1996年度 修士学位論文
KEKBファクトリー BELLE測定器の
電磁カロリメータに用いる
CsI(Tl)結晶の特性について

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研究室
渡辺　亜矢子

1997年2月

目次

1 CP violation **3**

1.1 C、P、T、CP 変換とその破れ 3

1.1.1 C 変換とその対称性の破れ 3

1.1.2 P 変換とその対称性の破れ 4

1.1.3 T 変換とその対称性の破れ 4

1.1.4 CP 変換とその対称性の破れ 4

1.2 K 中間子系における CP の破れ 5

1.2.1 非直接的 CP の破れ 5

1.2.2 直接的 CP の破れ 6

1.3 小林・益川模型 6

1.4 B 中間子系における CP の破れ 7

1.4.1 B^0-$\bar{B}^0$ 混合における CP の破れ 7

1.4.2 中性 B 中間子の崩壊における CP の破れ 10

1.5 ユニタリー三角形の角度の測定 11

1.5.1 ϕ_1、ϕ_2 の測定 11

1.5.2 ϕ_3 の測定 12

1.6 KEKB ファクトリーでの測定 15

2 KEKB ファクトリー **16**

2.1 B ファクトリー実験 16

2.2 KEKB 加速器 16

2.2.1 加速器への要請 16

2.2.2 KEKB 加速器の全体像 17

2.3 BELLE 測定器 17

2.3.1 BELLE 測定器への要請 17

2.3.2 BELLE 測定器の全体像 19
2.3.3 粒子崩壊点測定器（SVD） 21
2.3.4 荷電粒子検出器（CDC） 21
2.3.5 粒子識別装置（ACC、TOF） 23
2.3.6 電磁カロリメータ（ECL） 23
2.3.7 K_L,μ 粒子検出器（K_L,μ） 23
2.3.8 トリガー、データ収集 24

3 CsI 電磁カロリメータ 27
3.1 測定器としての役割 27
3.2 カロリメータの全体像 27
3.3 CsI(Tl) 結晶 29
3.3.1 結晶の製造 31
3.3.2 CsI（Tl）結晶の大きさ 31
3.3.3 CsI カウンターの構成 31
3.3.4 エネルギー較正 33
3.4 読みだしのエレクトロニクス 35
3.4.1 全体の流れ 35
3.4.2 PD 35
3.4.3 プレアンプ 35
3.4.4 トリガー 37

4 CsI 結晶の放射線耐性テスト 39
4.1 求められる放射線耐性 39
4.2 放射線照射 41
4.3 光量の測定 42
4.4 PD を用いた光量の測定方法 42
4.4.1 結晶のサイズ、カウンターへの組み立て、信号の読みだし . . 42
4.4.2 測定 43
4.5 結果 45
4.5.1 光量の Natural recovery 45
4.5.2 光量の減少 45
4.5.3 光量の uniformity 47
4.6 中国製 CsI(Tl) 結晶の性能の向上 48

4.7 測定結果のまとめ 48

5 CsI カウンターのエネルギー分解能 58

5.1 ビームテスト 58

5.1.1 光子ビーム 58

5.1.2 CsI 結晶及び読みだしのエレクトロニクスの構成 60

5.2 解析 64

5.2.1 電気的ノイズ 64

5.2.2 ３×３、５×５マトリックスのエネルギー分解能 64

5.2.3 クラスタリング 65

5.2.4 ペデスタル サプレッション 66

5.2.5 線形性 69

5.3 まとめ 69

5.4 考察 69

6 研究結果のまとめ 86

図一覧

1.1 ユニタリー三角形 8
1.2 $B^{\pm} \to DK^{\pm}$ に関する確率振幅のつくる三角形 14

2.1 KEKB 加速器の全景 18
2.2 BELLE 測定器の全体像 20
2.3 BELLE 測定器の側面図 22
2.4 データ収集システム 25

3.1 CsI 電磁カロリメータの全体像 28
3.2 約 9000 本の CsI(Tl) 結晶が並べられた様子 30
3.3 CsI(Tl) カウンターの組み立て形態 32
3.4 1MeV あたりの平均 electron-hole 数 34
3.5 読みだしエレクトロニクスの全体像 36

4.1 バックグラウンドによる被曝量（シュミーレーション） 40
4.2 Cosmic ray stand の側面図 44
4.3 測定のブロックダイアグラム 44
4.4 （宇宙線の結晶内でのエネルギー損失）/（宇宙線の結晶内の通過長）の分布 46
4.5 光量の Natural recovery の様子 50
4.6 照射による光量の変化 51
4.7 結晶の位置毎の光量測定 52
4.8 光量変化の位置依存性と照射方法への依存性 53
4.9 光量変化の位置依存性（均一照射） 54
4.10 光量変化の位置依存性（前面照射） 55
4.11 光量変化の位置依存性（前面照射） 56
4.12 JJS 結晶の性質向上（ＰＭＴ読みだし） 57

5.1 加速器、検出器の概観 59
5.2 読み出しのエレクトロニクス 61
5.3 CsI カウンターの前面図 62
5.4 左上図：CsI カウンター 5 × 5CsI カウンターでのエネルギー損失（横軸がエネルギー値、単位は MeV）、右上図：CsI カウンターでのエネルギー値（縦軸）と TS でのエネルギー値（横軸）の対応、下図：マトリックス（左図：3 × 3、右図：5 × 5）中でのエネルギーと TS でのエネルギー値の比の分布 (光子エネルギー:200MeV、電子ビームエネルギー：4GeV) 71
5.5 3 × 3matrix のエネルギー分解能 72
5.6 5 × 5matrix のエネルギー分解能 73
5.7 電磁シャワーの広がり (数値の単位：MeV) 74
5.8 電磁シャワーの広がり (数値の単位：MeV) 75
5.9 用いたカウンターの本数とエネルギー分解能の関係 76
5.10 しきい値とエネルギー分解能の関係（上図）、しきい値とカウンター本数の関係（下図） 77
5.11 しきい値を 0.5MeV に設定した場合のカウンター本数の分布例（左図：光子エネルギー 200MeV、平均値 9.9 本、右図：光子エネルギー 400MeV、平均値 13.3 本） 78
5.12 3 × 3matrix と、6 × 6matrix にしきい値（0.5MeV）を設定した場合のエネルギー分解能 79
5.13 5 × 5matrix と、6 × 6matrix にしきい値（0.5MeV）を設定した場合のエネルギー分解能 80
5.14 3 × 3matrix と、3 × 3matrix にしきい値（0.5MeV）を設定した場合のエネルギー分解能 81
5.15 5 × 5matrix と、5 × 5matrix にしきい値（0.5MeV）を設定した場合のエネルギー分解能 82
5.16 CsI カウンターでのエネルギー値と TS でのエネルギー値の比の分布（実線：しきい値を 0.5MeV に設定した 6 × 6 マトリックス、点線：3 × 3 マトリックス（左図）、5 × 5 マトリクス（右図）） 83
5.17 エネルギー分解能分布への関数のフィッティング。3 × 3 マトリックス、5 × 5 マトリックス、しきい値を 0.5MeV にを設定した場合の 6 × 6 マトリックスについて。 84

5.18 上図：CsI カウンターでのエネルギー値（縦軸）と TS でのエネルギー値（横軸）、下図：フィッティングの関数からのずれ 85

表一覧

1.1 C、P、T 変換と物理量 3
1.2 ユニタリ三角形の三角、三辺の B 中間子系における測定モード . . . 7
1.3 CP の破れの割合 15

2.1 測定器各部の働き 21
2.2 BELLE 測定器のパラメータ 26

3.1 CsI 電磁カロリメータの大きさのパラメーター 29
3.2 主な無機シンチレーターの性質 29
3.3 CsI（Tl）結晶に求められる性能 31
3.4 測定に用いたソース 35
3.5 PD の性能 38
3.6 プレアンプの性能 38

4.1 求められる放射線耐性 41
4.2 結晶の製造元 41
4.3 測定方法の比較 42
4.4 光量変化の比：PMT/PD （第一グループ） 47
4.5 光量変化の比：PMT/PD （第二グループ） 47

5.1 変換定数 63
5.2 ノイズの大きさ 64
5.3 3 × 3、5 × 5 マトリックスのエネルギー分解能 65
5.4 しきい値設定の影響 67
5.5 しきい値設定の影響 68
5.6 フィッティングの係数 68

はじめに

我々の世界では自然は美しい対称性を保っているように見えるが、例えば素粒子の世界に目を向けると、そこでは粒子と反粒子の対称性は保たれていない（反粒子とは、粒子と電磁気的な性質のみが反対である粒子のことである）。本来、物質が誕生した時点では粒子も反粒子も同じ数だけあったと考えられるが、その後、粒子・反粒子の対称性（CP 不変性）が破れ粒子のみ残り、現在の世界には反粒子は存在しなくなったと考えられている。

この CP の破れの実験的な観測は、1964 年 K 中間子系においてなされた。その後 1973 年、小林・益川理論によりクォークに少なくとも 6 種類の flavor があれば CP の破れは標準模型の中で説明できることが理論的に示された。また標準模型では B 中間子系で CP の敗れが特に大きく見えることが Carter と三田により示され、CP の敗れの観測には B 中間子系を用いるのが最も適当だと考えられている。

現在、世界の様々な研究所が B 中間子系での CP の破れを観測する実験プロジェクトに取り組んでいる。日本でも筑波の高エネルギー研究所（KEK）にて、大型加速器で加速された電子と陽電子を衝突させて大量の B 中間子をつくり出し、その崩壊過程の詳しい測定により CP の破れを観測しよう、という B ファクトリー計画が進められている。
電子・陽電子の衝突により様々な粒子が生じるが、その物理を知るためにはこれらを精密に測定して起こった物理事象を正確に再現しなければならない。この精密な測定の役割を担うのは、KEKB ファクトリーの BELLE 測定器である。奈良女子大学高エネルギー物理学研究室は B ファクトリー計画に参加しており、BELLE 測定器の一部である CsI 電磁カロリメータ開発・製作の共同研究に取り組んでいる。CsI 電磁カロリメータとは約 9000 本の CsI（Tl）結晶より成る測定器で、反応により生じた電子・光子のエネルギーを測定する。この CsI(Tl) 結晶の特性（放射線に対する耐性とエネルギー分解能）についての研究が本修士論文の内容である。研究内

容を以下に簡単にまとめる。

(1)CsI(Tl) 結晶の放射線耐性

KEKB ファクトリーは非常に高ルミノシティ（ビーム衝突確率）の実験であるため、カロリメータはバックグラウンドとして放射線損傷を受けるが、これに対して良い放射線耐性を持つ事が求められる。この放射線耐性の測定を、実機に使用される全ての製造元の結晶について行った。

(2)CsI カウンターのエネルギー分解能

カロリメータで測定する光子のエネルギーは広い範囲に及び、その大半が低エネルギーであるため、特に低いエネルギー領域での良いエネルギー分解能が求められる。この低いエネルギー領域に対応した光子ビームを用いて、カロリメータのプロトタイプのエネルギー分解能を測定するビームテストがロシアの BINP 研究所にて行なわれた。この実験結果を用いてエネルギー分解能についての解析を行った。

論文は六章から成り、第一章で CP の破れについて、第二章で KEKB ファクトリーについて、第三章で CsI 電磁カロリメータについて、第四章で CsI （Tl） 結晶の放射線耐性について、第五章で CsI （Tl） 結晶のエネルギー分解能について述べ、第六章で研究結果をまとめる。

第 1 章

CP violation

1.1 C、P、T、CP 変換とその破れ

自然界において様々な物理量の変換に対し物理は対称であると考えられてきた。しかし C 変換（荷電共役）、P 変換（空間反転）、T 変換（時間反転）、CP 変換（荷電共役と空間反転の組合せ）に対する物理は, ある相互作用においては対称性を保たないことが実験や理論により確かめられている。

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

表 1.1: C、P、T 変換と物理量

1.1.1 C 変換とその対称性の破れ

C 変換は粒子の電荷を逆符合に変えて、粒子を反粒子に反粒子を粒子に換える変換である。この変換における対称性の破れは 1956 年 Lederman らの非常に寿命の

長い K^0 中間子の発見により立証された [1]。これは C 保存の破れの証拠であった。また C の対称性は強い相互作用と電磁相互作用で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 100% 破れることが確認されている。

1.1.2 P 変換とその対称性の破れ

P 変換は、空間位置を反転させる変換である。1956 年 Lee と Yang らによって、K 中間子の崩壊の弱い相互作用における P 不変性の保存が証明されていないことが指摘された [2]。この指摘を確認する実験が行なわれた結果、弱い相互作用では P 不変性は破れていることが分かった。

強い相互作用と電磁相互作用におては、P 不変性は成り立つと考えられている。

1.1.3 T 変換とその対称性の破れ

T 変換とは時間を反転する変換である。強い相互作用と電磁相互作用においては保存される。弱い相互作用における T 不変性の破れの実験的な証拠はない。

1.1.4 CP 変換とその対称性の破れ

CP 変換とは C 変換と P 変換を組み合わせた変換である。CP 不変性の破れは 1964 年 Christenson らにより K^0-$\bar{K}^0$ 系にて発見された（後の節参照）[3]。この発見の後、1973 年小林・益川により、CP の破れは、クォークに少なくとも 6 つの flavor があり、その flavor 間の混合（クォークが異る flavor を持つものに変換すること）が起こるなら必然的に説明できる、と証明された [4]。またその後、Carter と三田により、CP の破れが B 中間子のある崩壊過程において見えることが小林・益川モデルで示される、と指摘された [5]。

以下、K 中間子系での CP の破れ、小林・益川理論、B 中間子系での CP の破れ、KEKB での CP の破れの観測、について順に述べていく。

1.2 K 中間子系における CP の破れ

1.2.1 非直接的 CP の破れ

中性K 中間子、K^0-$\bar{K}^0$ 系での破れを考える。

K^0 と $\bar{K}^0$ はお互いに Strangeness が異り、それぞれ $S = 1, -1$ の固有値を持つ。弱い相互作用ではこの Strangeness は保存されず K^0 と $\bar{K}^0$ の混合が起こる。この K^0 と $\bar{K}^0$ の崩壊には、二つの π への崩壊過程（CP の固有値： 1）と、三つの π への崩壊過程（CP の固有値： -1）がある。

$$K_0 \to \pi\pi \tag{1.1}$$

$$K_0 \to \pi\pi\pi \tag{1.2}$$

ここで $CP|K^0> \equiv |\bar{K}^0>$ とすると、次の二つの初期状態 $|K_1>$、$|K_2>$ の定義に対し、それぞれ CP の固有値が $+1$ と -1 に決まる。

$$|K_1> \equiv \frac{|K^0> + |\bar{K}^0>}{\sqrt{2}}, CP|K_1> \equiv |K_1> \tag{1.3}$$

$$|K_2> \equiv \frac{|K^0> - |\bar{K}^0>}{\sqrt{2}}, CP|K_2> \equiv -|K_2> \tag{1.4}$$

これに対して、もし CP が保存すればそれぞれの CP 固有値より、

$$K_1 \to \pi\pi, (\text{平均寿命} \sim 0.89 \times 10^{-10} sec) \tag{1.5}$$

$$K_2 \to \pi\pi\pi, (\text{平均寿命} \sim 5.17 \times 10^{-8} sec) \tag{1.6}$$

となるはずだが、K_2 のうちその約 1/300 が二つの π に崩壊することが観測された（1964 年 Christenson による）。これは K_2 のうちのある割合（これを ϵ とする）が K_1 に変換して両者が混合したこと、つまり CP が破られたことを示す。質量の固有状態 ${K_S}^0$（短寿命）と ${K_L}^0$（長寿命）は次のように定義される。

$$|K_S^0> \equiv \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}}(|K_1> + \epsilon|K_2>) \tag{1.7}$$

$$|K_L^0> \equiv \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}}(|K_2> - \epsilon|K_1>) \tag{1.8}$$

これまでに実験で得られた混合の割合は $\epsilon = (2.268 \pm 0.023) \times 10^{-3}$ [6] である。

1.2.2 直接的 CP の破れ

K_2(CP=-1) が直接 CP=1 の固有状態に崩壊した場合に観測される。今までに、$\eta_{+-} = \frac{A(K_L \to \pi^+\pi^-)}{A(K_S \to \pi^+\pi^-)}$ と $\eta_{00} = \frac{A(K_L \to \pi^0\pi^0)}{A(K_S \to \pi^0\pi^0)}$ が異る、という兆候がわずかにみられている [7] [8]。この直接的 CP の破れは標準模型で説明されるが、実際にどの位の大きさであるのかははっきりとは分かっていない。

1.3 小林・益川模型

小林・益川（KM）模型とは C クォークには少なくとも 6 つの flavor がある、という素粒子の模型である。弱い相互作用においては、クォークが他の世代のクォークへ遷移するクォークミキシングが起こる。クォークの W-bosson への結合定数のマトリックス V は次の様に表示される。このマトリックスは Cabibbo・小林・益川（CKM）行列と呼ばれ、Wolfenstein 表示 [9] では四つのパラメータで表示される。

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{cd} & V_{td} \\ V_{us} & V_{cs} & V_{ts} \\ V_{ub} & V_{cb} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + 0(\lambda^4) \tag{1.9}$$

実験により得られた各行列成分の値より、各パラメータの値は次のように得られている [10]。

$$\lambda = 0.221 \pm 0.002 \tag{1.10}$$

$$A = 0.798 \pm 0.082 \tag{1.11}$$

$$\sqrt{\rho^2 + \eta^2} = 0.33 \pm 0.068 \tag{1.12}$$

$\eta \neq 0$ であること、つまり CKM 行列に虚数の位相があることに CP の破れは起因する。ρ 、η の実験値は誤差が非常に大きい。

また CKM 行列はユニタリ行列であるので、

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \tag{1.13}$$

$$V_{us}V_{ud}^* + V_{cs}V_{cd}^* + V_{ts}V_{td}^* = 0 \tag{1.14}$$

$$V_{ub}V_{us}^{*} + V_{cb}V_{cs}^{*} + V_{tb}V_{ts}^{*} = 0 \tag{1.15}$$

という関係式が成り立つ。これらは複素数平面上での三角形を描くが、第2、3式に対応する三角形はその一辺が他に比べて小さいため、実際の測定は難しい。第一式の描く三角形は図 (1.1) のようになり、各内角は次式で与えられる。

$$\phi_1 = arg(\frac{V_{cd}V_{cb}^{*}}{V_{td}V_{tb}^{*}})、\ \phi_2 = arg(\frac{V_{ud}V_{ub}^{*}}{V_{td}V_{tb}^{*}})、\ \phi_3 = arg(\frac{V_{cd}V_{cb}^{*}}{V_{ud}V_{ub}^{*}}) \tag{1.16}$$

これらの辺や角度の大きさは B 中間子の適当な崩壊過程の観測より求めることが可能である（表 (1.2)[11]）。実際にこの三角形が閉じていること（$\phi_1+\phi_2+\phi_3=\pi$ が成立すること）が確認できれば、KM 模型が検証されることになる。各角の大きさは以下のような制限を受けると考えられている [12]。

$$\phi_1 : 5^\circ \sim 45^\circ, \phi_2 : 10^\circ \sim 150^\circ, \phi_3 : 20^\circ \sim 165^\circ \tag{1.17}$$

Processes	*Observables*
$B^0 \to J/\psi K_S^0$,$J/\psi K_L^0$ $B^0 \to J/\psi K^*$,χcK_S^0 $B^0 \to \acute{\psi} K_S^0$,...	sin ϕ_1
$B^0 \to \pi^+\pi^-$,$\rho^\pm\pi^\pm$, ...	sin ϕ_2
$B^0 \to D^0 K_S^0$,$B^\pm \to D^0 K^\pm$, ...	ϕ_3
$B \to D^*\ l\ \nu$	$\lvert V_{cb}\rvert$
Inclusive lepton $B \to \pi l\nu$ ..	$\lvert V_{ub}/V_{cb}\rvert$
$B \to \rho\gamma / B \to K^*\gamma$	$\lvert V_{td}/V_{ts}\rvert$

表 1.2: ユニタリ三角形の三角、三辺の B 中間子系における測定モード

次に B 中間子系での CP の破れと、上の三角形の三角の測定例について述べる。

1.4 B 中間子系における CP の破れ

1.4.1 B^0-$\bar{B}^0$ 混合における CP の破れ

B^0 と $\bar{B}^0$ は Bottom 数がそれぞれ $+1$ と -1 の中間子で、標準模型では高次の弱い相互作用において Bottom 数は 2 つ変わる。弱い相互作用における B^0 と $\bar{B}^0$ の混

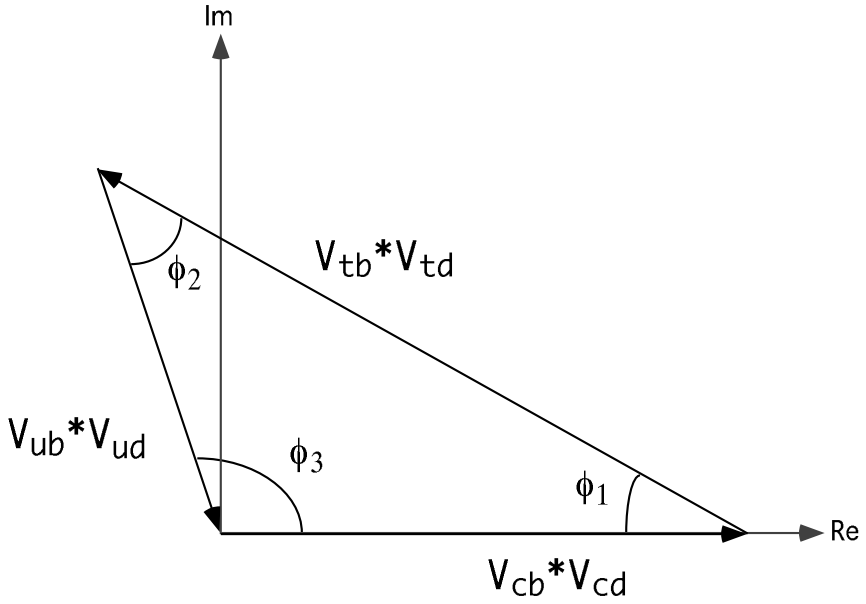

図 1.1: ユニタリー三角形

合について述べる。B^0 の寿命は 10^{-12}sec の大きさで固有値の比は小さいので、質量の固有状態 B_L、B_H を用いる。弱い相互作用の結果 $|B^0>$、$|\bar{B}^0>$ の状態が混じり合ってエネルギーの固有状態を作っているとする。

$$|B_L>=p|B^0>+q|\bar{B}^0>, mass=m_L, width=\Gamma_L \tag{1.18}$$

$$|B_H>=p|B^0>-q|\bar{B}^0>, mass=m_H, width=\Gamma_H \tag{1.19}$$

ハミルトニアンのエネルギー固有方程式は次のようになる。

$$\begin{pmatrix} M-\frac{i}{2}\Gamma & M_{12}-\frac{i}{2}\Gamma_{12} \\ M_{12}^*-\frac{i}{2}\Gamma_{12}^* & M-\frac{i}{2}\Gamma \end{pmatrix}\begin{pmatrix} p \\ \pm q \end{pmatrix}=(m_{L,H}-\frac{i}{2}\Gamma_{L,H})\begin{pmatrix} p \\ \pm q \end{pmatrix} \tag{1.20}$$

この方程式より、混合の大きさを示すパラメータ q/p は

$$\frac{q}{p}=\sqrt{\frac{M_{12}^*-\frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12}-\frac{i}{2}\Gamma_{12}}}=-\frac{2(M_{12}^*-\frac{i}{2}\Gamma_{12}^*)}{\Delta m-\frac{i}{2}\Delta\Gamma}, \Delta m=m_H-m_L, \Delta\Gamma=\Gamma_H-\Gamma_L \tag{1.21}$$

また、CP の破れの大きさのパラメータ $\tilde{\epsilon}$ を導入して質量の固有状態を次のように表すことが出来る。

$$|B_L>=\frac{1}{\sqrt{1+|\tilde{\epsilon}|^2}}(|B_1^0>+\tilde{\epsilon}|B_2^0>) \tag{1.22}$$

$$|B_H>=\frac{1}{\sqrt{1+|\tilde{\epsilon}|^2}}(|B_2^0>+\tilde{\epsilon}|B_1^0>) \tag{1.23}$$

ここで、

$$\frac{q}{p}=\frac{1-\tilde{\epsilon}}{1+\tilde{\epsilon}} \tag{1.24}$$

である。この $|q/p|$ が 1 であれば、混合が起こっていない、つまり CP が保存されていることを示す。

$$1-|\frac{q}{p}|\sim 2Re\tilde{\epsilon} \tag{1.25}$$

実際に CP の破れを観測するには、B^0-$\bar{B}^0$ 系でのセミレプトニック崩壊を観測すれば良い。B^0 と $\bar{B}^0$ はそれぞれ電荷の違うレプトンに崩壊するので、混合が起こっても B^0 と $\bar{B}^0$ の区別が出来るのである。

$$B^0\to l^+X \tag{1.26}$$

$$\bar{B}^0\to l^-X \tag{1.27}$$

これより次の値 A_{SL} が CP の非対称度を示す。

$$A_{SL} = \frac{\Gamma(\bar{B}^0(t) \to l^+X) - \Gamma(B^0(t) \to l^-X)}{\Gamma(\bar{B}^0(t) \to l^+X) + \Gamma(B^0(t) \to l^-X)} \tag{1.28}$$

状態 B^0(t) ($\bar{B}^0$(t)) は、時刻 t=0 に B^0 ($\bar{B}^0$) であったとする。これを時間に依存しない形に書き換えると、

$$A_{SL} = \frac{1 - |\frac{q}{p}|^4}{1 + |\frac{q}{p}|^4} \sim 4Re\tilde{\epsilon} \tag{1.29}$$

$|Re\tilde{\epsilon}| < 45 \times 10^{-3}$ という値が CLEO で実験的に得られている [13]。理論からもこの値 Re$\tilde{\epsilon}$ は 10^{-3} のオーダーで非常に小さく、標準模型での B^0 と $\bar{B}^0$ の混合における CP の破れは、K^0 と $\bar{K}^0$ の混合における CP の破れと同程度、小さいということが分かる。

このように B^0 と $\bar{B}^0$ の混合における CP の破れは非常に小さく、これを定量的に測定することは容易ではない。これに対し、中性の B 中間子の崩壊における CP の破れはやや大きく見えることが予言される。次にこの崩壊について述べる。以下では $|q/p| = 1$、$\Gamma_L = \Gamma_H$ と近似する。この場合、

$$\frac{q}{p} \approx \sqrt{\frac{M_{12}^*}{M_{12}}} \equiv e^{-2i\phi_M} = \begin{cases} e^{-2i\beta}(for B^0) \\ 1(for B_S^0) \end{cases} \tag{1.30}$$

となる。

1.4.2 中性 B 中間子の崩壊における CP の破れ

時刻 time = 0 に B^0 であったものが、時刻 time = t には B^0 と $\bar{B}^0$ の混合状態になる。

$$|B^0(t)> = e^{-i\bar{m}t}e^{-\frac{\Gamma}{2}t}cos(\frac{\Delta mt}{2})|B^0> + ie^{-2i\phi_M}sin(\frac{\Delta mt}{2})|\bar{B}^0> \tag{1.31}$$

$\bar{m} = (m_H + m_L)/2$ である。ここで混合により生じた B^0 と $\bar{B}^0$ が、さらに共通の終状態にそれぞれ確率振幅 A、$\bar{A}$ で崩壊すると仮定する。f は CP の固有状態とする。時間依存を持った崩壊確率は

$$\Gamma(B^0(t) \to f) = e^{-\Gamma t}|A|^2[cos^2(\frac{\Delta mt}{2}) + |\frac{\bar{A}}{A}|^2 sin^2(\frac{\Delta mt}{2}) - Im(e^{-2i\phi_M}\bar{A}/A)sin(\Delta mt)] \tag{1.32}$$

$$\Gamma(\bar{B}^0(t) \to f) = e^{-\Gamma t}|A|^2[|\frac{\bar{A}}{A}|^2 cos^2(\frac{\Delta mt}{2}) + sin^2(\frac{\Delta mt}{2}) + Im(e^{-2i\phi_M}\bar{A}/A)sin(\Delta mt)] \tag{1.33}$$

f が CP の固有状態であれば、CP の破れは $\Gamma(t) = \Gamma(B^0(t) \to f), \bar{\Gamma}(t) = \Gamma(\bar{B}^0(t) \to f)$ が $\Gamma(t) \neq \bar{\Gamma}(t)$ となることにより分かる。CP の非対称度は

$$A_{sym}(t) = \frac{\Gamma(t) - \bar{\Gamma}(t)}{\Gamma(t) + \bar{\Gamma}(t)} = \frac{(1 - |\bar{A}/A|^2)cos(\delta mt) - 2Im(e^{-2i\phi_M}\bar{A}/A)sin(\delta mt)}{1 + |\bar{A}/A|^2} \tag{1.34}$$

となる。

次に CKM 行列の位相（ϕ_1、ϕ_2）の測定について考える。

1.5 ユニタリー三角形の角度の測定

1.5.1 ϕ_1、ϕ_2 の測定

ここでは $|\bar{A}| = |A|$ で崩壊が（主に）弱い相互作用により媒介される場合を考える。この場合

$$A = |A|exp(i\phi_f)exp(i\delta) \tag{1.35}$$

$$\bar{A} = \pm|\bar{A}|exp(-i\phi_f)exp(i\delta) \tag{1.36}$$

となる。ϕ_f は弱い相互作用による CP の破れに関係した位相で、δ は強い相互作用により起こる終状態の散乱による位相のずれを表す。CP の非対称度は

$$A_{sym} = \pm sin2(\phi_M + \phi_f)sin(\Delta mt) \tag{1.37}$$

時間積分すると、

$$A_{sym} = \pm(\frac{\Delta m/\Gamma}{1 + (\Delta m/\Gamma)^2})sin2(\phi_M + \phi_f) \tag{1.38}$$

符合は CP の固有値を示す。式から分かるように、これらの非対称度から強い相互作用による影響なしで CKM 行列の位相が求められる。

（1） ϕ_1 の測定

$B^0 \to \psi K_S$ (f=ψK_s) の崩壊 (gold plated model と呼ばれる) を用いるのが最も適当である。崩壊の分岐比は $4 \sim 5 \times 10^{-4}$ である [17]。この崩壊にはペンギンダイアグラムからの寄与があるが、この場合の寄与は無視できて、理論に影響は殆んどない。この場合 $\phi_M = \phi_1, \phi_f = Arg(V_{cb}^* V_{cs}), CP$の固有値 $= -1$ であり、次の非対称度より求められる。

$$A_{sym}(B^0 \to \psi K_S : t) = -\sin 2\phi_1 sin(\Delta m t) \tag{1.39}$$

KEKB では $\delta(sin2\phi_1) \sim 0.08$ の測定が可能だと考えられている [14]。

(2) ϕ_2 の測定

$B^0 \to \pi^+ \pi^-$ (f=$\pi^+ \pi^-$) の崩壊を用いる。崩壊の分岐比は約 1.3×10^{-5} である [17]。この場合、$B^0 \to \pi^+ \pi^-$ 崩壊へのペンギンダイアグラムの寄与が問題になる。この寄与は終状態のアイソスピンの情報より取り除くことができる。しかしそのためには $B^0 \to \pi^0 \pi^0$ $B^\pm$ や $\to \pi^\pm \pi^0$ などの崩壊も同時に測定しなければならない。この場合 $\phi_f = Arg(V_{ub}^* V_{ud}) = \phi_2, CP$の固有値 $= 1$ であり, 角度 ϕ_2 は次の非対称度より得られる。

$$A_{sym}(B^0 \to \pi^+\pi^- : t) = -\sin 2\phi_2 sin(\Delta m t) \tag{1.40}$$

KEKB では $\delta(sin2\phi_2) \sim 0.17$ の測定が可能だと考えられている [14]。

1.5.2 ϕ_3 の測定

この節では CKM 行列の位相、ϕ_3 の測定について、荷電 B 中間子の崩壊において考える。これまでは時間変化に依存した崩壊確率における CP の非対称度についてみてきたが、粒子・反粒子混合によらず、時間に依存しない崩壊確率における CP の破れについて述べる。

次の四つの崩壊の確率振幅を考える。

$$B^+ \to D^0 K^+ : A_D = |A_D| e^{i\delta} e^{i\phi} \tag{1.41}$$

$$B^+ \to \bar{D}^0 K^+ : A_{\bar{D}} = |A_{\bar{D}}| e^{i\bar{\delta}} e^{i\bar{\phi}} \tag{1.42}$$

$$B^- \to \bar{D}^0 K^- : \bar{A}_{\bar{D}} = |A_D| e^{i\delta} e^{-i\phi} \tag{1.43}$$

$$B^- \to D^0 K^- : \bar{A}_D = |A_{\bar{D}}| e^{i\bar{\delta}} e^{-i\bar{\phi}} \tag{1.44}$$

(1.41) 式と (1.43) 式、(1.42) 式と (1.44) 式は CP 共役な過程で、確率振幅の絶対値は等しい。δ、$\bar{\delta}$ は強い相互作用による終状態の散乱による位相のずれの大きさを示し、CP 共役な過程では同じになっている。ϕ、$\bar{\phi}$ は弱い相互作用による CP の破れに関係した位相で、CP 共役な過程では符合が異っている。
$CP = -1$ の中性 D 中間子、D_2 について、$B^\pm \to D_2 K^\pm$ の崩壊を考える。

$$|D_2> = \frac{1}{\sqrt{2}}(|D_0> + e^{i\theta}|\bar{D}^0> \tag{1.45}$$

$$e^{i\theta} = V_{cs}^* V_{us} / V_{cs} V_{us}^* \tag{1.46}$$

$B^\pm \to D_2 K^\pm$ の崩壊の確率振幅は

$$A_{D_2}(B^+ \to D_2 K^+) = \frac{1}{\sqrt{2}}(A_D + e^{-i\theta}\ A_{\bar{D}}) \tag{1.47}$$

$$\bar{A_{D_2}}(B^- \to D_2 K^-) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{A_D} + e^{-i\theta} \bar{A_{\bar{D}}}) \tag{1.48}$$

となり、これらの過程の崩壊確率の差は

$$|A_{D_2}|^2 - |\bar{A}_{D_2}|^2 \propto sin(\bar{\phi} - \phi - \theta) sin(\delta - \bar{\delta}) \tag{1.49}$$

となる。式より、CP の破れは強い相互作用による位相のずれ $\delta - \bar{\delta}$ によって観測出来ることが分かる。(1.41)、(1.42)、(1.47) の過程での確率振幅は (1.47) の関係より図 (1.2)(A) のような三角形を複素平面で形成する。それぞれの確率振幅より角度 $\bar{\phi} - \phi - \theta + \bar{\delta} - \delta$ が求められる。B^- についても同様に (1.43)、(1.44)、(1.48) の過程より図 (1.2)(B) の三角形が描けて、$\bar{\phi} - \phi - \theta - \bar{\delta} + \delta$ が得られて、これより $\bar{\phi} - \phi - \theta$ と $\bar{\delta} - \delta$ が符合の不定性を除いて求められる。

$$\phi = arg(V_{ub}^* V_{cs}), \bar{\phi} = arg(V_{cb}^* V_{us}) \tag{1.50}$$

であり、これと $V_{us}^* V_{cs} \simeq -V_{ud}^* V_{cd}$ から ϕ_3 が得られる。

$$\bar{\phi} - \phi - \theta \simeq arg(-\frac{V_{cd}^* V_{cd}}{V_{ub}^* V_{ud}}) = -\phi_3 \tag{1.51}$$

KEKB では $\delta(\phi_3) \sim 15^\circ$ 程度の測定が可能だと考えられている [14]。

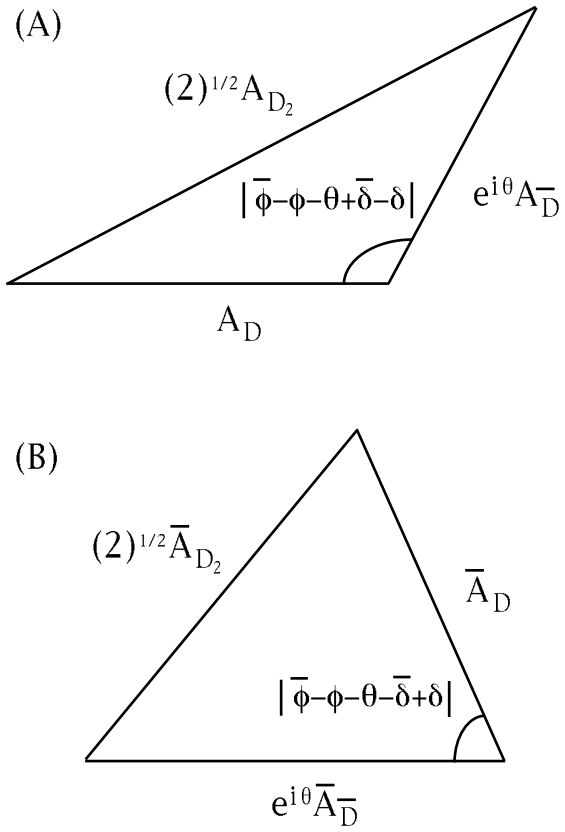

図 1.2: $B^{\pm}\to DK^{\pm}$ に関する確率振幅のつくる三角形

1.6 KEKB ファクトリーでの測定

KEKB ファクトリーの目的は B 中間子系における直接的、間接的な CP の破れを観測することにある。この CP の非対称度の測定からはユニタリ三角形の各角度、辺の大きさが求められ、小林・益川理論の検証を行なうことが出来る。CP の破れは、K 中間子、D 中間子、B 中間子の崩壊過程で予想されるのだが、その見える割合は表 (1.3)[15] のように、K 中間子、D 中間子系に比べて B 中間子系では大きく見えるのである。

Quark	*Meson*	*Ratio of CP violation*
s	K	2×10^{-3}
c	D	10^{-4}
b	B	0.05

表 1.3: CP の破れの割合

実際の測定においては、非直接的な CP の破れの観測で測定する CP の非対称度の値は式 (1.34) に示されるような関数なので、時間積分によりゼロになってしまう。そのために実験では B 中間子が崩壊までに走った距離より時間情報を得る。この距離を出来る限り大きくし、測定可能な大きさにしなければならない。

また B 中間子が CP 非対称度の測定に使える終状態に崩壊する確率は、非常に低いので（$10^{-4} \sim 10^{-5}$）、非常に大量の B 中間子対が必要である。

実際にこれらの課題を、KEKB の実験施設がどのように満たすのか次章で述べる。

第 2 章

KEKB ファクトリー

2.1 B ファクトリー実験

前章で述べたように、B 中間子と $\bar{B}$ 中間子の崩壊を詳しく比較することは、CP の破れを観測し小林・益川理論を検証するうえで非常に重要である。このために高エネルギー研究所 (KEK) にて、大強度の電子、陽電子ビームを衝突させて大量の B 中間子を生成、検出し、CP の破れの観測と小林・益川理論の検証を行なう加速器実験施設が建設中である。つくり出される B 中間子が非常に大量であるため、この実験施設を B ファクトリー（1994 年 4 月より建設開始）と呼び、加速器は KEKB 加速器と呼ばれる。また衝突により起こる数々の物理的事象は、BELLE 測定器により測定される。

2.2 KEKB 加速器

2.2.1 加速器への要請

前章で述べたように、CP の破れの観測のために、KEKB 加速器は次の二点を実現しなければならない。

（1） B 中間子と $\bar{B}$ 中間子の崩壊点位置の差を、測定可能な時間情報として与えるため、電子 8.0GeV、陽電子 3.5GeV の非対称エネルギーで衝突させる

非直接的に観測される CP の破れは前章の式 (1.34) に与えるような関数をしており、時間積分によりゼロになってしまう。従って崩壊までに粒子の走った距離より時間情報を得る必要がある。この距離を出来る限り大きくするため、非対称なエネ

ルギーで電子と陽電子を衝突させてローレンツ・ブーストにより実験室系における B 中間子の寿命を伸ばす。また、B 中間子を発生させるためには、$b\,quark$–$\bar{b}\,quark$ の共鳴状態である $\Upsilon(4s)$ をつくり出す。$\Upsilon(4s)$ はほぼ 100% の割合で B、$\bar{B}$ のペアに崩壊するからである。この $\Upsilon(4s)$ の共鳴ピークは衝突エネルギー 10.58GeV に対応する。KEKB 加速器では電子を 8.0GeV に、陽電子を 3.5GeV で衝突させ、重心系で $10.58GeV$ のエネルギーを得る。

（2）大量の B 中間子を発生させるため、高ルミノシティを持つ

B 中間子が、CP 非対称度の測定に使える終状態に崩壊する確率は非常に低いので（$10^{-4} \sim 10^{-5}$）、大量の B 中間子対が必要である（約 10^8 個）。このため加速器には非常に大きな値のルミノシティ（ビーム衝突確率）が求められる。KEKB での目標ルミノシティは $10^{34}cm^{-2}s^{-1}$ である。KEK におけるトリスタン実験でのルミノシティは $4\times10^{31}cm^{-2}s^{-1}$、また現在世界で最大のルミノシティ値をもつ CESR においてもその値は $2\times10^{32}cm^{-2}s^{-1}$ なのである。これらの値と比較すると、KEK での目標値がいかに高い値であるか分かる。

2.2.2 KEKB 加速器の全体像

図 (2.1) に加速器の全体像を示す。線形加速器で 8.0GeV と 3.5GeV に加速された電子と陽電子を主リングに入射し、逆方向にリング上を走らせた後、衝突させる。加速リングは直径約 1km、周長 3km に及び、トリスタン実験で用いられたトンネル内に電子用、陽電子用の二つを並べる。目標ルミノシティを実現するために、この加速リングには 60cm 間隔で 5000 個ものバンチが蓄積される。

2.3 BELLE 測定器

2.3.1 BELLE 測定器への要請

BELLE 測定器では、電子・陽電子の衝突により生じる非常に多岐にわたった物理事象を測定する。CP の破れの観測のために、測定器には以下の点が求められる。

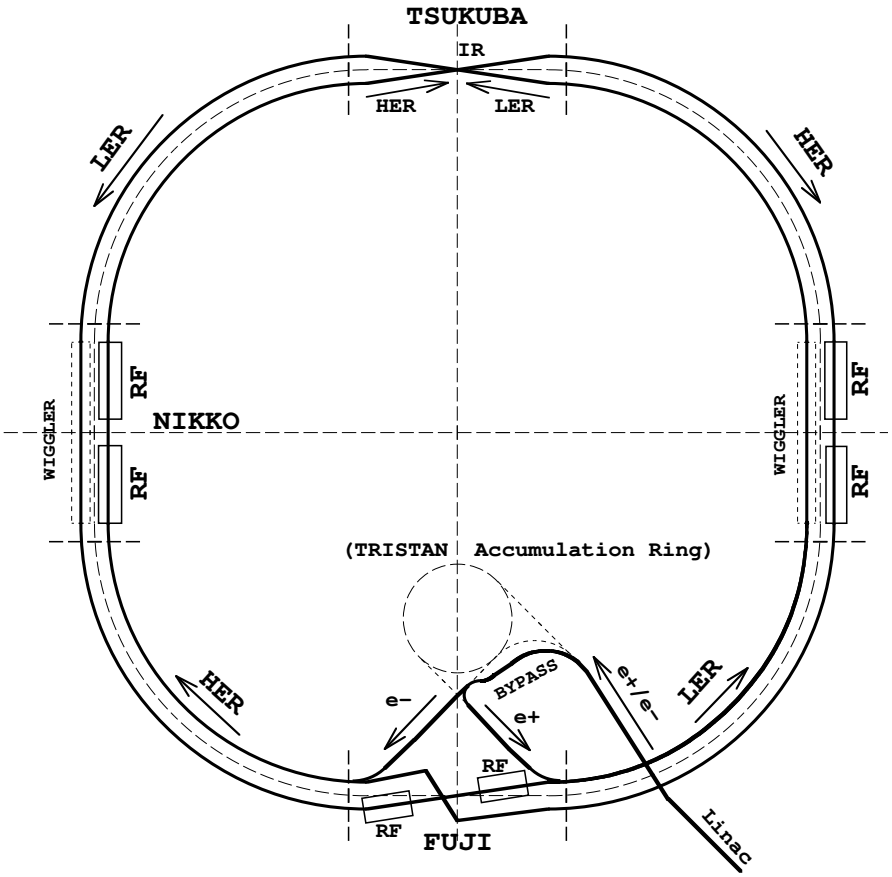

図 2.1: KEKB 加速器の全景

（1） B 中間子と $\bar{B}$ 中間子の崩壊点を、充分よい精度で測定すること

KEKB の場合、B 中間子がその平均寿命の間に走る距離は約 150μm なので、これよりも充分小さな位置分解能が崩壊点の測定には求められる。

（2）反応により生じる様々な終状態粒子の測定と識別

特定の終状態を正確に再構成するために、粒子の運動量、エネルギー、位置を現在の測定技術で可能な限り良い分解能で測定するとともに、終状態に含まれる粒子（e、μ、π、K、P、γ）をそのエネルギーが 4GeV に至る領域まで識別しなければならない。

（3）大量のデータを高速で収集・処理・蓄積すること

B ファクトリーは高ルミノシティの実験であり、10Hz 程度の頻度で B 中間子・$\bar{B}$ 中間子対がつくり出される。この他、b クォーク以外のクォーク対生成による多重ハドロン事象、μ 粒子・τ 粒子対生成などを含め、解析の対象となる事象は合計 100Hz に達する。これらの事象のデータを滞りなく収集・処理・蓄積する一方、加速器が大電流で運転されるために生じるバックグラウンド事象を効率的に排除しなければならない。

2.3.2 BELLE 測定器の全体像

図 (2.2)、(2.3) に BELLE 測定器の全体像を示す。測定器各部が粒子の識別、測定の働きを分担する。

本実験では発生粒子のエネルギーが小さいので、測定器による影響を最小にするために、測定器の物質量は出来る限り小さく抑えられる。また KLM 以外の測定器各部はソレノイド マグネットの作る 1.5 Tesla の磁場内に置かれ、その全体を鉄の吸収体に覆われている。測定器各部のパラメータを表 (2.2)[16] に示す。

次に各測定器部分、について説明をしていく [16] [17]。

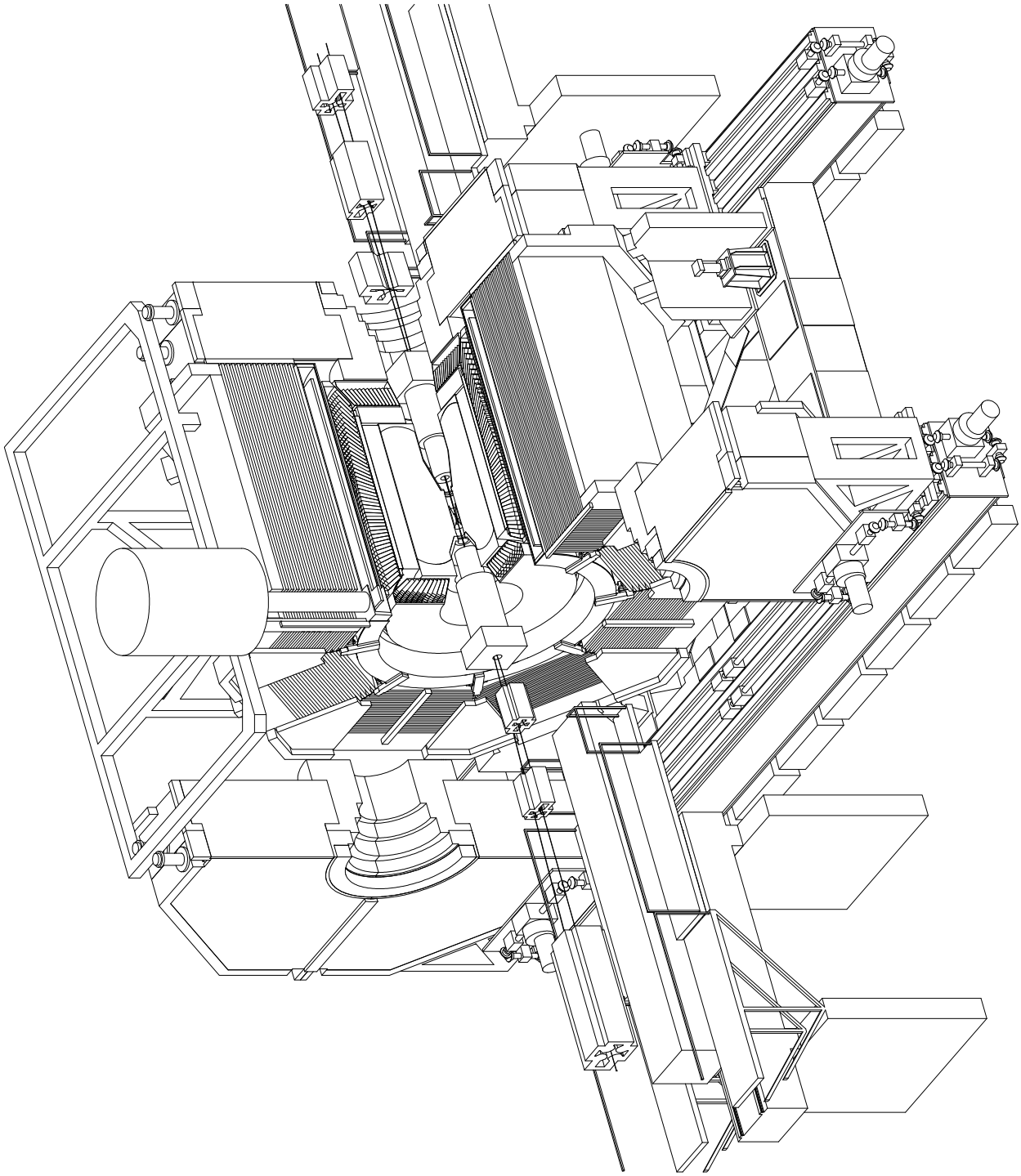

図 2.2: BELLE 測定器の全体像

測定器各部	その主な役割
SVD	B 中間子崩壊点の測定
CDC	磁場中荷電粒子の飛跡の測定
ACC,TOF	粒子識別装置
CsI	中性粒子のエネルギー測定
KLM	K_L,μ 粒子の検出

表 2.1: 測定器各部の働き

2.3.3 粒子崩壊点測定器 (SVD)

B 中間子の生成点と崩壊点を区別してその距離を測定する高性能の反応点測定器である。KEKB で作られる B 中間子は、崩壊までに約 150 μm 走る。これに対し SVD では B メソンの崩壊点を 80μm の精度で測定可能である。非常に短い距離を精度よく測定する測定器であるため、出来る限り反応点（ビームパイプ内）に近付けて設置される。全 4 層ある各層は 2 枚のシリコン板からなり、この厚さ 300μm のシリコン板の上下面上に 25μm 間隔で幅 6μm の電極が取り付けられている（シリコンストリップ検出器）。この上下面の電極に逆バイアスをかけ、電極間を荷電粒子が通過する際生じる電子とホールのペアを各電極に集め信号として読みだし、飛跡を測定する。

2.3.4 荷電粒子検出器 (CDC)

荷電粒子が磁場中で描く飛跡の測定により、粒子の運動量を測定する。目標とされる運動量分解能は P_t≥100MeV/c に対し σ_{P_t}/P_t〜$0.5\sqrt{1+(P_t)^2}\%$ である。CDC の構造は、ガス（He:50%,C_2H_6:50%）中に電極を張られたドリフトチェンバーである。測定器による物質への影響（多重散乱など）を極力小さくするために、このガスやワイヤー（陽極ワイヤー：金メッキタングステン、直径 30μm、陰極ワイヤー：アルミニウム合金、直径 120μm）の物質量は小さくおさえられている。この陽極ワイヤーに正電圧をかけて、荷電粒子が通過する際ガス粒子との反応で生じる電子を集め信号として読み出す。CDC には約 40 層の陽極ワイヤーが張られ、各々の陽極ワイヤーは陰極ワイヤーで囲まれセルを形成する。位置分解能は 130μm である。また運動量 1GeV/c の荷電粒子の運動量を 0.5% の精度で測定する。さらにガス中での電離による荷電粒子のエネルギー損失を測ることで荷電粒子の識別を行う。

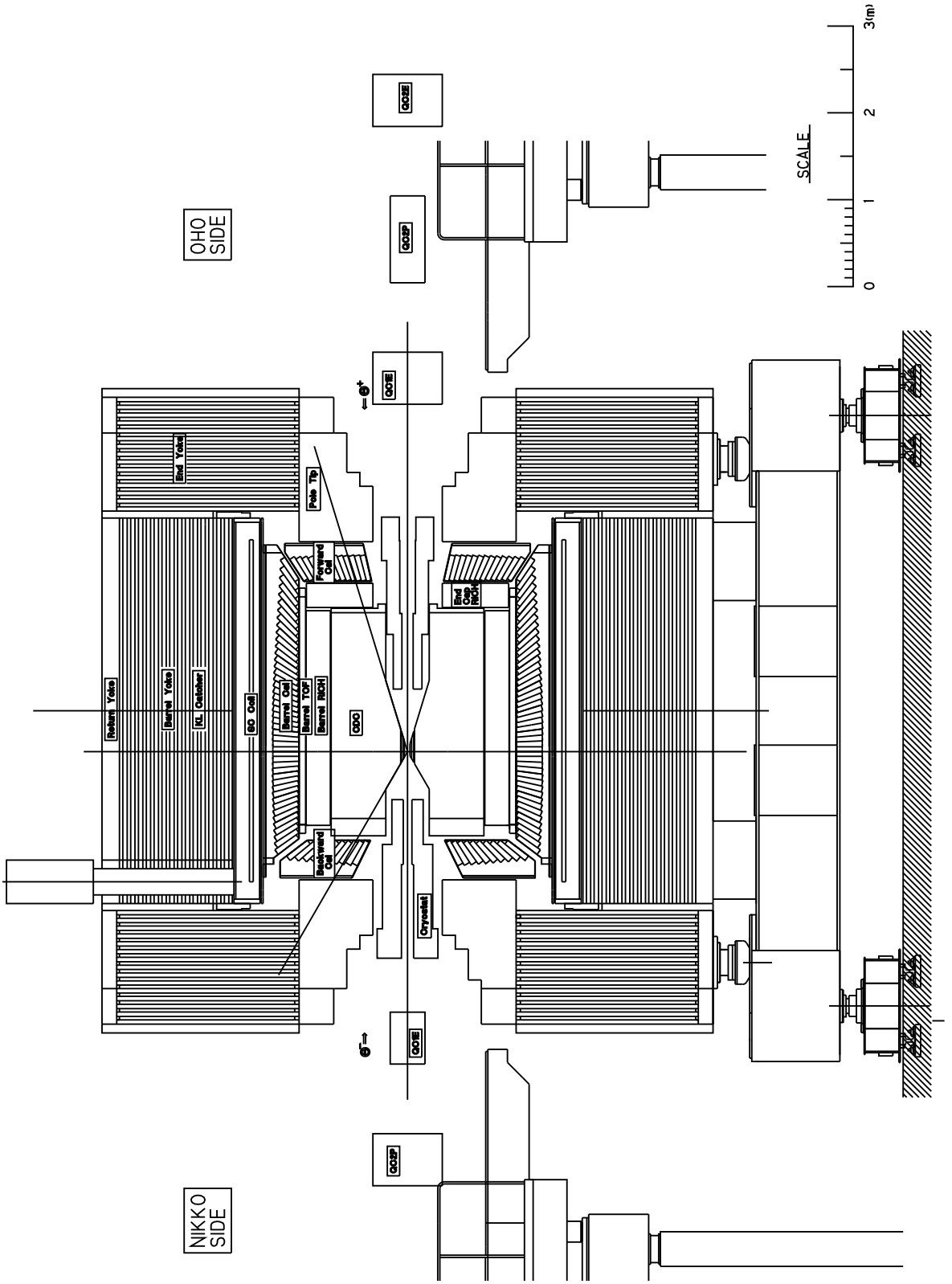

図 2.3: BELLE 測定器の側面図

2.3.5 粒子識別装置 (ACC、 TOF)

粒子識別、特に π 中間子と K 中間子の識別を目的とする装置である。ACC、TOF では粒子の速度を測定し、CDC で得られた運動量と合わせて粒子の質量を求める。ACC はチェレンコフ検出器である。荷電粒子が物質中をその物質中での光の伝搬速度を越えて通過する際生じるチェレンコフ光を検出し、粒子の速度を測定する。ラディエーター物質には非常に屈折率の小さい (〜 1.01 〜) エアロジェルが用いられるため、およそ運動量 4GeV/c まで π 中間子と K 中間子の識別が出来る。

より低運動量 ($< 1.2GeV/c$) 粒子の識別には TOF （飛行時間差測定器）が適用される。厚さ 5cm、長さ 300cm のプラスチックシンチレーターを用い、反応からの時間差を測る。1.2m の飛行距離に対して、100ps の精度をもつ。また信号はトリガーにも用いられる。

2.3.6 電磁カロリメータ (ECL)

電子、光子のエネルギーを測定する。π^0 の崩壊から生じる光子のエネルギーは約 20MeV 〜 4GeV に及ぶ。また、電子・陽電子の弾性散乱（Bhabha 散乱）においては、電子は最大 8GeV のエネルギーを持つ。このような光子・電子の広いエネルギー領域に対応した測定器である。良いエネルギー分解能を得るためにシンチレーターとして CsI （Tl） 結晶を用いる。

奈良女子大学高エネルギー物理学研究室は、KEKB ファクトリーに参加しており、この CsI 電磁カロリメータの開発・製作の共同研究に取り組んでいる。この電磁カロリメータについては後章で詳しく説明する。

2.3.7 K_L,μ 粒子検出器 (K_L,μ)

物質との相互作用を起こしにくい中性 K 中間子 (K_L) と μ 粒子を検出する。これらは反応を起こしにくい粒子であるため、その検出器は最も外側におかれる。
K_L 粒子は、厚さ 5cm の鉄の吸収板（14 層）と厚さ 4cm のカウンター（14 or 15 層）が互いに重なった構造の検出器の比較的内側で、鉄と反応を起こして検出される。μ 粒子は貫通力が高いため、外側にまで貫く飛跡として観測される。

2.3.8 トリガー、データ収集

（1）トリガー

B 中間子生成をはじめ、多重ハドロン事象では充分な運動量（200MeV/c 以上）を持った荷電粒子が複数個生成されるので、SVD、CDC、TOF からの情報を用いてこのような特徴を満たす事象が発生したら、その事象のデータを取り込む。これを荷電飛跡トリガーと呼ぶ。
また、カロリメータの各カウンターで検出されたエネルギーの情報から Bhabha 散乱と多重ハドロン事象を区別し、前者によるトリガーレートを約 1/100 におさえると共に、後者のトリガーが来た場合にはその事象のデータを取り込む。B 中間子対生成事象を全て取った上でトリガーレートを 100Hz におさえる性能の達成を目標とする。

（2） データ収集

各検出器からの信号は数値化された後、VME を経て並列にイベントビルダーに送られ、そこで事象毎のデータとしてまとめられる。次にオンライン・コンピューター・ファームに送られ、事象の再構成が行なわれる。この段階で解析の対象とはされない事象のデータは破棄される。この後、データはオフライン・コンピューター・ファームに送られて磁気テープに蓄積される（図 (2.4)[17]）。

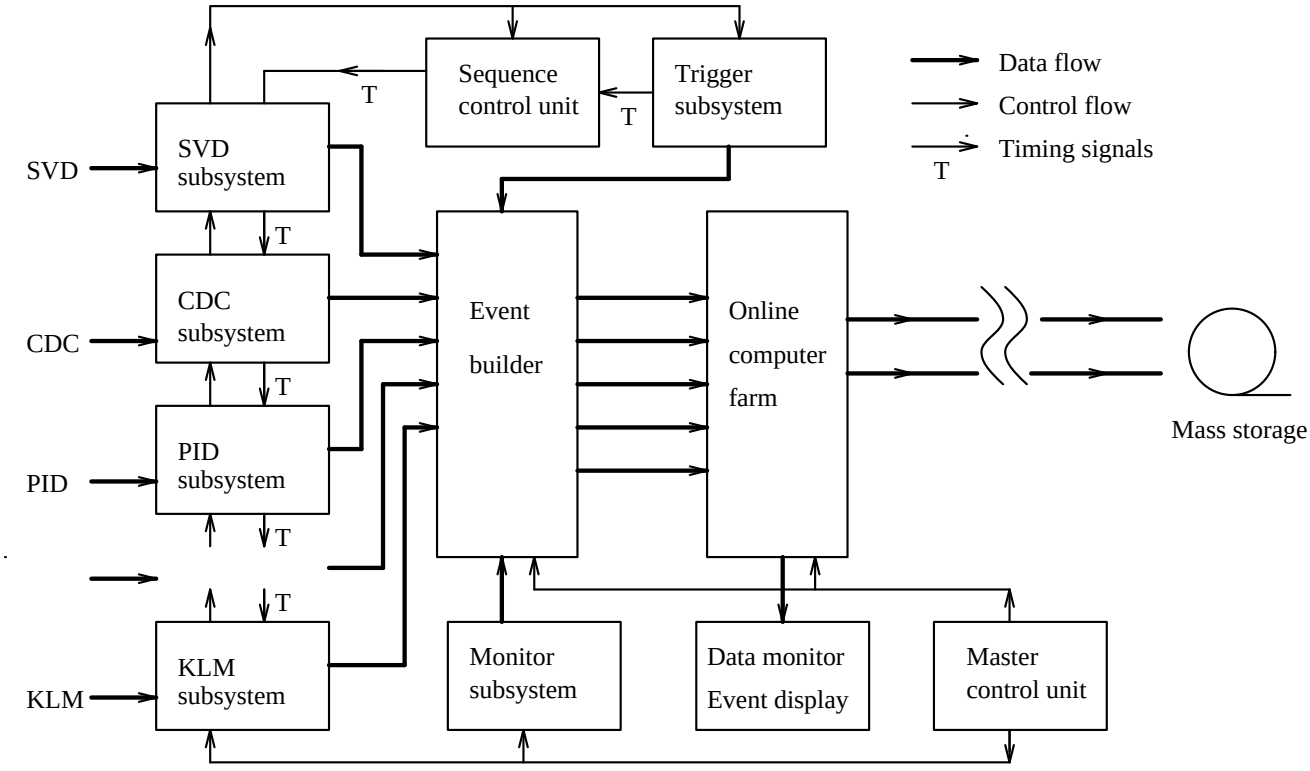

図 2.4: データ収集システム

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	$\sigma_{r\phi} \leq 10\mu$m 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 $\sigma_z = 200 \sim 1400\mu$m σ_{pt}/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

表 2.2: BELLE 測定器のパラメータ

第 3 章

CsI 電磁カロリメータ

3.1 測定器としての役割

CsI 電磁カロリメータの役割は光子・電子のエネルギーと入射位置の測定である。BELLE 実験において光子・電子のエネルギーは約 20MeV から 8GeV と高範囲に及ぶ。（B メソンの三体以上の崩壊で生じる π から放出される光子エネルギーは 20MeV から 200MeV 程度に分布する。一方、B メソンからの二体崩壊で放出される光子は最大 4GeV のエネルギーを持つ。Bhabha 散乱の場合のエネルギー値は約 8GeV となる。）B メソン崩壊により生じる光子のエネルギーはその大半が 500MeV 以下という、比較的低いエネルギーを持つ。このため、特に低いエネルギー範囲で良いエネルギー分解能が求められる。（目安としては、エネルギー数百 MeV 以上の光子に対し 2% 以下の分解能が求められる）

3.2 カロリメータの全体像

カロリメータはバレル部と前方・後方エンドキャップ部から成る。図 (3.1)[18] にその全体像を示す。カロリメータが覆うのは電子ビーム軸からの偏角で、17.0 ° から 150.0 ° の範囲である。総数 8736 本（総重量約 40 トン）の CsI カウンターがその縦方向を衝突点に向けて並べられる（図 (3.2)）。CsI カウンターを収める構造体は気密性を持ち、5% という低い湿度のなかに結晶を保つ。バレル部とエンドキャップ部の間にある空隙はケーブルの通路や測定器の支えのためである。

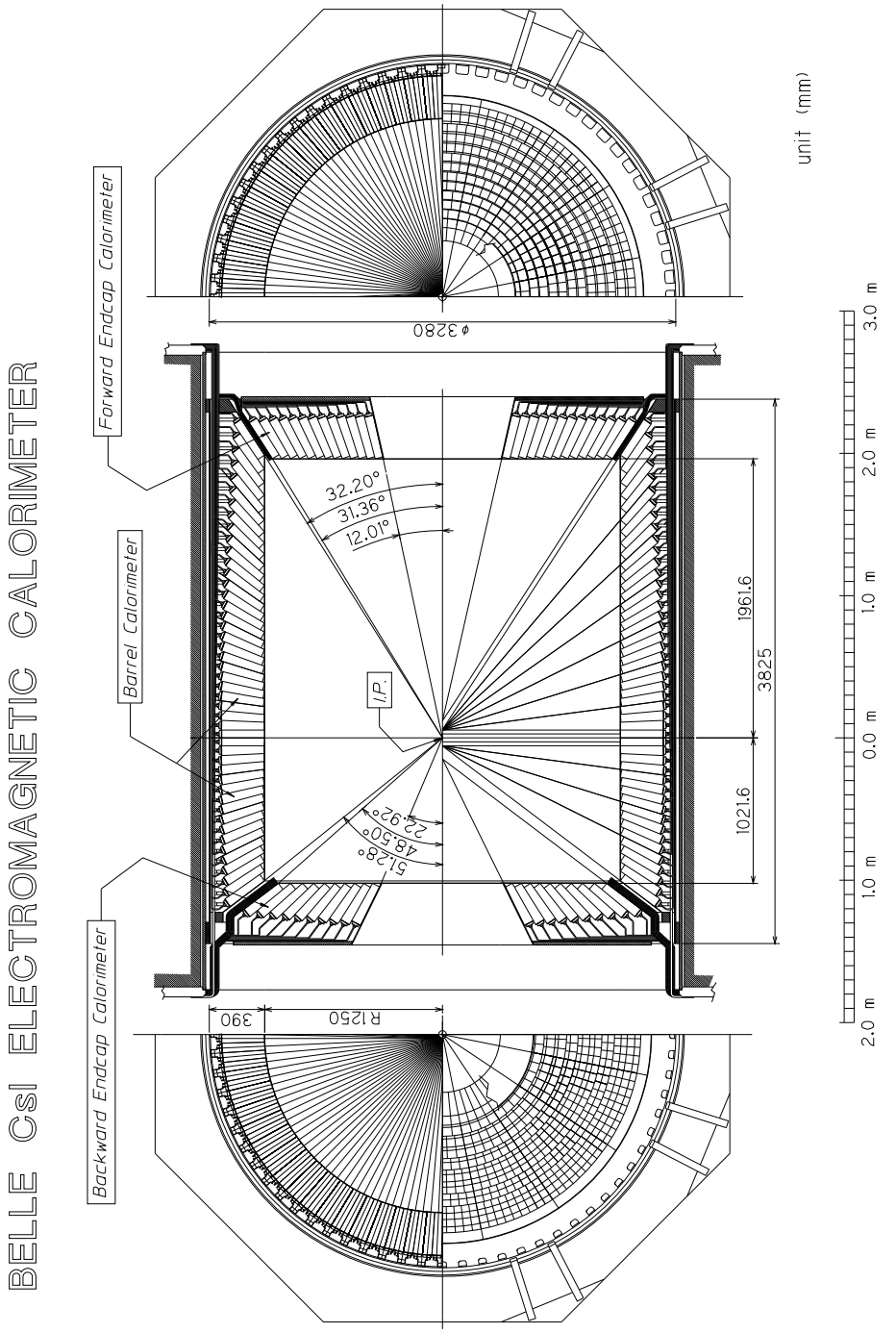

図 3.1: CsI 電磁カロリメータの全体像

	θ coverage	θ seg.	ϕ seg.	# of crystals
Forward Endcap	$12.4° - 31.4°$	13	48 – 144	1152
Barrel	$32.2° - 128.7°$	46	144	6624
Backward Endcap	$130.7° - 155.0°$	10	64 – 144	960

表 3.1: CsI 電磁カロリメータの大きさのパラメーター

3.3 CsI(Tl) 結晶

カロリメータに用いられるのは CsI(Tl) 結晶である。主な無機シンチレー n ターについて表 (3.2)[19] にその性質がまとめられている。CsI(Tl) 結晶は光量が大きいので、低いエネルギー領域での良いエネルギー分解能の達成に有利である。また結晶の放射線耐性についても、高ルミノシティ実験である BELLE 実験での使用に耐えられる性能のものが実験用に生産される。結晶の放射線耐性の測定については 4 章で詳しく述べる。

	NaI(Tl)	CsI	CsI(Na)	CsI(Tl)	BGO	BaF_2	CeF_3
Density(g/cm^3)	3.67	4.51	4.51	4.51	7.13	4.89	6.16
Rad.Length(cm)	2.59	1.85	1.85	1.85	1.11	2.06	1.68
Moliére Radius(cm)	5.1	3.8	3.8	3.8	2.3	3.4	2.6
Nuc.Int.Length(cm)	41.4	34.2	34.2	34.2	22.0	29.9	22.6
Refractive Index	1.85	1.80	1.80	1.80	2.15	1.50	1.62
Peak Emission(nm)	415	320	420	565	480	210/310	300/340
Decay time(ns)	230	10	630	1000	300	1/620	5/30
Light Output(%)	100	45	102	137	22	4/22	7
Hygroscopicity	strong	slight	weak	slight	no	no	no
Rad.Hardness(rad)	10^3	10^4	10^{3-4}	10^3	10^{4-5}	?	10^6
Approx.Cost($/cc)	1-2	3	2	2	7	3	-

表 3.2: 主な無機シンチレーターの性質

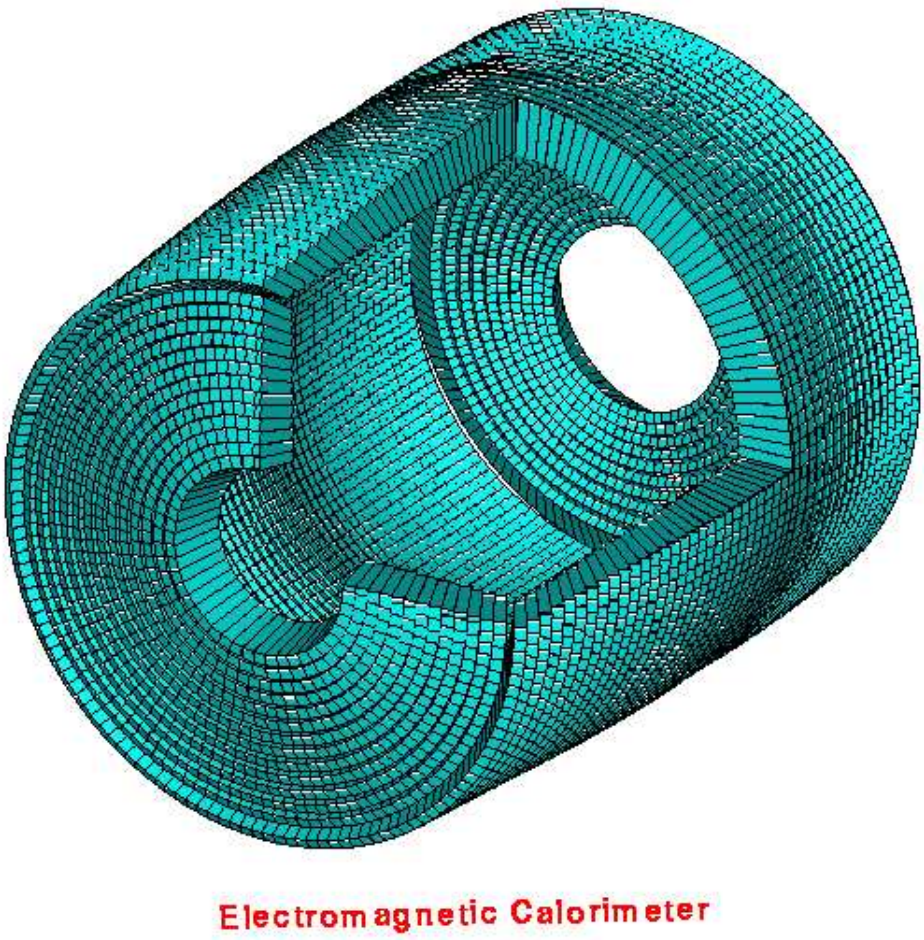

図 3.2: 約 9000 本の CsI(Tl) 結晶が並べられた様子

3.3.1 結晶の製造

カロリメータに用いるCsI(Tl)結晶の製造は、ロシア(Budker Institute of Nuclea Physics)、フランス(Crismatec社)、中国(Joint Crystal Collaboration Group)にて行なわれる。これら製造元とKEKの両方において、表(3.3)[18]にあげられた性質の検査が$C_s{}^{137}$ソース、PMT（光電子増倍管）を用いて行なわれている。

Average Light Output	more than 0.27 of reference crystal for all crystals,
	more than 0.29 for 90 % of total crystals.
Light Nonuniformity	less than 9% for all crystals,
	less than 7% for 90% of total crystals.
Size(A,B,H,a,b,h)	within +0 and -200μm from specified size.
Length	within $\pm$ 1 mm from specified length.

表 3.3: CsI (Tl) 結晶に求められる性能

3.3.2 CsI（Tl）結晶の大きさ

個々の結晶の断面のサイズはカロリメータ中の場所により少しずつ異るが、前面が$55\times55mm^2$、結晶内部からのシンチレーション光を読み出す後面が$65\times65mm^2$の四角錐台の形を持つ。このサイズは、結晶の中心に光子が飛び込んだ場合に、光子のエネルギーの約80%がその結晶中で捕らえられる、との要請より決められた。結晶の長さ(300mm)は数GeVの光子に対しエネルギー分解能が大きく悪化しない最小値が選ばれた。縦方向の長さが不十分だと、後方にシャワーが洩れてしまい、エネルギー分解能が悪化することが分かっている[20]。

3.3.3 CsIカウンターの構成

CsIカウンターの組み立て形態を図(3.3)[18]に示す。

個々の結晶はその後面を除いて、効率良い集光のため厚さ200μmの白色ゴアテックステフロンシートで包まれる。更にその上から厚さ25μmのアルミナイズドマイラーで包み、光と電気的ノイズを遮断する。

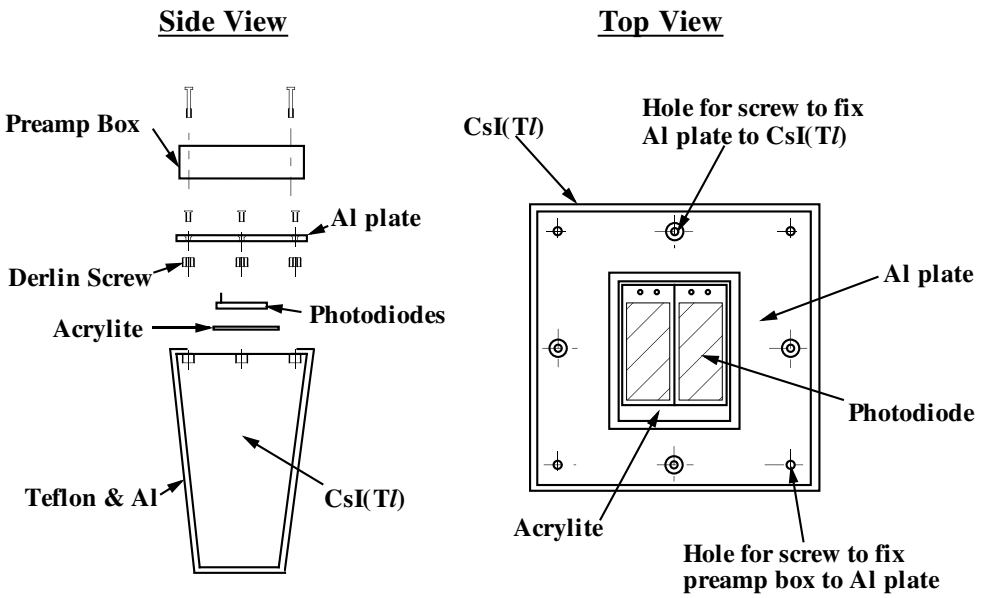

図 3.3: CsI(Tl) カウンターの組み立て形態

結晶からの信号の読みだしには、磁場中で使用可能なフォトダイオード（PD）を用いる。CsI(Tl) 結晶のシンチレーション光の波長は、PD の感度の高い領域に対応しているため、PD 読みだしにすることでカロリメータをソレノイドマグネット（1.5T の磁場をつくる）の内側に設置することが出来る。2 個の PD が厚さ 1mm のアクリル板を通して結晶の後面に接着される。アクリル板は PD のシリコンと結晶の熱膨張率の違いによる両者の剥離を防ぐ為である。接着剤は温度変動によく耐え得るものが用いられる。PD とアクリル板間には ECOBOND 24 エポキシ樹脂接着剤 (Grace Japan Co. 製)、アクリル板と結晶間には KE-109 シリコンラバー接着剤 (Shinetsu Chemical Co. 製) が用いられる。

PD からの信号はプレアンプで独立に増幅される。プレアンプはアルミの箱に入っていて、結晶後面にネジ止めされたアルミフレーム上にボルトで固定される。また結晶を包んだアルミナイズドマイラーをこのアルミ板の下に挟み込み、プレアンプのケースと電気的に接触させている。

3.3.4 エネルギー較正

CsI(Tl) 結晶一本毎の光量のバラツキを補正して、粒子の結晶中でのエネルギー損失に対し、すべての結晶が同じ値の信号を出すように補正することが必要である。このエネルギー較正は BELLE 測定器に組み込まれる前には宇宙線を用いて、組み込まれた後には Bhabha 散乱を用いて行なわれる。

組み込み前の検査に先立ち、広いエネルギー範囲 (1MeV−1.5GeV) に対して結晶中でのエネルギー損失と結晶からの信号値が線形の対応をする事が確認された [21]。表は用いたソースの一覧である。図 (3.4)[21] には 1MeV エネルギー損失あたりの電子とホールペア数がエネルギーの関数で示される（平均 5060 個 /MeV）。1MeV から 1.5GeV のエネルギー範囲にわたり、5% 以内で一致している。この結果を踏まえて、全 8816 本の結晶の光量測定が宇宙線を用いて今後進められる。

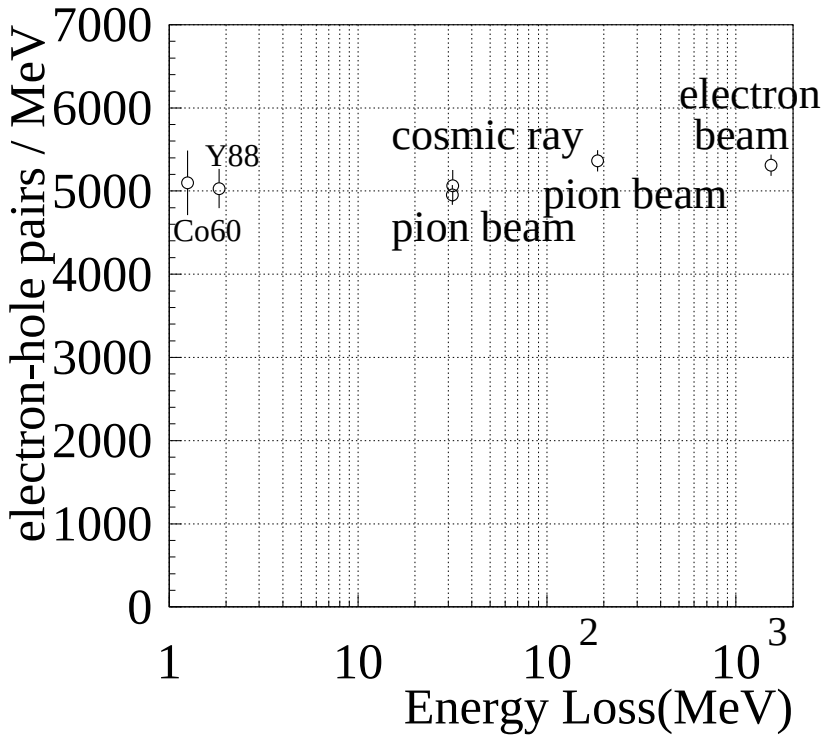

図 3.4: 1MeV あたりの平均 electron-hole 数

Particle	Source	Energy	Comments
γ	^{60}Co	1.253 MeV	combined peaks
γ	^{88}Y	1.836 MeV	
$\mu^{\pm}$	cosmic ray	31.7 MeV	
π^-	beam	31.5 MeV	non-interacting pion
π^-	beam	185.4 MeV	non-interacting pion
e^-	beam	1535.3 MeV	Most probable energy loss

表 3.4: 測定に用いたソース

3.4 読みだしのエレクトロニクス

3.4.1 全体の流れ

図 (3.5) [18] にその全体像を示す。結晶からの信号は 2 枚の PD で読み出され、その信号は独立にプレアンプで増幅される。プレアンプからの独立の出力はサミングモジュールで足し合わされた後、時定数の異る二つのシェーパーアンプへ送られる。時定数 1μsec のシェーパーアンプを通って波形を整形された信号はエネルギー測定のために、Q to T コンバーター（電荷を時間情報に変換する）を経て、FASTBUS-TDC によって数値化される。時定数 200nsec のシェーパーアンプを通った信号はトリガー回路へ送られる。

3.4.2 PD

結晶からの信号の読み出しには、磁場中でも測定可能な PD を用いる。表 (3.5) [18] に BELLE 測定器で用いられる PD(Hamamatsu S2744-08) の性能・仕様を示す。性能、放射線耐性の検査は KEK にて行なわれた。

3.4.3 プレアンプ

電荷積分型のプレアンプが CsI(Tl) カロリーメータ用に KEK にて開発された。低いエネルギー領域で特に影響の大きくなる電気的ノイズを如何に少なくするか、また長期にわたる性能維持、線形性の維持、という点が重視された。表 (3.6) [18] にプレアンプの性能を示す。
二枚の PD からの信号はアルミニウムケースでシールドされた 2 個のハイブリッド型プレアンプで完全に独立に増幅される。そのため、片方が壊れても、もう一方に

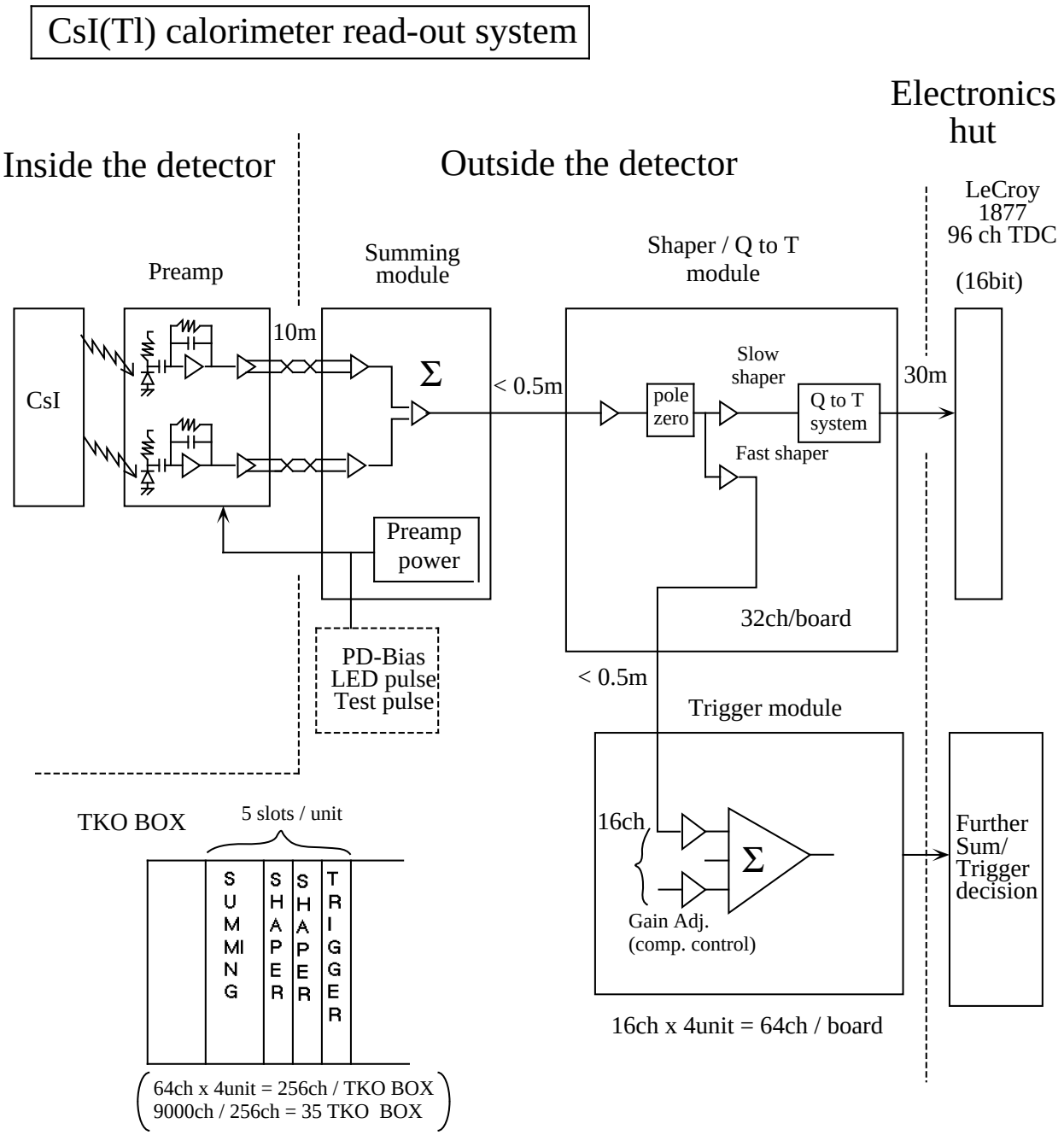

図 3.5: 読みだしエレクトロニクスの全体像

より信号の読みだしが出来る。これは長期間にわたる測定器運転中に信号を全く読み出せないカウンターが生じることを防ぐためである。

3.4.4 トリガー

カロリメータからのトリガー信号は、飛跡検出器からのトリガー信号とともにBELLE測定器全体のトリガーに用いられる。

カロリメータトリガーとして行なうのは、次の三点である。

(1) 多重ハドロンイベントを取る。(荷電粒子によるトリガーと独立に出るトリガーがないと相互チェック不可能)

このフィジックストリガーは、エネルギーデポジットが1MeVより大きく、さらにクラスターの数が4個以上、の場合に取られる。(エネルギーデポジットのあったカウンターをひとまとめにして、その和をエネルギー値として取るのだが、このひとまとめをクラスターと呼ぶ。)

(2)Bhabhaイベントを同定して1/100にカウントダウンする。

エネルギー値、クラスター数の情報を用いたトリガーによりBhabhaイベントを識別する。

(3) 宇宙線によるバックグラウンドを取り除く

フィジックストリガーのうち約43Hzが宇宙線によるトリガーである。このバックグラウンドによる影響を取り除くために、クラスター数の情報によるトリガーを用いる。これにより、宇宙線からのトリガーは約5Hzに減少する。

Sensitive Area	10×20 mm	
Thickness of Wafer	300 μm	
Applied Reverse Voltage	$\leq$ 70 V	
Capacitance	82.8 ± 0.7 ‡ pF	
Sensitivity(λ=560nm)	386 ± 6 ‡ mA/W	
Quantum efficiency(λ=560nm)	85.5 ± 1.4 ‡ %	
temperature dependence	$\leq$0.01%	
Dark current	3.3 ± 0.9 ‡ nA	
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%

表 3.5: PD の性能

power consumption	125	mW
feed back capacitor	1.3	pF
drain current for input JFET	5	mA(typical)
transconductance for input JFET	25	mS(typical)
noise level ($\tau = 1\mu s$)	620	electrons at 100pF
noise slope	2.8	electrons/pF
decay time	65	μs
charge to voltage conversion	0.77	V/pC
dynamic range of the output	5	V
integral nonlinearity	< 0.03	%

表 3.6: プレアンプの性能

第 4 章

CsI 結晶の放射線耐性テスト

BELLE CsI(Tl) 電磁カロリメータの高性能維持の為に、CsI(Tl) 結晶の放射線耐性は重要である。バレルカロリーメータに用いられる結晶に対する放射線耐性の測定を、奈良女子大学、東京工業大学、高エネルギー研究所での共同研究として行なった。奈良女子大学での測定は宇宙線を用いた PD 読みだし（BELLE 測定器と同じ読みだし方法）の方式で、一方の東京工業大学での測定は ^{137}Cs ソースを用いた PMT 読みだしで行なわれた。この章では、結晶の光量とその均一性へ放射線の及ぼす影響を PD を用いて測定した結果について、PMT 読みだしで得られた結果との比較をしながら報告する。

4.1 求められる放射線耐性

加速器運転時、ビームパイプ中の残留ガスとビームの相互作用により数 MeV 程度の低エネルギー光子が大量に発生する [22]。測定器の被曝の主な原因はこの光子である。バレル部でのこれらのバックグラウン光子による被曝量は、加速器がルミノシティを達成する電流で安定運転された場合、年間 5rad に及ぶと見積もられている（図 (4.1)）。これに対し、ビームの暴走などの不測の事態をも考慮して、BELLE 測定器のバレルカロリメータ用結晶には、表 (4.1) に示されるような耐性が求められる。

BELLE 測定器にはフランス、ロシア、中国の各製造所にて生産された CsI(Tl) 結晶を用いる（前章参照）。今回の測定では、フランス、ロシア、中国、日本の製造元にて生産された結晶について、その耐性を調べた（表 (4.2)）。中国での CsI(Tl) 結晶の製造は、今回が初めての試みである。

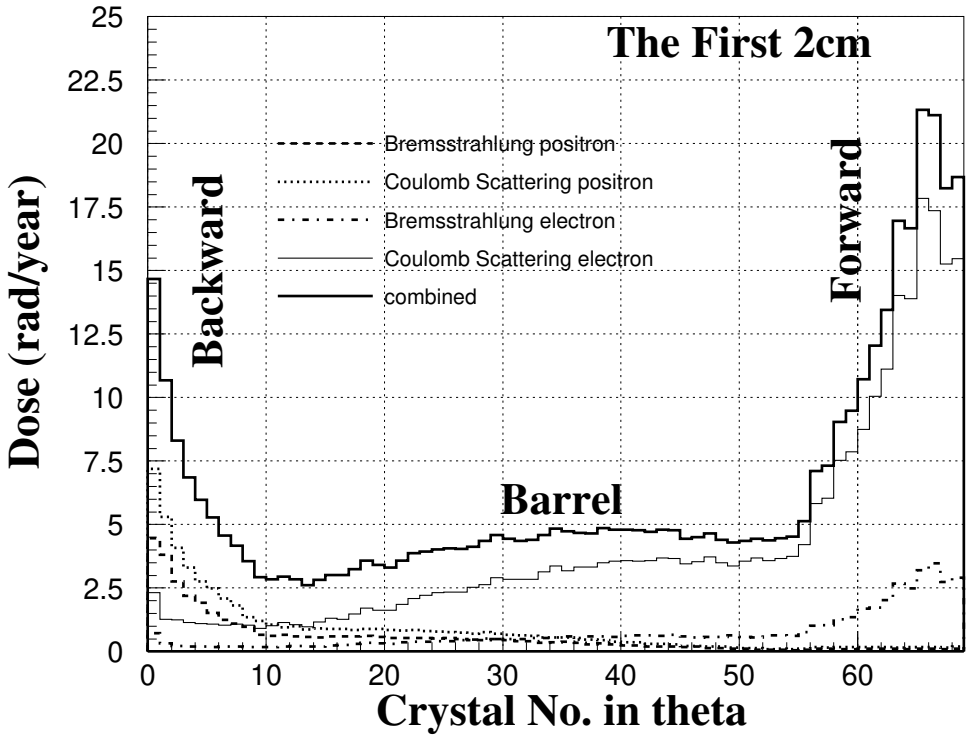

図 4.1: バックグラウンドによる被曝量（シュミーレーション）

radiation dose(rad)	*Decrease of Light Output*
10 rad	$< 3\%$
100 rad	$< 10\%$
1k rad	$< 20\%$

表 4.1: 求められる放射線耐性

製造元（国名）	図中での表示
Budker Institute of Nuclear Physics(Ukrine and Russia)	Nov
Quartz et Slice (French)	QS
Crismatec (French)	Crismatec
Shanghai Institute of Ceramics (China)	JJS
Beijing Glass Reseacher Institute (China)	-
Horiba Co.LTD (Japan)	Horiba

表 4.2: 結晶の製造元

4.2 放射線照射

結晶への照射は東工大の放射線照射施設において行なわれた。^{60}Co 線源（線源強度：51TBq、γ 線エネルギー:1.17MeV or 1.33MeV）が用いられ、照射は 10rad、100rad、1krad と段階的に行なわれた。照射時、結晶からは PD、PMT は取り外されていた。

照射は二通りの方法で行なわれた。一つ目は均一照射で、これは結晶の全側面にわたって照射される方法である。この照射では、被曝量が不均一にならないように照射の途中で結晶は反転された。もう一つは前面照射で、これは結晶側面を鉛で覆い、結晶の前面からのみ照射する方法である。実機のカロリーメータの結晶はその縦方向をビーム衝突点に向けているため、前面照射の方法は実機の放射線損傷を再現する目的を持っている。

4.3 光量の測定

今回、奈良女子大と東工大の 2 箇所で異なる方法を用いて結晶の放射線耐性を測定した。測定方法の比較を表 (4.3) に示す。

	読みだし	ソース	実験形態
東工大での測定	PMT (Air contact)	^{137}Cs (662keV,γ ray)	製造後の性能検査と同じ形態
奈良女大での測定	PD (Optical contact)	宇宙線（結晶中での電離損失 約 30MeV）	BELLE 測定器と同じ形態

表 4.3: 測定方法の比較

奈良女子大学での測定は PD を用いた、より実機のカロリーメータに近い形での測定である。一方、東京工業大学での測定は PMT を用いた測定で、これは PD を用いる場合に比べて測定時間や測定スペースの点でより行ないやすい方式である。この方式は製造された結晶の品質検査に用いられるもので、また、大量生産された結晶の放射線耐性のサンプル検査で用いられる方式でもある。このため、両測定の結果の一致が確認されれば、これらの性能テストの方法として PMT を用いてよいことが確認される。測定は二つの結晶グループに対して（第一グループでは 7 本、第二グループでは 6 本用いて）行なった。

4.4 PD を用いた光量の測定方法

奈良女子大での測定方法について述べる。

4.4.1 結晶のサイズ、カウンターへの組み立て、信号の読みだし

結晶のサイズ、組み立ての形態は BELLE 検出器でのものとほぼ同じである（前章参照）。結晶を包んだテフロンの放射線耐性は、1krad までの被曝量に対して充分よいことが確かめられている [23]。

読み出しに用いたのは 2 個の PD （浜松 S2744-08、受光面 $10mm \times 20mm$）で、これらはシリコングリース（OKEN 6262A) で結晶の後面に粘着された。

PD は放射線照射のたびに結晶の読みだし面から取り外され、照射後に再び取り付けて測定を行なった。この取り付けの際の PD の粘着の状態により、読み出される光量は変動する。変動の大きさは 1% 以内であった。ただし、一番目の結晶グループの 0rad 時の測定結果については、この時の粘着状態が不良であったため除外した。

PD で読まれた信号はプレアンプ（Meisei MS7200）で増幅され、Receiver(Meisei 46106ch receiver) を経て、Shaper Amp(Hoshin NO12 4ch Shaper Amp,τ=1μ sec) にて更に増幅され波形を整形された後、ADC(Hoshin、peak hold 型) で数値化される。測定期間の室温によるエレクトロニクスの変動は、テストパルスで監視され、その変動は 1% 以内であった。図 (4.3) に測定のブロックダイアグラムを示す。

4.4.2 測定

図 (4.2) は今回測定に用いた Cosmic-ray stand である。この測定器はスタンドを通過した宇宙線の飛跡を測定し、これによりスタンド中央に設置された結晶中での宇宙線の通過長を得ることが出来る。全 8 層のドリフトチェンバーから成り、各層は 1 2 のセルに分かれている。各セルには直径 100μm の copper-berylium のアノードワイヤーが張られ、PR ガス (Ar 90%、CH_4 10%) が満たされている。ドリフトチェンバーの位置分解能は 1mm 以内である。

データ収集の制御および解析は、UNIX workstation(SUN SPARC station-2) で行なった。解析では飛跡の検出の出来た宇宙線のうち、結晶の上下面上を共に通過したものを選んで、その宇宙線の結晶中での通過長を求めた。図 (4.4) は宇宙線の結晶中でのエネルギー値を結晶中での通過長で割った値の分布例である。この図にも示されるように荷電粒子の物質中でのエネルギー損失はランダウ分布に従い、値の大きな方へすそを引く傾向がある。そこで分布へのフィッテイングには左右が非対称の分布へのガウスフィットが可能である、Logarithmic Gaussian を用いた。関数の定義は次の通りである。

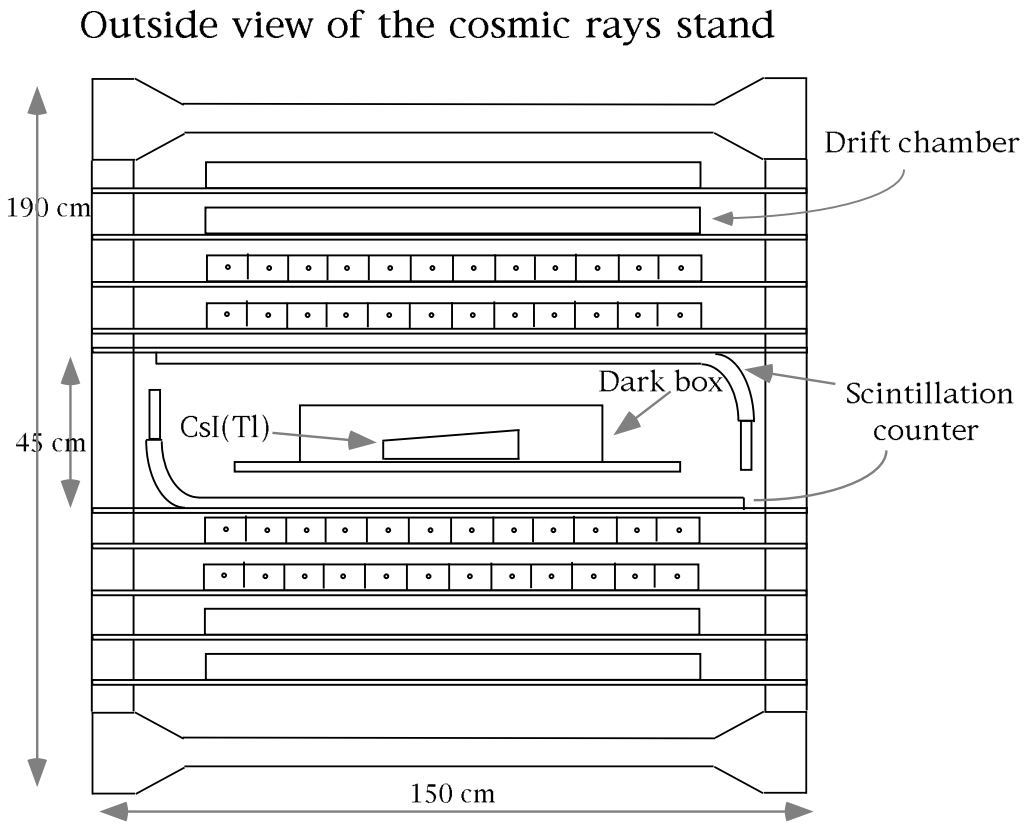

図 4.2: Cosmic ray stand の側面図

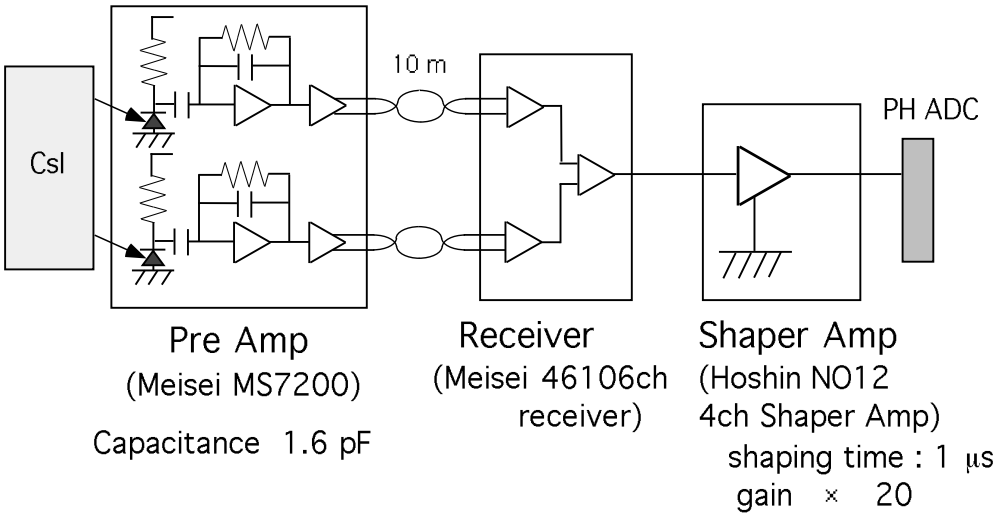

図 4.3: 測定のブロックダイアグラム

$$f(x) = \frac{N}{(\epsilon - x)\sigma_0\sqrt{2\pi}} \exp(-\frac{1}{2}(\frac{1}{\sigma_0} log(\frac{\epsilon - x}{(\epsilon - \mu)e^{\sigma_0^2}}))^2) \tag{4.1}$$

$$\text{ここで } \epsilon = \frac{\sigma}{a} + \mu \ , \ y = a\sqrt{2ln2} \ , \ \sigma_0 = \frac{ln(y + \sqrt{1 + y^2})}{2ln2} \tag{4.2}$$

またフィッティングのパラメーターは、次の 4 つである。

N：規格化定数

μ：ピーク値

σ：標準偏差

a：非対称度

非対称度 a は -0.2 に固定したので、他 3 つをフリーパラメーターとした。フィッティングにおけるエラーの大きさは 1% 以内であった。

4.5 結果

4.5.1 光量の Natural recovery

放射線照射後、光量は減少するが、照射直後のある期間, 光量は少しずつその値を回復し、その後一定値に達する。この様子を（PD 読みだし）図 (4.5) に示す。以降、測定結果として示す照射後の光量は、この回復が終り光量がほぼ一定値に落ち着いた後に測定された値を指すことにする。

4.5.2 光量の減少

照射による光量の変化を図 (4.6) に示す (10rad-1krad)。JJS の結晶を除いて全てが、1krad までの照射に対し要求される耐性レベルを満たしている。
要求レベルを満たさなかった JJS の結晶については、その後改善が加えられ要求レベルを充分満たす耐性を持つ結晶の製造が可能になった（後節参照）。

表 (4.4)、(4.5) に示すのは PD 読みだしでの測定結果と PMT 読みだしでの測定結果の比較である。表に示されるように、両結果は数パーセントの誤差の範囲で一致している。

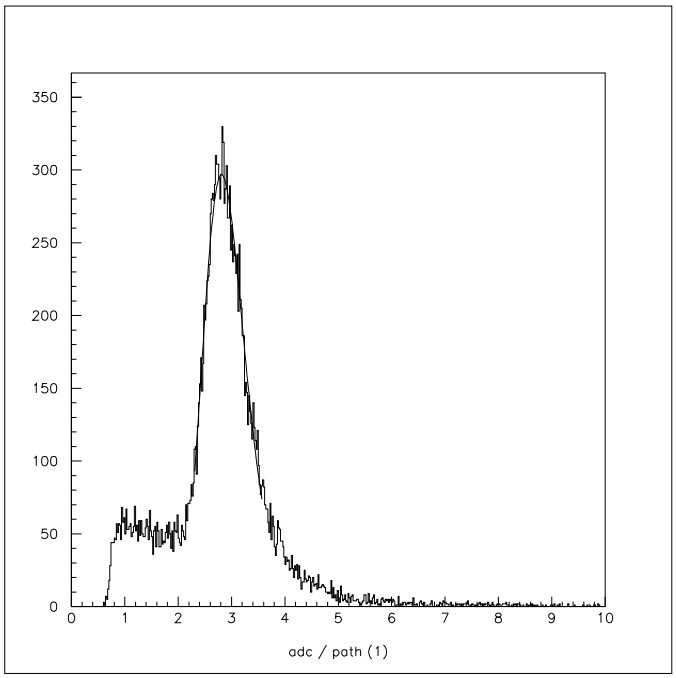

図 4.4: （宇宙線の結晶内でのエネルギー損失）/（宇宙線の結晶内の通過長）の分布

Irradiation method	Crystals (vender)	Radiation dose(rad) 0rad	10rad	100rad	1krad
uniform	Nov108096	-	1.0	0.98	0.97
uniform	JJS016	-	1.0	1.02	0.97
uniform	JJS033	-	1.0	1.01	0.94
front face	JJS032	-	1.0	1.0	0.96
front face	QS8306	-	1.0	0.99	0.99
front face	Nov108090	-	1.0	1.0	0.98
front face	Horiba	-	1.0	1.0	1.02

表 4.4: 光量変化の比： PMT/PD （第一グループ）

Irradiation method	Crystals (vender)	Radiation dose(rad) 0rad	10rad	100rad	1krad
front face	Nov108110	1.0	1.0	1.01	1.0
front face	QS8797	1.0	1.02	1.02	1.01
front face	Crismatec	1.0	1.02	1.01	1.01
front face	Horiba	1.0	0.99	0.98	0.95
front face	JJS020	1.0	1.02	1.03	1.06
front face	JJS041	1.0	0.96	1.0	0.96

表 4.5: 光量変化の比： PMT/PD （第二グループ）

4.5.3 光量の uniformity

光量の、結晶の縦方向 300mm にわたる位置依存性についても測定した。その方式は図 (4.7) のように結晶を縦方向に 9 分割し、その各領域ごとに光量を測定した。図 (4.8) は照射方法に対する光量均一性の変化の比較であるが、均一照射の場合も、前面照射の場合も、被曝量 の増加に供なう光量の相対的な減少は明らかな位置依存性は持たず、ほぼ均一に減少している。

前面照射の場合にも均一に光量が減少する原因については定性的に次のように推察される。結晶内で発生する光の半数近くは、結晶の前面で一度反射されてから読み出されると見られている。前面照射の場合には、放射線損傷により結晶前方の透過率が落ちるので、このため結晶前方で光が吸収されて均一に光量が減少するのでは

ないかと考えられる。

図 (4.9) には均一照射の、図 (4.10)、(4.11) には前面照射についての結果が PMT 読みだしの場合と比較して示されているが、その減少の仕方は PD 読みだしの場合の減少傾向とほぼ同様の傾向を持っている。

4.6 中国製 CsI(Tl) 結晶の性能の向上

今回初めて結晶の製造に取り組んだ JJS であったが、最初に製造された結晶は図 (4.6) に示したように、カロリメータとして求められる耐性レベルをみたさなかった。可能性のあるのは、製造方法に何らかの原因があったという見方である。JJS での結晶製造は大気中で行なわれた為、結晶生成の過程で不純物が生じたのではないかと、考えられている [23]。
その後ある物質を混入する事で結晶の放射線耐性は、我々の要求を充分満たすレベルに改善された。図 (4.12)[23] に改善前後での耐性の向上を示す。なお、この物質については JJS により公表を止められているので、ここでは言及しない。

4.7 測定結果のまとめ

CsI(Tl) 結晶の放射線耐性テストの結果をまとめる。

（1） PMT、PD、この二種類での測定結果は数パーセント以内の差で一致した。このため、今後の大量生産される結晶のサンプルテストは時間的、空間的に測定の行ないやすい PMT 測定で良い事が確認された。

（2）結晶の光量の減少は照射の方法（均一照射、前面照射）にも、読みだしの手段（PD、PMT）にもよらず、結晶内部の場所に依存性を持たない、ほぼ均一な減少をみせた。これにより、結晶への放射線損傷による光量減少に対する補正は、結晶全体の光量に関してのみ必要である事がわかった。

（3） BELLE 測定器で用いられる、すべての製造元の結晶は、求められる放射

線耐性を持つ事が確認された。

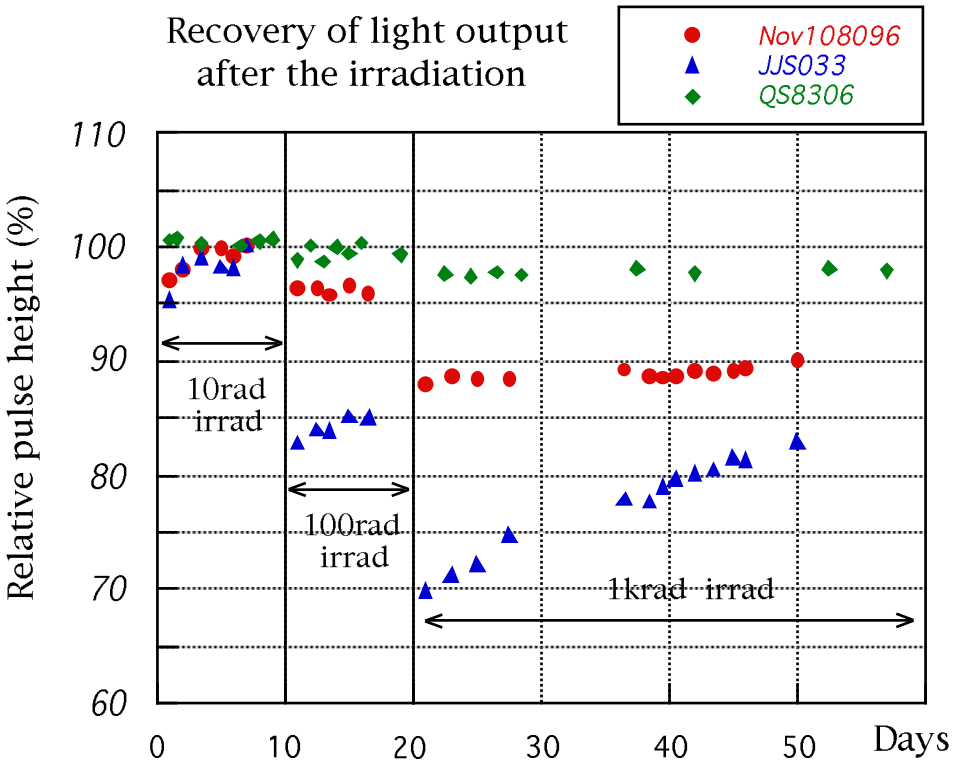

図 4.5: 光量の Natural recovery の様子

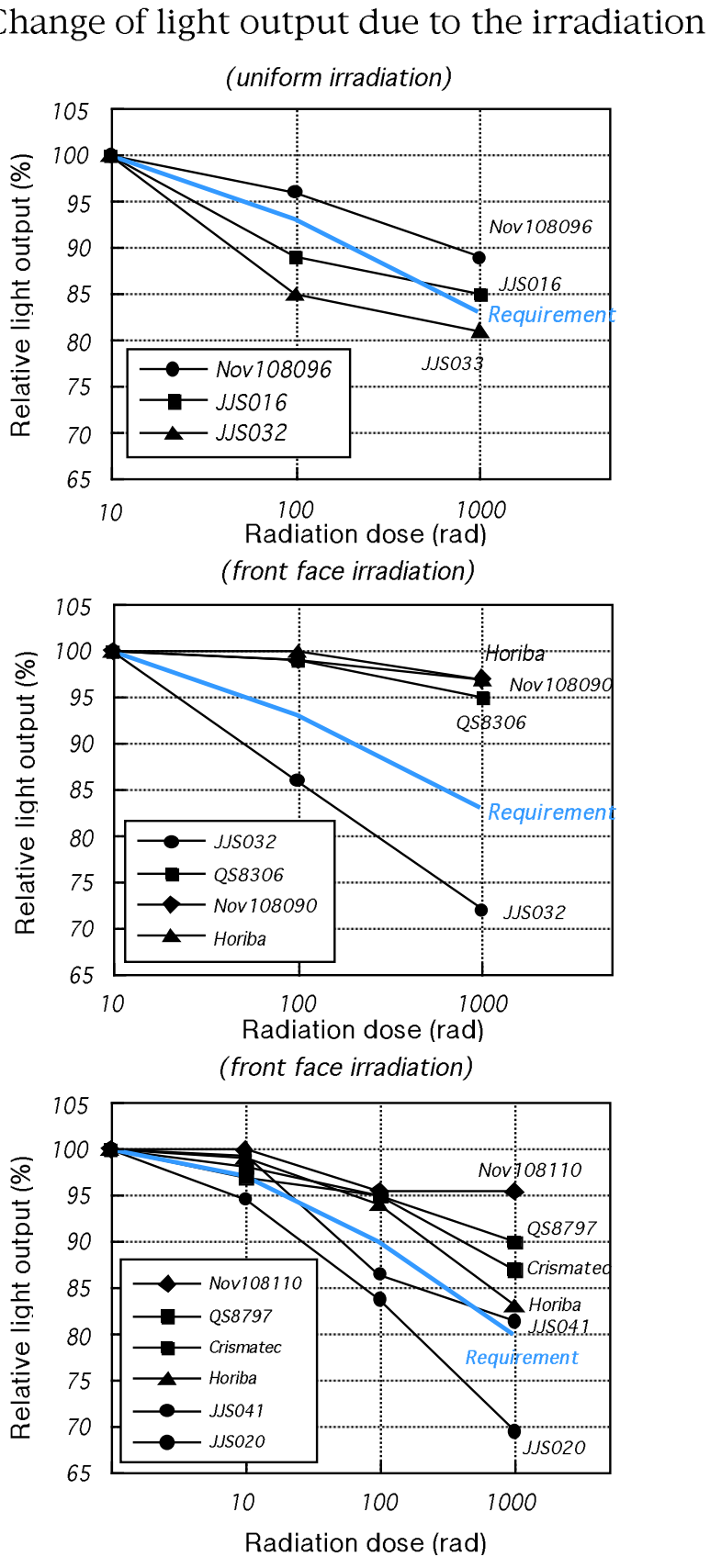

図 4.6: 照射による光量の変化

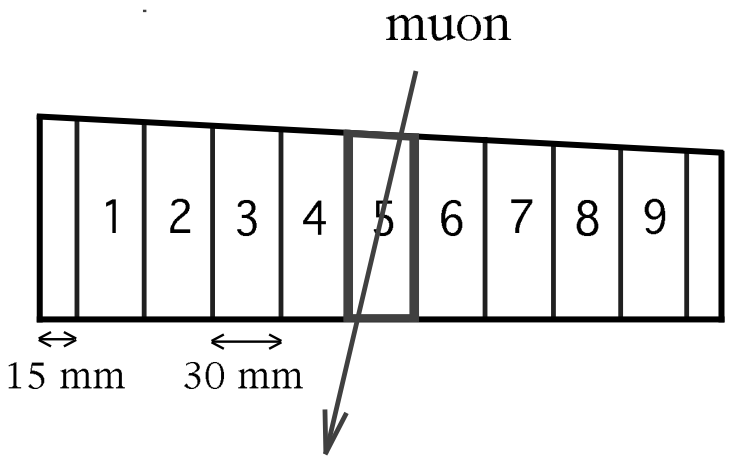

図 4.7: 結晶の位置毎の光量測定

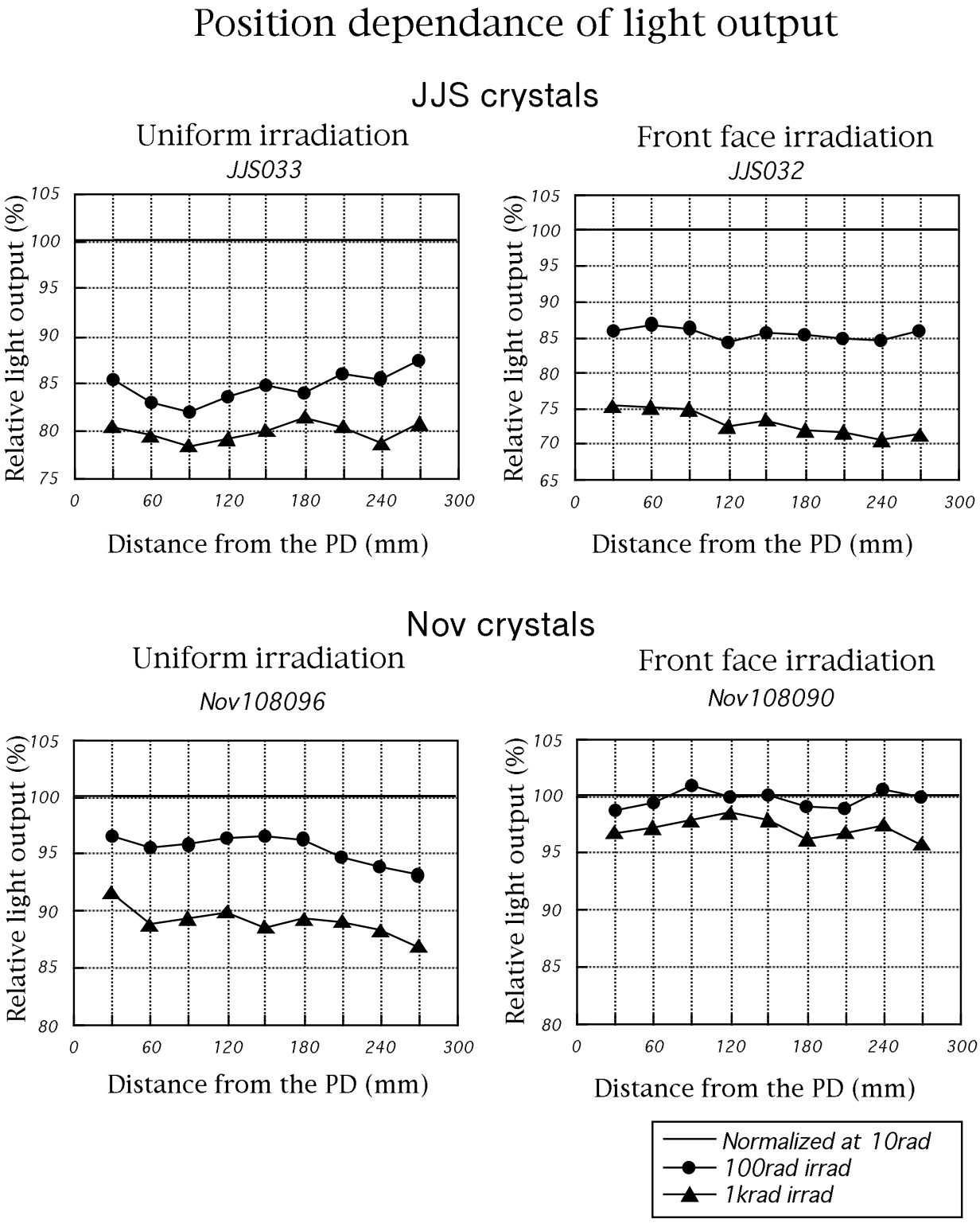

図 4.8: 光量変化の位置依存性と照射方法への依存性

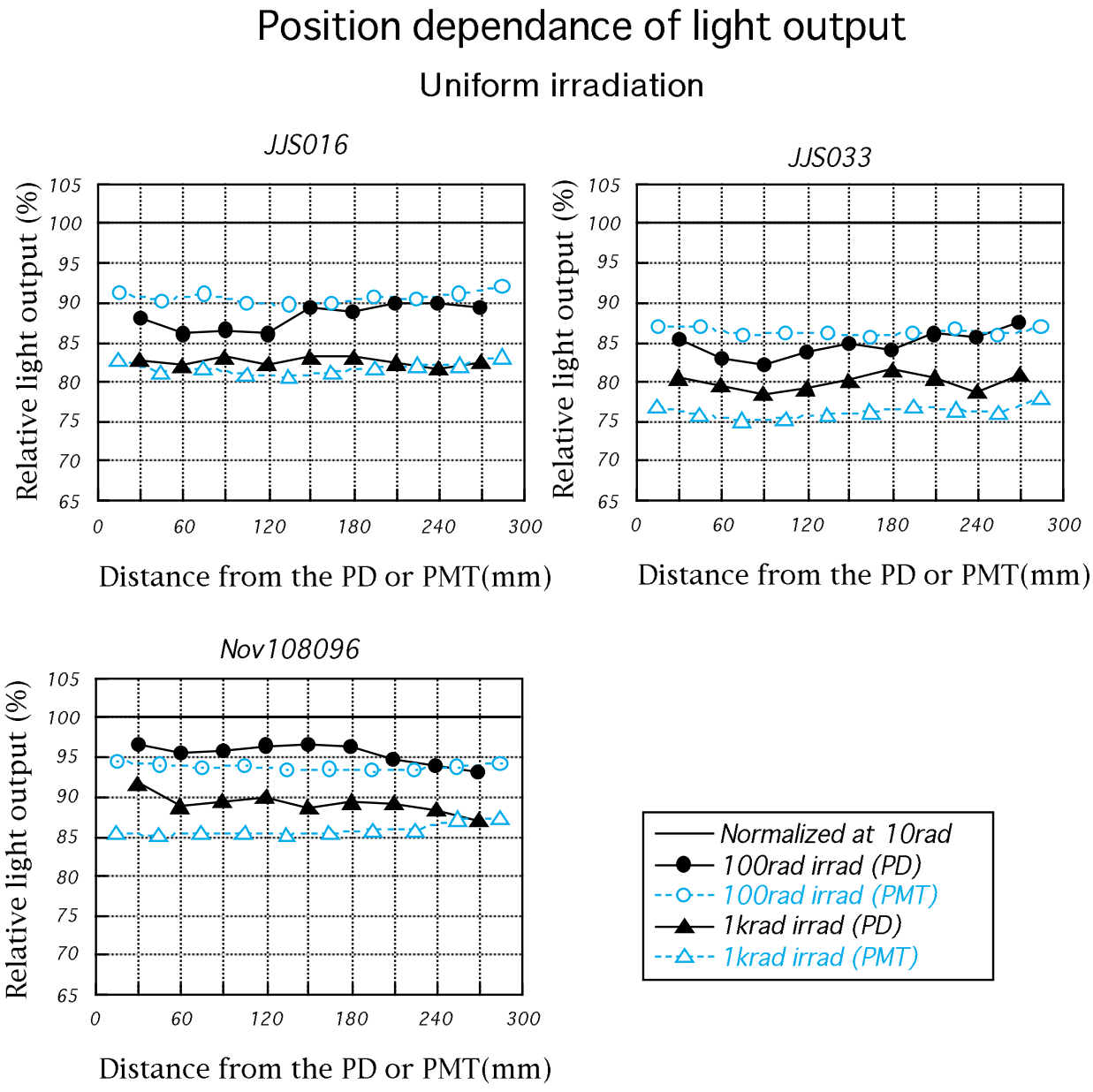

図 4.9: 光量変化の位置依存性（均一照射）

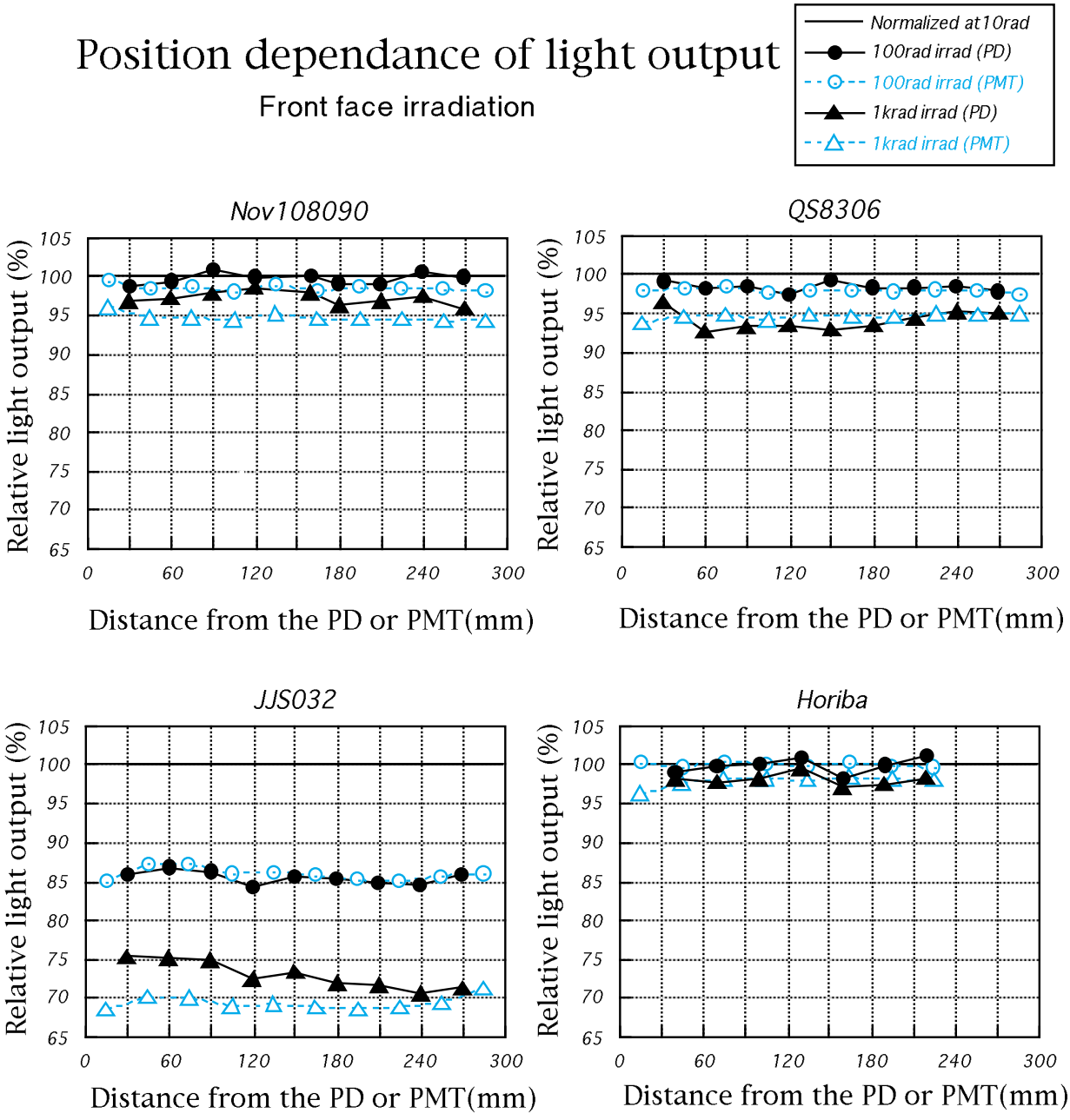

図 4.10: 光量変化の位置依存性（前面照射）

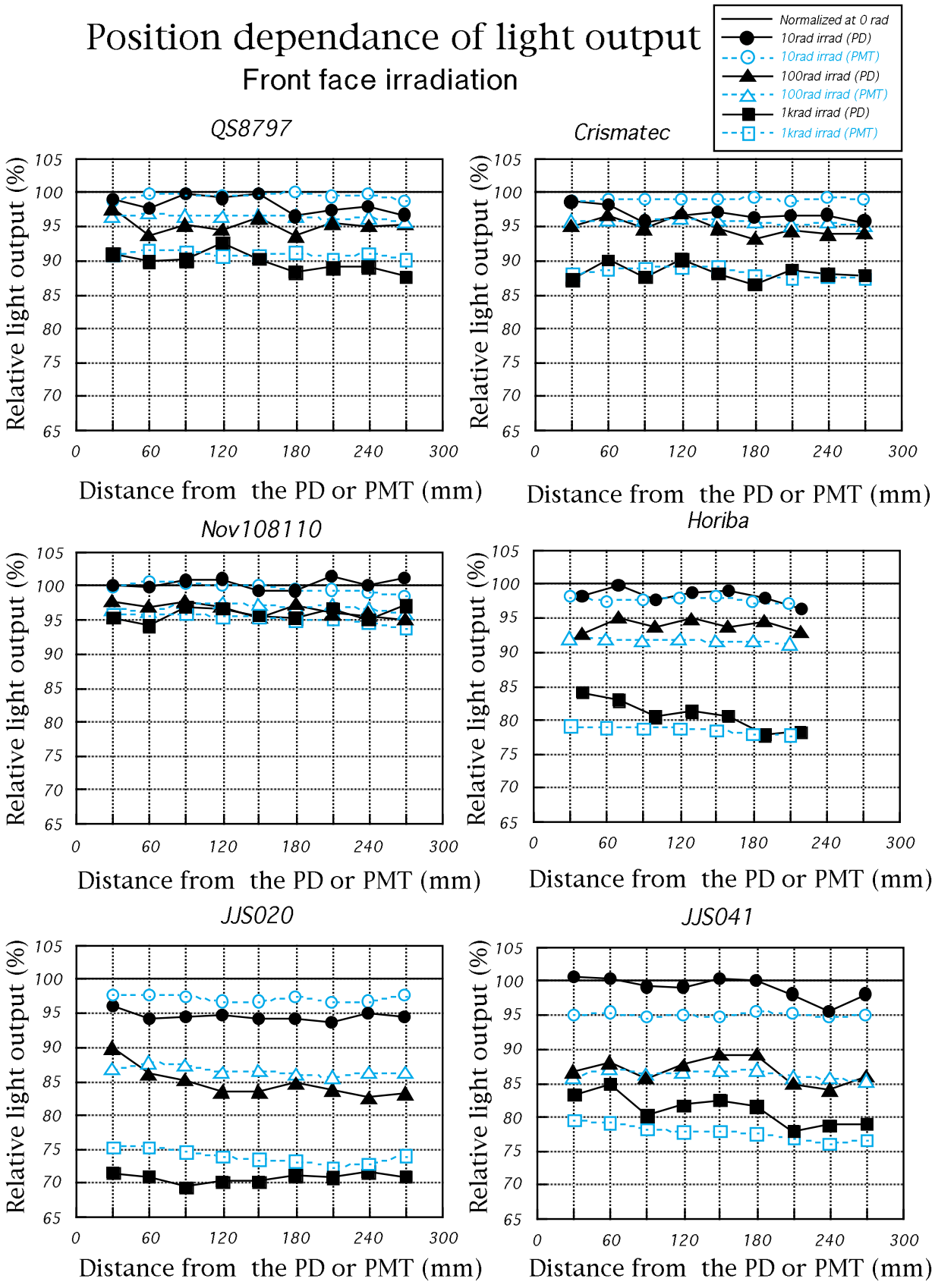

図 4.11: 光量変化の位置依存性（前面照射）

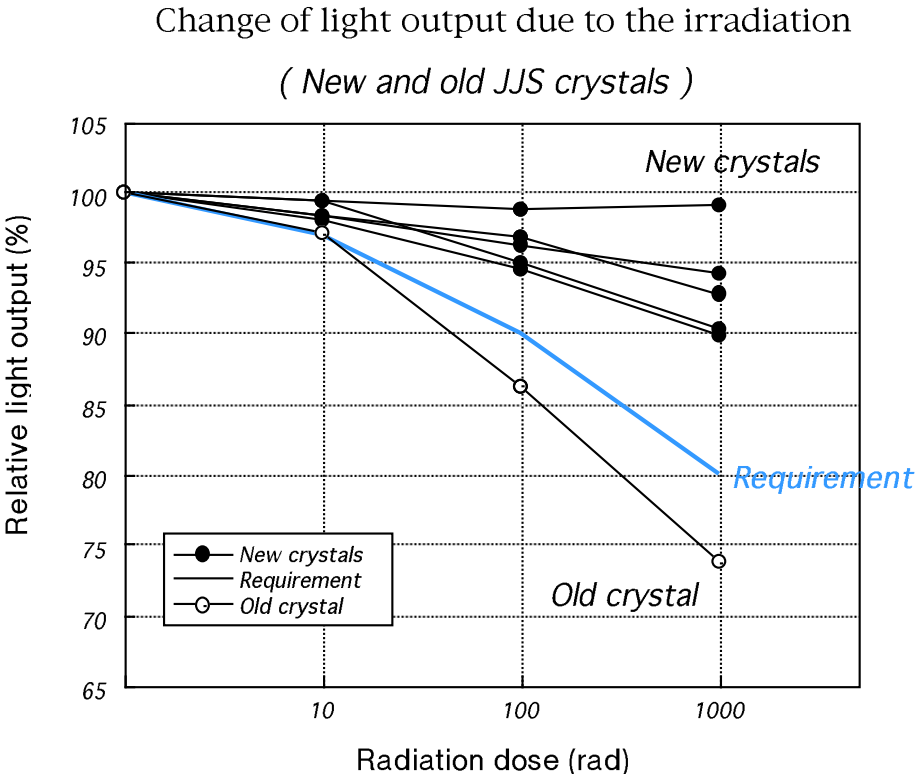

図 4.12: JJS 結晶の性質向上（ＰＭＴ読みだし）

第 5 章

CsI カウンターのエネルギー分解能

BELLE CsI 電磁カロリメータには、特に低エネルギー (20MeV ～ 100MeV) での良いエネルギー分解能が求められる。そこで、このエネルギー領域に対応した 40MeV ～ 600MeV の光子ビームを用い、CsI(Tl) カロリメータの試作品（プロトタイプ）のエネルギー分解能を測定するビームテストが、ロシアの BINP (Budker Institute of Nuclear Physics) にて、1995 年 12 月～ 1996 年 1 月と 1996 年 7 月の 2 度にわたり行なわれた [24]。実験で用いた光子ビームは 100MeV 以下の低エネルギーにおいてもエネルギー分解能が非常に良いので、高分解能の CsI カロリメータのテストには最適である。

この章では、この実験と、そして得られた結果について報告する。また結晶中でのエネルギー再構成の際に用いられる CsI カウンターの本数や各カウンターに設定するしきい値がエネルギー分解能に及ぼす影響についても述べる。

5.1 ビームテスト

5.1.1 光子ビーム

図 (5.1)[24] に加速器、検出器の概観を示す。入射されたレーザー光子 (2.34eV) と VEPP-4M 電子蓄積リング上で加速された電子とが衝突点で相互作用し、コンプトン散乱を起こす。

$$e^- + \gamma \rightarrow e^- + \gamma \tag{5.1}$$

これにより電子はエネルギーの一部を電子に与え、その為二極電磁石間 (M1、M2) を通過する際に曲率半径を減じてリングの内側に位置するタギングシステム（TS）

で捕らえられる。一方、後方に散乱された光子は測定器ホール 中の CsI スタックに捕らえられ、検出される。この CsI 結晶中での光子のエネルギーが再構成されるのであるが、その基準となるのが TS にて捕らえた散乱電子より良い精度で求められた光子のエネルギーである。各部について説明する [24] [25] [26]。

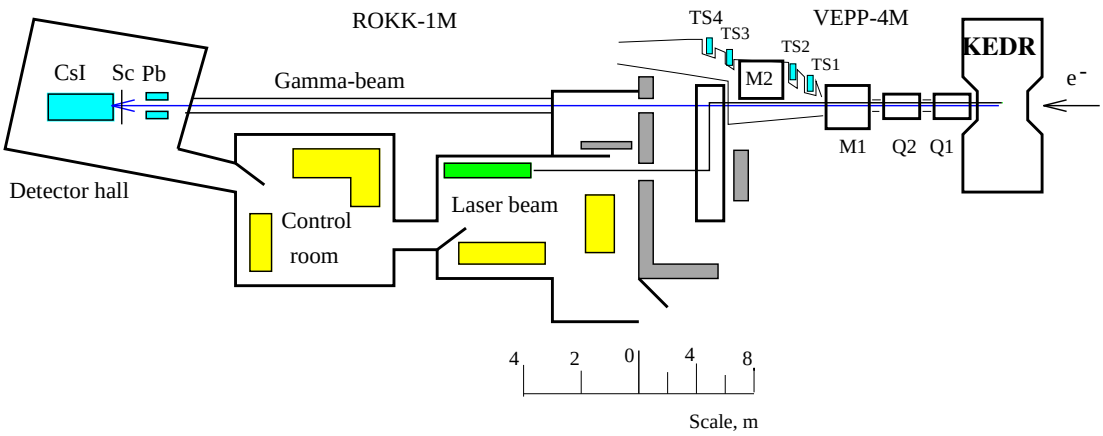

図 5.1: 加速器、検出器の概観

（1）散乱光子ビーム

散乱された光子ビームは連続分布を示し、最大値：ω_{max}（コンプトン端と呼ばれる）はレーザー光子のエネルギー（ω_0）と電子ビームのエネルギー（E_{beam}）より与えられる [24]。

$$\omega_{max} = 4\gamma^2\omega_0/(1 + 4\gamma\omega_0/m_e) \tag{5.2}$$

γ は Relativistic factor($= E_{beam}/M_e$)、m_e は電子の質量を示す。電子ビームのエネルギー値が 5.25GeV のとき、散乱光子ビームのエネルギーの最大値は 0.8GeV である。光子ビームのエネルギーの最小値は、タギングシステムの位置に制限され、ほぼ 20-40MeV である。
CsI カウンター前での光子ビームの横方向への広がりは 2 〜 4cm である。

（2）タギングシステム

タギングシステム（TS）とはドリフトチューブを並べた荷電粒子飛跡検出器であ

る（図 (5.1) の TS1、TS2、TS3、TS4）。その構造は 4 面から成り、各面にドリフトチューブの並んだ列が二列ある。各列に並ぶチューブの数は 12 個 (TS1、TS2、TS3)、24 個 (TS4) である。ドリフトチューブの直径は 6mm でチューブの間隔は 8mm である。また二列のチューブの位置はそれぞれ 4mm ずらされている。

得られた電子の飛跡より求められる光子のエネルギー分解能は、ドリフトチューブの位置分解能と電子ビームの広がりによるものである。

5.1.2 CsI 結晶及び読みだしのエレクトロニクスの構成

（1）結晶のサイズ、読みだし

図 (5.2)[24] に読みだしのエレクトロニクスを示す。

6 × 6 マトリックスに並べられた 3 6 本の CsI(Tl) 結晶からなるプロトタイプを以降「CsI カウンター」と呼ぶ（図 (5.3)）。結晶のサイズ、形態、読みだしは BELLE カロリメータと同じである。光量の読み出しをする 2 個の PD （PIN photodiode S2744-08）は、結晶面にシリコンラバーで接着された。

PD からの信号はプレアンプで増幅され、shaper を通った後二つに分けられ、100keV から数 GeV という広いエネルギー領域に対応する為にレンジの違う二種類の ADC に送られる（表 (5.1) 参照）。(プレアンプ、shaper は BELLE 測定器で用いられるものと同じ。ADC:12 bits CAMAC 電荷積分型 ADC)

実験期間中、エレクトロニクスの増幅率と線形性はテストパルスを用いて、また CsI カウンターの温度は温度センサーで監視されていた。

CsI カウンターの上下には宇宙線を用いたエネルギー較正用のストリーマーチューブとシンチレーションカウンターが設置されている。また CsI カウンターは、ビームに対して正しい位置に設置出来るように上下左右に 10cm ずつ移動可能になっている。

（2）トリガーとデータ収集システム

コンプトン散乱のトリガーは、レーザーパルスのタイミング、TS からの信号、電子ビームの反応点への入射のタイミングが同時であり、更に、入射光子が大気中

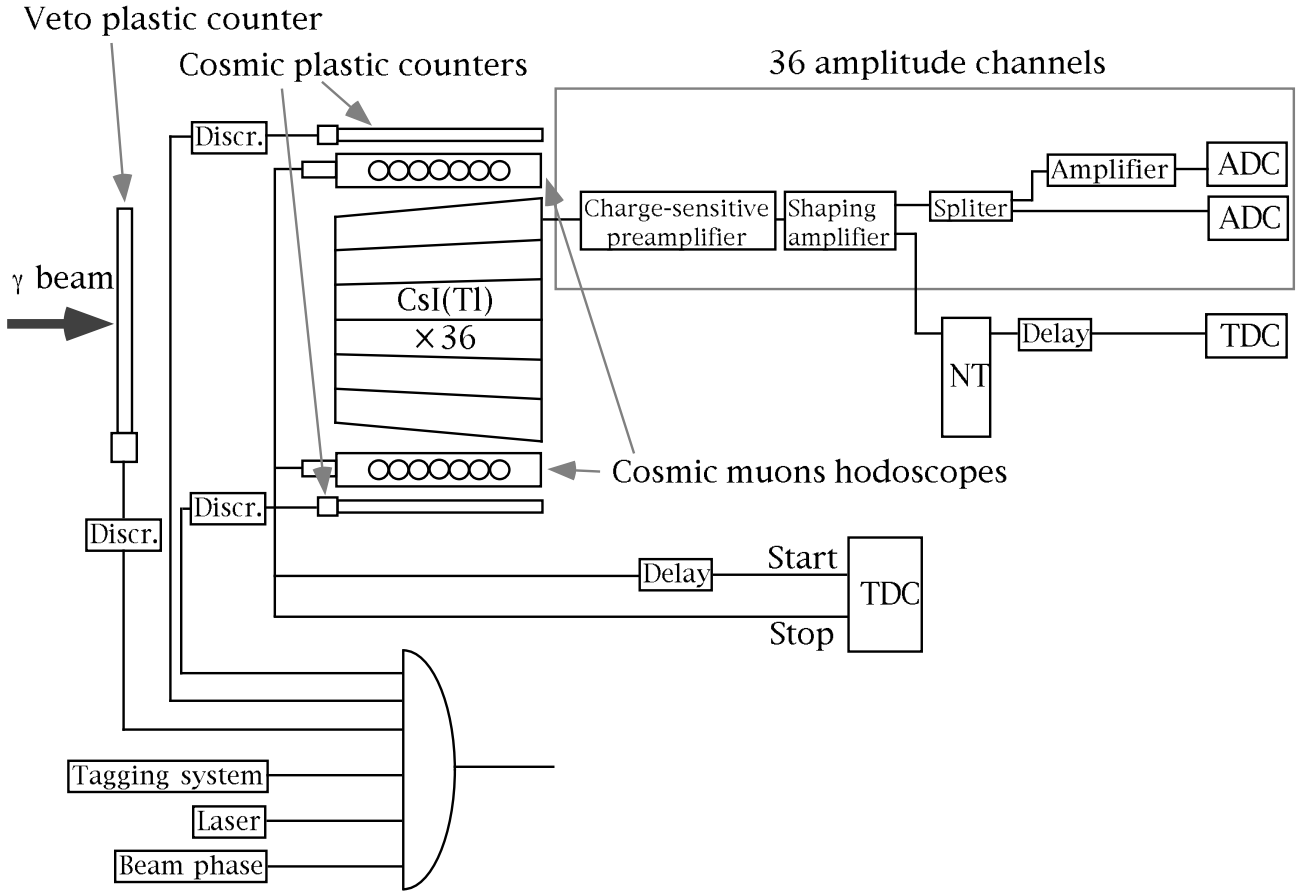

図 5.2: 読み出しのエレクトロニクス

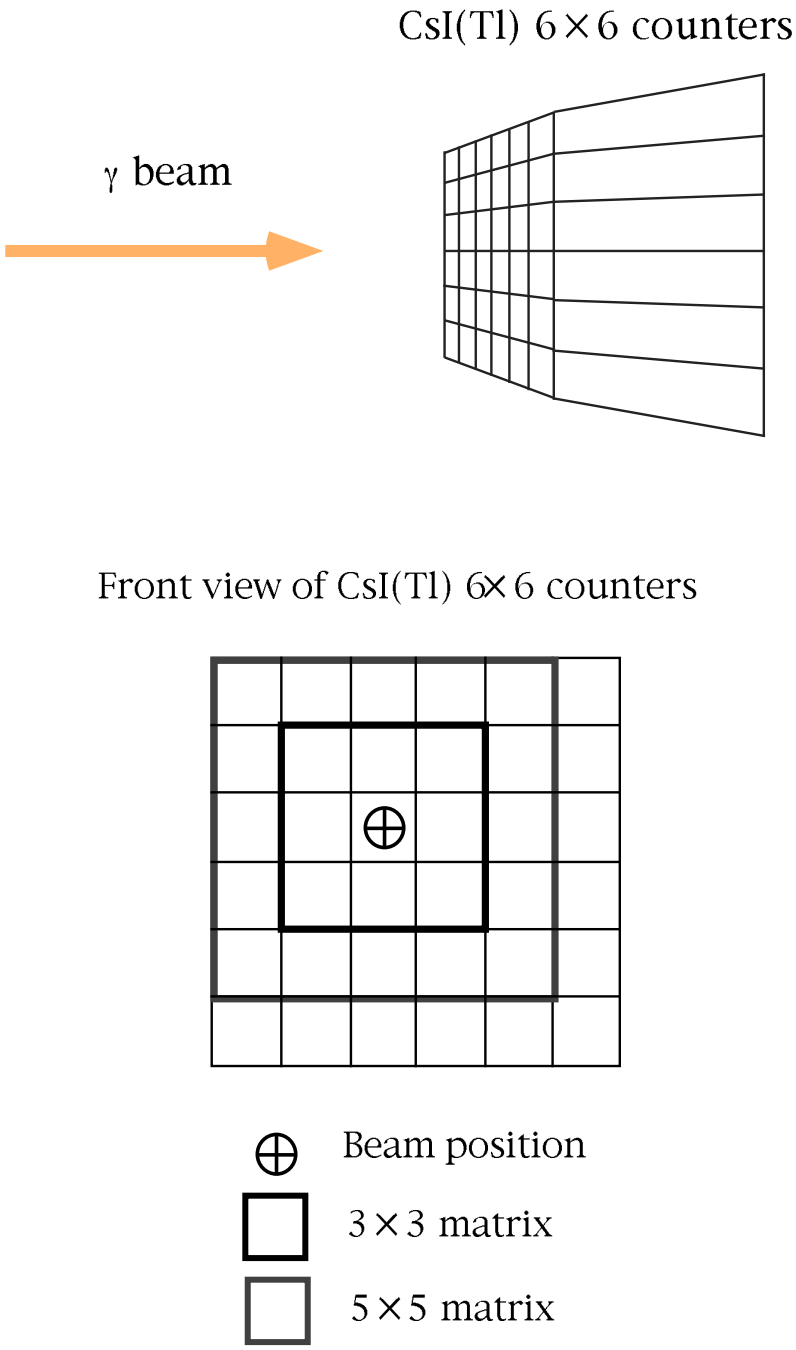

図 5.3: CsI カウンターの前面図

で反応を起こさなかった場合に（CsI カウンター前方のビトー用シンチレーションカウンターに信号が無かった場合に）取られる。トリガーのレートは数十ヘルツ (20 〜 60Hz) であった。

CsI カウンターからの信号は前述のエレクトロニクスを通り、また TS からの信号は BINP にて開発されたプレアンプと shaper そして特別規格の TDC を通り、それぞれ計算機 VAX で制御された。

（3）エネルギー較正

結晶は CsI カウンターとして組み込まれる前に、Cs^{137} ソースを用いた光量とその均一性の測定検査を受けている。

ADC チャンネルの値からエネルギー値への変換係数は二通りの方法で計算された [24]。

A） CsI カウンターを通過する宇宙線を用いて CsI カウンターの上下のドリフトチューブにより通過した宇宙線の飛跡を測定し、CsI(Tl) 結晶中での単位長さ当たりでの ADC 値を求める。この方式で得られた値は、4500 electron/MeV である。

B）光子イベントを用いてエネルギースプレッド $(\sum_{j=1}^{36}(c_jA_j - E_j))^2$ を全イベントについて足し合わせ、この値が最小値を取るように決める。（c_j：係数、A_j：ADC 値、E_j：TS により再構成されたエネルギー値）この二通りで得られた結果は中央 16 本の結晶について、よく一致した。

ADC	*Energy(MeV) per bin*	*Energy region(MeV)*
Low range ADC	0.06	< 240
High range ADC	0.6	< 2500

表 5.1: 変換定数

5.2 解析

解析には 1996 年 7 月に行なわれた実験で収集されたデータを用いた。解析したビームのエネルギー領域は電子ビームエネルギーが 1.5、1.8、4.0、5.2GeV、光子エネルギーは 40MeV ～ 650MeV の範囲である。

5.2.1 電気的ノイズ

電気的なノイズは、特に低エネルギー領域においてエネルギー分解能に悪影響を及ぼす。ノイズの大きさはペデスタルの幅より求められた。またノイズには各カウンター毎にバラバラの位相、大きさをもつ Incoherent noise と、全カウンターに共通の位相をもつ Coherent noise、の二種類がある。表 (5.2)[24] に Coherent noise、Incoherent noise の大きさを、shaper、ADC からの寄与も含めて示す。

Included modules	Noise per channel(KeV)	
	Incoherent	Coherent
Total	250	50
Shaper+ADC	140	40
ADC	60	40

表 5.2: ノイズの大きさ

5.2.2 ３×３、５×５マトリックスのエネルギー分解能

解析において、結晶中でのエネルギーを求める場合には、前述の Coherent noise ののったイベントは削除し、またエネルギーの重心がビーム照準位置のカウンター位置にあるイベントだけを選んで用いた。

３６本の結晶のうち、ビームの照準された結晶を囲んで３×３、５×５のマトリックスをとる。

図 (5.4) 左上に電子ビームが 4.0GeV の時の、カウンター５×５マトリックス中でのエネルギー分布を示す。この場合、約 460−480MeV がコンプトン端に対応する。また図 (5.4) 右上に、その時の TS より得られたエネルギー値と CsI カウンターで得られたエネルギー値の対応を示す。ほぼ 1 対 1 の相関を持っている。

図 (5.4) 下段は、3 × 3 、5 × 5 マトリックス中でのエネルギー値と TS でのエネルギー値の比の分布である。対応する光子エネルギーは 175 〜 225MeV である。この分布の分解能（$\frac{\sigma_{E_{obs}}}{E_{obs}}$）から TS のエネルギー分解能（$\frac{\sigma_{E_{TS}}}{E_{TS}}$）を二乗差として差し引くことによって CsI 結晶のエネルギー分解能（$\frac{\sigma_{E_{CsI}}}{E_{CsI}}$）を算出した。

$$(\frac{\sigma_{E_{CsI}}}{E_{CsI}})^2 = (\frac{\sigma_{E_{obs}}}{E_{obs}})^2 - (\frac{\sigma_{E_{TS}}}{E_{TS}})^2 \tag{5.3}$$

分布へのフィッティングに用いた関数は、前章で述べた Logarithmic Gaussian である。

このようにして得られたエネルギー分解能を 3 × 3 、5 × 5 マトリックスについて図 (5.5)(5.6) に示す。両者を比較すると前者では高エネルギー領域で電磁シャワーの洩れによるエネルギー分解能の悪化が、後者では低エネルギー領域においてノイズの影響によるエネルギー分解能の悪化がみられる。表 (5.3) に、主なエネルギーについて値を示す。

γ energy	Energy resolution	
(MeV)	3×3	5×5
50	3.5 %	3.6 %
100	2.9 %	2.7 %
200	2.4 %	1.7 %
400	2.2 %	1.8 %
650	1.8 %	1.5 %

表 5.3: 3 × 3、5 × 5 マトリックスのエネルギー分解能

5.2.3 クラスタリング

クラスタリングとは、入射光子のエネルギーを得る為に複数本のカウンターをひとまとめにして、その信号の和を取ることを言う。

前節では照準位置に対して機械的に 9、25 本のカウンターの和を取ったが、実際に 36 本の結晶に対して、エネルギーはどのように分散しているのか、図 (5.7)(5.8) にいくつかの例を示す。これらの例はランダムに選ばれたものである。これを見ると最外に位置するカウンターにもある程度のエネルギー損失があるのが分かるが、この原因は定性的には次の様に考えられる。

入射光子ビームはビーム照準位置にある結晶に飛び込み、まずその中で電磁シャワーを起こして数 MeV 程度のエネルギーになってしまう。その低いエネルギーのため相互作用を起こす確立が低くなり、従って遠くまで飛んで行ってから（例えば隣の結晶を飛び越して）、そこでエネルギーを落すため最端のカウンターにも電磁シャワーが及ぶ。
これらは、ビーム照準位置によっては 5 × 5 のマトリックス内にも数えられない。また、3 × 3、5 × 5 の結晶について単純にエネルギーを加えると、本当にエネルギー損失のあった結晶以外についても足し合わせることになり、このため特に入射光子のエネルギーの低い場合にノイズの影響が大きくなってしまうと考えられる。

そこで、1 イベント毎に 36 本の結晶をエネルギー損失の大きい順に並べ、そのうちの最大のものから順に何本かの和をとり、これを結晶中でのエネルギー損失とする。この場合のエネルギー分解能は図 (5.9) が示す本数への依存性を持った。特に光子エネルギーが 50,100MeV の場合には本数が少なすぎると正確なエネルギー損失の値が得られず、また本数が多過ぎるとノイズの影響が大きくなる様子が見える。最適な本数は 50MeV で 7-10 本、100MeV で約 10 本である。

5.2.4 ペデスタル サプレッション

実際に BELLE 測定器のカロリメータにおいて、ノイズを取り除くため、またはデータサイズを軽減するために適当なエネルギーしきい値が設定され、これ以上の信号を持つカウンターのみ読み出す事が考えられる。これをペデスタルサプレッションと呼ぶ。このしきい値を大きい値に設定すればデータサイズは大幅に軽減されるが、実際にエネルギーデポジットのあるカウンターの信号まで削除されてしまい、エネルギー分解能は悪化してしまう。そのため良いエネルギー分解能を維持すると同時に、ノイズの寄与しか受けていないカウンターを排除し得るよう、しきい値を適当な値に設定することが重要となる。
このペデスタルサプレッションにおけるしきい値の効果が、エネルギー分解能にどのように影響するのか調べた。

エネルギーしきい値を 0.1、0.2、0.5、1.0、2.0、5.0MeV に設定して、その値以上のエネルギーの和を CsI カウンターの検出したエネルギー値として、エネルギー分解能を求めた。エネルギー分解能との関係、またしきい値と用いられた結晶の数

の関係を図 (5.10) に示す。図 (5.11) は結晶の本数の分布例である。図 (5.10) 上図を見ると 0.0-1.0MeV の間に最小値が存在するので、50,100MeV で最小値をとっている 0.5MeV にしきい値をおいて分解能を求めた。

図 (5.12)(5.13) は 6 × 6 のマトリックスに対してしきい値を設定した場合のエネルギー分解能を黒丸でプロットしている。しきい値の設定の結果、特に低いエネルギー領域で、ノイズの寄与が削除されてエネルギー分解能が大きく改善されていることが分かる。表 (5.4) に主なエネルギーに対して、その比較をする。

γ energy	Energy resolution	
(MeV)	5×5	6×6(Thre:0.5MeV)
50	3.6 %	2.6 %
100	2.7 %	2.0 %
200	1.7 %	1.5 %
400	1.8 %	1.8 %
650	1.5 %	1.4 %

表 5.4: しきい値設定の影響

図 (5.14)(5.15) では 3 × 3、5 × 5 のマトリックスに対してしきい値を設定した場合のエネルギー分解能を、同じく黒丸でプロットしている。3 × 3 マトリックスにしきい値を設定した場合には、エネルギー分解能は全てのエネルギー領域においてほぼ 3 × 3 マトリックスでの値と一致している。5 × 5 マトリックスにしきい値を設定した場合は、低エネルギーでノイズの寄与が削除されてエネルギー分解能は向上している。表 (5.5) に主なエネルギーについて、比較を示す。

図 (5.16) は光子エネルギー 100MeV の場合の（CsI 中での光子エネルギー）／（TS により再構成された光子エネルギー）の分布を、3 × 3、5 × 5 マトリックスの場合と、6 × 6 マトリックスに対ししきい値 0.5MeV をおいた場合について比較している。（二つの分布は、高さが同じになるように規格化されている。）明らかなピーク位置のずれと分布幅の差が見られ、ペデスタルサプレッションの効果による分解能の改善が見える。

これらの結果の定量的なまとめとして、エネルギー分解能の分布を次の関数でフィッ

γ energy	Energy resolution		Energy resolution	
(MeV)	3×3	3×3(thre)	5×5	5×5(thre)
50	3.5 %	3.2 %	3.6 %	2.4 %
100	2.9 %	3.0 %	2.7 %	2.0 %
200	2.4 %	2.3 %	1.7 %	1.6 %
400	2.2 %	2.3 %	1.8 %	1.8 %
650	1.8 %	1.7 %	1.5 %	1.4%

表 5.5: しきい値設定の影響

ティングした結果を示す。

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{A(MeV)}{E(MeV)} \times 100(\%) \oplus \frac{B(\%)}{E^{\frac{1}{4}}(GeV)} \oplus C(\%) \tag{5.4}$$

第一項の係数 A はノイズの寄与の大きさを示し、第二、第三項は電磁シャワーの洩れやシステマッティックな影響の大きさを示す。3 × 3 マトリックス、5 × 5 マトリックス、しきい値を 0.5MeV に設定した 6 × 6 マトリックス、の各場合について得られた係数を表にまとめる。

係数	3by3matrix	5by5matrix	6by6matrix(Threshold)
A	0.57 MeV	1.79 MeV	0.47 MeV
B	1.52 %	0.58 %	0.87 %
C	0.95 %	1.41 %	1.13 %

表 5.6: フィッティングの係数

しきい値を設定した場合には特にノイズの寄与が小さくなっていることが分かるが、電磁シャワーの洩れの影響は 5 × 5 マトリックスの場合とほぼ同じ大きさである。

それぞれの場合のエネルギー分解能へ関数 (5.4) をフィッティングした様子を、図 (5.17) に示す。

5.2.5 線形性

カロリメータにおいてCsIカウンターでのエネルギー値には、広いエネルギー範囲にわたり、よい線形性が必要とされる。図(5.18)上はCsI結晶中での光子エネルギーとTSにより再構成された光子エネルギーの対応であり、1次元の関数でフィッティングが施されている。関数からのあたいのずれを図(5.18)下に示す。この図に現れるイレギュラーなずれはTS自体の線形性がそれほど良くなかったため（主に加速器のパラメーターに関して未だよく理解されていないところがあるため）、その影響が現れているものと考えられる。

5.3 まとめ

BINPで1996年7月に光子ビームを用いたビームテストが行なわれた。その解析結果をまとめる。

（1）3×3、5×5マトリックスのエネルギー分解能

40-650MeVのエネルギー領域にわたってBELLEカロリメータプロトタイプのエネルギー分解能を求めた。その結果、特に低エネルギー領域で良いエネルギー分解能が得られた。

（2）ペデスタルサプレッション

ノイズの寄与を減らし、正確なエネルギーデポジットを得る為には、エネルギーしきい値の設定が有効な手段となる事が分かった。
特に低エネルギー領域においては、ノイズの寄与の軽減がエネルギー分解能の向上に大きく影響した。

5.4 考察

今回の解析で、適当なエネルギーしきい値を設定することで、特に低エネルギー領域において良いエネルギー分解能が得られる事が分かった。この結果を実機に活かすには、以下のような課題がある。

A）あまり低いしきい値を設定すると、データ量が莫大になってしまう。プリアンプ、シェイパーの両アナログ回路およびペデスタルサプレッションを行なうデジタル回路の実機用量産品において、現在のノイズレベルは 0.2MeV である。これに対してしきい値 0.5MeV を設定した場合、データ量増加などの問題を防ぐ為には、ノイズレベルを 0.2MeV 以下におさえることが必要になる。

B）エネルギーしきい値を設定した場合、良い線形性が得られなければ結局は良いエネルギー分解能も相殺されることになる。

C）実機におけるエネルギーしきい値を設定したクラスタリングのアルゴリズムは、未だ確立されていない。（現在のアルゴリズムでは、何本かのひとかたまりでエネルギーを捕らえたカウンターの一群に対し、ある程度のエネルギーを捕らえながら離れた位置に孤立するカウンターを、エネルギー再構成の和に加える機構にはなっていない。）

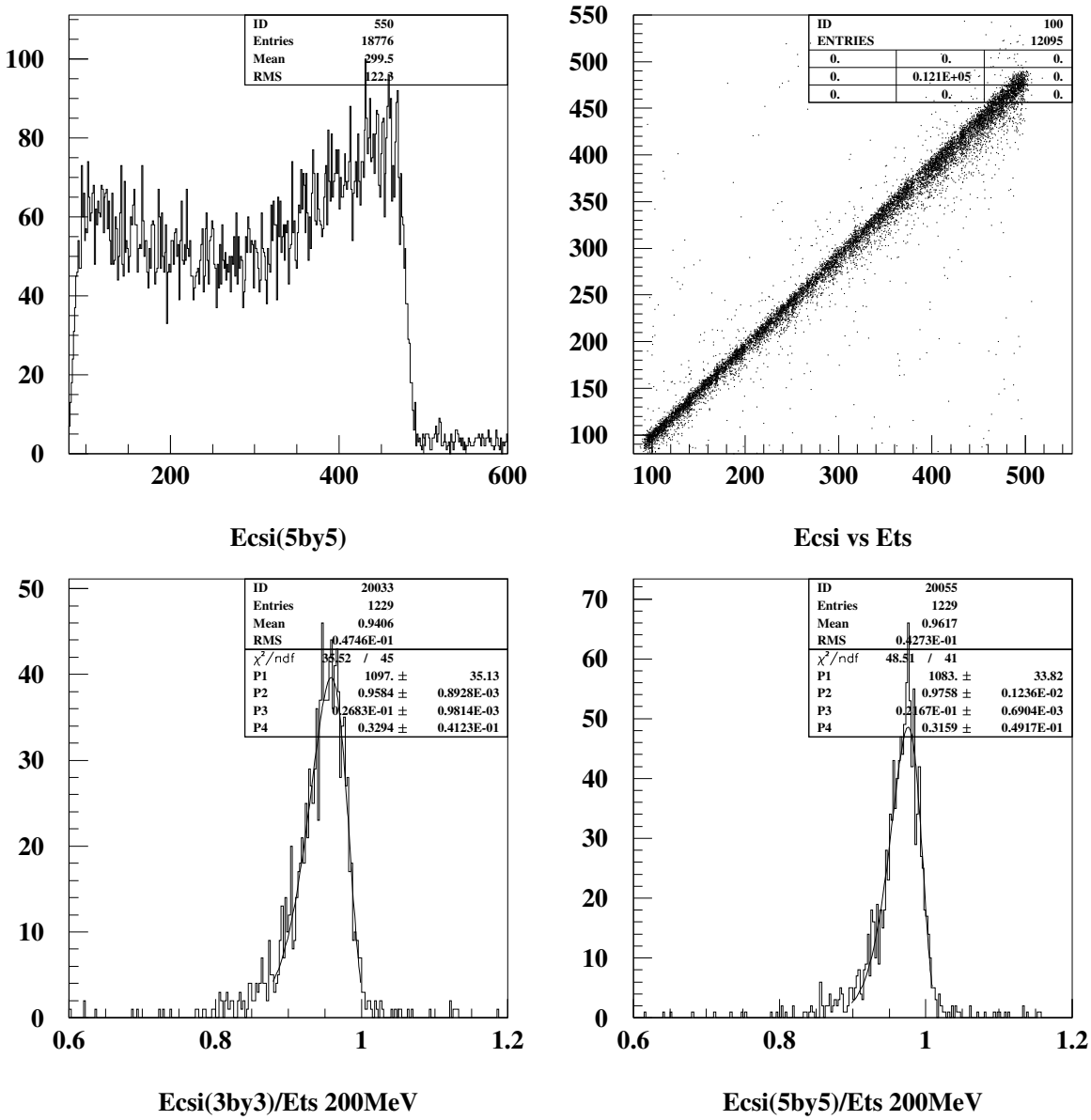

図 5.4: 左上図：CsI カウンター 5 × 5CsI カウンターでのエネルギー損失（横軸がエネルギー値、単位は MeV）、右上図：CsI カウンターでのエネルギー値（縦軸）と TS でのエネルギー値（横軸）の対応、下図：マトリックス（左図：3 × 3、右図：5 × 5）中でのエネルギーと TS でのエネルギー値の比の分布 (光子エネルギー:200MeV、電子ビームエネルギー：4GeV)

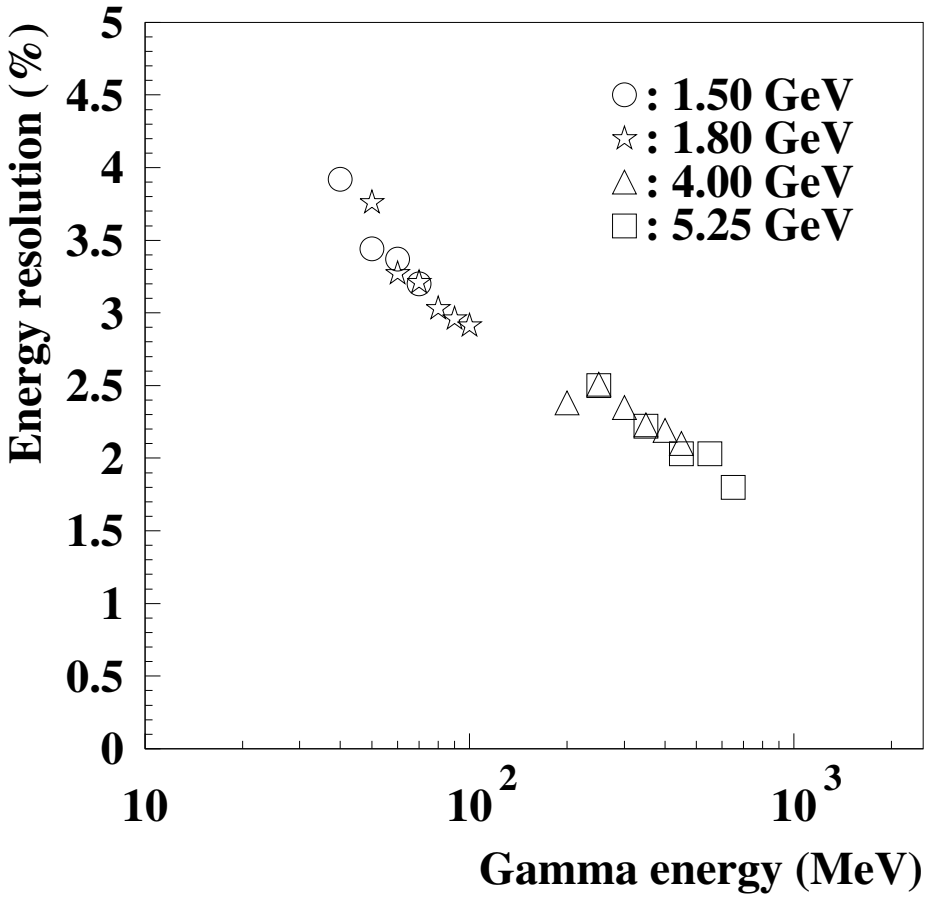

図 5.5: 3 × 3matrix のエネルギー分解能

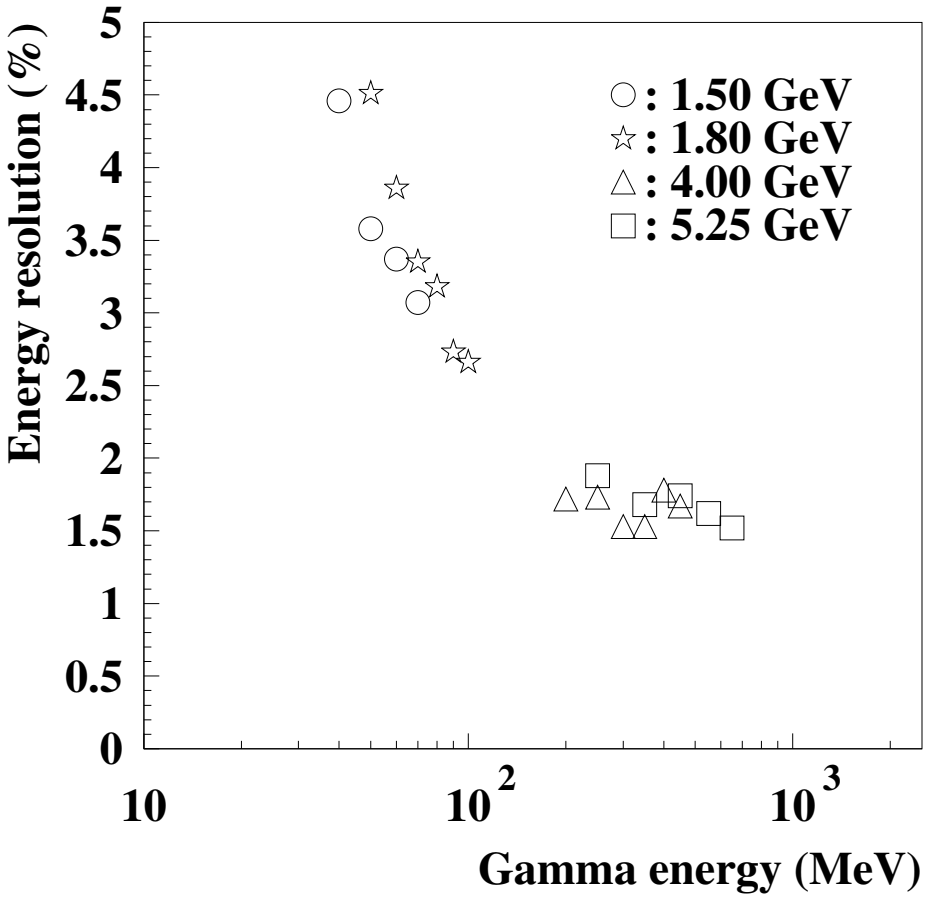

図 5.6: 5 × 5matrix のエネルギー分解能

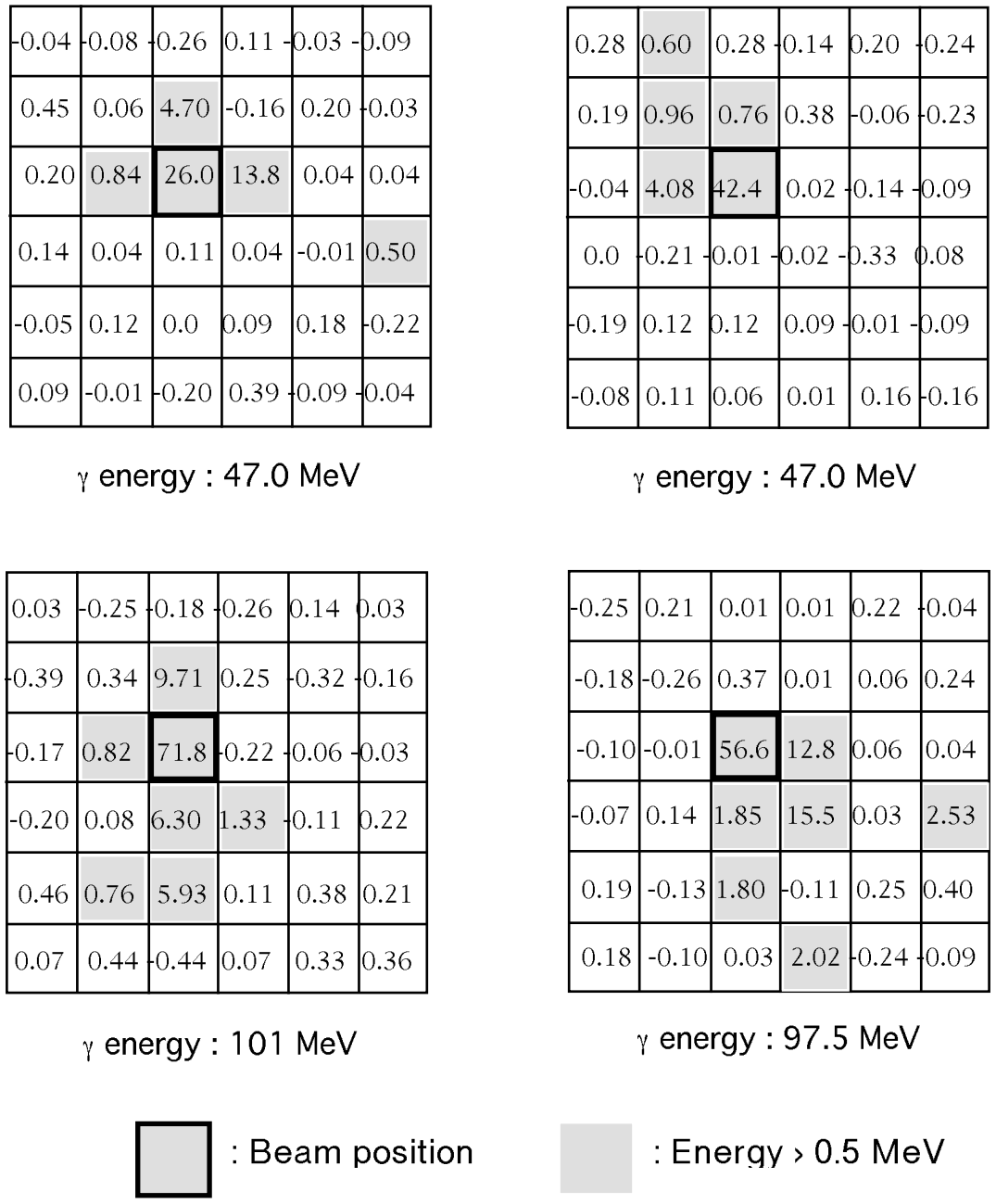

図 5.7: 電磁シャワーの広がり (数値の単位： MeV)

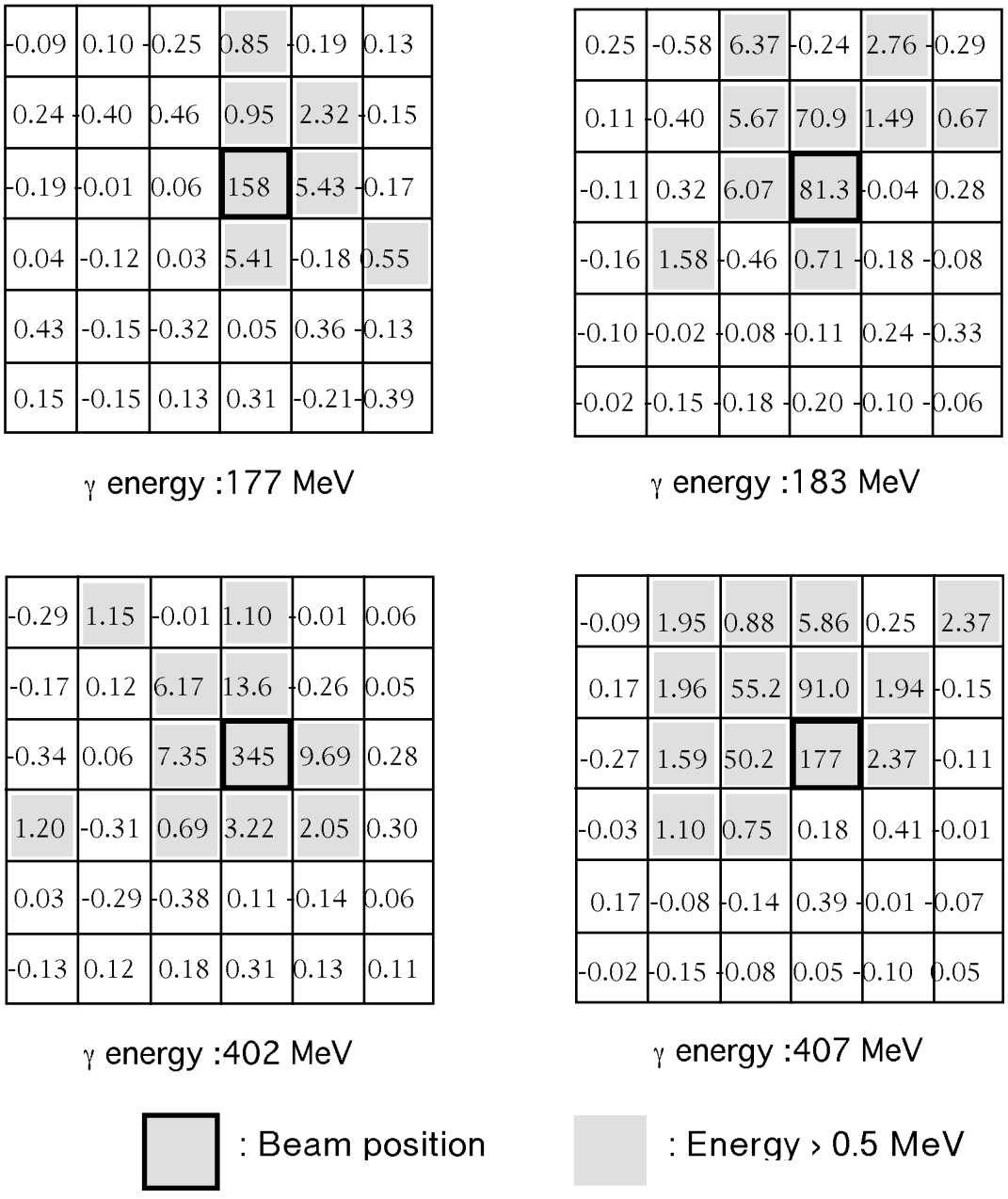

図 5.8: 電磁シャワーの広がり (数値の単位： MeV)

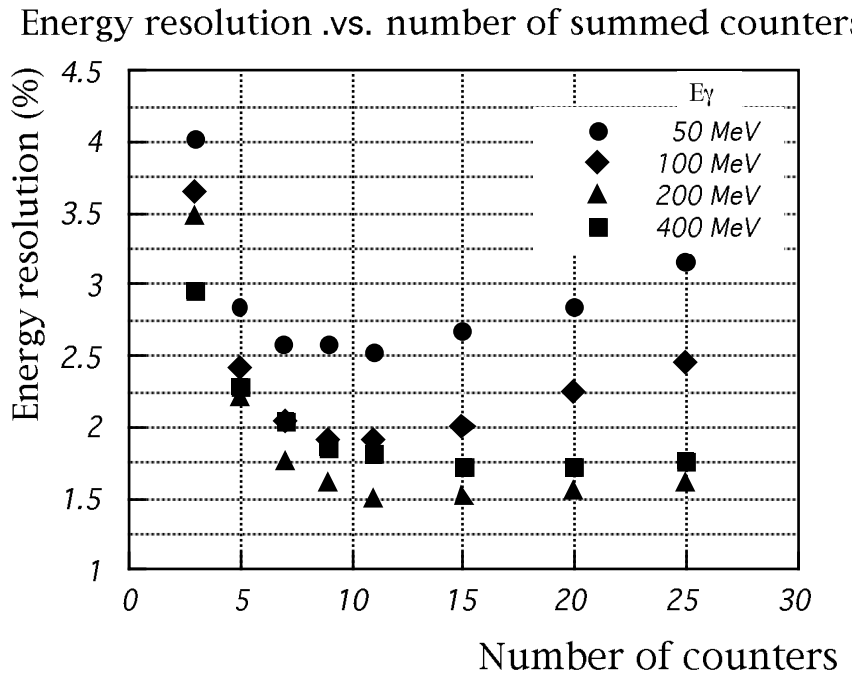

図 5.9: 用いたカウンターの本数とエネルギー分解能の関係

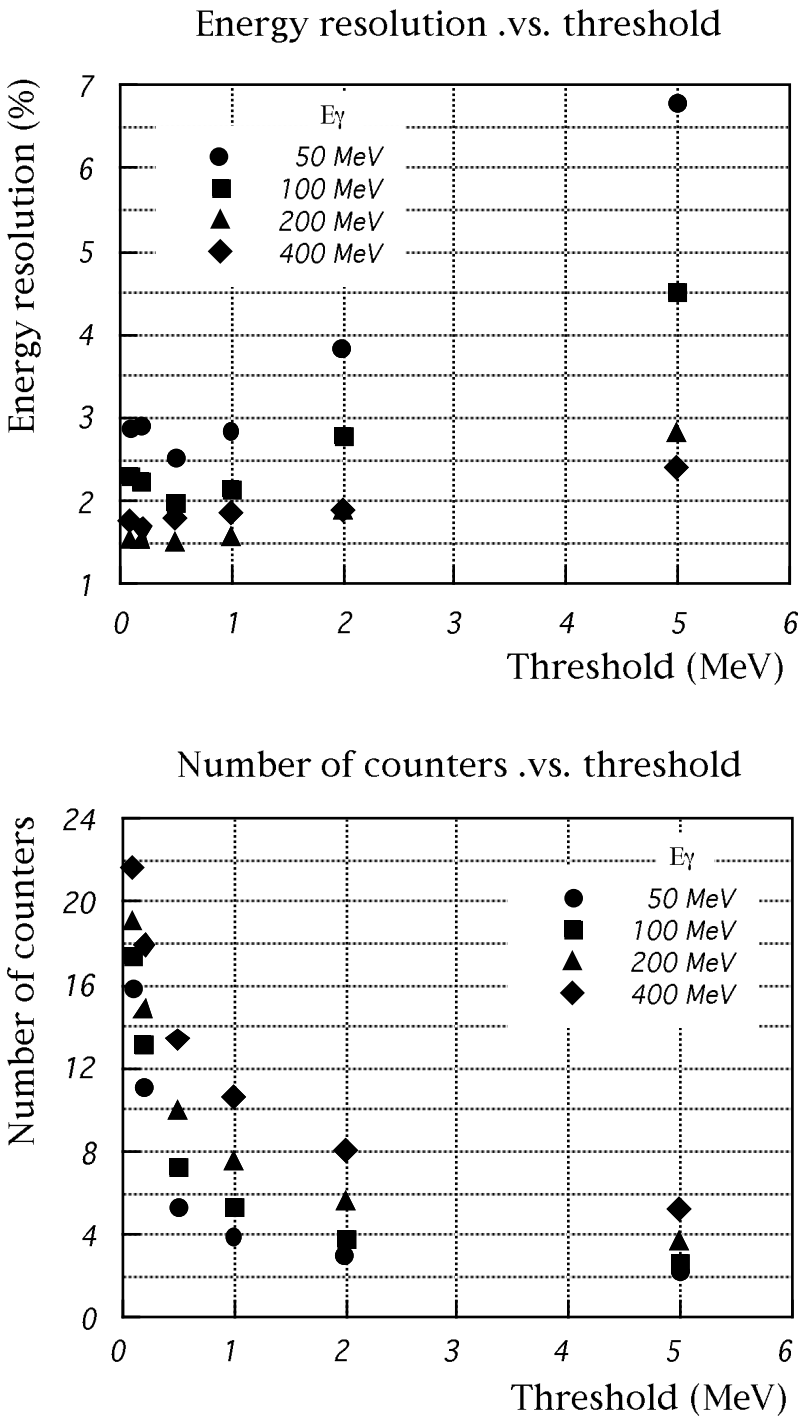

図 5.10: しきい値とエネルギー分解能の関係（上図）、しきい値とカウンター本数の関係（下図）

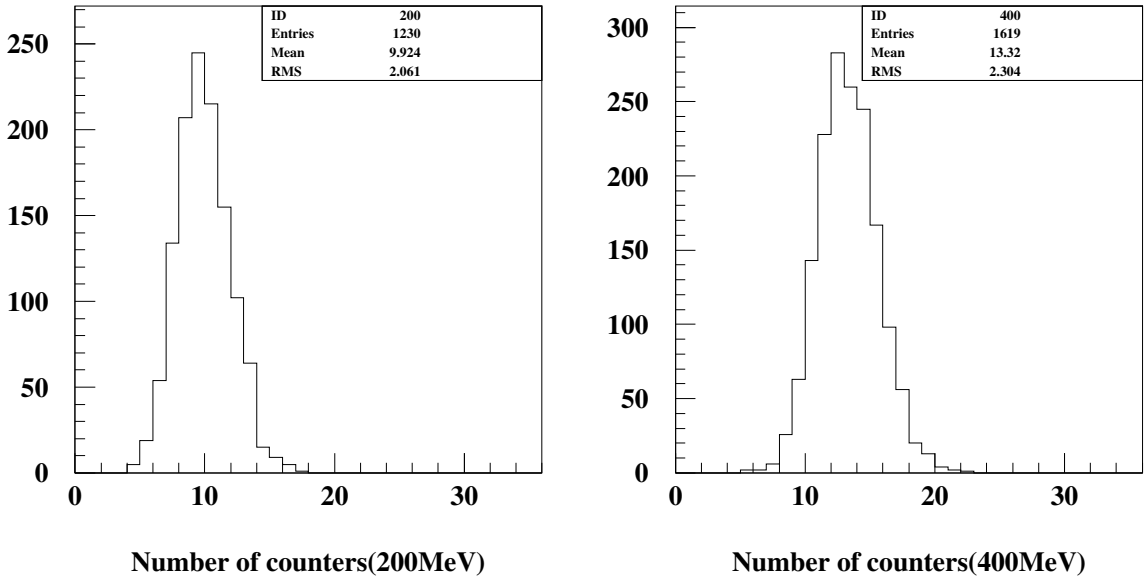

図 5.11: しきい値を 0.5MeV に設定した場合のカウンター本数の分布例（左図：光子エネルギー 200MeV、平均値 9.9 本、右図：光子エネルギー 400MeV、平均値 13.3 本)

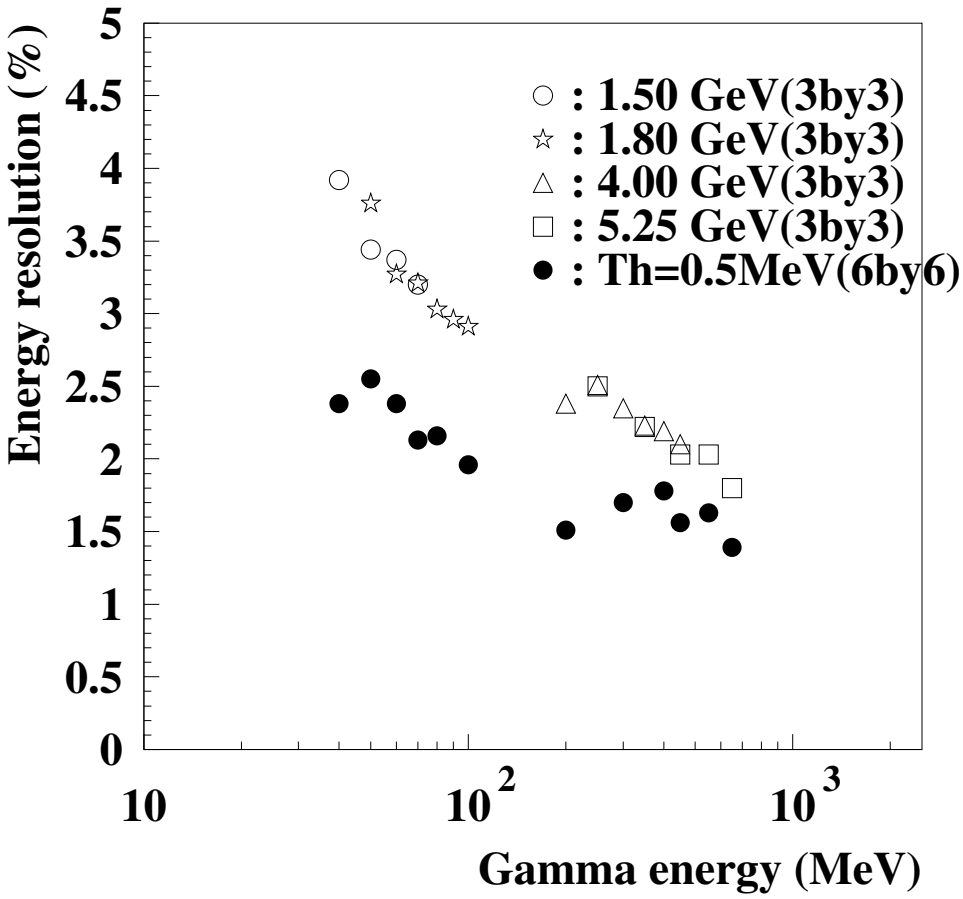

図 5.12: 3 × 3matrix と、 6 × 6matrix にしきい値（0.5MeV）を設定した場合のエネルギー分解能

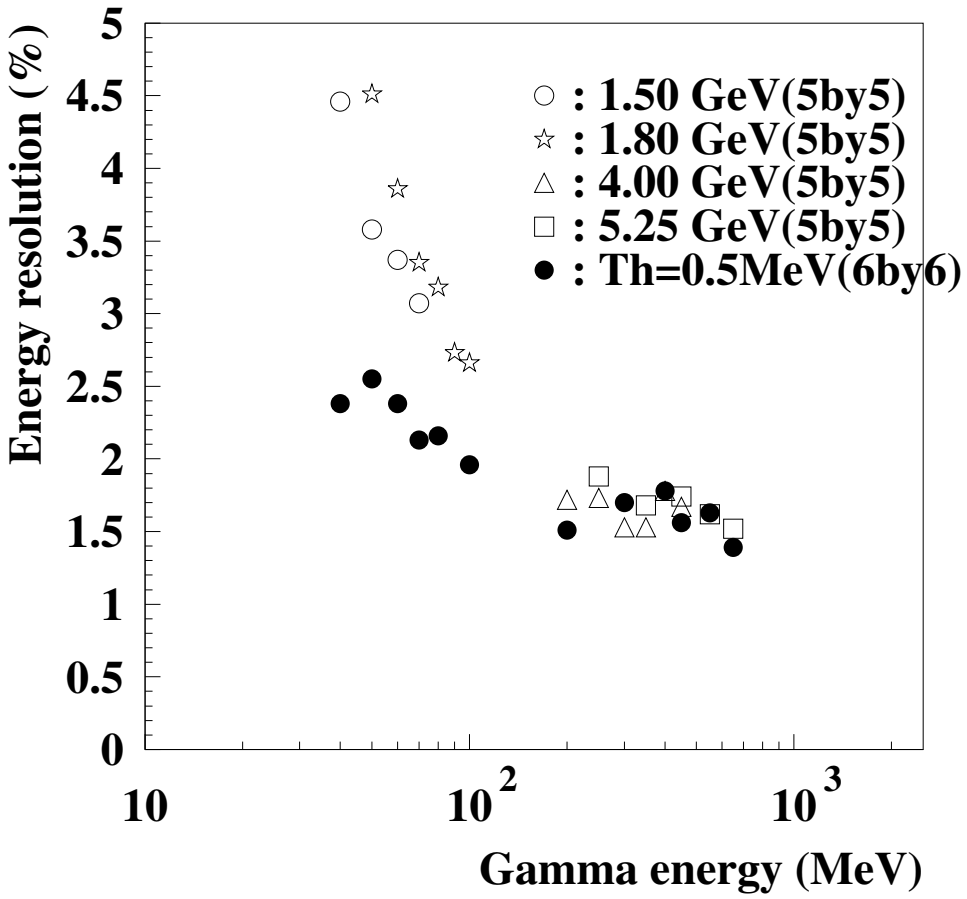

図 5.13: 5 × 5matrix と、 6 × 6matrix にしきい値（0.5MeV）を設定した場合のエネルギー分解能

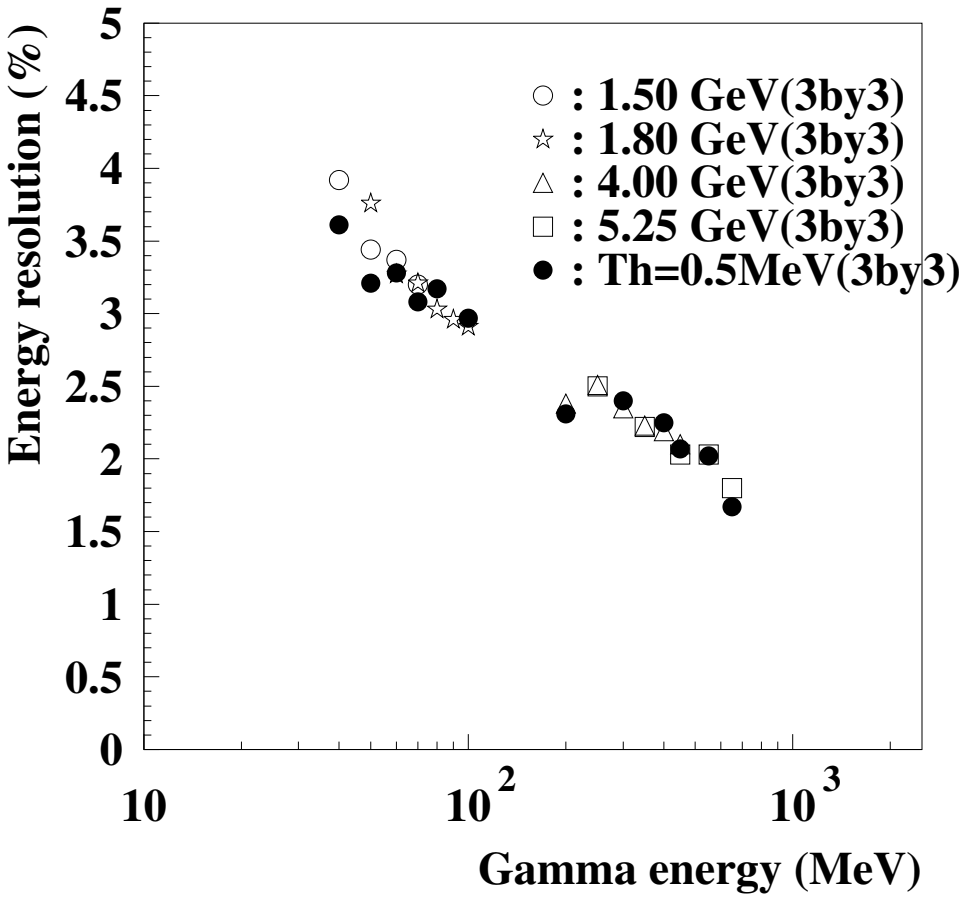

図 5.14: 3 × 3matrix と、3 × 3matrix にしきい値（0.5MeV）を設定した場合のエネルギー分解能

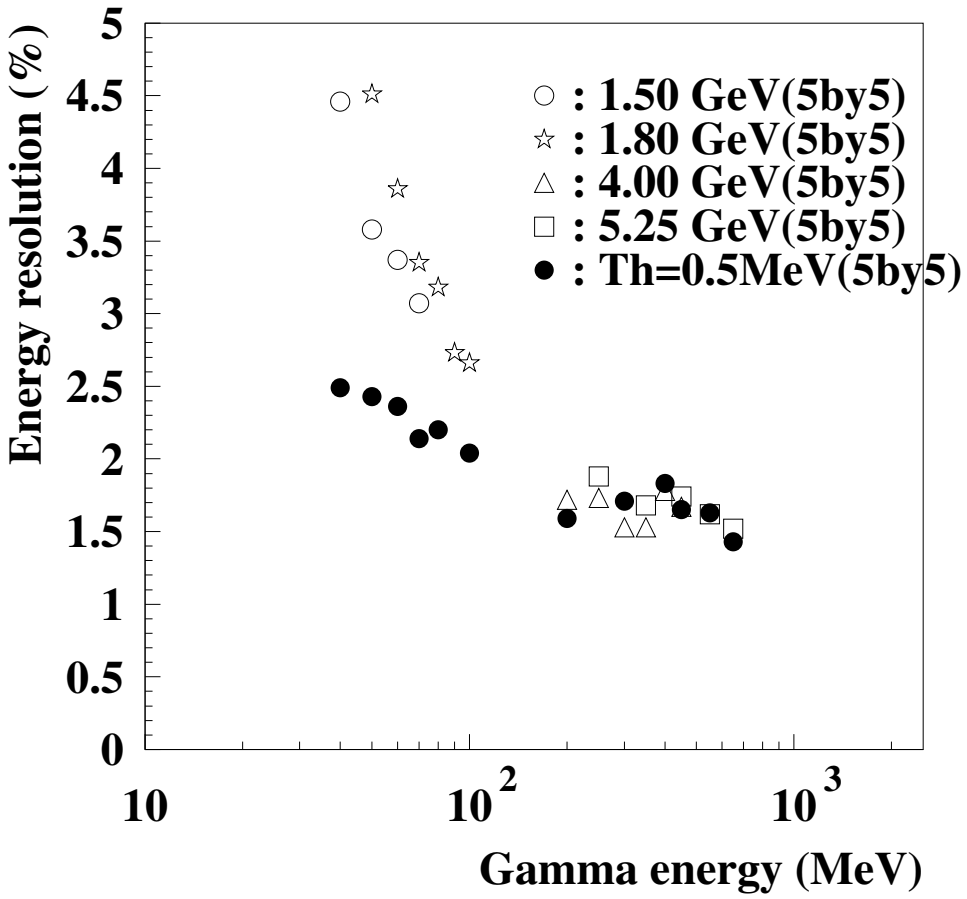

図 5.15: 5 × 5matrix と、 5 × 5matrix にしきい値（0.5MeV）を設定した場合のエネルギー分解能

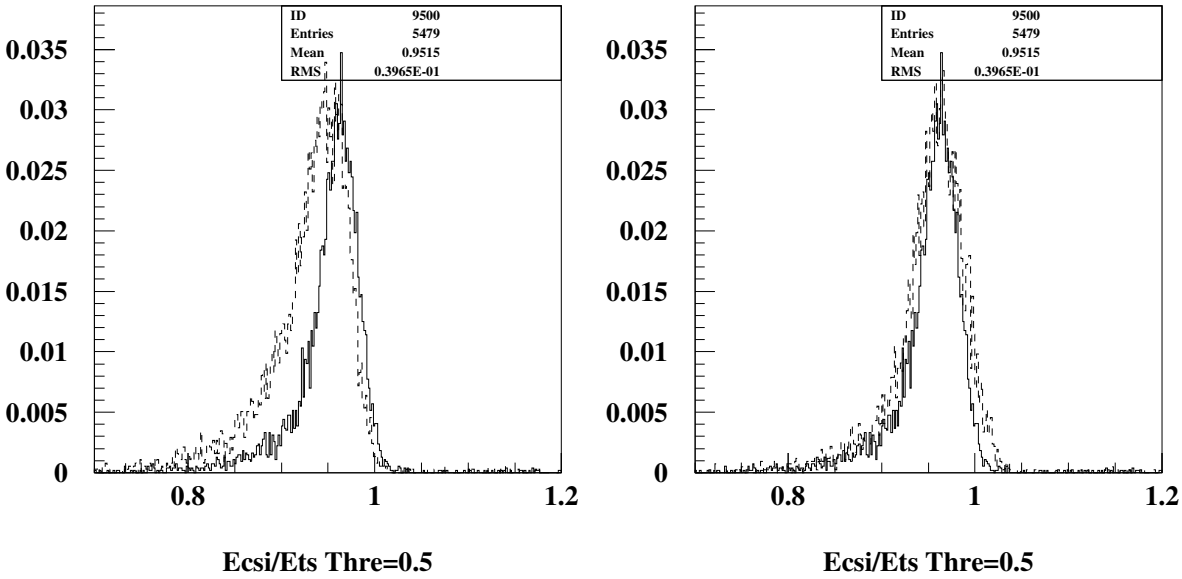

図 5.16: CsI カウンターでのエネルギー値と TS でのエネルギー値の比の分布（実線：しきい値を 0.5MeV に設定した 6 × 6 マトリックス 、点線：3 × 3 マトリックス（左図）、5 × 5 マトリクス（右図））

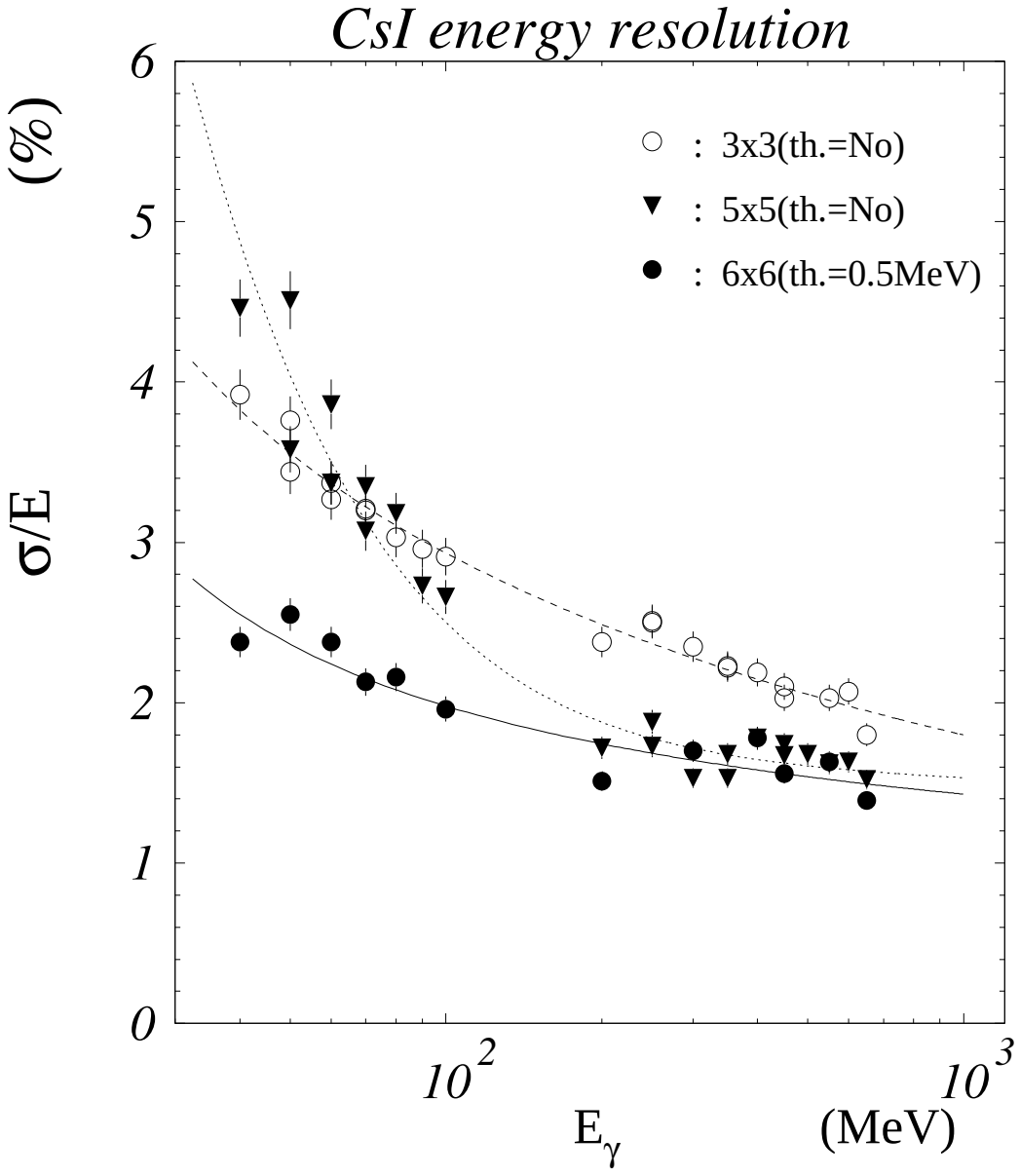

図 5.17: エネルギー分解能分布への関数のフィッティング。３×３マトリックス、５×５マトリックス、しきい値を 0.5MeV にを設定した場合の６×６マトリックスについて。

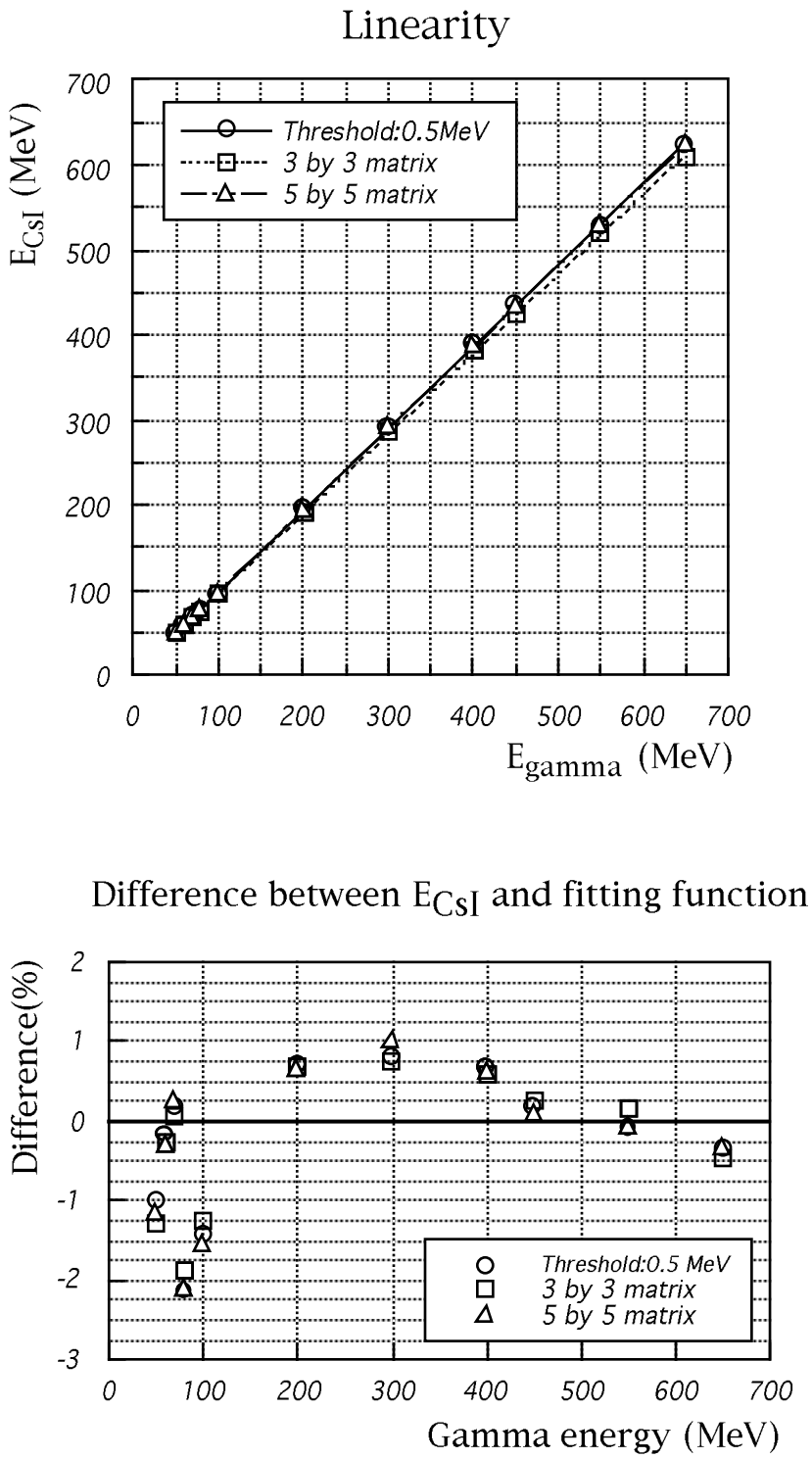

図 5.18: 上図：CsI カウンターでのエネルギー値（縦軸）と TS でのエネルギー値（横軸）、下図：フィッティングの関数からのずれ

第 6 章

研究結果のまとめ

KEKB ファクトリー BELLE 測定器の CsI 電磁カロリメータに用いられる CsI（Tl）結晶の特性について、研究結果をまとめる。

CsI（Tl）結晶の放射線耐性の測定結果は以下の三点である。

１）結晶の光量測定は、PMT、PD のどちらの読みだし方法で行なわれた場合にも数パーセント以内で測定結果が一致した。

２）被曝による結晶の光量低下は、均一照射と前面照射のどちらの場合にも、結晶内部の位置に依存性を持たず一様であった。

３）BELLE 測定器で用いられる全ての製造元の結晶は、求められる耐性を満たした。

以上の結果より、BELLE 測定器として次の事項が確認された。

（１）結晶のサンプルテストは PMT で行なう

（２）被曝による光量低下の補正は、結晶全体の光量に対してのみ必要である

（３）結晶は、現在予定されている製造元のものを使用する

次に、CsI（Tl）結晶のエネルギー分解能の研究について、ロシアの BINP で行

なわれたビームテストの解析より得られた結果は次の二点である。

1） CsI 電磁カロリメータのプロトタイプは、特に光子の低いエネルギー領域に対して良いエネルギー分解能を持つことが確認された。

2）エネルギーしきい値を設定するによりノイズの寄与が減り、特に低いエネルギー領域においてエネルギー分解能が大きく向上した。

この第二の結果を実機の CsI 電磁カロリメータにおいて実用するにはいくつかの課題があるが、より良いエネルギー分解能の実現のために有益な結果である。

B ファクトリー実験施設は 1994 年に建設開始され、 1998 年完成予定であり、実験開始も同じく 1998 年に予定されている。この実験の成功と新たな物理の解明を心から期待します。

謝辞

2 年間の学業生活をふりかえって、野口誠之先生、林井久樹先生、宮林謙吉先生には常に研究の上で指導頂いたこと、またＢファクトリー計画という大規模な実験プロジェクトに参加する機会を与えて下さったことに感謝致します。

KEK カロリーメータグループの皆様、特に福島正己氏、Lee MooHyun 氏には、加速器実験への取り組みを通してその根本にある物理の面白さを教えて頂きました。感謝致します。

また常日頃から様々な面で助けて下さった、奈良女子大学高エネルギー物理学研究室の皆さんにも感謝致します。

参考文献

[1] K.Lande,E.T.Booth,J.Impeduglia,L.M.Lederman and W.Chinowsky,Phys.Rev.103,1901(1956)

[2] T.D.Lee and C.N.Yang,Phys.Rev.104,254(1956)

[3] Phys.Rev.Lett.vol.13(1964)138-140pp

[4] M.Kobayashi and T.Masukawa,Prog.Theor.Phys.49(1973)

[5] A.B.Carter and A.I.Sanda,Phys.Rev.Lett.45(1980)952,Phys. Rev.D23(1981)1567.I.I.Bigi and A.I.Sanda,Nucl.Phys.B193(1981)85.

[6] PDG,Phys.Lett.B(1990)

[7] NA31 Collaboration(CERN),Phys.Lett.B317(1993)233

[8] E731 Collaboration(Fermilab),Phys.Rev.Lett.70(1993)1203

[9] L.Wolfenstein,Phys.Rev.Lett.13(1964)562

[10] C.Jarlskog,CP Violation in the Standard Model, 1994 International Workshop on B-PHYSICS

[11] S.Suzuki,Progress of B-factory at KEK,1994 International Workshop on B-PHYSICS

[12] Michael Gronau,Testing the Standard Model of CP violation in the B system,1994 International Workshop on B-PHYSICS

[13] CLEO Collaboration,Two measurments of $B^0\bar{B}^0$ mixing,1993 April

[14] M.tanaka, ボトムクォークの物理, 物理学会誌 1994 vol.49 No.9

[15] Y.Watanabe,CP とは, 物理学会誌 1994 vol.49 No.9

[16] BELLE Collaboration, A Study of CP Vioration in B Messon Decays Technical Design Report,1995 March

[17] BELLE Collaboration,BELLE Progress Report,1995 April- 1996 March

[18] BELLE Collaboration,BELLE Progress Report(ECL only),1997

[19] H.Hayashii,BELLE CsI Calorimeter(High Energy News),1994 july

[20] 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 年度修士学位論文

[21] 池田仁美, 電磁カロリメータに用いる CsI (Tl) 結晶のエネルギー較正,1995 年度修士学位論文

[22] BELLE Collaboration,KEK Report 94-2,1994 April

[23] Radiation Hardness Study of CsI(Tl) crystals,NIM

[24] The study of BELLE CsI Calorimeter prototype with BINP tagged photon beam,1997 March,(NIM に投稿予定)

[25] The proposal for the CsI Calorimeter energy and Position resolution measurement with photons,NIM-A339(1994)468

[26] Detector KEDR tagging system for two-photon physics,NIM-A355(1995)261-267