筑波大学第一学群自然学類

卒業論文

JLC ストリップファイバー電磁カロリメータの ビームテストによる応答一様性の研究

199900389 永野あい
指導教官 滝川紘治

2003 年 2 月

概 要

ヒッグス粒子探索等を目的とする電子・陽電子衝突型線形加速器 Japan Linear Collider の研究計画が進められている. この線形加速器においてストリップ型シンチレータをファイバーで読み出す電磁カロリメータを用いることが構想としてあげられている. このストリップ型電磁カロリメータについての研究を行なった.

2002 年 10 月 から 11 月 にかけて高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の $\pi 2$ ビームラインにおいてビームテストを行なった. ビームテストのために製作したカロリメータテストモジュールは, 20 cm $\times$ 20 cm $\times$ 4 mm の鉛と 1 cm $\times$ 20 cm $\times$ 2 mm のシンチレータ 20 枚を交互に並べたサンプリング型である. 幅 1 cm のシンチレータ を用いることにより, カロリメータは非常に細かいグラニュラリティをもつ. シンチレータから発生した光を読み出すために, シンチレータに溝を掘りそこに直径 1 mm の波長変換ファイバーを挿入してある. ここではビームテストデータ解析の第一段階として μ 粒子, 電子ビームに対する応答について調べた.

まず, ビームの入射位置を求めるためにドリフトチェンバーの解析を行なった. ドリフトチェンバーはアルゴンとエタンの混合ガスで満たされた箱にワイヤーが張られている. 荷電粒子が通ると飛跡に沿ってガスが電離され, 電子がほぼ一定速度でドリフトしてくるので到着時間を測ることで粒子がワイヤーからどれくらい離れたところを通過したかがわかる. ビームテストではドリフトチェンバーを 4 層用いてビームの飛跡再構成を行なった. 今回のビームテストではドリフトチェンバーの位置分解能は約 0.3 mm となることがわかった. カロリメータの応答一様性はシンチレータの幅 1 cm を 0.5 mm 間隔で分割し, ドリフトチェンバーの飛跡を用いて各分割中を通過した粒子の光量を測定することにより調べた. 入射運動量 2 GeV/c の μ 粒子, 電子の混合ビームを用いた. カロリメータの応答はシンチレータの厚さに依存するため, ファイバーのある位置で下がることが確認できた. またストリップ型シンチレータの端に近付くにつれてファイバーでの集光率が落ちるため応答が下がる様子が見られた. 一つのストリップ型シンチレータに対して x 軸方向の応答のばらつきは約 3.5 %, y 軸方向の応答のばらつきは約 3.7 % であった.

電子を入射したときの電磁シャワーについて調べ, 奥行き方向のシャワー発達が $f(z) = A\, z^{\alpha}\, e^{-\beta z}$ の式で記述できることを確かめた. カロリメータの位置分解能は 0.25 cm, 角度分解能は 0.05 rad という結果が得られた. カロリメータに対して角度をつけて入射したとき, ビームの角度とシャワー発達の角度の間に相関に関しても調べた. 電子を入射したときのエネルギー分解能, エネルギー線形性について調べた. エネルギー分解能は統計項が約 13 %, 定数項が約 0.03 % という結果になった. 線形性からのずれは 3 % 以内になった.

目 次

第 1 章　JLC 計画 **1**

1.1 JLC 計画 1

1.1.1 JLC の物理 1

1.1.2 線形加速器 1

1.1.3 JLC 計画 2

1.1.4 測定器に必要とされる性能 2

1.2 JLC 検出器 6

1.2.1 JLC 検出器の構造 6

1.2.2 バーテックス測定器 6

1.2.3 中央飛跡検出器 6

1.2.4 カロリメータ 6

1.2.5 μ 粒子検出器 8

1.3 研究の目的 9

第 2 章　カロリメータ **11**

2.1 測定原理 11

2.2 カロリメータテストモジュール 11

2.2.1 構造 11

2.2.2 信号読み出し系 11

2.2.3 シンチレータ 15

2.2.4 波長変換ファイバー 15

2.2.5 光電子増倍管 15

2.3 エネルギー損失 16

2.4 エネルギー分解能 17

2.5 多重散乱 17

第 3 章　ビームテスト **19**

3.1 ビームラインの構成 19

3.2 トリガー系 22

3.3 ドリフトチェンバー 24

3.3.1 動作原理 24

3.3.2 構造 24

3.3.3 ドリフトチェンバーを通過した粒子の位置の決定 24

3.4 測定項目 29

3.5 測定データ 29

第 4 章 解析 **30**
4.1 ドリフトチェンバーの解析 30
4.1.1 マルチヒット TDC にヒットした数の分布 30
4.1.2 TDC 分布 と TDC 相関 30
4.1.3 直線フィットの方法 30
4.1.4 傾きの分布と χ^2 の分布 34
4.1.5 較正 34
4.1.6 位置分解能 34
4.1.7 効率 38
4.2 カロリメータ応答の較正 42
4.2.1 較正 42
4.2.2 応答の補正 42
4.3 カロリメータの応答位置依存性 47
4.3.1 位置依存性 47
4.3.2 1 枚のストリップ型シンチレータに対する応答一様性 47
4.3.3 π 粒子のシャワー, 多重散乱の影響に対する位置依存性 47
4.3.4 多重散乱による角度偏向 55
4.4 電子シャワーの発達 58
4.4.1 奥行き方向のシャワー発達 58
4.4.2 横方向のシャワー重心 61
4.4.3 シャワーの角度依存性 61
4.5 エネルギー分解能 71

第 5 章 結論 **76**
5.1 ドリフトチェンバーについて 76
5.2 位置依存性について 76
5.3 電磁シャワーについて 76
5.4 エネルギー分解能について 77

図 目 次

1.1 JLC 加速器の概観 1
1.2 生成断面積 4
1.3 ファインマン図 5
1.4 崩壊分岐比 5
1.5 JLC 検出器の概観 10

2.1 カロリメータテストモジュール 12
2.2 信号読み出し系 13
2.3 1 スーパーレイヤーの構造 14

3.1 ビームラインの構成 19
3.2 トリガー回路 23
3.3 ドリフトチェンバーの概観 25
3.4 ドリフトチェンバーの側面 26
3.5 ドリフトチェンバーのエレクトロニクスの回路 27
3.6 ドリフト速度 28

4.1 マルチヒット TDC にヒットした数の分布 31
4.2 TDC 分布 32
4.3 TDC 相関 33
4.4 傾き分布と χ^2 の分布 35
4.5 位置 分布 36
4.6 直線からのずれの分布 37
4.7 ドリフトチェンバーの効率 39
4.8 マルチヒット TDC のヒット数の分布, TDC 分布, ドリフトチェンバーの位置分解能の分布 40
4.9 傾きの分布と χ^2 の分布 41
4.10 μ 粒子の波高分布 43
4.11 T1(L), T1(R), T2 の波高分布 44
4.12 T3(L), T3(R), mu(L), mu(R) の波高分布 45
4.13 応答の補正 46
4.14 x 軸, 第 1 スーパーレイヤー, 10 ストリップのシンチレータ. ビームが 0.05 mm の間隔に入射したときの応答 48
4.15 x 軸, 第 1 スーパーレイヤー, 10 ストリップのシンチレータからの応答の位置依存性 49

4.16 第 1 スーパーレイヤーから第 6 スーパーレイヤーのシンチレータからの応答の位置依存性 50
4.17 x 軸, 第 1 スーパーレイヤー, 10 ストリップのシンチレータ. シンチレータの中央に入射したときの算術平均の分布 51
4.18 x 軸, 第 1 スーパーレイヤー, 10 ストリップのシンチレータ. y 軸スキャンをしたときの応答の位置依存性. 52
4.19 x 軸, 第 1 スーパーレイヤー, 10 ストリップのシンチレータ. y 軸原点から -8.0 cm, $+8.0$ cm の間に入射したときの応答のばらつき. 53
4.20 多重散乱の影響 54
4.21 x 軸 第 1 スーパーレイヤーの 10 番ストリップとそのまわりのストリップの波高分布 56
4.22 シャワーと多重散乱の影響を取り除いたシンチレータからの応答の位置依存性 57
4.23 入射運動量 4 GeV/c の電子を入射したときの波高分布 59
4.24 奥行き方向のシャワー発達 60
4.25 シャワーの広がりの様子 62
4.26 重心とドリフトチェンバーにより求めたビーム入射位置との相関 63
4.27 重心とドリフトチェンバーにより求めたビーム入射位置との相関 64
4.28 重心とドリフトチェンバーにより求めたビーム入射位置とのずれの分布 . . 65
4.29 カロリメータの位置分解能 66
4.30 重心から求めた傾きの分布 67
4.31 カロリメータの角度分解能 68
4.32 入射角度を変化させたときのシャワーの傾きの分布 69
4.33 実際に動かした角度とシャワーの角度の相関 70
4.34 カロリメータからの応答の分布 72
4.35 エネルギー分解能 73
4.36 エネルギー線形性 74
4.37 線形性からのずれ 75

表 目 次

1.1 $W^{\pm}/Z^0$ の崩壊分岐比 3
1.2 JLC 検出器を構成する各測定器のパラメータ 7
1.3 JLC カロリメータのパラメータ 8

2.1 物質の性質 16

3.1 ビームテストレイアウト 20
3.2 読みだしモジュール 21
3.3 測定データ 29

4.1 多重散乱による角度偏向 55

第1章　JLC計画

1.1　JLC計画

1.1.1　JLCの物理

素粒子物理学の目的とは, 自然界の究極の構成要素とそれらの間に働く相互作用を解明することである. そして, その主要な研究手段は加速器実験である. 現在では自然がスピン $1/2$ の物質粒子クォークとレプトンからなることが知られている. 標準模型は、自然界の 4 つの相互作用 (重力, 電磁気力, 強い力, 弱い力) のうち, 重力を除く 3 つの力の統一的記述に成功している. 標準模型は数多くの実験によってその正しさが詳細に検証され, 未だにその破れは見つかっていない. しかし, この標準理論の鍵となる, 質量を作り出すスピン 0 のヒッグス粒子は未だに発見されていない. そのため, 現在よりも更にエネルギーの高い状態を達成できる加速器の建設が望まれている.

1.1.2　線形加速器

1986 年, 高エネルギー加速器研究所 (KEK) から標準模型を越える高エネルギー領域の物理現象の研究を目指す電子・陽電子衝突型線形加速器 Japan Linear Collider (JLC) の研究計画が発表された. [1] この線形加速器は 2 つのダンピングリングと全長約 30 km の線形加速管からなり, 衝突点には JLC 検出器が置かれる. JLC 加速器の概観を図 1.1 に示す.

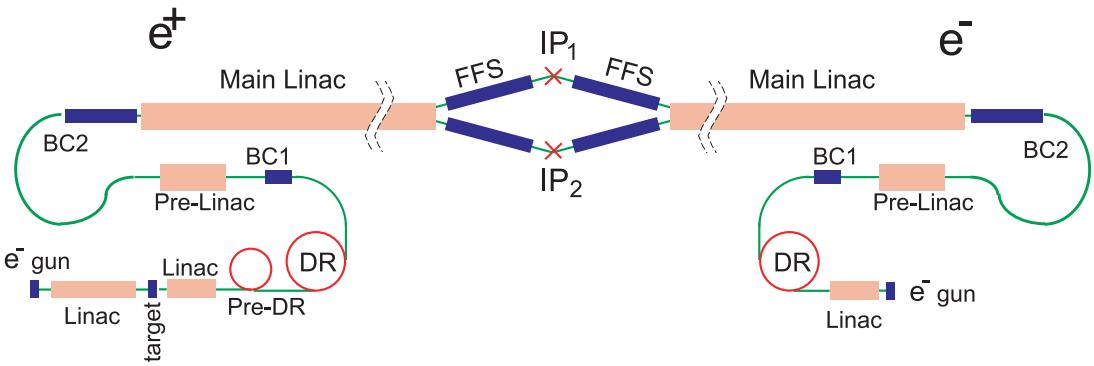

図 1.1: JLC 加速器の概観

現在高エネルギーを得るために使われている加速器は陽子・反陽子衝突型円形加速器で

ある. 陽子は質量が大きいために制動放射によるエネルギー損失が少なく円形加速器でも高いエネルギーまで加速することができる. ヨーロッパにある欧州合同素粒子原子核研究機構 (CERN) では Large Hadron Collider (LHC) と呼ばれる陽子・陽子衝突型加速器の建設が進められている. 世界的に見て TeV 領域の素粒子物理研究が行なえる現在進行中の計画はヨーロッパの LHC が唯一のものである. LHC は 陽子・陽子衝突型加速器であるので反応に寄与しないハドロン中のクォークやグルーオンがジェットを作り出すためバックグラウンドが多い. 電子・陽電子衝突型加速器であれば, 電子・陽電子は内部構造を持たないため反応の初期状態をより詳細に知ることができる. しかし円形加速器では粒子は曲線軌道で加速されるため制動輻射によるエネルギー損失が起きる. このエネルギー損失は加速度の 2 乗に比例する. 加速度の大きさは質量に反比例するので, とくに質量が陽子の約 1/1800 と非常に軽い粒子である電子では非常に大きくなってしまう. そのため円形加速器による電子・陽電子の加速は 200 GeV 付近が限界であり, それ以上のエネルギーを可能にするのは線形加速器である. 線形加速器は前段部のごく低エネルギーの部分を除いては曲線部を持たないので制動放射によるエネルギー損失は原理的にない. そのために、これまでの円形加速器では到達できなかった高エネルギーを実現できる. しかし直線であるため、電子や陽電子は加速部分を一度しか通らない. また同じビームを一度しか衝突に使えない. そのために, これまでの加速器の約 10 倍も強く加速すること, 非常に多数の電子および陽電子の塊 (バンチ) を次々と発生させ、それを加速すること, ビームを衝突させるときに非常に小さく (3 ナノメーター = 原子約 10 個程度) 圧縮することなどを必要とする.

1.1.3 JLC 計画

JLC 計画の研究目的はヒッグス粒子の検出と詳細な研究, トップクォークの詳細な研究, 超対称性粒子の発見などがある. 従ってビームの重心系エネルギーはヒッグス粒子とトップクォークを作り出せるのに充分な大きさが求められる. フェルミ国立研究所 (FNAL) にある加速器 Tevatron でのトップクォーク測定より重心系エネルギーは $350 \sim 400$ GeV 必要であることがわかった. またヒッグス粒子の質量 M_h は $M_h < 215$ GeV/c^2 であると見積もられている. 過去の研究よりビーム輝度は, 粒子発見には 5×10^{32} cm^{-2}s^{-1} 必要であり, 粒子の詳細な研究には 5×10^{33} cm^{-2}s^{-1} 以上必要であることが知られている. 現在の実験計画ではまず第一期計画として重心系エネルギー $250 \sim 500$ GeV, ビーム輝度 1.5×10^{34} cm^{-2}s^{-1} のエネルギー領域で実験を行ない, その後 TeV 領域へのエネルギー増強をはかる.

1.1.4 測定器に必要とされる性能

図 1.2 に重心系エネルギーの関数として電子・陽電子衝突におけるさまざまな生成過程の断面積を示す. ヒッグス粒子は主に $e^+e^- \to Z^0H$ の反応で生成される. 生成過程のファインマン図を図 1.3 に示す. ヒッグス粒子の崩壊過程はその質量により異なる. ヒッグス粒子の崩壊分岐比を質量の関数として図 1.4 に示す. ヒッグス粒子が軽い場合は主に $b\overline{b}$ クォーク対に崩壊し重い場合は W^+W^- ボゾン対または Z^0Z^0 ボゾン対に崩壊する. ま

たトップクォークの主な崩壊は $t \to W^- b$ である. 表 1.1 に $W^{\pm}/Z^0$ の崩壊分岐比を示す. $W^{\pm}/Z^0$ ボゾンは主にクォーク・反クォーク対に崩壊し, クォークはジェットとして観測される. 従ってヒッグス粒子やトップクォークの質量を測定するにはジェットのエネルギーを正確に測定する必要がある. 第一期計画ではヒッグス粒子の質量 M_h は $100 \sim 140$ GeV/c^2 であると仮定している. $M_h < 140$ GeV/c^2 の領域ではヒッグス粒子は $b\overline{b}$ クォーク対に崩壊するチャンネルが支配的である. $e^+e^- \to Z^0H$ の反応は Z 粒子がレプトン対に崩壊するチャンネルにおいてもっとも容易に検出されうる. しかしこのチャンネルは全体の 7 % しかなく統計精度の高い測定を行なうためには 70 % もの崩壊比を持つクォーク対への崩壊を測定すること, すなわちジェットを精度良く測定することが不可欠である. $b\overline{b}$ クォーク対に崩壊するチャンネルでヒッグス粒子を探索する場合は W^+W^- の対生成と Z^0Z^0 の対生成がバックグラウンドとなる. b クォークを識別 (タグ) し, 2 ジェットの不変質量を再構成することでこれらのバックグラウンドを取り除かなければならない. 2 ジェット の不変質量の分解能を達成するために EM 粒子 (電子, 光子) に対して 15 % / $\sqrt{E} \oplus 1$ %, HAD 粒子 (ハドロン) に対して 40 % / $\sqrt{E} \oplus 1$ % のエネルギー分解能を達成することを目標にしている. また正確なエネルギー再構成のためには正確な飛跡クラスターを達成する必要がある.

	崩壊過程	崩壊分岐比 (%)
$W^{\pm}$	$l^{\pm}\nu$	10.56 ± 0.14
	$e^{\pm}\nu$	10.66 ± 0.20
	$\mu^{\pm}\nu$	10.49 ± 0.29
	$\tau^{\pm}\nu$	10.4 ± 0.4
	hadrons	68.5 ± 0.6
Z^0	l^+l^-	3.3688 ± 0.0026
	e^+e^-	3.367 ± 0.005
	$\mu^+\mu^-$	3.367 ± 0.008
	$\tau^+\tau^-$	3.371 ± 0.009
	invisivle	20.02 ± 0.06
	hadrons	69.89 ± 0.07

表 1.1: $W^{\pm}/Z^0$ の崩壊分岐比

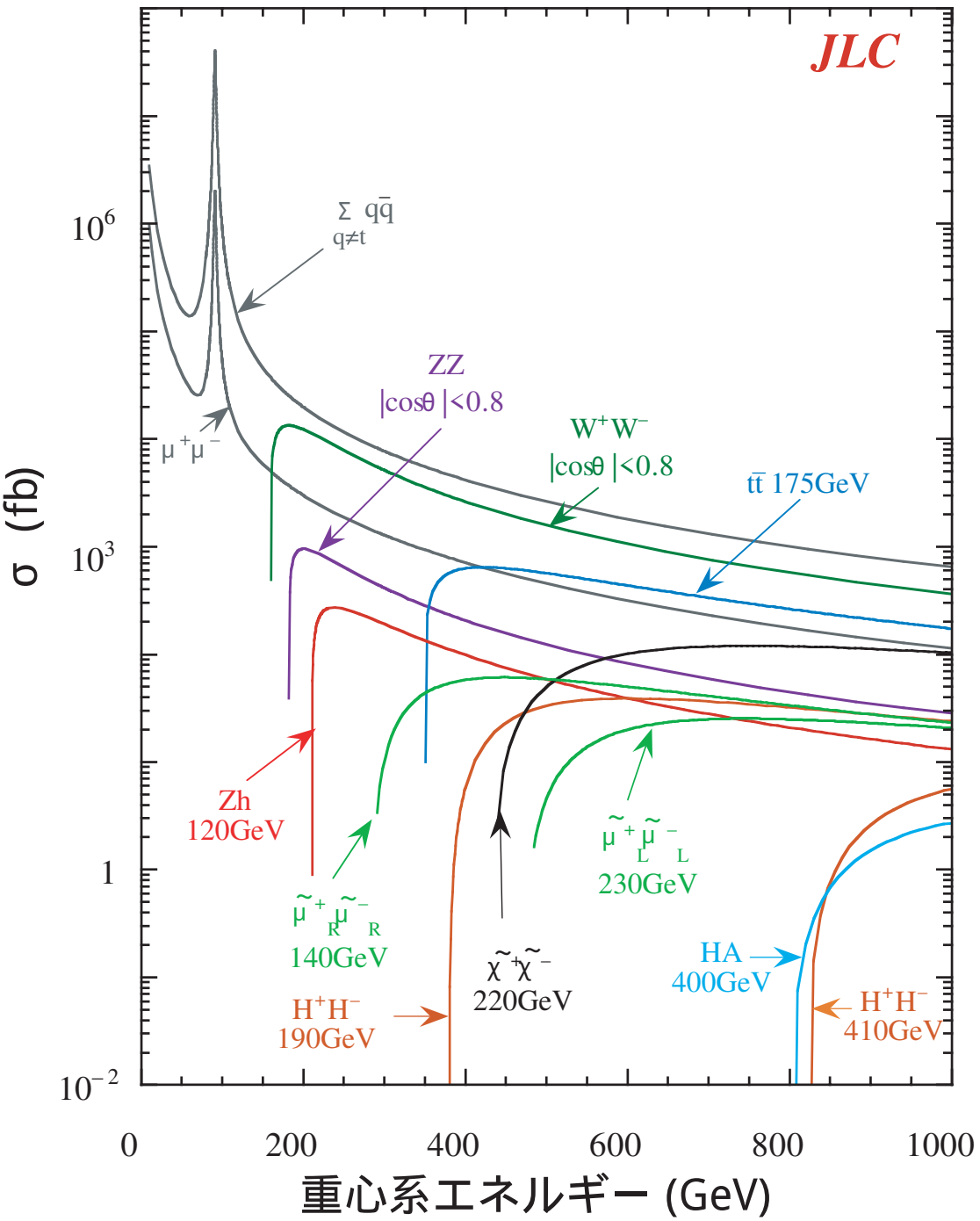
JLC
σ (fb)
10^6
10^3
1
10^-2
0
200
400
600
800
1000
重心系エネルギー (GeV)
Σ qq̄
q≠t
μ+μ−
ZZ
|cosθ|<0.8
W+W−
|cosθ|<0.8
tt̄ 175GeV
Zh
120GeV
μ̃+Rμ̃−R
140GeV
H+H−
190GeV
χ̃+χ̃−
220GeV
μ̃+Lμ̃−L
230GeV
HA
400GeV
H+H−
410GeV

図 1.2: 生成断面積

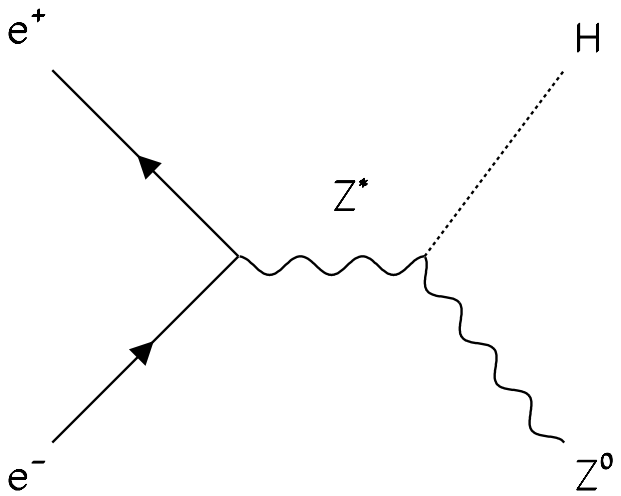

図 1.3: ファインマン図

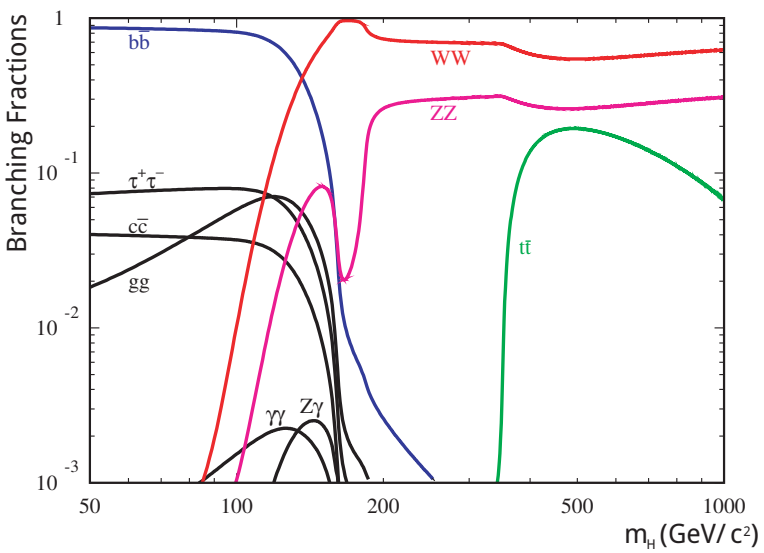

図 1.4: 崩壊分岐比

1.2 JLC 検出器

1.2.1 JLC 検出器の構造

ビーム軸の内側から外側へ放射状に, バーテックス測定器, 中央飛跡検出器, カロリメータ, ソレノイド電磁石, μ 粒子検出器が置かれている. 現在考えられている JLC 検出器の概観を図 1.5 に示す. JLC 検出器を構成する各測定器のパラメータを表 1.2 に示す.

1.2.2 バーテックス測定器

バーテックス測定器は衝突点の極めて近傍で荷電粒子の飛跡を精密に測定するためのものである. 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役割を果たす. とくに b クォークの同定は中間質量のヒッグス粒子の探索において非常に重要である. またバーテックス測定器は非常に良い分解能を持つので, 飛跡再構成時に中央飛跡検出器と併用することにより運動量分解能を約 2 倍に向上することができる. 反応の重心系エネルギーが高いため, ジェットは強くコリメートされ粒子の密度は非常に高い. このためバーテックス測定器は位置を二次元的に読み出せる必要がある. そこで通常バーテックス検出器として用いられるシリコンストリップ型ではなく, 二次元読みだし可能なピクセル型の電荷結合素子を用いる.

1.2.3 中央飛跡検出器

中央飛跡検出器とはジェット中の荷電粒子に対する運動量を測定する装置である. これらの荷電粒子は超電導電磁石の作る磁場で曲げられる. この曲率半径から運動量が測定可能となる. 小型ジェットセル構造を持った円筒型ドリフトチェンバーが JLC 測定器の中央飛跡検出器として用いられる. ヒッグス粒子探索において極めて高い運動量分解能が要求される. 更にジェット不変質量法による基本粒子の質量分解能を向上させるには, 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. チェンバーガスとしては荷電粒子の通過でできた電離電子が拡散することによる位置分解能の劣化の少ない炭酸ガスを主成分とするガスを使用する. 電離電子のドリフト速度は 10 μm/nsec なので 100 μm/nsec の位置分解能の要求は換算すれば 10 nsec に対応する.

1.2.4 カロリメータ

カロリメータとは粒子のエネルギーを測定するための装置である. カロリメータには全吸収型カロリメータとサンプリング型カロリメータとがある. JLC では鉛とプラスチックシンチレータからなるサンプリング型カロリメータを用いる予定である. このカロリメータはプリシャワー検出器 (PSD), シャワーマックス検出器 (SMD), 電磁カロリメータ部 (EMC), 電磁カロリメータの中にあるシャワー位置検出器 (SPD), ハドロンカロリメータ部 (HCAL) から構成される. EM 部としては鉛 4mm, プラスチックシンチレータ 1 mm から構成されるサンプリングカロリメータが考えられている. HAD 部は鉛 8mm, プラスチックシンチレータ 2 mm, アクリル 2 mm から構成される. EM 部は $27.1X_0$, HAD

Detector		Configuration	Performances	Channels and Data Size
PM (3D Active Pixel)		θ = 11 - 48mrad (r=2-8.5cm) 300μm-thick x 2 layers pixel size=100μm	Under Study	Number of pixels = 8.6M Readout channel = 156ch Data size = 12k bytes/sec
LM (W/Si)		θ = 50-150mrad 43Xo x 16samplings Nr = 32, $N\phi$ = 16	Under Study	Number of pads = 16.4k Readout channel = 128ch Data size = 3.3k bytes/train
AM (W/Si)		θ = 150-200mrad 23Xo x 8samplings Nr = 10, $N\phi$ = 32	Under Study	Number of pads = 5.1k Readout channel = 16 Data size = 5.1k bytes/train
FT		TBD	Unknown	
VTX (CCD)		cosθ < 0.90 pixel size=25μm, thickness=300μm 4 layers at r = 2.4, 3.6, 4.8, 6.0cm	σ = 4.0μm $\delta^2=7^2+(20/p)^2/\sin^3\theta$ [μm] ε_b=50% @ purity=93%	Number of pixels = 320M Readout channel = 5k Data size = 1.4M bytes/train
IT (Si-strip)		cosθ < 0.90 strip width=100μm, thickness=300μm 5 layers at r = 9, 16, 23, 30, 37cm	σ = 40μm Tracking Performance Under Study D	Number of strips = 522k Readout channel = 1.0k ata size = under study
CDC (Mini-jet)	common	cosθ < 0.70 (full sample) cosθ < 0.95 (1/5 samples)	σ_z = 1mm 2-track separation = 2mm	200MHz FADC depth = 1k words
	2Tesla	r = 45 - 230cm, L = 460cm N_{sample} = 80	σ_x =100μm $\sigma_{Pt}/Pt = 1\times10^{-4}Pt + 0.1\%$	Readout channel = 13k Data size = 5.2M bytes/train
	3Tesla	r = 45 - 155cm, L = 310cm N_{sample} = 50	σ_x =85μm $\sigma_{Pt}/Pt = 3\times10^{-4}Pt + 0.1\%$	Readout channel = 8.1k Data size = 3.3M bytes/train
Trackers Combined			$\sigma_{Pt}/Pt = 1\times10^{-4}Pt + 0.1\%$	
CAL (Pb/Sci)	common	EM = 27Xo (3sections) HAD = 6.5λo (4sections) $\Delta\theta,\phi$ = 24mrad (EM), 72mrad (HAD)	$\sigma/E=15\%/\sqrt{E}+1\%$ (EM) $\sigma/E=40\%/\sqrt{E}+2\%$ (Had) e/π ID = 1/1000	Number of cells = 144k Readout channel = 5k Data size = 3k bytes/train
	2Tesla	cosθ < 0.985 (full thickness) r = 250 - 400 cm, z = +- 290cm		
	3Tesla	cosθ < 0.966 (full thickness) r = 160 - 340 cm, z = +- 190cm		
SHmax		scin.strip (1cm-wide) or Si-pad (1cm x 1cm)	σ = 3mm/$\sqrt{E}$	Readout channel = 5k Data size = 40k bytes/train
MU (SWDC/RPC/TGC)		cosθ <0.998 6 SuperLayers	σ = 0.5mm Muon ID under study	Readout channel = 10k
Yoke	2Tesla	r = 5.5m - 7.5m, Z = 5.0m - 7.9m		
	3Tesla	r = 4.5m - 7.0m, Z = 3.9m - 6.5m		

表 1.2: JLC 検出器を構成する各測定器のパラメータ.

部は 6.08 λ_I の厚さを持つ. ここで X_0, λ_I はそれぞれ放射長, 原子核相互作用長である. 表 1.3 に JLC カロリメータのパラメータをまとめた.

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

表 1.3: JLC カロリメータのパラメータ.

1.2.5 μ 粒子検出器

μ 粒子検出器は μ 粒子の同定を行なう. μ 粒子の運動量は内側の飛跡検出器で精度良く測定される. 内側の飛跡検出器で構成された μ 粒子の飛跡と μ 粒子検出器で検出された位置が一致するかを調べる. そのため位置精度はあまり重要でなく, μ 粒子の飛跡に沿って多くの測定点があることが重要である. μ 粒子検出器で要求される位置分解能は約 1 cm である. μ 粒子検出器はシングルセル・ドリフトチェンバーのスーパーレイヤー 6 層とプラスチックシンチレータ 1 層からなる構成を用いる. μ 粒子は多くの場合新粒子探索におけるもっとも明解な信号であるため, 立体角をできるだけ広く覆うとともに隙間のないように配置されなければならない.

1.3 研究の目的

ビームテストが, 2002 年 10 月 から 11 月 に茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の $\pi 2$ ビームラインで行なわれた (T517 実験). このビームテストの最大の目的は細かいグラニュラリティを持つ電磁カロリメータテストモジュールの性能を実証すると共に, シミュレーションスタディのためのレスポンスを詳細に測定することにある.

厚さ 4.5 mm の鉛と厚さ 4 mm のプラスチックシンチレータを交互に並べたサンプリング型の CDF プラグ電磁カロリメータテストモジュールでは運動量 57 GeV/c の陽電子に対して位置分解能は 5 mm, 運動量 5 GeV/c の陽電子に対して位置分解能は 1 cm という結果であった. [3]

現在考えられている JLC 検出器では SHmax での位置分解能が $\sigma = 3$ mm / $\sqrt{E}$ であることを要求している. よって, 今回のカロリメータテストモジュールに対して位置分解能は 3 mm 程度が期待されていると思われる. また角度分解能がよければヒッグス崩壊のときの光子の同定を行なえるようになる. 2 ジェット の不変質量の分解能を達成するために, JLC で用いる予定の電磁カロリメータに対して 15 % / $\sqrt{E} \oplus 1$ % のエネルギー分解能を達成することを目的としている. 今回の解析ではストリップ型シンチレータに対する応答一様性, 位置分解能, 角度分解能, 奥行き方向のシャワー発達, エネルギー分解能, 応答の線形性について調べた.

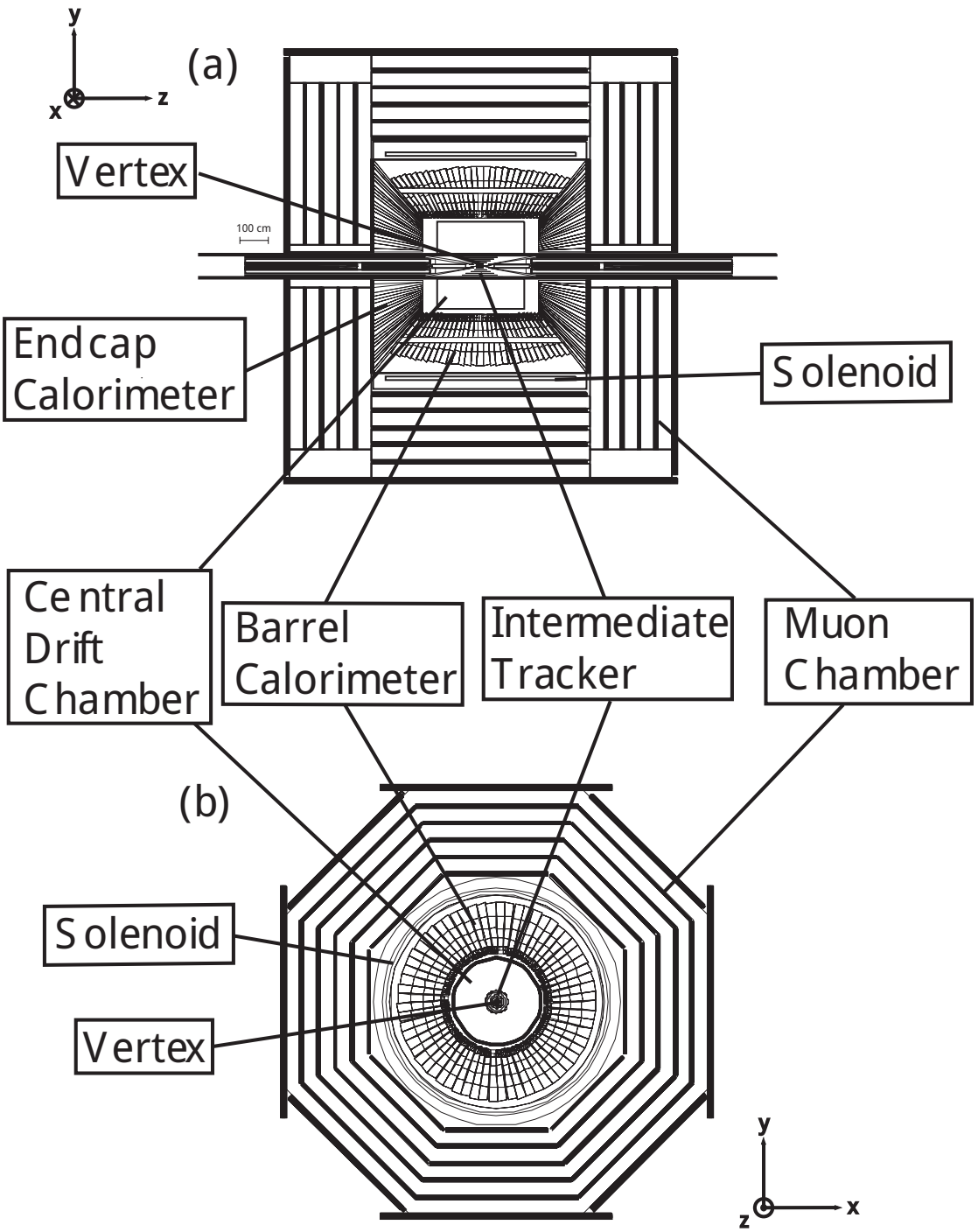

図 1.5: JLC 検出器の概観

第2章　カロリメータ

2.1　測定原理

ある物質に粒子を入射させると, 粒子のエネルギーは物質中で電磁シャワーまたはハドロンシャワーを起こし最終的には物質をイオン化あるいは励起させることにより吸収される. この吸収されたエネルギーを測定することによりもともと粒子が持っていたエネルギーを測定することができる. カロリメータはこの原理を用いて粒子のエネルギーを測定する機器である.

2.2　カロリメータテストモジュール

2.2.1　構造

ビームテストのために製作したカロリメータテストモジュールは, 20 cm × 20 cm × 4 mm の鉛と 1 cm × 20 cm × 2 mm のシンチレータ 20 枚を交互に並べたサンプリング型である. 以下では鉛 1 層, x 軸方向に並べたシンチレータ 1 層, y 軸方向に並べたシンチレータ 1 層の 3 層を 1 レイヤーとする. 信号の読みだしは 4 レイヤーまとめて行なうので, これを 1 スーパーレイヤーと呼ぶことにする. カロリメータテストモジュールは 6 スーパーレイヤー (17 X_0) から構成されている. その構造を図 2.1 に示す.

2.2.2　信号読み出し系

信号読み出し系の構造を図 2.2, 図 2.3 に示す. 1 cm × 20 cm × 2 mm のプラスチックシンチレータ (SCSF-38) に溝を掘りそこに直径 1 mm の波長変換ファイバー (Y-11) を挿入してある. 1 スーパーレイヤーで波長変換ファイバーはスタッガされている. 波長変換ファイバーの片端はアルミ蒸着がしてあり, 反対側はクリアファイバーが接続されている. プラスチックシンチレータの側面にはホワイトペイント (ALESCO 水性スプレー, オーデコート G) を塗り, 両面を厚さ (100 μm) ペットフィルムで覆ってある. これらは, 境界面で光子を反射しファイバーに吸収される光量を増加させる役割を果たす.

次に信号読み出しの流れを簡単に述べる. 荷電粒子がプラスチックシンチレータを通過する時に放出されるシンチレーション光は, プラスチックシンチレータ内で反射を繰り返す. そのうちに一部の光子はプラスチックシンチレータに挿入された波長変換ファイバーに吸収される. 吸収された光子はより長い波長に変換されて再放出され, クリアファイバーを通してマルチアノード光電子増倍管 (H6568) で読み出される. 読み出しは 1 スーパーレイヤーをまとめてマルチアノード光電子増倍管の 1 つのチャンネルで行なっている.

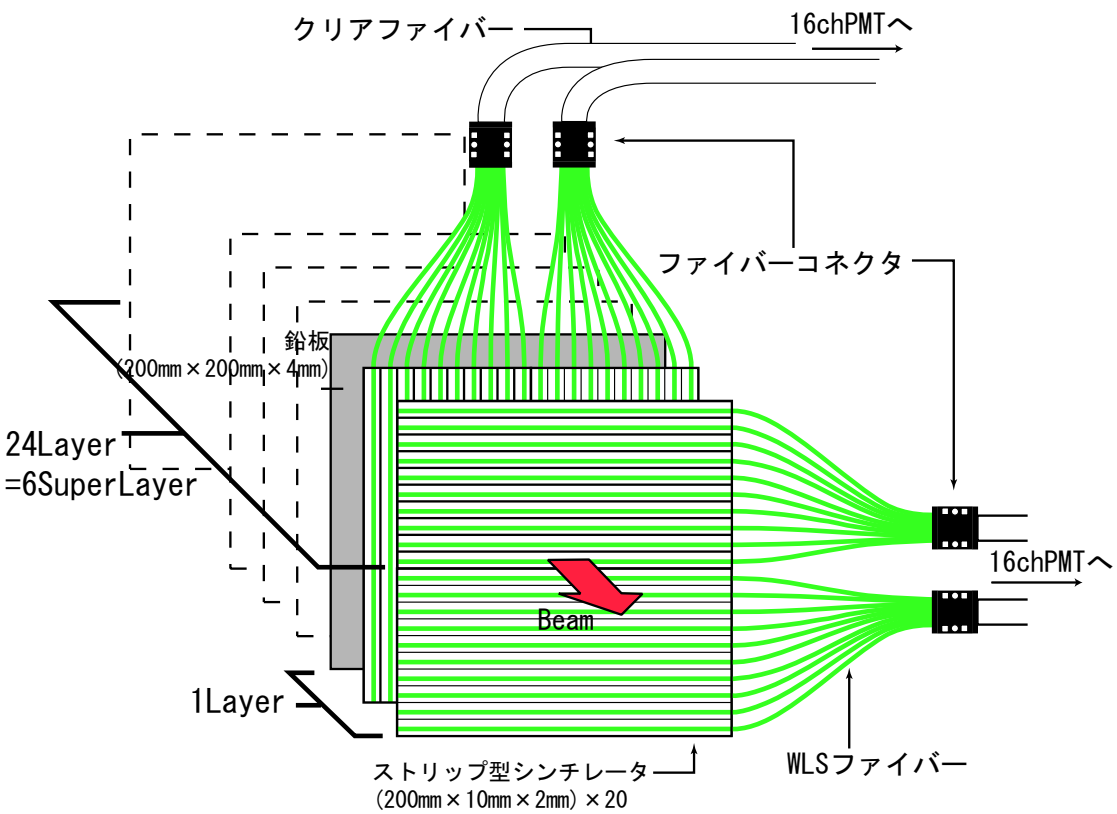

図 2.1: カロリメータテストモジュール

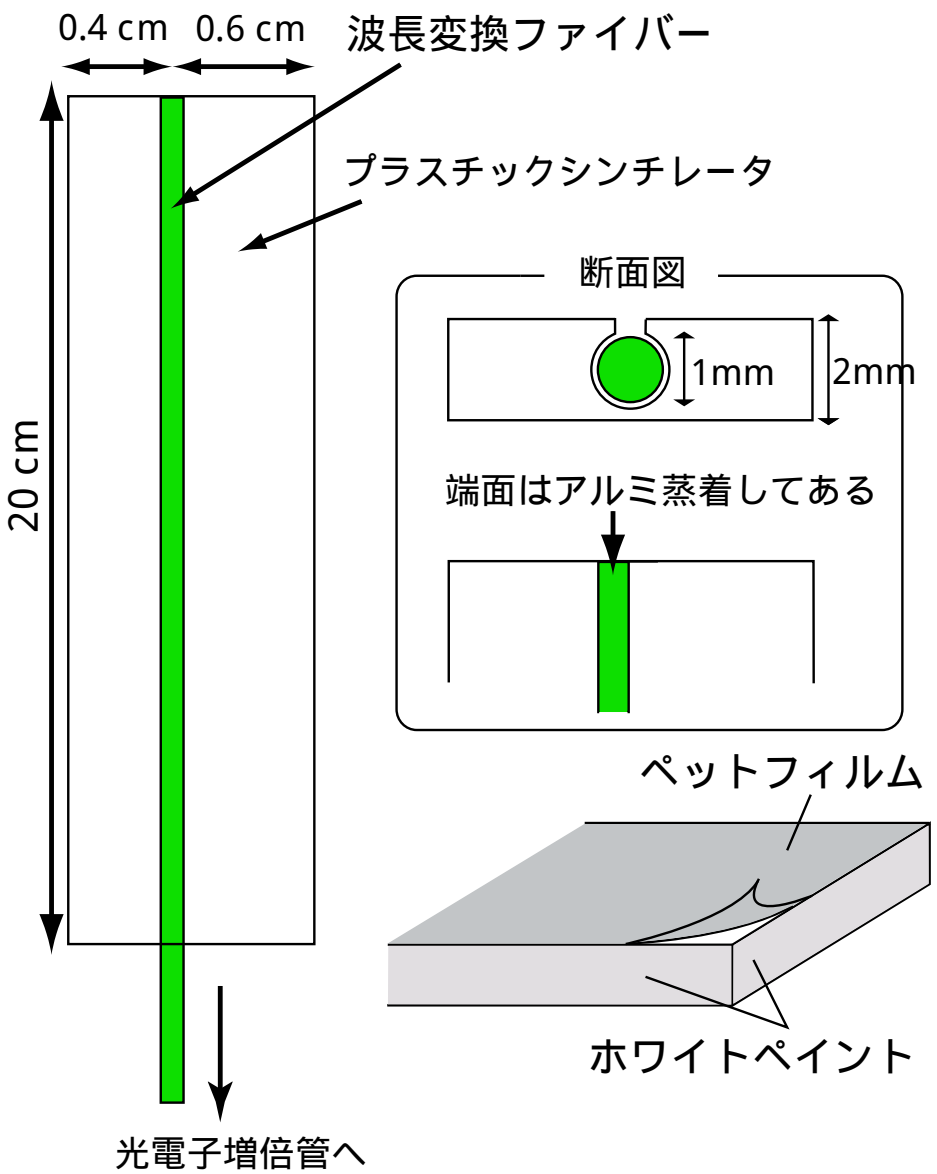
0.4 cm
0.6 cm
波長変換ファイバー
プラスチックシンチレータ
20 cm
断面図
1mm
2mm
端面はアルミ蒸着してある
ペットフィルム
ホワイトペイント
光電子増倍管へ

図 2.2: 信号読み出し系

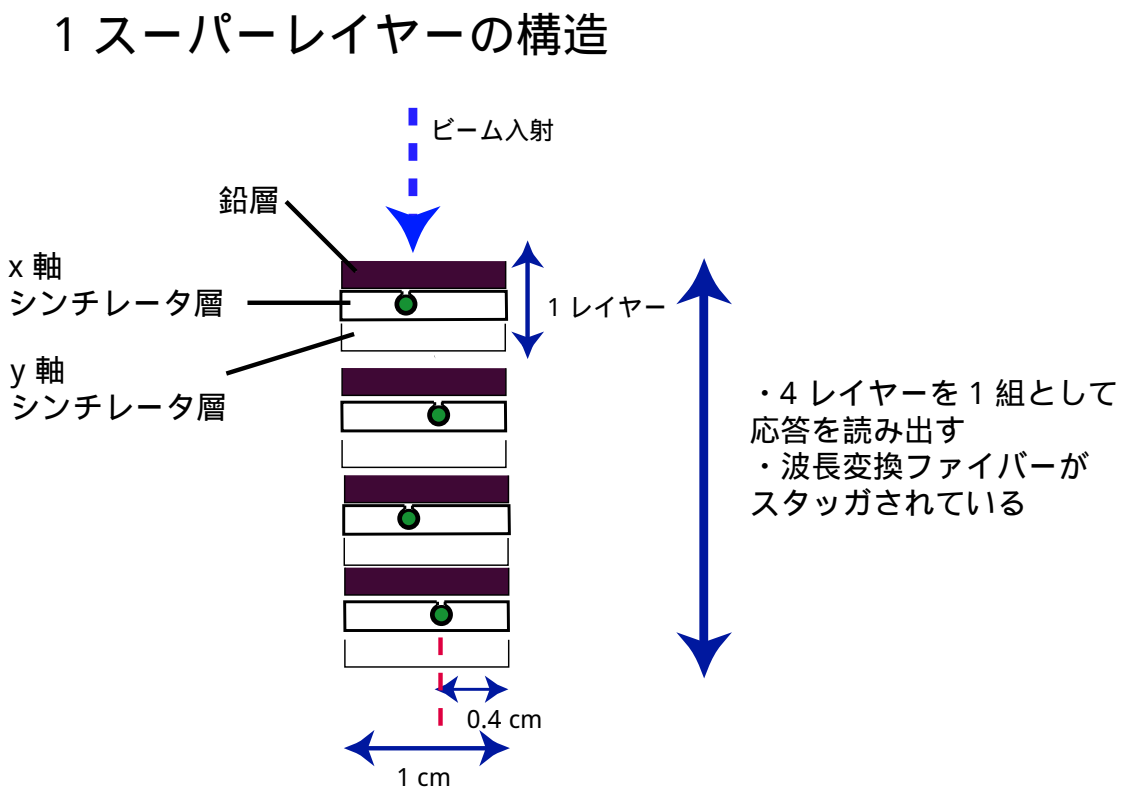

図 2.3: 1 スーパーレイヤーの構造

2.2.3 シンチレータ

荷電粒子が物質を横切るとき, 物質内の原子によるクーロン場で電磁相互作用が起こり通過距離に比例したエネルギーをシンチレータ中で失う. このエネルギーで物質内の原子や分子が励起される. 励起した状態から基底状態へ落ちるときシンチレーション光を放出する. このシンチレーション光をエネルギー測定のシグナルとして用いる. シンチレーション光の波長は可視光領域付近 ($300 \sim 600$ nm) である. シンチレータの中での荷電粒子の電離損失のうちシンチレーション光に変ったエネルギーの割合を蛍光効率と呼ぶ. プラスチックシンチレータは光の減衰時間が数 ns と短いので速い測定に適当である. ビームテストで使用したプラスチックシンチレータ (SCSF-38) の シンチレーション光の波長は 428 nm, 減衰時間は 2.3 ns である. [4]

2.2.4 波長変換ファイバー

シンチレーション光を吸収しより長い波長 (約 500 nm) の光を放射する装置である. 入射粒子の方向を向いているシンチレーション光の波長をより長い波長へ変換することで光の向きを変え, 接続されたクリアファイバーを通し光電子増倍管まで運ぶ役割を果たす. この波長変換ファイバーを使うことによる欠点は, 波長変換の効率は 100 % ではないので, 変換の際に光を失うことや波長変換されたあとの光はシンチレーション光より遅いので信号が長くなることが挙げられる. ビームテストで使用した波長変換ファイバー (Y-11) の吸収光の波長は 440 nm, 再発光波長は 490 nm, 減衰時間は 10 ns である.

2.2.5 光電子増倍管

光電子増倍管は光信号を電気信号に変換する装置である. 光電陰極と複数のダイノードからなる電子増倍器から構成されている. 光電陰極に入射した光子は光電効果を起こし電子を放出する. この光電陰極の感度を示す量 QE (Quantum Efficiency) として量子効率と呼ばれる量で定義される.

$$QE = \frac{\text{発生する光電子数}}{\text{入射した光子数}}$$

光電陰極から放出された電子は収束電極の電場によって収束されダイノードと呼ばれる電極に衝突する. ダイノードに電子が衝突すると衝突した電子が反射することに加えてダイノード内部から電子が飛び出す. これらの電子は 2 次電子と呼ばれダイノードによる電子の増幅率は増倍係数 δ として表される.

$$\delta = \frac{\text{放出される 2 次電子の数}}{\text{最初に放出した電子の数}}$$

通常多段式のダイノードからなりダイノードが N 段ある場合, 最終的な増倍率は

$$\text{全増倍率} = \alpha\delta^N$$

となる. ここで α はダイノードに集められる光電子数の割合を表す. ビームテストで用いた 16 チャンネルマルチアノード光電子増倍管 (H6568) の最大供給電圧は 1000 V, 平均

陽極電流は 0.01 mA である. 光電陰極の量子効率は 350 ∼ 450 nm の波長に対して 20 % である. ダイノードは 12 段から構成されている. クロストークは 1 % である. ビームテストでは 885 ∼ 940 V の電圧をかけた. このときの典型的な増幅率は 7×10^6 である.

2.3 エネルギー損失

電離によるエネルギー損失と制動放射によるエネルギー損失が等しくなる時のエネルギーを臨界エネルギー E_c と呼ぶ. 電子に対する臨界エネルギーは近似的に次の式で表される.

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

制動放射により電子の持つエネルギーが 1/e になる距離を放射長 X_0 と呼ぶ. 放射長を用いると物質の種類によらず制動放射によるエネルギー損失を表すことができる. 放射長は一般に次の式で表される. 物質に対する放射長, 密度, 臨界エネルギーを表 2.1 にまとめる.

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

物質	放射長 (cm/X_0)	放射長 ($\mathrm{g/cm^2}$)	密度 ($\mathrm{g/cm^2}$)	臨界エネルギー (MeV)
Pb	0.56	6.37	11.35	9.51
Scint.	42.4	43.72	1.032	109

表 2.1: 物質の性質

今回の実験で用いたカロリメータテストモジュールの放射長を求める. 1 レイヤーは厚さ 0.4 cm の鉛と 0.2 cm のシンチレータ 2 層から構成されている. よって 1 レイヤーの放射長は次の式で表される.

$$\frac{0.4\,(cm)}{0.56\,(cm/X_0)} + \frac{0.2\,(cm)\ \times\ 2}{42.4\,(cm/X_0)} \ =\ 0.724\,(X_0)$$

カロリメータテストモジュールは 24 レイヤーから構成されているので, $0.724 \times 24 = 17.38\ X_0$ の放射長を持つ. 横方向の電磁シャワー発達を表すのにモリエール半径 ρ_M が使われる. モリエール半径 ρ_M は次の式で定義される.

$$\rho_M \ =\ E_s \frac{X_0}{E_c}$$

ここで X_0 は放射長, E_c は臨界エネルギー, $E_s \ =\ m_e\,c^2\,\sqrt{4\pi/\alpha} = 21.2$ (MeV) である. シャワーのエネルギーの 90 % がシャワー軸のまわり半径 ρ_M の円柱の中に落される. またシャワーのエネルギーの 99 % がシャワー軸のまわり半径 3.5 ρ_M の円柱の中に落される. 鉛に対するモリエール半径は,

$$(\rho_M)_{Pb} \ =\ 21.2(\mathrm{MeV})\,\frac{6.37(\,\mathrm{g/cm^2}\,)}{9.51\,(\,\mathrm{MeV}\,)} \ =\ 14.2\,(\,\mathrm{g/cm^2}\,)$$

である. この値を鉛の密度 11.35 g/cm^3 で割ると, モリエール半径は 1.25 cm である. シンチレータに対するモリエール半径は,

$$(\rho_M)_{Scint.} \,=\, 21.2(\mathrm{MeV})\,\frac{43.37(\,\mathrm{g/cm^2}\,)}{109\,(\,\mathrm{MeV}\,)} \,=\, 8.44\,(\,\mathrm{g/cm^2}\,)$$

である. この値をシンチレータの密度 1.032 g/cm^3 で割ると, モリエール半径は 8.18 cm である. いくつかの物質を含んだ場合のモリエール半径は次の式で表される.

$$\frac{1}{\rho_M} \,=\, \frac{1}{E_s}\,\sum\frac{w_j\,E_{cj}}{X_j}$$

ここで w_j は全体の重さに対する j 番目の物質の重さの比, E_{cj} は j 番目の物質の臨界エネルギー, X_j は j 番目の物質の放射長を示す. 鉛とシンチレータに対するモリエール半径は次の式で求まる.

$$\frac{1}{(\rho_M)_{Pb,Scint.}} \,=\, \frac{1}{21.2}\,\left(\frac{11.35/(11.35+1.032))\,\times\,9.51}{6.37} + \frac{1.032/(11.35+1.032)\,\times\,109}{43.37}\right)$$

$(\rho_M)_{Pb,Scint.} = 13.4$ g/cm^2 となる. 今回の実験で用いたカロリメータテストモジュールの 1 レイヤーは厚さ 4 mm の鉛層と厚さ 2 mm のシンチレータ 2 層から構成されていて, その密度は 6.19 g/cm^3 である. $(\rho_M)_{Pb,Scint.}$ を 1 レイヤーの密度 6.19 g/cm^3 で割ると, モリエール半径は 2.17 cm である.

2.4 エネルギー分解能

エネルギー E を持った粒子がカロリメータに入射した時のエネルギー分解能は経験的に以下の式で表される.

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

ここで $A \oplus B = \sqrt{A^2+B^2}$ を表す. 上式右辺第一項は統計項と呼ばれ, サンプリングカロリメータでは主に次にあげる 3 つの統計的なばらつきに起因する項である. 一つはシャワーを形成する粒子数である. あるエネルギーを持った荷電粒子はシャワーを起こすが検出体であるタイルファイバーを通過する粒子の数は統計的なばらつきを持っている. これはカロリメータ自体の検出層と吸収層の積層構造に起因するものである. エネルギー抽出における揺らぎと呼ばれる. 次に光電子増倍管の光電面から放出される光電子の揺らぎである. 光電子増倍管の光電面に光子が入射すると光電効果によって光電子が飛び出すがこの現象は確率的であり, 統計的なばらつきを持っている. 最後に入射粒子により形成されるシャワー自体の揺らぎがあげられる. 上式右辺第二項は定数項と呼ばれ, シャワーの漏れ, エネルギーの較正, タイルの光量のばらつきが主な起因である.

2.5 多重散乱

物質中を荷電粒子が通過するとき, 確率は小さいが原子核から弾性クーロン散乱を受ける. この衝突はラザフォードの公式に従う.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = z_2^2\;z_1^2\;r_e^2\;\frac{m\,c/\beta p}{1\,/\,\sin^4(\theta/2)}$$

$1/\sin^4(\theta/2)$ の角度依存性があるため多くの場合, 衝突の際小さな角度での散乱が起こる. 原子核の質量は入射粒子の質量と較べてとても大きいので, 原子核の反跳エネルギーは無視できると仮定する. 物質中を荷電粒子が通過するとき何度も小さな角度でのクーロン散乱を受けることにより粒子の進む方向が曲げられる. 一般的にクーロン散乱は 3 つに分けられる. 吸収体が薄いため 1 回以上クーロン散乱が起こる確率が小さい場合, 角度分布はラザフォードの公式で表される. 散乱回数の平均が $\mathrm{N} < 20$ の場合ラザフォードの式も統計的手法も使えない. 散乱回数が $\mathrm{N} > 20$ でエネルギー損失が小さくて無視できる場合物質の厚さの関数として角度偏向の確率分布を扱える. この現象は多重散乱と呼ばれている. 小さい角度散乱だけを考える場合, 確率分布はガウス分布で近似できる. 入射粒子の軌跡に対して垂直平面へ射影した角を θ_{plane} とする.

$$P_{(\theta_{space})}d\sigma \simeq \frac{1}{2\,\pi\,\theta_0^2}\,exp\left(\frac{-\theta_{space}^2}{\theta_0^2}\right)\,d\Omega$$

$$\theta_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}\theta_{space}^{rms} = \theta_{plane}^{rms}$$

一般的に $10^{\ -3}\ < x/X_0\ < 100$ の厚さの吸収体に対して, 次の式で θ_0 が表されることが知られている.

$$\theta_0 = \frac{13.6\ \mathrm{MeV}}{\beta\,c\,p}\,z\,\sqrt{\frac{x}{X_0}\,\left(1\ +\ 0.038\ ln\ \left(\frac{x}{X_0}\right)\right)}$$

ここで p は入射粒子の運動量, βc は入射粒子の速度, z は入射粒子の電荷, x/X_0 は吸収体の厚さである. 入射粒子の軌跡に対して垂直平面へ射影した角を θ_{plane} の確率分布は次の式で記述できる.

$$P_{(\theta_{plane})}d\sigma \simeq \frac{1}{\sqrt{2\,\pi}\,\theta_0^2}\,exp\left(\frac{-\theta_{space}^2}{\theta_0^2}\right)\,d\theta_{plane}$$

ここで

$$\theta_{space}^2 \approx \theta_{plane,x}^2\ +\ \theta_{plane,y}^2$$

$$\begin{aligned} d\Omega &\approx d\theta_{plane,x}\,d\theta_{plane,y} \\ &\approx 2\pi\theta_{plane}d\theta_{plane} \end{aligned}$$

という近似を用いた. 吸収体から 距離 t 離れたところでの変位 y は次の式で表される.

$$y_{plane}^{rms} = \frac{1}{\sqrt{3}}\,t\,\theta_0$$

第3章　ビームテスト

3.1　ビームラインの構成

T 519 実験におけるビームラインのセットアップの様子を図 3.1 に示す. ビームライン上に 3 層のトリガーカウンター (T1, T2, T3), 2 層のチェレンコフカウンター (C1, C2), 4 層のドリフトチェンバー (DC1, DC2, DC3, DC4), 1 層のミューオンカウンター (mu), 1 層のベトカウンター (V1), 1 層のパイオンベトカウンター (pi1) が設置されている. 測定器はプリシャワー (PRSH), 2 種類のシャワーマックス (KSMX, SSMX), タイルファイバー型カロリメータ (NEM), ストリップ型カロリメータ (TEM) がビームラインに設置してある. 材質, サイズを表 3.1 にまとめた. ビームの進む向きを z 軸正の向き, 鉛直上向きを y 軸正の向きとして右手系を用いた. 使用したビームは運動量 $1 \sim 4$ GeV/c の正または負電荷の混合ビーム (電子, μ 粒子, π 粒子, 陽子) である. ビームテ

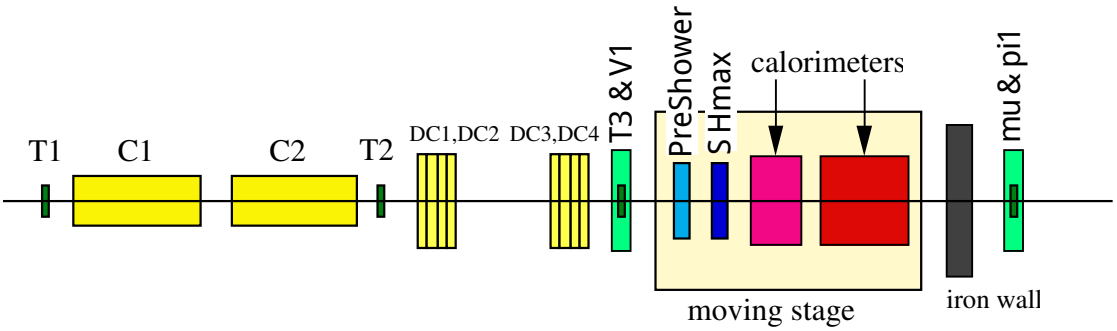

図 3.1: ビームラインの構成

ストで使用した読みだしモジュールを表 3.2 にまとめる.

名称	材質	サイズ (x, y, z)	z 位置
T1	シンチレータ	3 cm × 3 cm × 1cm	0 cm
C1	窒素	20 cm ϕ × 84 cm	29.0 cm
C2	窒素	20 cm ϕ × 84 cm	182.0 cm
T2	シンチレータ	7 cm × 7 cm × 0.5cm	266.0 cm
DC1 ∼ DC4	アルゴン・エタン	20 cm × 20 cm × 10 cm	333.3 cm
T3	シンチレータ	3 cm × 3 cm × 1cm	689.2 cm
V1	シンチレータ	20 cm × 20 cm × 1cm (3 cm × 3 cm の穴あき)	691.0 cm
PRSH	20 cm × 20 cm × (Pb 4 mm × シンチ 1 mm) × 6 層		764.5 cm
KSMX	シンチレータ	(1 cm × 1 cm × 20 cm) × 20 本 × 2 層 (x, y)	772.5 cm
SSMX	シンチレータ	(1 cm × 1 cm × 20 cm) × 6 本 × 1 層 (x, y)	774.5 cm
NEM	20 cm × 20 cm × (Pb 4 mm + シンチ 1 mm) × 10 層		777.5 cm
TEM	20 cm × 20 cm × (Pb 4 mm + シンチ 2 mm × 2 層 (x, y)) × 24 層		797.0 cm
MU	シンチレータ	3 cm × 3 cm × 1cm	969.5 cm
Pi1	シンチレータ	20 cm × 20 cm × 1cm (3 cm × 3 cm の穴あき)	971.5 cm

表 3.1: ビームテストレイアウト

データバス	モジュール	型番	ダイナミックレンジ	測定器	変換率 (/count)
CAMAC	Crate Controller	TOYO CC/7700			
CAMAC	INTERRUPT REGISTER	C-TS209	8bit		
CAMAC	COINCIDENSE REGISTER	C-TS209	16bit		
CAMAC	Pulse Hight ADC	C0008	12 bit	SSMX	
CAMAC	ADC	5010 C-TS301 C021	12 bit	T1, T2, T3, v1, mu, pi1 C1, C2	0.25 pC
CAMAC	TDC	C-TS102 C021	12 bit	T1, T2, T3, v1, mu, pi1	0.25 ns
CAMAC	Multihit TDC	LeCroy 3377	12 bit	DC1, DC2 DC3, DC4	0.5 ns
CAMAC	SCALER	3122	32 bit		
FASTBUS	Crate Controller				
FASTBUS	Ancillaly Controler of FASTBUS Crate	MS-ANCL-A			
FASTBUS	ADC	CIAFB F683C	12 bit	PRSH KSMX NEM TEM	30 pC

表 3.2: 読みだしモジュール

3.2 トリガー系

ビームトリガーの回路を図 3.2 に示す. μ 粒子のトリガーでは ビームトリガー, T1, T2, T3 と mu のコインシデンスをとる. 電子のトリガーでは ビームトリガー, T1, T2, T3 と c1, c2 のコインシデンスをとる. mu と c1, c2 のトリガーはコインシデンスの入切でスイッチングできる. チェレンコフカウンターはチェレンコフ放射を利用して高速荷電粒子を検出する装置である. 荷電粒子が物質中を光速より速く通過するときチェレンコフ光を放射する. 物質中の光速は次の式で表される.

$$\beta c = v = c/n$$

n は屈折率, c は真空中での光速である. よってチェレンコフ放射をする粒子は次のような速度を持つ.

$$v_{part} > c/n$$

粒子が物質中の光速より速く物質を通過すると, 可干渉性の電磁衝撃波が円錐形に作られる. チェレンコフ放射の放射角 θ は粒子の速度に依存している.

$$cos\theta = 1/\beta n$$

チェレンコフカウンターはこの性質を利用して粒子を識別している. チェレンコフカウンターは一般には c/n より大きい速度を持つ粒子をチェレンコフ放射の方向性を利用して特定の速度の粒子だけを検出する速度選別器である. チェレンコフ光は光電子増倍管で電気信号に変換されて処理される. 今回のビームテストでは窒素ガス ($1.0 \sim 1.3$ 気圧) を使用した.

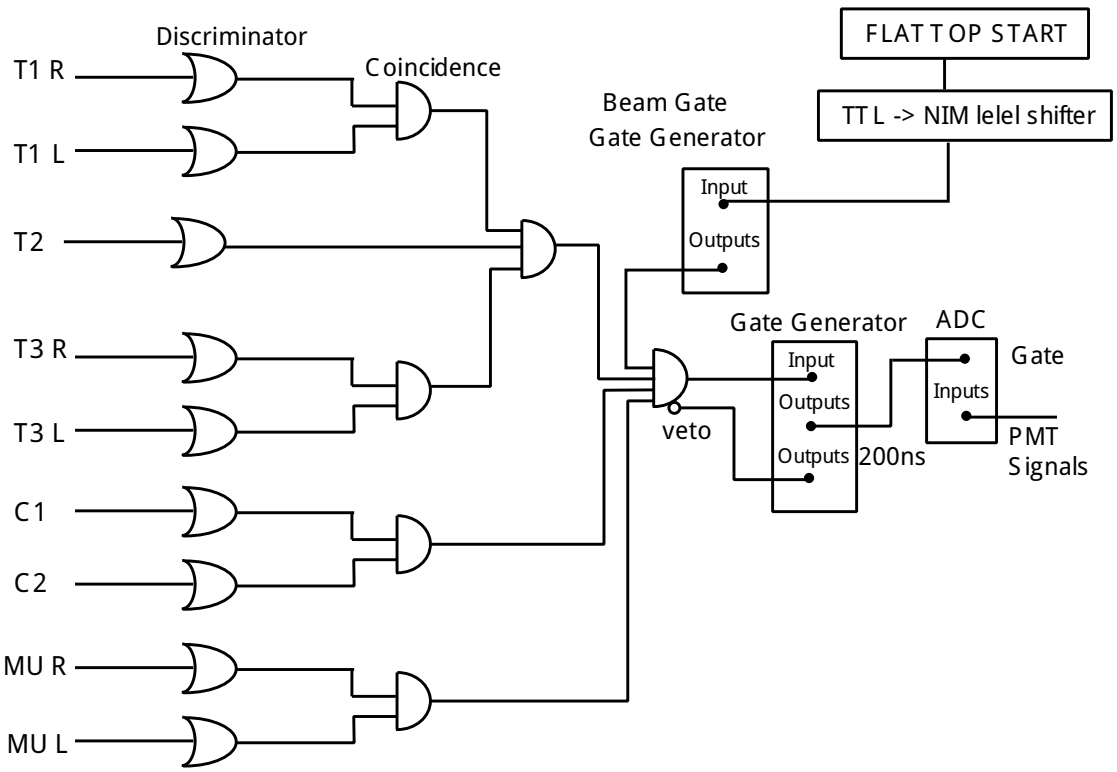
Discriminator
Coincidence
T1 R
T1 L
T2
T3 R
T3 L
C1
C2
MU R
MU L
FLAT TOP START
TTL -> NIM lelel shifter
Beam Gate
Gate Generator
Input
Outputs
Gate Generator
Input
Outputs
Outputs
200ns
veto
ADC
Inputs
Gate
PMT
Signals

図 3.2: トリガー回路

3.3 ドリフトチェンバー

3.3.1 動作原理

ドリフトチェンバーはドリフト空間という空洞とガス増幅領域からなる. その中には 1 気圧のガス (アルゴン $(Ar) : 50\%$, エタン $(C_2H_6) : 50\%$) で満たされている. ここを荷電粒子が通ると飛跡に沿ってガスが電離され陽イオンと電子の対が生成される. 電離電子がほぼ一定速度でドリフトされてセンスワイヤーまで導かれる. 粒子が通過してからセンスワイヤーまで電子が到達するまでの時間をトリガー信号とチェンバーの信号を TDC (Time to Digital Converter) を用いて測ることで入射粒子がワイヤーからどれくらい離れたところを通過したかがわかる.

3.3.2 構造

今回の実験では正方形のドリフト空間に x 軸, y 軸 のセンスワイヤー, 14 本のポテンシャルワイヤーが張ってある, Single Wire Drift Chamber と呼ばれるタイプのものを用いた. 図 3.3, 図 3.4 にドリフトチェンバーの概観を示す. [5] 今回の実験ではセンスワイヤーには $+2800 \sim +3000$ V , センスワイヤーから最も離れたポテンシャルワイヤーに -3000 V を印加した. センスワイヤーの真下にあるポテンシャルワイヤーの電圧は 0 V でありセンスワイヤーから離れていくにつれて等間隔で下がっていき最もはなれたポテンシャルワイヤーに -3000 V が印加されている. センスワイヤー, ポテンシャルワイヤーのまわりにつくられる電場によって電子は加速されるが, ガスの分子に衝突することで抵抗を受けるので一定速度でドリフトする. 電離電子がドリフトする領域は 7.2 cm である. ドリフトチェンバーにはプリアンプやディスクリミネータなどのエレクトロニクスが付随している. 図 3.5 にドリフトチェンバーのエレクトロニクスの回路を示す. [5] このエレクトロニクスには $+6.5$ V, -6.5 V を印加させた. ドリフトチェンバーには流量 100 cc / min でガスを流した. ドリフトチェンバーの 1 層目と 2 層目はセンスワイヤーが逆方向 (正方形の対辺) に設置されている.

3.3.3 ドリフトチェンバーを通過した粒子の位置の決定

TDC のデータにはチャンネル毎にオフセット時間がある. この点を T_0 とし, TDC カウントを T_{TDC} とする. 測定されたドリフト時間を T_{drift} とすると $T_{drift} = T_{TDC} - T_0$ となる. ドリフト速度を V_{drift} (cm/ns) とおき, TDC の変換率を Gain (ns/counts) とおく. TDC カウントから距離 (cm) を求める式は V_{drift} (cm/ns) $\times$ T_{drift} (counts) $\times$ Gain (ns/counts) で計算できる. ドリフト速度 V_{drift} (cm/ns) はポテンシャルワイヤーにかける電圧 $V_{potential}$ に依存している. ポテンシャルワイヤーにかける電圧 $V_{potential}$ (V) をドリフト領域 7.2 cm で割り, 電場 E (V/cm) を求める. この電場 E (V/cm) に対するドリフト速度 V_{drift} (cm/ns) のグラフを図 3.6 に示す. [6]

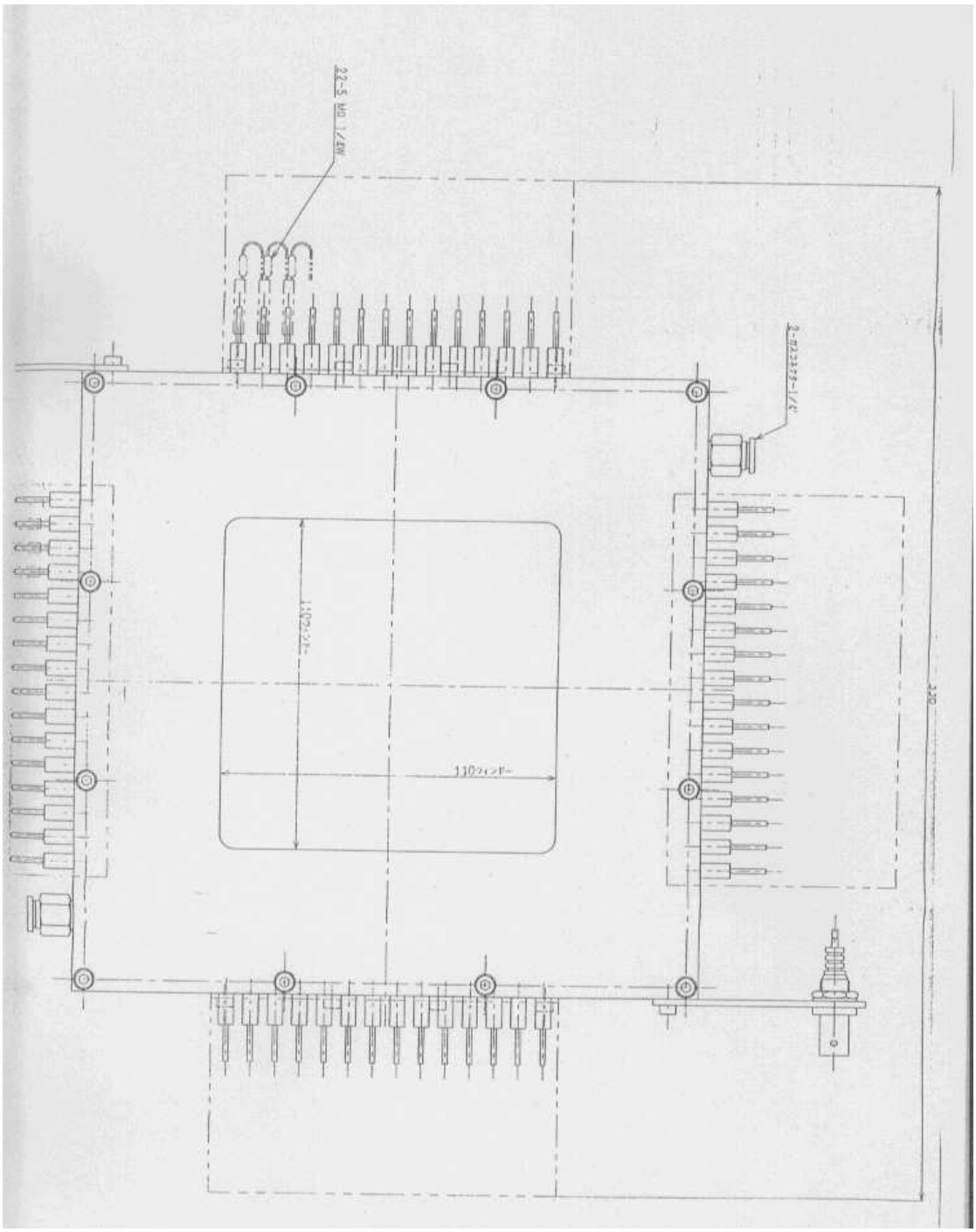

図 3.3: ドリフトチェンバーの概観

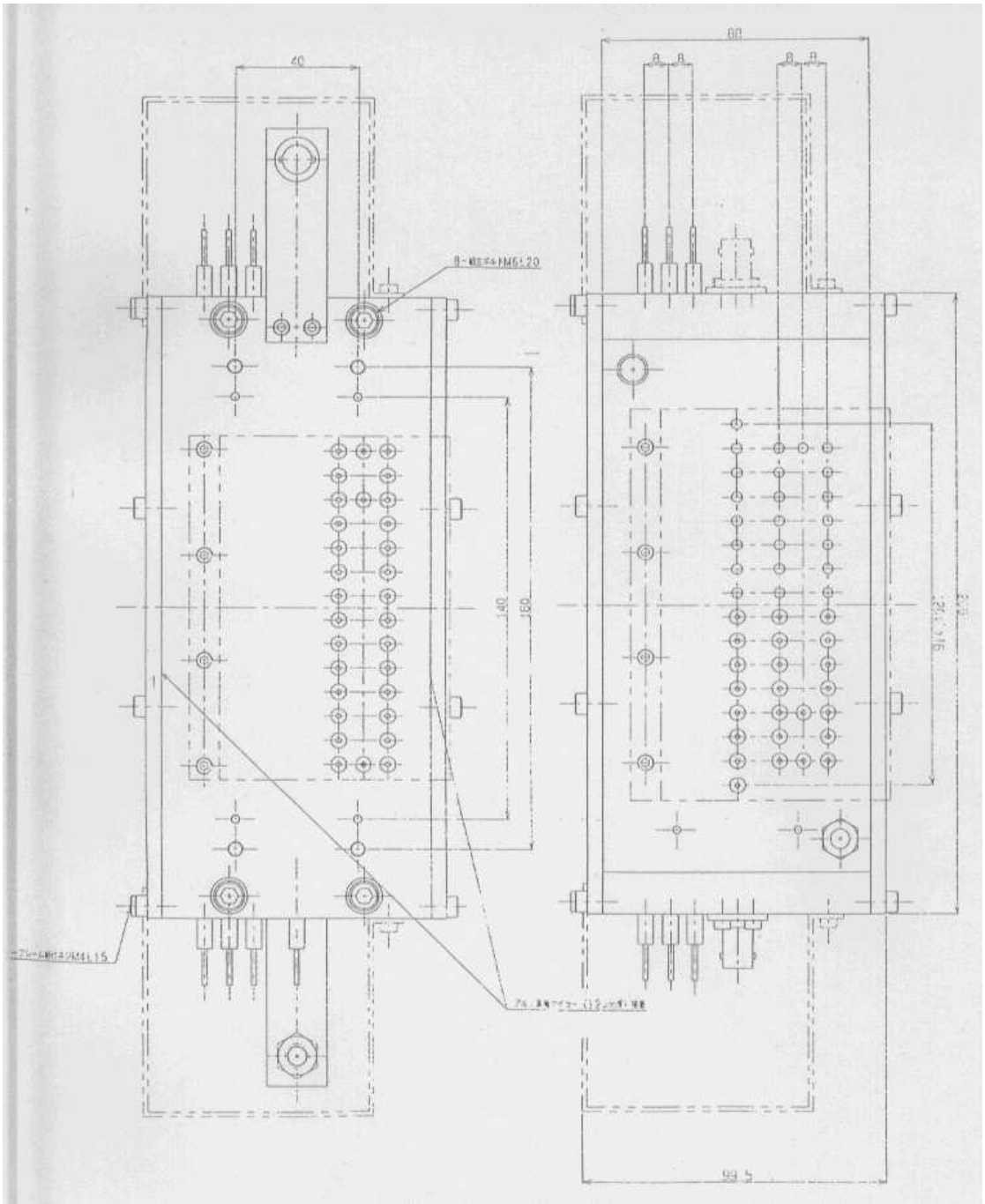

図 3.4: ドリフトチェンバーの側面

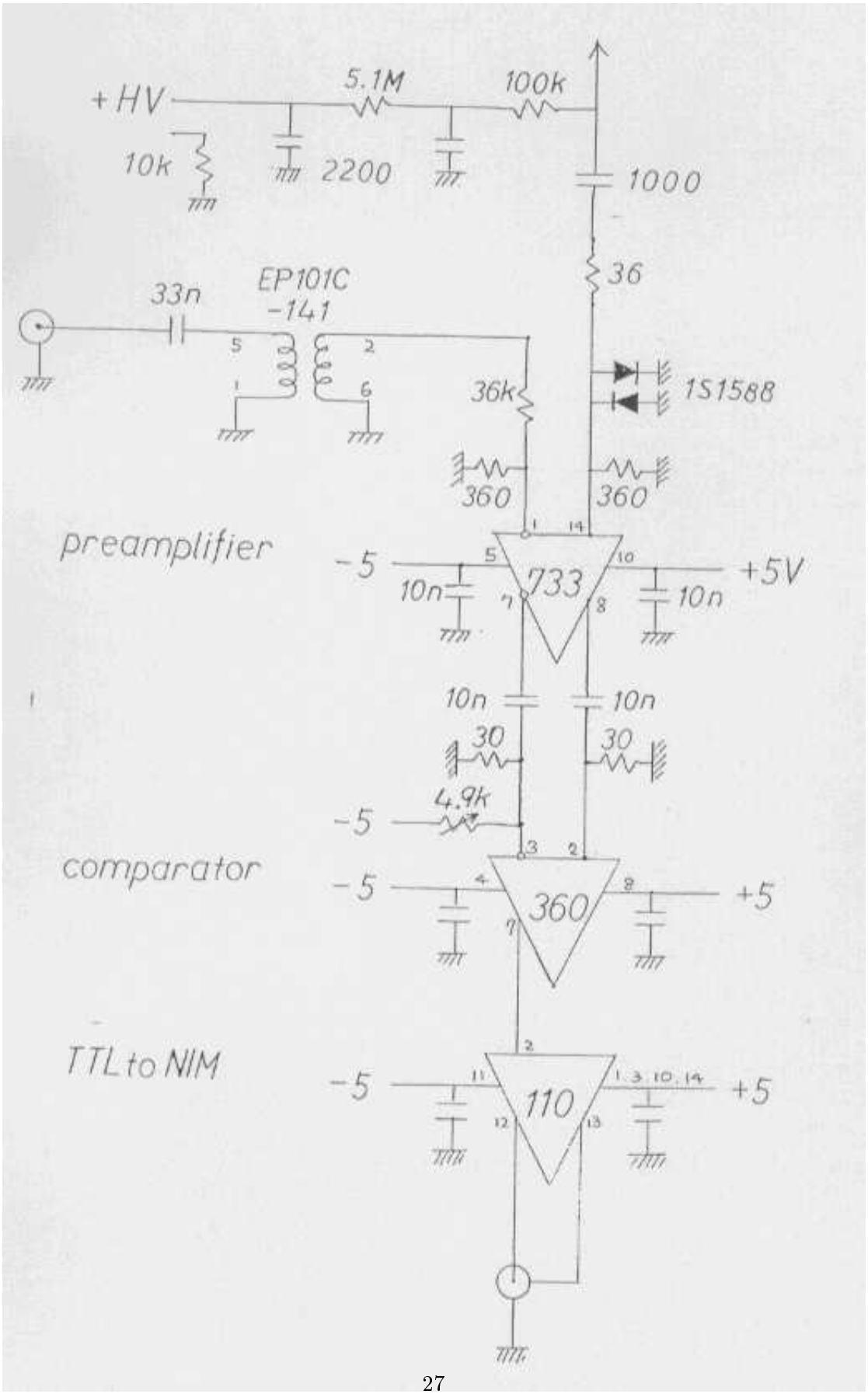

図 3.5: ドリフトチェンバーのエレクトロニクスの回路

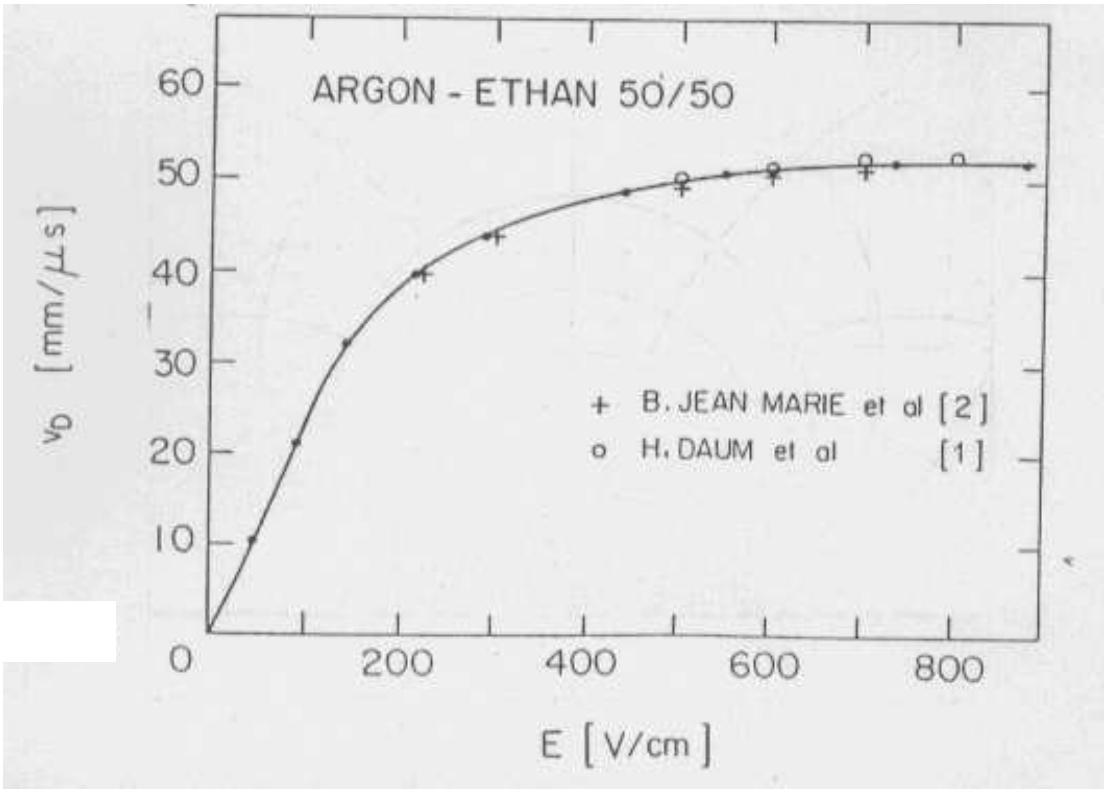
ARGON - ETHAN 50/50
60
50
40
30
20
10
0
200
400
600
800
v_D [mm/μs]
E [V/cm]
+ B. JEAN MARIE et al [2]
o H. DAUM et al [1]

図 3.6: ドリフト速度

3.4 測定項目

測定する特性は以下のようなものである. 電子入射に対するエネルギー分解能およびリニアリティ, 較正のための貫通ミューオン測定, 電子およびミューオン入射によるレスポンスの入射位置依存性のマッピング, シャワー位置測定器の位置分解能, カロリメータ・プリシャワー測定器・シャワー位置測定器を組み合わせた粒子識別性能を測定する.

3.5 測定データ

全 495 ラン測定した. ラン 226 からラン 242 にかけてスリットを 20 mm から 3 mm に狭めた. 表 3.3 に解析で使用したデータをまとめた. 混合ビーム (電子, μ 粒子, π 粒子, 陽子) を inclusive と呼ぶ.

エネルギー依存性 ビームラインにある測定器	運動量	粒子	ラン ナンバー
SSMX, KSMX TEM	1 GeV/c	電子	251, 252, 253, 264, 265 465, 466
SSMX, KSMX TEM	2 GeV/c	電子	243, 256, 257, 258, 266 457, 460
SSMX, KSMX TEM	3 GeV/c	電子	244, 245, 259, 261, 267 463
SSMX, KSMX TEM	4 GeV/c	電子	254, 255, 262, 263 464
位置依存性 ビームラインにある測定器	運動量	粒子	ラン ナンバー
すべて	2 GeV/c	μ 粒子	186, 188, 189, 190, 191, 192, 193, 195, 196
SSMX, KSMX, TEM	2 GeV/c	inclusive	395, 396, 398, 400, 402
x 軸スキャン	2 GeV/c	μ 粒子	143 $\sim$ 153
y 軸スキャン	2 GeV/c	μ 粒子	154 $\sim$ 164
角度依存性	運動量	粒子	ラン ナンバー
0 °	2 GeV/c	電子	407
1 °	2 GeV/c	電子	414
2 °	2 GeV/c	電子	418
3 °	2 GeV/c	電子	420

表 3.3: 測定データ

第4章　解析

カロリメータの位置依存性を調べるために入射粒子の位置の測定が必要である. そのためにまず 4.1 章ではドリフトチェンバーの解析を行なった. 一定のエネルギーを入射させても, 増幅率の違いや波長変換ファイバーのばらつきによりマルチアノードのチャンネル毎にカロリメータからの応答は異なってしまう. 4.2 章では応答の較正について述べる. 4.3 章でカロリメータの応答位置依存性, 4.4 章で電子シャワーの発達, 4.5 章でエネルギー分解能について解析を行なった.

4.1　ドリフトチェンバーの解析

4.1.1　マルチヒット TDC にヒットした数の分布

本実験ではマルチヒット TDC (Lecroy 3377) を用いた. このマルチヒット TDC は最大 16 ヒットまで TDC カウントを記録できる. スリット 3 mm, 運動量 2 GeV/c の inclusive ビーム入射のとき (run00459) の TDC にヒットした数 ($nhitdc$) を図 4.1 に示す.

4.1.2　TDC 分布 と TDC 相関

代表的な TDC 分布を図 4.2 に示す. 本実験ではドリフトチェンバーを 4 つ使用したので, 1 イベントにつき x 方向, y 方向の位置が 4 つづつ測定される. この位置を $x1 \sim x4$, $y1 \sim y4$ として飛跡再構成に用いた. $x1 \sim x4$ を見ていくとビームの下流に位置するチェンバーほど TDC 分布の広がりが見られる. これは一度電磁石で絞られたビームが広がっていく様子を示している. 次に異なる層の同一の軸 (x 軸, y 軸) の TDC 相関を図 4.3 に示す. TDC 相関はセンスワイヤーが逆方向 (正方形の対辺) に設置されているため傾きが負になっている.

4.1.3　直線フィットの方法

4 種類の直線フィットの方法を用いた.

- フィットする際に最低 3 点要求し, すべてのヒットの中で χ^2 がもっとも小さくなるヒットを用いる.
- フィットする際に必ず 4 点要求し, すべてのヒットの中で χ^2 がもっとも小さくなるヒットを用いる.

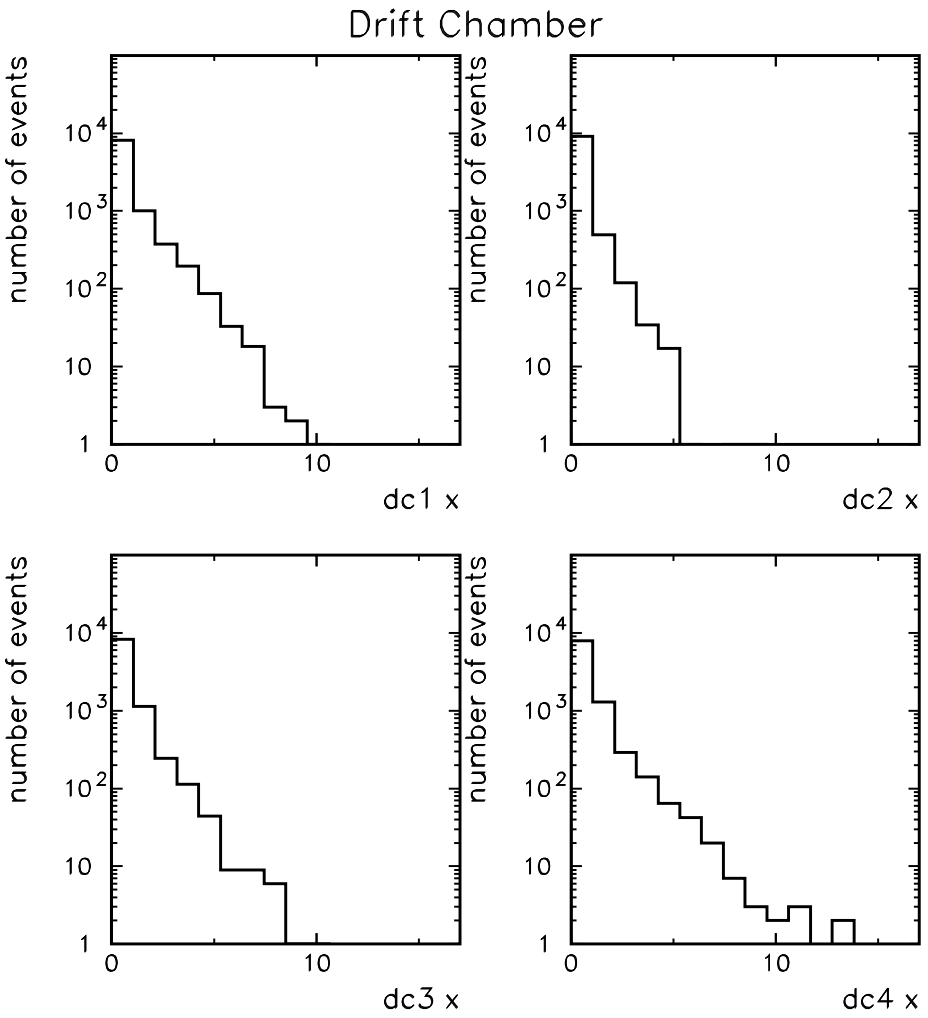

図 4.1: run00459. スリット 3 mm. 運動量 2 GeV/c の inclusive ビーム入射. x 方向. マルチヒット TDC にヒットした数の分布

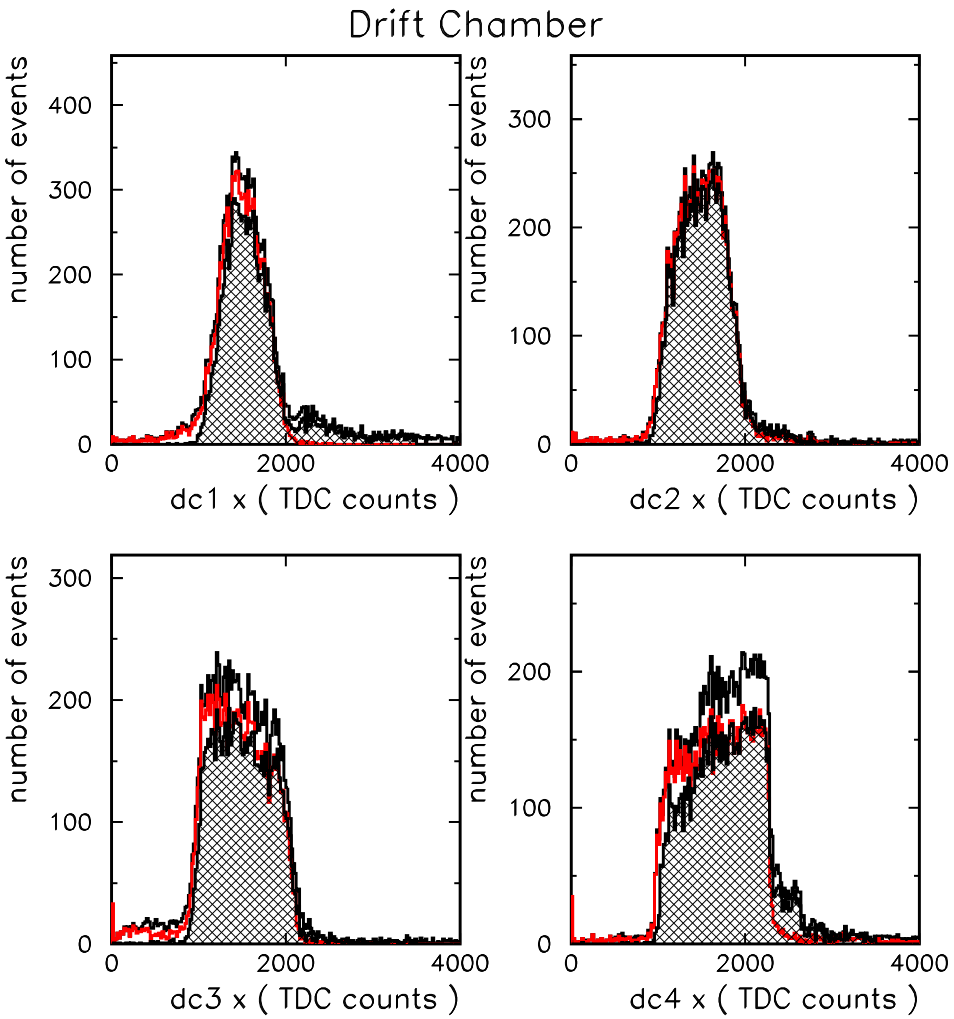

図 4.2: run00459. スリット 3 mm. 運動量 2 GeV/c の inclusive ビーム入射のときの TDC 分布

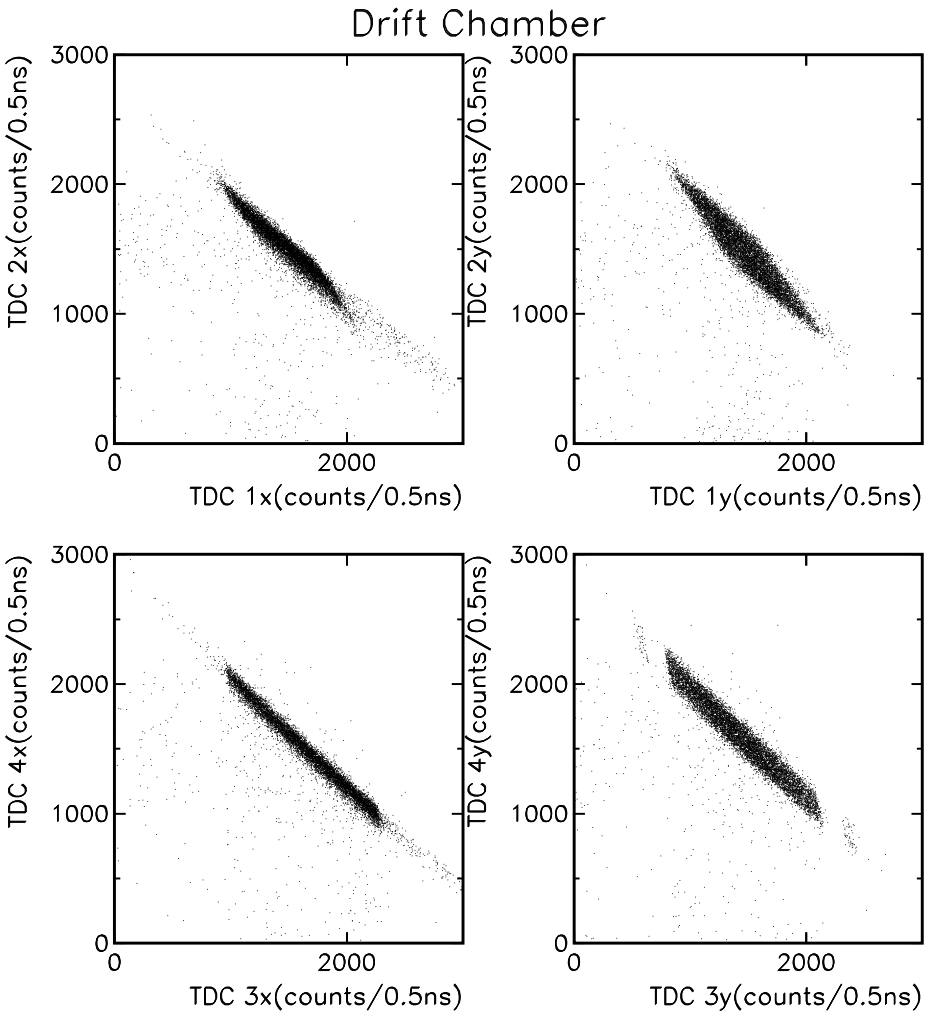

図 4.3: run00459. スリット 3 mm. 運動量 2 GeV/c の inclusive ビーム入射の TDC 相関. TDC 相関はセンスワイヤーが逆方向 (正方形の対辺) に設置されているため傾きが負になっている.

- フィットする際に最低 3 点要求し, ファーストヒットだけを用いる.
- フィットする際に必ず 4 点を要求し, ファーストヒットだけを用いる.

TDC カウントが 3500 カウントより小さいこと, 求められた χ^2 が 10 より小さいことを要求した.

4.1.4 傾きの分布と χ^2 の分布

χ^2 を自由度の数 (nof ; number of freedom) で割った値を求めた. 傾きの分布と χ^2 の分布を図 4.4 に示す. 傾きの分布が 0 を中心として分布するように補正した. 各チェンバーからの座標 $x1 \sim x4$, $y1 \sim y4$ が求まったら, 3 点または 4 点を使って飛跡を再構成する. この時適切でないフィットを行なっているイベントを取り除く必要がある. 次の式を用いて χ^2 を求めた. ここでヒットから求まった座標を r_i, 直線でフィットした後の値を $r_{(z_i)}$, フィットする際の誤差を σ と置いた.

$$\chi^2 = \sum \frac{1}{\sigma^2}(r_i^2 - r_{(z_i)}^2)$$

本実験ではドリフトチェンバーから飛跡を再構成する際, 適切でないフィットを行なっているイベントを取り除くため χ^2 が 10 より小さいイベントを選択した.

4.1.5 較正

4 つのチェンバーの相対的な位置関係を決める. まず 1 イベント毎にチェンバーから求めた 4 点座標の内 3 点を使って直線でフィットする. 例えば $x1$ を抜いた 3 点 $x2$, $x3$, $x4$ でフィットした直線とのずれ (このずれを $dx1$ とする) を求め, この $dx1$ の分布のずれが 0 になるようにチェンバーの位置を補正した. 同様に $dx2$, $dx3$, $dx4$ も計算し 4 つのチェンバーの相対的な位置関係が決定する. ドリフトチェンバーを直線フィットする際, 最低 3 点を要求しマルチヒット TDC へのヒットのなかで χ^2 がもっとも小さくなるヒットを用いて求めた位置の分布を図 4.5 に示す. 4 つ目のチェンバーは最もトリガー (T3) に近い. そのためトリガーの幅 (3cm $\times$ 3 cm) が $x4$ の分布と $y4$ の分布に見られる. $x4$ と $y4$ は 0 を中心として分布するように補正した.

4.1.6 位置分解能

較正を行なったあと直線フィットする際最低 3 点を要求し, マルチヒット TDC のヒットの中で χ^2 がもっとも小さくなるヒットを用いて飛跡再構成した. フィットした直線からのずれを横軸に, イベント数を縦軸にプロットしたのが図 4.6 である. 直線からのずれの分布をガウス分布でフィットした時の標準偏差がドリフトチェンバーの位置分解能に対応する. ドリフトチェンバー 1 層目 x 軸 (dc1x) の位置分解能は 180 μm である.

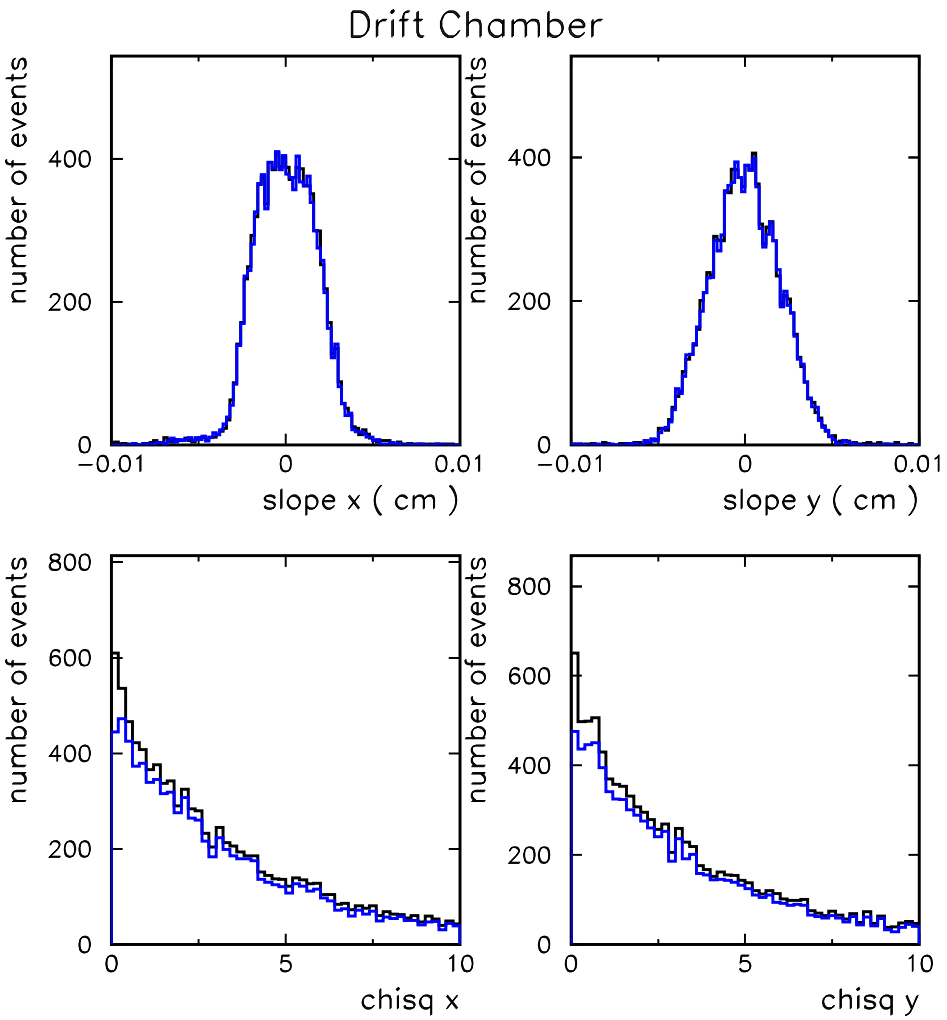

図 4.4: run00459. スリット 3 mm. 運動量 2 GeV/c の inclusive ビーム入射. 傾きの分布と χ^2 の分布. 青 : 直線フィットする際必ず 4 点を用いてフィットすることを要求した場合. 黒 : 直線フィットする際, 最低 3 点を要求した場合

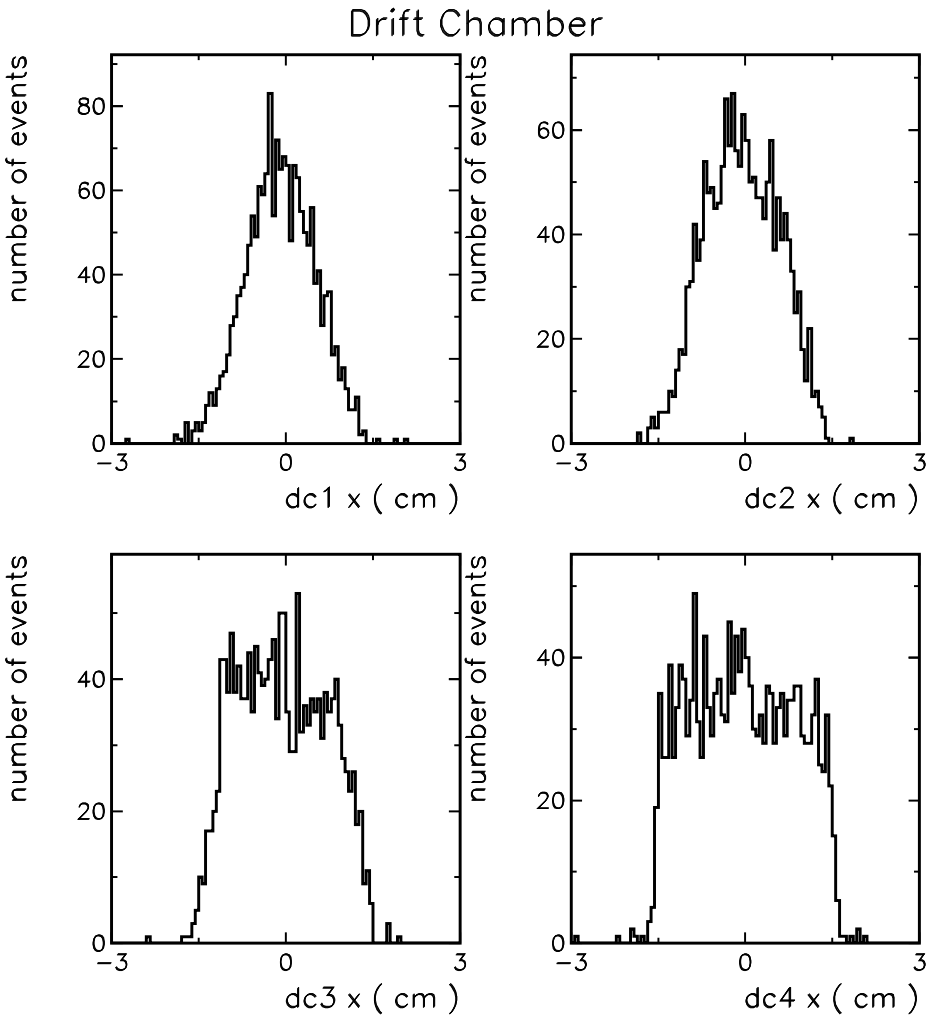

図 4.5: run00459. スリット 3 mm. 運動量 2 GeV/c の inclusive ビーム入射. 直線フィットをする際, 最低 3 点を要求しマルチヒット TDC へのヒットのなかで χ^2 がもっとも小さくなるヒットを用いて求めた位置 分布

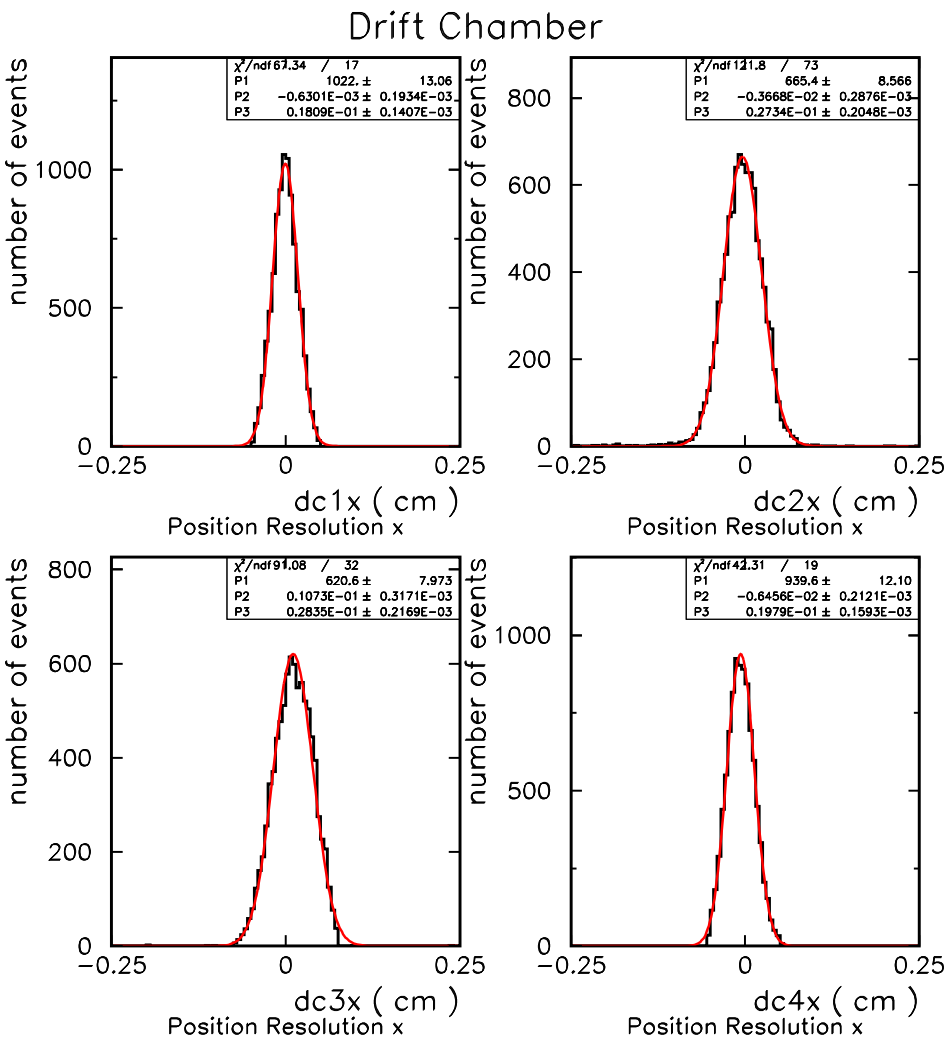

図 4.6: run00459. スリット 3 mm. 運動量 2 GeV/c の inclusive ビーム入射. 直線からのずれの分布

4.1.7 効率

ドリフトチェンバーの効率を次の式で定義した.

$$\text{効率} \ = \ \frac{\text{最低}\,3\,\text{点を要求し直線フィットした時の}\chi^2/nof < 10\,\text{であるイベント}}{\text{ビームトリガーのイベント数}}$$

x 軸について直線フィットした時の効率, y 軸について直線フィットした時の効率, x 軸について直線フィットした時の χ^2/nof, y 軸について直線フィットした時の χ^2/nof がともに 10 より小さいイベントについての効率を調べた. 結果を図 4.7 に示す. 横軸にランナンバー縦軸にそのランでの効率をプロットした. ランナンバーは時間の流れに対応している. スリットを狭めた後のランでは効率が良くなったことがわかる. スリットを狭める前と後のマルチヒット TDC のヒット数の分布, TDC 分布, 傾きの分布と χ^2 の分布を比較した. 比較した結果を図 4.8, 図 4.9 に示す.

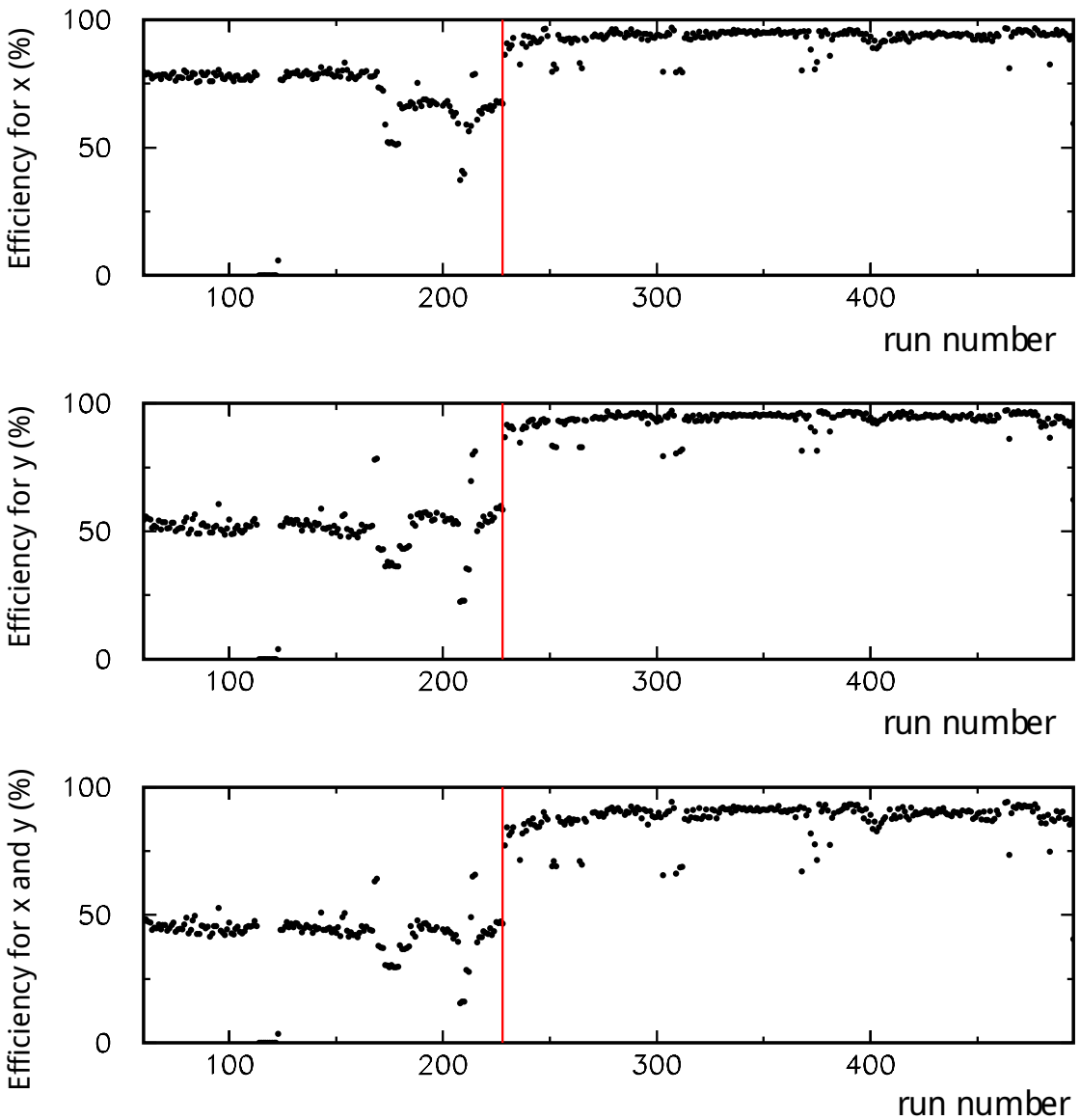

図 4.7: ドリフトチェンバーの効率. 赤線のところのランでスリットの幅を 20 mm から 3 mm へ狭めた. 上段：x 軸について直線フィットした時の効率. 中段：y 軸について直線フィットした時の効率. 下段：x 軸について直線フィットした時の χ^2/nof, y 軸について直線フィットした時の χ^2/nof がともに 10 より小さいイベントについての効率.

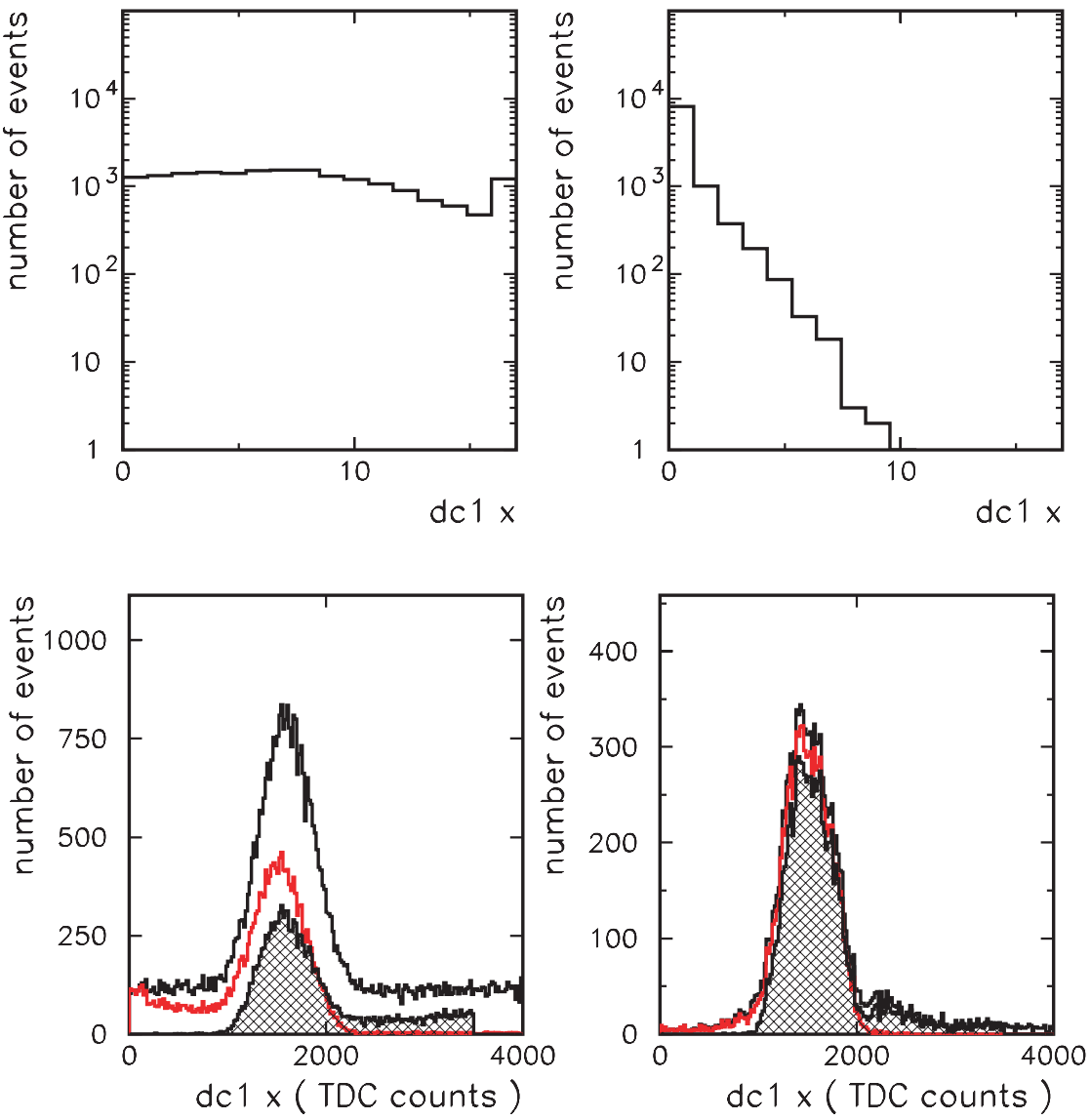

図 4.8: 左：run00186. 運動量 2 GeV/c の μ 粒子入射. スリット 20 mm. 右：run00459. 運動量 2 GeV/c の inclusive ビーム入射. スリット 3 mm. 上段：dc1x のマルチヒット TDC のヒット数の分布, 下段：dc1x の TDC 分布 (黒：マルチヒット TDC のすべてのヒット. 赤：マルチヒット TDC のファーストヒット. 網かけ：フィットに使用したヒット)

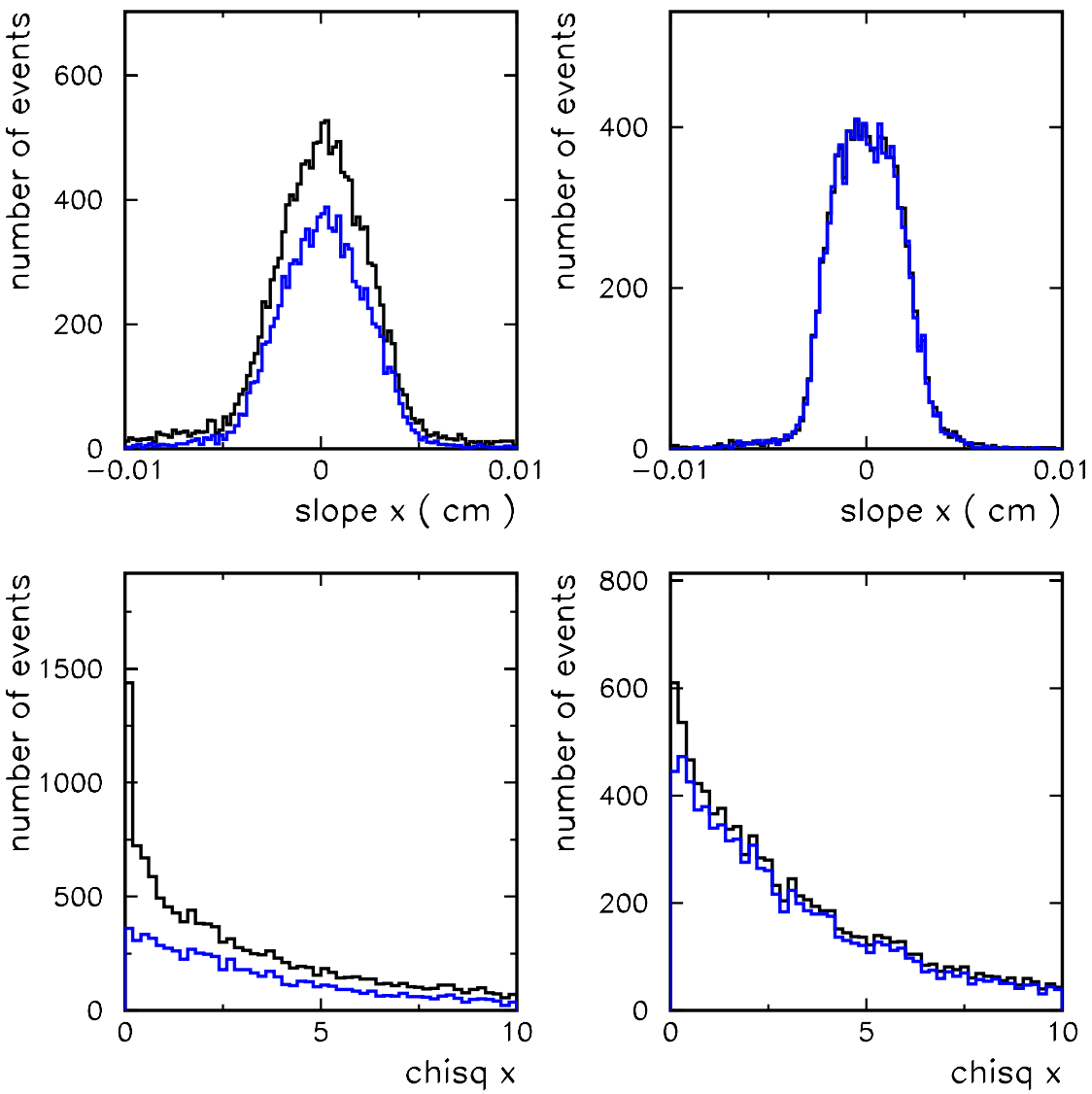

図 4.9: 傾きの分布と χ^2 の分布. 左 : run00186. 運動量 2 GeV/c の μ 粒子入射. スリット 20 mm. 右 : run00459. 運動量 2 GeV/c の inclusive ビーム入射. スリット 3 mm. 青 : 直線フィットする際必ず 4 点を用いてフィットすることを要求した場合. 黒 : 直線フィットする際, 最低 3 点を要求した場合

4.2 カロリメータ応答の較正

4.2.1 較正

カロリーメータからの信号は 16 チャンネルマルチアノード光電子増倍管で読みとっている. 光電子増倍管から出力された信号は ADC (Analog to Digital Converter) によりデジタル化され読み出される. 今回の実験で用いた ADC の変換率は 0.5 (pC / count) であった. 16 チャンネル毎に増幅率が異なること, 波長変換ファイバーにばらつきがあることから一定のエネルギーを入射させてもそれぞれの応答が異なってしまう. 物質中を通過する際にほぼ一定のエネルギーを落す μ 粒子を利用して較正を行なった. ビーム中の μ 粒子の選択を行なった. T1, T3, mu のトリガーカウンターは左右両側から信号を読み出している. T1(L), T1(R), T2, T3(L), T3(R), mu(L), mu(R) のトリガーの典型的な波高分布を図 4.11, 図 4.12 に示す. 入射運動量 2 GeV/c の μ 粒子を入射したラン 186 を用いた. T1(L), T1(R), T2, T3(L), T3(R), mu(L), mu(R) の波高分布をガウス分布でフィットして偏差 σ を求めた. T1(L), T1(R), T2, T3(L), T3(R) の波高分布の平均値から -3 σ, $+5$ σ 以内に分布していること, mu(L), mu(R) の波高分布の平均値から -3 σ, $+3$ σ 以内に分布していることを要求した. 運動量 2 GeV/c の μ 粒子入射のランでの波高分布を図 4.10 に示す. この波高分布をガウス分布でフィットさせたときの平均値を 1 (MIP) という単位として定義をする.

4.2.2 応答の補正

今回のビームテストでは 16 チャンネルマルチアノード光電子増倍管がサチュレーションを起こしていた.[7] 光電面にあてる光量を一定にして, マルチアノードにかける電圧を変えながら ADC を測定すると, ある電圧 V_{sat} まではマルチアノードにかける電圧が増えるにつれて ADC が増加するが, V_{sat} 以上の電圧では ADC が一定に保たれてしまう. ビームテストでは 16 本の光電子増倍管を用いたがその中の 1 本, 製造番号 : ka2418 のチャンネル 10 に対する応答を図 4.13 に示す. 横軸に観測された応答 ADC_{obs}, 縦軸に正しい値 ADC_{crr} に対する ADC_{obs} の比 $(ADC_{crr} - ADC_{obs})/ADC_{crr}$ をとった. 図 4.13 より補正式

$$ADC_{crr} = ADC_{obs} / \left(1 + \frac{-0.0225 \times ADC_{obs} + 4.11}{100}\right)$$

が求まった. $(ADC_{crr} - ADC_{obs})/ADC_{crr} = 0$ になるときの ADC_{obs} は 182.67 (カウント) である. この光電子増倍管 (製造番号 : ka2418) では 182.67 (カウント) 以上の場合, 上式を用いて補正を行なうことになる. 16 本の光電子増倍管それぞれについて傾きと切片を求めたあと, 16 本について傾きと切片の算術平均を求めた. この算術平均の値を用いて次の補正式を求めた.

$$ADC_{crr} = ADC_{obs} / \left(1 + \frac{-0.02342 \times ADC_{obs} + 3.425}{100}\right)$$

波高 ADC_{obs} が 146.24 (カウント) 以上の場合はこの式を用いて補正を行なう.

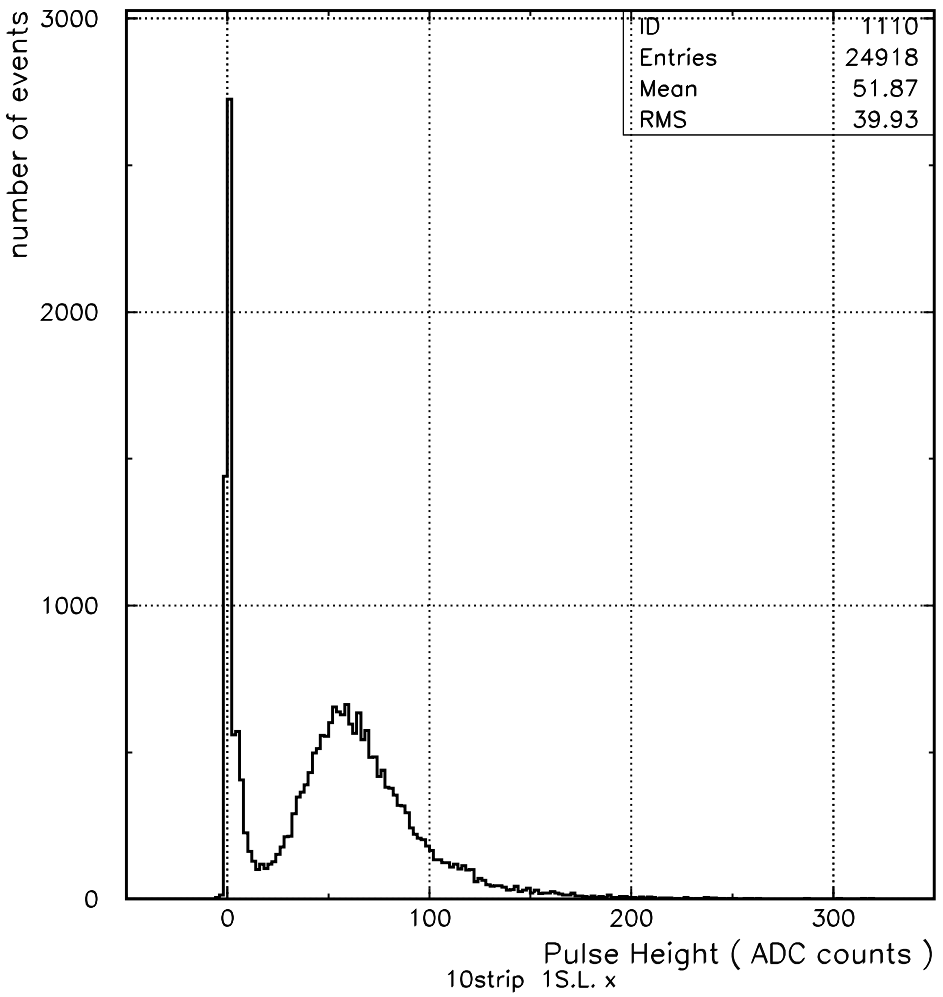

図 4.10: 運動量 2 GeV/c の μ 粒子入射したときの波高分布. x 軸 1 スーパーレイヤー 10 番ストリップ.

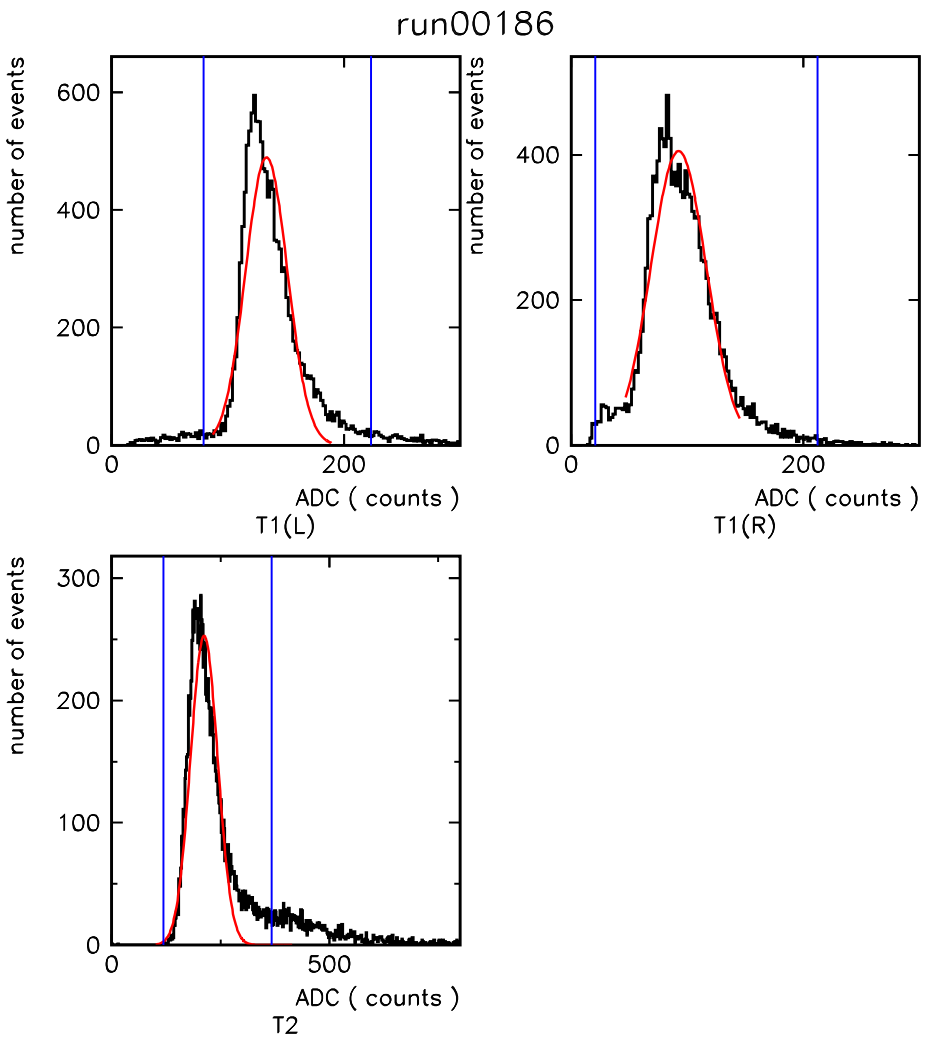

図 4.11: run00186. 運動量 2 GeV/c の μ 粒子入射. 赤 ; T1(L), T1(R), T2 の波高分布をガウス分布でフィット. 青 ; 平均値から $-3\ \sigma$, $+\ 5\ \sigma$ 離れた値.

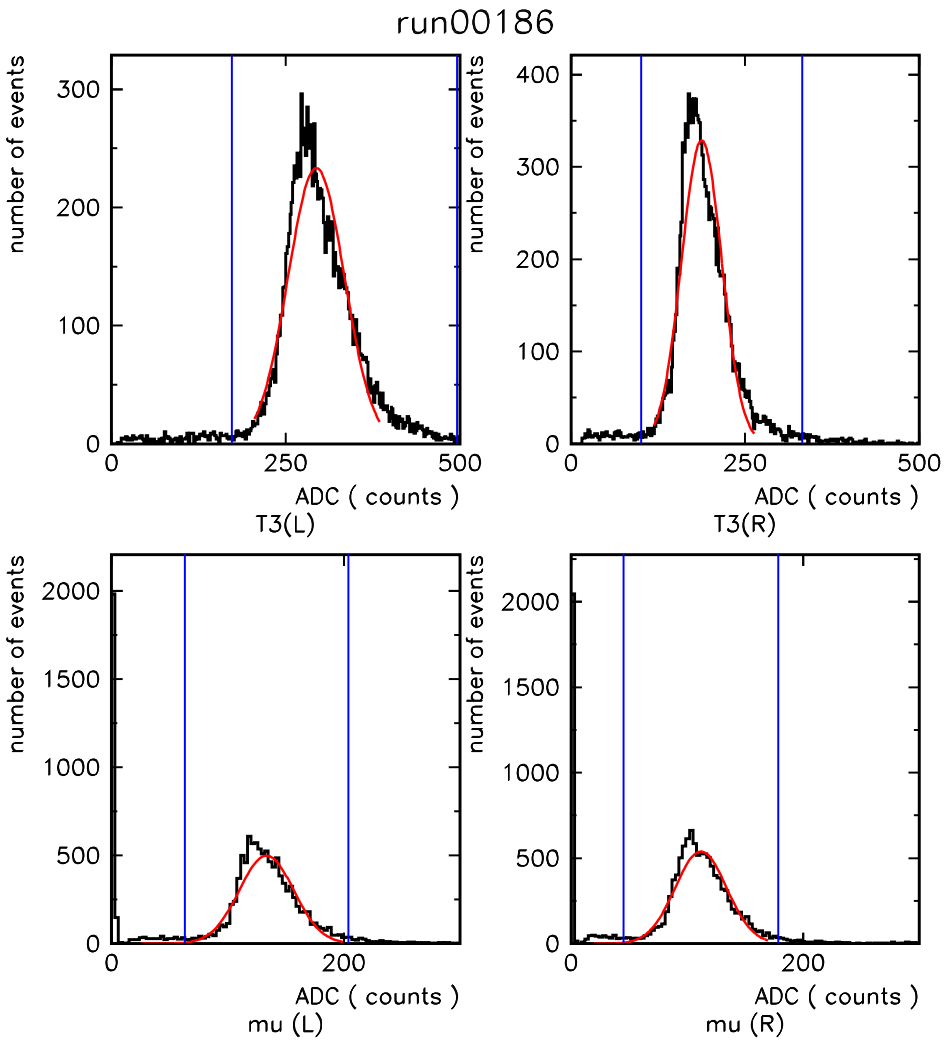

図 4.12: run00186. 運動量 2 GeV/c の μ 粒子入射. 赤 ; T3(L), T3(R), mu(L), mu(R) の波高分布をガウス分布でフィット. 青 ; T3(L), T3(R) については平均値から $-3\ \sigma$, $+\ 5\ \sigma$ 離れた値. mu(L), mu(R) については平均値から $-3\ \sigma$, $+\ 3\ \sigma$ 離れた値.

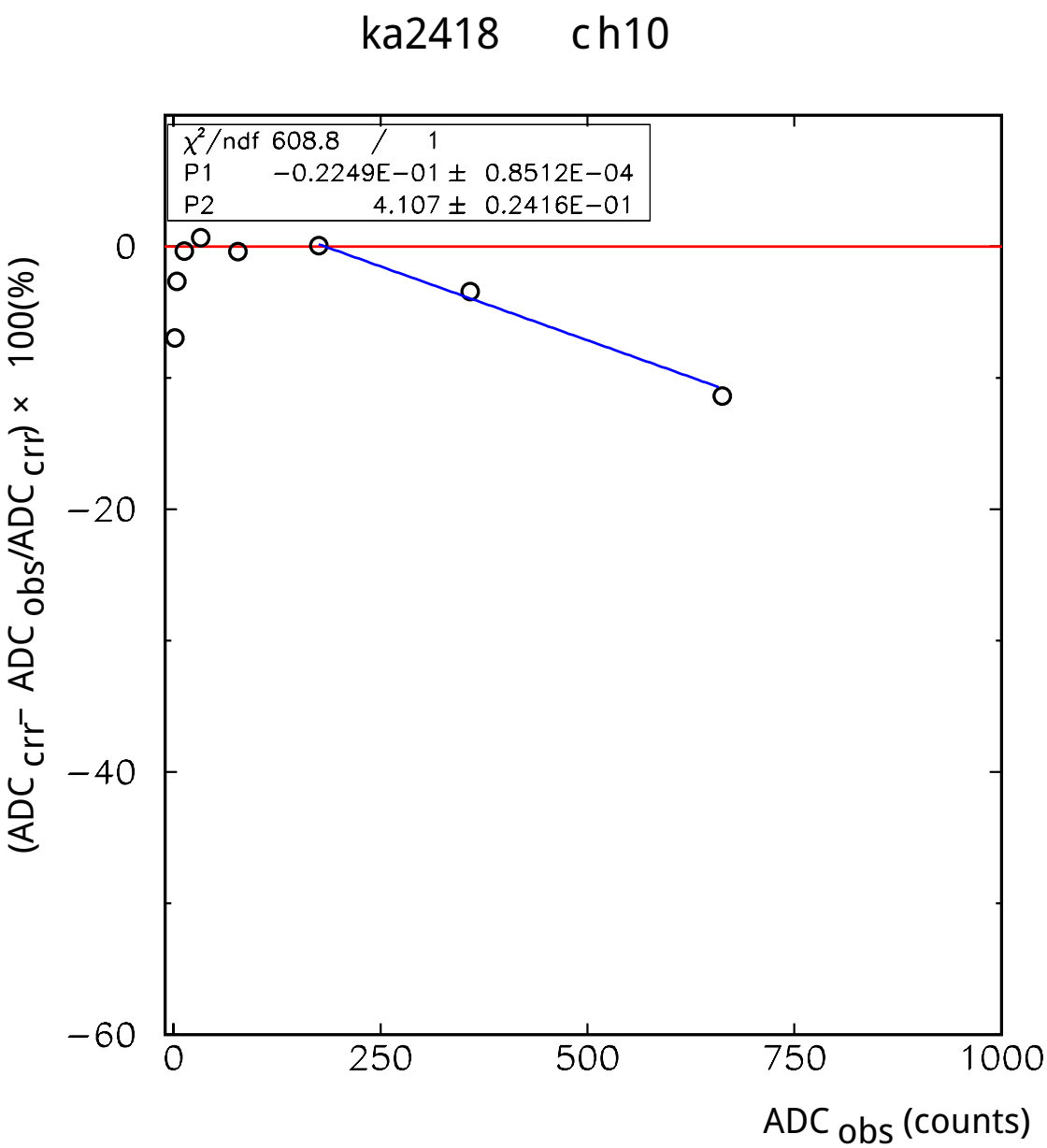
ka2418 ch10
χ²/ndf 608.8 / 1
P1 −0.2249E−01 ± 0.8512E−04
P2 4.107 ± 0.2416E−01
0
−20
−40
−60
0
250
500
750
1000
(ADC crr− ADC obs/ADC crr) × 100(%)
ADC obs (counts)

図 4.13: 応答の補正

4.3 カロリメータの応答位置依存性

4.3.1 位置依存性

カロリメータの応答位置依存性は, 幅 1 cm のシンチレータを 0.5 mm 間隔で分割し, その範囲を通過した粒子の光量を測定することにより調べた. 入射運動量 2 GeV/c の inclusive ビームを入射したラン 395, 396, 398, 400, 402 (全 41275 イベント) を使用した. ビームラインに設置してある測定器はシャワーマックス (KSMX, SSMX), カロリメータ (TEM) である. ドリフトチェンバーで直線フィットを行なう際, 最低 3 点のヒットを要求し, T1(L), T1(R), T2, T3(L), T3(R) の波高分布の平均値から $-3\ \sigma$, $+\ 5\ \sigma$ 以内に分布していることを要求した. 典型的な例として -0.175 cm ~ -0.125 cm, -0.125 cm ~ -0.075 cm, -0.075 cm ~ -0.025 cm, -0.025 cm ~ 0.025 cm のきざみに入射したときのカロリメータからの応答の度数分布を図 4.14 に示す. この度数分布の算術平均を図 4.15 にプロットした. 第 1 スーパーレイヤーからのカロリメータの応答の位置依存性を図 4.15 に示す. 第 1 スーパーレイヤーからのカロリメータの応答は波長変換ファイバー近傍で高くなり, ファイバーのある位置で下がり, ストリップ型シンチレータの端にいくにつれて低くなっている. x 軸, 10 番ストリップの応答一様性を 第 1 スーパーレイヤーから第 6 スーパーレイヤーまでそれぞれプロットした. その結果を図 4.16 に示す. 後ろのスーパーレイヤーにいくにつれて応答が下がっている.

4.3.2 1 枚のストリップ型シンチレータに対する応答一様性

1 枚のストリップ型シンチレータについて 1 cm 幅方向の応答一様性を調べた. シンチレータの中央から -0.25 mm $\sim +0.25$ mm, の間にあるきざみに入射したときの応答の分布を図 4.17 に示す. ファイバーがある位置での応答を除外した. 1 cm 幅方向の応答のばらつきは約 3.5 % である. 1 枚のストリップ型シンチレータについて長さ 20 cm 方向の応答一様性を調べた. 長さ 20 cm のシンチレータを 1 cm 間隔で分割し, その範囲を通過した粒子の光量を測定することにより調べた. 位置依存性を図 4.18 に示す. y 軸原点から -8.0 cm, $+8.0$ cm の間に入射したときの応答の分布を図 4.19 に示す. ペデスタル ADC_{pd} の自乗平均 rms_{pd} 求め, 第 1 スーパーレイヤーの 10 番ストリップを調べる場合, ドリフトチェンバーにより求めたビームの入射位置が 10 番ストリップの幅 (1 cm) にはいっていること, 第 2 スーパーレイヤーの 10 番ストリップに信号があること ($ADC > 5rms_{pd}$), 第 2 スーパーレイヤーの 9 番と 11 番ストリップに信号がないこと ($ADC < 20rms_{pd}$) を要求した. 20 cm 幅方向の応答のばらつきは約 3.7 % である.

4.3.3 π 粒子のシャワー, 多重散乱の影響に対する位置依存性

ビームが通過する物質量が増えると多重散乱の起こる確率が高くなる. ビームラインにすべての測定器が並んでいる場合について調べた. 入射運動量 2 GeV/c の μ 粒子を入射したラン 186, 187, 188, 190, 191, 192, 193, 195, 196 を使用した. 結果を図 4.20 に示す. 半値幅が ストリップ幅の 1 cm より大きい原因は 2 つ考えられる. 第一には μ 粒子のトリガーの中に π 粒子が混ざっていて, それがシャワーをおこしたため, 第二には多重散乱

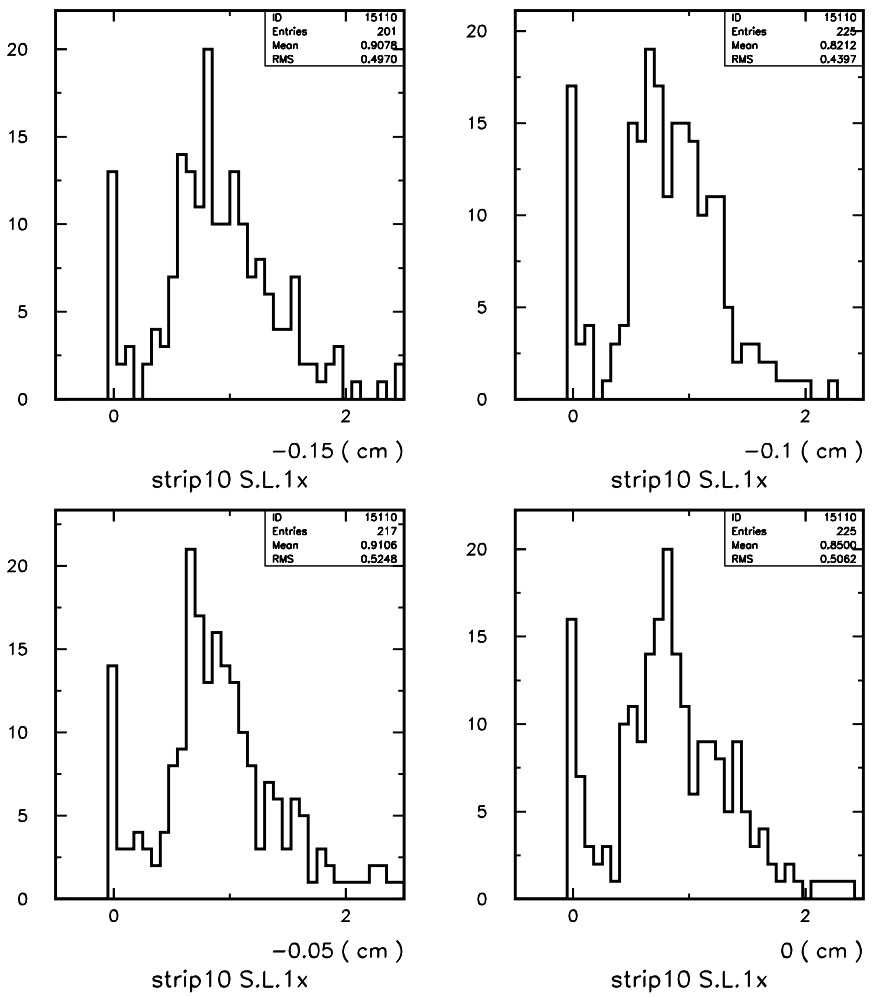

図 4.14: x 軸, 第 1 スーパーレイヤー, 10 ストリップのシンチレータ. 分割内にビームが入射したときの応答

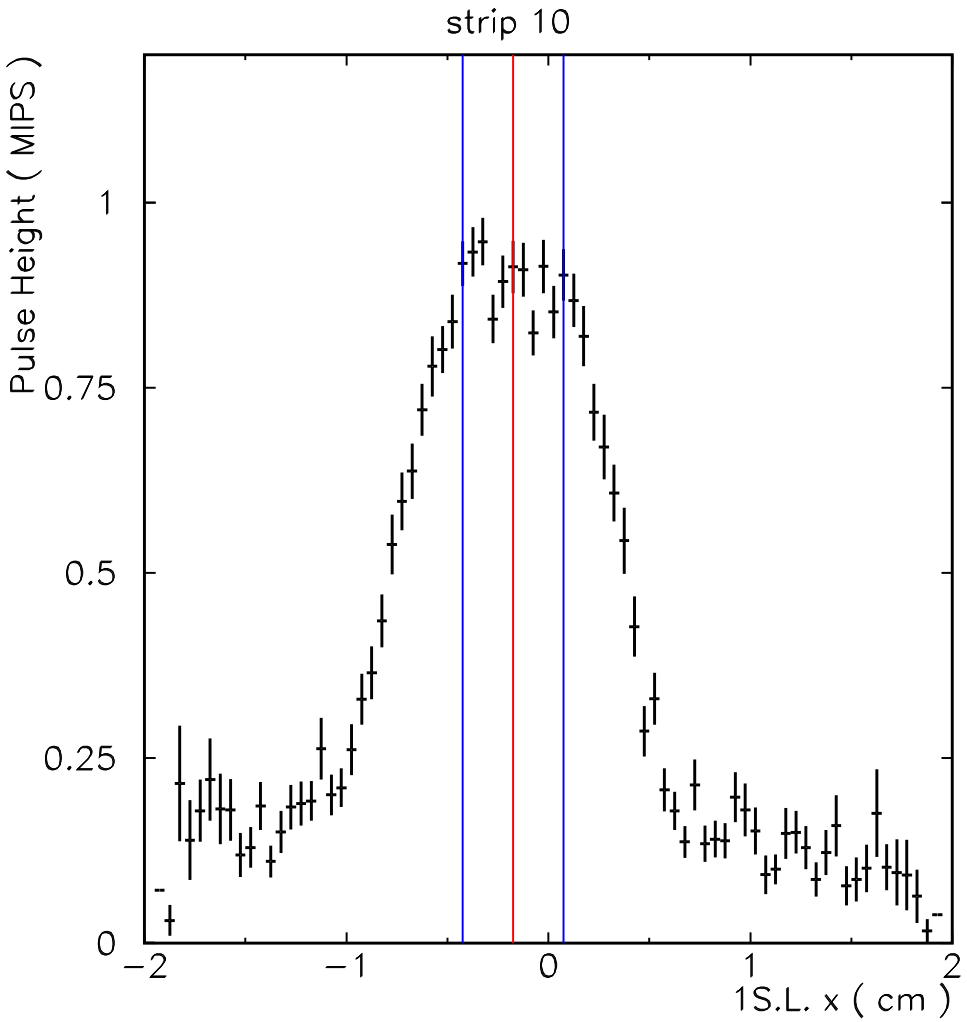

図 4.15: x 軸, 第 1 スーパーレイヤー, 10 ストリップのシンチレータからの応答の位置依存性. 赤線 : ストリップの中央の位置. 青線 : ストリップの中央から -0.25 mm, $+0.25$ mm. 応答が一様である範囲.

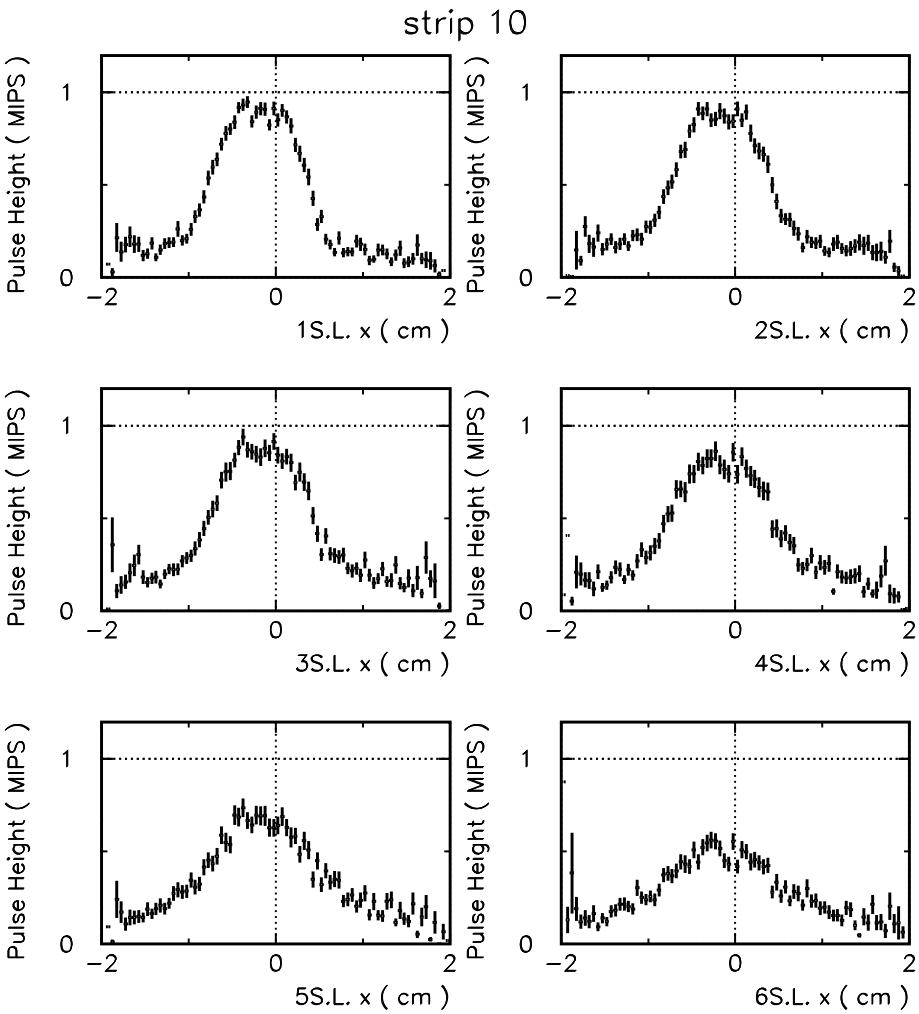

図 4.16: 第 1 スーパーレイヤーから第 6 スーパーレイヤーのシンチレータの応答の位置依存性

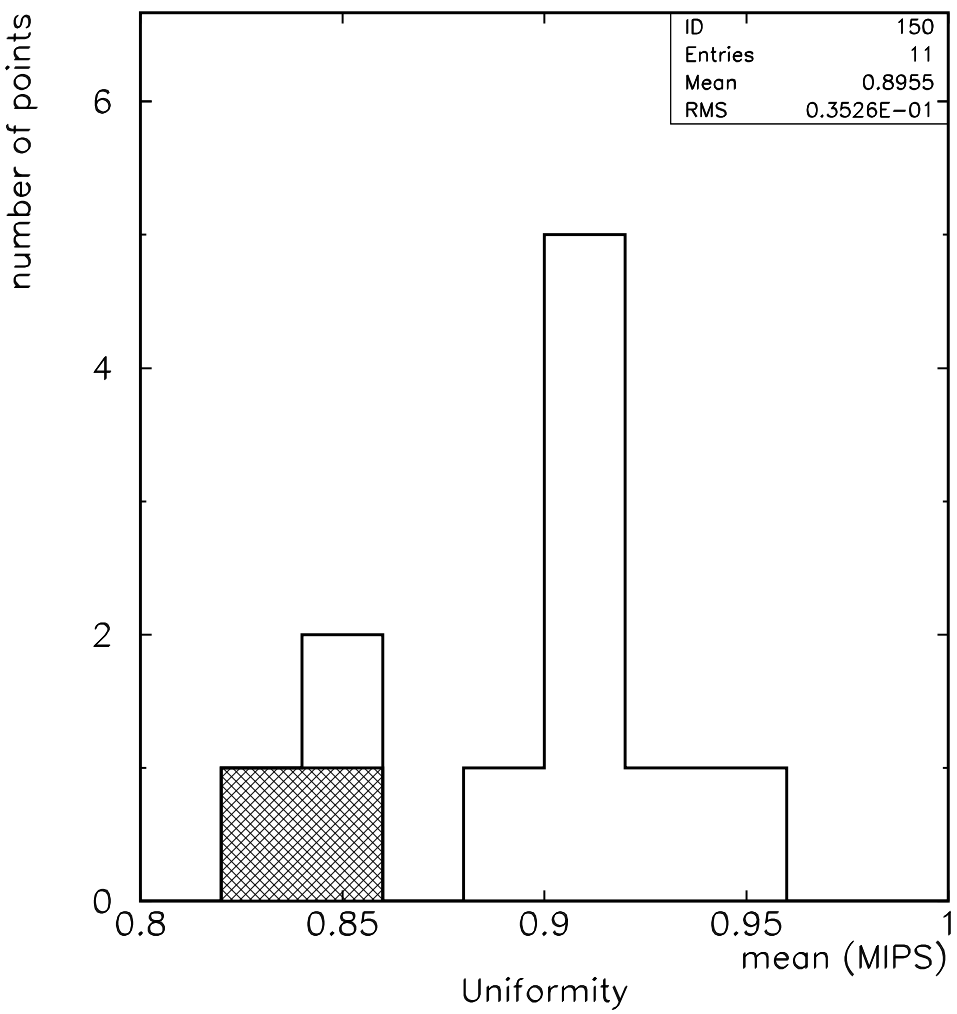

図 4.17: x 軸, 第 1 スーパーレイヤー, 10 ストリップのシンチレータ. -0.25 mm $\sim +0.25$ mm の間に入射したときの算術平均の分布. 網かけ : ファイバーがある位置 (2 ヶ所) での応答

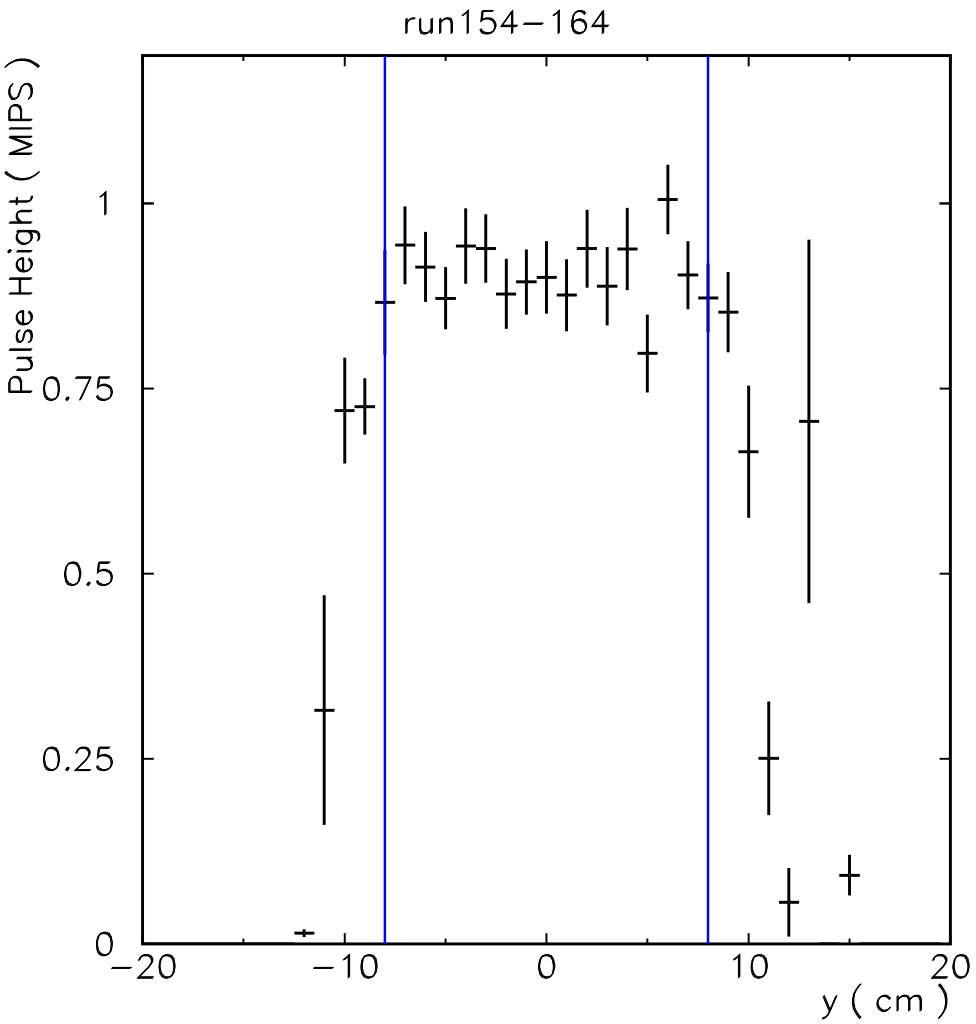

図 4.18: x 軸, 第 1 スーパーレイヤー, 10 ストリップのシンチレータ. y 軸スキャンをしたときの応答の位置依存性. -8.0 cm $\sim$ $+8.0$ cm の間に入射したときの算術平均の分布.

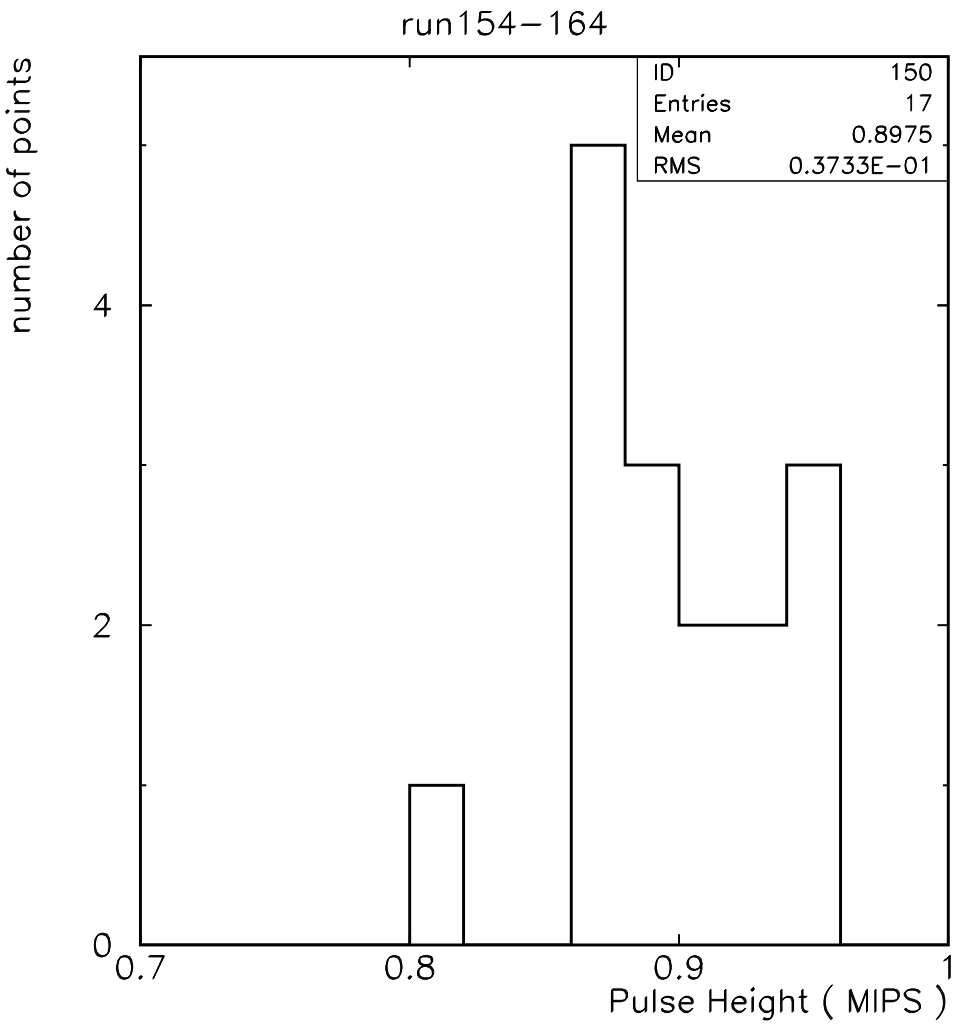

図 4.19: x 軸, 第 1 スーパーレイヤー, 10 ストリップのシンチレータ. y 軸原点から -8.0 cm, $+8.0$ cm の間に入射したときの応答のばらつき.

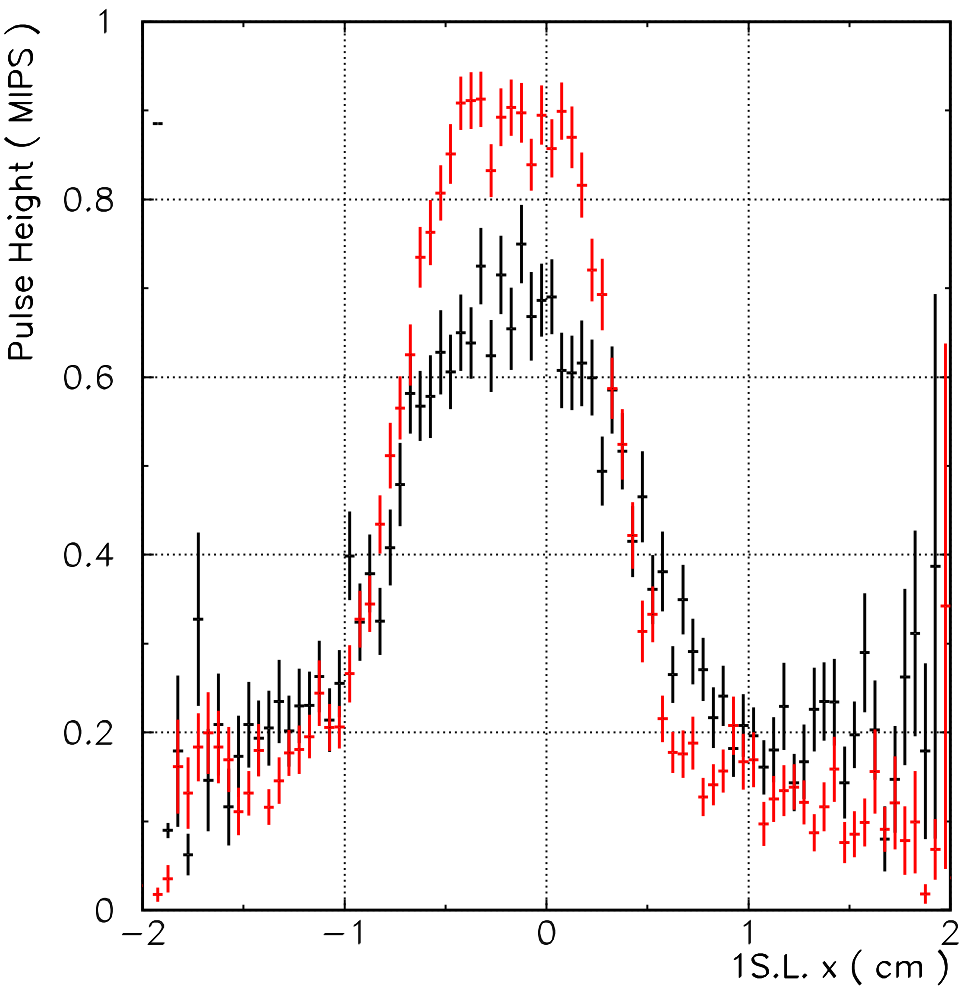

図 4.20: x 軸, 第 1 スーパーレイヤー, 10 ストリップのシンチレータからの応答の位置依存性. 黒 : TEM の前にすべての測定器が並んでいる場合. 赤 :TEM の前に KSMX, SSMX が並んでいる場合.

の影響だと考えられる. π 粒子のシャワーと多重散乱の影響を取り除いて, 応答の位置依存性について調べた. ペデスタル ADC_{pd} の自乗平均 rms_{pd} 求め, 第 1 スーパーレイヤーの 10 番ストリップを調べる場合, ドリフトチェンバーにより求めたビームの入射位置が 10 番ストリップの幅にはいっていること, 第 2 スーパーレイヤーの 10 番ストリップに信号があること ($ADC > 5rms_{pd}$), 第 2 スーパーレイヤーの 9 番と 11 番ストリップに信号がないこと ($ADC < 20rms_{pd}$) を要求した. これらの波高分布を図 4.21 に示す. 上記の条件で位置依存性を調べた結果を図 4.22 に示す. π 粒子のシャワーや多重散乱の影響を除去すると分布の半値幅とシンチレータの幅 1 cm が一致する様子が見られた.

4.3.4 多重散乱による角度偏向

ドリフトチェンバーと TEM の間には T3, PRSH, KSMX, SSMX, NEM, がビームラインに設置してある. これらの物質による角度偏向と TEM 表面での変位を表 4.1 にまとめる. TEM 表面での変位の全体 dy_{all} を次の式から求めた.

$$dy_{all} = \sqrt{(dy^2)_{T3} + (dy^2)_{PRSH} + (dy^2)_{KSMX} + (dy^2)_{SSMX} + (dy^2)_{NEM}}$$

多重散乱の影響を計算するとドリフトチェンバーの後ろからカロリメータの前面までの間で 1.11 cm の広がりが生じることがわかった. そのため応答の位置依存性のプロットで半値幅がシンチレータの幅より広く見積もられてしまう.

名称	物質	厚さ (cm)	角度偏向 θ_0	変位 dy (cm)
T3	Scint.	1	0.000517	0.055741
PRSH	Scint.	0.6	0.000235	0.007633
PRSH	Pb	2.4	0.020585	0.669006
KSMX	Scint.	2	0.001507	0.036932
SSMX	Scint.	1	0.000517	0.011634
NEM	Scint.	1	0.000517	0.010083
NEM	Pb	4	0.045106	0.879573

表 4.1: 多重散乱による角度偏向

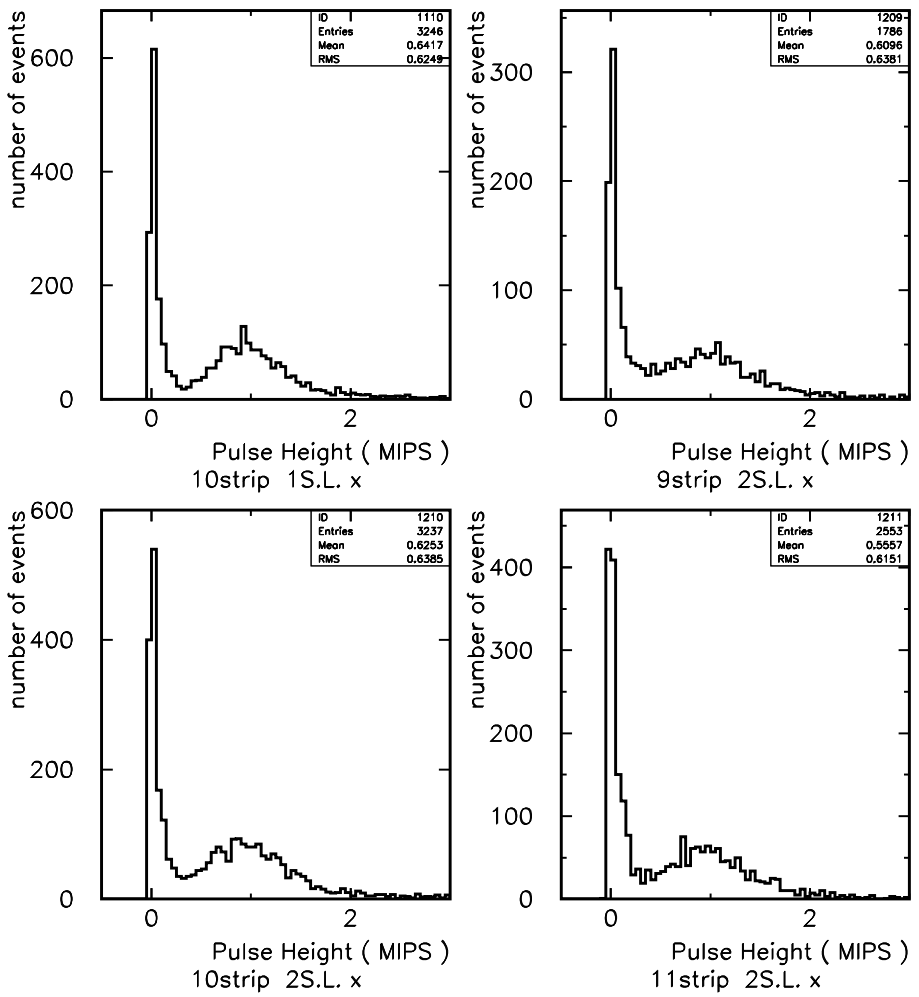

図 4.21: x 軸 第 1 スーパーレイヤーの 10 番ストリップとそのまわりのストリップの波高分布

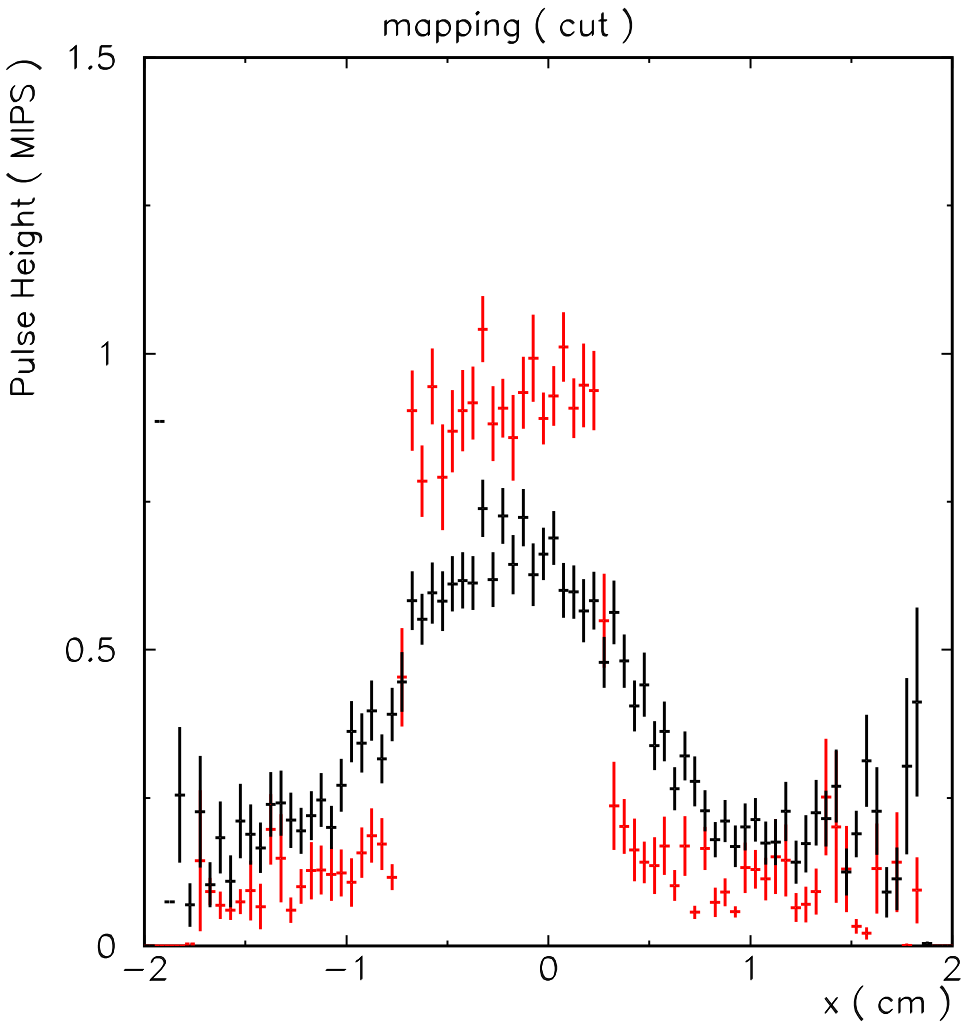

図 4.22: 赤 ; シャワーと多重散乱の影響を取り除いた位置依存性. 黒 ; シャワーと多重散乱の影響を取り除く前の位置依存性.

4.4 電子シャワーの発達

4.4.1 奥行き方向のシャワー発達

入射運動量 $1 \sim 4$ GeV/c の電子を入射したときの奥行き方向のシャワー発達について調べた. 代表として入射運動量 4 GeV/c の電子を入射したときの波高分布を図 4.23 に示す. このとき T1(L), T1(R), T2, T3(L), T3(R) の応答がガウス分布の平均値から -3σ, $+5\sigma$ 以内に分布していることを条件とした. 第 1 スーパーレイヤーから第 6 スーパーレイヤーまでそれぞれ平均波高を求めた. 横軸にスーパーレイヤーの中央の値 (単位 : X_0) を, 縦軸に波高平均をプロットした結果を図 4.24 に示す. 第 1 スーパーレイヤーの表面を横軸の原点とした. 電磁シャワーの発達は次の式で記述されることが知られている.

$$f_{(z)} \;=\; A\, z^{\alpha}\, e^{-\beta z}$$

過去の経験式より $\alpha = 1.2 + 0.69\,\ln(E)$, $\beta = 0.47 + 0.014\,\ln(E)$ であることが知られている. 経験式から求めた値を初期値として代入してフィットした. ここで E はエネルギーであり単位は (GeV) である. 奥行き方向のシャワー発達が $f(z) = A\, z^{\alpha}\, e^{-\beta z}$ の式で記述できることが確かめられた. フィットした結果を次に示す.

$$1\,\mathrm{GeV}/c \;:\; f(z) = 10.1\, z^{1.14}\, e^{-0.369 z}$$

$$2\,\mathrm{GeV}/c \;:\; f(z) = 13.1\, z^{1.59}\, e^{-0.407 z}$$

$$3\,\mathrm{GeV}/c \;:\; f(z) = 15.7\, z^{1.72}\, e^{-0.404 z}$$

$$4\,\mathrm{GeV}/c \;:\; f(z) = 16.0\, z^{1.92}\, e^{-0.415 z}$$

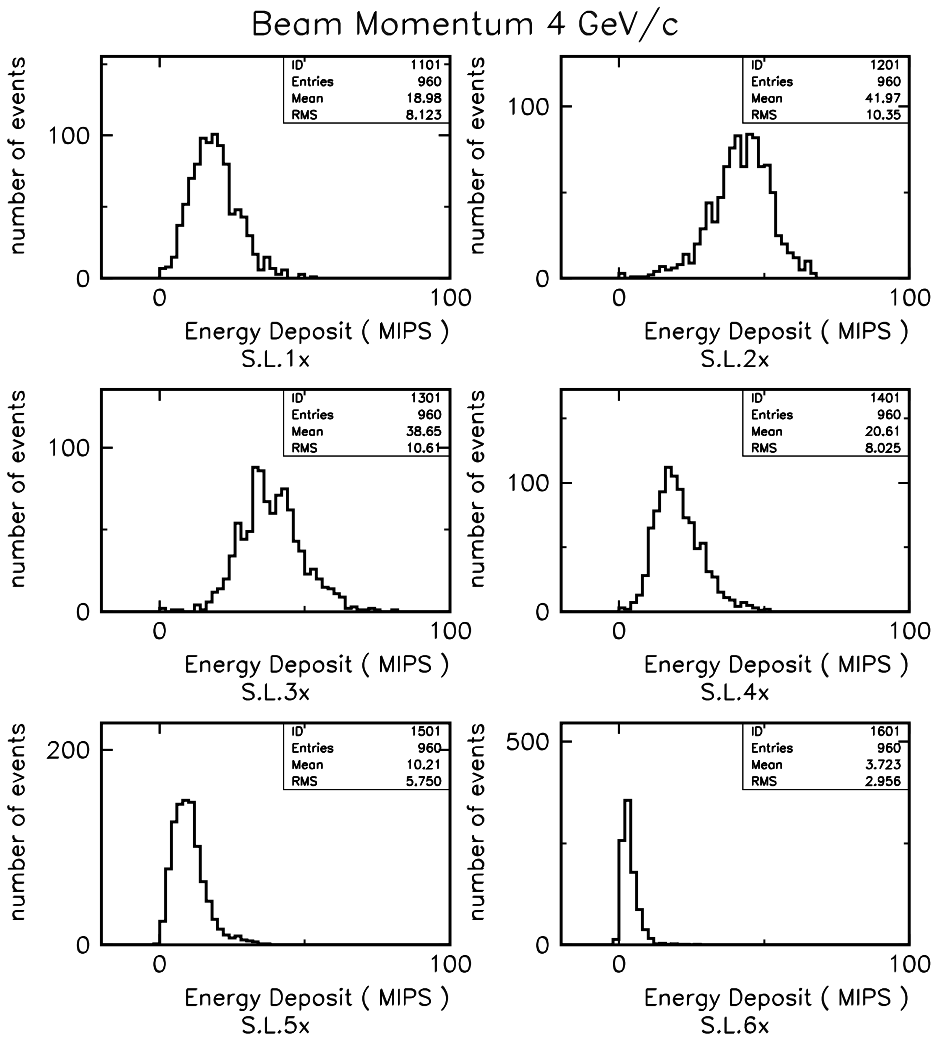

図 4.23: run00464. 入射運動量 4 GeV/c の電子を入射したときの波高分布

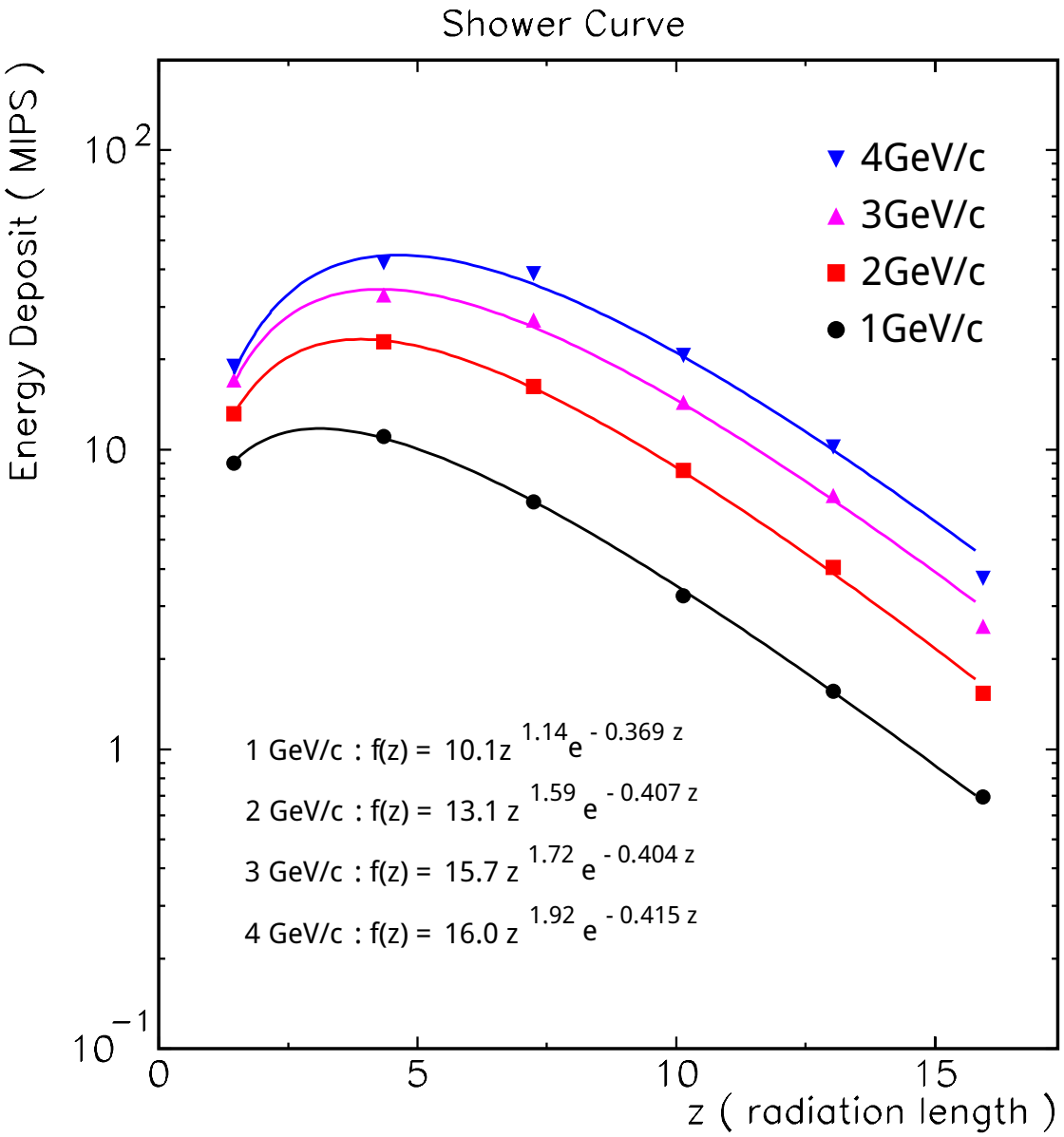

図 4.24: run00465(1 GeV/c), run00460(2 GeV/c), run00463(3 GeV/c), run00464(4 GeV/c) を使用した. 奥行き方向のシャワー発達

4.4.2 横方向のシャワー重心

運動量 $1 \sim 4$ GeV/c の電子を入射したときのシャワーの位置分解能について調べた. このとき T1(L), T1(R), T2, T3(L), T3(R) の応答がガウス分布の平均値から -3σ, $+5\sigma$ 以内に分布していることを条件とした. まず横方向のシャワー重心とドリフトチェンバーにより求められたビーム入射位置の相関について調べた. カロリメータからの応答を較正して波高 (MIP) を求め, あるスーパーレイヤーの中で何番目のシンチレータの波高が最大値をとるかを調べた. 典型的なイベントでのシャワーの広がりの様子を図 4.25 に表す. 波高が最大値をとる n 番目のシンチレータを中心として 7 枚のシンチレータを用いて重心 x_{shower} を求めた.

$$x_{shower} = \frac{\sum_{i=n-3}^{n+3}(i \text{ 番目シンチレータの波高}) \times (i \text{ 番目シンチレータの中央の位置})}{\sum_{i=n-3}^{n+3}(i \text{ 番目シンチレータの波高})}$$

4 GeV/c の電子入射についての重心 x_{shower} とドリフトチェンバーにより求めたビーム入射位置 x_{dc} との相関とそのそれぞれの分布を図 4.26, 図 4.27 に示す. 重心 x_{shower} とドリフトチェンバーにより求めたビーム入射位置 x_{dc} のずれ $dx = x_{shower} - x_{dc}$ を図 4.28 に示す. ずれ dx の分布をガウス分布でフィットして偏差を求めた. ドリフトチェンバーによる入射位置の誤差はカロリメータを用いて求めたものよりも充分小さいので, この偏差がカロリメータの位置分解能となる. $1 \sim 4$ GeV/c の電子入射について偏差を比較したときの結果を図 4.29 に示す. 第 1 スーパーレイヤーから第 4 スーパーレイヤーまでの重心を用いて直線でフィットしてその傾きを求めた. 第 5, 6 スーパーレイヤーのずれ dx の分布をみると広がり過ぎていて分解能が悪いので直線でフィットするときに用いなかった. 直線でフィットするときに誤差はずれ dx の分布をガウス分布でフィットたときの偏差の値を用いた. 4 GeV/c の電子入射についての重心から求めたシャワーの傾きの分布を図 4.30 に示す. $1 \sim 4$ GeV/c の電子入射について傾きの偏差を比較したときの結果を図 4.31 に示す. エネルギーをあげるにつれて位置分解能, 角度分解能が良くなることがわかった.

4.4.3 シャワーの角度依存性

カロリメータ全体をビームの入射方向に対して 0° から 3° 動かして電子を入射させたときのシャワーの角度分解能について調べた. 入射運動量 2 GeV/c の電子を入射したランを使用した. 重心から求めた傾きの分布を 0° から 3° 動かしたときの電子入射について比較したときの結果を図 4.32 に示す. 傾きの分布をガウス分布でフィットして平均値を求めた. この平均値 (rad) の単位を ($^\circ$) に変換してカロリメータを動かした角度との相関を図 4.33 に示した. 1 次関数でフィットさせたときの傾きが 1 より小さい. つまりカロリメータから求められる角度はビーム入射角度より小さく見積もられるという結果になった.

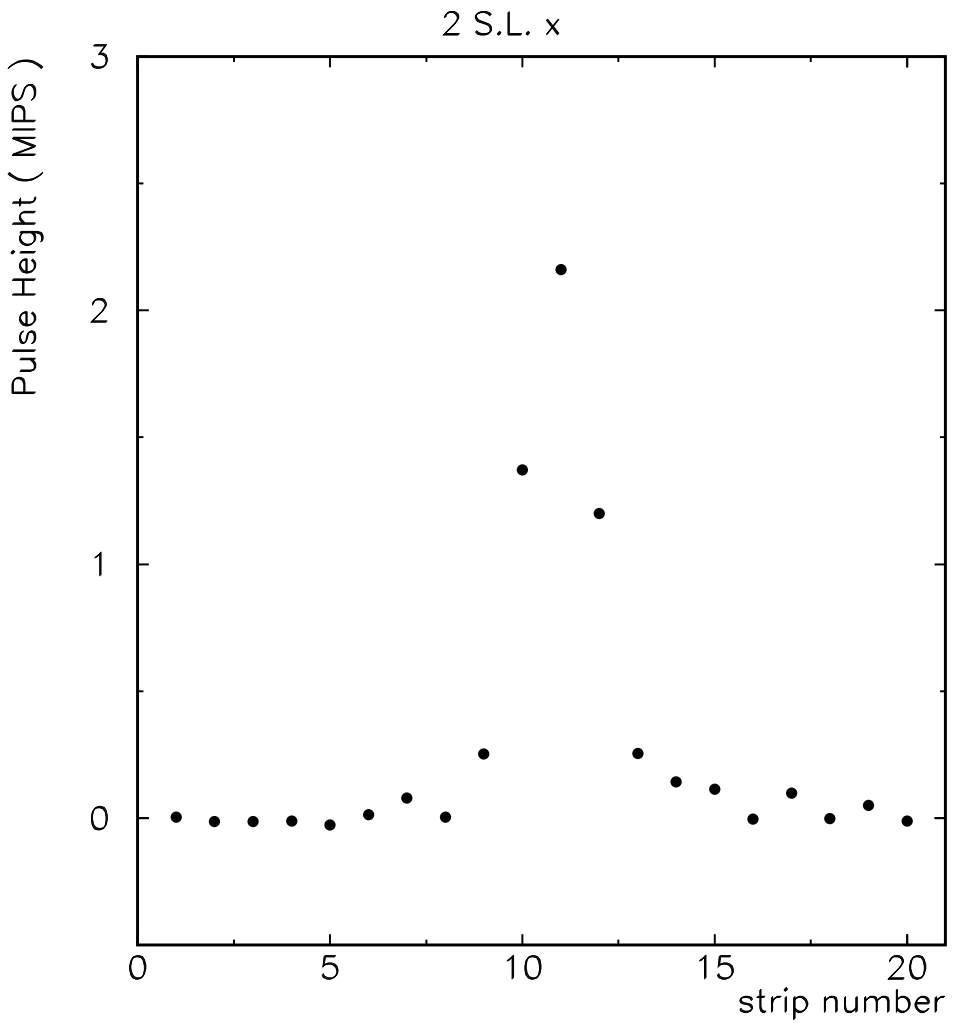

図 4.25: run00465. 入射運動量 1 GeV/c の電子を入射したときの 1 イベントの横方向シャワーの広がりの様子. x 軸, 2 スーパーレイヤー

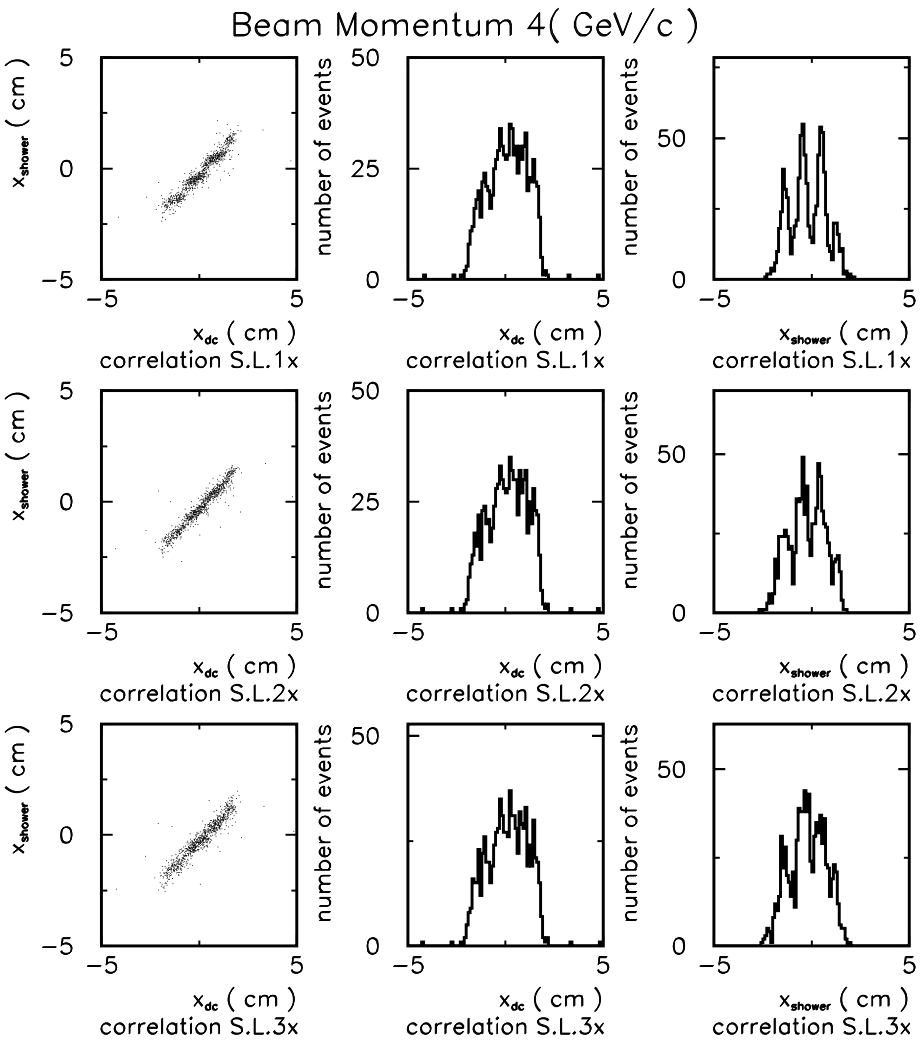

図 4.26: run00464. 入射運動量 4 GeV/c の電子を入射. 重心とドリフトチェンバーにより求めたビーム入射位置との相関. $1 \sim 3$ スーパーレイヤーについて.

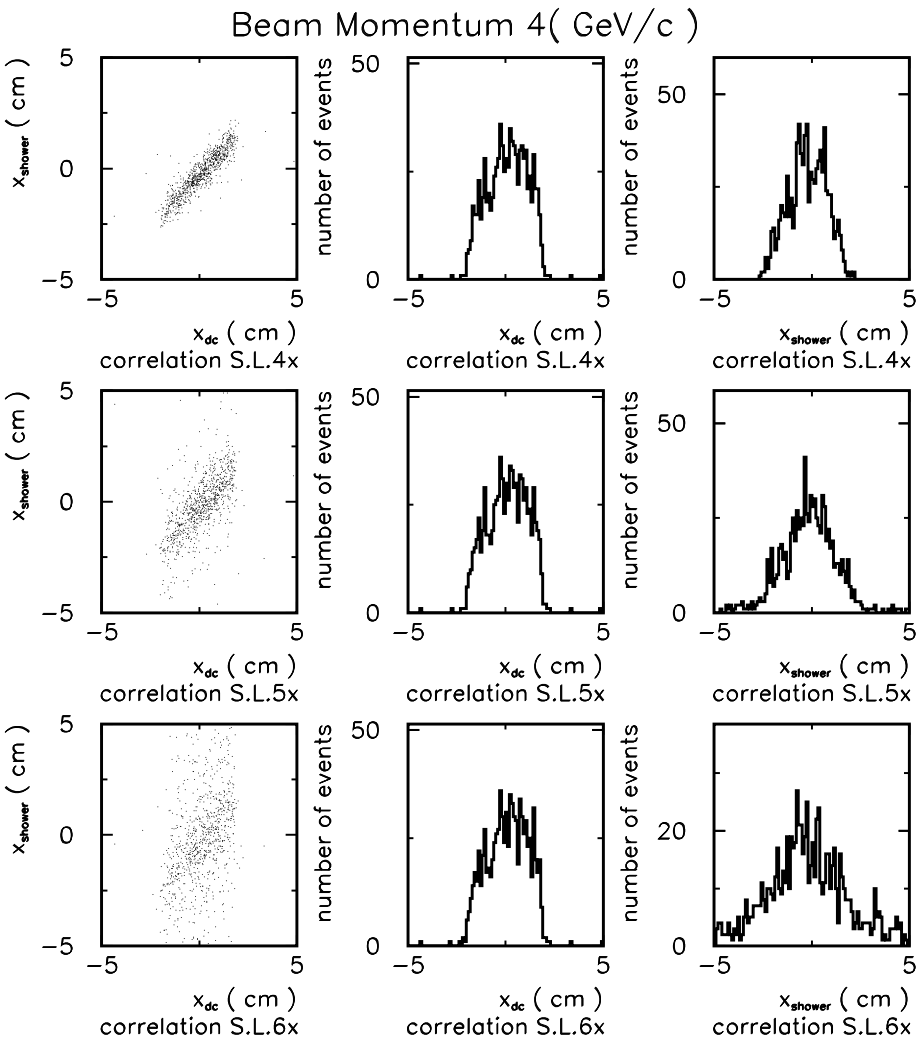

図 4.27: run00464. 入射運動量 4 GeV/c の電子を入射. 重心とドリフトチェンバーにより求めたビーム入射位置との相関. 4 $\sim$ 6 スーパーレイヤーについて.

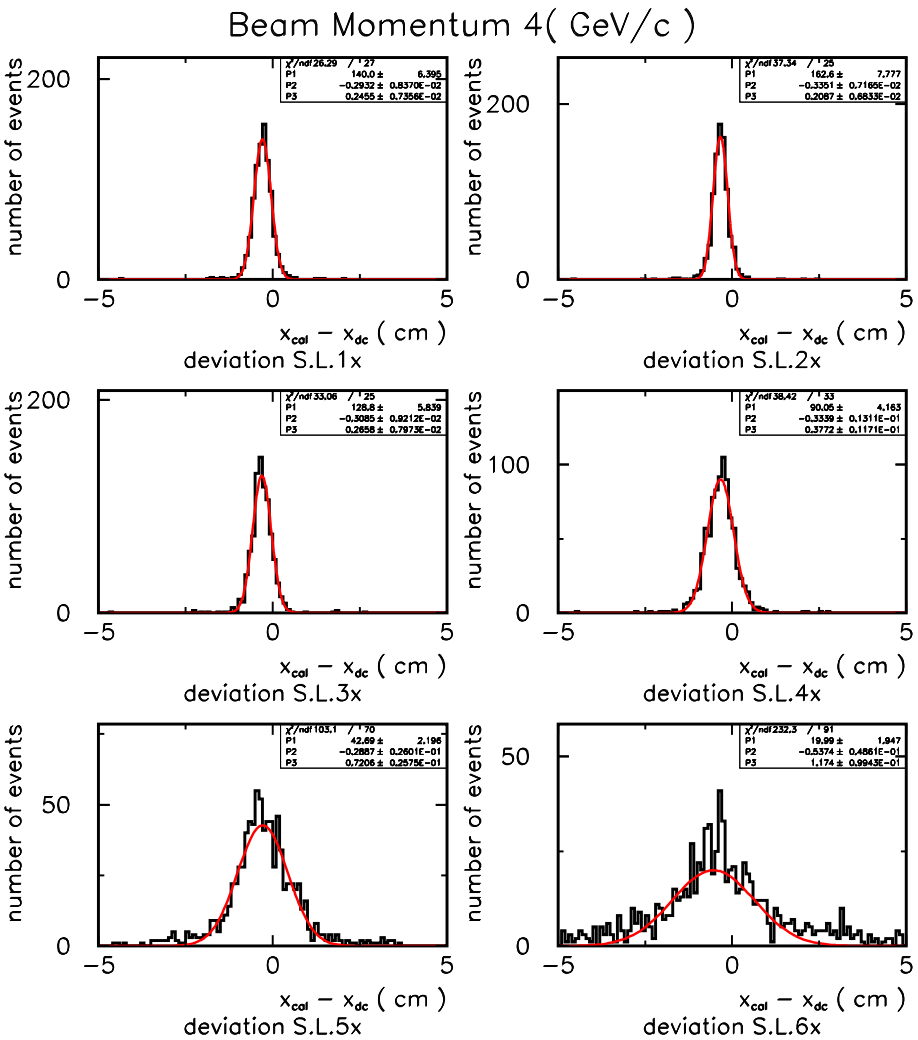

図 4.28: run00255. 入射運動量 4 GeV/c の電子を入射. 重心とドリフトチェンバーにより求めたビーム入射位置とのずれの分布

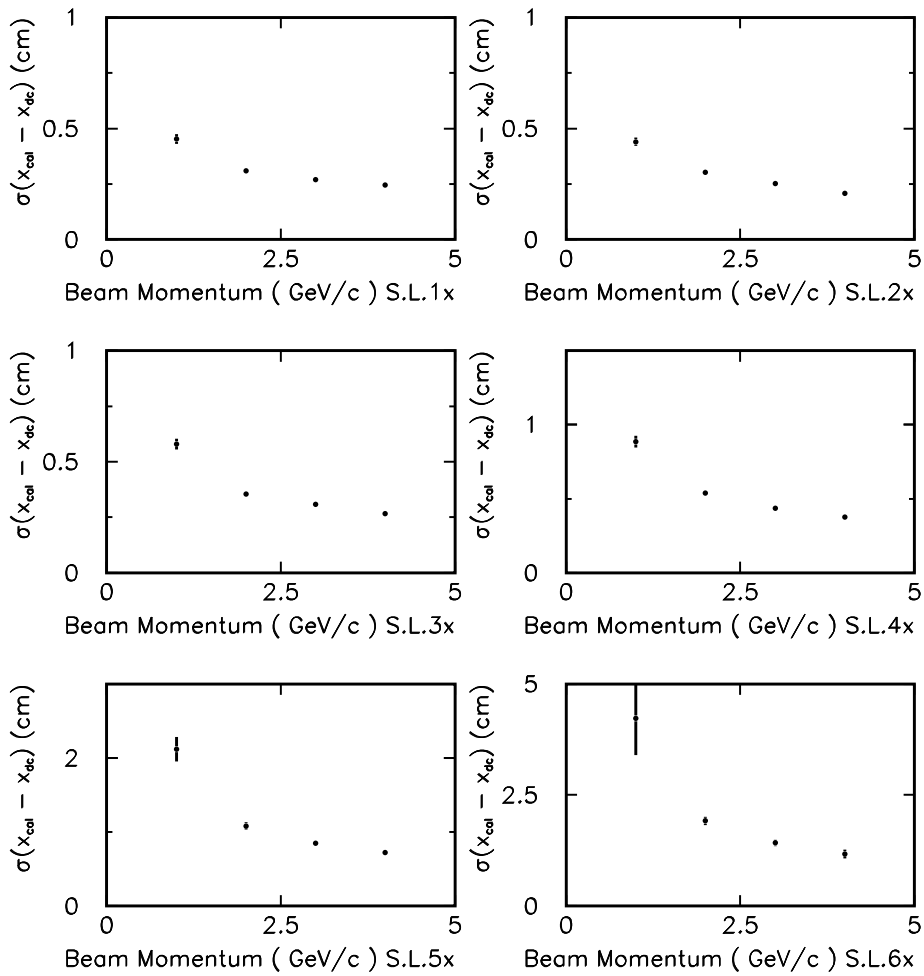

図 4.29: run00465, run00460, run00463, run00464. 入射運動量 $1 \sim 4$ GeV/c の電子を入射. カロリメータの位置分解能

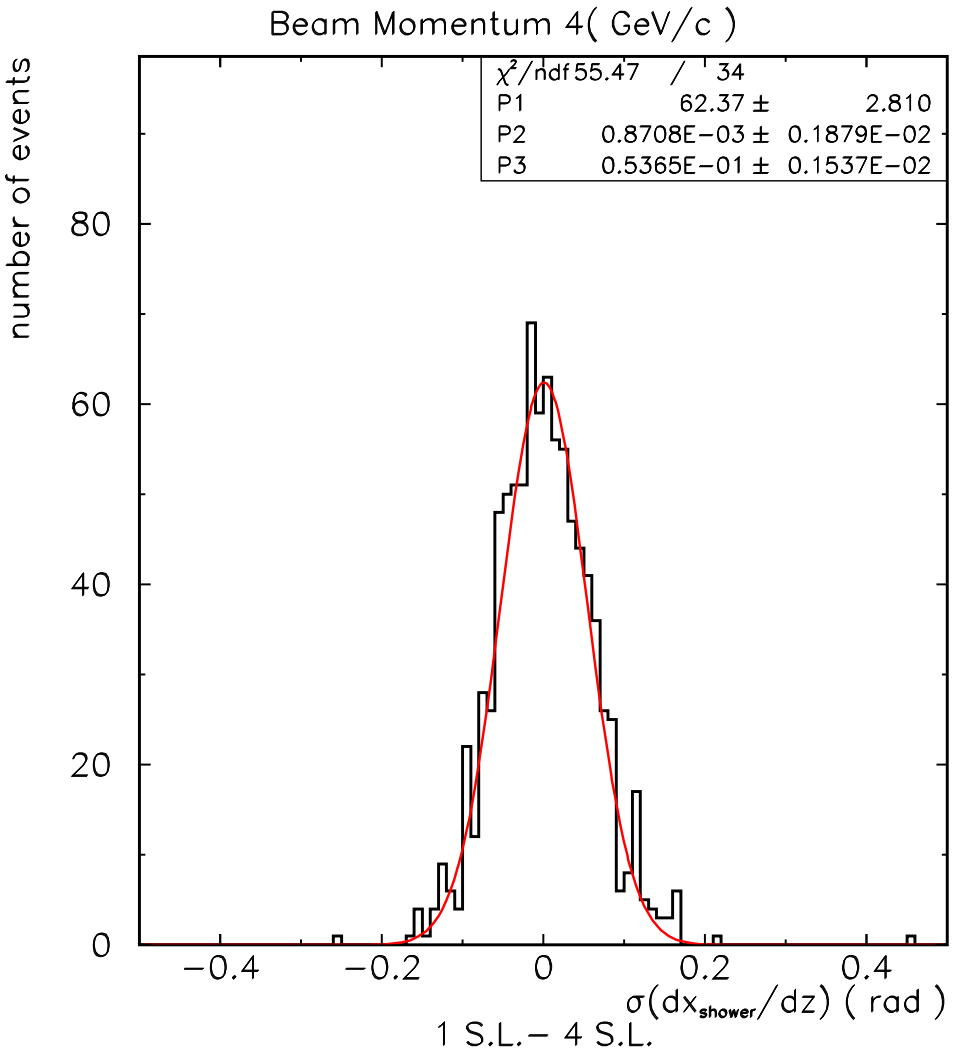

図 4.30: run00464. 入射運動量 4 GeV/c の電子を入射. 重心から求めた傾きの分布

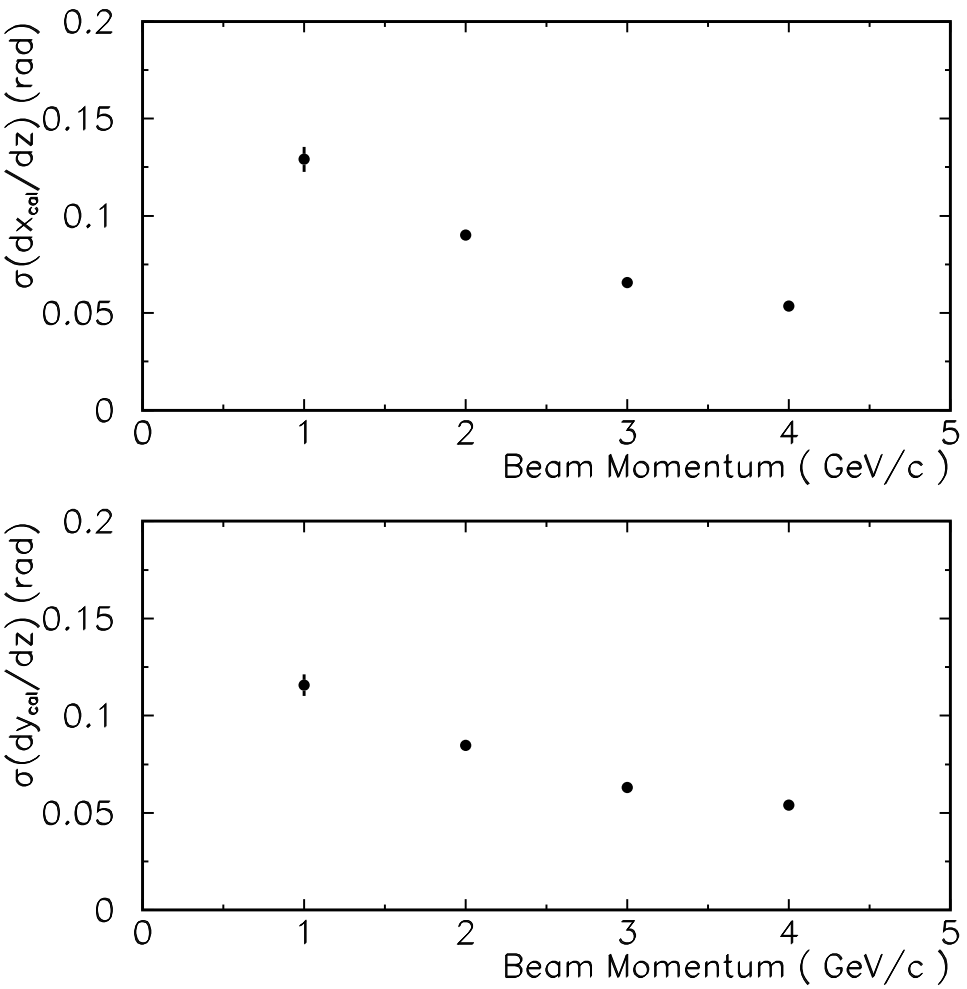

図 4.31: run00465, run00460, run00463, run00464. 入射運動量 $1 \sim 4$ GeV/c の電子を入射. カロリメータの角度分解能

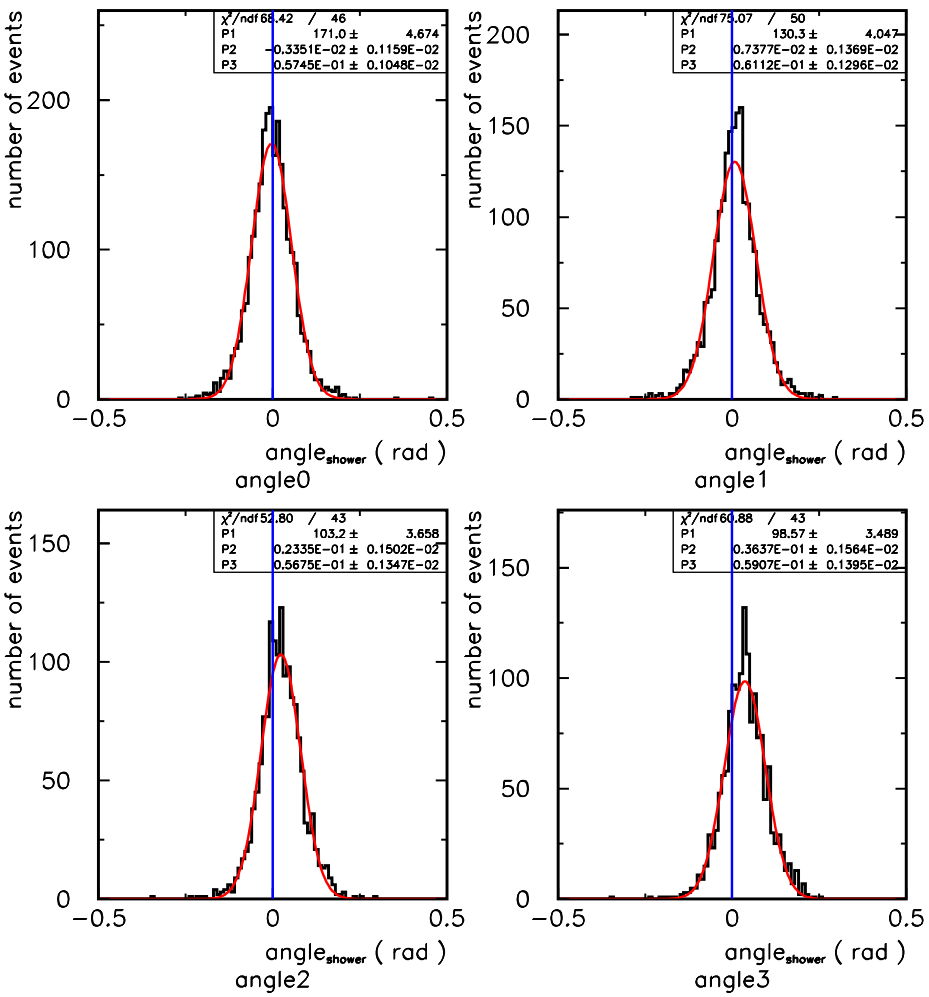

図 4.32: run00407, run00414, run00418, run00420. 入射運動量 2 GeV/c の電子を入射. 入射角度を変化させたときのシャワーの傾きの分布

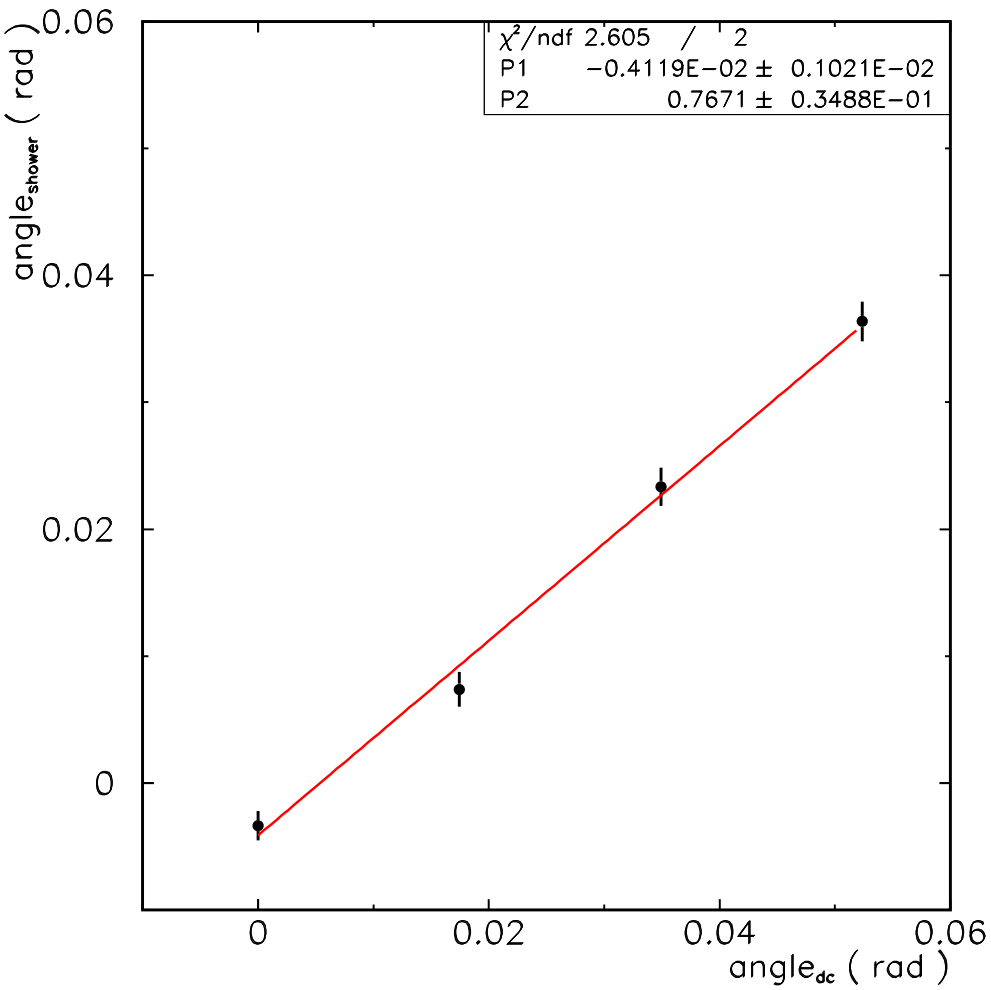

図 4.33: run00407, run00414, run00418, run00420. 入射運動量 2 GeV/c の電子を入射. 実際に動かした角度とシャワーの角度の相関

4.5 エネルギー分解能

運動量 $1 \sim 4$ GeV/c の電子を入射させた時のエネルギー分解能, 応答の線形性について調べた. ビームラインに筑波カロリメータモジュール以外の測定器をおいていないランを用いた. エネルギーを計算する際, ペデスタルの $ADC_{pedestal}$ の自乗平均 $rms_{pedestal}$ 求め, $ADC > 3rms_{pedestal}$ である ADC のみを用いた. カロリメータ中のすべてのシンチレータからの応答を足しあわせたときの様子を図 4.34 に示す. カロリメータからの応答分布をガウス分布でフィットさせて平均値 E と標準偏差 σ を求めた. σ/E をその入射運動量のエネルギー分解能とした. 横軸に電子の運動量 p , 縦軸にエネルギー分解能をプロットし, 次の式でフィットさせた結果を図 4.35 に示す.

$$f(E) = \sqrt{\frac{\sigma^2_{stochastic}}{E} + \sigma^2_{const}}$$

横軸に電子の運動量 p , 縦軸にガウス分布の平均値 E をプロットし, $g(p) = a \times p$ でフィットさせた結果を図 4.36 に示す. 線形性からのずれを $\eta = E/p - a$ と定義した. 横軸に電子の運動量 p , 縦軸に線形性からのずれをプロットした結果を図 4.37 に示す.

電子に対するエネルギー分解能は

$$\sigma_{stochastic} = 13.3 \pm 0.17\%$$

$$\sigma_{const} = 0.0318 \pm 2.55\%$$

という結果が得られた. 線形性からのずれは 3 % 以内に収まった. この結果は JLC 検出器の要求を満たす.

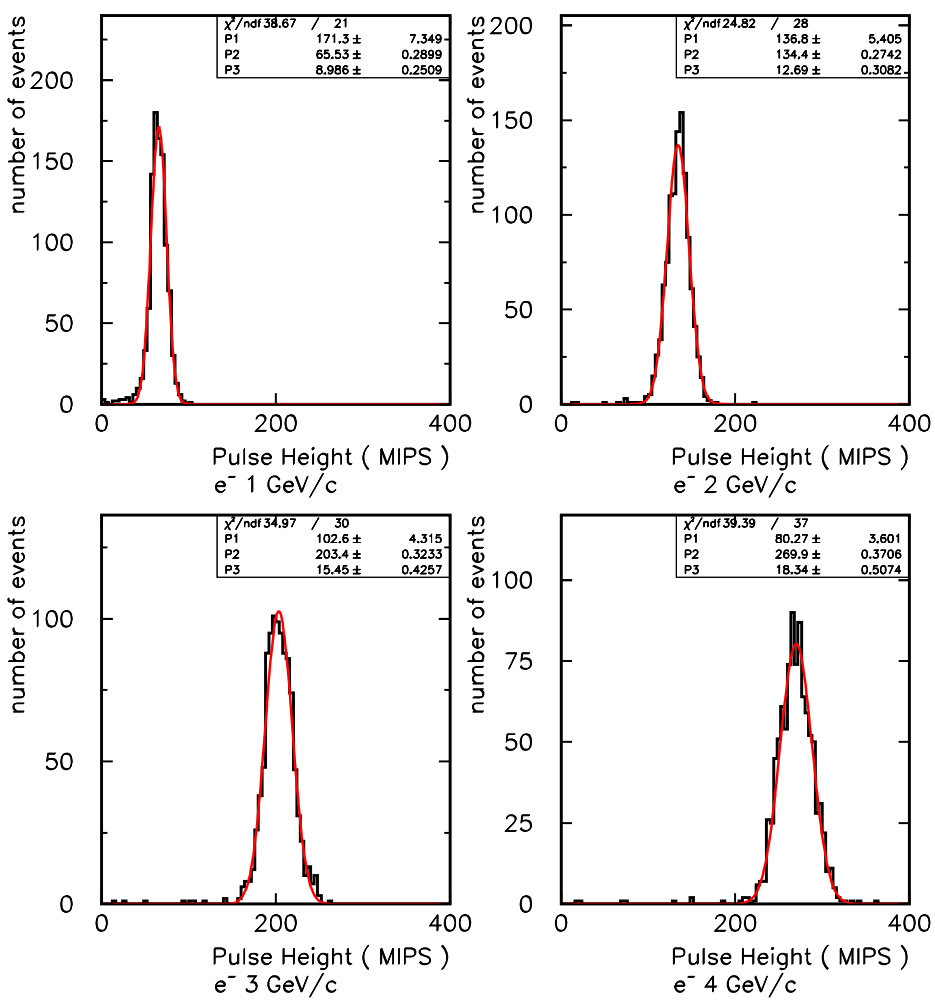

図 4.34: run00465, run00460, run00463, run00464. 入射運動量 $1 \sim 4$ GeV/c の電子を入射. カロリメータからの応答の分布

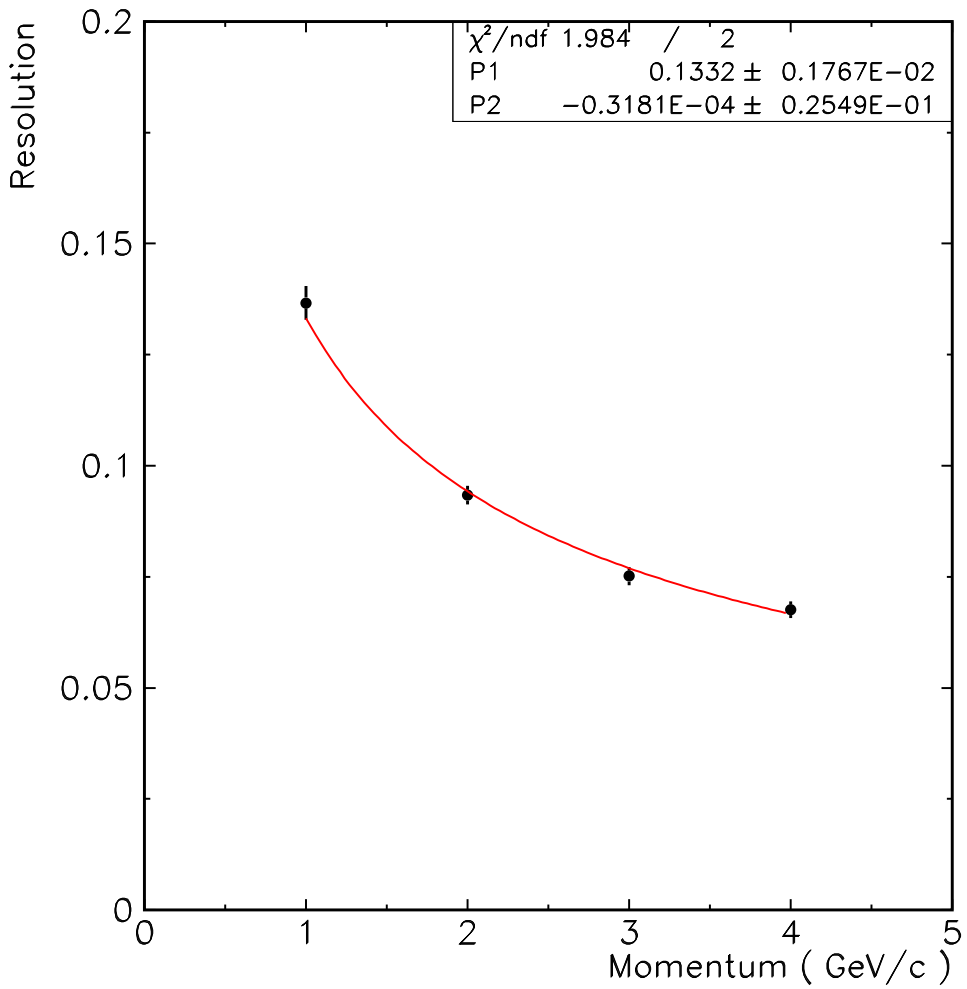

図 4.35: run00465, run00460, run00463, run00464. 入射運動量 $1 \sim 4$ GeV/c の電子を入射. エネルギー分解能

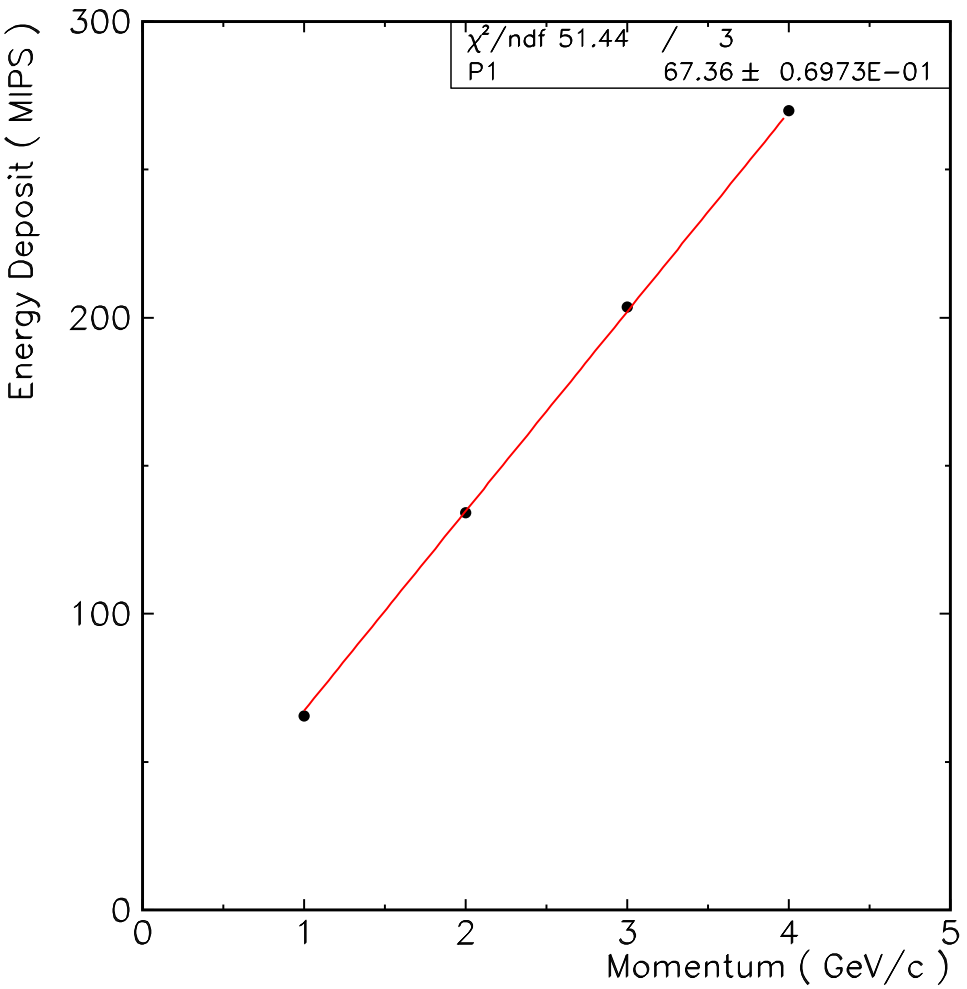

図 4.36: run00465, run00460, run00463, run00464. 入射運動量 1 ∼ 4 GeV/c の電子を入射. エネルギー線形性

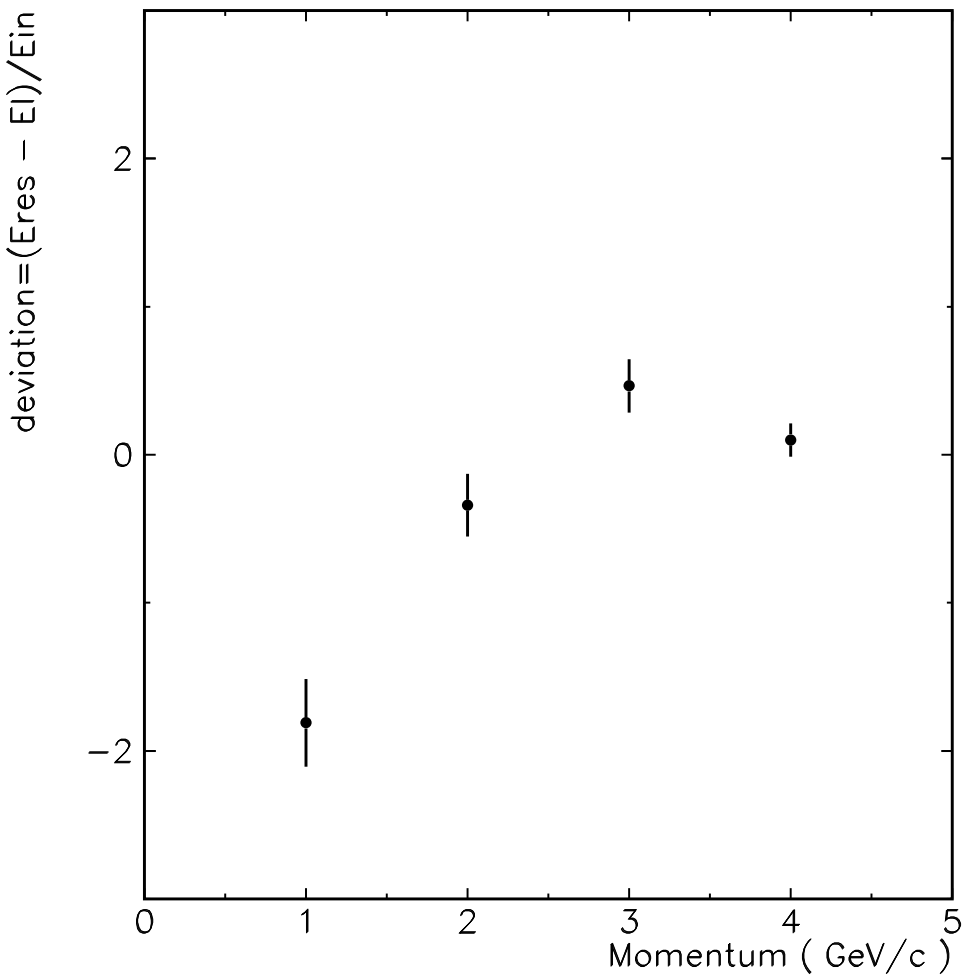

図 4.37: run00465, run00460, run00463, run00464. 入射運動量 $1 \sim 4$ GeV/c の電子を入射. 線形性からのずれ

第5章　結論

5.1　ドリフトチェンバーについて

ドリフトチェンバーの 1 層目から 4 層目までの TDC カウントの分布を比較するとビームが進むにつれて広がっていく様子が見られた. 大きさ 3 cm × 3 cm の T3 に最も近い 4 層目のドリフトチェンバー DC4 の TDC カウントの分布では分布の両端が矩形になっており, トリガーカウンター T3 の大きさが見えている. ビームの傾きは約 0.005 (rad) 以内に分布している. ドリフトチェンバーの位置分解能は約 300 μm である. スリットを狭める前と狭めた後を比較すると狭めた後の方が効率が良いことがわかった. スリットを狭めた後はマルチヒット TDC のヒット数が 1 である度数が増加した.

5.2　位置依存性について

入射粒子に対する位置依存性を調べたところシンチレータの端と波長変換ファイバー近傍で応答が減少する様子が見られた. 第 1 スーパーレイヤーから第 6 スーパーレイヤーまで位置依存性の分布を比較すると, 後ろのスーパーレイヤーにいくにつれて応答が減少した. 一つのストリップ型シンチレータに対してシンチレータの幅 1 cm 方向の応答のばらつきは 3.5 %, 幅 20 cm 方向の応答のばらつきは約 3.7 % であった. π 粒子のシャワーや多重散乱の影響を除去すると分布の半値幅とシンチレータの幅 1 cm が一致する様子が見られた. 多重散乱の影響を計算するとドリフトチェンバーの後ろからカロリメータの前面までの間で約 1 cm の広がりが生じることがわかった.

5.3　電磁シャワーについて

重心法により求めたシャワー重心とドリフトチェンバーにより求めたビーム入射位置との間に相関が見られた. シンチレータの幅が有限のため 1 スーパーレイヤーでは重心が一様に分布せず, シンチレータの幅で分布が分断されている. シャワー重心とドリフトチェンバーにより求めた入射位置のずれの分布の標準偏差 (カロリメータの位置分解能) は 2 スーパーレイヤーでもっとも小さくなり後ろのスーパーレイヤーにいくにつれて増加している. 2 スーパーレイヤーでカロリメータの位置分解能は 2.5 mm 程度である. エネルギーが上がるにつれてカロリメータの位置分解能, カロリメータの角度分解能が良くなることがわかった. カロリメータの角度分解能は 0.05 rad という結果が得られた. 実際にカロリメータを傾けた角度とシャワー重心から求めた角度の間に相関が見られた. 電磁シャワーの奥行き方向シャワー発達は $f = A\ z^{\alpha}\ e^{-\beta z}$ の式で記述できた.

5.4　エネルギー分解能について

電子に対するエネルギー分解能は

$$\sigma_{stochastic} \ = \ 13.3 \pm 0.17\%$$

$$\sigma_{const} \ = \ 0.0318 \pm 2.55\%$$

という結果が得られた. 線形性からのずれは 3 % 以内になった.

謝辞

本研究を進めるに当たり御指導を頂きました, 指導教官である滝川紘治先生をはじめ, 金信弘先生, 受川史彦先生, 原和彦先生に深く感謝致します.

また, 松永浩之先生には終始適切な助言を頂き心から感謝しています. 一緒にビームテストを行なった JLC グループのみなさんにも非常にお世話になりました.

そして研究室のみなさんありがとうございました.

参考文献

[1] K.Abe et al. *Particle Physics Experiments at JLC*, KEK Report 2001-11 (August 2001)

[2] 梶川良一, リニアコライダーの物理, 平成 5 年度科学研究費補助金研究成果報告書 (1993)

[3] Y.Saiya, *The CDF plug upgrade electromagnetic calorimeter : test beam results*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research A 480 (2002) 524-546

[4] Richard Wigman, *Calorimetry Energy Measurement in Particle Physics*, OXFORD SCIENCE PUBLICATION (2000)

[5] Hideyuki Maekoba, *Beam Test of Scintillating Tile/Fiber System for the SDC Calorimeter*, University of Tsukuba (1995)

[6] Makoto Shimojima, *DEVELOPMENT OF THE CDF CENTRAL MUON UPGRADE CHAMBER*, University of Tsukuba (1990)

[7] 山内伸, JLC ストリップファイバー電磁カロリメータに用いるマルチアノード光電子増倍管の性能測定, 筑波大学 (2002)