# ドリフトチェンバーを用いたPWOクリスタルの性能評価

山形大学 クォーク核物性研究室
乃万 智洋

平成 13 年 10 月 14 日

# 目 次


**第 1 章　序論** **3**

1.1　実験の背景 . . . . . 3

1.2　電磁シャワーカロリメーター . . . . . 3

1.3　PWO Crystal の特徴 . . . . . 4

1.3.1　他の主なクリスタルとの比較 . . . . . 5

1.4　実験の目的 . . . . . 6

**第 2 章　ビームテスト** **8**

2.1　実験エリア . . . . . 8

2.2　ビームラインのセットアップ . . . . . 10

2.2.1　チェレンコフ輻射の原理 . . . . . 11

2.3　トリガー条件 . . . . . 12

2.4　PWO クリスタルまわり . . . . . 15

2.5　drift chamber . . . . . 17

2.5.1　電子なだれの形成 . . . . . 18

2.5.2　ドリフト領域での電子のドリフト速度 . . . . . 19

2.6　分析電磁石 . . . . . 21

2.7　運動量の決定 . . . . . 23

**第 3 章　解析** **24**

3.1　データ構造 . . . . . 24

3.1.1　ヘッダ部 . . . . . 24

3.1.2　データ部 . . . . . 25

3.2　解析における座標系の定義 . . . . . 26

3.2.1　マグネット上流側の座標系 . . . . . 27

3.2.2　マグネット下流側の座標系 . . . . . 28

3.2.3　Y 方向の座標系 . . . . . 29

3.3　ドリフトチェンバーの解析 . . . . . 30

3.3.1　TDC ヒストグラム . . . . . 30

3.3.2　multiplicity . . . . . 32

3.3.3　efficiency . . . . . 37

3.3.4 TDC データから drift length への変換 . . . 38
3.3.5 粒子のトラッキング . . . 39
3.3.6 最小 2 乗法を用いてのトラッキング . . . 40
3.3.7 トラッキングの位置と TDC の相関 . . . 43
3.3.8 トラッキングの様子 . . . 44
3.3.9 ドリフトチェンバーの位置分解能 . . . 45
3.3.10 トラッキングの $\chi^2$ 分布 . . . 46
3.4 PWO クリスタルの座標の決定 . . . 48
3.4.1 PWO クリスタルの位置でのビームモニタ . . . 48
3.4.2 座標の決定の仕方 . . . 49
3.4.3 座標の決定 . . . 50
3.5 Run 毎のビーム分布 . . . 52
3.6 ドリフトチェンバーを用いた運動量の解析 . . . 54
3.6.1 イベント毎の運動量の出し方 . . . 54
3.6.2 運動量分布 . . . 58
3.6.3 入射位置と運動量及び入射角度の関係 . . . 62
3.7 Pedestal のヒストグラム . . . 63
3.8 光電子増倍管の Gain 変動 . . . 63
3.8.1 光電子増倍管の基本動作 . . . 64
3.8.2 Gain の変動 . . . 65
3.9 Energy Calibration . . . 67
3.9.1 Calibration の手順 . . . 67
3.9.2 EGS4 での実験条件の再現 . . . 68
3.9.3 エネルギーと ADC channel の関係づけ . . . 71
3.9.4 Gain 変動の補正 . . . 73
3.10 エネルギー分解能 . . . 74
3.10.1 エネルギー分解能の求めかた . . . 74
3.10.2 エネルギー分解能の fitting . . . 77
3.11 エネルギー応答の直線性 . . . 79
3.12 位置分解能 . . . 81
3.12.1 位置分解能の求めかた . . . 81
3.12.2 実験で使用した PWO クリスタルの位置分解能 . . . 88
3.12.3 位置分解能のエネルギー依存性 . . . 90

**第 4 章 まとめ** **92**

# 第1章　序論

## 1.1　実験の背景

近年、高エネルギー物理学実験で用いられる電磁シャワーカロリメーターとしてタングステン酸鉛 $(PbWO_4)$ が注目されている。

今後の高エネルギー物理学実験では $K_L^0$ の崩壊の様に稀な現象を捉える実験があり、そのため大強度[1]のビームを用いた実験が計画されている。大強度のビームを用いた実験で電磁シャワーカロリメータに要求される性能は、高い密度や発光量の他に、発光した光の減衰時間が早いことや放射線損傷に強いことが要求される。それらの要求を満たすものとして PWO クリスタルが注目されてきた。

## 1.2　電磁シャワーカロリメーター

エネルギーが $10MeV$ をはるかに越える領域での電子及び $\gamma$ 線と物質との相互作用は、主に電子-陽電子対生成[2]と制動放射[3]の過程が支配的である。高エネルギーの電子や $\gamma$ 線が物質に入射すると、この $2$ つの相互作用が交互に起こり電子、陽電子、光子の増殖が行われる。この現象を電磁シャワーと言う。電磁シャワーは電子の電離作用によるエネルギー損失が制動放射による損失と同じになった時 (臨界エネルギー $E_c$) に増殖を停止する。この電磁シャワーを検出器内で起こさせ入射してきた粒子のエネルギーを測定するのが電磁シャワーカロリーメーターである。

シャワーの生成過程を単純化した形で見ていく。[9] 初めに $E_0$ のエネルギーをもった光子が $1$ 輻射長 $(X_0)$ の長さで $54\%$の確率で電子-陽電子対を生成する。生成された電子- 陽電子は平均的にみて $E_0/2$ のエネルギーを持ち、主として制動放射でエネルギーを失う。厚さ $X_0$ では荷電粒子のエネルギーは $E_0/2e$ に減少する。このとき平均的に見てエネルギーが $E_0/2e$ と $E_0/2$ の間の制動放射による光子が放射される。また厚さ $2X_0$ の層の後ろ側での粒子の平均個数は約 $4$ である。放射された光子は再び電子-陽電子の対生成をし、同様に繰り返す。その結果、厚さにして $nX_0$ を通過した後では平均のエネルギーが $E_0/2^n$ となり、$2^n$ 個の粒子が作られシャワーを形作る。このシャワーのエネルギーが臨界エネルギーに近付いたとき、つまり $E_0/2^n = E_c$ の時シャワーの増幅がとまる。このことからシャワーは

$$n = \frac{ln(E_0/E_c)}{ln2} \tag{1.1}$$

[1]一定時間に飛んでくる粒子の数が多いことをいう

[2]$\gamma$ 線が原子核の近くを通る時、バーチャルフォトンを介して電子と陽電子にわかれる過程

[3]荷電粒子が原子核の電場により曲げられ光子を放射する過程

で最大となり、そのときの粒子数は

$$N_{max} = 2^n = \frac{E_0}{E_c} \tag{1.2}$$

となる。一つのシャワー中の電子及び陽電子群の通過した距離の積分値 S は、近似的に

$$S = \frac{2}{3}X_0 \sum_{i=1}^{n} 2^i + \frac{2}{3}s_0 N_{max} = (\frac{4}{3}X_0 + \frac{2}{3}s_0)\frac{E_0}{E_c} \tag{1.3}$$

で与えられる。ここで $s_0$ は臨界エネルギーでの電子の飛程 (range) である。式 (1.3) からわかるように通過距離の長さ S は、入射時の初期エネルギー $E_0$ にほぼ比例している。これによって入射粒子のエネルギー測定が可能になる。実際は検出器によって検出に最低限必要な最小運動エネルギー値 (カットオフエネルギー $E_k$) があり、検出できる通過距離の長さ S は

$$S = F(z)\frac{X_0 E_0}{E_c} \tag{1.4}$$

となる。ここで F は $E_k$ の影響を考慮した補正項で、$F(z) \simeq e^z[1+zln(z/1.526)]$ ,$z = 4.58Z \cdot E_k/A \cdot E_c$ である。

シャワー中にできた低いエネルギーの電子や陽電子が多重散乱を行うことにより、シャワーは横方向への広がりを持つ。縦方向に 1 輻射長入ったところにおけるシャワーの横方向の広がりはモリエール半径 $R_M = \frac{21MeV}{E_c}X_0$ で与えられる。$3R_M$ 以内にはシャワーの全エネルギーの 99%が含まれる。

## 1.3 PWO Crystal の特徴

PWO クリスタルがどの様な特徴を持っているか以下にまとめた。

1. PWO クリスタルは密度が $8.23[g/cm^3]$ と高く、それに従い輻射長[4]も $0.89[cm]$ と短いので、コンパクトな形状でも電磁シャワーを閉じ込めやすい。これは、現在研究開発されいる無機シンチレーターの中では密度、輻射長とも最高の特性をもっていることになる。また荷電粒子の多重散乱の広がりは

$$\theta_0 = \frac{13.6MeV}{\beta cp} z\sqrt{\frac{X}{X_0}}[1 + 0.038\ln(\frac{X}{X_0})]$$

$p$ : 入射粒子の運動量 $(MeV/c)$

$\beta$ : 入射粒子の速度

$z$ : 入射粒子の電荷

で与えられ、輻射長の短い PWO クリスタルでは電子や陽電子が大角度に散乱される。このため、適当な PWO セルからなるカロリメーターを考えた場合に良好な位置分解能を得ることが期待できる。

[4] 入射電子のエネルギーが $1/e$ に減る物質の厚さ

2. シンチレーション光の減衰時間が短く、高計数率測定の実験にも適している。

   $^{60}Co$ を線源とし PWO クリスタル $(8 \times 8 \times 20mm^3)$ の蛍光寿命測定をした結果、$10ns$ より早い成分が $84\%$あり、残りが $\sim 40ns$ であると報告されている。[1]

3. シンチレーション光の発光量は NaI(Tl) と比較して $0.3\%$と比較的少ないが、鉛ガラスよりは 10 倍近い発光量が得られる。

   PWO クリスタルは高エネルギー $\gamma$ 線の検出器として期待されている。電磁シャワーカロリメーターのエネルギー分解能は主に 2 つの要素で決まる。一つは検出器内で観測される光電子の数 $N_p$ の統計的なバラツキ (要素 A) である。もう一つは検出器で吸収されるエネルギーのゆらぎや、収光系の非一様性などによるもの (要素 B) である。1GeV ではやカロリメータ中で起こる電磁シャワーのゆらぎや、収光系の非一様性等、要素 B によるエネルギー分解能は $1\%$以上となる。これはシンチレーションクリスタルの種類にはほとんどよらない。PWO クリスタルは入射する粒子のエネルギーが低いときにはシンチレーション光の統計数が低く、要素 A がエネルギー分解能を決定する。しかし、入射する粒子のエネルギーが高くなればなるほど、シンチレーション光の統計数が高くなり、エネルギー分解能は要素 B により決定される。このため高エネルギーになれば発光量の多い $NaI(Tl)$ クリスタルとエネルギー分解能はさほど変わらなくなる。

4. 放射線損傷に強い。

   日本原子力研究所で $^{60}Co$ からの $\gamma$ 線を PWO クリスタルに照射し、その吸収線量が $10^7[rad]$ の時、PWO クリスタルの透過率がさほど悪くなっていないことが確認されている。[1] 中性子を PWO クリスタルに入射させて、放射線損傷を調べたデータについては確認していない。

5. 潮解性がない。

また PWO クリスタルの特徴ではないが、シンチレータ結晶には発光量に温度依存がある。PWO クリスタルの場合は、部屋の温度で、発光量に $-1.3\%/^oC$ の温度依存性が報告されている。[2]

### 1.3.1 他の主なクリスタルとの比較

PWO クリスタルと他の主なクリスタルとの比較を以下の表にまとめた。

それぞれの結晶は特徴を持っている。例えば $NaI(Tl)$ は発光量が無機シンチレータの中で最大で高いエネルギー分解能を要求する実験では重要である。しかし潮解性があり保存に手間がかかることや、シンチレーション光の減衰時間が遅いのが問題である。このため高計数測定の実験では $NaI(Tl)$ は適しているとはいえない。

PWO は $NaI(Tl)$ と比べて発光量は比較的少ないもののシンチレーション光の減衰時間が早く、放射線損傷に強い。このため高い $\gamma$ 線の計数効率への要求がエネルギー分解能の重要さよりも勝るとき PWO は非常に有効な検出器となる。

| 物質 | 密度 $[g/cm^3]$ | 輻射長 [cm] | 光量 (相対的) | 光の減衰時間 [ns] | 特徴 |
|---|---|---|---|---|---|
| NaI(Tl) | 3.67 | 2.59 | 100 | 230 | シンチレータ、湿気で劣化 |
| CsI(Tl) | 4.51 | 1.85 | 20 | 10/50 | シンチレータ、湿気で少し劣化 |
| BGO | 7.13 | 1.12 | 18 | 300 | シンチレータ、非常に重い |
| $BaF_2$ | 4.88 | 2.06 | 20 | 0.6/620 | シンチレータ、紫外光 |
| $CeF_3$ | 6.16 | 1.70 | 5 | 30 | シンチレータ、最近大きな結晶の製作 |
| PWO | 8.23 | 0.89 | 0.3 | 5∼15 | シンチレータ、高エネルギー用 |
| 鉛ガラス | 4.08 | 2.54 | ∼0.03 | 10 | チェレンコフ、汎用 |
| $PbF_2$ | 7.77 | 0.95 | ∼0.03 | 10 | チェレンコフ、非常に重い |

PWO クリスタルとほぼ性能 (密度、輻射長) が一緒で PWO クリスタルよりも発光量が多い、BGO[5] クリスタルがあることがわかる。高エネルギー実験では大量にクリスタルを使い、クリスタル製作にかかる費用というのも実験で使用する検出器を決定する重要な要素となる。BGO と PWO の製作費用を比べると約 10 倍 BGO の方が高くなる。

## 1.4 実験の目的

今後の高エネルギー物理学実験では CERN の大型ハドロンコライダー (LHC) 計画や、KEK の大強度陽子加速器計画が予定されている。これらの実験では大量の高エネルギー $\gamma$ 線が生成される。そのためそれらを検出するためには放射線損傷に強く高計数測定可能な検出器の開発が必要である。PWO クリスタルはその要求を満たす検出器として 1990 年代に GAMS 共同研究により開発され、現在も性能評価を行うとともに性能改善のため研究開発がなされている。[1]

PWO クリルタルの基本性能は 1.3 で述べたように研究され、高エネルギー領域の電磁シャワーカロリメータとしては非常に優れた特性を持っていることがわかった。検出器としてのクリルタルの性能を評価するためには実際にビームを当て、そのときのクリスタルの応答 (エネルギー分解能や位置分解能等) を研究することが非常に重要である。

ビーム実験に関しては今回行った実験に先だって 1994 年に高エネルギー加速器研究所 (KEK) の東カウンターホール $\pi 2 - B$ ビームラインで PWO クリスタルに $0.5 \sim 2.5 GeV$ の電子ビームを当てる実験が行われた。[3] この実験では PWO クリスタル 1 本のサイズ $20 \times 20 \times 200 mm^3$ をビーム進行方向に対して $3 \times 3$ の配列を組んで配置し、エネルギー分解能を求めた。

しかし PWO クリスタル $3 \times 3$ の配列では入射エネルギーの PWO クリスタルの外への洩れだしが無視できないため、今回は PWO クリスタル $(19 \times 19 \times 200 mm^3)$ を $5 \times 5$ の配列を組んでエネルギーの洩れだしを極力抑えるようにした。そこで再度、エネルギー分解能や入射位置分解能を精度良く求めようと考えた。

実験ではドリフトチェンバーを用いてビームの入射位置及び入射運動量を正確に求められるように計画した。

[5] ビスマスジャーマネート $(Bi_4Ge_3O_{12})$

今回の実験は 1998 年に KEK の $\pi 2 - B$ ビームラインで行われた。ビームラインでのカウンター設置等の作業やビーム実験は、宮崎大学や KEK の方を中心に行われた。実験のセットアップ等については、宮崎大学の日高氏の論文 [7] に詳しく載っている。よって本論文ではセットアップ等についても述べるが、データ解析に主眼をおいて話を進めていく。

# 第2章　ビームテスト

## 2.1　実験エリア

ビームテストは高エネルギー加速器研究機構 (KEK) 陽子シンクロトロン (PS) の $\pi 2 - B$ ビームラインで行われた。12GeV 陽子シンクロトロンは、前段-リニアック-ブースター-主リングと 4 つの段階で加速される陽子加速器である。

陽子はまずコッククロフトワルトン型加速器である前段加速器で 750KeV まで加速される。次に線形加速器 (リニアック) に入り 200 メガヘルツの高周波電波により 40MeV まで加速され、小型のシンクロトロン「ブースター」に打ち込まれる。陽子はブースターで約 8 万回円形軌道をまわり 500MeV まで加速され主リングに入射される。主リングは直径 108m のリングで陽子は約 50 万回軌道をまわるうちに 12GeV まで加速される。

12GeV に加速された陽子ビームは「速い取り出し方法」と「遅い取り出し方法」の 2 つの方法で実験に利用される。「遅い取り出し方法」では陽子ビームをそのまま取り出すことが出来るが、「速い取り出し方法」では直接陽子ビームを取り出すことは出来ない。今回我々が実験を行った $\pi 2 - B$ ビームラインは「速い取り出し方法」により取り出される 2 次粒子ビームを使用する。「速い取り出し方法」は主リング加速管内に内部標的を置き、そこからの散乱粒子である 2 次粒子ビームを利用する方法である。内部標的から $\pi 2$ ビームラインの様子を図 2.1 に載せる。

$\pi 2$ ビームラインは内部標的から $10^\circ$ 方向に 2 次粒子ビームを取り出し、最高 4GeV/c の性能を持つ。$\pi 2$ ラインの構成要素は 4 極電磁石 (Q) と双極電磁石 (D) で、内部標的 (Internal Target) から順に Q1-Q2-D1-D2-D3-Q3-Q4-D4 と配置され D4 で A ラインに出るか B ラインに出るかふりわける。B ラインに入ってからさらに D5 がありその前後にドリフトチェンバーを配置することにより運動量を正確に求めることができる。$\pi 2$-B ビームラインに出て来る 2 次粒子としては、$\pi$ 中間子、陽子が多いが、その他に電子、$\mu$ 中間子も 2 次粒子としてラインに入ってくる。

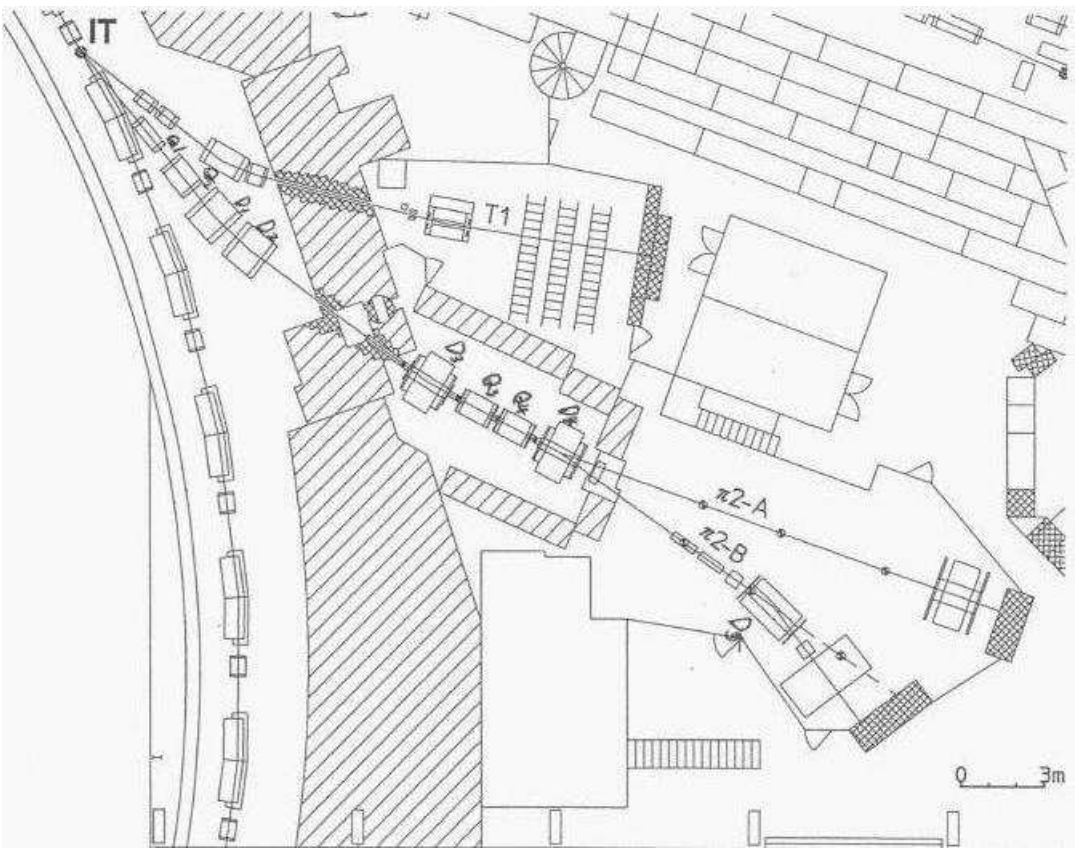



図 2.1: 内部ターゲットから $\pi$2-B ライン

## 2.2 ビームラインのセットアップ

$\pi$2-B ビームラインには図 2.2 の様に上流側からトリガーカウンター (T1)、粒子識別チェレンコフカウンター (C1,C2,C3)、トリガーカウンター (T2)、ドリフトチェンバー (1X,2Y,3X)、運動量分析電磁石、ドリフトチェンバー (4X,5Y,6X)、トリガーカウンター (T3) が設置され、最後に 2 次粒子ビームが PWO モジュールを設置している暗箱に入射するようになっている。実験で使用した 3 つのトリ

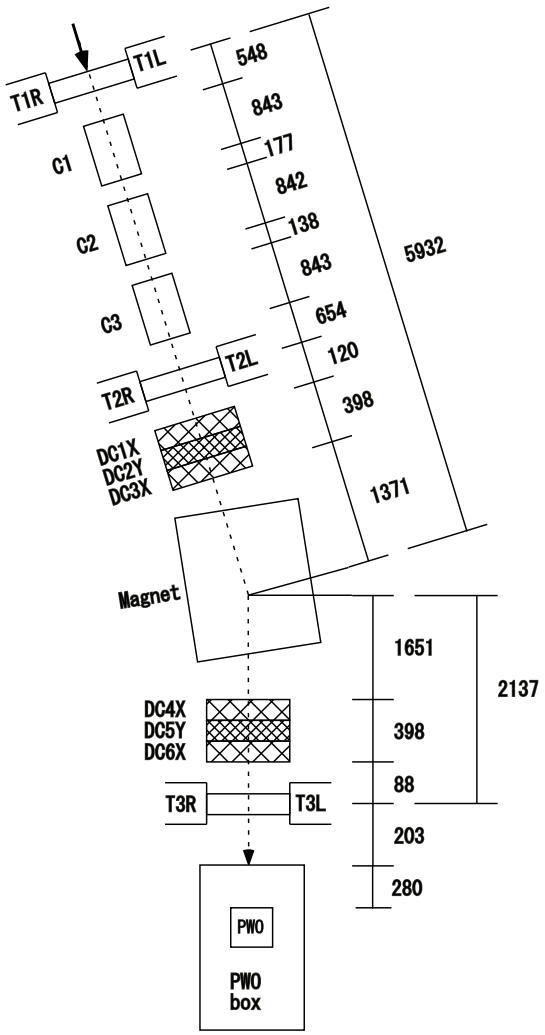



図 2.2: $\pi$2-B ラインのセットアップ

ガーカウンター (T1,T2,T3) には発光量が多く光の減衰時間が早いプラスチックシンチレーターを使用した。プラスチックシンチレータは両サイドに PMT(2”H1161) を取り付け同時計数をとることに

よりノイズを除去した。両サイドの PMT はビームの進行方向に向かって右側を R(T1R,T2R,T3R)、左側を L(T1L,T2L,T3L) と定義した。

チェレンコフカウンターを使用した目的は主に $e^{\pm}$ とそれ以外 ($\pi$ 中間子 etc) の粒子の識別である。チェレンコフ輻射体として 3 つのカウンター (C1,C2,C3) とも $CO_2$ ガスを用い、チェレンコフ光を PMT(5"R1584) でとらえる。チェレンコフカウンター (C1,C2) のガス圧は 0.5GeV ~ 2.0GeV の時 1.4atm、2.5GeV ~ 4.0GeV の時 1.2atm に設定し、$e^{\pm}$ 粒子がきた時だけチェレンコフ光を出すように調節した。チェレンコフカウンター (C3) に関しては常時 1.0atm に設定してある。

### 2.2.1 チェレンコフ輻射の原理

今回の実験では粒子識別の為にチェレンコフカウンターを使用している。ここではチェレンコフ輻射について述べていく。

チェレンコフ輻射は荷電粒子が屈折率 $n$ の透明な物質中を、その中での光速 $c/n$ より速い速度 ($v = \beta c$)、すなわち $v > c/n$ で通過する場合、その荷電粒子が放射する電磁輻射である。非相対論的な古典理論では、媒質が粒子の通過の前後において非対称分極を誘発し、時間とともに変化する電気二重極を持つことによって起こると考えられる。超音速で動く物体により音波の衝撃波が発生するのと同じ原理で、チェレンコフ輻射の波面は荷電粒子の通過線上から発生する球状ホイヘンス波面として形成される。ある時間 $t$ に対してこの波面は距離 $tc/n$ まで伝播し、粒子のほうは距離 $t\beta c$ だけ進む。この 2 つの進行距離の関係からチェレンコフ波の伝播の方向は

$$\cos\theta_c = \frac{ct/n}{\beta ct} = \frac{1}{\beta n} \tag{2.1}$$

で与えられる。ここで $\theta_c$ は粒子進行方向に対してチェレンコフ光が放射される方向のなす角である。これからわかるようにチェレンコフ光は $\beta > 1/n$ の条件が満たされる時にのみ放射される。そこでチェレンコフ輻射が起こり得る最小の粒子速度 $v_s = c/n$ をしきい値速度 (threshold velocity) と呼ぶ。また $\theta_c$ はチェレンコフ角と呼ばれる。

今回の実験ではチェレンコフ輻射体として $CO_2$ ガスを使用した。$CO_2$ ガスの場合、ガス圧 $P$ と屈折率 $n$ の間には

$$n - 1 = (4.5 \times 10^{-4})P \tag{2.2}$$

の関係がある。そのためガス圧を調整することにより、チェレンコフ輻射のしきい値速度を変えることが可能である。ガス圧 P と、しきい値速度の関係は

$$\frac{1}{\beta} = (4.5 \times 10^{-4})P + 1 \tag{2.3}$$

で与えられる。

ここで $1.0 \sim 4.0 GeV/c$ の範囲で $\pi$ 中間子、$\mu$ 中間子、電子のチェレンコフ光を出すガス圧を計算した。その結果を表にまとめる。

| 粒子 | 運動量 [GeV/c] | ガス圧 [atm] |
|---|---|---|
| 電子 | 1.0 | 0.00029 |
| | 2.0 | 0.000069 |
| | 3.0 | 0.000031 |
| | 4.0 | 0.000019 |
| $\pi$ | 1.0 | 22.0 |
| | 2.0 | 5.42 |
| | 3.0 | 2.42 |
| | 4.0 | 1.36 |
| $\mu$ | 1.0 | 15.52 |
| | 2.0 | 3.11 |
| | 3.0 | 1.38 |
| | 4.0 | 0.77 |

## 2.3 トリガー条件

データをとるトリガーは、ビームイベントの有無を確認するトリガーカウンターとビームの粒子識別を確認するチェレンコフカウンターの 2 種類の信号から作られる。トリガーカウンターは T1,T2,T3 の同時計数をとることにより、ビームの有無を確認した。3 つ (T1,T2,T3) の同時計数のタイミングは T3L を時間原点としチューニングを行った。チェレンコフカウンターは C1,C2 の同時計数で $e^{\pm}$ のイベントとし、C3 に関しては粒子識別用のトリガーとしては使用していない。結局 $e^{\pm}$ のトリガー条件として T1,T2,T3,C1,C2 の同時計数を要求し、それ以外の $\pi$ 中間子などのトリガー条件 (ハドロントリガー) として T1,T2,T3 の同時計数を要求する。

T1 から T3 までの距離は約 8m あるので粒子の飛行時間 (Time Of Flight) を計ることにより粒子の識別を行うこともできる。図 2.3 に運動量 $1GeV/c$、+ 極性、ハドロントリガー条件での、トリガーカウンターの TDC 分布を載せる。

ここで図 2.3 の TDC 分布が妥当であるか、トリガーカウンター T1L の TDC 分布を利用して確認を行った。運動量 $1GeV/c$ ハドロントリガー条件の時、ビームラインに入射してくる粒子は主に $\pi^+, proton$ の 2 つである。従って T1L の TDC 分布で見られる 2 つのピークが $\pi^+, proton$ であるとする。2 つのピークはそれぞれ 1595ch と 2001ch にたっていて、実験で用いた TDC は $25ps/ch$ なので約 $10ns$ の時間差に対応する。

運動量 $p$ の粒子 (質量 $m$) が距離 $L$ を時間 $t$ で進むとき、光速 $c = 1$ とすると

$$\frac{t}{L} = \frac{3333}{p}\sqrt{p^2 + m^2} \quad [ps/m] \tag{2.4}$$

の関係があるので、運動量 $1GeV/c$ では 8m 進む間に $\pi^+$ と $proton$ では約 10ns の時間差が生じる。これにより TOF で粒子識別が行えることを確認できた。

実験を行った主な目的は、電子ビームを使って PWO クリスタルの性能評価を行うである。基本的にはチェレンコフカウンターにより $\pi^-$ イベントは省くことが出来るが、knock-on electron がチェ

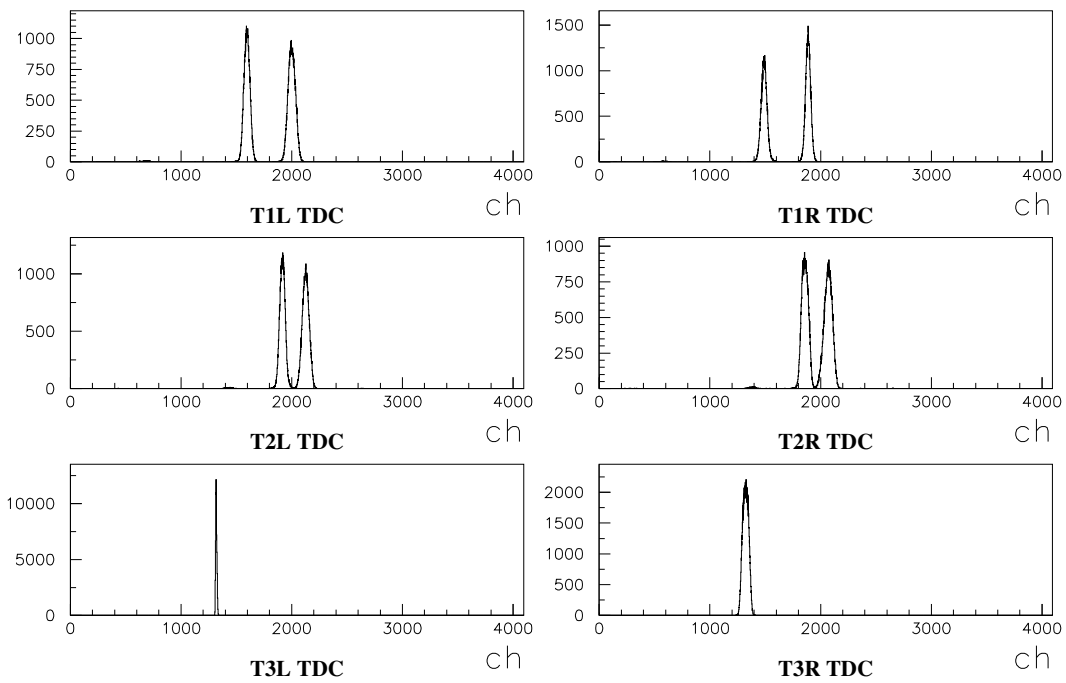



図 2.3: ハドロントリガーでの TDC 分布

レンコフ光を出すこともある。そこでこの電子トリガー条件でどの程度、電子と $\pi^-$ の識別能力があるか見積もってみた。まず粒子の飛行時間 (TOF) による電子と $\pi^-$ の識別を試みた。運動量 $1GeV/c$ で T1 から T3 までの距離 (約 8m) 進むのにかかる時間差は約 $260ps$ となり、TDC の channel に直すと $\sim 10ch$ になる。図 2.4 に $1GeV/c$ 電子トリガー条件での TDC 分布を載せる。T1 カウンターでの TDC 分布の分散は約 $30ch$ あり、TOF による電子と $\pi^-$ の識別は不可能である。

TOF による電子と $\pi^-$ の識別は不可能なので、PWO クリスタルに deposit するエネルギーの違いから、電子トリガー条件の識別能力を求めた。$\pi^-$ 粒子が PWO 物質中に電離で失うエネルギーは、Bethe-Bloch の式 [12] により

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2\frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}[\frac{1}{2}\ln\frac{2m_ec^2\beta^2\gamma^2T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2}] \tag{2.5}$$

で与えられる。簡単のため鉛 20cm を $\pi^-$ が通過したときの、deposit energy を計算してみると約 270MeV であることがわかった。

そのため電子トリガー条件の時、PWO クリスタルに deposit するエネルギーが 270MeV 付近のイベント数を数えることにより、$\pi^-$ イベントを見積もった。その結果 $\pi^-$ イベントが電子トリガーに $\sim 0.18\%$ 混ざっていることを確認した。

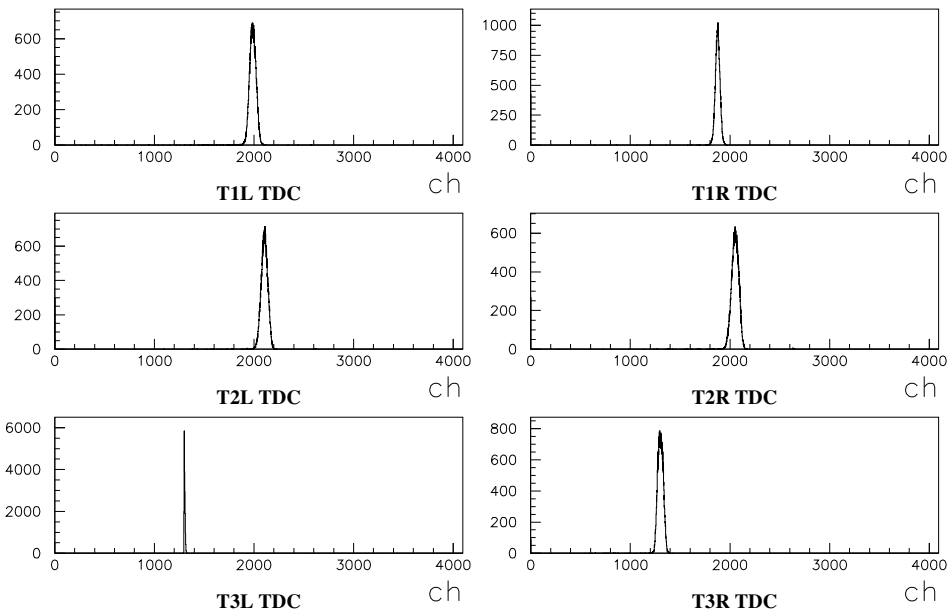



図 2.4: 電子 $1GeV/c$ での TDC 分布

## 2.4 PWO クリスタルまわり

実験に使用した PWO クリスタルは 1 本のサイズが $19 \times 19 \times 200mm^3$ である。奥行きの 200mm は約 22.5 輻射長 $X_0$ に対応し、PWO クリスタル後方向への電子の入射エネルギーの洩れだしはほぼカバーできる。PWO クリスタルにはシンチレーション光の集光率を上げる為、タイベック[1]をクリスタル 1 本毎に巻いてある。PWO クリスタルは図 2.5 の様にビームに対して $5 \times 5$(計 25 本) に配置した。PWO からのシンチレーション光の読みだしとして PMT(3/4″ 型番 R5325) を使用した。

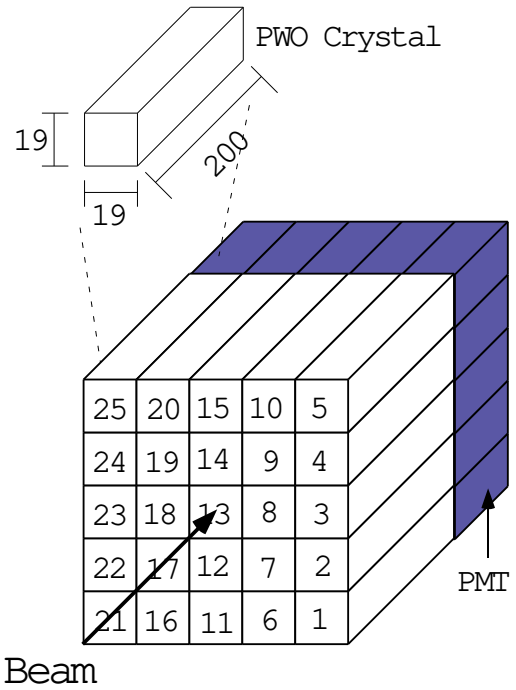



図 2.5: PWO Crystal の配置

PWO は温度による発光量の依存が知られており今回の実験では PWO の発光量を一定に保つために恒温システムを使用した。恒温システムは $5 \times 5$ マトリックスホドスコープ側面を覆っている銅板に設置された銅管に水を循環させ温度を一定に保つシステムである。PWO の温度は簡易温度測定器を用いて実験中モニターした。その結果、全 Run を通して温度は $14 \sim 17^\circ$C の範囲に保たれていることを確認した。

PWO に取り付けた PMT の Gain の変動は青色 LED で発光させた光を光ファイバーで PWO クリスタルの前面にもってくることによりモニターした。今回の解析ではこの LED の光を利用して PMT の Gain の変動の補正を行った。実験で使用した PWO クリスタルと PMT(3/4″R5325) の写真を図 2.6 に示す。

[1]高密度ポリエチレン紙から作られている。

図 2.6: PWO Crystal 及び PMT。PWO Crystal にはタイベックが巻かれている

## 2.5 drift chamber

今回の実験は $\pi 2 - B$ ビームラインの運動量分析電磁石の前後にドリフトチェンバーを設置することにより、イベント毎に入射粒子の正確な運動量と PWO クリスタルへ入射する位置を求められる。

荷電粒子がドリフトチェンバー内を通過すると、ドリフトチェンバー内のガスを電離し、電離で生じた電子は Sense Wire からの電場のため Sense Wire に向かってドリフトする。この粒子が通過した時間と電子が Sense Wire に到達した時間の時間差 $\Delta t$ は、主に時刻 $t = t_0$ に一次電離の過程で発生した電子がドリフトし、Sense Wire のまわりの高電場領域に入り、電子なだれを発生させた時刻 $t_1$ までのドリフト時間による。電子のドリフト経路長 Z は、この場合

$$Z = \int_{t_0}^{t_1} V_D(t) dt$$

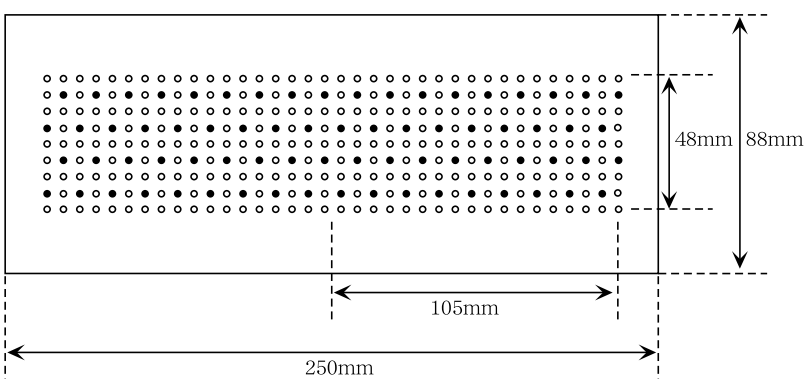
で表せる。ドリフト速度 $V_D$ は経路にそって一定であることが望ましく、その場合は 1 次の関係式

$$Z = V_D(t_1 - t_0) = V_D \Delta t$$

に書き換えられる。

電子のドリフト速度 $V_D$ は適当な条件 (ガスの種類、ガス圧、電場) の時、ドリフト経路沿いの電場を一定に保つことにより、一定のドリフト速度 $V_D$ を得ることが出来る。これは適当な条件の時、電場によって電子が加速されるエネルギーが、原子と衝突することによって失うエネルギーとつりあう状況をつくり出すことが出来るためである。そのため Sense Wire の他に一様電場をつくるため、Field Wire をはる。

今回使用したドリフトチェンバーのワイヤー配列の概略図を図 2.7 に載せる。




● : Sense Wire (diameter 20 μm )

∘ : Field Wire ( diameter 200 μm )

図 2.7: ドリフトチェンバー

使用したドリフトチェンバーは１つのセルが $12mm \times 12mm$ で、Sense Wire(直径 $20\mu$m、金メッキ タングステン) を中心に、正方形の頂点と各辺の中心に Field Wire(直径 $200\mu$m、金メッキ Be - Cu) が張られている。一つのドリフトチェンバーは４つの層からなっていって、各層の Sense Wire の位置は stereo ambiguity[2]をなくす為、半セルずらして配置してある。1 つの層をみてみると Sense Wire と Field Wire が 6mm 間隔で交互に張られ、Sense Wire は 1 つの層で合計 18 個張られている。

実験ではセンスワイヤに 2100V の電圧をかけた。また実験で使用したガスは Ar50%、Ethane50%の混合ガスである。

ドリフトチェンバーは粒子の進む順に 1X,2Y,3X、マグネットをはさんで 4X,5Y,6X の様に配置されている。ここで X は粒子の進行方向に対して横方向 (水平方向) の位置を決定する為のドリフトチェンバーで、Y は進行方向に対して縦方向 (垂直) の位置を決定するためのドリフトチェンバーである。

### 2.5.1 電子なだれの形成

ドリフトチェンバーはガス中に最初につくられたイオン対から電荷を増幅させることにより、はじめてパルスと認識できるだけの電荷量を得る。ここではガス増幅の過程を述べていく。

低い電場では入射放射線によって作られた電子とイオンはそれぞれの電極へ移動するだけである。この電荷が移動する間に中性ガス分子と多数の衝突を行う。イオンは易動度が小さく衝突間にほとんどエネルギーを得ることができないが、電子は電場によって容易に加速され、衝突時には十分大きな運動エネルギーを得ることができる。このエネルギーが中性ガス分子の電離エネルギー (イオン化エネルギー) より大きい場合はイオン対が作られ電子が生じる。衝突間の電子の平均エネルギーは電場とともに増大し、2 次電離が起こる電場のしきい値を越えたところでガス増幅がはじまる。1 気圧の通常のガスではこの電界のしきい値は $10^6 V/m$ である。

この 2 次電離過程で作られた電子も電場で加速される。この電子も流動中に中性ガス分子と衝突しさらに電離を起こす。したがってこの電離過程はタウンゼンド型電子なだれと呼ばれ、同じ過程を繰り返しさらに多数の自由電子を作る。単位長さ当りに電子の数が増加する割合は次のタウンゼンドの式に従う。

$$\frac{dn}{n} = \alpha dx$$

ここで $\alpha$ はガスに対する第 1 タウンゼンド係数と呼ばれ、閾値以下の電場に対してはゼロであり、それ以上では電場強度が増加するにつれ $\alpha$ の値も増えていく。この式の解から電子の密度が距離とともに指数関数的に成長することが解る。

$$n(x) = n(0)e^{\alpha x}$$

今回実験で使用したドリフトチェンバーのガス増幅を起こす領域を以下に見積もった。ドリフト

[2] ドリフトチェンバーでは、Sense Wire の左右どちらを粒子が通ったかはわからず、Sense Wire からどれだけ離れているところを粒子が通ったかという情報がわかる

チェンバーの 1 つのセルを簡単のため半径 6mm の円筒とする。円筒形状での半径 r における電界は

$$E(r) = \frac{V}{r\ln(b/a)}$$

$V$ : 印加電圧 (今の場合 $2100V$)

$a$ : センスワイヤの半径 (今の場合 $10\mu m$)

$b$ : 円筒の半径 (今の場合 $6mm$)

となる。センスワイヤの表面での電場は計算の結果、約 $3.3 \times 10^7 V/m$ となった。2 次電離を起こす電場の閾値を $10^6 V/m$ とすると、ガス増幅が起きるのはセンスワイヤの中心から約 $300\mu m$ のところという計算になった。このことから電子雪崩を起こす領域は非常にセンスワイヤに近いところであることが解った。

また、ガス増幅を行うことによる電子の増倍率 A を計算してみた。タウンゼント係数 $\alpha$ はガス毎に異なった値をもち、またドリフトする電子のエネルギーにも依存して変化する。我々が実験を行ったドリフトチェンバーのガスには、アルゴン-エタンが使われている。簡単のためアルゴンのタウンゼント係数 $\alpha$ で計算を行うことにする。アルゴンの $\alpha$ は電子のエネルギーが [kV] のオーダーでは、$\alpha \sim 5 \times 10^4$ になる。[10]

ガス増幅はセンスワイヤから約 $300\mu m$ 離れたところで起こるので、電子の増倍率 A は

$$A = e^{\alpha x} = \exp(5 \times 10^4 \times 300 \times 10^{-6})$$

となり、電子の増幅率 A は約 $10^6$ のオーダーになる。

### 2.5.2 ドリフト領域での電子のドリフト速度

2.5 でドリフト領域で電場が一様であればドリフト速度を一定に保てると述べた。ここでは電場内における電子のドリフトの様子をみていく。

まず外力 (電場) が働かない場合、電離によって生じた電子はガス分子との散乱によって急激にエネルギーを失い、その後はガス分子との多重散乱により徐々に拡散される。ガスの分子は温度によって決まるエネルギーを中心にマクスウェル分布

$$F(\varepsilon) = C\sqrt{\varepsilon}e^{-\varepsilon/kT}$$

に従うエネルギー分布をもっているので、N 個の電子が初め原点にあったとした時、時間 t の後に距離 x から $x + dx$ の間に見つかる電子の数 $dN$ は

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}}e^{-(x^2/4Dt)}dx$$

となる。ここで拡散係数 $D = \frac{u\lambda}{3}$ は、荷電粒子の熱運動による速度 $u$ と平均自由行程に比例する。この分布の分散は $\sigma_x = \sqrt{2Dt}$ で表せ、ドリフトチェンバーにおける精度の限界を決める主なものの一つになる。

電場がかかったときの電子のドリフト速度及び拡散は、質量が小さいためイオンとはちがってきて、分子との衝突で電離を起こさせるほどのエネルギーを得る。電子のドリフト速度 $w$ は、

$$w = \frac{e}{2m} E\tau$$

$\tau$ : 衝突間の平均時間

と表すことができ一般には

$$\tau = \tau(E)$$

と電場の関数になる。衝突の断面積は、アルゴンなどいくつかのガスで電場 E(または電子のエネルギー $\varepsilon$) によって非常に大きく変わることが知られている (Ramsauer 効果[3])。そのため他のガスを少量混入し電子の平均エネルギーをわずかに変えることによってもドリフト速度が大きく変化することになる。

イオン化をともなう衝突をする電子がほとんど無視できる場合は、電子のエネルギー分布は

$$F(\varepsilon) = C\sqrt{\varepsilon}\exp(-\int \frac{3\Lambda(\varepsilon)d\varepsilon}{[eE\lambda(\varepsilon)]^2 + 3\varepsilon kT\Lambda(\varepsilon)})$$

となる。ここで、$\Lambda(\varepsilon)$:衝突で電子が失うエネルギー、$\lambda(\varepsilon)$:平均自由行程で

$$\lambda(\varepsilon) = \frac{1}{N\sigma(\varepsilon)}$$

$N$ : 単位体積当りのガス分子数

$\sigma(\varepsilon)$ : 衝突の断面積

となる。弾性散乱及び非弾性散乱の断面積がわかると、$F(\varepsilon)$ が計算できる。そうするとドリフト速度及び拡散係数はそれぞれ

$$w(E) = -\frac{2}{3}\frac{eE}{m}\int \varepsilon\lambda(\varepsilon)\frac{\partial[F(\varepsilon)u^{-1}]}{\partial\varepsilon}d\varepsilon$$

$$D(E) = \int \frac{1}{3}u\lambda(\varepsilon)F(\varepsilon)d\varepsilon$$

と表せる。ここで $u = \sqrt{2\varepsilon/m}$ はエネルギー $\varepsilon$ の電子の瞬間速度を表す。今回実験で使用したアルゴン 50%、エタン 50%のドリフト速度 [4] を図 2.8 にのせる。解析ではドリフト速度は一定とした。

[3]運動エネルギー 1eV 程度の電子の波長は希ガスの束縛電子の軌道直径の 2 倍くらいに相当する。これは量子効果によって当該原子を電子に対してほとんど透明にしてしまう、つまり $\varepsilon$ の関数としての衝突断面積の極小をもたらすこと。

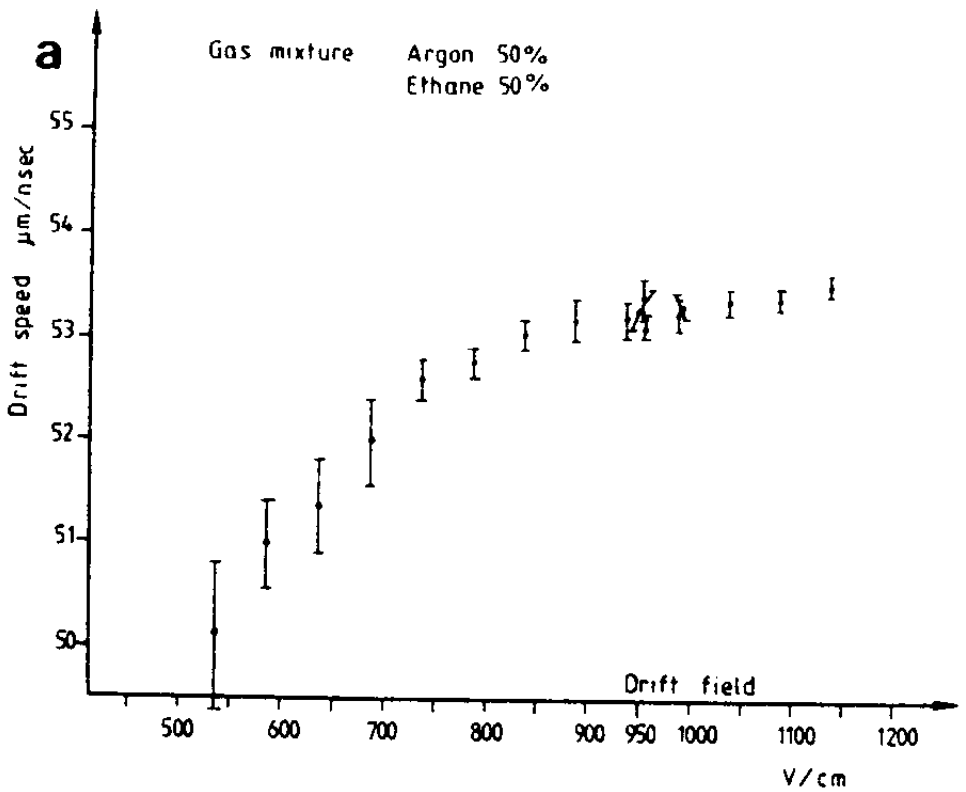



図 2.8: アルゴン 50%-エタン 50%のドリフト速度

## 2.6 分析電磁石

運動量分析電磁石として双極電磁石である「8D240」を使用した。「8D240」は磁極幅が $50[mm] \times 8 = 400[mm]$、磁極間隙が $50[mm] \times 2 = 100[mm]$、磁極長が $50[mm] \times 40 = 2000[mm]$ の形状である。「8D240」の概略図を図 2.9 に示す。

また「8D240」にかける電流値と磁場の関係は図 2.10 の通りである。図 2.10 は、KEK の佐藤氏が NMR により測定した値をもとに作成した。

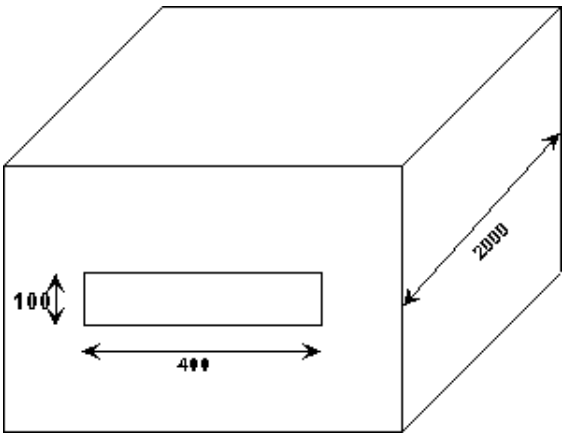



図 2.9: 8D240 形状

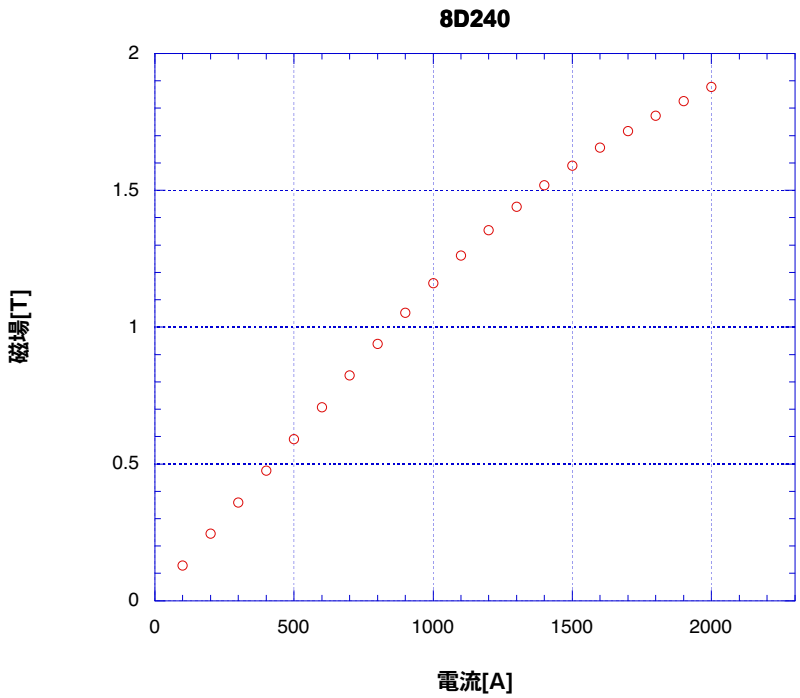



図 2.10: 電流と磁場

## 2.7 運動量の決定

ドリフトチェンバーを用いれば粒子がマグネットに入射する角度と位置およびマグネットから出て来る角度と位置を求めることが出来る。マグネットの磁束密度 $B$ の値は電流値から求めることが出来る。マグネットで曲げられた角度とマグネットにかかっている磁場の値からイベント毎の荷電粒子の運動量を決定することができる。Magnet で曲げられる角度と運動量の関係は、

$$P = 0.3BR \quad [GeV/c]$$

を用いた。ここで B:磁場 [T]、R:磁場で曲げられる曲率半径 [m]、P:運動量 [GeV/c] である。

この式は以下の手順で導いた。荷電粒子の磁場中の運動は相対論的に取り扱うと

$$\frac{d}{dt}(m_0\gamma\mathbf{v}) = q\mathbf{v}\times\mathbf{B} \longleftarrow \text{空間成分} \tag{2.6}$$

$$\frac{d}{dt}(m_0\gamma c^2) = q\mathbf{v}\cdot\mathbf{E} \longleftarrow \text{時間成分} \tag{2.7}$$

となる。(2.7) は電場 E がないとすると

$$\frac{d}{dt}(m_0\gamma c^2) = 0 \ \rightarrow \ \frac{d\gamma}{dt} = 0$$

となり (2.6) は

$$m_0\gamma\frac{d\mathbf{v}}{dt} = q\mathbf{v}\times\mathbf{B} \tag{2.8}$$

となる。

磁場中を運動する荷電粒子はローレンツ力を向心力とする円運動をする。

$$qvB = m_0\gamma\frac{v^2}{R} \tag{2.9}$$

$$R = \frac{m_0\gamma v}{qB} = \frac{P}{qB} \tag{2.10}$$

(2.10) から $P = qBR$ となる。ここで単位系を確認しながら変形すると

$$P = qBR \quad [kg\cdot m/s] = qBR \quad [\frac{J}{m/s}] \tag{2.11}$$

$$= 3\times10^8 qBR \quad [J/c] \tag{2.12}$$

で $q = e$ とすると

$$P = 3\times10^8 BR \quad [eV/c] = 0.3BR \quad [GeV/c] \tag{2.13}$$

が導かれる。解析では曲率半径 $R$ を求め、式 (2.13) から入射粒子の運動量を求めた。

# 第3章　解析

## 3.1　データ構造

解析の初めにまず、データ構造について述べる。実験データはバイナリ形式で記録されていてデータの容量を少なくしてある。実験では 1 つのイベント[1]が起こる毎にヘッダ部とデータ部からなるデータをコンピュータに記録している。

### 3.1.1　ヘッダ部

ヘッダ部は 6 つのワードから構成され、主にどの様なイベントが起こったのかという情報が記録されている。以下にヘッダ部のデータ構造をまとめる。

| header words | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| Buffer Length | Record Type | Run Number | Event Number | Mode | Reserved |

- Buffer Length には 1 イベントでのデータ量[2]が入っている。
- Record Type は 5 種類あり、0:Event Record , 1:Begin Record , 2:Pause Record , 3:Resume Record , 4:End Record となっている。解析で用いるのは 0:Event Record の時のデータである。
- Event Number は Run 中にとったイベントの順番である。
- Mode では reference , beam , pedestal , led , temperature イベントがビット毎に割り当てられていて、ビットパターンにより特定のイベントを選び出すことができる。

  図 3.1 に実験で使用したロジック図を載せる。Run 中はビームがクリスタルに入射しない時間を利用して、ペデスタルのイベントや LED のイベントのデータをとっている。そのデータの識別はロジック図のように、インタラプトレジスターのフラグをたてて行っている。temperature というのは、PWO クリスタルの温度をモニタするためのイベントデータだが、今回はデータがうまくとれていなかった。

  解析としては pedestal のデータをみるときモード番号 4,5,7、led のデータをみるときモード番号 8,9,11、beam のデータをみるときモード番号 3 を使用した。

[1]粒子が 1 発入射する事象やデータをとり始める事象
[2]ワード数 (整数型)

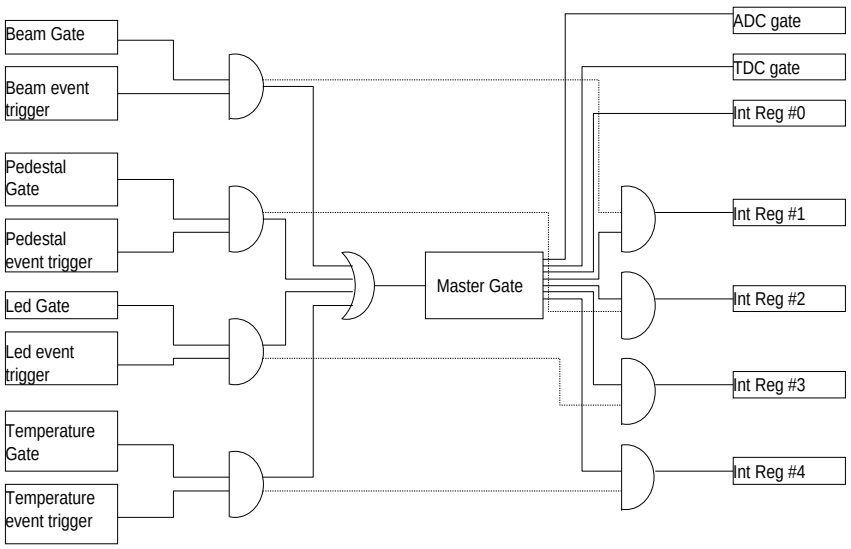



図 3.1: ロジック図

### 3.1.2 データ部

データ部は可変長でデータ量はヘッダー部の Buffer Length により求められる。データ部のデータ量が変わるのは、実験でドリフトチェンバーを用いているのでイベント毎にヒットするセンスワイヤの数が異なるからである。データ部に書かれる基本的な情報を以下にまとめる。

| Buffer address | Data name |
|---|---|
| 0 | 年 |
| 1 | 月 |
| 2 | 日 |
| 3 | 時 |
| 4 | 分 |
| 5 | 秒 |
| 6 | PWO ADC スタートアドレスとヒットカウント |
| 7 | Trigger ADC スタートアドレスとヒットカウント |
| 8 | Trigger TDC スタートアドレスとヒットカウント |
| 9 | Temperature ADC スタートアドレスとヒットカウント |
| 10 | LeCroy TDC(ドリフトチェンバー用) スタートアドレスとヒットカウント |
| 11 | GAMS TDC(ドリフトチェンバー用) スタートアドレスとヒットカウント |
| 12$\cdots$ | データ |

## 3.2 解析における座標系の定義

今回の実験の特徴はイベント毎に粒子の飛跡 (トラック) を求め粒子が PWO クリスタルに入射する位置と運動量を正確に求められることにある。トラッキングはドリフトチェンバーから求められるが、ドリフトチェンバー、マグネット、PWO クリスタルの相対的な位置関係が解っていないとトラックを求めても意味がない。

本解析ではビームの進行方向に Z 座標、進行方向に対し横方向に X 座標、進行方向に対し縦方向に Y 座標を定義し、ドリフトチェンバー、マグネット、PWO クリスタルの位置を求めた。

解析の都合上 3 つの領域に分けて座標を定義した。1 つはマグネット上流側の X 及び Z 座標の定義である。もう一つはマグネット下流の X 及び Z 座標の定義である。最後は Y 及び Z 座標の定義である。3 つの座標系は実験記録及び実験エリアに入って測量したデータにもとづいて定義した。

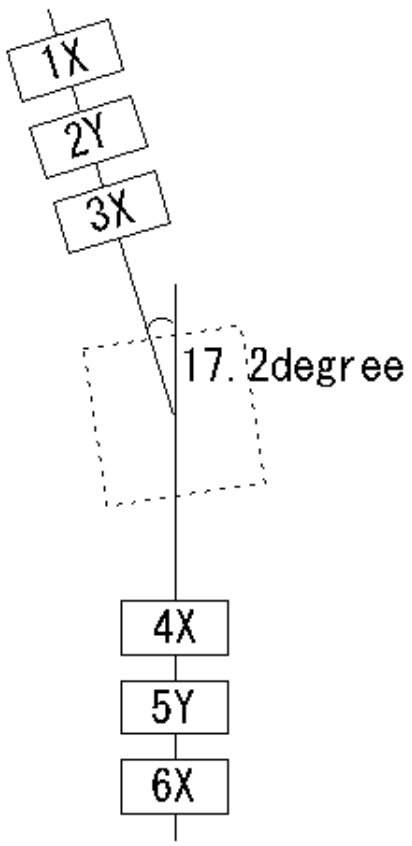



図 3.2: ドリフトチェンバーとマグネット

### 3.2.1　マグネット上流側の座標系

マグネット上流側の座標系を図 3.3 に載せる。図にはドリフトチェンバーのセンスワイヤの位置を X 座標 [mm] で表す。マグネット上流側の座標系はビームラインに書かれているケガキを Z 軸と定義しマグネットの中心を Z 座標の原点とした。上流側のチェンバーでは 1 層で 8 個のセンスワイヤのデータをとっていて 1X と 3X 合わせて 8 層でトラッキングを求めることができる。

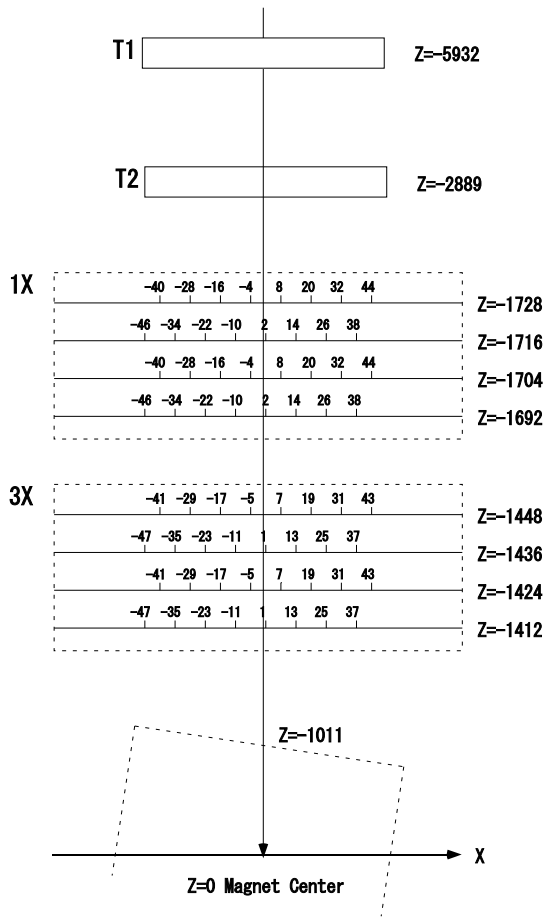



図 3.3: マグネット上流での座標系

### 3.2.2　マグネット下流側の座標系

マグネット下流側の座標系を図 3.4 に載せる。図にはドリフトチェンバーのセンスワイヤの位置を X 座標 [mm] で表す。マグネット下流側の座標系はビームラインに書かれているケガキを Z 軸と定義しマグネットの中心を Z 座標の原点とした。下流側のチェンバーでは 1 層で 16 個のセンスワイヤのデータをとり上流側よりも広範囲のトラッキング情報をとれるようになっている。しかし、ドリフトチェンバー 4X の 2 層目 3 層目及び 6X の 1 層目はデータがとれてないので解析できない。そのため下流側のトラッキングは 4X と 6X 合わせて最大 5 層でトラッキングを行うことになる。

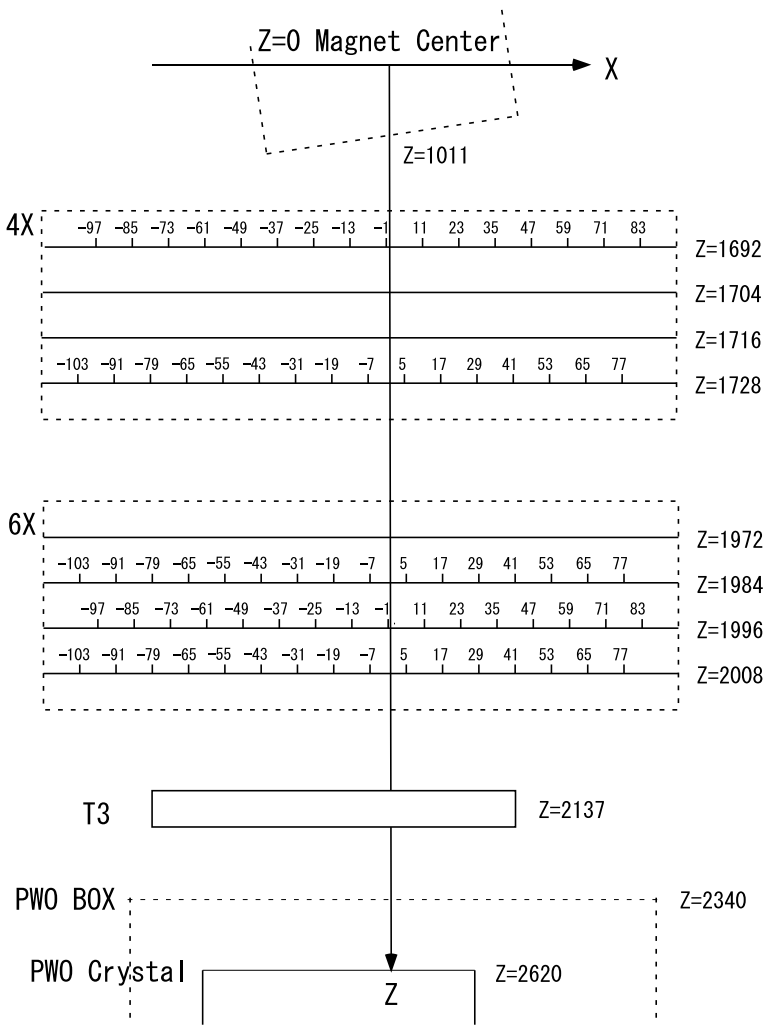



図 3.4: マグネット下流での座標系

### 3.2.3 Y 方向の座標系

Y 方向の座標系を図 3.5 に載せる。ドリフトチェンバーのセンスワイヤの位置を Y 座標 [mm] で表す。実験記録にある Line Of Sight の値を Y 座標の原点とした。Y 方向のチェンバーは 1 層 8 個のセンスワイヤのデータをとっていて、2Y と 5Y 合わせて 8 層でトラッキングを行うことができる。Z 座標はビームラインのケガキにそって定義した。X 方向の解析では Z 座標の原点はマグネットの中心としていたが、Y 方向の解析では Z 座標を定義する上でマグネットの中心は重要では無く、PWO BOX 前面の位置を Z 座標の原点とした。

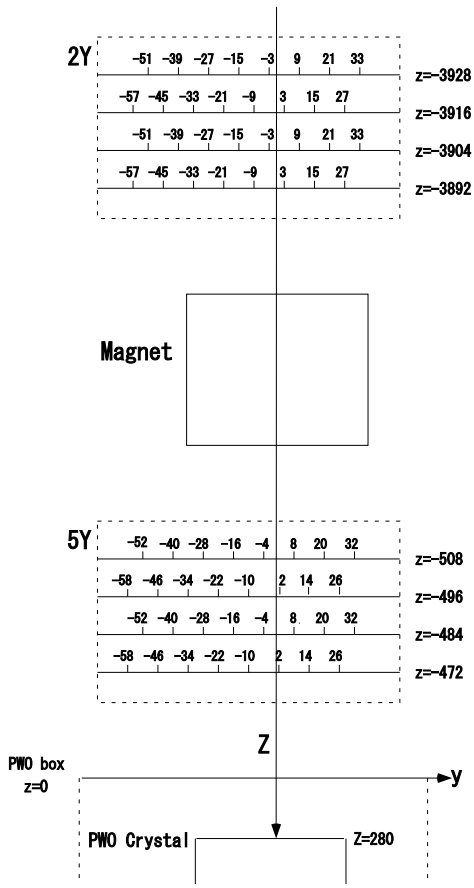



図 3.5: Y 方向の座標系

## 3.3 ドリフトチェンバーの解析

ドリフトチェンバーのデータはマスタートリガーのパルスが発生してからセンスワイヤにパルスが発生するまでの時間差情報と、どのセンスワイヤがヒットしたかという 2 つの情報からなっている。今回の実験ではドリフトチェンバーのデータをとるために 2 種類の TDC[3]を用いた。1 つは LeCroy の TDC でドリフトチェンバー 1X,2Y のデータをとり、もう一つは KAIZU の TDC でドリフトチェンバー 3X,4X,5Y,6X のデータをとっている。LeCroy、KAIZU 両方の TDC のデータ配列を以下に示す。

| LeCroy データ配列 | | | | | | | | | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| bit | 15 | 14 | 13 | 12 | 11 | 10 | 9 | 8 | 7 | 6 | 5 | 4 | 3 | 2 | 1 | 0 |
| 内容 | Module Number | channel Number | | | | | Time data | | | | | | | | | |

| KAIZU データ配列 | | | | | | | | | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| bit | 15 | 14 | 13 | 12 | 11 | 10 | 9 | 8 | 7 | 6 | 5 | 4 | 3 | 2 | 1 | 0 |
| 内容 | channel Number | | | | Module Number | | | | Time data | | | | | | | |

3.3 ではドリフトチェンバーの TDC データから粒子の飛跡 (トラック) を求める過程について詳しく述べていく。

### 3.3.1 TDC ヒストグラム

LeCroy の TDC 分布及び KAIZU の TDC 分布を図 3.6 に載せる。ドリフトチェンバーのデータは

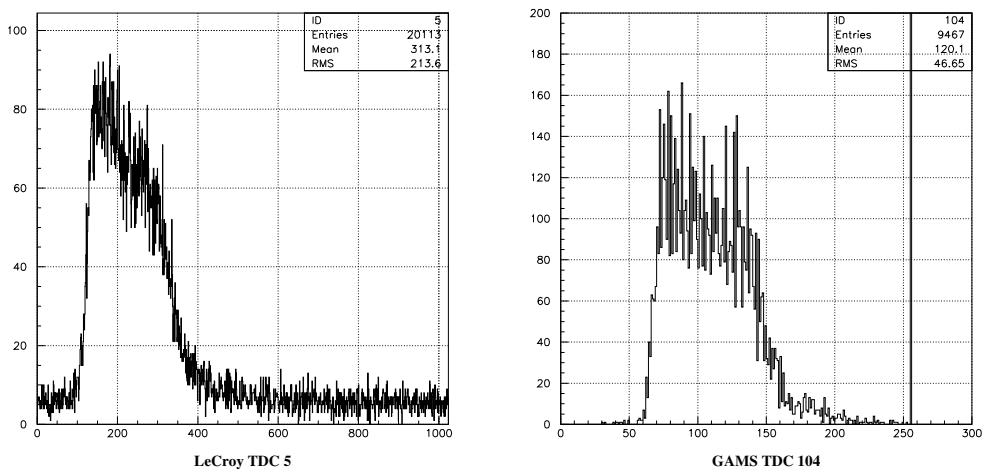



図 3.6: 左の図が LeCroy、右の図が KAIZU

[3]Time to Digital Converter

Common Start でデータをとっており、TDC の channel 数が大きくなる (右へシフトする) 程、電離で生じた電子のセンスワイヤまでのドリフト距離が長くなっている。

図 3.6 では横軸が TDC の channel で表されており、マスタートリガーのパルスが発生した時間とセンスワイヤのパルスが発生した時間の時間差の分布を表している。LeCroy、KAIZU 両方のヒストグラムとも分布の立上り (センスワイヤ近傍) がイベント数が多く、分布の山がフラットになっていない。これは通常荷電粒子が通過した距離に比例してドリフト時間がかかるがセンスワイヤ近傍を通過したイベントで生じた電子は高電場領域で一気にドリフトされるため、通過した位置とドリフト時間が比例の関係でなくなる。つまりセンスワイヤ近傍を通過したイベントでは、実際は違う位置を通過していても同じ TDC の値を得ることが多くなるため、センスワイヤ付近でイベント数が多く分布がフラットになっていないと考える。

解析では全てのセンスワイヤの TDC 分布を確認した。そこで図 3.7 の様にセンスワイヤの TDC 分布がおかしいものを確認した。図 3.7 の様におかしくなる原因はこのセンスワイヤが発振[4]してい

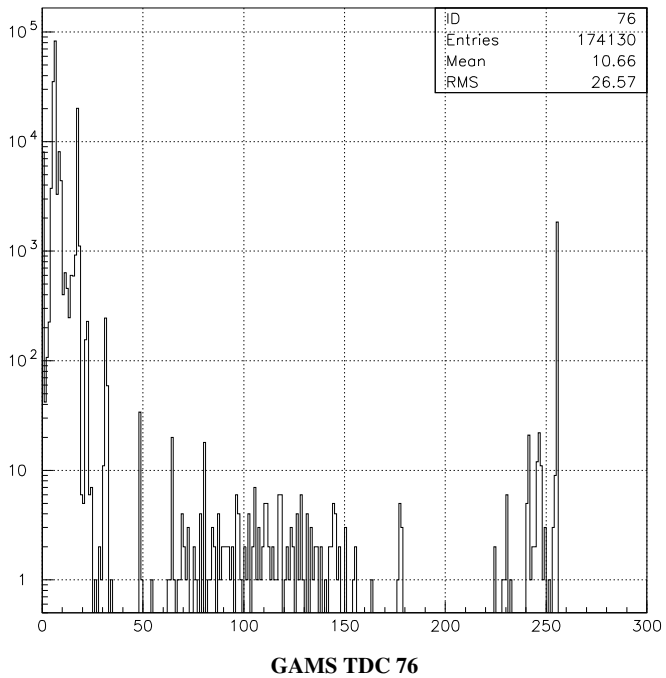



図 3.7: TDC 分布がおかしいヒストグラム

たと考えられる。発振は常にワイヤがヒットしている状態なのでトリガがかかるとすぐにストップシグナルが入り、TDC 分布ではじめの方にピークがたつ。

[4]センスワイヤに集まった電荷はいったんコンデンサーに集められ、次に増幅器で増幅されるが、出力信号が何らかの原因で入力端子に戻されると増幅を繰り返す

### 3.3.2 multiplicity

1 つのイベント (荷電粒子がドリフトチェンバーを横切る) が起きた時、理想的には図 3.8 の様に、ドリフトチェンバーの各層で電離が起きた領域に一番近いセンスワイヤが 1 つだけヒットするはずである。しかし実際には高電場領域で十分に電子増幅が行われなくパルスとして出力されない場合

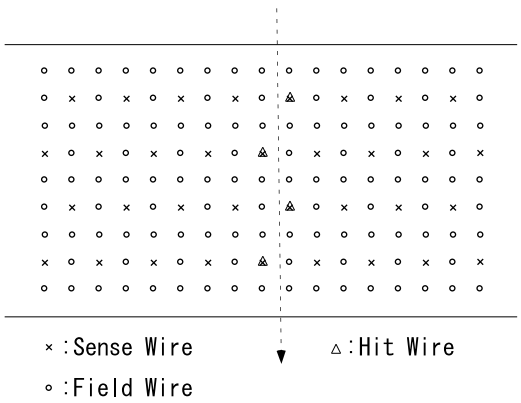



図 3.8: 理想的なヒットパターン

(この場合ヒット数は 0 になる) や、逆に Field Wire 近くを荷電粒子が通り電離で出てきた電子が 2 つのセンスワイヤで検出される場合 (この場合ヒット数は 2 になる) など各層でのセンスワイヤのヒット数が 1 になるとは限らない。その他にも、図 3.9 の様にクロストーク[5]を起こして、ヒット数が多くなる場合もある。またセンスワイヤが発振している場合は、1 つのイベントで発振しているセンスワイヤが複数回ヒットすることもある。今回実験で使用したドリフトチェンバーの 1 イベン

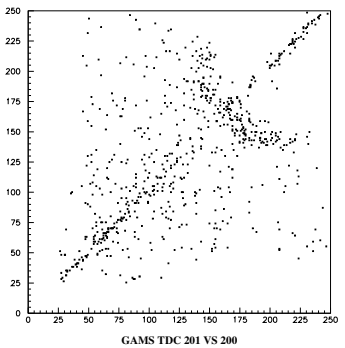



図 3.9: 1 つの層で隣り合ったセンスワイヤの TDC の相関

[5]センスワイヤで集められた電荷はアンプで増幅され、ケーブルを通って Discriminator に入るが、そのケーブルを移動するときのクロストークが主な原因と考えられる。

トでの各層のヒット数を図 3.10 から図 3.14 にまとめた。

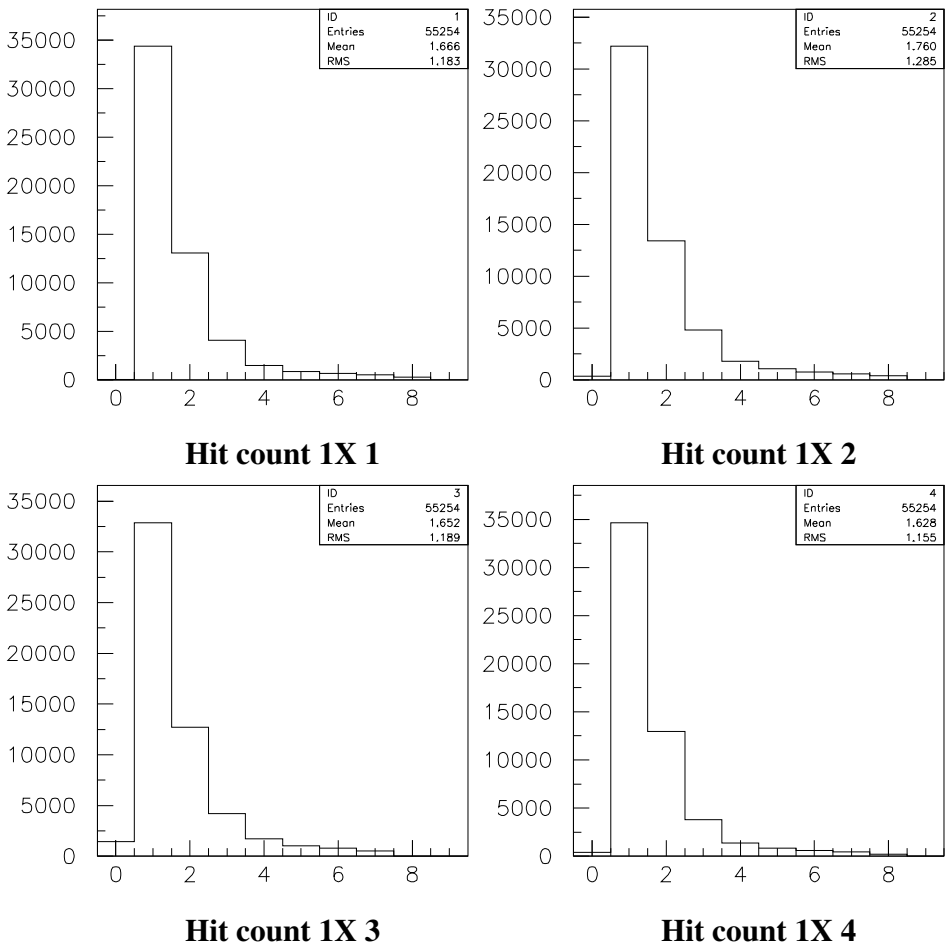



図 3.10: DC 1X の各層でのヒット数。左上が 1 層目、右上が 2 層目、左下が 3 層目、右下が 4 層目

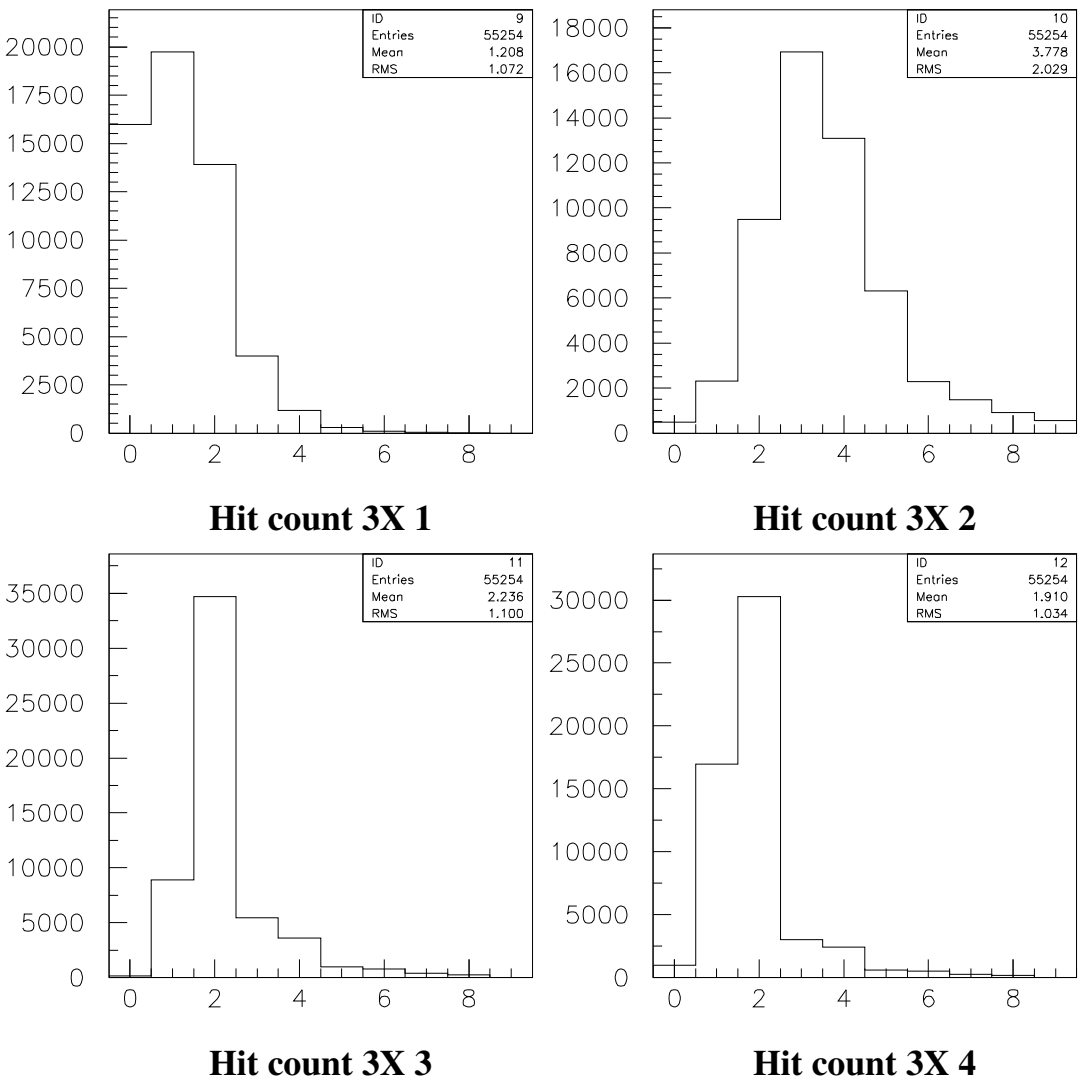



図 3.11: DC 3X の各層でのヒット数。左上が 1 層目、右上が 2 層目、左下が 3 層目、右下が 4 層目。ドリフトチェンバー 3X に関しては発振しているワイヤがあり、そのために 1 イベントでのヒット数が多くなったと考えられる。

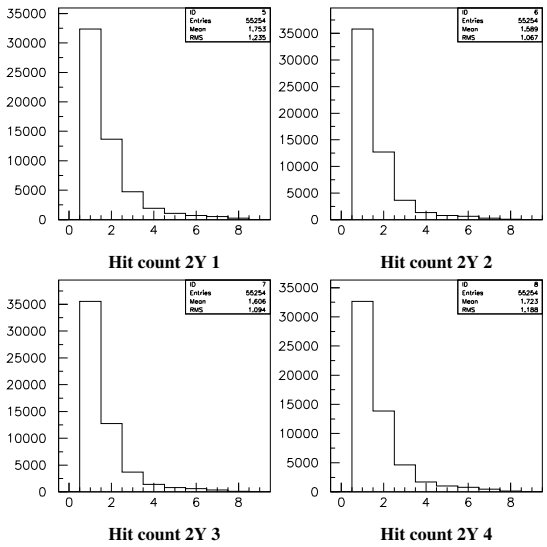



図 3.12: DC 2Y の各層でのヒット数。左上が 1 層目、右上が 2 層目、左下が 3 層目、右下が 4 層目

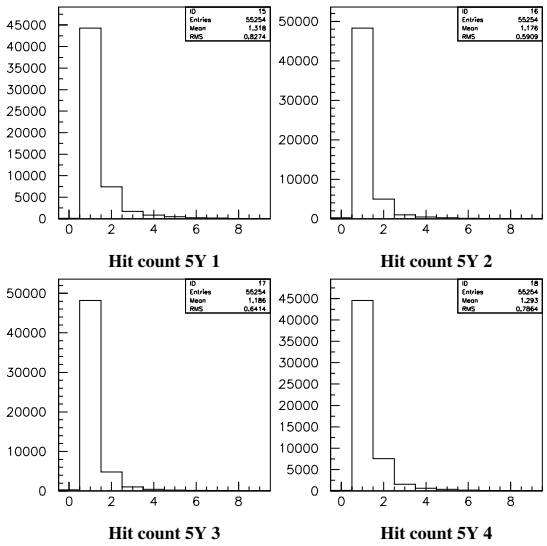



図 3.13: DC 5Y の各層でのヒット数。左上が 1 層目、右上が 2 層目、左下が 3 層目、右下が 4 層目

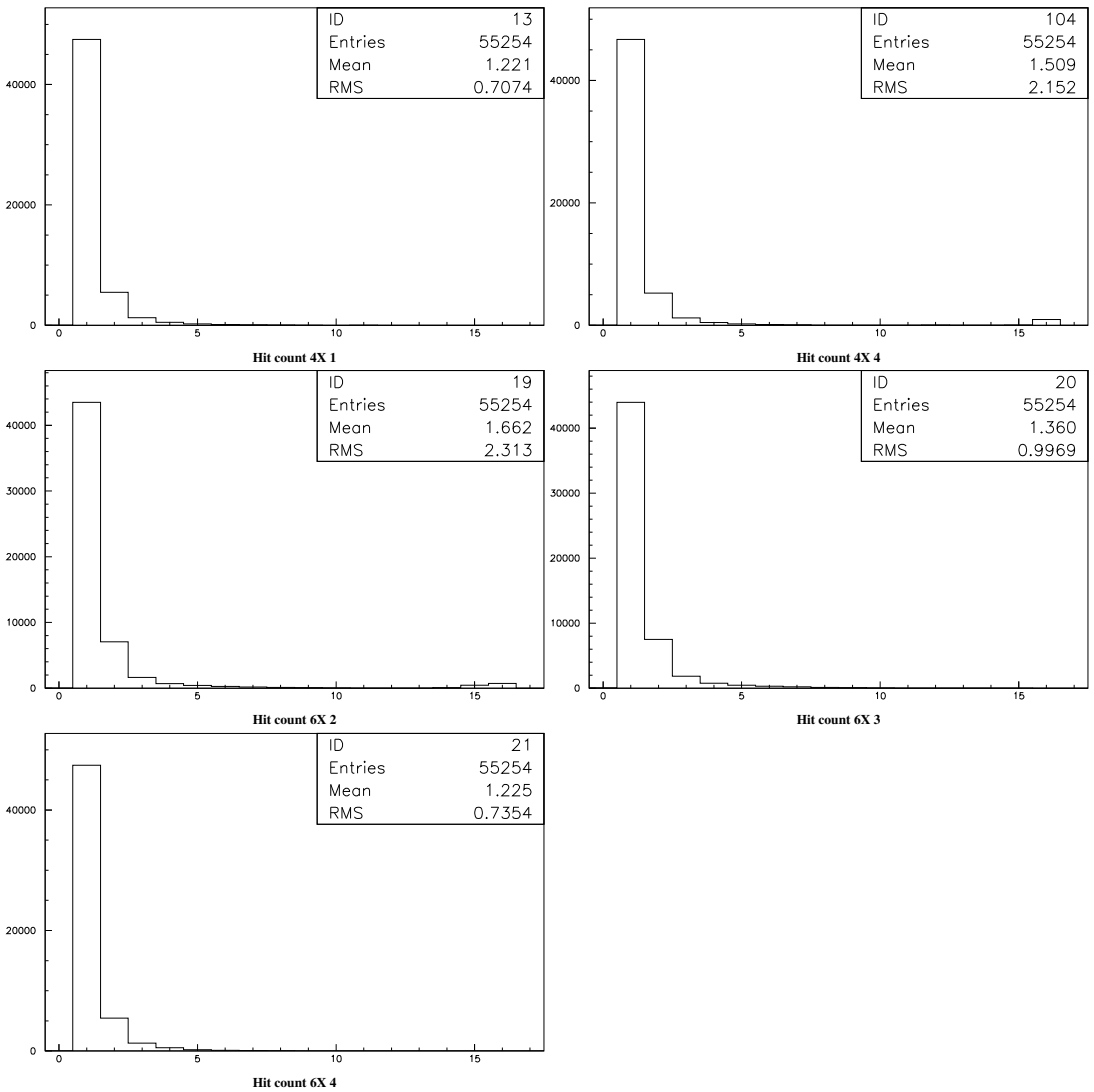



図 3.14: DC 4X 及び 6X の各層でのヒット数。左上が 4X の 1 層目、右上が 4X の 4 層目、左真中が 6X の 2 層目、右真中が 6X の 3 層目、左下が 6X の 4 層目

### 3.3.3 efficiency

3.3.2 では 1 つのイベントが起こった時、ドリフトチェンバーの 1 つの層でヒットしたワイヤの数について述べた。ここでは 1 つのイベントが起きた時ドリフトチェンバーが何層ヒットしたかを述べる。ドリフトチェンバーのデータは最終的に粒子のトラッキングを求める為に使われる。トラッキングは最小 2 乗法で求めるが、最小 2 乗法のデータ点の数を見積もる上で何層ヒットしていたかという情報は重要である。図 3.15 にヒットした層の数を載せる。

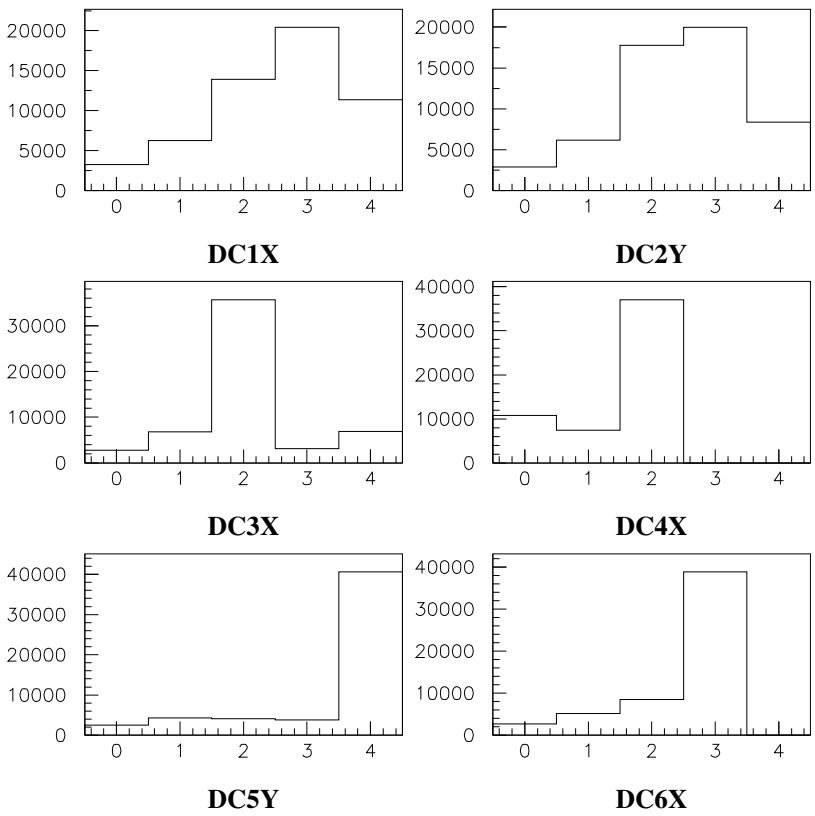



図 3.15: 1 イベントでヒットした層の数。左上が 1X、右上が 2Y、左中段が 3X、右中段が 4X、左下が 5Y、右下が 6X を表す

各ドリフトチェンバーでイベント毎に 2 層以上ヒットした割合は DC1X=83%、DC2Y=84%、DC3X=83%、DC4X=67%、DC5Y=88%、DC6X=86%となった。ここで DC4X は 2 層、DC6X は 3 層のデータしかとっていない。マグネット上流 X 方向のトラッキングは DC1X と DC3X の 2 つのドリフトチェンバーを使うがトラッキングを正確に求める為に仮に DC1X と DC3X の層のヒット数がそれぞれ 2 以上の時にトラッキングを行うとする。そうすると全イベント中でマグネット上流 X

のトラッキングが引けるイベントは $83\%(1X) \times 83\%(3X) \approx 69\%$ となる。同様にマグネット下流 X のトラッキングが引けるイベントは $67\%(4X) \times 86\%(6X) \approx 58\%$ となり、Y 方向のトラッキングが引けるイベントは $84\%(2Y) \times 88\%(5Y) \approx 74\%$ となる。またイベント毎に運動量を出す場合はマグネット上流のトラッキングとマグネット下流のトラッキングが同時にできていなければならないので $69\%$(上流) $\times$ $58\%$(下流) $\approx 40\%$ となる。さらに運動量も解っていて PWO クリスタルへの入射位置 (X,Y) も解っているイベントは $40\% \times 74\%(Y) \approx 30\%$ となる。

これらの計算はあくまでトラッキングが引けるという割合で、引いたトラッキングが正しくない場合もあるので実際のデータとして使えるのはさらに少なくなる。このようにドリフトチェンバーを用いると粒子のトラッキングは正確に求められるが、その代わりにイベント数が減るという問題が生じる。

### 3.3.4 TDC データから drift length への変換

ドリフトチェンバーのデータは 3.3.1 でみたように時間 (TDC) 情報である。それを解析では電離で生じた電子がドリフトする距離に直す必要がある。この解析ではドリフトする電子のドリフト速度を一定とし、ドリフトする時間と距離が比例関係にあるとし drift length を求めた。ドリフトチェンバーの 1 つの層はセンスワイヤとフィールドワイヤが 6[mm] 間隔で交互に張られている。そこでセンスワイヤからのドリフト距離 (DL) は以下の式で求めた。

$$DL[mm] = \frac{TDC - SW}{FW - SW} \times 6[mm]$$

ここで TDC:TDC の値、FW:TDC 分布での Field Wire の位置に相当する時間、SW:TDC 分布での Sense Wire の位置に相当する時間。

ここで SW と FW の範囲に入っていない TDC データは使用しないとこにした。このことにより発振したデータにカットをいれることが出来る。

SW と FW の位置はワイヤ毎に TDC 分布をみて最大カウントの半分の値を越えている範囲で最初に隣のビンとの差分がマイナスになる値を SW、最期に隣のビンとの差分がマイナスになる値を FW と決定した。図 3.16 に TDC 分布上での SW と FW の位置を載せる。

KAIZU の TDC は Full scale が 300nsec で、8bit でデータをとっている。つまり TDC1ch あたり 1.17nsec の時間に対応する。図 3.16 の KAIZU のヒストグラムにおいて、センスワイヤとフィールドワイヤは約 70ch の差があり、これは約 82nsec のドリフト時間に対応する。センスワイヤとフィールドワイヤは 6mm 離れているので、アルゴン-エタン中のドリフト速度は

$$\frac{6mm}{82nsec} \sim 73\mu m/nsec$$

という計算になる。

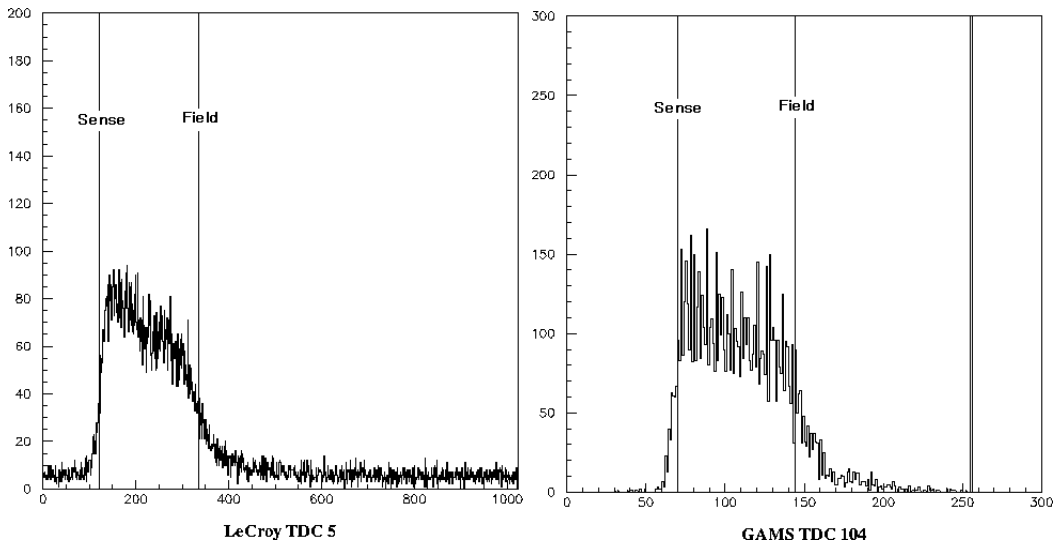



図 3.16: 左が LeCroy、右が KAIZU の TDC

### 3.3.5 粒子のトラッキング

ドリフトチェンバーのデータとしてとっている情報はヒットしたセンスワイヤの番号とセンスワイヤからどれだけ離れた距離を粒子が通過したかという情報である。粒子ビームはドリフトチェンバーに対してほぼ垂直にきている。従ってセンスワイヤの左右どちらを粒子が通過したかの判断は、基本的に半セルずれた層でヒットしたセンスワイヤの位置と組み合わせることにより判断することができる。図 3.17 をみると 1 層だけではセンスワイヤの左右どちらを通過したか解らないが半セルずれた層の通過位置の候補 (左右) との関係をみることにより通過位置を決定できることがわかる。

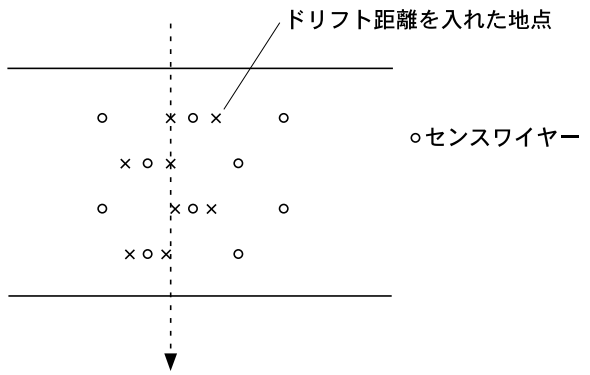



図 3.17: ヒットポイントとトラッキング

理想的には粒子のトラッキングを求める時、2 つのドリフトチェンバー (マグネット上流 X では

1X,3X、マグネット下流 X では 4X,6X、Y 方向のトラッキングでは 2Y,5Y) の全ての層でセンスワイヤがヒットしてほしい。しかし、全ての層でのセンスワイヤのヒットを要求するとイベント数が急激に減ってしまうのを 3.3.3 で確認したので解析では以下の条件の時トラッキングをおこなうことにした。

- ビームがドリフトチェンバーに対してほぼ垂直に入射してくるので、図 3.18 の様にあるワイヤ (× ) がヒットしたとき、トラッキングを求める上で候補となるワイヤ (○ ) に見当をつける。
- 2 つのドリフトチェンバーで合計 3 層以上ヒット (候補となるワイヤ以外がヒットした場合は層のヒットとはみなさない) した時トラッキングを行う。ここで 2 つのドリフトチェンバー合計 3 層と言うのは、1 つのドリフトチェンバーで 3 層ヒットして、もう一つのドリフトチェンバーではヒットがなかったという事象は省く。必ず 2 つのドリフトチェンバーとも最低 1 層はヒットしていなければならない。

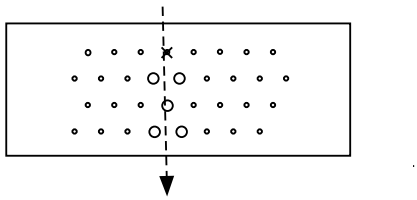


図 3.18: × がヒットしたワイヤだとすると大きい○ がトラッキングの候補ワイヤになる

最終的に粒子のトラッキングは各層でセンスワイヤからのドリフト距離を考慮にいれたヒットポイントを出し、それらを最小 2 乗法でフィットすることにより飛跡を求めた。

### 3.3.6 最小 2 乗法を用いてのトラッキング

トラッキングを行うそれぞれの領域では磁場がないので荷電粒子の飛跡としては直線になる。以下に最小 2 乗法を用いたトラッキング直線の求め方及びトラッキング直線の誤差について述べていく。

測定量 Z と X の間に

$$X = a + bZ$$

の関係があるとき、測定値を $x_i, z_i$ として

$$x(z_i) = a + bz_i$$

とおく。簡単のため $z_i$ の分散は無視できる程小さく、$x_i$ は正規分布に従い、分散 $\sigma_i^2$ が全て等しいとすると、$\chi^2$ は

$$\chi^2 = \frac{1}{\sigma^2}\sum_{i=1}^{n}[x_i - (a + bz_i)]^2$$

となる。$\chi^2$ を最小にする a,b は、連立方程式

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial a} = -\frac{2}{\sigma^2}\sum(x_i - a - bz_i) = 0 \tag{3.1}$$

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial b} = -\frac{2}{\sigma^2}\sum z_i(x_i - a - bz_i) = 0 \tag{3.2}$$

から求められる。これを書き直し正規方程式

$$an + b\sum z_i = \sum x_i \tag{3.3}$$

$$a\sum z_i + b\sum z_i^2 = \sum z_i x_i \tag{3.4}$$

を得る。この方程式を解いて

$$a = \frac{1}{\Delta}(\sum z_i^2 \sum x_i - \sum z_i \sum z_i x_i) \tag{3.5}$$

$$b = \frac{1}{\Delta}(n\sum z_i x_i - \sum z_i \sum x_i) \tag{3.6}$$

$$\Delta = n\sum z_i^2 - (\sum z_i)^2 \tag{3.7}$$

を得る。これによって測定点からもっとも確からしいトラッキング直線 $X = a + bZ$ がひける。

トラッキング直線の係数の分散は以下の様にだすことができる。今 $z_i$ の分散は無視できるので、$\sigma_{x_i}^2 = \sigma^2$,$\sigma_{z_i}^2 = 0$ とおくと、係数の分散は

$$\sigma_a^2 = \sum_{i=1}^{n}(\frac{\partial a}{\partial x_i})^2\sigma^2 \tag{3.8}$$

$$\sigma_b^2 = \sum_{i=1}^{n}(\frac{\partial b}{\partial x_i})^2\sigma^2 \tag{3.9}$$

で与えられる。$(3.5)$,$(3.6)$ 式を測定値 $x_i$ で微分して

$$\frac{\partial a}{\partial x_i} = \frac{1}{\Delta}(\sum z_j^2 - z_i\sum z_j) \tag{3.10}$$

$$\frac{\partial b}{\partial x_i} = \frac{1}{\Delta}(nz_i - \sum z_j) \tag{3.11}$$

となるから、$(3.8)$,$(3.9)$ 式に代入して、

$$\sigma_a^2 = \frac{\sigma^2}{\Delta}\sum z_i^2 \tag{3.12}$$

$$\sigma_b^2 = \frac{n\sigma^2}{\Delta} \tag{3.13}$$

を得る。この解析を行う上で、$\sigma^2$ はドリフトチェンバーの分散である。

またトラッキング直線 $X = a + bZ$ がひけた時、ある Z の値での X の値がどれだけ誤差を含んでいるかという情報は解析を進める上で知っておかなければならない。求める $x(z)$ の分散 $\sigma^2_{x(z)}$ は、誤差の伝播の式から

$$\sigma^2_{x(z)} = \sigma^2 \sum_{j=1}^{n} (\frac{\partial x(z)}{\partial x_i})^2 \tag{3.14}$$

$$= \sigma^2 \sum_{j=1}^{n} (\frac{\partial a}{\partial x_i} + z\frac{\partial b}{\partial x_i})^2 \tag{3.15}$$

$$= \sigma^2 \sum_{j=1}^{n} \{(\frac{\partial a}{\partial x_i})^2 + 2(\frac{\partial a}{\partial x_i})(z\frac{\partial b}{\partial x_i}) + z^2(\frac{\partial b}{\partial x_i})^2\} \tag{3.16}$$

となる。(3.16) に (3.8)(3.9)(3.10)(3.11) を代入すると

$$\sigma^2_{x(z)} = \sigma^2_a + z^2\sigma^2_b - 2\frac{\sigma^2}{\Delta} z \sum z_k \tag{3.17}$$

となり、これが求めたトラッキング直線 $X = a + bZ$ の z の位置での分散を表す。z における x(z) の分散 $\sigma^2_{x(z)}$ は $\sigma^2_a + x^2\sigma^2_b$ でも $(\sigma_a + x\sigma_b)^2$ でもないことに注意しなければならない。

### 3.3.7　トラッキングの位置と TDC の相関

これまでドリフトチェンバーのデータからトラッキング直線を求める作業を行ってきた。ここで実際に求めたトラッキングが正しいのか判断するために、あるセンスワイヤのセル内を通過したトラッキングの位置とセンスワイヤの TDC の相関 (X-t プロット) を図 3.19 に載せる。ビームの進行方向はほぼドリフトチェンバーに対して垂直なので今は簡単の為、セル内のドリフト距離はドリフトチェンバーの 1 つの層を横切った位置で与えた。

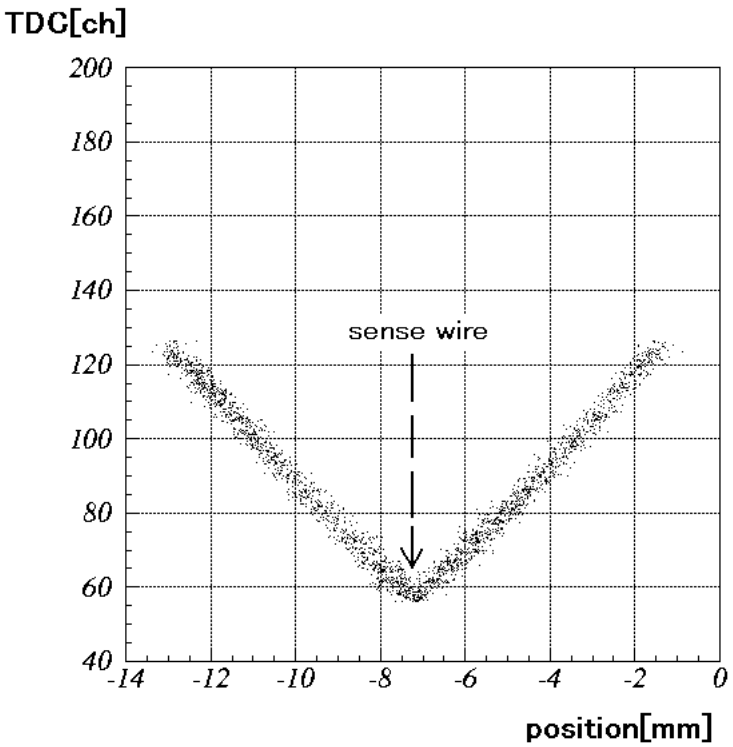



図 3.19: トラッキングと TDC の相関

図 3.19 は横軸が粒子の通過位置で、縦軸がセンスワイヤの TDC を表している。この様子からセンスワイヤから遠いところを粒子が通るとドリフト時間 (TDC) が長くなっていることがわかる。

解析ではドリフト速度を一定とした。図 3.19 を見る限り、荷電粒子の通過位置と TDC の値の相関は直線上に分布している。このことからドリフト速度を一定として良いことが確認できた。

### 3.3.8　トラッキングの様子

トラッキングの様子とセンスワイヤの位置及びドリフト距離の関係を図 3.20 にあらわした。図

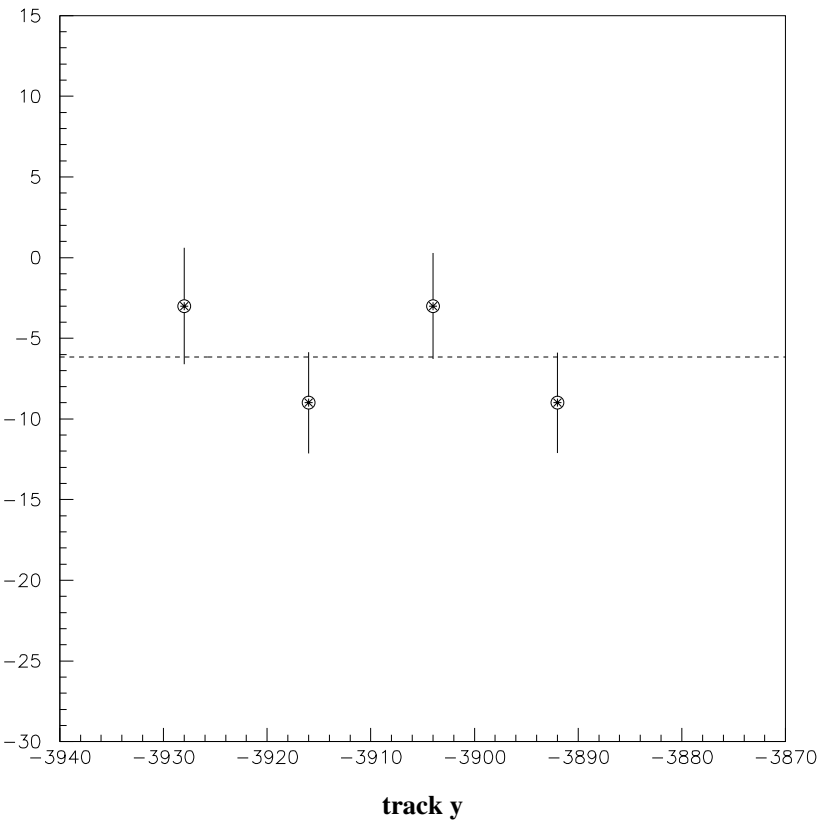



図 3.20: DC2Y でのトラッキングの様子

3.20 では横軸が z 座標の値 [mm]、縦軸が y 座標の値 [mm] を表し、ドリフトチェンバー 2Y 中を粒子が横切った時 (左から右へ) の飛跡とドリフト距離の様子を表している。最小 2 乗法で求めたトラッキング直線を点線で表す。× 印がセンスワイヤの位置で、実線がドリフト距離を表している。ドリフトはセンスワイヤの上下どちらからきたのか判断できないため、センスワイヤの上下にドリフト距離をのばした。解析ではドリフト距離を考慮にいれた全ての各層毎のヒットポイントの組合せでトラッキング直線及び $\chi^2$ を求め、一番 $\chi^2$ の小さい直線を本物のトラッキング直線とした。

### 3.3.9　ドリフトチェンバーの位置分解能

トラッキングが行えたのでドリフトチェンバーを粒子が通過した位置 $x_{tr}$ とセンスワイヤからドリフト距離を考慮にいれたヒットポイント $x_h$ との残差 $\Delta x$ が求まる。つまり

$$\Delta x = x_{tr} - x_h$$

である。残差を求めるうえで注意すべきことは、トラッキングは残差を求めるワイヤ以外で行わなければならない。つまり残差を求めるワイヤはトラッキング直線を求める上で使ってはいけない。この残差の分布を図 3.21 に載せる。図 3.21 は横軸が残差を表していて単位は [mm] である。

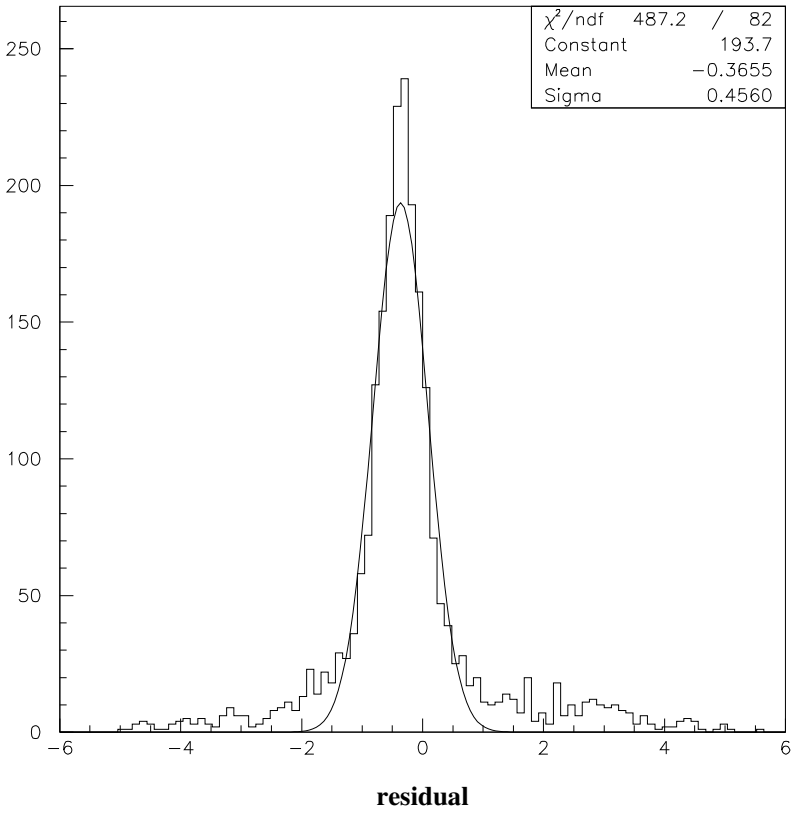



図 3.21: 残差の分布

もしトラッキング直線が正確で粒子の通過した位置が真の値を示すなら、ここで求まった残差にガウスフィットをかけた標準偏差 $\sigma_{\Delta x}$ がドリフトチェンバーの位置分解能を表している。しかし実際はトラッキングによる粒子の通過位置にも誤差があるので、残差には通過位置の誤差 $\sigma_{x_{tr}}$ とドリ

フトチェンバーの固有の誤差 $\sigma_{dr}$ が含まれていることになる。つまり

$$\sigma^2_{\Delta x} = \sigma^2_{x_{tr}} + \sigma^2_{dr} \tag{3.18}$$

と表せる。$\sigma_{x_{tr}}$ は式 (3.17) から見積もることが出来るが、式 (3.17) にはドリフトチェンバーの誤差がわかってなければならない。そこで解析では $\sigma^2_{x_{tr}}$ を出すうえでドリフトチェンバーの誤差を仮に $\sigma = 0.3mm$ とし $\sigma^2_{x_{tr}}$ を見積もり、式 (3.18) から $\sigma^2_{dr}$ を出した。次にそこで得られた $\sigma^2_{dr}$ の値をまた式 (3.17) に代入し、$\sigma^2_{x_{tr}}$ を見積もり、式 (3.18) から $\sigma^2_{x_{tr}}$ をだすという繰り返しを数回行い収束する値を求めた。その結果 $\sigma_{dr} = 0.38mm$ という値を得た。

### 3.3.10 トラッキングの $\chi^2$ 分布

解析を行った 3 つの領域 (マグネット上流 X、マグネット下流 X、Y) でそれぞれトラッキング直線の $\chi^2$ 分布を確認した。

測定値 X が正規分布に従い、Z の分散が無視できるとすると。$n$ 組の測定値を $x_i, z_i$ とし、最小 2 乗法で求めた値を $x(z_i)$ で表すと $\chi^2$ は

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{\sigma_i^2}\{x_i - x(z_i)\}^2 \tag{3.19}$$

で与えられる。一般に $x(z_i)$ が $X = a + bZ + cZ^2 + \cdots + kZ^p$ の様に p 次の多項式で、p+1 の係数を最小 2 乗法で定めたとき、$\chi^2$ は自由度 $\nu = n - (p+1)$ の $\chi^2$ 分布に従う。

今回解析で求めたトラッキングは全て直線 (1 次の多項式) である。よって図 3.22 には $\chi^2/(n-2)$ の分布を載せた。

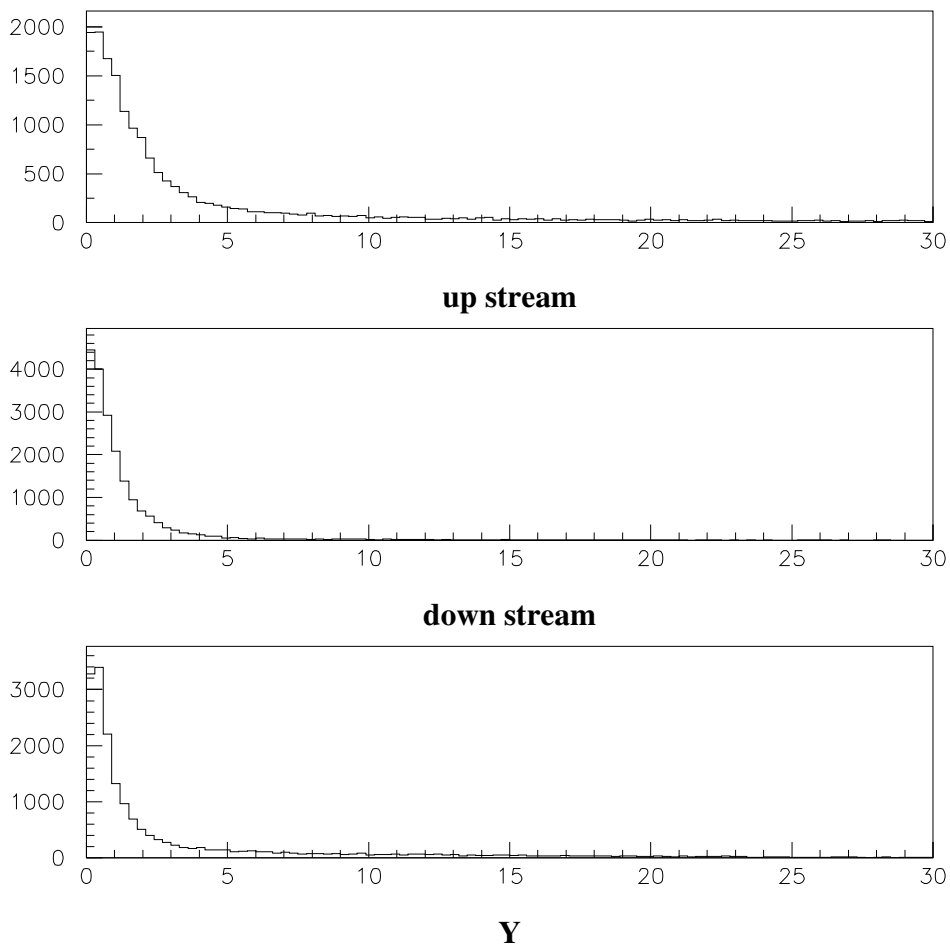



図 3.22: $\chi^2/(n-2)$ の分布。上段:マグネット上流 X、中段:マグネット下流 X、下段:Y

## 3.4 PWO クリスタルの座標の決定

ドリフトチェンバーの解析をおこなうことにより、ビームのトラッキングが行えたので、PWO クリスタルに入射するイベントを用いて PWO の座標を求めた。PWO クリスタルのビーム進行方向に対する座標 (Z) はわかっているが、水平方向 (X) と垂直方向 (Y) に関しては解析を進める上で正確に求める必要がある。座標の決定は電子 1GeV の Run のデータを使って行った。電子 1GeV の Run は Calibration 用に他のエネルギーより多くのイベントをとっている。また $\pi^-$ のデータよりも電子のデータの方が電磁シャワーでクリスタル内に拡がって行くが、その分多くの発光量が得られ、より正確な位置を決定できると考えた。

### 3.4.1 PWO クリスタルの位置でのビームモニタ

まず、PWO クリスタルのおかれている Z 座標がわかっているのでその位置でのビームの広がりを確認した。その結果を図 3.23 に載せる。

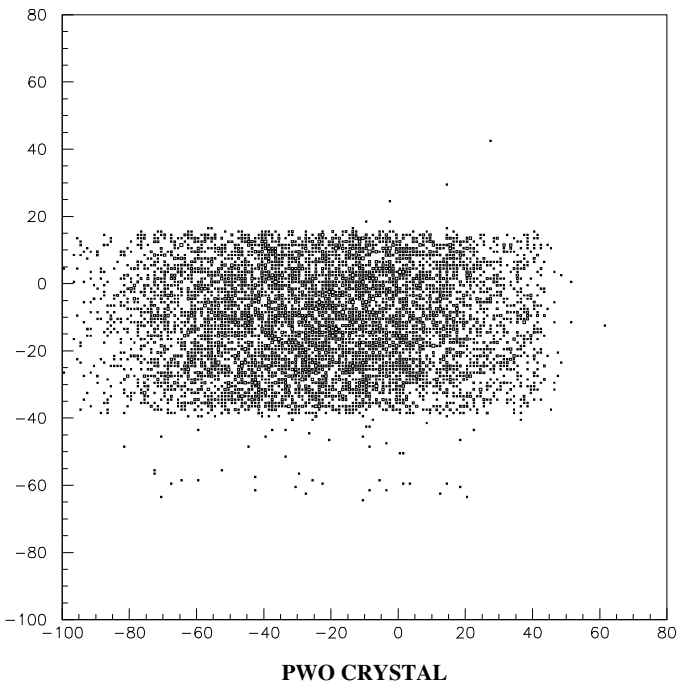



図 3.23: PWO の位置でのビームモニタ

図 3.23 は横軸に X 座標 [mm]、縦軸に Y 座標 [mm] をとってある。PWO の位置でのビームの入射分布はほぼトリガーカウンター T3 の形状に依ることが、この結果からわかる。なおトリガーカウンタ T3 の Y 方向のサイズは $50mm$ で、X 方向については実験記録からはわからない。

### 3.4.2 座標の決定の仕方

PWO クリスタルでのビームモニタがしっかり出来ていることが確認できたのでトラッキングで求めた入射位置を X 方向、Y 方向それぞれに 2mm 間隔でカットを入れていき、その時の各 PWO クリスタルの ADC の重心の値 (2mm 以内に入ったイベント全ての平均) から Pedestal の値をひいた値をクリスタル毎にプロットした。

解析ではビームが PWO クリスタルの中心に入射している Run をもとに座標の定義をおこなった。実験では Calibration 用にビームに対する PWO クリスタルの位置を、中心入射からずらしている Run もある。その場合の座標は、相対的な移動距離が (X , Y) とも実験記録によりわかっているので、その値を信用し座標を求めた。

X 方向にカットを入れたプロットを図 3.24 に、Y 方向にカットを入れたプロットを図 3.25 に載せる。電子が入射したクリスタルではそれだけ Energy deposit が多く、PWO クリスタルの ADC の平均の値が高くなる様子がわかる。

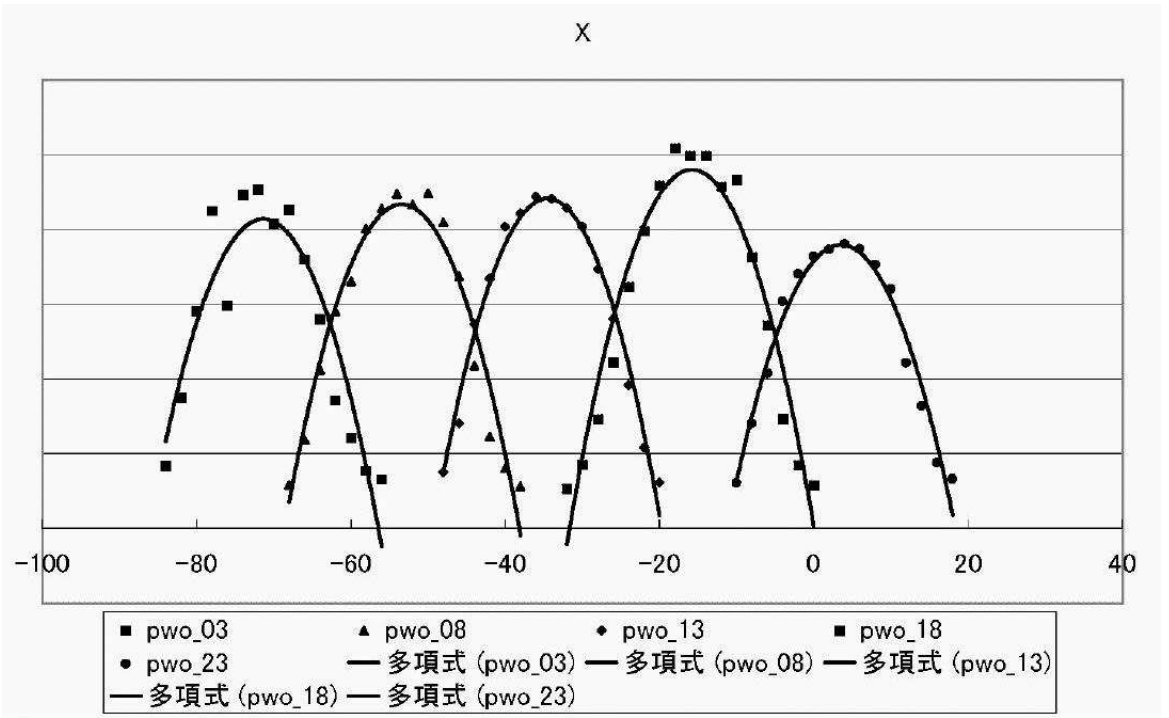



図 3.24: X 方向のカットを入れたプロット

X 方向のプロットは $5 \times 5$ の PWO 配列の Y 方向の真中の列のクリスタルで行った。真中の列のクリスタルはビームが入射してくる方向に向かって、左から no03 , no08 , no13 , no18 , no23 の順に配置されている。図 3.24 ではきちんと PWO クリスタルが配置されている様子を確認できたのでプロットした点に 2 次関数をフィットし頂点を求めた。その結果各クリスタルのピークの X 座標の値は PWOn03=−71.3、PWOn08=−53.4、PWOn13=−34.5、PWOn18=−15.8、PWOn23=3.5 と

なった。各 PWO クリスタルのピークの X 座標の値が各クリスタルの幾何学的な中心の値だとすると、クリスタルの中心の間隔は約 19mm となり、クリスタルのサイズと一致する。そこで解析では PWOn13=−34.5 の値を信用しクリスタルの X 座標の値を求めた。

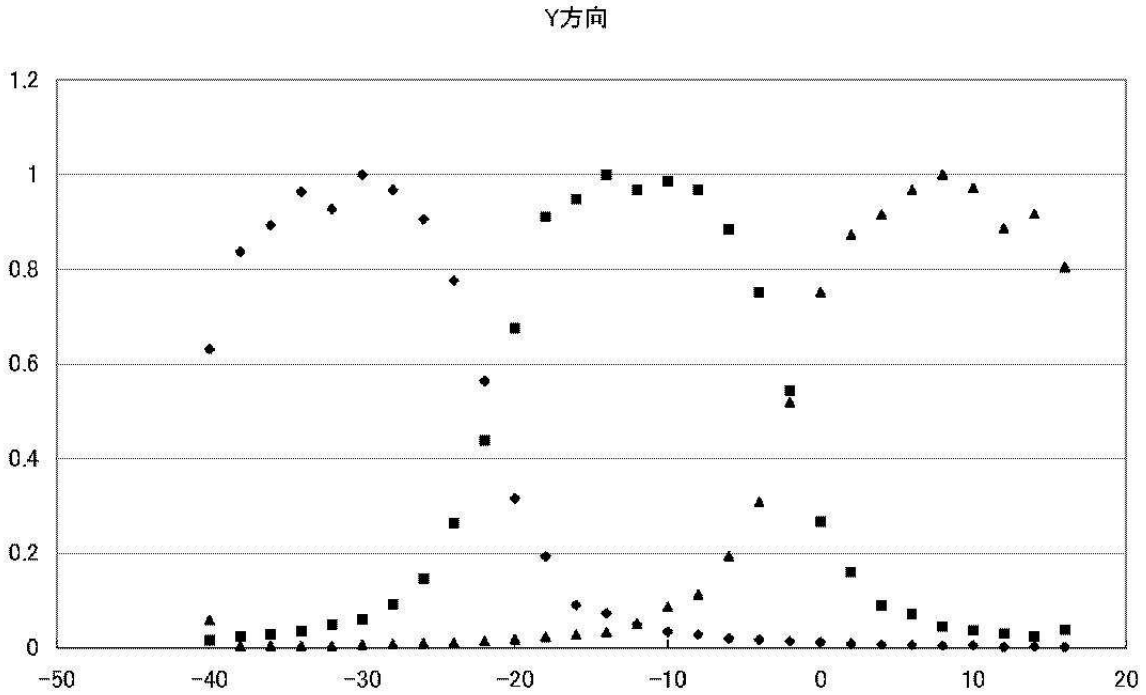



図 3.25: Y 方向のカットを入れたプロット

Y 方向の座標に関しては PWO no12 , no13 , no14 の値をプロットしていき、それぞれのクリスタルのプロットした点の最大値を 1 となるように規格化してプロットし直した。そのときの PWO no12 と no13 の交点の座標 ($Y = -21.5$) と no13 と no14 の交点の座標 ($Y = -1.9$) を求め、PWO no13 の Y の長さが約 19mm であることを確認した。それから PWO no13 にプロットに 2 次関数をフィットしてピーク値を求めることにより座標を決定した。

### 3.4.3 座標の決定

X 及び Y 座標の決定は主に PWO クリスタル配列の真中のクリスタル (no13) の座標を決めることにより求めた。中心のクリスタル (no13) の座標が決まれば後は PWO クリスタルのサイズが $19mm \times 19mm$ とわかっているので順に座標を割り当てていけばよい。その結果、図 3.26 のように PWO 配列の座標を決定した。

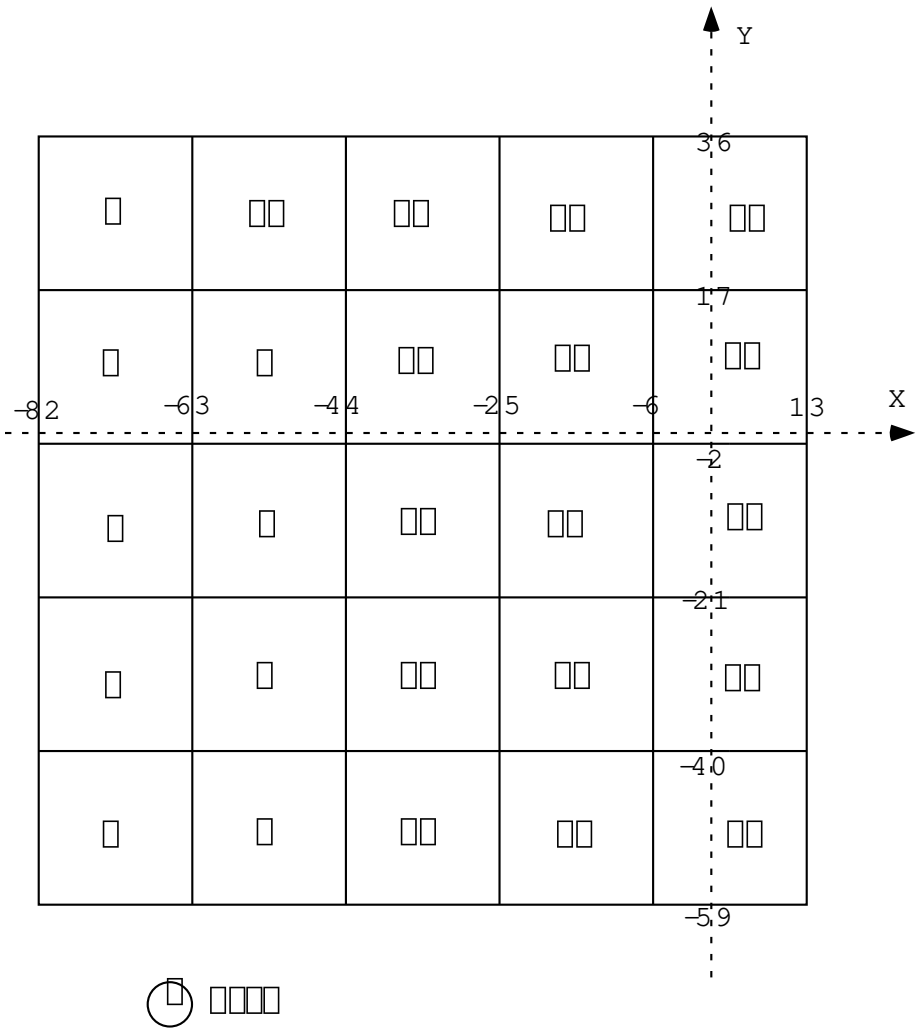



図 3.26: PWO クリスタルの座標の決定

## 3.5 Run 毎のビーム分布

電子 1GeV/c のデータを用いて PWO クリスタルの座標 (X , Y) を決定できた。また前にも述べたが $\pi 2 - B$ ビームラインは最大 4GeV/c までビームを出すことが出来る。実験では 0.5GeV/c から 4.0GeV/c まで 0.5GeV/c ステップで電子ビームとハドロンビームのデータをとっている。そこで入射運動量毎の電子のビーム分布を 0.5GeV/c から 4.0GeV/c までモニターした。その結果を図 3.27 から図 3.30 に載せる。図は PWO クリスタルの後方から入射ビームをみる向きにかかれていて、横軸が X 座標、縦軸が Y 座標を表している。

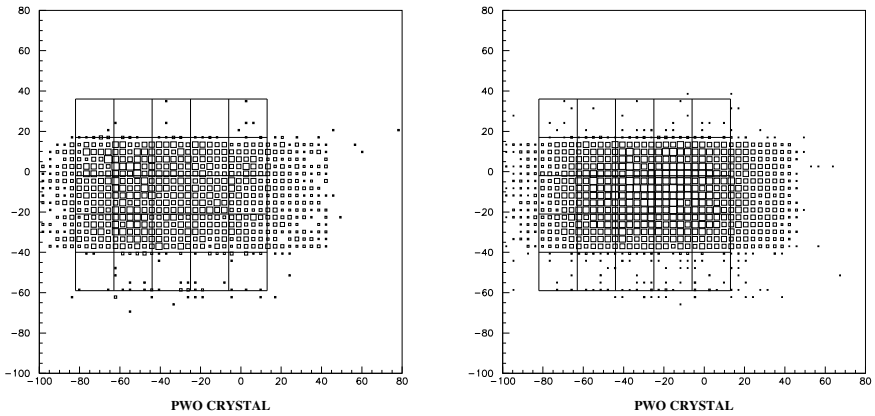



図 3.27: 左が 0.5GeV/c、右が 1.0GeV/c

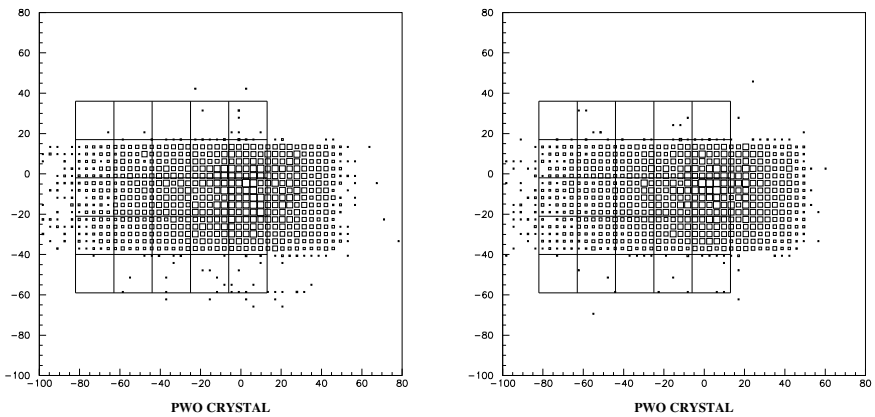



図 3.28: 左が 1.5GeV/c、右が 2.0GeV/c

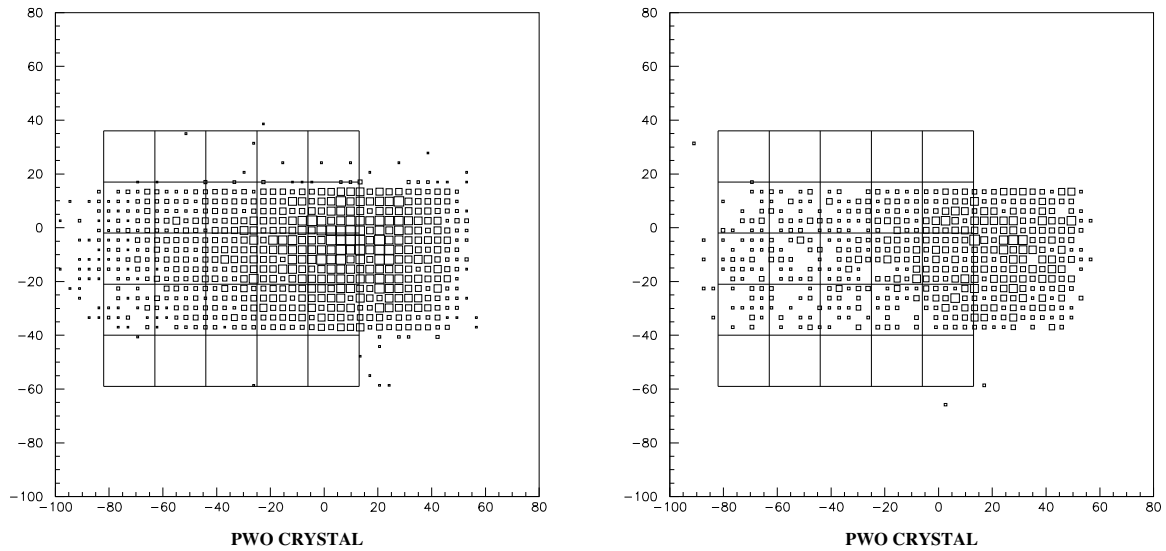



図 3.29: 左が 2.5GeV/c、右が 3.0GeV/c

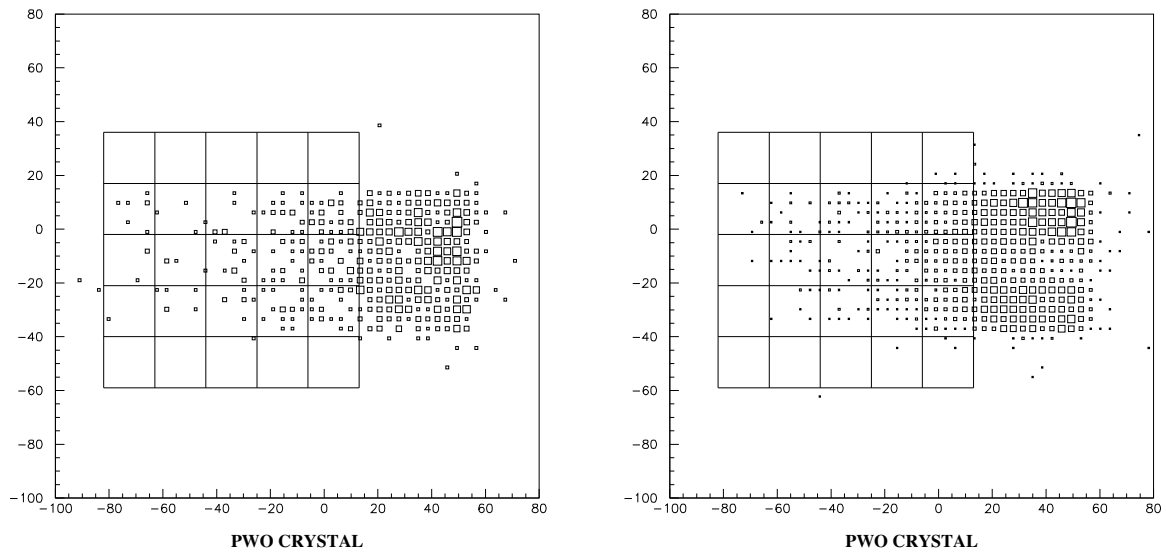



図 3.30: 左が 3.5GeV/c、右が 4.0GeV/c

図をみると入射運動量が高くなる毎にビーム分布が PWO クリスタルに対して X 方向正の向きにずれて行くことがわかる。図 3.27 から図 3.30 に載せた Run の時の D5 マグネットにかけた電流値と図 2.10 の関係からだしたそのときの D5 にかかる磁場を以下にまとめる。

| 入射運動量 GeV/c | 電流値 [A] | 磁場 [T] |
|---|---|---|
| 0.5 | 224.0 | 0.2845 |
| 1.0 | 430.0 | 0.5317 |
| 1.5 | 622.5 | 0.7627 |
| 2.0 | 830.0 | 1.0117 |
| 2.5 | 1037.5 | 1.2065 |
| 3.0 | 1245.0 | 1.3921 |
| 3.5 | 1452.5 | 1.5549 |
| 4.0 | 1850.0 | 1.8026 |

今回の実験の目的は主に PWO クリスタルのエネルギー分解能と位置分解能を求めることである。エネルギー分解能を求めるためには PWO 配列の中心付近にビームが多く入射する必要がある。それは PWO 配列の端に入射したイベントは電磁シャワーを起こす過程でクリスタル配列の外にエネルギーが洩れだしてしまうからである。

図 3.27 から図 3.30 の結果をみる限り、高い運動量 (3.0GeV/c 以上) でエネルギー分解能等の解析を行うのは PWO クリスタルへのビームの入射イベントが少なく非常に困難である。そこで今回は 0.5GeV/c から 2.5GeV/c のデータで解析を行うことにした。

## 3.6 ドリフトチェンバーを用いた運動量の解析

$\pi 2 - B$ ビームラインには分析電磁石が置いてあり、その前後にドリフトチェンバーを配置することによりイベント毎に正確な運動量を求めることが出来る。ここでは解析でどの様に運動量を導いたか述べていく、また運動量分布についても述べる。

### 3.6.1 イベント毎の運動量の出し方

荷電粒子の運動量はマグネットで曲げられる角度で決定される。よって単純にはマグネットに入射する角度 (マグネット上流 X のトラッキング直線の傾き) とマグネットから出て来る荷電粒子の角度 (マグネット下流 X のトラッキング直線の傾き) が分かればマグネットにかかる磁場の値がわかっているので運動量が求まる。しかし荷電粒子はマグネット中を曲率半径 R の弧を描いて進み、R と運動量の関係は式 (2.13) より $P = 0.3BR[GeV/c]$ と与えられるので解析では以下のようにして運動量を求めた。図 3.31 を参考のため載せた。

1. まず運動量を求める前提として次のことを仮定した。
   - マグネットは磁極長の長さにわたり一様に電流値から求めた磁場がかかっている。
   - マグネットからの洩れ磁場は一切無いものとする。

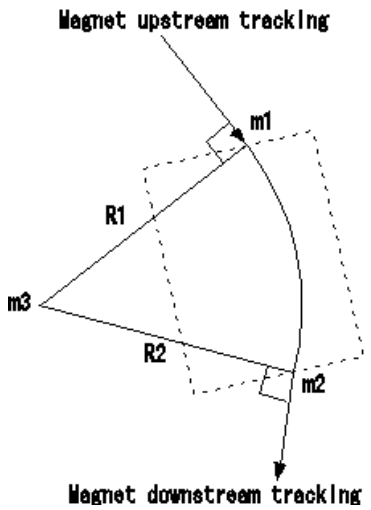



図 3.31: マグネット上下での軌跡

- 以上の仮定により荷電粒子はマグネットの中にいるときのみ曲率半径 R の円周上の軌道を描く。

2. Magnet 上流 X のトラッキング直線と Magnet の上端の交点 $m_1(z_1, x_1)$ 及びマグネット下流 X のトラッキング直線とマグネット下端の交点 $m_2(z_2, x_2)$ を求める。

3. 交点 $m_1$、$m_2$ を通りトラッキング直線と垂直な直線をそれぞれ引く。

4. 垂直な直線の交点 $m_3(z_3, x_3)$ を求める。(理論的にはこの交点を中心にした円弧上を Magnet 中の荷電粒子は移動する。)

5. $m_3$ と $m_1$、$m_3$ と $m_2$ の距離 $R_1$、$R_2$ をだす。(理論的には $R_1$ $R_2$ の距離は同じで $R = \frac{P}{0.3B}$ の関係をみたす。)

6. 解析では曲率半径 $R_1$ $R_2$ の長さの違い $\Delta R = R_1 - R_2$ が 15mm 以内の時 $P = 0.3BR[GeV/c]$ の関係式から運動量を求めた。

ここで $\Delta R$ を 15mm でカットを入れた理由を述べる。理想的には $\Delta R = 0mm$ が望ましいが、運動量を求める上で仮定した条件 (洩れ磁場が無い、一様に磁場が分布している等) に無理があることや、トラッキング直線にも誤差があるため $\Delta R = 0mm$ にはならない。しかし $\Delta R$ が非常に大きいデータは運動量を求める上で信頼性が低い。電子 1GeV/c の Run の $\Delta R$ の分布を図 3.32 に載せる。通常 $\Delta R = R_1 - R_2$ はゼロのまわりを中心に対称に分布すると予想されるが図 3.32 では中心がマイナスの方によっている。このことは $R_1$ より $R_2$ の方が平均的に長いことを示している。この原因としては、X 座標の原点 (実験記録を参考にして決定した) がずれている可能性がある。つまりマグネット上流側の X 座標の原点がビーム進行方向に向かって右にずれているか、マグネット下流側の X 座標の原点がビーム進行方向に向かって左にずれているかである。

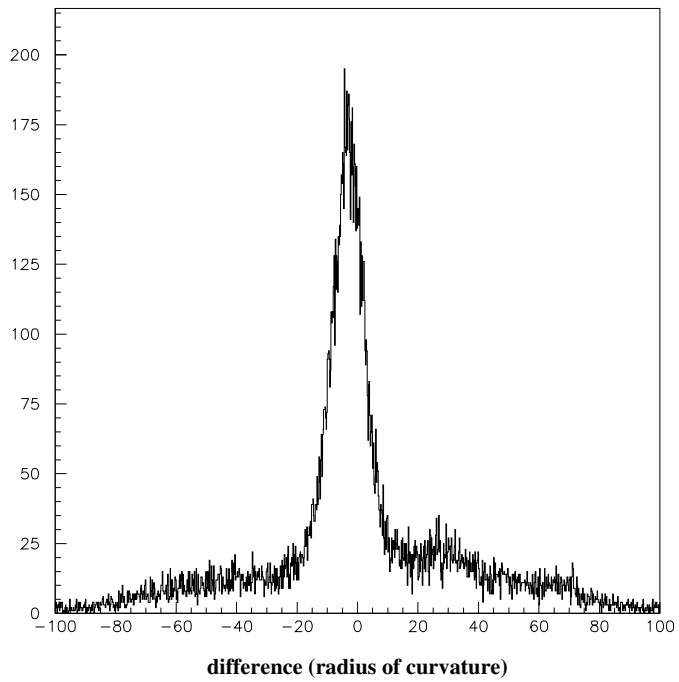



図 3.32: 電子 1GeV/c , $\Delta R$ 分布

図 3.32 の時、曲率半径のずれ $|\Delta R|$ とイベント数の割合を以下にまとめた。

| $\|\Delta R\|$ | イベント数の割合 |
|---|---|
| 5mm 以内 | 33% |
| 10mm 以内 | 52% |
| 15mm 以内 | 61% |
| 20mm 以内 | 65% |

また運動量と $|\Delta R|$ の相関について図 3.33 に載せる。図 3.33 では $|\Delta R|$ が小さいところではある運動量に集中しているが、$|\Delta R|$ が大きくなっていくと運動量がある値からずれていくことがわかる。

解析を進める上で問題となるのは運動量と PWO クリスタルへの入射位置がわかっているイベント数が少ないことである。そこであまりイベント数を減らさないで正しい運動量をだすことを考えた結果、$|\Delta R| < 15mm$ でカットを入れることにした。

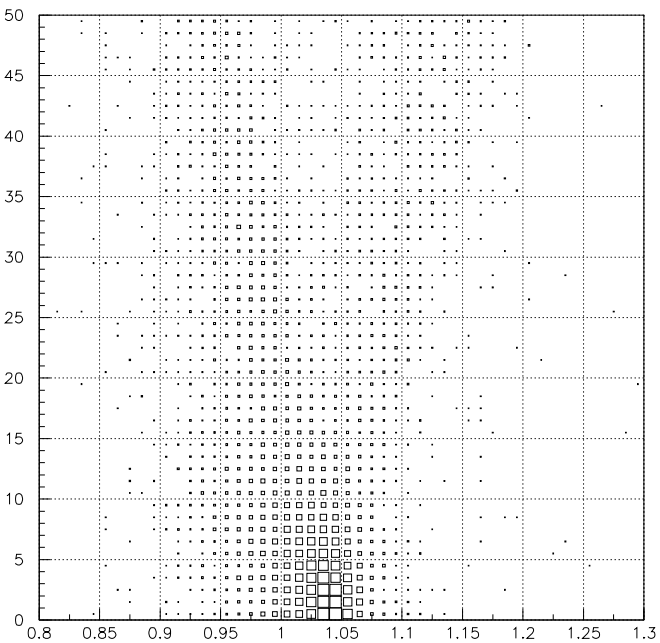



図 3.33: 運動量と $|\Delta R|$ の相関。横軸は運動量、縦軸は曲率半径のずれ $|\Delta R|$ を表している

### 3.6.2 運動量分布

入射運動量が 1GeV/c の運動量分布を図 3.34 に載せる。運動量分布には 2 つの成分があるとして Double Gauss Fit をかけた。ヒストグラムにかかれているパラメータはそれぞれ P1,P4 が normalization factor、P2,P5 が平均値、P3,P6 が $\sigma$ を表している。

2 つの運動量成分というのは、電子の場合 3.5 に載せたエネルギー毎のビームの入射位置分布に依存して、2 つの運動量成分があるようにみえると考えられる。つまり PWO クリスタルへの入射位置分布において、ある入射中心の位置から X 正方向の位置への入射が多いとき、入射運動量は高い成分が多くなり、逆に入射中心から X 負方向の位置への入射が多いとき、入射運動量は低い成分が多くなる。これは分析電磁石 $D5$ で曲げられる角度が大きいのは運動量が低く、曲げられる角度が小さいのは運動量が高いことによる。エネルギー毎に PWO に入射する位置の X 方向の分布を、図 3.38~3.39 にまとめる。

運動量分布を見ると、電子と $\pi^-$ で運動量分布に違いが見られる。もともとビーム自身は $\pi^-$ の様な運動量分布でビームラインに入射してきたと考えられる。しかし、電子はマグネット上流側のトリガーカウンターやチェレンコフカウンター等でエネルギーを失い、運動量中心からずれる成分が出てくる。そのため、電子は運動量の低い成分が多いと考える。

0.5GeV/c の時は、電子の運動量分布で低い成分が見られない。これは先にも述べたが、ビームの入射する位置によって運動量に依存があり、0.5GeV/c の場合、運動量の低い成分が入射する位置がトリガーカウンター T3 から外れているので、検出できないと考える。

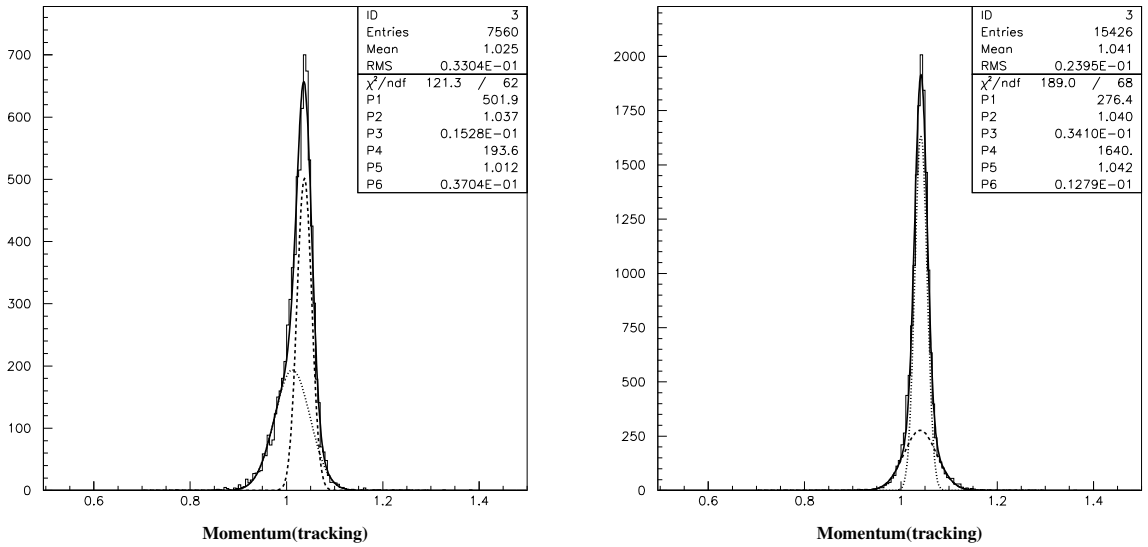



図 3.34: 左が電子 1GeV/c の運動量分布、右が $\pi^-$1GeV/c の運動量分布

運動量が 0.5GeV/c のヒストグラムを図 3.35 に、1.5GeV/c を図 3.36 に、2.0GeV/c を図 3.37 に

載せる。

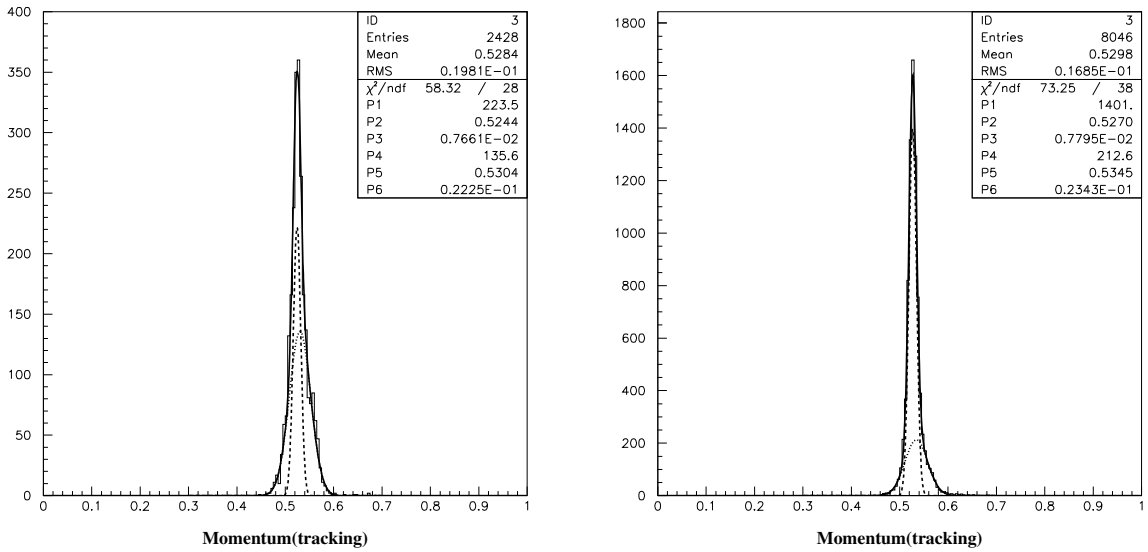



図 3.35: 左が電子 0.5GeV/c の運動量分布、右が $\pi^-$0.5GeV/c の運動量分布

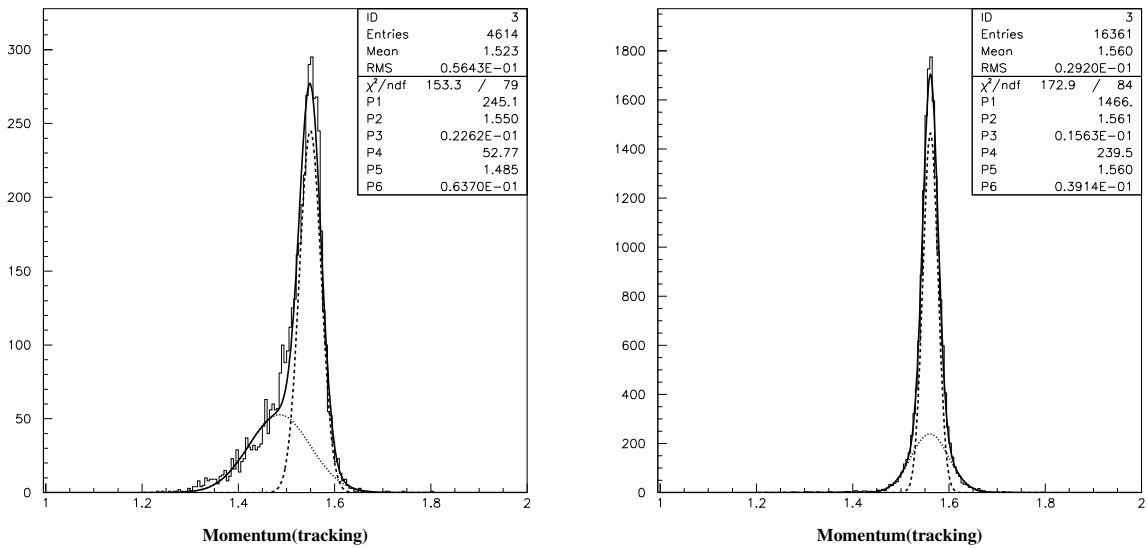



図 3.36: 左が電子 1.5GeV/c の運動量分布、右が $\pi^-$1.5GeV/c の運動量分布

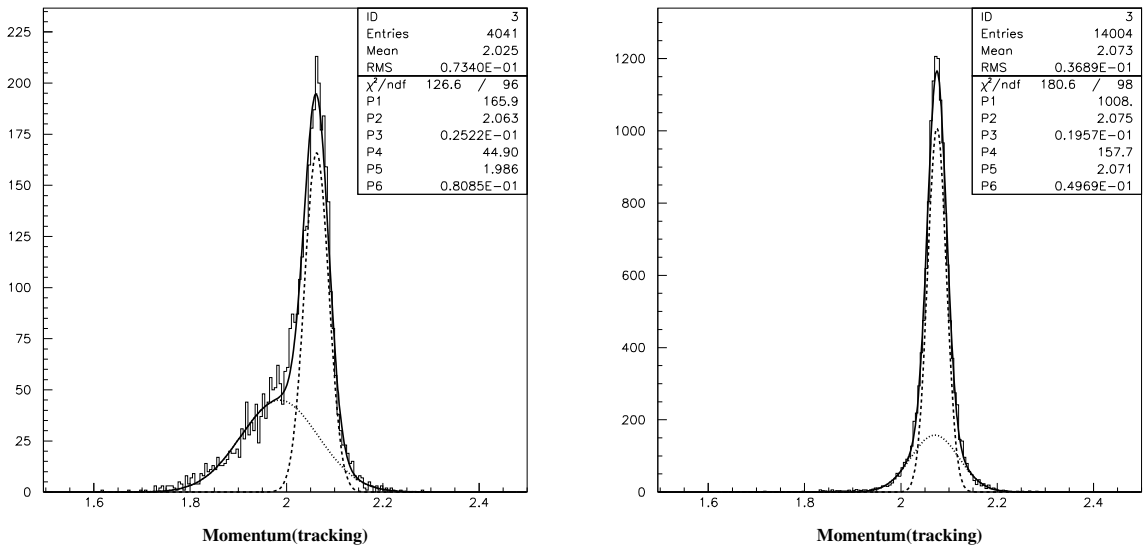



図 3.37: 左が電子 2GeV/c の運動量分布、右が $\pi^-$2GeV/c の運動量分布

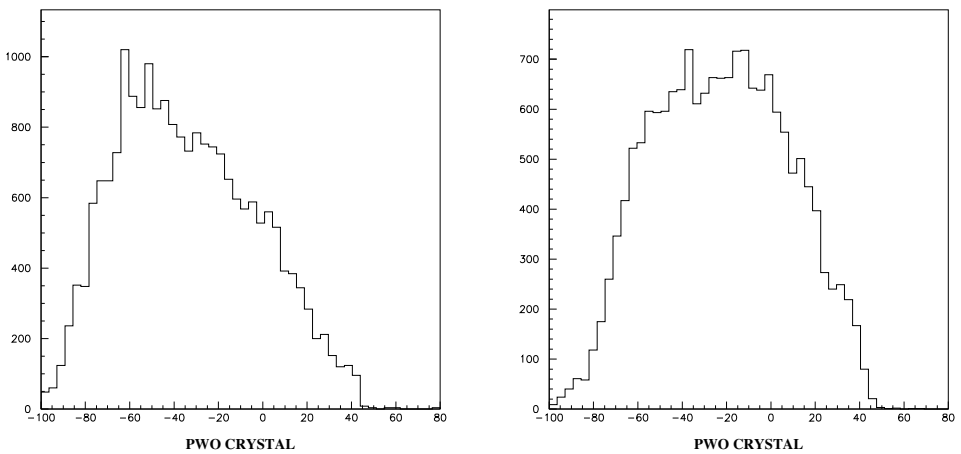



図 3.38: 左が電子 0.5GeV/c の入射位置分布、右が電子 1.0GeV/c の入射位置分布

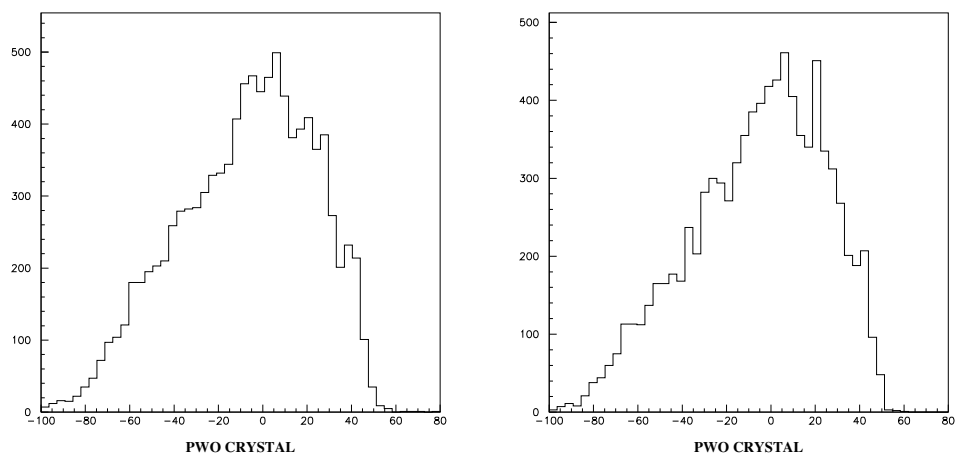



図 3.39: 左が電子 1.5GeV/c の入射位置分布、右が電子 2.0GeV/c の入射位置分布

### 3.6.3　入射位置と運動量及び入射角度の関係

荷電粒子ビームは分析電磁石 D5 を経て PWO クリスタルに入射するが、仮に電磁石に入射するビーム運動量がある範囲内で一様に分布していたら、範囲内の低い運動量は D5 で大きく曲げられ、高い運動量は D5 であまり曲げられない。そのためビームが PWO に入射する位置 (X) によって運動量及び入射角度に違いが見られると考えた。また PWO クリスタルへの入射角度と運動量にも相関が見られると予想できる。そこで PWO への入射位置 (X) と運動量の相関及び、入射位置 (X) と入射角度の相関を図 3.40 に載せる。また入射角度と運動量の相関を図 3.41 に載せる。それぞれの図は電子 $1GeV/c$ のデータを使って求めた。

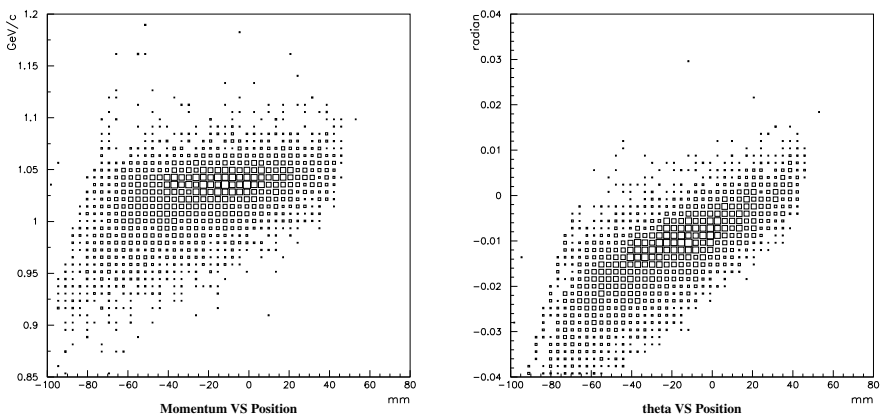



図 3.40: 左図が入射位置と運動量の相関。右図が入射位置と入射角度の相関。

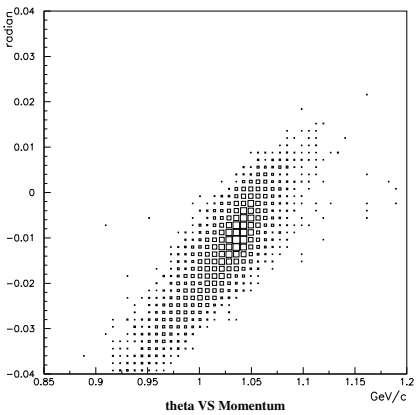



図 3.41: 入射角度と運動量の相関

## 3.7 Pedestal のヒストグラム

光電子増倍管からのシグナルが無いとき ADC のデータをとると、Pedestal イベントとして ADC のある channel を中心に鋭いピークがたつ。Pedestal は PMT からのシグナルのグランドがわずかながら変動することにより幅を持つ。

我々は PMT からのパルス波高のデータを ADC channel で記録しているが、この channel には Pedestal オフセット分の channel 数が含まれている。解析を進める上で、Pedestal イベントのピークの位置や太さを確認しておく必要がある。Pedestal のヒストグラムを図 3.42 に載せる。

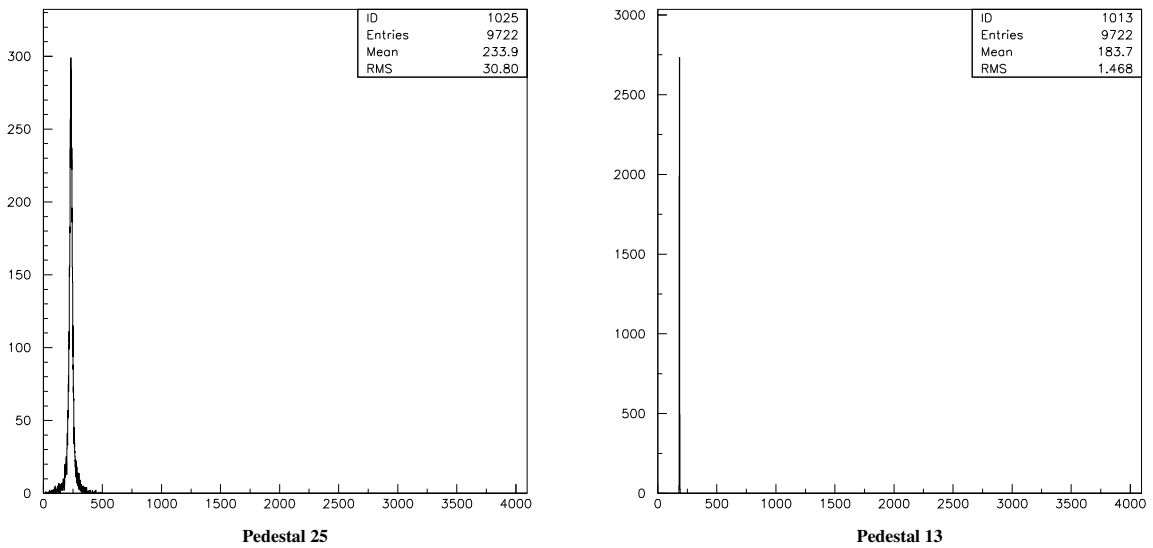



図 3.42: Pedestal イベントのヒストグラム。左が PWOno25 の Pedestal, 右が PWOno13 の Pedestal

図 3.42 には PWOno25 と PWOno13 の Pedestal のヒストグラムを載せたが、PWOno25 以外は全て PWOno13 の様な鋭いピークをもっていた。実験記録によると PWOno25 のプリアンプの出力にノイズがのっているので、そのノイズが原因で PWOno25 の Pedestal が太くなっていると考えられる。

## 3.8 光電子増倍管の Gain 変動

PWO クリスタルからのシンチレーション光は光電子増倍管 (PMT) に入り電流パルスに変換され観測される。このとき光電子増倍管に入射する光子の数に比例して電流パルスが出て来ることが重要である。長時間データをとらなければならない今回の実験では検出器に取り付けてある光電子増倍管の増幅率 (Gain) が変動する可能性がある。そこで実験では LED[6]の光を Run 中のビームがこ

[6]Light-Emitting Diode

ない時にいれ PMT の Gain の変動をモニターした。

### 3.8.1 光電子増倍管の基本動作

光電子増倍管は光電陰極 (photocathode) と呼ばれる感光層とこれが結合する電子増倍器 (electron multiplier) 構造から成っている。

光電陰極 (photocathode) では入射光子を電子に変換するが、この光電子放出は継続した以下の 3 つの過程から成ると考えられる。

1. 入射光子の吸収と光電子放出性物質中の電子へのエネルギーの移行
2. 表面への電子の移動
3. 光電陰極表面からの電子の放出

最初の段階で光子から電子へ移行されるエネルギーは光量子エネルギー $h\nu$ で与えられる。PWO クリスタルからのシンチレーション光は波長が 480nm とすると量子エネルギーで約 2.6eV となる。2 番目の段階では移動中にそのエネルギーの一部が電子-電子衝突で失われる。3 番目の段階では物質と物質と真空の境界に存在する固有電位障壁 (仕事関数) を乗り越えられる十分なエネルギーが電子に残されていなければならない。この電位障壁は大半の金属で通常 $3 \sim 4eV$ よりも大きいが、適切に作られた半導体では $1.5 \sim 2eV$ 程度まで下げられる。

以上のことから、他のエネルギー損失が 0 であったとしても、3 番目の段階の有限な電位障壁が入射光子に必要な最小エネルギーを決める。したがって全ての光電陰極は赤外線に近い長波長 ($\nu$ は小さい) の光のカットオフを示す。たとえ高いエネルギーの光子に対しても放出する電子の数を最大にするためには表面の障壁を出来るだけ低くする必要がある。作られた電子が表面に到着しても、なお電位障壁を越えるのに十分なエネルギーを保有できるためには、電子が表面へ移動するさいのエネルギー損失率を小さくすべきである。金属中におけるエネルギー損失率は比較的大きいので、電子は金属中を数ナノメートル移動すると電位障壁以下にエネルギーが落ちてしまう。

光電陰極の感度の表し方に量子効率 (Quantum Efficiency) がある。これは次式で定義される。

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

理想的な光電陰極では量子効率は 100%になる。しかし実際は今まで述べてきたような理由で量子効率は 20∼30%となる。

光電子増倍管の増倍器部分は 2 次電子放出現象に基づいている。光電陰極からの電子は加速されダイノードと呼ばれる電極表面を衝撃する。適切なダイノード材料を選んだ場合、入射電子が付与したエネルギーによって、同じ表面から 1 個以上の電子を再放出させることが可能である。ダイノード材料中の電子はダイノードに入射してくる電子によって励起される。光電陰極をでる電子は 1eV かそれ以下のエネルギーしか持っていないので第 1 ダイノードに数百 V の正電位を印加するとダイノードに到達する電子の運動エネルギーはほとんどこの加速電圧の大きさで決まる。ダイノード材料中に励起電子を作るには、少なくとも 2∼3eV のバンドギャップに等しいエネルギーが必要になる。

したがって理論的には 1 個の入射電子が加速電圧 100V 当り 30 個程度の励起電子を生成することができる。生成されたこれらの電子の運動方向はランダムなので、その多くは表面に到達する前にエネルギーを失ってしまう。また表面にたどり着いても十分なエネルギーがないものは、表面の電位障壁を越えることが出来ず表面から離脱出来ない。したがって励起電子の内ごく一部しかダイノード表面からの 2 次電子収率に寄与しない。

光電子増倍管は複数のダイノードで電子増倍が行われる。光電陰極を離れた電子は第 1 ダイノードに引きつけられ、1 個の入射電子毎に $\delta$ 個の電子を生成する。第 1 ダイノードの表面で生成された 2 次電子は通常 2∼3eV という非常に小さいエネルギーしか持っていない。これらの電子は第 1 ダイノードと第 2 ダイノード間に作られている電場で容易に第 2 ダイノードへ導かれる。各ダイノードからの低エネルギー 2 次電子は次のダイノードに向かって加速され、この過程が多数繰り返され、電子が増幅されていく。2 次電子放出率 $\delta$ は $\delta = A \cdot E^{\alpha}$ で与えられる。ここで A は定数、E はダイノード間電圧、$\alpha$ はダイノードの形、材質によって決まる値で通常 0.7∼0.8 の値をとる。n 段のダイノードをもつ光電子増倍管の Gain は陽極と陰極間に V の電圧を印加した場合、次の様になる。

$$\begin{aligned} Gain &= \delta^n = (A \cdot E^{\alpha})^n = \{A \cdot (\frac{V}{n+1})^{\alpha}\}^n \\ &= \frac{A^n}{(n+1)^{\alpha n}} \cdot V^{\alpha n} = K \cdot V^{\alpha n} \\ & \quad K \text{ は定数} \end{aligned}$$

### 3.8.2 Gain の変動

実験では PWO クリスタルに取り付けた PMT の Gain の変動をモニターするために Run 中のビームがこない間に LED の光を入れた。LED データのヒストグラムを図 3.43 に載せる。この LED デー

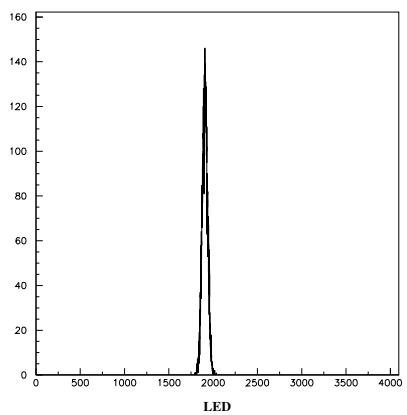



図 3.43: LED のヒストグラム

タの Mean の値から Pedestal の値をひいた値を Run 毎にプロットした様子を図 3.44 に載せる。

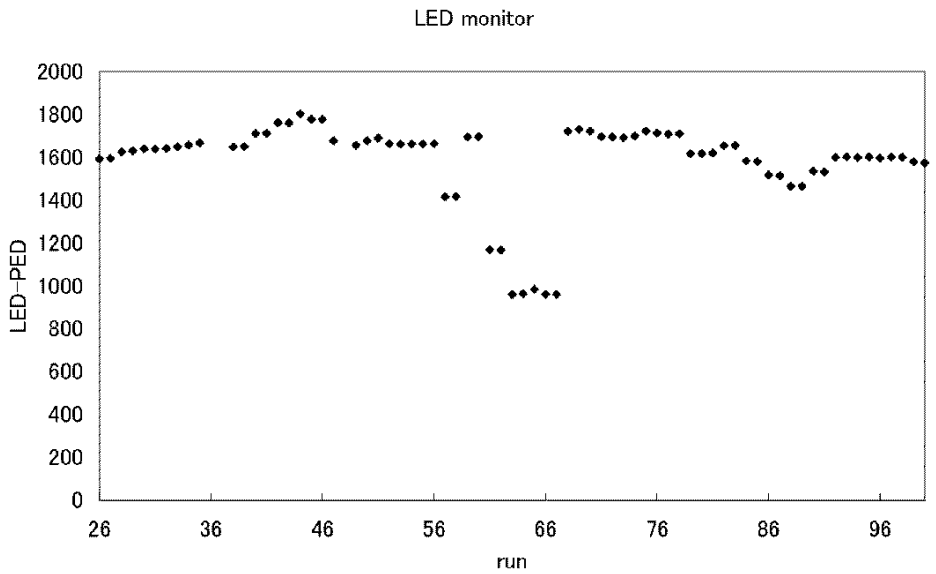



図 3.44: PWO no13 の LED-Pedestal の Run 毎のモニタ。横軸が Run number で、縦軸が LED-Pedestal の値を表す

今 LED の発光量は全ての Run を通して一定だとすると、光電子増倍管に入る LED の光量も全 Run を通して一定である。しかし図 3.44 の結果を見ると LED で一定の光量を入れているにも関わらず PMT を通って出てきた結果 (LED-Pedestal の値) にはバラツキがある。これは PWO に取り付けた PMT の Gain が変動したからと考えられる。図 3.44 には PWO no13 に取り付けた PMT の結果を載せたが、ほぼ全て[7]の PWO に取り付けた PMT で同様の変動を確認した。

この原因は分析電磁石 D5 からの洩れ磁場の影響であると考えられる。その根拠を次に述べる。

- PWO25 本全ての LED の値が同時に変化している。
- 実験記録で確認した結果、Gain が変化しているときに分析電磁石 D5 にかける電流値を変化させている。
- 光電子増倍管は一般に磁場の影響を受けやすく、地球磁場 (∼0.3gauss) でさえも電子の軌道に影響を与える。そのため通常は磁気シールドケースで光電子増倍管を覆う。しかし今回の実験では磁気シールドで PMT を覆うと、PWO 配列をきちんと配置出来なくなるので、磁気シールドを用いていない。実験ではテスラオーダーの磁場を D5 にかけていた。D5 の端から PWO に取り付けられている PMT までの距離は約 1.8m である。

[7]PWO no12 に関しては ADC の channel 範囲外に LED のデータがありモニタ出来なかった

## 3.9 Energy Calibration

Energy Calibration には相対的な補正と、絶対値を求める 2 つの過程がある。

相対的な補正は、PWO クリスタルに取り付けられた PMT からの出力シグナルの大きさを、各 PMT にかける電圧を調整することにより実験の初めに行った。

解析では ADC[8]channel と、入射電子が PWO クリスタルへ付与したエネルギーの絶対値の関係を求めた。

PWO クリスタルに入射した電子は電磁シャワーを起こしながら PWO クリスタルにエネルギーを付与していく。PWO からのシンチレーション光はクリスタルに取り付けられている PMT で光量に比例した電荷量に変換される。その電荷量に対応した ADC の値を我々は実験データとして持っているのである。

Calibration は電子 1GeV/c のデータを用いて行った。それは PWO クリスタル 25 本全てにビームを当てたのは、電子 1GeV/c のデータしか無いからである。今回は 3.8 で述べたように PMT の Gain が変動しているので、Gain の変動を考慮に入れて Calibration を行った。

### 3.9.1 Calibration の手順

解析で行った Calibration の方法を以下にまとめる。

1. Calibration は PWO クリスタル 1 本毎の ADC でおこなった。
2. ビームトラッキングで PWO クリスタル (サイズ $19mm \times 19mm$) の縁から 3mm に入射したイベントを除いた範囲を選びだし (図 3.45 参照)、その ADC の値から Pedestal の値をひいた値 (図 3.46 参照) を求める。
3. EGS4[9]で実験条件 (電子の入射運動量、入射位置、入射角度) を再現し、電子が PWO クリスタルに付与するエネルギーを見積もる。
4. EGS4 のデータと実験データを比較することにより ADC channel と付与されるエネルギーの関係を求める。

[8] Analog to Digital Converter

[9] Electron Gamma Shower version 4。モンテカルロ法のコンピュータシミュレーションで、電子、陽電子、光子の物質中での反応を計算することが出来る

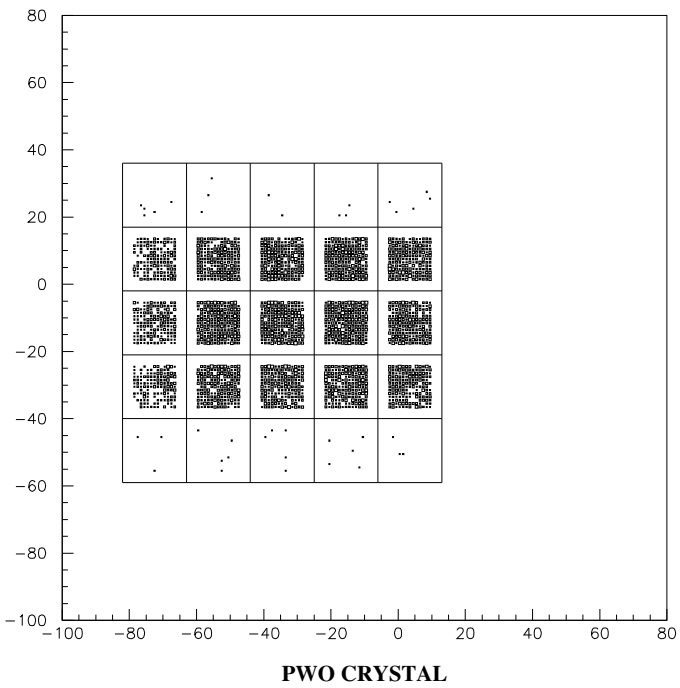



図 3.45: 入射するイベントを各 PWO クリスタル毎にカットを入れた様子。横軸が X 座標、縦軸が Y 座標を表す。PWO クリスタルの縁から 3mm の範囲でカットが入っている。

### 3.9.2 EGS4 での実験条件の再現

今回の実験ではトラッキングを行っているので、解析するイベント毎に粒子の入射位置と運動量を出すことが出来る。そこで、まず各 PWO クリスタルに入射したイベントの運動量分布を確認した。結果を図 3.47 に載せる。

図 3.47 には PWO 配列 $5 \times 5$ の真中の行のクリスタル (PWO no03 , no08 , no13 , no18 , no23 の 5 本) に入射した運動量分布を載せた。入射運動量分布は X 座標に依存して変化することがわかったので EGS4 でクリスタルの deposit energy を見積もるときは PWO クリスタルの列毎に異なる運動量を入射させた。

EGS4 では入射粒子は運動量でなくエネルギーでパラメータを与える必要がある。今運動量約 1GeV/c の電子を入射させようとしているので、エネルギーは $E^2 = m_0^2c^4 + p^2c^2$ の関係で電子の静止質量は $0.511MeV$ よりほぼ E=1GeV になる。そこで EGS4 では電子の入射運動量を入射エネルギーとしてシミュレートした。

EGS4 で入射させたエネルギー分布はビームに向かって左の列から順に 0.988GeV , 1.008GeV , 1.019GeV , 1.026GeV , 1.033GeV を中心にガウス分布するようにした。またそのときガウス分布の $\sigma$ の値も実験データと合うように調節した。

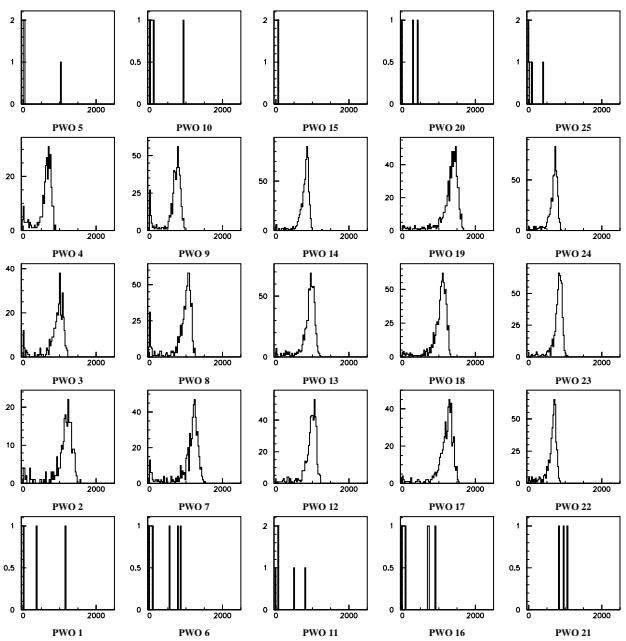



図 3.46: クリスタルの内側 3mm でカットを入れた時の ADC-Pedestal のヒストグラム。横軸は ADC の channel

EGS4 で入射させる位置は、PWO クリスタル $19mm \times 19mm$ の縁から 3mm の範囲を除いた位置に、一様に電子が入射しているものした。

また入射角度については全体的に約 $-0.01radian$ の傾きがあることを確認した。これは粒子が PWO クリスタルの長さ $200mm$ 移動すると約 $2mm$ ずれる計算になる。EGS で入射角度が $-0.01radian$ と $0.00radian$ で deposit energy 分布を比較してみたが有意な差は見られなかった。そのため解析では入射角度については、PWO クリスタルに垂直に入射したイベントのデータを使用した。

そのときの EGS4 から計算された、PWO クリスタル 1 本当りに付与されるエネルギー分布を図 3.48 に載せる。

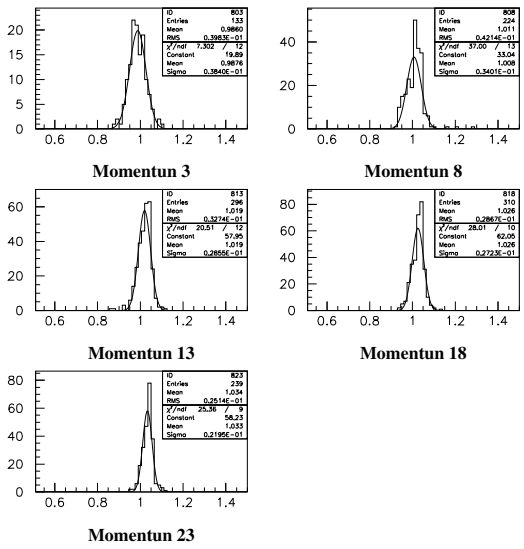



図 3.47: 各 PWO クリスタル毎にカットを入れて求めた運動量分布。横軸の単位 GeV/c

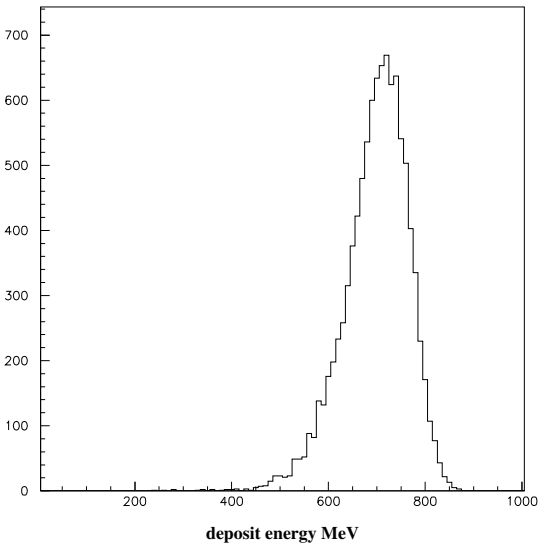



図 3.48: EGS4 で見積もった PWO クリスタル 1 本への deposit energy 分布。入射エネルギーは 1.019GeV を中心にガウス分布させた。横軸の単位は MeV

### 3.9.3 エネルギーと ADC channel の関係づけ

PWO クリスタルの縁から $3mm$ 以内を除いた範囲内に入射したイベントの ADC の値から Pedestal をひいた分布と、EGS4 で見積もったエネルギー分布の変換パラメータは以下のように求めた。

EGS4 から得られた deposit energy のヒストグラムでエネルギーチャンネル毎のイベント数をガウス分布でぼかしてやり、全チャンネル分を足し合わせることにより fitting 関数をつくる。fitting 関数を求める上でガウス分布の $\sigma$ は channel の平方根に比例すると仮定した。つまり $\sigma = a\sqrt{m}$ である。ここで a は比例定数、m はチャンネルである。fitting 関数は以下の式で求めた。

$$ADC(ch) = par(1)[\sum_{E=1}^{energychannel\ 数} \{EGS(E)\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}exp(\frac{-(ch - E\cdot par(3))^2}{2\sigma^2})\}] \tag{3.20}$$

$$ここで\sigma = par(2)\sqrt{E\cdot par(3)} \tag{3.21}$$

$ADC(ch)$ : $ADC$ から $Pedestal$ をひいたヒストグラムの $channel$ 毎のイベント数

$EGS(E)$ : $EGS$ のヒストグラムでエネルギーチャンネル $E$ のイベント数

$par(1)$ : 高さ方向の $factor$

$par(2)$ : $\sigma$の比例定数

$par(3)$ : エネルギーから $ADCchannel$ への変換 $factor$

この fitting 関数で fitting を行うことにより par(3) が求まり、ADC channel からエネルギーへの変換が行える。EGS4 の deposit energy 分布のエネルギーチャンネルを 1 から 1000MeV までの 1000 channel とすると

$$Energy = \frac{ADCchannel}{par(3)}MeV$$

となり、ADC channel からエネルギーに変換出来る。

式 (3.20) からわかるようにエネルギーチャンネルを増やすと fitting を行うとき計算機に大きな負担がかかる。そこで解析ではエネルギーチャンネルを 5MeV から 1005MeV まで 10MeV 間隔に 100channel に区切った。つまり

$$Energy = \frac{ADCchannel}{par(3)} \times 10MeV$$

となる。

実験データに EGS から求めた fitting 関数で fitting をかけた様子を図 3.49 に載せる。

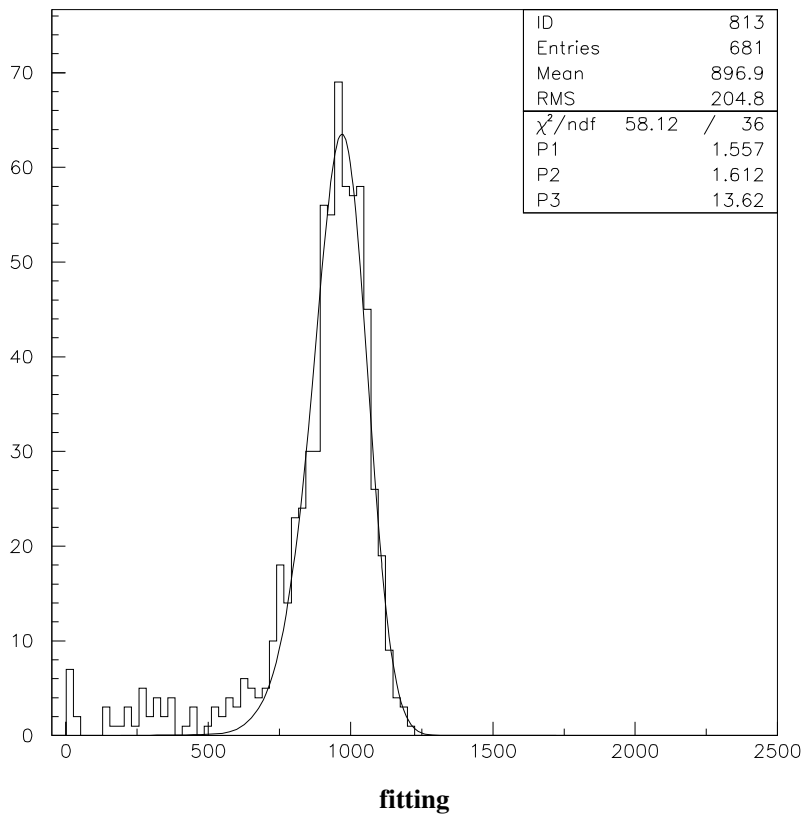



図 3.49: 実験データに EGS から求めた fitting 関数で fit した様子

図 3.49 において fitting パラメータ par(3)=13.62 なので ADC=1000ch は deposit energy

$$\begin{aligned} Energy &= \frac{1000}{13.62} \times 10MeV \\ &\simeq 734MeV \end{aligned}$$

に対応することになる。

### 3.9.4 Gain 変動の補正

PWO クリスタルに取り付けられている PMT の Gain が変動しているので Run 毎に各クリスタルの LED-Pedestal の値を用いて Gain の補正を行った。具体的には電子 1GeV/c の Run を使ってエネルギーから ADC channel への変換パラメータ par(3) と LED-Pedestal の相関関係を求めた。図 3.50 に相関を載せる。図 3.50 では par(3) を求める ADC のイベント数が少なかったため、par(3) をイベント数の平方根で割った値を誤差とした。

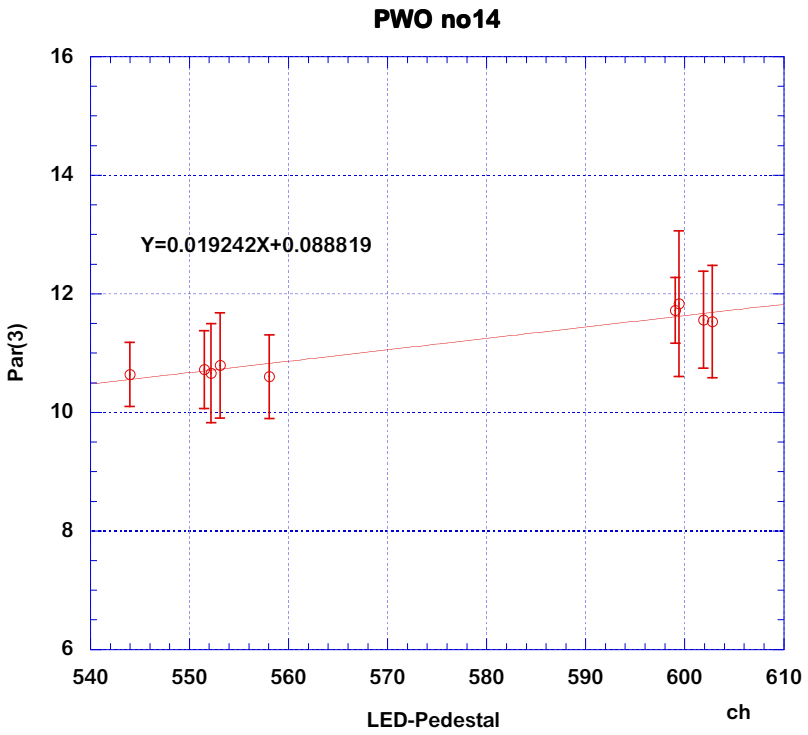



図 3.50: LED-PED の値と par(3) の相関。横軸が LED-Pedestal の値、縦軸が par(3) を表す

Run 毎に LED と Pedestal の値はわかっているので、この相関から求めた式 $par(3) = a(LED - Pedestal) + b$ を使って Run 毎に par(3) の値を見積もり Calibration を行った。

PWOno12 に関して LED のデータがオーバーフロー[10]のため正確にわからなかったので、この方法での補正が行えない。そのため PWOno12 と変動が似ている PWOno13 の par(3) の値を使って、PWOno12 と PWOno13 の Run 毎の par(3) の比をだし、比の平均を求めた。その結果全ての Run で $par(3)_{n12} = 1.0329 \times par(3)_{n13}$ という式で PWOno12 の par(3) を見積もることにした。

[10]電荷量が多く ADC channel の範囲を越えてしまう。

## 3.10　エネルギー分解能

検出器を特徴づける性能の一つとしてエネルギー分解能がある。エネルギー分解能は単一エネルギー放射線に対して検出器から得られるエネルギー分布から求まる。検出器から得られるエネルギー分布には幅があるが、この幅は個々の事象で検出器に付与されるエネルギーは同じでも、光電子増倍管から出て来るパルスには変動があることを示している。このような変動を小さくできれば対応する分布の幅も狭くなり、エネルギーピークは鋭くなって数学的にはデルタ関数に近づく。入射粒子のエネルギーを詳細に解析するための測定能力はエネルギー分布の幅が狭ければ狭い程向上する。

エネルギー分解能の定義は単一エネルギーの放射線を検出した場合、検出器から得られるエネルギー分布の $\sigma$ の値をピークの中央値で割ったものである。したがってエネルギー分解能は無次元の値であり、一般に百分率で表される。

### 3.10.1　エネルギー分解能の求めかた

解析では電子 0.5GeV∼2.5GeV のデータを用いてエネルギー分解能を求めた。以下にエネルギー分解能を求めるまでの流れをまとめる。

- 図 3.51 の様に PWO クリスタル配列を中心に一辺が 39mm の正方形の範囲に来たイベントを選んだ。但し、ビームに向かって右上のクリスタルちょうど PWOno19 に入射するイベントはとらないこととした。それは PWOno25(ビームに向かって PWO 配列の一番右上) へのエネルギーの洩れだしを最小にするためである。PWOno25 は 3.7 で述べたように Pedestal が太く、エネルギー分解能を求める上で PWOno25 のデータを使用するのは適当ではないと判断した。

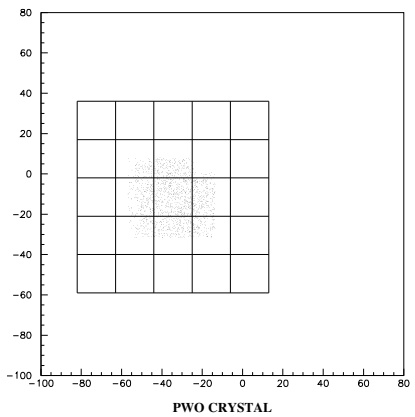



図 3.51: エネルギー分解能を求める上でイベントセレクトした様子

- 1 イベント毎に、Calibration で求めた変換パラメータを使い、各 PWO の ADC の値を入射

電子の deposit energy に変換する。ここで $E_i$ を PWO クリスタル i 番目の deposit energy とする。

- $E_{sum} = \sum_{i=1}^{24} E_i$ を求める。PWOno25 は使わない。
- エネルギー分解能とは単一エネルギー粒子が入射したとき、検出器から得られるエネルギー分布から求まる。実際の実験では単一エネルギーで粒子が入射してくることはなく、3.6.2 で示したように、ある一定範囲内で入射エネルギーに広がりがある。そのためここでは一定範囲内の入射エネルギー分布を、単一入射エネルギーに変換しなければならない。

  そこで、電子の入射エネルギーと PWO クリスタルへの deposit energy は比例すると仮定して、あらかじめ求めておいた入射エネルギー分布の平均の値に入射エネルギーをイベント毎に変換するようにした。つまり

$$E = \frac{\sum_{i=1}^{24} E_i}{\text{入射エネルギー}} \times (\text{入射エネルギー分布の平均の値}) \tag{3.22}$$

  によって、実際は入射エネルギーの平均の値からずれている、入射エネルギーの deposit energy を、平均の値で入射した時の deposit energy に変換出来ると考えた。
- $E$ をイベント毎にヒストグラムに fill していく。

  各入射エネルギーで求めた deposit energy の分布を図 3.52~3.54 に載せる。deposit energy 分布にはガウス fit をかけた。
- deposit energy 分布でガウス fit の $\sigma$ の値を平均値で割った値をエネルギー分解能とした。

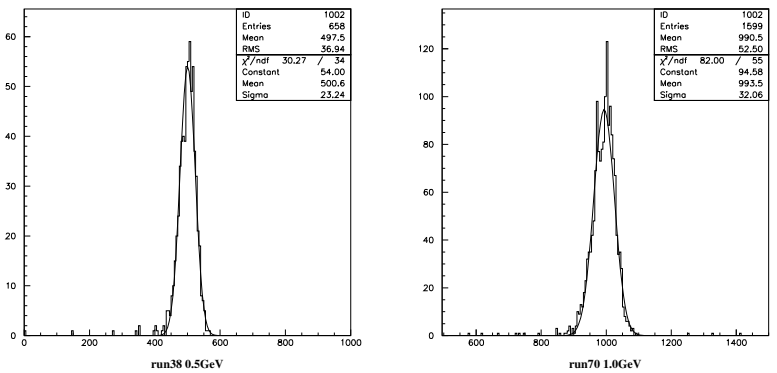



図 3.52: deposit energy の分布。左が 0.5GeV、右が 1.0GeV

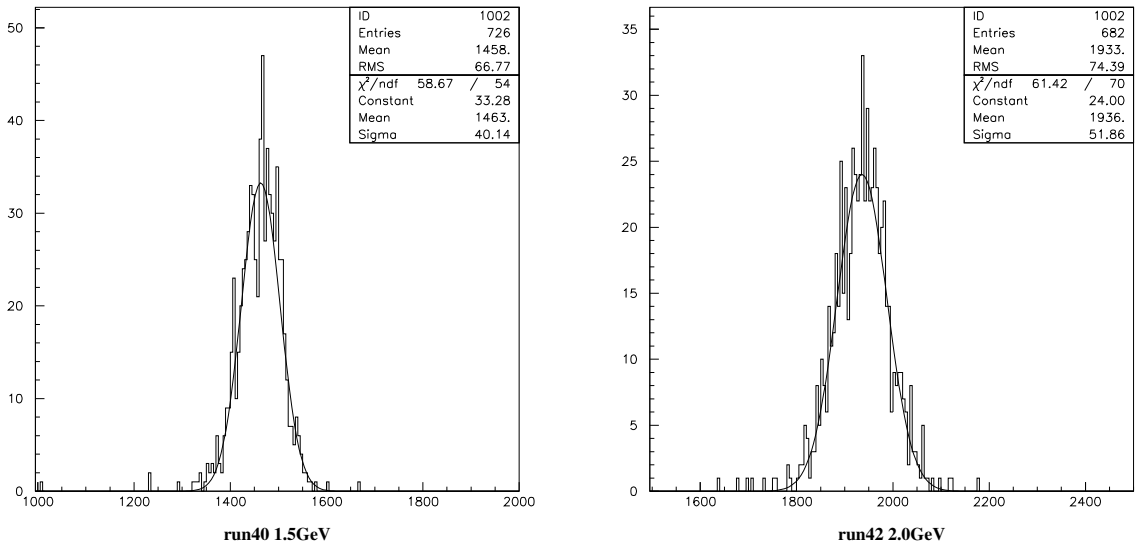



図 3.53: deposit energy の分布。左が 1.5GeV、右が 2.0GeV

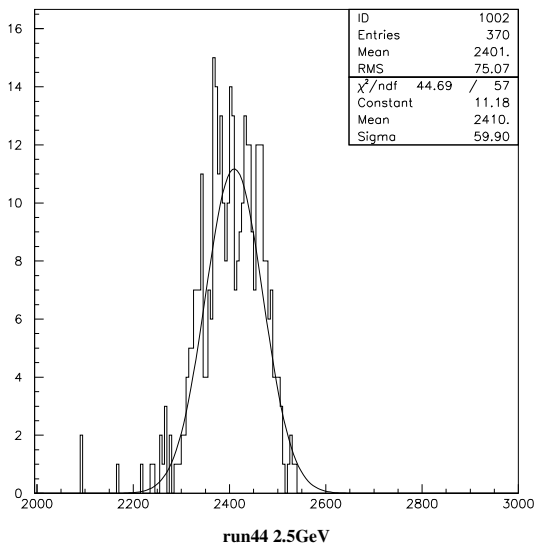



図 3.54: 2.5GeV の deposit energy の分布。

### 3.10.2 エネルギー分解能の fitting

deposit energy 分布の分散 $\sigma^2$ をエネルギー $E$ について展開すると

$$\sigma^2(E) = \sigma_0^2 + \sigma_1^2 E + \sigma_2^2 E^2 + \cdots \tag{3.23}$$

が得られ、式 (3.23) を $E^2$ で割ると、エネルギー分解能の展開の式が得られる。

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_0}{E}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_1}{\sqrt{E}}\right)^2 + \sigma_2^2 + \cdots \tag{3.24}$$

ここで $\sigma_0$ はノイズ項、$\sigma_1$ は統計項、$\sigma_2$ は定数項と呼ばれている。

ノイズ項 $\sigma_0$ は低いエネルギーの時重要になり、ADC の Pedestal の太さに依存する項である。

統計項 $\sigma_1$ はシンチレーション光の統計に依存する項で、シンチレータ結晶ではピークを広げるもっとも重要な要因になっている。この統計的変動は入射粒子が PWO クリスタルにエネルギーを付与する変動と、光電子増倍管の光電陰極からでてくる電子の数の統計により、ポアッソン統計に従う。この統計的変動は情報キャリアの数が最小になる場所でもっとも重要になる。つまり光電子増倍管の光電陰極においてシンチレーション光が電子に変換されるときが重要になる。

定数項 $\sigma_2$ は、PWO クリスタル配列からの入射粒子のエネルギーの洩れだしが大きく寄与する。これは横方向や後ろへのエネルギーの洩れだしだけではなく、クリスタルとクリスタルの間のわずかな隙間からのエネルギーの洩れ出しも含まれている。入射粒子のエネルギーの洩れだしは、輻射長 $X_0$ が目安となる。輻射長 $X_0$ は入射電子のエネルギーが $1/e$ に減る物質の厚さで、物質毎に決まった値をもち入射電子のエネルギーには依存しない。つまり入射粒子の PWO クリスタルからの洩れ出しは、エネルギーに依存しないので定数項に含まれるのである。定数項にはその他に、PWO 結晶中における位置によるシンチレーション効率の不均一性や、収光の非一様性が寄与する。

今回の解析では PWOno25 以外の Pedestal は非常に細く、エネルギー分解能へのノイズ項の寄与は無視出来るくらい小さいと考えたので、fitting の式にはノイズ項を省いて、以下の式で fitting を行った。

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_1}{\sqrt{E}}\right)^2 + \sigma_2^2 \tag{3.25}$$

式 (3.25) でエネルギー分解能に fitting をかけた様子を図 3.55 に載せる。

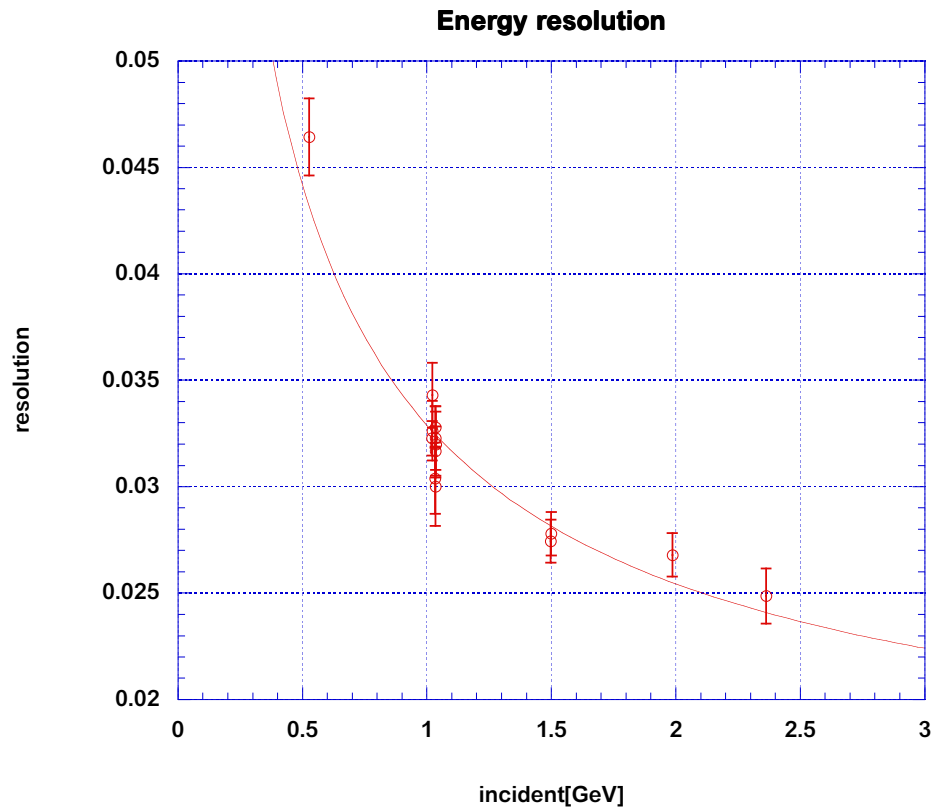



図 3.55: エネルギー分解能

図 3.55 は横軸にトラッキングから求めた入射エネルギーの値を GeV 単位で表し、縦軸にその時のエネルギー分解能 $\frac{\sigma}{E}$ を載せた。fitting の結果

$$(\frac{\sigma}{E})^2 = (\frac{2.95 \pm 0.13}{\sqrt{E}})^2 + (1.45 \pm 0.22)^2 \tag{3.26}$$

を得た。つまり、統計項 $\sigma_1$ として $2.95\%$、定数項 $\sigma_2$ として $1.45\%$ の値を得た。

## 3.11　エネルギー応答の直線性

PWO クリスタルを含めた全てのシンチレーターにとって、単位エネルギー損失当りに生成する光の量 $\frac{dL}{dE}$ は粒子の種類と運動エネルギーの両方に依存する。理想的なカロリメータでは $\frac{dL}{dE}$ は粒子のエネルギーに関わらず一定となる。この場合全体の光の収率は直接粒子の入射エネルギーに比例し、シンチレーターの応答は完全に直線的になる。

解析では電子 1GeV/c のデータを用いてエネルギー Calibration をした。その Calibration データを用いて、PWO クリスタルの入射エネルギーに対する発光量の直線性を確認した。

電子の入射エネルギーと PWO クリスタルに付与されたエネルギーの関係を図 3.56 に載せる。

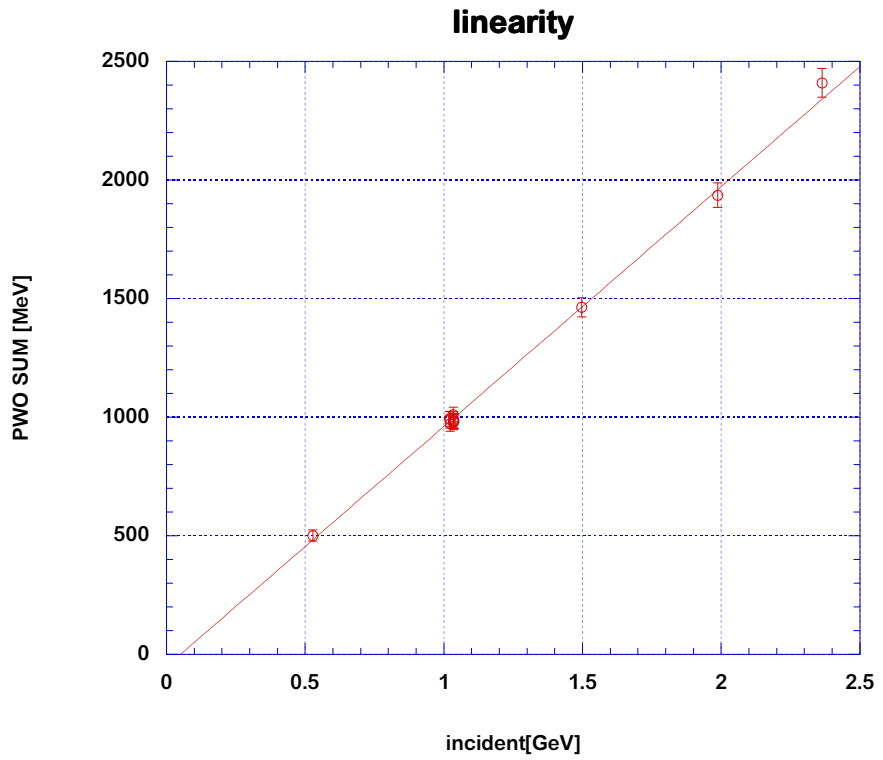



図 3.56: エネルギー応答の直線性。横軸がトラッキングから求めた電子入射エネルギー [GeV]、縦軸が PWO クリスタルへの deposit energy、誤差棒は図 3.52~3.54 でのガウス fit の $\sigma$

エネルギー応答の直線性を見るとき、PWO クリスタルからの入射エネルギーの洩れ出しを知っておく必要がある。入射電子エネルギーの洩れ出しは前にも述べたが、ビーム進行方向へは輻射長 $X_0$、ビームの横方向へはモリエール半径 $R_M$ に依存する。簡単のため入射エネルギーの洩れ出しが、PWO クリスタルの後方だけに限定して、エネルギーの洩れ出しを計算してみる。

PWO クリスタルの長さは $200mm$ より、約 $22.5X_0$ に対応する。物質中を 1 輻射長進むと電子の入射エネルギー $E_{inc}$ は $1/e$ に減るので、$22.5X_0$ 分の長さを進んだ後に、PWO クリスタルから出て

来る電子のエネルギー $\Delta E$ は

$$\Delta E = (\frac{1}{e})^{22.5} \times E_{inc} \tag{3.27}$$

で表される。このことから入射エネルギーが高くなれば、PWO クリスタルから洩れ出すエネルギーも多くなることがわかる。そのため厳密に言えばエネルギー応答の直線性は、入射エネルギーが高くなればわずかではあるが、PWO 外への入射エネルギーの洩れ出しが増えるため、直線より低い値をとるはずである。

しかし図 3.56 をみると、入射エネルギーが約 $2.4GeV$ のとき PWO への deposit energy が高く見積もられているのがわかる。これは PWO クリスタルに取り付けた PMT の Gain の変動を、うまく補正できていない可能性があげられる。Gain は LED の値の変動を利用して補正をおこなったが、LED 自身にも発光量に温度依存があることが知られている。解析では LED の発光量は全 Run をとおして一定であるとして、Gain の変動の補正を行っているので、ここに問題があるのかも知れない。

全体的にみてエネルギー応答の直線性は確認できたといえよう。これにより入射電子が PWO クリスタルに付与するエネルギーと、PWO クリスタルからのシンチレーション光の光量が比例関係にあることが確認できた。

## 3.12 位置分解能

電磁シャワーカロリメータに電子または $\gamma$ 線が入射した際の入射点は、通常シャワー内のエネルギーの横方向分布の測定によって得られる。

入射位置に関する精度は、シャワー粒子がたたいた検出器セル (今回は PWO クリスタルのセル) の数とともに増加し、検出器セルのサイズが大きくなるとともに精度は悪くなる。特にシャワーのエネルギーが 2 つの隣り合った検出器セルに等分された形で検出される場合、位置分解能はもっとも良くなる。また検出器の位置分解能は主にシャワー粒子の数に依存し入射エネルギーが高い程、位置分解能は良くなる。

### 3.12.1 位置分解能の求めかた

位置分解能は PWO クリスタル配列の Y 方向にカットを入れていくことにより求めた。X 方向にはわずかではあるが入射ポイントによりエネルギーの依存があり、また X 方向ではカットを入れた範囲でのイベント数が Y 方向に比べて少ないという問題があった。そのため解析では、Y 方向の位置分解能を求めた。

解析では PWO 配列で行 (高さ) が同じ PWO クリスタルの中心に、それぞれ下の行から順に-38 , -19 , 0 , 19 , 38 の座標を与え、重心法により PWO クリスタルへの入射位置を求めた。つまり

$$< Y >= \frac{\sum_{i=1}^{24} Y_i E_i}{\sum_{i=1}^{24} E_i} \tag{3.28}$$

で入射位置を求めた。ただし PWOno25 に関しては Pedestal が太く、正確に位置分解能求めることが出来ないと考えたので、位置分解能の解析に用いなかった。

PWO クリスタルの重心法により求めた位置と、トラッキングの Y 座標の位置の相関を図 3.57 に載せる。図 3.57 では横軸にトラッキングの Y 座標の位置、縦軸に PWO クリスタルの重心法から求めた位置を載せた。

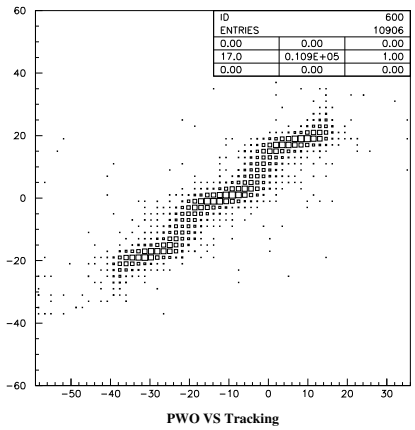



図 3.57: 重心法による位置とトラッキングから求めた位置の相関

トラッキングから求めた入射電子の Y 方向のカットを 2mm づつずらしていき、その範囲に入射したイベントで、重心法からだした位置分布を求める。図 3.58 にカットを入れた時の重心法から出した位置分布を載せる。この位置分布の平均の値を、PWO クリスタルの重心法から求めた入射位

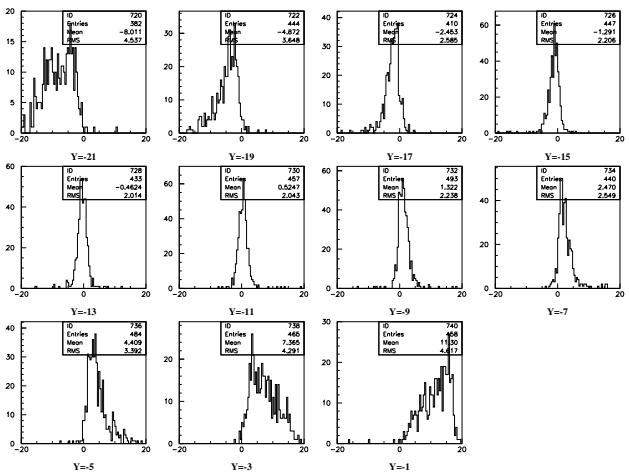



図 3.58: 重心法から求めた位置分布。トラッキングの Y 座標の値を中心に上下 1mm でカット

置とした。また重心法からの入射位置の誤差は、位置分布の分散の値とした。

次に重心法から求めた入射位置を、トラッキングでカットを入れた中心の値毎にプロットしていく。このプロットした値は経験的に

$$< Y >= A\tan\{B(Y_{tracking} + C)\} \tag{3.29}$$

で fit 出来る。

位置分解能の解析は 0.5GeV から 2.5GeV の電子で行った。各エネルギーの Run で fit させた様子を図 3.59~3.61 に載せる。各点の誤差棒は重心法から求めた位置分布の分散とした。

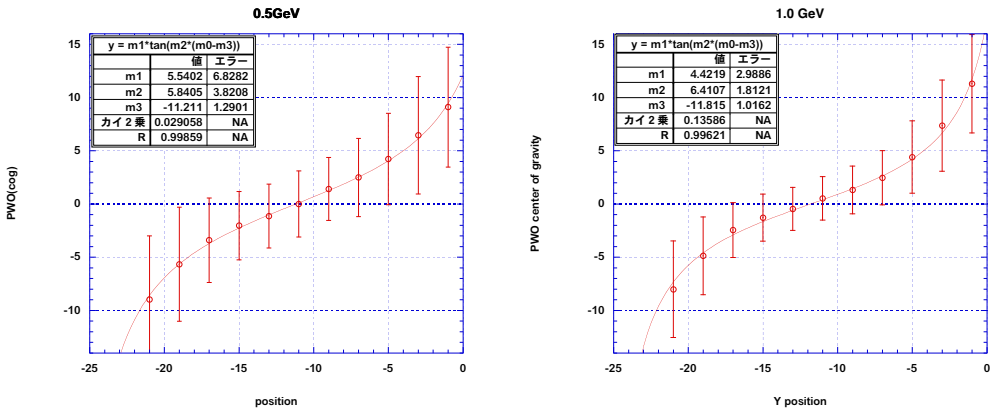



図 3.59: 横軸がトラッキングの位置、縦軸が PWO の重心から求めた位置。左が 0.5GeV , 右が 1.0GeV

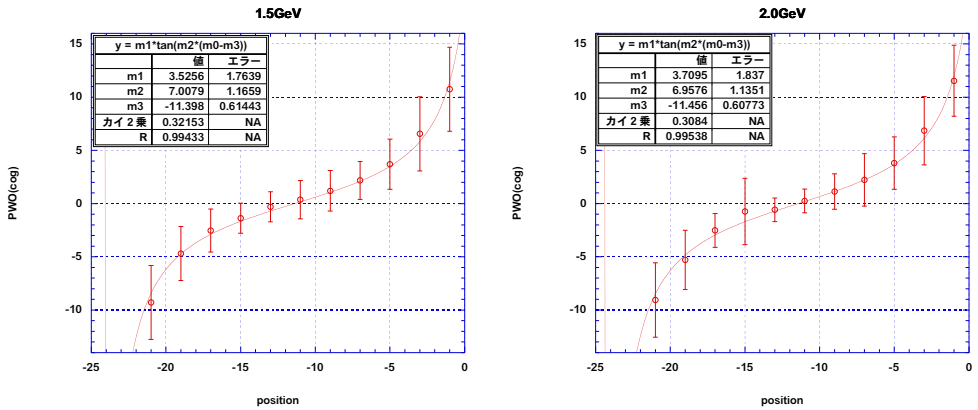



図 3.60: 横軸がトラッキングの位置、縦軸が PWO の重心から求めた位置。左が 1.5GeV , 右が 2.0GeV

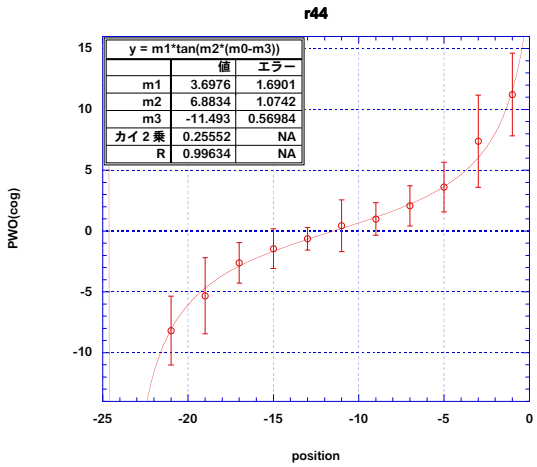



図 3.61: 横軸がトラッキングの位置、縦軸が PWO の重心から求めた位置。2.37GeV

式 (3.29) の fitting パラメータ A , B がエネルギーに依存して変化するか確認した。エネルギー毎のパラメータを図 3.62 に載せる。fitting パラメータ A , B の誤差はそれぞれ $\sigma_A^2 = \sum \sigma_i^2 (\frac{\partial A}{\partial Y_i}), \sigma_B^2 =$

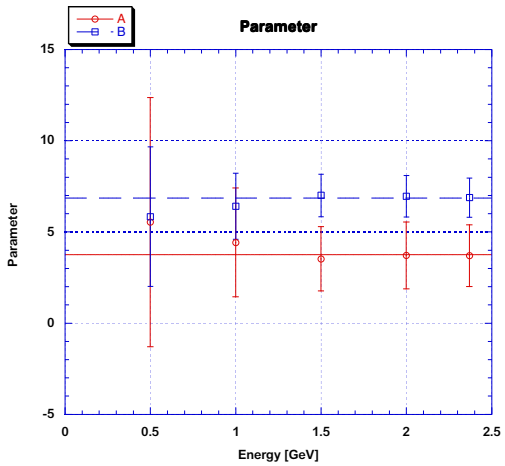



図 3.62: エネルギー毎のパラメータの様子

$\sum \sigma_i^2 (\frac{\partial B}{\partial Y_i})$ で与えられる。ここで $Y_i$ は縦軸のプロット点の値である。

この結果を見ると $0.5GeV$ から $1.5GeV$ の間で、エネルギーに依存してパラメータ A , B が変化している様に感じられる。しかし $0.5GeV$ はパラメータの誤差が大きく、データとしての信頼性が小さい。また $1.5GeV$ より高いエネルギーではパラメータはほぼ一定になっているという事実があり、エネルギーに依存してパラメータが変化するかの判断は難しい。そこで EGS4 でシミュレーションすることにより、エネルギーによるパラメータの変動があるか確認を行った。

EGS4 では $0.5GeV, 1.0GeV, 1.5GeV, 2.0GeV$ のエネルギー毎に、PWO クリスタルに電子を入射させた。電子は PWO クリスタル配列 $(5 \times 5)$ の中心のクリスタルに、一様に入射するように乱数をふった。そして入射した範囲で $1mm$ 毎[11]にカットをいれて、そのときの重心法から求めた入射位置との相関から tan 関数のパラメータ A , B を求めた。EGS4 の結果得られたパラメータ A , B のエネルギー毎のプロットを図 3.63 に載せる。

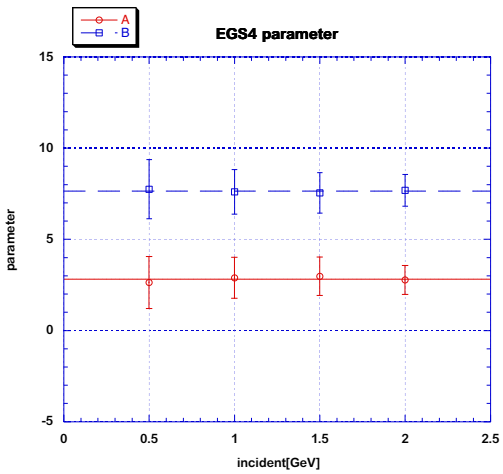



図 3.63: EGS4 によるエネルギー毎のパラメータの様子

EGS の結果、パラメータ A , B はエネルギーに依存しないでほぼ一定であるいえる。

電磁シャワーの発達を考えた時、入射した PWO セルから他のセルへ deposit energy の洩れ出す割合は入射エネルギーによらず一定である。電磁シャワーの横方向の広がりはモリエール半径 $R_M$ に依存し、モリエール半径 $R_M$ は輻射長 $X_0$ と

$$R_M = \frac{21MeV}{E_c} X_0 \tag{3.30}$$

の関係がある。輻射長は入射エネルギーによらず物質により一定なので、モリエール半径も入射エネルギーによらず一定である。つまり入射エネルギーが横の PWO セルへ洩れ出す割合はエネルギーによらないで一定である。従って、パラメータ A , B が入射エネルギーによらず一定であるという結論は正しいと考える。

次に実験から得られた各エネルギー毎のパラメータ A , B , C の加重平均をとり、トラッキングから求めた位置と重心法で出した位置の関係式

$$< Y >= 3.760 \tan\{6.859(Y_{tracking} + 11.472)\} \tag{3.31}$$

を求めた。

[11]実験データでは入射イベント数が少なかったので $2mm$ でカットをいれていたが、シミュレーションではイベント数をかせげるので、$1mm$ でカットをいれた。

我々が求めたいものは、PWO クリスタルの重心法によって求まる入射位置の精度である。そこで関係式 (3.31) の逆関数

$$6.859(Y_{tracking} + 11.472) = \tan^{-1}(\frac{< Y >}{3.760}) \tag{3.32}$$

を使いPWO クリスタルから求めた位置をトラッキングの座標の位置に変換し、トラッキングで求めた位置との差分を求めた。

差分の分布を求める上で各エネルギーともイベント数が少なかった為、クリスタルの中心で折り返しイベント数を増やした。エネルギー毎の差分の分布を図 3.64∼3.66 に載せる。図 3.64∼3.66 にはPWO クリスタルの中心から離れている距離が 10mm , 8mm , 6mm , 4mm , 2mm , 0mm での差分を載せた。これらを見るとPWO クリスタルの端に入射するイベントは、位置分解能が良くなっているのがわかる。また、入射エネルギーがあがる毎に位置分解能も良くなるのが確認出来る。

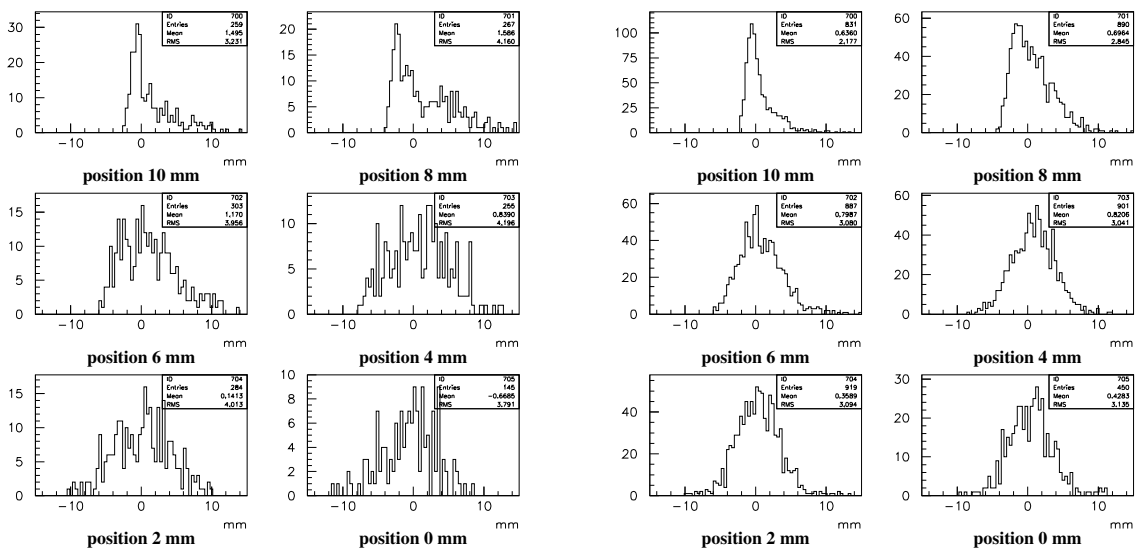



図 3.64: 差分の分布。左の図が 0.5GeV、右の図が 1.0GeV

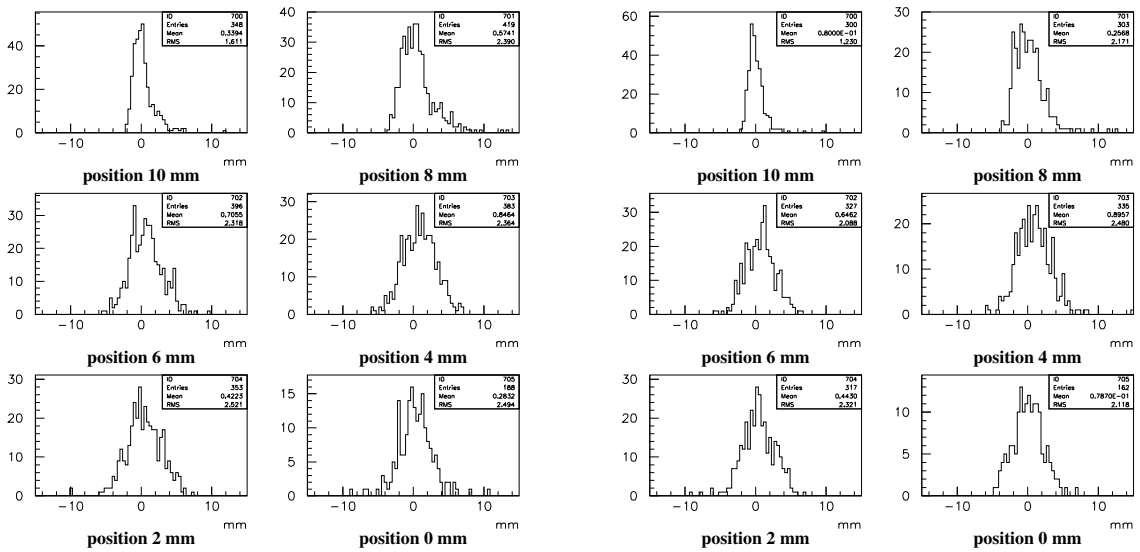



図 3.65: 差分の分布。左の図が 1.5GeV、右の図が 2.0GeV

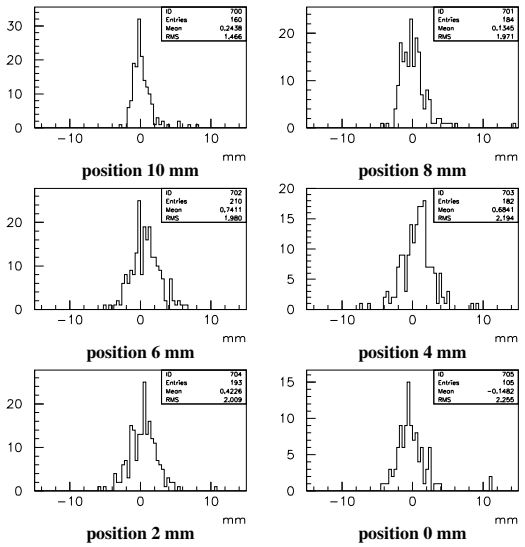



図 3.66: 差分の分布。2.37GeV

### 3.12.2　実験で使用した PWO クリスタルの位置分解能

図 3.64~3.66 の差分の分布の分散 (Root Mean Square) の値をエネルギー毎にプロットしていった様子を図 3.67 に載せる。図 3.67 では横軸に PWO クリスタルの中心から離れている距離 mm をとり、縦軸にそのときの分散の値を載せた。PWO クリスタルのサイズは $19mm \times 19mm$ なので、ここではちょうど中心から 9.5mm 離れたところがクリスタルとクリスタルの境界になる。PWO ク

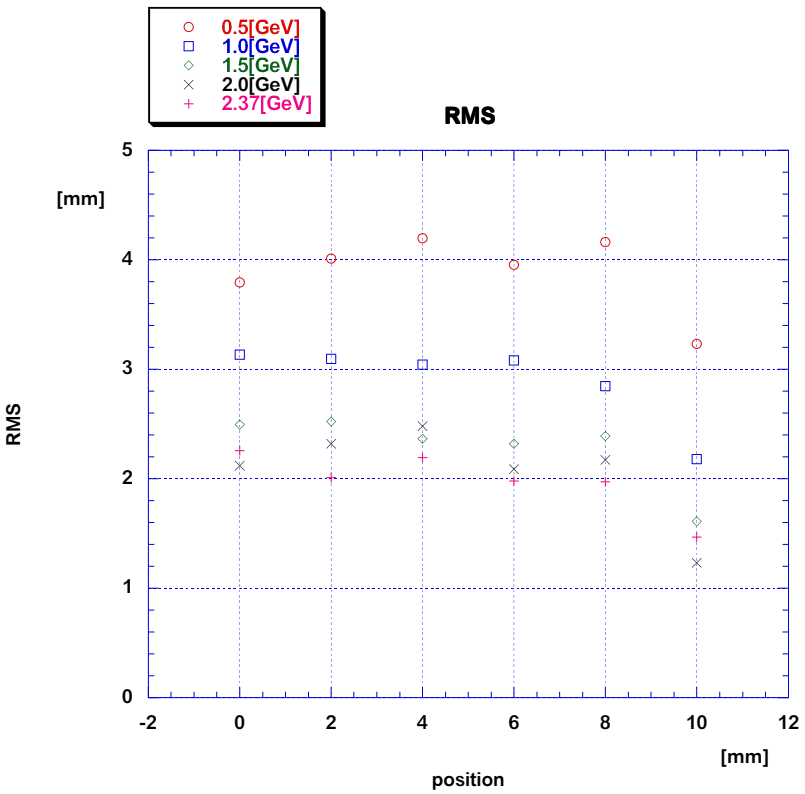



図 3.67: 位置による差分の分布の標準偏差

リスタルの重心からだした位置とトラッキングから求めた位置の差分 $\Delta x_{obs}$ にはトラッキングの誤差 $\Delta x_{tra}$ が含まれている。つまり PWO クリスタルの位置分解能 $\Delta x_{PWO}$ は

$$(\Delta x_{obs})^2 = (\Delta x_{PWO})^2 + (\Delta x_{tra})^2 \tag{3.33}$$

の関係式で表せる。ここでトラッキング直線の誤差 $\Delta x_{tra}$ は式 (3.17) から導くことが出来、PWO クリスタルでの Y 方向トラッキングの誤差 $\Delta x_{tra}$ は 0.26mm となる。これを考慮に入れ PWO クリスタルの位置分解能を求めると次のようになる。

| 入射エネルギー GeV | 中心 | 2mm | 4mm | 6mm | 8mm | 10mm |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 0.5 | 3.78 | 4.00 | 4.18 | 3.94 | 4.15 | 3.22 |
| 1.0 | 3.12 | 3.08 | 3.02 | 3.06 | 2.83 | 2.16 |
| 1.5 | 2.48 | 2.50 | 2.34 | 2.30 | 2.37 | 1.58 |
| 2.0 | 2.10 | 2.30 | 2.46 | 2.07 | 2.15 | 1.20 |
| 2.37 | 2.23 | 1.99 | 2.17 | 1.96 | 1.95 | 1.44 |

これを図に表すと図 3.68 の様になる。

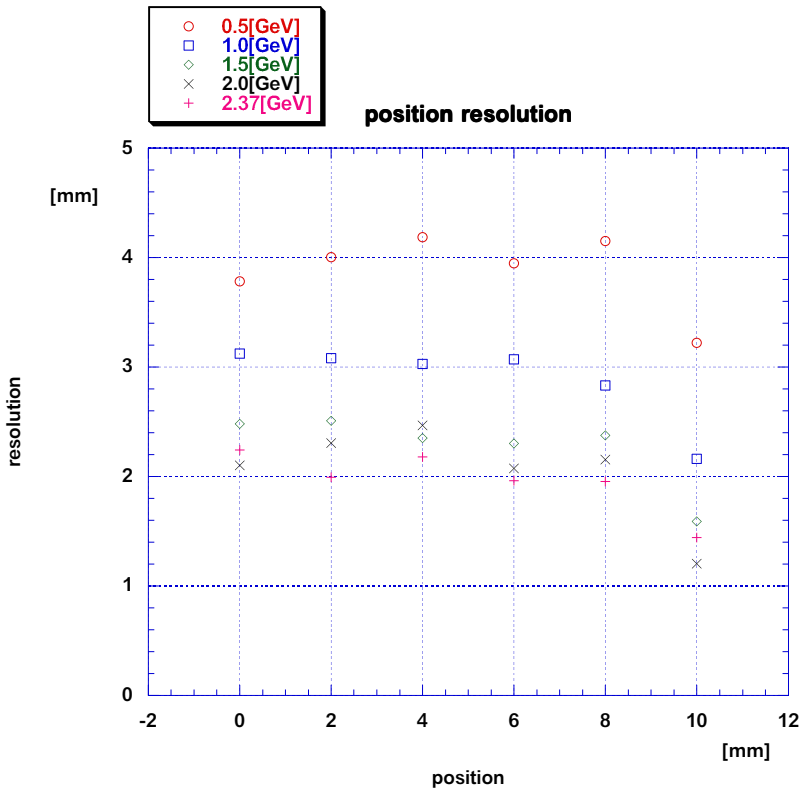



図 3.68: PWO クリスタルの位置による位置分解能

この結果はクリスタルとクリスタルの境界付近で位置分解能は良くなるが境界付近以外ではあまり位置分解能が変わらないことを示している。これは PWO クリスタルのモリエール半径が 2.19cm と小さく、境界付近ではじめてまわりのクリスタルへ十分なエネルギーの洩れ出しが起こるからと考えられる。

### 3.12.3　位置分解能のエネルギー依存性

PWO クリスタルへの各入射位置での、位置分解能のエネルギー依存性を確認した。図 3.69~3.71 にその結果を載せる。図には横軸に入射エネルギー GeV、縦軸にそのときの位置分解能をプロットした。

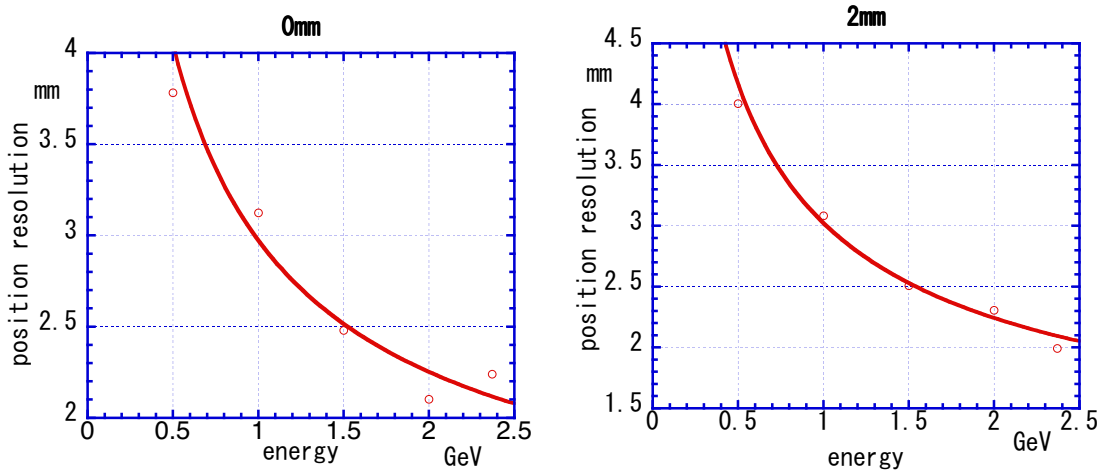



図 3.69: 左の図が 0mm、右の図が 2mm の位置でのエネルギー依存性

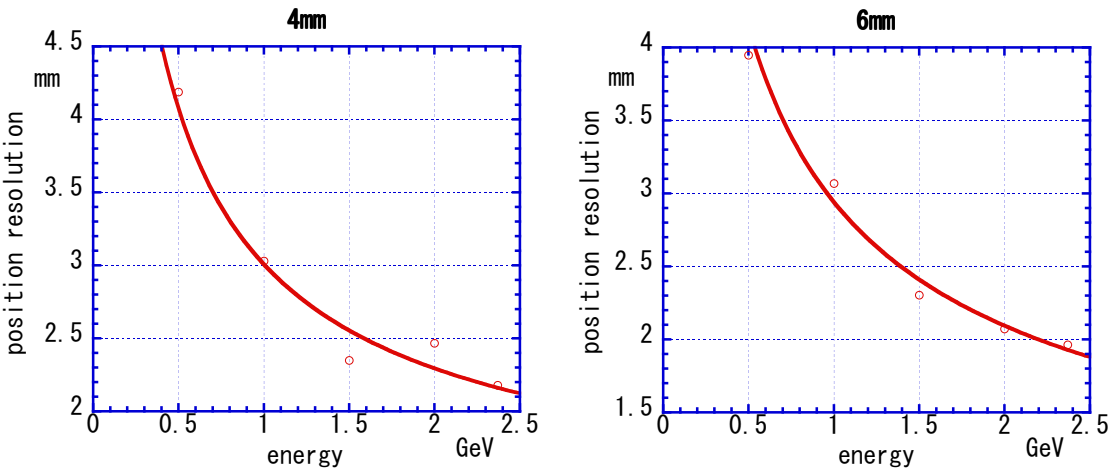



図 3.70: 左の図が 4mm、右の図が 6mm の位置でのエネルギー依存性

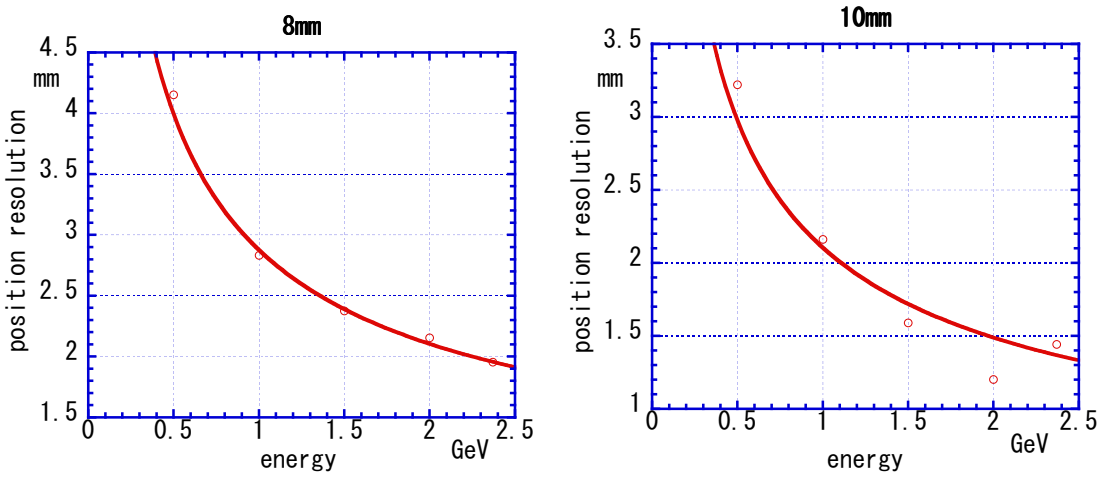



図 3.71: 左の図が 8mm、右の図が 10mm の位置でのエネルギー依存性

図 3.69~3.71 において、fitting 関数として以下の式を仮定した。

$$\left(\Delta Y\right)^2 = \left(\frac{a}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(b\right)^2 \tag{3.34}$$

ここで右辺の第 1 項目はシャワー粒子の数やシンチレーション光の統計の依存する項であり、第 2 項目は結晶の非一様性や、シャワーが発展していく経路の非一様性などによる項であると考えられる。また fitting を最小 2 乗法で行う時、データ点の重みとして位置分解能の値をエントリー数の平方根で割った値を用いた。

fitting を行った結果、それぞれの位置で

$$\left(\Delta Y_{0mm}\right)^2 = \left(\frac{2.7mm}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(1.1mm\right)^2 \tag{3.35}$$

$$\left(\Delta Y_{2mm}\right)^2 = \left(\frac{2.8mm}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(0.9mm\right)^2 \tag{3.36}$$

$$\left(\Delta Y_{4mm}\right)^2 = \left(\frac{2.7mm}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(1.2mm\right)^2 \tag{3.37}$$

$$\left(\Delta Y_{6mm}\right)^2 = \left(\frac{2.9mm}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(0.3mm\right)^2 \tag{3.38}$$

$$\left(\Delta Y_{8mm}\right)^2 = \left(\frac{2.7mm}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(0.7mm\right)^2 \tag{3.39}$$

$$\left(\Delta Y_{10mm}\right)^2 = \left(\frac{2.1mm}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(0.0mm\right)^2 \tag{3.40}$$

という位置分解能を得た。

# 第4章　まとめ

本論文では電磁シャワーカロリメータであるタングステン酸鉛 $PbWO_4$ の特性について、エネルギー分解能や位置分解能を中心に述べてきた。

今回の実験は 1 本のサイズが $19 \times 19 \times 200mm^3$ の PWO クリスタルを $5 \times 5$ の配列を組んで入射エネルギーの洩れ出しを最小にするよう実験を行った。その結果エネルギー分解能として

$$(\frac{\sigma}{E})^2 = (\frac{2.95 \pm 0.13}{\sqrt{E}})^2 + (1.45 \pm 0.22)^2$$

という結果が得られた。つまり、統計項が $2.95\%$で、定数項が $1.45\%$という結果が得られた。

この実験に先だって KEK で PWO クリスタル (サイズ $20 \times 20 \times 200mm^3$) を $3 \times 3$ の配列を組んで実験が行われた。そのときのエネルギー分解能は

$$(\frac{\sigma}{E})^2 = (\frac{3.10 \pm 0.11}{\sqrt{E}})^2 + (0.79 \pm 0.25)^2$$

と報告されている。[3]

まず統計項を見比べてみると今回が $2.95\%$で前回の実験の $3.10\%$より良い結果が得られた。今回の実験では恒温システムを用いて PWO クリスタルの温度を $14 \sim 17^oC$ に保った。前回の $3 \times 3$ 配列での実験は夏の夕暮れ時に行われている。仮に前回の実験の行われていた時の温度を $25^oC$ として、PWO クリスタルの発光量の違いを計算してみた。

PWO クリスタルの発光量は温度により $-1.3\%/^oC$ の依存があるとして計算すると、今回の実験 ($16^oC$ とする) では統計項が $2.95\%$なので

$$\frac{1}{\sqrt{N}} = 0.0295$$

より $N$(発光量) $\simeq 1149$ となる。これに対し前回の実験の $25^oC$ では、発光量が

$$N_{25^oC} = 1149\{1 - 0.013 \times (25 - 16)\} \simeq 1014$$

となり、統計項は

$$\frac{1}{\sqrt{1014}} \simeq 0.0314$$

と計算でき約 $3.14\%$ なるはずである。これは前回の実験結果 (統計項)$3.10 \pm 0.11\%$と一致している。

定数項については今回の実験が $1.45\%$と前回の $0.79\%$と比べ悪くなった。定数項には PWO クリスタルからの入射エネルギーの洩れだしや、PWO クリスタルの不感領域の有無、収光系の一様性

などの要素が入っている。エネルギーの洩れだしについては今回 PWO$5 \times 5$ の配列を用いて最小限にするようにしたので PWO$3 \times 3$ の配列より良くなるはずである。しかし、今回は PWOno25 の Pedestal が太いので解析に用いていなく、PWOno25 の領域に入ったエネルギーは定数項を上げる要因になる。また実験で用いた PWO クリスタルや PMT は今回と前回では違うものを使用しているので PWO クリスタルの不感領域の違いなどがあり、一概に定数項の比較は出来ないと考える。

PWO クリスタルの位置分解能に関しては電子 1GeV を入射させたとき、クリスタルの中心付近で約 3mm、クリスタルの境界付近で約 2mm という結果が得られた。

PWO クリスタルの特徴をまとめてみる。密度 $8.23 g/cm^3$、輻射長 $0.89 cm$ と無機シンチレータの中で最高の特性を持っている。またシンチレーション光の減衰時間も短く、放射線損傷にも強いため高計数測定の実験にも適している。エネルギー分解能 $\frac{\sigma}{E(GeV)}$ として約 3% が得られる。

今後行われる大強度ビームの実験では放射線損傷に強く、光の減衰時間も短い $\gamma$ 線検出器が必要であり。その検出器の候補として、PWO クリスタルは十分な性能を持っていると結論づけられる。

# 謝辞

本修士論文を書くにあたり様々な人々から、多くの指導を頂きました。この場を借りて感謝を述べたいと思います。

吉田浩司先生にはゼミや実験を通して物理の基礎から検出器のことまで、様々なことを指導して頂きました。また本論文についても隅々まで目を通して頂き、貴重な助言や議論を頂きました。

田島靖久先生は私が不慣れであったコンピュータを、解析を行えるまで粘り強く指導して頂きました。また実験等を通して研究に取り組む姿勢を教えて頂き、解析では貴重な助言を頂きました。

加藤静吾先生は役職柄忙しいにも関わらず、時間を割いてゼミや授業をして頂きました。ゼミでは物理から英語まで、様々ことを指導して頂きました。

清水肇先生は半年という短い期間でしたが、研究を進めるにあたり議論や助言を頂きました。議論や助言を頂くたびに研究に対するモチベーションが高まりました。

高エネルギー加速器研究機構の都留常暉氏、藤井芳昭氏、高松邦夫氏には本研究を行うきっかけを頂くとともに、解析で様々な助言を頂きました。KEK のミーティングでは、未熟な私に適切な指導をして頂きました。

同じ研究室卒業生である千葉竜一君、三浦明夫君には、研究や様々なことでお世話になりました。

M2 の有賀雄一君、飯嶋晶子さん、伊藤祐輔君、藤野屋大樹君には、研究やコンピュータ関係、その他もろもろでお世話になりました。

M1 の板谷道隆君、針生智夫君、森谷昌輝君、山本正和君、吉田祐樹君には、特に生活面やレジャー等でお世話になりました。

また家族、友人、物理学教室の先生方の支えがあったから、大学院生活を頑張ることが出来ました。

本当にどうもありがとうございました。

# 関連図書


[1] M.Kobayashi,et al., Nucl. Instr. and Meth A333 (1993) 429-433

[2] C.Pienne,et al., IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE, Vol 44, No 3,(1997) 477-483

[3] K.Takamatu,et al.,Nucl. Instr. and Meth A359 (1995) 485-491

[4] R.Desalvo ,Nucl. Instr. and Meth A235 (1985) 509-516

[5] 吉澤康和 著 『新しい誤差論 実験データ解析法』 共立出版株式会社

[6] 大嶋康伸 『ドリフトチェンバーの位置分解能の測定』 東京工業大学理学部 H4 年度卒業論文

[7] 日高憲章 『重結晶シンチレーター $PbWo_4$ を用いた高性能電磁シャワーカロリーメーターの開発と性能評価』 宮崎大学修士論文

[8] グレン F. ノル 著 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)

[9] 真木晶弘 著 『高エネルギー物理学実験』 丸善

[10] K. クラインクネヒト 著 『粒子線検出器-放射線計測の基礎と応用-』 培風館

[11] Richard C. Fernow 『Introduction to experimental particle physics』 Cambridge University Press

[12] Physical Review D p132 1-720, 1 July 1996