平成9年度 修士学位論文

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

信州大学理学研究科　物理学専攻

96SA210F

戸枝 武明

1998年2月24日

概要

素粒子物理において、今まで以上の詳細な実験を行なうためには電子陽電子線形衝突型加速器は必要不可欠であり、現在各国でその建設が提案されている。日本ではKEK(高エネルギー加速器研究機構)を中心にJLC(Japan Liner Collider)の建設が提案されており、その全長は28kmに達する。

JLCでは、Higgs粒子の探索、top-quarkの詳細な物理等を研究することを目標としており、そのために測定器部門では各測定器ごとにサブグループを組織しR&Dを続けている。サブグループの一つであるカロリメータグループでは、現在、ハドロンのエネルギー測定において高分解能を実現可能な鉛とシンチレータを用いた補償型ハドロンカロリメータの開発を行なっている。

補償型ハドロンカロリメータは電子の測定エネルギーの平均値(e)とハドロンの測定エネルギーの平均値(π)の比が1($e/\pi = 1$)になるハドロンカロリメータである。鉛とシンチレーターの比率が4:1のカロリメータにおいてe/π比が1付近にあることが各国の実験によってわかっているが、結果の一致はあまり良くない。その原因はハドロンシャワーの漏れが原因と考えられている。今回の実験においては、ハドロンシャワーの洩れを十分無視できる大きさのテストモジュールを作り、シンチレーターの厚さを2mmに固定し、鉛の厚さを2mm間隔で4mmから16mmまで変化させてe/π比とエネルギー分解能の測定を行った。本論では、実験結果をまとめ、あわせてGEANT3によるモンテカルロシュミレーションの結果との比較も行った。

もくじ

第 1 章

序論

ここでは、現在提案されている電子陽電子線形加速器 JLC(Japan Linear Collider) と、カロリメータグループが開発中の補償型ハドロンカロリメータの概要について述べる。

1　JLC 計画

最近 10 年間における素粒子物理の注目すべきできごとは、 LEP における $\boldsymbol{W}^{\pm}$ と $\boldsymbol{Z}^{o}$ の生成による標準理論の検証と、 Tevatron における Top-Quark の発見である。標準理論の枠組の中で、存在が確認されていない粒子は、残すところ Higgs のみとなった。

電弱相互作用に関する精密実験データから、標準理論における Higgs の質量は 500GeV を越えないことが予想される。また、 LEP-I の実験よりその下限値は 58GeV であることがわかっている。しかし、 Higgs の質量の上限値 500GeV に到達可能な加速器は 2005 年から実験が開始される LHC のみである。このタイプの加速器は新現象を発見することを得意とするが、同時に大量のノイズを伴うという難点がある。このため、質量、崩壊幅、分岐比、生成断面積等の精密測定を行なうためには、ノイズの少ないレプトン同士の衝突型加速器が必要である。

レプトン同士の衝突型加速器において、現在、稼働しているのは、 CERN の LEP のみであり、重心系のエネルギーは 1998 年現在約 180GeV である。 200GeV まで運転される予定であるが、これ以上はビームエネルギーを上げて運転されることはないだろう。その主な理由は、 LEP が円型加速器であるからである。円形加速器において電子を曲げる場合、シンクロトロン放射によって電子は運動エネルギーをその 4 乗に比例して失う。したがって、電子陽電子衝突型円形加速器をもちいて、これ以上エネルギーを上げることは困難である。そのため、電子を用いて次世代の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ためには、電子陽電子衝突型線形加速器の建設が不可欠であり、日本においては JLC が提案されている。 JLC の概念図を図 1.1、重心系のエネルギー 500GeV と 1TeV 時の加速器パラメタを示す。

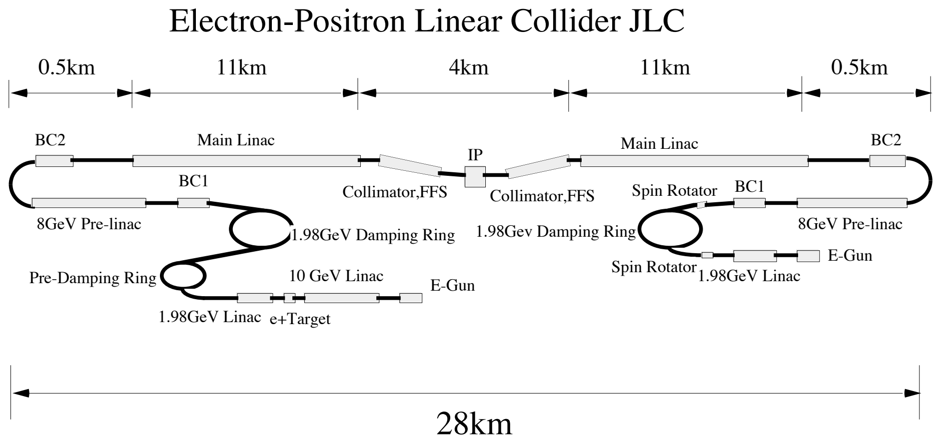


図 1.1: Ecm=1TeV における JLC 概念図 [4]

測定器が設置されるのは IP(衝突点) である。

表 1.1: JLC 加速器パラメータ [4]

	500GeV	1TeV	
バンチあたりの粒子数	1.1×10^{10}		
パルスあたりのバンチ数	72		
バンチ間隔	2.8		ns
バンチ長	200		μ m
パルス長	198.8		ns
周波数	5.712		GHz
加速管の最大電力	50.3	98.6	MW
加速管長	1.8		m
開口径 / 波長	$0.13 \sim 0.17$		
加速勾配 (無負荷)	73		MV/m
実質加速勾配	54.75		MV/m
規格化エミッタンス	3×0.03		μrad
加速器あたりの加速管の数	4080	5748	
ビームあたりの加速器長	9.4	13.2	km
繰り返し周波数	100	50	Hz
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_y	3.0	4.3	nm
ルミノシティー	6.6×10^{33}	7.0×10^{33}	$cm^{-2}s^{-1}$

JLC は重心系のエネルギー E_{cm} によって、二つの段階に分けられる。
$E_{cm} = 500\mathrm{GeV}$ までを JLC-1、 $E_{cm} = 1\mathrm{TeV}$ までが JLC-2 である。

2 JLC の物理

ここでは、 JLC において最重要課題ともいえる Higgs 粒子の探索についての概略を述べる。

Higgs 粒子の探索

局所的ゲージ対称性のやぶれによって生じる Higgs 場と相互作用することによって、粒子は、初めて質量を持つことになる。この相互作用を伝達する粒子が Higgs 粒子である。

Standard Model の Higgs 粒子

標準理論における Higgs 粒子の質量については強い制限はない。それどころか、 Higgs 粒子の存在を示す確かな証拠はない。標準理論において言えることは、 Higgs の質量の値によって標準理論の適応限界のみである。 Higgs の質量は、その四点相互作用と関係しており、もし Higgs の質量が比較的重ければ、この相互作用の強さは TeV を越えたところで発散してしまう。一方、 Higgs の質量が 180GeV 以下であるなら、四点相互作用はプランクスケールにいたるまで摂動論的である。この、場合には、標準理論は超高エネルギーまで成り立つ。このような Higgs 粒子は、 JLC の測定範囲にあり、その性質の詳細な研究が可能である。

JLC における Higgs 粒子 (h) の生成過程は $e^+e^- \to hZ \to b\bar{b}Z$ が最も明解である。
Z の崩壊モード、 $(1)Z \to \nu\overline{\nu}$ $(2)Z \to l\bar{l}$ $(3)Z \to q\overline{q}$ を考慮すると、 Higgs 粒子は次の三つの過程で発生する。

$(1)e^+e^- \to \mathrm{Zh} \to \nu\overline{\nu}b\bar{b}$

$(2)e^+e^- \to \mathrm{Zh} \to l\bar{l}b\bar{b}$

$(3)e^+e^- \to \mathrm{Zh} \to q\overline{q}b\bar{b}$

したがって 2 ジェット、レプトン対、四元運動量質量欠損が Z の不変質量と等しいという条件を要求すると、 Higgs 粒子は残りの 2 ジェット系の不変質量分布にピークとして表れる。
この時の主要なバックグラウンドは

$(4)e^+e^- \to ZZ$

$(5)e^+e^- \to W^+W^-$

$(6)e^+e^- \to e\nu W$

であり、 (4)(5) は、微分断面積が前方にピークをもち、 (5)(6) では Higgs の崩壊の特徴である b クォークを含んでいない。よって、 Higgs を探索するためには、次のことが重要になってくる。

- 中心部に発生した事象を選ぶ
- **b** クォークジェットを効率良く選ぶ
- **Higgs** の質量が、バックグラウンド (4) の **Z** に近い時には不変質量再構成の分解能が重要になってくる。

3 JLC 測定器

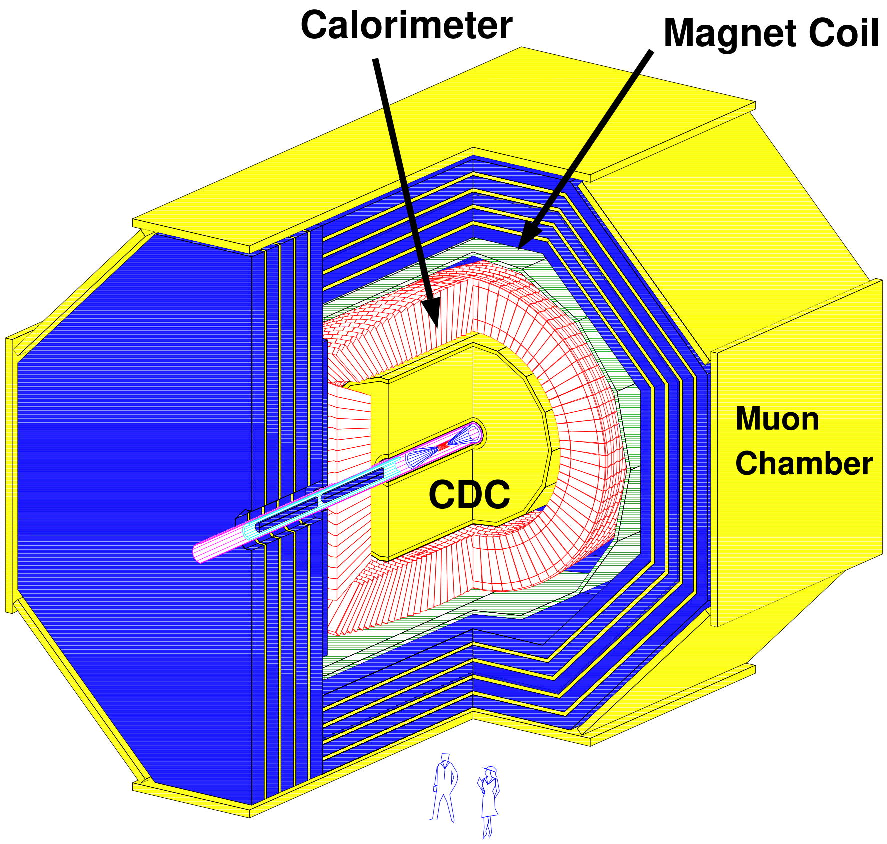


図 1.2: JLC 測定器 全体図

JLC 測定器はバーテックス検出器 (VTX)、中央飛跡検出器 (CDC)、ミュー粒子検出器 (Muon Chamber)、カロリメータ (Calorimeter)、超伝導電磁石 (Magnet Coil) によって構成されている (図 1.2、図 1.3参照)。以下にそれぞれの役割と特徴を述べる。また表 1.2に要求されている各測定器のパラメータを示す。

バーテックス検出器

バーテックス検出器は衝突点の近傍に置かれ、 B 中間子や D 中間子の崩壊点を測定して b クォークや c クォークを同定することが主な目的である。特に b クォークの同定は、中間質量のヒッグスを探索するためには、非常に重要である。

中央飛跡検出器

粒子の運動量と電荷を精度良く測定することが主な目的である。現在、 JLC では小ジェットセル型の円筒形ドリフトチンバーについて R&D を行なっている。

カロリメータ

粒子のエネルギーを測定することが主な目的であり、JLC では鉛とシンチレータをサンドイッチ状に配置した補償型サンプリングカロリメータの R&D を行なっている。カロリメータはサンプリングの細かい電磁カロリメータとサンプリングの粗いハドロンカロリメータから構成され、各 $29X_0$、$5.6\lambda_0$ の長さを持つ。ここで X_0 及び λ_0 はそれぞれ輻射長及び相互作用長を示す。要求されているエネルギー解像度は電子と光子において $15\%/\sqrt{E}$、ハドロンにおいて $40\%/\sqrt{E}$ である (表 1.2参照)。

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同定であり、それ自身で運動量を測定する必要はない。CDC が高い運動量分解能を持つため、ミュー粒子測定器のヒットと CDC の飛跡を対応させせることができれば、ミュー粒子の運動量を知ることが出来る。JLC ではスーパーレイヤー 6 層のシングルセル・ドリフトチェンバーと 1 層のシンチレータからなる構成を採用している。

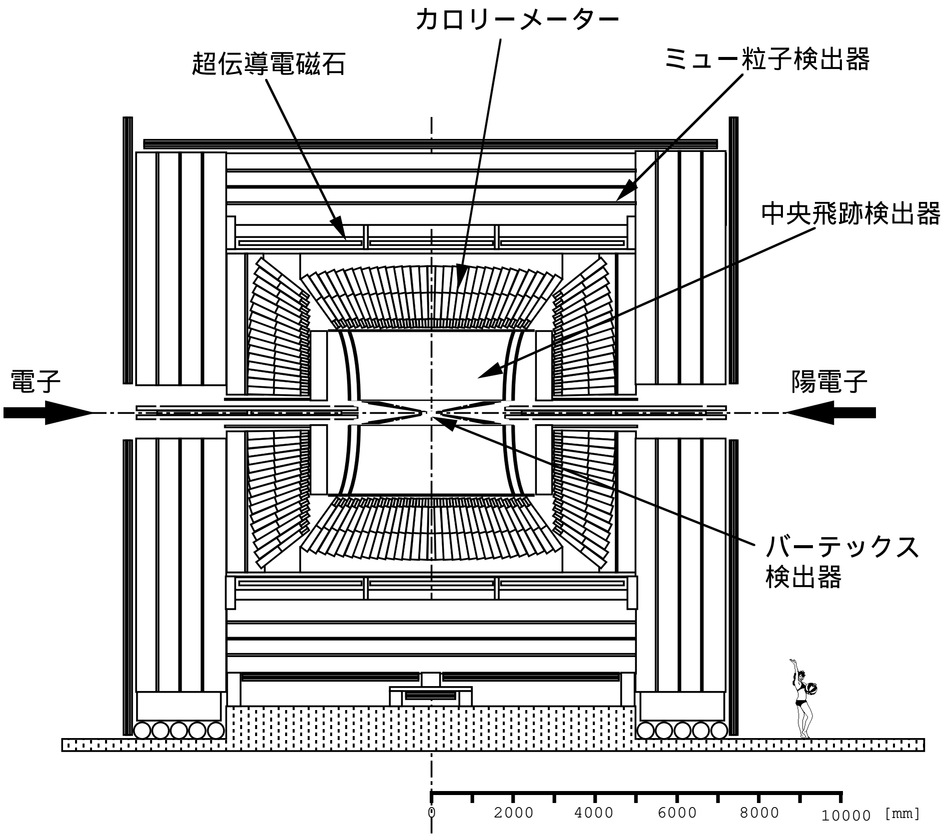


図 1.3: JLC 測定器 配置図

DETECTOR	TYPE	CONFIGURATION	PERFORMANCE
VTX (Vertex Detector)	Silicon CCD	Pixel Size ; 25 μm Number of Layers ; 2 layers Layer Position ; r=2.5cm & 7.5cm Thickness ; 500 μm / layer $\vert\cos\theta\vert < 0.95$	Position Resolution ; $\sigma = 7.2\ \mu m$ Impact Parameter Resolution δ [μm]; $\delta^2 = 11.4^2 + (28.8/p)^2 / \sin^3\theta$
CDC (Central Drift Chamber)	Small-cell Jet Chamber	Radius ; r = 0.3 - 2.3 m Length ; l = 4.6 m Number of Sampling = 100 $\vert\cos\theta\vert < 0.70$ (full sampling) $\vert\cos\theta\vert < 0.95$ (20 samplings)	Position Resolution ; $\sigma_x = 100\ \mu m$ (/ axial wire) $\sigma_z = 2$ mm (/ stereo wire) Momentum Resolution ; $\sigma_{Pt} / Pt = 1.1 \times 10^{-4} Pt \oplus 0.1\%$ $\sigma_{Pt} / Pt = 5 \times 10^{-5} Pt \oplus 0.1\%$ (with vertex constraint)
CAL	Lead + Plastic Scintillator Sandwitch (Compensated)	EM part ; thickness = 29 Xo cell size = 10cm x 10cm HAD part ; thickness = 5.6 λo cell size = 20cm x 20cm Si Pad ; pad size = 1cm x 1cm $\vert\cos\theta\vert < 0.99$	Energy Resolution ; $\sigma_E / \sqrt{E} = 15\% / \sqrt{E} \oplus 1\%$ (e & γ) $\sigma_E / \sqrt{E} = 40\% / \sqrt{E} \oplus 2\%$ (hadron) Si Pad Position Resolution ; σ = 3 mm Si Pad e/π Rejection = 1/50
MUON	Single Cell Drift Chamber	Number of Superlayers ; 6 $\vert\cos\theta\vert < 0.99$	Position Resolution ; σ = 500 μm Pt > 3.5 GeV (barrel)

* All momentum and energy are expressed in [GeV].

表 1.2: 要求されている各測定器のパラメータ

カロリメータにおいては、電子と光子の分解能 15%、ハドロンの分解能 40% が要求されている。

4 カロリメータ

カロリメータは高エネルギー実験用測定器に組み込まれ、粒子のエネルギーを測定する装置の総称であり、電子と光子のエネルギーを主に測定するための電磁カロリメータとハドロンのエネルギーを測定するためのハドロンカロリメータの二つに分けられる。どちらも、基本となる原理は同じであり、粒子シャワーを発生させてエネルギー測定を行なう。現在、我々カロリメータグループが開発しているのはサンプリング型と呼ばれるもので、粒子シャワーの発生を促進させる原子番号の大きい鉛と荷電粒子が通過した際に光を出すシンチレータを交互に配置してある。ここでは電磁カロリメータ, ハドロンカロリメータの特徴と、本論の主題でもある補償型ハドロンカロリメータの原理を述べる。

4.1　電磁カロリメータ

物質に入射した電子が高速の場合、制動放射によって高エネルギーの光子が作られ、この光子が電子, 陽電子を作る。これらの電子と陽電子が光子を作る過程が繰り返され、光子のエネルギーが電子と陽電子を作れなくなるまで、電子, 陽電子, 光子の増殖が行われる。そして光子のエネルギーが減少し、電子, 陽電子対を生成するよりも、電子の電離、光子のコンプトン散乱によるエネルギー損失の方が大きくなり、粒子数が減少して行く。したがって、シャワーの縦方向の発達は近似的に物質の放射長のみに依存する。このように、電子, 陽電子, 光子によって構成される粒子シャワーを電磁シャワーと呼ぶ。生成された電子, 陽電子の数は入射粒子のエネルギーと良い相関にあるので、電子, 陽電子がシンチレーター中で発光させた光を測ることによって、エネルギーを測定できる。これが電磁カロリメータである。

4.2　ハドロンカロリメータ

ハドロンにおいては、電子とは異なり非弾性核反応によってシャワーが発生する。ただし、この過程に寄与する反応の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、電磁シャワーに較べ多くの物質を必要とする。また、電磁シャワーには無い特徴として、以下に示す測定にかからないエネルギーの存在があげられる。

- 中間子の崩壊によるニュートリノの生成
- 原子核崩壊に必要な束縛エネルギーによるエネルギーの消費
- 中性子遮蔽の困難さにより、そのエネルギーは一部しか測定にかからない

電磁カロリメータと同様にハドロンカロリメータも、シャワー中の荷電粒子がシンチレータにおいて発光させた光を測ることによってエネルギーを測定する装置である。

4.3　補償型ハドロンカロリメータ

ハドロンシャワーを構成する粒子は主に、パイ中間子と核子である。またアイソスピン対称性より、生成されるパイ中間子のうち、 3 分の 1 は中性パイ中間子である。この中性パイ中間子は二つのガンマ線に崩壊し、電磁シャワーを起こす。したがってハドロンシャワー中には、電磁シャワー成分 (e) と純ハドロンシャワー成分 (h) (ハドロンのみで構成される) が混在することになる。シャワー発達の初期の段階における中性パイ中間子の生成のふらつきは、シャワー全体のエネルギーに大きなふらつきを引き起こす。したがって、電磁シャワーとハドロンシャワーがカロリメータへ同じエネルギーを与えるようにすれば、中性パイ中間子の生成のふらつきがシャワー全体のエネルギーに与えるふらつきを少なくすることができる。このように $e/h=1$ の状態に最適化されたハドロンカロリメータを補償型という。ハドロンシャワー中には測定にかからないエネルギーが存在するので、

一般的に $e/h > 1$ であり、以下にあげる方法によって e/h=1 を実現することができる。

- 中性子との断面積が最大である水素原子 (陽子) を多く含むプラスチックシンチレータの比率を増やし、中性子に反跳された陽子によって h を増加させる。
- 吸収体の比率を増やして、吸収体への電磁シャワー成分の損失を増加させることによって、e を減少させる。

e/h を直接測定することは困難であるが、以下の式によって、電子の測定エネルギーの平均値 (e) とパイ粒子の測定エネルギーの平均値 ($\boldsymbol{\pi}$) より間接的に求めることができる。

$$e/\pi = \frac{e/h}{1 + (e/h - 1)0.11\mathrm{lnE(GeV)}}$$

5 実験の目的

各国の実験により、鉛とシンチレータを用いた補償型ハドロンカロリメータにおいて、その厚さの比率を 4:1 にすることにより $\boldsymbol{e/\pi}$ が 1 付近にあることがわかっている。しかし、結果の一致はあまり良くない (表 1.3参照)。原因はハドロンシャワーの漏れの影響と考えられている。

今回の実験においてはハドロンシャワーの漏れを十分無視できる大きさのテストモジュールを作り、シンチレーターの厚さを 2mm に固定し、鉛の厚さを 2mm 間隔で 4mm から 16mm まで変化させて e/π 比と分解能の測定を行った。実験の目標を以下に示す。

- JLC が要求しているハドロンの分解能 $40\%/\sqrt{E}$ を実現できるか。
- $\boldsymbol{e/\pi = 1}$ となる鉛とシンチレーターの比率の正確な値はいくらか。
- $\boldsymbol{e/\pi}$ と鉛の厚さの間にはどのような相関があるのか。

実験名	鉛、シンチレータ比	e/π
ZEUS-T36	8:2	1.15
SPACAL	8:2	1.10
LESFI	8:2	1.19
ZEUS-INS	8.5:2.6 , 8.5:2.0	1.20
JLC-T305	8:2	1.01

表 1.3: 過去の実験結果 比率の単位は mm

第 2 章

テストモジュールと実験環境

1　装置概要

ここではテストモジュールの構造を示す。このテストモジュールの構造は、鉛とシンチレータを交互に並べたもので (図 2.1参照)、通称サンドイッチ型と言われており、加速器実験において一般的に使用されている。鉛とシンチレーターは左右の 2 本のレールへ吊下げ可能な構造をしており、クレーンによって鉛を出し入れし鉛の厚さを 4mm から 16mm まで 2mm 間隔で変えることができる。

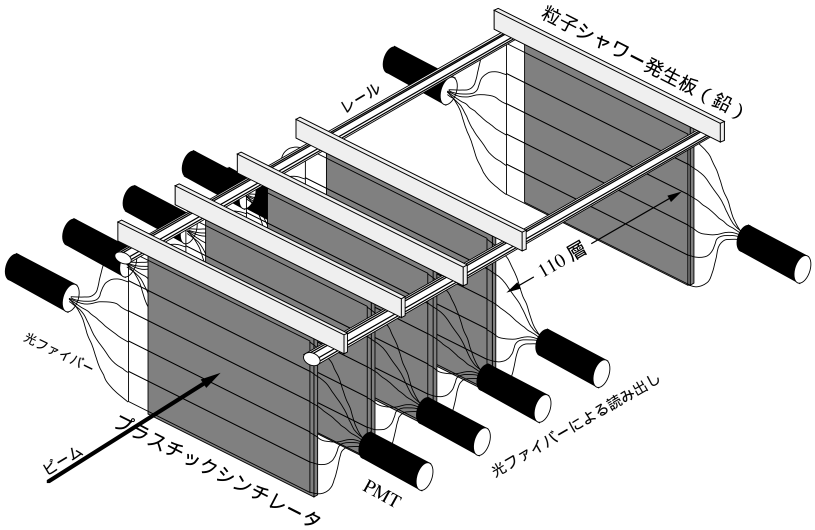


図 2.1: テストモジュール概観

大きさは、縦横それぞれ 1m、奥行き方向の長さは、ハドロンシャワーを十分に閉じ込めるられるように、 Pb:Sci.=8mm:2mm においては、 24 Super-Layer、鉛厚にして $9.4\lambda_T$ [1] 、 $172X_0$[2][11]

[1] λ_T total nucler interaction length

[2] X_0 radiation length

にしてある。各構成比率におけるスーパーレイヤー数を表 2.1に示す。

シンチレータには、直径 1mm の円形の 6 本の溝が横方向に掘ってあり (図 2.2参照)、 WLS[3]ファイバーを埋め込んである。シンチレータは 5 枚を 1 組として、 5 枚分のシンチレータからの光を左右 2 本の PMT(光電子増倍管) から読み出している。

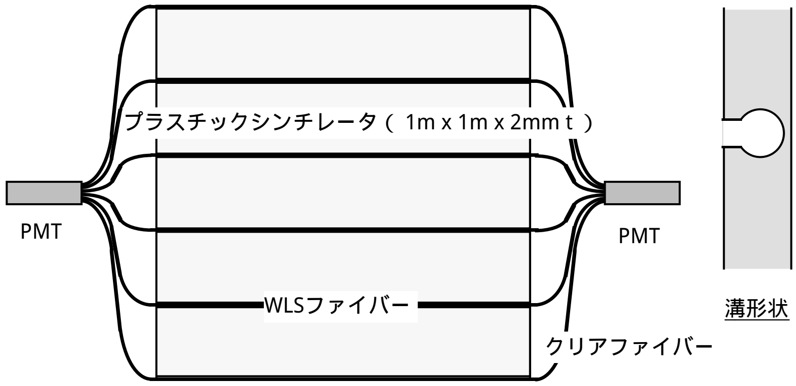


図 2.2: シンチレータ概観

鉛シンチレータ構成比率	スーパーレイヤー数	
	T405	T411
4:2		42
6:2		32
8:2	21	24
10:2	20	20
12:2	14	
14:2	14	
16:2	11	11

表 2.1: スーパーレイヤー数

構成比率の単位は mm

T405 と T411 はそれぞれ、 3 月と 5 月の実験番号

5 枚の物理的レイヤーを 1 スーパーレイヤーとする

空白は実験データが存在しない

2 セットアップ

実験は、 KEK の PS-π2 ビームラインにおいて、 e^-、 π^-、 μ^- の三種類の、粒子を用いて行った。ビームライン上には、 4 台のメイントリガ用シンチレーションカウンターと、 2 台の電子同

[3] wave length shifter 波長変換器

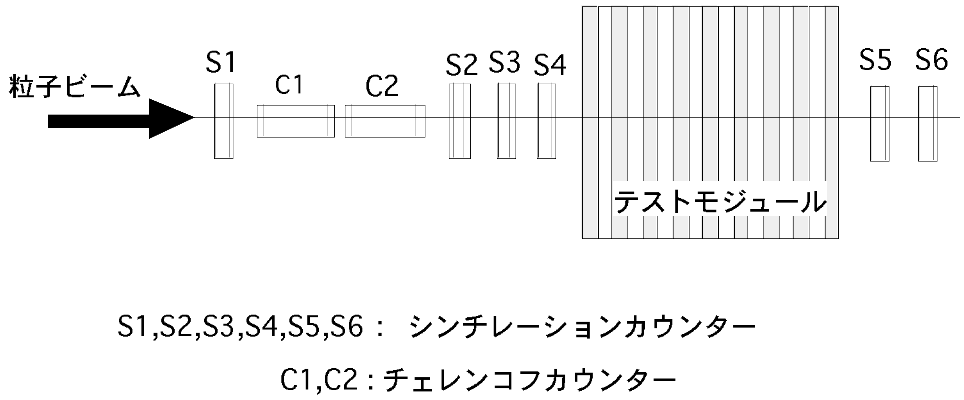


図 2.3: 実験装置配置図

定用ガスチェレンコフカウンターそして、モジュルー後方には 2 台のミュー粒子同定用シンチレーションカウンターを配置した。

ガスチェレンコフカウンタは粒子の質量の違いを利用し、粒子の識別を行なう測定器である。物質中を通過する荷電粒子の速度が、その物質中の光速よりも大きい時には、荷電粒子はチェレンコフ光を放出する。したがって、荷電粒子の速度が物質中の光速を越える時と越えない時の二つの状態によって粒子を識別することができる。チェレンコフカウンタ内にはガスが充填されており、ガスの圧力を変化させることによって、ガス中の光速を調整できる。

以下に実験装置配置図を示す。

3 トリガ条件

テストモジュール前方にある四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パイ粒子、前方四つのシンチレーションカウンターと後方二つのシンチレーションカウンタに信号があったイベントをミュー粒子、前方四つのシンチレーションカウンタとガスチェレンコフカウンタに信号があったイベントを電子とみなしトリガをかけた。

表 2.2にトリガの組合せ一覧を示す。

セレクション	トリガ
パイ粒子	S1⊗S2⊗S3⊗S4
ミュ-粒子	S1⊗S2⊗S3⊗S4⊗S5⊗S6
電子	S1⊗S2⊗S3⊗S4⊗C1⊗C2

表 2.2: トリガの組合せ

第 3 章

データ解析

鉛とシンチレータを用いた補償型カロリメータにおいて補償 ($e/\pi \simeq 1$) が成立する鉛とシンチレータの比率を正確に求めるために、シンチレータの厚さを固定し、鉛の厚さを変えて 2 度の実験を行なった。鉛厚 8mm 以上を主に行なったのが T405 実験、鉛厚 8mm 以下を主に行なったのが T405 実験である。また、 T411 においては T405 とのクロスチェックのために鉛厚 10mm と 16mm も行なった。表 (3.1) に各実験の鉛とシンチレータの比率の一覧を示す。

この章では、 $\boldsymbol{e/\pi = 1}$ が成立していると言われている鉛とシンチレータの比率 8mm:2mm の二つの実験の解析結果を報告し、次に他の鉛厚の解析結果を報告する。

実験番号	鉛　　厚 (mm)	シンチレータ厚 (mm)
T405	8, 10, 12, 14, 16	2
T411	4, 6, 8, 10, 16	2

表 3.1: 鉛厚とシンチレータ厚の一覧

解析の方法は一貫性を保ためために、二つの実験において同じ方法を用いた。
解析の手順を以下に示す。

1. 各スーパーレイヤーのペデスタルを求め、全実験データからペデスタルを引いておく

2. ミュー粒子のイベントを用いてキャリブレーションをする

3. イベントのカットを行なう

4. 全スーパーレイヤーの和の分布を求め、ガウス関数でフィットする。

5. フィットした、結果を用いて e/π 比とサンプリングエネルギーの分散値を求める。

1 Pb.:Sci.=8:2 の解析

始めに T405 の解析結果を解析の方法を交えて示し、次に T411 の解析結果を示す。

1.1 T405 実験

1.1.1 ペデスタルとキャリブレーション

ペデスタルの算出

ペデスタルは、 ADC の全領域における単純平均によって求めた。

ゲインのキャリブレーション

まず始めに各スーパーレイヤーのゲインを一定にする必要がある。この作業をキャリブレーション (校正) と言う。今回の実験では mip [1]のテストモジュール貫通時の各光電子増倍管分布の平均値を 1 にするような定数を求めた。すなわち、平均値の逆数である。図 3.1にキャリブレーションの前後の分布を示す。

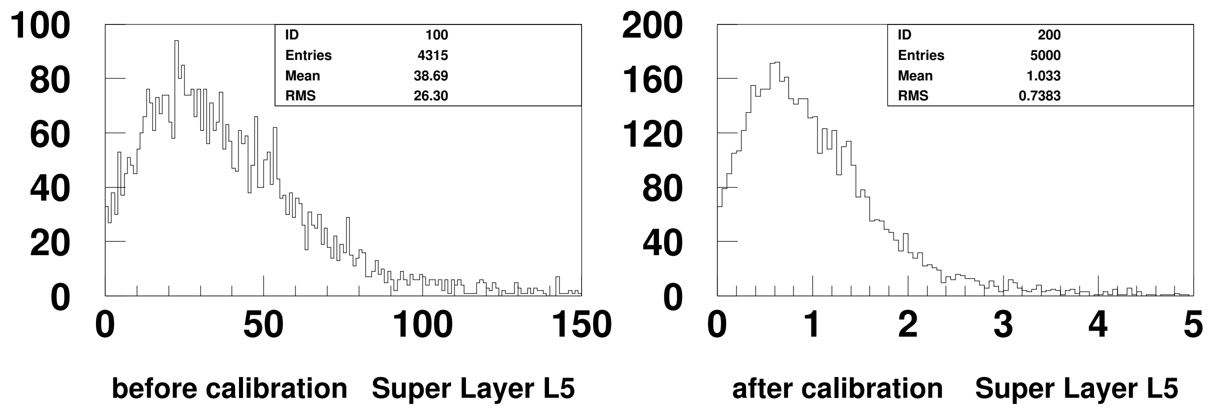


図 3.1: 単純平均でのキャリブレーションの前後

鉛とシンチレータの厚さの比率が 8mm 対 2mm の時の、 4GeV ミュー粒子を用いた。左の図がキャリブレーション前であり、右の図がキャリブレーション後である。

[1]minimum ionizing particle 最小電離粒子

1.1.2　イベントのカット

電子とパイ粒子のトリガーには、図 3.2に示す通りに、ミュー粒子が混入してくる。これを除去するために、ここでは、最終スーパーレイヤーの分布を用いたカットとチェレンコフカウンターの分布を用いたカットを使用した。

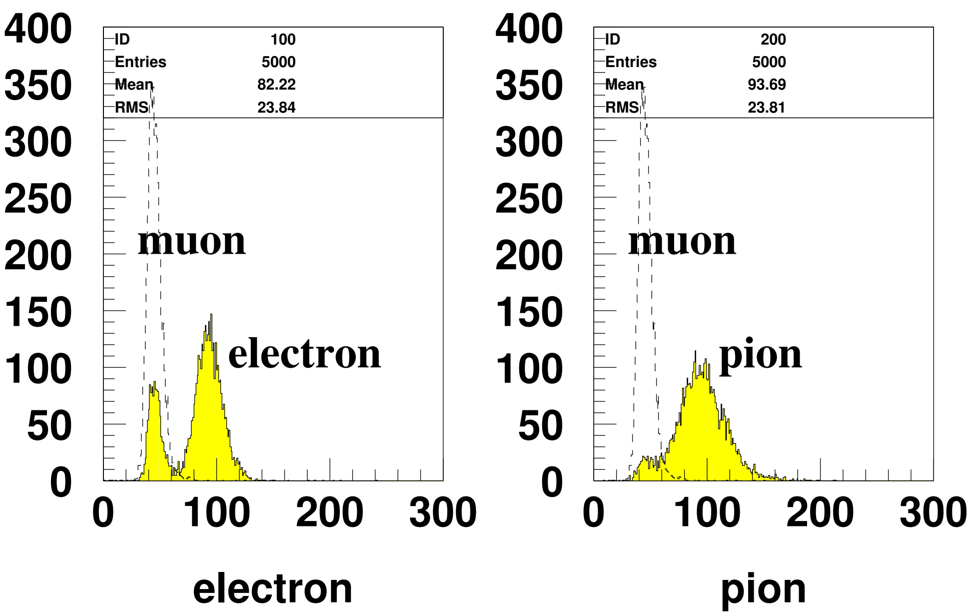


図 3.2: T405 実験 4GeV 電子トリガとパイ粒子トリガ中のミュー粒子

右側がパイ粒子トリガー、左側が電子トリガーを用いて得られた全イベントの波高分布である。点線の分布は、ミュー粒子トリガーを用いて得られた分布であり、電子、ミュー粒子それぞれの分布における小さなピークと一致することがわかる。
縦軸はイベント数である。

最終スーパーレイヤー-を用いたミュー粒子カット

今回使用したビームエネルギーにおいてはミュー粒子は物質中において mip としてそのエネルギーを損失し、電子やパイ粒子はシャワーを起こしてエネルギーを損失する。計算機シュミレーションの結果、今回のテストモジュールに対してミュー粒子は十分貫通可能であり、また、電子やパイ粒子はシャワーを起こし十分閉じ込め可能である。これを利用し、最終スーパーレイヤーに信号のあったイベントをミュー粒子と判断するのが、この方法である。図 3.3に 4GeV の時の最終スーパーレイヤーの分布とカット点を示す。

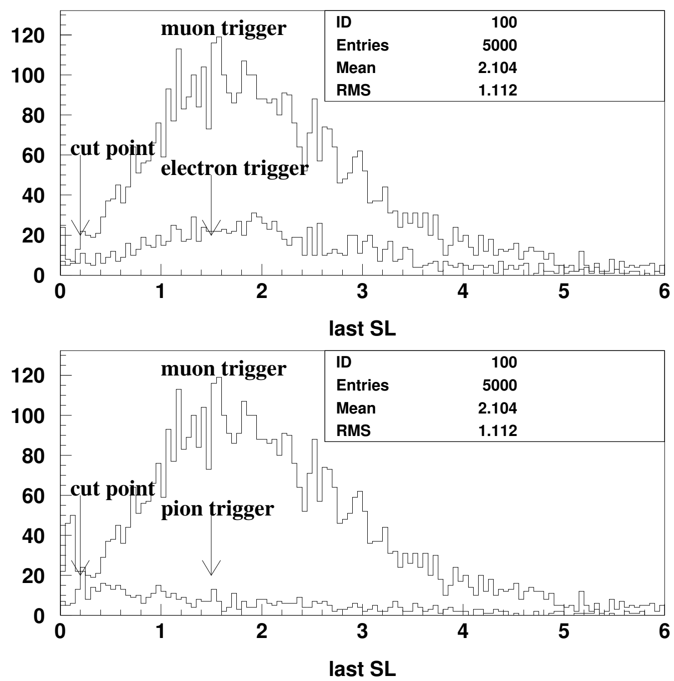


図 3.3: T405 実験 4GeV 最終スーパーレイヤー分布とカット点

上図はミュー粒子の分布と電子の分布を重ねてあり、下図はミュー粒子の分布とパイ粒子の分布が重ねてある。上図より、電子トリガーの分布とミュー粒子トリガーの分布のピークがおおよそ一致していることがわかる。この時はチェレンコフカウンターのガス圧を最適値より高めに設定したために、電子トリガーに多量のミュー粒子が入ってしまったことがわかる。

イベントは電子、ミュー粒子それぞれにおいてカット点より大きい方をカットし、各図の右上方にある電子とパイ粒子それぞれのエントリー数、平均値、分散値である。。

チェレンコフカウンターの分布を用いたカット

ここでは、二つのチェレンコフカウンタの分布とカット点を示す。

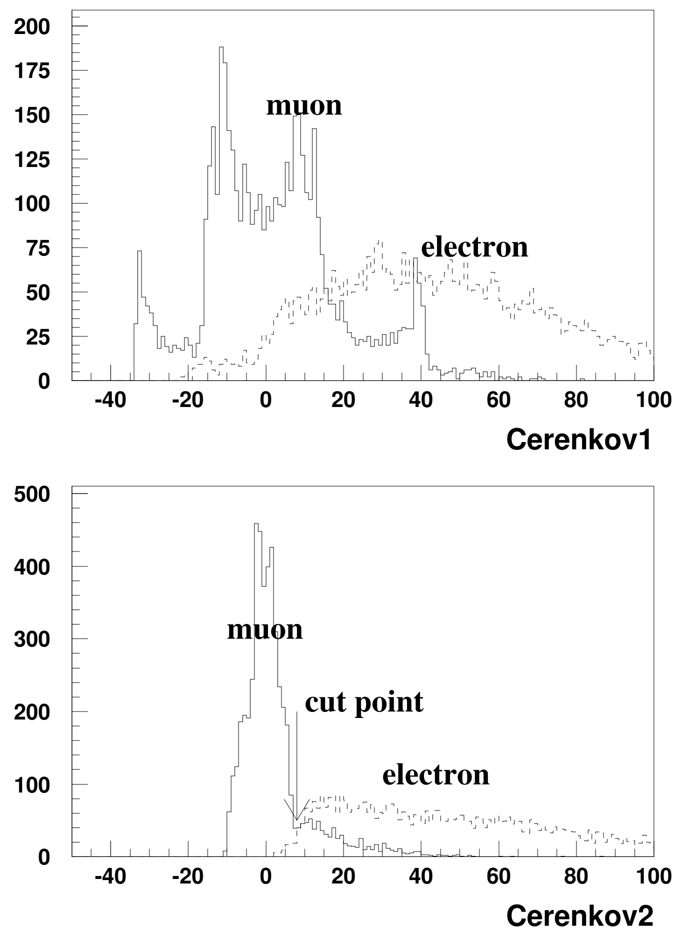


図 3.4: 電子とミュー粒子のチェレンコフカウンター分布

上図は前方のチェレンコフカウンタ、下図は後方のチェレンコフカウンタであり、各図において実線がミュー粒子の分布、点線が電子の分布である。分布の幅が広く、負の値を持つのはノイズのためである。特に前方のチェレンコフカウンタはノイズの影響によって電子とミュー粒子を分けること困難であるので、後方のチェレンコフカウンターのみを使用した。下図の分布より、ミュー粒子と電子は十分識別可能であることが解る。ミュー粒子分布において矢印より右側を電子とみなしカットした

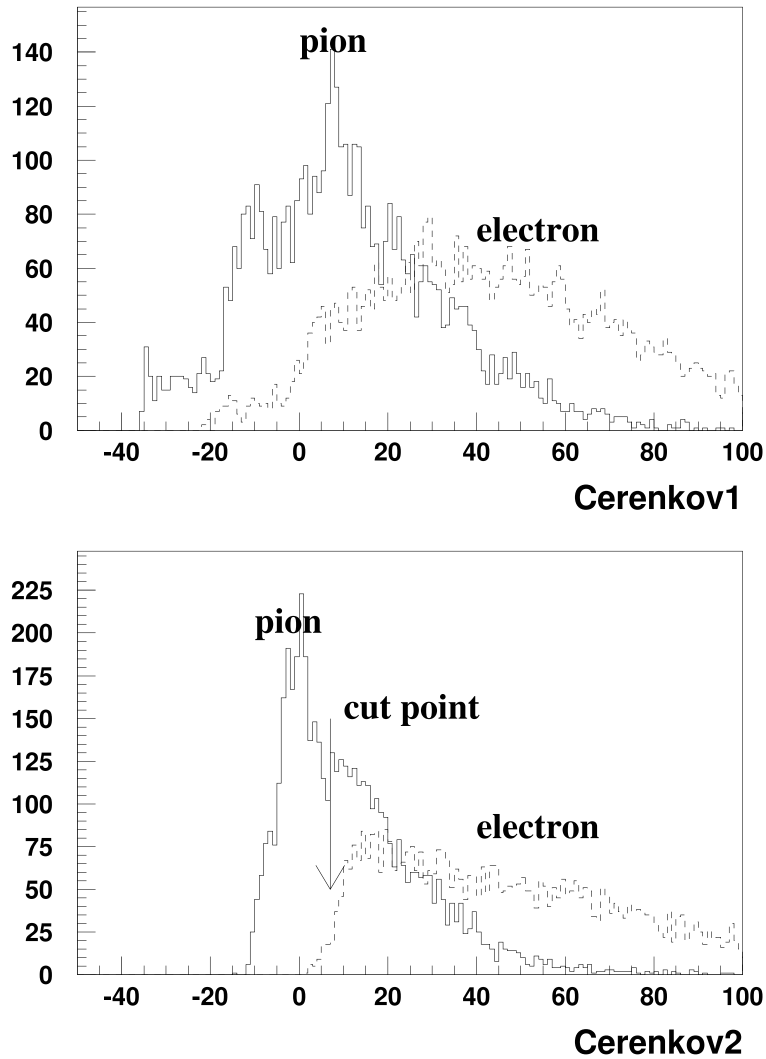


図 3.5: 電子とパイ粒子のチェレンコフカウンター分布

上図は前方のチェレンコフカウンタ、下図は後方のチェレンコフカウンタであり、各図において実線がパイ粒子の分布、点線が電子の分布である。上図より前方のチェレンコフカウンタではパイ粒子と電子は識別不可能なので使用しなかった。下図の分布よりパイ粒子と電子を識別できることがわかる。下図のパイ粒子分布において矢印より右側を電子とみなしカットした。

1.1.3　解析結果

ここでは T405 実験における、 Pb:Sci.=8:2 における解析結果のまとめとして、最終レイヤーを用いたカットとガスチェレンコフの分布を用いたカット後のイベントの波高分布、ガウスフィット後の中心値分布、エネルギー分解能分布、 e/π 比分布を示す。

カット後 波高分布

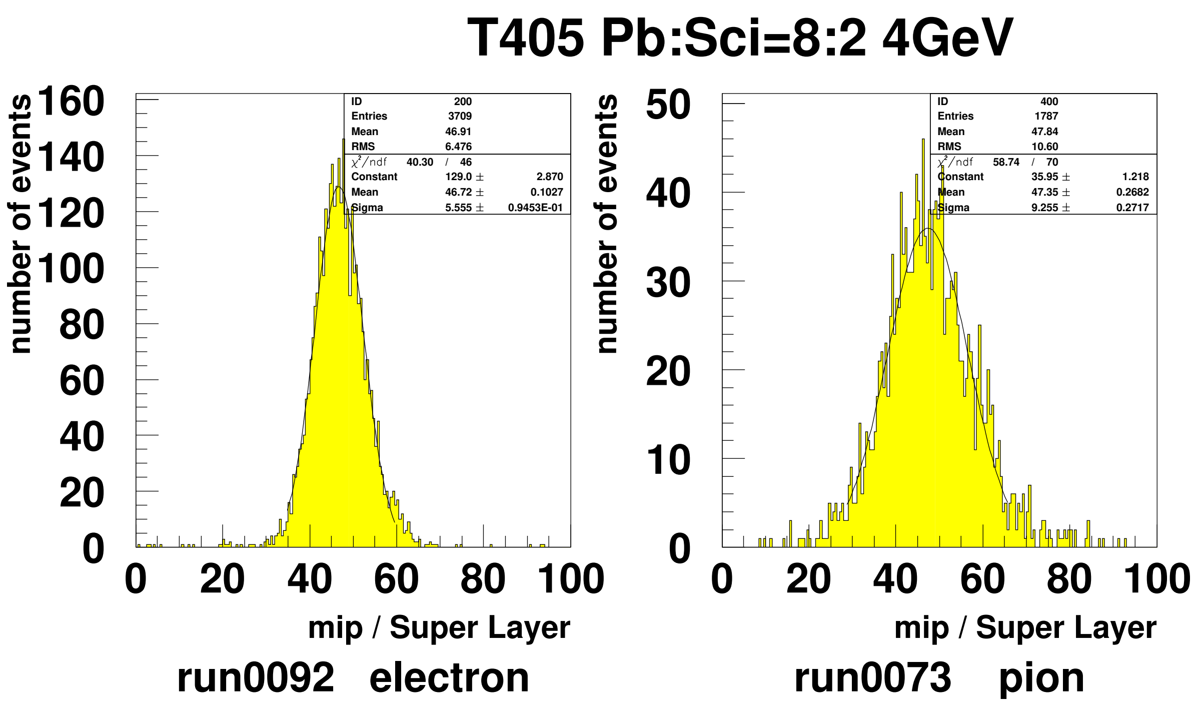


図 3.6: 4GeV ラストスーパーレイヤーカット後の分布

ビームエネルギーは 4GeV、右側がパイ粒子、左側が電子の分布である。各図の右上方には、分布の単純平均値、分散値、ガウスフィット後の中心値と分散値を示してある。これは図 3.2のカット後に対応する。

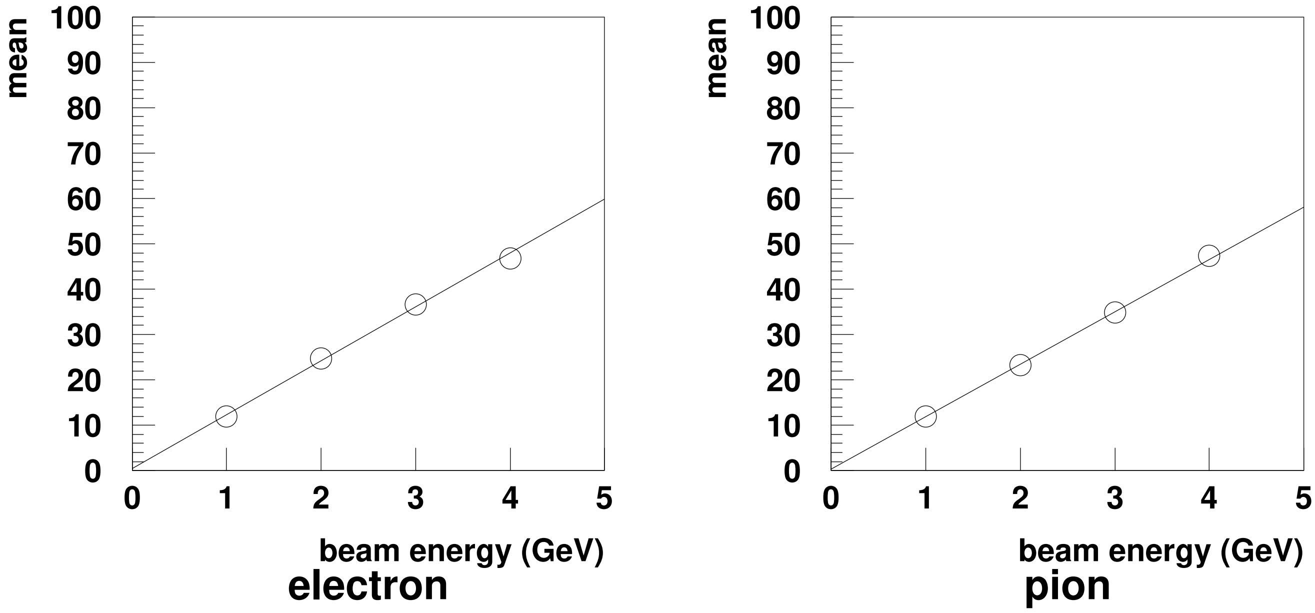


図 3.7: ビームエネルギーと測定エネルギーの分布

右図がパイ粒子、左図が電子である。この図より今回使用したテストモジュールは、電子、パイ粒子のどちらにおいてもビームエネルギーに対して測定エネルギーは線形であることが解る。測定は 1,2,3,4GeV で行なった。

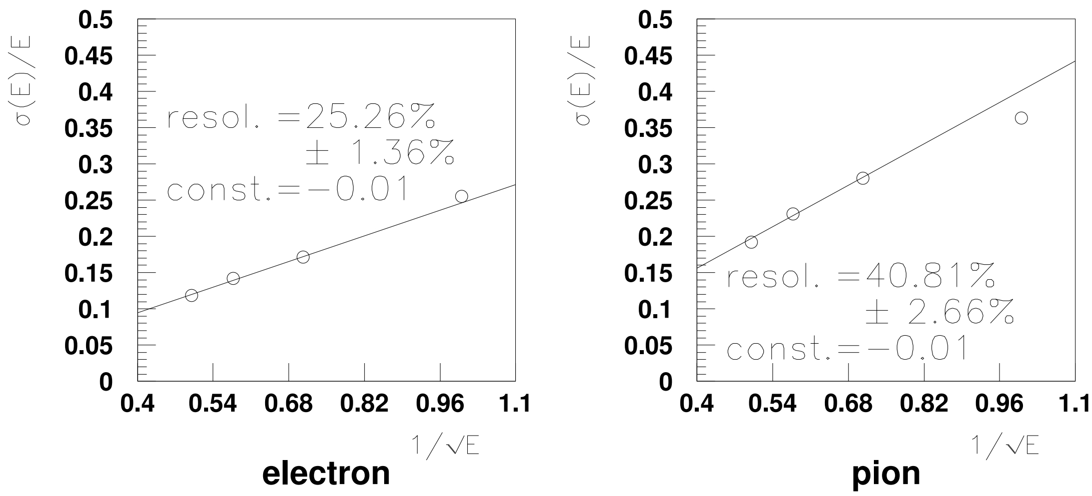


図 3.8: 測定エネルギーの分解能

右図がパイ粒子、左図が電子のビームエネルギーに対する分解能の分布である。縦軸はガウスフィットの分散値を平均値で割ったものである。測定エネルギーの分散値は、式 (3.1) と表せるので横軸はビームエネルギーの平方根の逆数にしてある。

$$\sigma(E_s)/E_s = R/\sqrt{E_s} + C \tag{3.1}$$

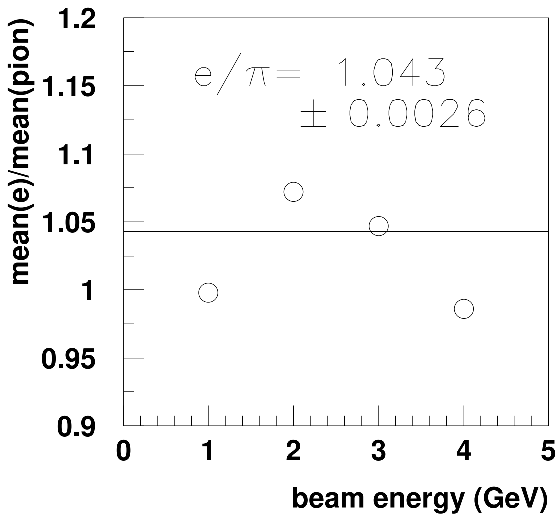
E_s は 測定エネルギー
R は 測定器のエネルギー分解能
C は 原点からのずれを表す定数項

式 (3.1) を用いてフィットし、以下のような結果が得られた。
電子のエネルギー分解能

$$\sigma_e/E_e = \frac{(25.3 \pm 1.4)\%}{\sqrt{E}} + (-0.6 \pm 0.8)\%$$

ハドロンのエネルギー分解能

$$\sigma_\pi/E_\pi = \frac{(40.8 \pm 2.6)\%}{\sqrt{E}} + (-0.7 \pm 1.6)\%$$



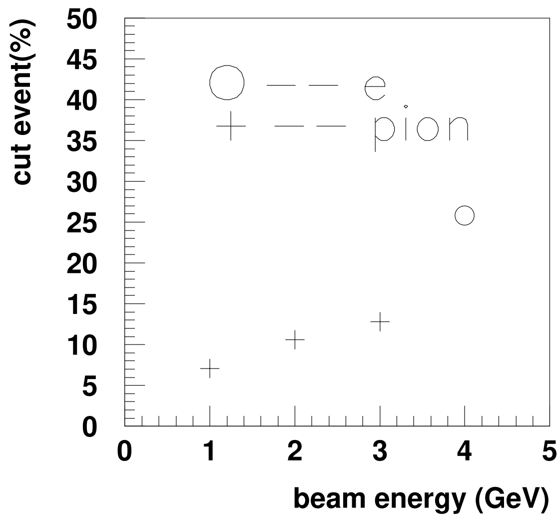


図 3.9: $\boldsymbol{e/\pi}$ 比分布とカットイベント分布

左図は電子とパイ粒子の測定エネルギーの比である e/π 比分布、右図は電子とパイ粒子において最終スーパーレイヤーとガスチェレンコフの分布を用いてカットされたイベントの割合、横軸はビームエネルギーである。
電子のカットイベントの割合は、 4GeV においては 25%、それ以下のエネルギーでは 3% 以下である。これは、チェレンコフカウンタのガス圧が 4GeV のミュー粒子にも反応する用に設定されていたためである。
4GeV から 2GeV の e/π 比の平均値は

$$e/\pi = 1.043 \pm 0.003$$

となった。

1GeV のミュー粒子はテストモジュールを貫通不可能であるから、ラストスーパーレイヤーを用いた方法では、パイ粒子トリガー中のカットできなかったミュー粒子が混入してくるので、 e/π 比の平均値を求めるために 1GeV の値は使用しなかった。

1.2 T411 実験

ここでは T411 実験における Pb:Sci.=8:2 の解析結果を報告する。キャリブレーションやイベントカットの方法は T405 実験と同じ方法を用いた。まず始めに、4GeV における電子とパイ粒子の未カットのデータを、次にイベントカットに使用した最終スーパーレイヤー分布と前後のチェレンコフカウンターの二次元分布を示す。

1.2.1 イベントのカット

未カットの電子とパイ粒子の波高分布

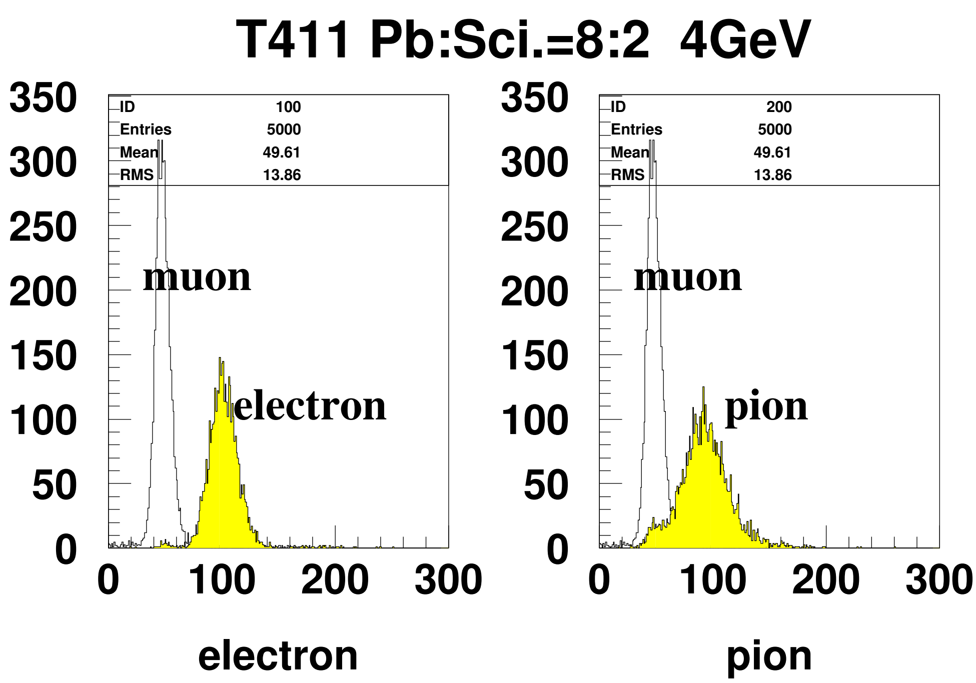


図 3.10: 4GeV 電子トリガとパイ粒子トリガ中のミュー粒子

左図が電子、右図パイ粒子であり、それぞれに白抜きでミュー粒子の分布が重ねてある。T411 実験ではチェレンコフカウンタのガス圧を T405 実験時よりも、ミュー粒子に対する反応を低下させたので、電子トリガーへのミュー粒子の混入率は 3% 以下である。また、パイ粒子の分布の左側のテールにあるピークはミュー粒子のピークに対応している。

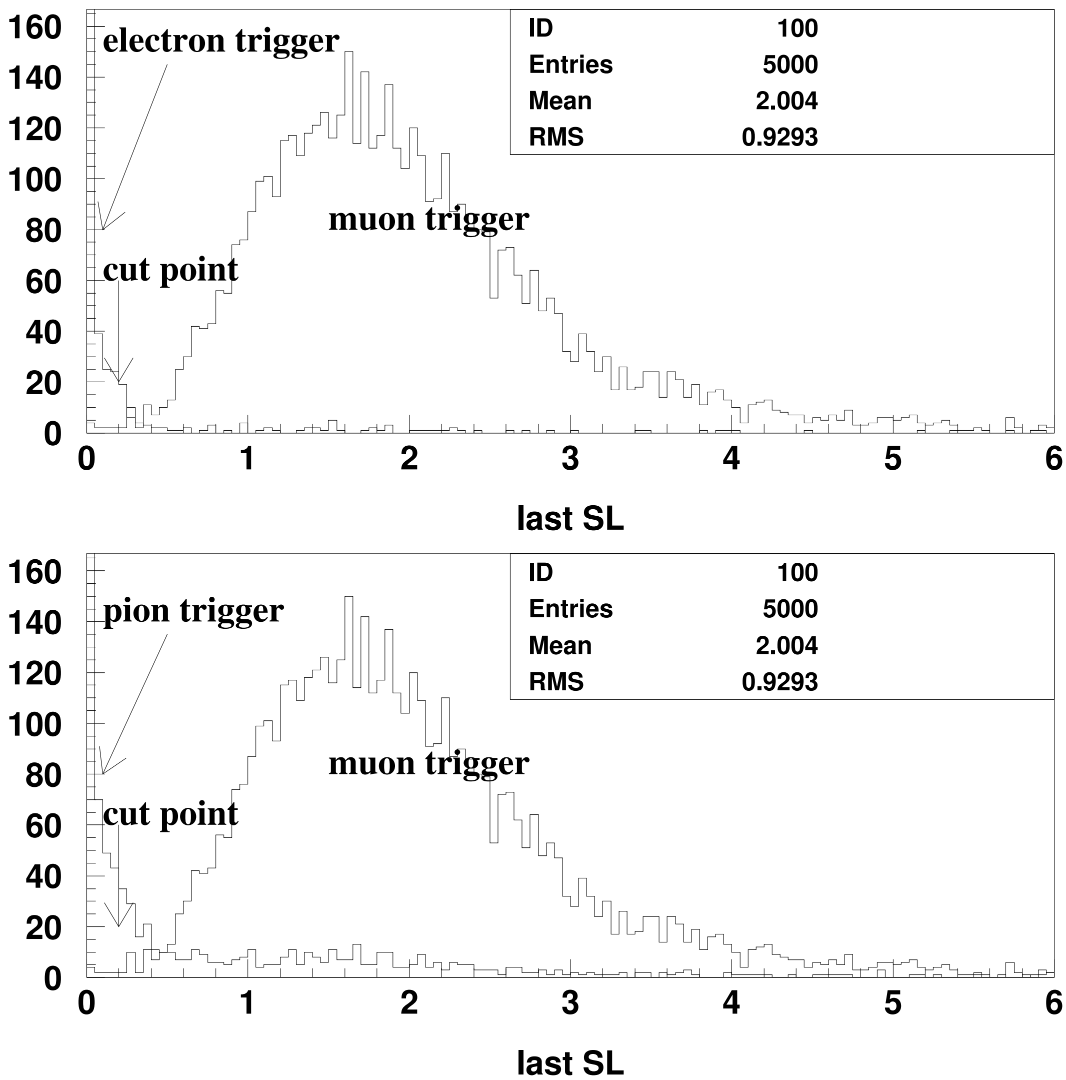


図 3.11: T411 実験 4GeV 最終スーパーレイヤー分布とカット点

上図は電子、下図はパイ粒子の最終スーパーレイヤーの分布であり、各分布にはミュー粒子の分布が重ねてある。上図より、 T411 実験では T405 実験に較べ、電子トリガーへのミュー粒子の混入が少ないことが解る。電子、パイ粒子それぞれにおいて、カット点より大きいイベントをミュー粒子とみなしカットした

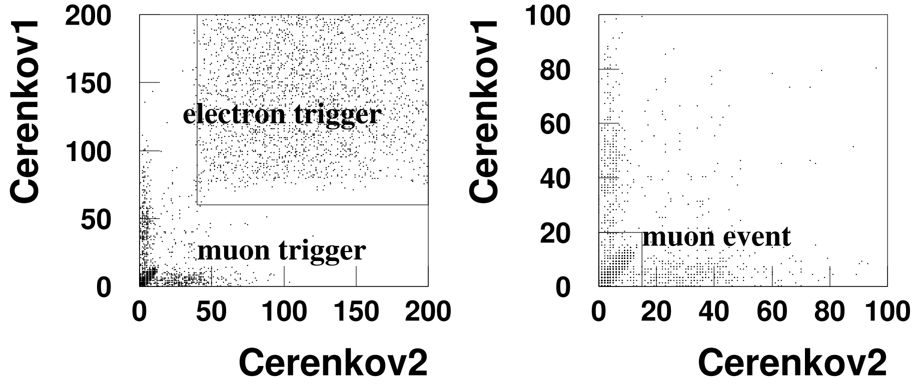


図 3.12: 電子とミュー粒子のチェレンコフカウンタ二次元分布

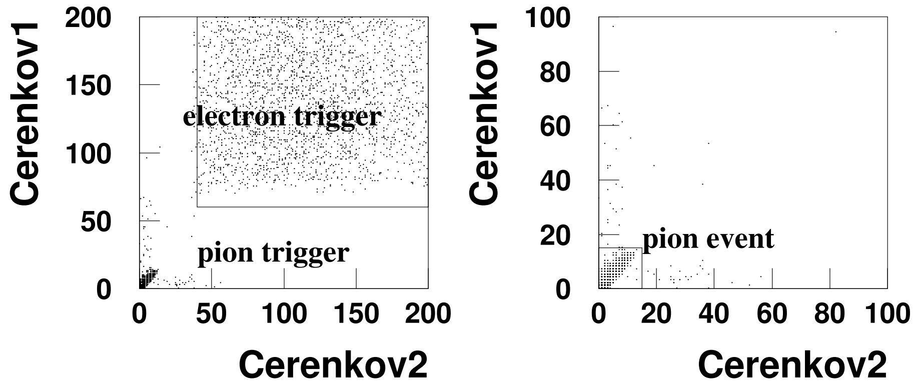


図 3.13: 電子とパイ粒子のチェレンコフカウンタ二次元分布

図 3.12は電子トリガとミュー粒子トリガ、図 3.13は電子トリガとパイ粒子トリガのチェレンコフカウンタ二次元分布である。それぞれの左側の図は右側の拡大図であり、四角内が選択したイベントである。

1.2.2　解析結果

T411 Pb:Sci.=8:2 の解析結果

ここでは T411 実験における、 Pb:Sci.=8:2 における解析結果のまとめとして、ガウスフィット後の中心値分布、エネルギー分解能分布、 e/π 比分布を示す。

カット後の分布とガウスフィットの結果

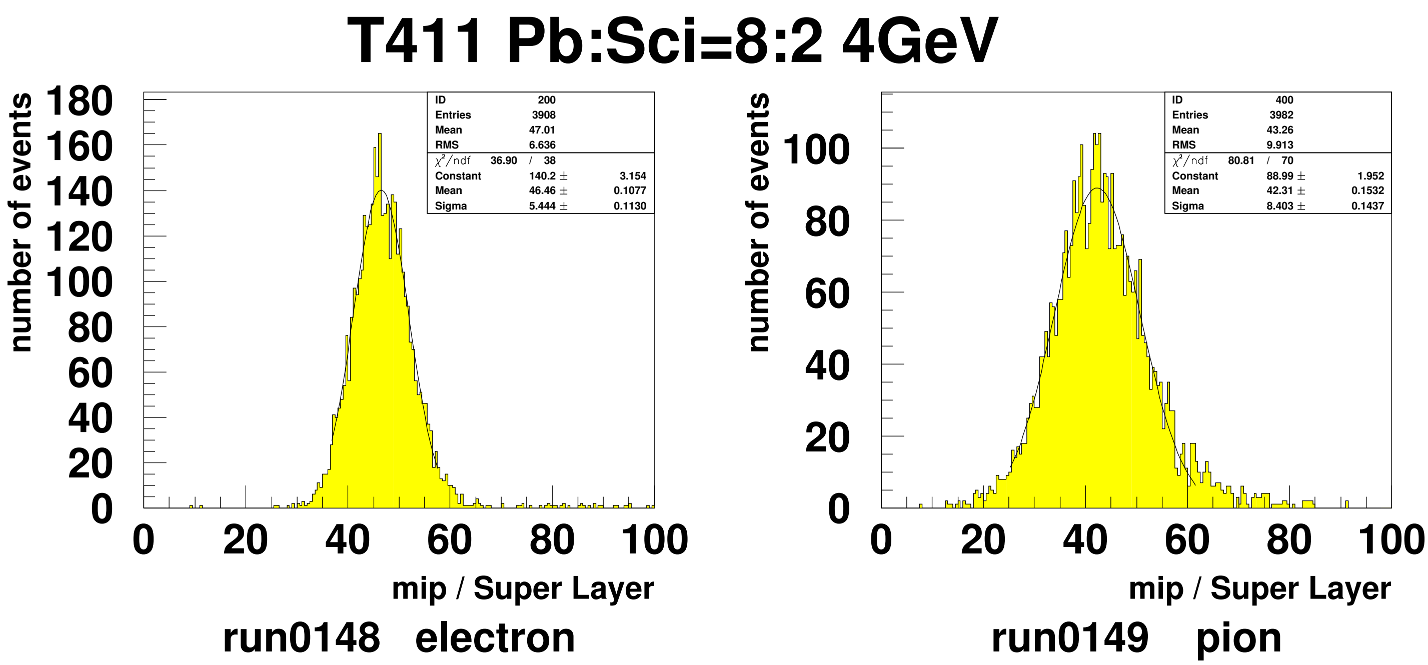


図 3.14: 4GeV ラストスーパーレイヤーカット後の分布

左側が電子、右側がパイ粒子のカット後の分布である。

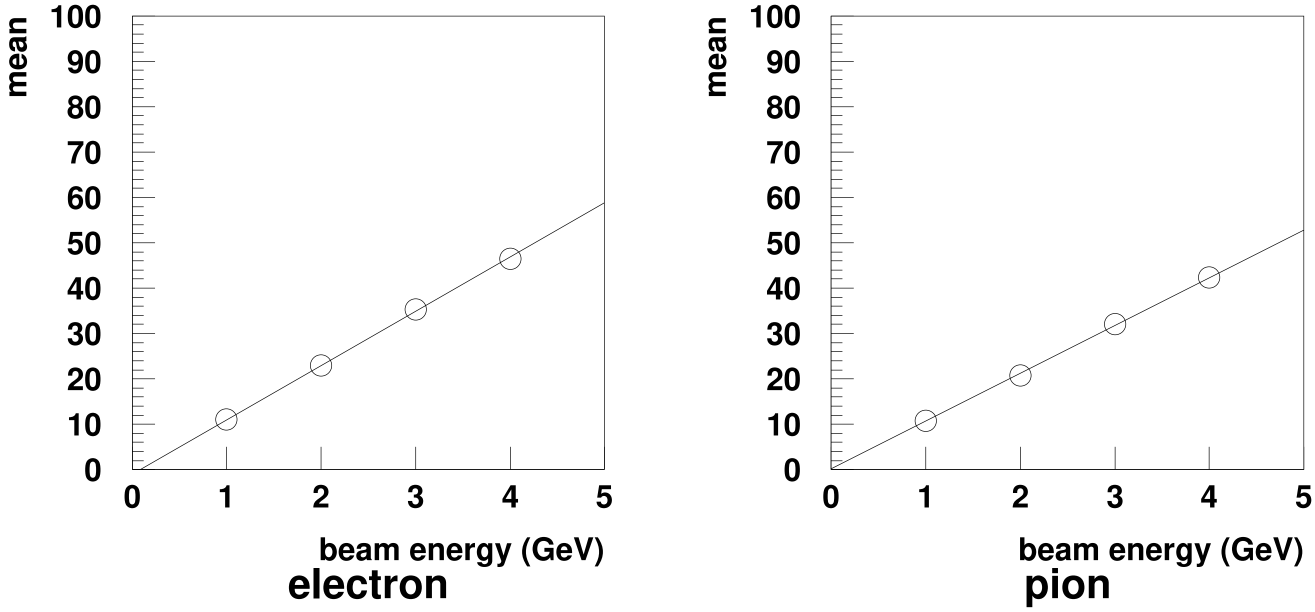


図 3.15: ビームエネルギーと測定エネルギーの分布

右図がパイ粒子、左図が電子のビームエネルギーとガウスフィットの中心値分布である。この図より、 T405 実験と同様に T411 実験のテストモジュールは、電子、パイ粒子のどちらにおいてもビームエネルギーに対して測定エネルギーは線形であることが分る。

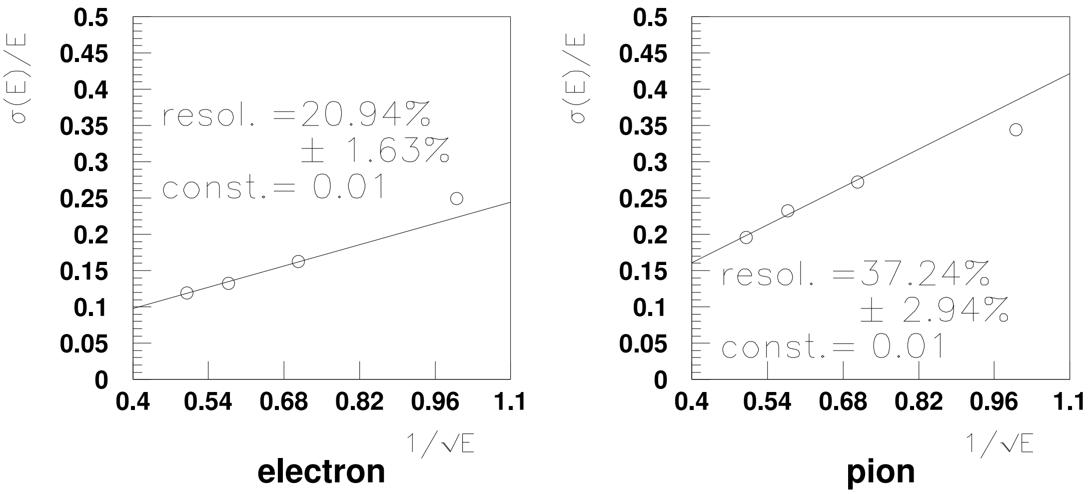


図 3.16: エネルギー分解能分布

右図がパイ粒子、左図が電子のビームエネルギーに対する解像の分布である。縦軸はガウスフィットの分散値を平均値で割ったもので、横軸は T405 実験と同様にビームエネルギーの平方根の逆数にしてある。 T405 実験と同様に式 (3.1) を用いてフィットし、以下のような結果が得られた。

電子のエネルギー分解能

$$\sigma_e/E_e = \frac{(20.94 \pm 1.6)\%}{\sqrt{E}} + (1.4 \pm 0.9)\%$$

ハドロンのエネルギー分解能

$$\sigma_\pi/E_\pi = \frac{(37.24 \pm 2.9)\%}{\sqrt{E}} + (1.2 \pm 1.7)\%$$

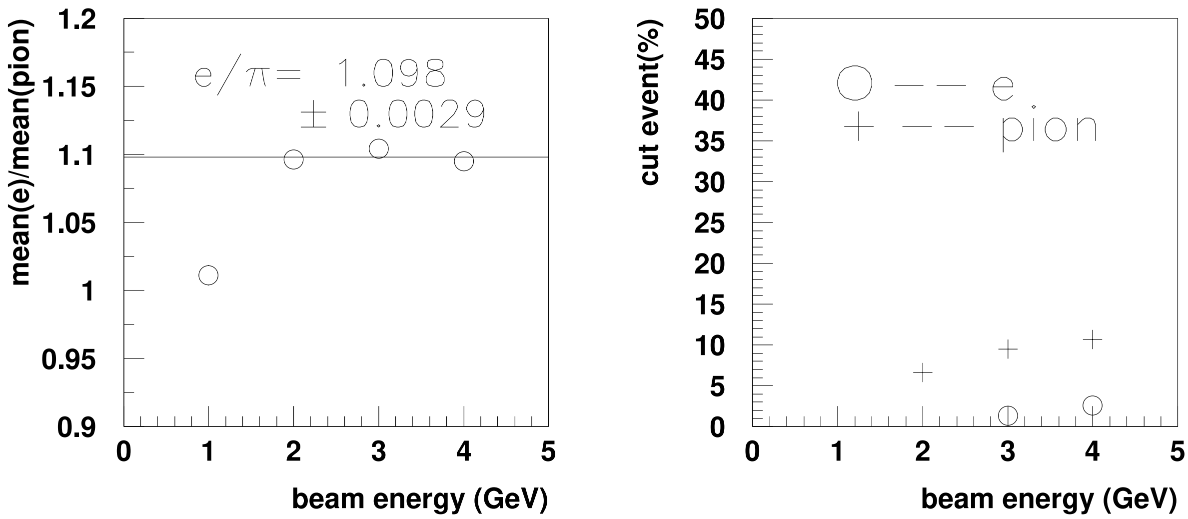


図 3.17: e/π 比分布とカットイベント分布

左図は e/π 比分布、右図は電子とパイ粒子において最終スーパーレイヤーとチェレンコフカウンタの分布を用いてカットされたイベントの割合、横軸はビームエネルギーである。
4GeV から 2GeV の e/π 比の平均値は

$$e/\pi = 1.098 \pm 0.003$$

となった。

1GeV のミュー粒子はテストモジュールを貫通不可能であるから、ラストスーパーレイヤーを用いた方法では、パイ粒子トリガー中のカットできなかったミュー粒子が混入してくるので、 e/π 比の平均値を求めるために 1GeV の値は使用しなかった。

2 鉛厚スキャン

ここでは、鉛の厚さを、変化させた時の測定エネルギーの分散値と分解能、そして e/π 比について報告する。

ペデスタルの算出方法、キャリブレーションの方法、イベントカットの方法は全て鉛厚 8mm と同様の方法を用いた。

2.1 測定エネルギーの分散値と分解能

T405 実験 電子 測定エネルギーの分散値と分解能

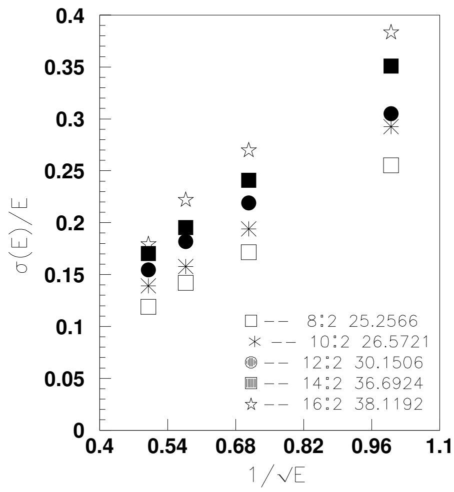


図 3.18: 測定エネルギーの分散値分布

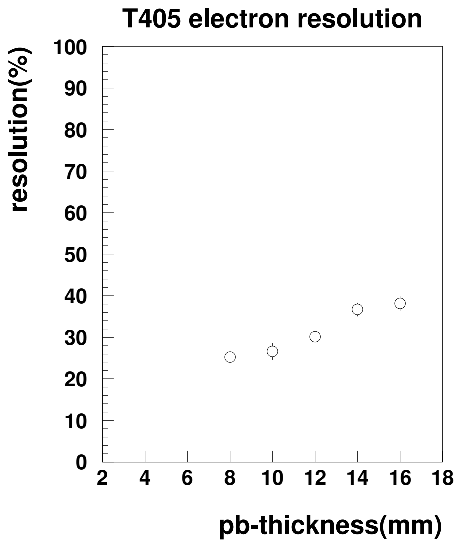


図 3.19: 測定エネルギーの分解能

鉛厚 (mm)	分解能 (%)	定数項 (%)
8	25.26	-1
10	26.57	1
12	31.32	0
14	36.27	-1
16	44.39	-4

表 3.2: 各鉛厚における分解能と定数項の一覧

図 3.18の縦軸は測定エネルギーの分散値、横軸は測定エネルギーの平方根の逆数である。図 3.19の縦軸は測定エネルギーの分解能、横軸は鉛厚である。表 3.2に各鉛厚における分解能と定数項を示す。

T405 実験 パイ粒子 測定エネルギーの分散値と分解能

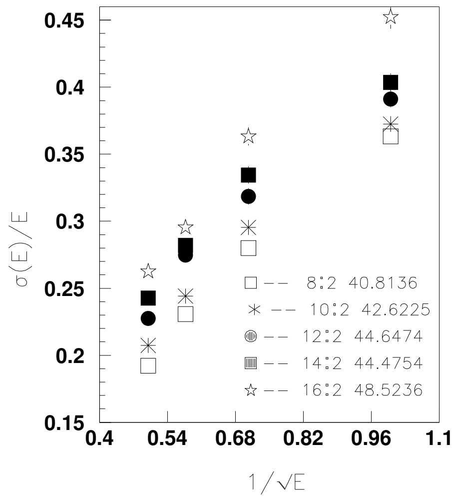


図 3.20: 測定エネルギーの分散値

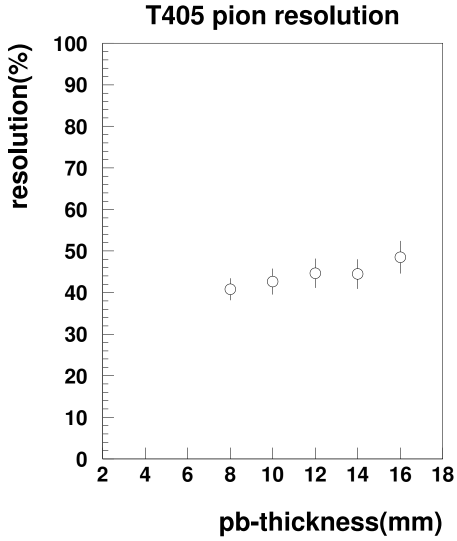


図 3.21: 測定エネルギーの分解能

鉛厚 (mm)	分解能 (%)	定数項 (%)
8	40.81	-1
10	42.82	0
12	44.64	1
14	44.47	2
16	48.52	2

表 3.3: 各鉛厚における分解能と定数項の一覧

図 3.20の縦軸は測定エネルギーの分散値、横軸は測定エネルギーの平方根の逆数である。図 3.21の縦軸は測定エネルギーの分解能、横軸は鉛厚である。表 3.3に各鉛厚における分解能と定数項を示す。

T411 実験 電子 測定エネルギーの分散値と分解能

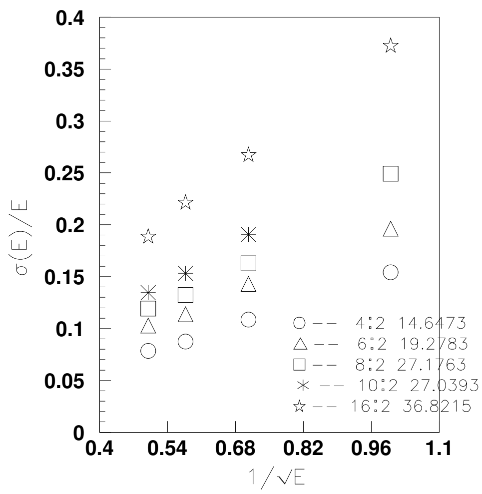


図 3.22: 測定エネルギーの分散値分布

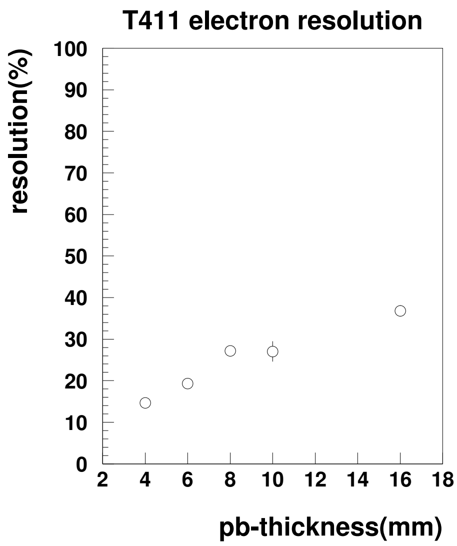


図 3.23: 測定エネルギーの分解能分布

鉛厚 (mm)	分解能 (%)	定数項 (%)
4	14.65	0
6	20.68	0
8	20.64	1
10	27.04	0
16	38.12	0

表 3.4: 各鉛厚における分解能と定数項の一覧

図 3.22の縦軸は測定エネルギーの分散値、横軸は測定エネルギーの平方根の逆数である。図 3.23の縦軸は測定エネルギーの分解能、横軸は鉛厚である。表 3.4に各鉛厚における分解能と定数項を示す。

T411 実験 パイ粒子 測定エネルギーの分散値と分解能

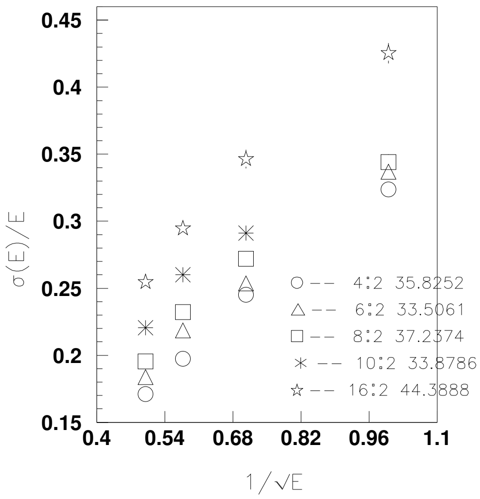


図 3.24: 測定エネルギーの分散値分布

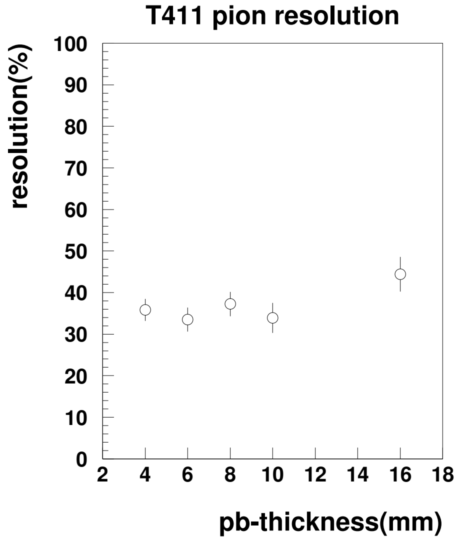


図 3.25: 測定エネルギーの分解能分布

鉛厚 (mm)	分解能 (%)	定数項 (%)
4	35.82	-1
6	33.51	2
8	37.24	1
10	33.88	6
16	44.39	3

表 3.5: 各鉛厚における分解能と定数項の一覧

図 3.24の縦軸は測定エネルギーの分散値、横軸は測定エネルギーの平方根の逆数である。図 3.25の縦軸は測定エネルギーの分解能、横軸は鉛厚である。表 3.5に各鉛厚における分解能と定数項を示す。

測定エネルギーの分解能 一覧図

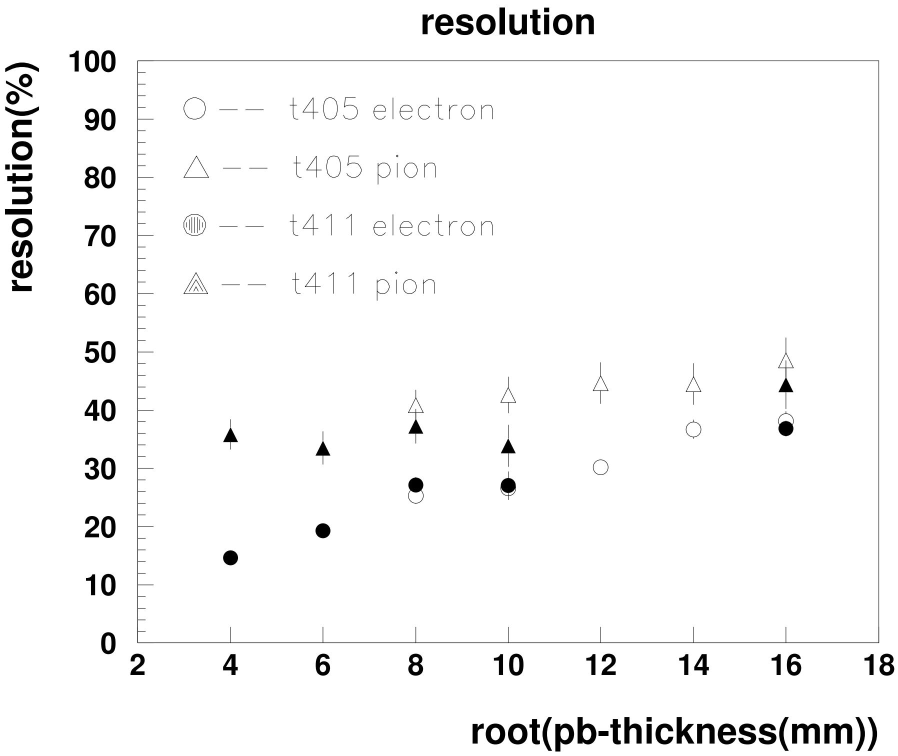


図 3.26: エネルギー分解能の一覧図

縦軸は測定エネルギーの分解能、横軸は鉛厚である。この図より鉛厚 10mm における ハドロンの結果においては T405 と T411 の間に統計誤差以上の差が存在するが、他の厚さにおいては電子, ハドロンとも良い一致が見られる。

2.2 e/π 比 一覧図

ここでは、二つの実験の各エネルギーごとの e/π 比と、各鉛厚ごとに平均した e/π 比 を示す。また、次項においては二つの実験結果を比較する。

T405 実験

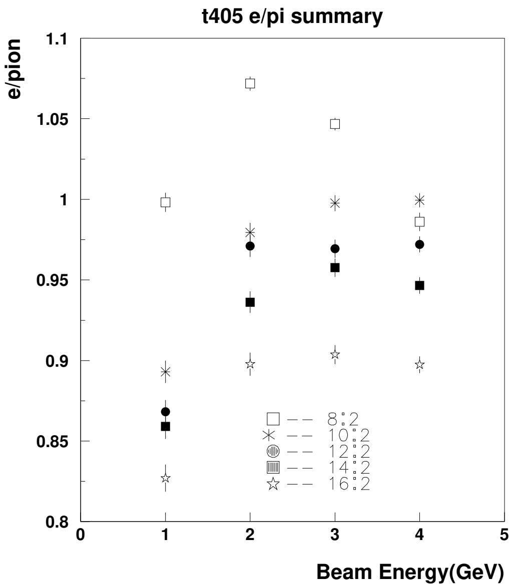


図 3.27: e/π 比分布

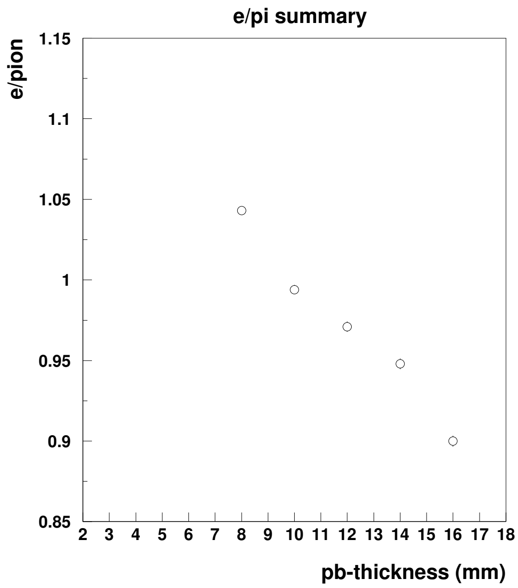


図 3.28: e/π 比分布

T411 実験

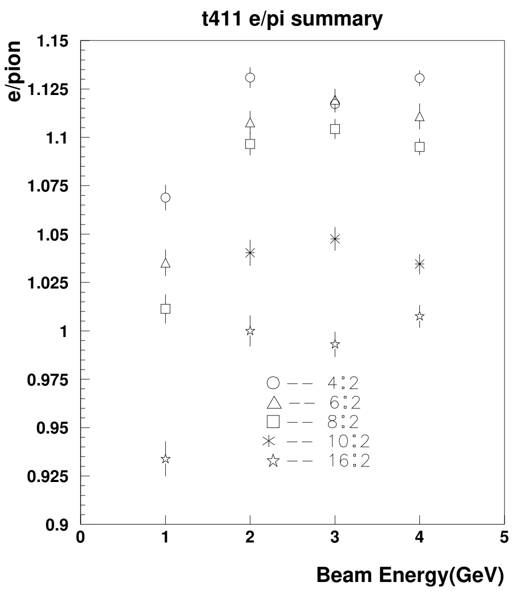


図 3.29: e/π 比分布

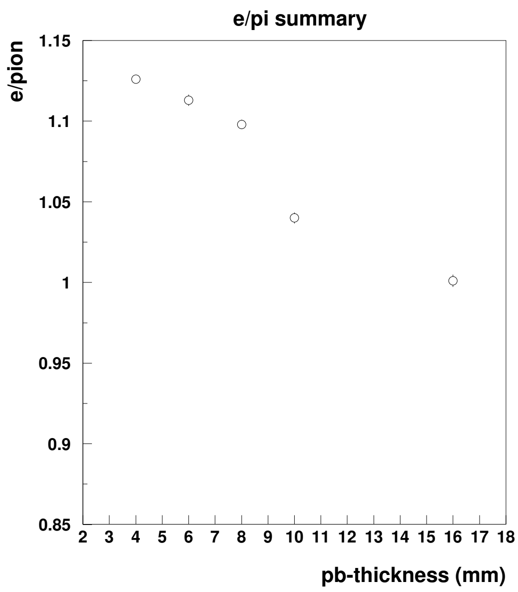


図 3.30: e/π 比分布

e/π 比 の 平均値 比較図

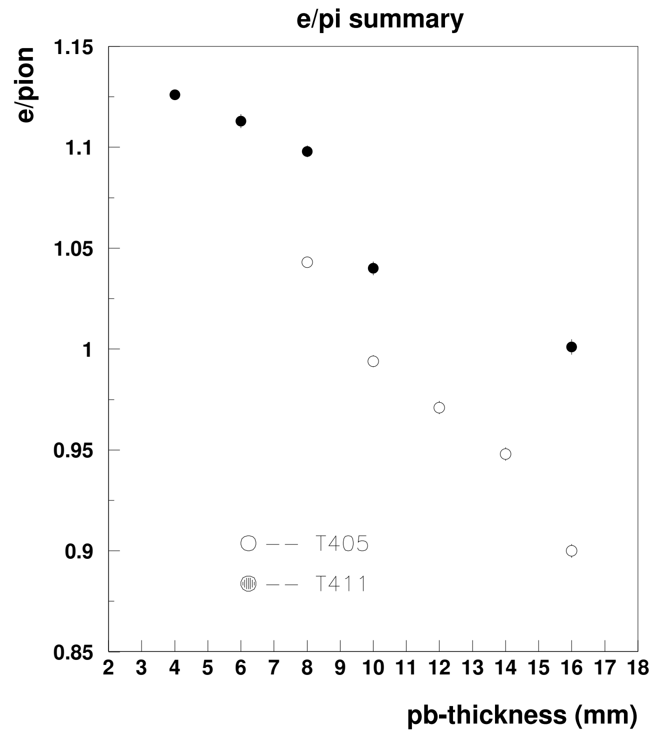


図 3.31: 二つの実験値の e/π 比と鉛の厚さとの関係

鉛厚 8(mm) と 10(mm) において、二つの実験値の間には約 5% の違いが存在する。また、 16(mm) においてはその差は 10% にもなる。二つの実験における解析の手法を全て同じにし、一貫性を保っているので、解析手法からこの誤差が生じたとは考えにくい。

第 4 章

計算機シュミレーション

ここでは、今回実験を行ったテストモジュールの計算機シュミレーションについて示す。シュミレーションには、 CERNLib の GEANT3 を使用した。

GEANT3 は CERN が長年にわたり開発を続けてきた測定器シュミレーションライブラリであり、コードは FORTRAN によって書かれている。以下に、今回のシュミレーションで定義したテストモジュールのジオメトリー (幾何学的形状) と配置、そして入力パラメータを示す。

1　ジオメトリー

今回、実験に使用したテストモジュールは、鉛板、シンチレータ、 WLS、ライトガイド、 PMT 等で構成されており、これらすべてを GEANT を用いて細部にわたり表現することは困難である。そこで、シュミレーションには鉛板とシンチレータのみを使用した。また、実際のシンチレータには、横方向に 6 本の溝が掘ってあり、その中に WLS が埋め込まれているが、ここではそれを無視した。

シンチレータの厚さは 2mm、鉛板の厚さは実験と同じく 4mm から 16mm までの配置で、スーパーレイヤー数は実験と同じにした（表 2.1参照）。シンチレータは、水素と炭素の混合比を 1.01 対 12.01、密度を $1.032g/cm^3$ として定義した。

2　入力パラメータ

使用した粒子は 1、 2、 3、 4GeV の電子、パイ粒子、ミュー粒子である。 GEANT3 には、ハドロンの相互作用を計算するルーチンとして、 GEISHA と FLUKA の二つが存在するが、今回は主として GEISHA を用いた。以下に今回使用した粒子をトラッキングする際に必要となるエネルギーカット値を示す。

	変数名	カット値
光子	CUTGAM	10KeV
電子	CUTELE	100KeV
中性ハドロン	CUTNEU	100KeV
荷電ハドロン	CUTHAD	100KeV

表 4.1: GEANT シュミレーションカット値

GEANT におけるカット値とは、粒子のトラッキング過程において、設定されたエネルギーよりも粒子の運動エネルギーが小さくなったら、その粒子のトラッキングを中止させるパラメータである。他のカット値は初期値を使用した。[10]

3 シュミレーション結果

ここでは、今回のシュミレーションの結果として、各粒子におけるサンプリングエネルギーの分散値と解像度、そして e/π 比を示す。

3.1 サンプリングエネルギーの分散値と解像度

電子のサンプリングエネルギーの分散値

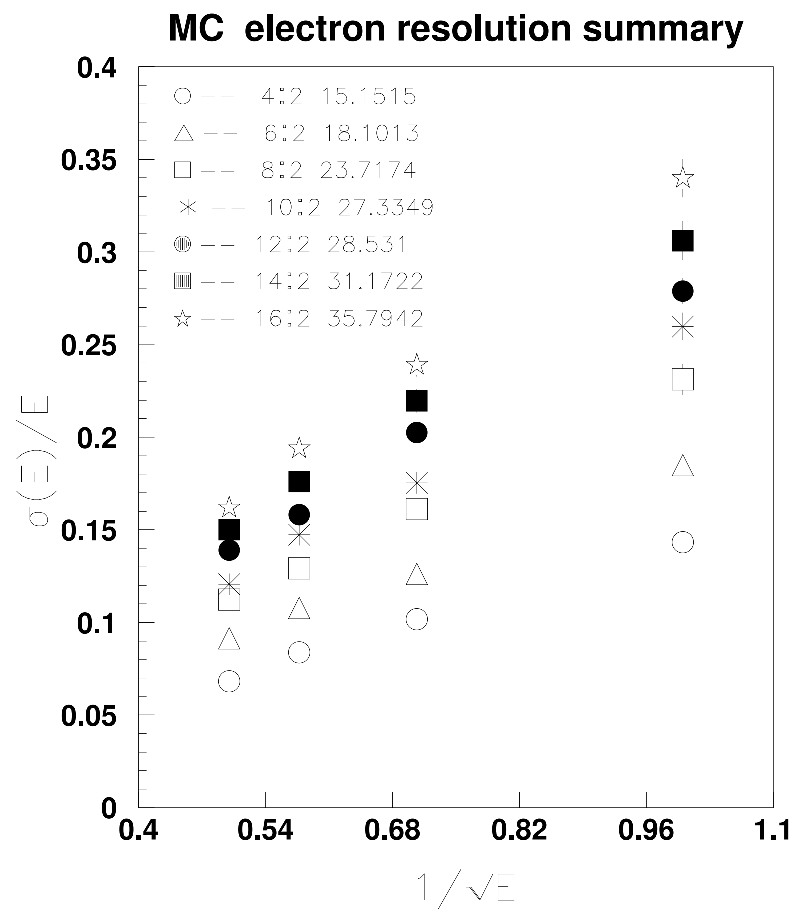


図 4.1: 電子のサンプリングエネルギーの分散値

縦軸はサンプリングエネルギーの分散値、横軸はサンプリングエネルギーの平方根の逆数であり、左上に示してあるのは、記号と比率との対応である。
この図より鉛厚の減少と共に分散値は下る傾向にあることが解る。

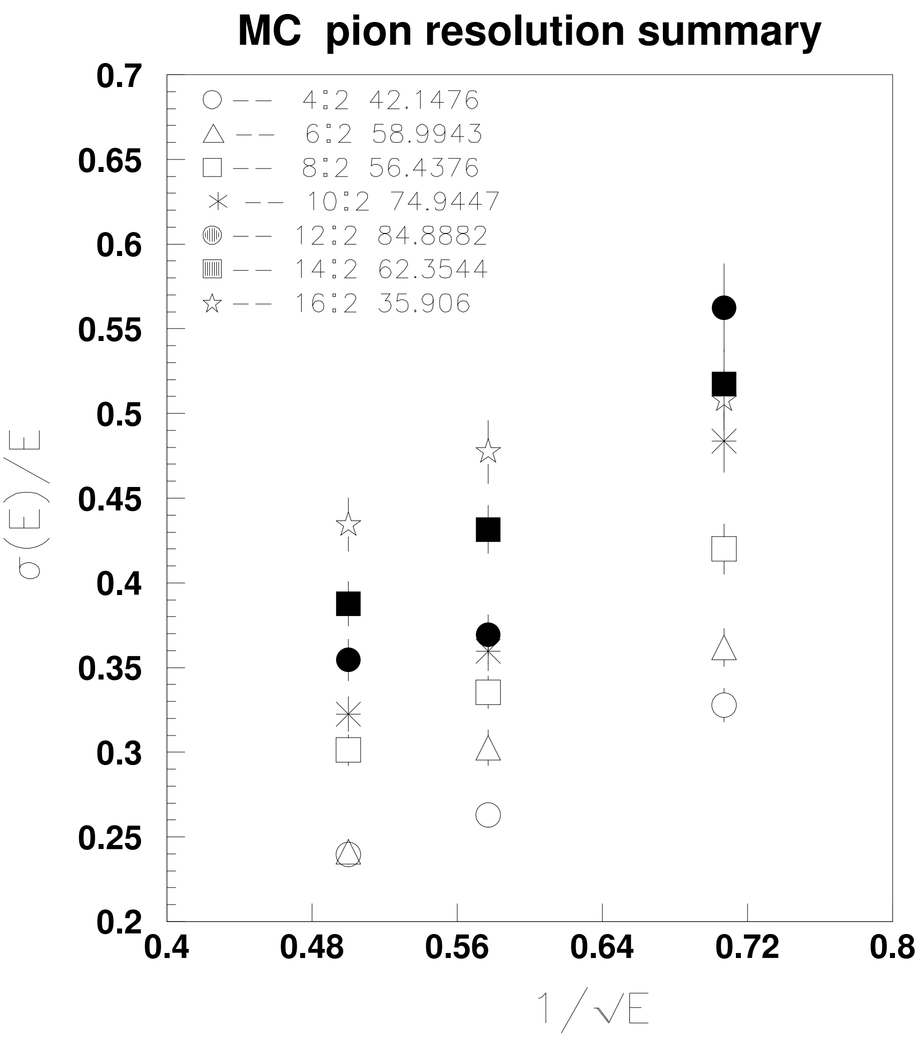


図 4.2: パイ粒子のサンプリングエネルギーの分散値

縦軸はサンプリングエネルギーの分散値、横軸はサンプリングエネルギーの平方根の逆数である。

この図より鉛厚の減少と共に分散値は下る傾向にあることが解る。

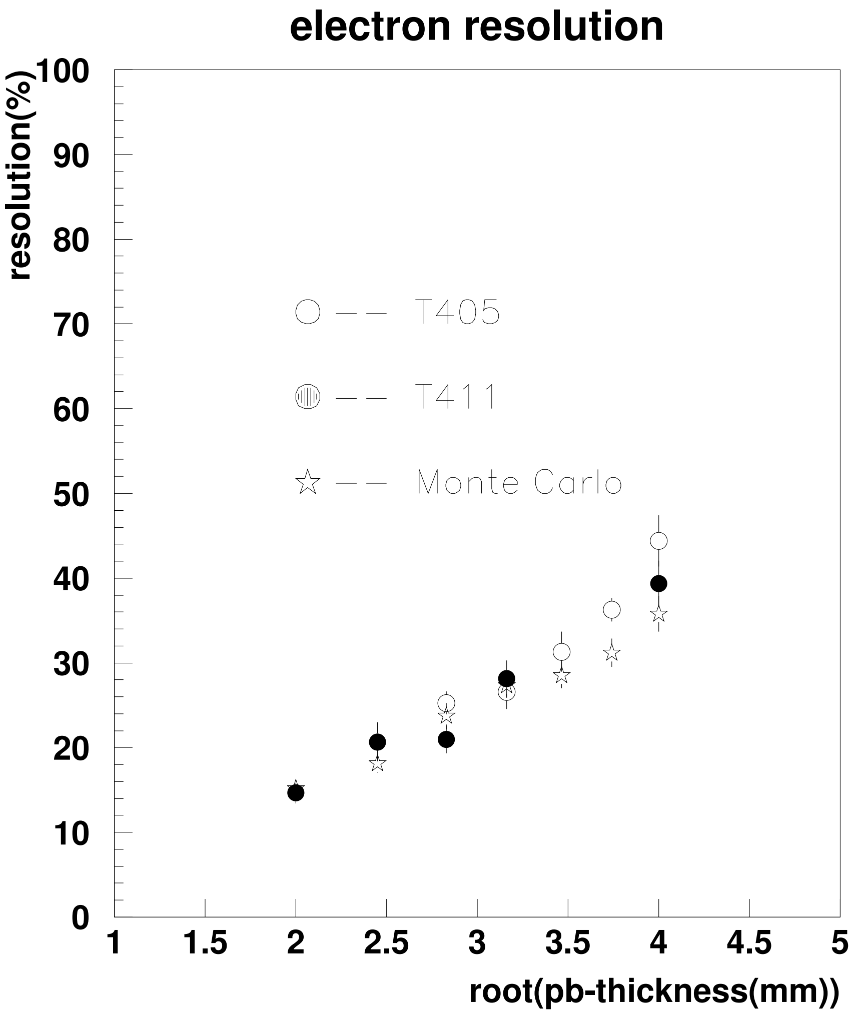


図 4.3: 電子のエネルギー解像度

この図より、鉛厚の減少と共にサンプリングエネルギーの解像度は下がる傾向にあることがわかる。また、実験値とシュミレーション結果は誤差の範囲で一致している。ただし、この図での誤差棒は実験値もシュミレーション結果も統計誤差のみである。

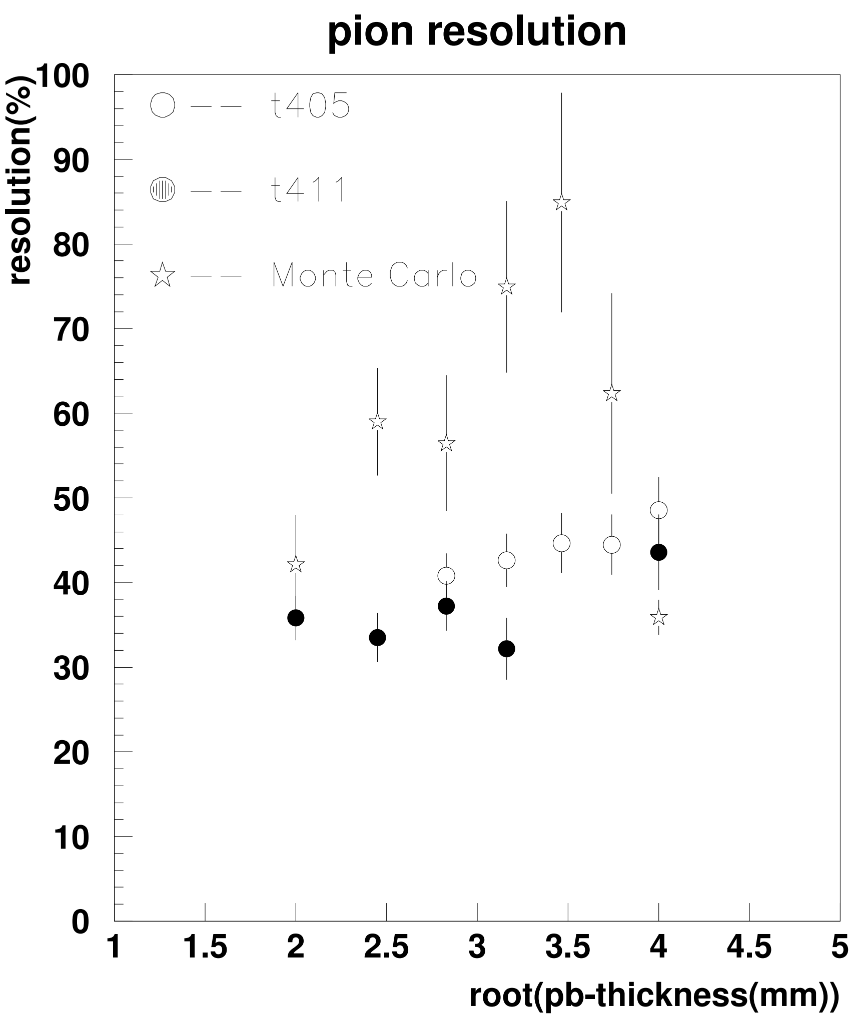


図 4.4: パイ粒子のエネルギー解像度のシュミレーションとの比較図

この図より T405 実験と T411 実験の間には十分な一致が見られるが、実験結果とシュミレーション結果の間には大きな差異が見られる。

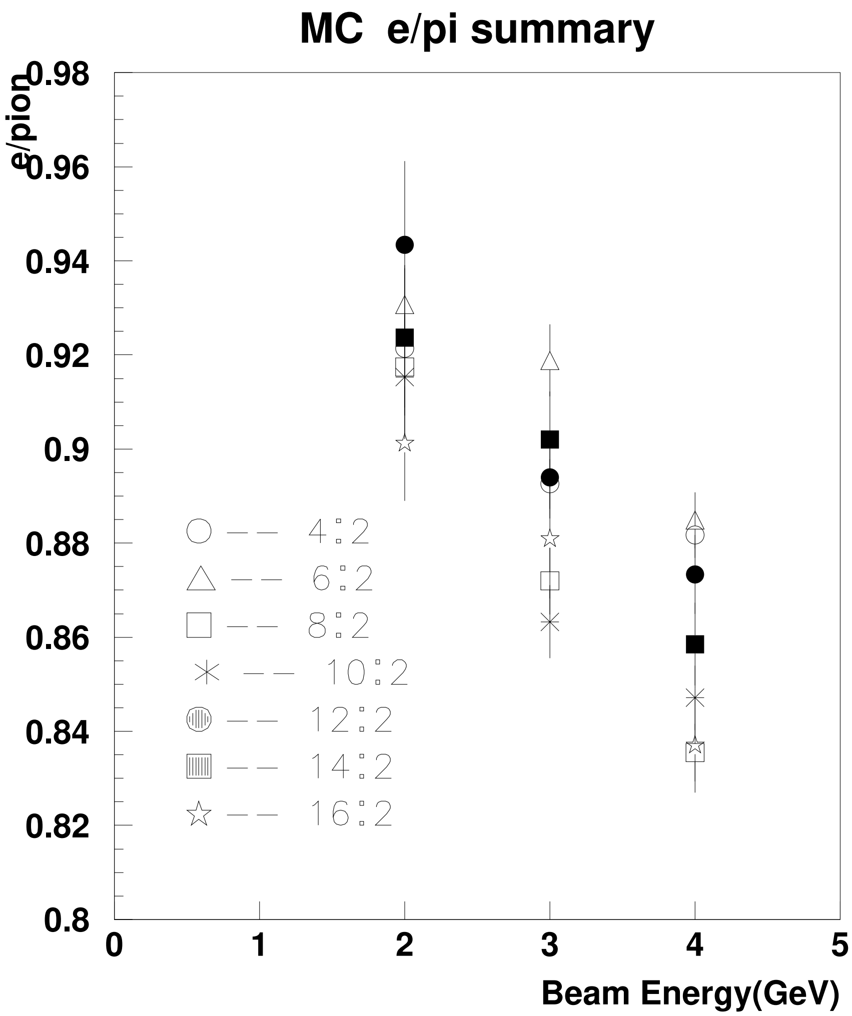


図 4.5: e/π 比分布

この図より、シュミレーション結果の e/π 比には大きなエネルギー依存見られる。これは実験値とは異なる傾向である。

第 5 章

まとめ

1　実験結果のまとめ

二度の実験に分けて、シンチレータの厚さを 2mm に固定し、鉛の厚さを 2mm 間隔で 4mm から 16mm まで変化させて e/π 比と分解能の測定を行い、以下のような結果が得られた。

- 鉛とシンチレータを用いた補償型ハドロンカロリメータにおいて、 JLC が要求しているハドロンのエネルギー分解能 $40\%/\sqrt{E}$ を十分実現できることがわかった。
- 図 3.31より、 e/π 比の絶対的な値はまだ決定できないが、鉛厚と e/π 比の間には系統的な依存性が存在することがわかった。
- T405 と T411 の分解能は十分一致しているが、 e/π 比の間には大きな差が存在する。この差については、現在も調査中である。

2　計算機シュミレーションのまとめ

今回のシュミレーション結果より、電子の解像度は実験データに対してある程度の一致をみるが、パイ粒子に対しては全く一致が見られない。これは GEANT3 に組み込まれているユーザーが調整不可能なハドロン衝突断面積のデータに問題があるからである。しかしながら、電子のシュミレーション結果が実験値と一致したということは、今回の実験と解析方法が適切であったことをものがたっている。

GEANT3 のハドロンのシュミレーション結果が、一般的に実験結果と一致が見られないことは、今では周知の事実となっている。これは GEANT3 を使用するユーザーが、どれほど良いコードを書いても結果は同じである。現在、 CERN では GEANT3 に代わる GEANT4 の開発を行なっており、今年の 4 月には一般ユーザー用がリリースされる予定である。

GEANT4 では C++ とオブジェクト指向の概念を用いて、開発、保守のしやすいソフトウェアをめざしており、また、物理の相互作用プロセスも GEANT3 には無い新しいものを導入している。特にハドロンカロリメータにおいて重要になる、低および中エネルギーの陽子、中性子、

パイ粒子に対する実験的な衝突断面積のデータが大幅な変更を受ける予定であり [13]、 GEANT4 によるシュミレーションには大きな期待が持てる。

GEANT4 による計算機シュミレーションを行ない、ハドロンの最小エネルギー分解能において $e/\pi \simeq 1$ になる原因をさぐることは今後の課題となる。

参考文献

[1] 平成５年度科研費報告書『リニアコライダーの物理』

[2] 平成８年度科研費報告書『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』

[3] T.Tsukamoto,K.Fujii(KEK,Tsukuba),H.Murayama(LBL,Berkeley & Tohoku U.),M.Yamaguchi(Tohoku U.),Y.Okada(KEK,Tsukuba), Precision study of supersymetry at future linear e^+e- colliders, *Phys.Rev.*__D51__(1995)3153

[4] Proceedings of the Sixth Workshop on Japan Linear Collider

[5] D.Acosta,et.al.,Nucl. Instr. and Meth.A308(1991)481.

[6] E.Bernarudi,et.al.,Nucl. Instr. and Meth. A262(1987)229.

[7] T.Hasegawa,Master Thesis.

[8] Y.Fujii,Proc.of 2nd JLC Workshop.

[9] K.Ishii et.al., to be published in Nucl. INstr. and Meth.A.

[10] GEANT,CERN Program Library Long Writeup W5013

[11] Review Of Particle Physics,Partilce Data Group

[12] Performance and Limitations of Hadoron Calorimeters, Richard Wigmans,CERN-PPE/91-205

[13] GEANT4:An Object-Oriented Toolkit for Simulation in HEP,
LCB Status Report/RD44,CERN/LHCC/97-40

謝辞

本論をまとめるにあたり、御指導をいただいた指導教官である竹下徹助教授に深く感謝を申しあげます。また、実験等の多くの助言を下さった高エネルギ加速器研究機構 藤井芳昭助手、神前純一助手、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 金信弘教授、原和彦講師に深く感謝し厚く御礼を申し上げます。

最後に、実験を共に行なった鈴木隆史氏、金谷奈央子氏、山田要介氏、宮島明里氏、杉本佳之氏、石崎智子氏、中川敦子氏、生田大悟氏、太田達郎氏を始めとするJLCカロリメータグループの皆様に深く感謝致します。

付録 A

シュミレーションプログラム

1　ソースコード

以下に、今回使用した GEANT のシュミレーションのソースコードを示す。

main.f

```
      PROGRAM MAIN
C
C     ヘッダファイルの読み込み
C     GEANT の common の定義
      INCLUDE 'gecom.h'
C     私的データの common の定義
      INCLUDE 'mycom.h'
C
      PARAMETER (NGBANK=6000000,NHBOOK=600000)
C     NCOLUM は HBOOK ファイルのカラム数
      PARAMETER (NCOLUM=2+LAYNUM+1+5)
      COMMON/GCBANK/Q(NGBANK)
      COMMON/PAWC/H(NHBOOK)
C     HBOOK ファイルのタグの定義
      CHARACTER*8 CHTAGS(NCOLUM)
      DATA CHTAGS/'ADE','SDE','L1','L2','L3','L4','L5','L6',
     &'L7','L8','L9','L10','L11','L12','L13','L14','L15',
     &'L16','L17','L18','L19','L20','L21','L22','L23','L24','L25','L26',
     &'L27','L28','L29','L30','L31','L32','L33','L34','L35',
     &'L36','L37','L38','L39','L40','L41','L42','N',
     &'FL1','FL2','FL3','FL4','FL5'/
C
      LRECL = 1024
      DATA nprime/6000/
C
C     HBOOK ファイルの番号の読み込み
      CALL GETARG(1,FNUM)
C
      CALL TIMEST(1.E6)
      CALL TIMED(T0)
C
C     GEANT のデータ領域の確保
      CALL GZEBRA(NGBANK)
C     HBOOK ファイルのメモリー上の領域を確保
      CALL HLIMIT(-NHBOOK)
C
C     GEANT の初期化
      CALL GINIT
C     シュミレーションパラメータの読み込み
      CALL UDEF
C     GEANT のデータ領域の初期化
      CALL GZINIT
```

```
C
C       グラフィックの使用の選択
        IF(ISWIT(1).EQ.1) THEN
        CALL IGINIT(0)
        CALL IGSSE(6,1)
C        CALL HPLINT(4)
C       グラフィックの初期化
        CALL GDINIT
        ENDIF
C
C       粒子情報の定義
        CALL GPART
C       ジオメトリーの定義
        CALL UGEOM
C       物理プロセスの定義
        CALL GPHYSI
C       描画ルーチンの定義
        CALL UDRAW
C       HBOOK ファイルの定義
        CALL HROPEN(1,'hcal','gea'//FNUM//'.hbook','N',lrecl,istat)
        CALL HBOOKN(10,'Deposite energy',ncolum,'//hcal',nprime,CHTAGS)
C
C       計算開始
        CALL GRUN
C
C       計算終了ルーチンの定義
        CALL UGLAST
C
C       GEANT の終了
        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
C
        INCLUDE 'gecom.h'
        INCLUDE 'mycom.h'
C
C       読み込みデータのフォーマットの定義
        CALL FFKEY('MOME',PMOME,3,'REAL')
        CALL FFKEY('PART',IPRT,1,'INTE')
        CALL FFKEY('PINI',PINIT,3,'REAL')
C
C       データ読み込み開始
        CALL GFFGO
C
        RETURN
        END
```

ugeom.f

```
        SUBROUTINE UGEOM
C
        INCLUDE 'gecom.h'
        INCLUDE 'mycom.h'
C       OB_THICK モジュール前方に配置する障害の厚さ
        PARAMETER (OB_THICK=0.2)
C       FS_THICK 第一スーパーレイヤーの鉛厚
```

```
      PARAMETER (FS_THICK=0.8)
C     PB_THICK 第二スーパーレイヤー以降の鉛厚
      PARAMETER (PB_THICK=0.8)
C     SC_THICK シンチレータの厚
      PARAMETER (SC_THICK=0.2)
      PARAMETER (CO_THICK=PB_THICK+SC_THICK)
C     スーパーレイヤー数の定義
      PARAMETER (LAYNUM_T=24)
C
      REAL  PAR(3),X,Y,Z
      REAL LEAD_Z,SCIN_Z
      INTEGER I
C
C     シンチレータの物質量等の定義
      DIMENSION AMAT(2),ZMAT(2),WMAT(2)
      DATA AMAT / 12.01, 1.01 / ! Atomic weights for Carbon and Hydrogen
      DATA ZMAT / 6.0, 1.0 /    ! Atomic numbers for C      and H
      DATA WMAT / 1., 1. /
      DATA NLMAT / -2 /
      DATA DENS / 1.032 /       ! Density g/cm3 for plastic scinti.
C
C     物質情報の定義
      CALL GMATE
C
C     シンチレータの定義
      CALL GSMIXT(17,'PLASTIC SCINTI$',AMAT,ZMAT,DENS,NLMAT,WMAT)
C
      IGAUTO = 0
      IFIELD = 0
      DEEMAX = 0.005
C
      FIELDM = 0.
      TMAXFD = 1
      STEMAX = 0.01
      EPSIL  = 0.01
      STMIN  = 0.05
C
C     真空を媒質として定義
      CALL GSTMED( 1, 'VACUUM$', 16, 0, IFIELD,FIELDM,
     &   TMAXFD,STEMAX,DEEMAX,EPSIL,STMIN,UBUF,NWBUF)
C
      EPSIL  = 0.01
      STMIN  = 0.01
C     鉛を媒質として定義
      CALL GSTMED(2,'PB    $',13,0,IFIELD,FIELDM,TMAXFD,STEMAX,
     &DEEMAX,EPSIL,STMIN,UBUF,NWBUF)
C
C     シンチレータを媒質として定義
      CALL GSTMED(3,'SCINTI $',17,0,IFIELD,FIELDM,TMAXFD,STEMAX,
     &DEEMAX,EPSIL,STMIN,UBUF,NWBUF)
C
C     計算領域の大きさを定義
      PAR(1) = 100.
      PAR(2) = 100.
      PAR(3) = 400.
      CALL GSVOLU('BASE','BOX ',1,PAR,3,IVOLU)
C
C     第一スーパーレイヤーの鉛板の定義
      PAR(1) = 50.
      PAR(2) = 50.
      PAR(3) = FS_THICK / 2.
      CALL GSVOLU('FSTL','BOX ',2,PAR,3,IVOLU)
C
C     第二スーパーレイヤー以降の鉛板の大きさを定義
      PAR(1) = 50.
      PAR(2) = 50.
      PAR(3) = PB_THICK / 2.
      CALL GSVOLU('LEAD','BOX ',2,PAR,3,IVOLU)
C
C     シンチレータの大きさを定義
```

```
      PAR(1) = 50.
      PAR(2) = 50.
      PAR(3) = SC_THICK / 2.
      CALL GSVOLU('SCIN','BOX ',3,PAR,3,IVOLU)
C
C     第一スーパーレイヤーの大きさを定義
      PAR(1) = 50.
      PAR(2) = 50.
      PAR(3) = CO_THICK*5. / 2.
      CALL GSVOLU('CAL1','BOX ',1,PAR,3,IVOLU)
C
C     第二スーパーレイヤー以降の大きさを定義
      PAR(1) = 50.
      PAR(2) = 50.
      PAR(3) = CO_THICK*5. / 2.
      CALL GSVOLU('CAL0','BOX ',1,PAR,3,IVOLU)
C
C     モジュール前方の障害の大きさを定義
      PAR(1) = 50.
      PAR(2) = 50.
      PAR(3) = OB_THICK / 2.
      CALL GSVOLU('OBST','BOX ',2,PAR,3,IVOLU)
C
C     鉛板とシンチレータのスーパーレイヤー上への配置
      X = 0.
      Y = 0.
C     第一スーパーレイヤー
      I=1
      LEAD_Z=CO_THICK*REAL(I-1)-(CO_THICK*5/2.-PB_THICK/2.)
C     LEAD_Z=CO_THICK*REAL(I-1)
      SCIN_Z=LEAD_Z+CO_THICK / 2.
      WRITE(*,*) 'position(Z) of Pb and Sci.',I, LEAD_Z,SCIN_Z
      CALL GSPOS('FSTL',I+100,'CAL0',X,Y,LEAD_Z,0,'ONLY')
      CALL GSPOS('SCIN',I+105,'CAL0',X,Y,SCIN_Z,0,'ONLY')
      DO I=2,5
         LEAD_Z=CO_THICK*REAL(I-1)-(CO_THICK*5/2.-PB_THICK/2.)
C         LEAD_Z=CO_THICK*REAL(I-1)
         SCIN_Z=LEAD_Z+CO_THICK / 2.
         WRITE(*,*) 'position(Z) of Pb and Sci.',I, LEAD_Z,SCIN_Z
         CALL GSPOS('LEAD',I+100,'CAL0',X,Y,LEAD_Z,0,'ONLY')
         CALL GSPOS('SCIN',I+105,'CAL0',X,Y,SCIN_Z,0,'ONLY')
      ENDDO
C
C    第二スーパーレイヤー
      DO I=1,5
         LEAD_Z=CO_THICK*REAL(I-1)-(CO_THICK*5/2.-PB_THICK/2.)
C         LEAD_Z=CO_THICK*REAL(I-1)
         SCIN_Z=LEAD_Z+CO_THICK / 2.
         WRITE(*,*) 'position(Z) of Pb and Sci.',I, LEAD_Z,SCIN_Z
         CALL GSPOS('LEAD',I,'CAL1',X,Y,LEAD_Z,0,'ONLY')
         CALL GSPOS('SCIN',I+5,'CAL1',X,Y,SCIN_Z,0,'ONLY')
      ENDDO
C
      X = 0.
      Y = 0.
C
C     スーパーレイヤーの配置
      I=1
      Z=5.*CO_THICK*REAL(I-1)
      WRITE(*,*)  'position(Z) of Super Layer',Z
      CALL GSPOS('CAL0',I+10,'BASE',X,Y,Z,0,'ONLY')
      DO I=2,LAYNUM_T
         Z=5.*CO_THICK*REAL(I-1)
         WRITE(*,*)  'position(Z) of Super Layer',Z
         CALL GSPOS('CAL1',I+10,'BASE',X,Y,Z,0,'ONLY')
      ENDDO
C
C     障害の配置
      X=0
      Y=0
```

```
      Z=-1*(CO_THICK - OB_THICK) / 2.
C      CALL GSPOS('OBST',I+1,'BASE',X,Y,Z,0,'ONLY')
C
C     ジオメトリーの定義終了
      CALL GGCLOS
C
C     定義ジオメトリーの表示
      CALL GPVOLU(0)
      CALL GPMATE(0)
      CALL GPTMED(0)
C
      RETURN
      END
```

gukine.f

```
      SUBROUTINE GUKINE
C
      INCLUDE 'gecom.h'
      INCLUDE 'mycom.h'
C
C     入射粒子の初期座標の定義
      CALL GSVERT(PINIT,0,0,0,0,NV)
C
C     入射粒子の運動量と種類を定義
      CALL GSKINE(PMOME,IPRT,NV,0,0,NT)
C
C     入射粒子の初期情報の表示の有無
      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'
C
      MAXNST = 100000
C
C     私的データの初期化
      ADE = 0.
      SDE = 0.
      DESTEP = 0.0E00
      DO I=1,N_DAT
         DEEN(I)=0.
      ENDDO
C
      DO I=1,5
         FS_DEEN(I)=0.
      ENDDO
C
      CALL GTREVE
      RETURN
      END
```

gutrak.f

```
      SUBROUTINE GUTRAK
```

```
C
C     トラッキングの開始
      CALL GTRACK
C
      RETURN
      END
```

gustep.f

```
      SUBROUTINE GUSTEP
C
      INCLUDE 'gecom.h'
      INCLUDE 'mycom.h'
C
      INTEGER POINT
C
      CALL GDEBUG
C
C     シンチレータへの損失エネルギーの積算
      IF((DESTEP.GT.0.).AND.(NUMED.EQ.3)) THEN
            SDE = SDE + DESTEP
C            WRITE(*,*) SDE
C
         IF((NUMBER(2).GE.11).AND.(NUMBER(2).LE.LAYNUM+10)) THEN
            POINT=NUMBER(2)-10
            DEEN(POINT)=DEEN(POINT)+DESTEP
         ENDIF
C
         IF((NUMBER(3).GE.106).AND.(NUMBER(3).LE.110)) THEN
            POINT=NUMBER(3)-105
            FS_DEEN(POINT)=FS_DEEN(POINT)+DESTEP
C            WRITE(*,*) 'DESTEP',FS_DEEN(POINT)
         ENDIF
      ENDIF
C
C     全損失エネルギーの積算
      IF(DESTEP.GT.0.) THEN
         ADE = ADE + DESTEP
      ENDIF
C
      IF(ISWIT(4).EQ.1) THEN
      WRITE(*,10)DESTEP
 10   FORMAT(1H ,'DESTEP = 'F16.7)
      ENDIF
C
      軌跡の描画の有無
      IF(ISWIT(1).EQ.1) THEN
      CALL GDCXYZ
      CALL GDRAW('BASE',90.,0.,0.,10.,10.,0.5,0.5)
      ENDIF
C
C     粒子の種類とその軌跡
      IF(ISWIT(5).EQ.1) THEN
      WRITE(*,20)VECT(1),VECT(2),VECT(3),IPART
 20   FORMAT(1H ,'VECT , IPART = ',3F12.5,I5)
      ENDIF
C
C       IF(NGKINE.GT.0) CALL GSKING(0)
      DO 30 I=1,NGKINE
      CALL GSKING(I)
 30   CONTINUE
C
      RETURN
      END
```

guout.f

```
      SUBROUTINE GUOUT
C
      INCLUDE 'gecom.h'
      INCLUDE 'mycom.h'
C
C     損失エネルギーの表示の有無
      IF(ISWIT(3).EQ.1) THEN
      WRITE(*,10) ADE,SDE
 10   FORMAT(1H ,'ADE SDE  =',2f15.6)
      ENDIF
C
      EDEP(1)=ADE
      EDEP(2)=SDE
C
      DO I=1,LAYNUM
         EDEP(2+I) = DEEN(I)
      ENDDO
C
      EDEP(2+LAYNUM+1)=REAL(IEVENT)
C
      DO I=1,5
         EDEP(2+LAYNUM+1+I) = FS_DEEN(I)
      ENDDO
C
C     HBOOK データのメモリー上への書き込み
      CALL HFN(10,EDEP)
C
      RETURN
      END
```

uglast.f

```
      SUBROUTINE UGLAST
C
      INCLUDE 'gecom.h'
C
      CALL GLAST
C
C     HBOOK ファイルへの書き込み
      CALL HROUT(0,ICYCLE,' ')
      CALL HREND('hcal')
      RETURN
      END
```

guphad

```
     SUBROUTINE GUPHAD
C
C     ハドロンの計算ルーチンの選択
C     CALL GFMDIS
C      CALL FLDIST
      CALL GPGHEI
C     CALL GPHADR
      RETURN
      END
```

guhadr.f

```
     SUBROUTINE GUHADR
C
C     ハドロンの計算ルーチンの選択
```

```
C     CALL GFMFIN
C      CALL FLUFIN
      CALL GHEISH
C     CALL GHTATI
      RETURN
      END
```

gecom.h

```
C
C     GEANT の COMMON の定義
C     COMMONs for GEANT use
C
      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
C      COMMON/GCONST/PI,TWOPI,PIBY2,DEGRAD,RADDEG,CLIGHT,BIG,EMASS
C
      COMMON/GCTMED/NUMED,NATMED(5),ISVOL,IFIELD,FIELDM,TMAXFD,
     &STEMAX,DEEMAX,EPSIL,STMIN,CFIELD,PREC,IUPD,ISTPAR,NUMOLD
      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      CHARACTER*4  NAMEC
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/
C
      SAVE /GRFUCT/
```

mycom.h

```
C     私的データの COMMON の定義
      COMMON/MYDATA/PMOME(3),PINIT(3),IPRT,ISINO,ADE,SDE
     &,FNUM,DEEN,EDEP,N,FS_DEEN
      PARAMETER (LAYNUM=42)
      PARAMETER (N_DAT=2+LAYNUM+1+5)
      REAL*4 PMOME,PINIT,ADE,SDE,DEEN(LAYNUM),EDEP(N_DAT)
      REAL*4 FS_DEEN(5)
      INTEGER IPRT,ISINO
      CHARACTER*4 FNUM
```

2 Makefile

f77 で CERNLIB を使用するためには、

```
f77 -o GEANT_EXE obj1.o boj2.o ..... 'cernlib geantlib graflib'
```

等とすれば良いのだが、システムによっては システムに関するライブラリーを明示的に示す必要がある。ここでは、今回使用した ccjlc 上でコンパイルするための Makefile を示す。

```
#FC = fort77
FC = hp_f77
#FC = f77
#FC = f90
FC_OPT = -K +ppu
OPTLEVEL = -O

#LIBGNT = /keklib/cern/95a/lib
LIBGNT = /raid/da6/soft/cernlib/pro/libq
#LIBGNT = /cern/95a/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 = udraw.o uglast.o udef.o
OBJ3 = guhadr.o guphad.o
LIB = -lmathlib -lgeant321 -lpawlib -lgraflib -lgrafX11 -lpacklib -lgenlib \
 -lkernlib -lpawlib
LX11    = -lX11 -lm
#LSYS   = -lM -lmsl2
LSYS    = -lm -lM -lc -lcurses -lmsl2
#LSYS2  = -ldld
LUSR    = -lf77 -lhfmath
LDOPTS1 = -Wl,-L$(LIBGNT) $(LIB) -Wl,-L$(LIBX11) $(LX11)
#LDOPTS2 = -Wl,-L/opt/fortran/lib -lisamstub
LDOPTS3 = -Wl,-L$(LIBSYS) $(LSYS)
LDOPTS4 = -Wl,-L$(LIBUSR) $(LUSR)
#  -Wl,-L/proj/soft/wrk/lib -ljlclib
#LDOPTS5 = -Wl,-y,hf_com
#LDOPTS = `/cern/97a/bin/cernlib geant321 graflib `
LDOPTS = $(LDOPTS1) $(LDOPTS2) $(LDOPTS3) $(LDOPTS4) $(LDOPTS5)

Orion: $(OBJ1) $(OBJ2) $(OBJ3)
       $(FC) $(FC_OPT) $(OPTLEVEL) $(OBJ1) $(OBJ2) $(OBJ3) $(LDOPTS) -o Orion
#      $(FC) +ppu  -N  -O1 $(OBJ1) $(OBJ2) $(OBJ3) $(LDOPTS) -o Altair

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

.SUFFIXES: .a .o .f

clean:
       rm -fr *.o
```

3 入力ファイル例

in_e4.dat

ここでは、例として 4GeV 電子をシュミレートしたときに使用したファイルを載せる。

```
LIST
TRIG 5000
RNDM 1356 45
PART 3
PINI 0., 0., -70.
MOME 0.,0.,4.0
SWIT 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
DEBU 0 0 0
TIME 10000000.0 1.0 10000000
CUTS 0.00001 0.0001 0.01 0.0001
STOP
```

4 実行の仕方

入力ファイルは GFFGO ルーチンによって読み込まれ、また実行結果のファイル番号は実行プログラムの第一引数となっているので、次のようなシェルスクリプトを使用して実行させるのが望ましい。

```
#!/bin/csh -f
(cat in_e4.dat | GEANT_EXE 0001 | cat > out_0001.dat)&
(cat in_e3.dat | GEANT_EXE 0002 | cat > out_0002.dat)&
(cat in_e2.dat | GEANT_EXE 0003 | cat > out_0003.dat)&
(cat in_e1.dat | GEANT_EXE 0004 | cat > out_0004.dat)&
```

5 実行環境

今回のシュミレーションは KEK の計算機センター内にある、 ccjlc クラスターで行なった。この計算機の OS は日立の HI-UX であり、専用の FORTRAN コンパイラー (f77) と、そのコンパイラーで作られた CERNLIB が用意されている。しかし、今回のシュミレーションプログラムを、日立のコンパイラ-を用いてコンパイルしシュミレーションを行なうと、パイ粒子の結果に、とても信じがたい結果がでる。そのため、今回のシュミレーションでは、 ccjlc2 にのみ存在する、 hp_f77 なるコンパイラーと、 /raid/da6/soft/cernlib/pro/lib を用いてシュミレーションを行なった。このために用意したのが前述の Makefile である。現在、 ccjlc1 と ccjlc2 には各 4 個、 ccjlc3 には 2 個の CPU が装備されており、計算機シュミレーションを行なうにあたっては十分といえる。