

平成14年度 修士学位論文  
 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊探索実験 (E391a) における  
CsI カロリメーターのエネルギー較正

佐賀大学大学院 工学系研究科  
物理学専攻  
01SM32 藤岡 洋一

# 目次

第1章	序論	1
1.1	$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊分岐比測定実験 (E391a 実験)	1
1.1.1	理論的背景	2
1.1.2	実験方法	3
1.2	E391a 検出器	5
1.3	CsI カロリメーター	6
1.4	CsI カロリメーターの較正の目的と方法	8
第2章	テストビーム実験 (T510)	9
2.1	エネルギー較正の方法	11
2.1.1	Simulation	11
2.2	電子による CsI のエネルギー較正	13
2.2.1	ピーク幅 $\sigma$	15
2.2.2	CsI のエネルギー較正	15
2.2.3	エネルギー分解能	21
2.3	ハドロンによる較正	23
2.4	宇宙線による較正	26
2.5	T510 から得た結果	28
第3章	CsI カロリメーターの準備	31
3.1	Stacking	31
第4章	組立後の宇宙線、及び $\mu$ ビームによる較正	36
4.1	宇宙線と $\mu$ 測定のための Trigger	36
4.1.1	宇宙線トリガー	36
4.1.2	$\mu$ トリガー	37
4.2	宇宙線の Tracking	38
4.2.1	Tracking の方法	38

4.2.2	Tracking の結果 . . . . .	42
4.3	宇宙線による CsI 較正 . . . . .	48
4.4	$\mu$ ビームによる CsI 較正 . . . . .	52
4.5	宇宙線と $\mu$ ビームとの比較 . . . . .	56
第 5 章	エンジニアリング・ランの結果	60
5.1	$\pi^0$ production . . . . .	60
5.1.1	重心を考慮した入射位置の導出 . . . . .	64
第 6 章	結果と今後への課題	67

# 図 目 次

1.1	東カウンターホールと $K^0$ ビームライン	1
1.2	E391a Detector setup	5
1.3	CsI カロリメーター	6
1.4	CsI カロリメーターの詳細図	6
2.1	CsI の配置と番号の定義	9
2.2	トリガー・カウンターと各カロリメーターの配置図	10
2.3	宇宙線同時測定のためのトリガー・カウンターのセットアップ	10
2.4	1GeV の電子が CsI に入射した時のシミュレーション	12
2.5	各 CsI のスペクトルのピーク幅 $\sigma$ と電子の運動量の相関	16
2.6	$y = ax + b$ でフィッティングした時の電子に対する入射運動量と ADC 出力の相関	17
2.7	$y = ax$ でフィッティングした時の電子に対する入射運動量と ADC 出力の相関	18
2.8	各運動量における、フィッティング関数と測定値の差	19
2.9	実験とシミュレーションとを比較した電子のスペクトル	20
2.10	CsI 9 本のエネルギー・デポジットの和	21
2.11	エネルギー分解能	22
2.12	TOF カウンター (S1) の ADC と TDC の相関図	23
2.13	3GeV/c と 2.5GeV/c の $\pi^+$ と、3GeV/c の陽子のスペクトル	24
2.14	実験とシミュレーションとでの宇宙線のスペクトルの比較	26
2.15	ランダウ分布を用いた宇宙線のスペクトルのフィッティング。左：シミュレーション値。右：実験値	27
2.16	ヒストグラム化した較正係数の比	29
3.1	CsI の形と配置図	31
3.2	CsI stacking 中のエンドキャップ	32
3.3	真空テストとの比較	33

3.4	高電圧設定前と設定後の宇宙線ピークの分布 . . . . .	34
3.5	高電圧設定後の宇宙線ピークのばらつき . . . . .	34
3.6	Detector number . . . . .	35
4.1	宇宙線トリガー . . . . .	36
4.2	クラスターの全体図 . . . . .	37
4.3	イベント選択 . . . . .	39
4.4	$\chi^2$ の分布 . . . . .	40
4.5	CsI の tracking . . . . .	41
4.6	宇宙線の入射方向 . . . . .	41
4.7	宇宙線イベントと計算で得られた直線 . . . . .	42
4.8	宇宙線の天頂角分布 . . . . .	43
4.9	CsI の中を通過した時の通過距離 . . . . .	44
4.10	Raw data と Normalized data の比較 (Normal CsI) . . . . .	46
4.11	Raw data と Normalized data の比較 (Deformed CsI) . . . . .	47
4.12	Landau 分布でフィットした宇宙線のスペクトル (Normal CsI) . . . . .	48
4.13	Landau 分布でフィットした宇宙線のスペクトル (Deformed CsI) . . . . .	49
4.14	宇宙線による CsI の較正係数 . . . . .	51
4.15	Raw data と $\mu$ ビームの比較 (Normal CsI) . . . . .	52
4.16	Raw data と $\mu$ ビームの比較 (Deformed CsI) . . . . .	53
4.17	$\mu$ ビームによる CsI の較正係数 . . . . .	55
4.18	宇宙線と $\mu$ ビームから得られた較正係数とそれらの比 . . . . .	57
4.19	Histogram で表した較正係数の比 . . . . .	58
4.20	フィット時の sigma (上二つ) と peak error (下二つ) の分布 . . . . .	59
5.1	$\pi^0$ production の概念図 . . . . .	60
5.2	$2\gamma$ による $\pi^0, \eta$ のピーク . . . . .	63
5.3	$2\gamma$ による $\pi^0$ のピーク (重心を考慮した結果) . . . . .	65
5.4	質量分布の比較 . . . . .	66
6.1	2002 年秋、E391a 共同実験グループ・ミーティング。KEK 4 号館にて	70

# 表 目 次

1.1	$K_L^0$ 崩壊の分岐比 . . . . .	4
1.2	無機シンチレーターの特性 . . . . .	5
2.1	シミュレーションから得られた電子のエネルギー・デポジット分布の ピーク値と $\sigma$ . . . . .	13
2.2	実験から得られた電子の ADC 分布のピーク値 (ADC channel) と $\sigma$ . .	14
2.3	電子に対する各 CsI の較正係数 . . . . .	15
2.4	$\pi^+$ から求めた各 CsI の較正係数 . . . . .	25
2.5	宇宙線から求められた各 CsI の較正係数 . . . . .	27
2.6	較正係数と係数の比 . . . . .	28
2.7	係数の比と CsI 相互間の違い、及び大小関係 . . . . .	30
4.1	飛程距離の限界値 . . . . .	45

## 概要

高エネルギー加速器研究機構の陽子シンクロトロンにおける  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊探索実験 (E391a) では、 $\pi^0$  検出器として CsI 結晶カロリメーターを 576 本使用する。本研究では、これらの CsI カロリメーターのエネルギー較正を、宇宙線、電子ビーム、 $\mu$  ビーム、 $\pi^+$  を用いて行い、粒子の違いによるエネルギー較正係数 (MeV/pC) の違いがどれほどあるか、どれだけの精度で求めることができるかを確かめ、実際の測定における  $\gamma$  線に対するエネルギー較正係数を各 CsI 結晶について求めた。

この論文では、はじめに宇宙線によるエネルギー較正がどれほどの精度で実行できるかを、テストビーム実験 (T510) で検証する。CsI に与えるエネルギーが数 10MeV 領域の宇宙線と GeV 領域の電子ビームから得た結果を比較し、宇宙線から求めた較正係数が GeV 領域に対してどれだけの精度で一致するかどうかを確かめる。

次に、全ての CsI 結晶を円筒型に組み上げた後のエンジニアリング・ランで、宇宙線と  $\mu$  ビームを使った較正をおこなう。ここで、実験で使用する CsI カロリメーターの数は約 600 本あり、効率的、かつ正確にエネルギー較正をおこなうことが要求される。そのためにも利用しやすい宇宙線を使うことは有効であると考えられる。しかし、宇宙線は降り注ぐ角度が一定ではないことから、CsI カロリメーターの中を通過する距離が一定にならない。このことは宇宙線が CsI カロリメーターに与えるエネルギーが一定ではないということを直接的に示している。この問題を解決するために、宇宙線のトラッキングをおこなう。これは宇宙線の飛跡から、CsI カロリメーターの中を通過する距離を求め、エネルギーデポジットを、ある飛程長さで規格化する方法である。この処理をすることにより、較正係数も信頼度が上がると期待される。

以上のことから、この論文では宇宙線を使った較正法を確立し、それが電子、 $\mu$  ビームの結果とどのくらい違うかを検証する。測定の結果、宇宙線による較正係数は、電子および  $\pi^+$  による較正係数よりも 3.7% 大きく、CsI 間の相対的ばらつきは  $\sigma = 2 \sim 3\%$  であることがわかった。このため、電子ビームでエネルギー較正をした場合、平均 3.7% の補正が必要である。その結果を踏まえ、エンジニアリング・ランでは宇宙線と  $\mu$  ビームを用いて CsI カロリメーターのエネルギー同時較正をおこなったが、宇宙線と  $\mu$  ビームの較正係数の比はほぼ 1 となり、CsI カロリメーター相互間の相対

的なばらつきは  $\sigma \sim 1.3\%$  となった。このことは、宇宙線、及び  $\mu$  ビームによるエネルギー較正が非常に精度が良いことを示している。

そして、最後に宇宙線と  $\mu$  ビームからもとめたエネルギー較正係数が正確な値であるかを確かめるためにエンジニアリング・ランで測定した  $\pi^0, \eta \rightarrow 2\gamma$  のイベントを解析し、 $\pi^0, \eta$  の質量再構成を試みた。宇宙線を使って測定した較正係数を用いて再構成した  $\pi^0, \eta$  の質量と既知の質量との差が 6% 前後であった。



# 第1章 序論

## 1.1 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊分岐比測定実験 (E391a実験)

E391a 実験は、つくばの高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の 12GeV 陽子シンクロトロン東カウターホールに新しく設置された  $K^0$  ビームラインで行われ、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の崩壊モードを測定し、その分岐比を求めることを目的としている。 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  は直接的な CP 対称性の破れに起因する崩壊モードとして知られており、その分岐比を測定することで CP の破れの程度を示すパラメーターである  $\eta$  を求めることができる。 [1]

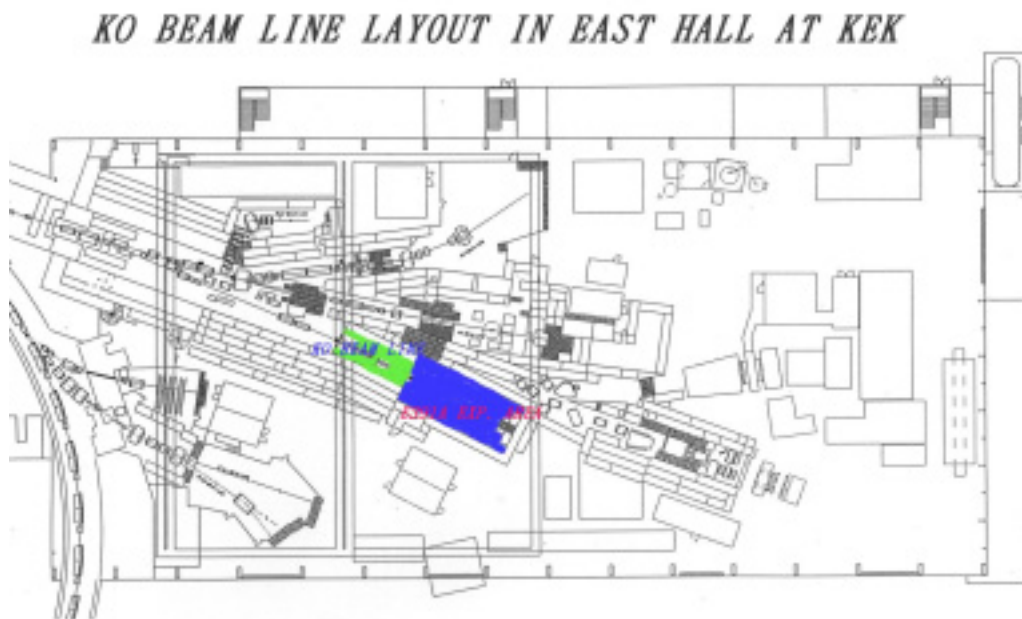


図 1.1: 東カウターホールと  $K^0$  ビームライン

### 1.1.1 理論的背景

$\eta$  を精度良く求める実験として、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の分岐比の測定がある。この崩壊は  $CP = -1$  の  $K_L$  から直接  $CP = +1$  の状態へ崩壊する直接的な  $CP$  対称性の破れを示している。以下で、この分岐比を測定することで、どのようにして  $\eta$  を求めるのかを説明する。

$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊の分岐比  $B$  は小林・益川行列要素を用いると以下の式で表せる。

$$B(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = 6\kappa_1 (Im(V_{td}V_{ts}^*))^2 X^2(x_t)$$

ここで、

$$\kappa_1 = \frac{\tau(K_L)}{\tau(K^+)} B(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e) \frac{\alpha^2}{V_{us}^2 4\pi^2 \sin^4 \theta_w} \simeq 1.22 \times 10^{-4}$$

である。また top quark と W boson の質量をそれぞれ  $m_t, M_w$  とすると、 $X(x_t)$  は  $x_t = (\frac{m_t}{M_w})^2$  の関数で

$$X(x_t) = \frac{x_t}{8} \left( \frac{x_t + 2}{x_t - 1} + \frac{3x_t - 6}{(x_t - 1)^2} \ln x_t \right)$$

と表される。この式をウォルフエンシュタインのパラメータで書くと、

$$\begin{aligned} B(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) &= 1.94 \times 10^{-10} \eta^2 A^4 X^2(x_t) \\ &\simeq 8.2 \times 10^{-10} \eta^2 A^4 x_t^{1.18} \end{aligned}$$

となる。よって上式より、この分岐比を精度良く測定することで  $CP$  非保存の程度を示すパラメーター  $\eta$  を求めることができる。

この崩壊モードの特徴は理論的不定性が1%と、とても小さいことである。一般に  $K$  中間子のエネルギー領域は、強い相互作用による寄与、特に摂動計算のできない QCD の効果が存在する。その効果はハドロン行列要素で表されるが、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の行列要素はすでに測定されている  $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$  崩壊から求まるために、非摂動計算の近似による不定性がなくなる。さらに、崩壊後の粒子が  $\nu$  のため、その電磁相互作用や QCD の寄与はほとんど無視できる。従って、この測定で、弱い相互作用による直接的な  $CP$  対称性の破れの過程を正確に測定することが可能である。

$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊の分岐比の標準理論による推定値は  $3 \times 10^{-11}$  である。現在実験によって求められた上限値は約  $10^{-6}$  であり、E391a 実験での感度は PS12GeV で  $1 \times 10^{-10}$ , JHF で  $3 \times 10^{-14}$  を目指している。

### 1.1.2 実験方法

$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の崩壊は  $\pi^0 + \text{nothing}$  であり、 $\pi^0$  が崩壊して生成された  $2\gamma$  のエネルギーと位置を測定することになる。 $K_L^0$  の崩壊モードは表 1.1 にあるが、この中に終状態が  $2\gamma + \text{nothing}$  のモードは  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  と  $K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma$  しかなく、他のモードは荷電粒子を含むか、4 個の  $\gamma$  を発生させるために、除外することができる。

ここで、大きな問題がある。 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  から発生する  $4\gamma$  のうちの  $2\gamma$  の検出に失敗したとき、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  からの  $2\gamma + \text{nothing}$  と同じになり、2 つの事象を区別することができなくなる。ここでの検出の失敗とは、カロリメーターに光子が入ったのにもかかわらず、検出できなかったことであり、光子に対するカロリメーターの不感という。

この不感率を小さくするためにはカロリメーターの単位放射長が短い物質を選ぶ必要がある。その理由は、単位放射長が短い物質ほどシャワーが起きやすく、シャワーの横方向の広がりも小さくなり、位置分解能が上がるからである。このことから、E391a 実験ではメインディテクターに CsI 結晶カロリメーターを使用する。また、CsI カロリメーターは他の無機シンチレーターに比べて応答が早く、High rate の実験に向いているという利点もある。

崩壊モード	分岐比	Visible particle (additional)
$3\pi^0$	$(21.08 \pm 0.27)\%$	$6\gamma(4\gamma)$
$\pi^+\pi^-\pi^0$	$(12.58 \pm 0.19)\%$	$2\text{ch}-2\gamma(2\text{ch})$
$\pi^\pm\mu^\mp\nu (K_{\mu 3}^0)$	$(27.18 \pm 0.25)\%$	$2\text{ch}(2\text{ch})$
$\pi^\pm e^\mp\nu (K_{e 3}^0)$	$(38.79 \pm 0.27)\%$	$2\text{ch}(2\text{ch})$
$2\gamma$	$(5.96 \pm 0.15) \times 10^{-4}$	$2\gamma(\text{non})$
$\pi^0 2\gamma$	$(1.68 \pm 0.10) \times 10^{-6}$	$4\gamma(2\gamma)$
$\pi^0\pi^\pm e^\mp\nu$	$(5.18 \pm 0.29) \times 10^{-5}$	$2\text{ch}-2\gamma(2\text{ch})$
$\pi^\pm e^\mp\nu\gamma$	$(3.53 \pm 0.06) \times 10^{-3}$	$2\text{ch}-1\gamma(2\text{ch})$
$\pi^+\pi^-\gamma$	$(4.38 \pm 0.13) \times 10^{-5}$	$2\text{ch}-1\gamma(2\text{ch})$
$\pi^0\pi^0\gamma$	$< 5.6 \times 10^{-6}$	$5\gamma(3\gamma)$
$\pi^+\pi^-$	$(2.084 \pm 0.032) \times 10^{-3}$	$2\text{ch}(2\text{ch})$
$\pi^0\pi^0$	$(9.42 \pm 0.19) \times 10^{-4}$	$4\gamma(2\gamma)$
$\mu^+\mu^-$	$(7.25 \pm 0.16) \times 10^{-9}$	$2\text{ch}(2\text{ch})$
$\mu^+\mu^-\gamma$	$(3.59 \pm 0.11) \times 10^{-7}$	$2\text{ch}-1\gamma(2\text{ch})$
$e^+e^-$	$(9_{-4}^{+6}) \times 10^{-12}$	$2\text{ch}(2\text{ch})$
$e^+e^-\gamma$	$(10.0 \pm 0.5) \times 10^{-6}$	$2\text{ch}-1\gamma(2\text{ch})$
$e^+e^-\gamma\gamma$	$(5.95 \pm 0.33) \times 10^{-7}$	$2\text{ch}-2\gamma(2\text{ch})$
$\pi^+\pi^-e^+e^-$	$(3.5 \pm 0.6) \times 10^{-7}$	$4\text{ch}(4\text{ch})$
$\mu^+\mu^-e^+e^-$	$(2.6 \pm 0.4) \times 10^{-9}$	$4\text{ch}(4\text{ch})$
$e^+e^-e^+e^-$	$(3.75 \pm 0.27) \times 10^{-8}$	$4\text{ch}(4\text{ch})$
$\pi^0\mu^+\mu^-$	$< 3.8 \times 10^{-10}$	$2\text{ch}-2\gamma(2\text{ch})$
$\pi^0e^+e^-$	$< 5.1 \times 10^{-10}$	$2\text{ch}-2\gamma(2\text{ch})$
$\pi^0\nu\bar{\nu}$	$< 5.9 \times 10^{-7}$	$2\gamma(\text{non})$
$e^\pm\mu^\mp$	$< 4.7 \times 10^{-12}$	$2\text{ch}(2\text{ch})$
$e^\pm e^\pm\mu^\mp\mu^\mp$	$< 1.23 \times 10^{-10}$	$4\text{ch}(4\text{ch})$

表 1.1:  $K_L^0$  崩壊の分岐比

## 1.2 E391a検出器

図 1.2 は E391a 実験で使われる検出器の全体図である。検出器は 3 つのセクションに分けられる。ビームの上流部 (図の左側) から Front barrel, Main barrel, End cap の順に並んでいる。Front barrel, Main barrel の 2 つは鉛とプラスチックシンチレータを積層したモジュールで、 $\gamma$ , 荷電粒子等のバックグラウンドを除去するための veto として使用する。End cap には E391a 実験の Main detector である CsI カロリメータ (図 1.3) が置かれており、ここで  $K_L^0$  が崩壊して発生した  $\gamma$  のエネルギー、入射位置、入射角度を測定する。

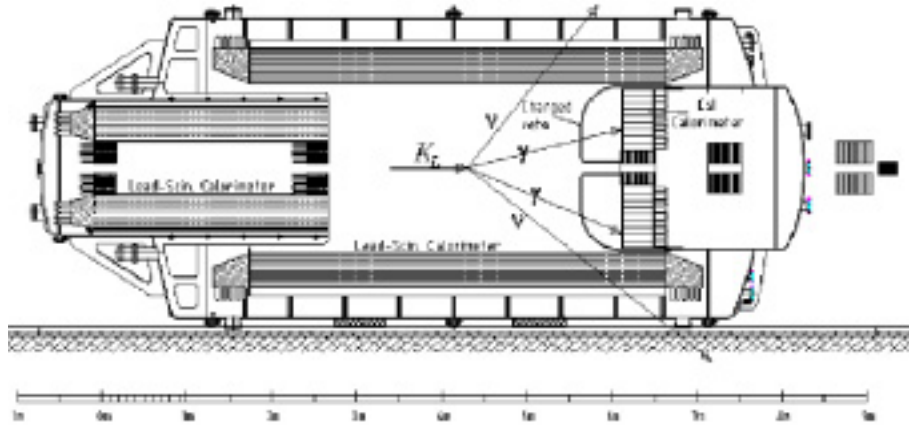


図 1.2: E391a Detector setup

シンチレータ	放射長 (cm)	密度 ( $g/cm^3$ )	$dE/dx _{\min}$ $\frac{MeV}{g/cm^2}$	発光量 NaI(Tl)=100	発光波長 (nm)	崩壊時間 (nsec)
NaI(Tl)	2.59	3.67	1.305	100	415	230
CsI(Tl)	1.86	4.53	1.243	85	550	1050
CsI(pure)	1.86	4.53	1.243	4/1	305/>400	10/1000
$Bi_4Ge_3O_{12}$ (BGO)	1.12	7.13	1.251	7-10	480	300
$BaF_3$	2.03	4.89	1.303	5/16	220/310	0.6/620

表 1.2: 無機シンチレータの特性



図 1.3: CsI カロリメーター

### 1.3 CsI カロリメーター

図 1.4 は使用する CsI カロリメーターの詳細図である。

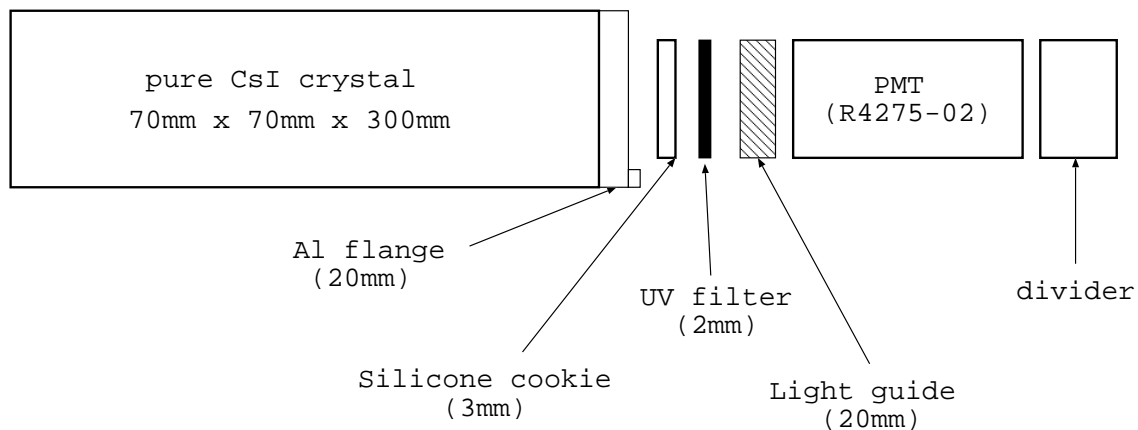


図 1.4: CsI カロリメーターの詳細図

図の各部分について述べる。

CsI 結晶部は結晶のまわりにテフロンシートを巻き、次に Aluminized mylar foil を巻いてある。テフロンシートと Aluminized mylar foil の厚みはそれぞれ 0.1mm, 0.02mm である。

シリコンクッキーは光電子増倍管 (PMT) と CsI 結晶の間に空隙ができないようにするために使用する。柔らかく、透明で、光の透過率は 305nm 以上の波長の光で 93%である。

UV フィルター、および水晶ライトガイドは、波長が 300nm ほどの紫外光を透過させるために使用する。UV フィルターは CsI の fast component である 300-350nm の光のみを透過させ、slow component を遮断する役割を果たす。また、ライトガイドは水晶でできており、UV フィルターと PMT の光電面とをつなく役割を果たし、かつ波長が 300nm の光を 80%以上透過させる能力をもつ。

光電子増倍管 (PMT) は、浜松ホトニクス社製の R4275-02 を使用し、サイズは 2 インチである。そして PMT には Divider が取り付けられる。これは高電圧を PMT のダイノードに分配するものであが、一般的な Divider は抵抗回路を用いて分配しているため、熱を発生させる。しかし、E391a 実験は CsI カロリメーターを真空中に置くため、熱対策が必要である。そこで、抵抗値を大きくして電流値を小さくした Divider をもちいる。また、Divider 内は熱伝導の良い接着剤で埋め、ヒートシンクへ熱を伝えやすくしている。

## 1.4 CsI カロリメーターの較正の目的と方法

CsI カロリメーターが入射粒子から得たエネルギーは結晶シンチレータの発光に消費され、光電子増倍管 (PMT) を介することでエネルギーに比例した大きさの電気信号に変換される。Analogue-to-Digital Converter(ADC) はその電気信号を積分して電荷量としてデータに残すものである。そのため、ADC で測定した電荷量と、入射粒子がカロリメーターに与えたエネルギーの関係をしめす係数を知る必要がある。これを求める過程を較正という。

本来、ADC の較正はエネルギーの良くわかった電子ビームを使って行うことが基本であるが、E391a 実験では CsI カロリメーターの数も多く、時間的にも限られているために、次のような方法を採用した。

- サンプル CsI 9 モジュールについて、電子ビーム、宇宙線による較正をおこなう
- 全モジュールについて宇宙線の  $\mu$  およびビームからの  $\mu$  を用いて較正をおこなう
- 実際のセットアップにおいて  $\pi^0, \eta$  などからの  $2\gamma$  を用いて、再構成された不変質量による較正をおこなう
- $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$  からの  $6\gamma$  を用いて、再構成された  $K_L$  不変質量による較正をおこなう

宇宙線と  $\mu$  ビームによる較正で、まず各結晶の較正係数を 10% 以内の精度で求め、その後に中性ビームを金属板標的に衝突させて生成される  $\pi^0, \eta$  や  $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$  崩壊を使って逐次近似を行い、精度を 1% におさめることを目標にしている。



## 第2章 テストビーム実験 (T510)

テストビーム実験 (T510) は、宇宙線によるエネルギー較正がどれほどの精度で行えるかをサンプル CsI について調べることを目的とした実験である。ビームは KEK-PS の  $\pi^2$  ビームラインを使用し、入射粒子の運動量を  $0.5\text{GeV}/c$  から  $3.0\text{GeV}/c$  まで  $0.5\text{GeV}/c$  毎に変化させて CsI カロリメーターの電子、 $\pi^+$  そして宇宙線に対する運動量依存性を調べた。各ビーム粒子は CsI の長手方向に向かって入射させ、同時に測定した宇宙線は鉛直方向に通過したトラックを用いることとした。図 2.1 は CsI の配置とその ID を示す。

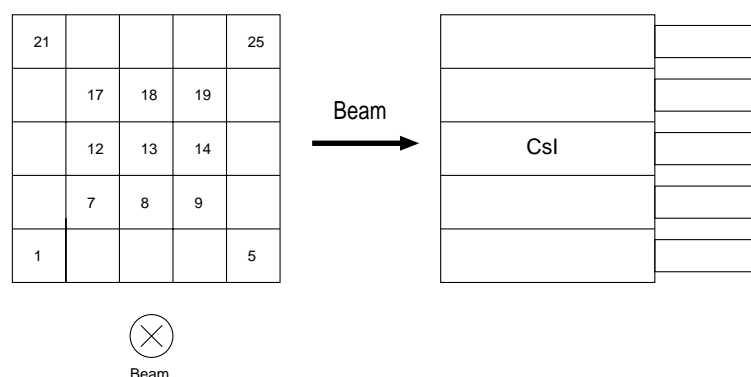


図 2.1: CsI の配置と番号の定義

CsI カロリメーターは  $5 \times 5$  の計 25 本用意し、ビームの軸に添って図 2.2 のように各カロリメーターを配置した。図の左側がビームの上流側である。TOF1, S4, S5, S6, TOF2 はそれぞれプラスチック・シンチレーション・カウンター、GC-1, GC-2 はガス・チェレンコフ・カウンターのことである。

また、宇宙線トリガー用にプラスチック・シンチレーターを CsI カロリメーターの上下に各 5 枚ずつ配置した。セットアップは図 2.3 のようになっている。このことから、上下のトリガー・カウンターと CsI カロリメーターのヒットパターンを見ることが宇宙線の入射方向を制限することができる。解析の際は上下のトリガー・カウンターと、縦に並んだ 5 つの CsI カロリメーターのコインシデンスを取ってイベ

ントを選び出した。

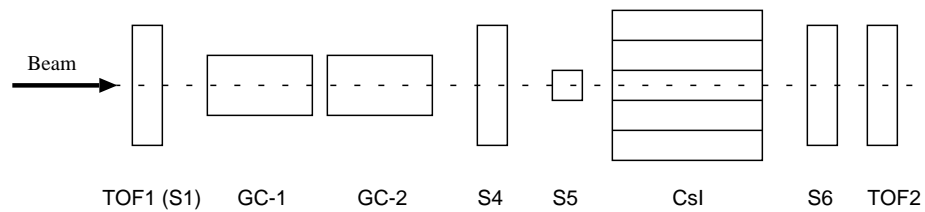


図 2.2: トリガー・カウンターと各カロリメーターの配置図

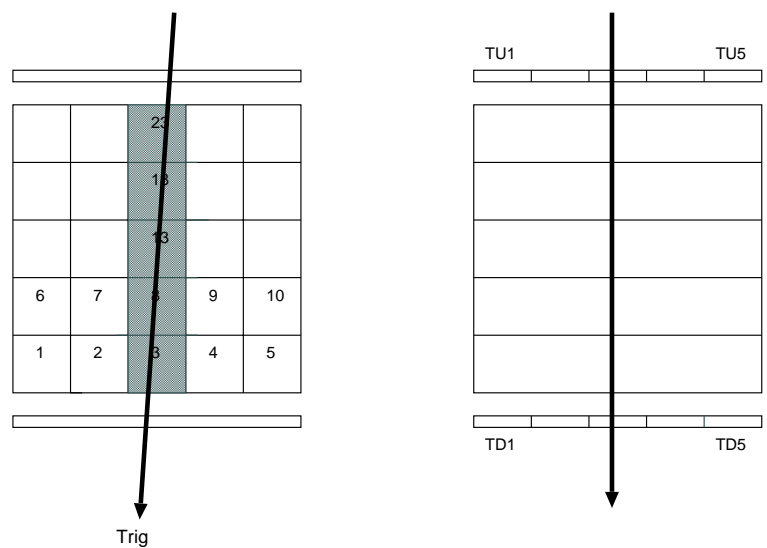


図 2.3: 宇宙線同時測定のためのトリガー・カウンターのセットアップ

## 2.1 エネルギー較正の方法

エネルギー較正は実験で測定された電荷量 (ADC 値) の値と、実験と同じ条件を仮定したシミュレーションで求められた CsI 中のエネルギー・デポジットの結果とを比較することでおこなう。ただし、シミュレーションは Geant3 を使用し、入射粒子の運動量は、公称値ではなく、実際に TOF カウンターで測定された値を使用する。  
[2]

較正係数は下記の式で求める。

$$C_p = \frac{x}{y} \quad (\text{MeV/ch})$$

$C_p$  は較正係数,  $x$  はシミュレーションから求めたエネルギー・デポジットのピーク値,  $y$  は実験から求めた ADC スペクトルのピークチャンネル値である。

### 2.1.1 Simulation

電子とハドロンのシミュレーションは  $5 \times 5$  の CsI の中心部 (CsI 13) に向かって粒子を入射させている。図 2.4 は、運動量が 1GeV の電子を CsI 13 に向かって入射させた際、CsI の中でシャワーが起きていることを示した図である。シミュレーションは 9 本の CsI が得た一本一本のエネルギー・デポジットと、9 本全てのエネルギー・デポジットの和を出力するようにプログラムしている。

宇宙線については、組み上げ後の宇宙線によるエネルギー較正と条件を同じにするために、シミュレーションではなく、CsI の特性から求められるエネルギー・デポジットの値を使用する。表 1.2 を参照すると、宇宙線が CsI の中を 7 cm 通過した時に CsI が得るエネルギー・デポジットは、

$$\begin{aligned} \text{エネルギー・デポジット} &= \left\{ \text{密度 (g/cm}^3\text{)} \right\} \times \left\{ dE/dx \left( \frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2} \right) \right\} \times 7 \\ &= 4.53 \times 1.243 \times 7 \\ &= 39.42 \quad (\text{MeV/7cm}) \end{aligned} \tag{2.1}$$

となる。

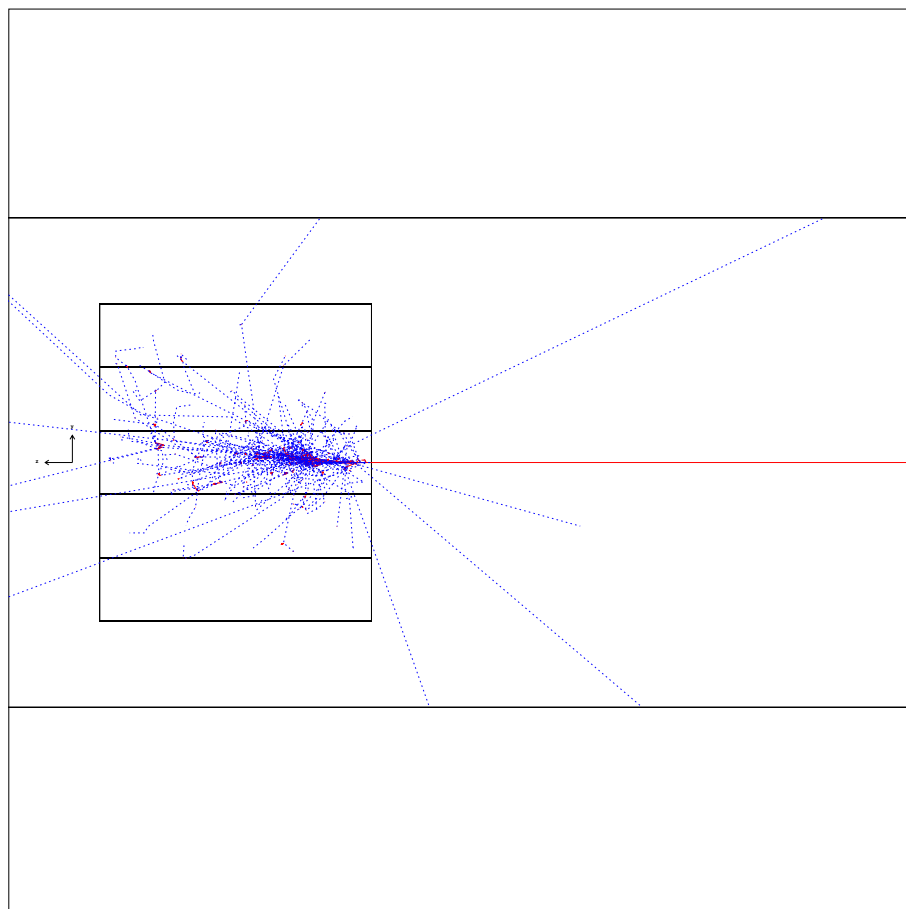


図 2.4: 1GeV の電子が CsI に入射した時のシミュレーション

## 2.2 電子による CsI のエネルギー較正

テストビーム実験では、まず CsI カロリメーターの電子に対する応答を調べた。シミュレーションは CsI13 の中心部に向けて電子ビームを入射させたという条件でおこなった。表 2.1 はシミュレーションで求めた各運動量に対する CsI13 のエネルギー・デポジットのスペクトルのピーク値と  $\sigma$  である。また、表 2.2 は実験から求めた CsI 一本一本の ADC 分布のピーク値と  $\sigma$  である。ただし、表中の  $\sigma$  は、電子のスペクトルをガウス分布でフィッティングした際の分布の幅を表している。また、 $\frac{\text{Mean}}{P_E}$  は、電子ビームが中心に入射した場合、約 85% のエネルギーがその結晶にデポジットされ、残りの 15% が隣の結晶にデポジットされることを示している。

Nominal momentum(MeV/c) $P_N$	500	1000	1500	2000	2500	3000
Exact momentum(MeV/c) $P_E$	493	994	1506	2000	2504	3019
Mean(MeV)	419.2	839.9	1268	1681	2102	2528
$\sigma$	19.20	32.52	42.69	55.70	64.56	75.16
Mean/ $P_E$	0.850	0.845	0.842	0.840	0.839	0.838
$\sigma/\text{Mean}$	0.0458	0.0387	0.0337	0.0332	0.0307	0.0297

表 2.1: シミュレーションから得られた電子のエネルギー・デポジット分布のピーク値と  $\sigma$

Momentum(GeV/c)		0.5	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0
CsI7	Mean(ch)	281.8	576.3	859.3	1158	1430	1734
	$\sigma$	15.93	22.22	30.09	40.07	49.32	58.05
	$\sigma/\text{Mean}$	0.0565	0.0386	0.0350	0.0346	0.0345	0.0335
CsI8		254.7	515.1	766.2	1030	1270	1574
		12.86	19.57	24.70	32.51	35.24	49.08
		0.0505	0.0380	0.0322	0.0316	0.0278	0.0312
CsI9		262.2	532.8	793.2	1067	1316	1611
		13.14	20.68	26.73	36.47	36.82	48.22
		0.0501	0.0388	0.0337	0.0342	0.0280	0.0299
CsI12		254.2	510.7	761.2	1019	1261	1535
		11.93	20.69	25.30	34.42	42.02	49.84
		0.0469	0.0405	0.0332	0.0338	0.0333	0.0325
CsI13		261.2	530.7	794.8	1056	1309	1568
		12.44	19.61	25.32	33.13	37.95	41.73
		0.0476	0.0370	0.0319	0.0314	0.0290	0.0266
CsI14		277.9	562.5	840.4	1107	1373	1646
		13.12	21.04	28.84	34.71	39.42	48.15
		0.0472	0.0374	0.0343	0.0314	0.0287	0.0293
CsI17		263.2	535.8	806.5	1072	1330	1583
		13.21	21.28	26.87	34.33	36.10	45.53
		0.0502	0.0397	0.0333	0.0320	0.0271	0.0288
CsI18		246.2	493.4	749.6	1001	1247	1510
		12.46	18.95	25.29	33.83	35.91	45.96
		0.0506	0.0384	0.0337	0.0338	0.0288	0.0304
CsI19		272.3	555.2	833.3	1116	1387	1668
		13.53	21.89	26.99	35.33	41.17	47.80
		0.0497	0.0394	0.0324	0.0317	0.0297	0.0287

表 2.2: 実験から得られた電子の ADC 分布のピーク値 (ADC channel) と  $\sigma$

### 2.2.1 ピーク幅 $\sigma$

次に、入射粒子の運動量と CsI カロリメーターの応答におけるピークの拡がりの変化を見る。図 2.5 は各 CsI における  $\sigma$  の比較である。ピークの拡がりは  $\frac{\sigma}{\text{Mean}}$  で表し、フィッティング関数には  $\frac{a}{\sqrt{E}} + b$  を用いた。図中の赤い実線はシミュレーションから得た結果で、黒線は実験値をフィッティングした結果である。赤線の関数は

$$R = \frac{0.0194}{\sqrt{E}} + 0.0186$$

となった。測定結果とシミュレーション結果はよい一致を示している。

### 2.2.2 CsI のエネルギー較正

図 2.6 はシミュレーションで得たエネルギー・デポジットと実験で得た ADC 値の相関を CsI カロリメーター毎に表したものである。ただし、縦軸方向の誤差はガウス分布でフィットした際の  $\sigma$  である。横軸はシミュレーションの結果、縦軸は実験の結果であり、座標軸の単位はそれぞれ、MeV と ADC channel である。フィッティング関数は一次関数 ( $y = ax + b$ ) を用いた。このことから、関数の傾き  $a$  (図中の P2) の逆数は較正係数になることがわかる。図を見るとわかるとおり、すべての CsI においてシミュレーション値と実験値の間にきれいな直線性がある。

次に、切片を持たない一次関数  $y = ax$  を用いてフィットしてみた。理想的には、実験の結果が 0(ch) の時、シミュレーションの結果も 0(MeV) になるはずだからである。その結果が図 2.7 である。縦軸、横軸の定義は図 2.6 と同じである。

そして、直線と各測定点とのずれを表したものが図 2.8 である。横軸はシミュレーションでのデポジットであり、縦軸の定義は下記の式のとうりである。

$$y = (\text{実験での測定値}) - (\text{直線から得られる縦軸の値})$$

上記の結果から電子ビームのエネルギーデポジットから求めた CsI カロリメーターの較正係数を表 2.3 に表す。

CsI No.	7	8	9	12	13	14	17	18	19
較正係数 (MeV/ch)	1.46	1.64	1.58	1.67	1.60	1.54	1.59	1.67	1.51

表 2.3: 電子に対する各 CsI の較正係数

図 2.9 は CsI13 に対する、運動量が 0.5, 1.0, 1.5, 2.0 GeV/c の時の CsI のエネルギースペクトルである。較正係数は表 2.3 の値を用いた。シミュレーションで得られた

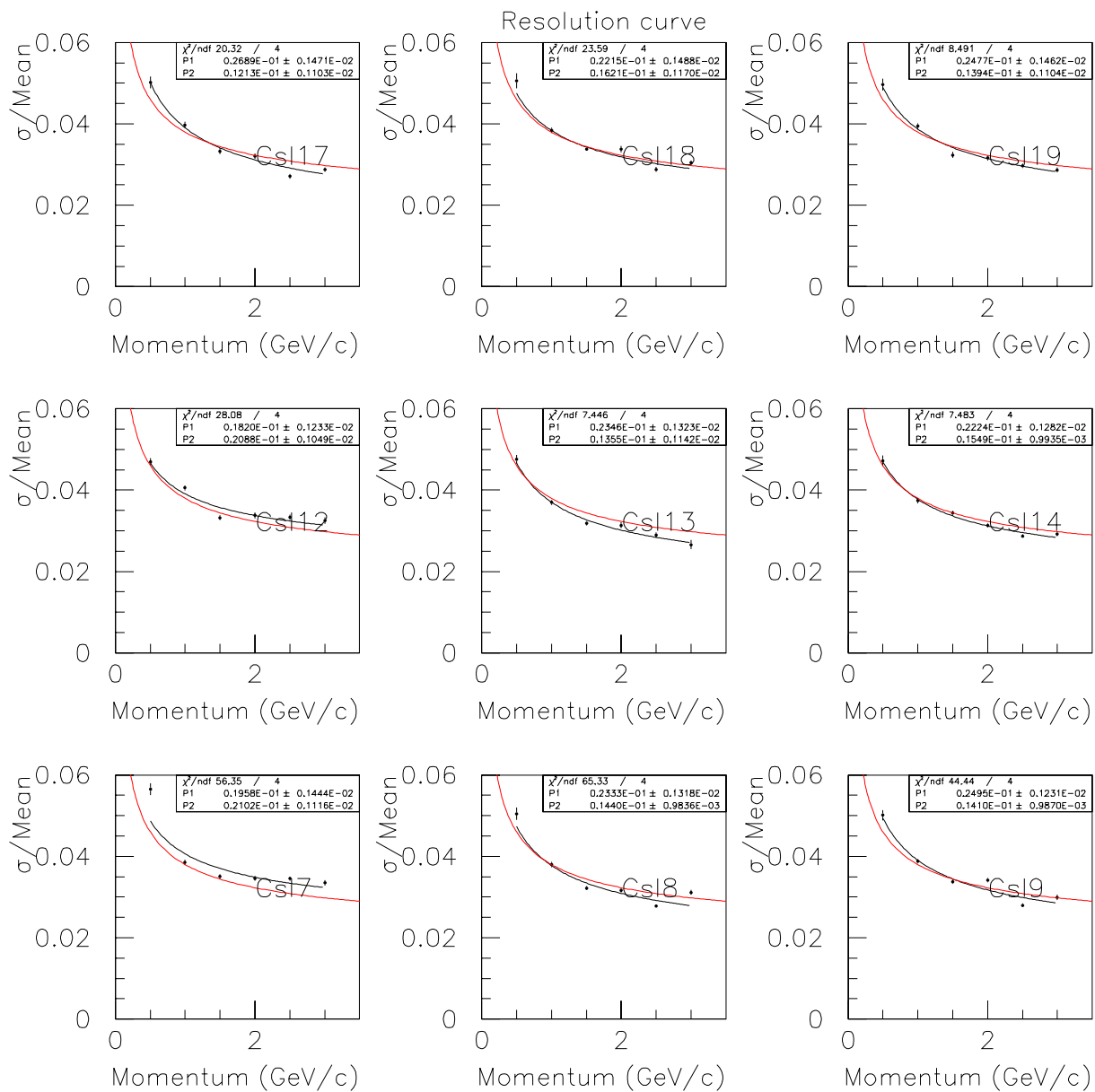


図 2.5: 各 CsI のスペクトルのピーク幅  $\sigma$  と電子の運動量の相関



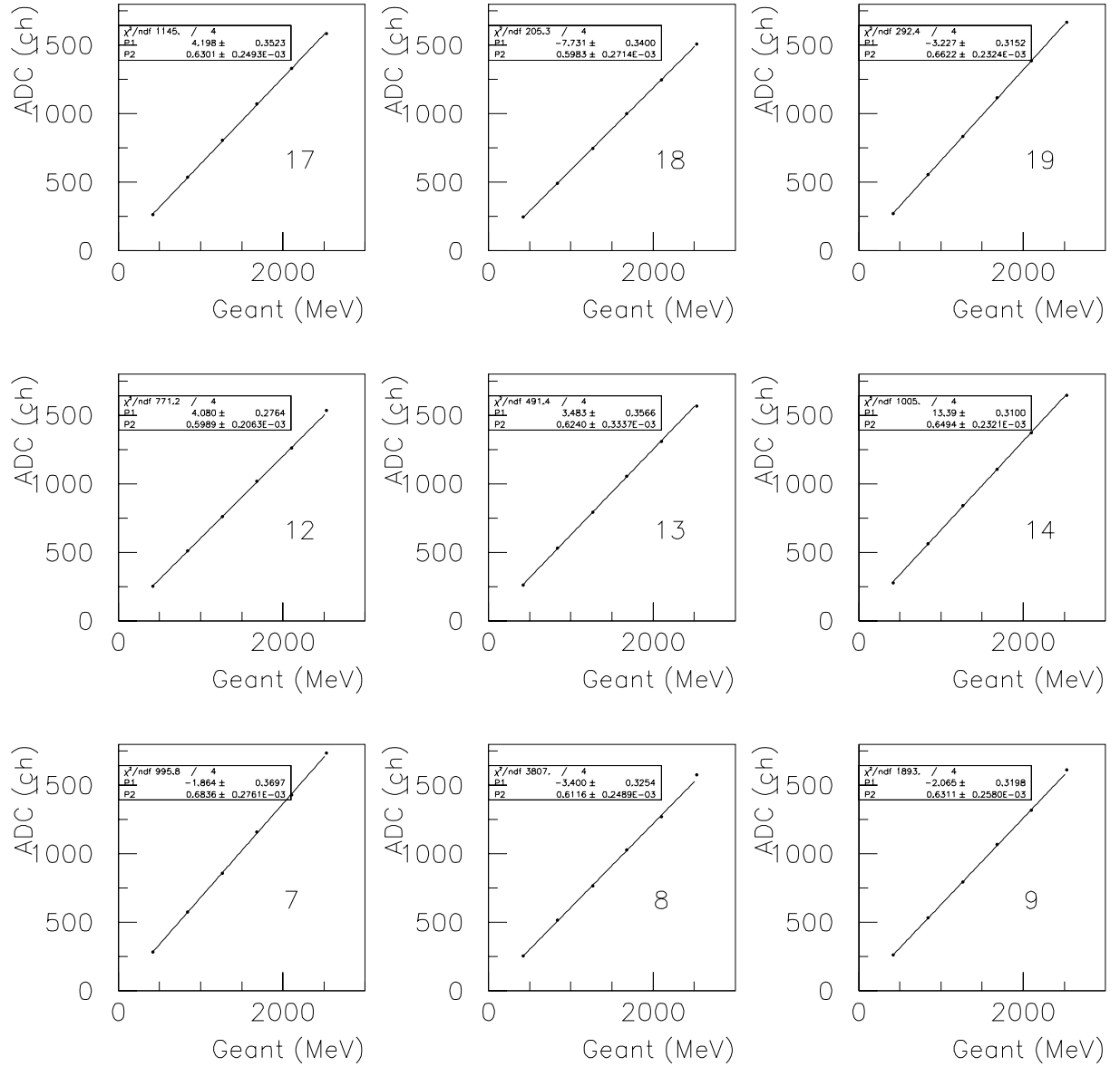


図 2.6:  $y = ax + b$  でフィッティングした時の電子に対する入射運動量と ADC 出力の相関

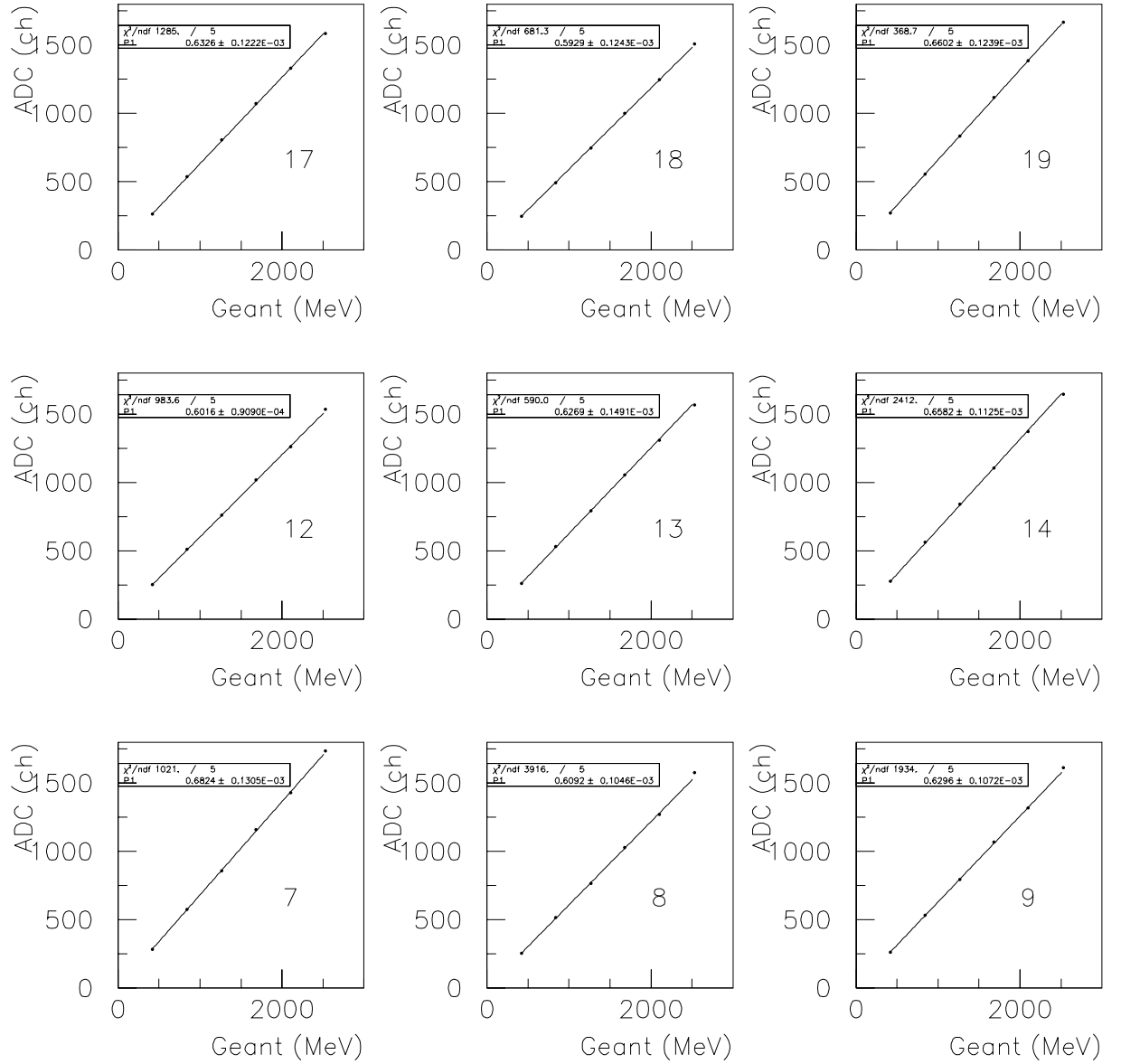


図 2.7:  $y = ax$  でフィッティングした時の電子に対する入射運動量と ADC 出力の相関

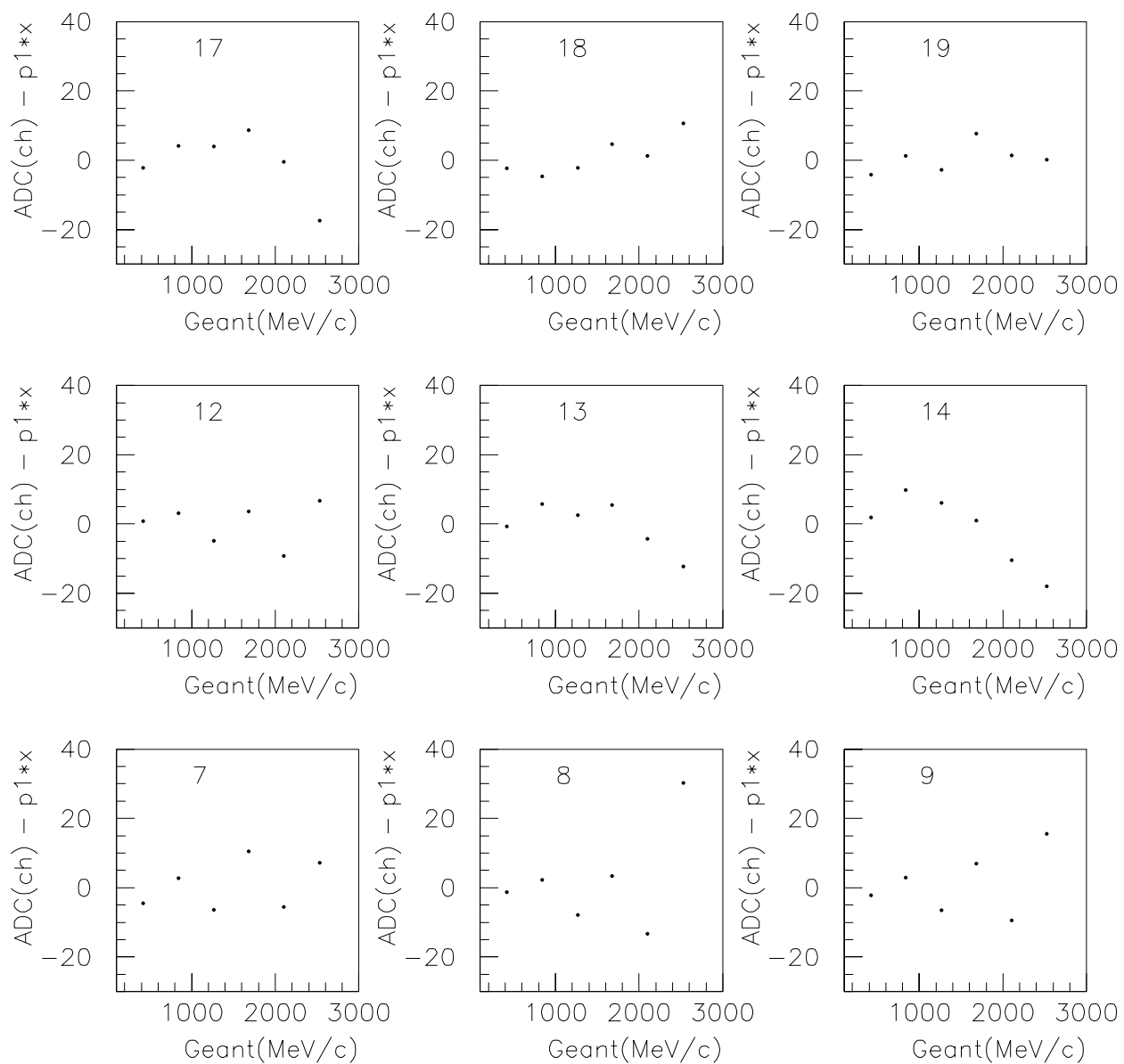


図 2.8: 各運動量における、フィッティング関数と測定値の差

スペクトルを赤で示し、実験で得られたスペクトルを青で表している。また、両スペクトルはピーク値で規格化した。実験データが、ピークの両側にテールを引いているのは、ビーム強度が比較的多いために、アクシデンタルパルスが重なりあった結果生じたものと考えられる。

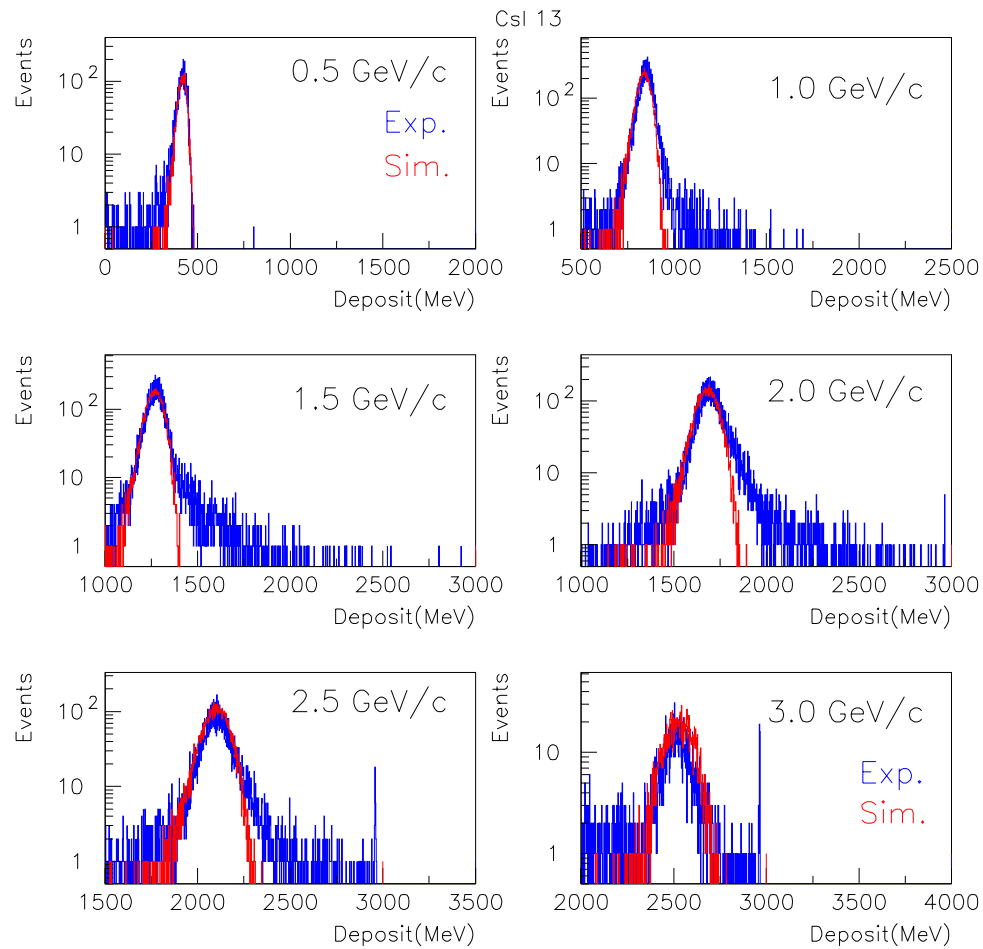


図 2.9: 実験とシミュレーションとを比較した電子のスペクトル

### 2.2.3 エネルギー分解能

次に、電子から求めた較正係数を使って、シャワーの拡がり考慮した CsI カロリメーターのエネルギー・デポジットと、エネルギー分解能を求める。図 2.10 は電子ビームが CsI 13 に入射した時の 9 本の CsI が得たエネルギー・デポジットの和である。シミュレーションで得られたスペクトルを赤、実験で得られたスペクトルを青で示している。一本一本の較正係数が正確に求められているため、2つのスペクトルのピーク値は一致している。ただし、実験データがピークの両側にテールを引いている原因は図 2.9 で示した原因と同じである。

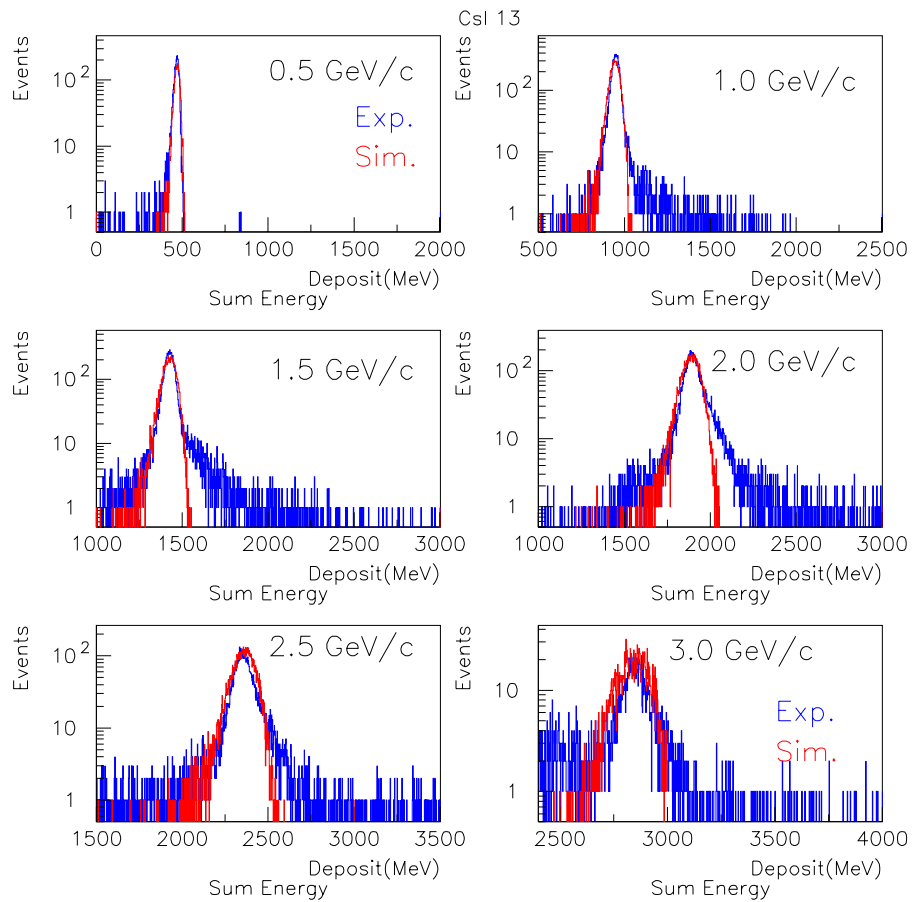


図 2.10: CsI 9 本のエネルギー・デポジットの和

図 2.11 は、9 本の CsI のエネルギー・デポジットを足し合わせた時のエネルギー分

解能である。エネルギー分解能の定義は  $\frac{a}{\sqrt{E}} + b$  である。

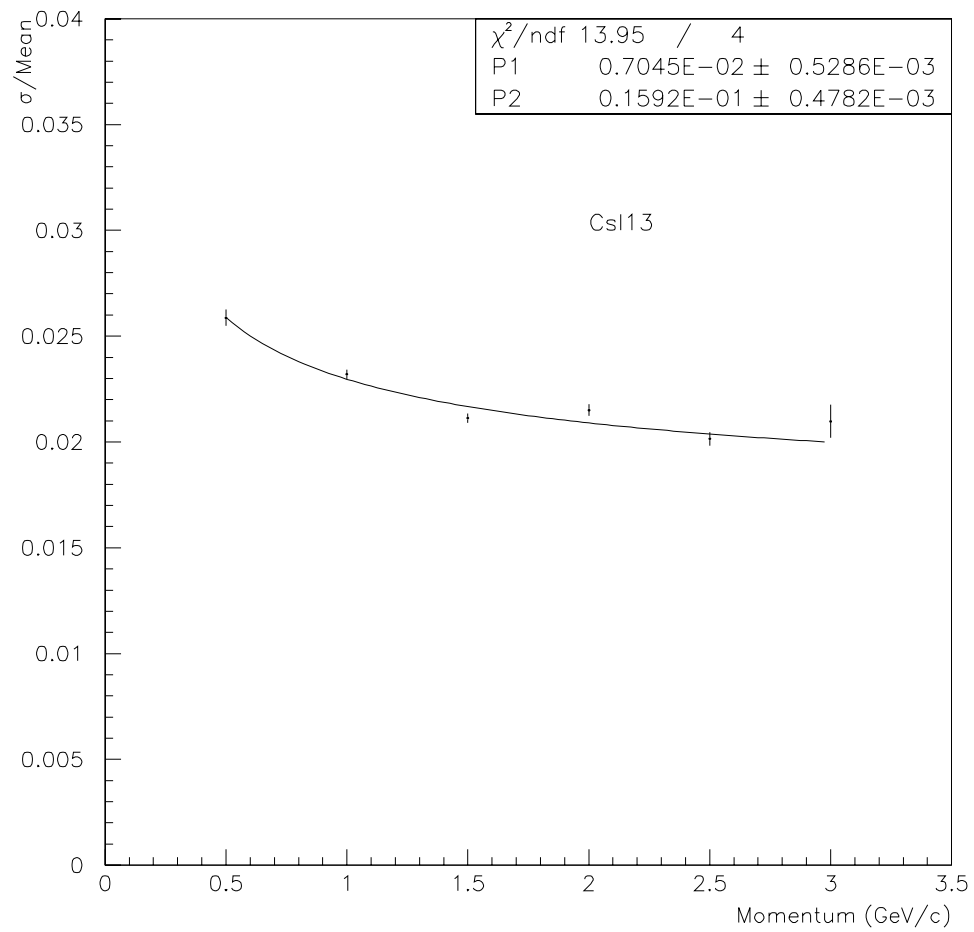


図 2.11: エネルギー分解能

## 2.3 ハドロンによる較正

次にハドロン ( $\pi^+$ ) による CsI カロリメーターの較正をおこなう。方法は電子と同じ方法である。ハドロンの解析をおこなうにあたって、測定したデータからハドロンのイベントを取り出さなければならないが、ここでは TOF 法と Čerenkov 法を用いて粒子識別をする。TOF 法では陽子と  $\pi$  を、Čerenkov 法では電子を識別する。図 2.12 は TOF カウンターとして用いた S1 の ADC と TDC のイベントの相関図である。TDC のスタート信号には、下流に置かれた S4 カウンターを使用し、ストップ信号には上流に置かれた S1 カウンターを使用しているので、右側のピークが  $\beta \simeq 1$  の粒子、つまり  $e^+$ ,  $\pi^+$  に対応する。イベント数の少ない左側のピークは重陽子である。その中間に位置するのが陽子で、入射粒子の運動量の違いにより、陽子, 重陽子の分布の位置が移動し、運動量が大きくなるにつれて陽子と  $\pi$  の識別が困難になることがわかる。

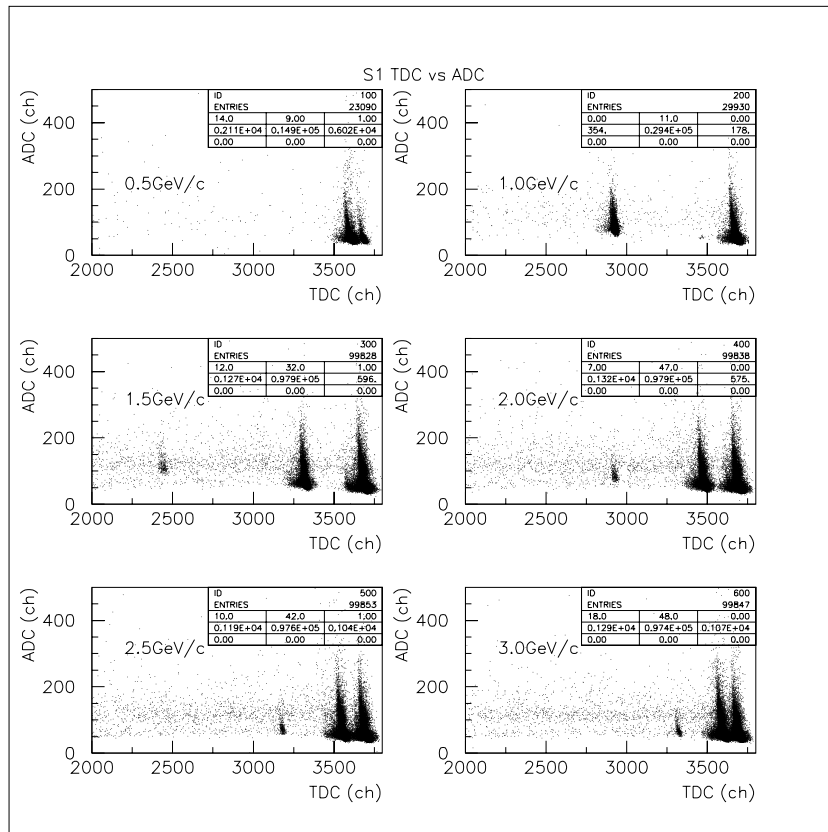


図 2.12: TOF カウンター (S1) の ADC と TDC の相関図

図 2.13 はそれぞれ 2.5GeV/c と 3.0GeV/c の  $\pi^+$  に対する CsI の ADC スペクトル、そして 3.0GeV/c の陽子に対する CsI の ADC スペクトルである。赤、青それぞれのスペクトルはシミュレーション結果、実験結果を表している。するどいピークは、CsI 結晶を長手方向に貫通するハドロンビームに対応している。このピークをつかって、CsI のエネルギー較正係数を求めた。

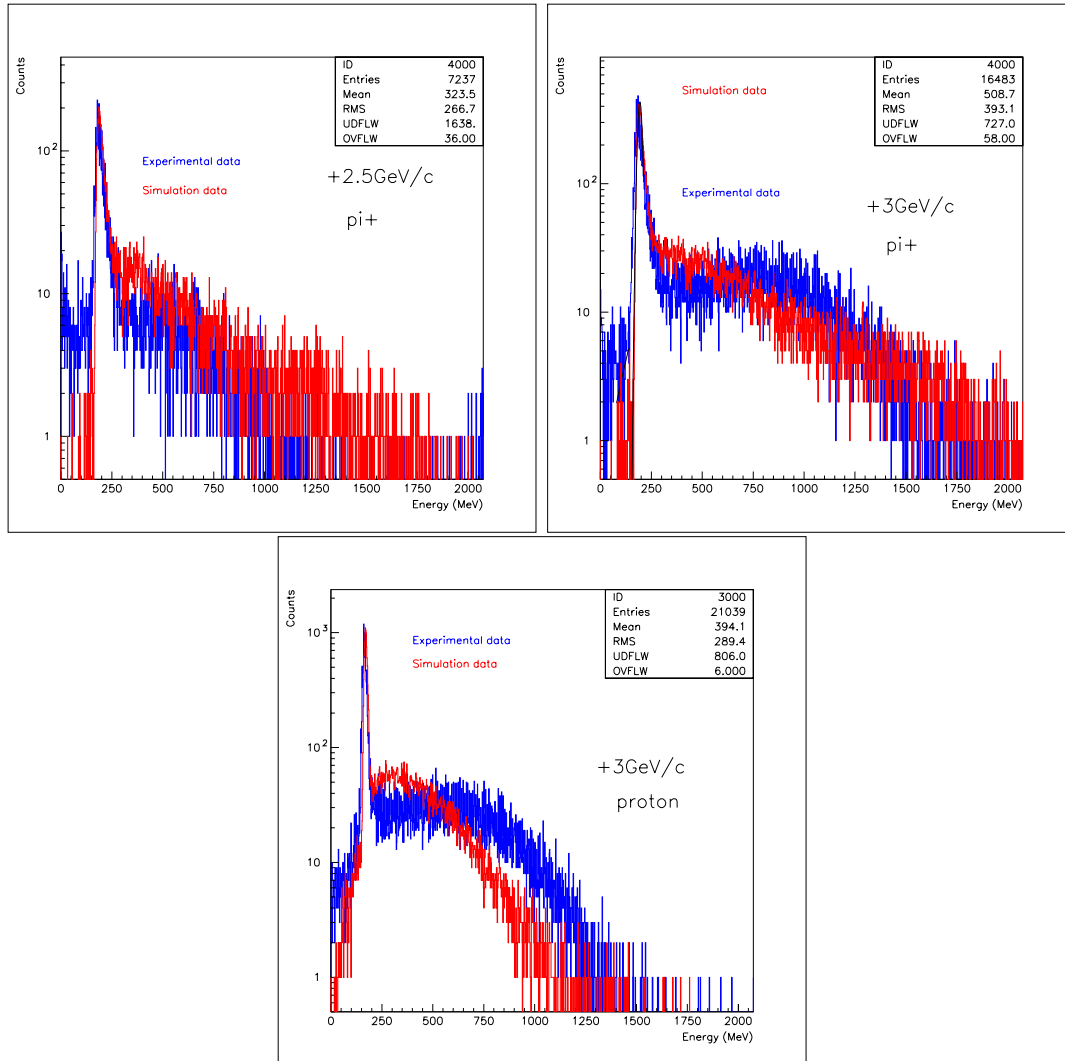


図 2.13: 3GeV/c と 2.5GeV/c の  $\pi^+$  と、3GeV/c の陽子のスペクトル



表 2.4 は  $\pi^+$  からもとめた較正係数である。陽子については、解析に足りるデータが中央の CsI のものしか無かったため、九本すべてに対して求めることができなかった。

CsI No.	7	8	9	12	13	14	17	18	19
較正係数 (MeV/ch)	1.61	1.64	1.54	1.74	1.66	1.56	1.61	1.68	1.51

表 2.4:  $\pi^+$  からもとめた各 CsI の較正係数

なお、鋭いピークの高エネルギー側に広がるなだらかなピークはハドロンが CsI 結晶中でハドロン原子核反応を起こした結果、CsI 中でのエネルギーデポジットが大きくなったイベントに対応する。この実験スペクトルがシミュレーションに必ずしも合っていないのは、Geant3 のシミュレーションコードの中で、ハドロン反応のプロセスが正確に取り入れられてないものと考えられる。

## 2.4 宇宙線による較正

図 2.14 はテストビームランと同時に測定された宇宙線のスペクトルをシミュレーション結果と比較したものである。

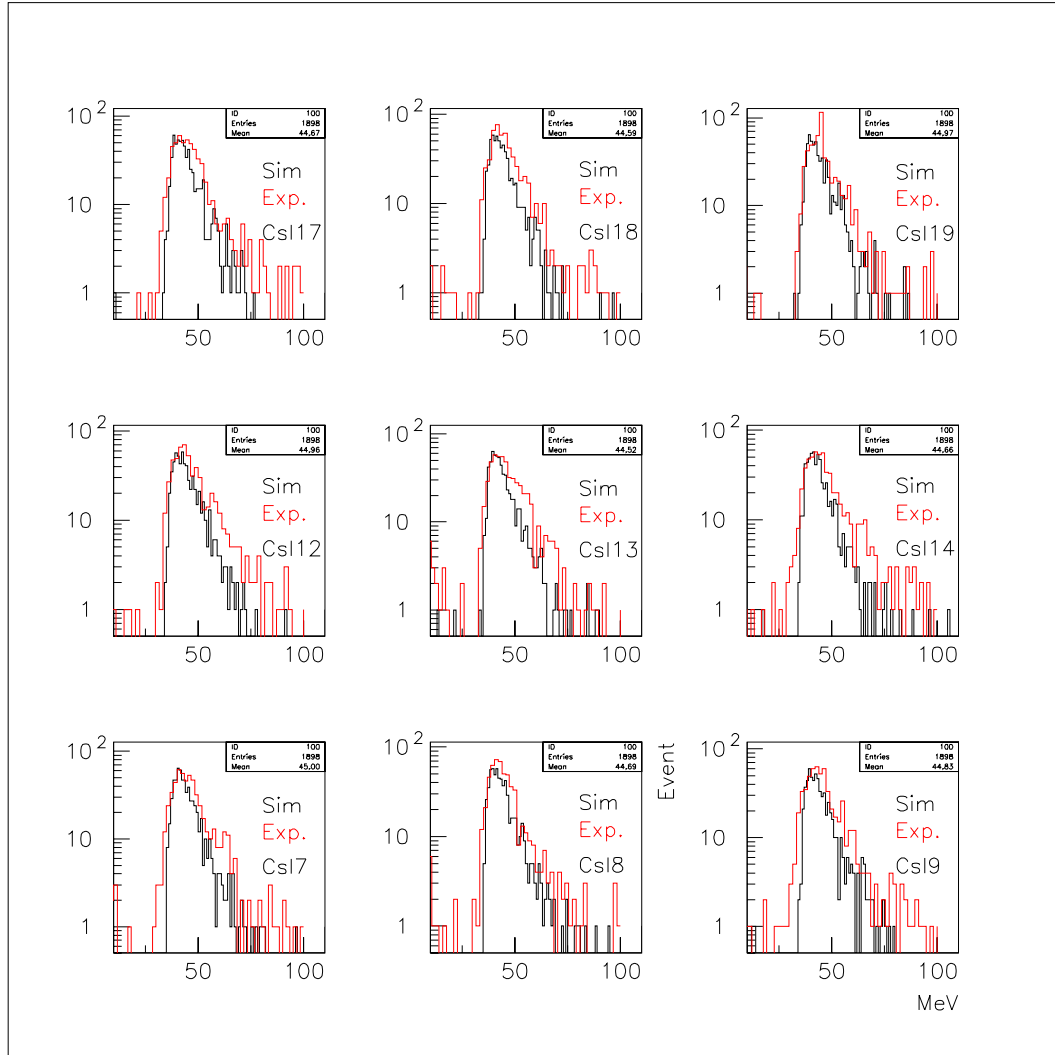


図 2.14: 実験とシミュレーションとの宇宙線のスペクトルの比較

図 2.14 を見てもわかるとうり、宇宙線のスペクトルは高いエネルギーの方にかたよる非対称なスペクトルになる。そのため、スペクトルをフィットする際、ガウス分布を用いると正確にピーク値を求めることができない。ここではランダウ分布を

用いてフィッティングを試みる。ランダウ分布の関数は、

$$f(x) = N \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left( \frac{x - \mu}{\sigma} \right) + \exp \left( -\frac{x - \mu}{\sigma} \right) \right\}$$

と表せ、 $N$  は規格化係数、 $\mu$  はピーク値、 $\sigma$  は標準偏差を表す。宇宙線のスペクトルをランダウ分布でフィッティングした結果を図 2.15 に示す。上の図はシミュレーションの結果をフィットしたもの、下の図は実験の結果をフィットしたものである。

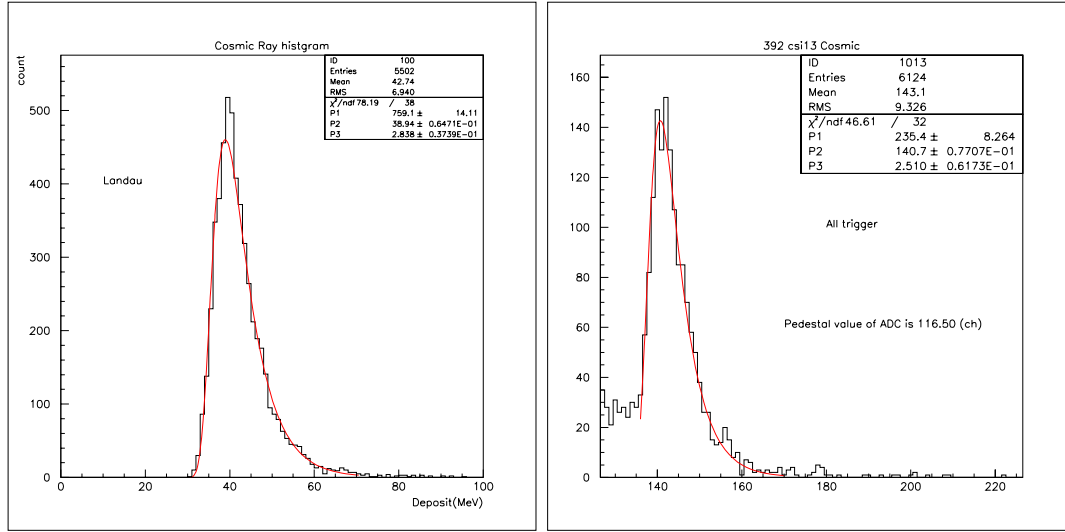


図 2.15: ランダウ分布を用いた宇宙線のスペクトルのフィッティング。左：シミュレーション値。右：実験値

表 2.5 は宇宙線から求めた各 CsI カロリメーターの較正係数である。

CsI No.	7	8	9	12	13	14	17	18	19
較正係数 (MeV/ch)	1.61	1.67	1.69	1.76	1.63	1.53	1.65	1.74	1.53

表 2.5: 宇宙線から求められた各 CsI の較正係数

## 2.5 T510 から得た結果

ここでは、電子、ハドロン ( $\pi^+$ ), そして宇宙線から求めた較正係数を比較してみる。比較の仕方は

1. 電子による較正係数と宇宙線による較正係数の比
2. ハドロンによる較正係数と宇宙線による較正係数の比
3. ハドロンによる較正係数と電子による較正係数の比

を確かめることである。

$$\text{Ratio} = \frac{C_{(e,\pi^+)}}{C_c}, \quad \frac{C_{\pi^+}}{C_e}$$

$C_{(e,\pi^+)}$  は電子, または  $\pi^+$  から求めた係数、 $C_c$  は宇宙線から求めた係数を表している。それぞれの比を表 2.6 に表す。

CsI No.	7	8	9	12	13	14	17	18	19
cosmic (MeV/ch)	1.61	1.67	1.69	1.76	1.63	1.53	1.65	1.74	1.53
electron (MeV/ch)	1.46	1.64	1.58	1.67	1.60	1.54	1.59	1.67	1.51
$\pi^+$ (MeV/ch)	1.61	1.64	1.54	1.74	1.66	1.56	1.61	1.68	1.51
$C_e/C_c$	0.908	0.977	0.936	0.948	0.983	1.00	0.960	0.962	0.988
$C_{\pi^+}/C_c$	0.997	0.977	0.912	0.987	1.02	1.02	0.974	0.965	0.987
$C_{\pi^+}/C_e$	1.10	1.00	0.974	1.04	1.03	1.02	1.01	1.00	1.00

表 2.6: 較正係数と係数の比

次に、それぞれの比をヒストグラム化したものが、図 2.16 である。上段が電子と宇宙線の比、中段が  $\pi^+$  と宇宙線の比、下段が電子と  $\pi^+$  の比である。フィッティングはガウス分布を用いている。

図 2.16 の分布のピーク値とピーク幅を見てわかるとおり、宇宙線と電子との較正係数の系統的な平均の違いは  $3.73 \pm 0.94\%$ 、宇宙線と  $\pi^+$  との較正係数の系統的な平均の違いは  $1.22 \pm 0.79\%$  である。また、CsI カロリメーター相互間の違いはフィッティング結果の  $\sigma$  より、それぞれ  $\sigma = 2.80 \pm 0.66\%$ ,  $2.14 \pm 0.74\%$  である。それに対し、電子と  $\pi^+$  による較正係数の統計的な平均の違いは  $1.91 \pm 1.60\%$  であり、CsI カロリメーター相互間の違いは  $\sigma = 3.75 \pm 2.10\%$  である。表 2.7 参照。

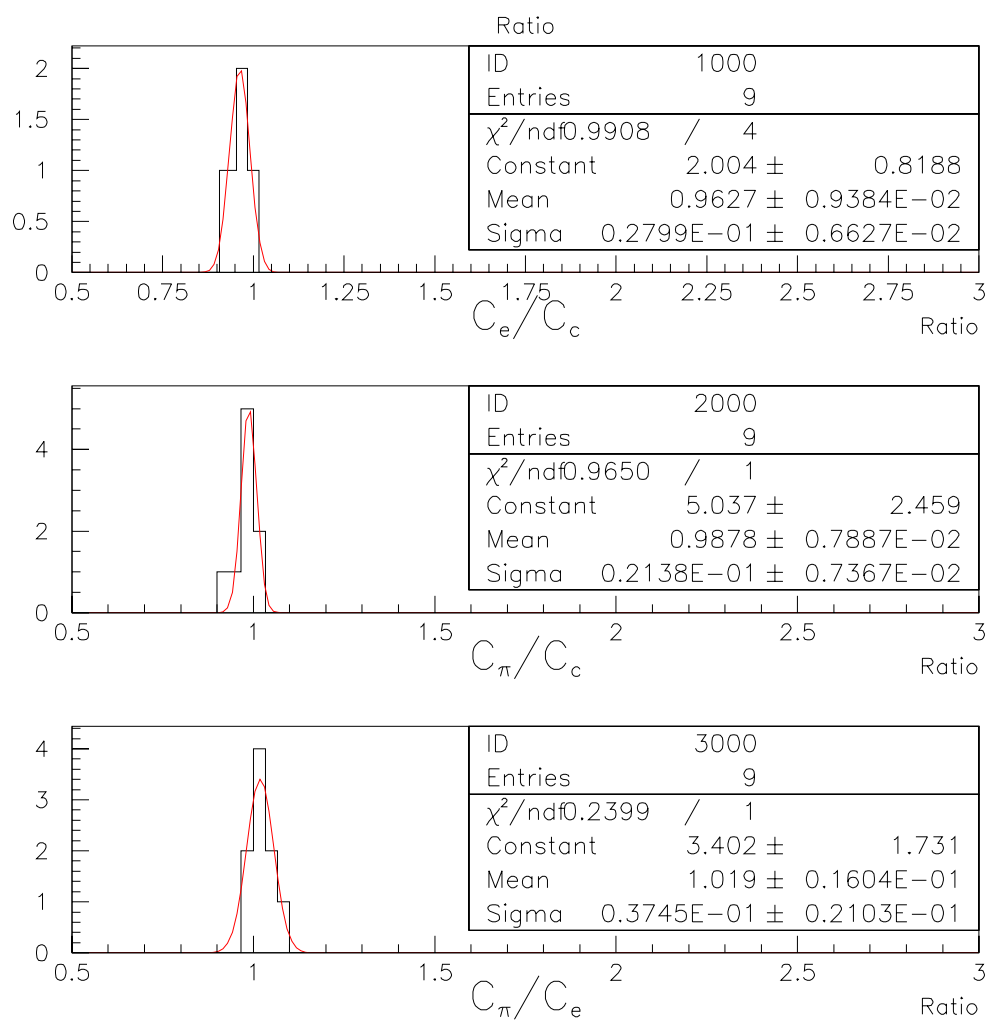


図 2.16: ヒストグラム化した較正係数の比

ここで、宇宙線による較正係数が、電子や  $\pi^+$  による較正係数に比べて 1 ~ 4% 程度大きいのは、エネルギーデポジットが結晶断面に一樣であるか、結晶中心軸付近であるかによる集光効率の違いによるものであると考えられるが、確認の測定は行われていない。

これらの結果から言えることは、宇宙線を使うと CsI カロリメーターの較正係数を数 10MeV 領域から GeV 領域まで  $\sigma = 3\%$  程度の相対精度で決めることができるということであり、E391a 実験のための宇宙線を使った CsI カロリメーターのエネルギー較正は非常に有効であることが確かめられた。

	係数の違い (%)	CsI 間のばらつき $\sigma$ (%)	大小関係
$C_e/C_c$	$3.73 \pm 0.94$	$2.80 \pm 0.66$	$C_e < C_c$
$C_{\pi^+}/C_c$	$1.22 \pm 0.79$	$2.14 \pm 0.74$	$C_{\pi^+} < C_c$
$C_{\pi^+}/C_e$	$1.91 \pm 1.60$	$3.75 \pm 2.10$	$C_{\pi^+} > C_e$

表 2.7: 係数の比と CsI 相互間の違い、及び大小関係

## 第3章 CsI カロリメーターの準備

エンジニアリング・ランでの CsI カロリメーターの配置は図 3.1 のとおりである。CsI カロリメーターは計 576 本であり、そのうち  $7 \times 7 \times 30\text{cm}$  の CsI を 496 本、シリンダーの端に位置する Deformed CsI を 56 本、そしてシリンダーの中心部に近いところに位置する  $5 \times 5 \times 50\text{ cm}$  の KTeV CsI を 24 本使用する。

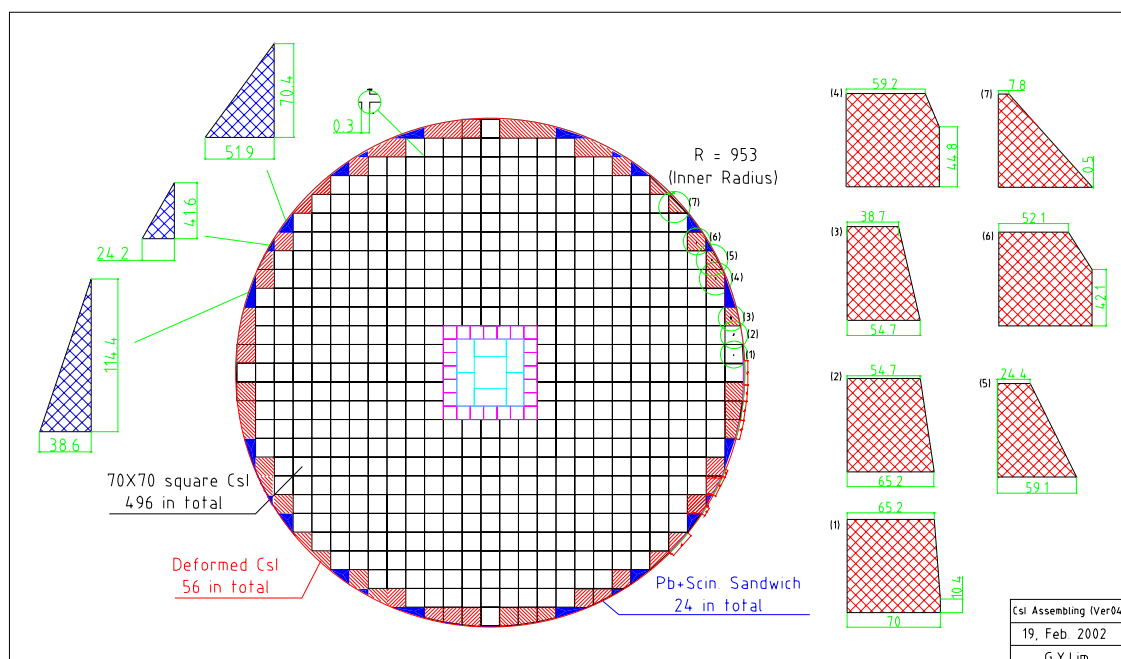


図 3.1: CsI の形と配置図

### 3.1 Stacking

エンジニアリング・ランに向けて、エンドキャップ部に CsI カウンターを配置した。配置の際は下から順番に位置を測定し、CsI カウンター相互間の隙間が 0.1mm

以下となるように圧力をかけながら、一日一層のペースで組み上げた。図 3.2 参照。

積み上げる前に、全ての CsI カウンターは真空下における宇宙線テストによって gain 調整をおこなった。更に積み上げの段階でも一層毎に宇宙線テストをおこない、真空中でのテストと K0 エリアでの宇宙線テストとの結果が一致しているか、もしくはどれだけ違っているかを確かめた。これにより、作業中に生じたかもしれない変化にも対処することができ、大きな変化があった CsI カウンターは交換後、再点検をおこなった。

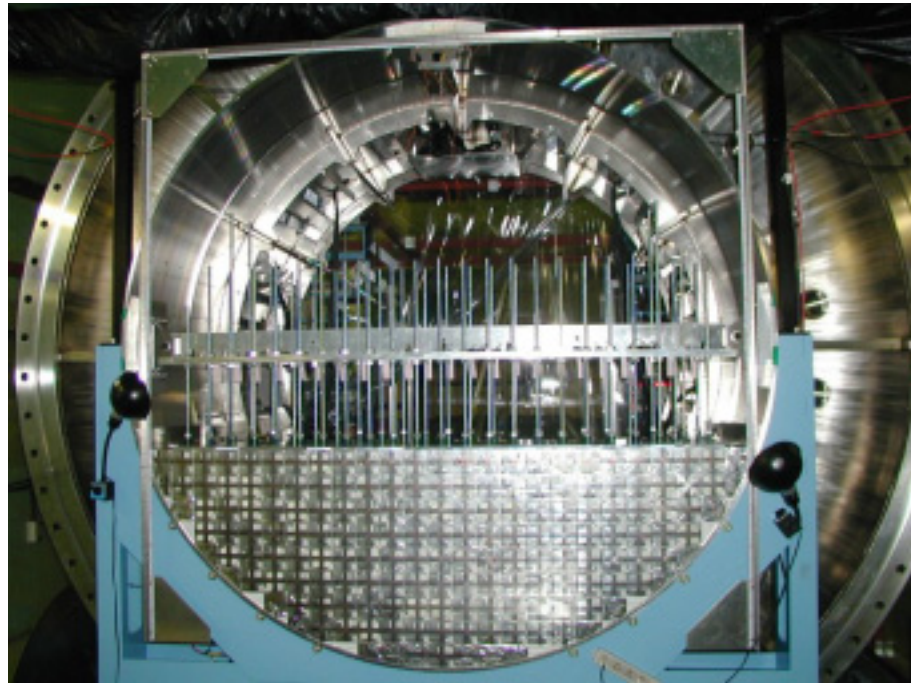


図 3.2: CsI stacking 中のエンドキャップ

図 3.3 は積み上げ時に測定したデータの一部である。左上の図は CsI カウンター毎の宇宙線スペクトルのピーク値を表しており、星印は真空テストの結果、三角印は K0 エリアでの結果である。全ての CsI カウンターにおいて、K0 エリアでの測定結果のほうが真空テストの結果より電荷量にして 2pC ほど小さくなっている。これは実験のセットアップの違いによるものである。エンジニアリング・ランでは CsI カウンターからの信号は一度 Amp-Discri モジュールをってから ADC に入る。この際に信号の減衰が生じる。また、signal cable の長さが 90m あり、ここでも減衰が生じていると考えている。

右上の図は真空テストと K0 エリアでのテストから得た宇宙線ピーク値の比をとっ



たものである。全ての値は0.9付近に収まっている。図の右端のプロットが0を示しているが、これは真空テストをしていないDeformed CsIのプロットである。Deformed CsIについてはNormal CsIと同じくらいの gain が出ているかを確認していった。

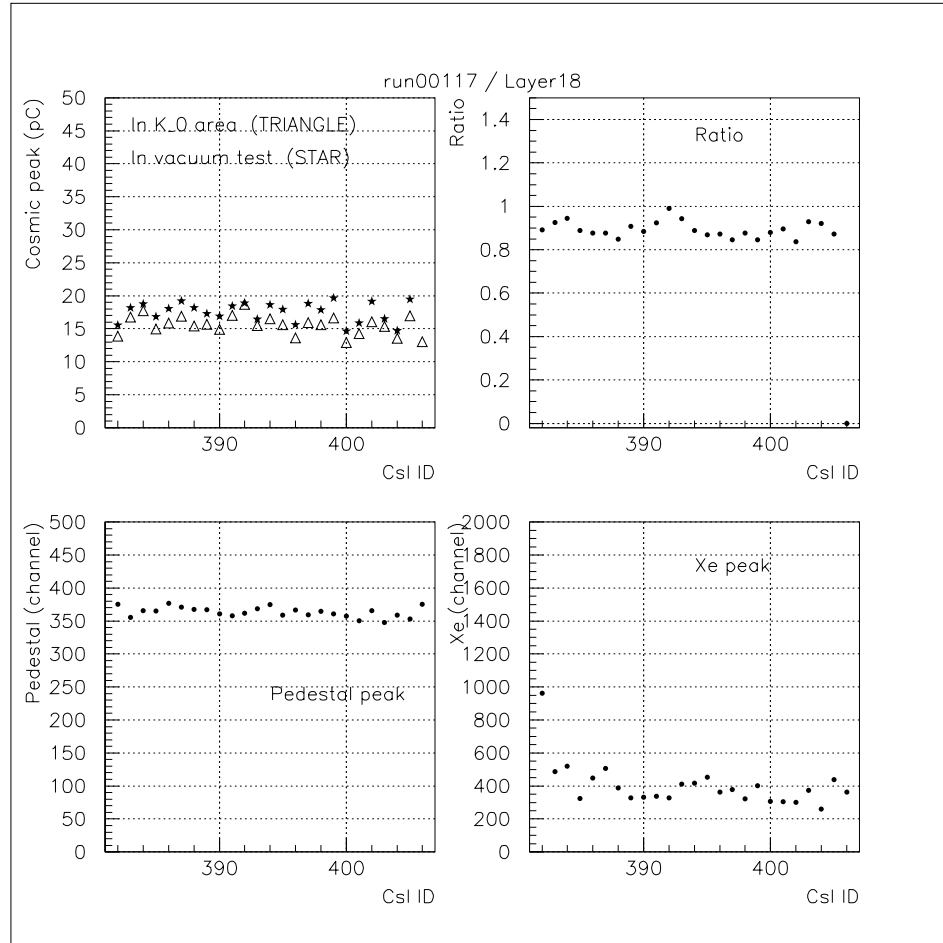


図 3.3: 左上; 真空テストと積み上げ時のテストで得られた宇宙線ピークの違い。右上; 真空テストと積み上げ時のテストで得られた宇宙線のピークの比。左下; Pedestal peak の分布。右下; Xe peak の分布

その後、エンジニアリング・ランでの CsI カウンターに与える高電圧の調整は真空テストで求めた値を基準にして微調整をおこなった。図 3.4 の上の図は高電圧を調整する前の宇宙線スペクトルのピーク値の分布、下の図は調整後のものである。また、調整後の CsI カウンターの gain のばらつきを図 3.5 に示す。1 $\sigma$  で 6% のずれに収めることができた。

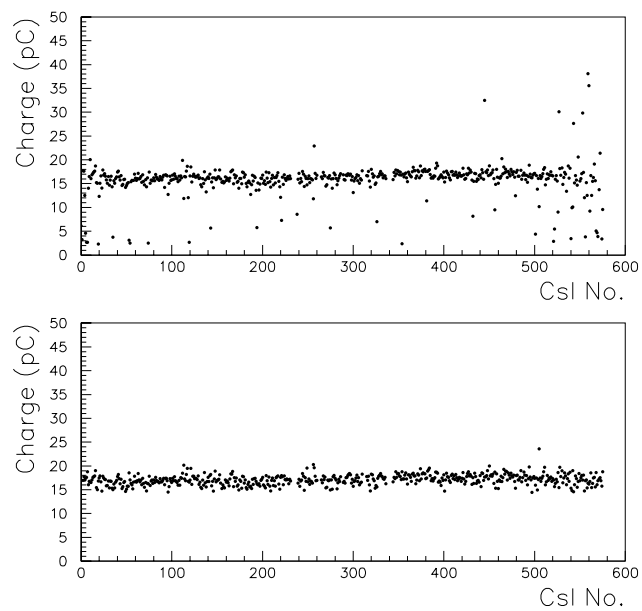


図 3.4: 高電圧設定前と設定後の宇宙線ピークの分布

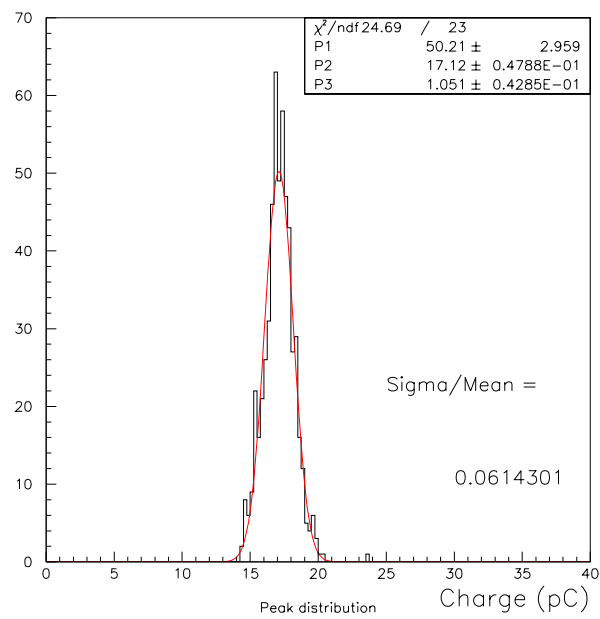
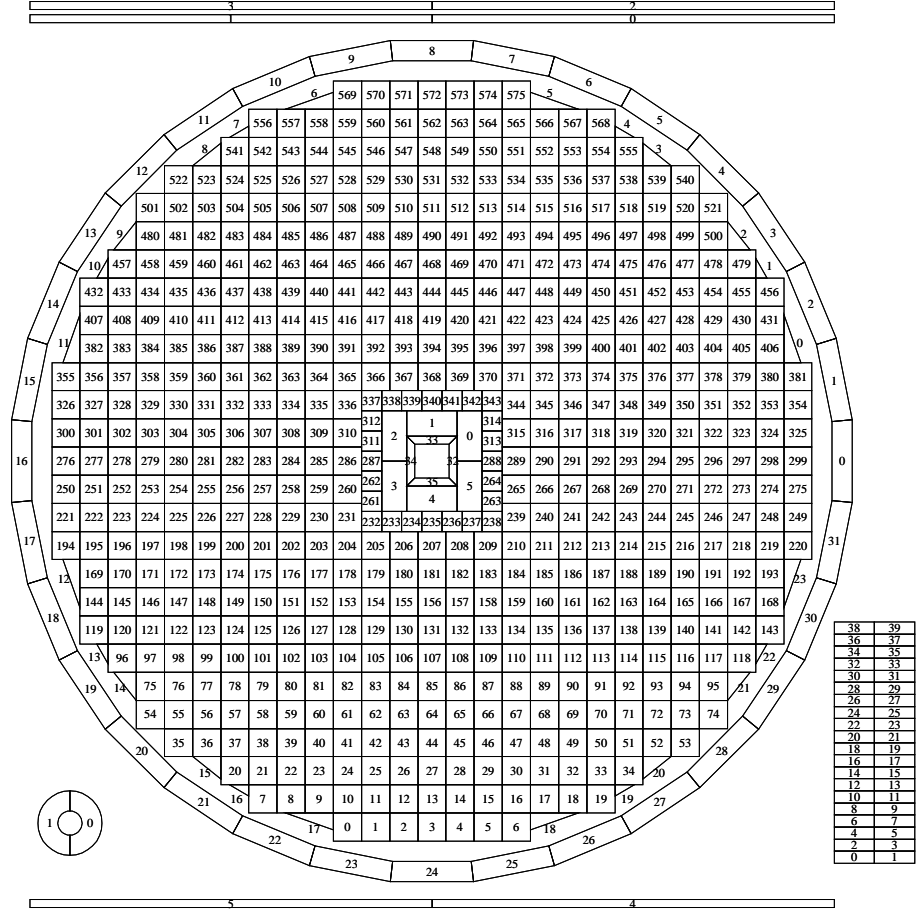


図 3.5: 高電圧設定後の宇宙線ピークのばらつき



3.6: Detector number

## 第4章 組立後の宇宙線、及び $\mu$ ビームによる校正

### 4.1 宇宙線と $\mu$ 測定のための Trigger

#### 4.1.1 宇宙線トリガー

CsI と宇宙線測定のためのトリガー・カウンターの配置は、図 4.1 のとおりである。宇宙線測定用トリガー・カウンターは上部が 4 枚、下部が 2 枚のプラスチック・シンチレーターで構成されており、上下の信号の AND を取って宇宙線トリガーとした。ただし、上部からの信号は 4 枚のトリガー・カウンターの OR, 下部からの信号は 2 枚のトリガーカウンターの OR を取っている。また、測定の条件により、上記

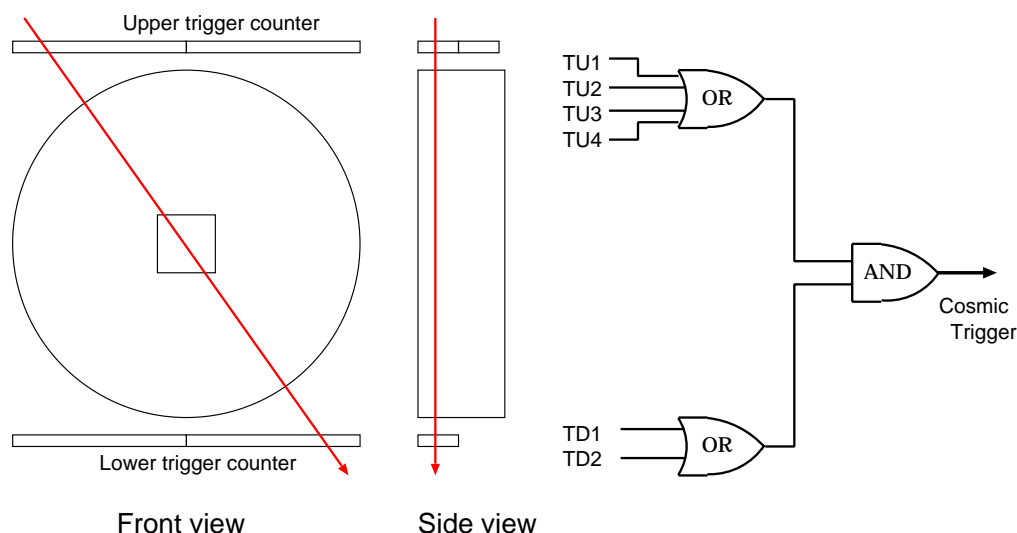
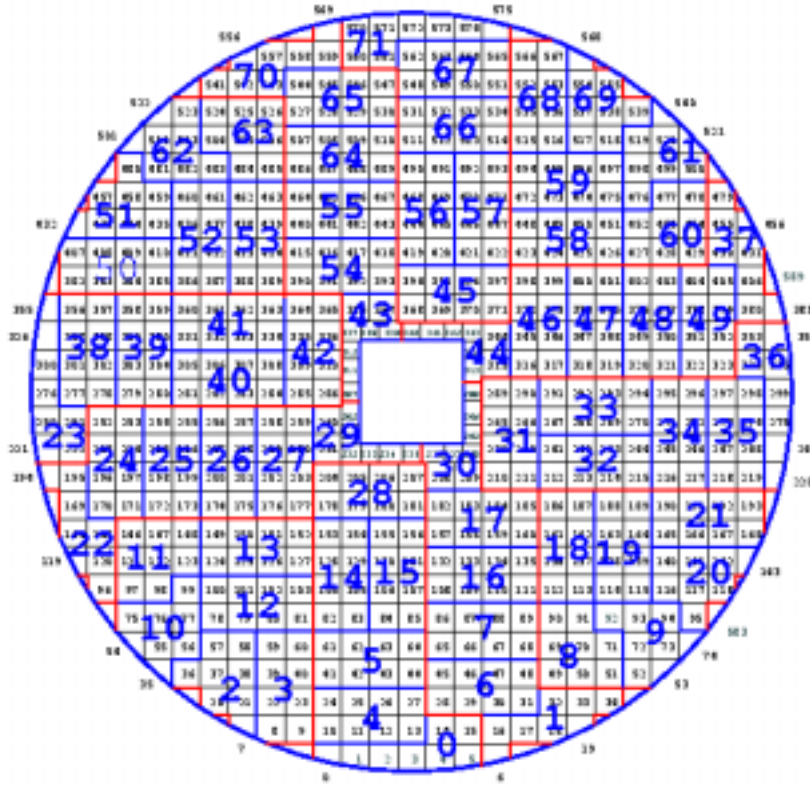


図 4.1: 宇宙線トリガー

の宇宙線測定用トリガー・カウンターを使用せず、CsI 自身でトリガーをかけることもある。(Self trigger) CsI は 8 個の CsI が一つのクラスターとして定義されており、

図 4.2 にすべてのクラスターの配置を示す。宇宙線はシリンダーの上下を突き抜けることから、同時に 2 つ以上のクラスターからの信号を得る。このことから、CsI の self trigger を使う際は、同時に 2 つ以上のクラスターからの信号を得たときに宇宙線トリガーとするようにした。



Current Ver.  
2002/11/14

図 4.2: クラスターの全体図

#### 4.1.2 $\mu$ トリガー

$K_L^0$  ビームラインのシャッターを閉じると、実験エリアには厚いシールドを通過して、 $\mu$  ビームが CsI 検出器全面に入射する。 $\mu$  粒子用のトリガーはクラスター・トリガーを使用する。 $\mu$  粒子は CsI を貫通するため、同時に複数のクラスターが鳴ることは少ない。このことから、クラスターが 2 個より少なかった時をトリガーとした。

## 4.2 宇宙線の Tracking

宇宙線で較正をするにあたって考慮しなければならないことは、CsI の中を宇宙線が通過した距離である。なぜならば、通過する距離が変化することによって、宇宙線が CsI の中で失うエネルギーが変化するためである。

CsI の中を宇宙線が通過した時、宇宙線が単位長さあたりどれだけのエネルギーを失うかということは既に知られている。このことから、較正を行う際には宇宙線が CsI の中をどれだけ通過したかを求め、単位長さあたりのエネルギーデポジットに規格化する必要がある。また、Deformed CsI と Normal CsI のデポジットを比較する場合、飛程が大きく異なるために、直接比較することができない。この問題を解決するためにも、宇宙線のトラッキングは必須である。この章では宇宙線のトラッキング法、そしてエネルギー・デポジットを規格化する方法を述べる。

### 4.2.1 Tracking の方法

Tracking をするためには初めに宇宙線のイベントを選び出し、どの CsI がデポジットを得たかを知らなくてはならない。しかし、宇宙線のイベントを選び出したとしてもその中には tracking が不可能なイベントも存在する。もしそのようなデータを使用して tracking をおこなうと、最終的な結果に悪影響を及ぼす可能性がある。それを防ぐためにも常にクリーンなイベントを選び出すことを考えていかなくてはならない。

Tracking の手順は次のとおりである。

1. ヒットした CsI を選び出す
2. ヒットした CsI の中心座標を元にフィッティングして直線を求める
3. 求めた直線を使って CsI の中を通過した長さを求める
4. 通過距離から規格化したエネルギー・デポジットを計算する

次に各手順について順番に詳しく説明する。

#### 1) ヒットした CsI を選び出す

CsI が 27 層に積み重ねられていることを利用する。まず、データの trigger bit を確かめ、宇宙線のイベントを選び出す。ここで、trigger bit は上記で示した宇宙線トリガー、もしくは  $N \geq 2$  のクラスター・トリガーである。そして、層の中で一番大きなデポジットを得た CsI を選び出す。そしてその操作を 27 層分行えば、宇宙線の

トラックが見える。しかし、それだけではノイズ・イベントを含めてしまう可能性があるため、これらを除外するために、選び出した CsI のうち、上下に位置する CsI が 1 つ以上離れていないイベントを使用するようにした。図 4.3 参照。

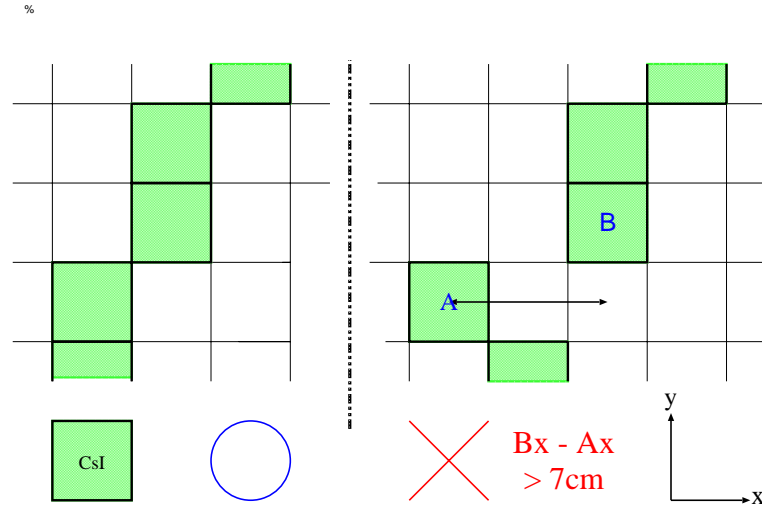


図 4.3: イベント選択

2) ヒットした CsI の中心座標を元にして直線を求める  
次に選び出した CsI を直線でフィットする。全ての CsI には CsI の中心座標を定義している。直線は最小二乗法を用いて計算し、フィッティングが成功したか否かは  $\chi^2$  を計算し、その値が 10 以下の時に有効なイベントであると判断するようにした。図 4.4 参照。

3) 求めた直線を使って CsI の中を通過した長さを求める  
全ての CsI に関して通過距離を求めるために CsI の 4 辺の座標を定義した。Deformed CsI については、斜めにカットされている部分の角の座標も特別に定義している。

CsI に計算で求めた直線を引くと、図 4.5 のように CsI の辺上で交わる点 B,C と、辺の延長線上で交わる点 A,D ができる。B,C が計算に有効な交点であり、A,D が無効であると判断する方法は次のとおりである。

1. A の y 座標  $a_y$  の値が  $y = Y1$  よりも大きいので A は無効
2. B の x 座標  $b_x$  は  $X1$  以上  $X2$  以下であるので B は有効

残りの C,D についても同様に判断し、2 つの交点を求めている。

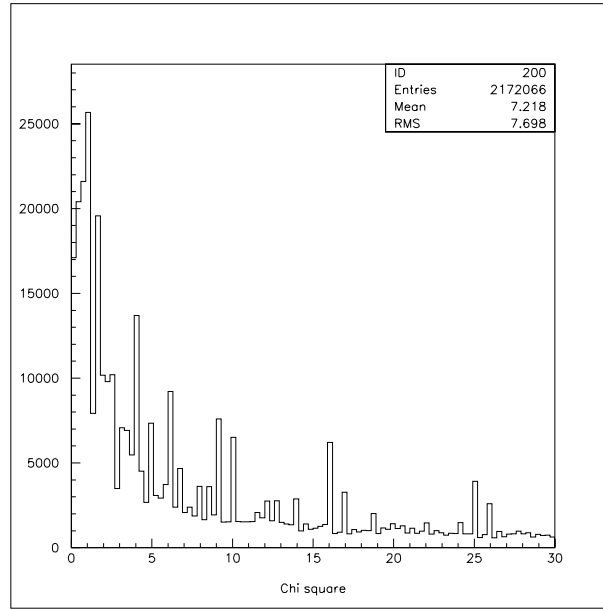


図 4.4:  $\chi^2$  の分布

Deformed CsI については傾斜のある面があるために、その傾斜を表す関数を全ての Deformed CsI に対して求めてやらなければならないが、交点の求め方は Normal CsI の方法と同様である。

#### 4) 通過距離から規格化したデポジットを計算する

最後に、通過距離から規格化したエネルギー・デポジットを求める。通過距離を 7cm にして規格化をおこなう。図 4.6. 3) で求めた通過距離を  $L$ , 測定で得たエネルギーデポジットを  $E$ , 規格化後のエネルギーデポジットを  $E_N$  とすると、

$$E_N = \frac{E}{L} \times 7.0$$

より、CsI の形や飛程の違いによらず、7cm に規格化されたエネルギーデポジットを得ることができる。



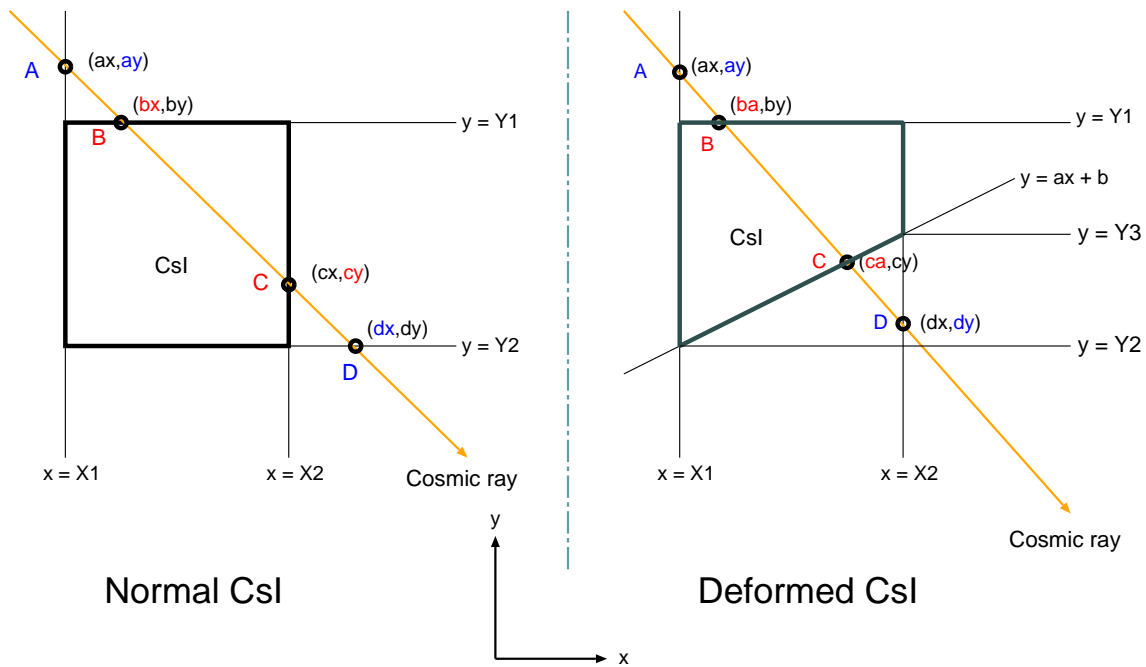


図 4.5: CsI の tracking

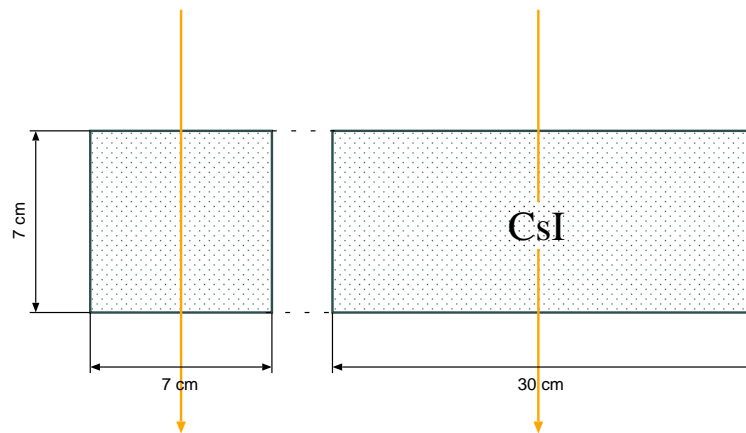


図 4.6: 宇宙線の入射方向

### 4.2.2 Tracking の結果

ここでは、実際にトラッキングをおこない、トラッキングをした時とそうでない時の比較をする。解析に使った宇宙線のデータは  $\mu$  ビームと同時に2時間半に渡って測定したものである。図 4.7 は宇宙線が通過した時のイベントである。直線は計算で得た飛跡を表しており、CsI に添ってきれいに直線が引かれている。また、図 4.8 は鉛直方向を  $0^\circ$  とした時の宇宙線の天頂角分布を示している。地上付近では宇宙線の天頂角分布は  $\cos^2 \theta$  に比例していることがわかっている。 $0^\circ$  の周りのイベントが少なく  $0^\circ$  のイベントが突出しているのは、入射角が鉛直に近い直線を求める際の分解能の限界を示している。

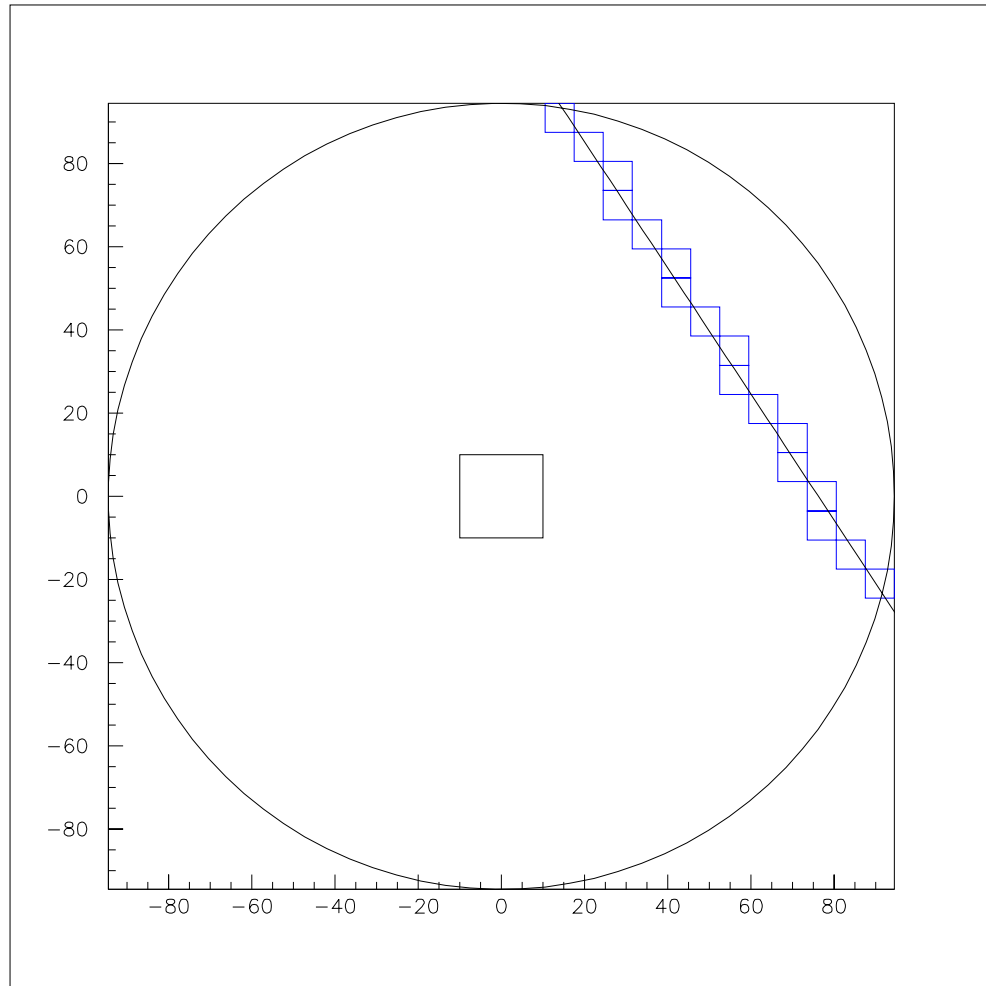


図 4.7: 宇宙線イベントと計算で得られた直線

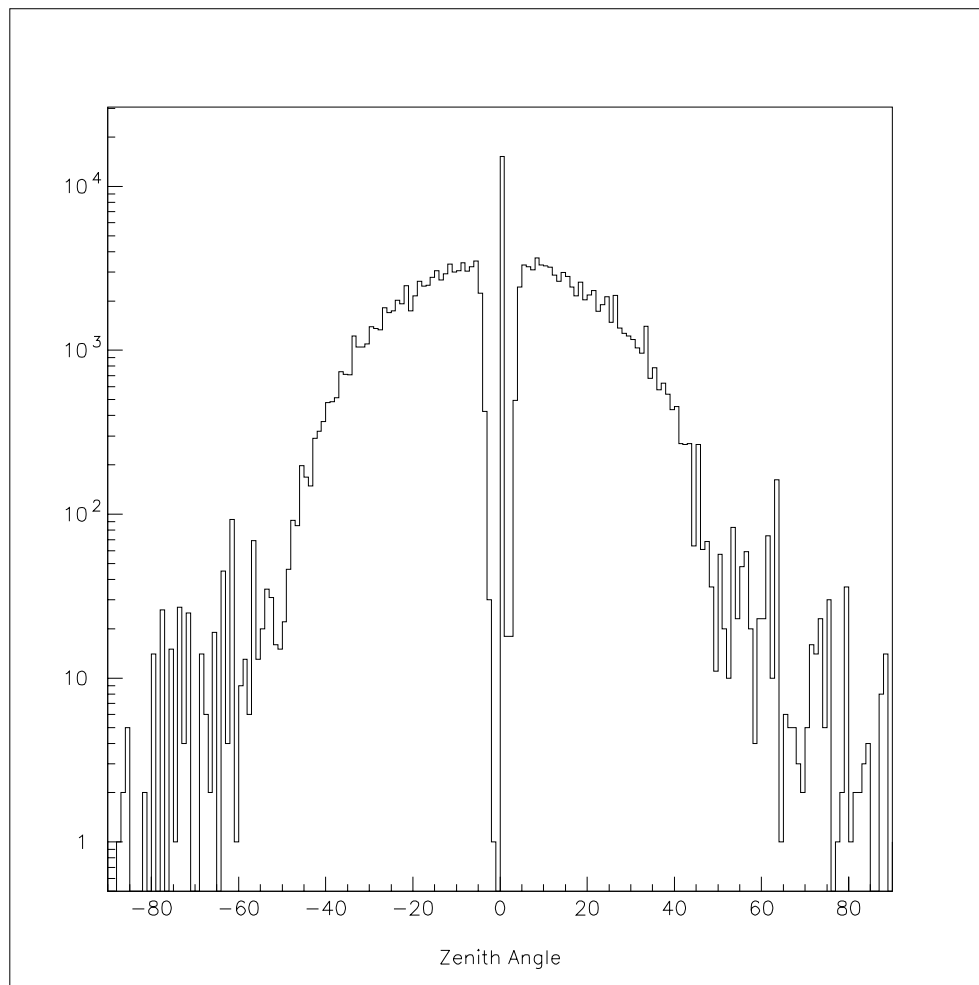


図 4.8: 宇宙線の天頂角分布

図 4.9 は宇宙線が CsI の中を通った時に通過した距離をヒストグラムにしたものである。上 2 つは Normal CsI, 下 2 つは Deformed CsI のものである。Normal CsI については通過距離が 7cm 付近に集中しているのに対し、Deformed CsI はばらばらである。このことから、Raw data をそのまま使用して較正してはならないということは容易にわかる。計算で得られた通過距離の中で、あまりにも距離が小さいもの、また、距離が物理的な限界よりも大きいものは計算に入れないようにしている。実際のカット値を表 4.1 に示す。

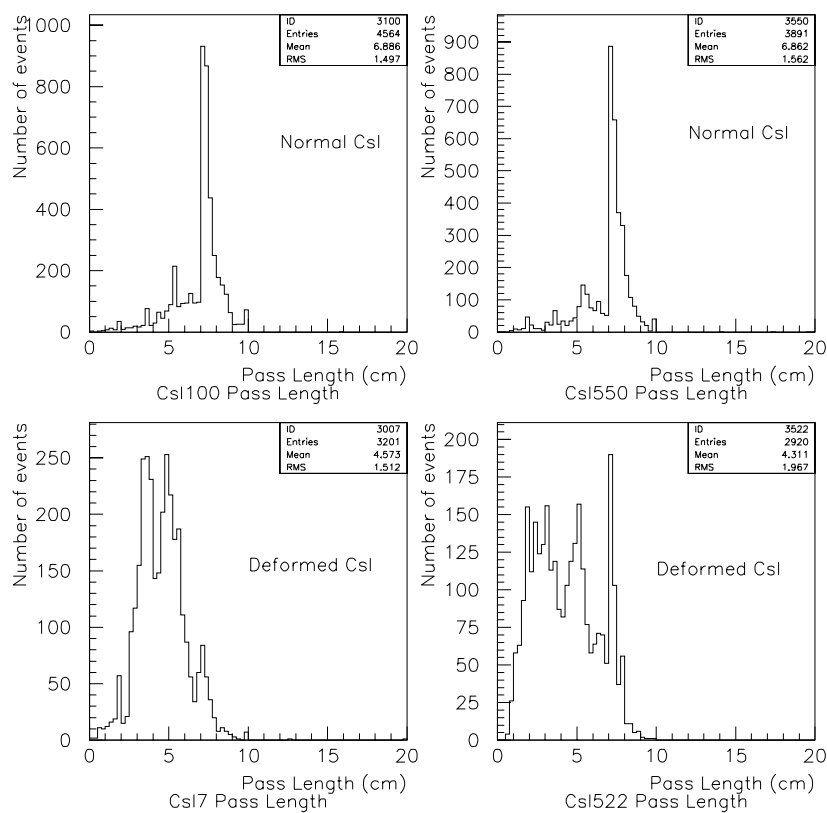


図 4.9: CsI の中を通過した時の通過距離

CsI No.	最小値 (cm)	最大値 (cm)
Normal CsI	5.0	9.9
KTeV CsI	4.5	6.5
0 6 569 575	3.5	6.5
1 5 570 574	5.3	7.5
2 4 571 573	6.1	8.7
7 19 556 568	2.4	6.5
35 53 522 540	1.1	5.7
54 74 501 521	1.0	8.0
119 143 432 456	1.0	8.0

表 4.1: 飛程距離の限界値

図 4.10 及び図 4.11 は、Raw data と規格化した宇宙線のスペクトルを比較したものである。Raw data には 2 つのピークが確認できるが、これは宇宙線と  $\mu$  ビームを同時に測定したためであり、エネルギーの低いほうが宇宙線、高いほうが  $\mu$  ビームのスペクトルである。図 4.10 は Normal CsI のスペクトルであるため、Raw data と Normalized data のピーク値は大きく変化していない。一方、図 4.11 を見てみると、両方のピークの位置が大きく異なっている。これは Deformed CsI のスペクトルであり、通過距離が 7cm よりも小さいイベントを 7cm に規格化したことで得た結果である。

図 4.11 を見るとわかるが、トラッキングにおける大きな利点は Deformed CsI のデータ解析にもある。Deformed CsI は宇宙線の入射方向によって大きく通過距離が変わり、角の切れ込みが深い物ほど Raw data でピークを確認することは難しくなる。ところが、規格化することによってきれいなピークを作ることになった。

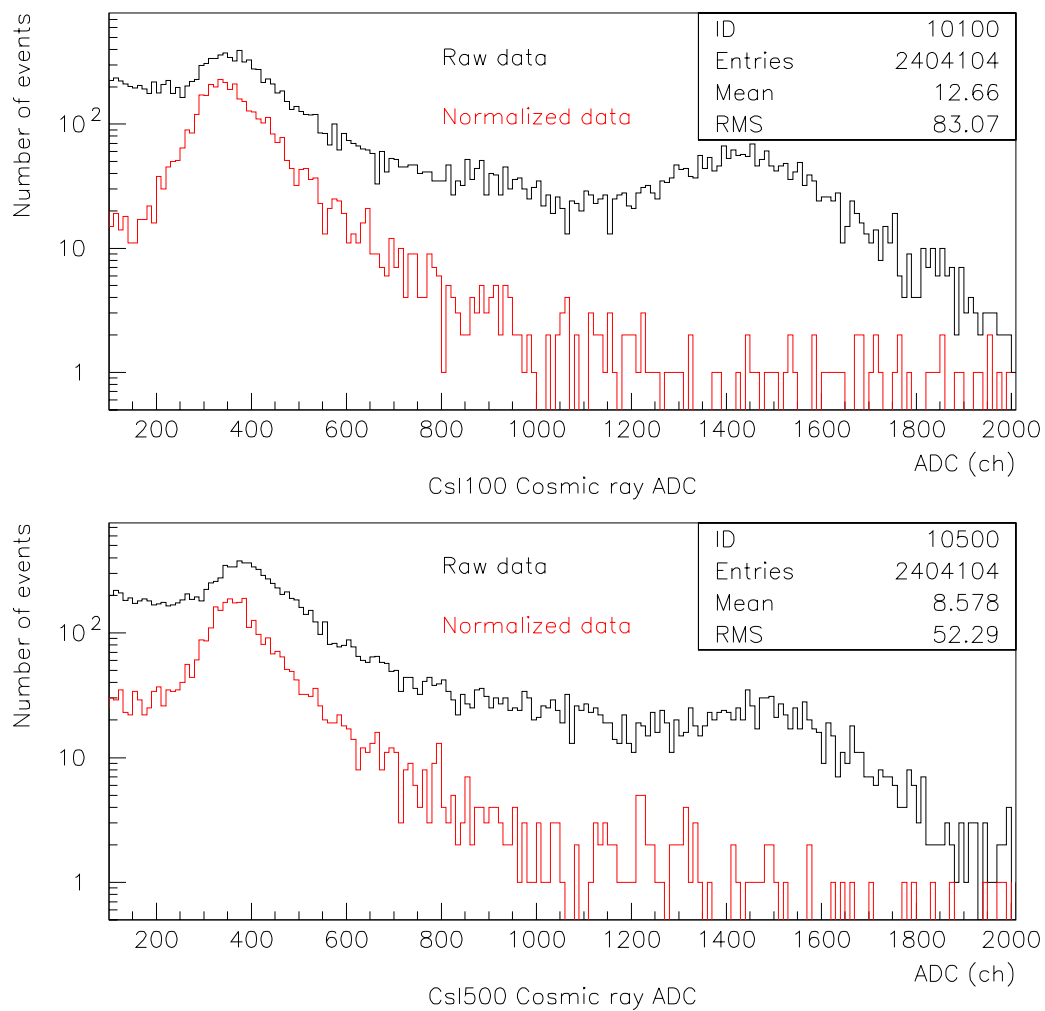


図 4.10: Raw data と Normalized data の比較 (Normal CsI)

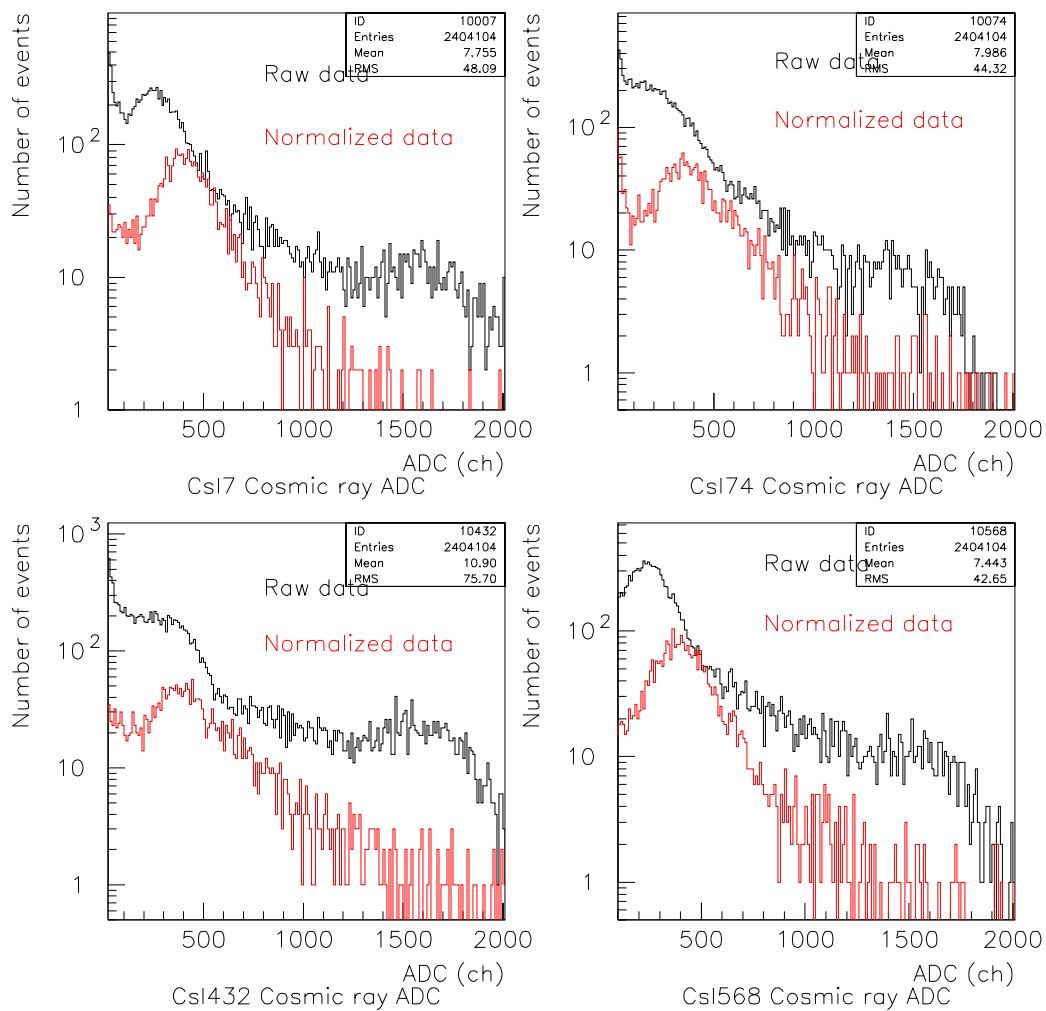


図 4.11: Raw data と Normalized data の比較 (Deformed CsI)

### 4.3 宇宙線による CsI 較正

トラッキングの手法を用いて宇宙線の解析をおこなう。図 4.12 と図 4.13 はそれぞれ Normal CsI と Deformed CsI の宇宙線スペクトルを Landau function でフィットしたものである。

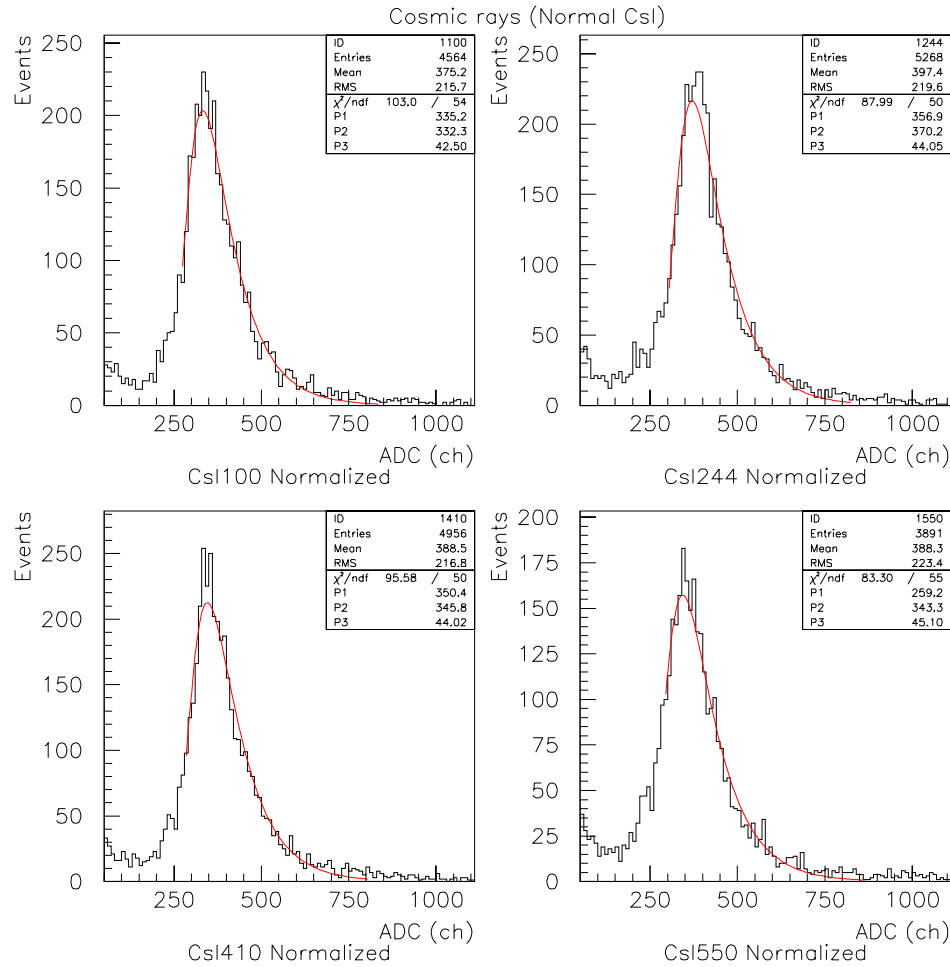


図 4.12: Landau 分布でフィットした宇宙線のスペクトル (Normal CsI)



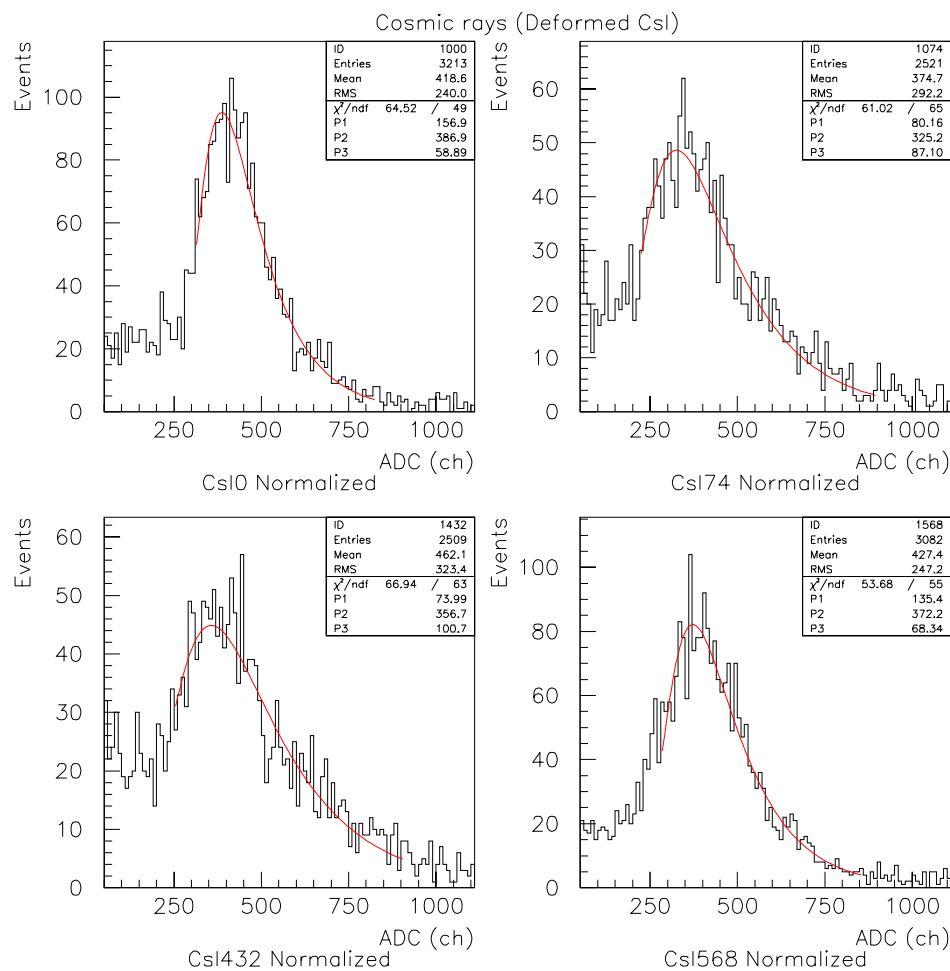


図 4.13: Landau 分布でフィットした宇宙線のスペクトル (Deformed CsI)

全ての CsI に対して、宇宙線スペクトルを Landau function でフィットし、スペクトルのピーク値と宇宙線が CsI に落とすエネルギー・デポジットとを比較して較正係数を求める。較正係数を求める式は次のとおりである。

$$C = \frac{39.42}{\text{ADC}} \quad (\text{MeV/pC})$$

C は較正係数、ADC は電荷量に換算した CsI のエネルギー・デポジットである。また、39.42 という値は、11 ページの式 (2.1) から求めたものであり、宇宙線が CsI を 7 cm 通過した時に CsI が得るエネルギー・デポジットを表している。

図 4.14 は KTeV CsI を除く全ての CsI に対する較正係数の分布である。事前に PMT に供給する高電圧を調整しておいたことで、較正係数の揺らぎは  $1\sigma$  で 5% に収まっている。

ここで特記すべきところは Deformed CsI の結果であり、見事に Normal CsI に合わせることができた。この結果が正しかどうかは、次に述べる  $\mu$  ビームから得た結果と比較することにより判断する。

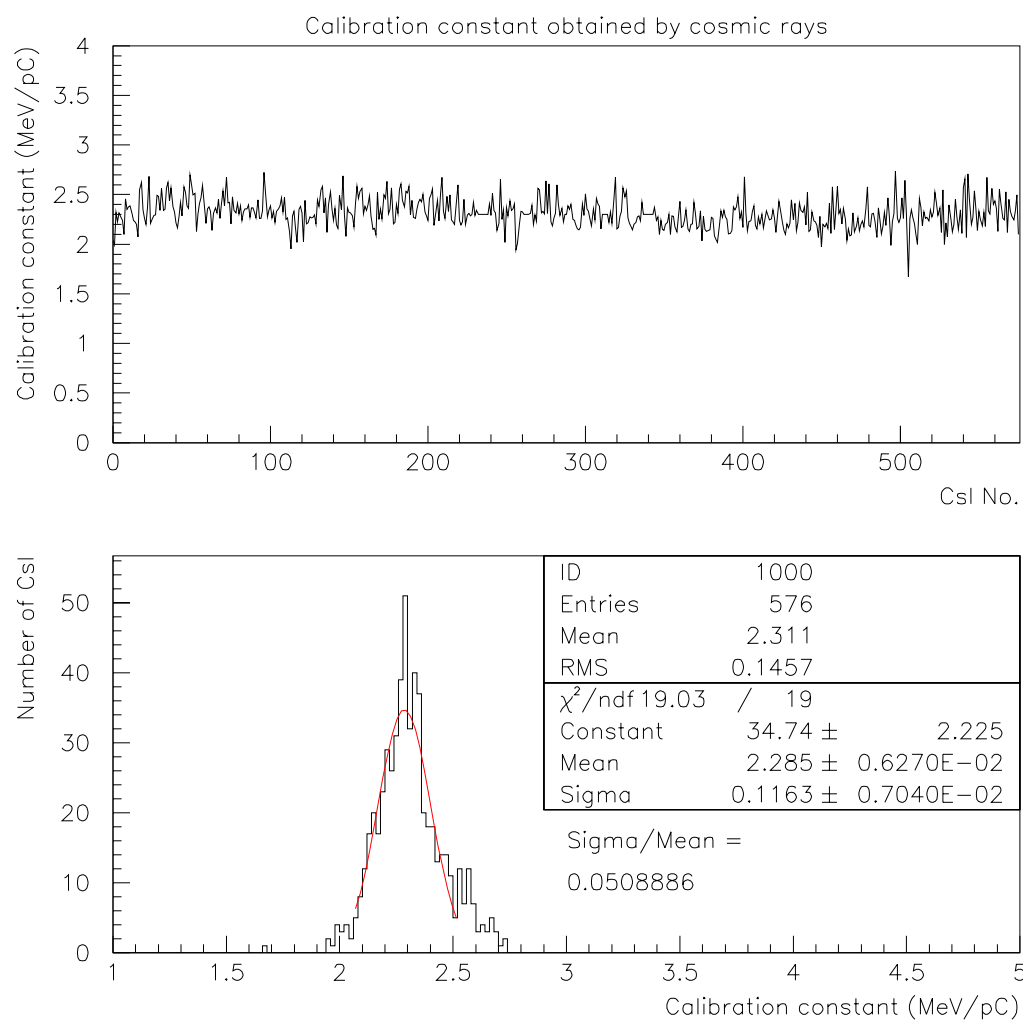


図 4.14: 宇宙線による CsI の較正係数

## 4.4 $\mu$ ビームによる CsI 較正

解析に用いるデータは宇宙線も同時に測定しているため、Raw data から  $\mu$  ビームのイベントを選び出さなくてはならない。そのためには、全ての CsI のうち一つの CsI のみがデポジットを得たというイベントを選び出す。そのときの threshold は電荷量で 20pC とした。これは宇宙線のピーク値が 17pC 付近であることからこの値に決定した。図 4.15 と図 4.16 はそれぞれ Normal CsI と Deformed CsI の  $\mu$  ビームのスペクトルである。赤いスペクトルは選び出した  $\mu$  ビームのスペクトルである。

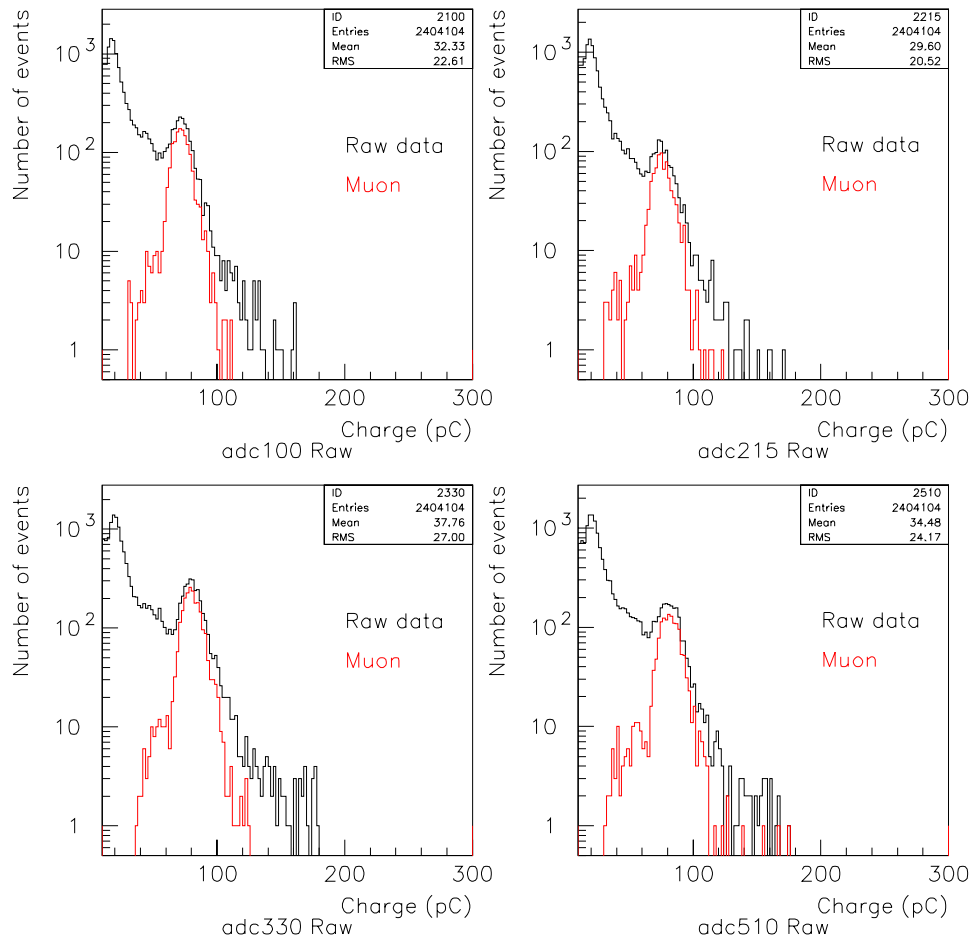


図 4.15: Raw data と  $\mu$  ビームの比較 (Normal CsI)

図 4.16 をみると、ピーク付近よりも低いところにデポジットがあるが、これは Deformed CsI がシリンダーの端に位置しているため、外に抜け出た  $\mu$  ビームのイベントを除去することができなかったことから起きている。

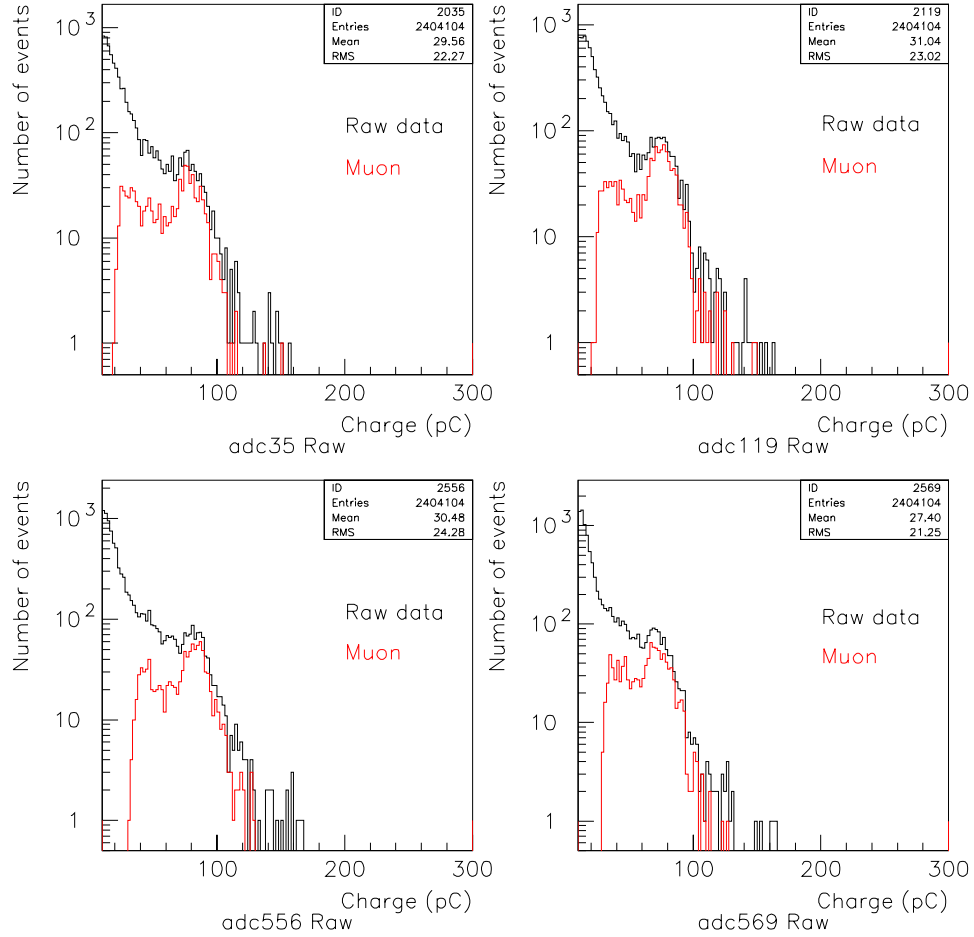


図 4.16: Raw data と  $\mu$  ビームの比較 (Deformed CsI)

全ての CsI に対して  $\mu$  ビームのスペクトルをガウス分布でフィットし、スペクトルのピーク値と、突き抜け  $\mu$  が CsI に落とすエネルギー・デポジットを比較して較正係数を求める。較正係数を求める式は次のとおりである。

$$C = \frac{168.9}{\text{ADC}} \quad (\text{MeV/pC})$$

C は較正係数、ADC は電荷量に換算した CsI のエネルギー・デポジットである。また、168.9 という値は、11 ページの式 (2.1) を参考にすると、

$$\begin{aligned} \text{エネルギー・デポジット} &= \left\{ \text{密度 (g/cm}^3\text{)} \right\} \times \left\{ dE/dx \left( \frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2} \right) \right\} \times 30 \\ &= 4.53 \times 1.243 \times 30 \\ &= 168.9 \quad (\text{MeV/30cm}) \end{aligned}$$

となり、 $\mu$  ビームが CsI を 30cm 通過した時に、CsI が得るエネルギー・デポジットを表している。

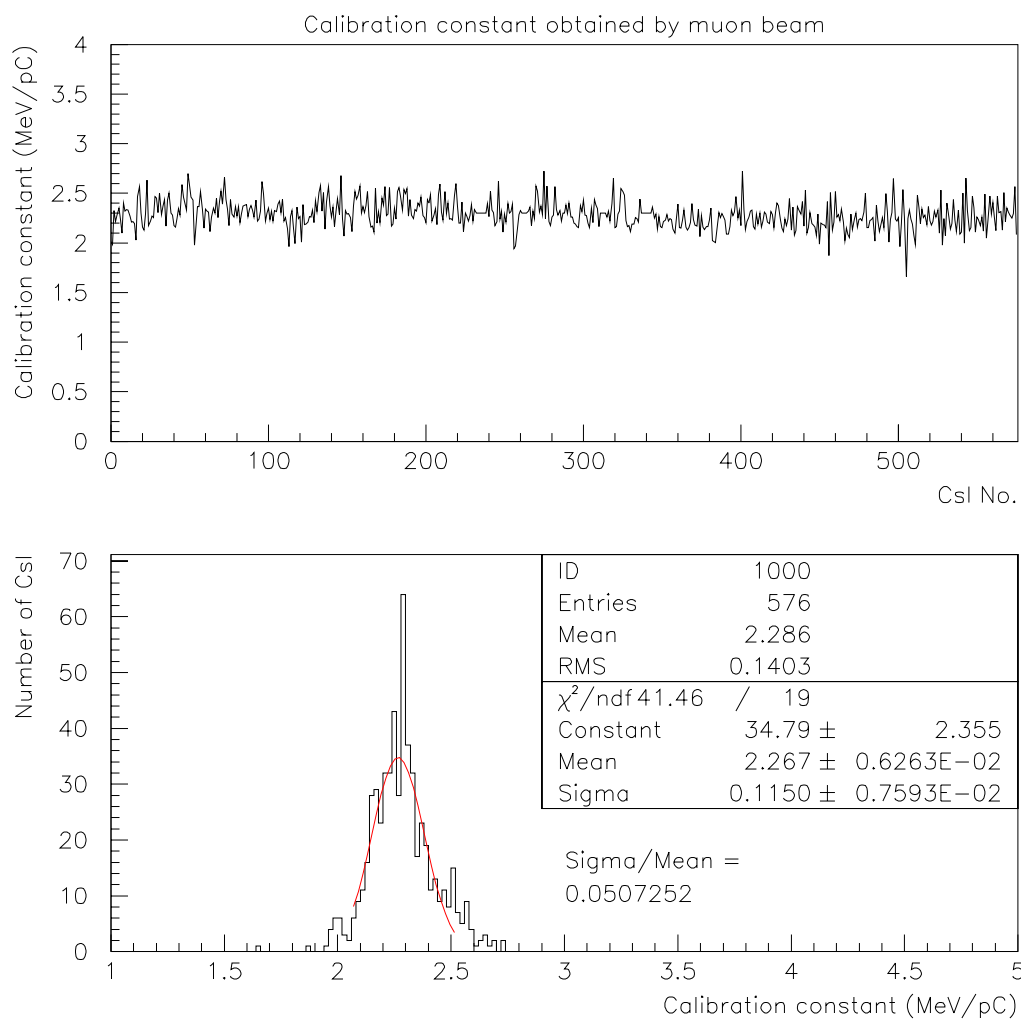


図 4.17:  $\mu$  ビームによる CsI の較正係数

## 4.5 宇宙線と $\mu$ ビームとの比較

ここでは規格化した宇宙線と、 $\mu$  ビームそれぞれから得られた較正係数の比較を試みる。図 4.18 は上から順番に宇宙線から得た較正係数、 $\mu$  ビームから得た較正係数、そして二つの比を表したものである。横軸は CsI の ID 番号であるが KTeV CsI の値は入っていない。宇宙線と  $\mu$  ビームの比は数個の CsI を除いてほぼ 1 であり、ばらつきも一定にある。そのばらつきをヒストグラムで表したものが図 4.19 だが、ガウス分布でフィットした結果をみると、CsI 相互間のばらつきの度合は  $1.34 \pm 0.05\%$  になることがわかる。

宇宙線と  $\mu$  ビームでは粒子の通過距離が 4.29 倍の違いがあるが、比は 1 の周りで一定である。このことから宇宙線と  $\mu$  ビームのエネルギー領域において、CsI カロリメーターのデポジットには比例関係があるということが確かめられた。

次に、大きく比が異なっている CsI について述べる。これらは全て Deformed CsI である。この原因は Deformed CsI が端に位置しているため、 $\mu$  ビームが外方向に抜けたイベントを完全に除去できず、デポジットのピークが鮮明に得られなかったことが原因であると考えている。

そこで、 $\mu$  ビームのスペクトルをフィットした時のガウス分布の幅とピーク値の誤差を調べてみた。図 4.20 は Normal CsI と Deformed CsI のスペクトルをフィットした時の sigma とピーク値の誤差の分布である。sigma については明らかに Deformed CsI の方が値が大きく、かつ安定していない。また、ピーク値の誤差についても Deformed CsI は安定していない。これらのことから、Deformed CsI の較正は Normal CsI に比べると精度は劣り、図 4.18 のような結果が得られたと考える。



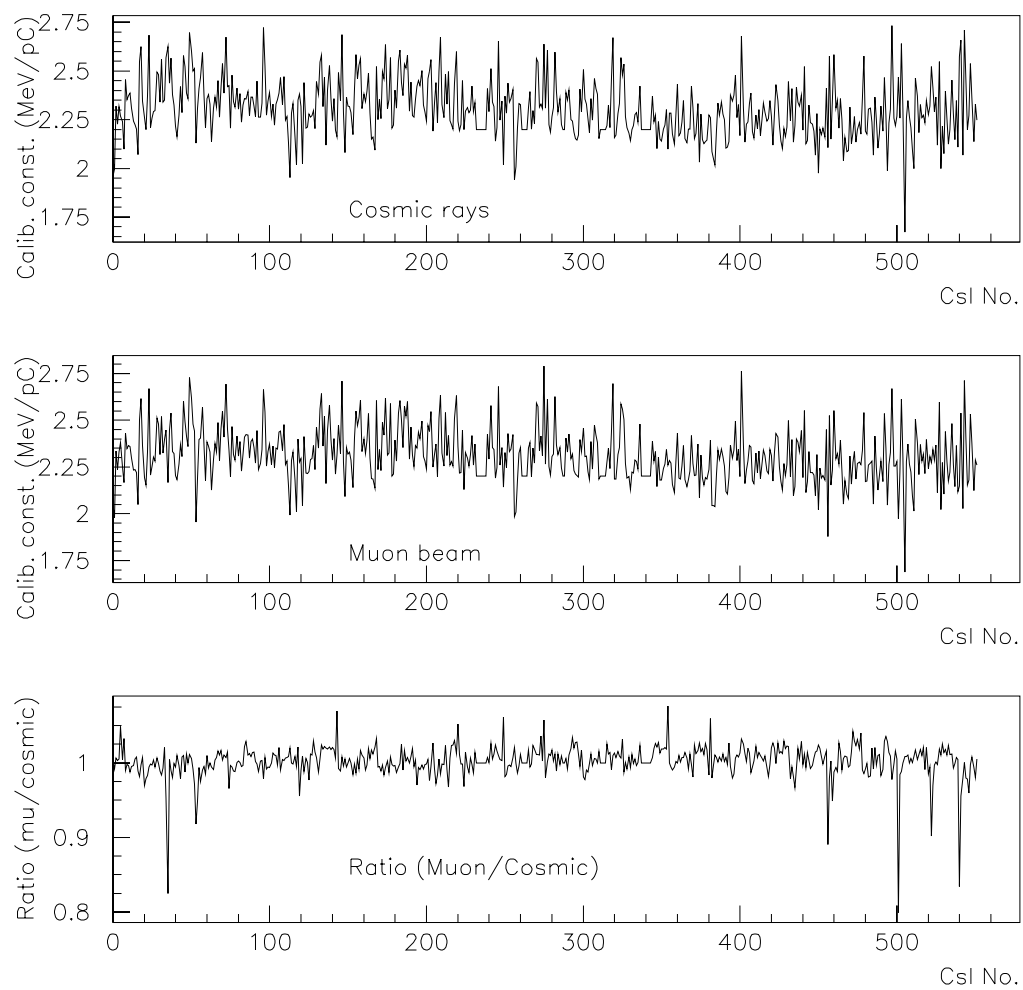


図 4.18: 宇宙線と  $\mu$  ビームから得られた較正係数とそれらの比

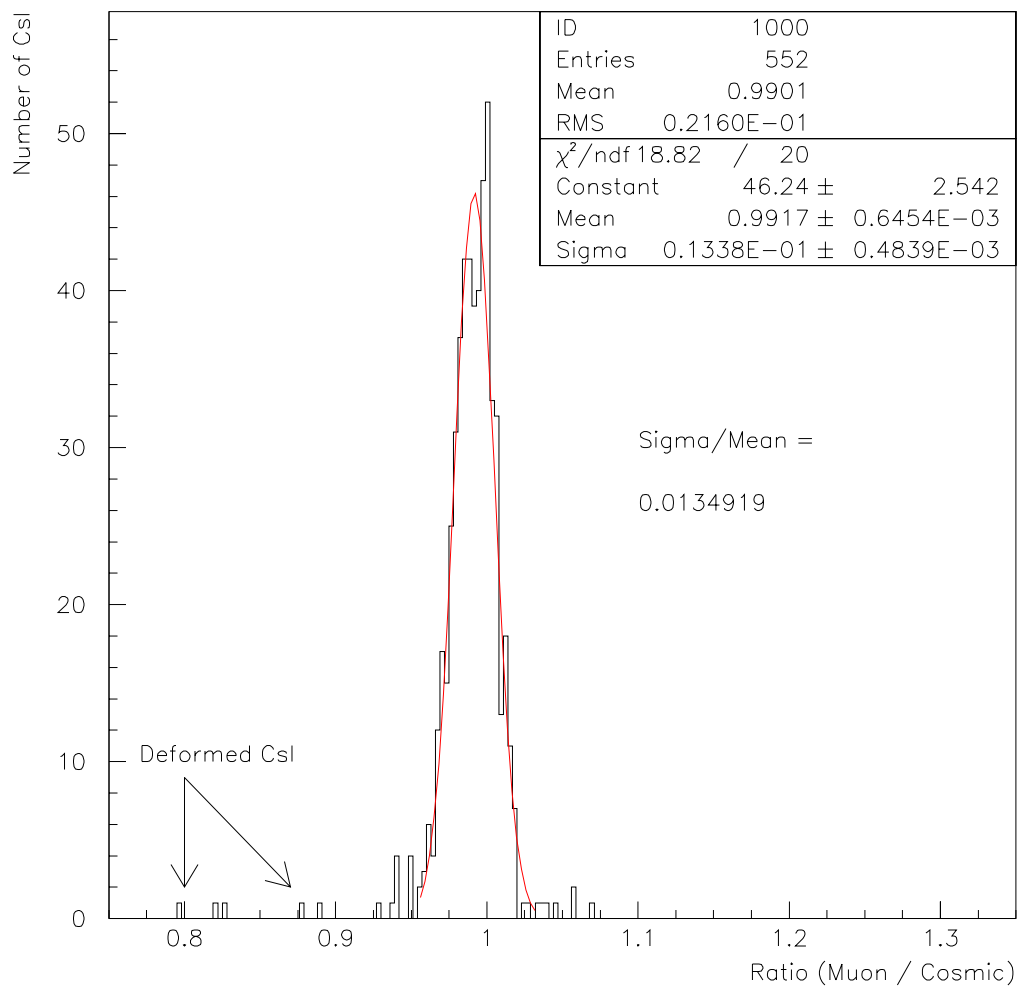


図 4.19: Histogram で表した較正係数の比

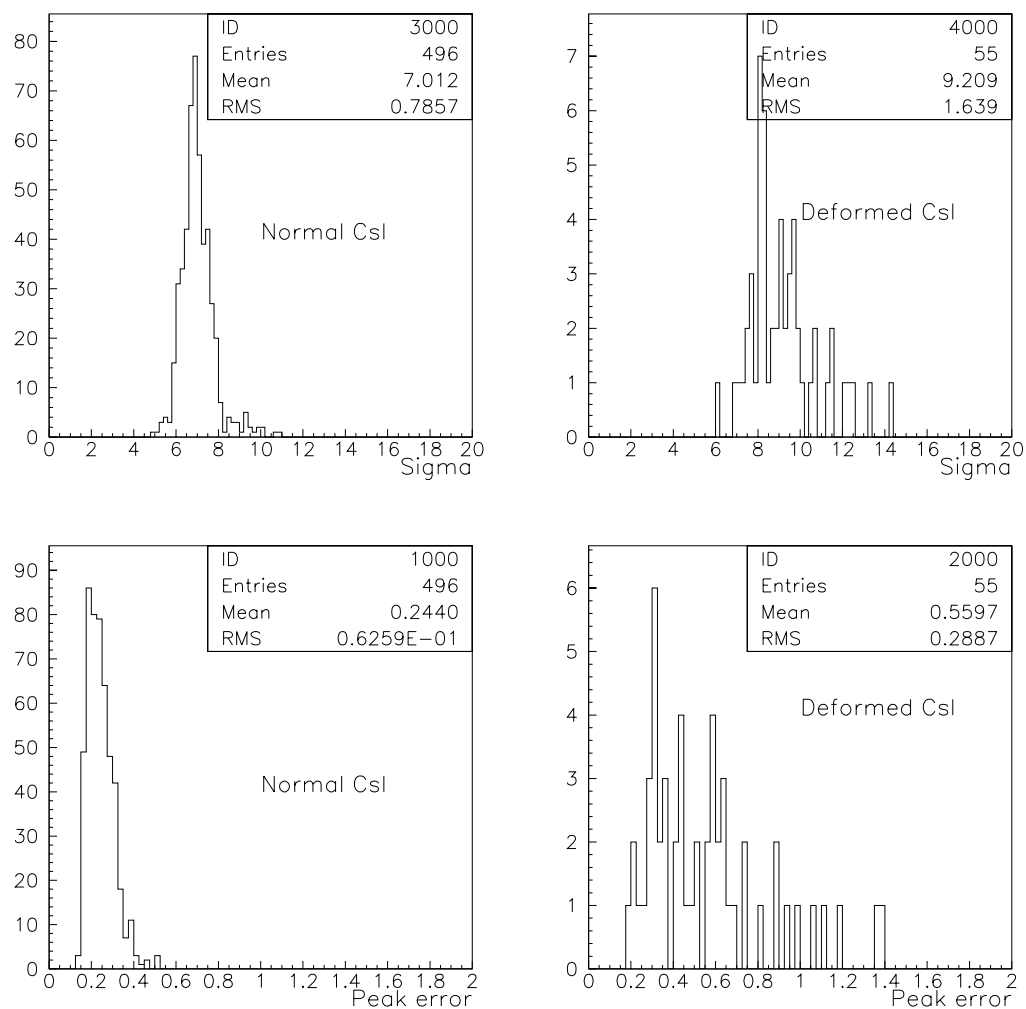


図 4.20: フィット時の  $\sigma$  (上二つ) と peak error (下二つ) の分布

## 第5章 エンジニアリング・ランの結果

### 5.1 $\pi^0$ production

実際に宇宙線から求めた CsI のエネルギー較正係数を用いて、エンジニアリング・ランで測定したデータを解析した。解析したデータは、ビーム軸上に厚さ 2cm のアルミニウムのターゲットを置き、中性粒子が衝突してできる  $2\gamma$  を測定したものである。図 5.1 はその時のターゲットと CsI の位置関係を表している。これにより、ターゲットに入射した中性粒子は 2 つの  $\gamma$  に崩壊し、CsI に入射することになる。そして、測定された 2 つの  $\gamma$  から崩壊前の粒子の質量を再構成する事ができる。

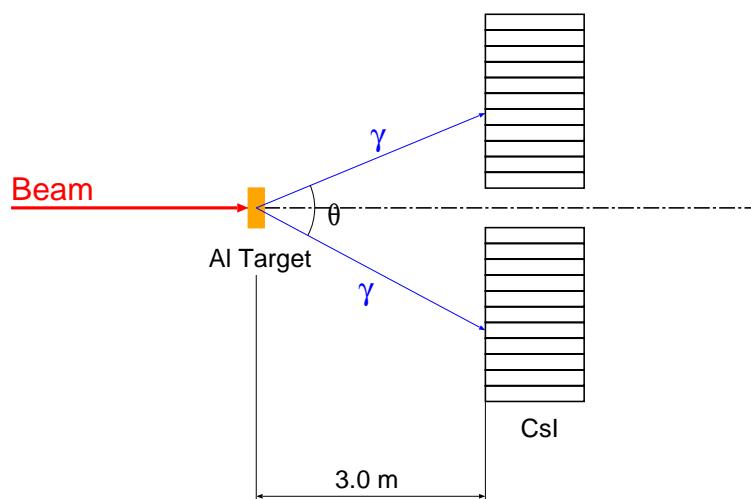


図 5.1:  $\pi^0$  production の概念図

このデータを用いて、 $\pi^0$  の再構成をした。方法は

1.  $\gamma$  が入射した CsI を抽出
2.  $E_1, E_2$  を求める

### 3. 角度 ( $\theta$ ) の導出

### 4. 質量を求める

の順におこなった。 $\pi^0$  の再構成は、CsI に入射した 2 つの  $\gamma$  のエネルギー、および崩壊点と  $\gamma$  が入射した CsI までの角度から求めることができ、式は下記のとおりになる。

$$M_{\gamma\gamma} = \sqrt{2E_1E_2(1 - \cos \theta)}$$

$M_{\gamma\gamma}$  は再構成した粒子の質量、 $E_1, E_2$  は入射した  $\gamma$  のエネルギー、 $\theta$  は崩壊点と  $\gamma$  が入射した CsI の位置から求めた角度である。

ここで、手順 1), 2), 3) について詳しく述べる。

#### 1) $\gamma$ が入射した CsI を抽出

2 つの  $\gamma$  がエンドキャップの CsI に入射した時、全体の CsI の中で 2 つの CsI のデポジットは他の CsI に比べて大きいと考えられる。これより、CsI のデポジットが大きいものから順番に並び替え、上位 2 つの CsI を取り出した。ここで、取り出した 2 つの CsI の ID から位置関係を調べ、2 つの CsI 間の距離が 14cm (CsI 2 個分) よりも離れている時に有効なイベントであると定義した。

#### 2) $E_1, E_2$ を求める

$\gamma$  が CsI に入射した時、周りの CsI にもシャワーが広がるため、周りの CsI のデポジットを加えなければならない。このことから、選び出した CsI を中心とした合計 9 個の CsI からなるクラスターを定義し、クラスターのデポジットが  $E_1, E_2$  であるとした。

#### 3) 角度 ( $\theta$ ) の導出

角度は、崩壊点と 2 つのクラスターの位置から求めることになる。崩壊点は入射してきた中性粒子が入射と同時に  $\gamma$  に崩壊することから、ターゲットの位置と同じであるとした。次に、クラスターの位置はクラスターの中心に位置する CsI の座標を用いた。このとき、クラスターの  $z$  軸 (ビーム軸) の座標は常に CsI の先端を取ることとした。

上記の方法で 2 つの  $\gamma$  から求めた崩壊前の粒子の質量分布を示したものが図 5.2 である。2 つのピークが見えるが、低い方が  $\pi^0$ 、高い方が  $\eta$  である。 $\pi^0$  のピークはガ

ウス分布でフィッティングし、 $\eta$  のピークは  $e$  とガウス分布を合成した関数でフィッティングしている。

$$f(x) = a\{e^{(b+c \cdot x)} + e^{-\frac{1}{2}(\frac{x-s}{\tau})^2}\}$$

既知の  $\pi^0$  と  $\eta$  の質量はそれぞれ 134.9MeV, 547.3MeV である。再構成して求めた質量と比較すると

$$R_{\pi^0} = \frac{M_{\text{exp}}}{M_{\text{real}}} = \frac{127.6}{134.9} = 0.946$$

$$R_{\eta} = \frac{M_{\text{exp}}}{M_{\text{real}}} = \frac{510.0}{547.3} = 0.932$$

となり、 $\pi^0$  で 5.41%,  $\eta$  で 6.83%ほど小さい値になった。

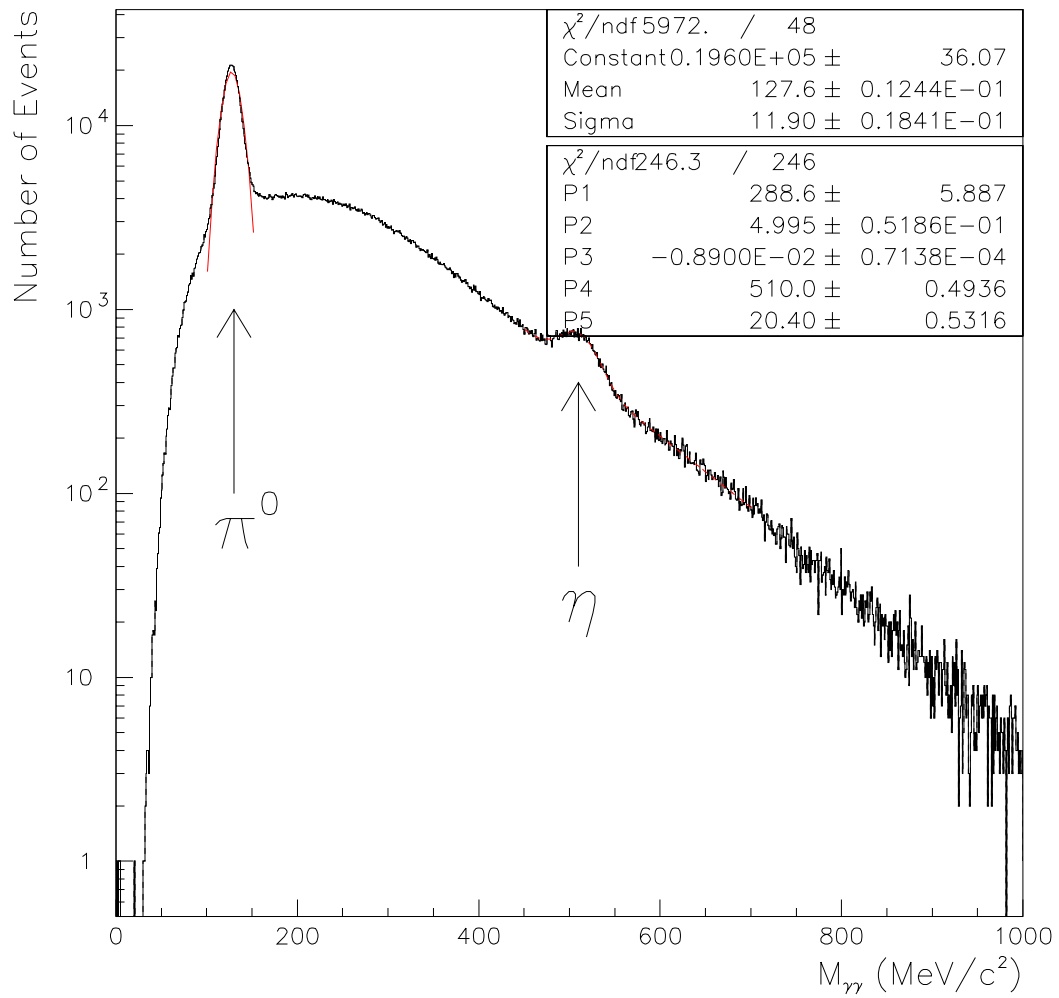


図 5.2:  $2\gamma$  による  $\pi^0, \eta$  のピーク

### 5.1.1 重心を考慮した入射位置の導出

前項で示した質量分布のスペクトルは、 $\gamma$  の入射位置を 9 個の CsI の中心部としてもとめた結果である。次は各 CsI が得たエネルギーデポジットの大きさを考慮した入射位置の決定をおこなう。つまり、9 個の CsI の重心位置を入射位置とする方法である。重心位置  $r_G$  は、

$$r_G = \frac{\sum_{j=1}^9 E_j r_j}{\sum_{j=1}^9 E_j}$$

でもとめられ、 $E_j$  は CsI のエネルギーデポジット、 $r_j$  は CsI の座標  $(x, y)$  を表している。

図 5.3 は、重心位置を  $\gamma$  の入射位置としたとして  $\pi^0$  を再構成したときの質量分布である。フィッティングの結果を見るとわかるとおり、図 5.2 と比較するとピーク的位置はほぼ変わらないが、ピークの幅が図 5.3 のほうが狭くなっている。図 5.4 を見るとその違いがよくわかる。赤いスペクトルが重心を考慮した結果である。

前項と同じように既知の質量と再構成して求めた質量を比較すると、

$$R_{\pi^0} = \frac{M_{\text{exp}}}{M_{\text{real}}} = \frac{127.1}{134.9} = 0.942$$
$$R_{\eta} = \frac{M_{\text{exp}}}{M_{\text{real}}} = \frac{512.8}{547.3} = 0.937$$

となり、 $\pi^0$  で 5.78%、 $\eta$  で 6.30%ほど小さい値になった。

このことより、 $\gamma$  の入射位置は 9 個の CsI の重心位置をとったほうが、より精度良く  $\pi^0, \eta$  のピークを求めることができる。 $\pi^0$  の結果が重心を取ったほうが悪くなっているが、これはフィッティングの誤差であると考えられる。



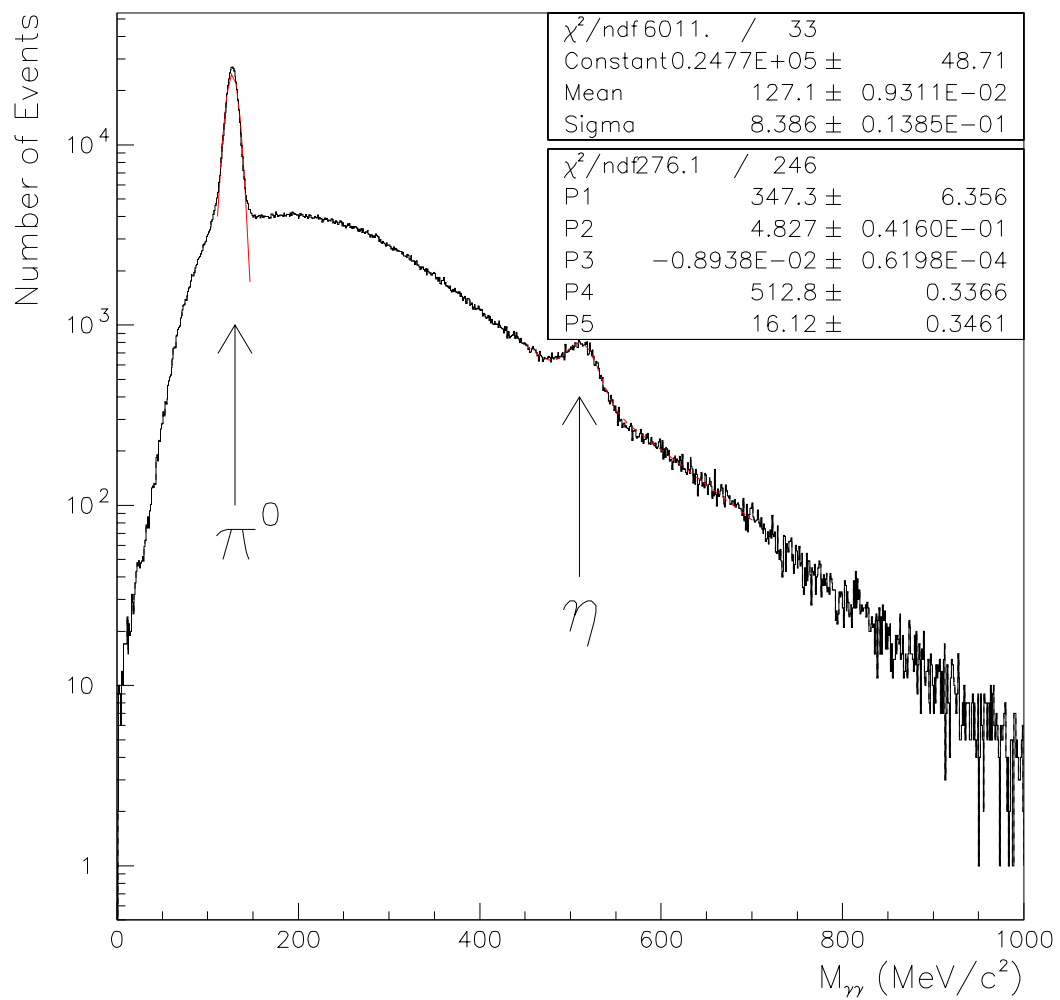


図 5.3:  $2\gamma$  による  $\pi^0$  のピーク (重心を考慮した結果)

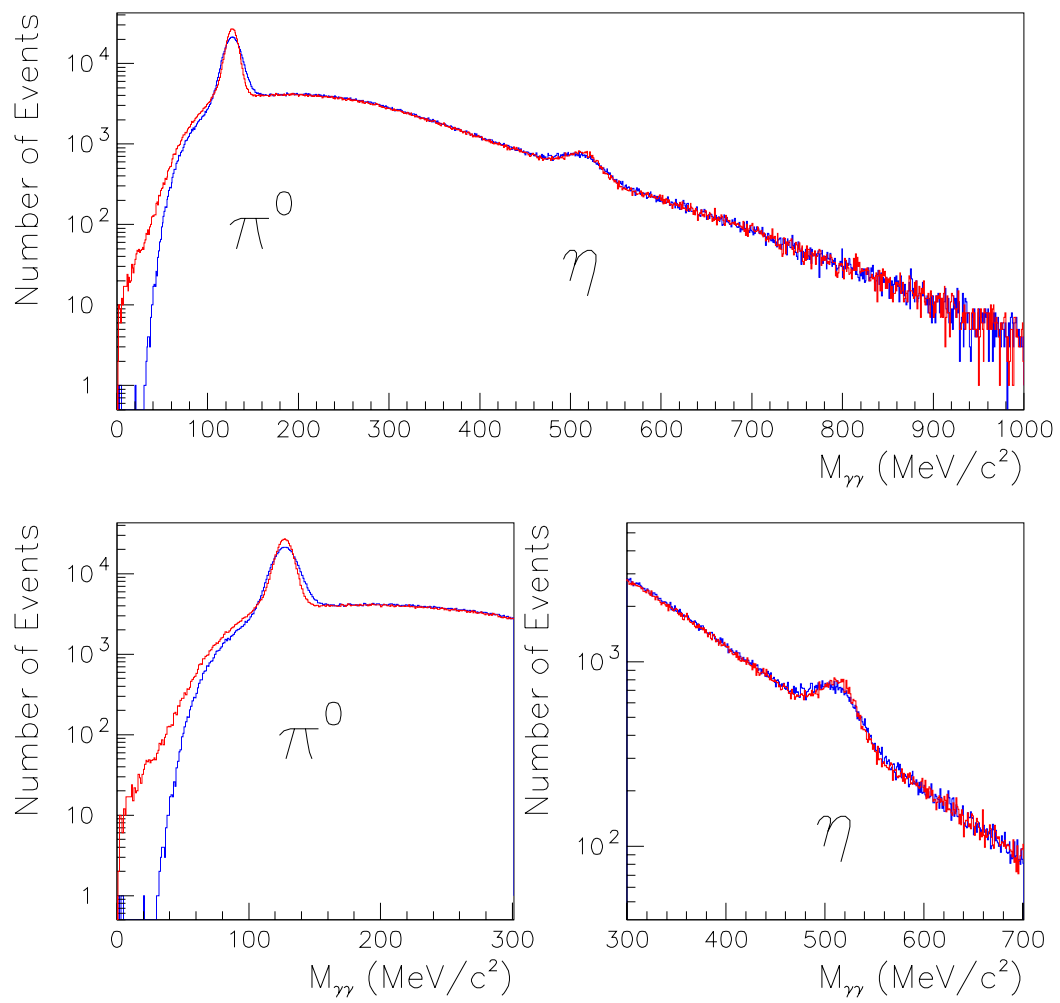


図 5.4: 質量分布の比較

## 第6章 結果と今後への課題

本論文は宇宙線を使った CsI カロリメーターのエネルギー較正を  $\sigma = 10\%$  以内の精度で行うことであり、今後の  $\pi^0$  production,  $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$  を使った逐次近似をするためのベースを築くものである。

T510 テスト実験では、

- 宇宙線でエネルギー較正をした場合、CsI 間の相対的ばらつきは  $\sigma = 2 \sim 3\%$  まで得られることがわかった。また、電子ビームでエネルギー較正をした場合、平均  $3.73\%$  の補正が必要である。このことは、CsI カロリメーターのエネルギーに対する応答の直線性が  $3\text{GeV}$  まで約  $4\%$  以内であることを示している。

エンジニアリング・ランでは、

- 約  $2.5$  時間の宇宙線と  $\mu$  ビームの同時測定結果では、CsI 間の相対的ばらつきは  $\sigma = 1.34 \pm 0.05\%$  となり、宇宙線によるエネルギー較正が予想以上に精度が良いことを示している。
- 宇宙線でもとめたエネルギー較正係数を使って、 $\pi^0, \eta$  の質量を測定した。その結果、 $M_{\pi^0} = 127\text{MeV}, \sigma = 8.39\text{MeV}, M_{\eta} = 513\text{MeV}, \sigma = 16.1\text{MeV}$  が得られた。実際の質量との誤差はそれぞれ  $5.78\%, 6.30\%$  であった。

T510 実験では宇宙線を使った較正の可能性を探り、エンジニアリング・ランで実際に宇宙線を使った較正をした。今後、エンジニアリング・ランで測定した  $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$  を使って較正の精度を  $10\%$  から  $1\%$  まで上げていくのだが、その第一ステップを築くことができたという点では本論文の目的を達成したといえる。

本論文での宇宙線の解析は  $x-y$  平面のみを規格化したため、よりいっそう宇宙線での較正の精度を上げようとするのならば、 $z$  方向を考慮したトラッキングをおこなう必要がある。このことにより、規格化された宇宙線スペクトルのピークはよりいっそうクリアになり、宇宙線での較正の精度も上がると予想される。また、 $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  イベントの有効質量を利用して、逐次近似法により較正係数の精度向上を試みる場合には、宇宙線による較正がすでに  $2\%$  レベルに近づいているので、 $\gamma$  線の入射位置の正確な情報、温度変化に対する補正などが必要となる。

## 関連図書

- [1] H.Watanabe,  $K_L^0$  beam line for the study of the  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ , Doctor thesis, Saga Univ, 2002.
- [2] M.Doroshenko, Momentum calibration for T510, E391a Technote TN133, 2002.
- [3] Z.Tsamalaidze, The cosmic-ray test of CsI module in vacuum, E391a Technote TN139, 2002.
- [4] H.Okuno et al, Nucl. Instr. and Meth. A365(1995)352-360.
- [5] H. Yamazaki et al, Nucl. Instr. and Meth. A391(1997)427-434.
- [6] The American Physical Society, PHYSICAL REVIEW D (Particles and fields) 2002.
- [7] 木村逸朗, 阪井英次 訳, 放射線計測ハンドブック 第2版, 日刊工業新聞社, 1991.
- [8] 真木晶弘, 高エネルギー物理学実験, 丸善株式会社, 1997.

# 謝辞

本研究を行うにあたり、多くの方々にご指導、ご協力を頂きました。私を指導してくださった先生、そしていろいろな意見を聞いてくれた研究室のみなさんには感謝をしてもしきれないほどです。

小林先生、あまり佐賀へいませんでしたが、KEKへ来られた際はいろいろとコメントありがとうございました。また、佐賀ではミーティングで解析に関してアドバイスを戴き、ありがとうございました。塚本先生、先生には大学院生としてどう研究をしていけばよいかを親身になって教えて頂きました。本当にありがとうございました。

KEKの奥野先生、先生には多くの心配をおかけしてしまいました。それにもかかわらず、いつも解析に関するアドバイスを戴き、ありがとうございました。先生の一言はいつも重みがあり、気合いが入りました。また、修論を書く際、何度も手直しをしていただきましたが、手直しされたものを見る度に自分の未熟さを感じていました。KEKの稲垣さん、先生のコメントから思いもよらないことがわかったこともありました。また、4号館の喫煙所では、物理だけではなく、日常的な話題を通して役に立つことをたくさん教えていただきました。

大阪大学の菅谷先生、先生には、エンジニアリング・ランが始まる前から、解析に関して、多くのアドバイスを頂きました。CsIのStackingお疲れ様でした。毎日大変でしたが、不思議と楽しさを感じながら作業をしていた気がします。そして、先生とは実験時だけでなく、食事の時もいろいろな話題で学ばせてもらうことが多かったと思います。ありがとうございました。大阪大学の坂下さん、坂下さんには解析に関するプログラミングや、データの解析法について教えて頂きました。エンジニアリング・ランの夜シフトお疲れ様でした。また、夜シフト中も、忙しく解析していたにもかかわらず、質問ばかりしてすみませんでした。あと、シフト中のクリームパン事件は忘れません。

シカゴ大学の渡辺さん、卒業研究時代から実験を一から教えて頂きました。渡辺さんは私にとって先輩であり、先生である気がします。エンジニアリング・ラン中

は、シカゴ大のビームテストに関することで忙しかったにもかかわらず、私の解析に関して一緒に考えていただきありがとうございました。

KEK に滞在した約 5 ヶ月。この間には解析がつまづいたり、自分の解析の遅さにグループ全体に迷惑をかけたことも多々あったと思います。自分の担当した作業がグループにとって重要であることで、重責に押しつぶされそうになる時もありました。しかし、研究だけではなく、実験の合間や食事を通して仲間と話をし、気分をリフレッシュすることで最後は結果を残すことができました。このことから、私がこうやって修士論文を書き終えることができたのも、上に挙げきれないほどの仲間のおかげもあったと思います。川久保君, 阿久根君, 小嶋君, 大場君, 池井君, Lee さん, Misha さん, そして KEK のスタッフのみなさん。ありがとうございました。

本当にこの実験グループで研究をすることができたことを嬉しく思います。そして、高エネルギー物理の世界に入らないとできない、たくさんの経験をさせていただきました。この 2 年間で経験してきたことを今後もさまざまな場面で生かしていこうと思います。

ありがとうございました。



図 6.1: 2002 年秋、E391a 共同実験グループ・ミーティング。KEK 4 号館にて