１９９５年度 修士学位論文
電磁カロリメーターに用いるCsI(Tl)結晶の
エネルギー較正

奈良女子大学大学院理学研究科
物理学専攻
高エネルギー物理学講座
池 田 仁 美

目次

1 序論 **1**

2 B 中間子の物理 **3**

2.1 CP 保存則の破れ 3

2.2 小林·益川理論 7

2.3 B 中間子系での測定 9

2.4 B ファクトリーの検出器に要求される性能 14

3 BELLE 検出器 **17**

3.1 KEKB 加速器 17

3.2 BELLE 検出器の全体構造 19

3.3 検出器各部の構造 22

4 電磁カロリメーター **26**

4.1 原理 26

4.2 カロリメーターのデザイン 27

4.3 CsI 結晶 29

4.4 読みだしのエレクトロニクス 29

4.5 エネルギー較正、モニター 35

4.6 ビームテスト 36

5 CsI カロリメーターのエネルギー較正 **41**

5.1 エネルギー較正の方法 41

5.2 宇宙線を用いたテスト 43

5.2.1 cosmic-ray stand 43
5.2.2 エレクトロニクス 較正（パルサーテスト） 48
5.2.3 電子·正孔対数の算出 48
5.2.4 CsI(Tl) 結晶を通過する宇宙線のエネルギー損失 51
5.3 ビームテスト 53
5.3.1 パイオンビーム（transverse scan） 54
5.3.2 パイオンビーム (longitudinal injection) 56
5.3.3 電子ビーム 57
5.4 線源を用いたテスト 61
5.4.1 ^{60}Co 62
5.4.2 ^{88}Y 64
5.5 エネルギー較正の方法と光量見積もりの比較 65
5.5.1 誤差の見積もり 65
5.5.2 光量の線形性 72
5.5.3 宇宙線とその他の粒子の比較 74

6 光量の一様性 **76**
6.1 宇宙線 76
6.2 パイオンビーム 77
6.2.1 結晶の x 方向 77
6.2.2 結晶の y 方向 79
6.3 線源（PMT 読み出し） 79
6.3.1 光電子増倍管（PMT）で測定される CsI（Tl）の光量 . . . 83
6.3.2 ^{137}Cs の 光電ピークの分解能 84
6.3.3 量子効率からの計算 86

7 結論 **88**

A PD への 入射位置による 光量の違い **89**
A.1 PD 左右の違い 89
A.2 PD の前面、後面からの入射による違い 90

B ADC のペデスタルの補正 91

図一覧

2.1 クォークの遷移（実線が主な遷移） 7
2.2 6つの CKM 三角形 10
2.3 ユニタリティー三角形 11
2.4 B と $\overline{B}$ の識別 12
2.5 $B \to \mathrm{J}/\psi\ \mathrm{K}_s$ 時間分布 12
2.6 $B\ \overline{B}$ の崩壊確率の時間差 14
2.7 非対称の BELLE 検出器 15

3.1 TRISTAN 加速器の全体像 18
3.2 BELLE 検出器 20
3.3 崩壊点検出器 22
3.4 飛跡検出器 23
3.5 粒子識別装置 24
3.6 カロリーメータ 25

4.1 CsI(Tl) カウンターの構造 28
4.2 電磁カロリメーターの全体像 30
4.3 CsI(Tl) 結晶の形 31
4.4 CsI(Tl) からの信号読み出しのエレクトロニクス 32
4.5 ビームテストのセットアップ 37
4.6 CsI (Tl) 結晶のエネルギー分解能 39
4.7 CsI (Tl) 結晶の位置分解能 (a) (b) 40
5.1 結晶による光量のばらつき 41

5.2 エネルギー較正用の cosmic-ray stand 44
5.3 トリガー用シンチレーションカウンター 46
5.4 cosmic stand 用 ドリフトチェンバー 46
5.5 cosmic stand ドリフトチェンバーの位置分解能 47
5.6 cosmic stand でのデータ収集 49
5.7 LRS pulser での エレクトロニクスキャリブレーション 50
5.8 エレクトロニクスの直線性 51
5.9 ^{241}Am テスト 52
5.10 ^{241}Am のスペクトル 53
5.11 宇宙線が結晶中を通り抜けた時に得られる光量 54
5.12 ビームテスト（結晶側面から入射した 2 GeV π^-）のセットアップ . 55
5.13 結晶側面から入射した 2 GeVπ^- の ADC 分布 57
5.14 ビームテスト（結晶前面から入射した 2 GeV π^-）の セットアップ 58
5.15 結晶前面から入射した 2 GeV π^- ADC 分布 58
5.16 2 GeV 電子の ADC 分布 60
5.17 2 GeV 電子の結晶 1 本中でのエネルギー損失 (GEANT) 60
5.18 線源を用いた測定のセットアップ 63
5.19 CsI(Tl) 結晶中での (1)^{60}Co 及び、(2)^{88}Y のスペクトル 64
5.20 フィットの範囲による ADC 分布のピーク値の違い (フィットの範囲が 85∼165 のときのピーク値 / フィットの範囲が 80∼170 のときのピーク値) 66
5.21 フィットの種類による ADC 分布のピーク値の違い 67
5.22 （1）チェビチェフフィット （2）ランダウフィット 68
5.23 宇宙線の入射角度による ピーク値の違い (結晶への入射角が入射軸にたいして 5 度より小さい粒子のみをプロットした ADC 分布のピーク値 / 結晶を通過した全粒子の ADC 分布のピーク値) 69
5.24 フィットの種類による ADC 分布のピーク値の違い (左) ^{88}Y （右） ^{60}Co 70
5.25 結晶から読み出される光量 73
5.26 1MeV 当たりの光量 73

5.27 結晶 16 本（QS 12 本 、 BINP 4 本 ）についての宇宙線とその他の粒子（ (a)γ (^{60}Co) (b)γ (^{88}Y) (c)π^-(transverse scan) (d)π^-(longitudinal injection) (e)e^-）の光量比 75

6.1 光量の位置依存性（宇宙線） 77
6.2 (上）光量の位置依存性（π^-）（下）光量の位置依存性の差（π^- - 宇宙線） 78
6.3 結晶を 20 分割した時の光量の位置依存性の測定（π^- ） 80
6.4 結晶を y 方向に 5 分割して光量の位置依存性を測定（π^- ） 81
6.5 線源を使った光量の位置依存性測定 82
6.6 LED を用いたシングルフォトンの測定 83
6.7 シングルフォトンの ADC 分布 84
6.8 シェイピングタイムによる光電子数の変化 85
6.9 PMT （浜松ホトニクス社製 R1847S 型）の量子効率 87
6.10 CsI(Tl) の発光スペクトル 87

A.1 γ 線が PD の前と後ろから入った時の計測される光量 90

B.1 (1) ペデスタルランでの ADC 分布 (2) テストパルスランでの ADC 分布 92

表一覧

2.1 C、P、T 変換と物理量 4
2.2 相互作用の種類 4
2.3 B 中間子からの崩壊モード 13

3.1 BELLE 検出器のパラメータ 21

4.1 代表的なシンチレーターの特徴 33
4.2 バレル CsI (Tl) 結晶の形 (counter#29 は z=0) 34
4.3 CsI(Tℓ) 結晶のサイズ測定の仕様 35
4.4 PD の仕様 36
4.5 プレアンプの性能 38

5.1 エネルギー較正の方法 42
5.2 H1161 型 PMT の特性 45
5.3 結晶側面から入射した 2 GeV π^- の 電子$\cdot$正孔対 56
5.4 結晶前面から入射した 2 GeV π^- の電子$\cdot$正孔対数 59
5.5 2 GeV 電子が入射した時の電子$\cdot$正孔対の数 61
5.6 線源を使ったテストで算出された電子$\cdot$正孔対数 62
5.7 カウンターを置く位置によるピーク値の違い 70
5.8 エネルギー較正における誤差 71
5.9 エネルギー較正の方法と結果 72

6.1 シェイピングタイムによる光電子数の変化 84
6.2 分解能から求めた光電子数 86

A.1 60keV γ 線からの信号 89

第 1 章

序論

素粒子物理学の目的は、物質の究極の構成要素を探りその構成要素間に働く相互作用を解明することによって、自然を理解することである。現在までに得られた知識は「素粒子標準模型」という形できれいにまとめられている。これは電弱相互作用の理論（ワインバーグ・サラム理論）と量子色力学を合わせた理論で 6 種類のクォーク（u、d、s、c、b、t）と 6 種類のレプトン（電子、$\mu-$ 粒子、$\tau-$ 粒子、及び電子ニュートリノ、$\mu-$ ニュートリノ、$\tau-$ ニュートリノ）がゲージ粒子（光子、$Z_0, W-$ ウィークボソン、グルーオン）を媒介として相互作用するというものである。この理論は実験結果（ほぼ 100GeV まで）ともよく一致しているが未解決の問題もまだ沢山残されている。その 1 つが「CP 非保存」の問題である。P 変換 (空間反転）または C 変換（荷電共役）を単独で行なった場合、弱い相互作用の下で対称性が破れるというのは普通に起こる現象で、ワインバーグ・サラム理論で自然に説明できる。しかし、P 変換と C 変換を同時に行なった場合にも対称性が破れていることが明らかになった。CP 非保存の現象を予言するものに小林・益川理論がある。しかしこの現象は K 中間子の崩壊においてしか観測されておらず、しかも K 中間子を用いた実験は評価において難しい点があるため、理論と結び付ける際の不定性が大きくなるという問題を抱えている。そこで CP 非保存が桁違いに大きいと予測される B 中間子を用いて小林、益川理論を検証しようとする B ファクトリーが計画された。CP 非保存の検証のために必要とされる B 中間子を大量に生成し、その崩壊を精密に測定するのである。KEK の B ファクトリー計画では 3.5GeV の陽電子と 8GeV の電子を衝突させ B 中間子を生成する。エネルギーを非対称にする理由

は後ほど述べる。

このBファクトリー計画には性能の良い加速器と精度の良い検出器の開発が必要不可欠であり、現在その準備実験が精力的に進められている。

「BELLE」と名付けられたBファクトリー用検出器は1998年に完成予定である。本検出器の主な測定装置の1つである電磁カロリメーターには優れたエネルギー分解能を持つCsI(Tl)結晶を約9000本用いる。カロリメーターにはγ線をとらえてB中間子から崩壊したπ^0を再構成するという重要な役割があるため、エネルギー測定の直線性、エネルギー分解能、位置分解能などについて高い精度が要求される。本論文ではCP非保存とBELLE検出器について詳しく述べたあと、このCsI(Tl)結晶の基本性能、及びエネルギー較正の方法について行なった詳しい研究の結果を報告する。

第 2 章

B 中間子の物理

2.1 CP 保存則の破れ

自然界で見られるすべての対称性は保存則と密接な関係があり、それぞれの保存則は相互作用の可能な形を制限し、様々な物理法則の基となっている。空間並進での保存量は運動量であり、空間回転においては角運動量が保存する。エネルギー、運動量、角運動量などは連続的変換に対して不変だが、ここでは離散的変換について考える。離散的変換には C（荷電共役）、P（空間反転）、T（時間反転）があげられる。これらの変換における物理量の変化は表 2.1のようになる。

まず P 変換に対する不変性を考える。普段生活している社会では空間反転をした場合に物事は対称にはならないが、量子論においてはその効能があらわれる。量子力学的な波動の山が偶数個ある場合、つまり角運動量が偶数の場合は P 変換すると山は山に移り、角運動量が奇数ならば P 変換により山は谷になる。ここで前者をパリティーが偶、後者をパリティーが奇であるというが、すべての粒子は個有のパリティーを持つため、偶パリティーの粒子の固有値を $+1$、奇パリティーの粒子の固有値を -1 と決める。反応の前後でパリティーが同じであることをパリティーの保存という。同様に C 変換の固有値は、粒子と反粒子を入れ換えても変わらないもの、例えば光子について $+1$ であり、反応の前後で C の固有値が変わらなければ C が保存していることになる。

現在、相互作用には 4 つの種類があることが分かっており、それぞれがゲージボゾンと呼ばれる粒子を媒介として働く (表 2.2)。

表 2.1: C、P、T 変換と物理量

物理量	記号	変換		
		C	P	T
位置ベクトル	$\mathbf{r}$	$\mathbf{r}$	$-\mathbf{r}$	$\mathbf{r}$
運動量ベクトル	$\mathbf{p}$	$\mathbf{p}$	$-\mathbf{p}$	$-\mathbf{p}$
角運動量ベクトル	$\mathbf{J}$	$\mathbf{J}$	$\mathbf{J}$	$-\mathbf{J}$
スピン	σ	σ	σ	$-\sigma$
電場ベクトル	$\mathbf{E}$	$-\mathbf{E}$	$-\mathbf{E}$	$\mathbf{E}$
磁場ベクトル	$\mathbf{B}$	$-\mathbf{B}$	$\mathbf{B}$	$-\mathbf{B}$
粒子		反粒子	粒子	粒子

これらの相互作用のうち、強い相互作用と電磁相互作用の範囲内では C、P、T 変換に対して物理量は保存すると考えられているが、弱い相互作用においてはそれぞれの保存が破られていることが早いうちからわかっていた。例えば K 中間子は

$$K^+ \to \pi^+ + \pi^0 \tag{2.1}$$

$$K^+ \to \pi^+ + \pi^+ + \pi^- \tag{2.2}$$

という 2 つのモードで崩壊する。全体としてのパリティーの偶奇性を知るためま

表 2.2: 相互作用の種類

相互作用	媒介粒子	到達範囲
強い相互作用	グルーオン	10^{-15}m
弱い相互作用	W , Z_0	10^{-18}m
電磁相互作用	光子	∞
重力	重力子	∞

ず π のパリティーを知らなければならないが、これは

$$\pi^- + d \to n + n \tag{2.3}$$

の反応を測定することから分かっていた。全体としてのパリティーは

$$\eta_{\pi^-} \cdot \eta_d \cdot (-1)^L = \eta_n^2 \cdot (-1)^L \tag{2.4}$$

となる。重陽子 d のスピンは 1 、π^- のスピンは 0 であることから全角運動量 $\mathbf{J} = 1$ である。終状態も同様でなければならず、中性子 n が 2 つあるため、同種フェルミオンの入れ換えの下では波動関数が負にならなければならないことから、$(-1)^{L+S+1} = -1$ となる（**L**: 軌道角運動量 **S**: 全スピン)。

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S} \tag{2.5}$$

より, とり得るのは L=0、S=1 または L=1、S=0,1 または L=2、S=1 であり、このうち L+S= 偶となるのは

$$\mathbf{L} = \mathbf{S} = 1 \tag{2.6}$$

だけである。これで角運動量が奇であることから終状態のパリティーが奇であることがわかり、始状態も奇でなければならなくなる。そこで始状態に注目すると、$\eta_d = 1$、L=0 より、$\eta_{\pi^-} = -1$ が導かれる。

そこで式 (2.1) の右辺を見ると K^+ 及び π 中間子はスピンが 0 なため、全角運動量は 0 であり、π^- のパリティーは奇であるため全体としては奇 $\times$ 奇 $=$ 偶 となる。ところが、式 2.2では全体としてパリティーが奇になってしまう。つまり K 中間子はパリティーが奇の状態にも偶の状態にも崩壊していることになり、相互作用の前後でパリティーが保存していない。言い替えると弱い相互作用では P 不変性が破られている。

C 変換については

$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu \tag{2.7}$$

の反応を考える。自然界にはスピンが正のニュートリノとスピンが負の反ニュートリノしかないが、この式を C 変換した反応は

$$\pi^- \to \mu^- + \overline{\nu_\mu} \tag{2.8}$$

となり、このような反応は起こらない。そこで C 不変性も 100% 破れていることがわかった。

しかし、長い間 C 変換と P 変換を同時に行なった場合は不変であると考えられていた。先の例でいうと式 (2.7) を CP 変換した場合のニュートリノはスピンが負の反ニュートリノになり自然界に存在するのである。CP 非保存が発見されたのは 1964 年、$K^0 - \overline{K}^0$ の系でであった。K^0 と $\overline{K}^0$ は 式 (2.1)、(2.2) のときと同様に 2 つの π に崩壊する時と 3 つの π に崩壊する時がある。そこで

$$CP|K^0> \equiv |\overline{K}^0> \tag{2.9}$$

と位相を定義し、

$$|K_1> \equiv \frac{|K^0> + |\overline{K}^0>}{\sqrt{2}} \tag{2.10}$$

$$|K_2> \equiv \frac{|K^0> - |\overline{K}^0>}{\sqrt{2}} \tag{2.11}$$

と定義する。ここで $|K_1>$ は CP が偶、$|K_2>$ は CP が奇の状態である。式で表すと、

$$CP|K_1> = +|K_1> \qquad (C=-1, P=-1, CP=+1) \tag{2.12}$$

$$CP|K_2> = -|K_2> \qquad (C=+1, P=-1, CP=-1) \tag{2.13}$$

である。もし CP が保存すれば

$$K_1 \to \pi\pi \tag{2.14}$$

(平均寿命 0.89×10^{-10} 秒)

$$K_2 \to \pi\pi\pi \tag{2.15}$$

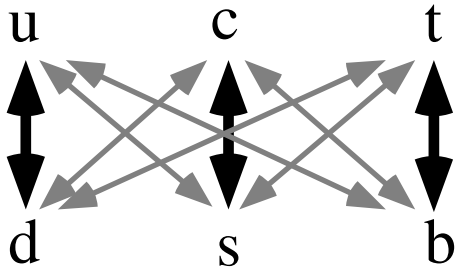


図 2.1: クォークの遷移（実線が主な遷移）

(平均寿命 5.2×10^{-8} 秒)

となる。ところが、K_2 のうちほんのわずかの割合で 2 つの π に崩壊するものが観測され、CP の不変性も破られたのである。その割合 ε は現在のところ

$$\varepsilon = (2.268 \pm 0.033) \times 10^{-3} \tag{2.16}$$

と測定されている。

2.2 小林 · 益川理論

1973 年に発表された、小林 · 益川仮説は「自然界にクォークが 3 世代あり、そのすべてが図 2.1のように関係し合っているならば CP 非保存の可能性がある」というものである。[1]

この 6 種類のクォークによる、$W^{\pm}$ ボソンとの相互作用ラグランジアンは

$$L_{int} = \frac{g}{\sqrt{2}} \left\{ (\overline{u}, \overline{c}, \overline{t})_L \gamma^{\mu} W_{\mu}^{+} V \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L + \left(\overline{d}, \overline{s}, \overline{b}\right)_L \gamma^{\mu} W_{\mu}^{-} V^{+} \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_L \right\} \tag{2.17}$$

g：結合定数

$(\ )_L$：左巻き

γ^{μ}：γ 行列

$W_\mu^\pm$: $W^\pm$ ボソン（弱荷電カレント相互作用を仲介）であるが、ここで $\mathbf{V}$ はカビボ・小林・益川（CKM）行列と呼ばれる 3 行 3 列の複素行列で、ボルフェンシュタイン表示では [2]

$$\mathbf{V} \equiv \begin{pmatrix} \mathbf{V}_{ud} & \mathbf{V}_{cd} & \mathbf{V}_{td} \\ \mathbf{V}_{us} & \mathbf{V}_{cs} & \mathbf{V}_{ts} \\ \mathbf{V}_{ub} & \mathbf{V}_{cb} & \mathbf{V}_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1-\frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + 0(\lambda^4) \tag{2.18}$$

と与えられる。ここでパラメータ η が $\eta \neq 0$ であれば、CP が破れていることになる。これまでの実験より、パラメータ λ と A については、$\lambda = 0.22 \pm 0.002$、$A = 0.9 \pm 0.1$ と求められているが、残り 2 つのパラメータ ρ と η についての実験値は誤差が大きくほとんど決まっていない。

ここで、この CKM 行列はユニタリーであるという制約を受ける。

$$\mathbf{V}\mathbf{V}^\dagger = \begin{pmatrix} \mathbf{V}_{ud} & \mathbf{V}_{cd} & \mathbf{V}_{td} \\ \mathbf{V}_{us} & \mathbf{V}_{cs} & \mathbf{V}_{ts} \\ \mathbf{V}_{ub} & \mathbf{V}_{cb} & \mathbf{V}_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{V}_{ud}^* & \mathbf{V}_{us}^* & \mathbf{V}_{ub}^* \\ \mathbf{V}_{cd}^* & \mathbf{V}_{cs}^* & \mathbf{V}_{cb}^* \\ \mathbf{V}_{td}^* & \mathbf{V}_{ts}^* & \mathbf{V}_{tb}^* \end{pmatrix} = \mathbf{I} \tag{2.19}$$

よって（2.20)〜（2.25）の 6 式が成り立ち、これらの 6 条件は複素平面上の 6 つの 3 角形を表す（図 2.2）。

(ds) 三角形

$$\mathbf{V}_{ud}\mathbf{V}_{us}^* + \mathbf{V}_{cd}\mathbf{V}_{cs}^* + \mathbf{V}_{td}\mathbf{V}_{ts}^* = 0 \tag{2.20}$$

(sb) 三角形

$$\mathbf{V}_{us}\mathbf{V}_{ub}^* + \mathbf{V}_{cs}\mathbf{V}_{cb}^* + \mathbf{V}_{ts}\mathbf{V}_{tb}^* = 0 \tag{2.21}$$

(db) 三角形

$$\mathbf{V}_{ud}\mathbf{V}_{ub}^* + \mathbf{V}_{cd}\mathbf{V}_{cb}^* + \mathbf{V}_{td}\mathbf{V}_{tb}^* = 0 \tag{2.22}$$

(uc) 三角形

$$\mathbf{V}_{ud}\mathbf{V}_{cd}^* + \mathbf{V}_{us}\mathbf{V}_{cs}^* + \mathbf{V}_{ub}\mathbf{V}_{cb}^* = 0 \tag{2.23}$$

(cf) 三角形

$$\mathbf{V}_{cd}\mathbf{V}_{td}^* + \mathbf{V}_{cs}\mathbf{V}_{ts}^* + \mathbf{V}_{cb}\mathbf{V}_{tb}^* = 0 \tag{2.24}$$

(ut) 三角形

$$\mathbf{V}_{ud}\mathbf{V}_{td}^{*} + \mathbf{V}_{us}\mathbf{V}_{ts}^{*} + \mathbf{V}_{ub}\mathbf{V}_{tb}^{*} = 0 \tag{2.25}$$

それぞれの三角形はクォーク対で表されており、それぞれの遷移を制限している。（例えば （ds）三角形は d → s の遷移を制限する。）これらの三角形の辺や角度を測定することはCP の破れを測定することであるが、18 の角度のうち 4 つだけが独立であり、CP 非保存はその 4 つの角度を測るだけで示すことが出来る。[3]

K 中間子の崩壊は（ds）三角形の測定に当たるが、$\mathbf{V}$ の計算から分かるように非常に小さな角度を持つ三角形であるため測定に伴う不定性が大きい。そこで小林・益川理論の検証には 3 つの辺と 3 つの角度の測定が比較的易しいと考えられる（db）三角形（図 2.3）を用いる。これは B 中間子の様々な崩壊モードを観測することによってなされる。

2.3 B 中間子系での測定

B ファクトリーの目的は B 中間子系で直接的または間接的な CP 非保存を発見し、精密な測定結果から標準模型のチェックを行なうことである。

まず、直接的な CP の破れであるが、これは B 中間子がある終状態（CP の固有状態とは限らない）に崩壊する確率とそれを CP 変換した崩壊の確率の違いを測定することにより知ることが出来る。つまり、

$$\Gamma(B \to f) \neq \Gamma(\overline{B} \to \overline{f}) \tag{2.26}$$

を、B 中間子系では測定することが可能である。例えば $B^{\pm} \to K^{\pm}\pi^{0}$ のような崩壊振幅の測定が出来ると考えられている。しかし、直接的な CP 非保存の大きさは標準理論ではそれほど大きくなく、パラメータの決定に際し理論的不定性が伴う。

一方、間接的な CP 非保存は、B 中間子が CP の固有状態に崩壊する過程で生じる現象である。この時の CP 非保存の位相は、B から固有状態 f へ崩壊する振幅と、B が B-$\overline{B}$ ミキシングによって $\overline{B}$ に変わり $\overline{B}$ が f に崩壊する振幅との間で干渉が生じるため、観測可能な量となる。

表 2.3に（db）三角形の角度及び辺の長さの測定に有効な B 中間子からの崩壊モードを示す。これらの崩壊モードの測定により、CP 非保存を調べることが出来る。

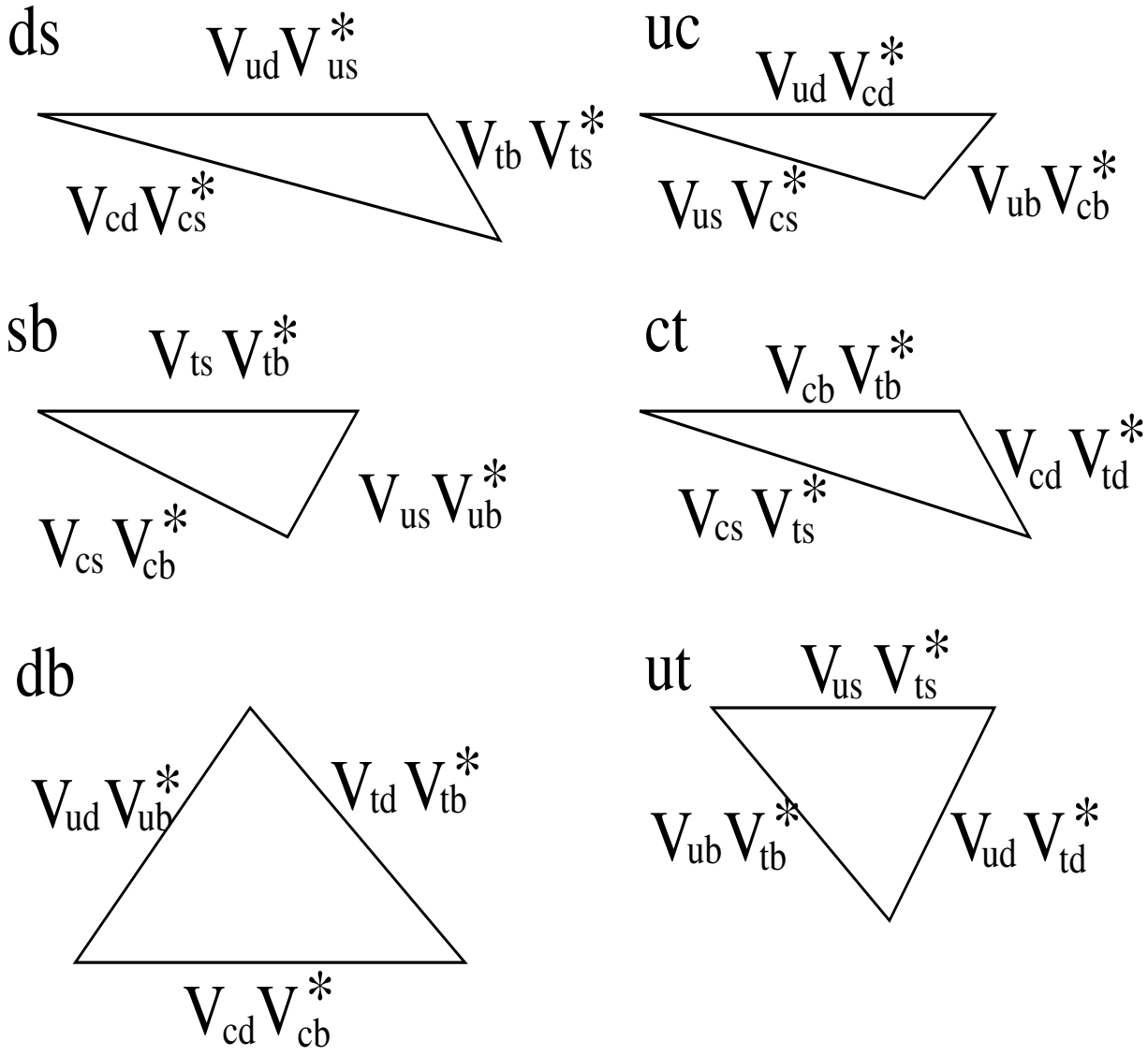


図 2.2: 6 つの CKM 三角形

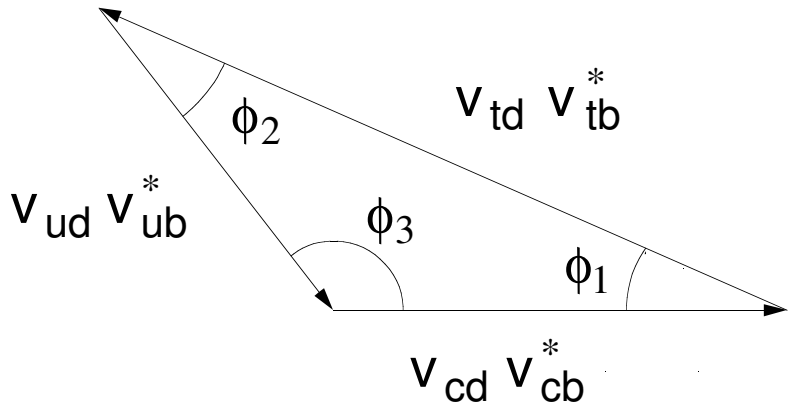


図 2.3: ユニタリティー三角形

ここで、ϕ_1 を測定する $B \to J/\psi K_s$ 崩壊を例にとり、CP 非保存の観測方法を実際の実験に即して述べる。$B\ \overline{B}$ 対は $\Upsilon(4s)$ からつくられるが、この崩壊は強い相互作用によるため崩壊後も $\Upsilon(4s)$ と同じ $C = -1$ を保たなくてはならない。そのため 生成される B 中間子はミキシングにより $B\ \overline{B}$ 間を振動するが、ある時間に片方が B のときは必ずもう片方が $\overline{B}$ になる。そこで

$$\frac{\Gamma(B(t) \to J/\psi K_s) - \Gamma(\overline{B}(t) \to J/\psi K_s)}{\Gamma(B(t) \to J/\psi K_s) + \Gamma(\overline{B}(t) \to J/\psi K_s)} = sin2\phi_1 sin\Delta mt \qquad (2.27)$$

$$\Delta m = (4.3 \pm 1.2) \times 10^{-10} MeV \qquad (2.28)$$

が成り立つことから、B と $\overline{B}$ の崩壊確率の差についての時間分布を調べることにより、ϕ_1 を測定することが可能になる。B 中間子がレプトンを含む崩壊をすると、それが B なのか $\overline{B}$ なのかわかり（図 2.4）、その時間での相手粒子をも知ることが出来る。

したがって、図 2.5で示すように片方の B 中間子がレプトンに崩壊した時間ともう一方が J/ ψ K_s に崩壊した時間の差をとることにより、時間 t での崩壊確率を知ることになる。

図 2.6は $B^0 \to$ J/ψ K_s についての崩壊時間を B 中間子の寿命で割ったものである。縦軸はイベント数に比例する。

このようにして、$B\overline{B}$ の崩壊を測定するため B 中間子の崩壊点を正確に知ること

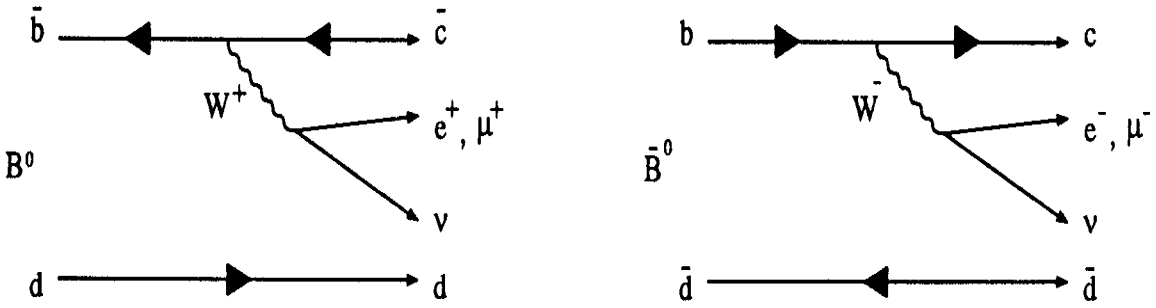


図 2.4: B と $\overline{B}$ の識別

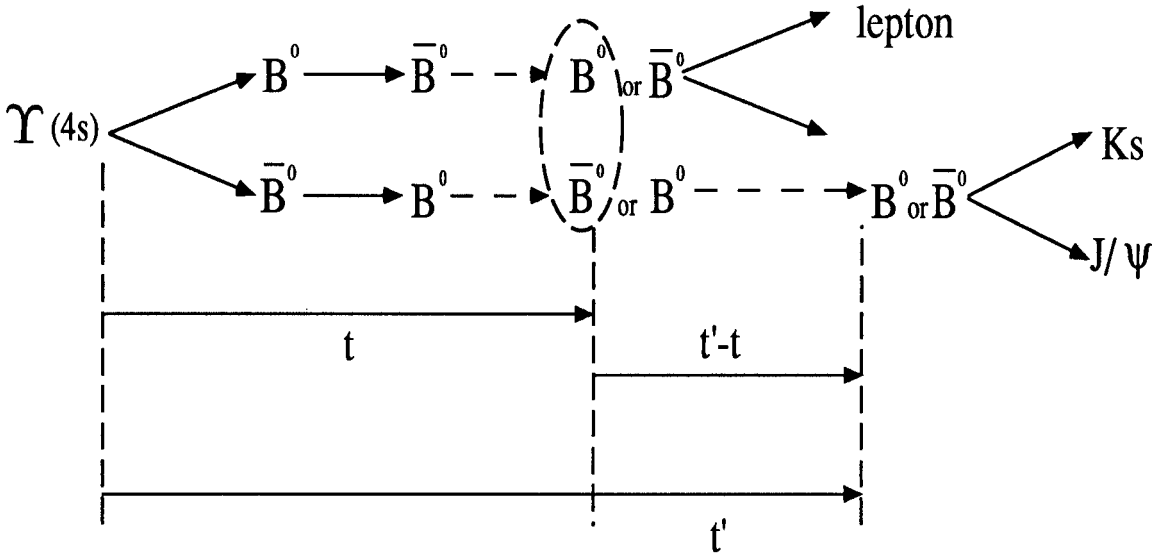


図 2.5: $B \to \mathrm{J}/\psi\ \mathrm{K}_s$ 時間分布

表 2.3: B 中間子からの崩壊モード

	λ^n	
ϕ_1	λ^2	$\eta_c K_s$ ψK_s $\psi' K_s$ $\psi'' K_s$ χK_s $\eta_c K^*$ $\eta_c K_s\pi^0$ $D_{1,2}\pi^0$ $D_{1,2}\omega$ $D_{1,2}\rho^0$ ψK^* $\psi' K^*$ $\psi'' K^*$ $\psi K_s\pi^0$ $\psi' K_s\pi^0$ $\psi'' K_s\pi^0$
	λ^3	$D^0\bar{D}^0$ D^+D^- D^*D D^0K_s $D^0K_s\pi^0$ $\eta_c\pi^+\pi^-$ $D^0\bar{D}^0\pi^0$ $D^+D^-\pi^0$ $\psi\pi^+\pi^-$ $\psi'\pi^+\pi^-$ $\psi''\pi^+\pi^-$ $D^*D\pi^0$
ϕ_2	λ^3	$\pi^+\pi^-$ $\pi^0\pi^0$ $\rho^0\pi^0$ $\omega\pi^0$ $\eta\pi^0$ $\pi^+\pi^-\pi^0$ $\eta\pi^+\pi^-$ $\eta\pi^0\pi^0$ $a_1^\pm\pi^\pm$ $\rho^\pm\pi^\mp$ $\rho^+\rho^-$ $\rho^0\rho^0$ $\rho^0\omega$ $\omega\omega$ $\rho^0\pi^0\pi^0$ $\rho^0\pi^+\pi^-$ $\omega\pi^+\pi^-$
	λ^4	$K^\pm\pi^-$
ϕ_3	λ^3	$B_s \to \rho K_s$ $B_s \to \phi K_s$ $B^0 \to K_s D^0$ $B^0 \to D^0 K_s\pi^0$ $B^\pm \to D^0 K^\pm$ $B^\pm \to D^0 K^\pm\pi^0$ $B^\pm \to D^0 K_s\pi^0$
$\lvert V_{ud}V_{ub}^*\rvert$		$B \to \rho\ell\nu$ $B \to \pi\ell\nu$
$\lvert V_{td}V_{tb}^*\rvert$		$B_d \leftrightarrow \overline{B}_d$,$B_s \leftrightarrow \overline{B}_s$ mixing
$\lvert V_{cd}V_{cb}^*\rvert$		$B \to D^*\ell\nu$

が非常に重要となる。しかし TRISTAN で行なってきたように電子と陽電子を同じエネルギーで衝突させるなら $\Upsilon(4s)$ からの $B\overline{B}$ 対は寿命が短く（$\simeq 2ps \simeq 17\mu m$)、ほとんど静止した状態で崩壊してしまうため精密な測定は非常に困難である。そこで B ファクトリーのための加速器 (KEKB) は 8GeV の電子と 3.5GeV の陽電子という非対称なエネルギーの粒子を衝突させる。こうすることにより、生成される B 中間子はローレンツブーストによって飛行距離が伸び（$\sim$ $150\mu m$)、測定可能になる。また、これに伴い、検出器も非対称に設計される。（図 2.7)。

次の節ではその検出器に要求される性能について述べる。

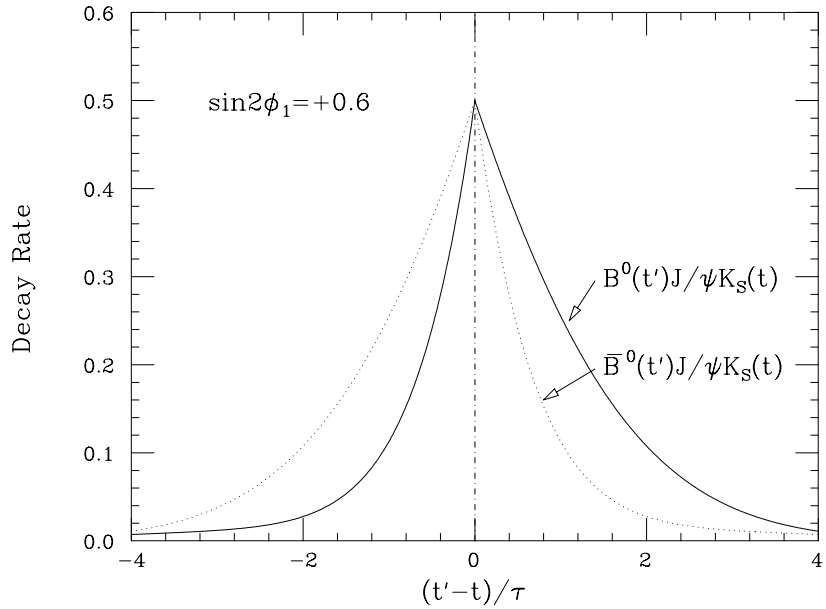


図 2.6: B $\overline{B}$ の崩壊確率の時間差

2.4 B ファクトリーの検出器に要求される性能

B 中間子の検出においてまず要求されるのは高いルミノシティーである。B 中間子からの崩壊は非常に多くのモードに分岐するので、各モードへの分岐比はとても小さくなってしまう。そこでそれぞれのモード毎のイベント数を増やすために少なくとも 10^7 個の B 中間子を発生させることが必要になる。これは電子、陽電子ビームの電流を非常に高くすることを意味する。

次に B 中間子と反 B 中間子の崩壊時間を求めるために、崩壊点の測定においては高い精度が要求される。ここで、

$$\Delta t \simeq \Delta z / c\beta\gamma = (z' - z)/c\beta\gamma \tag{2.29}$$

Δ t : B 中間子対の崩壊時間の差

Δ z : B 中間子対のビーム軸に沿った崩壊点の差

$\beta\gamma$: ローレンツブーストファクター （$= 0.42$）

がなり立つため、崩壊点を測ることで崩壊時間を知ることが出来る。前節で述べたように崩壊時間を測定するため電子、陽電子のエネルギーは非対称であり、B 中間子対の崩壊時間は対称なエネルギーの時より長くなっているため崩壊時間の測定が

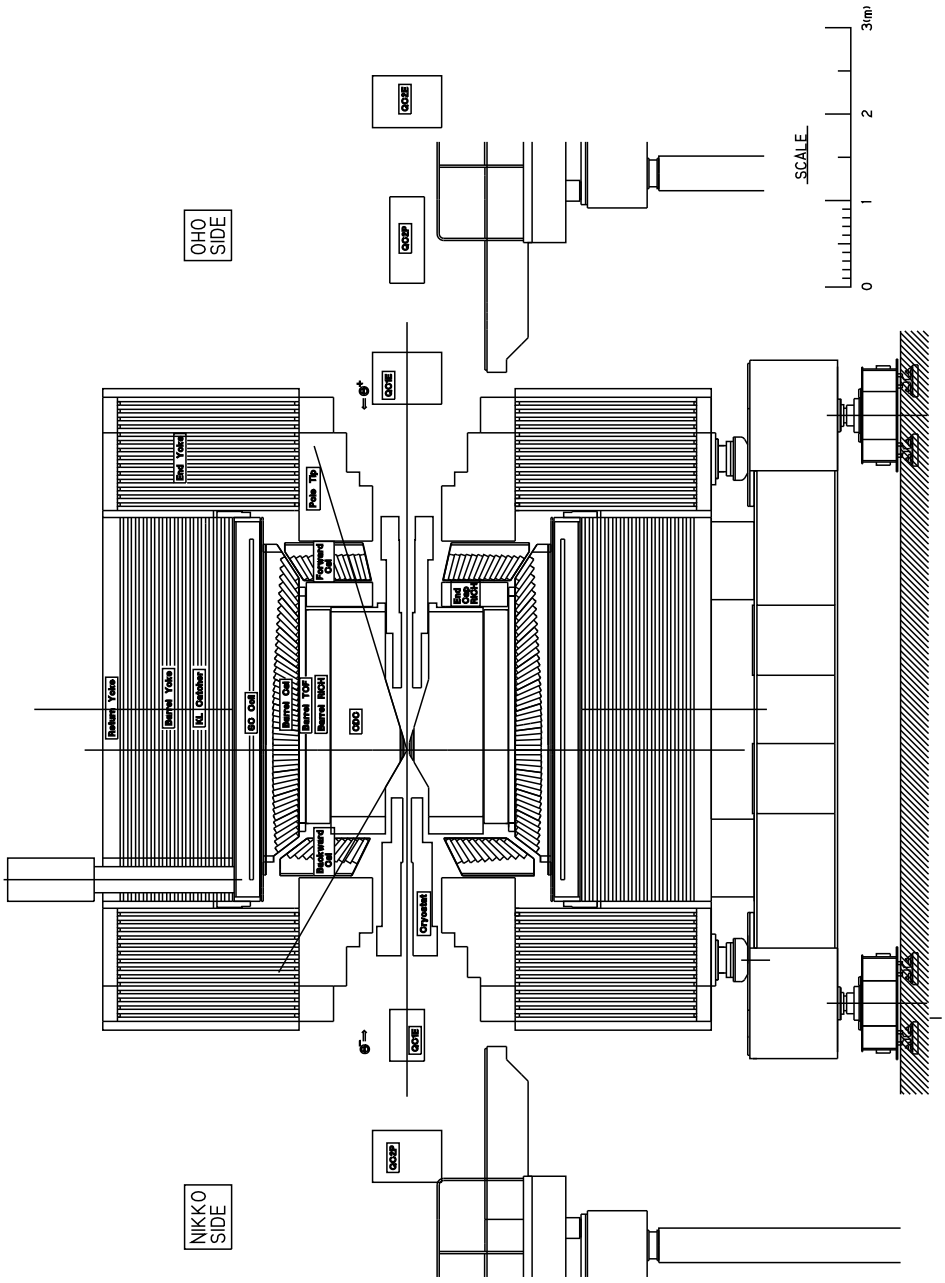


図 2.7: 非対称の BELLE 検出器

可能になるが、崩壊点の分解能が悪くなると必要とされるルミノシティーが増加するため出来るだけ精度良い測定が求められる。BELLE 検出器での位置分解能は B 中間子の寿命（τ）を単位として $\Delta t/\tau \leq 0.5$、距離に直すとビーム軸方向に $95\mu m$ が要求される。

B 中間子の崩壊から出来る荷電粒子の運動量分布のピークは 200MeV/c 辺りにあるため、低い運動量領域での粒子の検出能力も非常に大切である。BELLE は 1.5T の磁場中で働くが、このときに荷電粒子の描く螺旋を精度良く測定することが必要であり、角度にして 17 度から 150 度の範囲に崩壊する粒子の軌跡を $0.5\% \cdot \sqrt{1+p_t^2} \sim 0.2\% \cdot \sqrt{1+p_t^2}$ の位置分解能で検出することが要求される。また B 中間子は様々なモードに崩壊するためそれぞれをきちんと識別し、パラメータの決定を精度良くおこなうことが重要である。それらの粒子は崩壊の種類により 20MeV から 8GeV までのエネルギーを持つことから広いエネルギー範囲での粒子の識別が可能でなければならない。

次章ではこれらの要求に基づいて建設中の検出器について述べる。

第 3 章

BELLE 検出器

つくば市高エネルギー物理学研究所内にある TRISTAN 加速器のトンネルを利用して新しい加速器 KEKB が B ファクトリーのために作られる。そこで生成された B 中間子を検出する BELLE 検出器は、TRISTAN 加速器の検出器 TOPAZ が現在ある TSUKUBA 実験棟内に作られる (図 3.1)。この章では KEKB 加速器について少しふれたあと、前章での要求を満たすべく計画され製作されている BELLE 検出器の全容について述べる。

3.1 KEKB 加速器

KEKB がこれまでの TRISTAN と違う点として、まず非対称エネルギー (電子 8GeV, 陽電子 3.5GeV) の 2 リング型の衝突型加速器であるという点があげられる。線形加速器によりそれぞれのエネルギーまで加速された電子と陽電子が 2 つ並んだリング中を反対方向に周回し交差した衝突点で衝突を起こす。これは発生した B 中間子をローレンツブーストにより長時間走らせるためで、ここで決められたエネルギーは B 中間子対をちょうど 1 つつくり出せる大きさとなっている。

もう 1 つの特徴はたくさんの B 中間子を得るつまり高ルミノシティーを得るため各リングに 5000 個のバンチを蓄積し電流を大きくしている点である。TRISTAN が 2 バンチずつであったことを考えると非常に多いことがわかるが、これにより 2.6A の陽電子と 1.1A の電子を得ることができ、目標であるルミノシティー $10^{34}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ を達成することが可能になる。このような大電流はこれまでの衝突型加速器で達成

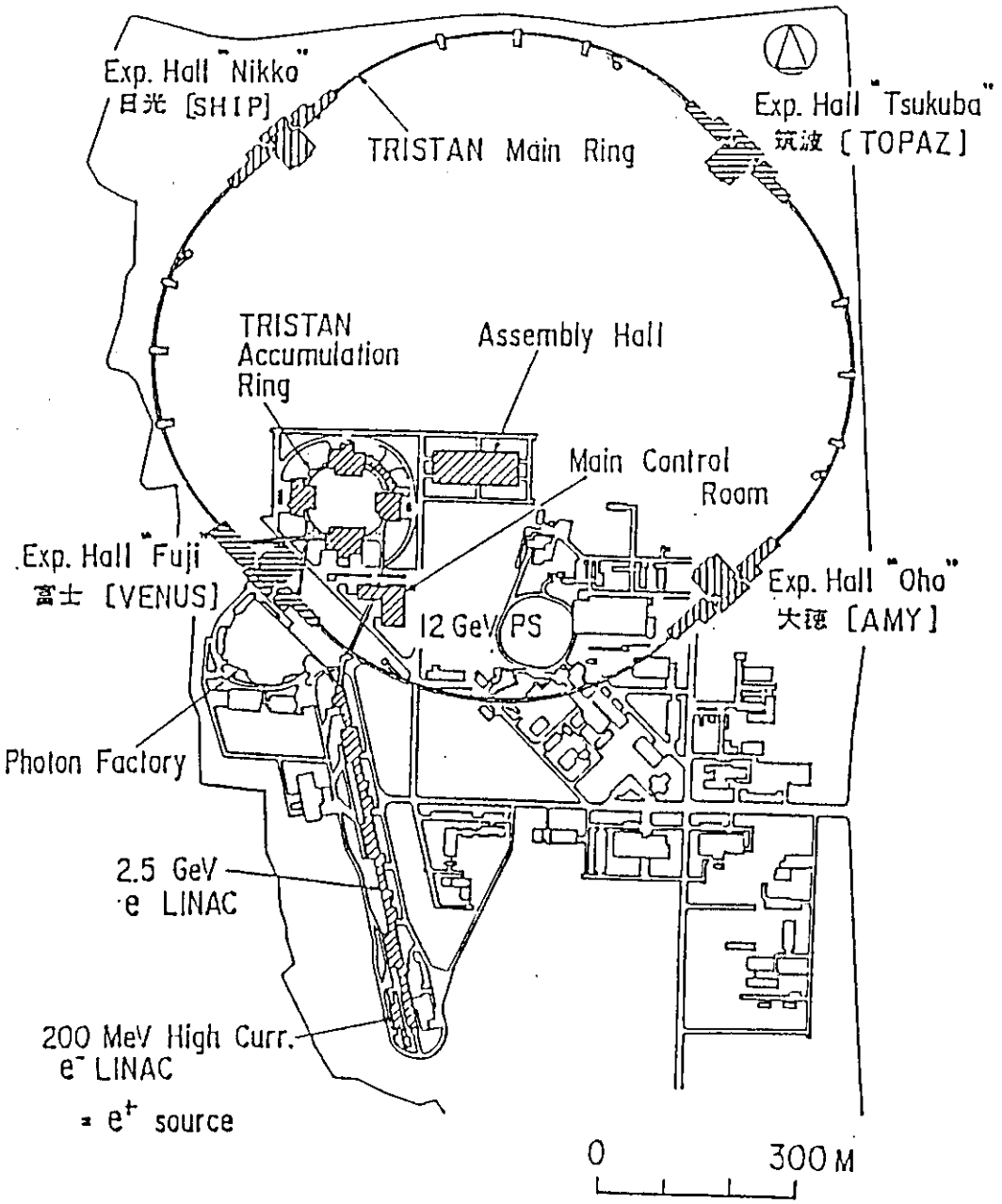


図 3.1: TRISTAN 加速器の全体像

された値の数 10 倍にあたるため非常に難しいものではあるが、これまでの加速器建設の技術を駆使して 1998 年度中に完成し運転が始められるよう努力が払われている。

3.2 BELLE 検出器の全体構造

BELLE は KEK 及び国内外（日、米、韓、中、露、印）の大学、研究機関からなる共同実験組織で 1994 年に発足し 1998 年の検出器完成を目指している。検出器の全体図は図 3.2に示す通りで、あらゆる種類の粒子を検出できるように幾つかの測定器の組合せである。内側の測定器ほど発生した粒子が持っている運動量情報を乱さないものになるように配置される。衝突点から順に

- 衝突点に近接した場所に置かれる粒子崩壊点測定器（SVD）
- 磁場と組み合わせて荷電粒子の運動量を測定する飛跡検出器（CDC）
- 粒子識別装置（ACC、TOF）
- 光子などの電荷を持たない粒子のエネルギーを測るカロリメーター（CsI）
- 吸収材としての鉄と飛跡検出器を合わせた K_L, μ 粒子測定器（KLM）

であり全体として 1 辺約 7m の立方体で約 2000 トンの重さを持つ。設計の課題となったのは発生する粒子のエネルギーが低いため物質による吸収や多重散乱を出来るだけ避けるために物質量を減らすこと、親粒子を知るため崩壊した粒子 1 つ 1 つ見分けること、粒子をきちんと識別して終状態を知ることなどである。特に物質量を減らすためにはそれぞれの測定器間の協力と努力が求められる。それぞれのパラメータは表 3.1のようになる。

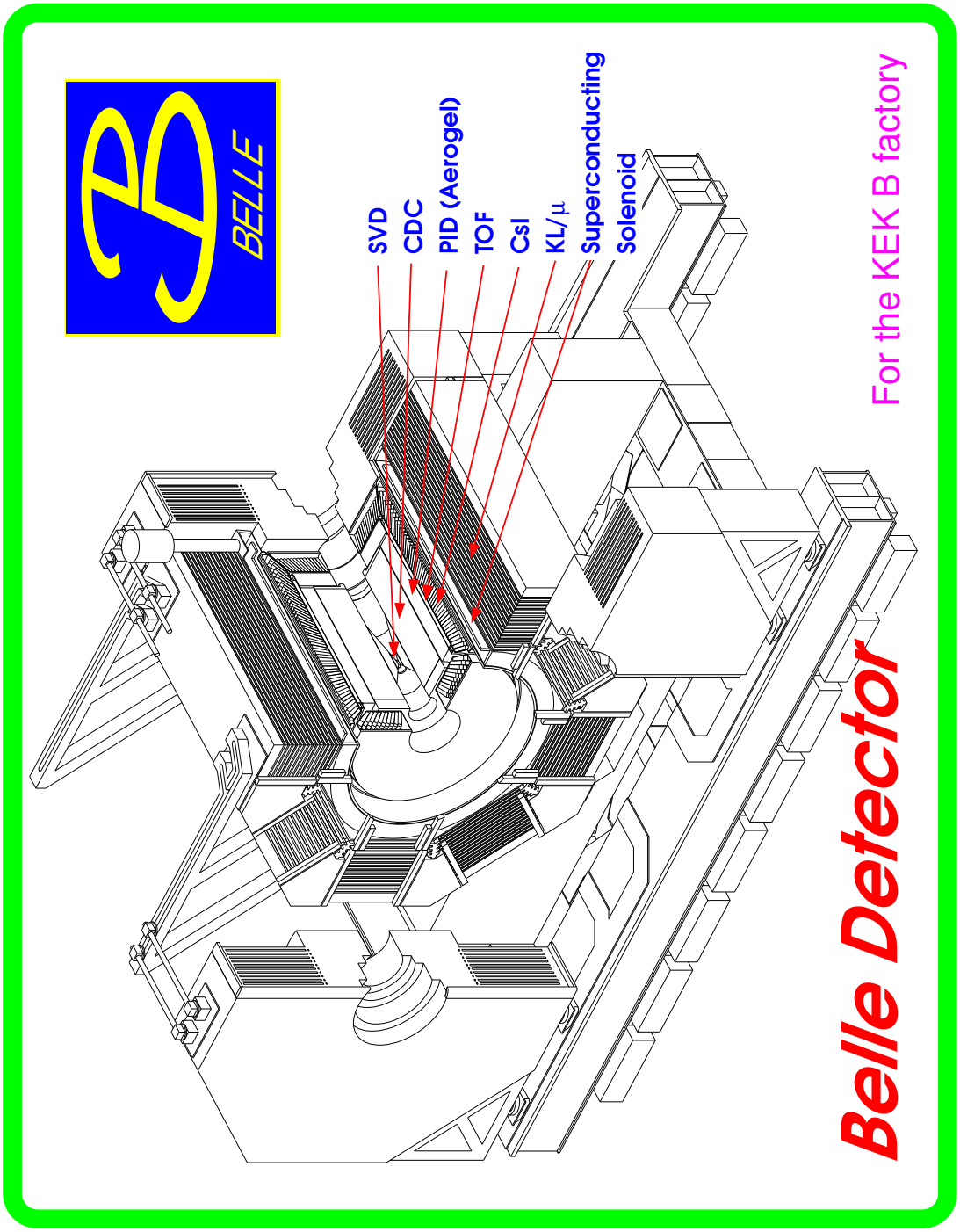


図 3.2: BELLE 検出器

表 3.1: BELLE 検出器のパラメータ

Detector	Type	Configuration	Readout	Performance
Beam pipe	Berylium double-wall	Cylindrical, r=2.3 cm 0.5mm Be/2mm He/0.5mm Be		Helium gas cooled
SVD	Double Sided Si Strip	300 μm-thick, 4 layers r = 2.7 - 5.8 cm Length = 22 - 34 cm	ϕ: 45.1K z: 45.1 K	$\sigma_{r\phi}$ $\leq$10μm σ_z=7-40μm $\sigma_{\Delta z} \sim 80$ μm
CDC	Small Cell Drift Chamber	Anode: 52 layers Cathode: 3 layers r = 8.5 - 90 cm -77$\leq z \leq$ 160 cm	A: 8.4 K C: 1.5 K	$\sigma_{r\phi}$ = 130 μm σ_z = 200 $\sim$ 1400μm σ_{p_t}/p_t =0.3%$\sqrt{p_t^2+1}$ $\sigma_{dE/dx}$ = 6%
ACC	$n \simeq 1.01$ Silica Aerogel	$\sim$12x12x12 cm^3 blocks 960 barrel/268 endcap FM-PMT readout	2188	$N_{p.e.} \geq 6$ K/π 1.2<p<3.5GeV/c
TOF	Scintillator	128 ϕ segmentation r = 120 cm, 3 m-long	128$\times$2	σ_t = 100 ps K/π up to 1.2GeV/c
ECL	CsI	Towered structure $\sim$ 5.5x5.5x30 cm^3 crystals Barrel: r = 125 - 162 cm Endcap: z = -102 and +196 cm	6624 1216(f) 1040(b)	σ_E/E= 0.67%/$\sqrt{E}\oplus$1.8% σ_{pos}=0.5 cm/$\sqrt{E}$ E in GeV
MAGNET	super conducting	inn.rad. = 170 cm		B = 1.5 T
KLM	Resistive Plate c.	14layers(5cm Fe+4cm gap) two RPCs in each gap θ and ϕ strips	θ:16 K ϕ:16 K	$\Delta\phi$=$\Delta\theta$=30mr for K_L σ_t=1ns 1% hadron fakes

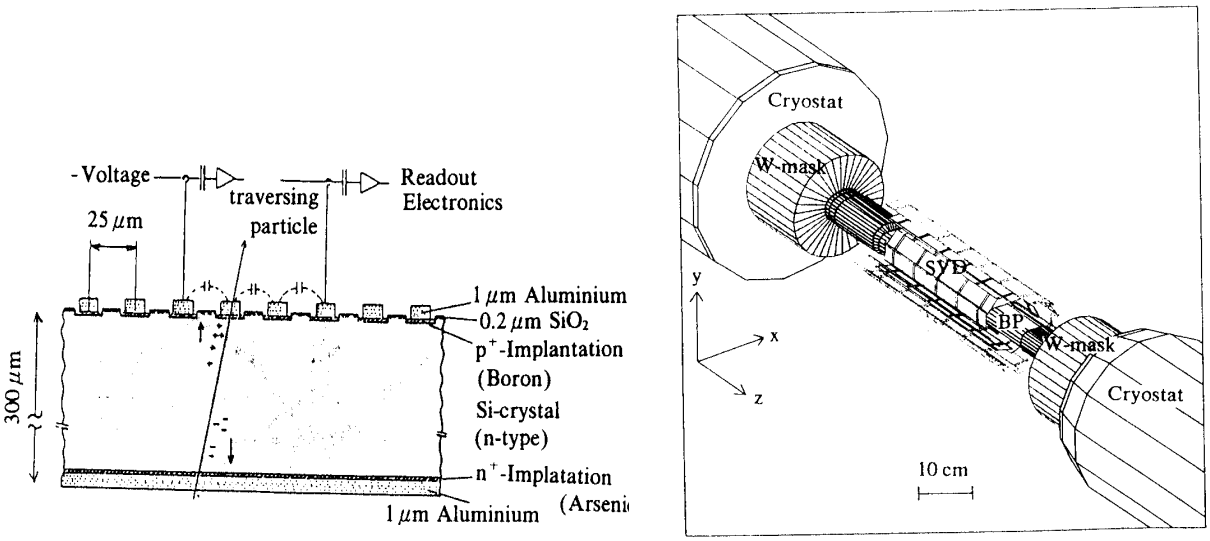


図 3.3: 崩壊点検出器

3.3 検出器各部の構造

以下に検出器を構成する測定器についてもう少し詳しく説明する。[4] [5]

- 崩壊点（バーテックス）検出器（SVD）

  先に述べたようにこの実験では B 中間子と反 B 中間子の崩壊時間を知ることが必要なため B 中間子の生成点と崩壊点を区別するために十分な分解能を持ったバーテックス検出器が要求される。このため用いられるのはシリコンストリップ検出器でこれは厚さ 300μm のシリコン板に幅 6μm の電極を 25μm 間隔で張り付けたものである（図 3.3)。逆バイアス電圧をかけたところを荷電粒子が通り抜けると電子ホール対が生成されパルスを発する。両面に直交する電極をつけることで 2 次元座標を 20μm の精度で得ることが出来、これを円筒状に 4 層配置することで 80μm の精度で B 中間子の崩壊点を知ることが出来る (図 3.3)。

- 飛跡検出器（CDC）

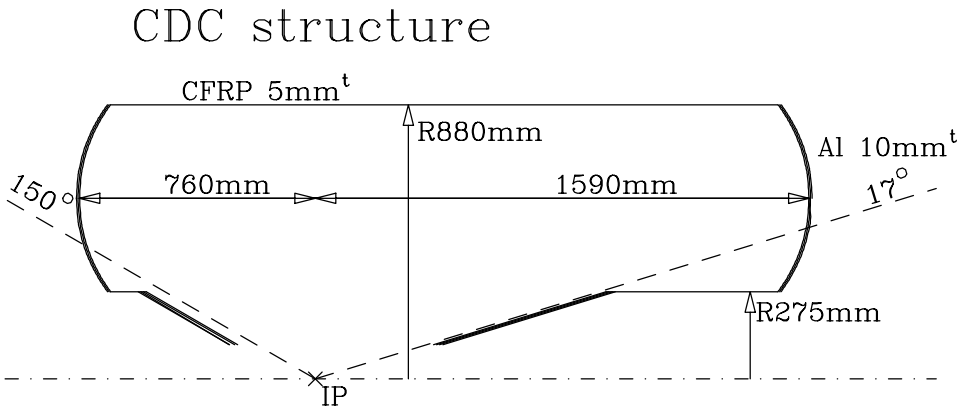


図 3.4: 飛跡検出器

荷電粒子は磁場中で運動量に応じた螺旋を描く。この飛跡をドリフトチェンバーで再構成することにより粒子の運動量を知り、求めた運動量から質量つまり粒子の種類を知ることが出来る。BELLE で使われる中央ドリフトチェンバーはバーテックス検出器のすぐ外側におかれる。図 3.4の大きさでセンスワイヤーとして直径 30μm の金メッキのタングステン、フィールドワイヤーとしては直径 126μm のアルミニウムが用いられる。また運動量の分解能を良くするため分子量の小さな He 50% C_2H_6 50% ガスがつめられる。円筒の軸上に約 40 層のワイヤーを張り 1GeV/c の荷電粒子の運動量を 0.5% の精度で測定可能である。

- 粒子識別装置（ACC）

  荷電粒子の運動量がわかれば速度を知ることで質量を決め、粒子の識別を行なうことが出来る。荷電粒子が物質を通過する時、速度がその物質中の伝搬速度（＝真空中の光速／屈折率）を越えると速度に依存した角度を持つチェレンコフ光が放射されるので、これを検出することによってその速度を知る。BELLE 検出器で使われるエ

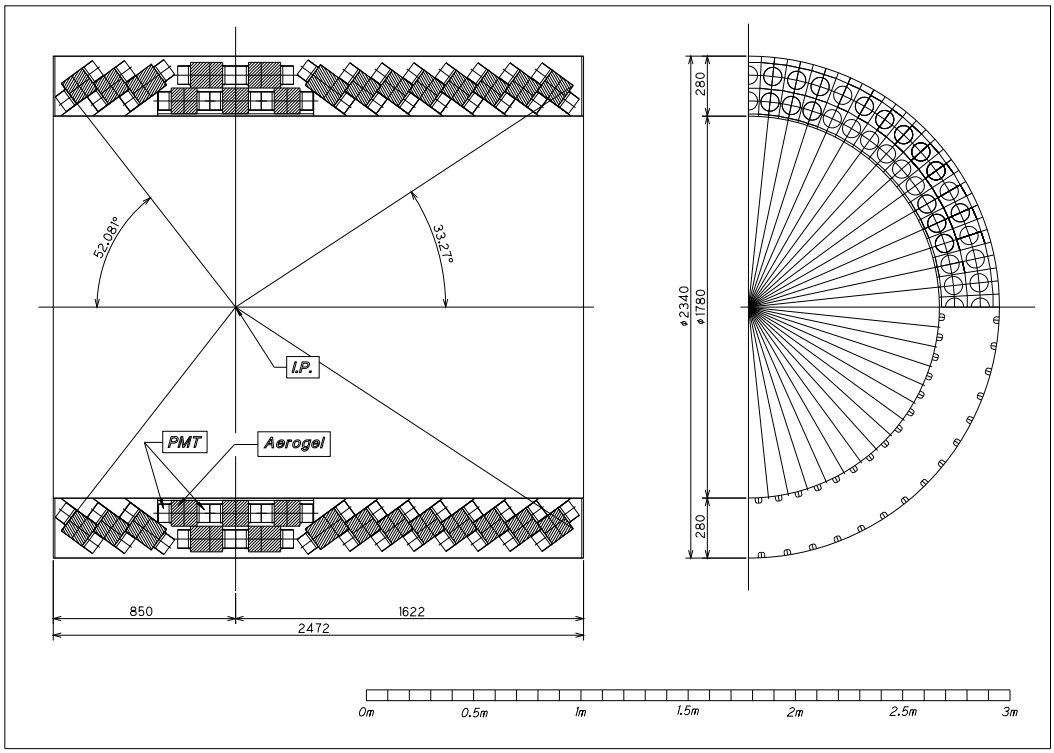


図 3.5: 粒子識別装置

アロジェルチェレンコフカウンター (図 3.5) は両端の 3 インチ口径の PMT で読み出す。実験では ∼1.2GeV/c までの K/π の分離に使われる。

- 飛行時間差検出器 (TOF)

  チェレンコフカウンターで識別できない速度の遅い粒子については厚さ 4cm, 長さ 300cm のプラスチックシンチレーターを使って、反応点からの速度を 100ps の精度で測定する。これによって運動量 800MeV/c 以下の π 中間子と K 中間子を区別することが可能になる。またこの検出器は測定器全体のトリガーの基本信号ともなる。

- カロリメーター (CsI)

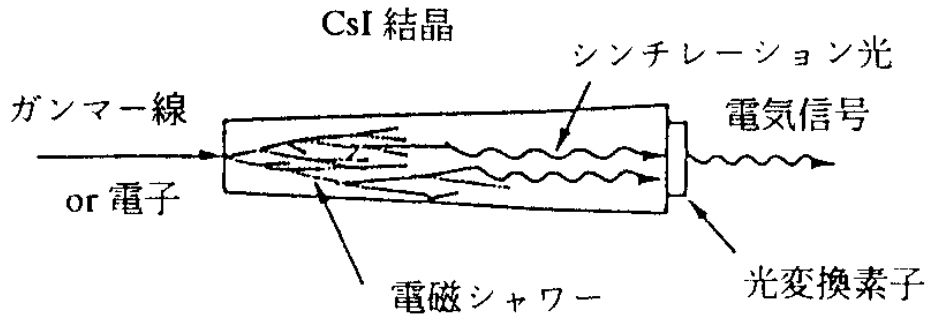


図 3.6: カロリーメータ

B 中間子の崩壊によってできる粒子の約 3 分の 1 が中性 π 中間子でありそれが 2 つの γ 線に崩壊するため、荷電粒子だけでなく中性粒子の検出も重要である。そこで γ 線が物質に当たって起こす電磁シャワー（図 3.6) を測定することでそのエネルギーを計るのがカロリーメータである。発光体としては断面が 5.5cm×5.5cm ~6.5cm×6.5cm 長さが 30cm の CsI(Tsl) 結晶を約 1 万本用い、衝突点の全立体角をおおうように並べる。奈良女子大学高エネルギーグループは、この建設に参加しており、これについては次の章で詳しく説明する。

- K_L μ 粒子検出器（KLM）

  電気的に中性な K_L 粒子は物質と強い相互作用をして荷電粒子を放出しないと検出できない。そこで検出器の外側に吸収材としての 5cm 厚の鉄 14 層と 15 層の飛跡検出器を交互において調べる。鉄の 核吸収長 (λ) は 16.8cm [6] なので 0.3λ でのサンプリングが可能になっている。μ 粒子についても CsI を含めた内側の検出器や鉄 5cm を通り抜けられた高い運動量（600MeV/c 以上）のものについて検出可能である。

第 4 章

電磁カロリメーター

BELLE 検出器で電子、陽電子、光子の識別に用いられるカロリメーターについて以下で述べる。

4.1 原理

高エネルギー実験において粒子の全エネルギーを測定する測定器のことをカロリメーターという。高エネルギーの電子（又は陽電子）が物質中に入射するとカスケードシャワーをおこし、そこで生成された電子、陽電子対が物質中の原子を励起する。その原子が定常状態に戻る時にシンチレーション光を発し、この過程で入射粒子はエネルギーを失って行く。それが十分厚い物質であるならばそこで全エネルギーを失うため、放射されたシンチレーション光量を測定することにより粒子のエネルギーを知ることが出来る。光子の場合はまず電子陽電子対生成により、2 次荷電粒子に変換されてから同様の過程をたどる。これらの過程は電磁相互作用により起こるので、光子や電子のエネルギーを測定するカロリメーターを特に電磁カロリメーターと呼ぶ。粒子の入射エネルギーが高いと各反応の統計的変動が減少するためカロリメーターの性能は向上する。また重い物質中ではシャワーの横への広がりは小さいため入射位置の測定も可能である。

BELLE 検出器でのカロリメーターに要求されているのは様々な崩壊の過程で現れる γ 線を高い効率と良い分解能で検出することである。B 中間子から崩壊して出てくる γ 線の多くが崩壊の最終段階で出てくる。そのため大半の γ 線のエネルギー

は500MeV以下である。そこで低エネルギー範囲でのこのカロリメーターの性能が重要となる。逆に $B \to K^* \gamma$、$B^0 \to \pi^0 \pi^0$ といった過程では4GeV以上のγ線が放出されるため高エネルギーでも良い分解能が求められる。また電子の識別は飛跡とカロリメーターから得られるエネルギーによってなされるため、ハドロンとの区別のためには良いエネルギー分解能が必要である。最後に、高運動量のπ^0の検出は近接した2つのγ線の識別を要求し、それらのなす角度を正確に知らなければならない。これらのことから電磁カロリメーターに要求される性能は

1. 広いエネルギー範囲で測定可能であること (20MeV $\sim$ 8GeV)
2. エネルギー分解能が良いこと ($2\ \% \ / \ \sqrt{E(GeV)}$)
3. 位置分解能が良いこと (3mm $\sim$ 5mm)

であり、これらの条件を満たすためBELLEでは電磁カロリメーターとしてCsI(Tl)結晶が選ばれた。

4.2 カロリメーターのデザイン

カロリメーターとして選ばれたCsI(Tl)結晶がどのようなデザインで使われるのかを説明する。結晶には光量を読み出すため2つのフォトダイオード（以下PD）がつけられここからの信号をプレアンプで増幅した後、ケーブルで検出器の外側におかれる増幅器、シェイパーモジュールまで運ばれる。

結晶1本1本は200μmのテフロンでまかれたあと ~25μmのアルミホイルで光やエレクトロニクスのノイズを遮断される。デザインは図4.1のようになっており、結晶の表面に1mm厚のアクリル板を接着剤（エコボンド）でつけた後で2つのPDを同じく接着剤（エコボンド）でつける。このアクリル板はPDのシリコンとCsIが熱膨張率の違いのために剝がれることを避けるために加えられている。アルミニウムの箱に入ったプレアンプは結晶に直接ネジ止めされたアルミニウム板に固定される。これで結晶を包むアルミニウムからプレアンプまでが電気雑音シールドとしてつながる。

この結晶がカロリメーター全体として8816本使われる予定であり、全重量は43トンにも及ぶ。全体像は 図 4.2に示す通りで、全長3m、内径1.25mとなり、エン

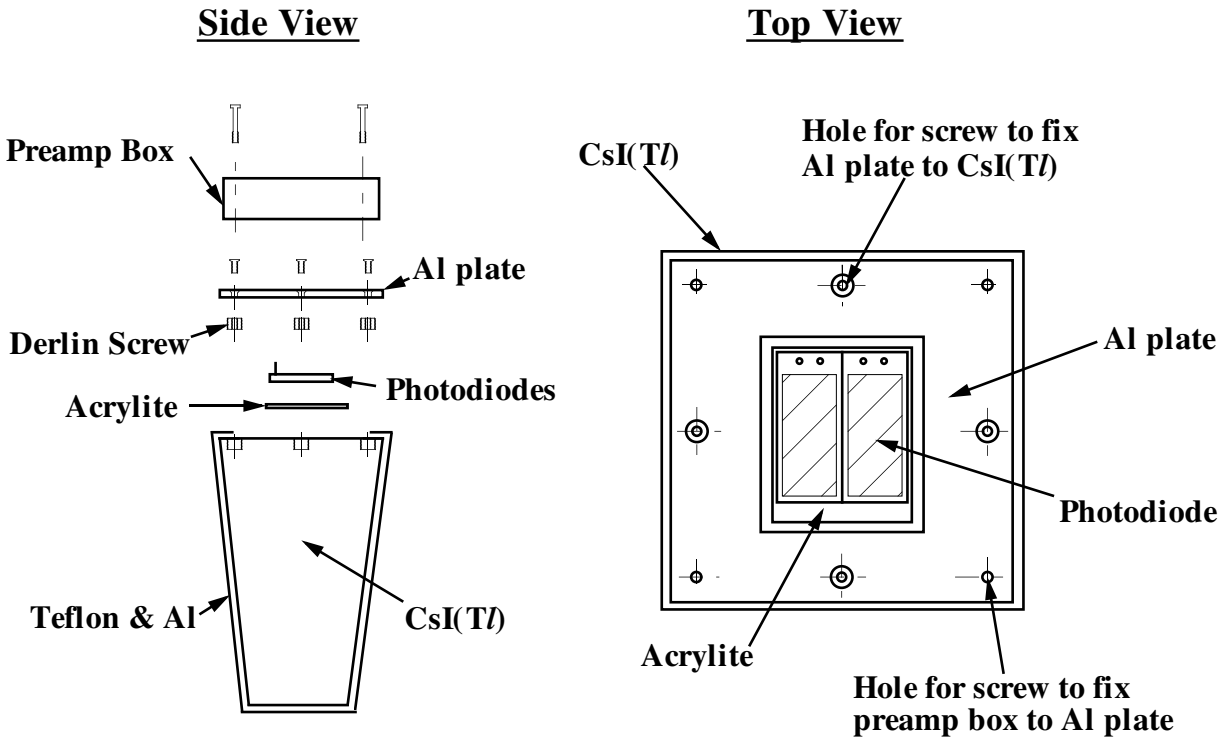


図 4.1: CsI(Tl) カウンターの構造

ドキャップは衝突点から z=+2m、z=-1m に位置する。検出器は衝突点を取り囲むように設計されているため、個々の結晶は断面が台形になる。カロリメーターが覆うのはビーム軸に対して 17 度から 150 度の範囲で全立体角の 91% を占めるが、ケーブルや内側の測定器の支えのため、バレルとエンドキャップとの間に全体の 3% にあたるすき間がある。

4.3 CsI 結晶

ここで CsI(Tl) 結晶の特徴をその他のシンチレーターと合わせて表 4.1に示す。

CsI(Tl) は他のシンチレーターに比べ光量が約 1 桁大きいため、PD で読み出してもノイズの寄与を非常に小さくできる。また、同様の発光量を持つ NaI(Tl) に比較して潮解性が少ないため扱い易い、等の利点を持つ。

個々の CsI(Tl) 結晶の大きさは結晶の中心に γ 線が入射した時に全エネルギーの 80% をその結晶内で失うように決められた。位置の分解能を良くするためには小さな結晶の方が望ましいが エネルギー分解能やチャンネル数の増加によってかかる価格を考慮すると結晶 1 つの大きさは大きい方が良い。また結晶の長さは長いほど良いが、検出器全体の大きさを考えなければならず、30cm とされた。これは放射長の 16.2 倍に当たる。ビーム衝突点に向かって結晶を配置出来るように個々の結晶のサイズは少しずつ異なっているが典型的なものについて表 4.2、図 4.3に示す。

現在、これらの結晶はロシア共和国ノボシビルスクの BINP(Budker Institute of Nuclear Physics) と上海、北京を中心とした JCCG(Joint Crystal Collaboration Group) でつくられている。結晶が満たすべき仕様は表 4.3の通りである。

4.4 読みだしのエレクトロニクス

先ほど述べたように結晶からの光は PD で集められ、プレアンプで増幅された後、その他のエレクトロニクスに送られる (図 4.4)。

PD とプレアンプまでは 2 つのチャンネルは独立だが、検出器の外に置かれたモジュールで結晶毎に足し合わされる。その後 2 つに分けられ、信号の一方はトリガーに、もう一方は 1 μs でシェイピングされて 電荷ー時間変換（Q -to-T）モジュール

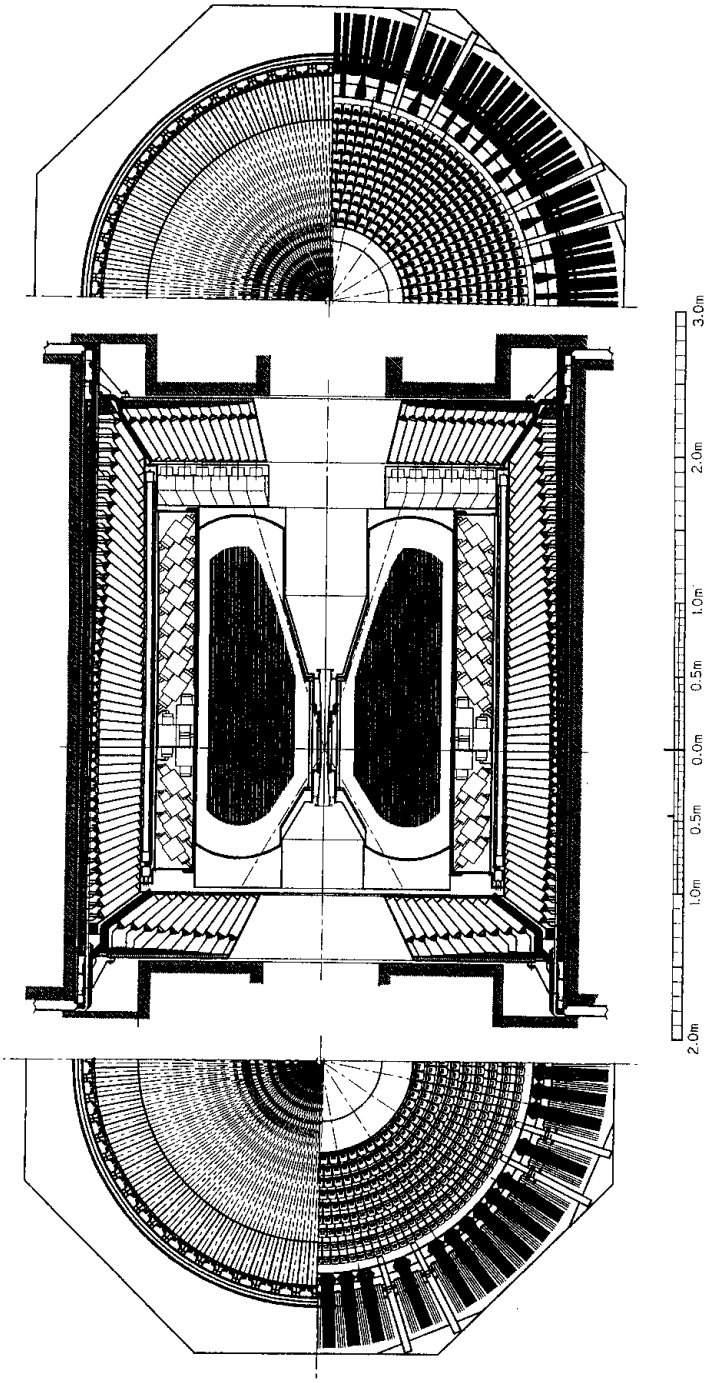


図 4.2: 電磁カロリメーターの全体像

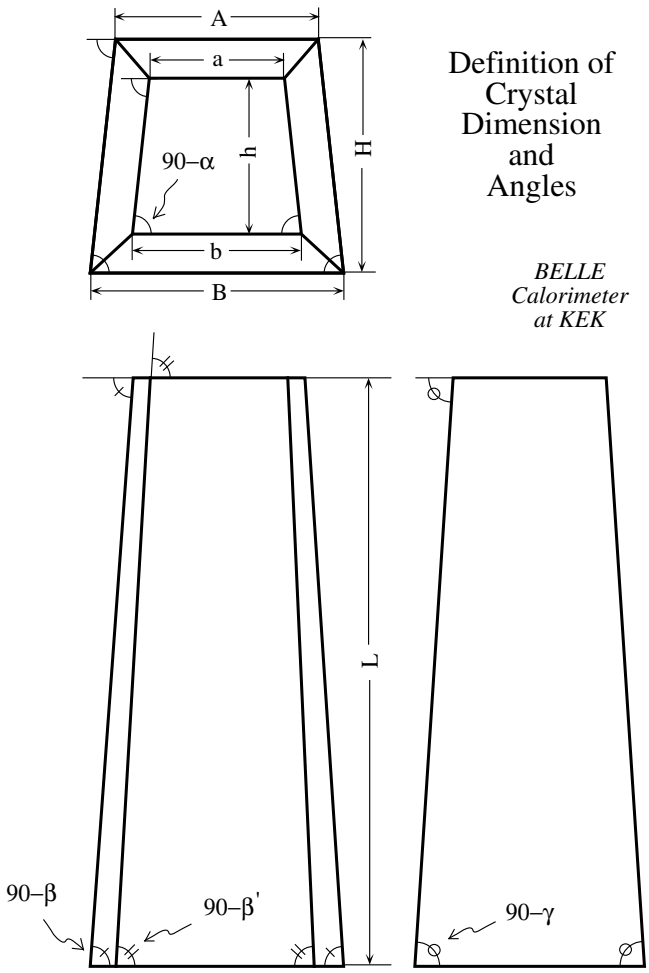


図 4.3: CsI(Tl) 結晶の形

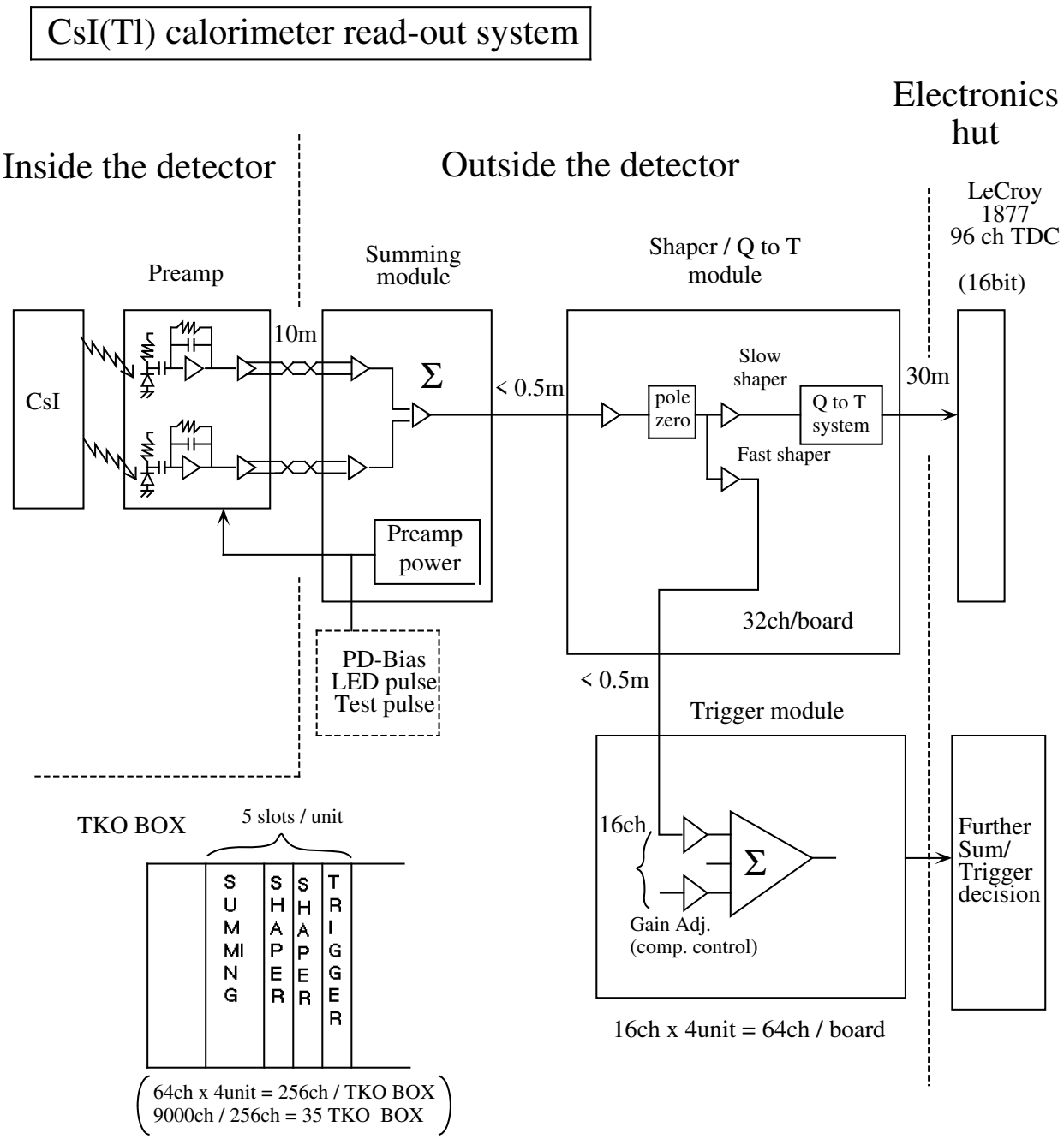


図 4.4: CsI(Tl) からの信号読み出しのエレクトロニクス

表 4.1: 代表的なシンチレーターの特徴

	$CsI(T\ell)$	CsI	BaF_2	BGO	$NaI(T\ell)$
放射長 (cm)	1.85	1.85	2.06	1.11	2.59
密度 (g/cm^3)	4.51	4.51	4.89	7.13	3.67
波長 (cm)	34.2	34.2	29.9	22.0	41.4
モリエール半径 (cm)	3.5	3.5	3.4	2.3	5.1
$dE/dx_{mip}(MeV/cm)$	5.6	5.6	6.6	9.0	4.8
発光波長 (nm)	565	320	310_s	480	415
			210_f		
減衰時間 (nsec)	1000	10	620_s	300	230
			1_f		
発光量 (γ/MeV)	6×10^4	1.5×10^3	7×10^3	$\sim 8 \times 10^3$	$\sim 4 \times 10^4$
屈折率	1.80	1.80	1.49	2.15	1.85
潮解性	少	少	無	無	有
放射線耐性 (rad)	10^3	10^4	10^3?	10^{4-5}	10^3
価格 $(\$/cm^3)$	~ 2	~ 3	~ 3	~ 7	$\sim 1-2$

f; シンチレーション光の速いもの、 s; 遅いもの

を通った後でエレクトロニクスハットの時間ーディジタル変換器（以下 TDC）に送り込まれる。

以下順に各部について説明する。

- PD （シリコン PIN フォトダイオード）

  結晶からの光を読み出すためには光電子増倍管（以下 PMT）を用いることもできるが、 PD には磁場中での使用が可能という利点がある。用いる PD は厚さ 300μm,10 ×20 mm のサイズのものを各結晶に 2 個使用する。その仕様を表 A.1に示す。

表 4.2: バレル CsI (Tl) 結晶の形 (counter#29 は z=0)

parameter	unit	for ctr #29	for other counters	
			(min. value)	(max. value)
A	mm	67.0	61.0	67.0
B	mm	67.0	63.2	67.2
H	mm	54.5	61.7	67.7
a	mm	53.9	53.9	53.9
b	mm	53.9	53.9	55.9
h	mm	54.5	54.5	54.5
L	mm	300.0	300.0	300.0
α	degree	0.000	0.028	1.041
β	degree	1.250	0.706	1.250
β'	degree	1.250	0.681	1.249
γ	degree	0.000	0.685	1.258
Volume	cc	987.8	1019.7	1112.4
Weight	kg	4.455	4.599	5.017

- プレアンプ

  PD からの電流信号はそれを積分する 2 チャンネルの前置増幅器（プレアンプ）に送られ、電圧信号に変えられる。プレアンプはハイブリッドで構成され、アルミニウムのシールドケースに収められている。これを結晶に直接つけるため、ノイズを拾う前に信号を増幅させることが出来る。主な性能を表 4.4で示す。

- Summing and Shaping

  2 つのプレアンプからの出力は BELLE 検出器のすぐ外側に置かれたモジュールで足し合わされ、2 種類のシェイピングタイムに分けられる。片方はトリガー用、もう片方はアナログーディジタル変換器（ADC）のための信号である。パイルアップを避けるためシェイ

表 4.3: CsI(Tℓ) 結晶のサイズ測定の仕様

光量の平均	すべての結晶について標準結晶の 0.27 以上で、
	全結晶の 90% が 0.29 以上であること。
光量の一様性	全結晶が 9% 以下、
	全結晶の 90% が 7% 以下であること。
サイズ (A,B,H,a,b,h)	仕様書のサイズから +0, -200 μm 未満であること
長さ (L)	仕様書の長さから $\pm$ 1 mm であること。

ピングタイムは出来るだけ短い方が良いが、短か過ぎるとエレクトロニクスのノイズの信号に対する影響が大きくなってしまうので、両方を考慮して 1 μs が選ばれている。

- ADC

  データ収集の ADC に求められる条件は

  - 分解能が 0.1 % 程度であること。
  - 最低 16 ビットのダイナミックレンジであること。
  - 変換時間が 200μs 以下であること。

  である。ノイズを出来るだけ少なくするために、シェイパーと同じボードで電荷ー時間変換（Q-to-T）を行ない、ロジック信号だけがエレクトロニクスハットの TDC に送られる。

4.5 エネルギー較正、モニター

BELLE 検出器に組み込まれる前にカロリメーターのカウンターは 1 本 1 本宇宙線を使ってエネルギー較正をおこなうが、それについては次の章で詳しく扱う。

検出器に組み込まれた後のカロリメーターは Bhabha 散乱を使ってエネルギー較正、モニターがなされる。GEANT シミュレーションで結晶中での Bhabha 電子のエネルギー損失は調べられており、シャワーのもれやカロリメーターの前方物質の効果を考慮した上で、1 日にカウンター 1 本につき 300 イベント以上の電子が使用

表 4.4: PD の仕様

Sensitive Area	10×20 mm	
Thickness of Wafer	300 μm	
Applied Reverse Voltage	$\leq$ 70 V	
Capacitance	average $\leq$85pF max $\leq$105pF	
Sensitivity(λ=560nm)	average $\geq$320mA/W min $\geq$310mA/W	
temperature dependence	$\leq$0.01%	
Dark current	average $\leq$4nA max $\leq$15nA	
temperature dependence	average $\leq$10%/°C	
Radiation Hardness	at 6 Gy	at 68 Gy
change of dark current	$\leq$8%	$\leq$40%
change of capacitance	$\leq$0.4%	$\leq$1%
change of sensitivity	$\leq$0.3%	$\leq$0.3%

可能であることがわかった。これらのイベントを使って毎日 ±0.5% 以上の精度で較正定数を決めることが出来る。エレクトロニクスのゲイン、直線性の較正はデータ収集の間にテストパルスをプレアンプの入力に送って行なう。また LED を使った PD のモニターシステムも使用する予定である。

4.6 ビームテスト

カロリメーターの性能評価のため KEK PS π2 ビームラインで数度のビームテストを行った。0.5 GeV ~ 3.5 GeV の π 粒子、及び電子のビームを用い、結晶のエネルギー分解能や位置分解能について詳しい解析がなされている [7]。用いたセットアップは図 4.5の通りで、カウンターの前にあるドリフトチェンバーでビームの軌跡を再構成することが出来、マグネットを用いて運動量は 0.4% ~ 1% の精度で調べられる。 5× 6 本の結晶を用いたビームテストの結果得られたエネルギー分解能、位置の分解能をそれぞれ図 4.6、図 4.7に示す。

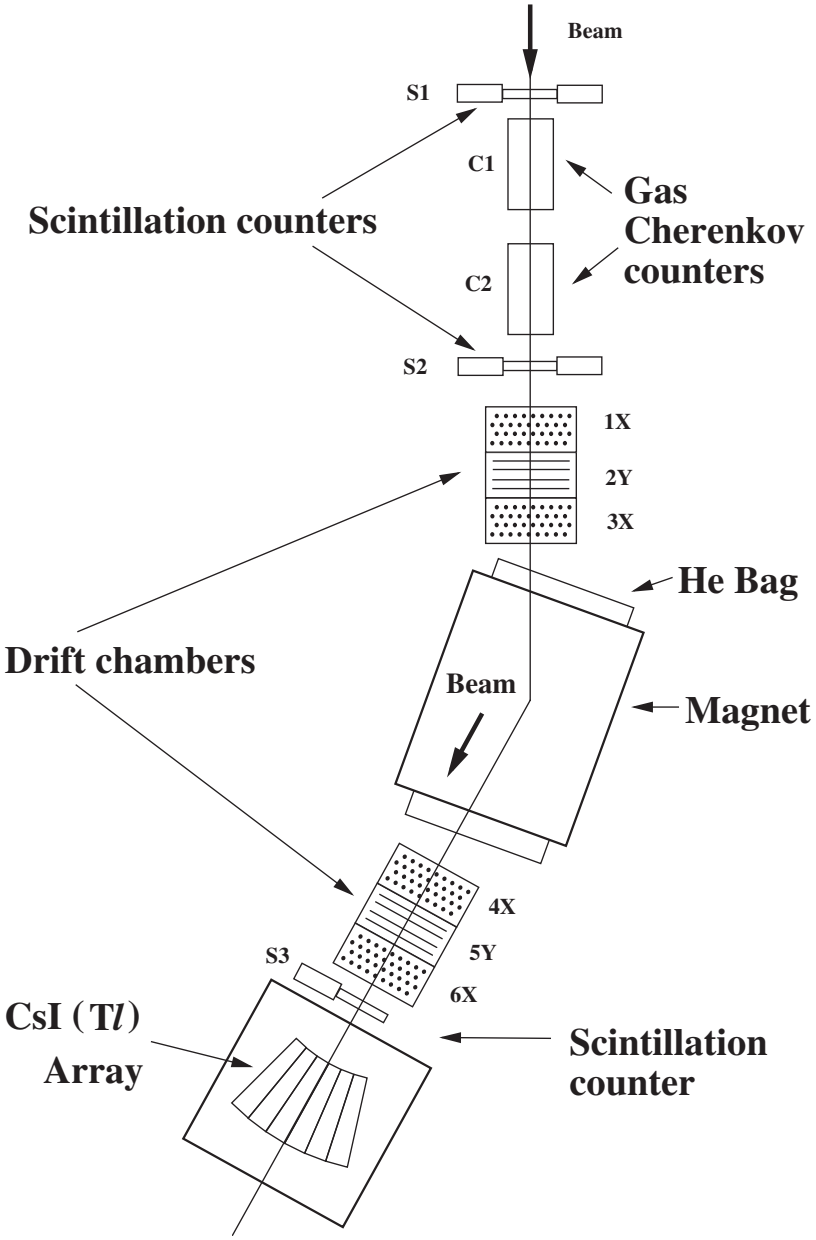


図 4.5: ビームテストのセットアップ

表 4.5: プレアンプの性能

Feedback capacitance	1.6	pF
Decay time	80	μsec
Power/hybrid chip	125	mW
ENC with one photodiode (τ=1μs)	670	electrons
ENC with one photodiode (τ=2μs)	615	electrons
Gain	39	mV/10^6electrons
Max. gain deviation of over 50 pcs.	1.5	%
Dynamic range for input charge	4.5×10^7	electrons
Dynamic range at the preamplifier output	4.5	V

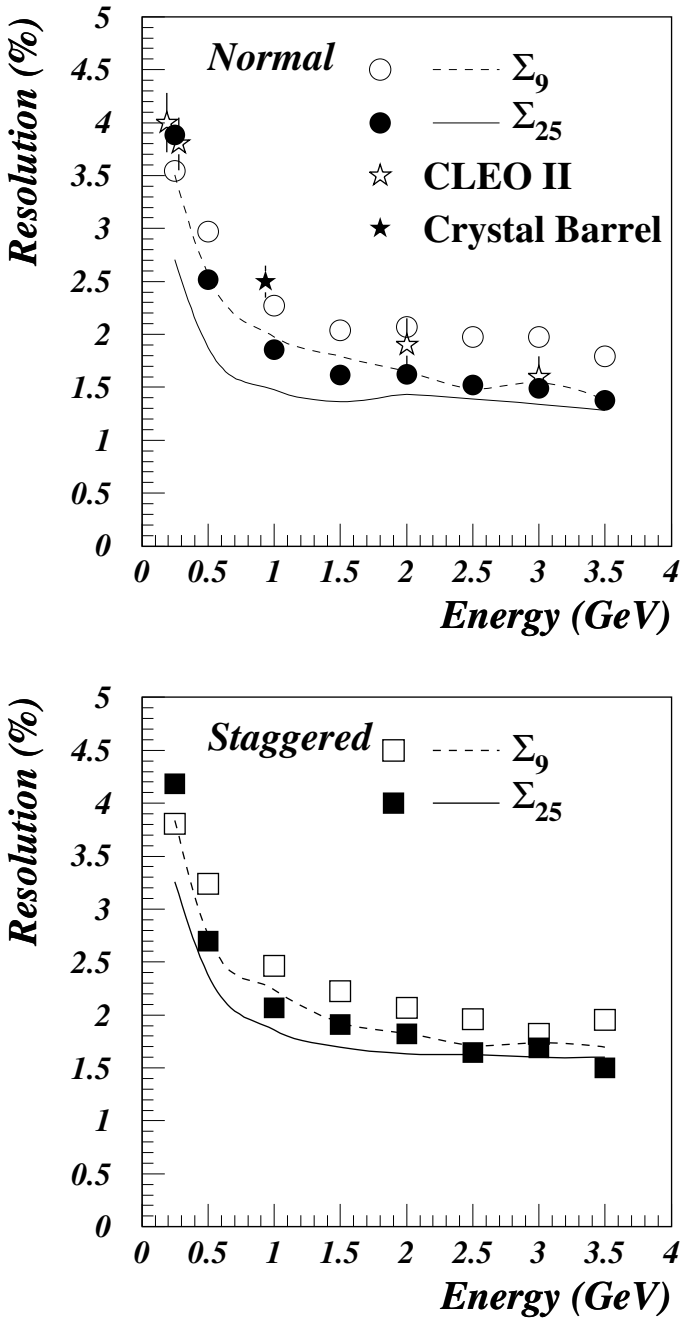


図 4.6: CsI (Tl) 結晶のエネルギー分解能

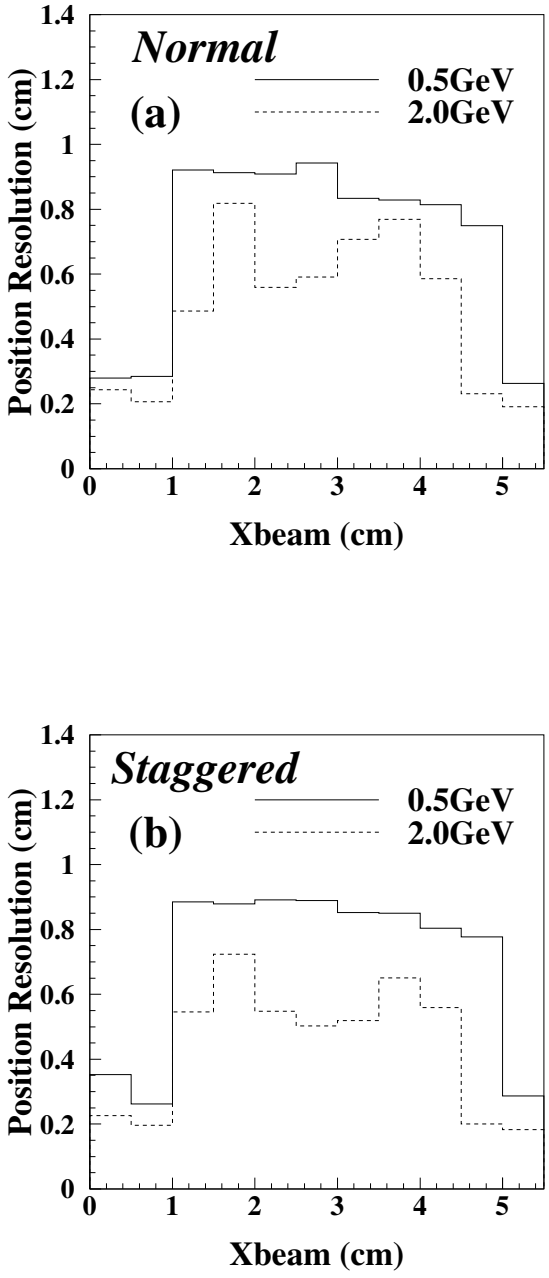


図 4.7: CsI (Tl) 結晶の位置分解能 (a) (b)

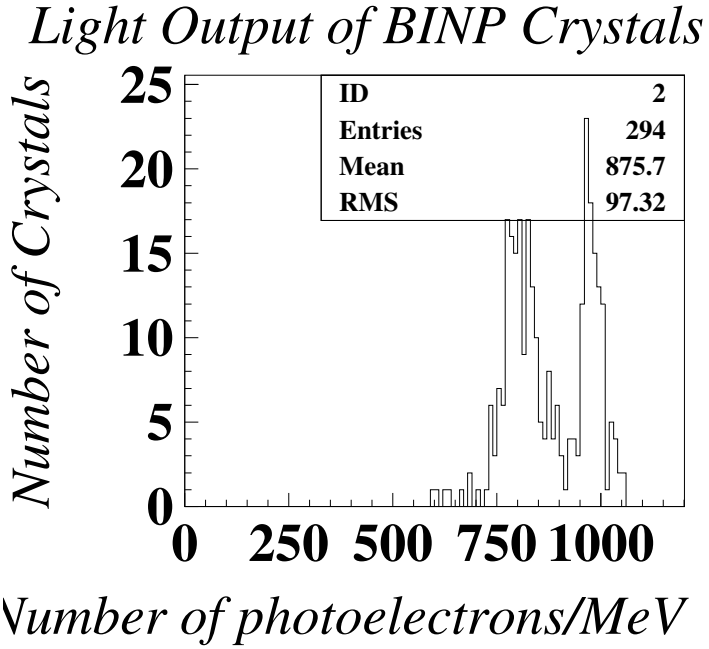


図 5.1: 結晶による光量のばらつき

第 5 章

CsI カロリメーターのエネルギー較正

5.1 エネルギー較正の方法

図 5.1に示すように CsI 結晶は 1本1本に個性があり光量にばらつきがあるため、検出器として使うためにはそれぞれの個性を補正しなければならない。（粒子が同じ大きさのエネルギーを失った時に同じ大きさの信号を出すようにエレクトロニクスで倍率を調正する、あるいはプログラムで補正するのである。） BELLE 検

表 5.1: エネルギー較正の方法

粒子	起源	全吸収／通過	エネルギー損失
γ	source(^{60}Co)	全吸収	1.253(MeV)
γ	source(^{88}Y)	全吸収	1.836(MeV)
μ^-	Cosmic Ray	通過 (5.5cm)	31.68(MeV)
π^-	Beam	通過 (6cm)	31.49(MeV)
π^-	Beam	通過 (30cm)	185.42(MeV)
e^-	Beam	全吸収	1535.33(MeV)
γ	source(^{241}Am)	PD で全吸収	60(keV)

出器の電磁カロリメーターは検出器に組み込まれた後で Bhabha 散乱 ($e^+e^- \to e^+e^-$) によって エネルギー較正を行なう予定であるが、検出器に組み込む前に エレクトロニクスのゲインなどについて第 0 次のエネルギー較正を行なう必要がある。しかし、約 9000 本の結晶のエネルギー較正にビームを用いると時間や場所の制約を受け、多大の労力を要する。そこで BELLE では、その代わりにいつでもどこでも利用可能な宇宙線を用いる予定である。このため 1 度に 20 本 (/ 8 hours) の結晶を調べることの可能な cosmic-ray stand （図 5.2）という装置を製作した。この装置は宇宙線の軌跡を測定し、宇宙線が結晶中を通った距離を正しく測定できる。この装置を用いて CsI 結晶の 1 本 1 本のエネルギー較正を行ない、ゲインを調整する。使用目的より宇宙線での測定結果が、後に実際の実験で用いられる Bhabha 散乱での測定結果と一致することは必要不可欠である。本論文ではビームテストで得られた結果と宇宙線を用いたテストを比較して宇宙線での結果がエネルギー較正として十分信頼できることを示す。また、^{60}Co や ^{88}Y などの線源をも用いて非常に低いエネルギーの点も測定し、 数 MeV から 数 GeV までのエネルギー範囲でカロリメーターの応答が線形であること（損失エネルギーと比例すること）を確認したので、その結果も合わせて示す。

表 5.1に広いエネルギー範囲をカバーするため用いたエネルギー較正の方法をまとめた。以下、順を追って各方法の詳細と測定結果及び必要な補正等を議論し、最

後にそれらの比較を行なう。

5.2 宇宙線を用いたテスト

5.2.1 cosmic-ray stand

約1万本の結晶を効率よく調べるため開発、製作されたのが宇宙線を用いたエネルギー較正用の装置 cosmic-ray stand である。cosmic-ray stand には 以下の様な役割がある。

1. 各々の CsI カウンターの光量を測定し、カウンターが正しく動いているかの最終確認を行なう。

2. Bhabha 散乱で測定することが難しい光量の位置依存性を測定する。

   この結果は カウンターの応答の線形性に効いてくる。これは 3~8GeV の Bhabha 電子でエネルギー較正を行ない、20MeV ~ 50MeV 程度の低エネルギーの光子を正確に測定するために必要である。

3. 数 % 程度の精度で仮較正し、エレクトロニクスの正しい調整を行なう。

   これは、トリガーのためのアナログ信号を足し合わせる際に各カウンターのゲインを一定にすることと、8GeV までの信号が プレアンプ、シェーパー、ADC のダイナミックレンジに収まっているかを確認するために必要である。

この装置はトリガー信号のための上下2組のプラスチックシンチレーター、宇宙線の飛跡再構成のためのドリフトチェンバー、一定エネルギー以上の μ 粒子のみを選択するための鉛ブロックと CsI 結晶を載せるための台車からなっている。(図 5.2)

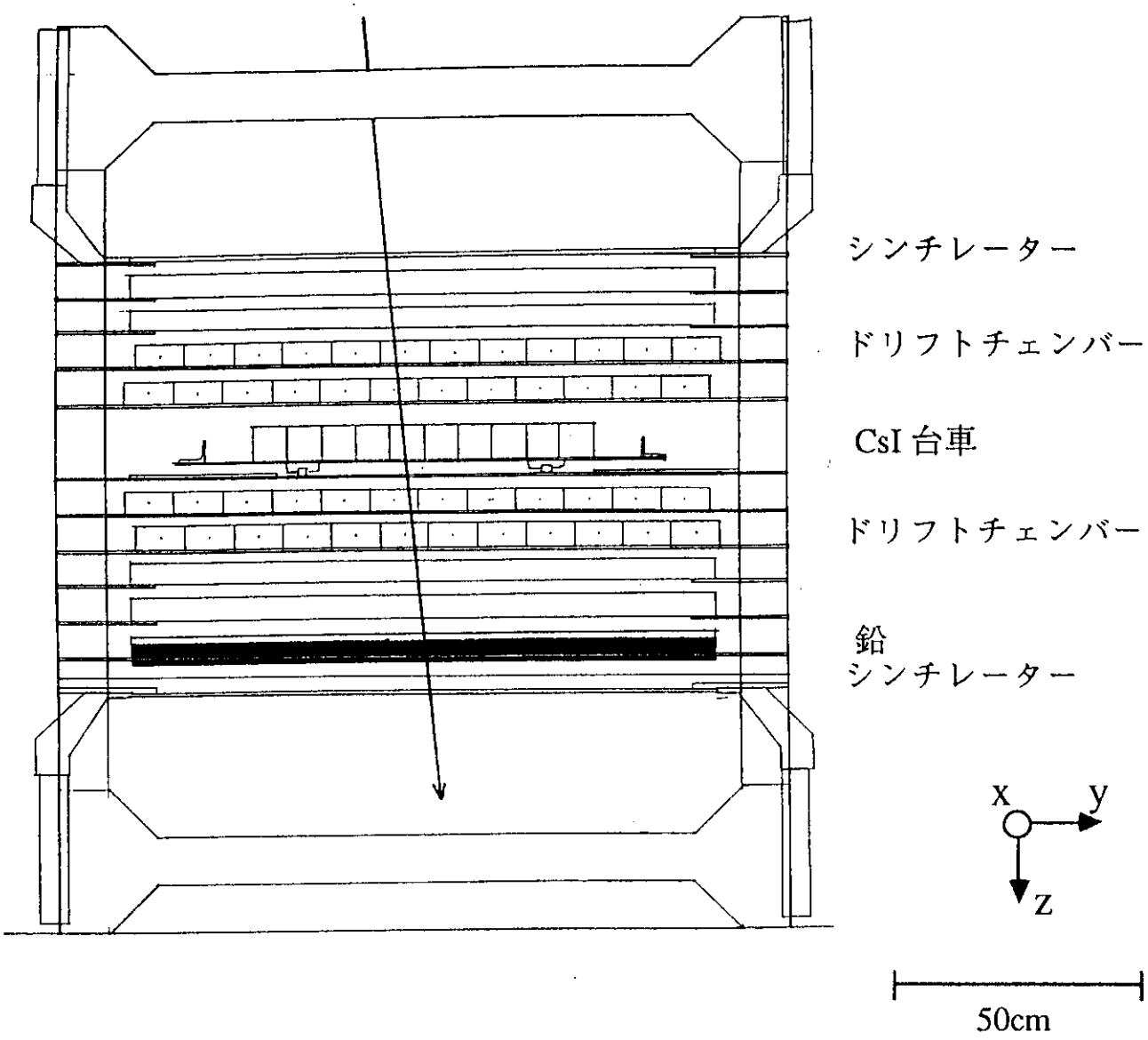


図 5.2: エネルギー較正用の cosmic-ray stand

以下に各部についての簡単な説明を述べる。

- プラスチックシンチレーター

  上下に 1 組ずつついているシンチレーターは 3 枚一組で 1 枚のサイズは 120 $\times$ 40$\times$ 1 cm^3 であり、このシンチレーターに ライトガイドをつけアダプターを介して PMT が接続されている。(図 5.3) 用いられた PMT （浜松ホトニクス社製 H1161 型）の特性を 表 5.2に示す。

表 5.2: H1161 型 PMT の特性

陽極 $\rightarrow$ 陰極間電圧 (V)	2000
電流増幅率	3.0×10^6
立ち上がり時間 (nsec)	2.7
電子の平均通過時間 (nsec)	40
1 光電子の通過時間のゆらぎ (nsec)	1.1
量子効率 (%)	26
感光波長領域 (nm)	300 $\sim$ 650
最大供給電圧 (V)	2700

  用いられたライトガイドとアダプターはアクリル樹脂であり、シンチレーターとともにアルミナイズドマイラーで包まれ、さらに黒色の塩化ビニルフィルムを巻くことにより遮光している。この上下のシンチレーターに同時に信号が来た時に cosmic-ray stand を宇宙線が通り抜けたとみなしトリガーをかける。

- ドリフトチェンバー

  上下に各 4 層ずつあり、そのうち 2 層が x 方向、2 層が y 方向の位置を決定する。これはアルミニウム製で 1 セルが 5 $\times$ 10 $\times$ 120 cm^3 あり (図 5.4) 1 層当たり 1 2 セルからなっている。アノードワイヤーには直径 100 μm のカッパーベリリウム (Be+Cu) が使用

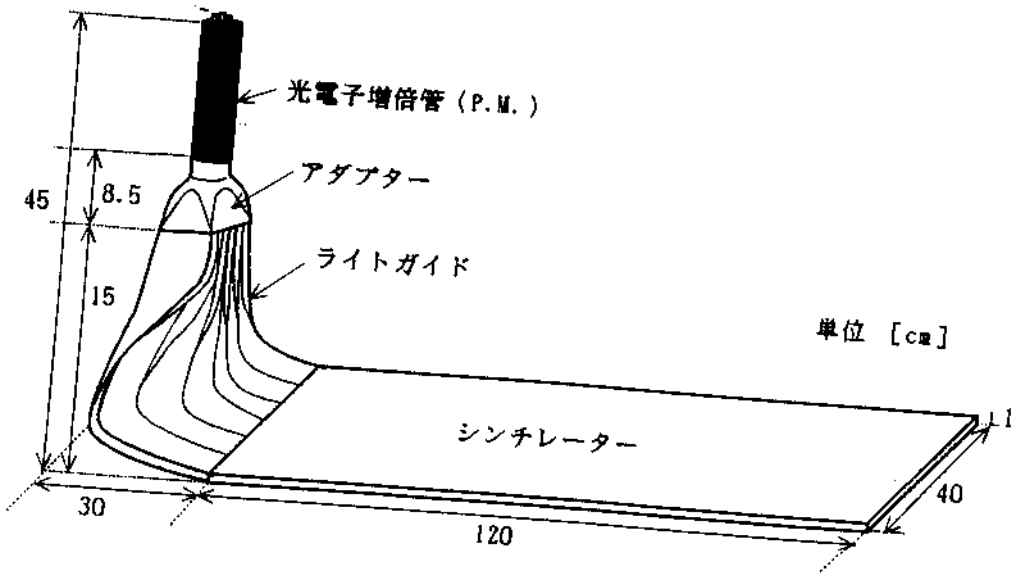


図 5.3: トリガー用シンチレーションカウンター

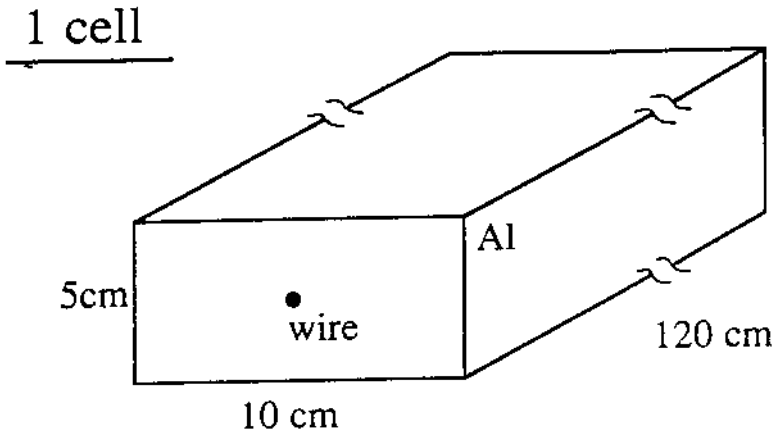


図 5.4: cosmic stand 用 ドリフトチェンバー

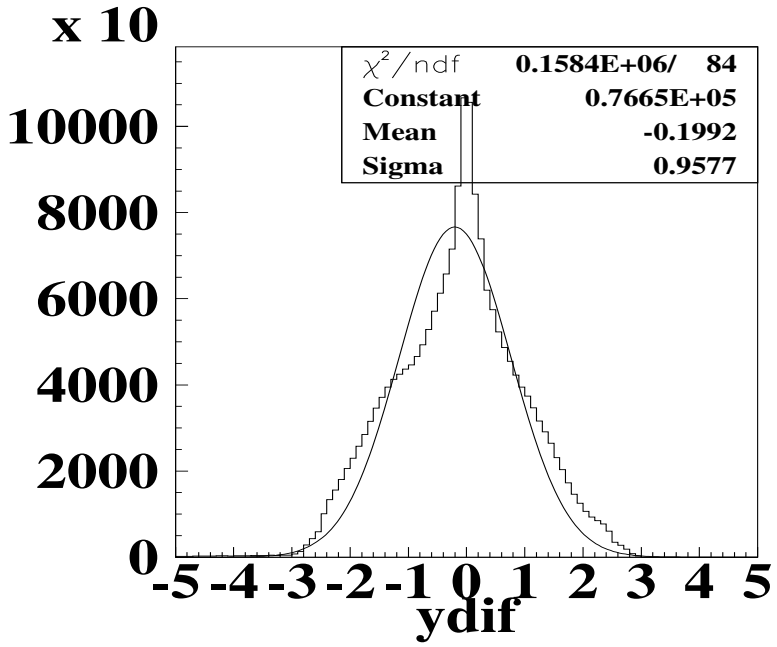


図 5.5: cosmic stand ドリフトチェンバーの位置分解能

される。チェンバーに流すガスはPRガス（Ar 90 % + CH_4 10%)、アノードワイヤーにかけられる電圧は2800Vである。このドリフトチェンバーによって得られる位置の分解能は約1 mm である(図 5.5)。このチェンバーからの情報を使って宇宙線の飛跡を再構成し、結晶からの情報を補正する。

- 鉛ブロック

  宇宙から飛んでくる粒子には低エネルギーのものも含まれている。この粒子を落すため、5cm の鉛ブロックを使用する。これを通過するためには65 MeV 以上のエネルギーが必要であるため、CsI結晶を通り抜けるのに必要な35MeV と合わせると 100MeV 以下の μ 粒子や 電子、光子は測定に用いられない。

- 台車

結晶を載せる台車はアルミニウム製で 20 本までの結晶を一度に測定できるように台がとりつけられている。

- 読み出しのエレクトロニクス

  上下のシンチレーションカウンターからトリガー信号が発せられた時にのみデータが収集される。結晶からプレアンプで増幅された信号はレシーバー (Meisei4601 6CH RECEIVER) を介してシェイピングアンプ (Hoshin N012 4CH, ゲイン × 20, 時定数 0.5 μs) でシェイピングされた後 ゲート幅 10 μ s で ADC (Hoshin C008 16CH ピークホールド ADC) に入力される。ドリフトチェンバーからの情報はプレアンプとポストアンプで増幅した後ディスクリミネーターでロジック信号に変換して TDC (LeCroy2277 TDC) に入力する。これらの信号を CAMAC システムで処理し SUN ワークステーションによってデータ収集を行なう (図 5.6)。

5.2.2 エレクトロニクス 較正 (パルサーテスト)

宇宙線のデータを収集する際には多くのエレクトロニクスモジュールを用いる。レシーバー、シェイピングアンプ、ＡＤＣ などであるが、２０本の結晶を１度に調べる場合、それぞれが複数個必要になり、また１つのモジュールにも複数のチャンネルがあるため正確なエネルギー較正のためにはそれぞれについて感度を調べておかなければならない。そこでエレクトロニクス較正としてパルサーテストを行なった。測定は図 5.7の通りであるが、実際の宇宙線の測定時と同じセットアップでシェイピングアンプにパルサー (LRS 9101 Arbitrary function generator) からの信号を電圧を変えながら入力する。この時得られた ADC 分布のピーク値をプロット (図5.8) することでデータ収集システムの直線性を測定しすべてのチャンネルについて測定した ADC データを補正することができる。

5.2.3 電子 · 正孔対数の算出

データ収集で得られた値は補正後の ADC 値なのでこれを PD で計測される電子 · 正孔対の数に直す必要がある。このため用いられるのが ^{241}Am の γ 線源である。

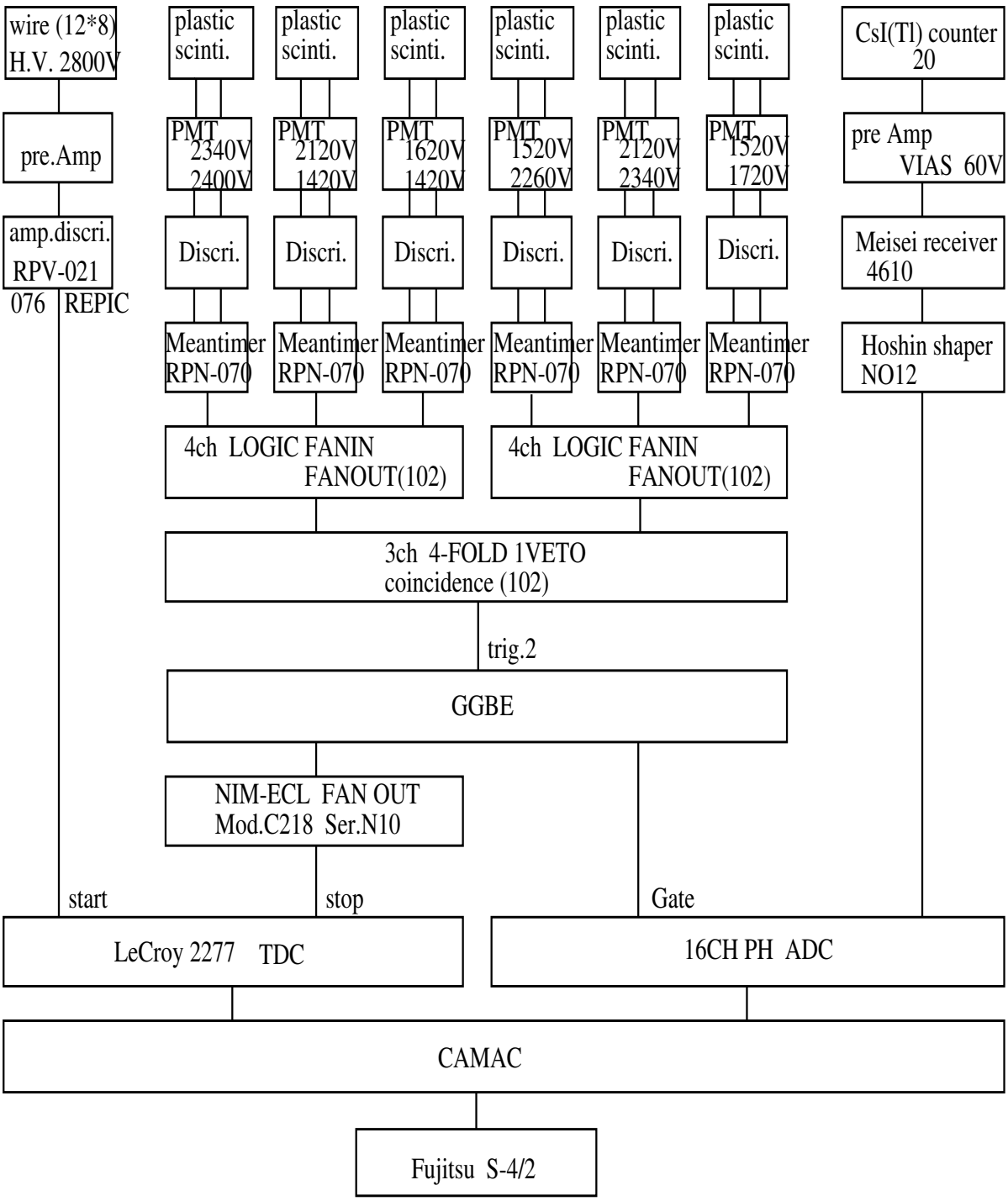


図 5.6: cosmic stand でのデータ収集

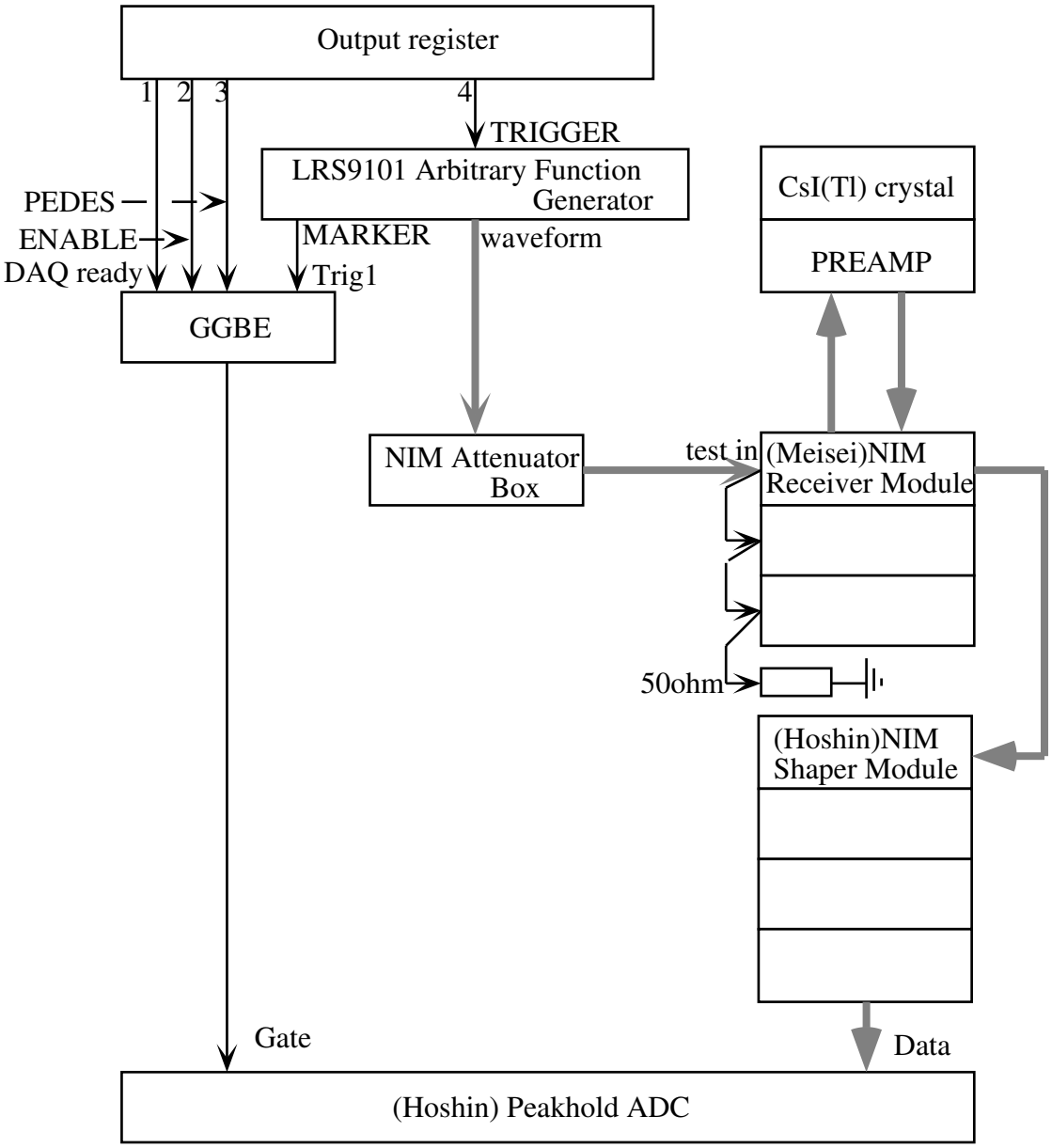


図 5.7: LRS pulser での エレクトロニクスキャリブレーション

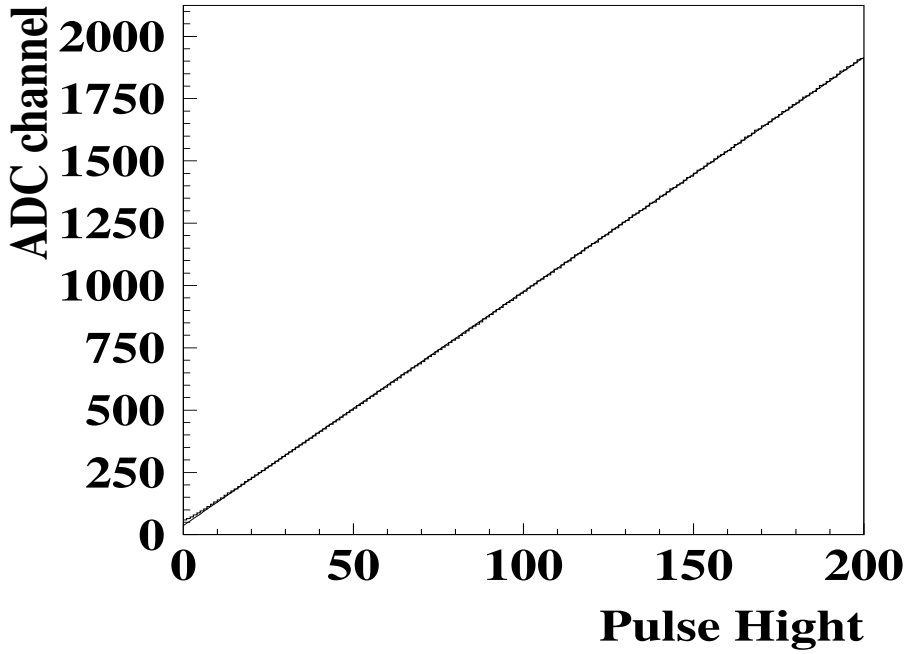


図 5.8: エレクトロニクスの直線性

^{241}Am は エネルギー 60keV の γ 線を放出するが、この γ 線は高い割合で PD 中で光電効果を起こし、全エネルギー 60keV がシリコン中で吸収される。図 5.10に ^{241}Am のスペクトルを示す。PD のシリコン中では 3.6eV で 1 電子・正孔対が出来ることか測定されていることから 1 電子・正孔対に相当する ADC チャンネルを算出し これ以後のテストでの ADC 値を電子・正孔対数に変換するための定数として用いる。以下、光量の単位としてはこの 電子・正孔対の数を用いる。

$$\text{電子・正孔対数} = ADC_{data} \times (60000/3.6)/ADC_{Am}$$

シェイピングアンプの倍率が 20 の場合 ADC1 チャンネル当たりの電子・正孔対の数は約 350 である。レシーバーの左右のゲインに違いがあったため PD からの信号は 片方ずつ測定し、両者の平均をとっている（付録 B参照）。

5.2.4 CsI(Tl) 結晶を通過する宇宙線のエネルギー損失

宇宙線が CsI （Tl） 結晶に入射したときに失うエネルギーを調べるため GEANT プログラムを使ったシミュレーションを行なった。CsI(Tl) 結晶の上面（5.4cm×30.0cm）からランダムに μ^- 粒子が入射したとし、その結果得られた エネルギー損失の分布

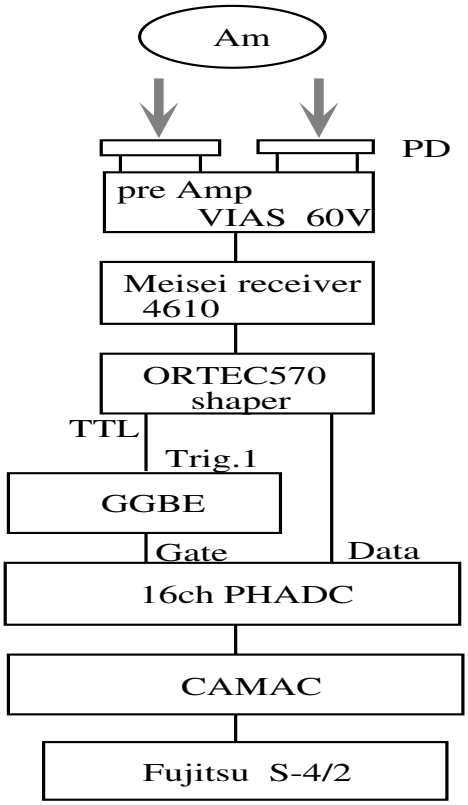


図 5.9: ^{241}Am テスト

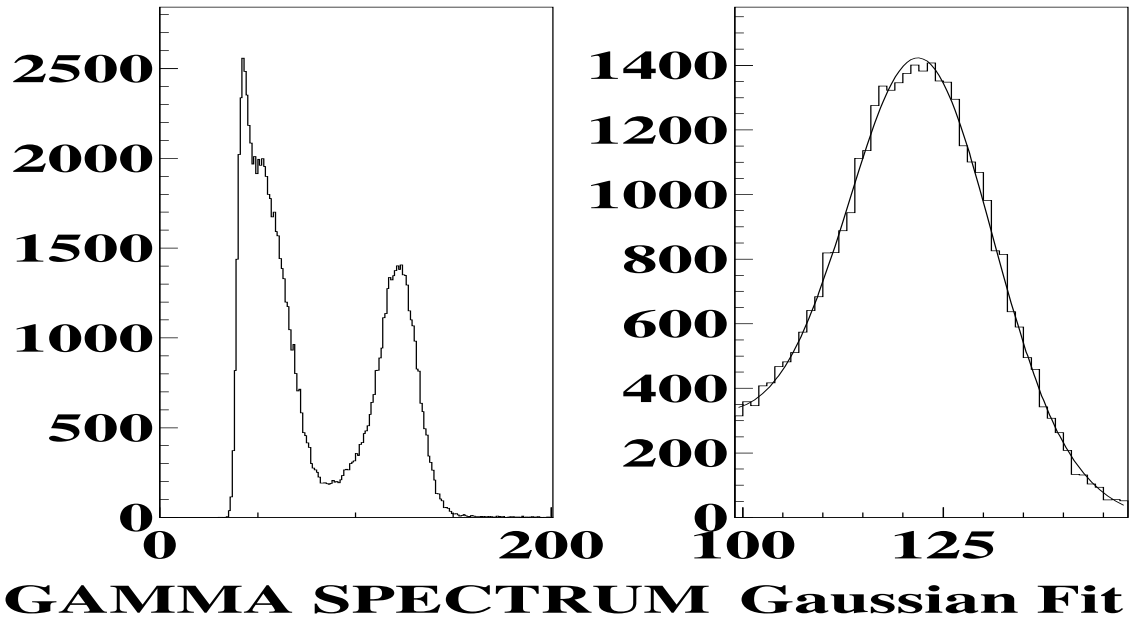


図 5.10: ^{241}Am のスペクトル

のピーク値を求めた。また他のビームや線源と違い宇宙線の持つエネルギーは一定ではないため 100MeV 以上の μ^- のエネルギースペクトル [9] と GEANT シミュレーションで得られたエネルギー損失を掛け合わせることによって実際測定に使われているはずの宇宙線の、結晶中でのエネルギー損失を算出した。その結果、結晶 1 mm を通り抜ける毎に 0.576MeV のエネルギーを失っていると見積もられた。

この結果と得られた光量から結晶中で粒子が 1MeV のエネルギーを失った時に計測される光量が算出できる。図 5.11（左）は結晶 1 本についての ADC 分布、（右）は結晶 16 本について計算された光量（electron hole pairs / MeV) である。

5.3 ビームテスト

宇宙線を用いたテスト結果と比較するため幾つかのビームを使ったテストを行なった。

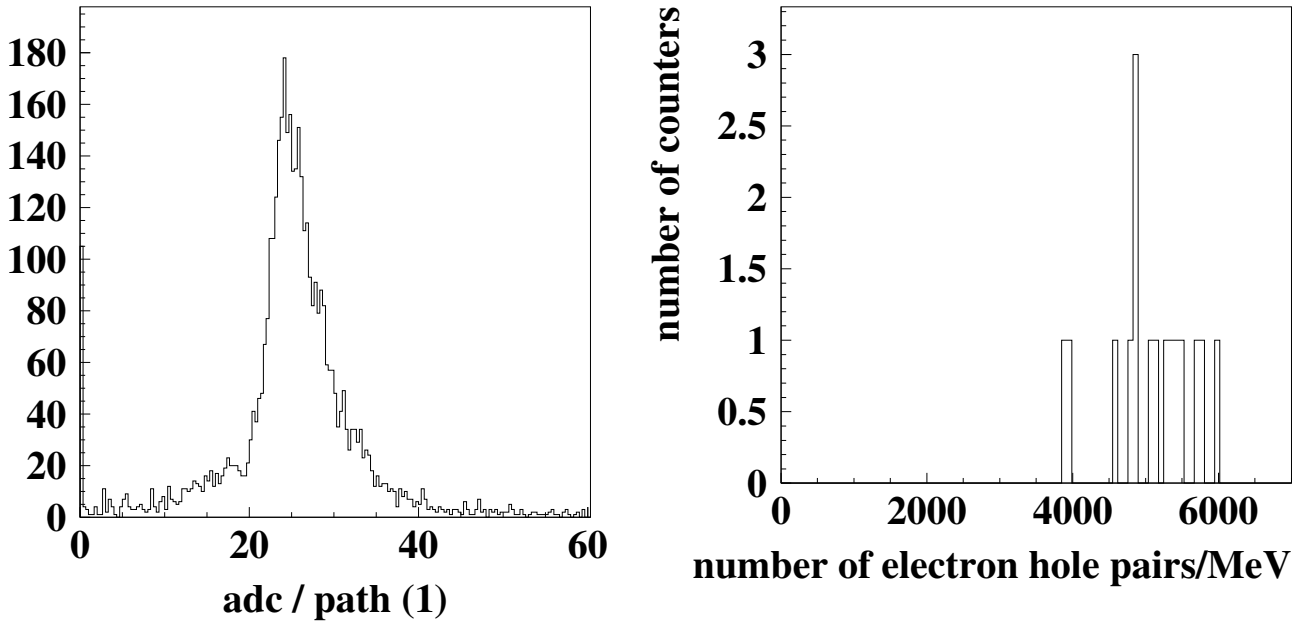


図 5.11: 宇宙線が結晶中を通り抜けた時に得られる光量

5.3.1 パイオンビーム (transverse scan)

まず 2GeV の π^- を用いたビームテストを行なった。π^- ビームは宇宙線と違ってエネルギーが一定で入射位置も正確にコントロール出来るため、より確実に定量的なチェックが出来るはずである。ここでは結晶への入射方向も同じつまり幅の狭い方からビームを入射させて結果を調べた。実際にカウンターとして使用されるものと同じ大きさの CsI (Tl) 結晶 16 本を 4×4 の行列に並べて結晶の横側からビームを入射させた (図 5.12)。すべての結晶の全領域にビームが当たるように 25 回に分けてビームの位置をずらし図の方向から入射させた。ドリフトチェンバーの情報から入射位置を求め、軌跡について補正をした後の ADC 分布は図 5.13のようになった。これを先の節で述べたようにパルサーと ^{241}Am 線源テストの結果を使って電子・正孔対の数に変換した。表 5.3は GEANT シミュレーションの結果を使って 1 MeV あたりに直した数である。宇宙線の場合と同様に GEANT を用いて結晶側面から 2 GeV の π^- を入射させそのエネルギー損失の分布のピーク値を求めた。求められた値は 6cm で 31.49 MeV であった。

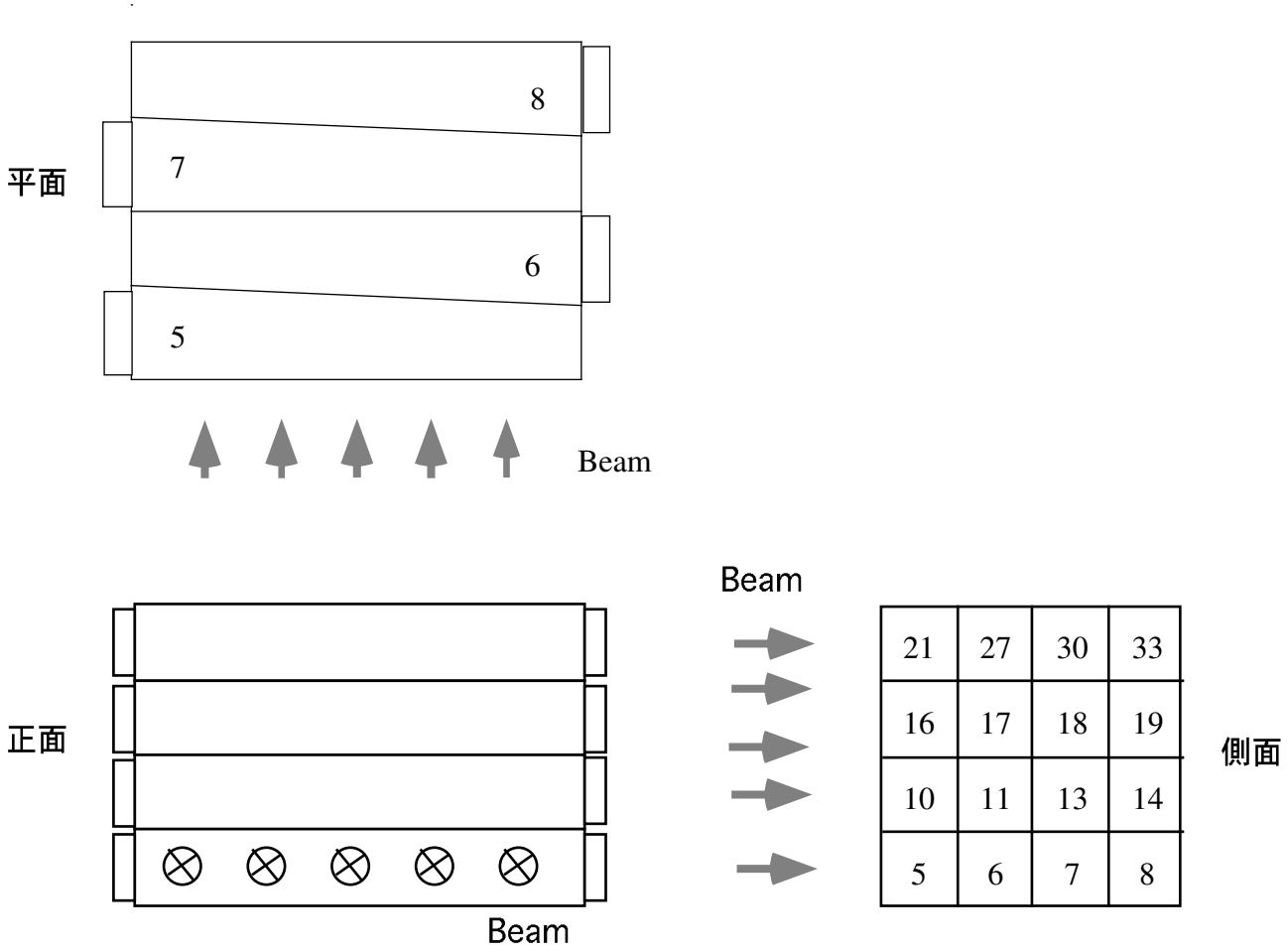


図 5.12: ビームテスト（結晶側面から入射した 2 GeV π^-）のセットアップ

表 5.3: 結晶側面から入射した 2 GeV π^- の 電子・正孔対

counter #	# of electron hole pairs / MeV
5	4935
6	4812
7	5027
8	4696
10	4646
11	5832
13	5793
14	4581
16	5180
17	5363
18	5363
19	4742
21	3688
27	5538
30	5192
33	3846
average	4952

5.3.2 パイオンビーム (longitudinal injection)

π^- は 結晶中を minimum ionization で通り抜けるため 結晶の前面から長手方向に入射させると側面からの入射の約 6 倍のエネルギーを失う。そこでこの場合についても同様のテストをおこない、エネルギー損失の大きさが違う場合に結晶から読み出される光量に違いが出てくるかどうかを調べた。測定のセットアップは図 5.14のとおりである。それぞれの結晶の中心に 2 GeV の π^- を入射させドリフトチェンバーの情報から中心から ± 2.5 cm に入ったものを選んでプロットしたのが図 5.15である。ADC チャンネルの高い方に見られるイベントはハドロンシャワーを起こし

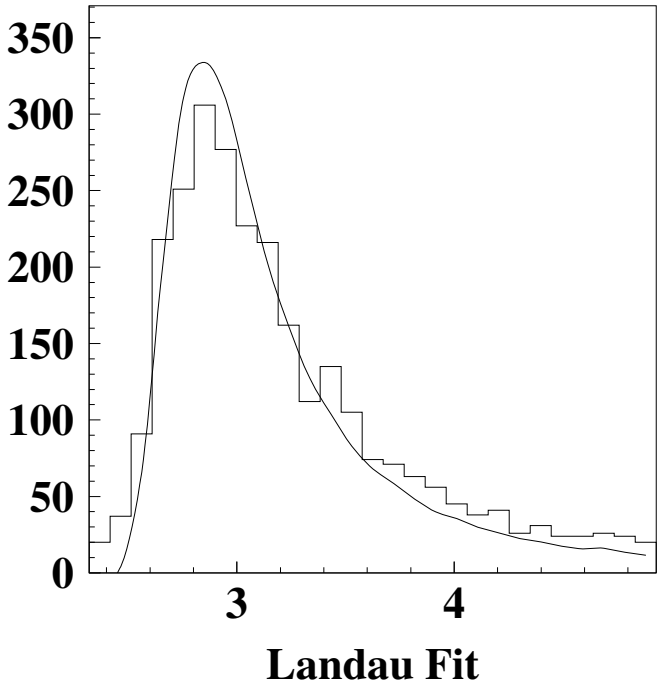


図 5.13: 結晶側面から入射した 2 GeVπ^- の ADC 分布

たπ^-である。側面からの入射と同様にランダウ分布をしているとしてフィットし求めたピーク値を補正後 電子·正孔対の数に直した（表 5.4）。

これまでと同様に結晶前方から 2GeV π^- を入射させた場合についてもシミュレーションを行ない 30cm で 185.5MeV のエネルギーを失うことがわかっている。

5.3.3 電子ビーム

電子は CsI 結晶中でシャワーをおこし入射時に持っていたエネルギーのほとんどすべてを失う。つまり GeV オーダーのエネルギーが結晶中で失われる。実際に検出器として使われる時にも検出されるのは電子とγ線であるので ビームテストで電子を用いてエネルギーキャリブレーションを行なった場合と宇宙線で行なった場合の結果が一致するかどうかを調べておく必要がある。セットアップは図 5.12の通りで、π^-と同様に 2 GeV の電子を結晶前面から入射させる。各結晶の中心に入射させているがドリフトチェンバーからの情報を用いて結晶の中心から ± 2.5 cm に入った電子のみをデータとして使用した。その結果をフィットしたのが図 5.16である。シミュレーションから得られたエネルギー損失の値を使って計算した 1 MeV 当た

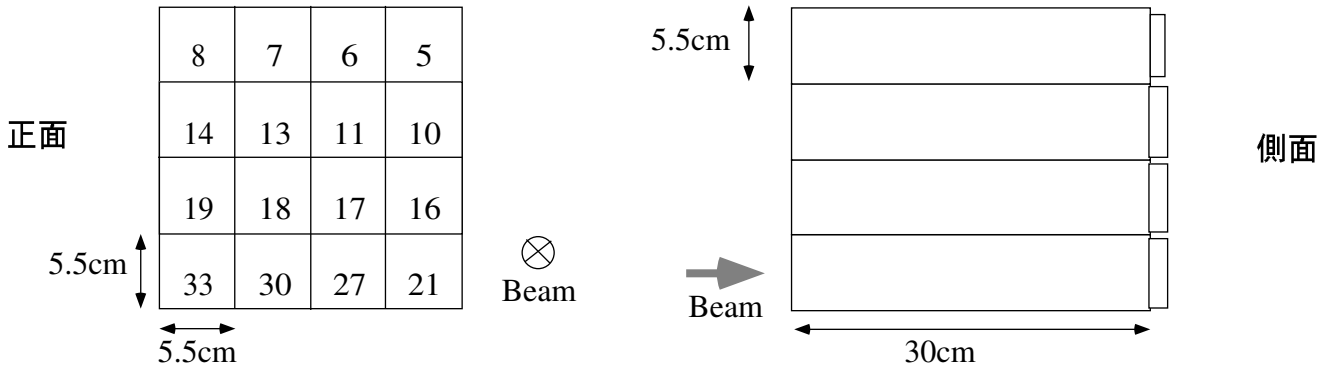


図 5.14: ビームテスト（結晶前面から入射した 2 GeV π^-）の セットアップ

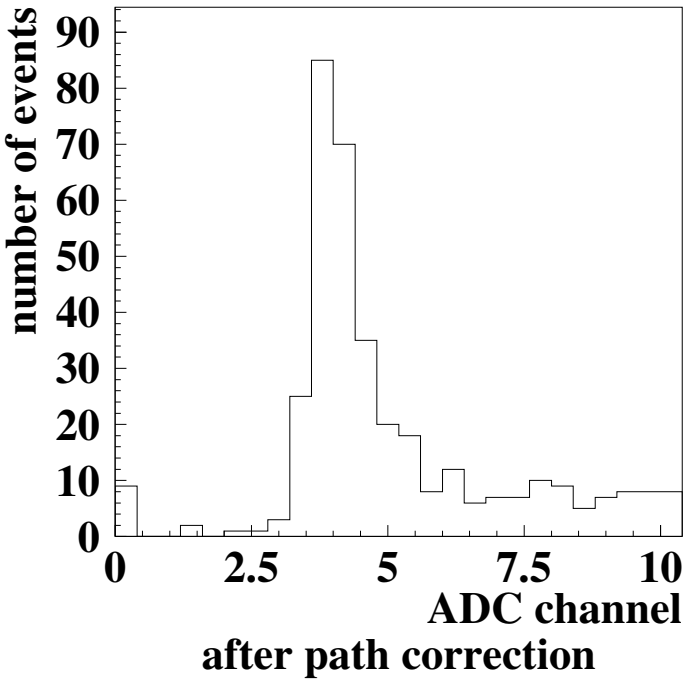


図 5.15: 結晶前面から入射した 2 GeV π^- ADC 分布

表 5.4: 結晶前面から入射した 2 GeV π^- の電子・正孔対数

counter #	# of electron hole pairs / MeV
5	5341
6	5169
7	5337
8	4958
10	5117
11	6216
13	5957
14	4809
16	5701
17	5779
18	5589
19	5017
21	4076
27	5800
30	5613
33	4063
average	5284

りの 電子・正孔対の数は表 5.5に示す。

電子は結晶中でシャワーを起こすため、入射した結晶だけでなくそのまわりの結晶にも信号が見られる。1本の結晶中で入射エネルギーすべてを失うわけではないので どれほどのエネルギーを中心の結晶中で失っているかを調べる必要がある。実験と同様に結晶の中心値から ± 2.5cm の範囲に 2 GeV の電子を入射させそのときのエネルギー損失の分布がどうなっているかを GEANT シミュレーションで調べた。図 5.17がその分布で 中心の結晶内で失われるエネルギーのピーク値は 1535 MeV である。

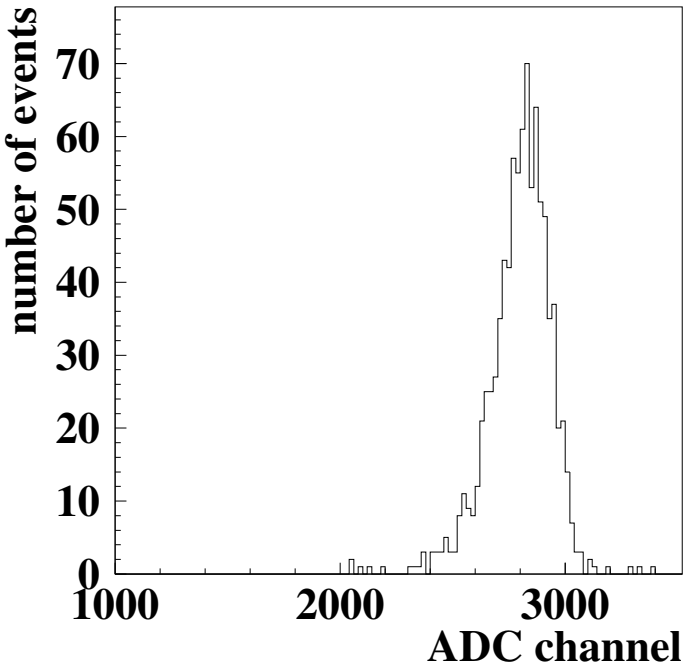


図 5.16: 2 GeV 電子の ADC 分布

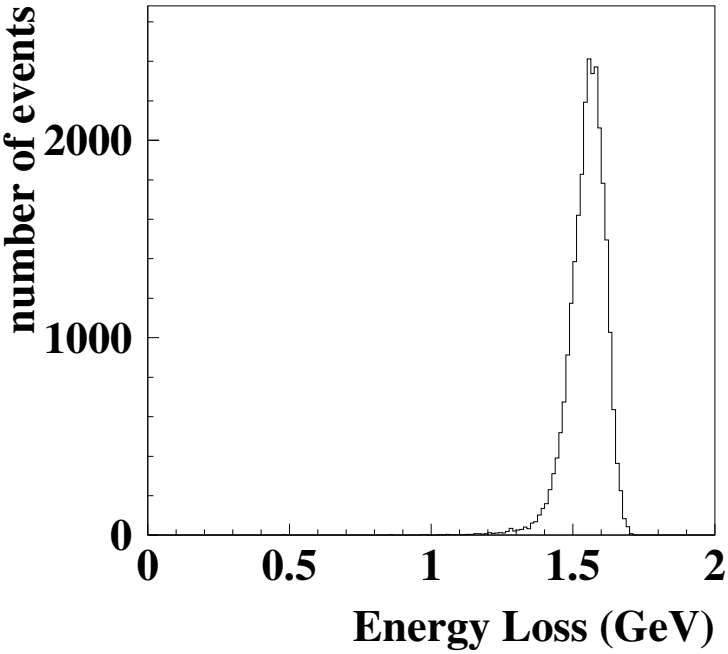


図 5.17: 2 GeV 電子の結晶 1 本中でのエネルギー損失 (GEANT)

表 5.5: 2 GeV 電子が入射した時の電子・正孔対の数

counter #	# of electron hole pairs / MeV
5	5535
6	5172
7	5431
8	5068
10	5133
11	6292
13	6175
14	4970
16	5643
17	5747
18	5695
19	5113
21	4044
27	5761
30	5519
33	3961
average	5327

5.4 線源を用いたテスト

ここでは ^{60}Co、^{88}Y を用いたテストについて述べる。それぞれの線源から出る γ 線の持つエネルギーは数 MeV であり、結晶中で光電効果を起こした γ 線のエネルギーはすべて結晶中で失われる。エネルギーに比例して信号も非常に小さいため、ビームテストや宇宙線でのテストと同じエレクトロニクスでは測定出来なかった。そこで図 5.18のようなセットアップでそれぞれの線源についてのテストを行なった。このセットアップではノイズレベルの低い新しいドライバー (Hoshin HE2529) を使い、プレアンプからの信号を 2 つのチャンネルについて別々に取り出した後で、2

つのアナログ信号を足し合わせている。また、シェイピングアンプも倍率の高いものを使用したため、小さな信号を取り出すことが可能である。それぞれのテスト結果から算出された電子·正孔対数は表 5.6の通りである。

表 5.6: 線源を使ったテストで算出された電子·正孔対数

counter #	# of electron hole pairs / MeV	
	^{60}Co source	^{88}Y source
5	4867	5130
6	4980	4842
7	4931	4927
8	4770	4573
10	4852	4831
11	6301	5837
13	5738	5760
14	4565	4455
16	5266	5311
17	5645	5592
18	5515	5471
19	4839	4821
21	4036	3896
27	5808	5723
30	5434	5348
33	4051	3949
average	5100	5029

5.4.1 ^{60}Co

1.173MeV と 1.333MeV の γ 線を放出するが、PD ではこの 2 つを別々のピークとして識別することは不可能だったのでこの平均値をとって結晶中のエネルギー損

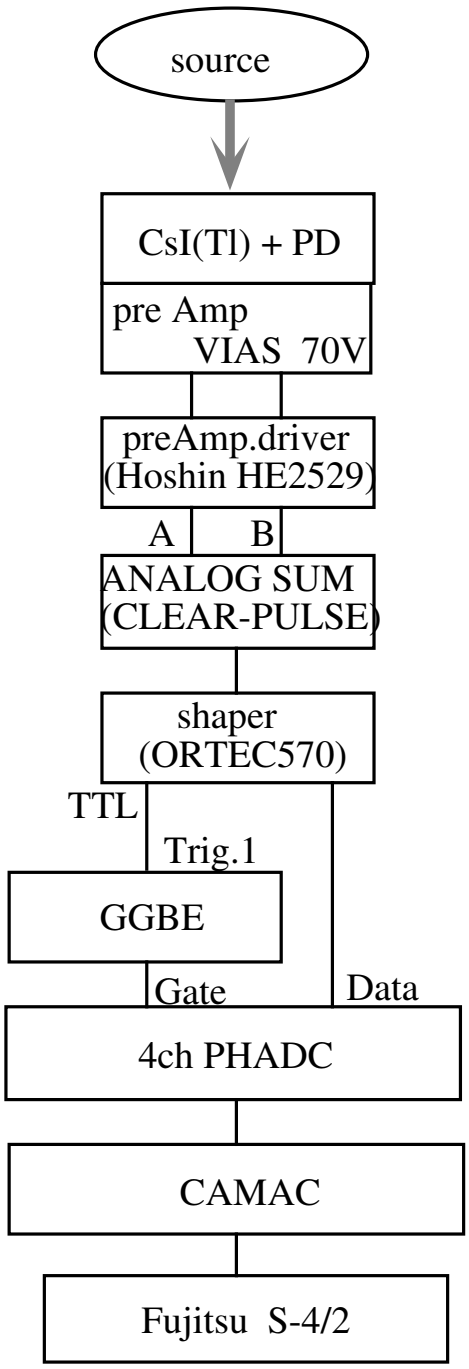


図 5.18: 線源を用いた測定のセットアップ

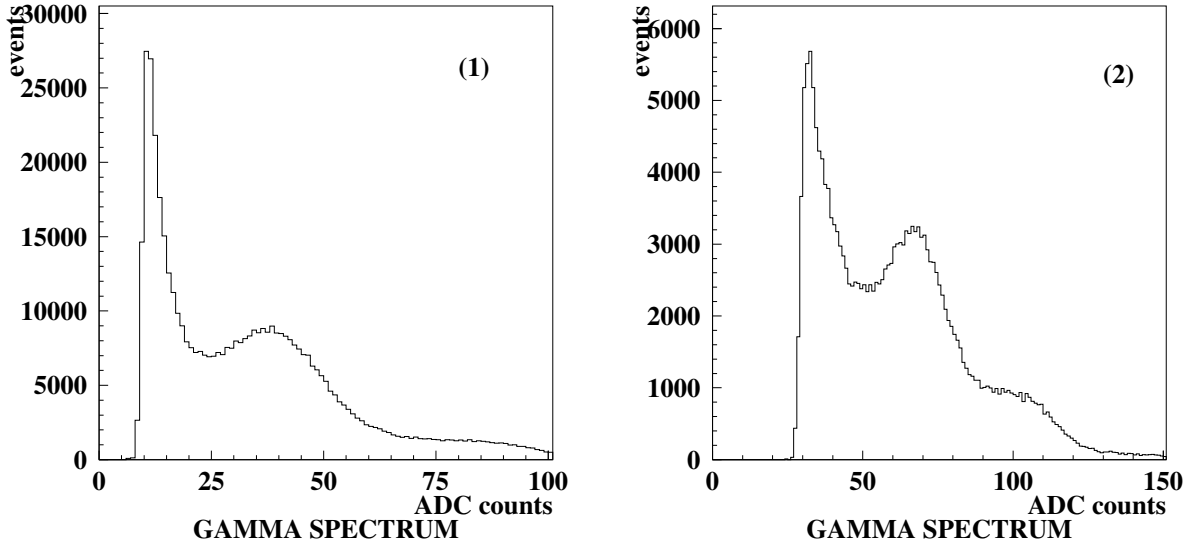


図 5.19: CsI(Tl) 結晶中での (1)^{60}Co 及び、(2)^{88}Y のスペクトル

失を 1.25MeV とする。(図 5.19)

5.4.2 ^{88}Y

0.898MeV,1.836MeV の γ 線を放出する。今回は 1.836MeV の光電ピークを使って光量の測定を行なった。(図 5.19)

5.5 エネルギー較正の方法と光量見積もりの比較

エネルギー損失の異なる粒子を用いて、16 本の CsI(Tl) 結晶のエネルギー較正を行なった。線源から出る γ 線の失う数 MeV のエネルギーから、電子ビームによる数 GeV のエネルギー損失まで広いエネルギー範囲で結晶から読み出される光量が同じであるかどうかについてこの節で議論する。まず 各較正の誤差を算出し、誤差の範囲内で光量がどの程度一致するか述べる。

5.5.1 誤差の見積もり

以下、順を追って 較正毎の系統誤差を見積もる。

- ビーム

  1. 統計誤差 $\rightarrow$ 0.3%
  2. フィットの範囲による誤差

     ランダウフィットをする際に フィットの 範囲を変えることによって算出される光量の絶対値がどれくらい変わるかを調べた。実際に解析に使ったフィットの範囲は 再瀕値（ADC 分布において イベント数が最も多いビンの中心値）を 100 とした場合の 80 〜 170 をとっているが、このフィットの範囲を変えることによりカウンター毎のピーク値はどう変わるのかを調べるため、フィットの範囲を 85 〜 165 に変えてフィットを行なった。両方のフィットについて、16 本のカウンターの ADC 値のピーク値を比べると図 5.20のようになる。
     ここで、σ、$\overline{P_1}$ を式 (5.1) のように定義し、誤差を 式 (5.2) のように定義すると、フィットの範囲による誤差 $(error_{reg})$ は 0.26% である。

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{16}(P_1(i) - P_2(i))^2}{16}}$$

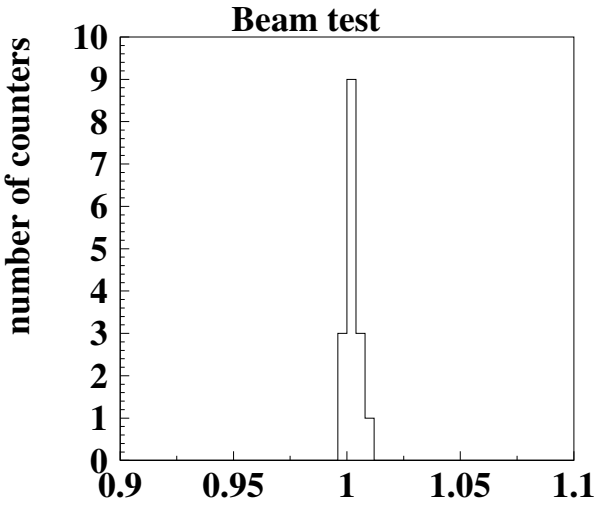


図 5.20: フィットの範囲による ADC 分布のピーク値の違い (フィットの範囲が 85~165 のときのピーク値 / フィットの範囲が 80~170 のときのピーク値)

$$\overline{P_1} = \frac{\sum_{i=1}^{16} P_1(i)}{16} \tag{5.1}$$

$P_1(i)$: フィットの範囲が 80~170 のときのピーク値
$P_2(i)$: フィットの範囲が 85~165 のときのピーク値

$$error = \frac{\sigma}{\overline{P_1}} \tag{5.2}$$

3. フィットの種類による誤差

チェビシェフ フィット と ランダウ フィット によって絶対値がどれくらい変わるか調べた (図 5.22)。それぞれのフィットで求めた 16 本のカウンターの ADC のピーク値の違いは図 5.21のようになる。
誤差を式 (5.2) のように定義する。ただし
$P_1(i)$: ランダウフィットをしたときのピーク値
$P_2(i)$: チェビシェフフィットをしたときのピーク値

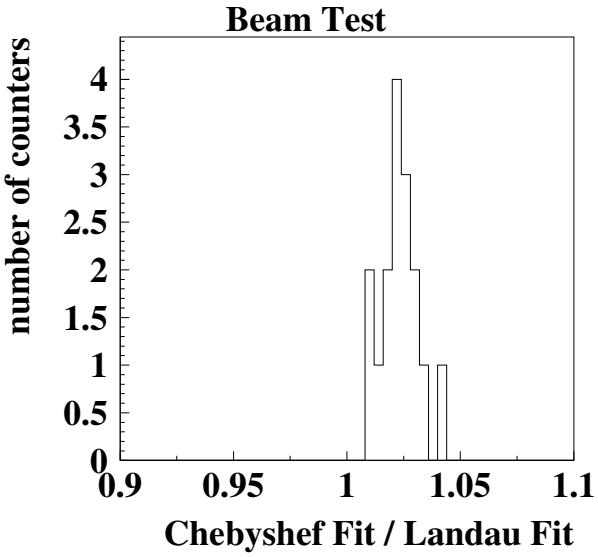


図 5.21: フィットの種類による ADC 分布のピーク値の違い

と定義すると、フィットの種類による誤差 $(error_{fit})$ は 2.36% である。

以上の誤差を足し合わせると、ビームテストの際の全誤差は 2.4% である。

- 宇宙線

1. 統計誤差 $(error_{stat}) \rightarrow 0.45\%$
2. フィットの範囲による誤差 $(error_{reg}) \rightarrow 0.26\%$
3. フィットの種類による誤差 $(error_{fit}) \rightarrow 2.36\%$
4. 斜めから入ってきた宇宙線の影響

   宇宙線の入射角度を限定すると ADC の絶対値が変化した。結晶を通り抜けた粒子すべてを用いた時と入射角が入射軸に対して 5 度より小さい粒子のみを用いた時の違いを調べる。飛跡再構成の精度や 結晶の位置の再現の不確実さからくる 粒子の軌跡補正の際の誤差がこれに含まれる。この場合の誤差を式 (5.2) のように定義

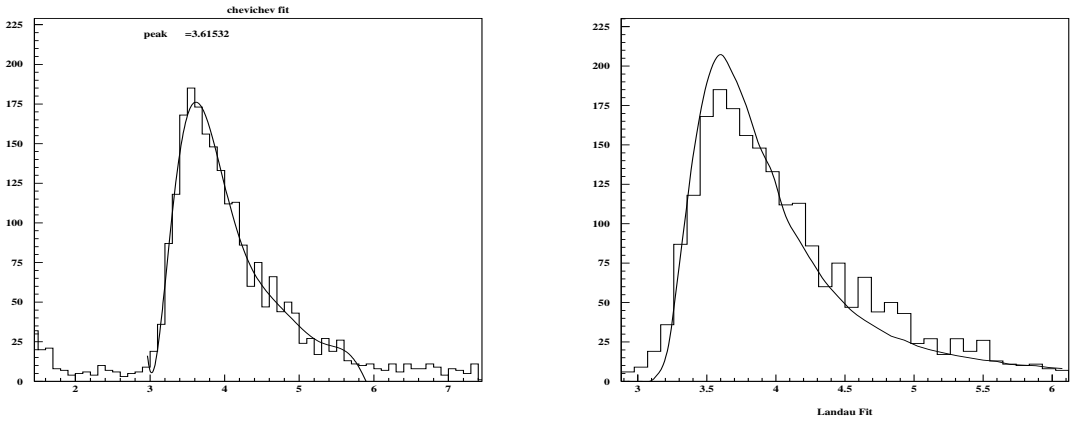


図 5.22: （1）チェビチェフフィット （2）ランダウフィット

する。この場合の $P_1(i)$、$P_2(i)$ は

$P_1(i)$：結晶を通過した全粒子の ADC 分布のピーク値

$P_2(i)$：結晶への入射角が入射軸にたいして 5 度より小さい粒子のみをプロットした ADC 分布のピーク値

と定義する。この結果、宇宙線の入射角度による誤差 $(error_{angle})$ は 2.78% である。結晶 16 本について $\frac{P_2(i)}{P_1(i)}$ を プロットしたのが 図 5.23である。

5. ペデスタルの補正からの誤差

データ解析の際に用いている値はペデスタルラン からの値だが、これは実際のペデスタルの値から 10 チャンネルほどずれていると考えられる（付録 B参照）。宇宙線の場合、後でこれを補正することは難しいので元の値を使っている。ピークが 1000 チャンネルくらいになるはずなので、これによる誤差 $(error_{ped})$ を 1.0% と見積もる。

そこで宇宙線を用いたテストでの全誤差は 3.80% になった。

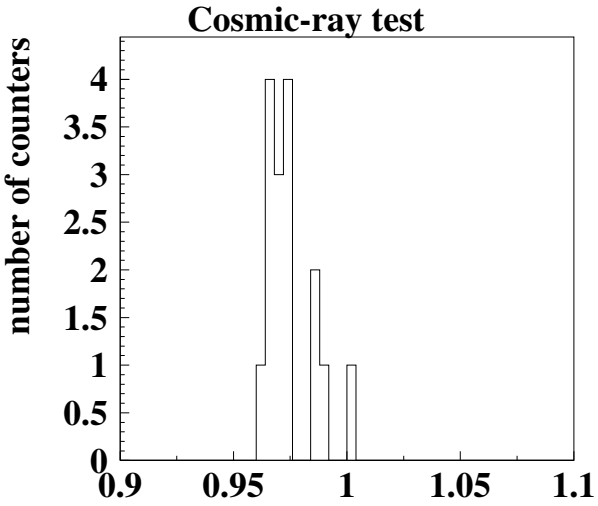


図 5.23: 宇宙線の入射角度による ピーク値の違い (結晶への入射角が入射軸にたいして5度より小さい粒子のみをプロットしたADC分布のピーク値 / 結晶を通過した全粒子のADC分布のピーク値)

- ^{88}Y

  1. 統計誤差 ($error_{stat}$) →0.1%
  2. フィットの違いによる誤差

     実際の測定で用いた関数はバックグラウンドを考慮したもので、式 (5.3) で定義される。

$$\begin{aligned} f(x) &= par(1) \\ &\quad + par(2) \times \exp(-par(3) \times (x - par(4))^2) \\ &\quad + par(5) \times \exp(-par(6) \times x) \end{aligned} \tag{5.3}$$

     これを式 (5.4) で定義される普通のガウス分布としてフィットするとどれだけ ピークの値が変化するかを調べた。

$$f(x) = par(1) \times exp(-0.5 \times (\frac{x - par(2)}{par(3)})^2) \tag{5.4}$$

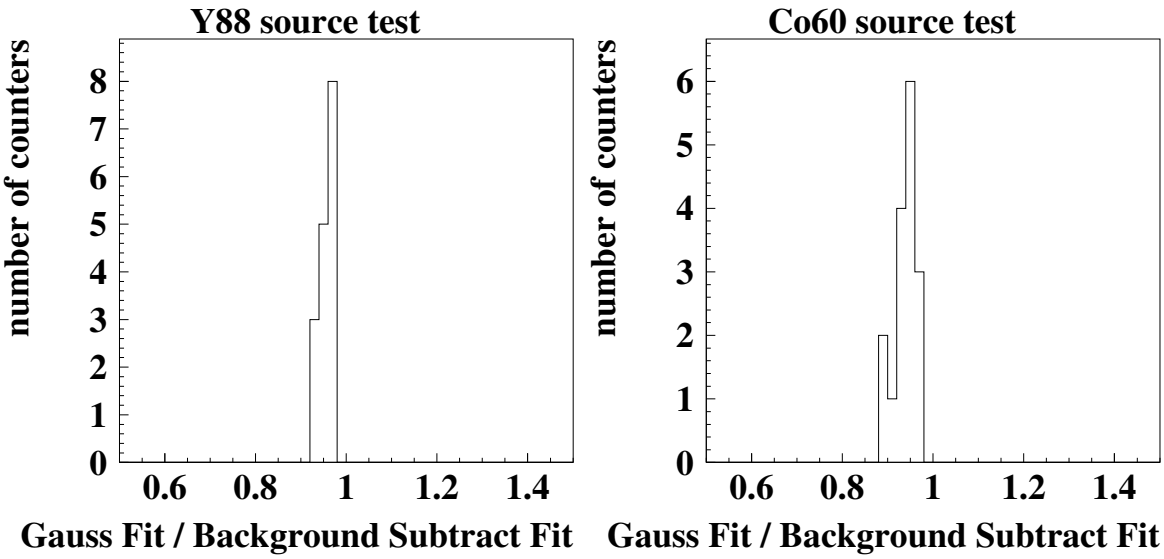


図 5.24: フィットの種類による ADC 分布のピーク値の違い (左) ^{88}Y (右) ^{60}Co

ビームテストと同様にして計算すると、フィットの種類による誤差 ($error_{fit}$) は 4.7% となる。図 5.24は $\frac{P_2(i)}{P_1(i)}$ を結晶 16 本についてプロットしたものである。

3. 線源を置く位置による誤差

表 5.7: カウンターを置く位置によるピーク値の違い

countr #	まんなか	ＰＤのそば	ＰＤの反対側
19	70.8	75.2	72.2
27	83.6	87.2	83.2

本実験では結晶の真中辺りに線源を置いているが、結晶中のどの位置でエネルギーを失ったかによって光量は違ってくるはずである。これを調べるため、PD のすぐそばに置いた場合と PD と反対側の端に線源を置いた場合で ADC 値にどれほどの差が出るかを調べた (表 5.7)。２本のカウンターについて３点の平均値と真中に置いた場合の値の差を誤差と見積もると、２本

のカウンターについてそれぞれ 2.7%、1.3% となった。よって 線源の位置による誤差は 約 2.0% と見積もられる。

以上より、^{88}Y を用いた時の全誤差は 5.1% である。

- ^{60}Co

  1. 統計誤差 → 0.1%
  2. フィットの違いによる誤差

     ^{88}Y88 の場合と同様にして比較し、6.74% となった。
  3. 線源を置く位置による誤差 ($error_{position}$)→2.0%
  4. ダブルピークの影響。

     ^{60}Co は本当は.173MeV と 1.333MeV の 2 つのピークを持つが、本測定ではこの 2 つを別々に見ることは出来ない。計算ではこの 2 つの平均値をとっているが、ここからくる不定性を 1 つのピークと 2 つの平均の差の半分くらいと見積もり、3.0% とした。

  よって、^{60}Co を用いた測定での全誤差は 7.6% である。

以上の結果を表 5.8にまとめる。

表 5.8: エネルギー較正における誤差

較正方法	stat	reg	fit	angle	ped	position	double	total
source(^{60}Co)	0.10(%)	-	6.7(%)	-	-	2.0(%)	3.0(%)	7.6(%)
source(^{88}Y)	0.10(%)	-	4.7(%)	-	-	2.0(%)	-	5.1(%)
Cosmic Ray	0.45(%)	0.26(%)	2.4(%)	2.8(%)	1.0(%)	-	-	3.8(%)
Beam	0.30(%)	0.26(%)	2.4(%)	-	-	-	-	2.4(%)

5.5.2 光量の線形性

表 5.9 に用いた粒子と、得られた光量（電子·正孔対数 /MeV）の平均値、系統誤差をまとめる。それらの平均値をプロットしたのが図 5.25である。

図 5.26は 1 MeV 当たりの光量に直したものである。これを見ると 1.25 MeV から 1.5GeV という広い範囲で結晶から読み出される光量がほぼ一致していることがわかる。その差は最大で 7 % である。結晶から PD で読み出される電子·正孔対数は約5100 個である。系統誤差が一番大きい ^{60}Co でも その値は 7.6 % であり、 電子·正孔対数に直すと 400 個 以下となる。実際に使用されるエネルギーは 20MeV（電子·正孔対 約 10^5 個）からであることより、この誤差は問題にならない。よって、CsI カウンターの応答は広いエネルギー範囲で線形であると言える。

表 5.9: エネルギー較正の方法と結果

粒子	起源	エネルギー損失	測定された 電子·正孔対数 /MeV	系統誤差
γ	source(^{60}Co)	1.253(MeV)	5100	7.6%
γ	source(^{88}Y)	1.836(MeV)	5030	5.1%
μ^-	Cosmic Ray	31.68(MeV)	5062	3.8%
π^-	Beam	31.49(MeV)	4952	2.4%
π^-	Beam	185.42(MeV)	5284	2.4%
e^-	Beam	1535.33(MeV)	5327	2.4%

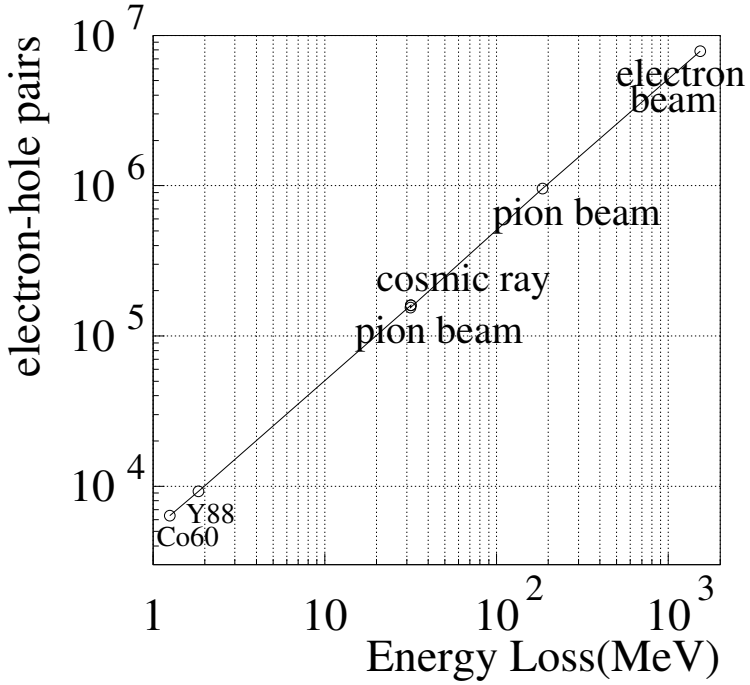


図 5.25: 結晶から読み出される光量

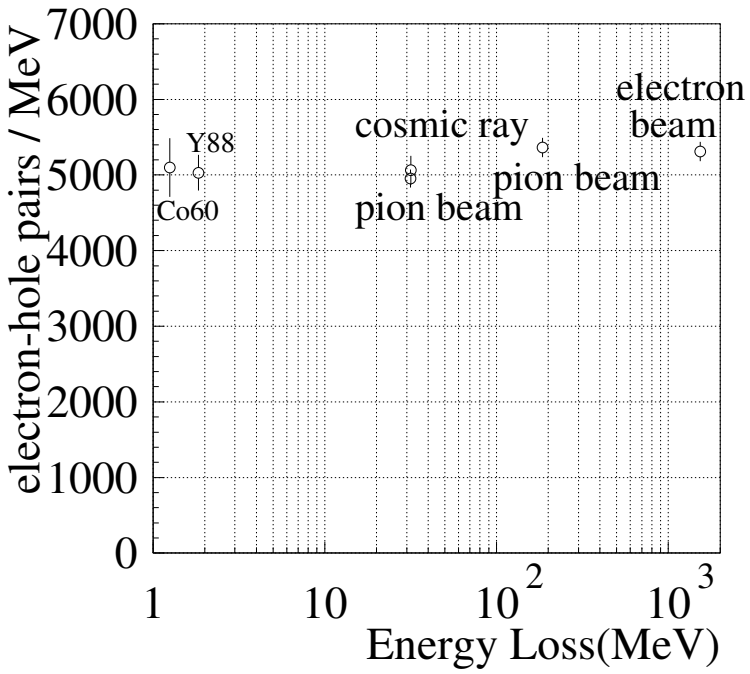


図 5.26: 1MeV 当たりの光量

5.5.3 宇宙線とその他の粒子の比較

最初に述べたように電磁カロリメータとして使用される CsI(Tl) は検出器に組み込まれる前に宇宙線を使って仮較正がなされる。そこで宇宙線と e^- とのテスト結果に違いがあってはならない。図 5.27は 宇宙線で測定された光量と その他の粒子を用いて見積もられた光量の比を結晶 16 本についてとったものである。絶対値として見ると結果に 5% 程度の違いが見られるがこれは ADC 分布をフィットした際に用いた関数が異なるため、ピーク値のとり方に差があったためだと考えられる。今後、共通の関数を使ってフィットし直し、この統計誤差を少なくしたい。ただし、必要とされるのは RMS が小さいことつまり 2 つの較正方法の間で結晶のばらつきが変わらないことであり、それぞれの RMS は 3% 未満に収まっている。特に e^- との比を見ても RMS $= 2.5\%$ は要求を十分満たしている。最終的に検出器に組み込まれた段階では Bhabha 散乱で 0.5% 程度に較正出来ると考えている。

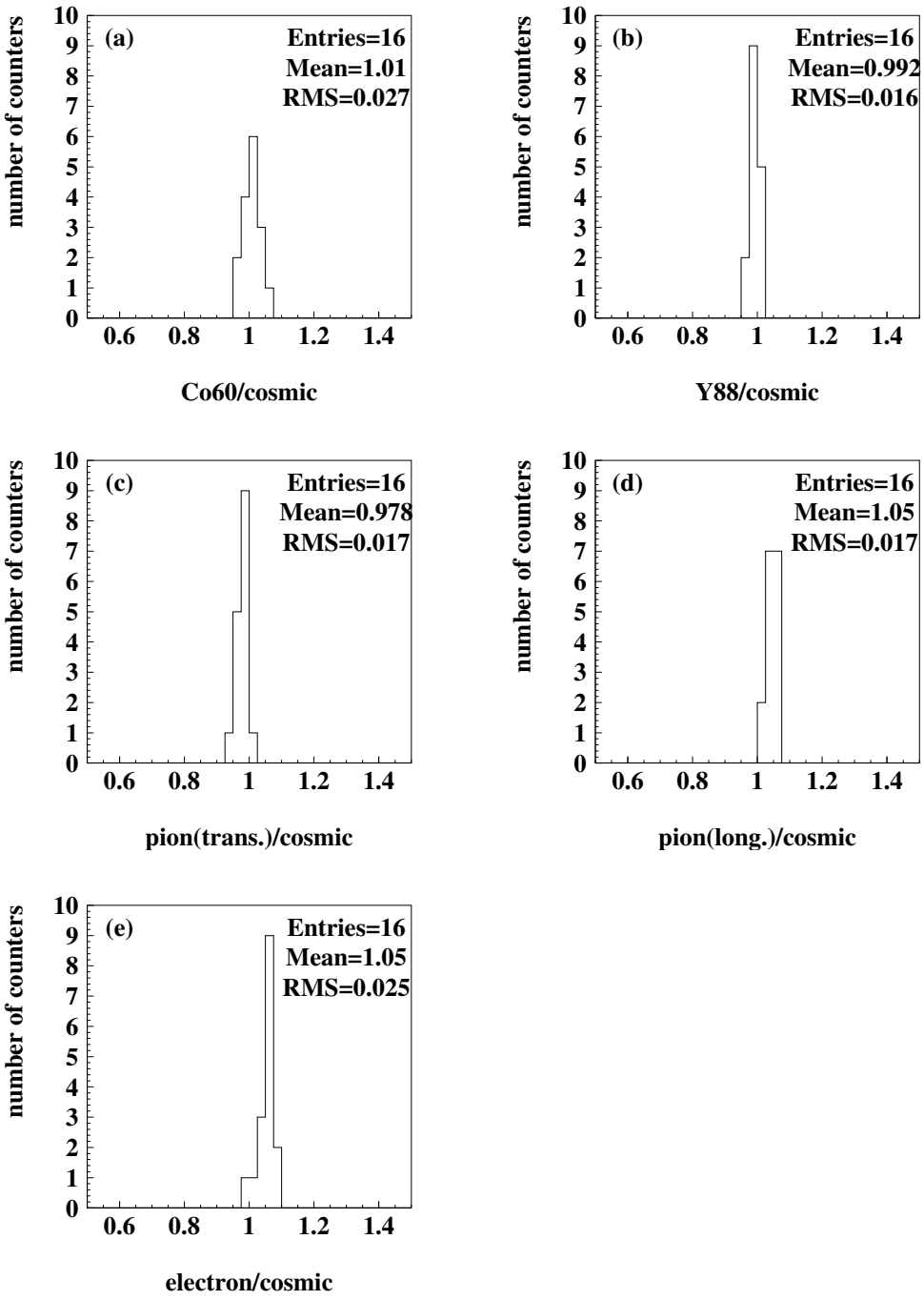


図 5.27: 結晶 16 本（QS 12 本 、 BINP 4 本 ）についての宇宙線とその他の粒子（ (a)γ (^{60}Co) (b)γ (^{88}Y) (c)π^-(transverse scan) (d)π^-(longitudinal injection) (e)e^-）の光量比

第 6 章

光量の一様性

前章では CsI(Tl) 結晶からの光量を調べたが、ここではその光量の位置依存性を調べる。結晶の領域を何等分かして、それぞれの光量のばらつきを調べ、結晶への粒子の入射位置によって読み出される光量に現れる違いを議論する。宇宙線と 2 GeV π^- を用いて PD 読みだしのカウンターについて調べた。また ^{137}Cs を用いて調べた PMT 読みだしでの結果とも比較する。

6.1 宇宙線

cosmic-ray stand で測定される宇宙線はドリフトチェンバーからの情報を使って入射位置を求めることが出来る。そこで結晶の領域を 9 分割（両端 1.5cm を除き残りを 3cm ずつに分ける）し、その部分の上面と下面と通り抜けた粒子のみを選び出してプロットしランダウフィットでそれぞれのピークを求める。9 点の平均値からのずれ（相対光量）をプロットしたのが図 6.1である。

図を見てわかるように全体としてフラットだが PD 側で 光量が増えている。ここで光量の非一様性を、9 点のうち光量が最大のものと最小のものの差を 9 点の平均値で割ると定義する。

$$nonuniformity = \frac{ADC_{max} - ADC_{min}}{ADC_{ave}} \times 100 \tag{6.1}$$

その結果は BINP の結晶で最大 20% のものがあったが、それを除くとほとんど 3 ~ 10 % の範囲に収まっており結晶のエネルギー分解能にはほとんど影響を及ぼさない。

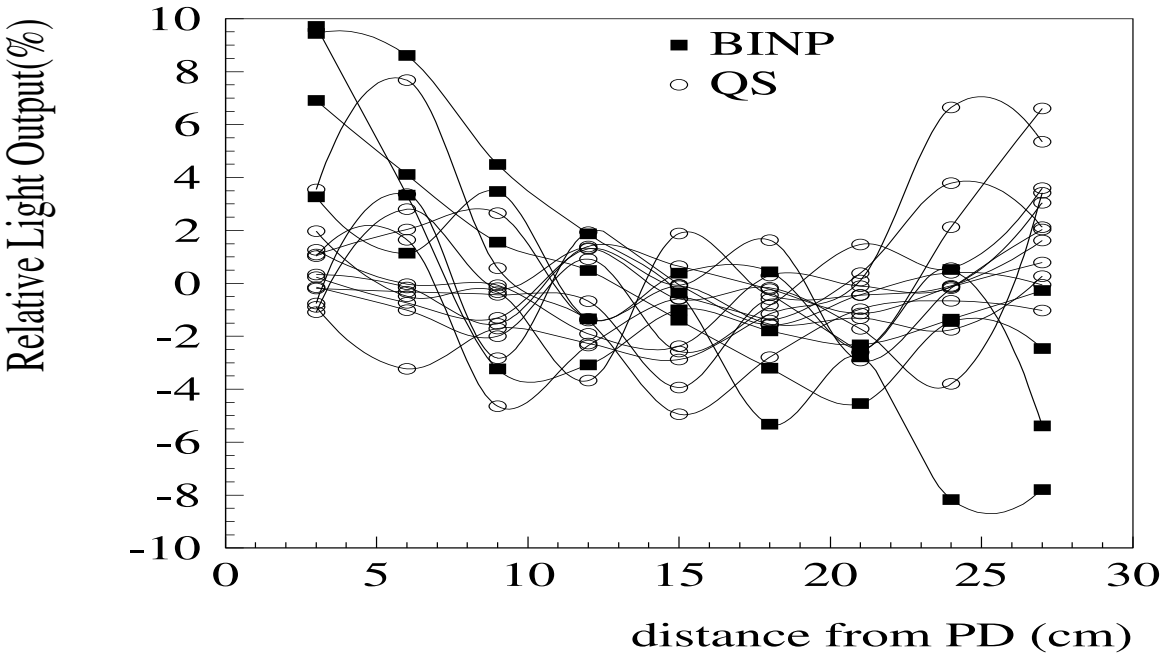


図 6.1: 光量の位置依存性（宇宙線）

6.2 パイオンビーム

宇宙線と同様のテストを 2 GeV の π^- を使って行なった。π^- ビームはレートが高いので結晶の長手方向（以下 x 方向）だけでなく幅の狭い（5.5cm ～ 6.5cm) 方向（以下 y 方向）についても光量の一様性を調べた。

6.2.1 結晶の x 方向

宇宙線の場合と同様に結晶の領域を 9 分割しそれぞれの平均からのずれをプロットしたのが図 6.2（上）である。これを宇宙線の結果と比較すると図 6.2（下）のようになる。π^- での結果の方が、若干傾きが急になっているがその差は約 5% であり、光量の絶対値には影響を及ぼさない。

PD 付近の光量についてさらに詳しく知るため次に結晶の領域を 20 分割（1.5cm × 20) してそれぞれの範囲に入射した粒子をプロットし、ランダウフィットしてそのピーク値を求めた。また結晶の端からくる光の影響も調べるため結晶の中心から両端に向かって ±0.5cm ずつ 領域を 5 分割してそれぞれの位置依存性を調べている

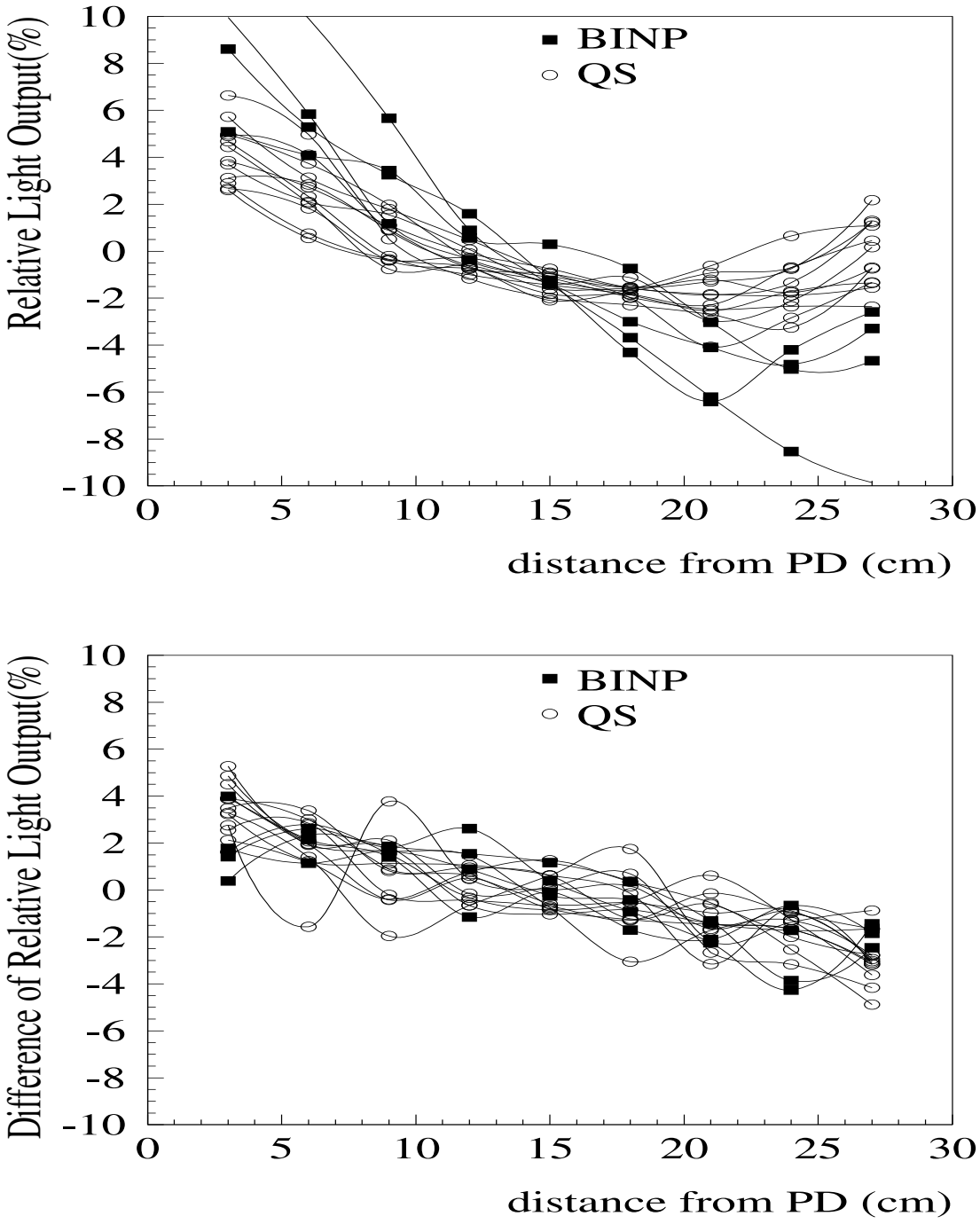


図 6.2: (上) 光量の位置依存性 (π^-) (下) 光量の位置依存性の差 (π^- - 宇宙線)

（図 6.3）。今回は QS 社製の結晶 12 本のみを用いそれぞれの中心値でその他の位置のデータを割っている。図は 12 本の和でエラーバーはそのばらつきである。PD 付近では光量が大きくなっているが、PD に接していない端の部分では他に比べて光量が落ちている。

最終的なエネルギー分解能にこの光量の位置依存性がどの程度 影響するかを調べるため、GEANT シミュレーション を行なった。光量に結晶の位置に対する依存性がない場合に比較して、依存性がある場合は エネルギー分解能にして、0.1% しか差が見られなかった。従ってこの程度の位置依存性は エネルギー分解能には影響を及ぼさないことがわかり、宇宙線と π^- の間の測定値の 差も大きな問題とはならない。

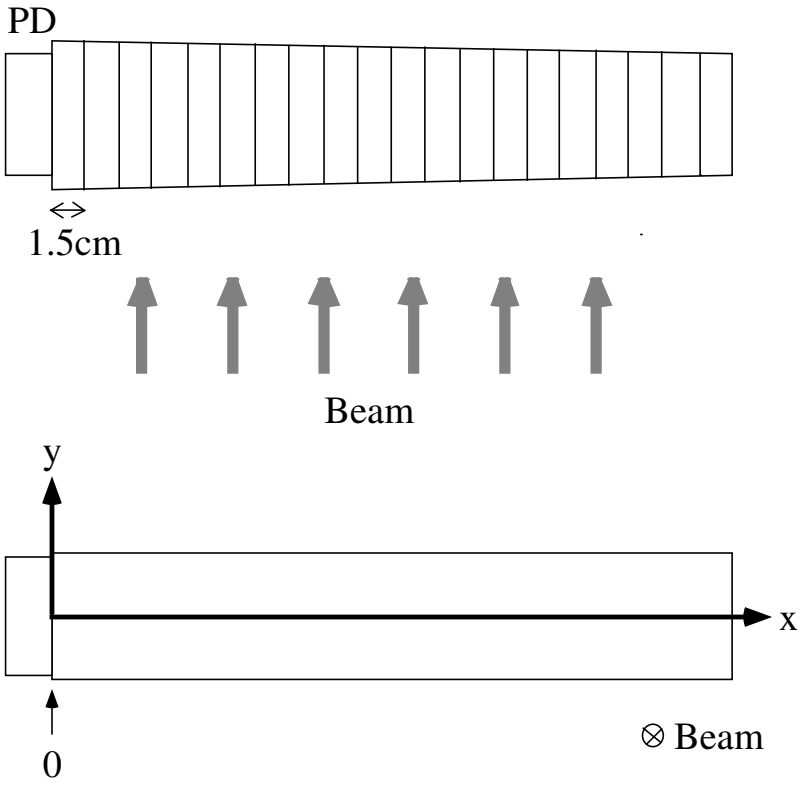
6.2.2 結晶の y 方向

前の節から PD の近くでは光量にばらつきのあることがわかった。これをもっと詳しく知るため結晶を y 方向で 5 分割（図 6.4）して結晶中の位置による光量の非一様性を調べた。図は QS 製の結晶について結晶の領域を中心から ± 0.5cm ずつに区切って中心値で割ったものである。PD のごく近くでは大きな差が見られる。これは結晶の角にあたる部分で発生した光は PD に直接入ることが出来ず結晶の後面まで行ってから反射して戻ってこなければならないためと考えられる。

6.3 線源（PMT 読み出し）

PD をつける前の結晶について ^{137}Cs 線源を用い PMT 読み出しによる、光量の位置依存性を測定した。図 6.5のセットアップを用いて宇宙線の場合と同じく 9 点の測定を行なった。

宇宙線と同様に nonuniformity を定義すると、その値は 4 ～ 19 % だった。それぞれの位置でのばらつきは図 6.5(下) の通りである。このテストについて光量は 標準結晶の光量の約 30% であり、後述するように 標準結晶の光量は光電子約 1500 個に相当する。



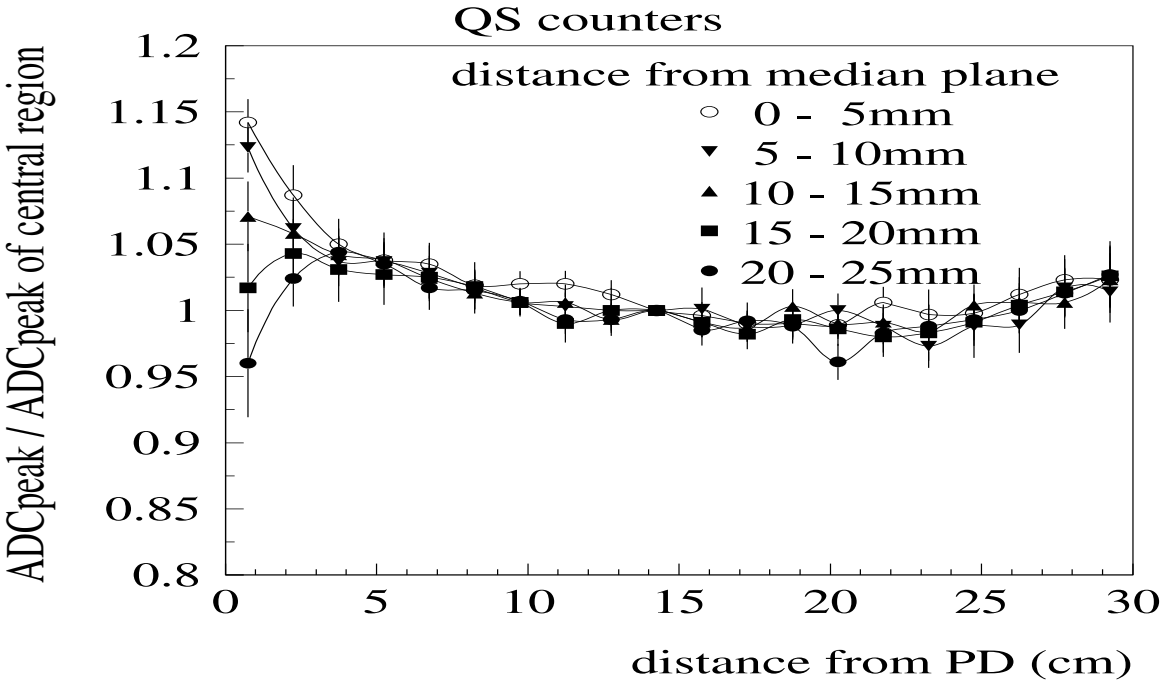
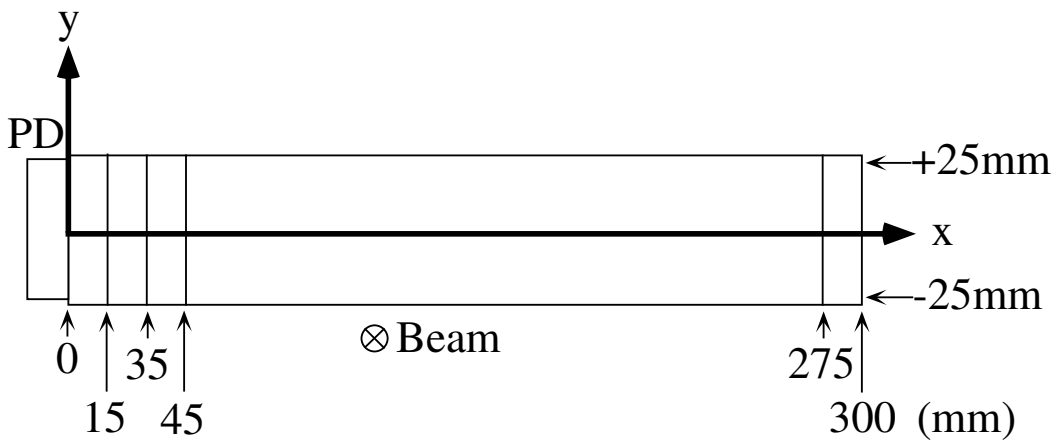


図 6.3: 結晶を 20 分割した時の光量の位置依存性の測定（π^-）



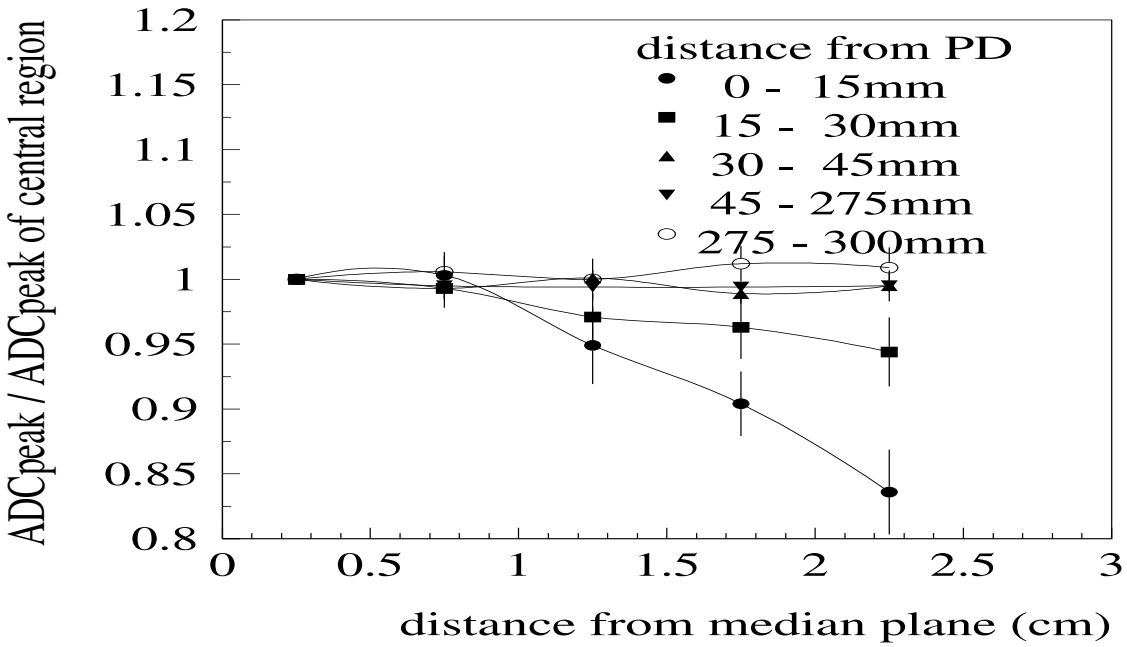
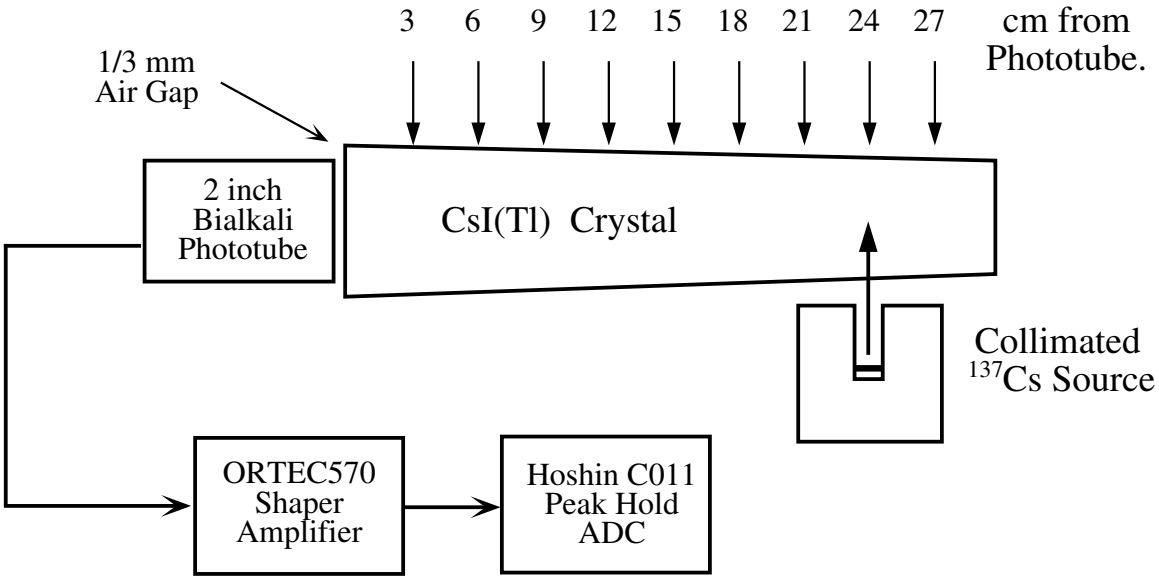


図 6.4: 結晶を y 方向に 5 分割して光量の位置依存性を測定（π^-）



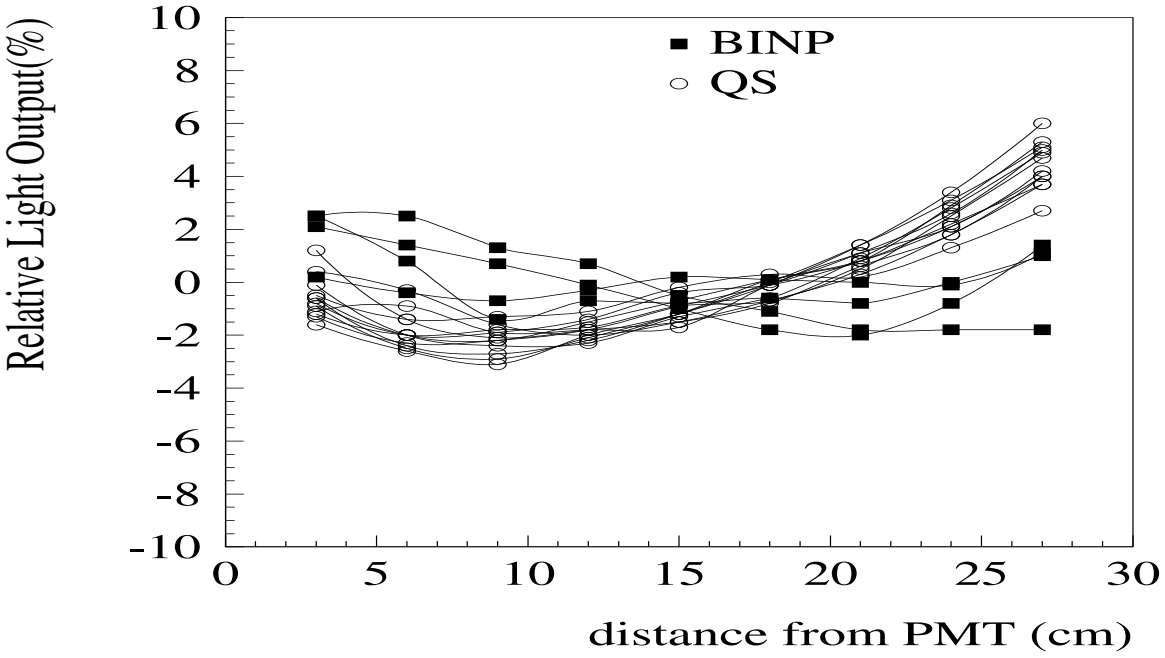


図 6.5: 線源を使った光量の位置依存性測定

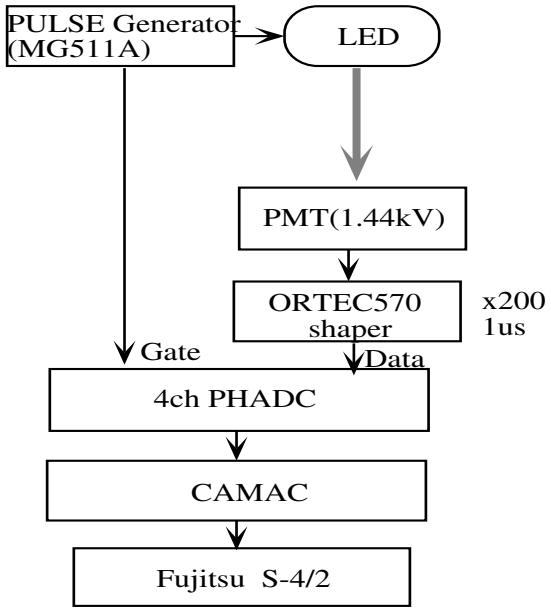


図 6.6: LED を用いたシングルフォトンの測定

6.3.1 光電子増倍管（PMT）で測定される CsI（Tl）の光量

PMT で光量を計る時の単位は光電子数であるが ADC 値をこの数に直すためには光電子 1 個が ADC の何チャンネルに相当するかを知る必要がある。そこで以下の方法を用いてこのシングルフォトンのチャンネル数を調べた。

LED にパルサー（MG511A）から小さな信号を入力し PMT の前で光らせた（図 6.6)。このときの信号は光電子 1 つをかろうじてたたき出すほどのものでなければならない。PMT（R1847S）からの信号をシェイピングタイム 1 μs、倍率 200 倍で拡大して得られたシングルフォトンスペクトルを図 6.7に示す。きれいなピークが観測された。

CsI(Tl) 標準結晶中で測定される ^{137}Cs の光電ピークの 光電子数は、約 1500 個 (シェイピングタイム $\tau = 1$ μs) である。これは、PMT の HV とシェイピングアンプの倍率を補正した後、シングルフォトンの ADC 値で標準結晶の ADC 値を割って得られた。

また光電子数がシェイピングタイムにどの程度依存しているかを調べると表 6.1のような結果となった。シェイピングタイムが長くなると光量は増え、十分長くとるとほぼすべての光電子をカウントすることができて約 3500 個となることが図 6.8か

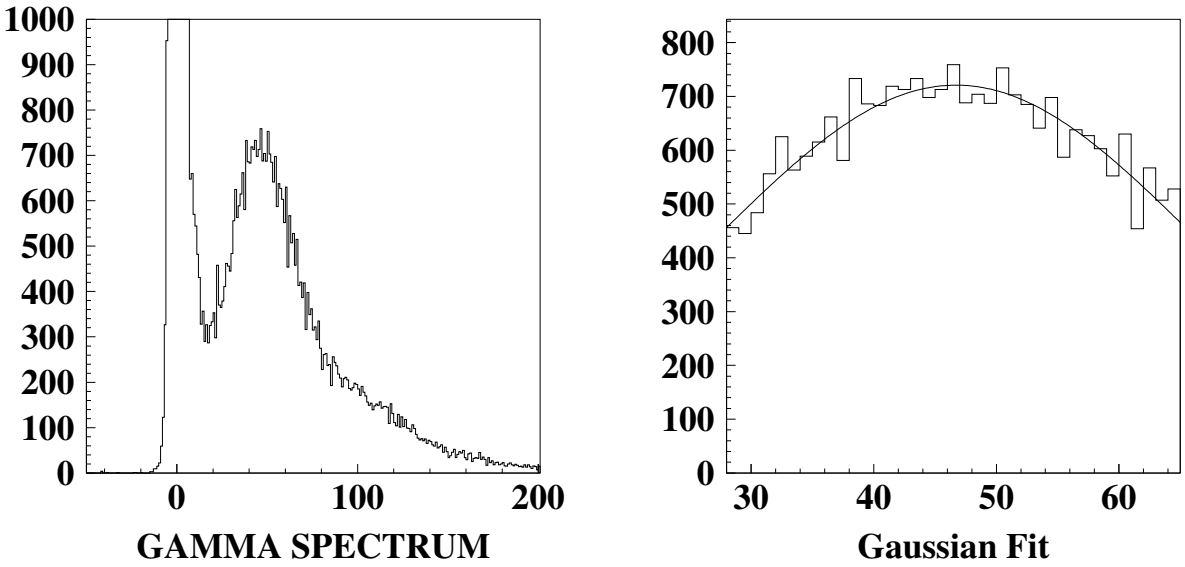


図 6.7: シングルフォトンの ADC 分布

らわかる。

表 6.1: シェイピングタイムによる光電子数の変化

shaping time (μs)	number of photo-electrons
0.5	1210
1	1562
2	1908
3	2044
6	2920
10	3336

6.3.2 ^{137}Cs の 光電ピークの分解能

測定される 光電子の数を n 個とすると、その分布は n が十分に大きければガウス分布（n が小さい時はポアソン分布）となり、その幅は $\sqrt{n}$ となるはずなので、分解能は $\frac{\sqrt{n}}{n}$ で定義される。そこで標準結晶に ^{137}Cs からの γ 線が入射した時の ADC

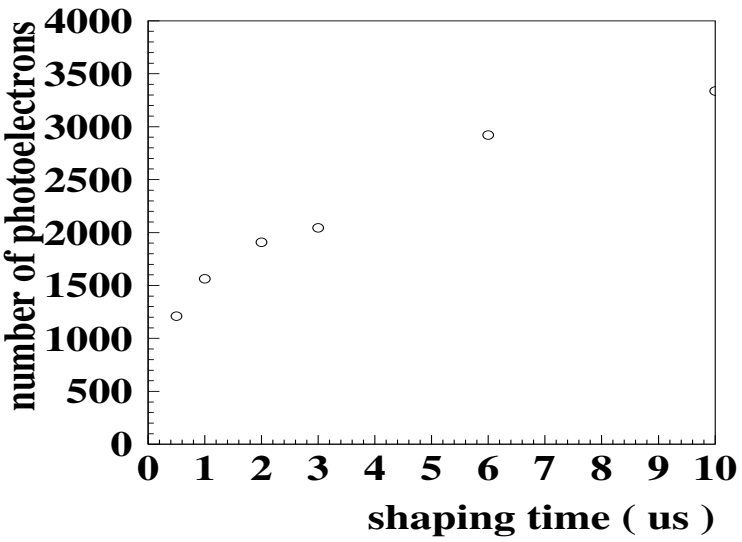


図 6.8: シェイピングタイムによる光電子数の変化

分布の分解能から逆に光電子数を算出できる。表 6.2に ADC のピーク値と分解能から求めた光電子数をまとめる。見てわかる通り統計量だけで算出した光電子数は、計測値（表 6.1) の $\frac{1}{3} \sim \frac{1}{4}$ である。そこで表 6.1の光電子数 ($N_{p.e.}$) を用いて

$$resolution = \sqrt{(\sigma_{stat})^2 + (\sigma_{add})^2} \tag{6.2}$$

$$\sigma_{stat} = \frac{\sqrt{N_{p.e.}}}{N_{p.e.}} \tag{6.3}$$

と定義した。ここで σ_{add} は 光電子の統計以外の効果による分解能への寄与である。表 6.2からわかるように、σ_{add} は どのシェイピングタイムでもほとんど変わらない。よって、実際に PMT で観測する光電ピークの分解能には統計誤差に加えて他の原因による誤差が約 3.6% あることが確かめられた。これは CsI(Tl) 結晶内で発光が起こった場所による依存性かもしれない。

表 6.2: 分解能から求めた光電子数

shaping time (μs)	resolution	光電子数	$\sigma_{stat}(\%)$	$\sigma_{add}(\%)$
0.5	4.7	453	2.87	3.7
1	4.5	494	2.53	3.7
2	4.2	567	2.29	3.5
3	4.2	567	2.21	3.6
6	4.0	625	1.85	3.5
10	4.0	625	1.73	3.6

6.3.3 量子効率からの計算

実験から求めた光電子数と比較するため、PMT の量子効率から見積もられる光電子数を以下で概算する。CsI(Tl) 結晶からの発光量は 4×10^4 photons/MeV と言われている。また PMT の量子効率は図 6.9で示すように光の波長に依存しているため、CsI の発光スペクトル (図 6.10) と掛け合わせることで平均値を求める。測定に用いた PMT と同型のもの 3 本について調べその平均を量子効率とした。

求められた量子効率は 14% で、光電子数は

$$\text{光電子数} = 4 \times 10^4 \times 0.662 \times 0.14 = 3707$$

となる。この値は、シェイピングタイム 10 μs での測定から算出した結果 (表 6.1) とほぼ合っている。また両者の少しの差は結晶の側面から逃げた光子、及び結晶中で吸収された光子があり、PMT に入る光子の数が減っていることからくると考えられる。このように、測定結果は簡単な概算結果ともよく合っている。

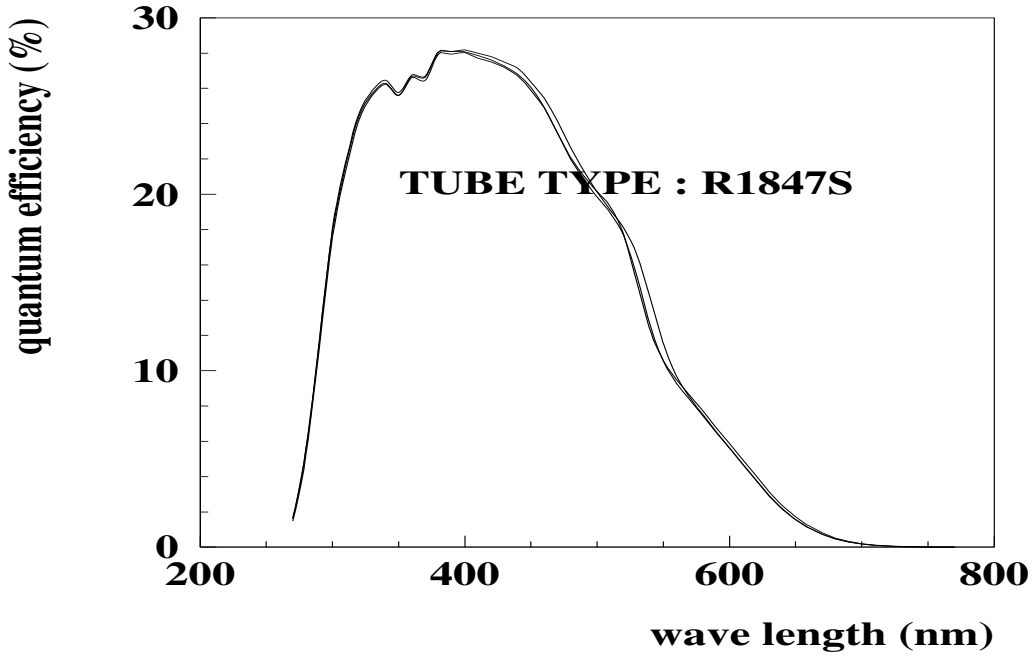


図 6.9: PMT （浜松ホトニクス社製 R1847S 型）の量子効率

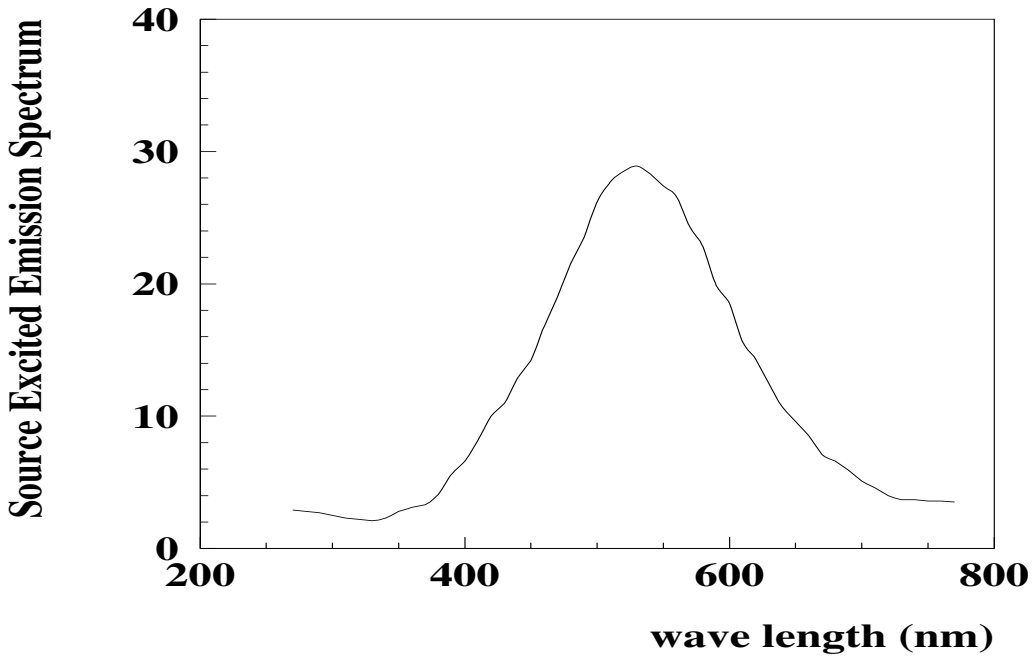


図 6.10: CsI(Tl) の発光スペクトル

第 7 章

結論

BELLE 検出器で使われる CsI（Tl）カロリメータのエネルギー較正の信頼性を確かめるため宇宙線、ビーム及び線源を用いて各種の測定を行なった。9000 本にのぼるカロリメータのエネルギー較正には宇宙線を用いるが、この較正のため cosmic-ray stand という宇宙線の飛跡測定装置が開発、製作された。これを用いて行なった宇宙線のテスト結果と電子ビームでのテスト結果の比較を行ないどの程度の精度でエネルギー較正が可能かを調べた。その結果、較正定数は 3% 以内で一致しており十分使用可能であることが確かめられた。

BELLE 検出器としては 20MeV から 8GeV までの広い範囲に対応しなければならないが、テストした結晶 16 本について宇宙線、π^- ビーム、電子ビーム、線源等から得られる結果を比較し、数 MeV から数 GeV までのエネルギー範囲で光量の絶対値が 7% の範囲で一致していることも確かめられた。

また光量の位置依存性は宇宙線、π^- ビーム、線源のテストで 最大 5 % 程の違いが見られたが、エネルギー分解能に影響を及ぼす程の違いはなく、特別大きな位置依存性が見られる結晶を見つけるには十分な精度を持っている。この差については原因不明であり、現在解明中である。

1998 年の検出器完成に向けて、約 9000 本の CsI(Tl) 結晶のエネルギー較正が 1996 年から始められる予定であり、宇宙線がそのために有用であることが確認された。

付録 A

PD への 入射位置による 光量の違い

^{241}Am を用いた電子・正孔対の測定に関連し、以下 2 つのテストを行なった。

A.1 PD 左右の違い

Am テストの際に問題となるのは 線源の位置により ADC 値に違いが出てこないかつまり PD またはエレクトロニクスにおいて 2 つの読みだしの際のゲインに違いが無いかどうかである。そこで左右 2 つの PD とプレアンプの組合せを変えて信号を観察した。表 A.1にその結果を示す。

表 A.1: 60keV γ 線からの信号

PD	pre. Amp	signal(mV)
right	right	400
left	left	360
right	left	360
left	right	400

その結果 PD のゲインにばらつきはないが、プレアンプより後ろのエレクトロニクスについて約 10 % の違いがあることがわかった。これはレシーバーで 2 つの PD からの信号を足し合わせる時に 2 つの比率を調整できるようになっているため起き

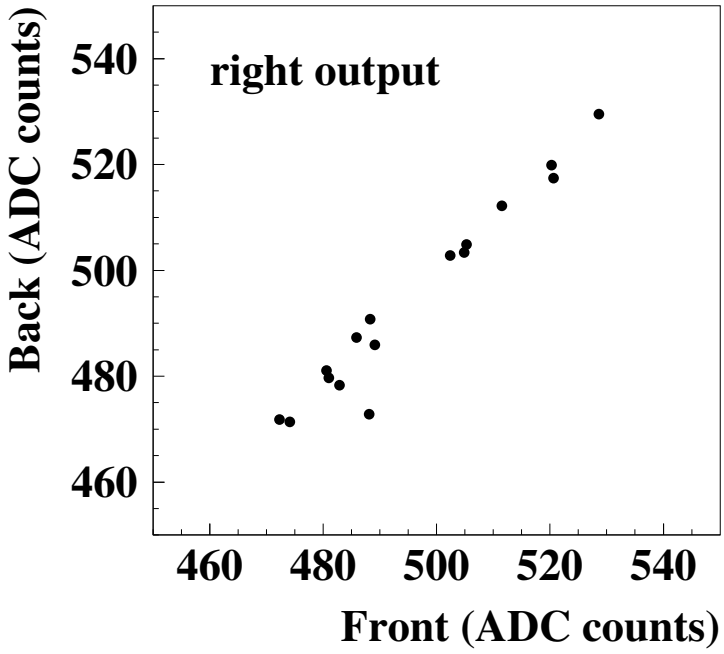


図 A.1: γ 線が PD の前と後ろから入った時の計測される光量

たことがらである。従って 電子·正孔対の数を計算する際には左右両方の PD （両方のエレクトロニクス）について調べ、その平均値をとらなければならない。

A.2 PD の前面、後面からの入射による違い

同じ PD でも前面から光が入る場合と後方から入る場合とで差がないかどうかを調べた。プレアンプと PD を固定してそれ以後のエレクトロニクスを取り替えて その違いを調べている。結果は図 A.1 の通りで、PD の前面、後面による光量は 0.5% の範囲で一致している。

付録 B

ADC のペデスタルの補正

ADC のペデスタルとは、信号入力のないときの ADC 値のことで、ADC の 0 点に相当する。ペデスタルの測定は本来は データ収集のたびにペデスタルランを行なうことにより行なわれ、そこでペデスタル値だと決定された値を生データから差し引いていたが、パルサーによる直線性のテストから求められる 0 点が、ペデスタル値として用いられてきたものとずれていることがわかった。

ここではペデスタルランとして用いられてきた方法と直線性の測定に使われるパルサーランを比較する。

1. ペデスタルラン

   ペデスタルとは測定されるべきイベントが入ってこない時にもなんらかの理由で測定される信号の大きさで、実際に測定したいイベントの絶対値を決定する時には差し引かれなければならない。このため、ビームテストやソーステストの際に粒子からのトリガー信号を出さずに ランダムにゲートを開くことによってバックグラウンドとなるデータを収集する。

2. テストパルスラン

   エレクトロニクス較正のため、実際の宇宙線、ビーム、線源を用いたテストと同じセットアップでシェイピングアンプにパルサーからの信号を入力した（図 5.7参照）。パルサーからの信号の直線性を測定した際の 0 点が 正しいペデスタル値である。

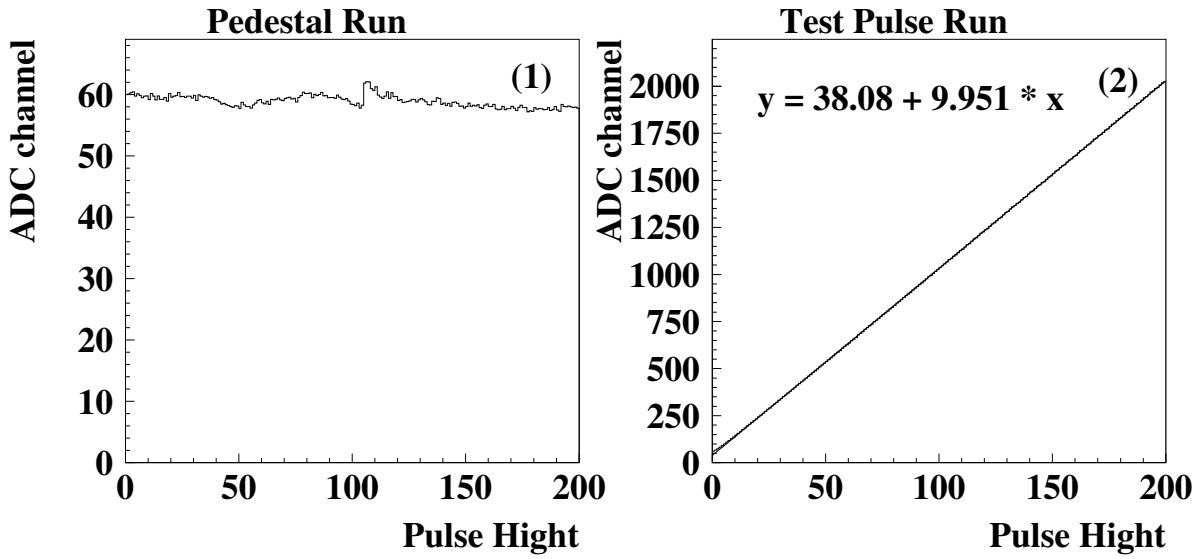


図 B.1: (1) ペデスタルランでの ADC 分布 (2) テストパルスランでの ADC 分布

それぞれの方法で測定したペデスタル値は 図 B.1のようになり、テストパルスランの 0 点がペデスタルランの平均値より約 10 チャンネル小さくなっていることがわかる。これは ペデスタルランのような小さな信号を読みとる際のエレクトロニクスの線形性に問題があるためだと考えられる。よって、本実験でのペデスタル値はすべて、テスト毎に行なったテストパルスランの値を採用している。

謝辞

本論文を仕上げるにあたり、お世話になりました諸先生方にこの場を借りてお礼申し上げます。野口誠之先生、林井久樹先生には指導教官として数々の御講義、御指導を頂きましたこと、またこの様な研究の機会を与えて下さいましたことに感謝致します。また仕事を通して様々なことを教えて下さった カロリーメーターグループの皆様、中でも実験の仕方を一から教えて下さり、常に御指導下さいました福島正己氏、Lee MooHyun 氏に 心より感謝致します。最後になりましたが、奈良女子大学高エネルギー物理学講座の皆様の暖かい励ましにも感謝致します。

参考文献

[1] M.Kobayashi and T.Maskawa : Prog.Theor.Phys.**42**(1973)652.

[2] L.Wolfenstein : Phys,Rev.Lett.**51**(1983)1945.

[3] R.Aleksan,B.Kayser and D.London, In Pursuit of Gamma,McGill Univ. Report(1993)

[4] B Study of CP Vioration in B Messon Decays Technical Design Report(1995)KEK Report 95-1

[5] 岩田正義 et al, 日本物理学会誌 Vol49,No9,(1994)718

[6] PARTICLES AND FIELDS Phys.Review D Number3(1994)1241

[7] 大嶋康伸 B ファクトリー電磁シャワーカロリメータのテストビームによる性能評価 平成 6 年度修士論文

[8] A.Satpathy, "Energy Resolution of CsI(Tℓ) Calorimeter Prototype." BELLE note-98, November 1995.

[9] O.C.ALLKOFER et al, Phys.Lett.**36B**(1971)425

[10] G.Ya. Kezerashvili et al., Null. Inst. Math. A328 (1993), p.506