

入射 の角度を測ることのできる Calorimeter
の設計

小松成巨

大阪大学大学院理学研究科物理学専攻 山中卓グループ
博士前期課程 2 年

平成 17 年 3 月 28 日

概要

茨城県東海村に 50GeV 陽子加速器が建設されている。そこで行う $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の分岐比測定実験で background を減らす方法の一つとして検出器への入射 γ の角度を測定することを検討した。

鉛とシンチレーターの重ね合わせの各層に、直径 1mm の scintillating fiber を並べた γ の入射角度を測ることの出来る Calorimeter は 1GeV の入射 γ に対して約 1 度の角度分解能を持つ

この Calorimeter を $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の分岐比測定実験で使用すれば、 $\frac{S}{N}$ 比が 0.53 から 0.7 と約 1.3 倍に改善される。

目次

第 1 章	序論	7
1.1	CP 非保存	7
1.2	中性 K 中間子	7
1.3	小林益川行列	8
1.4	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊	9
1.5	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 分岐比測定実験の background	10
1.6	γ の検出器への入射角度測定による $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊からの background の cut	11
1.7	現在提案されている入射 γ の角度を測定することのできる検出器	11
1.8	動機	12
第 2 章	必要な角度分解能の見積もり	13
2.1	シミュレーションの条件	13
2.1.1	K_L beam	13
2.1.2	検出器の配置	13
2.1.3	Calorimeter のエネルギー分解能と位置分解能	15
2.1.4	cut の条件	15
2.2	再構築された崩壊点からの角度の誤差	16
2.3	結果	16
第 3 章	角度測定のためのアルゴリズム	20
3.1	geant simulation	21
3.2	角度計算の手順	21
3.2.1	最小二乗法による入射角度の計算	21
3.2.2	Maximam Likelihood による入射角度の計算	25
3.3	角度分解能の結果	32
第 4 章	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 実験への寄与について	35
4.1	シミュレーションの条件	35
4.1.1	検出器の性能	35
4.1.2	event cut の条件	36

4.1.3	γ の入射角度による cut の条件	37
4.1.4	再構築された崩壊点 z と P_T の cut 条件	37
4.2	結果	40
第 5 章	議論	42
第 6 章	結論	43

目次

1.1	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊に寄与するペンギン・ダイアグラム、およびボックス・ダイアグラム	10
2.1	K_L の運動量	14
2.2	検出器の配置	15
2.3	再構築された崩壊点による角度誤差のもとめかた	17
2.4	0.9~1.0GeV の γ に対する $\Delta\theta_z$ の分布を、EE(左上), ES(右上), SS(左下) のカテゴリーごとに示す。	18
2.5	入射 γ のエネルギーと $\Delta\theta_z$ の平均値との関係を EE(左上), ES(右上), SS(左下) のカテゴリーごとに示す。	19
3.1	角度を測ることのできるカロリメーターの模式図。図中の円がシンチレーティングファイバーを表す。	20
3.2	geant シミュレーション内の検出器の配置	21
3.3	黒点=各層の e^\pm の通過位置、円=各層の e^\pm の通過位置の平均値、直線=平均値に対して最小二乗法で引いた線入射 γ はエネルギー 1GeV、入射角度 0 度である。	22
3.4	上の図は 10 層目での e^\pm の通過位置の分布を示す。下の図は各層での通過位置分布の RMS を表す。共に入射 γ は 1GeV、入射角度 0 度である。	23
3.5	最小二乗法で求められた角度分布	24
3.6	shower の中心から遠い e^\pm の通過点を取り除いて最小二乗法で求められた角度分布	25
3.7	検出器の先頭から 10 層目の層での e^\pm の通過位置の分布(上)と最初の電子対生成が起こった層から数えて 10 層目の層での通過位置の分布(下)	26
3.8	ヒストグラムは 10 層目での e^\pm 通過位置の分布。実線は関数 $f(x)$ による fit の結果	27
3.9	(探索された最初に電子対生成が起こった層) -(実際に最初の電子対生成が起こった層)	28
3.10	1GeV、入射角度 0 度の γ に対して Maximum Likelihood で求められた入射角度の分布	29

3.11	showr の下流の層の e^\pm の分布によって、 γ の入射角度の計算が影響を受けている例。黒点が e^\pm 通過位置、実線が計算で求められた γ の入射線	30
3.12	1GeV, 入射角度 0 度の入射 γ に対して電子対生成直後の 5 層,10 層,15 層を使った場合の角度分解能。横軸は使った層の数、縦軸は角度分解能 (度) を表す。黒丸は位置分解能 0mm, 三角は位置分解能 0.3mm の場合を示す。	31
3.13	1GeV, 入射角度 0 度の入射 γ に対して最初の電子対生成の直後 10 層だけを使って計算された入射角度の分布	32
3.14	各グラフは角度分解能と入射 γ のエネルギーの関係を示す。 γ の入射角は 0 度である。仮定した e^\pm の位置分解能は、左上:0mm, 右上:0.1mm, 左中央:0.3mm 右中央:1.0mm, 左中央 3mm	33
4.1	入射 γ に対する不感率、点線は実験データ [13]	36
4.2	signal event の H の分布	38
4.3	カテゴリー EE で $\Delta\eta$ (上) と $\frac{S}{N}$ (下) の Z と P_T の範囲を変えたときの変化。 P_T の上限は 0.24(GeV)、 z の下限は 200(cm) として、横軸 z の上限の値 (崩壊領域の上流端からの距離)、点の形の違いは P_T の下限の違いを表す。丸:0.15(GeV), 四角:0.14(GeV), 三角:0.13(GeV), 逆三角:0.12(GeV)	39
4.4	γ の入射角度による cut での z (上) と P_T (下) の分布の変化を表す。上には P_T の cut をいれている。下には z の cut をいれている。無地のヒストグラムが γ の入射角度による cut の前、模様付きのヒストグラムが cut 後を表す。 . . .	41

表 目 次

2.1	P_T と崩壊点の範囲	16
4.1	$K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ weight table. $\bar{\epsilon}(E_i)$ はエネルギー E_i を持つ i 番目の γ の不感率を表す。	37
4.2	γ の入射角度による cut を行う場合の P_T と崩壊点の範囲	40
4.3	γ の入射角度による cut を行わない場合の signal、background の個数、 $\frac{S}{N}$ 比, $\Delta\eta$	40
4.4	γ の入射角度による cut を行う場合の signal、background の個数、 $\frac{S}{N}$ 比, $\Delta\eta$	40

第1章 序論

1.1 CP非保存

我々が目にする自然界の振舞いは、その裏に潜む美しい法則とは反対に、無秩序でつかみどころがないように見える。素粒子物理学においては、その振舞いを解き明かす足がかりとして、また本質を理解するために、対称性とそれに伴う保存則が重要な役割を演じてきた。

ある系の物理量にある変換を行っても、その系が全体として不変であるとき、その系はこの変換に対する対称性をもつという。対称性のなかでは、とくにC変換(粒子と反粒子とを反転させる変換)、P変換(空間反転変換)、T変換(時間反転変換)に対する対称性がよく知られている。

それら3種類の対称変換を同時に行うCPT対称変換については、すべての現象に対して対称性が成り立っていると考えられ、現在、すべての実験結果がそれを支持している。個々の変換においても、強い相互作用、電磁相互作用、重力相互作用に対しては対称性が成り立っていると考えられている。しかし、P対称性が弱い相互作用に対して破れていることが1957年、C. S. Wuによって発見された [1]。同様に、C対称性も弱い相互作用に対して破れていることが示されてきた。だが、弱い相互作用に対してもCP対称性は成り立っていると考えられていた。

1964年、K中間子系でのCP非対称性がV. L. Fitch、J. W. Croninら [2] により発見された。それ以来、CP非保存は、素粒子物理学の世界で、最も興味深い研究対象の一つとなり、多くの実験が行われた。そして現在においても、CP非保存の起源についての研究が進められ、その謎が少しずつ明らかにされつつある。

1.2 中性K中間子

K中間子系でのCP非対称性について述べておく。中性K中間子には、 K^0 と \bar{K}^0 がある。これらは、強い相互作用においては固有状態であるが、CP変換については、つぎのように K^0 も \bar{K}^0 も固有状態とはならない。

$$CP|K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle \quad (1.1)$$

$$CP|\bar{K}^0\rangle = |K^0\rangle \quad (1.2)$$

しかし、つぎのように両者の一次結合は、CP 変換の固有状態である。

$$|K_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) : CP|K_1\rangle = +|K_1\rangle \quad (1.3)$$

$$|K_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) : CP|K_2\rangle = -|K_2\rangle \quad (1.4)$$

この K_1 、 K_2 は、CP 変換に対してそれぞれ $+1$ 、 -1 、という異なった固有値を持つ。崩壊において CP が保存されているのならば、 K_1 は $CP = +1$ の 2π 系に、 K_2 は $CP = -1$ の 3π 系に崩壊する。

$$K_1 \rightarrow \pi^+\pi^-, \pi^0\pi^0 \quad (1.5)$$

$$K_2 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, \pi^0\pi^0\pi^0 \quad (1.6)$$

位相空間の大きさから考えると、 K_1 のほうが崩壊しやすく、寿命が短い。実際に、中性 K 中間子の崩壊では、寿命の長い成分 K_L (寿命 5.2×10^{-8} 秒) と短い成分 K_S (寿命 0.89×10^{-10} 秒) とが観測できる。

V. L. Fitch、J. W. Cronin らは、長寿命の K 中間子が $\pi^+\pi^-$ に崩壊する過程を発見した。CP 対称性が成り立っていると、長寿命の K 中間子は決して 2π 系には崩壊できない。この現象は、実際に観測される長寿命の中性 K 中間子は、式 1.7 のように K_2 成分だけでなく、ごくわずかに K_1 成分が混合しており、この K_1 成分の寄与により、 $K_L \rightarrow \pi\pi$ 現象が生じうる、と説明される。

$$|K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+\epsilon^2}}(|K_2\rangle + \epsilon|K_1\rangle) \quad (1.7)$$

このように、 K_1 の混合から来る CP 非保存過程を「間接的 CP の破れ」という。また、これとは別に CP の固有値が -1 の K_2 が CP 固有値が $+1$ の状態に崩壊する過程がある。そのような CP 非保存過程を「直接的 CP の破れ」という。

1.3 小林益川行列

CP 非保存の起源について有力な理論として、小林益川理論 [3] がある。この理論によると、CP 非保存は 3 世代のクォークが混合することにより

生じる。この混合行列は、小林益川行列と呼ばれ、 3×3 の成分を持つユニタリー行列として表される。

$$U = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

この行列 U は、4 変数で表すことができる。そのうちの 3 変数は実数であるが、1 変数は複素数の位相であり、これが CP 非保存の起源となる。

L. Wolfenstein [4] は、行列の成分を式 1.9 のように変数化した。

$$U = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

この表示では、変数 η が CP 非保存を引き起こす複素成分の大きさを表す。この η の値を求めることが、今日の素粒子物理学の主要な目的の一つとなっている。 η を B 中間子系と K 中間子系で測定し、それぞれで測定された η の値が一致すれば小林益川の理論を強く指示することになり、もし一致しなければ、新しい物理の発見となる。

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

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比測定によって、小林益川行列の複素成分 η の値を求めることができる。この崩壊の振幅の大きさは、

$$A(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) \simeq A(K_2 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) \quad (1.10)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2}} [A(K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) - A(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})] \quad (1.11)$$

となる。この崩壊では、中間状態において t クォークが介在する (図 1.1) ので、 η を含む V_{td} 成分を含み、式 1.11 は

$$A(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) \propto V_{td}^* V_{ts} - V_{ts}^* V_{td} \sim 2i\eta \quad (1.12)$$

となる。よって $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の分岐比から η の値を求めることができる。この崩壊モードには

- $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の分岐比から η を決める際の理論的不定性が 1% [5] と小さい、
- 間接的な CP の破れに対して直接的な CP の破れが支配的、

という特徴が有るので、 η の値を測定するのに、非常に適している。今日知られている小林益川行列の要素に基づいた $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比の理論予想値は、 $(3.0 \pm 2.0) \times 10^{-11}$ である [6] [7]。

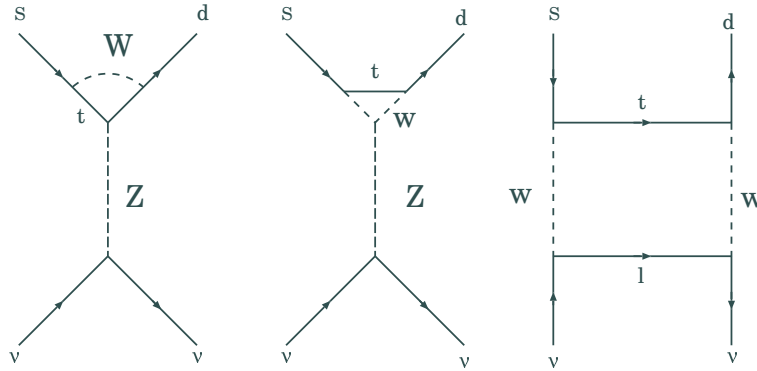


図 1.1: $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊に寄与するペンギン・ダイアグラム、およびボックス・ダイアグラム

1.5 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 分岐比測定実験の background

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の signal は、 π^0 が崩壊してできる二つの γ だけが観測される。

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 分岐比測定実験の background には $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 、 $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ の崩壊で γ が二つしか観測されない事象、 $\Lambda \rightarrow n \pi^0$ 、 $K_L \rightarrow \gamma \gamma$ 、等がある。これらの中でも、とくに深刻な background は $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \rightarrow 4\gamma$ 崩壊 ($BR = 9.27 \times 10^{-4}$) で 2 個の γ が観測されない場合である。

$K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊による background には 2 種類ある。一つは同じ π^0 からの 2 個の γ を見失った場合でこれを "Even pair" background と呼ぶ。もう一つは異なる π^0 から 1 個ずつ γ を見失った場合でこれを "Odd pair" background と呼ぶ。

1.6 γ の検出器への入射角度測定による $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ 崩壊からの background の cut

$K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ からの background を減らす方法の一つとして、検出器への γ の入射角度を測ることが考えられる。

まず、signal 事象の崩壊点は、検出された二つの γ が beam 軸上の一つの π^0 から来たと仮定して再構築する。

二つの γ の間の角を θ 、二つの γ のエネルギーをそれぞれ E_1 、 E_2 とすると、それらと π^0 の不変質量 m_{π^0} の間には次の関係式が成り立つ。

$$m_{\pi^0}^2 = 2E_1E_2(1 - \cos\theta) \quad (1.13)$$

しかし、”Odd pair” background では、異なる π^0 からの γ を見ているので、再構築された崩壊点と実際の崩壊点は必ずしも一致しない。検出器への γ の入射角度と、再構築された崩壊点と検出器への γ の入射位置を結ぶ線の角度の間のずれを見ることができれば、このずれを利用して”Odd pair” background を減らすことができる。

1.7 現在提案されている入射 γ の角度を測定することのできる検出器

入射 γ の角度を測定することのできる検出器としては、次の実験グループの提案がある。

米国の Brookhaven, AGS 加速器を使って $K_L \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$ 分岐比測定実験を行おうとしている KOPIO 実験グループ [8] は、プラスチックシンチレーター、 γ を反応させるための converter、ドリフトチェンバーを一組（厚さ $0.034X_0$ ）とした層を 60 層重ねた全長 90cm の検出器を Calorimeter の前に置く。物質量の小さな層を重ね、 γ から最初の対生成でできた e^+e^- の軌跡を観測することによって 15 mrad ($E_\gamma=450$ MeV) という角度分解能を得る。

LHC 実験グループ [9] の検出器は、absorber と silicon wafer からなる層の重ね合わせからなる silicon preshower detector と呼ばれる検出器を鉛 scintillator calorimeter の前に置く。 γ の検出器への入射角度は silicon preshower detector によって測定された電磁シャワーの位置と calorimeter のエネルギー重心から求める。LHC 実験グループの検出器の角度分解能は $\frac{70\text{mrad}}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$ である。

1.8 動機

現在、茨城県東海村に 50GeV の陽子加速器施設 (J-PARC) が建設中である。この J-PARC を用いた $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 分岐比測定実験が計画されている。この実験での入射 γ の角度を測定することのできる検出器の使用を検討した。

しかし、前節で紹介した角度測定のための検出器は Calorimeter の前に置くため、Calorimeter に入る前に shower が広がる。そのため我々の実験では別の γ から作られた shower が Calorimeter 内で重なってしまい、それぞれの γ のエネルギー測定や検出器に入射した γ の個数の識別が難しくなる可能性がある。そこで、角度測定機能が内部に含まれた Calorimeter を作りたい。

具体的には従来の sampling calorimeter に scintillating fiber を埋め込むことによって電磁シャワーによってできた粒子の位置を測定し、角度を求める Calorimeter を検討した。

本論文では、このような検出器でどの程度の角度分解能が出せるのか、またその角度分解能によって $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 実験における background をどの程度落とすことができるのかについて研究した。

第2章 必要な角度分解能の見積もり

この章では、“Odd pair” background を抑えるために、どの位の分解能で γ の角度を測れば良いのかを見積もる。式 1.13 を用いて入射 γ のエネルギーと検出器への入射位置から再構築された崩壊点の位置も、エネルギーと位置の測定誤差による誤差を持つ。そのため、崩壊点と γ の検出器への入射位置から計算された入射 γ の角度も有限の誤差を持つ。入射 γ にたいする検出器の角度分解能は、この再構築された崩壊点から求められた角度の誤差と同程度あればよい。このことから、この章では、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のシミュレーションを用いて必要な角度分解能を見積もった。

2.1 シミュレーションの条件

2.1.1 K_L beam

K_L beam の生成

J-PARC50GeV 陽子加速器から引き出した 50GeV の陽子を 1 m の長さの標的 [11] に当てて K_L を作る。陽子ビームに対して取り出し角度 5 度の方向に、 $1\mu\text{str}$ の立体角をもったコリメーターを配置して、 K_L beam を作る。今後、標的の中心を座標原点にとり、 K_L のビーム軸を Z 軸とする座標系を用いる。

K_L の運動量

シミュレーションによると、標的の下流 50m で K_L は図 2.1 の運動量分布を持つ。平均運動量は約 5GeV/c である。

2.1.2 検出器の配置

崩壊領域は $Z=50\sim 65\text{m}$ の範囲とする。この領域の周りをほぼ完全に図 2.2 で示すような検出器で覆う。検出器はシグナルとなる γ を観測するためのカロリメーターと、background を排除するための veto 用検出器からなる。signal 事象の候補は、カロリメーターで γ が二つだけ観測され、

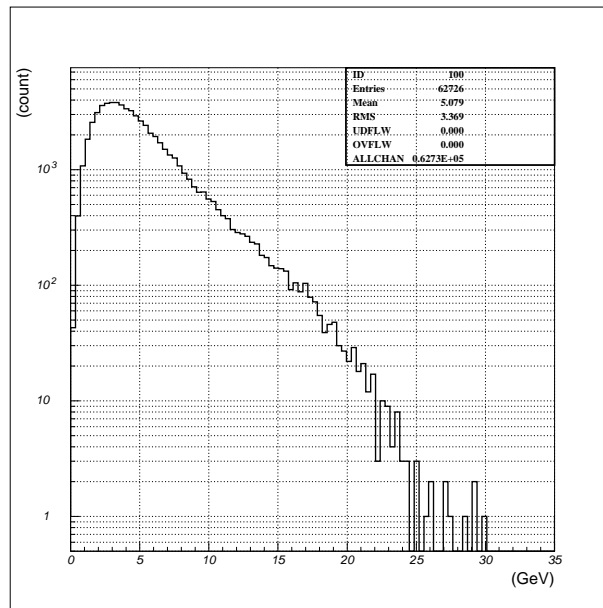


図 2.1: K_L の運動量

veto 用検出器で粒子が検出されない事象である。シミュレーションで仮定した検出器は次の通りである。

- 長さ 15m 内径 1.5m の円筒形の γ 検出器 (Side Calorimeter)。Z=50~65m の範囲の側面を覆う。これはカロリメーターである。
- Z=65m の地点に置かれ崩壊領域の下流部を覆う γ 検出器 (End Calorimeter)。中心に beam を通すための半径 5cm の穴 (beam hole) が開いている。これはカロリメーターだが、中心から半径 15cm の円の内側は veto 検出器として使われる。
- Z=50m の地点に置かれ、崩壊地点の上流部を覆う γ 検出器。これは veto 検出器である。(本来なら beam を通すための穴が中心に開いているが今回のシミュレーションでは影響は非常に小さいと考え考慮しなかった。)
- Z=65m (End Calorimeter の後端) から Z=75m までの地点を覆う γ 検出器。これは End Calorimeter の beam hole から抜け出た γ を捕まえるための veto 用検出器である。ただし、beam が直接当たる領域は反応し続ける状態になってしまう。従って Z=75m 地点で beam 軸から 5cm 内の領域に入った γ は検出できないと仮定する。

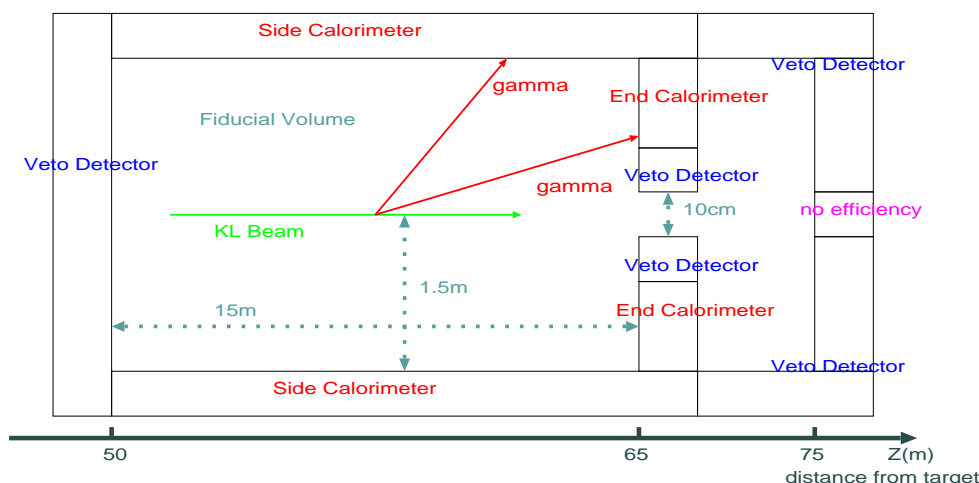


図 2.2: 検出器の配置

2.1.3 Calorimeter のエネルギー分解能と位置分解能

End Calorimeter と Side Calorimeter は共に、厚さ 1mm の鉛と厚さ 5mm のシンチレーターを積み重ねた Sampling Calorimeter を仮定した。Sampling 効果による誤差と光電子数が 1MeV あたり 15 個得られる [10] と仮定した時の光電子数の統計誤差より、エネルギー分解能は $\frac{4.5\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$ とした。また、位置分解能は完全であるとした。再構築された崩壊点の誤差は、ほとんどエネルギー分解能によって決まると考えたからである。

2.1.4 cut の条件

event cut の条件を以下に示す。

- $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊で出来た 2 個の γ が End Calorimeter もしくは Side Calorimeter に入っていること。
- 2 個の γ のエネルギーが、共に 100MeV 以上であること。
- 再構築された崩壊点と π^0 の垂直方向運動量 (P_T) が、それぞれ表 2.1 に示す範囲内にあること。二個の γ の運動量は再構築された崩壊点と検出器への入射位置、 γ のエネルギーから求まる。この二つの γ の垂直方向の運動量を足し合わせれば π^0 の P_T が求まる。

このシュミレーションで用いた再構築された崩壊点と P_T の cut の条件を以下に示す。表 2.1 中の EE, ES, SS は二つの γ がどの Calorimeter に入っ

たかによる分類である。二つの γ が共に End Calorimeter に入った事象を EE、End Calorimeter と Side Calorimeter に一つずつに入った事象を ES、二つの γ が共に Side Calorimeter に入った事象を SS と呼ぶ。

表 2.1: P_T と崩壊点の範囲

category	z 最小 (m)	z 最大 (m)	P_T 最小 (GeV/c)	P_T 最大 (GeV/c)
EE	52.1	59.75	0.135	0.240
SS	52.1	57.95	0.135	0.240
ES	52.1	60.5	0.135	0.240

これらの条件を満たすものを signal event とした。z の下限が 52.1m となっているのは、beam の周りにある中性子などの粒子が崩壊領域の入り口で検出器などの物質と反応して作った π^0 による background event を落とすためである。

2.2 再構築された崩壊点からの角度の誤差

再構築された崩壊点からの角度の誤差の求め方について説明する。まず崩壊点の誤差を求める。二つある γ のうち一方の γ のエネルギーのみを $E(\text{GeV}) \pm \frac{4.5\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$ に変えて、二つの崩壊点を求める。それら二つの崩壊点の位置の差を Δz_1 とする。またもう一方の γ のエネルギーのみを変え、同じように求めた崩壊点の位置の差を Δz_2 とする。 Δz_1 と Δz_2 の二乗和から求めた $\Delta Z = \frac{1}{2} \sqrt{\Delta z_1^2 + \Delta z_2^2}$ を崩壊点の位置の誤差とする。また実際の崩壊点の位置を Z とする。次に図 2.3 のように、二つある γ のうち、beam 軸に対する角度がもう一方より 90 度に近い γ を選び、その検出器への入射位置から Z 軸上の $Z \pm \Delta Z$ の線分を見込む角の $\frac{1}{2}$ を、再構築された崩壊点から求められる角度の誤差 ($\Delta\theta_Z$) とする。

2.3 結果

上記のような条件で event の選別を行い、必要な角度分解能の見積もりを行った。

図 2.4 は 0.9~1.0GeV の γ に対する $\Delta\theta_Z$ を EE, ES, SS のカテゴリー別に示す。 $\Delta\theta_Z$ の分布の平均値は、EE で 0.25 度、ES で 0.4 度、SS で 0.6 度である。それぞれのカテゴリーでの平均値の違には以下の理由によるものである。崩壊点と γ の検出器への入射位置を結ぶ直線がビーム軸とな

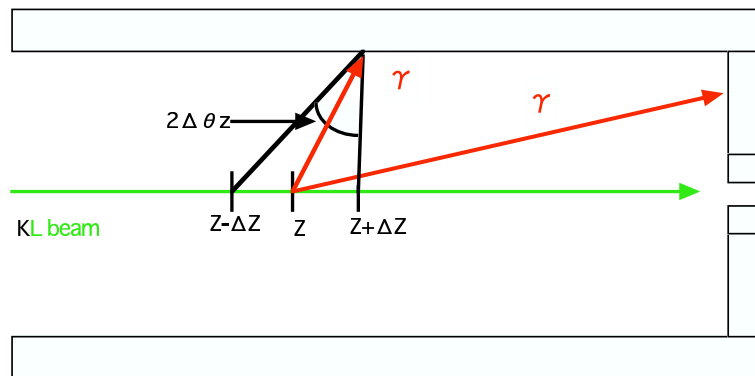


図 2.3: 再構築された崩壊点による角度誤差のもとめかた

す角度が小さい方が Z 軸上の線分の長さが同じであっても、その入射位置から見た開き角が小さくなる。もう一方の γ のエネルギーによって ΔZ の値が変わる。

図 2.5 に $\Delta\theta_z$ の平均と γ のエネルギーの相関を示す。この結果から、1GeV での入射 γ に対して検出器に求められる角度分解能は 0.25 度程度であることがわかる。

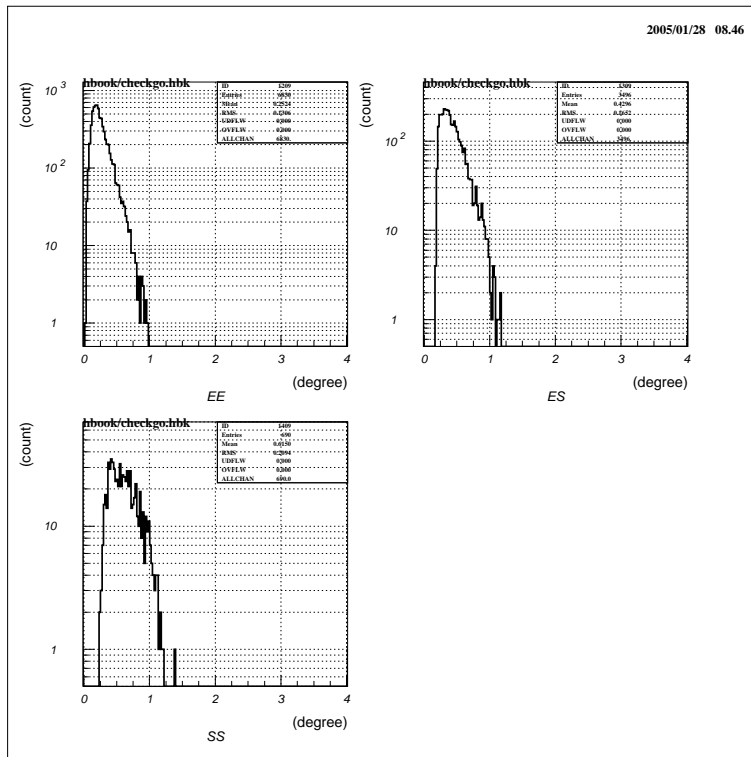


図 2.4: $0.9 \sim 1.0 \text{ GeV}$ の γ に対する $\Delta\theta_Z$ の分布を、EE(左上), ES(右上), SS(左下) のカテゴリーごとに示す。

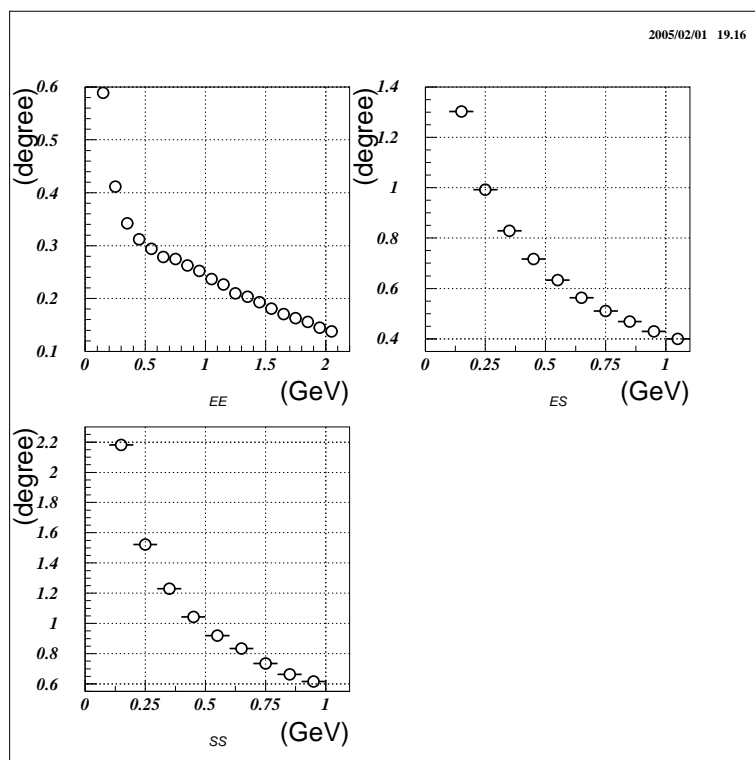


図 2.5: 入射 γ のエネルギーと $\Delta\theta_z$ の平均値との関係を EE(左上), ES(右上), SS(左下) のカテゴリーごとに示す。

第3章 角度測定のためのアルゴリズム

γ の入射角度を測ることのできるカロリメーターとして、図 3.1 ように鉛とシンチレーターを重ね合わせたサンプリングカロリメーターに、シンチレーティングファイバーを並べたものを考える。電磁シャワーでできた e^\pm の位置を各層のシンチレーティングファイバーで測定し、それを用いて γ の入射角度を求める。

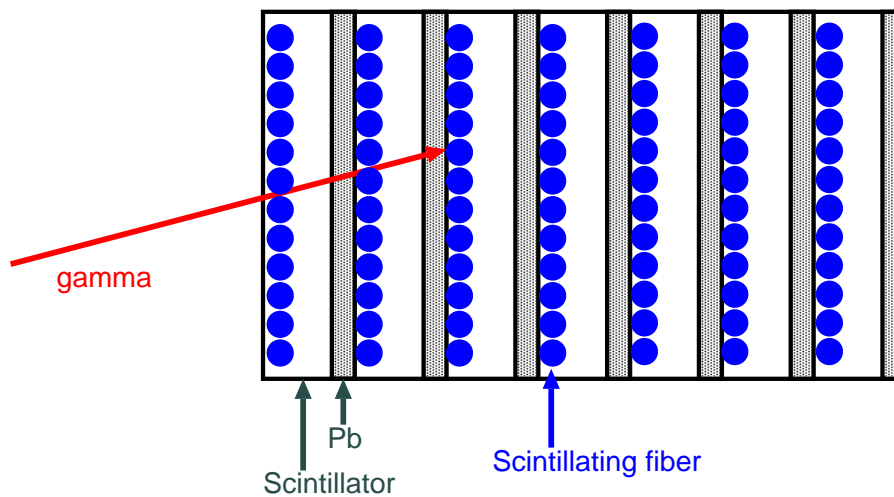


図 3.1: 角度を測ることのできるカロリメーターの模式図。図中の円がシンチレーティングファイバーを表す。

このようなカロリメーターを図 2.2 の End Calorimeter と Side Calorimeter に使用する。

このような検出器を用いて入射 γ の角度を精度良く測る方法と、得られる性能を研究した。研究には geant[12] のシミュレーションを用いた。

3.1 geant simulation

図 3.2 のように、厚さ 1mm の鉛と 5mm のシンチレーターの組み合わせを geant 内で z 軸方向に 100 層 (約 $20X_0$) 隙間なく並べた。

この測定器に γ を撃ち込み、各シンチレータ - 層の上流側の面を通る e^\pm の位置を記録した。簡単のため、入射 γ は X-Z 平面内にあるとする。以下、 γ と z 軸のなす角を γ の入射角度と定義する。

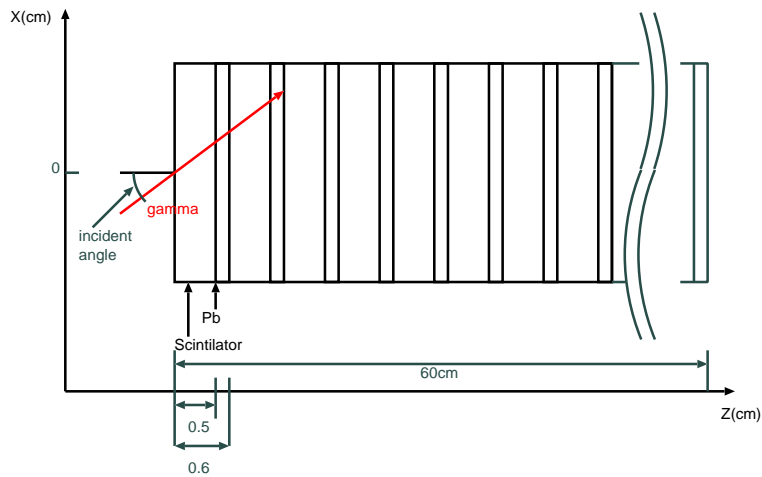


図 3.2: geant シミュレーション内の検出器の配置

3.2 角度計算の手順

γ の入射角度を精度よく計算する方法を知るために、最小二乗法と Maximum Likelihood の二つの方法を試した。

3.2.1 最小二乗法による入射角度の計算

ここでは最小二乗法を用いた入射角度の計算について述べる。まず、一事象ごとに、通過する e^\pm が二つ以上ある層での e^\pm の X 位置の平均値を各層について求める。次に図 3.3 のように、各層の X 位置の平均値を層の深さ (Z) ごとにプロットし、これらの点を通る X-Z 平面上の直線を最小二乗法を用いて求める。この直線の傾きが、測定された γ の入射角度である。

最小二乗法に用いる各層の平均値の誤差には、各層での、 e^\pm の通過位置の分布の標準偏差 (RMS) を使った。図 3.4(上) は入射 γ が 1GeV、入射

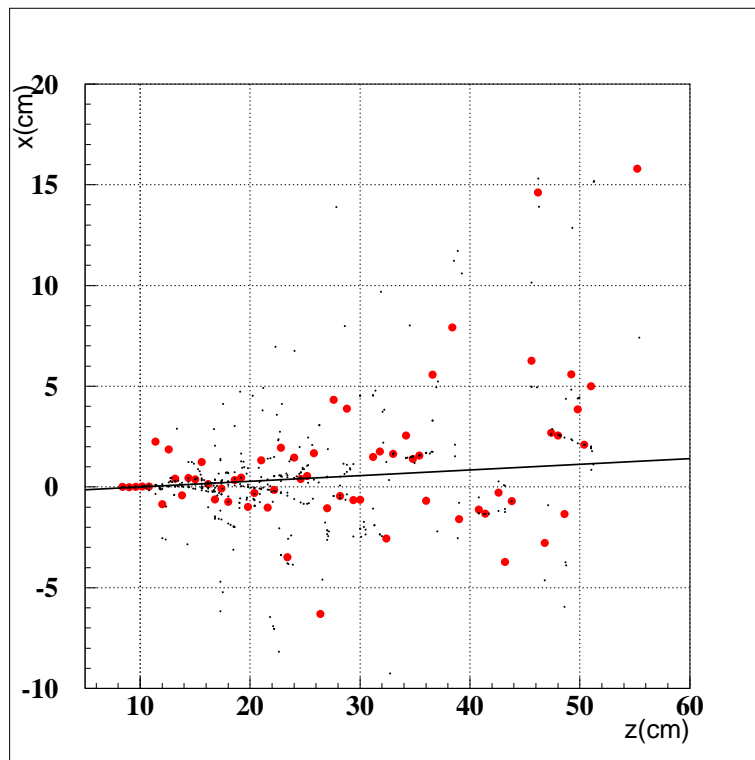


図 3.3: 黒点=各層の e^\pm の通過位置、円=各層の e^\pm の通過位置の平均値、直線=平均値に対して最小二乗法で引いた線入射 γ はエネルギー 1GeV、入射角度 0 度である。

角度0度の時の10層目での e^\pm の通過位置の分布である。他の層でも e^\pm の通過位置の分布は、図3.4(上)のような中心に鋭いピークと幅広い裾を持つ。下流の層になるほど、ピークは低くなり、裾が広がる。図3.4(下)は入射 γ が1GeV、入射角度0度の時の各層での e^\pm の通過位置の分布のRMSを表す。上流の層でRMSが大きくなっているのは、最初の電子対生成で e^\pm ができた直後で e^\pm の数が少なく、下流から大きく散乱されて逆戻りして来る e^\pm の影響が大きいためである。

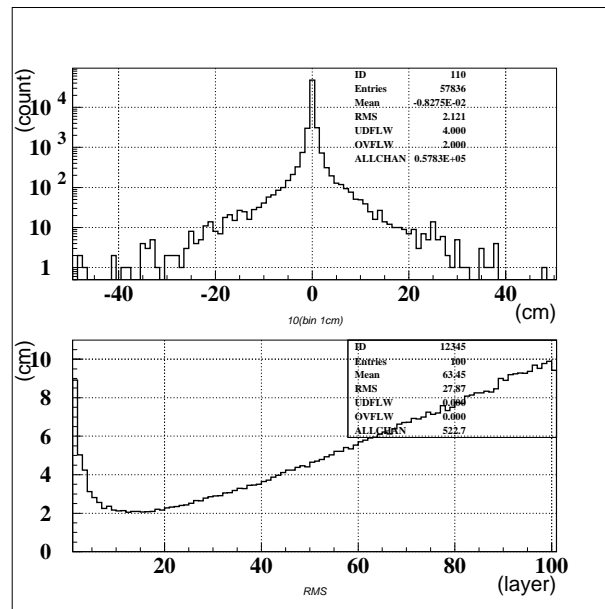


図 3.4: 上の図は10層目での e^\pm の通過位置の分布を示す。下の図は各層での通過位置分布のRMSを表す。共に入射 γ は1GeV、入射角度0度である。

最小二乗法による角度分解能

1GeV、入射角0度の γ に対して、最小二乗法で求めた入射角度の分布を図3.5に示す。

分布のRMSは3.6度、Gaussianでfitしたsigmaは3.2度である。これらの値は2章で必要とされた0.25度よりもはるかに大きい。

今回の最小二乗法による計算で良い角度分解能が得られない理由は、 e^\pm の通過位置の分布の形にある。図3.4に示した、 e^\pm の通過位置の分布は中心に鋭いピークを持ち、幅広い裾を持つ。ピーク部分は入射 γ の最初の電子対生成の直後の e^\pm によるものであり、これらの e^\pm の飛ぶ方

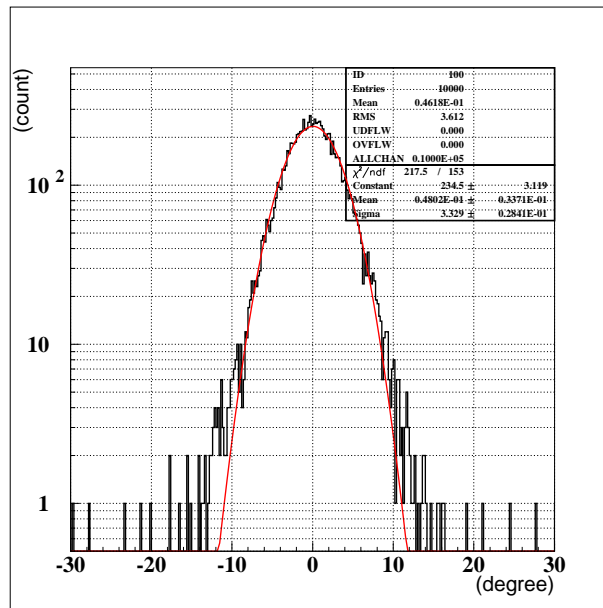


図 3.5: 最小二乗法で求められた角度分布

向は、もとの γ の入射角度の影響を強く受けている。裾の部分は大きく散乱された e^\pm による物であり、もとの γ の入射角度情報を失ってしまっている。Gaussian よりも遥かに広い裾を持つと、平均は裾の部分の分布に大きく左右されてしまう。また、1 事象ごとの各層での e^\pm の数も、最も shower が発達する層でも 10 個程度と少なく、図 3.3 のように平均は裾の部分の分布に影響を受けやすい。各層での平均値が本来の shower の中心から大きくずれてしまうため、入射角の分解能が大きくなってしまう。

shower の中心から遠い e^\pm の通過点を取り除いた最小二乗法による計算

shower の中心から遠くを通過する e^\pm の影響を避けるために、それらの e^\pm を除き、shower の中心近くの e^\pm のみを用いて入射角度の計算を行った。手順は、まず最初に全ての点を使って各層で平均値を出し、最小二乗法で線を引く。次にその線からの距離が w 以下の点のみを使って、各層での e^\pm の通過点の位置の平均を出し、再び最小二乗法で線を引く。これを繰り返し、引かれる線の傾きの変化が 0.1 度以下になったら、距離 w を縮めるということを繰り返す。 w の値は 2.5cm~0.5cm まで 0.5cm 幅で縮めた。

1GeV, 入射角 0 度の γ に対して測定された入射角度の分布を図 3.6 に示す。

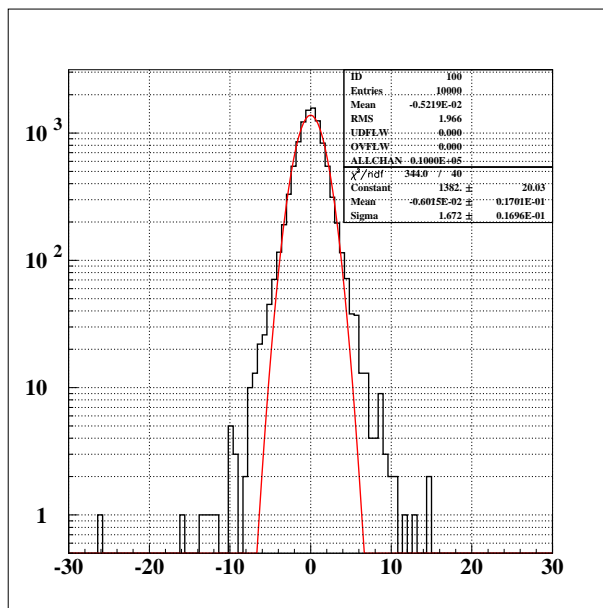


図 3.6: shower の中心から遠い e^\pm の通過点を取り除いて最小二乗法で求められた角度分布

分布の RMS は約 2.0 度、Gaussian による sigma は約 1.6 度である。shower の中心から遠い e^\pm の通過点を取り除かない方法より、角度分解能は小さくなっているが、必要とされる角度分解能よりはまだ、大きい。

3.2.2 Maximam Likelihood による入射角度の計算

e^\pm の通過位置が図 3.4 のような分布をしていると、 e^\pm の通過位置の平均値を使った計算方法では精度の良い角度分解能を得ることは難しいことがわかったので、Maximam Likelihood によって角度を求める。

Maximum Likelihood による角度計算の原理

図 3.4 で示したような、 e^\pm の通過位置の分布の形を再現する関数を $f(x)$ とする。 $f(x)$ をその積分値で normalize した関数 $p(x)$ (probability function) は、各 e^\pm が shower 中心から距離 x 位置に来る確率を表す。

一つの層でシャワー中心 \bar{x} を仮定して、確率の積 $\prod_i p(x_i - \bar{x})$ (x_i は各 e^\pm の通過位置) を最大にする \bar{x} が、その層のシャワー中心としてもっともらしい。

検出器全体で考えると、各層のシャワー中心は γ の入射線と各層との交点である。各層での e^\pm の通過点の x 位置を x_{ij} (i =その層での e^\pm の番号、 j =層の番号)、各層の $p(x)$ を $p_j(x)$ 、仮定した γ の入射線で決まる j 番目の層のシャワー中心を \bar{x}_j とすると

$$\log L = \sum \log(p_j(x_{ij} - \bar{x}_j)) \quad (3.1)$$

この $\log L$ を最大にする直線が γ の入射線としてもっともらしいとして、入射 γ の検出器への入射角度と入射位置を求める。

probability function の作成

実際に γ の入射角度を計算するために作った probability function について説明する。

図 3.7(上) は、鉛、シンチレーターの重ね合わせの一番前から 10 層目を通った e^\pm の通過位置の分布、(下) は最初の電子対生成が起こった位置から数えて 10 層目を通った e^\pm の位置の分布である。上の図の分布の方が下の図の分布に比べてピークが鋭い。これは直前の層で入射 γ が最初の電子対生成を起こした事象のためである。しかし、より上流で最初の対生成をおこして e^\pm の分布が広がった事象に対して、このような鋭いピークの分布を probability function として用いるのは適切ではない。よって、最初の電子対生成が起こった層から数えた層ごとに probability function を作る。

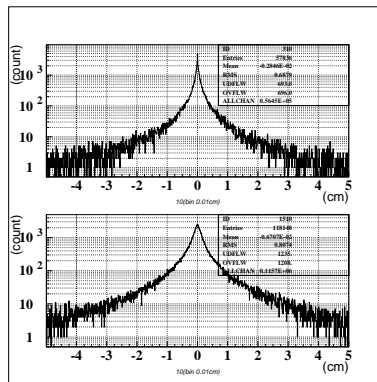


図 3.7: 検出器の先頭から 10 層目の層での e^\pm の通過位置の分布 (上) と最初の電子対生成が起こった層から数えて 10 層目の層での通過位置の分布 (下)

e^\pm の通過位置の分布の中心付近は非常に鋭いピークを持ち、関数によ

る fit が難しい。そこで、中心付近 ($|x| < 1\text{cm}$) はヒストグラムの各 bin の高さを直線で結んだ折れ線の関数、それ以外の部分 ($|x| > 1\text{cm}$) は関数 $f(x) = a \cdot \exp(x^b \cdot c)$ で fit して分布の形を再現した。 a, b, c は各層の分布に対して fit によって決まるパラメータである。この折れ線と $f(x)$ からなる関数をヒストグラム内の事象数で規格化して、probability function $p_j(x)$ を作った。

図 3.8 に示すように、 $f(x)$ によって e^\pm の通過位置の分布が再現されている。

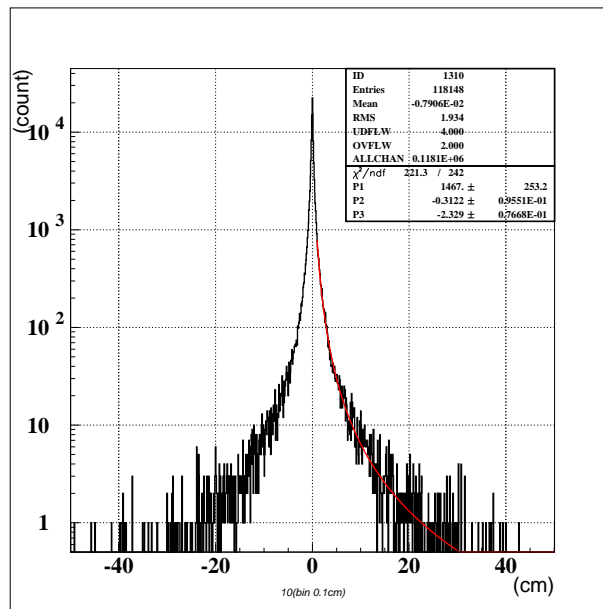


図 3.8: ヒストグラムは 10 層目での e^\pm 通過位置の分布。実線は関数 $f(x)$ による fit の結果

最初の電子対生成を起こした層の探索

最初の電子対生成を起こした層からの深さでの probability function を使うためには、各 event で最初の電子対生成が起こった層を探す必要がある。

探す手順は次の通りである。

1. まず、先に述べたように shower の中心から遠い e^\pm の通過点を取り除いて最小二乗法で shower の中心軸を見積もる。

2. その中心軸から 1cm 以下の距離の帯の中で、二つの通過点の間の距離が 1mm 以下である点の組がある層を探す。
3. それらの層のうち一番上流の層を、最初の電子対生成が起こった直後の層だとみなす。

である。

このようにして決められた層と実際に最初の電子対生成が起こった層との差を図 3.9 に示す。電子対生成はほとんどシンチレーターの一つ前の鉛の層で起きるので、差が 1 の所にピークが立っている。この図より、この方法で 90% 以上のイベントに対して最初の電子対生成の起こった層を求めることが出来ていることがわかる。

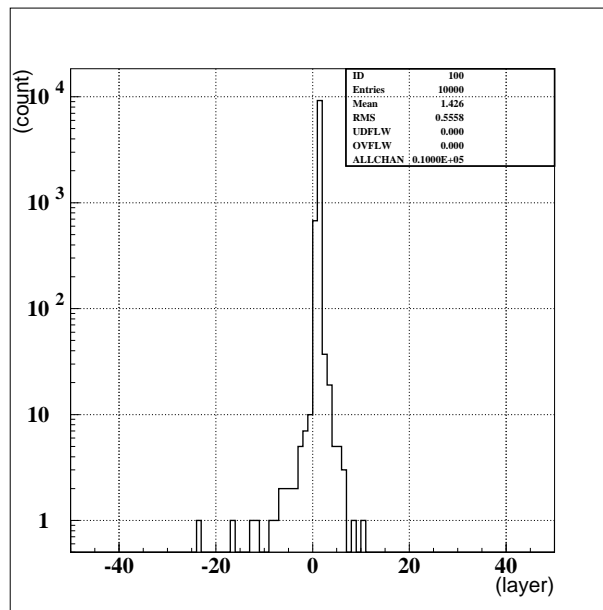


図 3.9: (探索された最初に電子対生成が起こった層) -(実際に最初の電子対生成が起こった層)

Maximam Likelihood による入射角度の計算

Maximam Likelihood による計算は、仮定した入射 γ の角度ごとに probability function を変えて $\log L$ を計算せねばならない。しかし、簡単のため今回の計算では、毎回実際の入射角度と同じ probability function を使っ

た¹。1GeV、入射角度0度の γ に対して Maximum Likelihood で求めた入射角度の分布を図 3.10 に示す。分布の RMS は約 1.4 度、Gaussian による fit の sigma は約 1.2 度である。2 章で見積もられた必要な角度分解能 0.25 度より角度分解能は大きいが必要二乗法を使って計算したものよりは小さい。

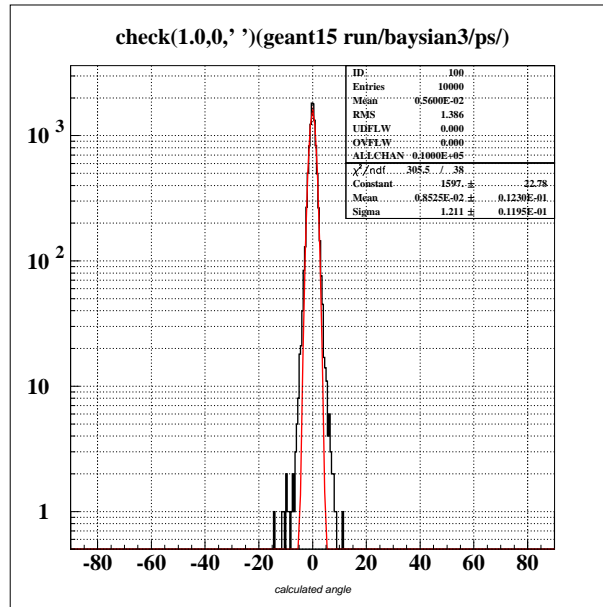


図 3.10: 1GeV、入射角度 0 度の γ に対して Maximum Likelihood で求められた入射角度の分布

角度分解能を大きくしている要因

図 3.11 に入射角度の計算が上手くいかなかった例を示す。1GeV、入射角度 0 度の γ を撃ち込んでいるが、計算結果は -5.5 度となってしまう。

最初の電子対生成が起こった層から遠い層では e^\pm は散乱が繰り返されて、入射 γ の角度情報が失われてしまっている。このような層の e^\pm の通過位置情報を使うことが、角度分解能を大きくしている要因の一つとして考えられる。

¹入射角 30 度の γ に対して、入射角 0 度の γ の probability function を使って計算を行っても影響はなかったので、同じ probability function を用いてもよいと判断した。

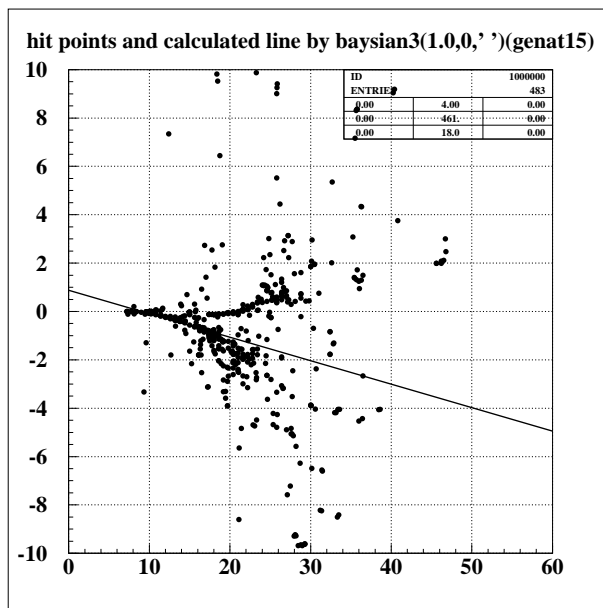


図 3.11: showr の下流の層の e^\pm の分布によって、 γ の入射角度の計算が影響を受けている例。黒点が e^\pm 通過位置、実線が計算で求められた γ の入射線

最初の電子対生成直後の数層だけを使った γ の入射角度の計算

図 3.12 は最初の電子対生成直後の 5 層, 10 層, 15 層を使った場合の角度分解能の違いを表す。入射 γ のエネルギーは 1GeV、入射角度は 0 度である。

図 3.12 で位置分解能が 0mm の時 (丸) 最初の電子対生成直後の 5 層を使った時が最も角度分解能が小さく、10 層、15 層の順に悪くなる。検出器の位置分解能が 0.3mm の時 (三角) は逆に 5 層を使った時が一番角度分解能が大きく、10 層と 15 層はほぼ同じである。この、位置分解能を考慮しない時とした時との違いは、角度分解能に対する、 e^\pm の散乱の効果と位置分解能による効果との兼ね合いによるものである。位置分解能が完全であれば e^\pm の散乱による効果が大きく、層を多く用いると角度分解能は大きくなる。しかし、位置分解能による効果が散乱による効果より大きければ多くの層の情報を使ったほうが角度分解能を小さくできる。また、使う位置情報の z 方向の間の距離が離れている方が x 方向の位置のずれによる角度のずれへの影響が少ない。現実には位置分解能を考慮しなくてはならないことから最初の電子対生成直後の 10 層だけを使った場合を考えることにした。

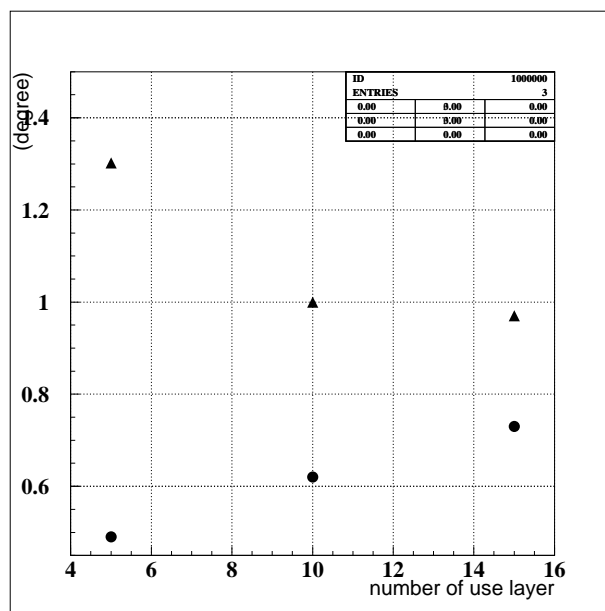


図 3.12: 1GeV, 入射角度 0 度の入射 γ に対して電子対生成直後の 5 層, 10 層, 15 層を使った場合の角度分解能。横軸は使った層の数、縦軸は角度分解能 (度) を表す。黒丸は位置分解能 0mm, 三角は位置分解能 0.3mm の場合を示す。

1GeV, 入射角 0 度の γ に対して最初の電子対生成の直後 10 層の情報だけを使って入射角度を計算した結果を図 3.13 に示す。分布の RMS は約 1.2 度、Gaussian の fit の sigma は 0.6 度となり、全ての層を使っていた時の約半分になっている。

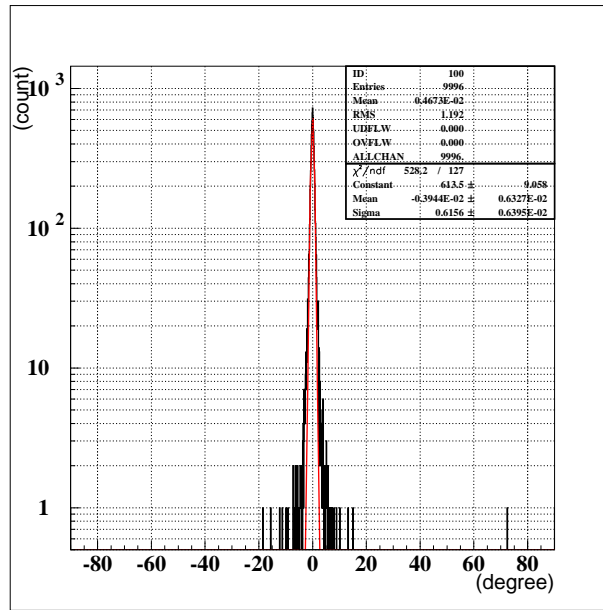


図 3.13: 1GeV, 入射角度 0 度の入射 γ に対して最初の電子対生成の直後 10 層だけを使って計算された入射角度の分布

3.3 角度分解能の結果

最初の電子対生成の後ろ 10 層だけを使った Maximum Likelihood 法が、試した中で最も小さい角度分解能を示した。以下、この方法による角度分解能が入射 γ のエネルギー E_γ と検出器の位置分解能 Δx にどう依存するか調べる。位置分解能の影響を調べるために、 e^\pm の通過位置を Gaussian に従って仮定した位置分解能でばかし、それらの点を用いて角度の再構築を行った。図 3.14 は入射 γ のエネルギー E_γ と角度分解能 (計算された γ の入射角度の分布を Gaussian で fit した sigma) の関係を、異なる位置分解能ごとに示したものである。

実線は関数 $r(E_\gamma) = d \cdot (E_\gamma)^e$ (d, e は fitting parameter) による fit の結果である。

この結果から、1GeV, 入射角度 0 度の γ に対して、位置分解能が完全であれば約 0.6 度、位置分解能が 0.3mm (およそ直径が 1mm のファイバー

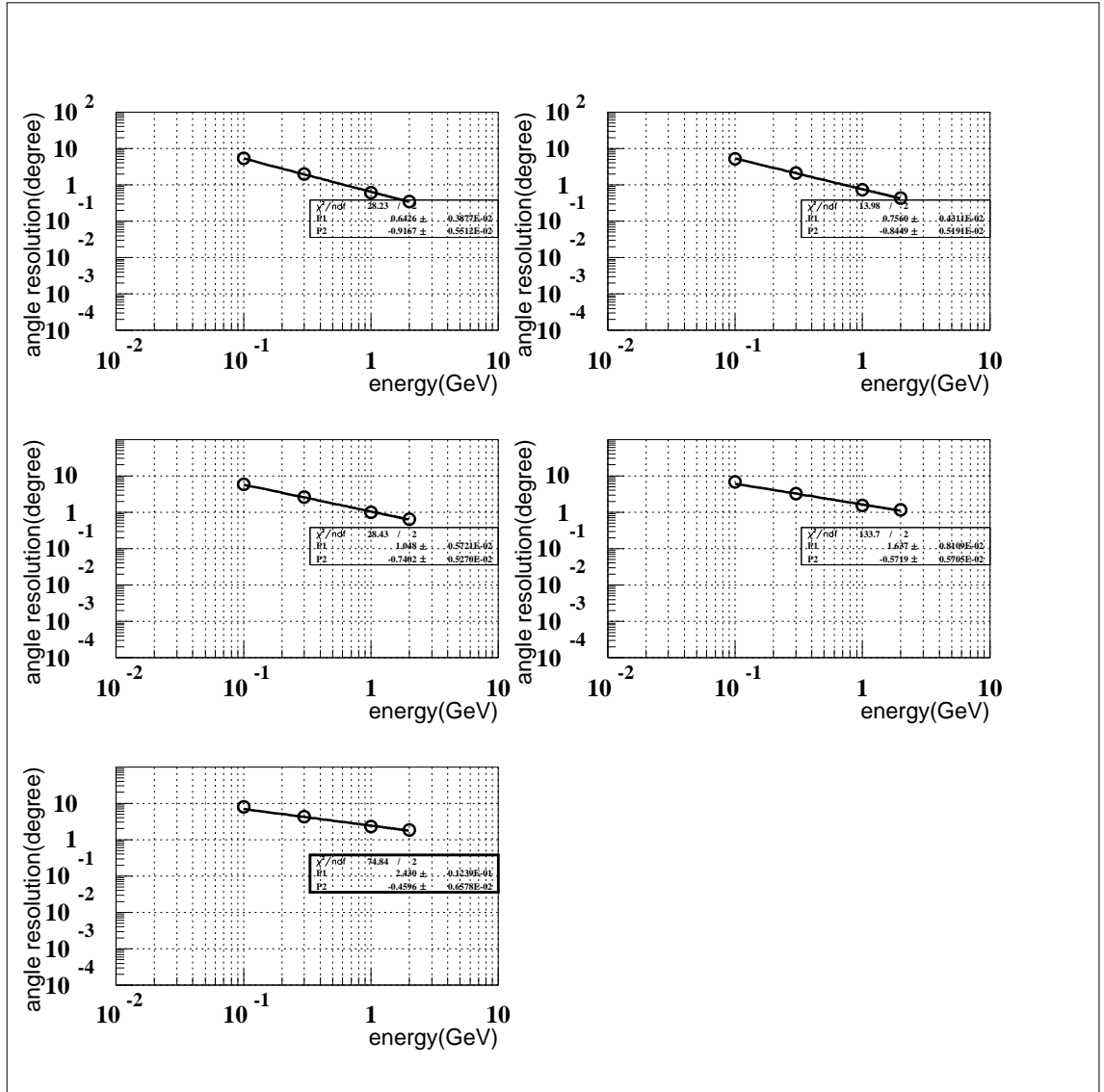


図 3.14: 各グラフは角度分解能と入射 γ のエネルギーの関係を示す。 γ の入射角は0度である。仮定した e^\pm の位置分解能は、左上:0mm, 右上:0.1mm, 左中央:0.3mm 右中央:1.0mm, 左中央 3mm

の位置分解能に相当) であれば約 1.0 度の角度分解能が得られることがわかった。位置分解能が 0.3mm の時の角度分解能の入射 γ のエネルギーに対する依存性は式 3.2 のように表される。

$$\text{角度分解能 (degree)} = 1.05 \cdot E_{\gamma}(\text{GeV})^{-0.74} \quad (3.2)$$

(E_{γ} =入射 γ のエネルギー)

第4章 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 実験への寄与について

この章では、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の分岐比を測定をする実験で第3章で得られた角度分解能を持つ Calorimeter を使った場合の効果を調べた。

効果の見積もりは、入射角度の測定を行わない場合と、行った場合それぞれに対して signal event と $2\pi^0$ background event の acceptance を求め比較することで行った。

4.1 シミュレーションの条件

K_L beam と検出器の配置については、第2章と同じである。角度分解能を持つ Calorimeter を図 2.2 の Side Calorimeter、End Calorimeter として使う。

4.1.1 検出器の性能

veto 用検出器、Calorimeter 共に厚さ 1mm の鉛と厚さ 5mm のシンチレーターの重ね合わせの検出器を仮定した。

エネルギー分解能

veto 用検出器、Calorimeter 共に $\frac{4.5\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$ のエネルギー分解能を持つとする。

入射 γ に対する角度分解能

各層に並べる scintillating fiber の直径を 1mm と仮定して、第3章で位置分解能が 0.3mm とした時の結果を用いて、式 3.2 で定義される角度分解能を使用する。

入射 γ に対する inefficiency

全ての検出器の入射 γ に対する不感率は図 4.1 の実線の形を仮定する [13]。エネルギー閾値を 5MeV とし、5MeV 以下の γ に対する inefficiency は 1 とする。

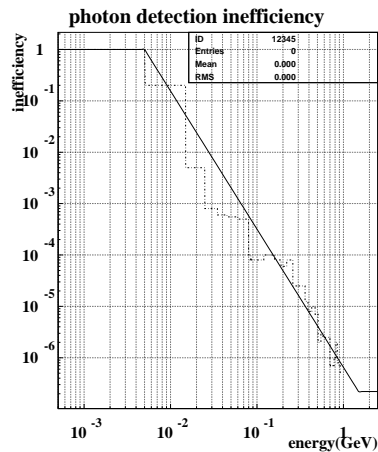


図 4.1: 入射 γ に対する不感率、点線は実験データ [13]

2章で述べたように、beam hole を抜けて Z=75m の地点 beam 軸から半径 5cm の円の内側の検出器に入った γ は検出できないとする。これは、この検出器には直接 beam が当たり反応し続けている状態になり入射粒子の検出が困難なためである。

event weight

γ に対する不感率の大きさから考えて、 γ を二つ見失う確率は非常に小さい。それぞれの γ に不感率を適用して、 γ を二つ見失う event を数えていたのでは、シュミレーションに長い時間がかかる。そこで、それぞれの event に対して二つの γ を見失う確率 (weight) を計算し、これを足し合わせて、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ background による acceptance を求める。四つの γ の内、見失う二つの γ の組み合わせによって acceptance は 6 通りの場合が考えられる。それぞれの場合の weight の計算は表 4.1 のようになる。

4.1.2 event cut の条件

入射角度の測定を行う場合は、次節で述べる γ の検出器への入射角度による cut の条件をさらに加える。

表 4.1: $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ weight table. $\bar{\epsilon}(E_i)$ はエネルギー E_i を持つ i 番目の γ の不感率を表す。

detected gammas energy	missing gammas energy	weight
E_1, E_2	E_3, E_4	$(1 - \bar{\epsilon}(E_1))(1 - \bar{\epsilon}(E_2))\bar{\epsilon}(E_3)\bar{\epsilon}(E_4)$
E_1, E_3	E_2, E_4	$(1 - \bar{\epsilon}(E_1))(1 - \bar{\epsilon}(E_3))\bar{\epsilon}(E_2)\bar{\epsilon}(E_4)$
E_1, E_4	E_2, E_3	$(1 - \bar{\epsilon}(E_1))(1 - \bar{\epsilon}(E_4))\bar{\epsilon}(E_2)\bar{\epsilon}(E_3)$
E_2, E_3	E_1, E_4	$(1 - \bar{\epsilon}(E_2))(1 - \bar{\epsilon}(E_3))\bar{\epsilon}(E_1)\bar{\epsilon}(E_4)$
E_2, E_4	E_1, E_3	$(1 - \bar{\epsilon}(E_2))(1 - \bar{\epsilon}(E_4))\bar{\epsilon}(E_1)\bar{\epsilon}(E_3)$
E_3, E_4	E_1, E_2	$(1 - \bar{\epsilon}(E_3))(1 - \bar{\epsilon}(E_4))\bar{\epsilon}(E_1)\bar{\epsilon}(E_2)$

γ の入射角度による cut の条件、再構築された崩壊点と P_T の cut 条件は以下で述べる。

4.1.3 γ の入射角度による cut の条件

入射 γ の角度測定による cut について述べる。再構築された崩壊点と γ の検出器への入射位置を結ぶ線が Z 軸となす角度を θ_z とする。また、角度分解能を持つ検出器で測られた γ の極角度を θ_γ とする。 θ_γ と θ_z の誤差を考慮した、 θ_γ と θ_z の差の有為差:

$$H = \frac{(\theta_\gamma - \theta_z)}{\sqrt{(\Delta\theta_\gamma)^2 + (\Delta\theta_z)^2}} \quad (4.1)$$

に対して cut をかける。ここで $\Delta\theta_\gamma, \Delta\theta_z$ は θ_γ, θ_z それぞれの誤差である。

二つの γ それぞれに対して H が求まるが、 θ_γ が、beam 軸に対して 90 度に近い γ の角度情報を使って event cut をかける。

signal event の内、二つの γ の検出器で測定されるエネルギーが 100MeV 以上のものの H の値を図 4.2 に示す。実線は Gaussian による fit の結果で、sigma がほぼ 1 の Gaussian 分布となることがわかる。このことから γ の検出器への入射角度を測定する場合は H の値が $-2 < H < 2$ を要求する。

4.1.4 再構築された崩壊点 z と P_T の cut 条件

再構築された崩壊点と P_T の cut の範囲は、background に対する signal の比 $\frac{S}{N}$ と η の統計的誤差 $\Delta\eta$ が良くなるように決める。まず、 $\Delta\eta$ の求め方について述べておく。

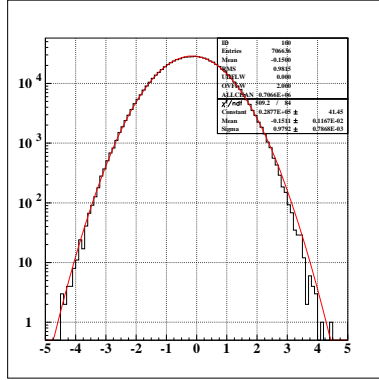


図 4.2: signal event の H の分布

$\Delta\eta$ の求め方

$\Delta\eta$ は $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の分岐比を測定する実験全体を通して観測される signal event の数 S と background event の数 N から式 4.3 で計算される。

$$\frac{\Delta\eta}{\eta} = \frac{1}{2} \frac{\Delta BR}{BR} \quad (4.2)$$

$$= \frac{1}{2} \frac{\sqrt{(S+N)}}{S} \quad (4.3)$$

ここで BR は $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の分岐比を意味する。今回のシミュレーションでは $Z=50m$ の地点で $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ を 10^7 個、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ を 10^7 個発生させた。J-PARC 加速器の陽子の intensity を full intensity (3.3×10^{14} proton/puls) の 20%、beam time を 3 年と仮定すると、 $Z = 50m$ を通過する K_L の総数は 2.56×10^{14} となる。

シミュレーションによって得られた signal event と background event の数を、実験で期待される K_L の総数でスケールすることで、 S と N の値を求めることができる。

γ の入射角度による cut を行わない場合の z と P_T の cut 条件

γ の入射角度による cut を行わない場合は表 2.1[11] の z と P_T の cut を使う。

γ の入射角度による cut を行った場合の z と P_T の cut 条件

γ の入射角度による cut を行う場合は、表 4.2 の z と P_T の cut を使う。

図 4.3 はカテゴリ EE の P_T と z の cut の範囲の変化による、 $\Delta\eta$ の変化(上)と $\frac{S}{N}$ の変化(下)を表す。 P_T と z の cut の範囲は各カテゴリでこのような図をいくつか作り、 P_T と z の cut の範囲を決めた。図 4.3 のように、 $\frac{S}{N}$ は範囲を広げるほど小さくなり、 $\Delta\eta$ はある程度範囲を広げたところで変化が小さくなるので、 $\Delta\eta$ の変化が小さくなり始めるところを cut の範囲として決めた。

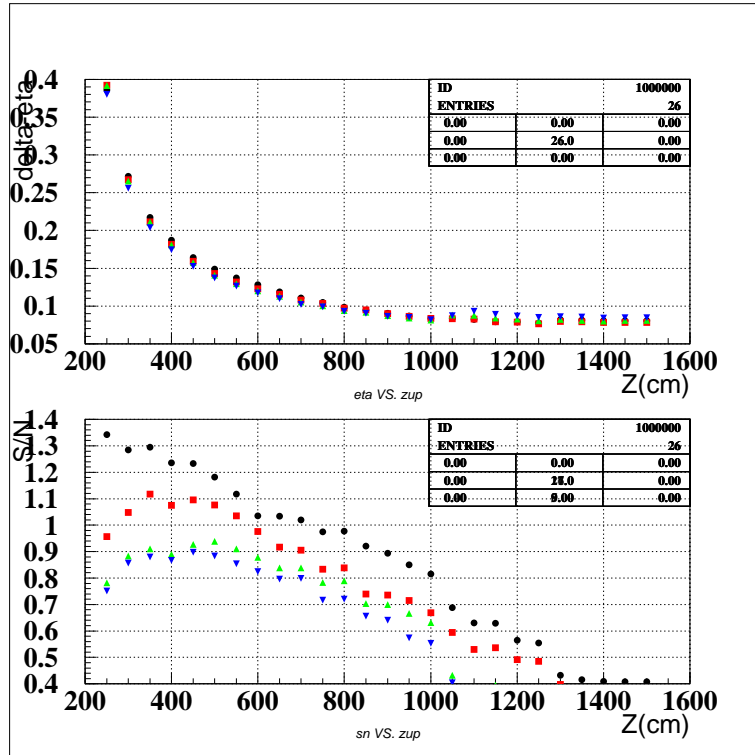


図 4.3: カテゴリ EE で $\Delta\eta$ (上)と $\frac{S}{N}$ (下)の Z と P_T の範囲を変えたときの变化。 P_T の上限は 0.24(GeV)、 z の下限は 200(cm) として、横軸 z の上限の値(崩壊領域の上流端からの距離)、点の形の違いは P_T の下限の違いを表す。丸:0.15(GeV)、四角:0.14(GeV)、三角:0.13(GeV)、逆三角:0.12(GeV)

図 4.4 は γ の入射角度による cut の前後での z の分布(上)と、入射角度による cut での P_T の分布(下)を表す。 z の分布では、崩壊領域の下流の部分の background が良く落とされている。これは、End Calorimeter に対する距離が近いため、検出器に入る γ の beam 軸に対する角度が大きくなり、角度によるずれが見えやすくなるためである。 P_T の分布では、 P_T が低い background がよく落とされている。これは、”Odd pair” background は低い P_T に分布が多く、その ”Odd pair” background を落としている

表 4.2: γ の入射角度による cut を行う場合の P_T と崩壊点の範囲

category	z 最小 (m)	z 最大 (m)	P_T 最小 (GeV/c)	P_T 最大 (GeV/c)
EE	52.0	60.0	0.150	0.240
SS	52.0	60.0	0.13	0.240
ES	52.0	62.0	0.15	0.240

ためである。

4.2 結果

γ の入射角度による cut を行わない場合の結果は表 4.3 のようになる。 γ の入射角度による cut を行った場合の結果は図 4.4 のようになる。 γ の検出器への入射角度による cut をかけた場合は、かけない場合に対して $\frac{S}{N}$ が約 1.3 倍大きくなり、 $\Delta\eta$ はほぼ変わらない。

表 4.3: γ の入射角度による cut を行わない場合の signal、background の個数、 $\frac{S}{N}$ 比、 $\Delta\eta$

category	signal(個)	background(個)	$\frac{S}{N}$	$\Delta\eta$
ALL	216	404	0.53	5.8%
EE	92	150	0.61	8.5%
SS	35	80	0.44	15.3%
ES	89	174	0.51	9.1%

表 4.4: γ の入射角度による cut を行う場合の signal、background の個数、 $\frac{S}{N}$ 比、 $\Delta\eta$

category	signal(個)	background(個)	$\frac{S}{N}$	$\Delta\eta$
ALL	191	270	0.71	5.6%
EE	79	97	0.8	8.4%
SS	40	74	0.55	13.3%
ES	71	98	0.72	9.1%

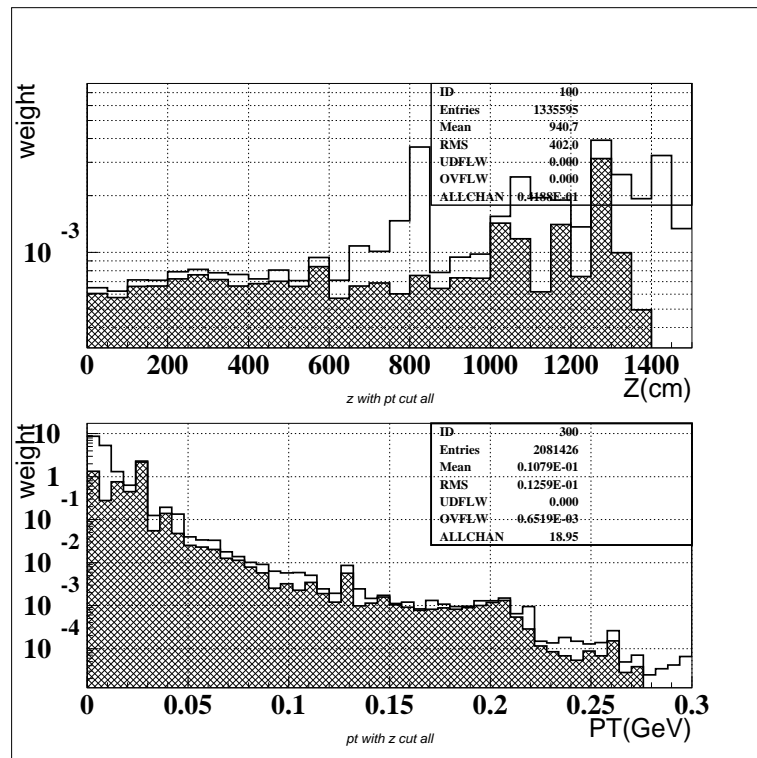


図 4.4: γ の入射角度による cut での z (上) と P_T (下) の分布の変化を表す。上には P_T の cut をいれている。下には z の cut をいれている。無地のヒストグラムが γ の入射角度による cut の前、模様付きのヒストグラムが cut 後を表す。

第5章 議論

不感率の見積もり

γ の入射角度による cut の結果、全体で $\frac{S}{N}$ 比は 0.53 から 0.71 とおよそ 1.3 倍に改善されたが、この値は以前、 η の精密測定のためには十分と言える物ではない。しかし、今回のシミュレーションでは、図 4.1 のように実際のデータを直線で単純化した不感率を使っており、実際のデータより不感率を高めにとっている。このため実際より $\frac{S}{N}$ を低く見積もっている可能性がある。

e^{\pm} の位置を読む層の数

今回の研究では鉛、シンチレーターの重ね合わせの検出器のシンチレーターの層全てに scintillating fiber を並べたと想定したが、実際にはより少ない層の数で十分だと考える。 γ が最初の電子対生成を起こした層の後ろのおよそ 10 層だけを使って角度を測れば良いことがわかっているので、検出器の先頭からたとえば $4 X_0$ (20 層) だけに scintillating fiber を並べた構造でも、およそ 90% のイベントの γ の検出器への入射角度を測ることができる。

入射 γ の角度測定を行う部分

End Calorimeter の中心部は入射 γ の角度を測定することの出来るカロリメーターを用いなくてもよいであろう。この部分に入射する γ はもともと beam 軸に対する角が小さいので、角度から求めた位置分解能は悪くなる。例えば崩壊点 $Z=57\text{m}$ から End Calorimeter 上で beam 軸から 0.3m の位置に γ が飛んできた場合を考える。検出器の角度分解能が 1 度だとしても $\pm 2\sigma$ の領域は崩壊領域の上流端から 60m 程度の地点まで、崩壊領域の約 7 割を覆うことになり効果が期待できない。

第6章 結論

鉛、シンチレーターの重ね合わせに scintillating fiber を各層に並べ γ の入射角度を測定することの出来る Calorimeter を考えた。シミュレーションの結果、並べる scintillating fiber の直径を 1mm とした場合、1GeV の入射 γ に対して約 1 度の角度分解能を持つ。この Calorimeter を J-PARC で計画されている $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の分岐比測定実験に使用すると、 $\frac{S}{N}$ が全体で 0.53 から 0.7 とおよそ 1.3 倍に改善される。

謝辞

誰よりもまず、山中卓教授に感謝の言葉を述べたいと思います。物理学、実験において多くのことを教えて頂き、ご指導頂きました。無事、この修士論文を書くことができたのも、山中先生のおかげです。また、山中先生の常に様々なことに好奇心を持って考える姿勢、物事の考え方には多くの刺激を受け、その明るく闊達な人柄には何度も励まされました。三年間山中先生のもとで学べたことに感謝しています。

助手の山鹿充弘先生には特に感謝の言葉を述べなければなりません。忙しいなか多くの時間を割いて熱心にご指導して頂き、多くのことを教えて頂きました。山鹿先生に教えて頂いたことを忘れず社会人になってからも生かして行きたいと思います。本当にありがとうございました。

助手の原隆宣先生には四年生の時には実験の基礎を教えて頂き、その後も多くのアドバイスを頂きました。三年間お世話をおかけしました。ありがとうございました。

秘書の川口さんには、事務手続き等でお世話になりました。迷惑をかけることも多々あったと思います。ありがとうございました。

研究室の先輩の小寺さん、北条さん、三宅さん、坂下さんには私のくだらない質問にも丁寧に答えて頂き、物理、コンピューター、雑学等、様々なことを教えて頂きました。本当にありがとうございました。

同じM2の西君は良き相談相手であり、良きライバルでもありました。現在の私のけん玉の腕前があるのも西君という良きライバルがいたからこそと思っています。おかげで楽しい研究生活をおくれました、ありがとうございます。研究室の後輩の掛橋君、相沢君、David、服部さん、梶原君、黒木君、村山さん、岩井君達には、色々助けてもらうことも多く、みんなのおかげで楽しい研究生活を送ることが出来ました、ありがとう。

E391a グループの皆様には稲垣先生を初め、様々なことを教えて頂き大変お世話になりました、ありがとうございました。

特に、シカゴ大の渡辺さん、京大の隅田さんには研究において様々なアドバイスを頂き、質問にも親切に答えて頂きました。また、KEKの生活面でも大変お世話になりました。ありがとうございました。

同じ学年の佐賀大の石橋君、山形大の佐藤君、阪大の石井君には仲良くしてもらい楽しいKEK ライフを送ることができました、ありがとう。

お隣の久野研究室のみなさまには、久野教授を初め研究について多くのアドバイスを頂き、また仲良く遊んで頂きました。楽しかったです。ありがとうございました。

最後になりましたが、私にこのような論文を書く機会を与え、学ぶ機会を与えてくれた両親に感謝します。

関連図書

- [1] C. S. Wu *et al.*, Phys. Rev. **105** 1413(1957).
- [2] J. W. Cronin, V.L.Fitch *et al.*, Phys. Rev. Lett. **13**, 138(1964).
- [3] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652(1973).
- [4] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51**, 1945(1983).
- [5] T. Inagaki *et al.*, KEK Internal **96-13**(1996).
- [6] A. Buras, Phys. Lett. **B333** 476(1994).
- [7] G. Buchalla and A. Buras, Phys. Rev. **D54**,6782 (1996).
- [8] I-H Chinag *et al.*, "KOPIO -a search for $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ MRE-Proposal, November 1(1999).
- [9] P. Aspell *et al.*, "A Shashlik+Preshower Detector as Electromagnetic Calorimeter For LHC , CERN/DRDC94-97 RD36-Status Report, January 9(1995).
- [10] 阿久根洋平、「宇宙線粒子による $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索実験 (E391a) 用中央部粒子検出器の性能評価」 佐賀大学、平成 15 年度 修士論文.
- [11] 田中栄一 「MC Study of $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ Experiment at J-PARC B-line」 大阪大学 2004 年度 修士論文.
- [12] CERN Program Library.
- [13] 真鍋健一 「Bottom Up Study of $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ experiment 」 大阪大学 2000 年度 修士論文.