中性 K 中間子の崩壊

$K_L^0 \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$

を用いた中性 π 中間子の崩壊

$\pi^0 \longrightarrow e^+e^-e^+e^-$

の分岐比 及び

中性 π 中間子のパリティの測定

大阪大学大学院理学研究科

物理学専攻 修士課程 2 年 長島研究室

加藤 文彦

平成 8 年 2 月 8 日

概要

米国フェルミ研究所で行われたE799-I実験におけるK_Lの崩壊事象$K_L \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$からの$\pi^0$を用いて、$\pi^0$の崩壊事象$\pi^0 \longrightarrow e^+e^-e^+e^-$ (Double Dalitz 崩壊)の崩壊分岐比、及びπ^0のパリティを測定した。観測された240事象より得られた崩壊事象$\pi^0 \longrightarrow e^+e^-e^+e^-$の崩壊分岐比は、$BR(\pi^0 \to e^+e^-e^+e^-) = (3.47 \pm 0.27\ (stat.) \pm 0.27\ (sys.)) \times 10^{-5}$であった。また、$e^+e^-$の崩壊面間角度$\phi$に対する角度分布を関数$dn(\pi^0)/d\phi = \alpha(1+\beta\cos 2\phi)$を用いてfitすることによって得られた結果は、$\beta = -0.19 \pm 0.08$であり、これは$\pi^0$のパリティが -1 であることを強く支持する。これらの結果は電磁相互作用を元に計算された理論予測値と一致する。

目 次

1 イントロダクション **2**

2 E799-I 実験 及び 測定装置 **5**

2.1 E799-I 実験 5

2.2 中性 K 中間子ビーム 7

2.3 検出器 7

2.3.1 スペクトロメータ 8

2.3.2 電磁カロリメータ 10

2.3.3 ベトーカウンター 12

2.3.4 トリガーホドスコープ 13

2.4 トリガー 13

2.4.1 トリガーの概要 13

2.4.2 2 電子トリガー 14

3 モンテカルロ シミュレーション **16**

3.1 モンテカルロシミュレーションに課される条件 16

3.2 アクシデンタル事象の重ね合わせ 17

4 崩壊事象 $\pi^0 \to e^+e^-e^+e^-$ の解析 **19**

4.1 解析データ 20

4.2 事象選択に対する基本的選択 (第一次選択) 20

4.2.1 Tracking 21

4.2.2 Clustering 24
4.2.3 Matching 26
4.2.4 粒子種類の同定 27
4.2.5 K_L の崩壊点の再構築 及び 崩壊点の座標による cut 29
4.2.6 トリガーカウンター 32
4.2.7 ビームホール周りの Cluster に対する cut 32
4.2.8 Basic Cut の要約 34
4.3 シグナルに対する最終選択 34
4.3.1 シグナル領域 34
4.3.2 シグナル $K_L^0 \to \pi^0\pi^0\pi^0_{DD}$ に対するバックグランドの考察 39
4.3.3 シグナルに対する選択のまとめ 43
4.3.4 シグナルに対するデータとモンテカルロシミュレーションの比較 . 43
4.4 崩壊事象 $K_L^0 \longrightarrow \pi^0\pi^0_D\pi^0_D$ の解析 46
4.4.1 規格化事象に対する最終選択 46
4.4.2 崩壊事象 $K_L^0 \longrightarrow \pi^0\pi^0_D\pi^0_D$ に対するバックグランドの考察 47
4.4.3 規格化事象に対するデータとモンテカルロシミュレーションの比較 51
4.5 崩壊事象 $\pi^0 \longrightarrow e^+e^-e^+e^-$ の崩壊分岐比の測定 53
4.5.1 アクセプタンスの算出 56
4.5.2 最終的な事象数の決定 59
4.5.3 崩壊事象 $\pi^0 \to e^+e^-e^+e^-$ の崩壊分岐比 63
4.5.4 崩壊分岐比に対する系統誤差 64
4.5.5 シグナルに対するバックグランド数の評価の妥当性の考察 65
4.5.6 シグナルに対するデータとモンテカルロシミュレーションとの最終的な比較 66
4.6 崩壊事象 $\pi^0 \longrightarrow e^+e^-e^+e^-$ における π^0 のパリティ 67
4.6.1 ϕ 分布 69
4.6.2 ϕ 分布に対するアクセプタンス 69

4.6.3 中性 π 中間子のパリティ 71

5 結論 **73**

A 中性 π 中間子のパリティについて **75**

B CP 非保存について **77**

B.1 対称性 77

B.1.1 空間反転変換 77

B.1.2 荷電共役変換 78

B.1.3 CP 変換 78

B.2 中性 K 中間子 79

B.3 CP 非保存 81

B.3.1 間接的 CP 非保存 82

B.3.2 直接的 CP 非保存 82

C 事象の再構築について **85**

C.1 Matching 85

C.2 4 本の Track による崩壊点の fitting 87

C.3 VA0 Cut 88

C.4 γ 線による普遍質量の再構築 91

図 目 次

2.1 E799-I の実験装置の外観 6

2.2 ドリフトチェンバーの断面の摸式図 9

2.3 ビーム上流から見た鉛ガラス電磁カロリメータ 11

4.1 モンテカルロシミュレーションによる X-Track の数 対 Y-Track の数 . . 22

4.2 データによる X-Track の数 対 Y-Track の数 23

4.3 Hardware Cluster の数 対 Software Cluster の数 25

4.4 Track と Match した Cluster の数 対 Match しなかった Cluster の数 (モンテカルロシミュレーション) 28

4.5 Track と Match した Cluster の数 対 Match しなかった Cluster の数 (データ) 28

4.6 E/P の分布 (データ及びモンテカルロシミュレーション) 30

4.7 崩壊点の fit による χ^2 の分布 (データ及びモンテカルロシミュレーション) 31

4.8 VA0 Cut を行った後の崩壊点の座標分布 (データ及びモンテカルロシミュレーション) 33

4.9 Pt^2、$M_{8clusters}$、Pt^2 対 $M_{8clusters}$ の分布 (モンテカルロシミュレーション) 35

4.10 Pt^2、$M_{8clusters}$、Pt^2 対 $M_{8clusters}$ の分布 (データ) 37

4.11 普遍質量 M_{eeee} の分布 (データ及びモンテカルロシミュレーション) 38

4.12 $\chi^2_{3vertex}$ の分布。 41

4.13 再構築された崩壊点の Z 座標の分布 (データ及びモンテカルロシミュレーション) 44

4.14 再構築された K_L の運動量の分布 (データ及びモンテカルロシミュレーション) 44
4.15 再構築された K_L の普遍質量の分布 (データ及びモンテカルロシミュレーション) 45
4.16 再構築された 4 つの e^+e^- の普遍質量の分布 (データ) 45
4.17 規格化事象 $K_L^0 \to \pi^0\pi_D^0\pi_D^0$ の 3 個の π^0 に対応する普遍質量の分布 (モンテカルロシミュレーション) 48
4.18 最も小さい値を持つ δM^2 の分布 (データ及びモンテカルロシミュレーション) 49
4.19 規格化事象 $K_L^0 \to \pi^0\pi_D^0\pi_D^0$ の 3 個の π^0 に対応する普遍質量の分布 (データ) 50
4.20 普遍質量 M_{eeee} の分布 (データ及びモンテカルロシミュレーション) 52
4.21 再構築された崩壊点の Z 座標の分布 (データ及びモンテカルロシミュレーション) 53
4.22 再構築された K_L の運動量の分布 (データ及びモンテカルロシミュレーション) 54
4.23 再構築された $e^+e^-\gamma$ の普遍質量の分布 (データ及びモンテカルロシミュレーション) 54
4.24 再構築された $\gamma\gamma$ の普遍質量の分布 (データ及びモンテカルロシミュレーション) 55
4.25 再構築された e^+e^- の普遍質量の分布 (データ及びモンテカルロシミュレーション) 55
4.26 スペクトロメータで測定された電子 (陽電子) の運動量の分布 (データ及びモンテカルロシミュレーション) 56
4.27 カロリメータで測定された Cluster のエネルギーの分布 (データ及びモンテカルロシミュレーション) 57
4.28 カロリメータ上での Cluster の位置の分布 (データ及びモンテカルロシミュレーション) 58

4.29 カロリメータ上での Cluster 間の距離の分布 (データ及びモンテカルロシミュレーション) 59
4.30 普遍質量 M_{eeee} の分布 (モンテカルロシミュレーション) 61
4.31 普遍質量 M_{eeee} の分布 (データ) 61
4.32 普遍質量 M_{eeee} の分布 及び fit 結果 (データ) 62
4.33 データとモンテカルロシミュレーションの普遍質量 M_{eeee} の分布 68
4.34 データによる e^+e^- 崩壊面間角度 ϕ の分布。 70
4.35 ϕ の関数としてのシグナルのアクセプタンス 70
4.36 アクセプタンスによる補正後のデータの角度 ϕ 分布。 71

B.1 $\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$ における各種変換 81

C.1 Matching の過程における Pair の概念図 86
C.2 崩壊点の座標の分布 (データ及びモンテカルロシミュレーション) 89
C.3 VA0 検出器のビーム上流から見た模式図。 90
C.4 VA0 検出器上への Track の射影点の分布。(データ及びモンテカルロシミュレーション) 92

表 目 次

B.1 E799I 実験の最新結果 83
B.2 直接的 CP 非保存パラメター $Re(\epsilon'/\epsilon)$ の測定値 84

第1章

イントロダクション

物理学において現象を理解しようとするとき、物理現象の中に様々な対称性を見い出すことは非常に重要な要素である。例えば空間反転変換や荷電共役変換に対する対称性などが挙げられる。粒子に対するこれらの対称性を理解することは、様々な相互作用を理解する上で必要不可欠である。例えば、核力（強い相互作用の複合力）を媒介する粒子はπ中間子である。このため歴史的にもπ中間子は原子核・素粒子物理の分野で重要な位置を占めてきた。

π中間子はスピン0のスカラーで、π^+、π^-、π^0とアイソスピン3重項を形成している。π中間子がアイソスピン1の多重項を形成しているという仮定のもとでは、3つのπ中間子のスピン・パリティ[1]は同じである。しかし、それは実験で確かめる必要がある。π^+、π^-のパリティは絶対的には決まらず核子のパリティ(P=+1と定義されている。)に対してのみ相対的に決められる(relative parity)。しかしπ^0は崩壊過程を考察することで絶対的に測定することができる(intrinsic parity)[2]。

実験的に初めてπ^0のパリティが測定されたのは、1959年のSamios達[1]の実験によるものであった。この実験は水素泡箱を用いたもので、低エネルギーの荷電π中間子(π^-)と水素泡箱中の陽子との反応$\pi^- + p \rightarrow n + \pi^0$によって生成された$\pi^0$を用い

[1]通常パリティと言った場合はパリティ変換(空間反転変換)の固有値を表す。パリティ変換の固有値は$P = \pm 1$である。

[2]付録参照

た。π^0 のパリティは π^0 の崩壊事象

$$\pi^0 \longrightarrow e^+e^-e^+e^- \tag{1.1}$$

を用いて測定された。この実験において式 1.1の崩壊事象は 146 事象観測された。具体的には式 1.1の崩壊事象に対して 2 組の e^+e^- 対の崩壊面間の角度相関を調べることによって測定する。崩壊面間の角度は Kroll-Wada の関係式 [2]、

$$\frac{dn(\pi^0)}{d\phi} = \alpha[1 + \beta cos(2\phi)] \tag{1.2}$$

によってパリティと関係付けられる。α、β は定数で、パリティの正負に対して β は各々正負の値をとる。これにより Samios 達は $\beta = -0.12 \pm 0.15$ という値を得、π^0 のパリティが $P = -1$ であるという結果を出している。

Kroll と Wada による β の理論予測値は、スカラーの場合に対して $\beta = 0.18$、擬スカラーの場合に対して $\beta = -0.18$ である。Samios 達の β の測定値は相対的に見れば擬スカラーを支持する結果であるが、測定値に対する誤差は非常に大きく π^0 がスカラーの場合に対しても 2σ 程度しか離れていない。よって、β によって π^0 のパリティが $P = -1$ であることを強く主張するためには、より高い精度で β を測定する必要がある。

また、この崩壊事象を高精度で測定することが出来ると、例えば次のような考察も可能となる。β の絶対値は CP 変換[3]と関係付けられている。式 1.1の崩壊事象は純粋に電磁相互作用のみで起きると考えられるが、電磁相互作用のみの寄与で計算された β の理論値と実験での測定値に矛盾が観測されれば、式 1.1の崩壊事象に対して新たな相互作用の寄与の存在を指摘することができる。新たな相互作用の寄与の例として、通常電磁相互作用は C 変換に対して普遍であると考えられているが、普遍ではないという仮定に基づいた理論[4] [3] も存在しており、その検証が可能となる。

さらに、式 1.1の崩壊事象の崩壊分岐比も高統計で測定することができる。この崩壊分岐比も過去に一度だけ Samios 達 [1] によって測定されており、$BR(\pi^0 \to e^+e^-e^+e^-) =$

[3]CP とは C(荷電共役変換) と P(空間反転変換) を同時に行う変換である。詳しくは付録参照。

[4]この理論は中性 K 中間子系でのみ観測されている CP 非保存の効果は弱い相互作用ではなく電磁相互作用にあって、間接的に中性 K 中間子の崩壊に CP 非保存の振幅が現れるとする立場をとった理論である。その他中性 K 中間子系での CP 非保存については、小林·益川理論 [4]、超弱理論 [5] などがある。付録参照。

$(3.14 \pm 0.30) \times 10^{-5}$ という結果を出している。Kroll と Wada による崩壊分岐比の理論予測値は $BR(\pi^0 \to e^+e^-e^+e^-) = 3.47 \times 10^{-5}$ であり、Samios 達の測定値の誤差を考慮すると理論予測値と一致しているといえるが、より多くの事象を観測することで信頼度の高い数値を得ることが出来る。

上記の事を調べるためには豊富な π^0 を得ることが必要条件である。そのため米国フェルミ研究所で行われた E799-I 実験[5]において収集されたデータを用いた。E799-I 実験では豊富な K_L[6]の崩壊事象を観測するため、K_L の崩壊事象 $K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$ から得られる π^0 を用いることで、非常に多くの π^0 を得ることが出来る。また、K_L の崩壊 $K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$ からの π^0 を用いたことでさらに技術的なメリットも得られる。それは、式 1.1の崩壊事象を同定する際に、さらに二つの π^0 が同時に存在することを要求すること、また終状態の粒子によって再構築された普遍質量が K_L の静止質量に等しい値を持つことを要求することで効率良く π^0 を同定することが出来、シグナル[7]に対するバックグランドを有効に削除することが可能となることである。

[5]第 2 章参照

[6]以降この論文においては、長寿命の中性 K 中間子を "K_L" と表記することにする。

[7]シグナルとは、観測の目標としている事象のことを意味し、バックグランドとは、その事象に対する雑音事象のことを意味する。

第 2 章

E799-I 実験 及び 測定装置

米国のフェルミ研究所において E799-I 実験という実験が 1991 年 10 月から 1992 年 1 月に行われた。この実験の主な目的は、K_L の希崩壊事象を探索することにより、弱い相互作用における CP[1]の研究をすることである。観測する希崩壊事象として例えば, $K_L^0 \to \pi^0 e^+ e^-$ が挙げられる。

この章では E799-I 実験及び実験に用いられた測定装置について述べる。

2.1 E799-I 実験

E799-I 実験は固定標的実験で、高エネルギーの中性 K 中間子の崩壊事象を観測する。この節では E799-I 実験の大まかな流れを説明する。

陽子ビームを用いて生成された K_L は 2 本のほぼ平行なビームとして、検出器の崩壊領域に入射される。測定装置の模式図を図 2.1に示す[2]。崩壊領域は標的からの距離で 90m から 160m の間にとられており、その下流には粒子を検出するための種々の検出器が設置されている。個々の検出器については 2.3 節で述べる。

[1]付録参照

[2]図 2.1は K_L ビームに沿った断面で、下流方向に向かって Z 方向とする。またこのビームに垂直な面内で、左右方向を X 方向、上下方向を Y 方向とする。座標原点は Be 標的の位置で、以下座標系はすべてこの定義に従うものとする。

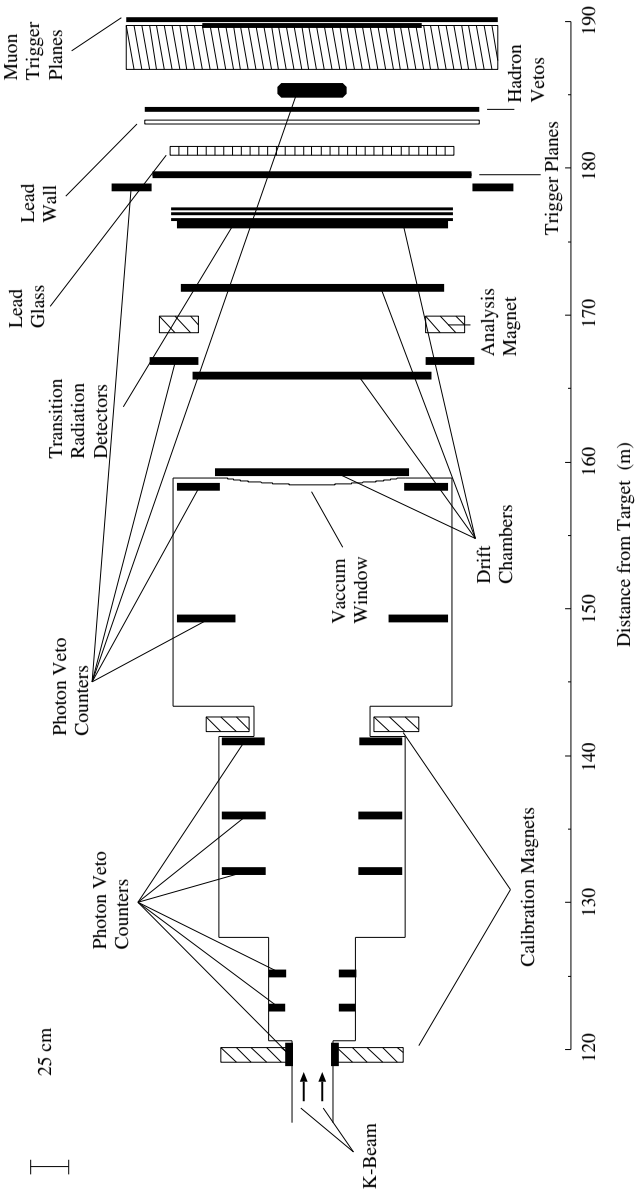

図 2.1: E799-I の実験装置の外観

2.2 中性 K 中間子ビーム

K_L ビームは、テヴァトロン加速器で 800GeV に加速された陽子を Be (断面積 $3.2 \times 3.2mm^2$) の固定標的に照射して生成される。そのため K_L ビームの強度、エネルギー分布等は加速された陽子の分布がそのまま影響することになる。陽子は 58 秒を 1 周期として、その間の 22 秒間に集中して標的に照射される。1 周期あたりの陽子の数の平均値は約 1.5×10^{12} 個である。生成された粒子は K_L だけでなく、中性子、π 中間子、光子、Λ 粒子等を含んでいる。中性粒子のビームはコリメータ[3]、磁石、吸収体を[4]組み合わせて作られる。1 段目のコリメータは Be 標的から $9m$ の所に位置し、$6.5mm \times 6.5mm$ の穴が 2 つ開けられており、2 本のビームラインを形成する。このビームに対して磁石で荷電粒子を除去していく。この操作が数段にわたって行われて中性粒子のビームが作られる。

こうして作られた中性粒子のビームは検出器の崩壊領域に入射される。崩壊領域ではビームと物質との余分な相互作用を最小限に押さえるために、実験を通して 15mTorr 以下の真空に保たれている。真空領域は標的から 17 m の所から始まり、160 m の所までである。崩壊領域の終わりには真空を保つために window で仕切られている。window は直径 $1.22m$ の円形で、Z 方向の厚さは物質量約 1.6×10^{-3} 放射長に相当する。観測された K_L の運動量分布はおよそ 20 GeV/c から 220 GeV/c で、平均約 70 GeV/c であった。また崩壊領域における中性粒子のビームを構成している粒子の数の比は、K_L 1 個に対しておよそ、中性子 4 個, Λ 粒子 5×10^{-4} 個, 短寿命の中性 K 中間子 (K_S) 10^{-8} 個である。

2.3 検出器

この節では各々の検出器について述べる。ただし、今回の測定 ($K_L^0 \to \pi^0\pi^0\pi^0, \pi^0 \to e^+e^-e^+e^-$) において特に重要と思われるものに限定して述べる。

---

[3]コリメータとはビームを細くするためにビームの道を作るためのもので、金属でできている。

[4]中性粒子のビームを作る途中段階で、γ 線を取り除くために鉛が設置されている。(γ 線は物質中で e^+e^- に変換される。)

検出器の大まかな流れを以下に示す。崩壊領域の下流には荷電粒子の軌跡と運動量を測定するためのドリフトチェンバーと磁石が設置されている。ドリフトチェンバーの下流には、鉛ガラスのカロリメータが設置されており粒子のエネルギーが測定される。さらにその下流には μ 粒子を認識するための厚さ 3m の鉄からなるシールドと検出装置がある。また測定装置の各段階には、検出器から外に外れてしまった光子を検出するための検出器が設置されている。

2.3.1 スペクトロメータ

スペクトロメータとはドリフトチェンバーとその間にある磁石からなる荷電粒子の軌跡と運動量を測定する検出器のことである。

ドリフトチェンバーは荷電粒子の軌跡を記録することができるので、磁石と組み合わせて用いることで荷電粒子の運動量を測定することができる。ドリフトチェンバーは 4 組あり、磁石を挟んで 2 組ずつ上、下流に設置されている。上流のものから順にチェンバー 1、2、3、4 と呼ぶ。各組のチェンバーは下流に行くに従い徐々に大きくなっており、最も上流のチェンバーの大きさは、X-Y 平面において $1.26m \times 1.26\ m$、最も下流のチェンバーでは $1.77m \times 1.77\ m$ である。Z 方向に対する厚さは全ての組のチェンバーにおいて、それぞれ 平均 1.48×10^{-3} 放射長に相当する。ドリフトチェンバーの Z-X 面での断面の摸式図を図 2.2に示す。 このチェンバーに用いられているガスは、体積比でアルゴン 50%、エタン 50% の混合ガスである。それに加えて quencher として約 0.5 % のイソプロピルアルコールが入れられている。

チェンバー内には Field Wire と呼ばれる wire を X 軸 (或いは Y 軸) に並行に多数張り、この wire に高電圧 (約 -2650 V) をかけることでチェンバー内部に一様な電場を形成している。 Field Wire は Z-X(或いは Z-Y) 面において正六角形の頂点に配置されており、その中心に Sense Wire と呼ばれる wire が張られている。この正六角形 1 つ 1 つを cell と呼んでいる。荷電粒子によってイオン化されたチェンバー中のガスの電子が Sense Wire によって検出され信号となる。Sense Wire 間の距離は 12.7 mm で、電子のドリフト速度は約 $50\mu m/ns$ である。 Sense Wire の張られる方向は X 方向、Y 方向各々に 2 つの

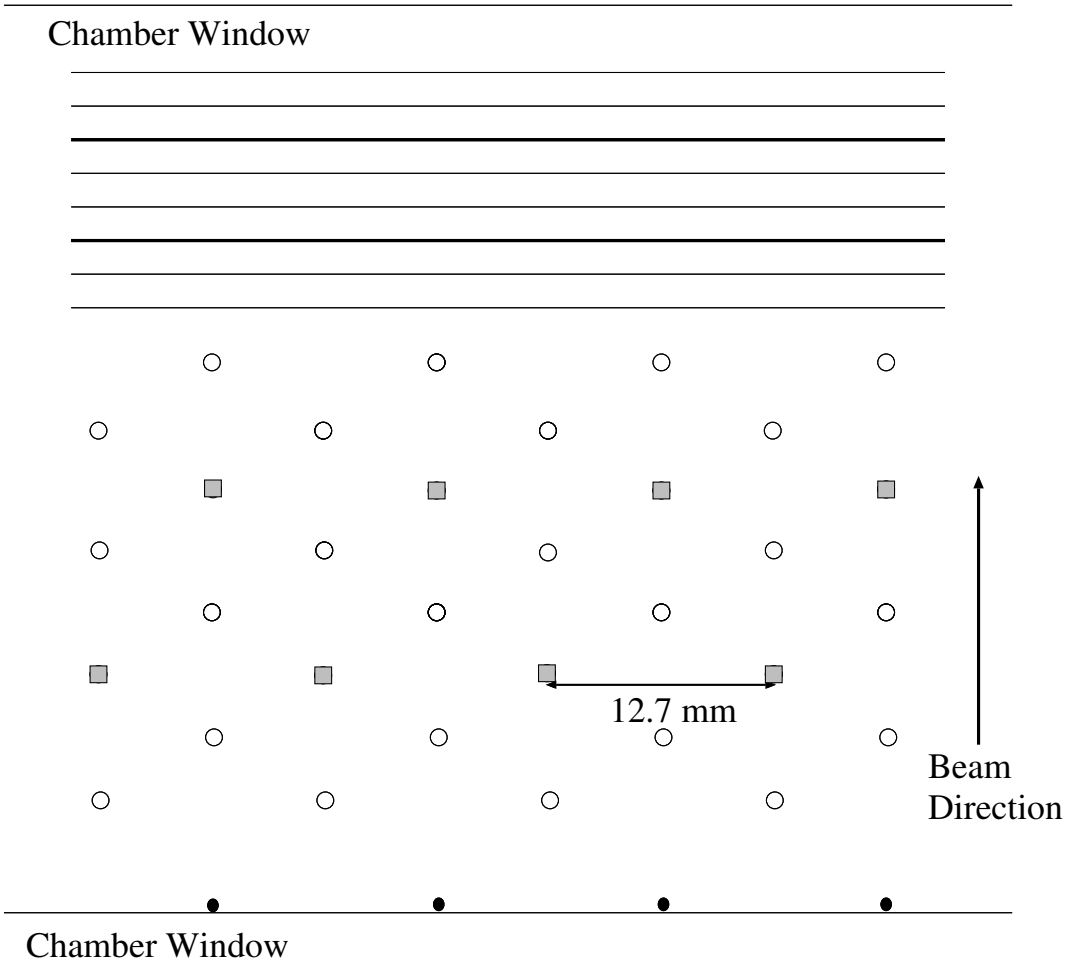

図 2.2: ドリフトチェンバーの断面の摸式図

面を形成し、1 組のチェンバーあたり合計で 4 つの Sense Wire 面を持つ。チェンバー中を通過する粒子の位置の測定精度は、1 つの Sense Wire 面につき約 $150\mu m$ で、X、Y 各方向とも 2 つの Sense Wire 面の情報を元に通過位置を測定するためチェンバー全体としての測定精度は X、Y 各方向各々、$150\mu m \times 1/\sqrt{2} \sim 100\mu m$ である。また、チェンバーを通過する 2 個の荷電粒子の奇跡を識別するには、2 個の粒子が最低約 $1cm$ は離れていることが必要である。

荷電粒子の運動量を測定するために、2 組のドリフトチェンバーのあいだに磁石が設置されている。この磁石の大きさは X,Y,Z 方向に $2.53m \times 1.46m \times 3.37m$ である。磁場は Y 方向に平行にかけられており約 4 KGauss で、荷電粒子が X 方向に受ける力は、運動量にして約 200 MeV/c に相当する。全体としての運動量測定精度は、測定誤差を σ_p, 運動量を p と表すとすると、

$$(\sigma_p/p)^2 = (5 \times 10^{-3})^2 + (1.4 \times 10^{-4} \times p[GeV/c])^2$$

とういう式で表される。ここで、第 1 項は多重散乱によるもの、第 2 項はチェンバー自身の持つ測定精度に起因するものである。

2.3.2 電磁カロリメータ

カロリメータとは粒子のエネルギーを測定するために用いられる物質のことである。終状態における電子、光子の位置及びエネルギーを測定するために鉛ガラスが用いられた。鉛ガラス (Schott F-2 Lead Glass) は X-Y 面内で $5.8cm \times 5.8cm$、Z 方向に $60.2cm$ (18.8 放射長に相当) の長さを持つ直方体で、804 個の鉛ガラスが、X-Y 面内で半径約 $1m$ の円状に配置されている。図 2.3に電磁カロリメータをビーム上流から見た様子を模式的に示す。 カロリメータの中心付近には中性粒子のビームを通す穴が 2 つ開けられている。穴の大きさは $2block \times 2block$ の正方形で、穴中心間距離は Y 方向に $4block$ 分に相当する。

カロリメータに入射した電子、及び光子は電磁シャワーを起こしてエネルギーをカロリメータに落とす。電磁シャワーはチェレンコフ光を発するので、このチェレンコフ光

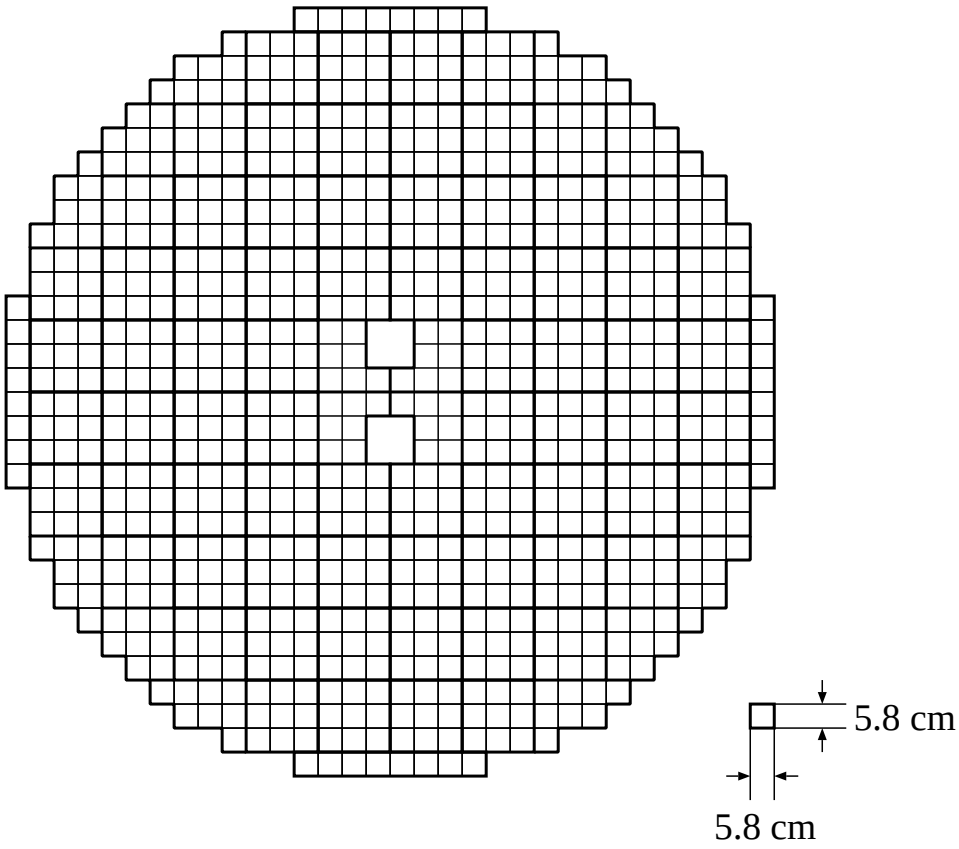

図 2.3: ビーム上流から見た鉛ガラス電磁カロリメータ

をカロリメータの後方（下流方向）に備え付けられた光電子増倍管で検出する。光電子増倍管の増幅率は約 10^5 である。鉛ガラスは $420nm$ 以下の波長を持つ光を吸収する性質を持っている。この性質はエネルギーの測定精度を下げ、非線型性を産み出す。そのため、特殊なフィルター (Wratterr 2A filter) を用いて $420nm$ 以下の波長を持つ光を吸収させる。一般的に鉛ガラスのエネルギー測定精度は、測定誤差を σ_E, 入射粒子のエネルギーを E とすると、

$$\sigma_E/E = a + b/\sqrt{E}$$

と表される。定数項 a は電磁シャワーのふらつきから、b は photostatistics からの寄与である。しかし実際にはビームホール（ビームを通すために開けられている穴）の周りにあるカロリメータの Radiation Damage（放射線損傷）のために、上記の単純な形からはずれる。実験を通してのエネルギー測定精度は電子に対して平均約 4.4% であった。

2.3.3 ベトーカウンター

ベトーカウンターとは、主に検出器の検出可能領域から外へ逃げていく粒子（例えば γ 線）を検出するためにとりつけられている検出器のことである。ベトーカウンターには以下のようなものがある。崩壊領域にあるものとして、6 個の Vacuum Anti(VA1 等) と Decay Region Anti(DRA)。スペクトロメータの磁石の前に Magnet Anti(MA)、鉛ガラスカロリメータの直後に Lead Glass Anti(LGA)、Back Anti(BA) などがある。VA、MA、LGA は、薄いシンチレータとその下流に鉛と Lucite [5]を交互に挟んだ構造をしている（約 6 放射長に相当）。VA は検出器の周りを円上に、MA と LG は四角形の形状で検出器の周囲を囲んでおり、検出器から外に逃げていく荷電粒子と γ 線を検出する。DRA は 2 枚のシンチレータの間に鉛の薄い板を挟んだもので鉛で相互作用する γ 線を検出する。BA は、カロリメータに当たらずにビームホールを抜けてきた γ 線を検出するもので、大きさは $0.298m \times 0.502m$、Z 方向に 28.1 放射長に相当する長さを持つ。構造は鉛と Lucite を交互に重ねたもので、Z 方向に 3 つの部分に別れている。この構造によって、電磁シャワーとハドロンのシャワーとを区別することができる。

[5]半透明の合成樹脂で出来ている。実験ではこの物質のチェレンコフ光を観測している。

2.3.4 トリガーホドスコープ

トリガーホドスコープとは、荷電粒子が検出器に入ったことを知るために用いられる検出器である。トリガーホドスコープはカロリメータの上流に置かれていて、C-bank,B-bank と呼ばれる 2 つの部分から構成されている。C-bank は Y 方向に 12 段に分割されており合計 24 枚の厚さ $1cm$ のプラスチックシンチレータからなり、B-bank は X 方向に 15 段に分割されており合計 30 枚のシンチレータで構成されている。

2.4 トリガー

この節では E799-I 実験におけるトリガー[6]について述べる。E799-I 実験のトリガーは 2 つの段階から構成されている。一つ目は検出器からの情報を早い段階で調べるトリガー (Level 1)、もう一つは、より複雑な情報に基づくもの (Level 2) である。

2.4.1 トリガーの概要

K_L からの崩壊生成物は、電気的に中性な γ、π^0 $(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$、$\nu(\overline{\nu})$、及び荷電粒子の $e^{\pm}$、$\mu^{\pm}$、$\pi^{\pm}$ である。また崩壊モードも多数存在するためにトリガーの種類もそれに応じて多様である。ここではこの論文に関係のあるトリガー（$e^{\pm}$、γ 線を含む事象）について述べる。

まず Level 1 ではトリガーホドスコープに hit [7]があり、粒子が鉛ガラスカロリメータに落としたエネルギーの総和が、閾値 (約 $55GeV/c^2$) 以上であることが必要。さらに Veto Counter、及びミューオンカウンターに全て hit がないことが要求される。また、Level 1 トリガーを通過した事象は非常に頻度が高いため、Level 1 トリガーの段階で各事象を間引きしてやる。間引きの度合いは 1 から 16 まで各々のトリガーによって異な

[6]実験中は、全ての情報を記録しておくことは不可能なので、興味のある事象についてだけ情報を記録する。このとき検出器からの情報に基づいて、記録する合図が必要である。この合図のことをトリガーと呼ぶ。

[7]hit とは検出器が粒子を測定したことを意味する。以降 hit と表記した場合は、粒子が検出器に当り、かつ観測されたことを意味するものとする。

る。

Level 2 では Level 1 トリガーの要求を満たした事象に対して、さらに詳細な情報が各検出器からの情報をもとにして計算される。鉛ガラスカロリメータ、ドリフトチェンバーの情報がデジタル化され、ドリフトチェンバーの hit が計数される。さらにカロリメータの情報に対して Hardware Cluster Finder は鉛ガラス 1 block あたりに $2.5GeV$ 以上のエネルギーが観測された block の塊 (Cluster) の数を計数する。

2.4.2 2 電子トリガー

$K_L^0 \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0; \pi^0 \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ に対しての実際の実験におけるトリガーは 2 電子トリガーと呼ばれるもので、少なくとも 2 つ以上の電子があるというトリガーである。Level 1 で要求される条件を以下のように表す。

$$2B \cdot 2C \cdot E_tHigh \cdot \overline{MU1} \cdot \overline{MU3} \cdot \overline{PHV} \cdot \overline{BA_\gamma}$$

$2B$、$2C$ はトリガーホドスコープに 2 つ以上の hit があることを、E_tHigh はカロリメータに落としたエネルギーの総和が、閾値 $(55GeV/c^2)$ 以上であることを要求するということを表している。$\overline{MU1}$、$\overline{MU3}$ はミューオンカウンターに hit がないことを、$\overline{PHV}$ は光子の Veto Counter が鳴っていないことを要求することを示す。また、BA_γ は $BA12 \cdot \overline{BA3}$[8] のことで、3 つの部分から成る Back Anti の上流側の 2 つの部分は閾値 (約$2.5GeV/c^2$) を越え、最下流の部分は閾値 (約$5GeV/c^2$) を越えないことを要求。$\overline{BA3}$ を要求する理由は、BA に当たったハドロンによって K_L の崩壊事象を捨ててしまわないようにするためである。これは、γ 線であれば電磁シャワーを起こすので $BA3$ に落とすエネルギーは少なく、ハドロンであればハドロンシャワーを起こすので $BA3$ にもたくさんのエネルギーを落とすと考えられるからである。

Level 2 ではドリフトチェンバーの hit が、2 本以上の荷電粒子の軌跡に矛盾しないことを要求する (Hitcnt(2track))。さらに、Hardware Cluster の数が 4,6,7,8 のものを記録する (HCF(4,6,7,8))。従って、2 電子トリガーをまとめて表すと以下のように書け

[8] BA12 は Back Anti の上流側の 2 つの部分を、BA3 は 3 つ目（最下流）の部分を示す。

る。

$$2B \cdot 2C \cdot E_t High \cdot \overline{MU1} \cdot \overline{MU3} \cdot \overline{PHV} \cdot \overline{BA_\gamma} \cdot Hitcnt(2track) \cdot HCF(4,6,7,8)$$

2 電子トリガーの典型的な頻度は、約 180 Hz で、全データの約 33 % に相当する。

第3章

モンテカルロ シミュレーション

この章では、E799-I 実験に対するモンテカルロシミュレーションについて述べる。現在の高エネルギー物理実験は、非常に複雑かつ高度なものとなってきているためモンテカルロシミュレーションは必要不可欠なものである。実験の設計をするに当たってもモンテカルロシミュレーションなくしては不可能であると言っても過言ではない。またモンテカルロシミュレーションは理論と実験で観測される事象との架け橋でもあり、高エネルギー物理実験の重要な要素の一つと言える。ここでは、今回用いたモンテカルロシミュレーションに対する条件について述べることにする。

3.1 モンテカルロシミュレーションに課される条件

E799-I 実験に対するモンテカルロシミュレーションプログラムは実験の全過程をシミュレート[1]している。全過程というのは、K_L を生成する過程から、粒子が検出器中を通過していく過程、粒子と検出器との相互作用、情報のデジタル化、及び検出器やトリガーの過程に対するアクシデンタル事象[2]についてなど多岐に渡る。モンテカルロシミュレーションの目的は計算機の上で実験を模作することであるから、検出器で観測された

[1]計算機によって予想されるビームや検出器等の相互作用を計算し、より実験に近い状態を模作することである。

[2]アクシデンタル事象とは物理的な事象に対して、偶発的に付加される事象を意味する。

情報の処理形式を実際に行なわれる実験での形式と同一にすべきである。検出器からの情報はデジタル信号に変換して処理される。モンテカルロシミュレーションにおいても実験と同じ形式がとられている。

解析の段階におけるモンテカルロシミュレーションの役割は、主に次の二つが挙げられる。一つは解析の各段階における物理量の選択基準を決定すること。二つ目は各事象に対するアクセプタンス[3]を計算する事である。ここで、アクセプタンスの計算に対しては注意が必要である。実際の実験において、K_L の崩壊数を算出する際には、K_L の運動量分布と崩壊領域の範囲を指定する必要がある。このため、モンテカルロシミュレーションにおいても同様な条件が必要である。この条件は、K_L の運動量分布の範囲が、$35GeV/c$ 以上、$220GeV/c$ 以下、崩壊領域が $90m$ 以上、$160m$ 以下という条件である。以降で用いるモンテカルロシミュレーションによる事象は、全て上記の条件が課されている。

3.2 アクシデンタル事象の重ね合わせ

モンテカルロシミュレーションによって生成された事象は、指定した事象のみを含む純粋な事象である。実際の実験において観測される事象というのは、様々な事象が混合しており、尚且つアクシデンタル事象が含まれている。そのため、モンテカルロシミュレーションにアクシデンタル事象の効果を取り入れる必要がある。モンテカルロシミュレーションで生成された事象へのアクシデンタル事象の重ね合わせが重要であるのは、真の事象に加えてアクシデンタル事象が、カロリメータやドリフトチェンバーなどに hit の情報を残すためである。このため、真の事象からの粒子が検出領域から外れた場合でも、アクシデンタル事象によって誤認されることになる。このことは、エネルギーや運動量の測定精度を下げ、また新たなバックグランドを形成することにも繋がる。

モンテカルロシミュレーションに考慮すべき要素は、アクシデンタル事象と検出器の雑音についてである。アクシデンタル事象は中性粒子ビームに起因するものであるから、

[3]アクセプタンスとは、初期状態で存在していた粒子を最終的に観測する事ができる割合を表す値である。

その分布は元の陽子ビームの強度に依存しているが、検出器に対する雑音というのは、検出器固有のもである。これらのことを顧慮に入れるために、シグナルに対するトリガーとは無関係にアクシデンタル事象として別にデータが収集された。その方法を簡単に説明する。加速された陽子ビームの内、標的に当らず通過した陽子がbeam dump[4]に当った際に生成されるμ粒子を検出する。そのための検出器にはプラスティックシンチレータが用いられ、標的の下流に設置されている。こうして検出されたμ粒子の強度は陽子ビームの強度に比例する。アクシデンタル事象は陽子ビームの強度に比例するので、これらのμ粒子によってトリガーをかけることで、陽子ビームの強度に比例したアクシデンタル事象を測定することが出来る。

アクシデンタル事象として得られたデータをモンテカルロシミュレーションによって事象を発生させる際に用いる。具体的には、まずモンテカルロシミュレーションによって事象を生成する。次に、アクシデンタル事象として測定されたデータを生成されたモンテカルロシミュレーション事象に重ね合わせる。モンテカルロシミュレーションによる事象もデータによる事象も、情報としてはエネルギーや時間情報がデジタル化されたものである。このデジタル情報の段階で純粋に重ね合わせて事象を構成する。また、アクシデンタル事象は各run[5]毎に異なるので、モンテカルロシミュレーションにおいて事象を生成する際も各run毎に生成される。こうして、より実際に近い事象をモンテカルロシミュレーションによって生成することが出来る。

[4]標的に当らなかった陽子を止めるための物質。

[5]runとは実験においてデータを収拾する期間のことである。全体の実験は、いくつものrun(期間)毎に分けられて行なわれた。

第 4 章

崩壊事象 $\pi^0 \to e^+e^-e^+e^-$ の解析

この章では、フェルミ研究所の E799-I 実験における中性 π 中間子 (以降 π^0 と表記する。) の崩壊事象 $\pi^0 \to e^+e^-e^+e^-$ の解析方法について述べる。

シグナルは $K_L^0 \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ からの π^0 の崩壊事象 $\pi^0 \to e^+e^-e^+e^-$ である。また、崩壊分岐比を求める際の規格化事象として同じく $K_L^0 \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ からの π^0 の崩壊事象で、π^0 のうち 2 つが Dalitz 崩壊 ($\pi^0 \to e^+e^-\gamma$) し、残りの 1 つは 2 つの γ に崩壊 ($\pi^0 \to \gamma\gamma$) する事象を用いた。この事象を選んだ理由として以下のことが挙げられる。まず最初に、規格化事象に選んだ崩壊事象は終状態がシグナルと全く同じで 2 組の e^+e^- 対と 4 個の γ 線からなるため、検出器との相互作用が全く同じであるということが挙げられる。また、共に 8 体崩壊であるので幾何学的なアクセプタンスも非常に似ている。さらに、共に 4 個の荷電粒子 $e^+e^-e^+e^-$ が存在するため、Tracking に関する系統誤差が打ち消し合うと期待できる。よって、事象を選択していく上で全く同じ選択基準を用いることが出来るので、系統誤差を小さく押さえることが出来る。

よって、まず始めにシグナルと規格化事象に共通の選択を行う。その選択によって K_L の終状態として、2 組の e^+e^- 対と 4 つの γ 線を含む事象を選び出す。次に、シグナル $\pi^0 \to e^+e^-e^+e^-$ を選択し、シグナルに対するバックグランドについて述べる。

その後に、規格化事象を選択し、規格化事象に対するバックグランドについて述べる。

最後に崩壊事象 $\pi^0 \to e^+e^-e^+e^-$ の崩壊分岐比、及び π^0 のパリティの解析について述べる。

また、記述を簡単にするために以下この論文の中では、下記のような表記方法を用いる。K_L の崩壊事象 $K_L^0 \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ からの π^0 の崩壊事象において、1 つの π^0 が Dalitz 崩壊する事象に対しては、$K_L^0 \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi_D^0$、2 つの π^0 が Dalitz 崩壊する事象に対しては、$K_L^0 \longrightarrow \pi^0\pi_D^0\pi_D^0$、Double Dalitz 崩壊 $(\pi^0 \to e^+e^-e^+e^-)$ する事象に対しては、$K_L^0 \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi_{DD}^0$、と表記することにする。添字の付けられていない π^0 については常に 2 つの γ に崩壊することを表すものとする。。

4.1 解析データ

今回解析を行った 2 電子トリガーで収集したデータは、電子に相当する荷電粒子が 2 つ以上、カロリメータ上の Cluster の数が 4、6、7、8 個であるような事象すべてが含まれている。このうち電子が 2 個である事象のほとんどは、崩壊事象 $K_L^0 \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi_D^0$ から来るものであると考えられる。シグナルの事象 $K_L^0 \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi_{DD}^0$ は電子が 4 個、γ 線が 4 個なので 4 本の軌跡と 8 個の粒子を終状態に持つ。そのため、2 電子トリガーで収集されたデータにおいて、クラスターが 8 個である事象をまず選び出した。クラスターが 8 個である事象はほとんどが崩壊事象 $K_L^0 \longrightarrow \pi^0\pi_D^0\pi_D^0$ から来るものであると考えられる。Cluster が 8 個以上である事象の数は 2 電子トリガーのデータ全体の約 2% で、295,860 個であった。以下では、このクラスターが 8 個である事象について行った解析について述べる。

4.2 事象選択に対する基本的選択 (第一次選択)

多くの事象が混在するデータの中から探索している崩壊事象（シグナルと呼ぶ）を選びだすためには、シグナルと、それに対する雑音（バックグランドと呼ぶ）との物理的特性の違いを見分ける必要がある。そのためにモンテカルロシミュレーションによって、シグナルをなるべく多く選択し、バックグランドをなるべく削除する (cut[1]すると呼ぶ)

[1]「cut」とは、ある基準値に対してそれを満たしている、あるいは満たしていない事象を取捨選択することであり、以下この論文中で「cut」と表記した場合はこの意味で用いることにする。

ことができるような選択の基準を決定する。この節では第一次選択として、まずシグナル事象と規格化事象に共通な cut に対して述べる。崩壊事象 $K_L^0 \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0_{DD}$ の終状態は、電子·陽電子対が 2 組と γ 線が 4 つ存在し、合計 8 個の粒子からなる。また、π^0 の寿命[2]は $c\tau = 25.1nm$ と非常に短く、π^0 の崩壊点は検出器の分解能の範囲では、K_L の崩壊点と等しいとみなせるので、4 本の荷電粒子の軌跡 (e^+、e^-、e^+、e^-) は全て同一の崩壊点からくる。そのため基本的な選択は、Tracking[3]、Cluster Finding[4]、粒子の種類の同定、K_L の崩壊点の再構築に関するものである。

また、これ以降第一次選択と同じ意味で "Basic Cut" と表記することにする。

4.2.1 Tracking

Tracking とは、ドリフトチェンバーの hit の情報から荷電粒子の Track を再構築する過程である。シグナルの崩壊事象である $K_L^0 \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0_{DD}$ は、1 つの崩壊点を指す 4 本の Track が存在するので、この事象を多くのデータの中から選びだす上で、重要な選択基準となる。

Tracking は 2 つの段階に別けられる。まずチェンバーの X 方向、Y 方向の情報をそれぞれ別々に再構築する。この時チェンバーの hit に対して、チェンバーの 1 つの cell[5]内には正しく 1 本の Track のみが存在している" 質" の良い hit のみで Tracking を行う。次にカロリメータ上の Cluster の位置を考慮して[6] X 方向、Y 方向各々の Track を組み合わせ、1 本の 3 次元的な Track を構成する。ここで言う X 方向の Track とは Z-X 平面内で再構築された Track を、Y 方向の Track は Z-Y 平面内で再構築された Track のことを

[2] $c\tau$ とは、光速 (c)× 平均寿命 (τ) のことで、平均寿命 τ の粒子が粒子の静止系において、その寿命で崩壊するまでに光速で移動できる距離を表す。

nm(ナノメートル) $= 10^{-9}m$

[3] Track とは、荷電粒子の軌跡のことで、Tracking とはスペクトロメータの情報から Track を再構築することである。

[4] カロリメータ上に粒子が残した痕跡のことを cluster という。いくつかの痕跡から一つの粒子が残した痕跡を再構築することを Cluster Finding という。

[5] 2.3.1 参照。

[6] チェンバーからの X 方向、Y 方向の Track の情報とカロリメータ上での Cluster の位置を考慮する過程のことを Matching と呼ぶ。Matching については後で述べる。

意味する。以降各々、X-Track、Y-Track と表記することにする。$K_L^0 \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0_{DD}$ 事象を選出するために、ここでは X-Track の数が 4 本以上、及び Y-Track の数が 2 本以上である事象を選び出した。この cut の理由は、荷電粒子はチェンバー 2 とチェンバー 3 の間にある磁石によって、X 方向に力を受けるので、X-Track は磁石を境にして曲げられる。そのため X-Track は、磁石より下流のチェンバーでは明確に 4 本であることが認識できるはずである。しかし Y 方向には力を受けず Y-Track は直線なので、Y-Track はチェンバー上の hit の情報が重なってしまう可能性が非常に大きくなるからある。図 4.1にモンテカルロシミュレーションによる X-Track の数 対 Y-Track の数の相関図を示す。Track-

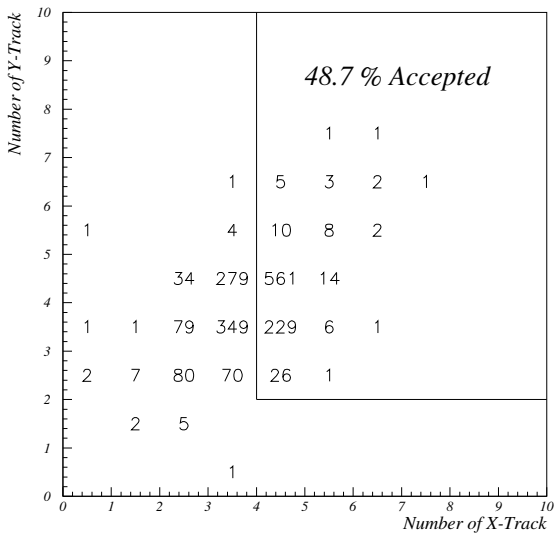

図 4.1: モンテカルロシミュレーションによる X-Track の数 対 Y-Track の数

ing による cut でシグナルのモンテカルロシミュレーションによる事象を 48.7% の事象を選出することが出来る[7]。

同様に、データについての X-Track の数 対 Y-Track の数の相関図を図 4.2に示す (全データの約 100 分の 1)。Track が 2 本である事象が最も多く含まれていることが分かる。

[7] ここで示した割合は 4.1.1 で述べたように、8 個の cluster を持つ事象だけをすでに選択したデータに対してである。段階で Tracking できない事象は捨てられている。

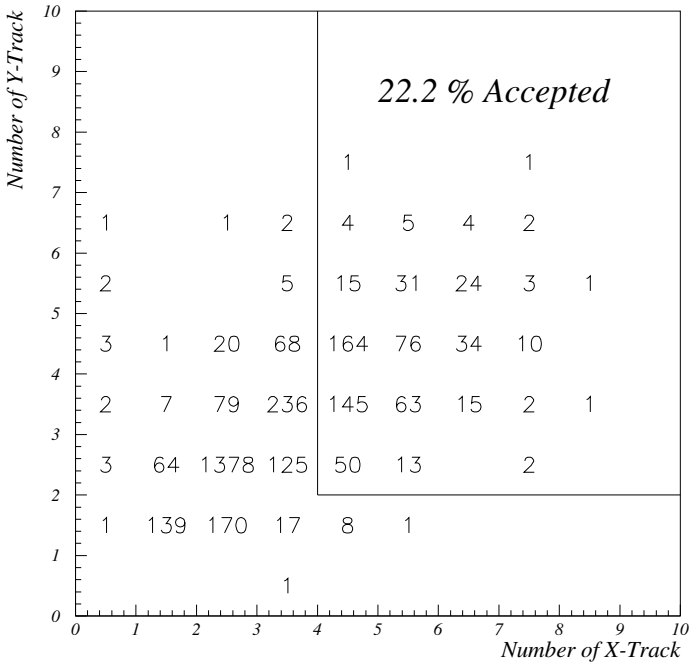

図 4.2: データによる X-Track の数 対 Y-Track の数

4.2.2 Clustering

Clustering の目的は、カロリメータ上に残されたエネルギーの情報から Cluster(1 つの粒子が残したと考えられるカロリメータ上の痕跡) を再構築することで検出器に到達した粒子の数、位置、エネルギーを測定することにある。Clustering には Hardware Clustering と Software Clustering という 2 種類の方法がある。両者の大きな違いは、Cluster を決定するためのエネルギーの閾値である。Cluster を構成する鉛ガラス 1 block に要求される最低エネルギーは、Hardware Cluster に対しては 2.5 GeV、Software Cluster に対しては 0.2 GeV である。そのため、Hardware Clustering は終状態が電子、又は γ 線である事象に対してだけ有用で、Software Clustering は終状態に荷電 π 中間子 ($\pi^{\pm}$) や、μ 粒子 ($\mu^{\pm}$) を含む事象に対して用いられる。図 4.3にモンテカルロシミュレーションによる崩壊事象 $K_L^0 \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0_{DD}$ の Software Cluster の数 対 Hardware Cluster の数の図を示す。シグナル (及び規格化事象) は終状態が 8 個の粒子 (2 組の e^+e^- 対と 4 個の γ 線) からなるため、Hardware Cluster の数が 8 個以上である事象を選択した。図 4.3中に cut の基準を線で示した。 今回の解析では Software Clustering は用いないが、Clustering の方法による結果の違いは、解析手法に起因する系統誤差と考えられる。後に系統誤差を評価するため、以下では Hardware Clustering 及び Software Clustering 両者の方法について述べる。

Hardware Clustering

Hardware Clustering は、まず 1 つの鉛ガラス block に 2.5 GeV 以上のエネルギーが測定された block を出発地点として、その block のまわりで Cluster を探す。この block を Seed(Hardware Clustering の基準 block) と呼ぶことにする。Seed は trigger(Level 2) 段階で Hardware Cluster Finder によって見つけ出されたものである。Seed の周りで最も大きなエネルギーが測定された block を Cluster の中心として、その周りの $3block \times 3block$ を Hardware Cluster として認識する。また、先に決められた Cluster の中に別の Seed が含まれる可能性もある。しかし Hardware Clustering では、全ての Seed について同様な過程を行う。

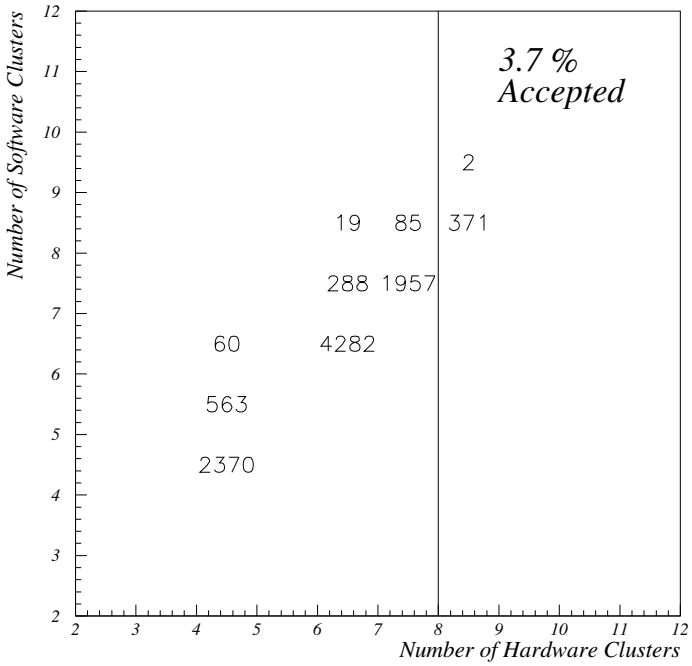

図 4.3: Hardware Cluster の数 対 Software Cluster の数

また、Hardware Cluster は 30 ns という短い時間幅で測定されたもので、In-Time Cluster とも言う。

Software Clustering

Software Clustering においても、Cluster を探す方法は Hardware Clustering と同じであるが、異なる点は出発地点となる鉛ガラス block である。Clustering の出発点として、鉛ガラス 1 block あたり 0.2 GeV 以上のエネルギーが測定された block を出発点とする。そして、ある領域で最も大きなエネルギーの測定された block を探し出し、その block の周りの $3block \times 3block$ を Software Cluster と認識する。ただし、$3block \times 3block$ のエネルギーの総和が 0.5 GeV であることが必要である。

4.2.3 Matching

Matching とは、3 つの情報、X-Track、Y-Track、Cluster の位置、を組み合わせることで、荷電粒子の本当の軌跡を再構築する過程のことである。
Tracking を行った後に得られる情報は、X 方向、及び Y 方向各々独立に再構築された Track の情報であり、Clustering によって再構築されたカロリメータ上での Cluster の位置は、荷電粒子と中性粒子が混在していてその区別はできない。この 2 つの問題は Matching の過程を行うことによって解決することが出来る。

Matching の過程[8]の第一歩は、まず全ての X-Track と Y-Track の組合わせを考慮して、その各組み合わせで出来た 1 本の Track を、カロリメータ上に射影することである。こうして出来たカロリメータ上の Track の射影点と Cluster との距離が 7cm 以下であるものを選び出していく。この射影点と Cluster の組み合わせのことを、ここでは Pair と表記することにする。こうして、あらゆる X-Track と Y-Track の組み合わせが試される。ただしこの時、Y-Track の数が X-Track の数よりも少ない場合は同じ Y-Track を繰り返し用いる。この結果、Pair の数が最も多い場合を正しい X-Track と Y-Track の組み合わせであるとする。

[8]詳しくは付録参照

上記の全ての Matching の過程を行った後、Track と Cluster の情報に対して、幾分かの補正が行われる。まず Track に対しては、チェンバーに対する Track の角度が補正され、再び Track を構成し直す。最終的に決定された X-Track の角度から、その Track の運動量を計算する。Cluster に対しては、測定されたエネルギーの補正を行う。Clustering で測定されたエネルギーは真のエネルギーとはやや異る。その理由は、カロリメータ内での電磁シャワーの広がりに起因するものが多く、横方向 (X-Y 方向) に漏れ出るエネルギーや、Beam Hole に漏れ出るエネルギーなどが挙げられるが、詳細は非常に複雑である。また、電子と γ 線でもやや異るので、モンテカルロシミュレーションによって計算された補正因子によって補正される。

上記の全ての過程の終了後、各事象に含まれる Track と Cluster に対して制限を加えた。シグナル $K_L^0 \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0_{DD}$ においては、まず Track が 4 本存在し、かつ正の電荷を持つものと、負の電荷を持つものが、各々 2 本ずつ存在することを要求した。さらに終状態は電子 4 個と γ 線 4 個なので、Track と Pair を作る Cluster が 4 個と、Pair を作らない Cluster が 4 個であることを要求した。図 4.4、図 4.5に各々、モンテカルロシミュレーションとデータによる、Track と Pair を作った (Match した)Cluster の数と、Pair を作らなかった Cluster の数の分布を示す。図中の四角で囲んだ事象を選択した。

4.2.4 粒子種類の同定

Cluster の中から電子、及び陽電子を選び出すためにさらに条件を課す。この条件は E/P に対するもので、E はカロリメータで測定されたエネルギー、P は Track から求められた運動量の大きさを表す。モンテカルロシミュレーションによる $K_L^0 \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0_{DD}$ に対する E/P の分布と、データによる E/P の分布を、図 4.6に示す。モンテカルロシミュレーション、及びデータによる分布の高い側の裾野は、共に Fusion[9]によるものと考えられる。データに対する分布の低い側の裾野は荷電 π 中間子を含む事象によるものであると考えられる。またデータに対する分布で 0 の値を示している事象は、Track の射

[9] 2 つ以上の粒子が非常に近接してカロリメータに入射した場合、Cluster がカロリメータ上で重なることがある。このような事象を Fusion Cluster と呼んでいる。

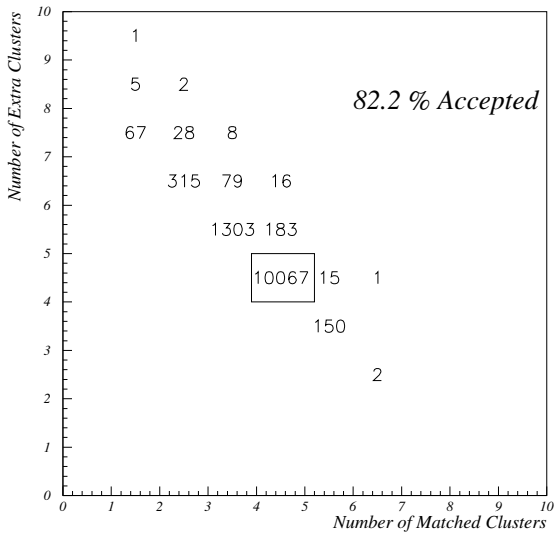

図 4.4: Track と Match した Cluster の数 対 Match しなかった Cluster の数。選択した事象の領域を四角で示した。(モンテカルロシミュレーション)

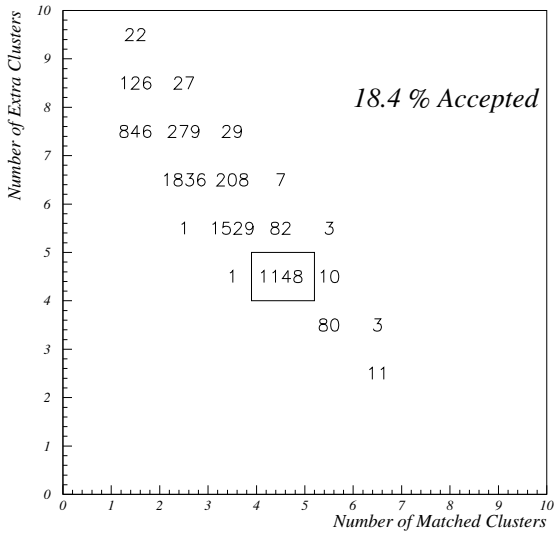

図 4.5: Track と Match した Cluster の数 対 Match しなかった Cluster の数。選択した事象の領域を四角で示した。(データ)

影点がカロリメータのビームホールを指すような事象である。 電子、及び陽電子はカロリメータ上でエネルギーをほとんど落とすと考えられるので、それらを選び出すために、E/P の値が 0.8 以上、1.2 以下である事象を選択した。図 4.6中に選択した基準を矢印で示した。

4.2.5 K_L の崩壊点の再構築 及び 崩壊点の座標による cut

K_L の崩壊点を再構築することで、Matching によって得られた 4 本の Track が、共通の崩壊点から来るものであるかを調べる。崩壊点は 4 本の Track を fit[10]することによって求めた。fitting の結果としては、fit されて得られた崩壊点の座標、及び χ^2 の値を返す[11]。χ^2 は以下のように定義される。

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{n} \left[\left(\frac{a_x(i)Z_v + b_x - X_v}{\sigma_x(i)} \right)^2 + \left(\frac{a_y(i)Z_v + b_y - Y_v}{\sigma_y(i)} \right)^2 \right] \tag{4.1}$$

ここで、$(X_v$、Y_v、$Z_v)$ は求められた崩壊点の座標、$a_x(i)$、$a_y(i)$ は各々 i 番目の X-Track、Y-Track の傾き、$b_x(i)$、$b_y(i)$ は各々 i 番目の Track を Be 標的に射影したときの X、Y 座標を表す。$\sigma_x(i)$、$\sigma_y(i)$ は各々 i 番目の Track からの X_v、Y_v の分布に対する標準偏差を表す。χ^2 の値は、fit の過程がうまくいかなかったり、共通の崩壊点から来ていないような事象については非常に大きな値を示す。そのため χ^2 の値を用いることで、うまく再構築されなかった Track や、バックグランドなどを削除することが出来る。モンテカルロシミュレーションとデータによる、$K_L^0 \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0_{DD}$ に対する fit の χ^2 の値の分布を図 4.7に示す。χ^2 が 50 以下である事象を選択した。

崩壊点の座標に対してはさらに別の cut をかける。E799-I 実験においては標的から約 $125m$ のところに、VA0[12] と呼ばれる光子ベトーカウンターが設置されている。しかし VA0 カウンターは当初の設計通りの位置ではなく、X 方向に約 $1.25\ cm$ ずれていたことが後になって分かった。このため VA0 検出器に当った粒子によって生成された粒子が検出領域に入りバックグランドとなる。このような事象を取り除く方法としては、各

[10] 付録参照。

[11] 付録参照。

[12] 付録参照

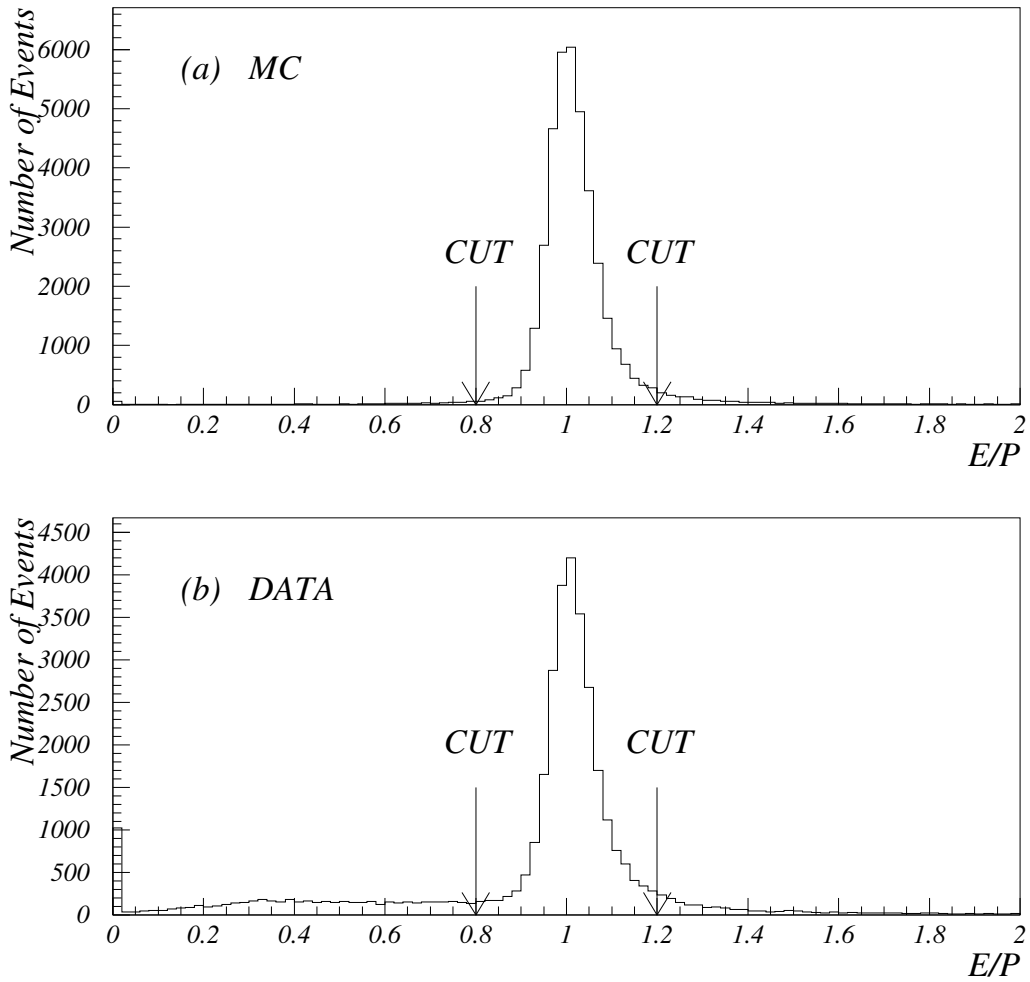

図 4.6: E/P の分布 (a) モンテカルロシミュレーションによる分布。(b) データによる分布。

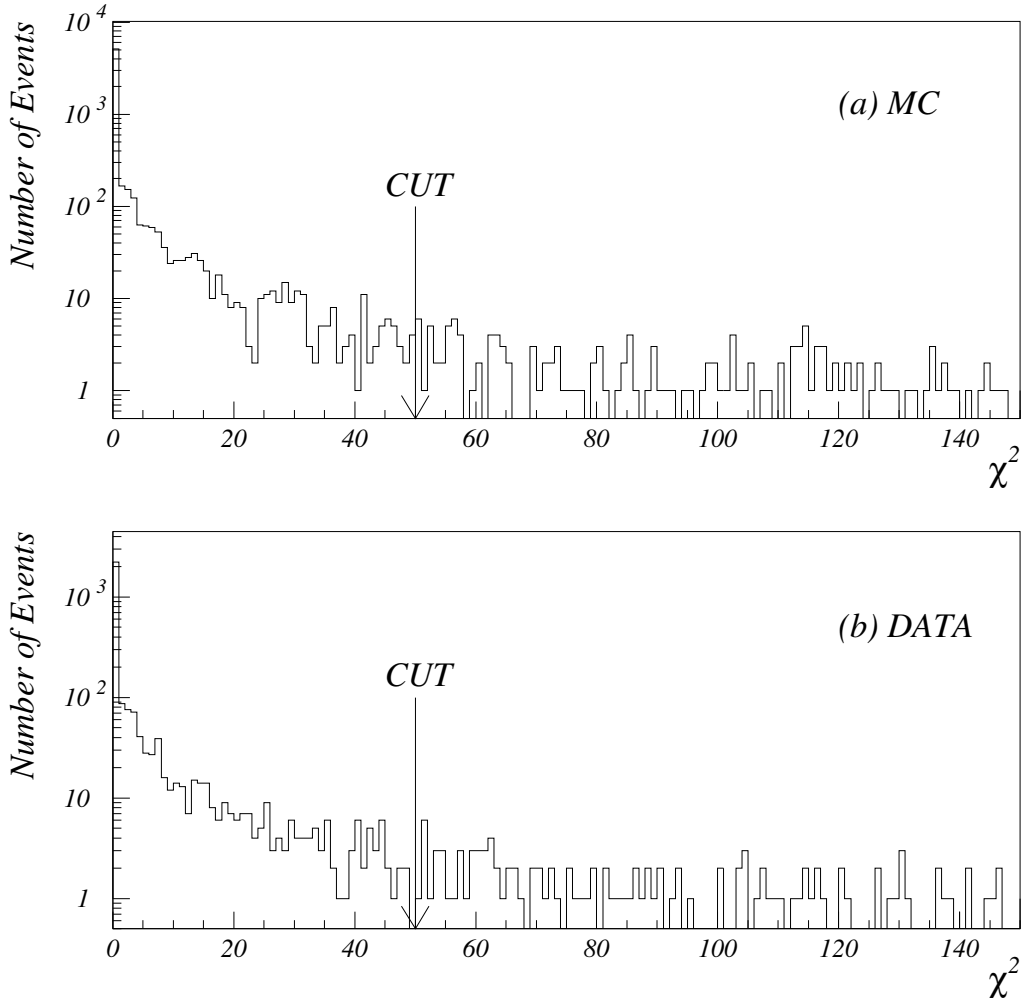

図 4.7: 崩壊点の fit による χ^2 の分布。(a) モンテカルロシミュレーションによる χ^2 の分布。(b) データによる χ^2 の分布。選択基準を矢印で示した。

Track の上流部分を VA0 カウンターのある位置に射影し、VA0 カウンターに当っていると思われる事象を削除した。この cut を行った後の崩壊点の X、Y、Z 座標の分布を図 4.8に示す。図 4.8はデータとモンテカルロシミュレーションによる崩壊点の座標分布で、実線によるヒストグラムがデータによる分布を、点線によるヒストグラムがモンテカルロシミュレーションによる分布を示す。VA0 cut を行った後の崩壊点の座標分布に対して、モンテカルロシミュレーションがデータを良く再現していることが分かる。

VA0 Cut を行った後の崩壊点の座標では、崩壊点が崩壊領域中のビームホールの中にあるべきである。従って、さらに崩壊点の座標に対して以下の制限を加えた。

$-0.05m < X < 0.05m$

$-0.16m < Y < -0.03m$ 或は $0.03m < Y < 0.16m$

$100m < Z < 159m$

4.2.6 トリガーカウンター

アクシデンタル事象によって引き起こされたトリガーを削除するために、トリガーホドスコープの情報の確認を行なう。荷電粒子の Track が横切っているトリガーホドスコープに正しく hit があることを要求する。また、ドリフトチェンバーに対しても Track に対応した hit があることを要求する。さらにドリフトチェンバーに対しては、Track の横切る wire、或は cell が感度のないものと一致していないことを要求する。

4.2.7 ビームホール周りの Cluster に対する cut

カロリメータに空けられたビームホールの近くに粒子が当たった場合は、粒子のエネルギーがビームホールへ非常に多く漏れる。そのため Cluster のエネルギー、及び位置を正確に補正し測定することが出来なくなる。従って、ビームホールから 5.8 mm 以内の距離に hit した Cluster は削除する。

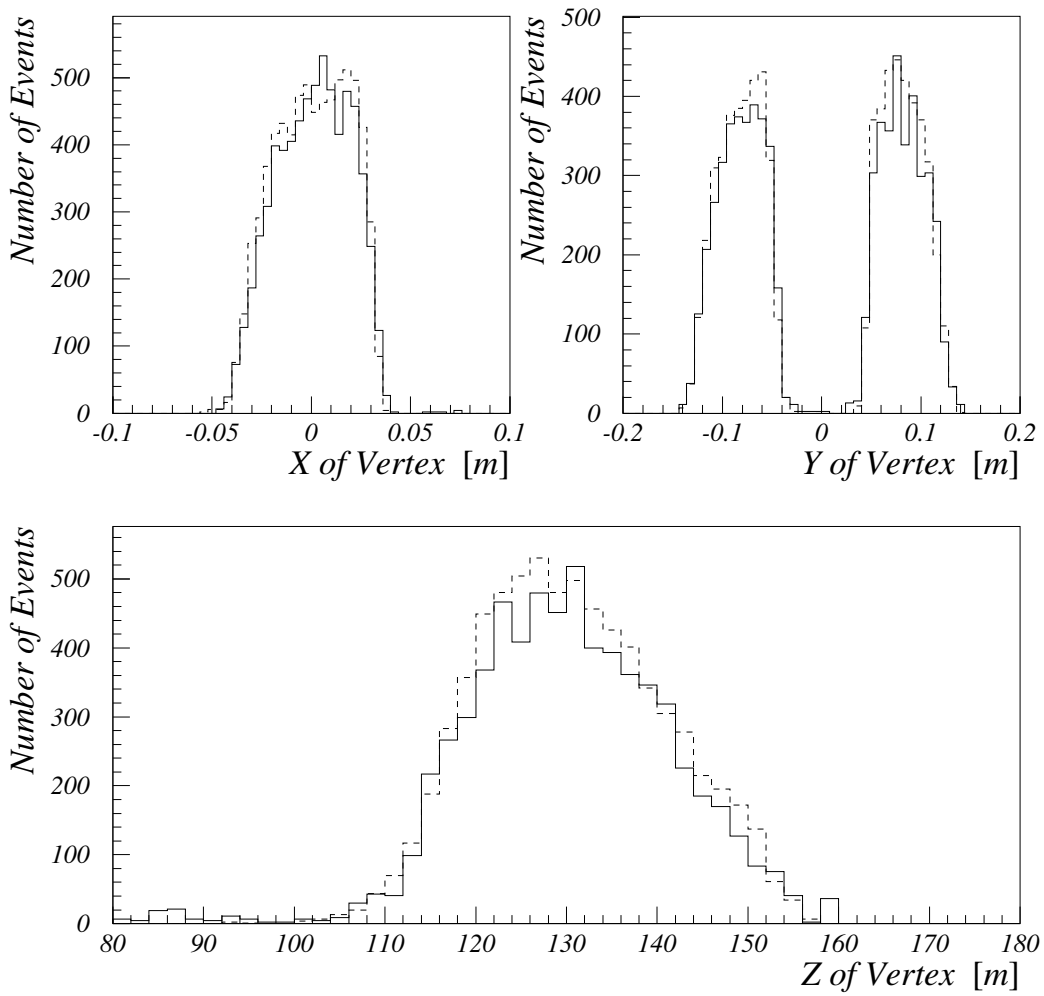

図 4.8: モンテカルロシミュレーション (MC) とデータ (DATA) に対する、VA0 Cut を行った後の崩壊点の座標分布。実線がデータ、点線がモンテカルロシミュレーションによる分布を示す。

4.2.8 Basic Cut の要約

シグナルの解析の第 1 段階として、シグナル事象 $K_L \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0_{DD}$、及び規格化事象 $K_L \longrightarrow \pi^0\pi^0_D\pi^0_D$ を選出するために以下の条件を満たす事象を選択した。

1. Cluster の数が 8 個以上。
2. X-Track の数が 4 本以上、かつ Y-Track の数が 2 本以上。
3. Track と Match した Cluster が 4 個、かつ Match しない Cluster が 4 個。
4. 正と負の電荷粒子に対応する Track が各々 2 本ずつ。
5. 各 Track について E/P が、0.8 以上、1.2 以下。
6. 崩壊点の fit に対する χ^2 が 50 以下。
7. VA0 の位置による cut。
8. トリガーホドスコープ、及びドリフトチェンバーの hit が Track と矛盾していないかの確認。
9. ビームホールからの距離が 5.8 mm 以内の Cluster の削除。

4.3 シグナルに対する最終選択

ここでは、Basic Cut を通った事象に対して、シグナル $K^0_L \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0_{DD}$ の最終的な選択条件を決定する。まずモンテカルロシミュレーションによって、Pt^2 対 M_{eeee} 面上においての最終的なシグナル領域を決定する。決定されたシグナル領域の事象に対して、4 つの電子·陽電子の普遍質量 M_{eeee} に関して制限を加える。

4.3.1 シグナル領域

最終的なシグナル領域は、モンテカルロシミュレーションによる Pt^2(終状態の 8 個の粒子の系の運動量の、K_L の運動方向に垂直な成分の 2 乗)、$M_{8clusters}$(終状態の 8 個の Cluster から再構築した普遍質量)、及び M_{eeee}(4 個の e^+e^- から再構築した普遍質量)の分布を見て決定した。モンテカルロシミュレーションによる Pt^2 と $M_{8clusters}$、及び Pt^2 対 $M_{8clusters}$ の分布を図 4.9に示す。Pt^2 の分布は非常に長い裾野が存在している。この裾野の原因は、主に荷電粒子と物質との相互作用における制動放射で放出された γ 線を

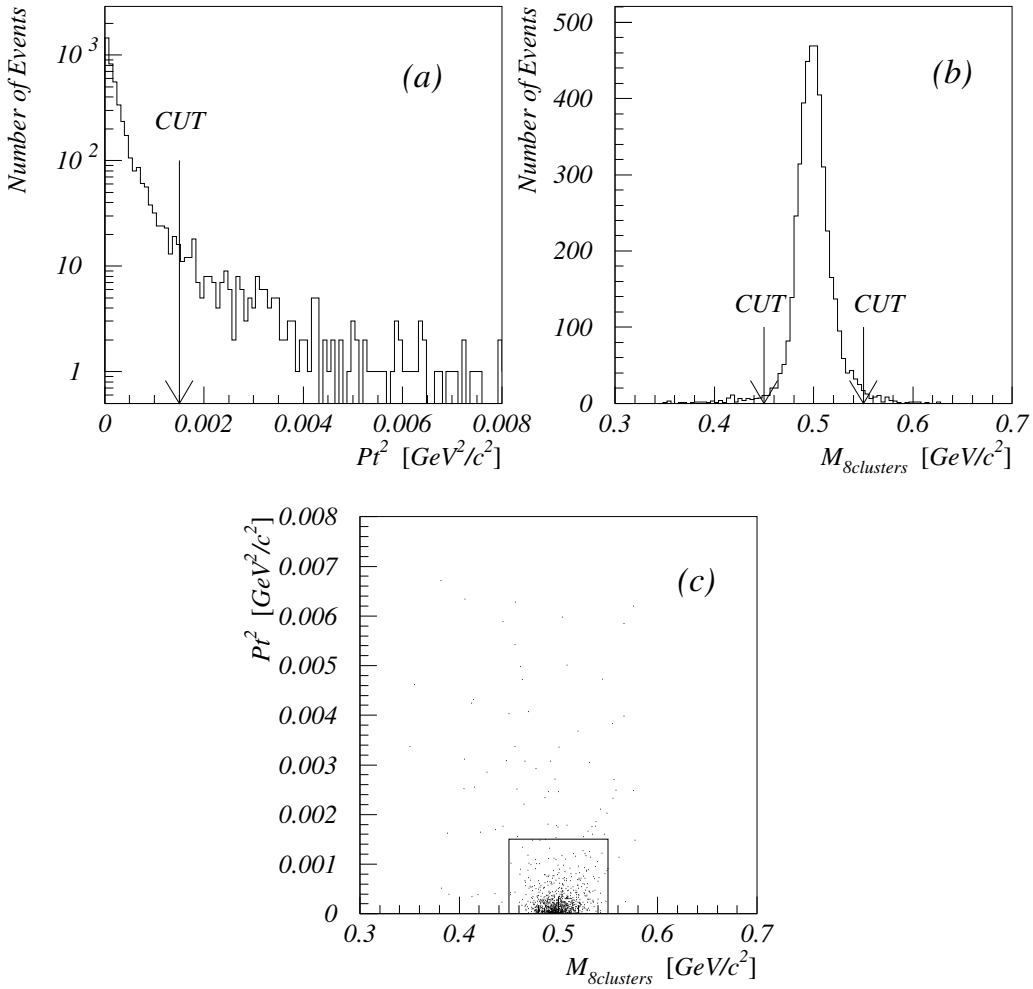

図 4.9: モンテカルロシミュレーションによる Pt^2、$M_{8clusters}$、Pt^2 対 $M_{8clusters}$ の分布。(a)Pt^2 の分布 (b)$M_{8clusters}$ の分布。(c)Pt^2 対 $M_{8clusters}$ の分布。

観測できないためである。また、$M_{8clusters}$ の分布にも質量の小さい側に裾野が見られるが、この裾野も同様な原因によって引き起こされる。

シグナル領域は Pt^2 と $M_{8clusters}$ の分布で、各々独立に決定した。Pt^2 に対しては、0.0015 GeV^2/c^2 以下の事象を選択した。この cut に対してモンテカルロシミュレーションによるシグナル $K_L^0 \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0_{DD}$ を約 94.0 % 選択することが出来る。$M_{8clusters}$ に対しては、0.45 GeV/c^2 以上、0.55 GeV/c^2 以下である事象を選択した。この cut では、シグナルを約 95.8 % 選択することが出来る。これらの選択基準を図 4.9中に矢印で示した。また、上述の 2 個の cut を組み合わせると、シグナルの選択率は約 92.4 % であった。Pt^2 対 $M_{8clusters}$ の図中 (図 4.9) に選択領域を四角で示した。図 4.10にデータによる Pt^2、$M_{8clusters}$ 及び Pt^2 対 $M_{8clusters}$ の分布を示す。モンテカルロシミュレーションの場合と同様に選択基準を矢印と四角で表した。

ここで、これまでの選択基準は依然シグナルと規格化事象について共通である。そのため、図 4.10に示した分布に含まれる事象の 8 割以上は規格化事象であるということを付け加えておく。

Pt^2 と $M_{8clusters}$ の cut で選択された事象について、4 個の e^+e^- によって普遍質量を再構築した。モンテカルロシミュレーションとデータによる M_{eeee} の分布を図 4.11に示す。図 4.11(a) のモンテカルロシミュレーションによる分布では、質量の小さい側に裾野が見られる。この裾野も $M_{8clusters}$ の分布と同様、制動放射による γ 線を検出出来ていないためである。またデータによる分布では広くほぼ一様な分布が見られる。これはシグナル以外の事象 (バックグランド) が含まれているためである。M_{eeee} に対しては、0.126 GeV/c^2 以上、0.143 GeV/c^2 以下であることを要求した。この cut によってシグナルは 96.7 % 選択することが出来る。図 4.11中に選択基準を矢印で示した。

この段階でシグナル領域に残った事象は 394 個であった。しかし、まだシグナル領域の中にはバックグランドが含まれているので、以降ですべきことはバックグランドを削除していくことである。

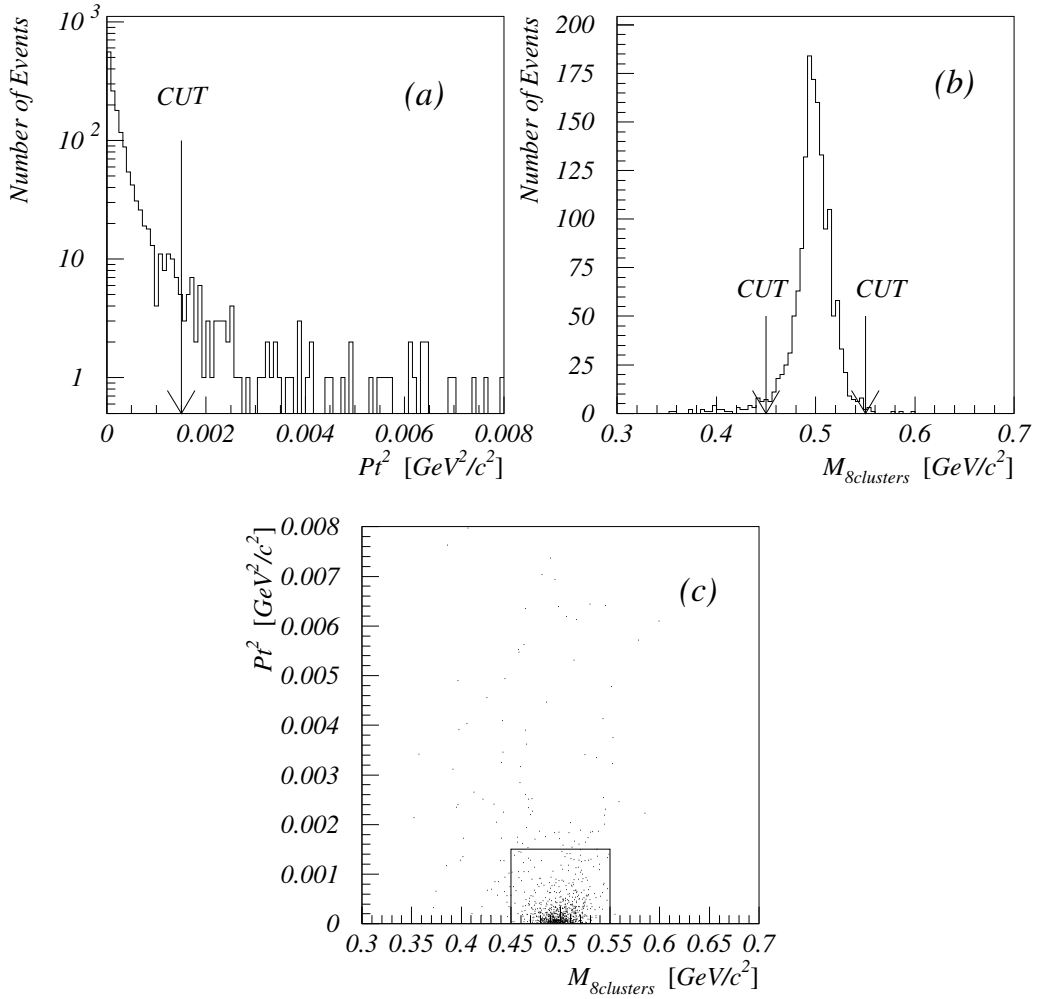

図 4.10: データによる Pt^2、$M_{8clusters}$、Pt^2 対 $M_{8clusters}$ の分布。(a)Pt^2 の分布 (b)$M_{8clusters}$ の分布。(c)Pt^2 対 $M_{8clusters}$ の分布。

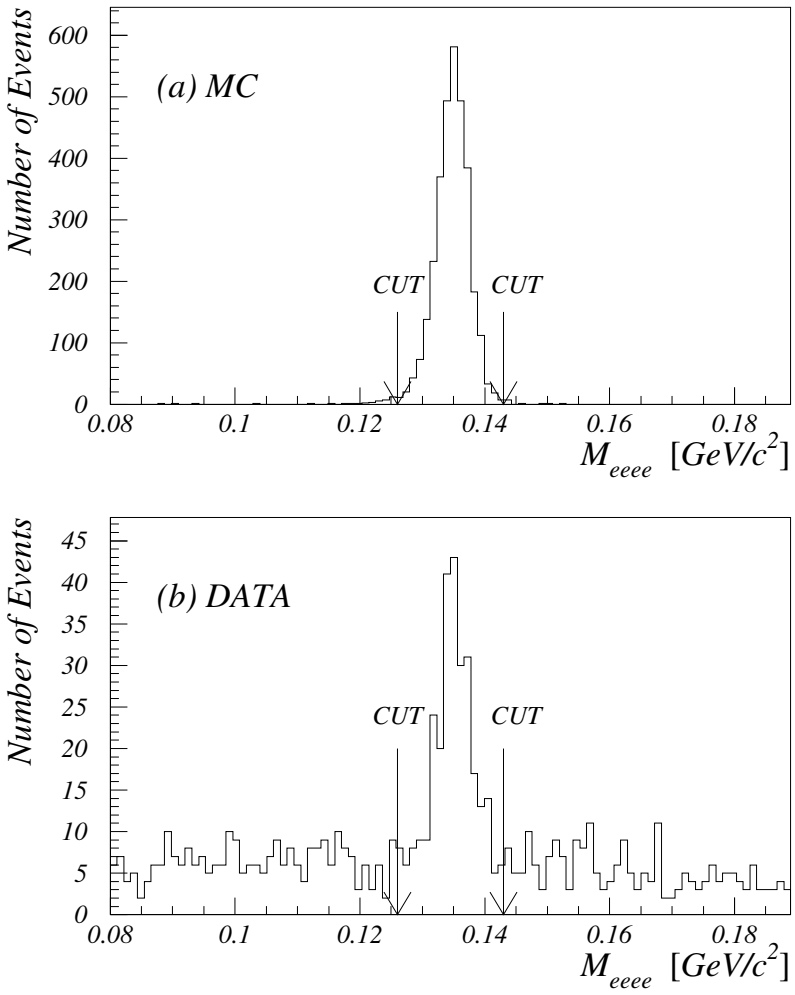

図 4.11: モンテカルロシミュレーションとデータによる 4 個の e^+e^- によって再構築された普遍質量の分布。(a) モンテカルロシミュレーションによる M_{eeee} の分布。(b) データによる M_{eeee} の分布。選択基準を矢印で示した。

4.3.2 シグナル $K_L^0 \to \pi^0\pi^0\pi^0_{DD}$ に対するバックグランドの考察

ここでは、シグナル $K_L^0 \to \pi^0\pi^0\pi^0_{DD}$ に対するバックグランドについて述べる。バックグランドとは、最終的なシグナル領域に入ってくるシグナル以外の事象のことで、その事象を排除する方法について述べる。バックグランドとなる主な事象は、

$K_L^0 \longrightarrow \pi^0\pi^0_D\pi^0_D$

$K_L^0 \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0_D$、かつ 1 つの γ 線が e^+e^- 対に変換

$K_L^0 \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$、かつ 2 つの γ 線が各々 e^+e^- 対に変換

の 3 種類の事象が考えられる。

バックグランド事象 : $K_L^0 \longrightarrow \pi^0\pi^0_D\pi^0_D$

崩壊事象 $K_L^0 \longrightarrow \pi^0\pi^0_D\pi^0_D$ の終状態は 2 組の e^+e^- 対と 4 個の γ 線からなる 8 個の粒子が存在し、シグナル $K_L^0 \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0_{DD}$ と全く同じ状態となる。そのため最も大きなバックグランドの要因となる。

終状態の粒子の種類と数は全く同じであるが、その物理的性質には各々特徴がある。例えば、シグナルの e^+e^- は全て 1 つの π^0 から来ているので、$e^+e^-e^+e^-$ で再構築した普遍質量は当然 π^0 の静止質量に近い値を示すはずであるし、バックグランドでの e^+e^- は別々の π^0 から来ているので $e^+e^-e^+e^-$ で再構築した普遍質量は全くでたらめな分布を示すはずである。また γ 線についてもシグナルでは、崩壊 $\pi^0 \to \gamma\gamma$ から来る $\gamma\gamma$ 対が 2 組存在しているが、バックグランドでは γ 線の起源は 3 個の π^0 の全てである。そのため 2 個の γ 線で再構築した普遍質量が π^0 の静止質量に近い値をとるはずである。上述の物理的性質の違いは、バックグランドを削除する上で重要な要素となる。

4 個の γ 線から同一の π^0 から来た組を見つけるために以下のような方法をとった。4 個の γ 線の中から 2 個ずつを組み合わせる方法は 6 通りある。各組み合わせについて π^0 の静止質量を仮定し、下式 4.2によって崩壊点 (Z 座標) を再構築する。

$$Z^2 = E_1E_2\frac{r_{12}^2}{M_{\pi^0}^2} \tag{4.2}$$

ここで、Z は再構築される Z 座標とカロリメータとの距離、E_1、E_2 は、各々組み合わせる 2 個の γ 線のエネルギー、r_{12} は 2 個の γ 線のカロリメータ上での距離、M_{π^0} は π^0 の静止質量を表す。(但し式 4.2には近似が含まれている。E799-I 実験は非常に高エネルギー実験なので、終状態の粒子は大きく boost される。そのため終状態の粒子の運動方向の間の開き角は一般的に非常に小さく数十 $mrad$ である。そのため終状態の粒子の運動方向ベクトルの間の角度を θ とすると、$\theta \sim \tan\theta \sim r_{12}/Z$ と近似することができる。詳しくは付録参照。) 1 つの組み合わせで得られる崩壊点の Z 座標は 2 個ずつあるので、これらの座標から $\chi^2(\chi^2_{\gamma\gamma}$ と表記する。) を計算し $\chi^2_{\gamma\gamma}$ が最小となる組み合わせを正しい組み合わせであるとした。$\chi^2_{\gamma\gamma}$ の定義は以下のように表される。

$$\chi^2_{\gamma\gamma} = \frac{(Z_1 - Z_2)^2}{dZ_1^2 + dZ_2^2}$$

ここで、Z_1、Z_2 は、各々各組み合わせで再構築された 2 個の崩壊点の Z 座標を、dZ_1、dZ_2 は、各々 Z_1、Z_2 の誤差を表す。

次に決定された 2 個の崩壊点と、荷電粒子の Track の fit から求めた崩壊点との関係を見た。シグナルであればこの 3 個の崩壊点は近い値を示すはずである。そこで再び別の χ^2 を定義し χ^2 が小さいものだけを選択した。ここで用いる χ^2 を $\chi^2_{3vertex}$ と表記することにする。$\chi^2_{3vertex}$ は、

$$\chi^2_{3vertex} = \sum_{i=1,2} \frac{(Z_{fit} - Z_i)^2}{dZ_i^2}$$

と表される。ここで、Z_{fit} は、荷電粒子の Track の fit から得られた崩壊点の Z 座標を表す。モンテカルロシミュレーションとデータによる $\chi^2_{3vertex}$ の分布を図 4.12に示す。図 4.12(a) では、モンテカルロシミュレーションによるシグナル (実線) とバックグランド (点線) を重ねて示してある。(この図ではここに含まれる事象の数で規格化して重ねた分布である。) 図 4.12(a) で分かるように、シグナルとバックグランドでは分布の形が大きく異る。バックグランドを削除するために $\chi^2_{3vertex}$ の値が 40 以下である事象を選択した。この cut によってシグナルは約 91.3% を選択することができ、バックグランドは約 45.6% 選択することになる。

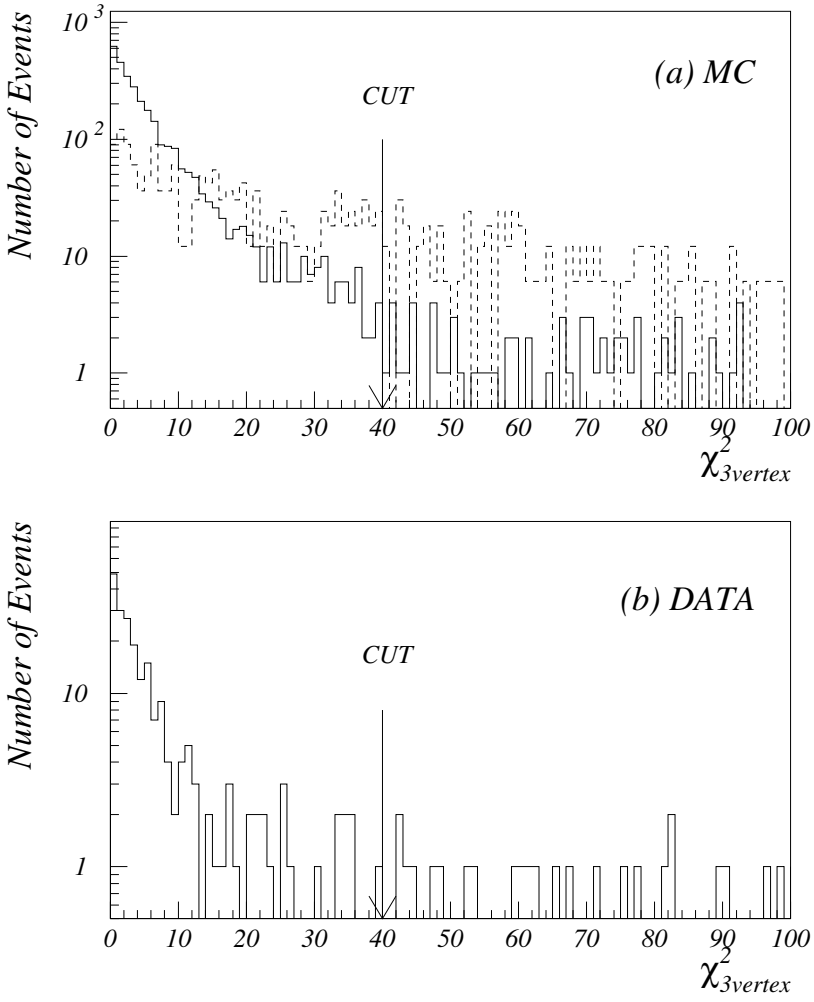

図 4.12: $\chi^2_{3vertex}$ の 分 布。(a) モンテカルロシミュレーションによるシグナル $K^0_L \to \pi^0\pi^0\pi^0_{DD}$(実線) とバックグランド $K^0_L \to \pi^0\pi^0_D\pi^0_D$(点線) の $\chi^2_{3vertex}$ の分布。(b) データによる $\chi^2_{3vertex}$ の分布。選択基準を矢印で示した。

バックグランド事象 : $K_L^0 \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi_D^0$、かつ **1** つの γ 線が e^+e^- 対に変換

崩壊事象 $K_L^0 \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi_D^0$ は終状態が、1 組の e^+e^- 対と 4 個の γ 線からなるが、γ 線の 1 個が検出器の崩壊領域の物質と相互作用して e^+e^- 対に変換されると、シグナルと同じ状態になる。

変換 $\gamma \to e^+e^-$ の確率は物質量に比例する。チェンバー 1 よりも上流で物質量が最も多い部分は、チェンバーの直前で崩壊領域の真空を遮断している窓 (以降 Vacuum Window と表記する。) の部分である。チェンバー 1 以降で変換が起こっても、Tracking の過程や、崩壊点の再構築の過程で削除される。物質量のほとんどが Vacuum Window に起因するものなので、変換 $\gamma \to e^+e^-$ の過程は Vacuum Window で起きると考えて差し支えない。Vacuum Window の物質量は、0.001577 放射長に相当するので、変換 $\gamma \to e^+e^-$ 過程の起こる確率 P は γ 線 1 個あたり、以下のようになる。

$$P = \frac{7}{9} \times 0.001577 \simeq 0.12\%$$

γ 線は質量を持たないから、変換された e^+e^- 対の開き角は非常に小さくなる。Vacuum Window で γ 線から変換された e^+e^- 対の作る Track は、チェンバー 1、2 においては分離することが困難なほどである。そのため、このバックグランド事象は Tracking の際にほとんど削除できる。

バックグランド事象 : $K_L^0 \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$、かつ **2** つの γ 線が各々 e^+e^- 対に変換

崩壊事象 $K_L^0 \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ の終状態は 6 個の γ 線から構成される。この内の 2 個の γ 線が各々 e^+e^- 対に変換されるとバックグランドとなる可能性がある。2 個の γ 線が共に Vacuum Window で e^+e^- 対に変換される確率は、

$$P = \left(\frac{7}{9} \times 0.001577\right)^2 \simeq 1.5 \times 10^{-6}$$

である。この事象に対しても崩壊事象 $K_L^0 \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi_D^0$ と同様に Tracking の過程においてほぼ削除することができる。

4.3.3 シグナルに対する選択のまとめ

ここまででシグナル領域に残ったシグナル事象 $K_L \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0_{DD}$ に対してバックグランドの考察を行った。バックグランドの主な原因となる事象は 3 つあるが、cut の結果シグナルへの寄与を考慮すべき事象は崩壊事象 $K_L \longrightarrow \pi^0\pi^0_D\pi^0_D$ のみであった。バックグランド $K_L \longrightarrow \pi^0\pi^0_D\pi^0_D$ に対する cut($\chi^2_{3vertex}$ cut) を行った結果、最終的に観測された事象は 294 事象である。

4.3.4 シグナルに対するデータとモンテカルロシミュレーションの比較

この節で述べた全ての cut によって最終的に選択されたシグナル事象について、データとモンテカルロシミュレーションの間で、再構築された量の比較を行なった。比較した量は、崩壊点の Z 座標、K_L の運動量、及び K_L の普遍質量[13]である。各々図 4.13、図 4.14、及び図 4.15に分布を示す。各図とも誤差棒 (統計誤差) で示されたヒストグラムがデータを、実線のヒストグラムがモンテカルロシミュレーションによる分布を示すものとする。また各図とも、各々の図中に含まれている事象の数で規格化し重ねている。シグナル $K_L \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0_{DD}$ は最終的に残る事象数が少ないため、ヒストグラムの各 bin における統計的な誤差は大きいが、何れの分布もモンテカルロシミュレーションがデータをよく再現している。またデータによる 4 つの e^+e^- による普遍質量 M_{eeee} の分布を図 4.16に示す。ただしこの段階においてシグナル領域には依然約 20 %[14]のバックグランドが含まれているため、普遍質量 M_{eeee} の分布に対してはデータの分布を示すのみにとどめた。普遍質量 M_{eeee} の分布に対するデータとモンテカルロシミュレーションとの比較はシグナル $K_L \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0_{DD}$ の崩壊分岐比が決定した後に行うことにする。

[13] K_L の普遍質量は選択の基準となっているため、ここで示した分布は Basic Cut で選択された事象に対する分布である。

[14] この値は解析によって後に知れる値である。

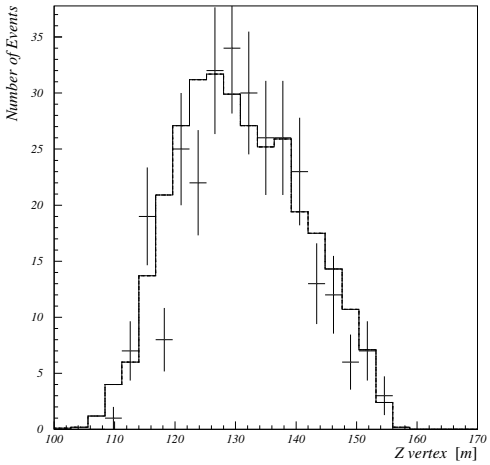

図 4.13: 再構築された崩壊点の Z 座標の分布。誤差棒で表されたヒストグラムがデータによる分布を、実線によるヒストグラムがモンテカルロシミュレーションによるシグナル $K_L \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0_{DD}$ の分布を示す。

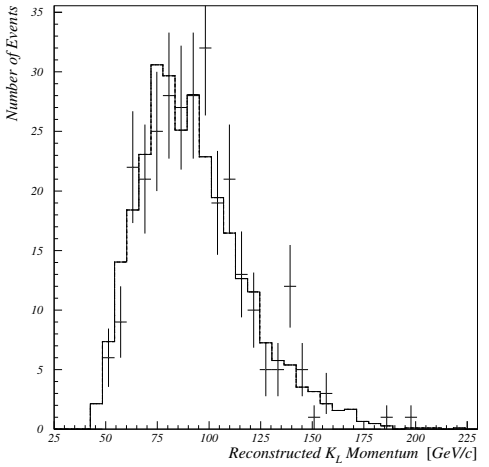

図 4.14: 再構築された K_L の運動量の分布。誤差棒で表されたヒストグラムがデータによる分布を、実線によるヒストグラムがモンテカルロシミュレーションによるシグナル $K_L \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0_{DD}$ の分布を示す。

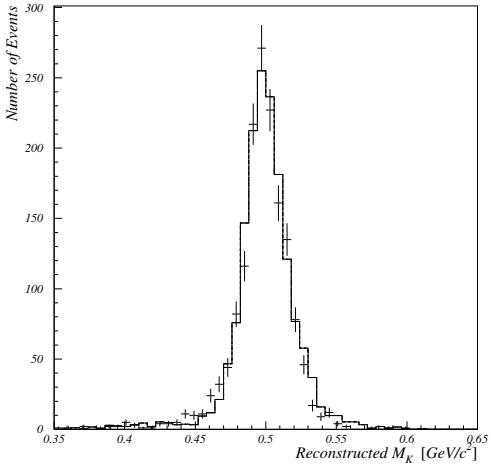

図 4.15: 再構築された K_L の普遍質量の分布。誤差棒で表されたヒストグラムがデータによる分布を、実線によるヒストグラムがモンテカルロシミュレーションによるシグナル $K_L \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0_{DD}$ の分布を示す。

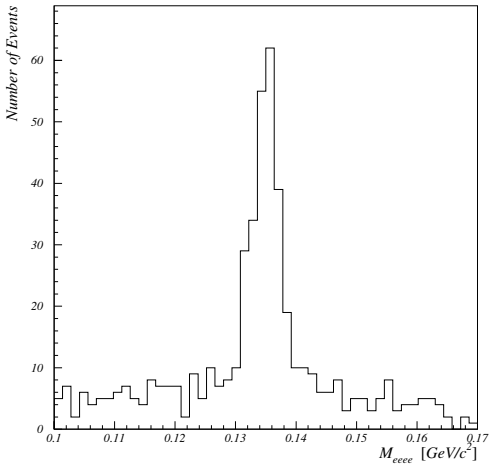

図 4.16: 再構築された 4 つの e^+e^- の普遍質量の分布。(データ)

4.4 崩壊事象 $K_L^0 \longrightarrow \pi^0\pi_D^0\pi_D^0$ の解析

崩壊事象 $K_L^0 \longrightarrow \pi^0\pi_D^0\pi_D^0$ の選択においても、シグナルと同様な手順で進めていった。選択基準による相違を出来るだけ小さくするために、基本的な Cut として、シグナルの選択で用いたの同じ Basic Cut、及び 2 次選択を行った。それらの Cut の後に残った事象について、崩壊事象 $K_L^0 \longrightarrow \pi^0\pi_D^0\pi_D^0$ に対する選択基準を決定した。

4.4.1 規格化事象に対する最終選択

Basic Cut を通った後に残る事象は、2 組の e^+e^- 対と 4 個の γ 線である。この事象に対して規格化事象の最終的なシグナル領域を決定する。

K_L から崩壊してできた 3 個の π^0 の内、2 個が $e^+e^-\gamma$ に崩壊し $(\pi^0 \to e^+e^-\gamma)$、残りの 1 個は $\gamma\gamma$ に崩壊する $(\pi^0 \to \gamma\gamma)$。2 組の e^+e^- 対と 4 個の γ 線から、上記の組み合わせを考えると 24 通りの組み合わせが可能である。正しい組み合わせの場合には、各々の粒子から再構築された 3 個の普遍質量[15] $(M_{ee\gamma}$、$M_{ee\gamma}$、$M_{\gamma\gamma})$ が、どれも π^0 の静止質量に近い値を持つはずである。このことを考慮にいれ、$M_{ee\gamma}$、$M_{ee\gamma}$、$M_{\gamma\gamma}$ の値の、π^0 の静止質量に対する、χ^2 と同義の変数 δM^2 を下式のように定義する。

$$\delta M^2(i) = \frac{(M_{ee\gamma,1}(i) - M_{\pi 0})^2}{\sigma^2_{ee\gamma,1}(i)} + \frac{(M_{ee\gamma,2}(i) - M_{\pi 0})^2}{\sigma^2_{ee\gamma,2}(i)} + \frac{(M_{\gamma\gamma}(i) - M_{\pi 0})^2}{\sigma^2_{\gamma\gamma}(i)}$$

ここで、i = 1, 2, ..., 24, $M_{ee\gamma,1}(i)$、$M_{ee\gamma,2}(i)$ は各々、$e^+e^-\gamma$ から再構築された普遍質量、$M_{\gamma\gamma}(i)$ は、$\gamma\gamma$ から再構築された普遍質量、$\sigma_{ee\gamma,1}(i)$、$\sigma_{ee\gamma,2}(i)$、$\sigma_{\gamma\gamma}(i)$ は各々、$M_{ee\gamma,1}(i)$、$M_{ee\gamma,2}(i)$、$M_{\gamma\gamma}(i)$ に対する標準偏差を表す。ただし、普遍質量に対する誤差はここでは主要な寄与はないと考えられるので $\sigma_{ee\gamma,1}(i)$、$\sigma_{ee\gamma,2}(i)$、$\sigma_{\gamma\gamma}(i)$ は再構築された普遍質量の分布の幅で置き換えた。各々、$\sigma_{ee\gamma,1}(i)$、$\sigma_{ee\gamma,2}(i)$ は $6MeV/c^2$、$\sigma_{\gamma\gamma}(i)$ は $8MeV/c^2$ とした。全ての組み合わせ (24 通り) について δM^2 を計算し、最も小さい δM^2 の値を持つ組み合わせを正しい組み合わせであると判断した。決定された組み合わせによって各々普遍質量を再構築した。図 4.17にモンテカルロシミュレーションによる普遍質量 $M_{ee\gamma}$ と $M_{\gamma\gamma}$ の分布を示す。(ただし、$M_{ee\gamma}$ に対しては 1 事象で 2 ずつのエントリーがある。)

[15] $M_{ee\gamma}$ は $e^+e^-\gamma$ から再構築された普遍質量を表し、$M_{\gamma\gamma}$ は $\gamma\gamma$ から再構築された普遍質量を表す。

δM^2 で決定された組み合わせが全て正しいとは限らないので、δM^2 の値が 20 以下である事象を選択した。図 4.18にモンテカルロシミュレーションとデータによる δM^2 の分布を示す。図 4.18(a) にはモンテカルロシミュレーションによる規格化事象 $K_L \longrightarrow \pi^0\pi^0_D\pi^0_D$ と規格化事象に対するバックグランド事象 $K_L \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0_{DD}$ の分布を重ねて示した。図 4.18(b) はデータによる分布である。

この cut によって規格化事象を約 98.0 % 選択することが出来る。データによる普遍質量 $M_{ee\gamma}$ と $M_{\gamma\gamma}$ の分布を図 4.19に示す。(ただし、$M_{ee\gamma}$ に対しては 1 事象で 2 ずつのエントリーがある。) この段階で規格化事象は 1356 事象が選択された。図 4.19の分布は、ほぼガウス分布に近い形をしており分布に裾野などが見られないことから、この分布に含まれるバックグランドは少ないと思われる。以降バックグランドの削除について述べる。

4.4.2 崩壊事象 $K^0_L \longrightarrow \pi^0\pi^0_D\pi^0_D$ に対するバックグランドの考察

崩壊事象 $K^0_L \longrightarrow \pi^0\pi^0_D\pi^0_D$ に対してのバックグランドも、シグナルの場合とほぼ同様に考えられ、以下のようなものが挙げられる。

$K^0_L \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0_{DD}$

$K^0_L \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0_D$、かつ 1 つの γ 線が e^+e^- 対に変換

$K^0_L \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$、かつ 2 つの γ 線が各々 e^+e^- 対に変換

上記の内、崩壊事象 $K^0_L \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0_D$、及び崩壊事象 $K^0_L \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ に関しては、シグナルと同じ Basic Cut を行っているので、チェンバー 1、2 における hit の情報を共有することを禁止した場合は無視できる程度である。そのため、主なバックグランドは崩壊事象 $K^0_L \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0_{DD}$ のみである。

バックグランド事象 : $K^0_L \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0_{DD}$

規格化事象に対する最終選択の選択基準ではバックグランド崩壊事象 $K^0_L \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0_{DD}$ を依然含んでいる。そこで、バックグランド $K^0_L \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0_{DD}$ の物理的特徴を用いて排

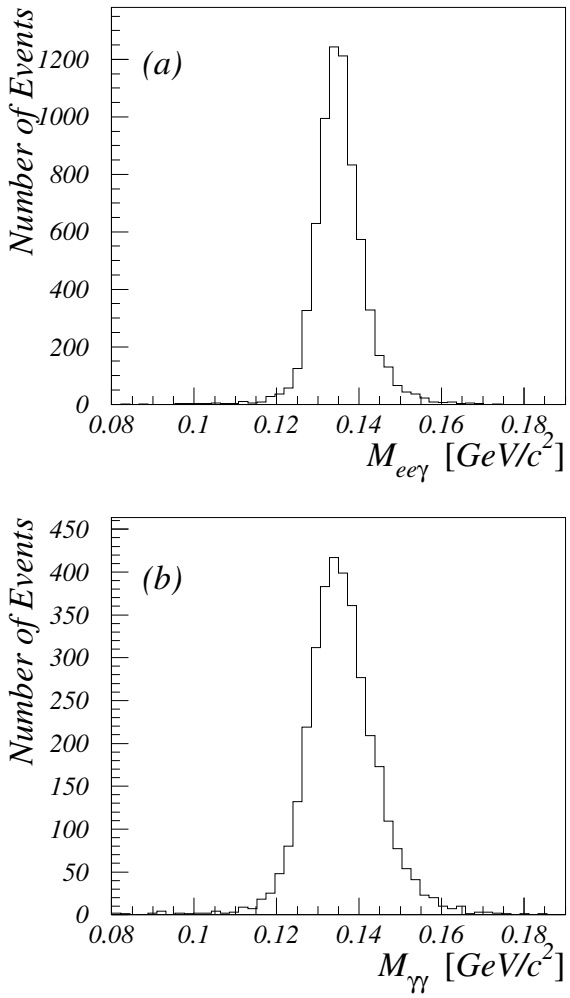

図 4.17: 規格化事象 $K_L^0 \to \pi^0\pi_D^0\pi_D^0$ の 3 個の π^0 に対応する普遍質量の分布。(a)$e^+e^-\gamma$ で再構築した普遍質量の分布。ただし $M_{e^+e^-\gamma}$ は一事象につき二つずつエントリーした。(b)$\gamma\gamma$ で再構築した普遍質量の分布。(モンテカルロシミュレーション)

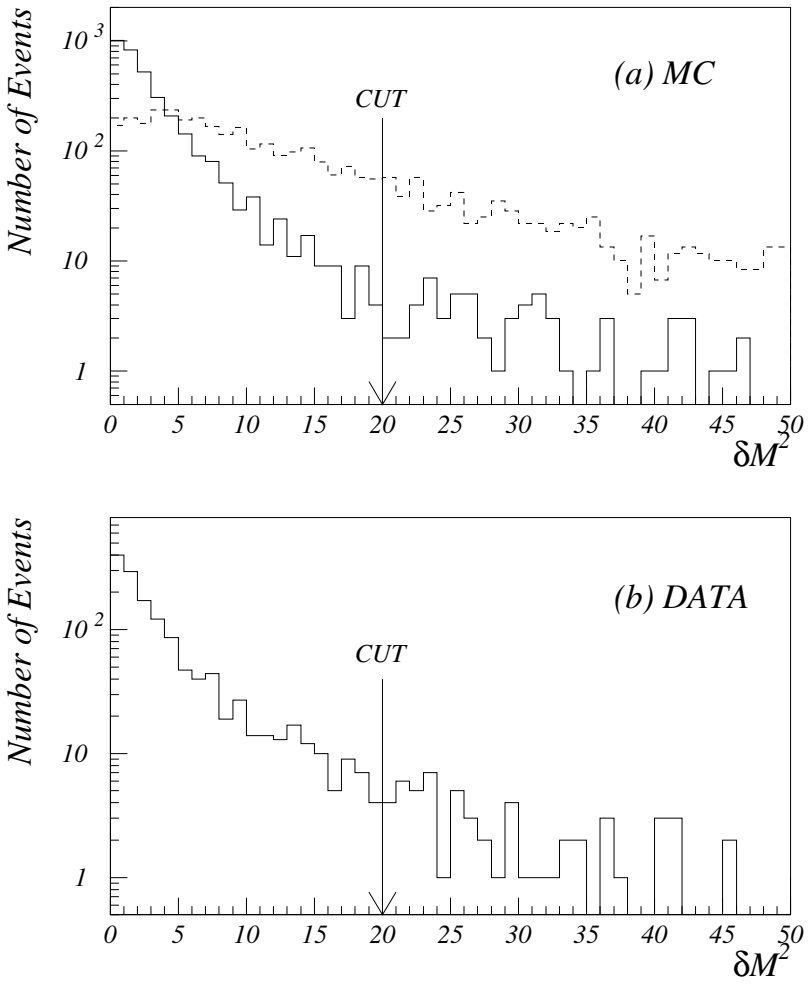

図 4.18: 最も小さい値を持つ δM^2 の分布。(a) モンテカルロシミュレーションによる δM^2 の分布。規格化事象 (実線) とバックグランド $K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0_{DD}$(点線) を重ねて示した。(b) データによる δM^2 の分布。選択基準を矢印で示した。

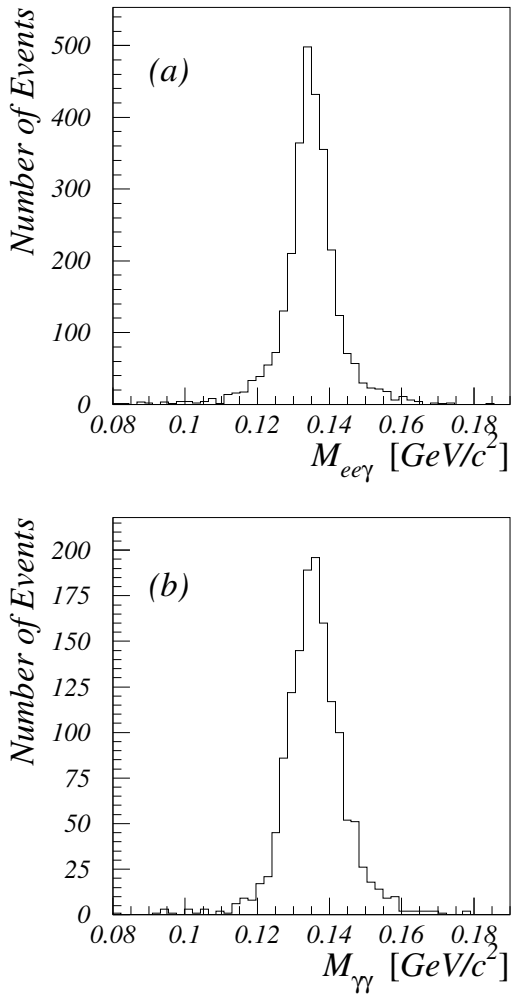

図 4.19: 規格化事象 $K_L^0 \to \pi^0\pi_D^0\pi_D^0$ の 3 個の π^0 に対応する普遍質量の分布。(a)$e^+e^-\gamma$ で再構築した普遍質量の分布。ただし $M_{e^+e^-\gamma}$ は一事象につき二つずつエントリーした。(b)$\gamma\gamma$ で再構築した普遍質量の分布。(データ)

除する。その特徴とは、終状態における 4 個の $e^+e^-e^+e^-$ が全て、1 個の π^0 から来ているということである。そのため、このバックグランドは 4 個の $e^+e^-e^+e^-$ から再構築した普遍質量 M_{eeee} が π^0 の静止質量に近い値を持つので、普遍質量 M_{eeee} に対して制限を加えることで排除することができる。δM^2 の cut を通った後の事象に対して、図 4.20モンテカルロシミュレーションとデータによる普遍質量 M_{eeee} の分布を示す。図 4.20(a) がモンテカルロシミュレーションによるバックグランドに対する分布で、この分布に対して普遍質量 M_{eeee} が $0.125GeV/c^2$ 以上、$0.145GeV/^2$ 以下の事象を削除した。図 4.20(b) がモンテカルロシミュレーションによる規格化事象に対する普遍質量 M_{eeee} の分布である。矢印で示した選択基準の間の事象を削除した。この cut で選択されるバックグランド事象はここまでに選択された事象の約 2.3%、規格化事象は約 86.7% であった。普遍質量 M_{eeee} に対する cut によってバックグランド $K_L^0 \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0_{DD}$ の大部分を削除することが出来る。

4.4.3 規格化事象に対するデータとモンテカルロシミュレーションの比較

この節で述べた全ての cut によって最終的に選択された規格化事象について、データとモンテカルロシミュレーションの間で、再構築された量の比較を行なった。比較した量は、崩壊点の Z 座標、K_L の運動量、普遍質量 $M_{ee\gamma}$、普遍質量 $M_{\gamma\gamma}$、普遍質量 M_{ee}、スペクトロメータで測定された電子 (陽電子) の運動量、カロリメータで測定された Cluster (電子 (或は陽電子)、γ 線、及び両者を合わせた分布) のエネルギー、カロリメータ上の Cluster の位置、及びカロリメータ上での個々の Cluster 間距離である。各々図 4.21から図 4.29に分布を示す。各図とも誤差棒で示されたヒストグラムがデータを、実線のヒストグラムがモンテカルロシミュレーションによる分布を示している。普遍質量 $M_{ee\gamma}$ の分布に対しては 1 事象で 2 個ずつエントリーがある。また、図中に含まれている事象の数で規格化し重ねている。

カロリメータで測定された Cluster のエネルギーや位置、及び Cluster 間距離の分布は Cluster のエネルギーや位置の再構築の過程が正しく行われているかの指標であり、

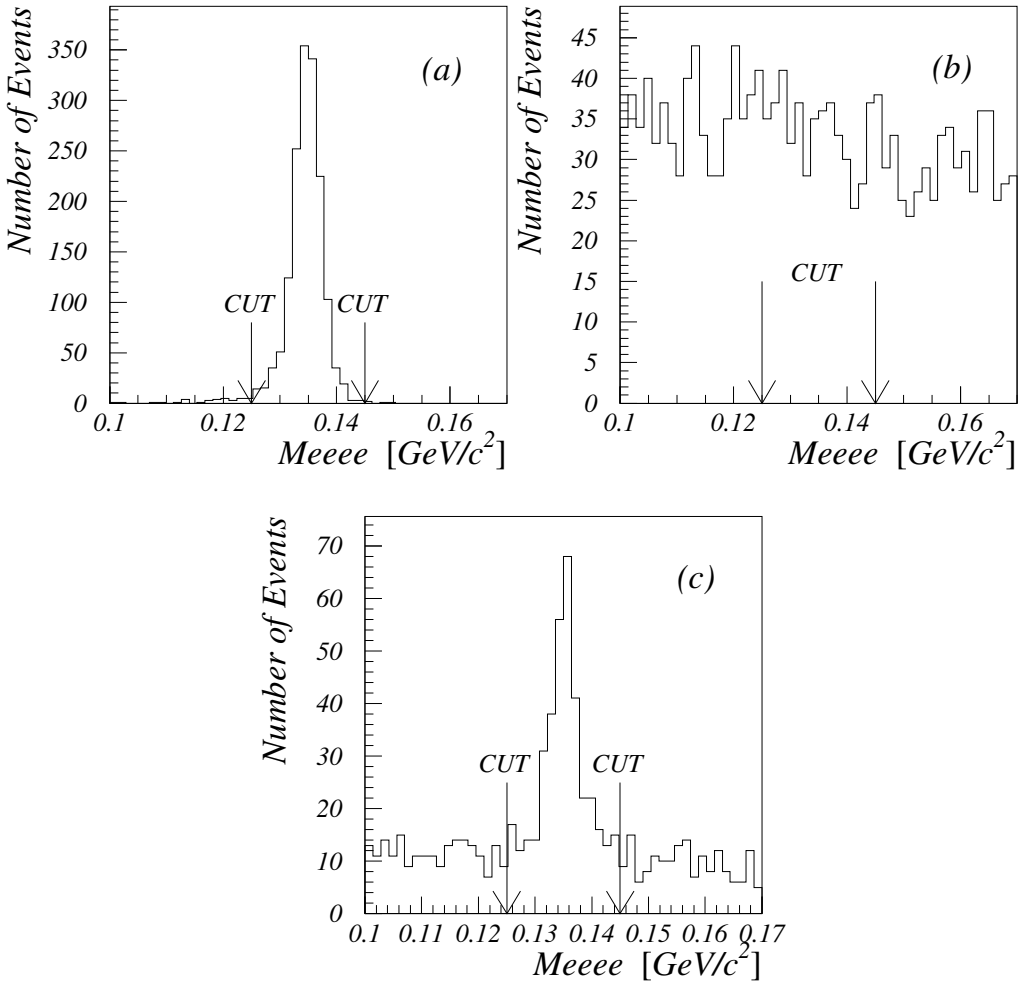

図 4.20: 普遍質量 M_{eeee} の分布。(a) モンテカルロシミュレーションによる普遍質量 M_{eeee} の分布。(バックグランド) (b) モンテカルロシミュレーションによる普遍質量 M_{eeee} の分布。(規格化事象)(c) データによる δM^2 の分布。矢印の間の事象を削除した。

またそれらの分布は観測する事象独特の分布を示すものであるから、現実の物理現象を正しく理解しているかどうかの尺度となる。何れの分布もモンテカルロシミュレーションがデータをよく再現している。従ってこれらの分布はモンテカルロシミュレーション、或はアクセプタンスの信頼度の高さを主張するものであり、今回の解析の正しさも裏付けている。

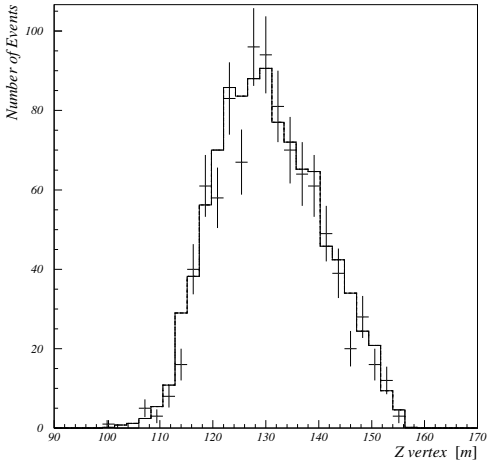

図 4.21: 再構築された崩壊点の Z 座標の分布。誤差棒で表されたヒストグラムがデータによる分布を、実線によるヒストグラムがモンテカルロシミュレーションによる規格化事象 $K_L \longrightarrow \pi^0\pi^0_D\pi^0_D$ の分布を示す。

4.5 崩壊事象 $\pi^0 \longrightarrow e^+e^-e^+e^-$ の崩壊分岐比の測定

前節までの解析で最終的に残った事象に対して、崩壊事象 $\pi^0 \longrightarrow e^+e^-e^+e^-$ の崩壊分岐比を測定する。崩壊分岐比の計算における規格化は、崩壊事象 $K^0_L \longrightarrow \pi^0\pi^0_D\pi^0_D$ によって行った。崩壊分岐比の計算は以下の式に従って行った。

$$BR(\pi^0 \to e^+e^-e^+e^-)$$
$$= BR(\pi^0 \to e^+e^-\gamma)^2 \times \frac{N_{obs}(K^0_L \to \pi^0\pi^0\pi^0_{DD}) - N_{bg}(K^0_L \to \pi^0\pi^0\pi^0_{DD})}{N_{obs}(K^0_L \to \pi^0\pi^0_D\pi^0_D) - N_{bg}(K^0_L \to \pi^0\pi^0_D\pi^0_D)}$$

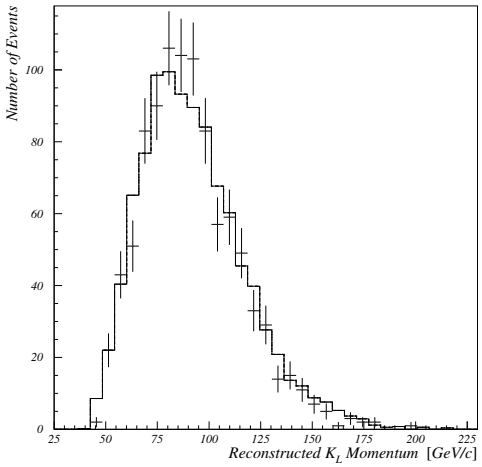

図 4.22: 再構築された K_L の運動量の分布。誤差棒で表されたヒストグラムがデータによる分布を、実線によるヒストグラムがモンテカルロシミュレーションによる規格化事象 $K_L \longrightarrow \pi^0\pi^0_D\pi^0_D$ の分布を示す。

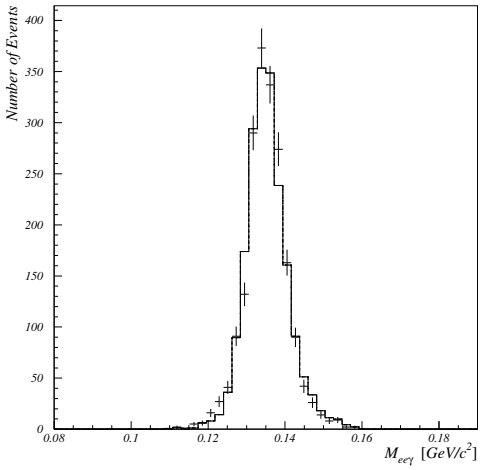

図 4.23: 再構築された $e^+e^-\gamma$ の普遍質量の分布。誤差棒で表されたヒストグラムがデータによる分布を、実線によるヒストグラムがモンテカルロシミュレーションによる規格化事象 $K_L \longrightarrow \pi^0\pi^0_D\pi^0_D$ の分布を示す。

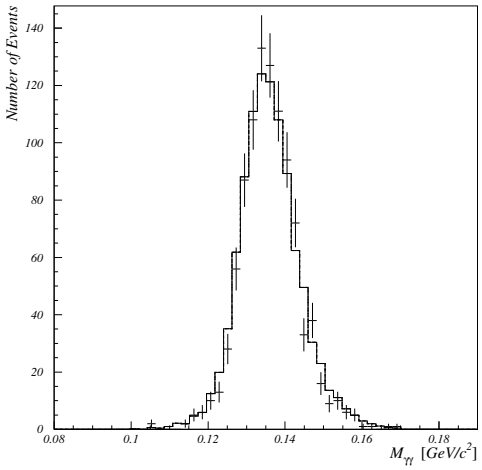

図 4.24: 再構築された $\gamma\gamma$ の普遍質量の分布。誤差棒で表されたヒストグラムがデータによる分布を、実線によるヒストグラムがモンテカルロシミュレーションによる規格化事象 $K_L \longrightarrow \pi^0\pi^0_D\pi^0_D$ の分布を示す。

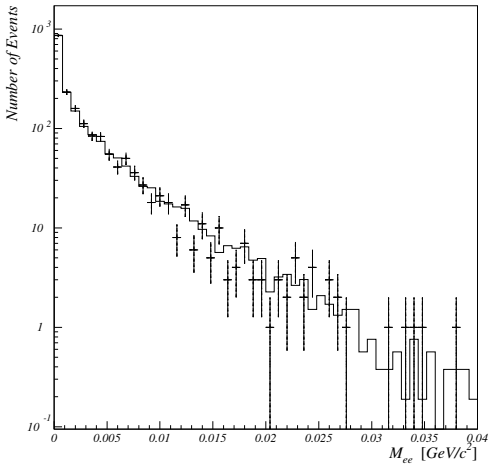

図 4.25: 再構築された e^+e^- の普遍質量の分布。誤差棒で表されたヒストグラムがデータによる分布を、実線によるヒストグラムがモンテカルロシミュレーションによる規格化事象 $K_L \longrightarrow \pi^0\pi^0_D\pi^0_D$ の分布を示す。

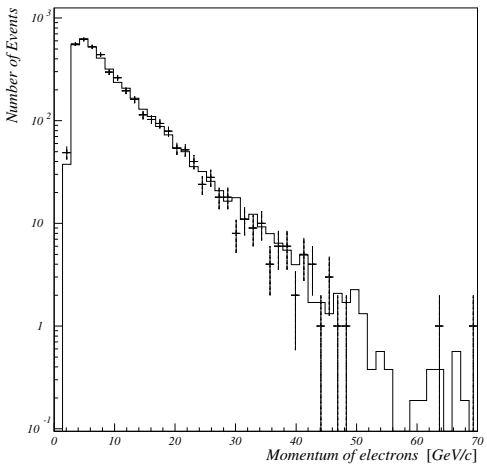

図 4.26: スペクトロメータで測定された電子 (陽電子) の運動量の分布。誤差棒で表されたヒストグラムがデータによる分布を、実線によるヒストグラムがモンテカルロシミュレーションによる規格化事象 $K_L \longrightarrow \pi^0\pi^0_D\pi^0_D$ の分布を示す。

$$\times \frac{A(K^0_L \to \pi^0\pi^0_D\pi^0_D)}{A(K^0_L \to \pi^0\pi^0\pi^0_{DD})}$$

ここで、$BR(\pi^0 \to e^+e^-e^+e^-)$ は、崩壊事象 $\pi^0 \to e^+e^-e^+e^-$ の崩壊分岐比、$BR(\pi^0 \to e^+e^-\gamma)$ は、崩壊事象 $\pi^0 \to e^+e^-\gamma$ の崩壊分岐比、$N_{obs}(K^0_L \to \pi^0\pi^0\pi^0_{DD})$、及び $N_{obs}(K^0_L \to \pi^0\pi^0_D\pi^0_D)$ は、各々シグナルと規格化事象に対して最終的な選択領域に入った事象の数、$N_{bg}(K^0_L \to \pi^0\pi^0\pi^0_{DD})$、及び $N_{bg}(K^0_L \to \pi^0\pi^0_D\pi^0_D)$ は、各々シグナルと規格化事象に対しての最終的な選択領域に入ったバックグランドの数、$A(K^0_L \to \pi^0\pi^0\pi^0_{DD})$、及び $A(K^0_L \to \pi^0\pi^0_D\pi^0_D)$ は、各々シグナルと規格化事象に対してのアクセプタンスを表す。

4.5.1 アクセプタンスの算出

アクセプタンスとは初期状態で存在している事象を、最終的に選択することができる割合を表す値である。そのためアクセプタンスは検出器の配置、種類、解析過程での選択方法等に依存する量である。検出器に対する粒子の反応というのは非常に複雑であるので、アクセプタンスの算出はモンテカルロシミュレーションに依存することになる。

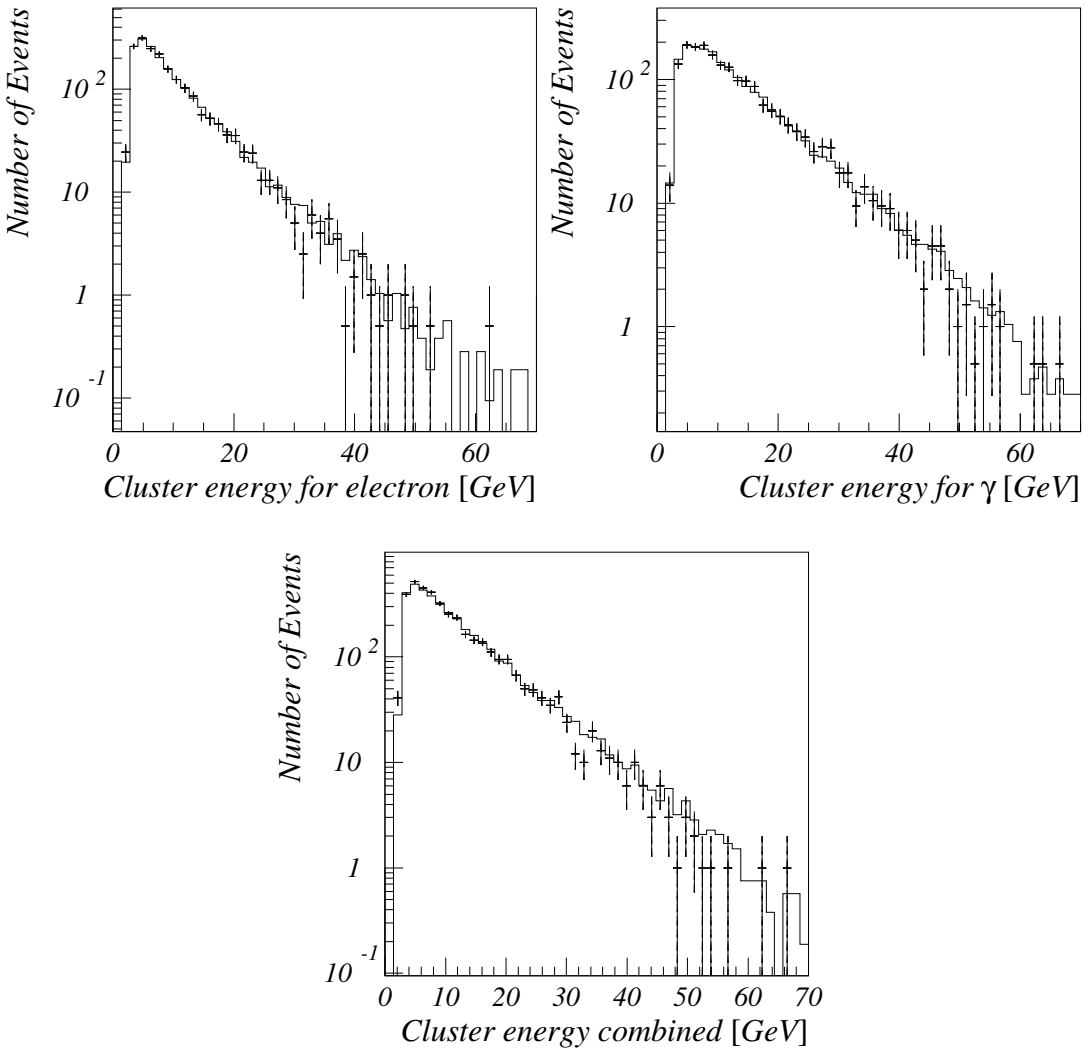

図 4.27: カロリメータで測定された Cluster のエネルギーの分布 。各々電子 (陽電子)、γ 線、電子 (陽電子) と γ 線の両者を合わせたもの。誤差棒で表されたヒストグラムがデータによる分布を、実線によるヒストグラムがモンテカルロシミュレーションによる規格化事象 $K_L \longrightarrow \pi^0\pi^0_D\pi^0_D$ の分布を示す。

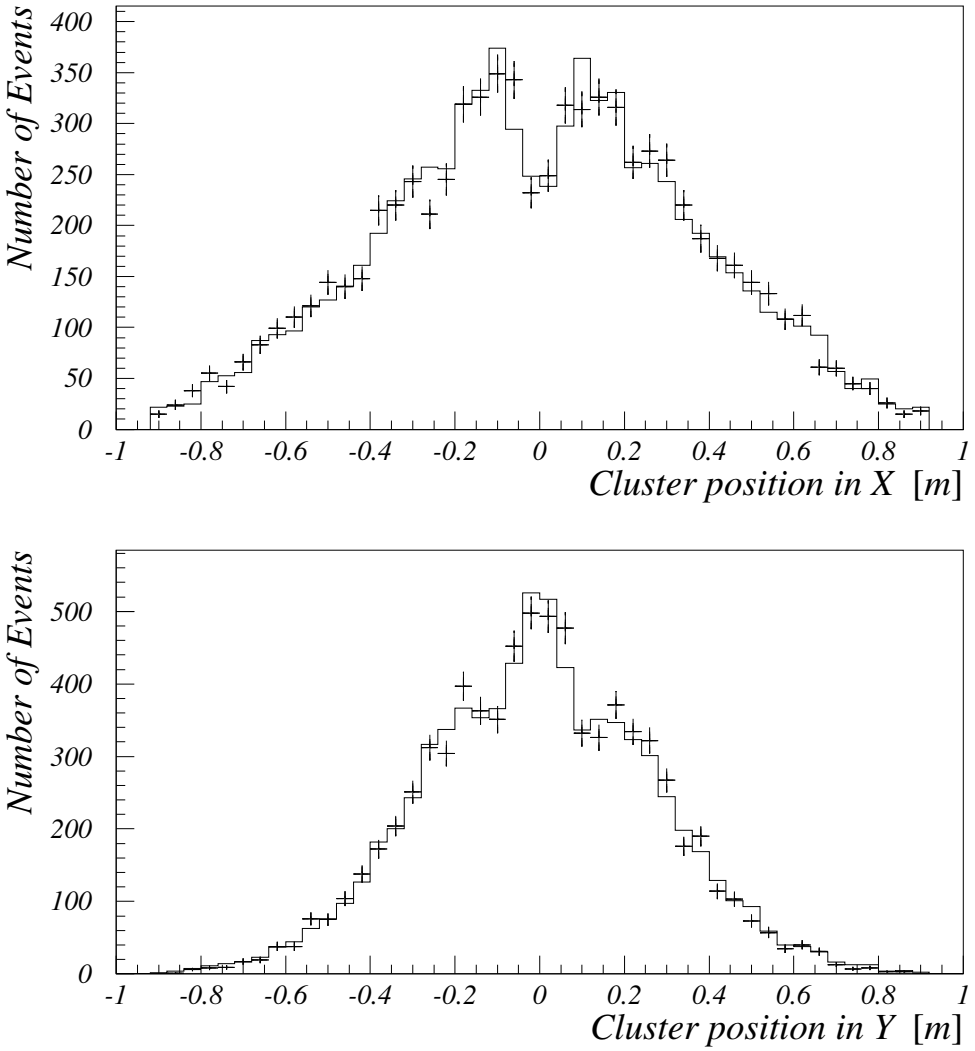

図 4.28: カロリメータ上での Cluster の位置の分布。各々 X 座標、及び Y 座標を表す。誤差棒で表されたヒストグラムがデータによる分布を、実線によるヒストグラムがモンテカルロシミュレーションによる規格化事象 $K_L \longrightarrow \pi^0\pi^0_D\pi^0_D$ の分布を示す。

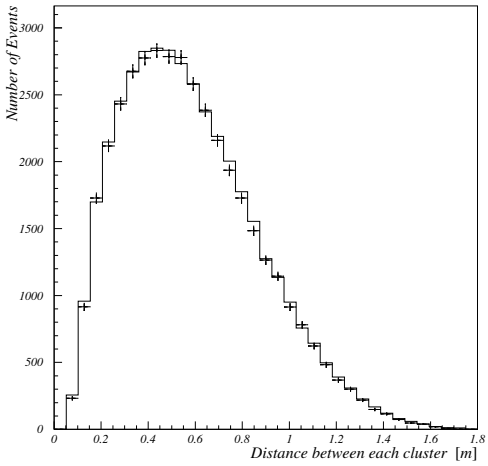

図 4.29: カロリメータ上での Cluster 間の距離の分布。誤差棒で表されたヒストグラムがデータによる分布を、実線によるヒストグラムがモンテカルロシミュレーションによる規格化事象 $K_L \longrightarrow \pi^0\pi^0_D\pi^0_D$ の分布を示す。

前節で述べた解析における cut をモンテカルロシミュレーションによる事象に対してかけ、シグナル領域に残る事象数を計数する。モンテカルロシミュレーションでは初期状態の粒子の数を知っているので、シグナル領域に残った事象数を初期状態の数で割ることによってアクセプタンスが得られる。シグナル事象と規格化事象に対して得られたアクセプタンスを以下に示す。

$$\begin{aligned} A(K^0_L \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0_{DD}) &= 4.99 \times 10^{-4} \\ A(K^0_L \longrightarrow \pi^0\pi^0_D\pi^0_D) &= 4.85 \times 10^{-4} \end{aligned}$$

4.5.2 最終的な事象数の決定

前節で最終的な選択領域に残った事象は、依然バックグランドを含んでいる。ここでは、バックグランドを考慮して最終的な事象数を決定する。

シグナル領域に含まれるバックグランドの数を評価するためには、崩壊した K_L の数

が重要な要素となる。K_L の崩壊数を用いるとバックグランドは、

$$N_{bg} = N_{K_L} \cdot A_{bg} \cdot BR_{bg} \tag{4.3}$$

として計算することが出来る。

シグナル $K_L^0 \to \pi^0\pi^0\pi^0_{DD}$ の最終事象数の決定

シグナルの最終的な選択領域中には前節での解析では削除しきれていないバックグランドが依然含まれている。バックグランドのうち崩壊事象 $K_L^0 \to \pi^0\pi^0\pi^0_D$ からの寄与と、崩壊事象 $K_L^0 \to \pi^0\pi^0\pi^0$ からの寄与は Basic Cut を行なった後では、崩壊した K_L の数を用いて計算すると、各々 約 3×10^{-2} 個、及び約 4×10^{-8} 個である。そのためシグナル領域に含まれているバックグランドは崩壊事象 $K_L^0 \to \pi^0\pi^0_D\pi^0_D$ であると考えて良い。バックグランド $K_L^0 \to \pi^0\pi^0_D\pi^0_D$ に対して 4 個の e^+e^- による普遍質量を再構築すると、シグナルの選択領域にも入ってくるが、この選択領域前後では特徴的な分布をしている。この特徴を元にシグナルの最終事象数を決定する。図 4.30にモンテカルロシミュレーションによるシグナルと規格化事象に対しての普遍質量 M_{eeee} の分布を示す。 図 4.30 (b) は規格化事象に対する普遍質量 M_{eeee} の分布である。この図から分かるように、規格化事象に対しては普遍質量 M_{eeee} はほぼ直線と見なせる。データに対する普遍質量 M_{eeee} の分布はこのバックグランドの直線からなる分布と、シグナルに対するガウス分布との重ね合わせであると考えられる。よって、シグナルの最終的な事象数を決定するために、普遍質量 M_{eeee} の分布において、直線とガウス分布を重ね合わせた関数で fit を行った。図 4.31にデータによる普遍質量 M_{eeee} の分布を示す。図 4.31では、 fit の結果も重ねて示した。図 4.31中の誤差棒は分布にたいする統計誤差である。

fit の結果、シグナル領域中で fit した直線より下にある事象数は約 53.8 ± 4.1 事象であった。選択領域中の事象数は 294 事象であったので、最終的なシグナルの事象数は、240.2 ± 4.1 事象となる。

また、これとは別にシグナル領域を除き、近傍だけを直線で fit した図を図 4.32に示す。 この結果から評価したバックグランドの数は約 51.5 ± 4.1 事象であった。

上記の 2 種類の評価によって得られたバックグランドの数は何れも評価した数の統計

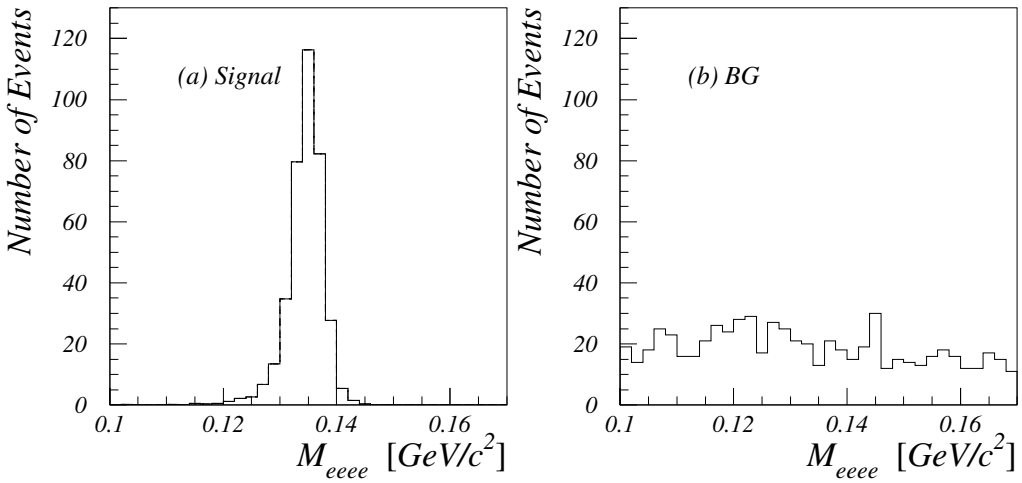

図 4.30: モンテカルロシミュレーションによる普遍質量 M_{eeee} の分布。(a) シグナルに対する M_{eeee} の分布。(b) 規格化事象に対する M_{eeee} の分布。

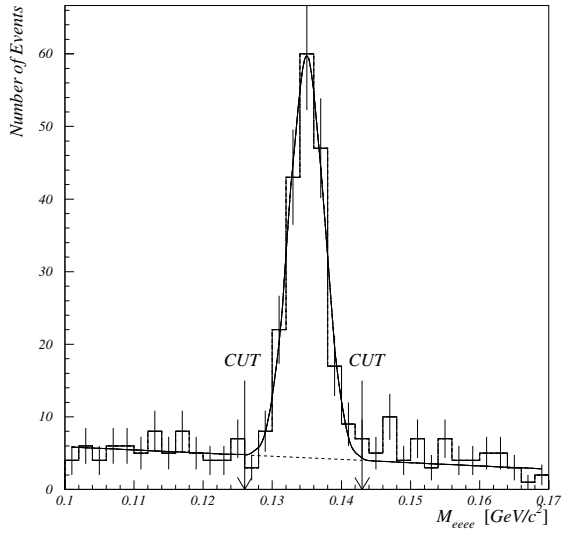

図 4.31: データによる普遍質量 M_{eeee} の分布。直線とガウス分布を重ね合わせた関数での fit の結果を重ねて示す。

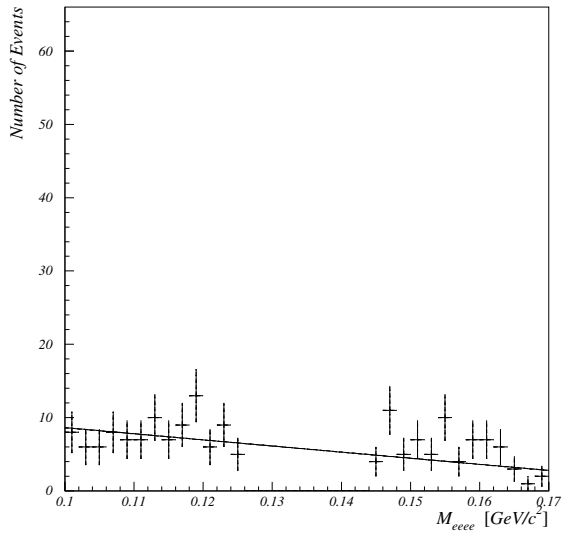

図 4.32: データによる普遍質量 M_{eeee} の分布でシグナル領域を取り除いた分布。直線で fit した結果を重ねて示す。

誤差の範囲では一致してる。よって、直線とガウス分布を重ね合わせた関数での fit の結果を用いると、シグナル領域に残った事象数は約 240.2 ± 4.1 事象であった。

規格化事象 $K_L^0 \to \pi^0\pi_D^0\pi_D^0$ の最終事象数の決定

規格化事象 $K_L^0 \to \pi^0\pi_D^0\pi_D^0$ に対してのバックグランドは崩壊事象 $K_L^0 \to \pi^0\pi^0\pi_{DD}^0$ が主なものである。規格化事象に対する最終的な選択領域に入ってくるバックグランドの数は K_L の崩壊数を用いて計算しなければならない。しかし、そのためにはバックグランド $K_L^0 \to \pi^0\pi^0\pi_{DD}^0$ の崩壊分岐比を知っている必要があるが、その値こそをここで求めようとしている訳であるから本末転倒である。そのため、この段階においては規格化事象に対するバックグランドの数を評価することはできない。以下ではこのことを考慮してシグナルの崩壊分岐比を求めることにする。

4.5.3 崩壊事象 $\pi^0 \to e^+e^-e^+e^-$ の崩壊分岐比

ここでは、シグナル、及び規格化事象についてのアクセプタンスと最終事象数 (規格化事象についてはバックグランドを含んでいる。) を用いて、崩壊事象 $\pi^0 \to e^+e^-e^+e^-$ の崩壊分岐比を算出する。シグナルに対して考慮したバックグランドは崩壊事象 $K_L \longrightarrow \pi^0\pi^0_D\pi^0_D$ のみである。

崩壊分岐比を求める式をもう一度示す。

$$BR = BR^2_{dalitz} \times \frac{(N_{sig} - BG_{sig})}{(N_{nor} - BG_{nor})} \times \frac{A_{nor}}{A_{sig}} \tag{4.4}$$

ここで、BR、BR_{dalitz} は各々シグナルの崩壊分岐比、Dalitz 崩壊 ($\pi^0 \to e^+e^-\gamma$) の崩壊分岐比を、N、BG は各々観測された事象数、バックグランドの数を、A はアクセプタンスを表し、添字 sig、nor は各々シグナル、規格化事象の量であること示すものとする。この式の中で直接評価できない量は BG_{nor} である。そこで BG_{nor} をもう少し具体的に書き表す。まず、K_L の崩壊数を N_K と表すと、

$$N_K = \frac{N_{nor}}{A_{nor} \cdot BR_{nor} + A_{bg} \cdot BR_{bg}} \tag{4.5}$$

と書き表される。ここで、BR_{nor} は崩壊事象 $K_L \to \pi^0\pi^0_D\pi^0_D$ に対する崩壊分岐比、A_{bg}、BR_{bg} は規格化事象に対するバックグランドのアクセプタンス、崩壊分岐比を表す。ただしここでは規格化事象に対するバックグランドは崩壊事象 $K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0_{DD}$ のことを指す。K_L の崩壊数 N_K を用いると BG_{nor} は、

$$BG_{nor} = N_K \times BR(3\pi^0) \times 3 \times BR \times A_{bg} \tag{4.6}$$

と書ける。$BR(3\pi^0)$ は崩壊事象 $K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$ に対する崩壊分岐比を、BR はシグナルの崩壊分岐比を表している。式 4.5、 4.6を式 4.4に代入して整理すると、シグナルの崩壊分岐比 BR は、

$$BR = \frac{P \times Q}{N_{nor} \times Q - P \times R} \tag{4.7}$$

と表される。ただし、P、Q、R は以下のように定義される。

$$P = \frac{(N_{sig} - BG_{sig}) \times BR_{dalitz} \times A_{nor}}{A_{sig}}$$

$$Q = A_{nor} \times BR_{nor}$$
$$R = 3 \times A_{bg} \times BR(3\pi^0)$$

P、Q、R は全てデータ及びモンテカルロシミュレーションから求められる数値によって定義されている。式 4.7より、崩壊事象 $\pi^0 \to e^+e^-e^+e^-$ の崩壊分岐比は、3.47×10^{-5} であった。

また、この崩壊分岐比に対する統計誤差は、シグナルによる寄与は約 7.1 %、規格化事象による寄与は約 3.2 %、両者を合わせると約 7.8 % であった。よって崩壊分岐比を $BR(\pi^0 \to e^+e^-e^+e^-)$ と表記すると、

$$BR(\pi^0 \to e^+e^-e^+e^-) = (3.47 \pm 0.27(stat.)) \times 10^{-5}$$

と表される。

4.5.4 崩壊分岐比に対する系統誤差

崩壊事象 $K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0_{DD}$ の崩壊分岐比に対する系統誤差は、様々な原因からの要素を含んでいる。主な原因となるものは、崩壊分岐比 $BR(\pi^0 \to e^+e^-\gamma)$ の誤差、解析段階での cut の基準、バックグランドを削除するときの関数の fit の誤差、モンテカルロシミュレーションの統計誤差などが挙げられる。以下でこれらの各要素に対してその系統誤差の大きさを評価する。

崩壊分岐比 $BR(\pi^0 \to e^+e^-\gamma)$ 値は、約 2.7 % の誤差を持っている。崩壊分岐比 $BR(\pi^0 \to e^+e^-e^+e^-)$ の計算においては崩壊分岐比 $BR(\pi^0 \to e^+e^-\gamma)$ の 2 乗の項が入っている。この項の誤差は、約 5.4 % となる。

アクセプタンスの不定性は、モンテカルロシミュレーションがデータを完全に再現しきれていないことに起因する。この原因に起因する誤差は、シグナルを選択していく過程での cut の基準を変えることで評価した。シグナル、及び規格化事象について、最終選択の過程での選択基準を約 1 標準偏差 (ガウス分布でない分布に対しては約 1 二乗平均) に相当する量だけ変化させた。その結果シグナルと規格化事象に共通の cut で Pt^2 に

対しては約 1.0 %、K_L の普遍質量に対しては約 0.1 %。シグナルに対する cut で 4 個の電子·陽電子の普遍質量に対しては約 3.6 %、$\chi^2_{3vertex}$ に対しては約 0.6 %。規格化事象に対する cut で δM^2 に対しては約 0.8 %、4 個の電子·陽電子の普遍質量で除外する cut に対しては約 2.0 % であった。上述の割合は何れも崩壊分岐比に対する不定性を表す。

解析における重要な過程の一つである Clustering において Hardware Clustering を用いたが、Software Clustering を用いた場合はシグナルにバックグランドが重なりやすくなる。この種の事象に対しても物理的な cut によって正しくシグナルを選べることが必要であり、cut の正当性の確認にもつながる。Software Clustering をした場合の崩壊分岐比に対する誤差は約 2.3 % であった。

シグナルに対する最終的な選択領域において、バックグランドを評価したときに直線とガウス分布の重ね合わせの関数で fit を行なった。このときの fit の誤差による崩壊分岐比 $BR(\pi^0 \to e^+e^-e^+e^-)$ の不定性への寄与は約 1.7 % であった。

モンテカルロシミュレーションによるアクセプタンスの算出の際にも統計数は有限である。そのためモンテカルロシミュレーションにおける統計数による誤差も最終的な崩壊分岐比に影響を及ぼす。アクセプタンスの統計誤差はシグナルに対して約 1.8 %、規格化事象に対しては約 1.4 % であった。

上記の全ての寄与を合わせると系統誤差は約 7.8 % であった。最終的な崩壊分岐比 $BR(\pi^0 \to e^+e^-e^+e^-)$ は以下のよう表される。

$$BR(\pi^0 \to e^+e^-e^+e^-) = (3.47 \pm 0.27(stat.) \pm 0.27(sys.)) \times 10^{-5}$$

ここで、第 2 項は統計誤差を、第 3 項は系統誤差を表す。

崩壊事象 $\pi^0 \to e^+e^-e^+e^-$ の Kroll と Wada による理論的予測値は、$BR(\pi^0 \to e^+e^-e^+e^-) = 3.47 \times 10^{-5}$ であり、今回の測定値はこの理論予測値と一致した結果が得られた。

4.5.5 シグナルに対するバックグランド数の評価の妥当性の考察

4.4.2 においてシグナルのバックグランドの数を評価した時は、データによる普遍質量 M_{eeee} の分布を直線とガウス分布を重ね合わせた関数で fit して求めた。このとき求め

たバックグランドの数が妥当なものであるかを、K_L の崩壊数を用いて確認する。

4.4.3 で求めたシグナルの崩壊分岐比を式 4.5に代入すると、

$$N_K = \text{約}2.143 \times 10^{10} \qquad [\text{個}]$$

という数が得られた。よって式 4.3によってシグナルに対するバックグランド $K_L \to \pi^0\pi^0_D\pi^0_D$ の数は、

$$BG_{sig} = \text{約}58.0 \pm 5.0 \qquad [\text{事象}]$$

となる。fit によって求めたバックグランドの数は 約 53.8 ± 4.1 事象であったので、誤差を考慮すると両者は一致していると言える。従って、普遍質量 M_{eeee} の分布を直線とガウス分布を重ね合わせた関数で fit して得られたバックグランドの数は妥当な評価であると言える。

また、規格化事象に対するバックグランドも評価することが出来る。式 4.6より、

$$BG_{nor} = \text{約}4.9 \pm 0.7 \qquad [\text{事象}]$$

と得られた。規格化事象は 975 事象観測されていたから、バックグランドを引いた最終的な数は、

$$N(K_L \to \pi^0\pi^0_D\pi^0_D) = \text{約}970.1 \pm 0.7 \qquad [\text{事象}]$$

である。

4.5.6 シグナルに対するデータとモンテカルロシミュレーションとの最終的な比較

4.3.4 においてもシグナルに対するデータとモンテカルロシミュレーションとの比較を行ったが、4.3.4 では 4 つの e^+e^- から求めた普遍質量 M_{eeee} についてはデータによる分布を示しただけであった。ここでは、今回の測定で得られたシグナルの崩壊分岐比 $BR(K_L \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0_{DD})$、及び K_L の崩壊数を用いることで、データとモンテカルロシミュレーションによる普遍質量 M_{eeee} の分布の比較を行う。

比較領域として 4.3.4 の図 4.16 と同じ領域 $0.1 < M_{eeee} < 0.17\ [GeV/c^2]$ (ここでは"比較領域"と表記することにする。) をとることにする。また、ここでは"バックグランド"と表記した場合は崩壊事象 $K_L \longrightarrow \pi^0\pi^0_D\pi^0_D$ のことを指すものとする。比較方法としては、まずモンテカルロシミュレーションによって比較領域に対するシグナルとバックグランドのアクセプタンスを求める。次に K_L の崩壊数を用い、上記アクセプタンスから実験で期待される比較領域中の事象数をシグナル、バックグランド各々について算出する。こうして得られた事象数に従って、シグナルとバックグランドの普遍質量 M_{eeee} の分布を重ね合わす。図 4.33にここで得られたシグナルとバックグランドを加えた普遍質量 M_{eeee} の分布とデータによる普遍質量 M_{eeee} の分布を重ねたものを示す。図 4.33では、実線によるヒストグラムがモンテカルロシミュレーションによる分布、誤差棒によるヒストグラムがデータによる分布を示す。 この分布からモンテカルロシミュレーションはデータを良く再現していることが分かる。よって、測定された崩壊分岐比、バックグランドの寄与やモンテカルロシミュレーションによるアクセプタンスが正しく理解されていると言える。

4.6 崩壊事象 $\pi^0 \longrightarrow e^+e^-e^+e^-$ における π^0 のパリティ

この節では崩壊事象 $\pi^0 \longrightarrow e^+e^-e^+e^-$ における π^0 のパリティを考察する。

崩壊事象 $\pi^0 \longrightarrow e^+e^-e^+e^-$ において、中間状態の仮想光子が互いに干渉しないとすると、2 組の e^+e^- の崩壊面間の角度 ϕ は以下のような式で定義される。

$$cos(\phi) = \frac{(\vec{p_1}(+) \times \vec{p_1}(-)) \cdot (\vec{p_2}(+) \times \vec{p_2}(-))}{|\vec{p_1}(+) \times \vec{p_1}(-)| \cdot |\vec{p_2}(+) \times \vec{p_2}(-)|} \tag{4.8}$$

ここで、$\vec{p_i}(-)$、$\vec{p_i}(+)$ は各々、i 番目の仮想光子からの電子、陽電子の運動量を表す。Double Dalitz 崩壊[16]での崩壊面間の角度 ϕ に対する角分布は一般的に、

$$\frac{dn(\pi^0)}{d\phi} = \alpha[1 + \beta cos(2\phi) + \gamma sin(2\phi)] \tag{4.9}$$

[16]Double Dalitz 崩壊とは、1 つの粒子が 2 つの仮想光子を通して 2 組のレプトン・反レプトン対に崩壊する事象のことである。

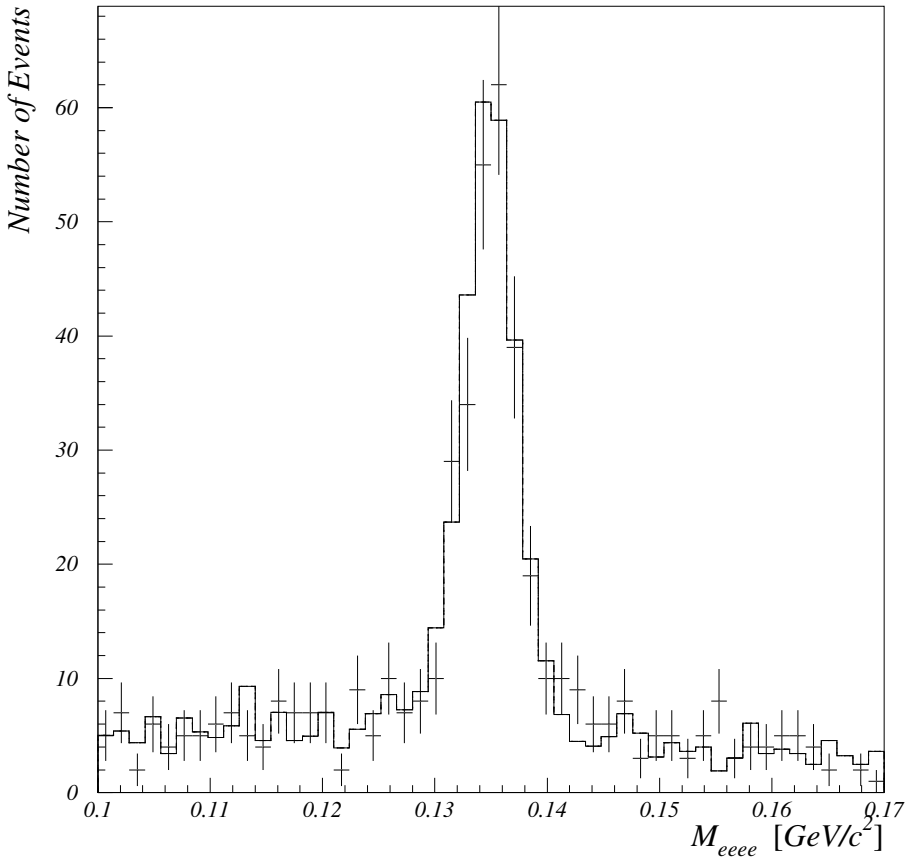

図 4.33: データとモンテカルロシミュレーションの普遍質量 M_{eeee} の分布。実線によるヒストグラムがモンテカルロシミュレーションによる分布、誤差棒によるヒストグラムがデータによる分布を示す。

と表される。ここで、α、β、γ は定数である。ϕ の範囲を $0°$ から $90°$ の間で定義すると上式は、

$$\frac{dn(\pi^0)}{d\phi} = \alpha[1 + \beta cos(2\phi)] \tag{4.10}$$

と書き直される。以下ではこの式に基づいて実際のデータから β の値を決定する。

4.6.1 ϕ 分布

ϕ に対する角分布を得るためには、1 つの仮想光子から来た e^+e^- 対を探し出さなければならない。現実には 2 つの仮想光子の間には干渉作用があるが、この効果は非常に小さく無視できるほどである。4 つの e^+e^- の中から 1 つの仮想光子から生じた e^+e^- 対を選び出す方法として、e^+e^- 対の普遍質量を用いた。1 つの仮想光子から生じた e^+e^- 対であれば、それらの普遍質量は非常に小さい値を持つはずである。2 つの e^+ と 2 つの e^- から作られる e^+e^- 対は 2 通りの取り方がある。そこで、各組み合わせにおいて e^+e^- 対の普遍質量を求める。そして 1 つの組み合わせにおいて得られた 2 つの普遍質量の積をとり、その値が小さい方の組み合わせを正しい e^+e^- 対の組み合わせであるとした。図 4.34にデータによる e^+e^- の崩壊面間の角分布を示す。 図 4.34中の誤差は各点の統計誤差である。シグナルのアクセプタンスが崩壊面間角 ϕ に依存していると角度分布を乱す原因となるため次にその考察を行う。

4.6.2 ϕ 分布に対するアクセプタンス

ここでは、シグナルに対するアクセプタンスの崩壊面間角 ϕ に依存する寄与を取り除くため、シグナルのアクセプタンスを ϕ の関数として求める。まずモンテカルロシミュレーションによってシグナルを生成した段階での ϕ 分布を求める。次に同じモンテカルロシミュレーションの事象で解析過程の全ての cut をかけ、最終的なシグナル領域に残った事象について同じく ϕ 分布を求める。上述の 2 つの分布の比が ϕ の関数としてのシグナルのアクセプタンスである。図 4.35に ϕ の関数としてシグナルのアクセプタンスを示す。 図 4.35中に示された誤差はアクセプタンスを求める際の統計誤差である。アクセプ

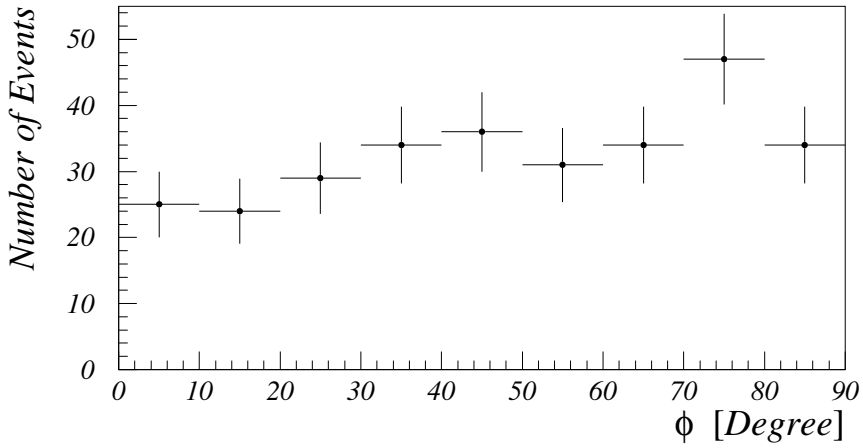

図 4.34: データによる e^+e^- 崩壊面間角度 ϕ の分布。

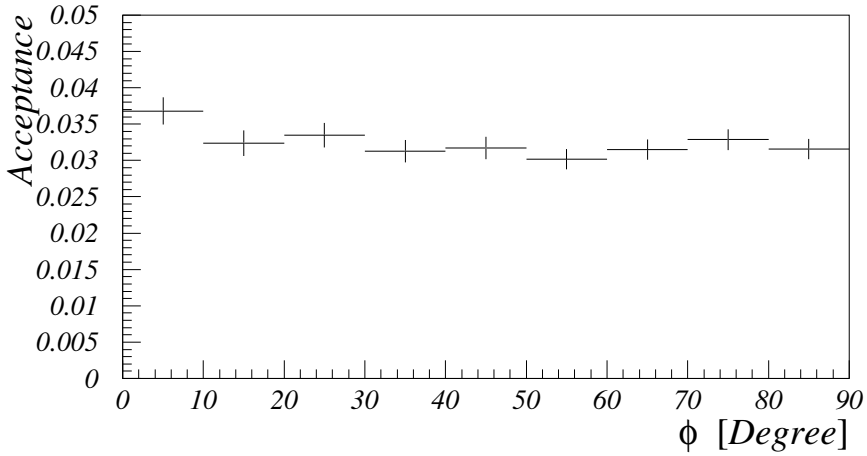

図 4.35: ϕ の関数としてのシグナルのアクセプタンス

タンスの分布は ϕ に対してほぼ一定の分布を示している。ここで求められたアクセプタンスによって角度 ϕ 毎に補正を行う。

4.6.3 中性 π 中間子のパリティ

角度 ϕ の関数として得られたシグナルのアクセプタンスを用いてデータの ϕ 分布の補正を行った。その結果を図 4.36に示す。図 4.36中の誤差は各点における統計誤差である。 また、式 4.10

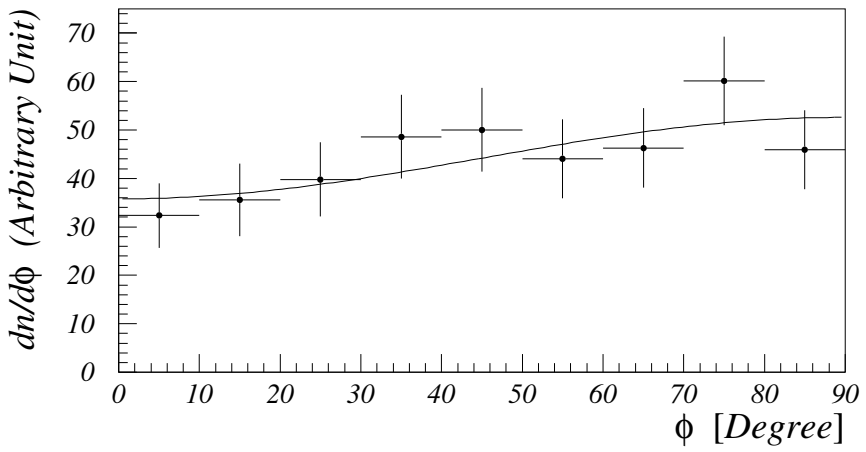

図 4.36: アクセプタンスによる補正後のデータの角度 ϕ 分布。

$$\frac{dn(\pi^0)}{d\phi} = \alpha[1 + \beta cos(2\phi)]$$

によって fit した結果を重ねて示した。fit の結果、$\chi^2 \simeq 0.5$ で β の値は、

$$\beta = -0.19 \pm 0.08$$

であった。電磁相互作用による理論予測値 (Kroll と Wada による。) はパリティを P と表すと、

$$P = \pm 1 \qquad : \qquad \beta = \pm 0.18 \qquad \text{(複合同順)}$$

である。上記の fit の結果から測定で得られた値は、理論予測値の擬スカラー $(P = -1)$ に対し約 0.13σ、スカラー $(P = +1)$ に対し約 4.6σ に相当する値が得られた。よって、今回の測定では π^0 のパリティは -1 であることを強く支持する結果が得られた。また、電磁相互作用のみを考慮して得られた理論予測値との比較から、シグナル事象 $\pi^0 \longrightarrow e^+e^-e^+e^-$ において新たな相互作用の寄与が含まれている可能性は非常に低いと言える。

第 5 章

結論

今回、米国フェルミ研究所で行われた E799-I 実験 (1991 年 10 月 $\sim$ 1992 年 1 月) において収集されたデータを用いて、π^0 の崩壊事象 $\pi^0 \longrightarrow e^+e^-e^+e^-$ (Double Dalitz 崩壊) の解析を行った。π^0 は K_L の崩壊事象 $K_L \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ からの π^0 を用いた。測定の目的は崩壊事象 $\pi^0 \longrightarrow e^+e^-e^+e^-$ の崩壊分岐比の測定、及び π^0 のパリティの測定である。上述の崩壊分岐比、及び π^0 のパリティは実験的に測定されたのは過去一度のみである。今回の測定では K_L の崩壊事象 $K_L \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ からの π^0 を用いることでバックグランドを効率よく削除することができ、また K_L の豊富な flux によって高統計のシグナルが得られた。得られた結果として、崩壊事象 $\pi^0 \longrightarrow e^+e^-e^+e^-$ の崩壊分岐比は、

$$BR(\pi^0 \to e^+e^-e^+e^-) = (3.47 \pm 0.27\ (stat.)\ \pm 0.27\ (sys.)) \times 10^{-5}$$

であった。BR($\pi^0 \to e^+e^-e^+e^-$) に対する理論予測値 (Kroll と Wada による) は $BR_{theo} = 3.47$ であり、理論予測値と一致する値が得られた。また、e^+e^- の崩壊面間角度 ϕ に対する角度分布を関数 $dn/d\phi = \alpha(1 + \beta cos2\phi)$ で fit することによって得られた結果は、$\chi^2 \simeq 0.5$ で

$$\beta = -0.19 \pm 0.08$$

であった。β の理論予測値 (Kroll と Wada による) は、擬スカラーに対して -0.18、スカラーに対して 0.18 である。よって上記の結果は、擬スカラーに対して約 0.13σ、スカラーに対して約 4.6σ に相当する値が得られた。この結果は π^0 のパリティが -1 であることを

強く支持する結果である。また、電磁相互作用のみを考慮に入れた理論予測値との比較から、崩壊事象 $\pi^0 \longrightarrow e^+e^-e^+e^-$ において新たな相互作用の寄与が含まれている可能性は非常に低いと言える。

付録 A

中性 π 中間子のパリティについて

この章では、π^0 の intrinsic parity (内部パリティ) について述べる。π^0 が 2 個の γ 線に崩壊する事象、

$$\pi^0 \longrightarrow \gamma + \gamma$$

によって π^0 のパリティが測定出来るということを最初に指摘したのは Yang[6] であった。そこでまず π^0 の崩壊事象 $\pi^0 \longrightarrow \gamma + \gamma$ から考察を始める。π^0 の静止系においては 2 個の γ 線は 180° 正反対の方向に放出される。この軸を Z 軸にとることにする。1 個の γ 線の波動関数を ψ として、Z 軸での運動方向を下付きの添字 +、- で表し、γ 線の偏光状態右巻き、左巻きを上付きの添字 R、L で表すことにする。この方式に従うと Z 軸方向正の向きに進む右巻きの γ 線は ψ_+^R、Z 軸方向負の向きに進む左巻きの γ 線は ψ_-^L と表すことが出来る。π^0 のスピンは 0 であるから 2 個の γ 線の組み合わせは、$\psi_+^R\psi_-^R$、或いは $\psi_+^L\psi_-^L$ の二通りである。従って、2 個の γ 線の組み合わせでの波動関数を $\psi_{\gamma\gamma}$ と表記すると、

$$J^P = 0^+ \quad : \quad \psi_{\gamma\gamma} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_+^R\psi_-^R + \psi_+^L\psi_-^L) \tag{A.1}$$

$$J^P = 0^- \quad : \quad \psi_{\gamma\gamma} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_+^R\psi_-^R - \psi_+^L\psi_-^L) \tag{A.2}$$

上記の 2 種類の状態が考えられる。この 2 つの状態を区別するには、γ 線の偏光状態を測定すれば良いのだが、式 A.1、 A.2を見ると分かるようにこのままの状態では識別は出来ない。

そこで、円偏光を平面偏光成分で分解する。右巻き、左巻きの円偏光は各々以下のように平面偏光成分で書き表される。

$$\psi^R = -\frac{1}{\sqrt{2}}(\psi^x + i\psi^y) \tag{A.3}$$

$$\psi^L = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi^x - i\psi^y) \tag{A.4}$$

ここで、ψ^x は電場ベクトルが、X-Z 面に平面偏光した γ 線の波動関数で、ψ^y は電場ベクトルが、Y-Z 面に平面偏光した γ 線の波動関数である。式 A.3、A.4を式 A.1、A.2に代入すると、

$$J^P = 0^+ \ : \ \psi_{\gamma\gamma} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_+^x\psi_-^x - \psi_+^y\psi_-^y) \tag{A.5}$$

$$J^P = 0^- \ : \ \psi_{\gamma\gamma} = -\frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_+^x\psi_-^y + \psi_+^y\psi_-^x) \tag{A.6}$$

と書ける。従って、2 個の γ 線の平面偏光状態を測定することで 0^+ と 0^- の区別が出来る。

ところが、高エネルギーの γ 線は平面偏光を測定するのは不可能である。$\pi^0 \to \gamma+\gamma$ 崩壊では、π^0 の静止系においてでも、1 個の γ 線の持つエネルギーは約 67.5 MeV と高いエネルギーを持っている。このため、γ 線の偏光は直接には測定できないので、γ 線が内部転換して、e^+e^- 対に変換された事象を扱う。π^0 の 2 個の γ 線の内の 1 個が内部転換する事象を Dalitz 崩壊と言い、2 個とも内部転換する事象を Dluble Dalitz 崩壊と呼ぶ。γ 線の平面偏光方向は電場の向きであるから、内部転換で生ずる e^+e^- 対の成す面は電場の向き、すなわち γ 線の偏光方向に並行に出易い。そのため Double Dalitz 崩壊において 2 つの e^+e^- 面のなす角の相関を見ることで、π^0 からの γ 線の偏光方向を調べることが出来、π^0 の intrinsic parity を測定するこが出来る。

付録 B

CP 非保存について

物理学においては、現象の理解の助けのために様々な対称性が、その現象中に見い出されてきた。その対称性の中によく知られたものとして、空間反転変換や荷電共役変換に対する対称性がある。これらの変換に対して、重力、電磁力、強い相互作用は対称性を持つと考えられている。CP 変換とはこれら両変換を同時に施す変換である。弱い相互作用は、C 変換、P 変換単独では対称性をもたないが、CP 変換に対しては良い対称性を持つと考えられていた。しかし、1964 年に V.L.Fitch、J.W.Cronin らによって、その対称性が弱い相互作用において破れていることが発見された。この章では主に中性 K 中間子系での CP 非保存について述べる。

B.1 対称性

この節では、中性 K 中間子系における CP の議論の準備として中性 π 中間子系での対称性について述べる。

B.1.1 空間反転変換

空間反転 (パリティ) とは空間を反転させる変換を意味し、量子力学的には波動関数 $\phi(\vec{x},t)$ を $\phi(-\vec{x},t)$ に変換するものである。粒子は固有のパリティを持っており、例えば、π 中間子は -1 のパリティを持つ。

$$P \mid \pi >= - \mid \pi >$$

2 体系のパリティ $P_{1,2}$ は、次のように表される。

$$P_{1,2} = P_1 \times P_2 \times (-1)^l$$

ここで、P_i は粒子 i の固有パリティを表し、l は 2 つの相対軌道角運動量を表す。例えば、2π 系は同一粒子の 2 体系なので、ボーズ統計の要請から l は偶数でなければならない。したがって、$P_{2\pi} = +1$ となる。

$$P \mid \pi\pi >= + \mid \pi\pi >$$

B.1.2 荷電共役変換

荷電共役変換 (C パリティ) は、粒子と反粒子を入れ替える変換である。例えば、負の π^- は正の π^+ に、中性の π^0 は π^0 自身に変換される。つまり、中性の π^0 ならば C 変換の固有状態になり得る。

$$C \mid \pi^0 >= + \mid \pi^0 >$$

これは多体系についてもあてはまり、合計の電荷が 0 になるような同一粒子系は固有状態になり得る。例えば、$\pi^+\pi^-\pi^0$ の 3 体系は固有値 $+1$ を持つ固有状態である。

$$C \mid \pi^+\pi^-\pi^0 >= + \mid \pi^+\pi^-\pi^0 >$$

B.1.3 CP 変換

空間反転 (P) と荷電共役変換 (C) を同時に操作させる変換を CP 変換という。例えば、$\pi^0\pi^0$ の 2 体系は固有値 $+1$ を持つ固有状態である。

$$CP \mid \pi^0\pi^0 >= + \mid \pi^0\pi^0 >$$

B.2 中性 K 中間子

中性 K 中間子には K^0 と $\bar{K^0}$ の 2 種類があり、例えば、次のような強い相互作用で生成される。

$$\pi^- + p \to K^0 + \Lambda$$
$$\pi^- + p \to K^0 + \bar{K^0} + n$$

ストレンジネスという量子数から言えば、K^0 は $+1$ を、$\bar{K^0}$ は -1 を持つ。しかし、両者は共通の崩壊モードを持っているため、ストレンジネス以外で両者を区別する手段はない。しかも、共通のモードを中間状態として、両者 (粒子と反粒子) は互いに変換することができる。この現象は、電荷保存やバリオン数保存の制限から、中性の中間子にしか起こり得ないものである。

$$K^0 \leftrightarrow \pi^+\pi^- \leftrightarrow \bar{K^0}$$

中性 K 中間子の崩壊では弱い相互作用が媒介する。K^0 と $\bar{K^0}$ は強い相互作用における状態であるので、CP 変換については良い量子状態とは言えない。

$$CP \mid K^0 >= \mid \bar{K^0} >$$
$$CP \mid \bar{K^0} >= \mid K^0 >$$

しかし、両者の一次結合をとって K_1 と K_2 という新しい状態を作ってやると、CP 変換の良い固有状態になり得る。

$$K_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 + \bar{K^0}) \quad CP \mid K_1 >= + \mid K_1 >$$
$$K_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 - \bar{K^0}) \quad CP \mid K_2 >= - \mid K_2 >$$

この K_1 や K_2 が崩壊時の状態であるとすれば、CP 変換について異なった固有値を持つので、それぞれ 2π 系 (CP$= +1$)、3π 系 (CP$= -1$) に崩壊できる。

$$K_1 \to \pi^+\pi^-(\pi^0\pi^0)$$

$$K_2 \to \pi^+\pi^-\pi^0(\pi^0\pi^0\pi^0)$$

位相空間の大きさから考えると、K_1 の方が崩壊しやすく、それゆえに、K_1 の方が寿命が短くなる。実際に、中性 K 中間子の崩壊では寿命の長い成分と短い成分とが観測できる。

ここで、長寿命の K_2 成分を物質中に通すことを考える。K_2 は物質との相互作用の時は、強い相互作用の状態である K^0 や $\bar{K^0}$ として振舞う。K_2 には K^0 と $\bar{K^0}$ が半分ずつ含まれているが、物質との反応率は K^0 と $\bar{K^0}$ とで異なっている (一般には $\bar{K^0}$ の方が反応率は大きい) ので、物質を通過した後には、今までなかった K_1 成分が現れる。この現象を再生現象 (Regeneration) という。KTeV 実験 (E832 実験) では、この再生現象を利用して K_S のビームを作る。

ところで、弱い相互作用に関しては、パリティと C パリティが別々に破れていることが 1957 年に発見された。しかし当時は、C と P を組み合わせた CP 変換は保存されると考えられていた。図 B.1に荷電パイオンのミューオンとニュートリノへの崩壊について、P 変換、C 変換、CP 変換の様子を示す。実在する崩壊 a を中心に考える。添え字の L と R は、それぞれ左巻きと右巻きを示す。a にパリティを施したものが b である。空間を反転させるだけなので、あたかも鏡像のように見える。a に C パリティを施したものが c である。粒子と反粒子が入れ替わったことになっている。b と c は未だいずれも観測されていないので、パリティと C パリティに関しては対称性が破れている。しかし、a にパリティと C パリティとを同時に施した d は実際に存在する崩壊で、CP 変換に関しては対称性が破れていないように見える。

しかしながら、1964 年に中性 K 中間子の崩壊過程で CP 変換も破れていることが発見された。これによって今日の K_L と K_S の解釈が生まれた。これについては次で述べる。

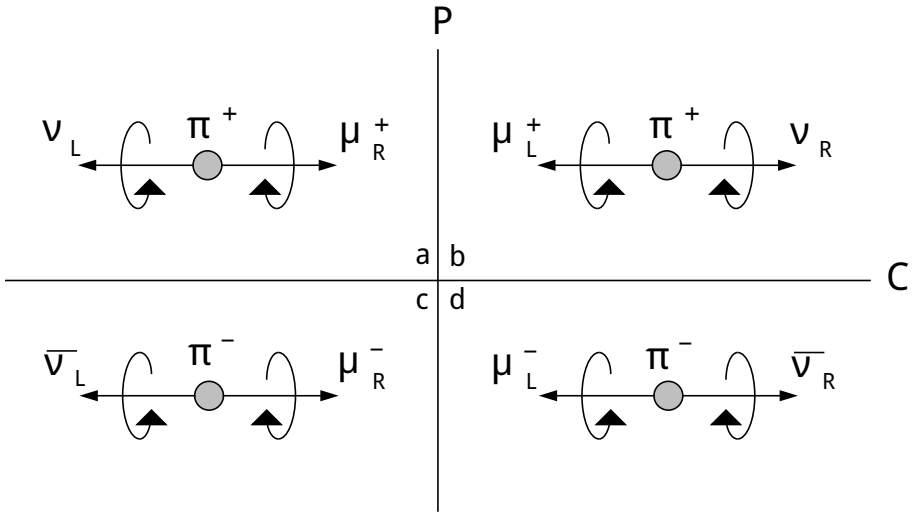

図 B.1: $\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$ における各種変換

B.3 CP 非保存

1964 年に中性 K 中間子の長寿命成分が $\pi^+\pi^-$ に崩壊することが発見され、続いて 1967 年には $\pi^0\pi^0$ に崩壊するモードも発見された。CP が保存していると、長寿命成分は決して 2π 系には崩壊できないために、このモードの発見は CP 非保存を示唆するものとなった。

K_L の 2π 系への崩壊は、K_L が K_2 成分だけでなく K_1 成分も含んでいることを意味する。つまり、K_L と K_S は次のように表される。

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

$$K_S = \frac{1}{\sqrt{1+\epsilon^2}}(K_1 + \epsilon K_2)$$

一般的には、混合パラメターは K_L と K_S とで異なって書くべきであるが、その差は CPT 非保存の大きさを表すパラメターなので、CPT 不変を前提にして、特に区別せずに ϵ と書いた。

K_L の 2π 系への崩壊には 2 つの解釈がある。まず、わずかに含まれている K_1 成分が 2π に崩壊するという解釈がある。これは、崩壊時には CP を破らないが、2 成分が混合することで CP を破っており、間接的 CP 非保存と呼ばれる。もうひとつの解釈は、K_2

成分が 2π に崩壊するという解釈で、崩壊時に CP を破ることから直接的 CP 非保存と呼ばれる。

B.3.1 間接的 CP 非保存

間接的 CP 非保存の大きさを表すパラメター ϵ は、K_L の準レプトン崩壊モードを使って実験的に決定できる。K_L は K^0 と $\bar{K^0}$ を使って、次のように表すこともできる。

$$K_L = \frac{1}{\sqrt{1+\epsilon^2}}(K_2 + \epsilon K_1) = \frac{1}{\sqrt{2(1+\epsilon^2)}}((1+\epsilon)K^0 + (1-\epsilon)\bar{K^0})$$

経験則ではあるが、$\delta Q = \delta S$ 則が成り立っている。すなわち、崩壊の前後においてストレンジネスの変化と電荷の変化が等しくなる。これに従うと、準レプトン崩壊では K^0 は $\pi^- l^+ \nu_l$ に、$\bar{K^0}$ は $\pi^+ l^- \bar{\nu_l}$ にしか崩壊しない。K_L には K^0 と $\bar{K^0}$ が $(1+\epsilon)$ 対 $(1-\epsilon)$ の比で混じっているから、K_L の $\pi^+ l^- \bar{\nu_l}$ への崩壊と $\pi^- l^+ \nu_l$ への崩壊とを観測し、その崩壊幅の非対称度を測定すれば、パラメター ϵ を決定できる。

$$\delta_l = \frac{\Gamma(\pi^- l^+ \nu_l) - \Gamma(\pi^+ l^- \bar{\nu_l})}{\Gamma(\pi^- l^+ \nu_l) + \Gamma(\pi^+ l^- \bar{\nu_l})} = (0.327 \pm 0.012) \times 10^{-2} \sim 2Re(\epsilon)$$

B.3.2 直接的 CP 非保存

直接的 CP 非保存は未だ実験的に検証されていないこともあって、理論によって扱いは様々である。代表的な理論は超弱理論と小林・益川理論で、後者は現在の標準理論の支柱となっている。

超弱理論は、δS=2 の相互作用が存在し、これが CP を破るとする。この項は質量行列にのみ現れるので、CP 非保存は混合による間接的 CP 非保存だけで、厳密に直接的 CP 非保存はないとしている。しかも、この現象が中性 K 中間子系にしか起こらないとも予言している。一方、小林・益川理論は、直接的 CP 非保存が δS=1 の相互作用を通じて起こるとし、二世代のクォーク混合を表すカビボ行列を三世代に拡張した時に虚数の位相を導入することで、自然に直接的 CP 非保存を導いている。

モード	分岐比の上限
$\pi^0 e^+ e^-$	4.3×10^{-9}
$\pi^0 \mu^+ \mu^-$	5.1×10^{-9}
$\pi^0 \nu\bar{\nu}$	5.7×10^{-5}

表 B.1: E799I 実験の最新結果

実験的に直接的 CP 非保存を探索する方法には 2 通りある。一つは直接的 CP 非保存の寄与が大きいと考えられている $K_L \to \pi^0 l^+ l^-$ モードを探す方法で、もう一つは直接的 CP 非保存のパラメター ϵ'/ϵ の値を測定する方法である。

まず、$\pi^0 l^+ l^-$ モードの探索について述べる。このモードの振幅には、次に挙げる 3 つの振幅の寄与がある

1. 2 光子交換による CP 保存の振幅

2. 1 光子交換による直接的 CP 非保存の振幅

3. K_L にわずかに含まれる K_1 成分による間接的 CP 非保存の振幅

このモードの場合、間接的 CP 非保存の大きさと直接的 CP 非保存の大きさが同じくらいであるとされており、CP 保存項は非常に小さい。ちなみに $\pi^0 \nu\bar{\nu}$ モードの場合だけは光子交換の項がなく、Z^0 交換のみが寄与するので、直接的 CP 非保存が支配的である。さらに、その分岐比も $\pi^0 e^+ e^-$ モードよりも 6 倍程度大きいとされている。直接的 CP 非保存を探索するには最も都合の良いモードであるが、実験的にはニュートリノが見えない粒子なので、崩壊後に π^0 だけが観測できるという条件は、$\pi^0\pi^0$ や $\pi^0\pi^0\pi^0$ などのモードから来るバックグラウンドが多すぎて、優れた感度で探索することは非常に難しい。

表 B.1にフェルミ研究所 E799I 実験の結果を示しておく。これを見ても分かるように、$\pi^0 \nu\bar{\nu}$ モードの感度は他の 2 つに比べると悪くなっている。

次に、直接的 CP 非保存のパラメター ϵ'/ϵ の測定について述べる。パラメター ϵ' は、

実験グループ	$Re(\epsilon'/\epsilon)$
CERN NA31	$(23 \pm 7.0)\times 10^{-4}$
FNAL E731	$(7.4 \pm 5.9)\times 10^{-4}$

表 B.2: 直接的 CP 非保存パラメター $Re(\epsilon'/\epsilon)$ の測定値

アイソスピンが 2 の状態に遷移する振幅と 0 の状態に遷移する振幅の比で、次のように表せる。

$$\epsilon' = e^{i(\delta_2-\delta_0)}\frac{< I=2|T|K_L >}{< I=0|T|K_L >}$$

この定義に従うと、K_L と K_S が 2π 系に崩壊する時の振幅の比は、

$$\frac{A(K_L \to \pi^+\pi^-)}{A(K_S \to \pi^+\pi^-)} = \epsilon + \epsilon'$$
$$\frac{A(K_L \to \pi^0\pi^0)}{A(K_S \to \pi^0\pi^0)} = \epsilon - 2\epsilon'$$

となる。崩壊幅などの観測量は振幅の平方になるので、K_L と K_S が 2π 系に崩壊する崩壊幅の二重比をとってやれば、$Re(\epsilon'/\epsilon)$ の測定が可能になる。

$$\frac{\Gamma(K_L \to \pi^+\pi^-)/\Gamma(K_S \to \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_L \to \pi^0\pi^0)/\Gamma(K_S \to \pi^0\pi^0)} = |\frac{\epsilon+\epsilon'}{\epsilon-2\epsilon'}|^2 \sim |1+3\frac{\epsilon'}{\epsilon}|^2 \sim 1+6Re(\epsilon'/\epsilon)$$

実験的には、2 つのグループが K_L と K_S の 2π 系への崩壊モードを使って $Re(\epsilon'/\epsilon)$ の値を測定している。そして、CERN の NA31 実験が $(23 \pm 7.0) \times 10^{-4}$ という暫定的な結果を、一方フェルミ研究所の E731 実験が $(7.4 \pm 5.9)\times 10^{-4}$ という最終結果を出している。(表 B.2)

ここで注目すべきことは、NA31 グループが 0 から 3σ も離れた値を出しているのに対して、E731 グループが 0 から 1.2σ しか離れていない結果を出していることである。この精度では、はっきりと直接的 CP 非保存の有無を断定することは難しい。現在、両グループともにより精度を上げた実験として、CERN が NA48 実験を、フェルミ研究所が E832 実験を準備している。

付録 C

事象の再構築について

C.1 Matching

Matching とは、3 つの情報、X-Track、Y-Track、Cluster の位置[1]、を組み合わせることで、荷電粒子の本当の軌跡を再構築することを意味する。
Clustering を行った後に得られる情報は、X 方向、及び Y 方向各々独立に再構築された Track の情報であり、Clustering によって再構築されたカロリメータ上での Cluster の位置は、荷電粒子と中性粒子が混在していてその区別はできない。この 2 つの問題は Matching の過程を行うことによって解決することが出来る。以下に Matching の過程の概要を説明する。

Matching の過程の第 1 歩は、まず全ての X-Track と Y-Track の組合わせを考慮して、その各組み合わせで出来た 1 本の Track を、カロリメータ上に射影することである。こうして出来たカロリメータ上の Track の射影点と Cluster との距離を d と表記することにする。(図 C.1 (a) 参照。)
d が $7cm$ よりも小さくなる Track と Cluster の組合わせを次々に求めていく。この要求を満たす Cluster が 2 つ以上ある場合は最も近い Cluster を選ぶ。この時、X-Track、Y-Track、Cluster の情報は共有してはならない。d が $7cm$ 以下である要求を満たした射影

[1]Cluster の位置と記述した場合は、Cluster 中心の位置のことを指すものとする。

点と Cluster の組み合わせのことを、ここでは Pair と表記することにする。(図 C.1 (b) 参照。)

こうして、あらゆる X-Track と Y-Track の組み合わせが試される。この結果、多くの組

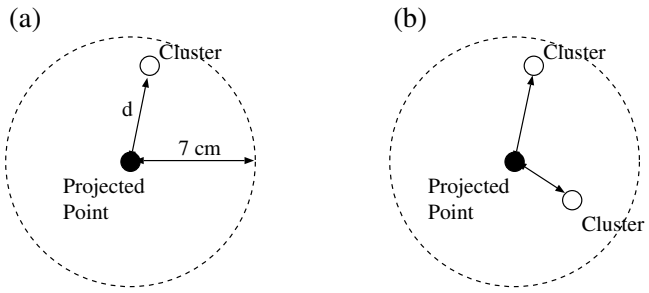

図 C.1: Matching の過程における Pair の概念図。(a)Track の射影点と $d \leq 7cm$ を満たす Cluster の概念図。(b) 射影点に対して $d \leq 7cm$ を満たす Cluster が 2 つ以上である場合の概念図。

み合わせに対して、Pair の数が最も多い場合を正しい X-Track と Y-Track の組み合わせであるとする。もし Pair の最大数が異る組み合わせにおいて同じであるものが存在した場合には、各 Pair の d の値を全て加えた値が最も小さいものを選択する。

上記の過程において、Cluster と Pair を作らずに残っている X-、Y-Track がある場合は、最終段階として以下の 2 つの過程を行う。(ここでの表記方法として、Cluster と Pair を作った X-、Y-Track を Matched-Track、Pair を作らずに残った X-、Y-Track を Unused-Track と表記することとする。) 1 つ目は、Unused-X-Track と Unused-Y-Track の組み合わせの射影点が、カロリメータの Beam Hole(中性粒子を通すための穴。) 内にある場合は、この組み合わせも Pair を形成すると考える。2 つ目は、Unused-X-Track と Matched-Y-Track の組み合わせの射影点が、カロリメータ上の Cluster に対して、d が $7cm$ より小さいという要求を満たした場合も Pair を形成すると考える。(つまり、同じ Y-Track の情報を 2 度用いる。)

C.2 4本の Track による崩壊点の fitting

ここでは 4 本の Track からの崩壊点の再構築の方法を述べる。崩壊点の再構築に際しては X-Track の上流の情報と、Y-Track の情報を用いる。fitting の方法は χ^2 を最小にするような最適化を行う。χ^2 は以下のように定義される。

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{n} \left[\left(\frac{a_x(i)Z_v + b_x - X_v}{\sigma_x(i)} \right)^2 + \left(\frac{a_y(i)Z_v + b_y - Y_v}{\sigma_y(i)} \right)^2 \right]$$

ここで、$(X_v$、Y_v、$Z_v)$ は求められた崩壊点の座標、$a_x(i)$、$a_y(i)$ は各々 i 番目の X-Track、Y-Track の傾き、$b_x(i)$、$b_y(i)$ は各々 i 番目の Track を Be 標的に射影したときの X、Y 座標を表す。$\sigma_x(i)$、$\sigma_y(i)$ は各々 i 番目の Track からの X_v、Y_v に対する標準偏差を表し、次のような式で与えられる。

$$\sigma_x(i)^2 = \sigma(a_x(i))^2 Z_v^2 + \sigma(b_x(i))^2 + 2\sigma(a_x(i), b_x(i))Z_v$$

$$\sigma_y(i)^2 = \sigma(a_y(i))^2 Z_v^2 + \sigma(b_y(i))^2 + 2\sigma(a_y(i), b_y(i))Z_v$$

ここで、$\sigma(a_x(i))^2$、$\sigma(b_x(i))^2$ は各々 Track の角度と標的への射影点に関する標準偏差で、$2\sigma(a_x(i), b_x(i))$ は、Track の角度と標的への射影点との共変係数を表す。

χ^2 を最小とするものを求めるために、χ^2 を X_v、Y_v、Z_v で偏微分すると、

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial X_v} = 2\sum_{i=1}^{n} \frac{X_v - a_x(i)Z_v - b_x(i)}{\sigma_x(i)^2}$$

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial Y_v} = 2\sum_{i=1}^{n} \frac{Y_v - a_y(i)Z_v - b_y(i)}{\sigma_y(i)^2}$$

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial Z_v} = 2\sum_{i=1}^{n} \left[\frac{a_x(i)(a_x(i)Z_v + b_x(i) - X_v)}{\sigma_x(i)^2} + \frac{a_y(i)(a_y(i)Z_v + b_y(i) - Y_v)}{\sigma_y(i)^2} \right]$$

という結果が得られる。ただし、最後の式で $\sigma_x(i)$、$\sigma_y(i)$ は定数であるとした。上式で左辺を 0 とすると以下の結果が得られる。

$$X_v = \sum_{i=1}^{n} \frac{a_x(i)Z_v + b_x(i)}{\sigma_x(i)^2} \Big/ \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{\sigma_x(i)^2}$$

$$Y_v = \sum_{i=1}^{n} \frac{a_y(i)Z_v + b_y(i)}{\sigma_y(i)^2} \Big/ \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{\sigma_y(i)^2}$$

$$Z_v = \sum_{i=1}^{n} \left[\frac{a_x(i)X_v - a_x(i)b_x(i)}{\sigma_x(i)^2} + \frac{a_y(i)Y_v - a_y(i)b_y(i)}{\sigma_y(i)^2} \right] / \sum_{i=1}^{n} \left[\frac{a_x(i)^2}{\sigma_x(i)^2} + \frac{a_y(i)^2}{\sigma_y(i)^2} \right]$$

これらの式は線型ではないので解析的には解けない。そのためにまず、Z_v を仮定し X_v、Y_v、Z_v を求める。次にその X_v、Y_v、Z_v を用いて再び計算するといった数値計算を用いて、最小の χ^2 を持つ崩壊点の座標を求める。

C.3 VA0 Cut

ここでは光子ベトーカウンター (VA0) によるバックグランドの削除方法を説明する。ここではその cut を VA0 cut と呼ぶことにする。図 C.2に VA0 cut を行う前の崩壊点の座標分布を示す。実線がデータ、点線がモンテカルロシミュレーションによる分布を示す。 図 C.2の再構築された崩壊点の Z 座標の分布で、110 m 付近にモンテカルロシミュレーションでは再現していない構造が見られる。また、データには X 座標の分布にも約 -0.06 m より小さい位置に顕著な構造が見られる。この部分が VA0 からの寄与によるものである。

VA0 検出器は Be 標的から約 $125m$ の距離にある光子のベトーカウンターで、その構造を模式的に表したのが図 C.3である。図 C.3はビームの上流から見た様子を表す。 VA0 検出器が崩壊点の座標に予測外の構造を作る理由は、VA0 検出器は当初の設計通りではなく、約 1.25 cm X 方向にずれていたためである。このため VA0 検出器に粒子が当り、そのために生成された粒子が検出領域に入ってしまうという状況が起きる。

VA0 検出器によって引き起こされた事象を削除するための方法として、荷電粒子の Track の上流部分を VA0 検出器の存在する面 (Z=125) に射影し、射影されて得られた X、Y 座標が VA0 検出器上にあるものを削除する。ただし、この方法では、VA0 検出器の下流側で崩壊した正しい事象も削除してしまうので、以下のような条件のもとで事象を選択した。

$\theta_x < 0$: $X_{VA0} > -0.05m$

$\theta_x > 0$: Cut しない。

$\theta_y < 0$: $Y_{VA0} > -0.13m$

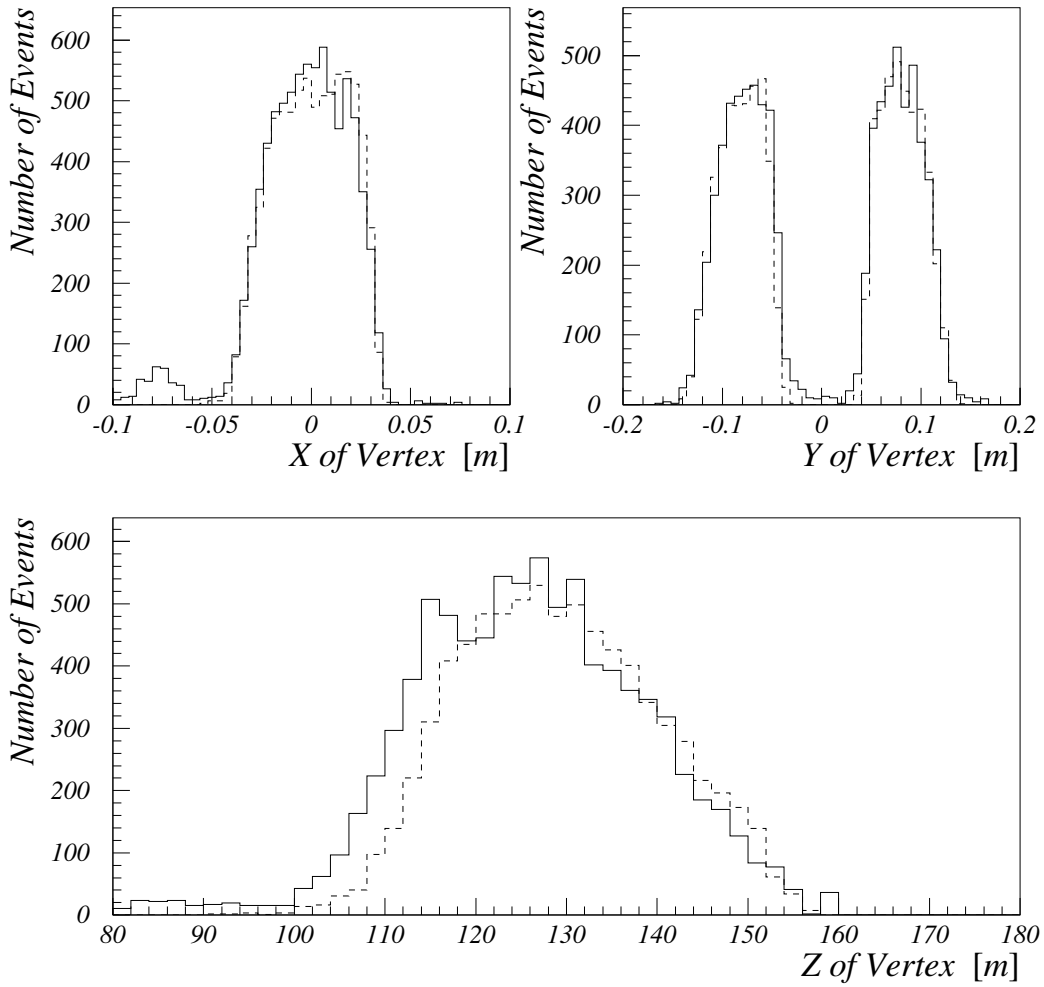

図 C.2: モンテカルロシミュレーションとデータによる崩壊点の座標の分布。実線がデータ、点線がモンテカルロシミュレーションによる分布を示す。

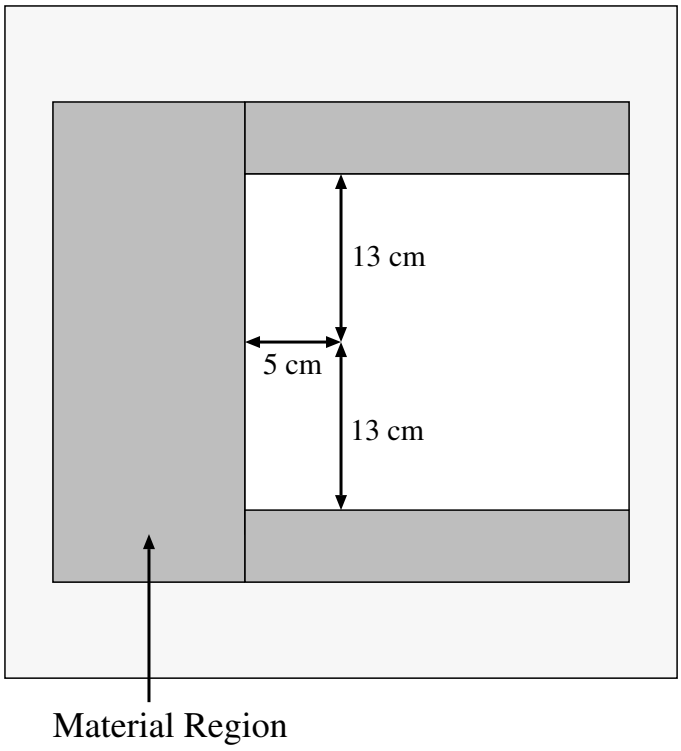

図 C.3: VA0 検出器のビーム上流から見た模式図。

$$\theta_y > 0 \ : \ Y_{VA0} < 0.13m$$

ここで、θ_x、θ_y は各々、各 Track の上流の X 方向の傾き、Y 方向の傾き、X_{VA0}、Y_{VA0} は各々、各 Track を VA0 検出器面に射影したときの射影点の X、Y 座標を表す。θ の正負に対する、X_{VA0}、Y_{VA0} の分布をデータとモンテカルロシミュレーションについて図 C.4に各々示す。図 C.4中に選択領域を矢印で示した。また、この VA0 の位置による崩壊点の cut を行った後の崩壊点の座標分布が 4.2.5 の図 4.8である。各座標とも実線がデータ、点線がモンテカルロシミュレーションによる分布を示しており、VA0 Cut を行った後は、モンテカルロシミュレーションがデータを良く再現していることが分かる。

C.4 γ 線による普遍質量の再構築

E799-I 実験は非常に高エネルギー実験であるため、終状態の粒子は大きく boost される。そのため終状態の粒子の運動方向の間の開き角は一般的に小さく数十 $mrad$ の程度である。

普遍質量を求める際には 4 元運動量の保存式を用いる。

$$M^2 = E^2 - \vec{P}^2 \tag{C.1}$$

ここで、M は再構築される普遍質量、E、$\vec{P}$ は各々粒子のエネルギー、運動量を表す。粒子が複数個ある場合はエネルギー及び運動量は全ての粒子の和となる。式 C.1を変形すると、

$$M^2 = \sum_i m_i^2 + 2\sum_{i<j} E_i E_j - 2\sum_{i<j} P_i P_j \cos\theta_{ij} \tag{C.2}$$

m は終状態の粒子の静止質量、θ は各粒子の運動方向のベクトル間の角度を表す。また、式 C.2で和は関連する粒子全てについての和をとる。本実験においては一般的に終状態の粒子の運動量は、その粒子の静止質量に比べ非常に大きい。そのため $m/P \ll 1$ であると考えられる。このことを考慮に入れると、式 C.2の第 2 項に対して、

$$E_i E_j \ = \ \sqrt{P_i^2 + m_i^2}\sqrt{P_j^2 + m_j^2}$$

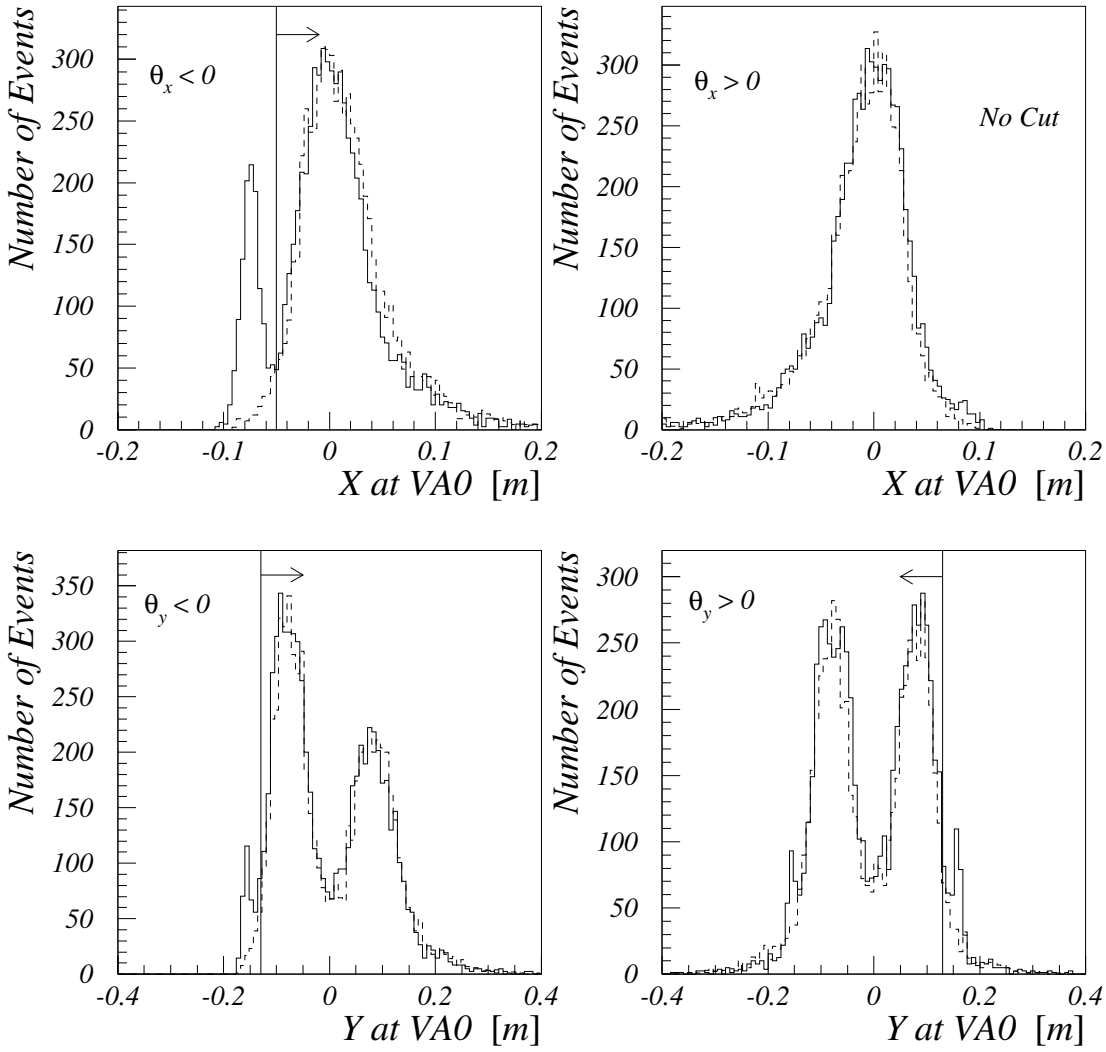

図 C.4: VA0 検出器上への Track の射影点の分布。実線によるヒストグラムがデータ、点線によるヒストグラムがモンテカルロシミュレーションの分布を示す。

$$\simeq \quad P_i P_j (1 + \frac{m_i^2}{2P_i^2} + \frac{m_j^2}{2P_j^2}) \tag{C.3}$$

と書き直すことが出来る。従って、式 C.3を式 C.2に代入すると、

$$M^2 \simeq \sum_i m_i^2 + 2P_i P_j (1 - \cos\theta_{ij} + \frac{m_i^2}{2P_i^2} + \frac{m_j^2}{2P_j^2}) \tag{C.4}$$

さらに式 C.4の第 2、3 項に対して、角度 θ が小さいことを考慮に入れると、

$$\begin{aligned} 1 - \cos\theta &= 2\sin^2\theta/2 \simeq 2 \cdot \theta^2/4 = \theta^2/2 \\ &\simeq \frac{1}{2}\tan^2\theta \simeq \frac{1}{2}\frac{r^2}{Z^2} \end{aligned} \tag{C.5}$$

よって、式 C.4は、

$$M^2 \simeq \sum_i m_i^2 + P_i P_j (\frac{r_{ij}^2}{Z^2} + \frac{m_i^2}{P_i^2} + \frac{m_j^2}{P_j^2}) \tag{C.6}$$

となる。γ 線に対しては $m = 0$ と置いて、

$$M^2 \simeq 2E_i E_j \frac{r_{ij}^2}{Z^2} \tag{C.7}$$

という式が得られる。4.2.2 で用いた式は式 C.7を Z^2 について解いた式である。

謝辞

まず最初に、学部から修士過程にかけての 3 年間もの間、高エネルギー物理学の基礎から物理学全般にわたるまで多くの御指導を戴いた長島順清先生に厚くお礼申し上げます。豊富な知識に基づいた貴重な助言を数多く戴きました。また加速器を用いた大規模な実験に参加できるという貴重な機会を与えていただきましたことを心より感謝申し上げます。

山中卓先生には修士過程 2 年間の間奔放な私を暖かく見守って戴き本当に有り難う御座いました。私の稚拙な質問の数々に対して、労を厭わず熱心に御指導下さいましたことに心より感謝申し上げます。また本修士論文に対しての数多くの助言及び御指導に深く感謝申し上げます。

幅淳二先生には主にゼミやミーティングで数多く適切な御指導を戴きました。ゼミでの実践的な御指導は私にとって非常に有益なものとなりました。本当に有り難う御座いました。

瀧田正人先生には、学部 4 年生以来大変お世話になりました。夜遅くまで熱心に質問に答えて戴いたことも多くありました。心より感謝申し上げます。

羽澄昌史先生には主にミーティングなどで多くの助言を戴きました。計算機に関してもいろいろと教えて戴きました。本当に有り難う御座いました。

秘書の続木佐知子さんには事務で大変お世話になり、お忙しい中時には話し相手にもなっていただき、研究室内での生活を楽しくしていただきました。どうも有り難う御座いました。

現在 Fermi 研究所におられる中家さんには、本修士論文において多くの助言及び御指導を戴きました。心より感謝申し上げます。

博士課程在学中の花井さん、原さん、辰巳さん、八木さん、川崎さん、花垣さん、山口さん、及び昨年就職されました足立さん、辻さんには、実験、理論のあらゆる面にわたって我々のよき相談相手となっていただきました。時には、先輩方の仕事の手を止めてしまったりしたこともありましたが、快く教えていただきました。本当にありがとうございました。

修士課程2年の貞本君、千代君は良き談相手となってくれました。また同学年ということで何かと迷惑をかけたことと思います。この機会にお礼とお詫びを兼ねさせて戴きます。どうも有り難う御座いました。

修士課程1年の草野君、十河君、住澤君、竹貝君、日高君、及び、4年生の方々には良い先輩であったとは思えませんが私にとっては楽しい研究室生活となりました。有り難う御座いました。

最後になりましたが、研究室技官の金子博之氏、及び回路室、計算機室をはじめ原子核実験グループの方々、またFermi研究所滞在中お世話になった方々、及びその他お世話になった方々にこの場を借りてお礼申し上げます。

参考文献

[1] R.Plano *et al.*,Phys. Rev. Lett. **3** , 525 (1959)

[2] N.M.Kroll and W.Wada,phis. Rev. **98** ,1355 (1955)

[3] J.Bernstein, G.Feinberg, and T.D.Lee ,Phis. Rev. **139**,B1650 (1965)

[4] M.Kobayashi and T.Masukawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973)

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

[6] C.N.Yang, Phys. Rev. **77** ,242 (1950)