

平成 16 年度 修士学位論文

π^0 reconstruction による
E391a CsI カロリメータのエネルギー較正

大阪大学理学研究科 博士前期課程

物理学専攻 能町研究室

石井裕康

平成 17 年 3 月 18 日

概要

2004年の2月から7月にかけて、KEK PSにおいて $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊を探る E391a 実験が行われた。E391a 実験では、膨大な background 崩壊モードとの選別のために γ に対する高い検出効率を持った Veto 検出器を配し、終状態が 2γ のみであることを保証する。そして終状態の 2γ の検出に用いられる γ 線検出器は検出器群後方に置かれた CsI カロリメータであり、この検出器で捉えた 2γ の情報を用いて K_L を再構成することになる。従って CsI カロリメータのエネルギー較正、すなわち光電子増倍管の出力電荷から γ のエネルギーへの換算係数 (Gain Factor) の算出は、 K_L 崩壊位置の分解能に直接的影響を与えるため、精密に行われる必要がある。

そこで、 π^0 reconstruction を用いた手法により精密にエネルギー較正を行った。これは検出器群内部に置いたターゲットとビーム中の中性子との衝突により生成される π^0 からの 2γ を CsI カロリメータで捉え、得られたエネルギー及び位置情報から再構成した質量分布の π^0 ピークが正しい π^0 の質量になるように Gain Factor を補正する手法である。この手法は π^0 の崩壊位置がターゲットの位置として一意に決まっていることからエネルギー較正が可能となっている。

Gain Factor は Minimum Ionizing Particle である宇宙線が CsI に与えるエネルギー分布から求められていたが、今回この π^0 reconstruction を用いたエネルギー較正により、平均 7.2% の補正がなされるべきであるという結果が得られた。また、再構成した π^0 質量の分解能は補正前の 3.6% から 3.2% へと向上を見た。

目次

第 1 章	理論的背景	3
1.1	中性 K 中間子	3
1.2	K 中間子崩壊における CP 非保存過程	4
1.3	CKM 行列及び η パラメータ	5
1.4	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 稀崩壊	6
第 2 章	E391a 実験	8
2.1	実験概要	8
2.2	実験スケジュール	11
2.3	KEK 12GeV 陽子加速器と $K0$ ビームライン	11
2.4	E391a 検出器	16
2.4.1	検出器設計概念	16
2.4.2	上流部検出器	17
2.4.3	中央部検出器	17
2.4.4	下流部検出器	17
2.4.5	真空容器外下流検出器	19
2.5	CsI カロリメータ	19
2.6	Vacuum System	21
2.7	Monitoring System	21
2.8	DAQ	22
第 3 章	π^0 Calibration	25
3.1	目的と概要	25
3.2	手法	26
3.3	Cosmic ray による Gain Factor の算出	28
3.4	π^0 Mass Reconstruction	30
3.5	Clustering	31
3.6	γ のエネルギー・入射位置の算出	35
3.7	入射角度補正	36
3.8	Event Selection	39
3.8.1	Shower Leakage	39
3.8.2	Background 除去	40
3.9	Iteration	44
3.9.1	Correction Factor の導出方法	44
3.9.2	Iteration 結果	47

第 4 章 結果と議論	49
4.1 結果	49
4.2 補正適用外 CsI の取り扱い	51
4.3 他の π^0 Run Data Set における有効性	53
4.4 問題点と今後の課題	54
第 5 章 結論	55
謝辞	56
参考文献	57

第1章 理論的背景

E391a 実験では K 中間子の稀崩壊である $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ を測定する。本研究のテーマである CsI カロリメータのエネルギー較正は K 中間子の崩壊位置の分解能を左右するため、精密になされる必要がある。だが、従来の較正方法である宇宙線を用いた手法では精度のばらつきが大きい。そこで、本研究では π^0 reconstruction という手法を用いて精密にエネルギー較正を行った。

主題である π^0 を用いたエネルギー較正については第3章から詳細を述べる。本章は導入として、実験対象である中性 K 中間子 [1] から本実験におけるテーマである K 中間子稀崩壊に至るまでの理論的背景について述べる。

1.1 中性 K 中間子

1946 年、G.Rochester と C.Butler により中性 K 中間子が発見された [2]。彼らは荷電粒子のペア (後に π と同定される) に崩壊する重い中性粒子として K を観測したのである。この観測においては区別が無かったが、彼らの発見した粒子は K^0 あるいは \bar{K}^0 であると言える。中性 K 中間子が反粒子を持つという証明・あるいはそれらを区別する手段は、強い相互作用のプロセスである $\pi^- + p \rightarrow K^0 + n$ や $K^- + p \rightarrow K^0 + \Lambda^0$ のような反応が電荷保存・バリオン数保存を満たすにもかかわらず観測されないという事実によりもたらされる。1953 年、この問題を解決するため、強い相互作用において保存される (ただし弱い相互作用においては保存されない) Strangeness という新しい量子数が持ち込まれた [3]。ここで、表 1.1 に Isospin と Strangeness に関する量子数のテーブルを記しておく。

S	I	I_3 :	-1	$-\frac{1}{2}$	0	$+\frac{1}{2}$	+1
0	$\frac{1}{2}$			n		p	
-1	0				Λ		
0	1		π^-		π^0		π^+
+1	$\frac{1}{2}$			K^0		K^+	
-1	$\frac{1}{2}$			K^-		\bar{K}^0	
-1	1		Σ^-		Σ^0		Σ^+
-2	$\frac{1}{2}$			Ξ^-		Ξ^0	
-3	0				Ω^-		
0	0				η		

表 1.1: いくつかの粒子の Isospin と Strangeness パラメータによる区分

この新たな量子数の保存則によると、上式のような反応は許されず、 $K^+ + n \rightarrow K^0 + p$ や $K^- + p \rightarrow \bar{K}^0 + \Lambda^0$ といった既に観測されていた反応は許されるなど観測事実を満たす。

既に触れたが、Strangeness は弱い相互作用では保存されない。 K^0 と \bar{K}^0 が弱い相互作用による同じ崩壊モードを持つとすると、このようなモードだけを観測した場合に双方は区別がつかない。実際、 K^0 と \bar{K}^0 は、 $K^0(\bar{K}^0) \rightarrow \pi^+\pi^-, \pi^0\pi^0, 3\pi^0$ などの共通の崩壊モードを持つ。この事実は弱い相互作用における Strangeness 非保存が $|\Delta S| = 2$ のオーダーで成り立つ、すなわち $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ の変換が起こり得ることを示唆する。また、これにより、観測していた中性 K 中間子は K^0, \bar{K}^0 ではなく両者の重ね合わせであることになる。以上より、 K 中間子の状態 $|\psi_{K^0}\rangle$ は K^0, \bar{K}^0 の状態を用いて一般的に以下のように表現される。

$$|\psi_{K^0}\rangle = a|K^0\rangle + b|\bar{K}^0\rangle \quad (1.1)$$

$$(|a|^2 + |b|^2 = 1) \quad (1.2)$$

1.2 K 中間子崩壊における CP 非保存過程

弱い相互作用において、Parity および Charge の単独での対称性は破られている。いま、弱い相互作用において CP 対称性が保存していると仮定する。 CP operator を K^0 と \bar{K}^0 に作用させると、

$$\hat{C}\hat{P}|K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle \quad (1.3)$$

$$\hat{C}\hat{P}|\bar{K}^0\rangle = |K^0\rangle \quad (1.4)$$

となり、 K^0, \bar{K}^0 はいずれも CP 固有状態ではない。そこで式 1.2 のように K^0, \bar{K}^0 の混合状態 $|K_1\rangle, |K_2\rangle$ を考え、

$$|K_1\rangle \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) \quad (1.5)$$

$$|K_2\rangle \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) \quad (1.6)$$

のように a, b を選べば、

$$\hat{C}\hat{P}|K_1\rangle = +|K_1\rangle \quad (1.7)$$

$$\hat{C}\hat{P}|K_2\rangle = -|K_2\rangle \quad (1.8)$$

であるから、 K_1, K_2 は CP 変換に対してそれぞれ固有値 ± 1 の固有状態であることがわかる。このように、弱い相互作用で崩壊する中性 K 中間子の 2 状態はこの K_1, K_2 であることがわかる。ところで、一般に中性 K 中間子は 2π または 3π に崩壊する。 2π 崩壊では $P = +1, C = +1$ 状態、 3π 崩壊では $P = -1, C = +1$ 状態であるから、

$$K_1 \rightarrow 2\pi, \quad K_2 \rightarrow 3\pi \quad (1.9)$$

となることが期待される。また、 2π 崩壊で π に与えられる Kinetic Energy は $\sim 215\text{MeV}$ 、同様に 3π 崩壊では $\sim 78\text{MeV}$ である。 3π の位相空間が小さいことにより、 K_2 の lifetime は K_1 と比べて遥かに大きくなる。

$$\tau_1 = 0.89 \times 10^{-10}\text{sec} \quad (1.10)$$

$$\tau_2 = 5.17 \times 10^{-8}\text{sec} \quad (1.11)$$

すなわち K_1 は短寿命の K_S 、 K_2 は長寿命の K_L に相当する。

ところが、1964 年、J.Christenson, J.Cronin, V.Fitch, R.Turlay らは長寿命の中性 K 中間子から 2π に崩壊するイベントが 0.2% の割合で存在することを発見した [4]。この結果は、 $|K_1\rangle, |K_2\rangle$ が CP に対する固有状態でない、すなわち CP が破られていることを示している。この CP の破れの大きさは小さいのでこれを ϵ とすると、 K_L, K_S の状態は以下ようになる。

$$|K_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+\epsilon^2}}(|K_1\rangle - \epsilon|K_2\rangle) \quad (1.12)$$

$$|K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+\epsilon^2}}(|K_2\rangle + \epsilon|K_1\rangle) \quad (1.13)$$

上記のように、 K_L は K_1 成分を含んでいる。 K_L の 2π 崩壊ではこの K_1 成分の混じり込み成分が崩壊することで $CP+$ から $-$ へ移ることができる。このようなものを indirect CP Violation と呼ぶ。一方、崩壊の過程で CP を破るものを direct CP Violation と呼ぶ。

1.3 CKM 行列及び η パラメータ

現在、 CP Violation を説明する上で最も有力なものは小林・益川モデルである。このモデルでは弱い相互作用の固有状態と質量固有状態が異なり、3 世代のクォークの世代間混合によって CP Violation が起こりうるとされる。この世代間混合は以下のような 3×3 行列を用いて表現される。

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ u' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.14)$$

この 3×3 行列は M.Kobayashi, T.Maskawa によって提唱され [5]、KM Matrix、あるいは N.Cabibbo を冠して CKM Matrix と呼ばれる。CKM Matrix のパラメータ化のため、

$$\begin{aligned} V_{CKM} &= \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.15)$$

$$c_{ij} = \cos \theta_{ij}, \quad s_{ij} = \sin \theta_{ij} \quad (1.16)$$

と表現する。 θ は回転角、 δ は位相角、 $i, j = 1, 2, 3$ は世代を表すラベルである。この表式は、 $\theta_{13} = \theta_{23} = 0$ とすると

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

となり、第 3 世代が分離できて θ_{12} で記述される Cabibbo 回転となること [6]、またクォーク場の適当な再定義により c_{ij}, s_{ij} を全て正にできることなどの特徴がある。従って

$$0 \geq \theta_{ij} \geq \pi/2, \quad 0 \geq \delta \geq 2\pi \quad (1.18)$$

としてよい。ここで、 $c_{13} - 1 < 10^{-5}$ であるという測定事実を持ち込み、さらに Wolfenstein のパラメータ [7] と呼ばれる以下のパラメータを定義する。

$$s_{12} \equiv \lambda \quad (1.19)$$

$$s_{23} \equiv A\lambda^2 \quad (1.20)$$

$$s_{13}e^{-i\delta} \equiv A\lambda^3(\rho - i\eta) \quad (1.21)$$

A, λ, η は実数である。これらにより、以下 KM Matrix の各成分を書き下す。ただし $\lambda \ll 1$ であるので λ に対する 4 次以上のオーダーは十分小さい [8]。

$$V_{ud} \sim \sqrt{1 - \lambda^2} \times 1 \sim 1 - \frac{\lambda^2}{2} \quad (1.22)$$

$$V_{us} \sim \lambda \times 1 = \lambda \quad (1.23)$$

$$V_{ub} = A\lambda^3(\rho - i\eta) \quad (1.24)$$

$$V_{cd} \sim -\lambda - \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right) \times A\lambda^2 \times A\lambda^3(\rho - i\eta) \sim -\lambda \quad (1.25)$$

$$V_{cs} \sim \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right) - \lambda \times A\lambda^2 \times A\lambda^3(\rho - i\eta) \sim 1 - \frac{\lambda^2}{2} \quad (1.26)$$

$$V_{cb} \sim A\lambda^2 \times 1 \sim A\lambda^2 \quad (1.27)$$

$$V_{td} \sim \lambda \times A\lambda^2 - \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right) \times 1 \times A\lambda^3(\rho - i\eta) \sim A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) \quad (1.28)$$

$$V_{ts} \sim -\left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right) \times A\lambda^2 - \lambda \times 1 \times A\lambda^3(\rho - i\eta) \sim -A\lambda^2 \quad (1.29)$$

$$V_{tb} \sim 1 \quad (1.30)$$

結局、CKM Matrix は

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4) \quad (1.31)$$

のような形で得られる。この表式は CKM Matrix がほぼ対角行列の形を成すことを明瞭に示している。標準理論における CP の破れの成分は CKM Matrix の虚数部分に集約される。すなわち、パラメータ η が CP Violation の大きさを表すパラメータである。

1.4 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 稀崩壊

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊は CP Violation 起源でのみ成り立つ崩壊モードである。その Feynman diagram は図 1.1 のように Z-Penguin, W-Box diagram として記述される。

この崩壊の存在を確認することは、すなわち CP の破れが $\Delta S = 1$ の遷移を通して起こることの証拠になる。CKM Matrix による表現を用いるなら、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊は CP Violation の程度を表す η パラメータに感度がある。このことを以下に示す。

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の decay amplitude A は次のようになる。

$$A(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = \epsilon A(K_1 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) + A(K_2 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) \quad (1.32)$$

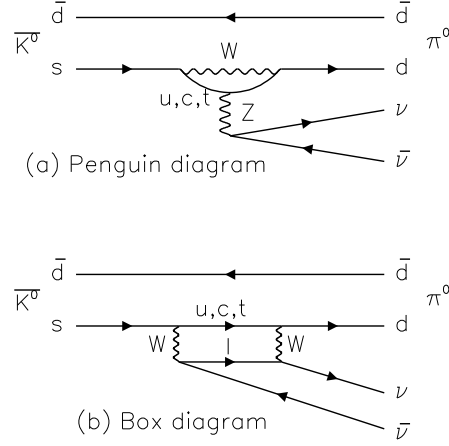


図 1.1: $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のファインマン図

ここで、

$$A(K_1^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = \frac{1}{\sqrt{2}} [A(K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) + A(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})] \quad (1.33)$$

$$A(K_2^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = \frac{1}{\sqrt{2}} [A(K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) - A(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})] \quad (1.34)$$

である。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の direct 及び indirect CP Violation の成分が現れるが、 ϵ が小さいために indirect 成分は無視できる。

$$\begin{aligned} A(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) &= \frac{1}{\sqrt{2}} [(\epsilon + 1)A(K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) + (\epsilon - 1)A(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})] \\ &\propto V_{td}^* - V_{td} \\ &\propto 2i\eta \end{aligned} \quad (1.35)$$

従って分岐比 B は、

$$B(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) \sim B(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})_{direct} = 8 \times 10^{-11} [\eta F(x_t)]^2 \quad (1.36)$$

のようになり、 η^2 に比例する量であることがわかる。よって $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比の測定は η パラメータに感度があるということが示された。ただし、 $F(x)$ は Box 及び Penguin Diagram から現れる量、 x_t は top quark と W Boson の mass の比を二乗したものである。

$$F(x_t) = F(x_t)_{penguin} + F(x_t)_{box} = \frac{x_t}{8} \left[\frac{3x_t - 6}{(x_t - 1)^2} \ln x_t + \frac{2 + x_t}{x_t - 1} \right] \quad (1.37)$$

$$x_t \equiv (m_t/m_W)^2 \quad (1.38)$$

ここで $\eta = 0.36$, $m_t = 180 \text{ GeV}/c^2$ とすれば、

$$B(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) \sim 2.8 \times 10^{-11} [1] \quad (1.39)$$

すなわち標準理論による予測値が概算できる。

第2章 E391a 実験

この章では、2004 年に行われた E391a 実験に関しての詳細を述べていくことにする。まずは物理的意義及び実際のスケジュールに関して、次に加速器とビームについて、さらに検出器等のハードウェアやデータ収集系 (Data Acquisition, 今後は DAQ と略記) について述べる。

2.1 実験概要

2004 年 2 月から 6 月末にかけ、KEK(高エネルギー加速器研究機構) の 12GeV PS (Proton Synchrotron) において、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊を探る E391a 実験が行われた [9]。前章で述べた通り、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比は、 CP Violation の程度を表す CKM Matrix の η パラメータに感度がある。この崩壊モードでは $\Delta S = 2$ プロセスは無視でき、 $\Delta S = 1$ プロセスの pure な情報を与える。また、QCD 効果からの要請である hadronic matrix element による不定性は既によく知られた $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ の分岐比から求められるため、この寄与を無視できる。さらに、 ν は弱い相互作用をする粒子であるために長距離相互作用は小さい。以上のことから、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の理論的不定性は非常に小さく、 $\sim 2\%$ [10] である。これによって、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊は η パラメータを精度よく測定するのに最適なモードと言える。

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊で検出可能な粒子は π^0 からの 2γ のみである。 K_L の崩壊モードでは $K_L \rightarrow 2\gamma$ という例外を除き、必ず荷電粒子、あるいは 2γ より多くの γ を放出する (表 2.1 [11])。そのため終状態で 2γ 以外が放出されていないことを保証する必要があり、 γ に対する高い検出効率をもつ veto 検出器、及び荷電粒子用 veto 検出器によりこれを行う。

最終的な $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の同定は終状態に放出される 2γ から π^0 の質量を仮定して求めた崩壊位置 (vertex) に対する崩壊領域の要求、及び 2γ が P_T (運動量のビーム軸に対する垂直成分) を持つという条件により行われる。終状態で 2γ のみ放出されるもう一つのモード、 $K_L \rightarrow 2\gamma$ は二体崩壊であるため、終状態の 2γ が $P_T = 0$ となる。従って 2γ の P_T を求めることにより両者の識別が可能となる (図 2.1)。Monte-Carlo シミュレーションによって求めた $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊における K_L の vertex と 2γ の P_T の分布を図 2.2 に示しておく。

標準模型で計算される $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の分岐比は $(3.1 \pm 1.3) \times 10^{-11}$ [12] とされ、現在までに直接的に測定されている感度の上限値は 5.9×10^{-7} (KTeV) [13] である。E391a 実験グループでは最終的に J-PARC において 3×10^{-13} の測定感度を達成することを目指している。そのための前段階という位置付けで、今回 KEK PS でのビーム強度で可能な 3×10^{-10} の感度を目指して実験が行われた。

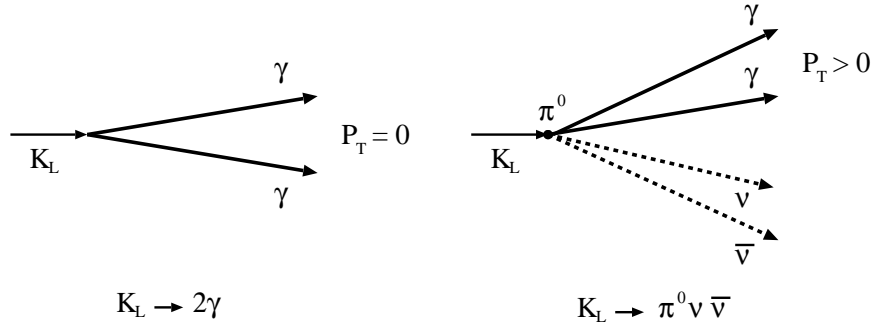


図 2.1: $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ と $K_L \rightarrow 2\gamma$ での P_T の比較

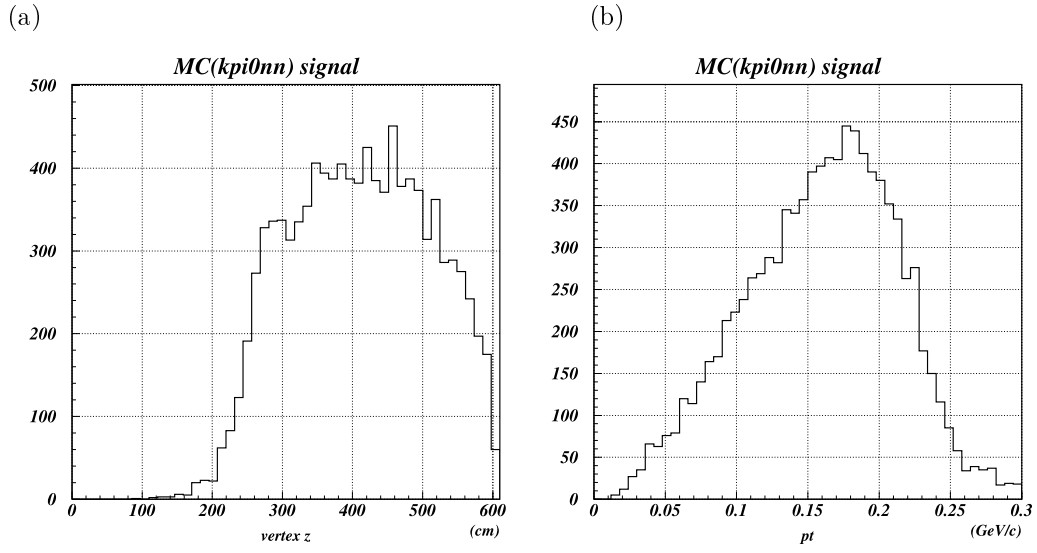


図 2.2: $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の Monte-Carlo シミュレーション (a) $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の vertex 分布 - Z=0 は Front Barrel(2.4 節参照) の上流側入口 (b) $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊からの 2γ の P_T の分布

Decay mode	Branching ratio	Visible particle
$\pi^\pm e^\mp \nu$	$(38.81 \pm 0.27)\%$	2charged
$\pi^\pm \mu^\mp \nu$	$(27.19 \pm 0.25)\%$	2ch
$\pi^0 \pi^\pm e^\mp \nu$	$(5.18 \pm 0.29) \times 10^{-5}$	2ch, 2γ
$3\pi^0$	$(21.05 \pm 0.23)\%$	6γ
$\pi^+ \pi^- \pi^0$	$(12.59 \pm 0.19)\%$	2ch, 2γ
$\pi^+ \pi^-$	$(2.090 \pm 0.025) \times 10^{-3}$	2ch
$\pi^0 \pi^0$	$(9.32 \pm 0.12) \times 10^{-4}$	4γ
$\pi^\pm e^\mp \nu \gamma$	$(3.53 \pm 0.06) \times 10^{-3}$	2ch, 1γ
$\pi^0 \pi^0 \gamma$	$< 5.6 \times 10^{-6}$	5γ
$\pi^+ \pi^- \gamma$	$(4.39 \pm 0.12) \times 10^{-5}$	2ch, 1γ
$\pi^0 2\gamma$	$(1.41 \pm 0.12) \times 10^{-6}$	4γ
2γ	$(5.90 \pm 0.07) \times 10^{-4}$	2γ
$e^+ e^- \gamma$	$(10.0 \pm 0.5) \times 10^{-6}$	2ch, 1γ
$\mu^+ \mu^- \gamma$	$(3.59 \pm 0.11) \times 10^{-7}$	2ch, 1γ
$e^+ e^- \gamma \gamma$	$(5.95 \pm 0.33) \times 10^{-7}$	2ch, 2γ
$\mu^+ \mu^-$	$(7.27 \pm 0.14) \times 10^{-9}$	2ch
$e^+ e^-$	$(9^{+6}_{-4}) \times 10^{-12}$	2ch
$\pi^+ \pi^- e^+ e^-$	$(3.11 \pm 0.19) \times 10^{-7}$	4ch
$\mu^+ \mu^- e^+ e^-$	$(2.69 \pm 0.27) \times 10^{-9}$	4ch
$e^+ e^- e^+ e^-$	$(3.75 \pm 0.27) \times 10^{-8}$	4ch
$\pi^0 \mu^+ \mu^-$	$< 3.8 \times 10^{-10}_{\text{CL}=90\%}$	2ch, 2γ
$\pi^0 e^+ e^-$	$< 5.1 \times 10^{-10}_{\text{CL}=90\%}$	2ch, 2γ
$\pi^0 \nu \bar{\nu}$	$< 5.9 \times 10^{-7}_{\text{CL}=90\%}$	2γ
$e^\pm \mu^\mp$	$< 4.7 \times 10^{-12}_{\text{CL}=90\%}$	2ch
$e^\pm e^\pm \mu^\mp \mu^\mp$	$< 4.12 \times 10^{-11}_{\text{CL}=90\%}$	4ch

表 2.1: K_L 崩壊モード [11]

2.2 実験スケジュール

実験は2004年、図2.3のようなスケジュールで行われた。2月16日からビームの供給が始まり、各種のチューニングを行った。最初の physics run のデータ取得が3月1日、安定して physics のデータ取得が行われるようになったのが3月13日である。physics run は4月末から約3週間の beam break を挟み、6月21日まで行った。この後 π^0 calibration run のセットアップのために一度検出器の真空を破り、6月24日から6月29日の間 π^0 run のデータ取得を行った。 π^0 run 後いくつかの special run を行い7月1日に beam stop、実験を終了した。

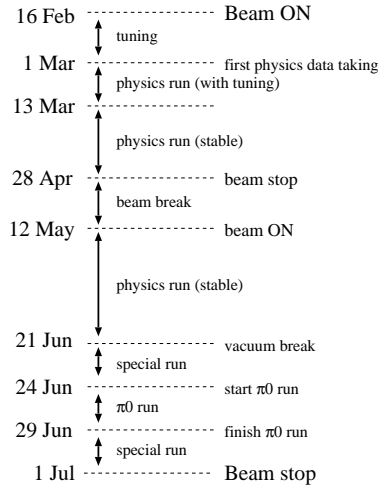


図 2.3: 2004 年 ビームタイムスケジュール

2.3 KEK 12GeV 陽子加速器と K0 ビームライン

E391a 実験は高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の 12GeV 陽子シンクロトロン (PS) 東カウンターホールに位置する K0 ビームライン [16] を用いて行われた。この節では加速器とビームに関することを述べていく。まず、PS 及び東カウンターホールを図 2.4 に示しておく。

この加速器施設は前段加速器、線形加速器、ブースター加速器、及び主リングにより構成される [14]。まず負水素イオンが Cockcroft-Walton 型の前段加速器によって 750keV まで加速される。これを線形加速器に送り 40MeV まで加速した後、ブースター加速器へ入射する。このとき、炭素の薄膜によって電子が剥ぎ取られて陽子になる。ブースターでは 500MeV まで加速され主リングへ送られる。ブースターと主リングの平均半径はそれぞれ 6m, 54m で、その比が整数 9 になるように選ばれている。図 2.5 に spill の時間関係を示す。ブースターで加速されたビームが入射されている 0.5 秒間は主リングの磁場を一定値に保つ。ブースターから 9 回入射の後、磁場を上昇させて 0.65 秒後 12GeV にまで加速される。これを遅い取り出しによって 2 秒の間実験室へと導く。このとき主リングの磁場は一定値に保たれている。この過程が 4 秒周期で繰り返される。

主リングから取り出されたビームは東カウンターホールへ導かれる。このときの陽子ビームサイズは図 2.6 のような縦 $\sigma = 1.1\text{mm}$ 、横 $\sigma = 3.3\text{mm}$ で楕円形を成し、Intensity は 2×10^{12} ppp 程度である。このビームがプラチナの target (8mm ϕ , 10cm 円筒形) に 4°の角度で入射し、 K_L を発生させる。

K_L ビームは K0 ビームライン (図 2.7) 上の C1~C6 のコリメータによって $\sim 6\text{cm}\phi$ に絞られて検出器に入射する。K0 ビームライン上には、荷電粒子を落とすための sweeping magnet、及び γ を落とすための Pb absorber を配してある。また、中性子を落とすための Be absorber も用意されているが、 K_L の損失に対する中性子の減少という点での利得がそれほど大きくないため使われなかった。K0 実験エリア入口での K_L ビームの momentum 分布は Monte-Carlo シミュレーションによって図 2.8 のように得られている。また、検出器に入射する K_L は $2.1 \sim 2.4 \times 10^5/10^{12}\text{ppp}$ (particle per pulse : 1 spill あたりに飛来する粒子数) 程度である。

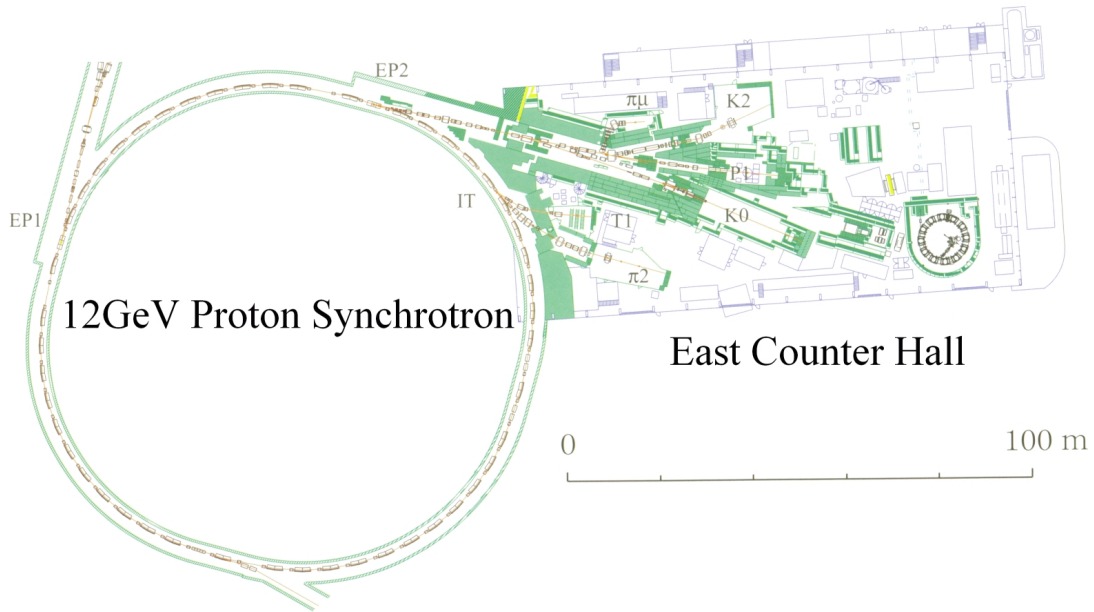
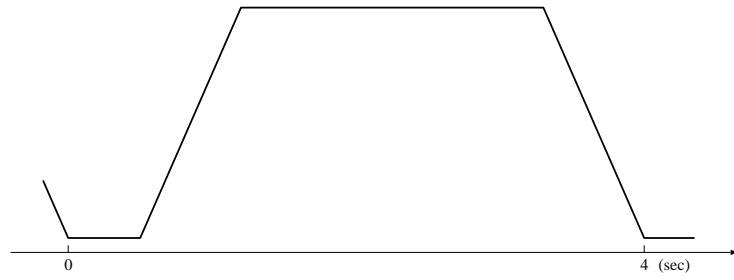
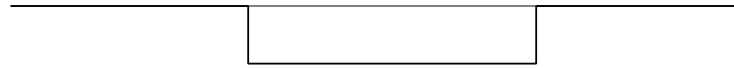


図 2.4: KEK 12GeV 陽子シンクロトロン

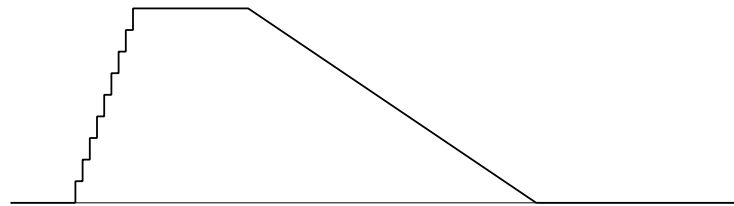
Main Ring
Magnetic field



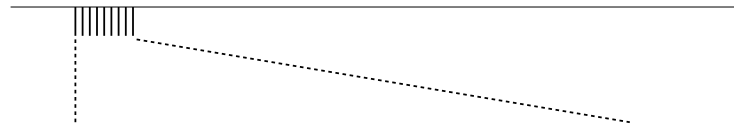
Main Ring
Extraction beam



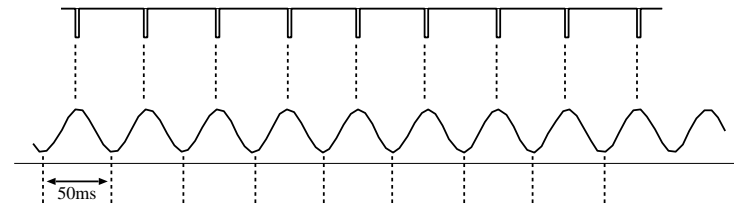
Main Ring
Beam intensity



Booster beam



Booster
Magnetic field



Linac beam

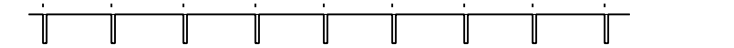


図 2.5: KEK PS の動作パターン概念図

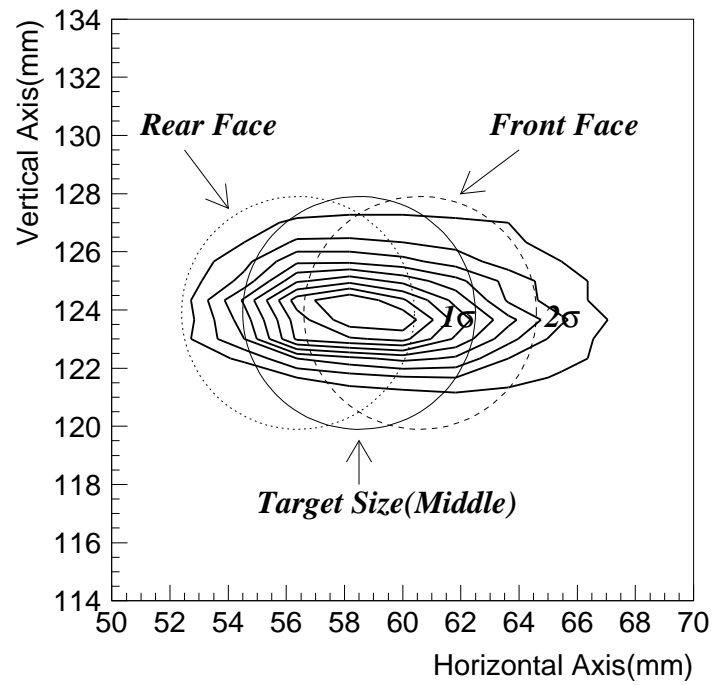


図 2.6: 主リングからの取り出しビームのサイズ 縦: $\sigma = 1.1\text{mm}$, 横: $\sigma = 3.3\text{mm}$
 図中の円はプラチナターゲットを示している。ビームはターゲットに対して 4° の角度で入射するので
 前面・背面・及び中央の断面は図のように示される。

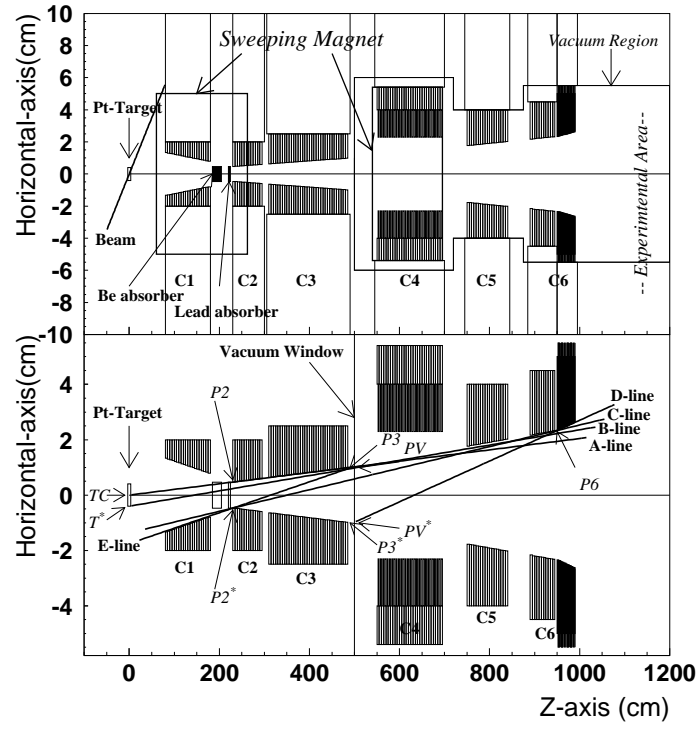


図 2.7: K0 beamline C1~C6 のコリメータ、2 台の sweeping magnet、鉛・及び Be absorber を備えている

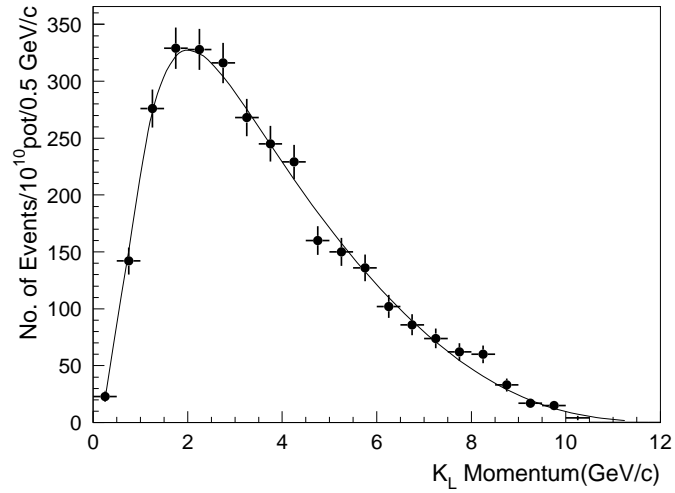


図 2.8: Monte-Calro シミュレーションによる K0 実験室入口における K_L ビームの momentum 分布 縦軸の pot は proton on target (target に当たる proton 数) の略。

2.4 E391a 検出器

E391a 検出器の全体構造を図 2.9 に示す。検出器は真空容器内部に納まる上流部、中央部、下流部、及び真空容器外下流部からなる [10]。

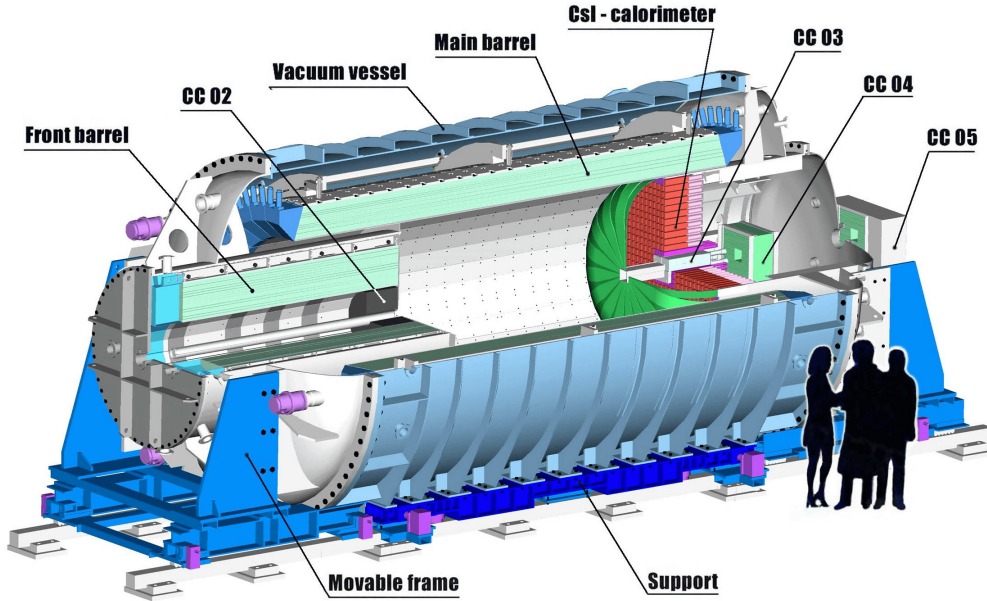


図 2.9: E391a 検出器全体構造

2.4.1 検出器設計概念

E391a 検出器は、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊と膨大な background モードを区別するために、以下のような方針に基づいて設計されている。

- 終状態の π^0 からの 2γ の位置とエネルギーの検出には CsI カロリメータを使用する。
- 終状態に π^0 からの 2γ 以外の粒子が放出されていないことを保証するため、 K_L 崩壊領域の 4π 方向を覆う形で高い γ 検出効率を持つ Veto 検出器を配する。
- 荷電粒子 veto 用に K_L 崩壊領域を囲むようにしてプラスチックシンチレータを配する。
- $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 同様、終状態に 2γ のみ放出されるモードに $K_L \rightarrow 2\gamma$ が存在するが、これらは 2γ の P_T によって識別する。このために K_L ビームは直径 $\sim 6\text{cm}$ と細く絞ってある。
- K_L 崩壊領域を高真空 ($\sim 10^{-5}$ Pa) に保ち、ビーム中の中性子とビーム周りの物質との相互作用による新たな π^0 の生成を防ぐ。

2.4.2 上流部検出器

上流部に置かれる検出器は図 2.10 のような配置になっている。上流での K_L 崩壊からの Background を除去するための Front Barrel (FB) 及び CC02 (CC は Collar Counter の略) の 2 つの veto counter から構成されている。FB は鉛とプラスチックシンチレータの積層構造をした台形モジュールを 16 個円筒状に組み上げ、これを波長変換ファイバーを用いて片側から読み出す。全長 2.75m、厚さは $16.5X_0$ (X_0 : 放射長) である。CC02 は鉛板とプラスチックシンチレータを積層し、波長変換ファイバーを積層面に対し垂直に通して読み出す、Shashlik タイプと呼ばれる検出器である。

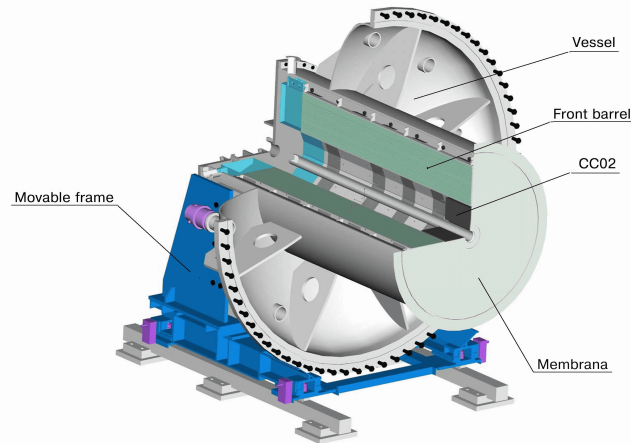


図 2.10: 上流部検出器

2.4.3 中央部検出器

中央部検出器の構造を図 2.11 に示す。Main Barrel (MB) 及び Barrel Charged Veto (BCV) と呼ばれる veto 検出器から構成される。MB は FB と同様に鉛とプラスチックシンチレータを積層した台形モジュール 32 個から成る円筒構造をしており、波長変換ファイバーを用いて両側から読み出す。全長 5.5m、厚さ $14X_0$ である。BCV は 2 層のプラスチックシンチレータから構成され、やはり両側から波長変換ファイバーを用いて読み出す。これは荷電粒子に対する Veto 検出器として用いる。

2.4.4 下流部検出器

下流部検出器は図 2.12 のような構造になっている。メインの γ 検出器である CsI カロリメータを end cap とし、veto 検出器の CC03, CC04, Charged Veto (CV) さらに CsI 外周部の隙間を埋めるように配置された Sandwich Counter から成る。CsI カロリメータに関しては本論文において最も重く関係するので 2.5 節で後述することにし、veto 検出器を見ていく。CsI カロリメータの内側中心部に位置する CC03 は、タングステンとプラスチックシンチレータの積層構造を成し、CsI の beam hole 側への shower leakage を捉える。Charged Veto はその名の通り荷電粒子を Veto するための検出器であ

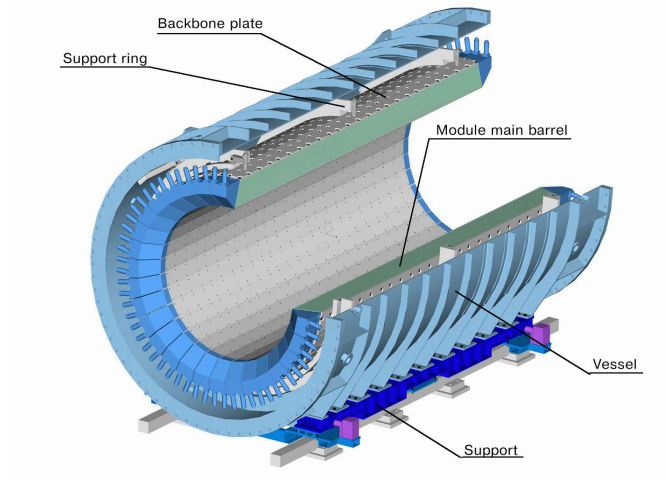


図 2.11: 中央部検出器

り、CsI カロリメータの外側から半球状に伸びる outer と CC03 の内側から伸びる inner で構成され、CsI を内外から覆うように配置されている。Sandwich Counter は鉛とプラスチックシンチレータ積層型検出器であり、外周部を埋めている。さらに CsI カロリメータ後方にも、鉛・プラスチックシンチレータ積層の CC04 が配置されている。

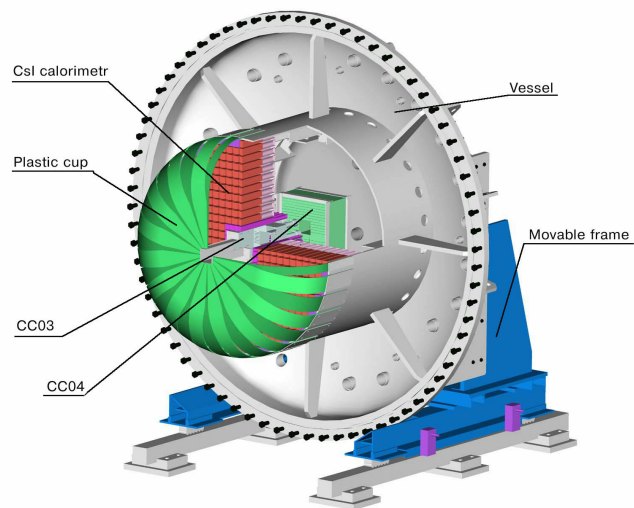


図 2.12: 下流部検出器

2.4.5 真空容器外下流検出器

真空容器外の下流には CC05, CC06, CC07, Beam Hole Charged Veto(BHCV), Back Anti(BA) がある。CC05 は CC04 とほぼ同形状の鉛・プラスチックシンチレータ積層型であり、真空容器外の直後に位置する。

CC06, CC07 は鉛ガラス検出器 10 個から成る veto 検出器であり、CC04, CC05 で veto しきれずに通過してくる粒子を veto する。最下流部では検出器を beam に直接当たる形で配置し 4π 方向の最後の穴を塞ぐ。1mm 厚のプラスチックシンチレータから成る BHCV は beam hole 中に逃げた荷電粒子を veto し、プラスチックシンチレータとクォーツから成る BA によって γ を veto する。ところで、このように beam を直接受けるような場合には検出器から 2 次粒子が放出される現象 (back splash) が起こり、これが CsI カロリメータに当たると background になる。真空容器外に置かれた Collar Counter にはこのようなイベントを veto する役割も与えられている。

2.5 CsI カロリメータ

CsI カロリメータ [15] は E391a 実験においてメインの γ 検出器である。エネルギー分解能は 1GeV に対して 2 ~ 2.5% 程度 [17] と測定されている。図 2.9 にある通り、検出器の end cap 部分に 576 本の pure CsI crystal を組み上げて作られている。

CsI カロリメータを構成する 576 本の crystal は全て pure CsI crystal である。うち、496 本のサイズは $70 \times 70 \times 300\text{mm}^3$ (ただし、外周部の 56 crystal は支持円筒の形状に合うようにコーナーを削ってある)、中心部の 24 本は $50 \times 50 \times 500\text{mm}^3$ である。この 24 本は KTeV グループからの借用のため、KTeV crystal と呼んでいる。各 crystal は図 2.13 のような構造を持っている。

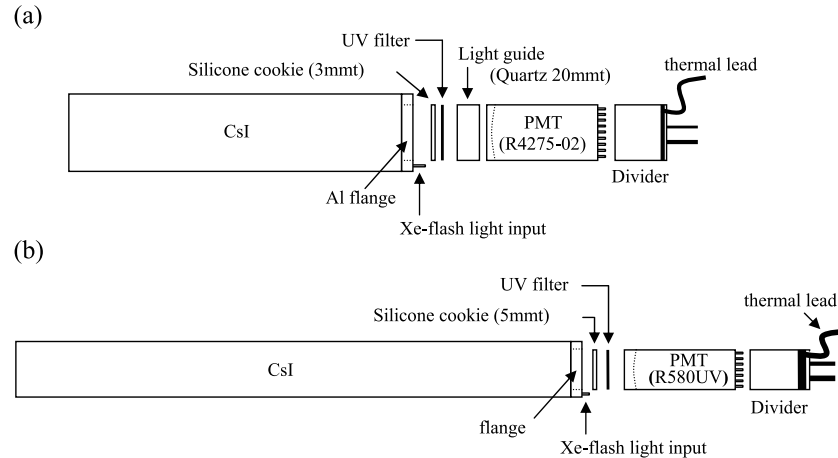


図 2.13: CsI モジュール(a)main crystal ($70 \times 70 \times 300\text{mm}^3$), (b)KTeV crystal($50 \times 50 \times 500\text{mm}^3$)

表 2.2 に、pure CsI crystal の性質 [11] を他の無機シンチレータと合わせて列挙する。pure CsI crystal は decay time が他のシンチレータと比較して短く、さらに radiation に強い耐性があるため採用された。また、pure CsI crystal の光量は温度依存性を持つ。Crystal の温度を変化させて cosmic ray を測

定した結果、1 °C の温度上昇に対し光量が 1.3%減少するというデータが得られている。このため、本実験では cooling water と各種モニター系によって温度コントロールを行った。

	CsI(pure)	CsI(Tl)	NaI	BGO	BaF ₂	PbWO ₄	CeF ₃
Density(g · cm ⁻³)	4.53	4.53	3.67	7.13	8.28	4.89	6.16
Radiation length (cm)	1.85	1.85	2.59	1.12	2.05	0.89	1.68
Moliere radius (cm)	3.8	3.8	4.5	2.4	3.4	2.2	2.6
dE/dx (MeV/cm perMIP)	5.6	5.6	4.8	9.2	6.6	13.0	7.9
Nucl. int length (cm)	36.5	36.5	41.4	22.0	29.9	22.4	25.9
Decay time (ns)	10, 36 ^f ~ 1000 ^s	1000	250	300	0.7 ^f , 620 ^s	5 ~ 15	10 ~ 30
Peak emission λ (nm)	305 ^f ~ 380 ^s	565	410	480	220 ^f , 310 ^s	440 ~ 500	310 ~ 340
Refractive index	1.80	1.80	1.85	2.20	1.56	2.16	1.68
Relative light output	0.10 ^f , 0.02 ^s	0.4	1.0	0.15	0.05 ^f , 0.20 ^s	0.01	0.10
Hygroscopic	somewhat	somewhat	very	no	slightly	no	no

表 2.2: 無機シンチレータの性質 (*f*:first component, *s*:slow component)

終状態の π^0 からの γ を測定する CsI カロリメータでは、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu} (2\gamma)$ をはじめ、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 (4\gamma)$, $K_L \rightarrow 3\pi^0 (6\gamma)$ など、hit した γ の数を数える必要がある。図 2.14 に physics run での event display の例を示す。このイベントは、 $N \geq 2$ の trigger 条件で観測される $K_L \rightarrow 3\pi^0$ (分岐比:0.21) を示している。

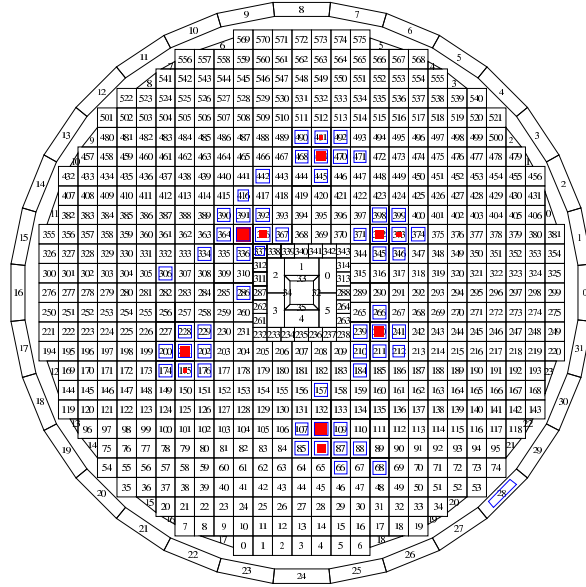


図 2.14: $K_L \rightarrow 3\pi^0$ (6γ) event display

2.6 Vacuum System

E391a では、 K_L 崩壊領域で 10^{-5} Pa 以下を目標として真空を保つと同時に K_L ビーム周りの物質量を可能な限り落とす必要がある。そこで検出器全体を真空中に置き、アウトガスの大きい検出器領域と K_L 崩壊領域を薄い膜で分離し、差動排気を行う方法を用いている。高真空領域と低真空領域での圧力差は小さいため、わずか $200\mu\text{m}$ 程度の薄膜でも数箇所を支えるだけで円筒形状を保つことができる。本実験において、低真空 (検出器領域) は 10^{-1} Pa 以下、高真空 (K_L 崩壊領域) も、 1.2×10^{-5} Pa 程度を達成した。目標より若干高いが、十分な水準で実験を行うことができた。

2.7 Monitoring System

およそ 3ヶ月間という長期の run においては、radiation damage や測定環境の変化により入力信号に対する検出器の応答が変化するのは避けられない。光電子増倍管 (PMT) の出力電荷からエネルギーへの変換係数である gain factor の動きは当然エネルギーや位置情報の見積もりを誤ることにつながる。これに対処するためには、検出器自身を環境負荷に強い素材で作ることももちろんではあるが、検出器の gain や測定環境を常にモニターしておくことが必要不可欠である。E391a 検出器においても gain monitor と environment monitor を備えている。

- Gain Monitor

- Cosmic ray

Minimum Ionizing Particle (MIP) である Cosmic ray のエネルギー分布を使えば、測定器に別段手を加えなくても gain factor の絶対値を求めることができる。E391a 実験期間中には毎週月曜日に beam tuning が行われたため、その期間 cosmic ray のデータを取得した。ただし、この方法では短期間の gain の変動を追うのが難しく、また CsI においては crystal の発光量が温度依存性を持つためこの影響を受ける。

- Xe / LED light

純粋に PMT の gain をモニターするため、青色 LED あるいは Xe flush light による光信号を $\sim 1\text{Hz}$ で発生させ trigger している。この方法では gain の絶対値を知ることができないが、短期間に十分な統計が得られるため、run by run あるいは spill by spill での gain drift を見ることができる。また cosmic ray と異なり crystal の温度に依存しないという利点がある。Xe flush light はクォーツファイバーを通して CsI, CC03, CC04, CC05 の各チャンネルに、青色 LED はその他の検出器に用いられている。また、Xe に関しては自身の光量の変化をモニターするために Xe monitor PMT を設置している。

- Environment Monitor

先にも述べたが CsI crystal の光量は温度依存性を持つ。再びこの例を取ると、正しくエネルギーや位置情報を見積もるには温度が定常であることを保証する、あるいは変化があった場合はこの効果を補正する必要があるということになる。このように、測定環境をモニターし、そのパラメータを知っておくことは必要不可欠である。

E391a では、以下に示すような environment monitor を設置している。

- Thermal Monitor

CsI crystal、各検出器の PMT の divider、cooling water、Fast bus の温度等をモニターする。Crystal と PMT はサンプリングしたものをモニターしている。

- Vacuum Monitor
高真空及び低真空領域の真空度をモニターする。
- Water Flow Monitor
検出器領域にある PMT 冷却用の Cooling water の水流量をモニターする。
- Fast Bus DCV Monitor
データ取得に用いる Fast Bus の供給電圧をモニターする。

2.8 DAQ

ここでは検出器、主に CsI カロリメータからの出力信号の処理について述べる。まず検出器からの信号の流れを図 2.15 に示しておく。PMT からの各信号は Amp-Discriminator module に送られる。Amp-Discriminator module には 8ch の input に対し、analog, TDC, linear sum の 3 種類の output が用意されている。Analog output からは PMT からの signal がほぼそのまま出力され、90m の delay cable を通じて ADC へ送られる。TDC output からは Amp-Discriminator module 内部で digital signal への変換と 300ns の delay がなされた信号が出力され、30m cable で TDC に送られる。linear sum からは 8ch の sum signal が出力され、30m の cable を通じて trigger logic に用いられる。

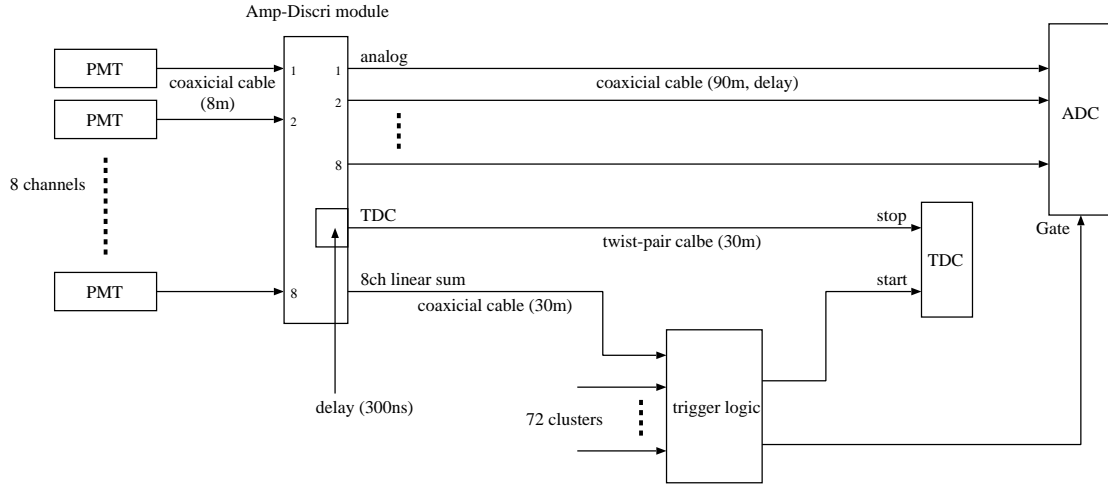


図 2.15: 信号処理の流れ

CsI カロリメータの信号処理で作られるメインの trigger を N-cluster trigger と呼んでいる。CsI カロリメータでは、Amp-Discriminator への入力である 8ch の組は図 2.16 の Hardware Cluster と呼ばれる 8 個の crystal の組に対応する。従って Amp-Discriminator の sum output を用いれば Hardware Cluster への hit の数を判定することができる。Trigger logic は図 2.17 のように構築されている。各 Hardware Cluster に対応する Amp-Discriminator の sum output はまず Discriminator によって digital signal に変換される。このときの threshold は physics run において 30mV (60MeV 相当)、 π^0 run において 150mV の条件を適用した。discriminator の出力は Multiplicity logic、及び Linear Sum を通じて Hardware Cluster へ

の Hit 数だけ嵩上げされる。この信号に threshold を適用すれば、Hardware Cluster への Hit 数に対応する信号が得られることになる。得られた $N \geq i$ の信号に対してタイミングを決めるために Fastest との coincidence を取り、さらに各 veto 検出器からの sum output から作った最終的な veto signal を入れれば N-cluster trigger の完成となる。physics run, π^0 run では $N \geq 2$ with veto、cosmic run では $N \geq 4$ without veto の条件で trigger した。ただし Xe flush に対しては常に veto をかけてある。Trigger logic から出力される ADC Gate の幅は 185ns とした。

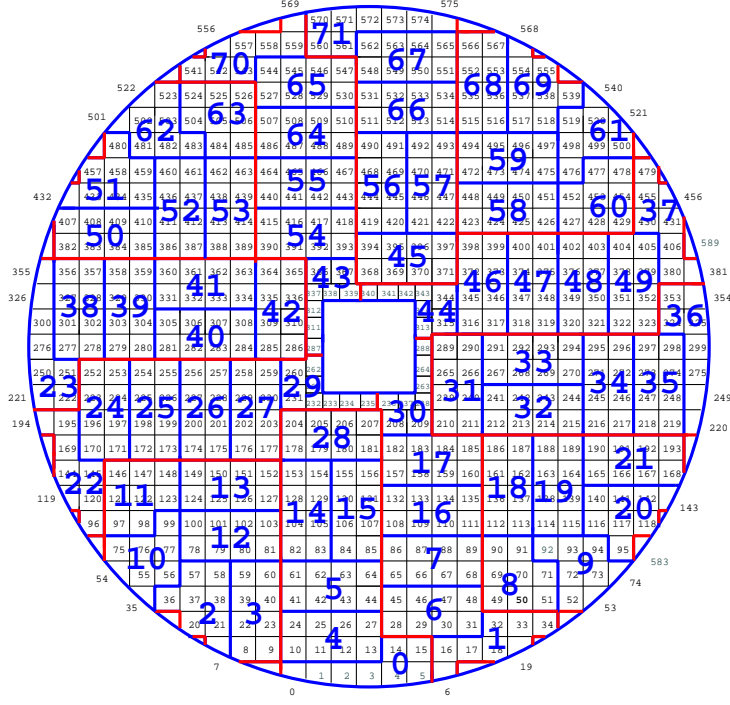


図 2.16: Hardware cluster レイアウト

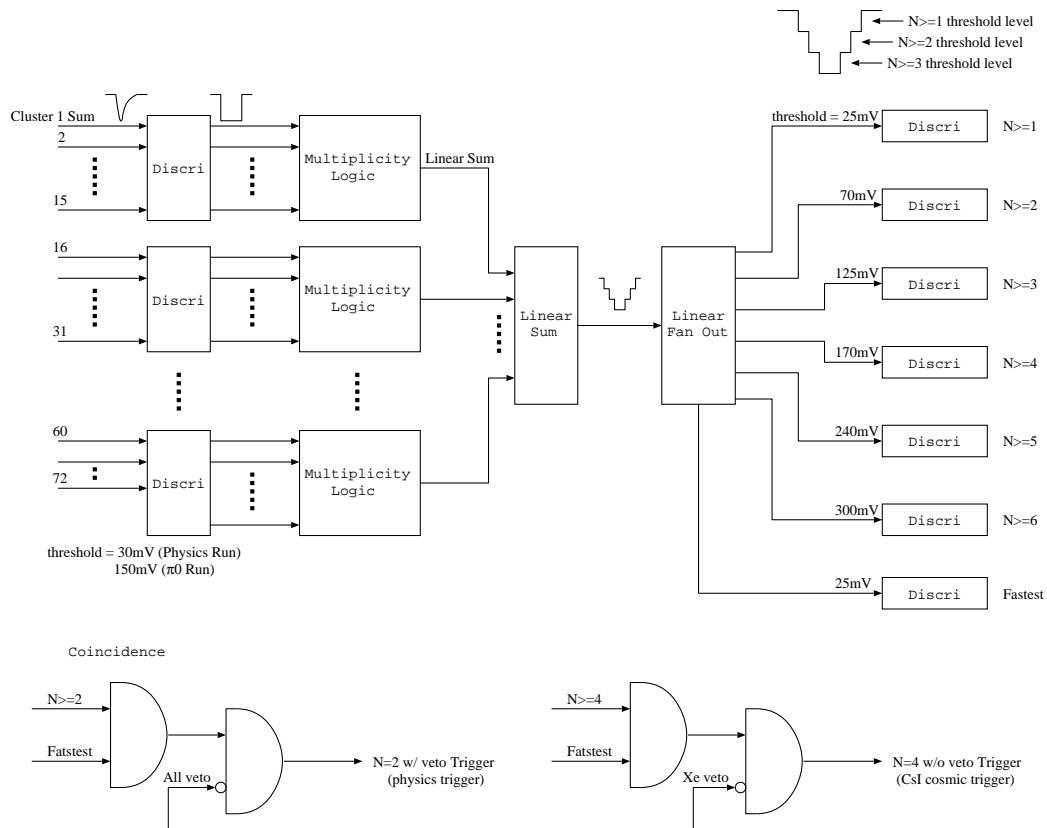


図 2.17: トリガー・ロジック

第3章 π^0 Calibration

3.1 目的と概要

CsI カロリメータのエネルギー較正は K_L 崩壊位置の分解能に直接的に影響を与える。ここでのエネルギー較正とは、すなわち光電子増倍管の出力電荷から γ のエネルギーへの換算係数 (gain factor) を算出することである。検出器のエネルギー較正の方法として Minimum Ionizing Particle (MIP) である cosmic ray のエネルギー分布を用いる方法がある。E391a 実験では beam tuning が行われる毎週月曜日に cosmic ray のデータを取得しており、初期の解析ではこれによって求めた gain factor が使われていた。しかし、この方法は crystal を鉛直方向に通過する粒子に対する応答を見ているという点で physics run と条件が異なる。

本研究の目的は、 π^0 reconstruction を用いた精密なエネルギー較正手法 (π^0 calibration) により、cosmic ray から求められた gain factor に対する補正係数 (correction factor) を求めることにある。また、cosmic ray による calibration とは独立した手法であるため、相互確認の意味合いを持つ。

π^0 calibration とは、検出器内部にターゲットを配して π^0 を発生させ、崩壊した 2γ の reconstruction により正しい π^0 の mass を組むように gain factor を補正する手法を指す。このため、physics run 後の約 1 週間を使ってこのエネルギー較正のためのデータ取得を行った。

この手法では K_L の崩壊とは異なり既知の vertex を用いた calibration が可能となる。また CsI カロリメータ前方からくる γ を用いるため、より physics run に近い条件での CsI カロリメータの応答を測定することができる。なお、検出器内部に π^0 生成用のターゲットを配置するため、run の前に一度真空は破られた。

ここで、具体的なセットアップを図 3.1 に示しておく。

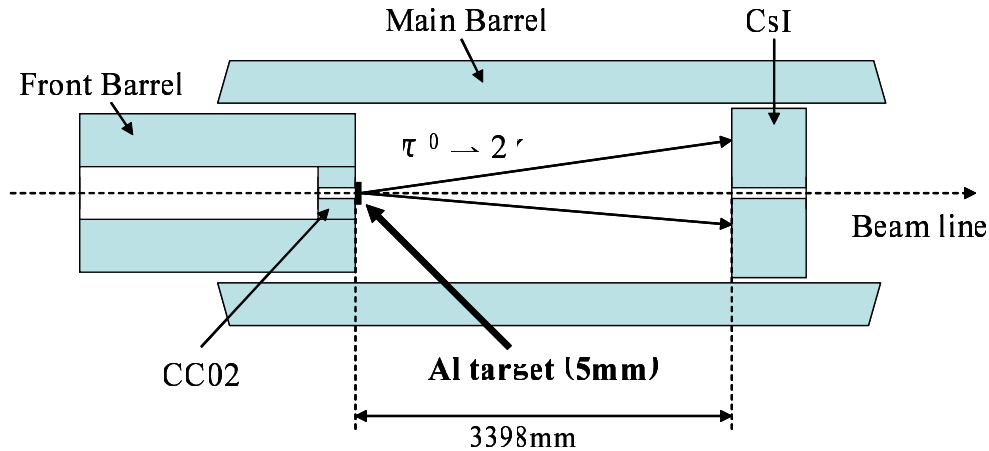


図 3.1: π^0 calibration run のセットアップ

π^0 生成用のターゲット (アルミニウム 5mm 厚) は検出器内部、CC02/FB の下流側端面のビームライン上に配置している。ビーム中の中性子がターゲット中の核子に衝突することにより、 $n+n \rightarrow n+n+\pi^0$ などの π^0 生成反応が起こる。 π^0 の寿命は $(8.4 \pm 0.6) \times 10^{-17} \text{sec}$ と非常に小さいため、すぐさま $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ 崩壊 (分岐比: $98.798 \pm 0.032\%$) を起こす。従って、Z 方向における崩壊位置は π^0 生成位置、すなわちターゲットの位置と見なすことができる。ターゲットの厚みは 5mm と薄く、またビームの直径は $\sim 6\text{cm}$ と絞ってあるので、これは崩壊位置 (vertex) が一意に決まることを意味する。このように、 π^0 calibration では既知の vertex を用いることができ、これは他の手法にはない本較正手法の強みである。現時点の解析では全 π^0 run data のうち、およそ 15% に相当する統計について行っている。

3.2 手法

ここでは π^0 calibration 手法を述べる。(文中の括弧は詳細を後述してある節を表す) π^0 calibration の流れは模式図 3.2 に従っている。

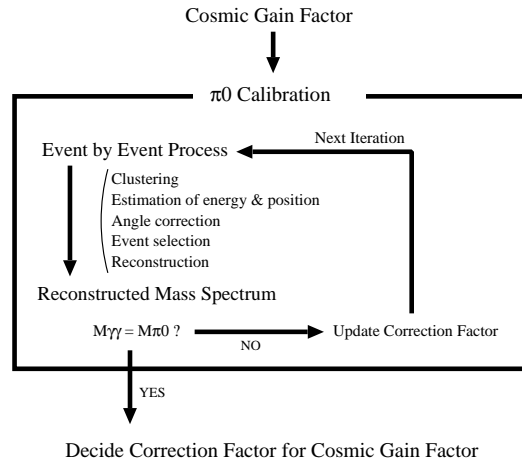


図 3.2: π^0 calibration の流れ図

- Cosmic ray による gain factor の算出 (3.3)
Gain factor の初期値として cosmic ray から求めた値を用い π^0 run のデータ解析を行う。
- Event by event process
 - Clustering (3.5)
shower の広がり と γ の数を見積もる。
 γ の数が 2 と判断されたイベントは次のプロセスへ進める。
 - γ のエネルギー・入射位置の算出 (3.6)
Cluster 内の deposit energy の和によって γ のエネルギーを求める。
Cluster 内の deposit energy の重心を求めることで γ の入射位置を見積もる。
 - 入射角度補正 (3.7)
Deposit energy の重心から γ 入射位置への補正を行う。

- Event selection (3.8)
より 2γ らしいイベントを選び出すための cut を適用する。
- Mass reconstruction (3.4)
得られた 2γ の情報から mass を求める。
- Individual mass spectrum のチェック
Event by event process を繰り返すと最終的に mass spectrum が得られる。
Spectrum の π^0 mass peak ($M_{\gamma\gamma}$) の値が $135\text{MeV}/c^2$ であるかをチェックする。
- Iteration (3.9)
Spectrum の π^0 mass peak が $135\text{MeV}/c^2$ でない場合、correction factor を算出して gain を補正し、これを用いて再び event by event process をやり直す。 $M_{\gamma\gamma}$ が $135\text{MeV}/c^2$ になるまで繰り返しこれを行えば、求めるべき値、すなわち cosmic gain に対する correction factor が得られる。

上記項目には入っていないが、pedestal data により各 run でのゼロ点は合わされている。以下の節では、各項目の詳細を述べていく。

3.3 Cosmic ray による Gain Factor の算出

π^0 run に入る前に、まず cosmic ray を用いた gain factor の算出方法について述べる。図 3.3(a) は CsI ID111 の cosmic ray による出力電荷 (output charge) 分布を示す。

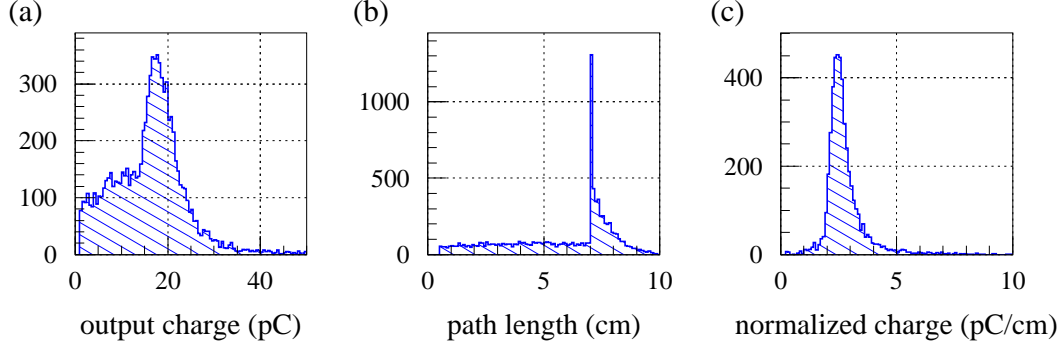


図 3.3: CsI ID111 cosmic ray に対する応答 (a)Output charge, (b)path length (c)normalized charge distributions

Gain factor は MIP の output charge の分布を知ることによって求めることができるが、この分布を見ると低い charge の領域にまでピークの裾が広がっており、期待される Landau distribution を逸脱している。この要因は cosmic ray が CsI を貫くときの通過距離 (path length) の差に起因する。従って、この output charge を path length で規格化しておかなければならない。そこで、CsI の hit position の情報を用いて cosmic ray を tracking することにより、その path length を求めている。図 3.3 は tracking によって求めた path length である。CsI (ID 111) の一辺は 2.13(a) にあるように 7cm であるため、CsI を貫いたイベントが 7cm のところにピークを形成している。図 3.3 は規格化した output charge である。(a),(c) を比較すると、規格化を行うことで期待通りの Landau distribution が得られることがわかる。この MIP peak を以下の Landau's function により fitting する。

$$f(x) = N \exp \left[-\frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{x - \mu}{\sigma} \right) + \exp \left(\frac{x - \mu}{\sigma} \right) \right\} \right] \quad (3.1)$$

パラメータ μ は MIP が単位長さ分を通過することにより出力される電荷である。一方で、表 2.2 から CsI における MIP の energy deposition は 5.6MeV/cm であるとわかっている。従って求める gain factor は、

$$g_{cosmic}(i) = \frac{5.6 \times 10^{-3}}{\mu(i)} \quad (\text{GeV/pC}) \quad (3.2)$$

となる。(i : 1 ~ 576 は CsI ID) このようにして求めた cosmic ray による gain factor は、図 3.4 のような分布になる。この図より、 $\sigma/\mu \sim 6\%$ 程度でばらついていることがわかる。

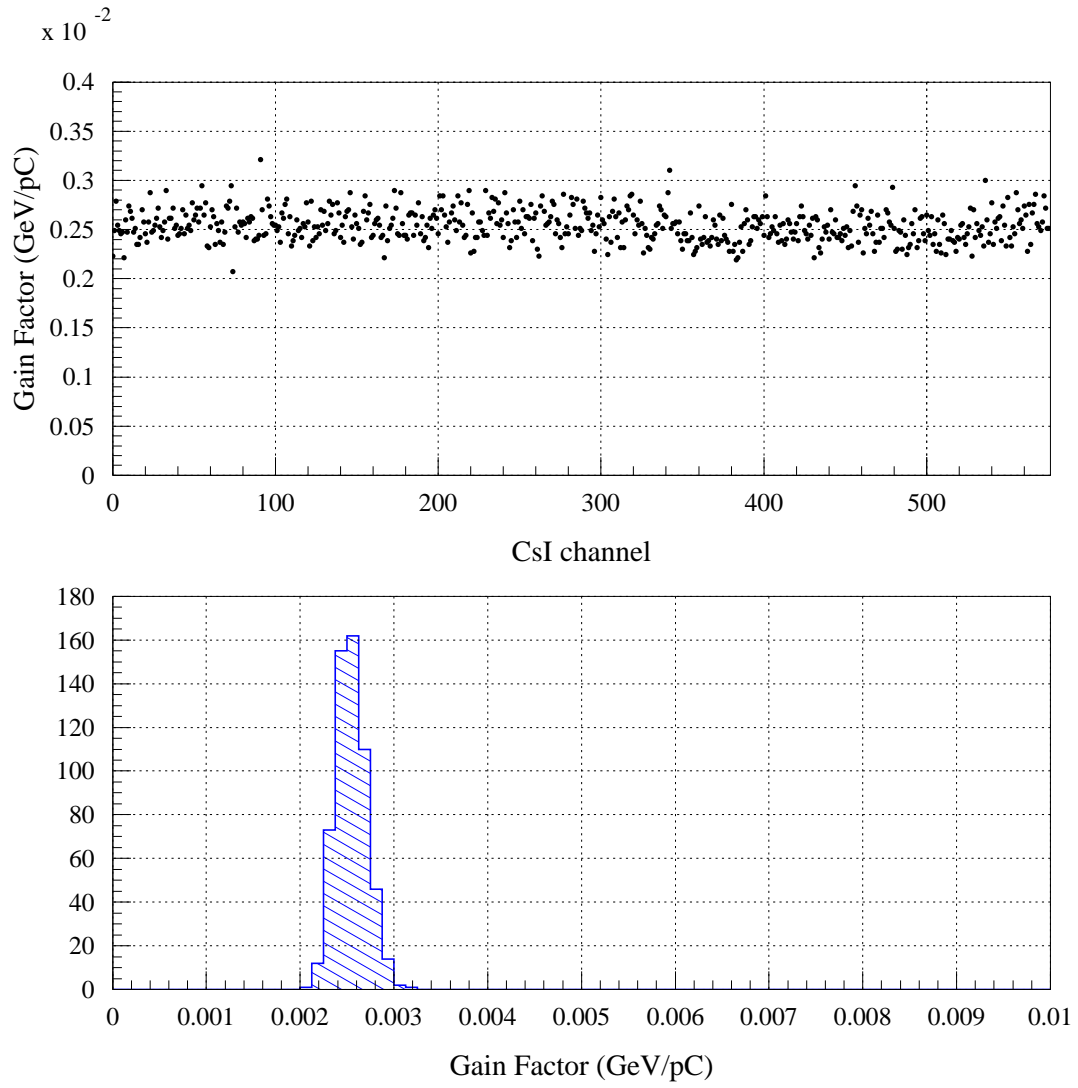


図 3.4: Cosmic MIP によって得られた gain factor の分布

3.4 π^0 Mass Reconstruction

π^0 の崩壊点と検出器との距離が既知である π^0 run では、mass reconstruction は非常に容易になる。まず、各 CsI の ADC 情報から 2γ のエネルギーが求められる。これを E_{γ_1} , E_{γ_2} とする。また、CsI での X-Y 平面上における hit pattern から入射位置も求まる。これらと既知の Z によって γ の momentum \vec{p}_{γ_1} , \vec{p}_{γ_2} 及び 2γ の opening angle θ が即座に求まる。

次に、reconstruction によって得られる質量、エネルギー、運動量をそれぞれ $M_{\gamma\gamma}$, $E_{\gamma\gamma}$, $\vec{p}_{\gamma\gamma}$ とする。エネルギー・及び運動量保存則より

$$E_{\gamma\gamma}^2 = (E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2})^2 \quad (3.3)$$

$$|\vec{p}_{\gamma\gamma}|^2 = (\vec{p}_{\gamma_1} + \vec{p}_{\gamma_2})^2 \quad (3.4)$$

$$= E_{\gamma_1}^2 + E_{\gamma_2}^2 + 2E_{\gamma_1}E_{\gamma_2}\cos\theta \quad (3.5)$$

また、

$$E_{\gamma\gamma}^2 = M_{\gamma\gamma}^2 + |\vec{p}_{\gamma\gamma}|^2 \quad (3.6)$$

であるので、結局以下の式を得る。

$$M_{\gamma\gamma}^2 = 2E_{\gamma_1}E_{\gamma_2}(1 - \cos\theta) \quad (3.7)$$

この式を用いて再構成した calibration 前の mass spectrum を図 3.5 に示す。(a) は全ての CsI での 2γ イベントを集めた spectrum (total) である。125MeV/c² 付近の peak は π^0 からの 2γ 、510MeV/c² 付近の peak は η からの 2γ である。(b) は 2γ のうち、1 つが crystal ID391 に最大の energy deposition をしたイベントを集めた spectrum(individual) である。Calibration 前であるので、mass peak ($M_{\gamma\gamma}$ が本来の値 $M_{\pi^0} = 135\text{MeV}/c^2$, $M_{\eta} = 576\text{MeV}/c^2$ [11] と異なっている。この individual の π^0 mass peak が全チャンネルで 135MeV/c² になるように補正を行う。また、 π^0 のみに着目して calibration を行うため、 η の peak も正しく収束することを確認することで cross check が可能である。

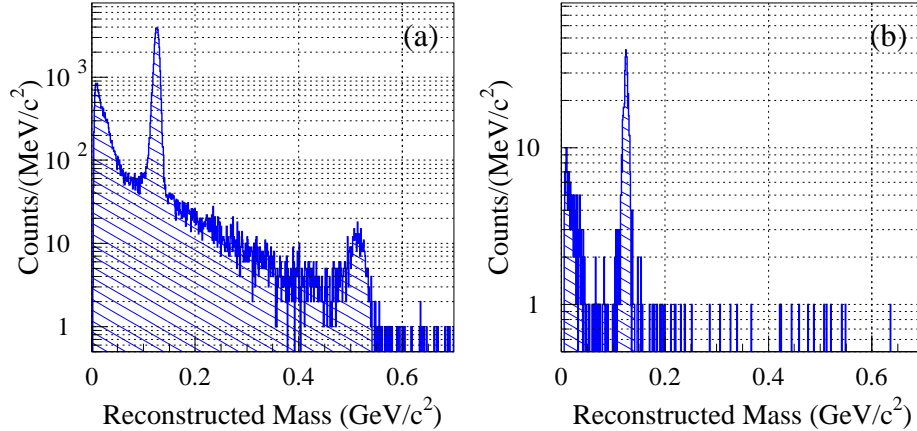


図 3.5: 2γ を再構成して得られた mass spectrum (a)total spectrum (b)individual spectrum (for ID391)

3.5 Clustering

π^0 あるいは η 由来の 2γ イベントを選び出すためにまず clustering を行う。Clustering とは、CsI カロリメータにおける hit pattern から 1 つの γ によってできた shower の固まりを認識させるプロセスである。現在用いている clustering 方法は、cluster の定義、 γ 由来らしい cluster の選択、 2γ イベントの選択、という流れで行われる。具体的には、5MeV 以上の energy deposition のある crystal の中で隣接するものの集合を求め、これを cluster と定義する。次に cluster 内におけるエネルギー勾配が作るピーク (local maximum) が 1 つであるという要求を各 cluster に課す。また、cluster の要素が 1 つの crystal のみであるものも除去する。このようにして γ 由来らしい cluster を求め、最後に 2 cluster のイベントを選び出す。

以降の説明は、より実際的に上記 clustering 法のプログラム上での流れになる。

まず、clustering の前段階として、各 crystal の隣接要素の集合を求める。ここで言う隣接とは、crystal の側面を共有する状態を指し、角を接するものは含めない。図 3.6(a) のように、着目する crystal を中心に 7cm crystal の 3×3 box を作る。この中に含まれる crystal の集合を $\text{tmp_idlist}(i)$ ($i = 1 \sim 576$, 各 crystal について求める) という配列に入れる。しかし、図からわかるようにこれはまだ隣接 crystal の集合ではない。隣接の条件を求めるために、図 3.6(b) のように d , (x, y) pd , (px, py) dx , dy を定義し、また dd を

$$\begin{aligned} dx > dy &\rightarrow dd = dx \\ dx < dy &\rightarrow dd = dy \\ dx = dy &\rightarrow dd = 0 \end{aligned} \tag{3.8}$$

とする。このとき、次の式 3.9 で表される条件を先程求めた tmp_idlist に対して要求すると、隣接した crystal のみが残る。これを $\text{m_csi_idlist}(i)$ という配列に入れる。 tmp_idlist はこの後使わない。図 3.7 のように、(a),(b) のような側面を共有するものが隣接と定義され、(c) のように角を共有する 2 つの crystal は別の cluster に属することになる。この情報を用いて clustering を行う。

$$dd = \frac{d}{2} + \frac{pd}{2} \tag{3.9}$$

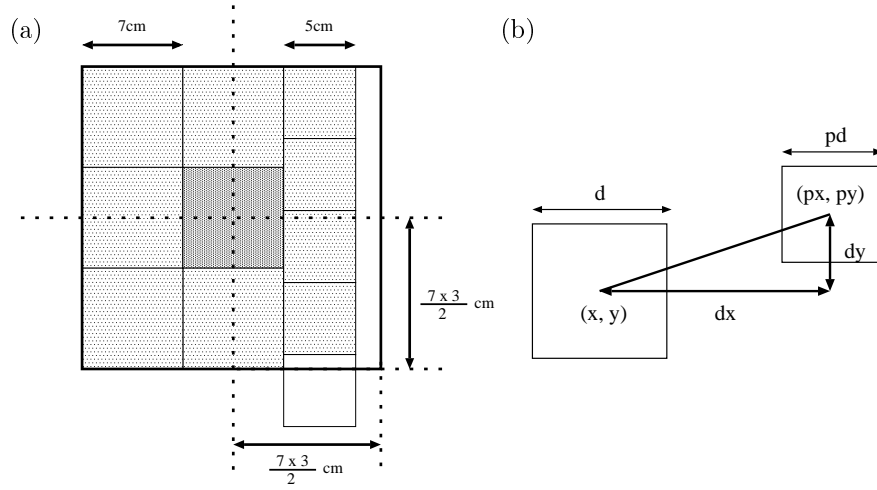


図 3.6: Clustering のパラメータ定義

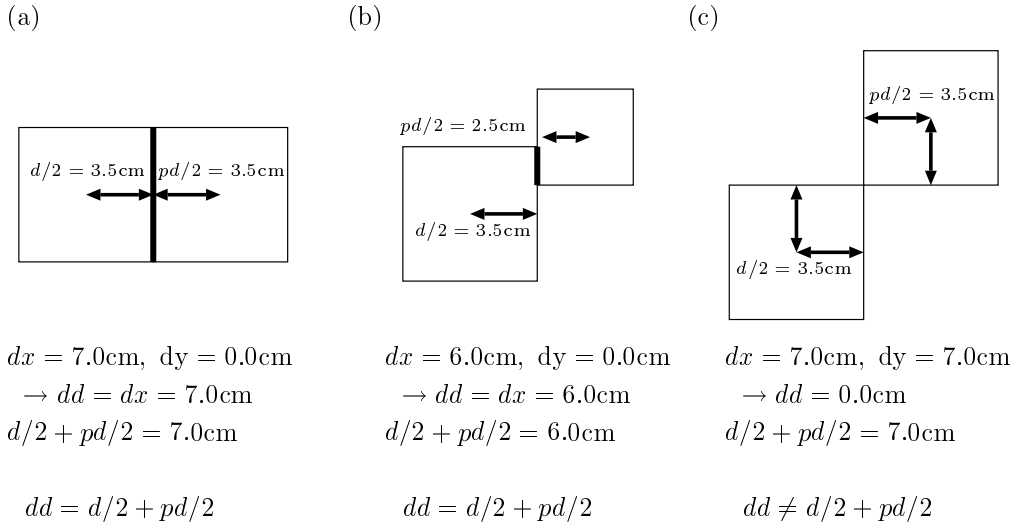


図 3.7: crystal の隣接条件

次に、deposit energy が 5MeV 以上の crystal を集めこれを配列 clist に入れる。このとき、deposit energy の大きい順に並び替えておく。以上の情報から clustering を行うが、例としてこの過程を図 3.8 に沿って述べる。これは KTeV crystal 付近にイベントがあった場合を想定している。

1. (a)~(g) の crystal に 5MeV 以上の energy deposition が観測されたとする。また、便宜上 deposit energy の大きさもこの順であるとする。つまり、配列 clist にはこの順で並んでいる。
2. clist の先頭の要素 (ここでは (a)) を取り出し、clist から削除する一方で tmp_clist という配列に入れる。この配列には cluster の構成要素が入る。残った clist には (b),(c),(d),(e),(f),(g) の順で並んでいる。

(a) についての m_csi_idlist を参照する。m_csi_idlist(a) は (a) の隣接要素を含む配列であるから、(b),(h),(i),(j) が並んでいる。

この 2 つの配列に重複する crystal を探す。このような crystal は (a) に隣接し、かつ 5MeV の energy deposition が観測された crystal ということになる。すなわち (b) である。

この (b) を clist から削除し、tmp_clist へ加える。この操作は、(a) と (b) を結合したことに相当する。

3. tmp_clist には新たに (b) が加えられた。今度は m_csi_idlist(b) と clist の重複を探す。この結果、(c) と (d) が tmp_clist へ加えられ ((a),(b) と結合され)、clist から削除される。
4. 新しく加えられた (c) について同様のことを行う。(e) が結合され、clist には (f),(g) のみが残っている。
5. (d) について同様に結合先を探す。今回は clist と m_csi_idlist(d) の間に重複はない。
6. (e) について同様に結合先を探す。やはり重複はない。ここで、tmp_clist の全ての要素で結合先を探しつくしたことになる。従って、tmp_clist の要素 (a),(b),(c),(d),(e) が 1 つの cluster を形成することになる。(Cluster 1 と表記) そこで、この tmp_clist を m_clusterList という配列に入れる。m_clusterList は cluster を要素に持つ配列である。最後に tmp_clist を clear して cluster 1 の過程は終わる。
7. 状況はプロセス 2 に戻ったのと同じである。残っている clist で最大の energy deposition があつた crystal は (f) である。(f) を m_csi_idlist に入れ、m_csi_idlist(f) を参照して結合先を探す。(g) が見つかり、これを結合する。
8. (g) の結合先を探すところであるが、clist が空であるのでその必要はない。
9. tmp_clist には (f),(g) が入っており、これらが 2 つめの cluster (Cluster 2) を構成する。これを m_clusterList へ入れる。

以上により、m_clusterList には Cluster1, Cluster2 と 2 つの要素が入った。

このようにして求めた cluster に対して、cluster 内での deposit energy の勾配が作るピーク (以降では local maximum と表記) が 1 つのみであるということを要求する。

例として図 3.9 に crystal における deposit energy の大きさを数値、及び濃度で示した。(a) では 100 を頂点とした斜面の様相を成す。local maximum は 100 の crystal だけ 1 つである。一方、(b) の例では 90 と 100 という 2 つのピークが存在する。これは local maximum の数が 2 つとカウントされる。

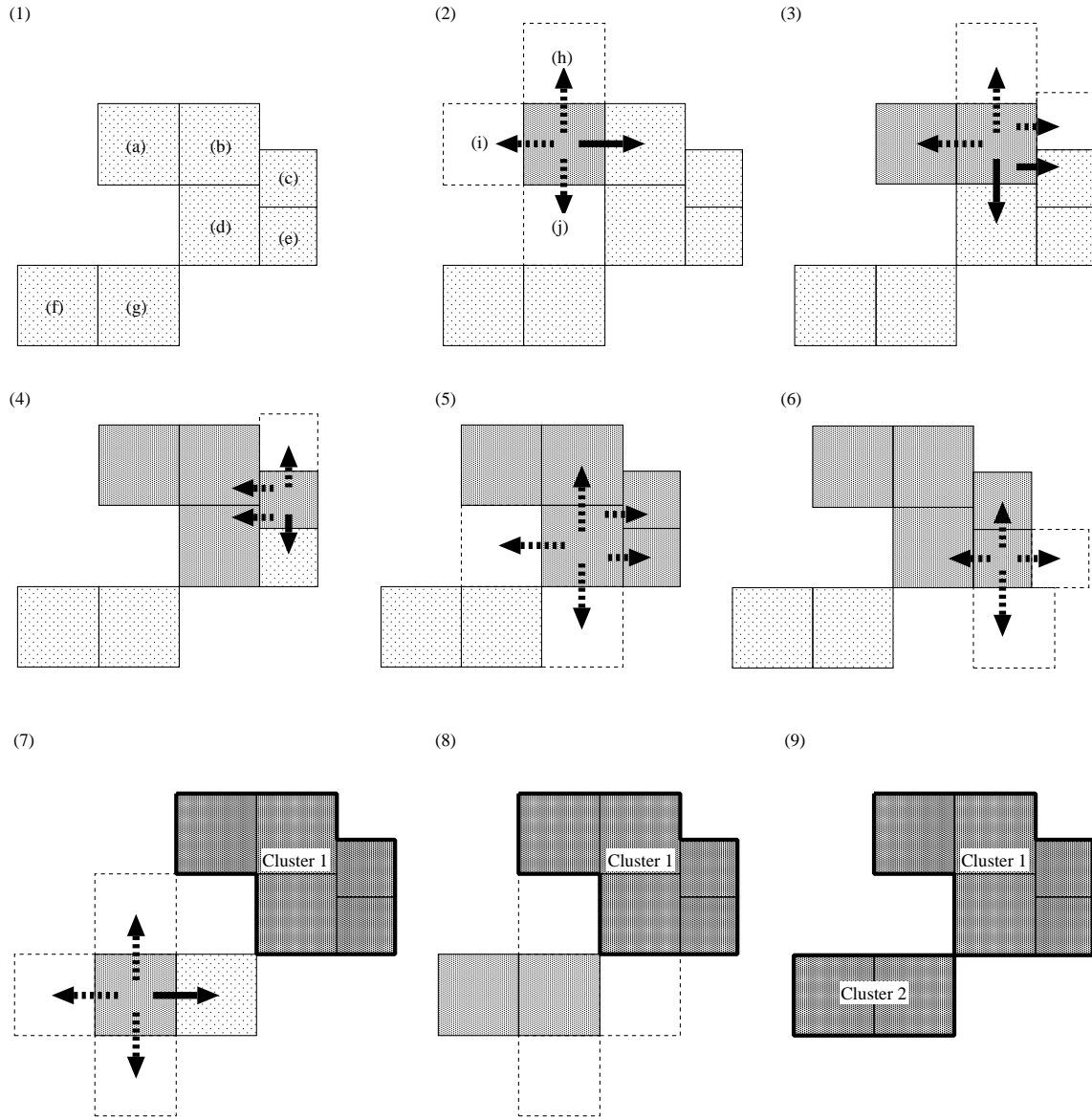


図 3.8: Clustering の流れ

この local maximum の定義は単純で、ある crystal での deposit energy が、隣接する crystal の全てのそれに対して大きい場合、その crystal は local maximum になる。local maximum が2つ以上の crystal は 2γ が近い位置に入射した可能性や、中性子由来のイベントである可能性がある。このようなイベントはエネルギーを誤って見積もることに繋がるので除去する。また、cluster の要素が1つの crystal からなるものについても除去した。結局、1つの γ による shower と見なす条件として local maximum が1つのみという条件を課す。

以上のようにして γ と見なしたイベントのうち、 2γ として選り出されたイベントが次のプロセスへ移る。

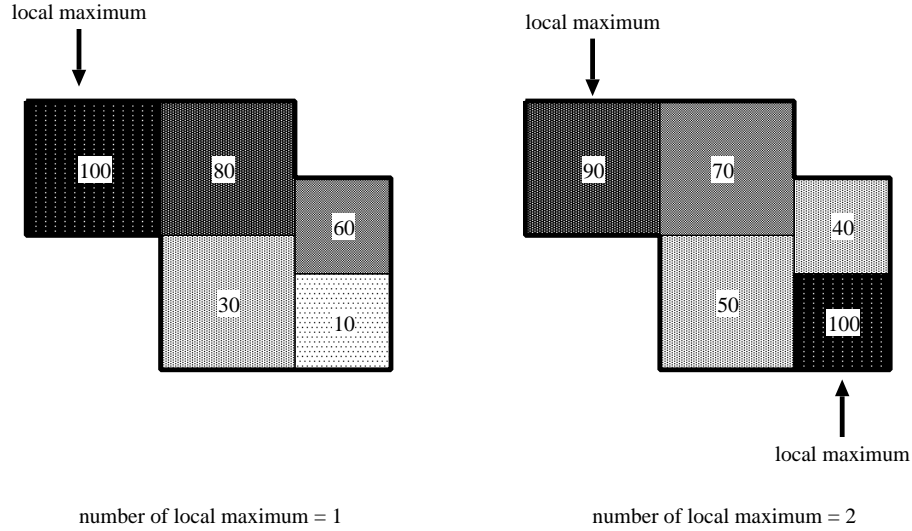


図 3.9: Local maximum の定義

3.6 γ のエネルギー・入射位置の算出

先に述べた clustering により 2γ が選り別され、deposit energy をもつ各 crystal が2つの γ いずれかの要素へと類別された。それぞれの γ を、以下のように cluster 内の各 crystal の deposit energy の和として求める。

$$E_\gamma = \sum_i^{cluster} g(i)ADC(i) \quad (3.10)$$

ここで、 $g(i)$, $ADC(i)$ は ID i の crystal の gain 及び ADC 値である。

π^0 run では vertex が既知であるので、入射位置から直ちに γ の momentum が求まる。以下の様にして cluster 内の deposit energy の重心位置を算出する。

$$\vec{r}_{cog} = \frac{\sum_i^{cluster} E(i)\vec{r}(i)}{\sum_i^{cluster} E(i)} \quad (3.11)$$

3.7 入射角度補正

前述の 3.6 で入射位置をエネルギーの重心として求めたが、図 3.10 のように、一般にシャワーは CsI の面に対して斜めに成長していくため、energy の重心位置と入射位置との間には γ の入射角度に応じた差異が生じる。

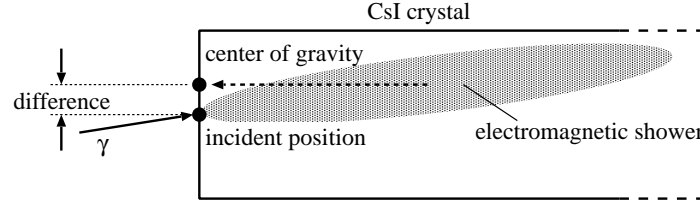


図 3.10: 入射位置と energy 重心位置との差異

この効果を考慮し、Monte-Carlo シミュレーションによる結果を用いて補正を行った。このシミュレーションは図 3.11 のように 3×3 crystal に対しての重心を取っており、今回用いた clustering routine とは異なる。だが、それでも 1 次の近似としては十分である。図 3.12 は CsI への入射角度 (0° から 10° まで 1° 刻み) と crystal 中の入射位置を変化させて重心と入射位置の関係を Geant による Monte-Carlo シミュレーションで求めたものである。

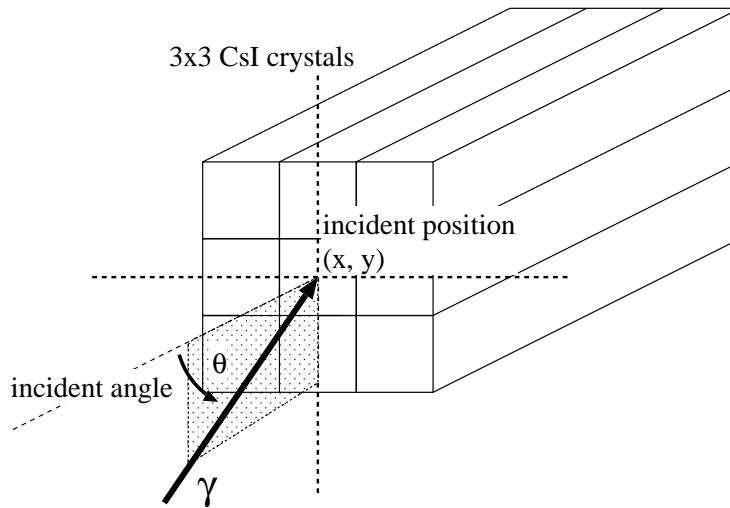


図 3.11: 3×3 crystal でのシミュレーション

これよると、重心と入射位置とのずれは crystal の中心から 2cm 以上外れると急激に大きくなり、また大角度で入射したときに大きいことがわかる。 π^0 run では γ の発生位置が決まっているため、この補正は外側 crystal において効果が高いことを意味する。そこで、この効果を補正するテーブルを作り、これを適用した。角度補正の適用時と非適用時の total mass spectrum を図 3.13 に示す。また、表 3.1 に gaussian で fitting したときのパラメータ mean(μ), sigma(σ) の値を挙げておく。補正によって π^0 の mass peak が $\sim 3\%$ low mass 側にシフトし、また resolution が向上しているのがわかる。

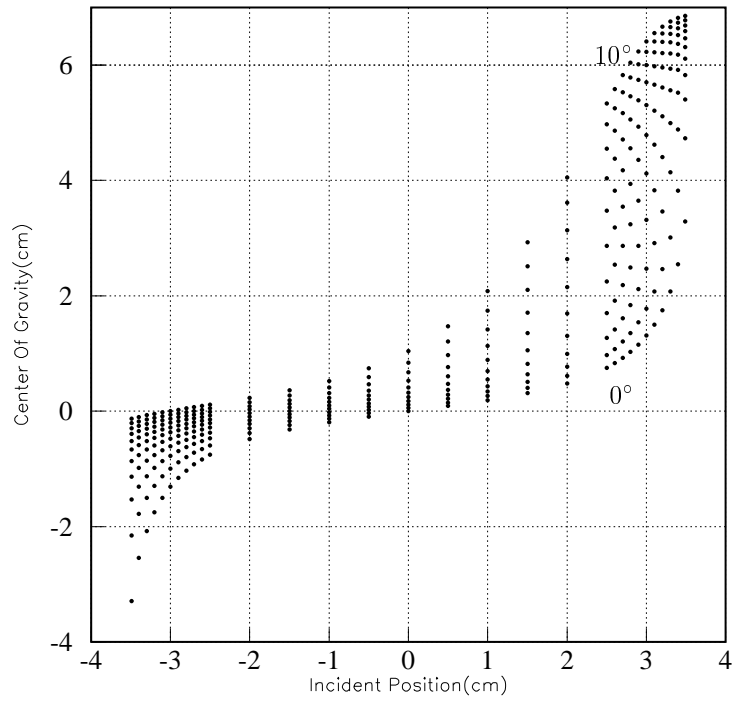


図 3.12: MC により求めた入射位置と重心位置の相関 (入射角度 0° から 10° まで 1° 刻み)

	π^0 mass peak			η mass peak		
	μ (GeV/c^2)	σ (GeV/c^2)	σ/μ (%)	μ (GeV/c^2)	σ (GeV/c^2)	σ/μ (%)
w/o angle correction	0.1298	0.5817×10^{-2}	4.48	0.5276	0.1862×10^{-1}	3.53
w/ angle correction	0.1259	0.4557×10^{-2}	3.62	0.5111	0.1649×10^{-1}	3.23

表 3.1: 入射角度補正前後の π^0 及び η mass peak

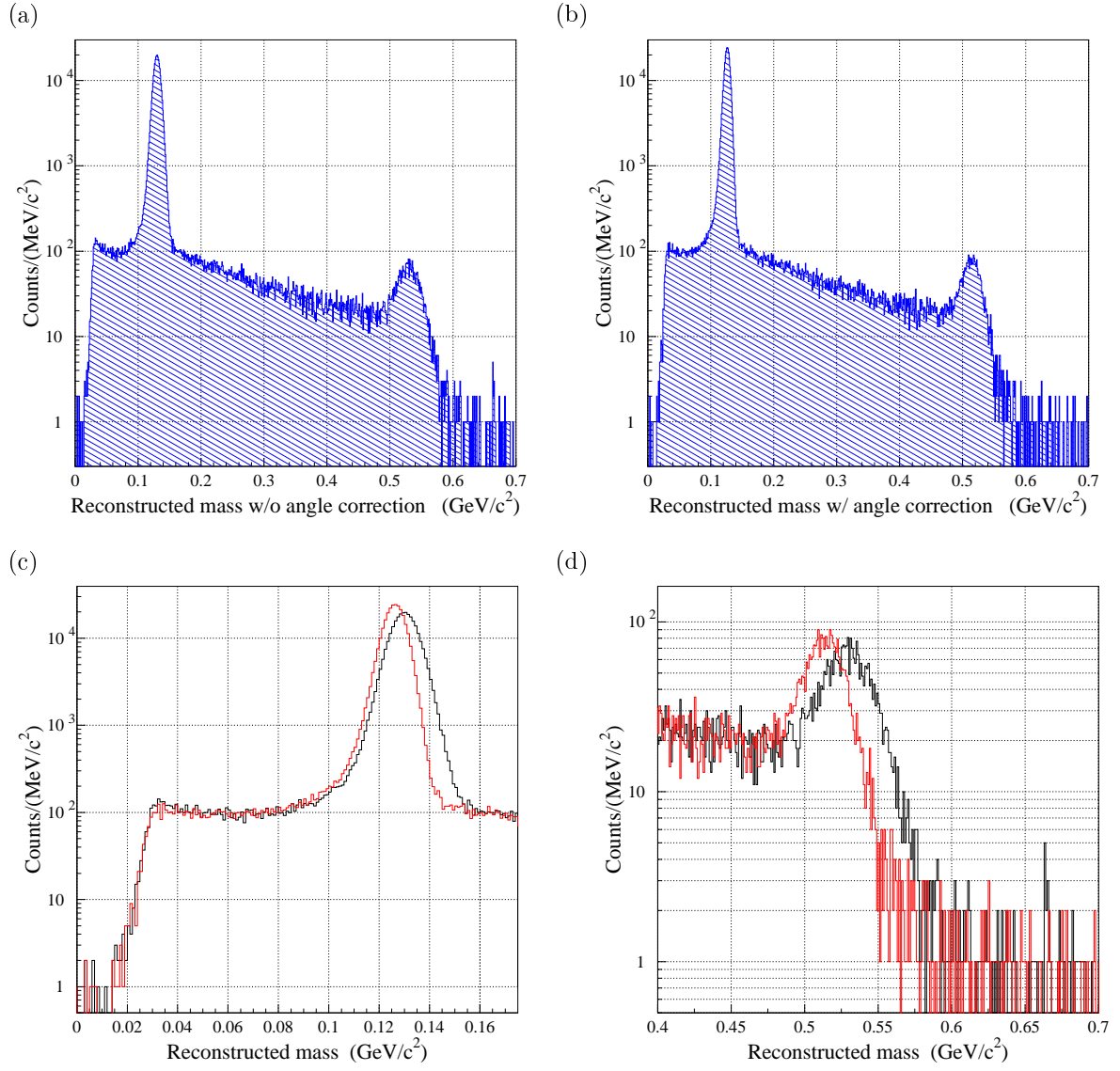


図 3.13: 入射角度補正 (a) 適用前, (b) 適用後の reconstructed mass spectrum 及び適用前 (黒線) と適用後 (赤線) の (c) π^0 , (d) η mass peak

3.8 Event Selection

精度よく π^0 の質量を求めるには、 π^0 からの 2γ イベントを background とよく区別し選び出す必要がある。ここでは、今後の解析に用いるイベントを要求する条件について述べる。 π^0 run のデータ自体には十分な統計があるが、あまり厳しい条件を要求すると η の事象が損なわれる。 η はエネルギー較正が正しいかどうかの確認に用いるため、これは避けねばならない。

3.8.1 Shower Leakage

CsI カロリメータの外周部 crystal、及び内周部の KTeV crystal においては、電磁シャワーがカロリメータの外へ漏れ出すという問題がある。このような shower leakage イベントは γ のエネルギーを小さく見積もることになり、結果エネルギー校正の精度を悪くする。従って今回は外周及び KTeV crystal に γ がエネルギーを落としたイベントを除去した。また、この条件を適用するとこれらの周囲の crystal で統計が失われる。統計が低いと individual mass spectrum の peak を fitting することが困難になるため、300 イベント以上の統計を要求した。最終的に図 3.14 に影付きで示された範囲、外周 (104), KTeV(24), 及び低統計 (75) の計 203 crystal には補正計算がなされなかった。そして白地で示される残りの 60% の crystal に対して補正が適用されたことになる。

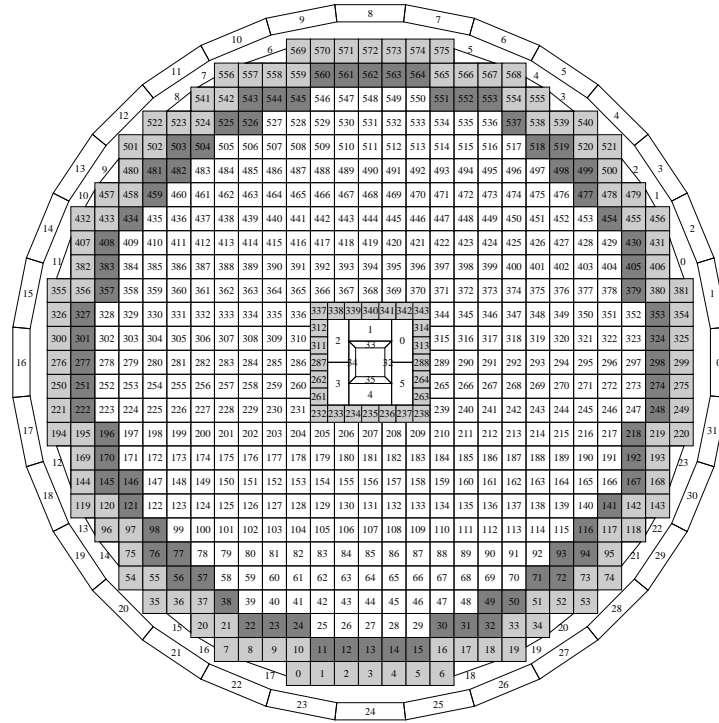


図 3.14: 補正適用外の crystal 影付きの KTeV(内側 24), 外周部 (104), 低統計 (75)

3.8.2 Background 除去

図 3.5 の raw spectrum を見ると low 及び high mass の領域から π^0 mass 領域への混じりこみ (contamination) があることがわかる。このような background を除去することで可能な限り clean な 2γ を選び出す。除去の効果を定量的に見積もるため、まず除去前の background のイベント数を見積もっておく。 π^0 peak 付近の領域を中心の gaussian と両側からの指数関数の足し合わせで fitting し、gaussian の $\text{mean} \pm 3\sigma$ を π^0 mass 領域と見なす。この領域の全イベント数は 42622、両側からの contamination をカウントすると 915 イベントである。従って 2.2% の contamination、 $S/N=44.49$ である。これに対し、3 つの cut により background を減少させることを試みた。最終的に $S/N > 100$ を目指す。

1. 2γ 入射位置の距離

2 つの γ の距離があまりに近いイベントは、1 つの入射粒子が作った shower を 2 つの γ として誤った clustering をした可能性がある。また、真の 2γ だったとしても、お互いの shower の外周部が重なることで γ のエネルギーを誤って見積もる可能性がある。それらを回避するために γ の距離による cut を行った。図 3.15(a) は 2 つの γ の入射位置の距離 (D_γ) と reconstructed mass の相関を示す。low mass 領域に background event が観測されている。これを落とすため、図中に実線で示した $D_\gamma > 30\text{cm}$ なる cut を適用する。この cut を適用する前とした後の mass spectrum が図 3.15(b) である。ほぼ low mass 領域のみが落ちているのがわかる。

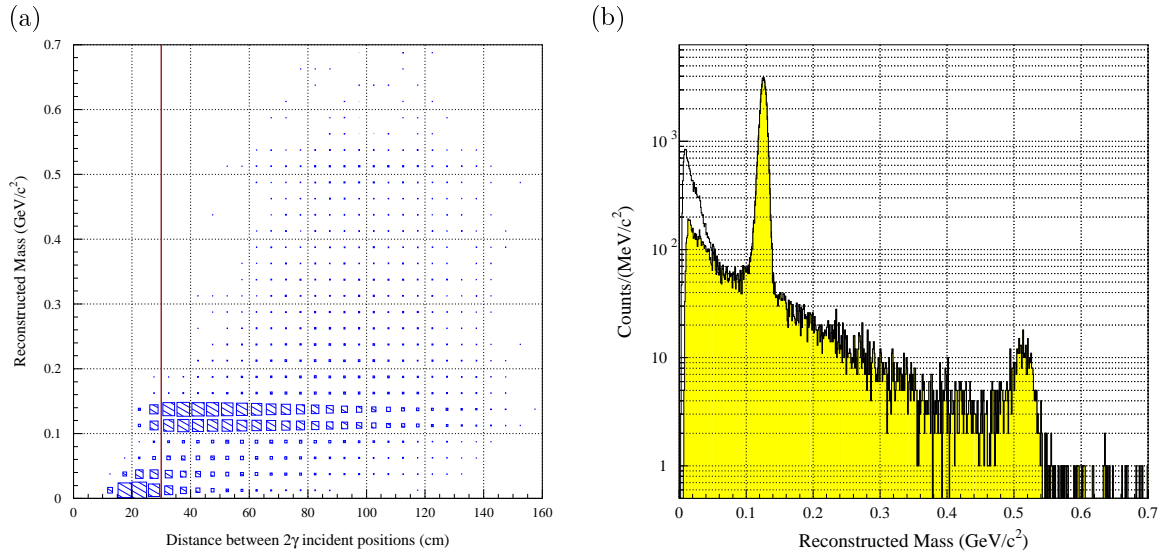


図 3.15: 2γ の入射位置の距離による background の除去 (a) γ の距離と reconstructed mass の相関。
(b) Cut の前 (無地) と後 (斜線) での reconstructed mass spectrum

2. 2γ のエネルギー比

2つの γ のエネルギーの差があまりに大きいようなイベントが多数観測される。このような場合、low energy の方の γ は別の検出器からの shower leakage や back splash によって発生した偽イベントの可能性がある。このようなイベントを落とすため、 γ のエネルギーの比 $R_E = E_1/E_2$ ($E_1 > E_2$ と定義する) による cut を考えた。図 3.16(a) は R_E と reconstructed mass の相関をプロットしたものである。low mass 領域に background event が観測される。これを落とすため、図中に直線で示す $R_E < 5.0$ なる cut を適用した。図 3.16 (b) は cut 前と後での reconstructed mass の分布を示す。この cut でも、ほぼ low mass 領域のみが落ちているのがわかる。

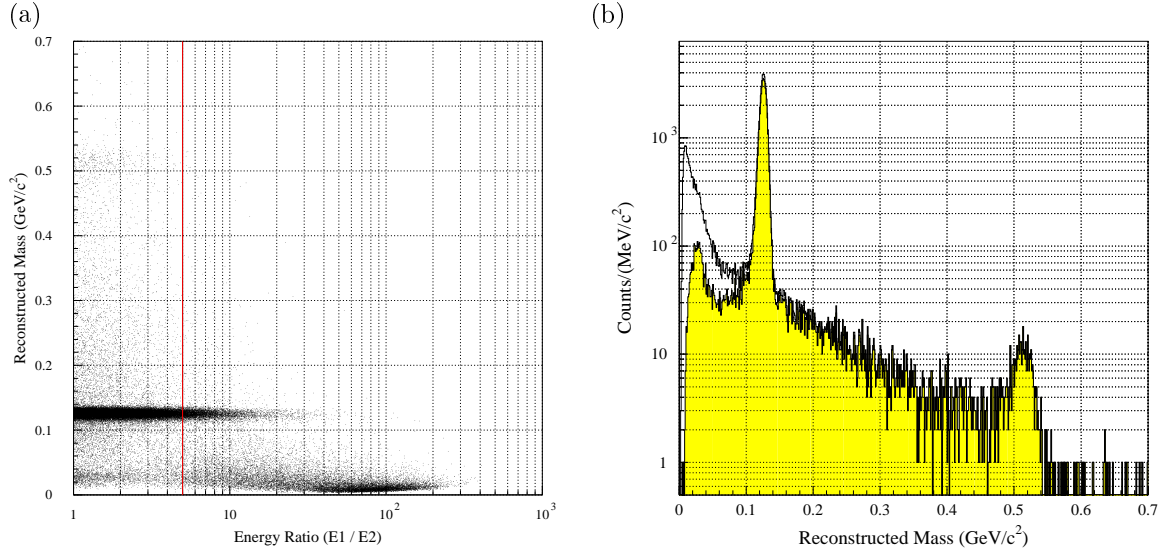


図 3.16: 2γ のエネルギーの比による Background の除去 (a) γ のエネルギーの比と reconstructed mass の相関。 (b) Cut の前 (無地) と後 (斜線) での reconstructed mass spectrum

3. Main Barrel Veto

K_L decay などからの background を落とすため、Main Barrel veto counter による cut を考える。veto threshold energy を変化させて調べたところ、background イベントを効果的に落とし、かつ π^0 , η の統計を損なわない条件として、5MeV の threshold を適用することとした。図 3.17 は Main Barrel の threshold を、(a)1MeV, (b)5MeV として cut をかけて求めた reconstructed mass である。1MeV では cross check に用いる η の peak が損なわれており、明らかに over veto である。また、この cut では high mass 領域の background を落とせることがわかる。

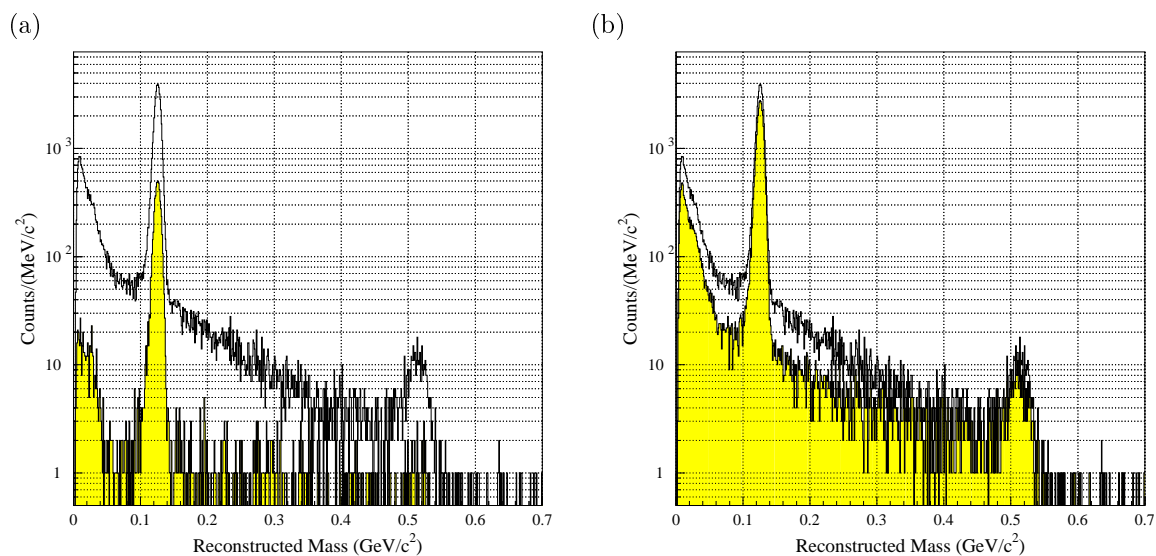


図 3.17: Main Barrel veto による Background 除去 (a)1MeV threshold (b)5MeV threshold 適用前と後の reconstructed mass spectrum 前: 無地, 後: 斜線

以上の3種類の cut を全て適用すると、図 3.18 のようになる。この cut 適用後の spectrum についても background イベントの数を計算し、S/N がどれほど向上したかを求めた。この spectrum は両側からの background を指数関数で見積もることができないため 7events/(MeV/c²) の constant な background を仮定すると、background contamination は 0.88%、S/N = 112.4 と計算される。表 3.2 に cut の適用前と適用後の結果を示す。S/N が向上し、目標値の S/N > 100 を達成することができた。

	number of total events	number of b.g. events	b.g. contamination	S/N
before cuts	42622	915	2.2%	44.49
after cuts	24613	217	0.88%	112.4

表 3.2: Background 除去前後の S/N

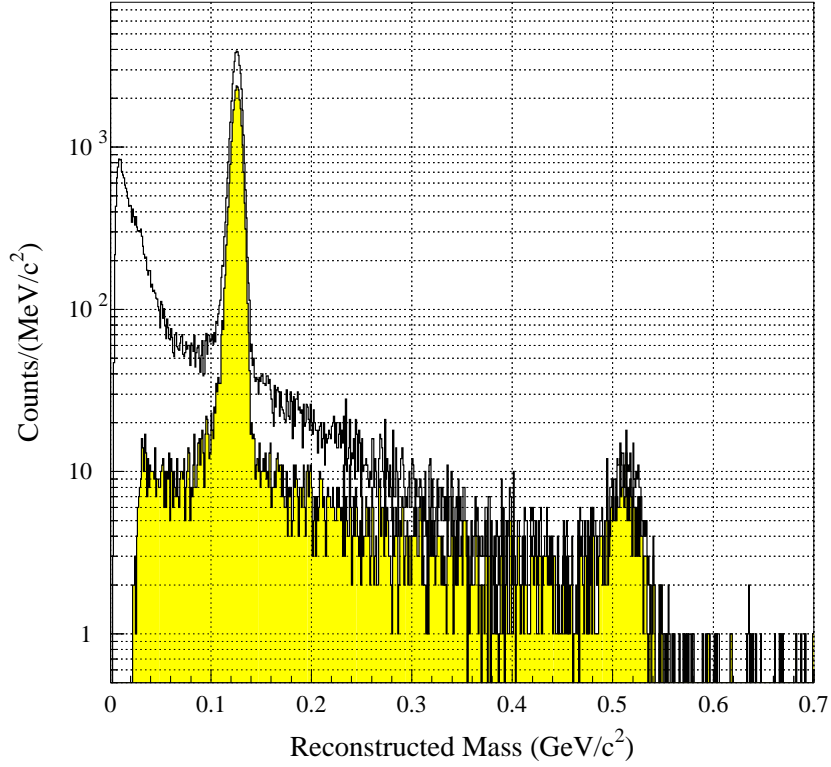


図 3.18: 全ての cut を適用した前 (無地) と後 (斜線) の reconstructed mass spectrum

Event by event にこれらの cut を適用して π^0 calibration を行う。

3.9 Iteration

γ が CsI カロリメータに当たると、電磁シャワーにより複数の crystal にエネルギーを落とし cluster を形成する。このとき、ある crystal についての補正を試みると周囲の crystal の補正に影響を与えてしまう。このシャワーの広がりから calibration を困難にしており、対象とする全チャンネル分の individual mass spectrum から一度に correction factor の組 $C(i)$ を求めることはできない。そのため、iteration process を通じて逐次補正を適用し、得られる mass spectrum の π^0 peak を $135\text{MeV}/c^2$ に収束させていく方法を取った。

3.9.1 Correction Factor の導出方法

ここでは、 $k-1$ 回目 の iteration によって求められた correction factor $c^{(k-1)}(i)$ を用いて k 回目の correction factor $c^{(k)}(i)$ ($i = 0 \sim 575$: CsI ID) を導出する方法を述べる。以降では n 番目の crystal に着目する。つまり、1 つの γ が ID n の crystal に最も大きな energy deposition を与えるようなイベントを考える。もう一方の γ はどの crystal でもよい。このため、 $E_{\gamma_1}^{(k)}(n)$, $E_{\gamma_2}^{(k)}$ と表記する。

まず、 $c^{(k-1)}$ を用いて γ の energy $E_{\gamma_1}^{(k)}(n)$, $E_{\gamma_2}^{(k)}$ を求める。 k 回目の iteration では cosmic ray から算出した gain (g_{cosmic}) は以下のように $k-1$ 回補正されている。

$$\begin{aligned} g^{(k)}(i) &= c^{(k-1)}(i) \times g^{(k-1)}(i) \\ &= c^{(k-1)}(i) \times c^{(k-2)}(i) \times g^{(k-2)}(i) \\ &\vdots \\ &= \left(\prod_{j=0}^{k-1} c^{(j)}(i) \right) \times g_{cosmic} \end{aligned} \quad (3.12)$$

ただし、

$$c^{(0)}(i) = 1, \quad g^{(0)}(i) = g_{cosmic}(i) \quad (3.13)$$

γ_1 のエネルギーは、式 3.10 を使って、

$$\begin{aligned} E_{\gamma_1}^{(k)}(n) &= \sum_j^{cluster1} g^{(k)}(j) ADC(j) \quad (n \in cluster1) \\ &= g^{(k)}(n) ADC(n) + \sum_{j \neq n}^{cluster1} g^{(k)}(j) ADC(j) \\ &\equiv E_{center}^{(k)}(n) + E_{around}^{(k)}(n) \end{aligned} \quad (3.14)$$

となる。求めたい correction factor は $E_{\gamma}^{(k)}(n)$ に対してではなく、着目している ID n の crystal における deposit energy の値である。従って crystal n での deposit $E_{center}^{(k)}(n)$ と周囲への deposit $E_{around}^{(k)}(n)$ に分けた。

次に、再構成される mass $M_{\gamma\gamma}^{(k)}$ は式 3.7 を用いて

$$\begin{aligned} M_{\gamma\gamma}^{(k)}(n) &= \sqrt{2 \cdot E_{\gamma_1}^{(k)}(n) \cdot E_{\gamma_2}^{(k)} \cdot (1 - \cos \theta^{(k)})} \\ &= \sqrt{\left\{ 2E_{center}^{(k)}(n) + E_{around}^{(k)}(n) \right\} \cdot E_{\gamma_2}^{(k)} (1 - \cos \theta^{(k)})} \end{aligned} \quad (3.15)$$

のように得られる。ここで $E_{center}^{(k)}(n)$ に対して M_{π^0} を組むような補正をかける。この correction factor は

$$M_{\pi^0} = \sqrt{2 \left\{ c_{tmp}^{(k)}(n) \times E_{center}^{(k)}(n) + E_{around}^{(k)}(n) \right\} \cdot E_{\gamma_2}^{(k)} (1 - \cos \theta^{(k)})} \quad (3.16)$$

を満たすような $c_{tmp}^{(k)}(n)$ である。しかし、この factor は crystal n のみを補正するという前提に基づいており正確ではない。(そのため tmp と表示した) なぜなら、いまは crystal n のみに着目しているものの、実際には対象の全 crystal の energy が並行して補正されているからである。これにより $E_{around}^{(k)}(n)$, 及び $E_{\gamma_2}^{(k)}$ もまた補正されて動いてしまっていることになる。従って式 3.16 をより正確に書くと、

$$M_{\pi^0} = \sqrt{2 \left\{ c^{(k)}(n) \times E_{center}^{(k)}(n) + c_{around}^{(k)}(n) \times E_{around}^{(k)}(n) \right\} \cdot c_{\gamma_2}^{(k)} \times E_{\gamma_2}^{(k)} (1 - \cos \theta^{(k)})} \quad (3.17)$$

となるような $c^{(k)}(i)$ が求めるべき correction factor である。しかしこの factor を求めるには、 $c_{around}^{(k)}(n)$, 及び $c_{\gamma_2}^{(k)}$ を見積もる必要がある。

γ_2 に関しては、十分多数の crystal に当たっており、これは total mass spectrum の π^0 peak $\langle M_{\pi^0} \rangle$ の動きを反映するものとして

$$c_{\gamma_2}^{(k)} \rightarrow \frac{M_{\pi^0}}{\langle M_{\pi^0} \rangle} \quad (3.18)$$

と見積もることができる。

一方、 $c_{around}^{(k)}(n)$ を見積もるためにはまず $c_{tmp}^{(k)}(i)$ を求める。 $c_{tmp}(i)$ を求めるため、event by event で以下の 2 つの変数を求めている。1 つめは以下の式 3.19 で定義する変数 $R(i)$ で、 γ の energy に対する中心の crystal での energy deposition の割合である。

$$R^{(k)}(i) \equiv E_{center}^{(k)}(i) / E_{\gamma_1}^{(k)}(i) \quad (3.19)$$

2 つめは、hit pattern $H(i, j)$ で、 i 番目の crystal に deposit の最大値があることを要求したときの j 番目の crystal の hit 数である。 $R^{(k)}(n)$ の平均値を $\bar{R}^{(k)}(n)$ とする。例として Crystal ID 391 における $R(391)$, $H(391, j)$ の分布を図 3.19 に示しておく。

$\bar{R}^{(k)}(n)$ を使って式 3.16 を書き直すと $c_{tmp}^{(k)}(i)$ が求まって、

$$c_{tmp}^{(k)}(i) = \frac{M_{\pi^0}^2 - (1 - \bar{R}^{(k)}(i)) M_{\gamma\gamma}^2}{\bar{R}^{(k)}(i) M_{\gamma\gamma}^2} \quad (3.20)$$

を得る。これを用いて $c_{tmp}^{(k)}$ の平均値を hit 数で重みをかけて求め、 $c_{around}^{(k)}(n)$ を見積もった。

$$c_{around}^{(k)}(n) \rightarrow \frac{\sum_{j \neq n} H^{(k)}(n, j) \cdot c_{tmp}^{(k)}(j)}{\sum_{j \neq n} H^{(k)}(n, j)} \quad (3.21)$$

以上より、 n 番目の crystal に対する correction factor を求めることができる。式 3.17, 3.18, 及び 3.21 を用いると

$$c^{(k)}(n) = \frac{M_{\pi^0}^2 - (1 - \bar{R}^{(k)}(n)) c_{around}^{(k)}(n) M_{\gamma\gamma}^2}{\bar{R}^{(k)}(n) M_{\gamma\gamma}^2} \cdot \frac{\langle m \rangle}{M_{\pi^0}} \quad (3.22)$$

これが n 番目の crystal における、 k 回目の補正による correction factor である。

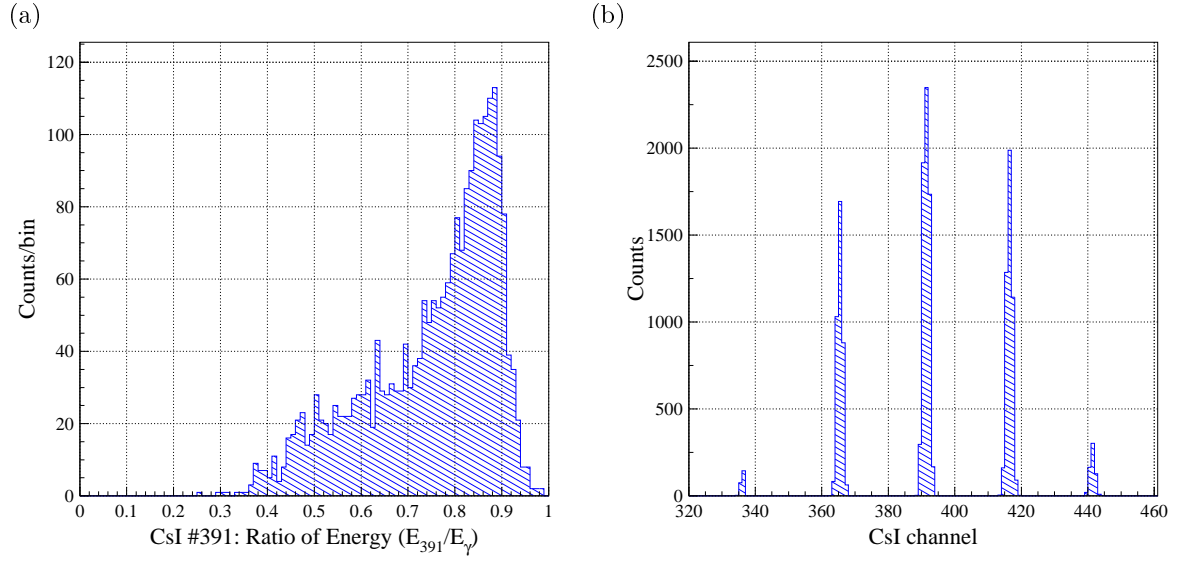


図 3.19: Correction factor 算出のためのパラメータ (CsI ID391) (a) γ の energy に対する中心の crystal での energy deposition の割合 (b) γ の hit pattern

最終的に l 回の補正を行ったとすると、gain factor の初期値である $g_{cosmic}(i)$ に対する correction factor $C(i)$ は、

$$C(i) = \prod_{j=0}^l c^{(j)}(i) \quad (3.23)$$

と求められる。

3.9.2 Iteration 結果

前述した correction factor を用いて iteration を 8 回実行した。ここに結果を示す。

図 3.20 は individual での π^0 mass peak (gauss fit して得られた mean value) の分布を示している。Iteration 前では $126\text{MeV}/c^2$ を平均とする幅の広い分布をしているが、iteration によって、補正前 \rightarrow 1 回補正後 \rightarrow 5 回補正後と、 $135\text{MeV}/c^2 (= M_{\pi^0})$ へ収束していく様子がわかる。図 3.21 に iteration 前と後に CsI ID391 の individual spectrum を fitting した例を示す。 π^0 の mass peak が iteration 前の $125\text{MeV}/c^2$ から $135\text{MeV}/c^2$ に収束していることがわかる。

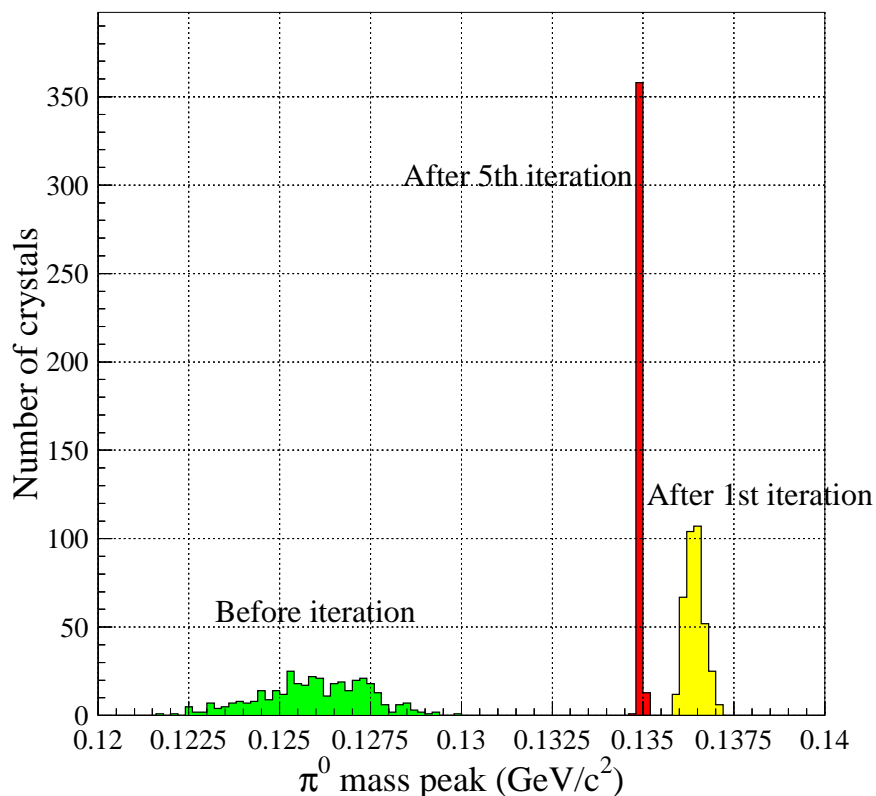


図 3.20: individual での π^0 mass peak の分布

図 3.22 ではこの分布を gaussian で fitting したときの (a)mean と (b) σ の動きをプロットした。補正前では $\sim 126\text{MeV}/c^2$ に σ で $1.5\text{MeV}/c^2$ 程度の広がりをもって分布しているが、最終的には mean が $135\text{MeV}/c^2$ に収束し、このとき σ は $10\text{keV}/c^2$ 程度である。従って、対象の crystal を $135\text{MeV}/c^2$ へ収束させるという目的に対し、この iteration process は手法として正しく機能していることがわかる。さらに、これらの plot から、mean, σ ともに 5 回程度の補正で収束していることがわかる。また、(a) の図中に収束点の精度を議論するため、収束の様子を拡大した図を載せてある。Iteration に際しては $M_{\pi^0} = 134.9766\text{MeV}/c^2$ [11] の Particle Data Group (以下 PDG と略記) 公表値を用いているが、図によると $M_{\gamma\gamma}$ は $134.95\text{MeV}/c^2$ の辺りに収束している。この違いの要因は式 3.22 による見積もりの限界を示している。ただし、この差は $135\text{MeV}/c^2$ に対して $\sim 0.02\%$ と小さいので mass を組む上での精度としては全く問題ない。なお、CsI カロリメータのエネルギー分解能は 2% 程度である。

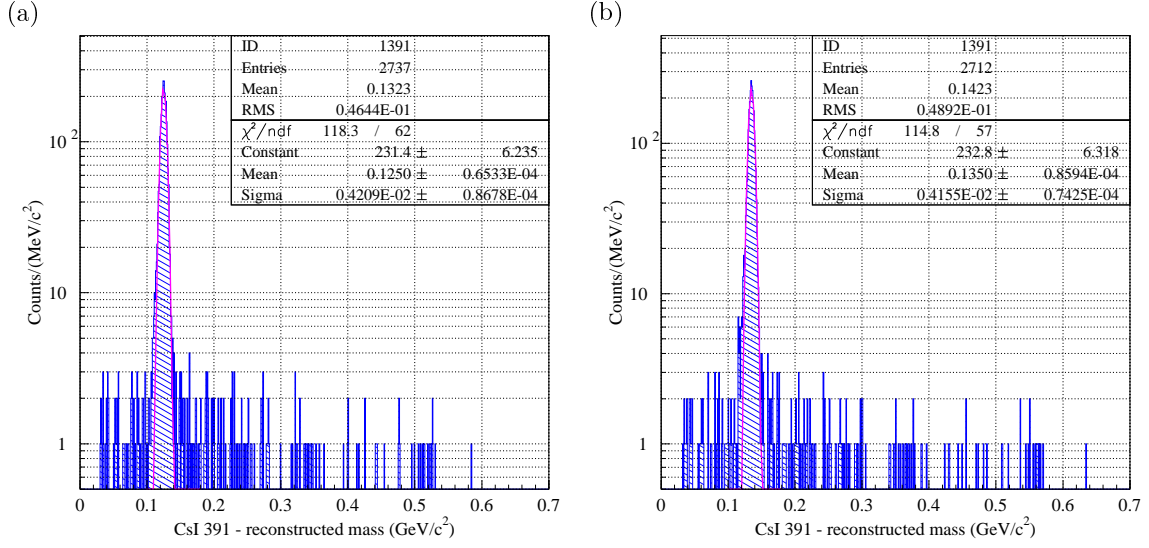


図 3.21: Iteration の (a) 前と (b) 後での individual mass spectrum (CsI ID391)

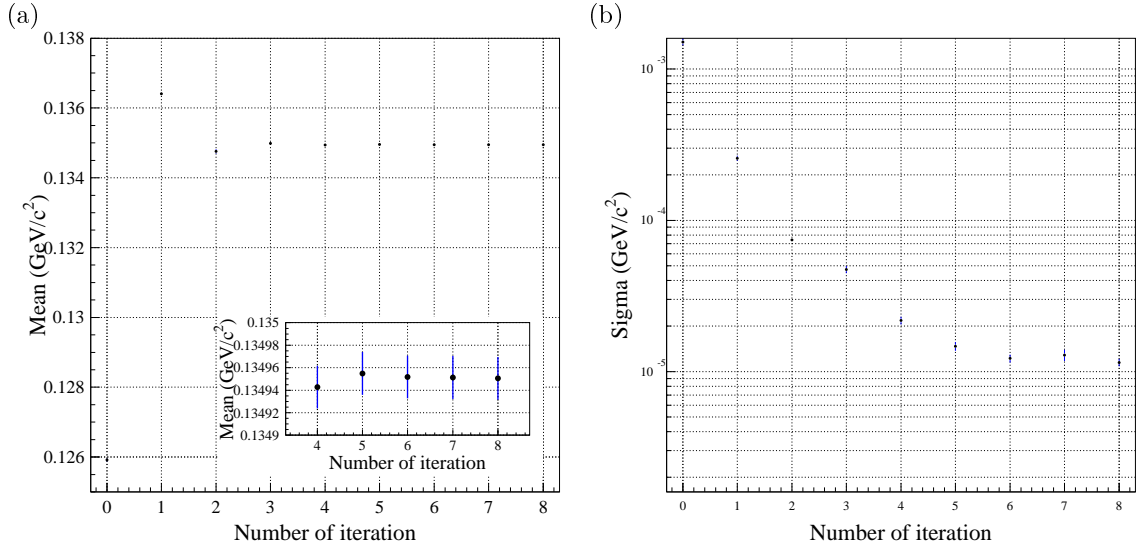


図 3.22: individual での π^0 mass peak の分布における mean, σ の遷移

以上の過程から、cosmic ray により求められた gain factor に対して π^0 を用いた補正を行うための手法を確立し、 $M_{\gamma\gamma}(i)$ を M_{π^0} に収束させた。これによって correction factor を求めることができることになる。

第4章 結果と議論

4.1 結果

ここでは、今までに述べてきた π^0 calibration による結果を示す。

今回、shower leakage による影響を回避するために外周部の crystal, KTeV crystal へ hit したイベントを用いず、60%の crystal に範囲に対して補正が適用された。(図 3.14)

図 4.1 に示すのは、補正前と補正後の total mass spectrum である。これらの分布における π^0 の peak を gaussian fitting して求めたパラメータを表 4.1 に示す。Calibration 前の π^0 mass の中心値は $126\text{MeV}/c^2$ から実際の値 $135\text{MeV}/c^2$ へと収束し、resolution は 3.63%から 3.17%へと向上した。

この π^0 calibration は常に π^0 peak のみに着目して行われてきた。従ってこの補正に関して η の peak がどのように動いているかを見ることによって cross check になる。結果は表 4.1 に併記してある。PDG 値に対して calibration 前の値 $513\text{MeV}/c^2$ は $551\text{MeV}/c^2$ へと収束しており、 $\sim 0.5\%$ のずれで PDG 値 $548\text{MeV}/c^2$ に近い値を示している。これは π^0 calibration による補正が正しく機能していることを支持する結果である。

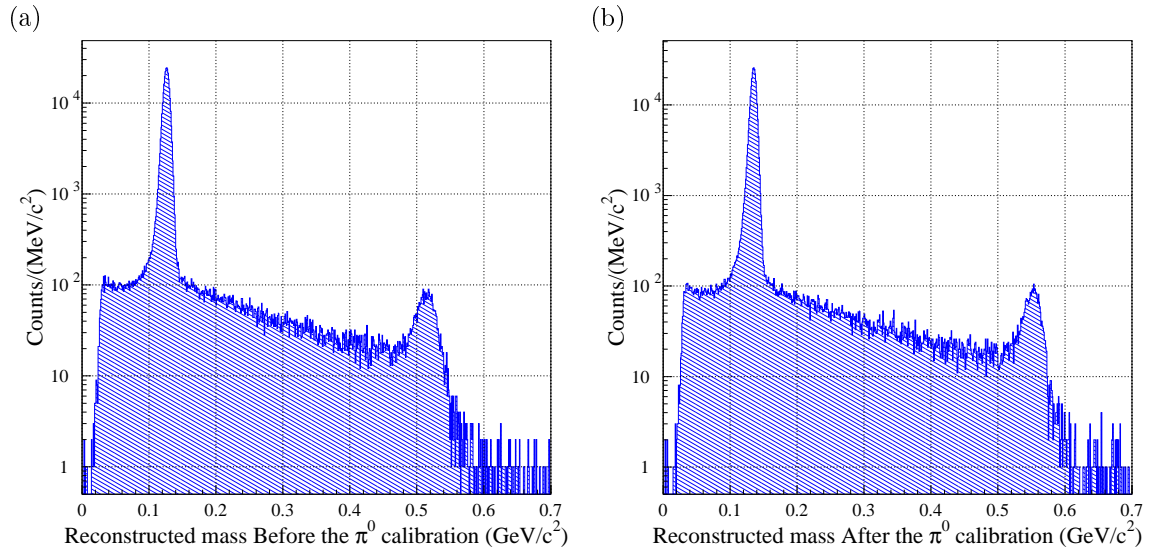


図 4.1: π^0 calibration (a) 前と (b) 後での reconstructed mass spectrum

最後に、得られた g_{cosmic} に対する correction factor $C(i)$ の分布を示す (図 4.2)。ただし、これは未使用の 40%を除いた、残り 60%の crystal についての分布である。gaussian で fitting を行くと g_{cosmic} に対して平均 7.2%の correction になることがわかった。

	π^0 mass peak			η mass peak		
	μ (GeV/c ²)	σ (GeV/c ²)	σ/μ (%)	μ (GeV/c ²)	σ (GeV/c ²)	σ/μ (%)
before π^0 calibration	0.1260	0.4579×10^{-2}	3.63	0.5124	0.1528×10^{-1}	2.98
after π^0 calibration	0.1349	0.4278×10^{-2}	3.17	0.5505	0.1195×10^{-1}	2.01
PDG value of the mass	$134.9766 \pm 0.0006(\text{MeV}/c^2)$			$547.75 \pm 0.12(\text{MeV}/c^2)$		

表 4.1: π^0 calibration 前と後での π^0 と η の mass peak

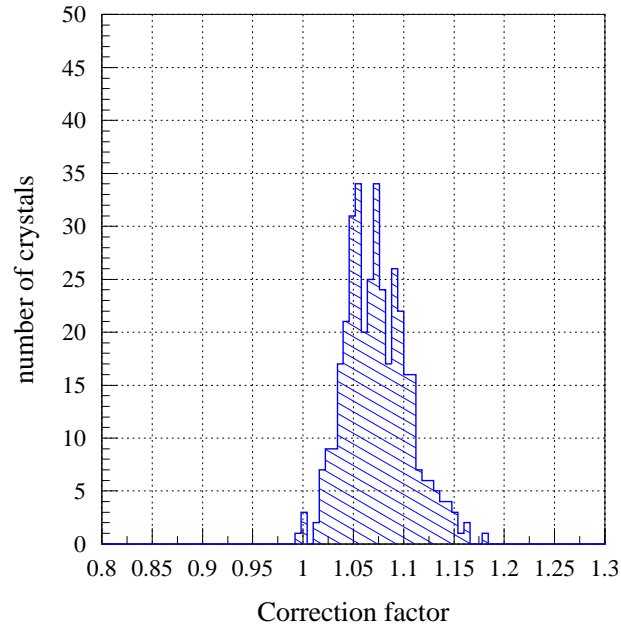


図 4.2: Cosmic MIP から得られた gain に対する correction factor

4.2 補正適用外 CsI の取り扱い

π^0 calibration により 60% の crystal については新たな gain factor を求めたが、補正されなかった 40% の crystal についてもより適切な gain factor を見積もりたい。そこで、補正されなかった 40% の crystal については補正された 60% の correction factor の平均値を用いて補正を行った。

このようにして、全ての crystal を用いて再び π^0 の mass を組んだ。図 4.3 は 40% の crystal を、(a) 補正しなかった場合、及び (b) 補正された 60% の crystal での平均値 (1.072) をもって補正した場合の total mass spectrum を示す。また、このときの π^0 , η のパラメータを表 4.2 にまとめた。

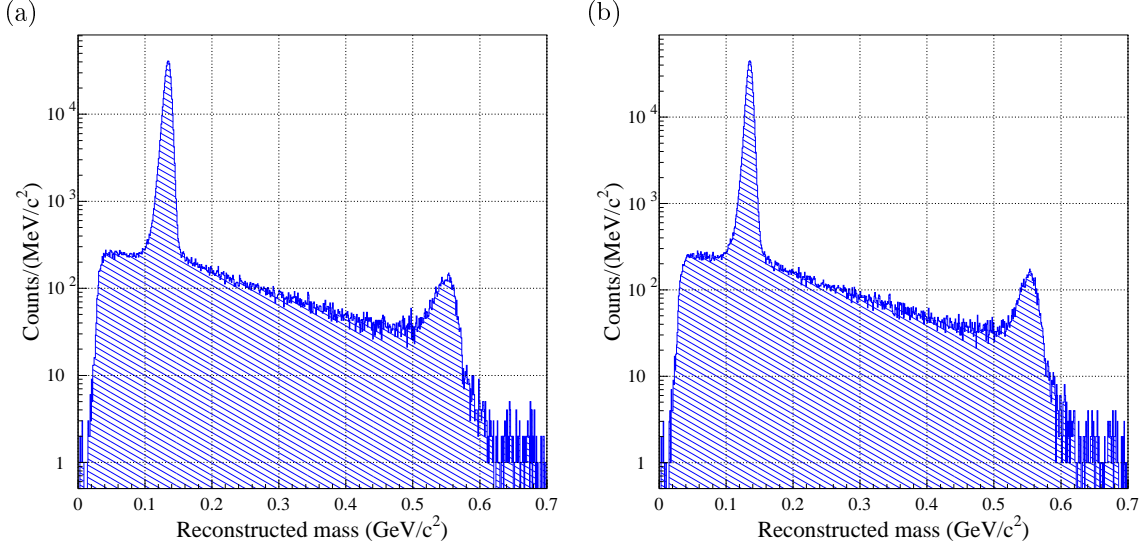


図 4.3: 全 crystal を用いた reconstructed mass spectrum 40% の crystal に対して (a) 補正なし (b) 平均値で補正

	π^0 mass peak			η mass peak		
	μ (GeV/ c^2)	σ (GeV/ c^2)	σ/μ (%)	μ (GeV/ c^2)	σ (GeV/ c^2)	σ/μ (%)
(a) All crystals (40%:not shifted)	0.1337	0.4996×10^{-2}	3.74	0.5478	0.1348×10^{-1}	2.46
(b) All crystals (40%:shifted)	0.1349	0.4592×10^{-2}	3.40	0.5507	0.1272×10^{-1}	2.31
60% crystals	0.1349	0.4278×10^{-2}	3.17	0.5505	0.1195×10^{-1}	2.01
PDG value of the mass	$134.9766 \pm 0.0006(\text{MeV}/c^2)$			$547.75 \pm 0.12(\text{MeV}/c^2)$		

表 4.2: 全 crystal を用いた場合の π^0 及び η mass peak

全ての crystal を用いたとき、40% に対して何も補正を施さなければ当然ながら π^0 の mass peak が動き ($\sim 1\%$)、また resolution が悪くなる。しかし、40% の crystal に対する粗い補正を用いればこの悪化は十分低減されることがわかる。このことから、40% の crystal に対して行われた補正は第一近似として有効性が認められる。現段階においてはこの補正を採用することとした。従って、全 576 チャンネルに対する correction factor は図 4.4 のようになる。

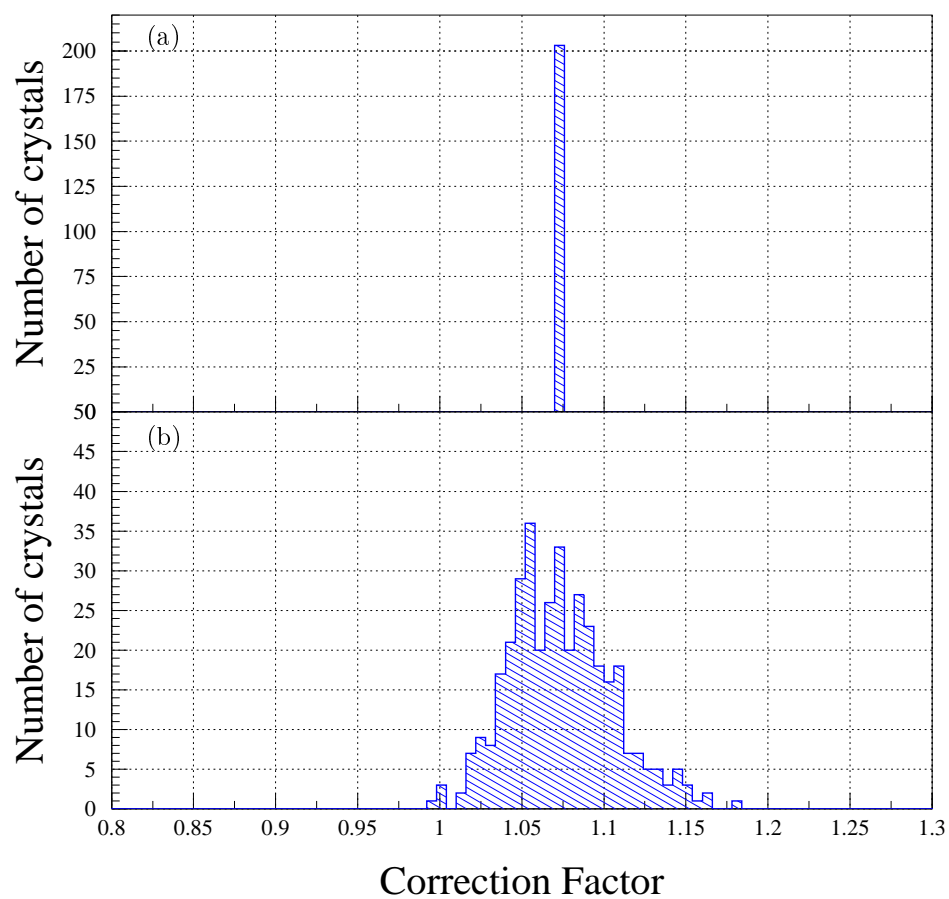


図 4.4: 全 crystal に対する correction factor (a) 補正適用外だった 40% に対する correction factor
(b) 補正がなされていた 60% に対する correction factor

4.3 他の π^0 Run Data Set における有効性

π^0 calibration の手法は π^0 , η とともに矛盾なく収束させるということが今まで示されてきた。最後に、得られた correction factor が、算出するときに用いたデータに対してのみ有効であるという可能性について調べる。correction factor の算出は現段階では π^0 run の一部 (15%) を用いているので、別の π^0 run のデータに対して correction factor を適用し、 π^0 の mass が正しく組めることを確かめた ($M_{\gamma\gamma} = 135\text{MeV}/c^2$, $M_\eta = 550\text{MeV}/c^2$)。図 4.5 は得られた total mass spectrum(60%の crystal に対して) である。

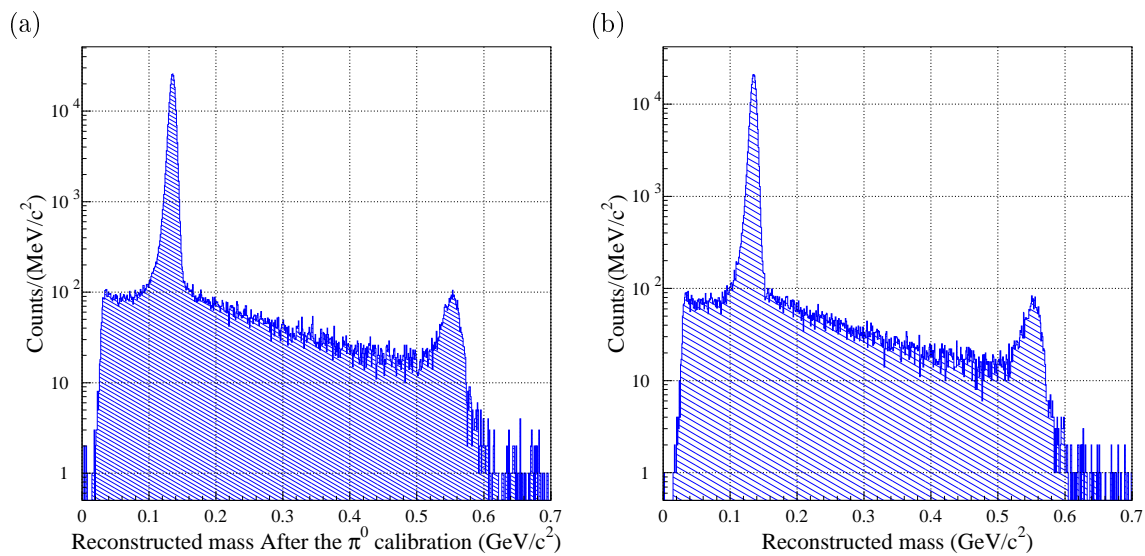


図 4.5: (a) 今まで用いてきた data set と (b) 別の data set での reconstructed mass spectrum

4.4 問題点と今後の課題

ここでは今まで行ってきた π^0 calibration における問題点と課題について述べる。

3.7 節で述べたように、今回用いている入射角度補正は 3×3 box の重心で位置を求めており、event by event で行っている clustering routine とは異なるという問題がある。clustering routine を一致させることでより正確な角度補正を行うことができ、エネルギーや位置情報の見積もりがより精度よく行えるようになる。

現在では全体の 40% の crystal に対する correction factor として、補正がなされた 60% の平均値を使う方法を用いている。これら 40% の crystal の補正をより正確に行う方法として、end cap の内側、外側への shower leakage を Monte-Carlo シミュレーションによって見積もる方法が考えられる。

本研究によって求めた新たな gain factor は physics run の解析に用いられる。ここで問題となるのが、deposit energy と incident energy 間の差異である。今の π^0 calibration では、得られた 2γ の deposit energy 情報から直接 π^0 の mass を組んでいる。すなわち deposit energy を incident energy と見なして扱っていることになる。今後の課題として、内側、外側方向だけでなくビーム軸方向の shower leakage も考慮した補正をかけることでこれらの差異を埋める必要がある。ただし、shower leakage の仕方は vertex が固定された π^0 run と physics run とでは異なるはずであるから、純粋に gain を補正する factor と shower leakage を補正する factor は分けて考える必要があると思われる。

また、これまで示してきた結果は、全 π^0 run のデータに対して 15% の統計に過ぎない。以上の問題点を踏まえて全データに対しての calibration を行うことで、より高い精度の結果を目指す。

最後に、cosmic MIP による gain factor からのずれ 7.2% が何に起因するものであるかは未だ明らかでない。今後この現象を理解することも重要な課題である。

第5章 結論

本研究では、2004年の2月から7月にかけて行われたE391a実験($K_L \rightarrow \pi^0 \ell \bar{\ell}$ 探索実験)におけるメインの γ 検出器であるCsIカロリメータのエネルギー較正を π^0 reconstructionにより行った。このcalibrationに用いた π^0 runは全統計の15%程度である。

以下に得られた結論を列挙する。

- 576本という多数のCsI crystalをcalibrationするため、iteration processを通じて逐次補正を行い収束させていくという方法を取り、この手法を確立した。
- このiterationを5回程度行うことにより、補正前に $126\text{MeV}/c^2$ であった π^0 のmassを $135\text{MeV}/c^2$ (PDG: $135\text{MeV}/c^2$)に収束させることができた。このとき、 π^0 massのresolutionも3.6%から3.2%へと向上を見た。
- Iteration後得られたcosmic gainに対するcorrection factorは平均 $+7.2\%$ ($\sigma = 3.1\%$)と求まった。
- Shower leakageを懸念して補正しなかった外周、KTeV、それに伴う低統計のcrystalは全CsIの40%に相当する。得られたcorrection factorからgain factorを求めるために、これらのcrystalのcorrection factorとして、得られているcorrection factorの平均値7.2%を用いた。これによって全てのcrystalでcorrection factorが決まった。
- 全てのcrystalを用いて π^0 を組むと、 π^0 mass peakは $135\text{MeV}/c^2$ 、 π^0 massのresolutionは3.40%となった。

謝辞

本論文は多くの方のご助力なくしては完成しませんでした。関わって頂いた皆様に感謝致します。

まず、指導教官の能町正治教授に感謝致します。私は主に KEK で研究を行っていましたが、大学に戻る度に貴重な助言を頂きました。また本論文執筆の際にも鋭く的確なご指摘を頂きました。

菅谷頼仁助手には感謝の念が絶えません。私が研究に専念できる環境を整えて頂くばかりでなく、研究テーマや方針、進展状況など全ての点を常に気に掛けて頂きました。本当にありがとうございます。

KEK では E391a グループの稲垣隆雄教授、Lim Gei Youb 助手、奥野英城先生、渡辺丈晃さんに度々有益なご指摘、ご提案を頂きました。感謝しております。特に渡辺丈晃さんには π^2 ビームラインでの2度のテスト実験及び本実験を通じ、基礎的な実験技術から解析手法に至るまで多くのことを直接教えて頂きました。初めてのテスト実験は私にとって非常に得るものが大きく印象的でした。この経験は私が E391a 実験に参加したいと思うようになったきっかけです。私をテスト実験に誘って頂いた先輩の水橋徹さんにお礼を申し上げます。

大阪大学の坂下健さん、京都大学の隅田土詞さんには私の質問にいつも丁寧に答えて頂いて感謝しております。なお、本研究で用いた clustering は坂下さん、角度補正はプサン大学の Lee Hyo Sang さん作成のものを使わせて頂きました。ありがとうございます。

最後に、本論文を手にとって下さった全ての方に改めて感謝致します。

2005 年 2 月吉日

参考文献

- [1] R. Belusevic, Neutral Kaons, *KEK Preprint*, 97-264 (1998)
- [2] G. Rochester, C. Butler, *Nature* **160**, 855 (1947)
- [3] M. Gell-Mann, *Phys. Rev.* **92**, 833 (1953)
T. Nakano and K. Nishijima, *Prog. Theor. Phys.* **10**, 581 (1953)
- [4] J. H. Christenson, J. W. Cronin, C. L. Fitch, and R. Turlay, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 138 (1964)
- [5] M. Kobayashi, T. Maskawa, *Prog. Theor. Phys.* **49**, 652 (1973)
- [6] N. Cabibo, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 531 (1963)
- [7] L. Wolfenstein, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1945 (1983)
- [8] 長島順清, "高エネルギー物理学の発展", 朝倉書店
- [9] E391a proposal, KEK Internal, 96-13
- [10] T. Inagaki, G. Y. Lim, H. Okuno, HIGH ENERGY NEWS **23-1**, 13 (2004)
- [11] S. Eidelman *et al.* [Particle Data Group], *Phys. Lett.* **B592**, 1 (2004).
- [12] G. Buchalla and A. J. Buras, *Nucl. Phys.* **B548**, 309 (1999)
- [13] A. Alavi-Harati *et al.*, *Phys. Rev.* **D61**, 072006 (2000) 13 (April/May/June 2004)
- [14] 亀井亨, 木原元央, "加速器科学", 丸善
- [15] M. Doroshenko *et al.*, "Undoped CsI calorimeter for the $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ experiment at KEK-PS", *Nucl. Instrum. Meth.* (2005), in printing
- [16] H. Watanabe *et al.*, "Neutral beam line to study $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ decay at the KEK 12-GeV proton synchrotron", *Nucl. Instrum. Meth.* (2005), in printing
- [17] 藤岡洋一, " $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索実験 (E391a) における CsI カロリメータのエネルギー校正", 修士論文, 佐賀大学, (2002)