIP) である。MIP がシンチレータに損失するエネルギーが 2.01([MeV/cm]/MIP) であるので、シンチレータから得られる光電子の個数は、シンチレータに落ちたエネルギーを DEP_{sci} として、

$$光電子の個数 = INT\left(\frac{DEP_{sci} \quad (MeV)}{2.01 \quad ([MeV/cm]/MIP) \times 0.2 \quad (cm)} \times 1.445 \quad (p.e./MIP)\right)$$

として計算される。整数化 (: INT) は切捨てで行なった。

5.2 GEANTデータ解析

5.2.1 シミュレーションにおけるキャリブレーション

テストモジュールのタワーを通過した μ 粒子でキャリブレーションを行なう。入射エネルギーは 4GeV である。データは実験と同様に扱う。μ 粒子がタワーを通過したときに測定されるエネルギー又は光電子数の平均値の逆数をキャリブレーション定数とする。これによって単位が (/MIP/PMT) となるり、シミュレーションで得たデータを実験値と直接比較できるようになる。キャリブレーション定数となる平均値の求め方は実験と同様に、分布の平均値 $mean$ から標準偏差 σ の 5 倍の範囲をとって、その平均値をとるという事を繰り返す事によって決定する。

4GeV 電子の測定エネルギーの和の分布を図 5.1 に示す。

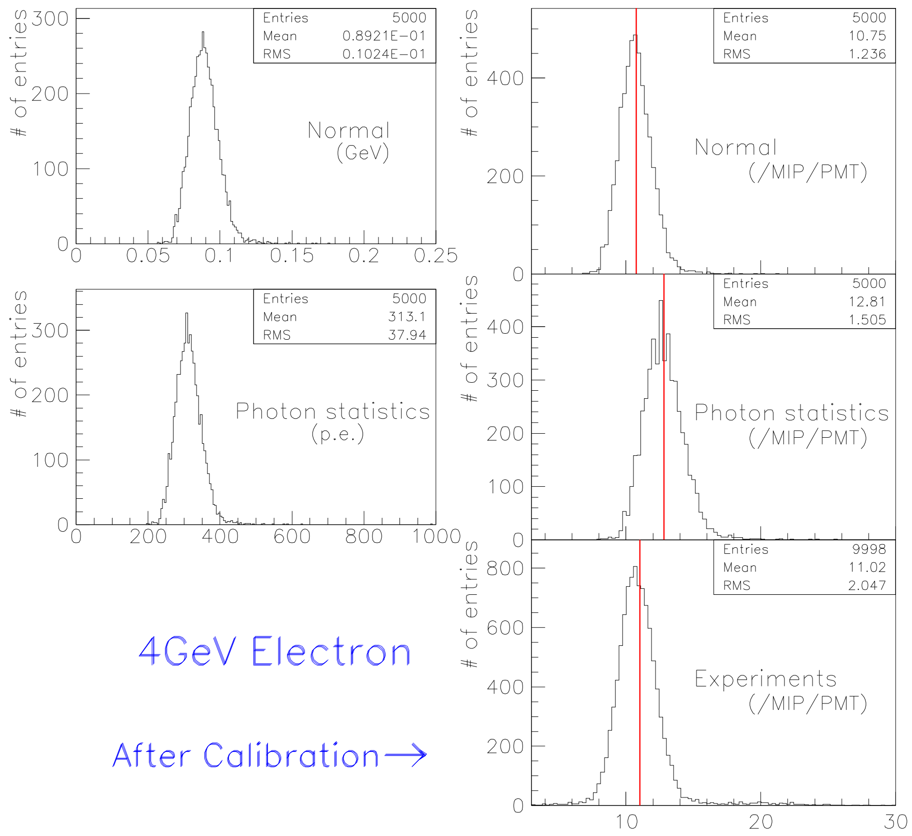

図 5.1: 4GeV 電子のキャリブレーション前後の PMT 信号の和の分布

図 5.1 の左側がキャリブレーション前、右側がキャリブレーション後の分布である。上段は GEANT3 からの通常の出力 (単位は GeV) で、中段が光子統計の効果を入れたときの分布 (単位は p.e. : photoelectron 数)、下段が実験の結果である。キャリブレーション後の分布を比較すると、光子統計の効果を入れた方が平均値と分散が大きくなっているのが分かる。実験値と比較すると GEANT からの通常の出力では平均値は 10%低い。光子統計の効果をいれると平均値は 17%程大きくなってしまっている。

次に 4GeVπ 粒子のキャリブレーションの前後の分布を図 5.2 に示す。

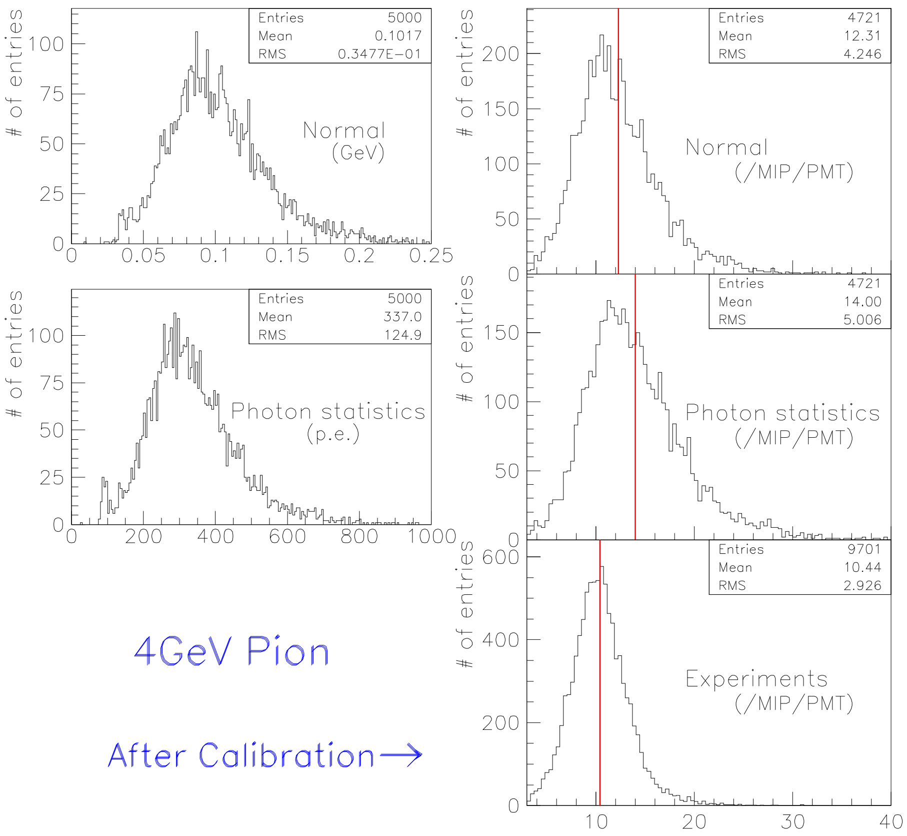

図 5.2: 4GeVπ 粒子のキャリブレーション前後の PMT 信号の和の分布

図 5.2 左側がキャリブレーション前、右側がキャリブレーション後の分布である。上段は GEANT3 からの通常の出力 (単位は GeV) で、下段が光子統計の効果を入れたときの分布 (単位は p.e.)、下段が実験の結果である。キャリブレーション後の分布では、実験値と比較すると全体としてシミュレーションの値が大きい。光子統計の効果をいれる前からシミュレーションの分布は左右非対称で実験の結果とあっていないが、光子統計の効果をいれるとさらにあわなくなる。電子と同様光子統計の効果を入れた方が平均値 (mean) と標準偏差 (RMS) が大きくなっているのが分かる。平均値では GEANT 通常出力では+10%、光子統計の効果をいれると+33%もずれる。また、標準偏差は各々 +34%、+74%ずれる。これは、分解能を+22%、+31%変化させる効果を持っている。

5.2.2 光子統計の考慮の仕方

通常の GEANT からの出力と実験値との間にある分布の幅の違いを光子統計の効果を入れることでより近付ける効果がある。例として、4GeV の μ 粒子の分布測定エネルギー和の分布を示す。

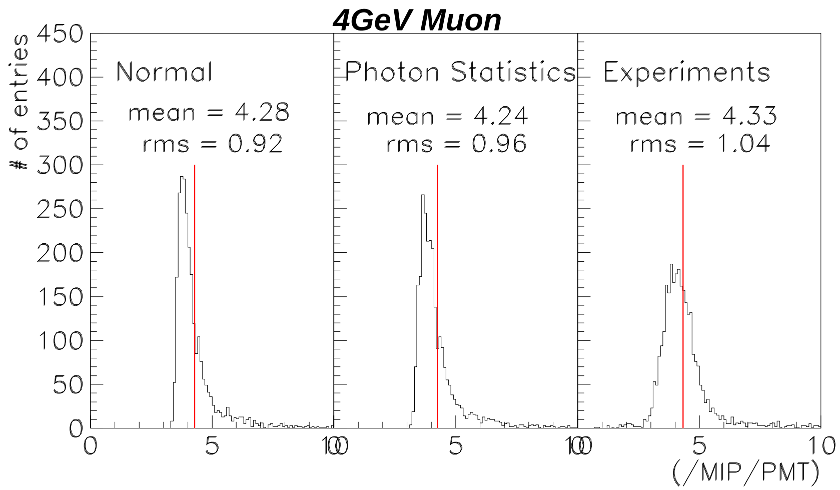

図 5.3: 光子統計の効果について (GEANT 4GeV μ 粒子)

図 5.3 の左は GEANT からの通常の出力、中央は光子統計の効果を入れた場合、右は実験値のテストモジュールで測定されたエネルギーの和の分布である (キャリブレーション済)。実験値と比較すると通常の出力で分布の幅のずれが 12%に対して、光子統計の効果を入れた分布では分布の幅のずれが 9%と改善されている。平均値のずれは通常の出力で 1.2%、光子統計の効果を入れた場合は 2.0%と全体としては実験値をより再現できる方向に変化している。この分布から光子統計の効果を入れることで実験値の分布に近付いていることがわかる。よって光子統計の効果を入れることには意味があると考える。

しかし、図 5.1、図 5.2 ではキャリブレーション後の分布から光子統計の効果が考慮された方が実験値と離れる傾向にあった。そこで、光子統計の効果を入れる方法を

切捨てで整数化 $\Longrightarrow$ 四捨五入で整数化

として、シミュレーションを試みた。方法を変えたときの結果を図 5.4、図 5.5 に示す。

図 5.1 と同様に 4GeV 電子の測定エネルギーの和の分布を示す。

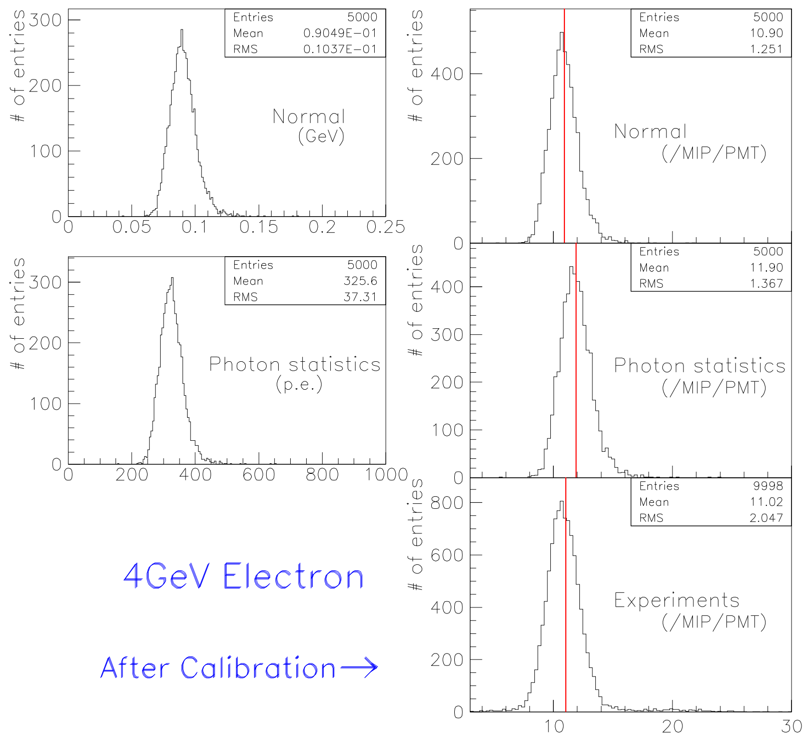

図 5.4: 光子統計変更後の 4GeV 電子の測定エネルギーの和の分布

図 5.4 は上段:GEANT 通常出力、中段:光子統計を入れた GEANT 出力、下段:実験値の分布である。キャリブレーション後のデータを実験値とのずれで比較してみると、切捨ての時は平均値で+16%のずれがあったが、四捨五入では+8%と改善されている。しかし、標準偏差は切捨てでは-26.4%が、四捨五入の場合-32.2%と悪化してしまった。エネルギー分解能は変更の前後でほとんど値はかわらなかった。

図 5.2 と同様に 4GeVπ 粒子の測定エネルギーの和の分布を示す。

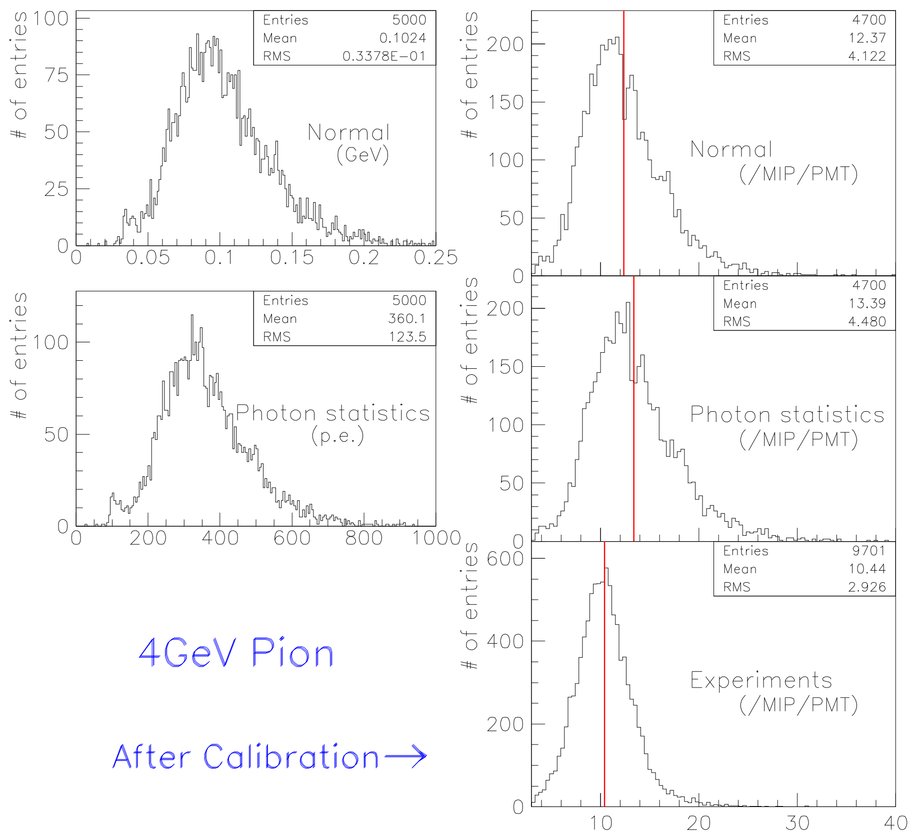

図 5.5: 光子統計変更後の 4GeVπ 粒子の測定エネルギーの和の分布

図 5.5 は上段:GEANT 通常出力、中段:光子統計を入れた GEANT 出力、下段:実験値の分布である。キャリブレーション後のデータを実験値とのずれで比較してみると、電子の分布と同様、平均値は光子統計変更後の方がより実験値に近い値になっている。ハドロンのシミュレーションは実験値とあっていないものの、実験値とのずれは、変更前で平均値+34.1%、標準偏差+70.97%であったものが変更後は平均値+18.7%、標準偏差で+53.0%とかなり改善されている。

よって、変更後の方法で光子統計を考慮し、シミュレーションでのテストモジュールの性能を評価する。

5.2.3 シミュレーション結果

シミュレーションデータは実験と同じ手法で解析する。4GeV 電子と 4GeVπ 粒子の測定エネルギーの和の分布を図 5.3 に示す。ヒストグラムは光子統計の効果を入れた場合である。フィッテングは平均値から $\pm 2\sigma$ の範囲のガウスフィッティングである。π 粒子のシミュレーション (図 5.3 左図) は実験データと異なり分布が左右非対称でガウス関数からのずれがみられる。

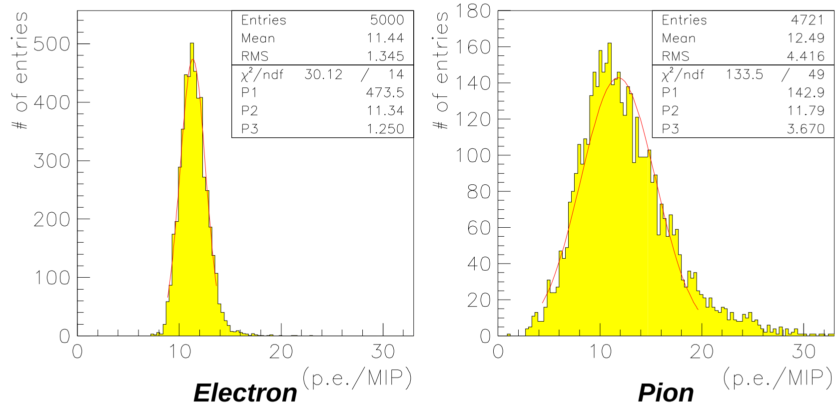

図 5.6: 4GeV 電子の HCAL の分布と 4GeVπ 粒子の HCAL の分布

線形性

入射エネルギーと測定エネルギーの相関を図 5.4 に示す。

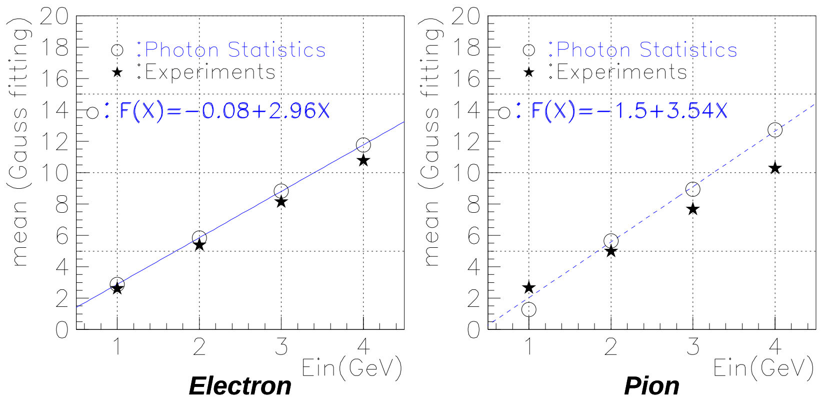

図 5.7: 線形性

シミュレーションにおいても線形性は保たれている。白丸はシミュレーションにおけるデータ、黒星は実験によるデータである。絶対値はエネルギーが大きくなるにつれて実験値と離れていく傾向がみられる。

エネルギー分解能

図 5.5 に電子のエネルギー分解能を示す。

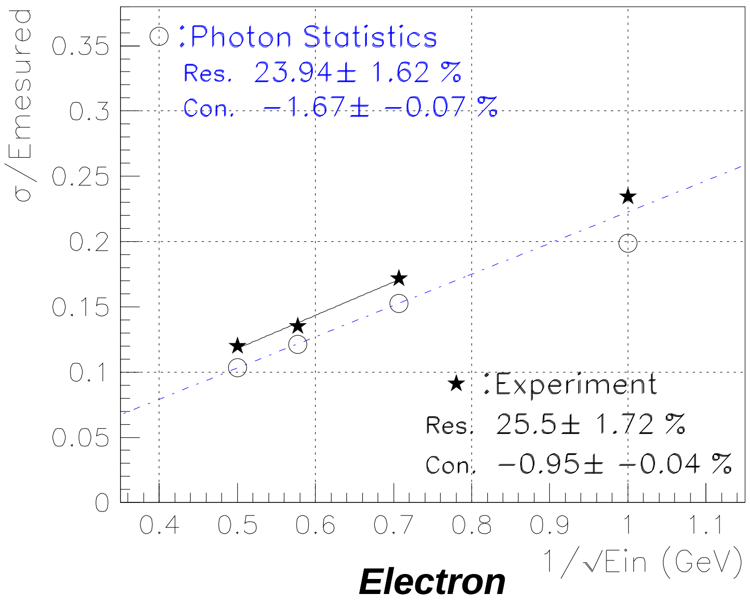

図 5.8: シミュレーションにおける電子の分解能

白丸はシミュレーションにおけるデータ、黒星は実験によるデータである。シミュレーションでの電子のエネルギー分解能は、

$$\frac{\sigma}{E_e} = \frac{(23.94 \pm 1.62)\%}{\sqrt{E_{incident}}} + (1.67 \pm 0.07)\%$$

である。実験値とほぼあっている。

一般に、電子や光子に関する衝突断面積等の物理過程は理論がよく理解されていて実験との対応ができていため、シミュレーションと実験値もよく一致することが分かっている。

図 5.6 に π 粒子のエネルギー分解能を示す。

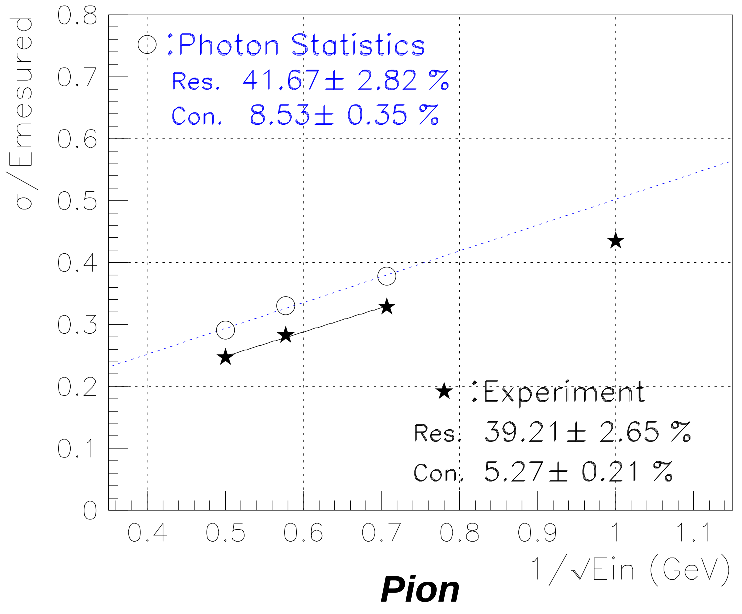

図 5.9: シミュレーションにおける π 粒子の分解能

マーカーは白丸はシミュレーションにおけるデータ、黒星は実験によるデータである。シミュレーションにおいてのハドロンのエネルギー分解能は

$$\frac{\sigma}{E_e} = \frac{(41.67 \pm 2.82)\%}{\sqrt{E_{incident}}} + (8.53 \pm 0.35)\%$$

である。シミュレーションと実験値では平均値のずれがあるが、エネルギー分解能は実験値とほぼ一致しているようである。

ハドロンについてのシミュレーションが一般に実験値と一致しないことは今では周知の事実となっている。それは、低、中エネルギーの核子の衝突断面積等の物理量が正確に得られていないためである。従って、シミュレーションではハドロンの振舞を完全に記述できないのである。しかしながら、系統的な誤差を評価することは可能であり、次の章で述べる。また、どの程度 実験値と一致しないかを探ることも有用である。

e/π 比

シミュレーションにおいての e/π 比を図 5.7 に示す。

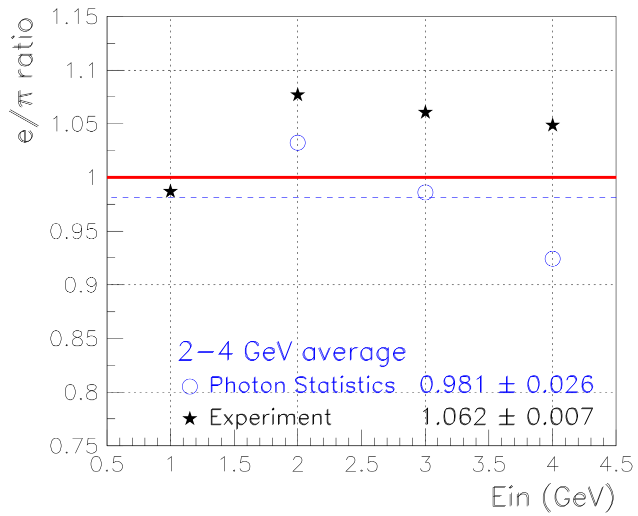

図 5.10: シミュレーションにおける e/π 比

2 ~ 4GeV の平均は、

$$e/\pi = 0.981 \pm 0.026$$

である。入射エネルギーが高くなるにつれて e/π 比は小さくなる傾向がみられる。1GeV の点は実験において π トリガ中の μ 粒子を除去できないことと、低エネルギーでの π 粒子のシミュレーションが合わないため削除した。実験値とのずれは全体で約 7%程度である。

5.3 系統誤差

実験においての系統誤差をシミュレーションによって推測する。
系統誤差の源は、

1) 鉛の厚さのばらつき

$$3.91 \pm 0.072mm$$

2) タイルファイバーシステムの光量のふらつき

$$1.445 \pm 0.145p.e.$$

と考えられる。以下に方法と結果を述べる。

5.3.1 シミュレーション方法

ここで、系統誤差を求めるためのシミュレーション方法についてのべる。シミュレーションは GEANT3 を使って行なった。パラメータや光子統計の考慮の仕方は測定器の性能を評価した時とは異なっている。まず、カットオフエネルギーは光子が 10keV、その他の粒子 (電子、中性ハドロン、荷電ハドロン、μ 粒子) に対しては 100keV である。光子統計の考慮の仕方は 切捨てで行なった。

各解析の手順としては、各々の効果を入れない状況でシミュレーションをおこなう。即ち、鉛厚は平均値 0.391(cm)、光電子の数はシンチレータタイル 1 枚あたり 1.445(p.e./MIP) である。この時のエネルギー分解能及び e/π 比を計算し、各量の基準値とする。次に独立にふらつきを持つ各パラメータを変化させた測定器の組を 15 セット作りシミュレーションを行なう。ここから計算されたエネルギー分解能及び e/π 比が基準値からどれだけのずれを持つかで系統誤差を推測する。

5.3.2 鉛厚のふらつきによる効果

鉛厚のみを変化させ、このふらつきによる系統誤差を求める。鉛厚の測定値は $3.91 \pm 0.072mm$ である。テストモジュールに使用される 178 枚の鉛板の厚さを平均値 $0.391cm$ 標準偏差 $0.072cm$ のガウス分布となる乱数から得た。前述の方法でシミュレーションを行なった。

結果　4GeVGEANT3 シミュレーションによる鉛厚のふらつきに対するエネルギー分解能と e/π 比の基準値からのずれを図 5.8 に示す。

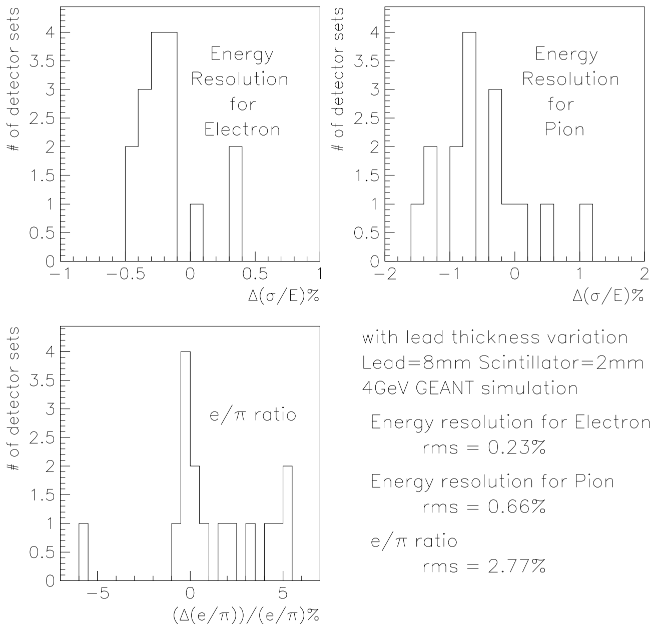

図 5.11: 鉛厚によるエネルギー分解能および e/π 比の変化

図 5.8 は左上図が 4GeV 電子のエネルギー分解能の基準値からのずれを表し、右上図が 4GeVπ 粒子のエネルギー分解能のもの、左下図が e/π 比のものを示している。電子のエネルギー分解能のばらつき (標準偏差:RMS) は 0.23%、π 粒子は 0.66%、e/π 比は 2.88%であった。

このようにして 1 ~ 4GeV の各点に対して電子、π 粒子のエネルギー分解能の系統誤差をを見積もる。また、各セットについて入射エネルギーの平方根の逆数を x とし、エネルギー分解能を y として一次関数でフィティングして得られる 1 ~ 4GeV 全体のエネルギー分解能 (Total) とその定数項 (Constant) の系統誤差も調べた。その結果を表 5.3 にまとめた。全体のエネルギー分解能の系統誤差は電子 1.53%、π 粒子 4.17%、定数項は各々 0.77%、2.76%であった。1GeV の π 粒子は低エネルギーでのハドロンシャワーシミュレーションがあっていないので、他の点に比べて非常にばらつきが大きくなっている。

Incident Energy	$\Delta(\sigma/E)$ for electrons (%)	$\Delta(\sigma/E)$ for pions (%)	$(\Delta(e/\pi))/(e/\pi)$(%)
1 GeV	0.62	73.02	16.38
2 GeV	0.41	0.58	2.70
3 GeV	0.50	0.99	8.27
4 GeV	0.21	0.63	2.88
Total	1.53	4.17	3.57
Constant	0.77	2.76	-

表 5.3: 鉛厚のふらつきによる系統誤差の見積もり

5.3.3 タイルファイバーシステムの光量のふらつきによる効果

タイルファイバーシステムの光量のふらつき、即ち単位エネルギーあたりに PMT で測定される光電子数のばらつきによっておこる系統誤差を求める。1 枚のシンチレータタイルから得られる光電子数はベンチテストの結果 (3.2.1) により、$1.455 \pm 0.145 p.e.$ である。この光電子数のみを変化させる。シンチレータタイル 1975 枚から得られる光電子数を平均値 $1.445 p.e.$、標準偏差 $0.145 p.e.$ のガウス分布となる乱数から得る。この乱数が、各シンチレータタイルから得られる光電子数を決定することになる。こうして前述の手順でシミュレーションを行なった。

結果　4GeVGEANT3 シミュレーションによるタイルファイバーシステムの光量のふらつきに対するエネルギー分解能と e/π 比の基準値からのずれを図 5.9 に示す。

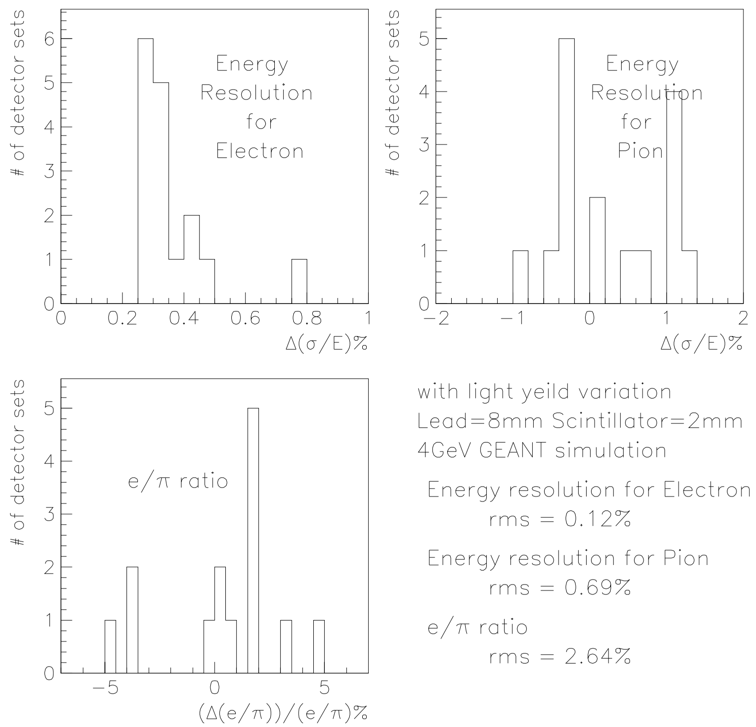

図 5.12: タイルファイバーシステムの光量のふらつきによるエネルギー分解能および e/π 比の系統誤差の見積もり

図 5.9 は左上図が 4GeV 電子のエネルギー分解能、右上図が 4GeVπ 粒子エネルギー分解能、左下図が e/π 比の基準値からのずれを示している。電子のエネルギー分解能のばらつきは 0.12%、π 粒子は 0.69%、e/π 比は 2.64%であった。

同様にして 1 ~ 4GeV に対して電子、π 粒子、全体のエネルギー分解能と定数項の基準値からのずれを求めた。その結果を表 5.5 にまとめる。全体のエネルギー分解能のばらつき (RMS) は電子 0.42%、π 粒子 5.65%、定数項は各々 0.44%、3.00%であった。

Incident Energy	$\Delta(\sigma/E)$ for electrons (%)	$\Delta(\sigma/E)$ for pions (%)	$(\Delta(e/\pi))/(e/\pi)$(%)
1 GeV	0.26	219.3	49.37
2 GeV	0.23	1.27	4.93
3 GeV	0.22	0.74	4.77
4 GeV	0.12	0.69	4.75
Total	0.62	5.65	4.00
Constant	0.42	3.00	-

表 5.4: タイルファイバーシステムの光量のふらつきによる系統誤差の見積もり

5.3.4 全体としての系統誤差

実験においての系統誤差をシミュレーションによって推測した。
系統誤差の源は、鉛の厚さのばらつきとタイルファイバーシステムの光量のふらつきの二つを考えた。エネルギー分解能と e/π 比に与える影響を表 5.3、表 5.4 にまとめた。

鉛厚と光量のばらつきの両者による効果をエネルギー分解能と e/π 比の変化を表 5.5 に示す。二つの効果は独立なので、値は 2 乗和で求めた。

Incident Energy	$\Delta(\sigma/E)$ for electrons (%)	$\Delta(\sigma/E)$ for pions (%)	$(\Delta(e/\pi))/(e/\pi)$(%)
1 GeV	0.67	231.1	52.0
2 GeV	0.47	1.40	5.62
3 GeV	0.54	1.24	9.55
4 GeV	0.24	0.93	5.55
Total	1.65	7.02	5.36
Constant	0.88	4.08	-

表 5.5: 系統誤差によるエネルギー分解能及び e/π 比の変化

全体としてエネルギー分解能は、電子: 1.65%、π 粒子:7.02% 程度、値が左右されることが分かった。また、e/π 比は　5.36 % 程度の系統誤差が予想される。

第6章　まとめ

タイルファイバー型のハドロンカロリメータのテストモジュールを作成し、エネルギー分解能および e/π 比を測定した。また、テストモジュールに対して GEANT3 によるシミュレーションを行なった。

エネルギー分解能

実験及びシミュレーションでのエネルギー分解能を表 6.1 にまとめる。

σ/E (%)	Experiment		Simutaion	
Incident Energy	e	π	e	π
1 GeV	23.46	43.45	19.88	190.3
2 GeV	17.19	32.86	15.27	37.81
3 GeV	13.50	28.26	12.14	33.07
4 GeV	11.97	24.65	10.31	29.06
TOTAL	25.50±1.72	39.21±2.65	23.94±1.62	41.67 ±2.82
Consatant	0.95 ±0.04	5.27±0.21	1.67±0.07	8.53±0.35

表 6.1: エネルギー分解能の一覧

1 ~ 4GeV では JLC が要求するエネルギー分解能を満たすことが確かめられた。しかし、実験はもっと高いエネルギー領域で行なわれるので、高いエネルギーでもエネルギー分解能を満たせるかどうかを調べる必要がある。

また、系統誤差をシミュレーションによって見積もった。系統誤差の源は鉛厚のふらつきとタイルファイバーシステムの光量のふらつきによるものの二つを考えた。両者のふらつきによって全体としてのエネルギー分解能は、電子: 2% 、π 粒子:7% 程のばらつきがでることが分かった。

e/π 比

実験及びシミュレーション結果からの e/π 比を表 6.2 にまとめる。

2 ~ 4GeV ではほぼ補償型であることを満たしていた。過去のわれわれの実験において $Pb : Sci = 8 : 2$ の体積比をもつハドロンカロリメータの e/π 比のデータとの矛盾はない。e/π 比はエネルギーが高くなるにつれて値が小さくなっていく傾向がみられた。系統誤差によるばらつきは、約 5 % 程度である。e/π 比についても、高エネルギー領域において補償型を保てるかどうかを調べる必要がある。

Incident Energy	Experiment	Simutaion
1 GeV	0.987	2.234
2 GeV	1.077	1.033
3 GeV	1.060	0.986
4 GeV	1.049	0.924
Average (2-4GeV)	1.067±0.012	0.981±0.026

表 6.2: e/π 比の一覧

シミュレーションのまとめ

シミュレーションの結果から、エネルギー分解能において電子では-10%、ハドロンでは+15%の実験結果との違いがあった。今回のシミュレーションでは光子統計の効果をいれることによる再現性があまり得られなかったので、もう一度、ベンチテストの結果とシミュレーションの方法を見直す必要がある。

また、ハドロンのシミュレーション結果が実験値とあわないのは周知の事実となっているが、GEANT3 ではどういうところでどの程度あわないのかということについて更に詳しく調べる必要がある。現在、GEANT3 とは全く異なるアプローチから開発された GEANT4 がリリースされている。GEANT4 では C++とオブジェクト指向の概念によってプログラムの開発がなされていて、中・低エネルギーの陽子、中性子、π 粒子に対する実験的な衝突断面積のデータに改良が加えられた。GEANT4 を用いることにより、よりよいハドロンのシミュレーションが可能なる。GEANT4 によるシミュレーションが実験とどれだけ一致するかを比較することも必要となる。シミュレーション環境の改善とタイルファイバー型のカロリメータがまだ確かめられていない高エネルギー領域においても JLC の要求を満たすことができるかどうかを探ることが今後の課題となる。

謝辞

本研究をまとめるにあたり、御指導して下さった指導教官である信州大学竹下徹助教授に深く感謝致します。実験・解析等で数々の指導・助言を下さった高エネルギー加速器研究機構藤井芳明助手、神崎純一助手、神戸大学 武田廣教授、野崎光昭教授、川越清以助教授、甲南大学 梶野文義教授、筑波大学 金信浩教授、原和彦講師に深く感謝いたします。

最後に様々な実験および解析をともに行なった金谷奈央子氏、杉本佳之氏、竹内彰氏、土岐仁謙氏、塚原知宏氏、古川啓太郎氏、浅川高史氏、鈴木隆史氏、石崎智子氏、中川敦子氏、大田辰郎氏、魚住聖氏をはじめとするJLCカロリメータグループの皆様に深く感謝いたします。

付 録A　シミュレーションプログラム

A.1　GEANTフローチャート

GEANT3は、測定器シミュレーション用のツールである。シミュレーションは、環境・設定の初期化 → 測定器の定義 → イベントの生成、という流れで行なわれる。
以下にメインプログラムと主要なサブルーチンの簡単な流れを示す。

MAIN	
GZEBRA	ZEBRA system の初期化
UGINIT	初期化 (usr)
GINIT	GEANT の初期化
GFFGO	data card の初期化
GZINIT	ZEBRA の設定の初期化
GPART	粒子データの設定
GMATE/GSMATE	物質データの設定
UGEOM	測定器の定義 (usr)
GPHYSI	断面積・エネルギー損失の設定
GRUN	イベントの生成の制御 (loop for events)
GTRIGI	イベント生成の初期化
GTRIG	イベントの生成
GUKINE	入射粒子の初期運動量設定
GUTREVE	イベントレベルでのトラックの制御 (loop for tracks)
GTRACK	トラックレベルでのヒットの制御 (loop for hits)
GUSTEP	ヒットデータの記録
GUDIGI	イベントデータの記録
GUOUT	出力形式の設定
GTRIGC	次のイベントのためのメモリーをクリア
UGLAST	終了の宣言 (usr)
GLAST	GEANT の終了

イベントを生成する過程は各サブルーチン (GUTRIGI、...、GUTRIGC) に分かれている。実際の計算はGUSTEPの過程で行なわれ、ここで、ヒット毎のデータがメモリーに保存される。粒子が反応する過程で作られるトラックをGUTREVEが管理し、トラックを計算する過程をGUTRACKが制御する。こうして、一つのイベントが計算されるとGUOUTによって出力され、GUTRIGCによって次のイベントのためにメモリーがクリアされる。この過程を繰り返すことで各イベントが計算される。

A.2 ソースコード

GEANT3 のソースコードを示す。以下の 16 のファイルは鉛の厚さを変化させたときに使用したものである。

main.f

```
      PROGRAM MAIN
C
      INCLUDE 'gecom.h'
      INCLUDE 'mycom.h'
      PARAMETER (NGBANK=6000000,NHBOOK=600000)
      COMMON/GCBANK/Q(NGBANK)
      COMMON/PAWC/H(NHBOOK)
      LRECL = 1024
      DATA nprime /6000/

      CALL GETARG(1,FNUM)
      CALL TIMEST(1.E6)
      CALL TIMED(T0)

C--->> Initialises HBOOK and GEANT memory
      CALL GZEBRA(NGBANK)
      CALL HLIMIT(-NHBOOK)

C--->> GEANT Initialisation
      CALL GINIT
      CALL UDEF

C--->> Initialise data structure
      CALL GZINIT

C--->> Initialise Graphics system
      IF(ISWIT(1).EQ.1) THEN
         CALL IGINIT(0)
         CALL HPLINT(0)
         CALL IGSSE(6,1)
         CALL GDINIT
      ENDIF

C--->> Particle table Initialisation
      CALL GPART

C--->> Geometry & Material description
      CALL UGEOM

C--->> Energy-loss and cross-secitons tables
      CALL GPHYSI

C--->> Open HBOOK file
      CALL HROPEN(20,'BT98','lp5'//FNUM//'.nt','N',lrecl,istat)
      CALL HBNT(1,'ENERGY',' ')
      CALL HBNAME(1,'EVNT',IEVENT,'EVT:I')
      CALL HBNAME(1,'LOSS',ADE,'ADE:R')
      CALL HBNAME(1,'LOSS',SDE,'SDE:R')
      CALL HBNAME(1,'LOSS',PDE,'PDE:R')
      CALL HBNAME(1,'LOSS',MU,'PSC(79):R')
      CALL HBNAME(1,'HCAL',PMT,'PMT(4,25):R')
      CALL HBNAME(1,'BCAL',BCAL,'BCAL(10):R')
      CALL HBNAME(1,'PHOT',PSDE,'PSDE:R')
      CALL HBNAME(1,'PHOT',PPMT,'PPMT(4,25):R')
      CALL HBNAME(1,'PHOT',PBCAL,'PBCAL(10):R')
```



```
C--->> Start Events processing
      CALL GRUN

C--->> End of Run
      CALL UGLAST

C--->> Close HBOOK file
      CALL HPRINT(1)
      CALL HROUT(0,ICYCLE,' ')
      CALL HREND('BT98')
      CLOSE (20)

C--->> Termination
      CALL IGEND
C
      CALL TIMED(T1)
      WRITE(6,100) 'Total CPU time = ',T1,' sec.'
      WRITE(6,100) 'CPU time/event = ',T1/REAL(NEVENT),' sec.'
 100  FORMAT(A,F12.4,A)

      END
```

udef.f

```
      SUBROUTINE UDEF

      INCLUDE 'gecom.h'
      INCLUDE 'mycom.h'

C--->> Read data records
      CALL FFKEY('MOME',PMOME,3,'REAL')
      CALL FFKEY('PART',IPRT,1,'INTE')
      CALL FFKEY('PINI',PINIT,3,'REAL')
      CALL GFFGO

      RETURN
      END
```

ugeom.f

```
      SUBROUTINE UGEOM
C
      INCLUDE 'gecom.h'
      INCLUDE 'mycom.h'
      PARAMETER (PB_THICK=0.4)
      PARAMETER (SC_THICK=0.2)
      PARAMETER (AC_THICK=0.2)
      PARAMETER (SPACE=0.161)
      REAL      PAR(3), X, Y, Z
      CHARACTER LEAD(178)*4,F*1,FF*3
      PARAMETER (F='L')
      INTEGER   I

C--->> Definition Material Parameter
      DIMENSION AMAT21(2),ZMAT21(2),WMAT21(2)
      DIMENSION AMAT22(3),ZMAT22(3),WMAT22(3)
      DATA AMAT21 / 12.01, 1.01 /         ! Atomic weights for C & H
      DATA AMAT22 / 12.01, 1.01, 16.00/   ! Atomic weights for C & H & O
      DATA ZMAT21 / 6.0, 1.0 /            ! Atomic numbers for C & H
      DATA ZMAT22 / 6.0, 1.0, 8.0/        ! Atomic numbers for C & H & O
      DATA WMAT21 / 1., 1. /              ! Mixing Rate
      DATA WMAT22 / 2., 3., 1./           ! Mixing Rate
```

```
      DATA NLMAT / -2 /
      DATA DENS21 / 1.032 /             ! Density g/cm3 for plastic scinti.
      DATA DENS22 / 1.18 /              ! Density g/cm3 for PET

C--->> Definds Material Number
      CALL GMATE
      CALL GSMIXT(21,'SCINTI$',AMAT21,ZMAT21,DENS21,NLMAT,WMAT21)
      CALL GSMIXT(22,'ACRYL $',AMAT22,ZMAT22,DENS22,NLMAT,WMAT22)

C--->> Set Tracking Medium Number and Store in JTMED.
      CALL GSTMED(1,'VACUUM$',16,0,0,0,1,0.01,0.005,0.01,0.05,0,0)
      CALL GSTMED(2,'LEAD  $',13,1,0,0,1,0.01,0.005,0.01,0.01,0,0)
      CALL GSTMED(3,'SCIN  $',21,1,0,0,1,0.01,0.005,0.01,0.01,0,0)
      CALL GSTMED(4,'ACRYL $',22,1,0,0,1,0.01,0.005,0.01,0.01,0,0)

C--->> Set Box shape Mother Volume.
      PAR(1) = 220
      PAR(2) = 220
      PAR(3) = 220
      CALL GSVOLU('BASE','BOX ',1,PAR,3,IVOLU)

C--->> Set Calolimeter Geometry.
C     /// LEAD PLATE ///
      DO J=1,178
         CALL RAND
         PB(J)=NOMRND

         WRITE(FF,'(I3)')J
         LEAD(J)=F//FF
         WRITE(*,*) LEAD(J),PB(J)

         PAR(1) = 50.
         PAR(2) = 50.
         PAR(3) = PB(J)/2.
         CALL GSVOLU(LEAD(J),'BOX ',2,PAR,3,IVOLU)
      ENDDO

C     /// TILE SCI. ///
      PAR(1) = 9.9
      PAR(2) = 9.9
      PAR(3) = SC_THICK/2
      CALL GSVOLU('TILE','BOX ',3,PAR,3,IVOLU)

C     /// PLATE SCI. ///
      PAR(1) = 50.
      PAR(2) = 50.
      PAR(3) = SC_THICK/2
      CALL GSVOLU('BCAL','BOX ',3,PAR,3,IVOLU)

C     /// ACRYL PLATE ///
      PAR(1) = 50.
      PAR(2) = 50.
      PAR(3) = AC_THICK/2.
      CALL GSVOLU('ACRY','BOX ',4,PAR,3,IVOLU)

C--->> Start Detecter construction !!
      NTILE=10000
      NBCAL=20000
      NACRY=1000
      NLEAD=0
      WRITE(*,*) 'START DETECTER CONSTRUCTION'

C     /// HCAL ///
      Z=0
      DO I=1,LAYNUM
```



```
         X=0
         Y=0
         Z=Z+PB_THICK/2
         NLEAD=NLEAD+1
         CALL GSPOS(LEAD(NLEAD),NLEAD,'BASE',X,Y,Z,0,'ONLY')
         WRITE(*,10) Z,LEAD(NLEAD),NLEAD
 10      FORMAT(1H,F10.3,1X,A4,1X,I7)

         X=0
         Y=0
         Z=Z+PB_THICK/2+SPACE+PB_THICK/2
         NLEAD=NLEAD+1
         CALL GSPOS(LEAD(NLEAD),NLEAD,'BASE',X,Y,Z,0,'ONLY')
         WRITE(*,10) Z,LEAD(NLEAD),NLEAD

         X=0
         Y=0
         Z=Z+PB_THICK/2+SPACE+SC_THICK/2
         DO J=1,5
            DO K=1,5
               NTILE=NTILE+1
               X=-40+20*(K-1)
               Y=40+20*(1-J)
               CALL GSPOS('TILE',NTILE,'BASE',X,Y,Z,0,'ONLY')
             ENDDO
          ENDDO
         WRITE(*,20) Z,NTILE
 20      FORMAT(1H,F10.3,1X,'TILE',1X,I7)

         X=0
         Y=0
         Z=Z+SC_THICK/2+AC_THICK/2
         NACRY=NACRY+1
         CALL GSPOS('ACRY',NACRY,'BASE',X,Y,Z,0,'ONLY')
         WRITE(*,30) Z,NACRY
 30      FORMAT(1H,F10.3,1X,'ACRYL',I7)

         Z=Z+AC_THICK/2+SPACE
      ENDDO

C     ///BCAL ///
      DO I=1,10
         X=0
         Y=0
         Z=Z+PB_THICK/2
         NLEAD=NLEAD+1
         CALL GSPOS(LEAD(NLEAD),NLEAD,'BASE',X,Y,Z,0,'ONLY')
         WRITE(*,10) Z,LEAD(NLEAD),NLEAD

         X=0
         Y=0
         Z=Z+PB_THICK/2
         NLEAD=NLEAD+1
         CALL GSPOS(LEAD(NLEAD),NLEAD,'BASE',X,Y,Z,0,'ONLY')
         WRITE(*,10) Z,LEAD(NLEAD),NLEAD

         X=0
         Y=0
         Z=Z+PB_THICK/2+SPACE+SC_THICK/2
         NBCAL=NBCAL+1
         CALL GSPOS('BCAL',NBCAL,'BASE',X,Y,Z,0,'ONLY')
         WRITE(*,40) Z,NBCAL
 40      FORMAT(1H,F10.3,1X,'BCAL',1X,I7)

         Z=Z+SC_THICK/2+SPACE
```

```
      ENDDO

C--->> Close Geometry Banks
      CALL GGCLOS
      CALL GPVOLU(0)
      CALL GPMATE(0)
      CALL GPTMED(0)
C
      RETURN
      END
```

gukine.f

```
      SUBROUTINE GUKINE
C
      INCLUDE 'gecom.h'
      INCLUDE 'mycom.h'

C--->> Kinematic Initalisation
      CALL GSVERT(PINIT,0,0,0,0,NV)
      CALL GSKINE(PMOME,IPRT,NV,0,0,NT)

C--->> Print kinematics
      IF(ISWIT(2).EQ.1) THEN
         CALL GPVERT(0)
         CALL GPKINE(0)
      ENDIF

      RETURN
      END
```

gutrev.f

```
      SUBROUTINE GUTREV
C
      INCLUDE 'gecom.h'
      INCLUDE 'mycom.h'
      MAXNST = 100000

C--->> Initialise User parameters
      ADE = 0.
      SDE = 0.
      PDE = 0.
      PSDE = 0.
      DESTEP = 0.
      NOMRND = 0
C
      DO I=1,25
         DO J=1,LAYNUM
            TILE(J,I) = 0
            PTILE(J,I) = 0
            MU(J) = 0
         ENDDO
      ENDDO
C
      DO I=1,25
         DO J=1,4
            PMT(J,I) = 0
            PPMT(J,I) = 0
         ENDDO
      ENDDO
C
```



```
      DO I=1,10
         BCAL(I) = 0
         PBCAL(I) = 0
      ENDDO
C
      DO I=1,LAYNUM+10
         PBDE(I) = 0
      ENDDO

C-->> Controls the tracking at event level
      CALL GTREVE
C
      RETURN
      END
```

gutrak.f

```
      SUBROUTINE GUTRAK
C
      INCLUDE 'gecom.h'
      INCLUDE 'mycom.h'

C--->> Controls the tracking at track level
      CALL GTRACK
C
      RETURN
      END
```

gustep.f

```
      SUBROUTINE GUSTEP
C
      INCLUDE 'gecom.h'
      INCLUDE 'mycom.h'
      INTEGER ILAY, ITOW

C--->> Corresponding Volume Number
      IF(NLEVEL.EQ.2) THEN
         IF(NUMED.EQ.3) THEN
            IF(NUMBER(NLEVEL).LT.20000) THEN
               ITOW = MOD( NUMBER(NLEVEL)-10001, 25) + 1
               ILAY = (NUMBER(NLEVEL)-10001)/25 + 1
            ELSEIF(NUMBER(NLEVEL).GT.20000) THEN
               ITOW=0
               ILAY= NUMBER(NLEVEL)-20000
            ENDIF
         ELSEIF(NUMED.EQ.4) THEN
            ITOW = 0
            ILAY = NUMBER(NLEVEL)-1000
         ELSE
            ITOW = 0
            ILAY = NUMBER(NLEVEL)
         ENDIF
      ELSE
         ITOW = 0
         ILAY = 0
      ENDIF

C--->> Debug event
      CALL GDEBUG
```

```
C---------------
C---  NUMED in common GCTMED (for parameters of current tracking medium)
C---  here, NUMED = 1 : current tracking medium = Vacuum
C---              = 2 :                         = Lead
C---              = 3 :                         = Scintillator
C---              = 4 :                         = Acryl
C---------------

C--->> Energy-loss for scintillators
      IF(NLEVEL.EQ.2) THEN
         IF((DESTEP.GT.0.).AND.(NUMED.EQ.3)) THEN
            SDE = SDE + DESTEP
C
            IF((NUMBER(2).GT.10000).AND.(NUMBER(2).LT.11976)) THEN
               TILE(ILAY,ITOW) = TILE(ILAY,ITOW) + DESTEP
            ELSEIF((NUMBER(2).GT.20000).AND.(NUMBER(2).LT.20011)) THEN
               BCAL(ILAY) = BCAL(ILAY) + DESTEP
            ENDIF
         ENDIF

C--->> Energy-loss for Lead
         IF((DESTEP.GT.0).AND.(NUMED.EQ.2)) THEN
            PDE = PDE + DESTEP
            IF((NUMBER(2).GT.0).AND.(NUMBER(2).LT.90))THEN
               PBDE(ILAY) = PBDE(ILAY) + DESTEP
            ENDIF
         ENDIF

C--->> Energy-loss for All Materials
         IF(DESTEP.GT.0.) THEN
            ADE = ADE + DESTEP
         ENDIF
      ENDIF

C--->> Graphics
      IF(ISWIT(1).EQ.1) THEN
         CALL GDCXYZ
         CALL GDRAWC('BASE',1,10,10,0.5,0.5)
         CALL GDRAW('BASE',90.,0.,0.,15.,15.,0.5,0.5)
      ENDIF

C--->> Store the created particles
      IF (NGKINE.GT.0) THEN
         DO 30 I=1,NGKINE
            CALL GSKING(I)
 30      CONTINUE
      ENDIF

      RETURN
      END
```

guout.f

```
      SUBROUTINE GUOUT
C
      INCLUDE 'gecom.h'
      INCLUDE 'mycom.h'
      INTEGER I, J, K

C     /// PhotoStatics ///
      DO I=1,LAYNUM
         DO J=1,25
            PTILE(I,J) = PTILE(I,J) + AINT(TILE(I,J)*1000/0.482*1.445)
         ENDDO
```



```
      ENDDO

      DO I=1,10
         PBCAL(I) = PBCAL(I) + AINT(BCAL(I)*1000/0.482*2.6)
      ENDDO
C
      DO I=1,LAYNUM
         DO J=1,25
            MU(I) = MU(I) + PTILE(I,J)
            PSDE = PSDE + PTILE(I,J)
         ENDDO
      ENDDO
C
      K=0
      DO I=1,25
         DO J=1,LAYNUM
            K=(J-1)/20 + 1
            PMT(K,I) = PMT(K,I) + TILE(J,I)
            PPMT(K,I) = PPMT(K,I) + PTILE(J,I)
         ENDDO
      ENDDO

      CALL HFNT(1)
      WRITE(*,*) 'EV#',IEVENT
C
      RETURN
      END
```

uglast.f

```
      SUBROUTINE UGLAST
C
      INCLUDE 'gecom.h'

C--->> Termination
      CALL GLAST

      RETURN
      END
```

guhadr.f

```
      SUBROUTINE GUHADR

      CALL GHEISH

      RETURN
      END
```

guphad.f

```
      SUBROUTINE GUPHAD

      CALL GPGHEI

      RETURN
      END
```

rand.f

```
      SUBROUTINE RAND
C
      INCLUDE 'mycom.h'
      INTEGER    L,C,T,II
      REAL       M
      PARAMETER (L=843314861)
      PARAMETER (C=453816695)
      PARAMETER (T=2**30)
      PARAMETER (M=2.0**31)
C
      AA=0
      NOMRND=0
      DO N=1,12
         II=L*II+C
         IF(II.LT.0) II=(II+T)+T
         AA=REAL(II)/M
         NOMRND=NOMRND+AA
      ENDDO
      NOMRND=(NOMRND-6)*0.072+0.391
C
      RETURN
      END
```

gecom.h

```
C      /// COMMONs for GEANT use ///

      COMMON/GCFLAG/IDEBUG,IDEMIN,IDEMAX,ITEST,IDRUN,IDEVT,IEORUN,
     &IEOTRI,IEVENT,ISWIT(10),IFINIT(20),NEVENT,NRNDM(2)
C
      COMMON/GCKINE/IKINE,PKINE(10),ITRA,ISTAK,IVERT,IPART,ITRTYP,
     &NAPART(5),AMASS,CHARGE,TLIFE,VERT(3),PVERT(4),IPAOLD
C
      COMMON/GCKING/KCASE,NGKINE,GKIN(5,100),TOFD(100),IFLGK(100)
C
      COMMON/GCTMED/NUMED,NATMED(5),ISVOL,IFIELD,FIELDM,TMAXFD,
     &STEMAX,DEEMAX,EPSIL,STMIN,CFIELD,PREC,IUPD,ISTPAR,NUMOLD
C
      COMMON/GCTKIT/THRIND,PMIN,DP,DNDL,JMIN,ITCKOV,IMCKOV,NPCKOV
C
      COMMON/GCTRAK/VECT(7),GETOT,GEKIN,VOUT(7),NMEC,LMEC(30),
     &NAMEC(30),NSTEP,MAXNST,DESTEP,DESTEL,SAFETY,SLENG ,STEP,
     &SNEXT,SFIELD,TOFG,GEKRAT,UPWGHT,IGNEXT,INWVOL,ISTOP,
     &IGAUTO,IEKBIN,ILOSL,IMULL,INGOTO,NLDOWN,NLEVIN,NLVSAV,ISTORY
C
      COMMON/GCVOLU/NLEVEL,NAMES(15),NUMBER(15),LVOLUM(15),LINDEX(15),
     &GTRAN(3,15),GRMAT(10,15),NGPAR(15),GPAR(50,15),GONLY(15),
     &GLX(3),NJNEXT(2),JNEXT(15),INEXT(15),NNEXT(15)
      CHARACTER*4   NAMES
C
      COMMON/GRFUCT/GRF(2),VRANG(3),GRCENT(2),AXSIZ(4),IDFIGH,
     &IGKTRM,IAX
C
      COMMON/GCTIME/TIMEINT,TIMEND,ITIME,IGDATE,IGTIME
C
      SAVE /GCFLAG/
      SAVE /GCKINE/
      SAVE /GCKING/
      SAVE /GCONST/
      SAVE /GCTMED/
      SAVE /GCTRAK/
      SAVE /GCVOLU/
```



```
      SAVE /GRFUCT/
```

mycom.h

```
      COMMON/MYDATA/PMOME,PINIT,IPRT,ISINO,ADE,SDE,PDE,
     +     TILE,FNUM,N,PMT,BCAL,MU,PBDE,APDE,ABDE,
     +     PTILE,PBCAL,PSDE,PPMT,AA,NOMRND,PB,II

      PARAMETER    (LAYNUM=79)
      REAL*4       PMOME(3),PINIT(3)
      REAL*4       ADE,SDE,PDE,APDE,PSDE,NOMRND
      REAL*4       TILE(LAYNUM,25),PMT(4,25),BCAL(10)
      REAL*4       PTILE(LAYNUM,25),PPMT(4,25),PBCAL(10)
      REAL*4       MU(LAYNUM),PBDE(LAYNUM+10)
      REAL*4       AA,PB(178)
      INTEGER      IPRT,ISINO,II
      CHARACTER*4  FNUM
```

A.3 Makefile

ソースコードをコンパイルするための Makefile を示す。コンパイルは *ripus2.shinshu-u.ac.jp* と KEK の計算機センターの ccjlc クラスタに属している *ccjlc2.kek.jp* の二つで行なった。*ripus2* の OS は SUN で f77 コンパイラと SUN 対応の CERNLIB を使用する。一方 *ccjlc2* の OS は日立の HI-UX で hp_f77 コンパイラと HP 対応の CERNLIB を使用する。

Make for ripus2

```
FC = f77
OPTLEVEL = -O

OBJ1 = main.o ugeom.o gukine.o gutrev.o gustep.o guout.o gutrak.o
OBJ2 = uglast.o udef.o guhadr.o guphad.o rand.o

LDOPTS = `cernlib geant321 graflib`

J:  $(OBJ1) $(OBJ3)
        $(FC) $(FC_OPT) $(OPTLEVEL) $(OBJ1) $(OBJ3) $(LDOPTS) -o J

main.o: main.f gecom.h mycom.h
        $(FC) -c -O main.f

.f.o:
        $(FC) -c $(OPTLEVEL) $<

.SUFFIXES: .a .o .f

clean:
        rm -fr *.o
```

Make for ccjlc2

```
FC = hp_f77
FC_OPT = -K +ppu
OPTLEVEL = -O

LIBGNT = /raid/da6/soft/cernlib/pro/lib
LIBX11 = /usr/lib/X11R5
LIBSYS = /lib
```

```
LIBUSR = /lib/usr
OBJ1 = main.o ugeom.o gukine.o gutrev.o gustep.o guout.o gutrak.o
OBJ2 = uglast.o udef.o guhadr.o guphad.o rand.o
LIB  = -lmathlib -lgeant321 -lpawlib -lgraflib -lgrafX11\
        -lpacklib -lgenlib -lkernlib -lpawlib

LX11     = -lX11 -lm
LSYS     = -lM -lmsl2
LUSR     = -lf77 -lhfmath
LDOPTS1 = -Wl,-L$(LIBGNT) $(LIB) -Wl,-L$(LIBX11) $(LX11)
LDOPTS2 = -Wl,-L$(LIBSYS) $(LSYS)
LDOPTS3 = -Wl,-L$(LIBUSR) $(LUSR)
LDOPTS  = $(LDOPTS1) $(LDOPTS2) $(LDOPTS3)

L:      $(OBJ1) $(OBJ2)
        $(FC) $(FC_OPT) $(OPTLEVEL) $(OBJ1) $(OBJ2) $(LDOPTS) -o L

.f.o:
        $(FC) -K -c $(OPTLEVEL) $<

.SUFFIXES: .f .o

clean:
rm -fr *.o
```

A.4 Inputfile

実行ファイルが読み込む入力パラメータの例を示す。以下の例は 4GeV 電子のときのパラメータである。

```
LIST
TRIG 5000                                ! Number of events
RNDM 1356 45                             ! Random seed numbers
PART 3                                   ! Particle Number
PINI 0., 0., -20.                        ! Initial position of particle
MOME 0.,0.,4.0                           ! Incident moment of particle
SWIT 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0                 ! User flags
DEBU 0 0 0                               ! Debug flags
TIME 10000000.0 1.0 10000000
CUTS 0.00001 0.0001 0.0001 0.0001 0.0001       ! Cutoff energy
   ! (photone) (electron) (neutral hadron) (charged hadron) (muon)
STOP
```


A.5 実行方法

Makefile でコンパイルした実行ファイルは以下の様なシェルスクリプトで実行する。

```
#!/bin/csh -f
(L 0004 < in_e4.dat | cat > out0004.dat)&
(L 0003 < in_e3.dat | cat > out0003.dat)&
(L 0002 < in_e2.dat | cat > out0002.dat)&
(L 0001 < in_e1.dat | cat > out0001.dat)&
```

ここで、`out####.dat` はデバック用の出力ファイルである。

関連図書

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

[2] Proceedings of the Fifth Workshop on Japan Linear Collider

[3] K.Hara *et al.* Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res., A 365(1995) 370-377

[4] T.Toeda,Master Thesis.

[5] T.Suzuki,Master Thesis.

[6] Particle Data Group,Reviw of Particle Physics

[7] CERN Program Library Long Writeup W5013, GEANT

図 目 次

表 目 次