中性 K 中間子の崩壊

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

の探索

大阪大学大学院理学研究科物理学専攻

博士前期課程 2 年 長島研究室

十河 正典

平成 9 年 2 月 5 日

Abstract

米国フェルミ研究所で始まった KTeV(E832) 実験で、得られたデータの一部を用いて K_Lの崩壊事象 $K_L \to \pi^+\pi^-e^+e^-$を探索した。観測された 1 事象に対して、予想されるバックグラウンド事象は 0.15 事象であった。その結果崩壊分岐比の上限値 2.79×10^{-6} (90 % Confidence Level) を得た。これはデータの一部しか用いてないにもかかわらず、現在の世界記録とほぼ同じレヴェルである。全データを用いることにより崩壊事象 $K_L \to \pi^+\pi^-e^+e^-$ が観測され CP 非保存の効果が測定されると期待される。

目 次

1 イントロダクション **1**

1.1 中性 K 中間子系における CP 非保存 1

1.2 $K_L \to \pi^+\pi^-e^+e^-$ 2

2 KTeV 実験 及び 測定装置 **5**

2.1 KTeV 実験の概要 5

2.2 中性 K 中間子ビーム 7

2.3 測定装置 7

2.3.1 荷電粒子スペクトロメータ 7

2.3.2 電磁カロリメータ 8

2.3.3 光子ベトーシステム 8

2.3.4 トリガーホドスコープ 10

2.4 トリガー 10

2.4.1 2 電子トリガー 10

3 モンテカルロ シミュレーション **12**

3.1 モンテカルロシミュレーションの概要 12

4 $K_L^0 \to \pi^+\pi^-e^+e^-$ 事象の解析 **14**

4.1 解析に使用したデータ 14

4.2 事象の再構築 14

4.2.1 トラックの再構築 15

4.2.2 クラスターの再構築 16
4.2.3 K_L バーテックスの再構築と Matching 16
4.2.4 粒子種類の同定 (E/P) 18
4.2.5 光子の数 18
4.2.6 バックグラウンドを削除するための cut 21
4.3 シグナル事象の選択 22
4.3.1 シグナル領域 22

5 $K_L^0 \to \pi^+\pi^-\pi_D^0$ 事象の解析 27
5.1 規格化事象の解析 27
5.2 規格化事象の選択 28
5.2.1 π^0事象の選択 28
5.2.2 シグナル領域 30
5.3 崩壊事象 $K_L \to \pi^+\pi^-\pi_D^0$に対するバックグラウンドの考察 30
5.4 最終的な $K_L \to \pi^+\pi^-\pi_D^0$の事象数と崩壊した K_Lの数 33
5.5 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 . . 34

6 分岐比の測定 37
6.1 崩壊事象 $K_L \to \pi^+\pi^-e^+e^-$に対するバックグラウンドの考察 37
6.2 分岐比 40
6.3 考察 41

7 結論 42

A CP 非保存について 43
A.1 対称性 43
A.1.1 空間反転変換 43
A.1.2 荷電共役変換 44
A.1.3 CP 変換 44

A.2 中性 K 中間子 45
A.3 CP 非保存 47
A.3.1 間接的 CP 非保存 48
A.3.2 直接的 CP 非保存 48

図 目 次

1.1 γ^* の放出過程。γ^* が e^+e^- 対に変換する。(a) 内部制動放射によるもの。(b) 双極子放射によるもの。 2

2.1 KTeV 測定装置の外観 6

2.2 CsI カロリメータの外観 9

4.1 X-track、Y-track の数の分布 (モンテカルロシミュレーション) 15

4.2 0.25GeV 以上のエネルギーのクラスターの数の分布 (モンテカルロシミュレーション) 17

4.3 E/P の分布 (a) モンテカルロシミュレーション (b) データ 19

4.4 $e^{\pm}$ の数 対 $\pi^{\pm}$中間子数 (モンテカルロシミュレーション) 20

4.5 $e^{\pm}$ の数 対 $\pi^{\pm}$中間子数 (データ) 20

4.6 トラックと Match しなかった エネルギーが 1GeV 以上のクラスターの数 (a) モンテカルロシミュレーション (b) データ 21

4.7 $K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0_D$事象のモンテカルロシミュレーションにおける光子のエネルギー分布 22

4.8 不変質量 $M_{ee\gamma}$の分布。(a) シグナルのモンテカルロシミュレーション (b) データ 23

4.9 不変質量 $M_{\pi\pi ee}$と P_t^2の分布 (シグナルのモンテカルロシミュレーション)。(a) 不変質量 $M_{\pi\pi ee}$ (b)P_t^2 (c) 不変質量 $M_{\pi\pi ee}$ 対 P_t^2 25

4.10 不変質量 $M_{\pi\pi ee}$と P_t^2の分布 (データ)。(a) 不変質量 $M_{\pi\pi ee}$ (b)P_t^2 (c) 不変質量 $M_{\pi\pi ee}$ 対 P_t^2 26

5.1 トラックと match しない エネルギーが 1GeV 以上のクラスターの数の分布。(a) 崩壊事象 $K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0_D$ のモンテカルロシミュレーション (b) データ 28
5.2 不変質量 $M_{ee\gamma}$の分布 (a) モンテカルロシミュレーション (b) データ . . 29
5.3 不変質量 $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$、P_t^2の分布 (モンテカルロシミュレーション) (a)$M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ (b)P_t^2 (c)$M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$対 P_t^2 31
5.4 不変質量 $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$、P_t^2の分布 (データ) (a)$M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ (b)P_t^2 (c)$M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$対 P_t^2 32
5.5 再構築された e^+e^-の不変質量の分布。誤差棒で表されたヒストグラムがデータの分布を、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の分布を示す 35
5.6 K_L崩壊点の分布。誤差棒で表されたヒストグラムがデータの分布を、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の分布を示す . 36

6.1 バックグラウンド事象 $K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0_D$ 事象に対する P_t^2 cut のあとの不変質量 $M_{\pi\pi ee}$の分布 (モンテカルロシミュレーション。) 38
6.2 バックグラウンド事象 $K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0_{CC}$ 事象に対する P_t^2 cut のあとの不変質量 $M_{\pi\pi ee}$の分布 (モンテカルロシミュレーション) 39

A.1 $\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$における各種変換 47

Chapter 1

イントロダクション

1.1 中性 K 中間子系における CP 非保存

物理学において、対称性は重要な役割を果たしてきた。それは対称性に伴って保存則が成立するからである。

物理法則は、弱い相互作用を除いては C および P 変換に対して対称であり、弱い相互作用においても C 変換と P 変換とを同時に施した CP 変換に対しては対称であると考えられていた。しかし、中性 K 中間子系において CP 対称性が破れていることが、1964 年に V.L.Fitch、J.W.Cronin らによって発見された [1]。

中性 K 中間子系における CP 非保存の解釈には 2 通りある。一つは間接的 CP 非保存といい、長寿命中性 K 中間子 (K_L) が純粋な CP 固有状態ではなく、$CP = -1$ の K_2と $CP = +1$ の K_1との混合状態

$$K_L = \frac{1}{\sqrt{1+\epsilon^2}}(K_2 + \epsilon K_1) \tag{1.1}$$

と表され、わずかに含まれる K_1が 同じ CP 固有値を持つ 2π に崩壊することで CP を破るという解釈である。もう一つは直接的 CP 非保存といい、K_2が異なる CP の状態に崩壊するという解釈である。

CP 非保存の起源を探索する方法としては、K_L、$K_S \to \pi^+\pi^-$、$\pi^0\pi^0$ の 4 つの崩壊から直接的 CP 非保存の大きさ (ϵ') を間接的 CP 非保存の大きさ (ϵ) で割った値 $Re(\epsilon'/\epsilon)$

を測定する方法と、K_Lの稀崩壊を用いて直接的な CP 非保存を探す方法とがある。ここでは稀崩壊である $K_L \to \pi^+\pi^-e^+e^-$ について次の節で述べる。

1.2 $K_L \to \pi^+\pi^-e^+e^-$

崩壊事象 $K_L \to \pi^+\pi^-e^+e^-$は、$\pi^+\pi^-\gamma^*$ の中間状態を通して、γ^* (仮想光子) が e^+e^- 対に変換することで起ると考えられる。仮想光子の放出過程には主に次のようなものがある。図 1.1にダイアグラムを示した。

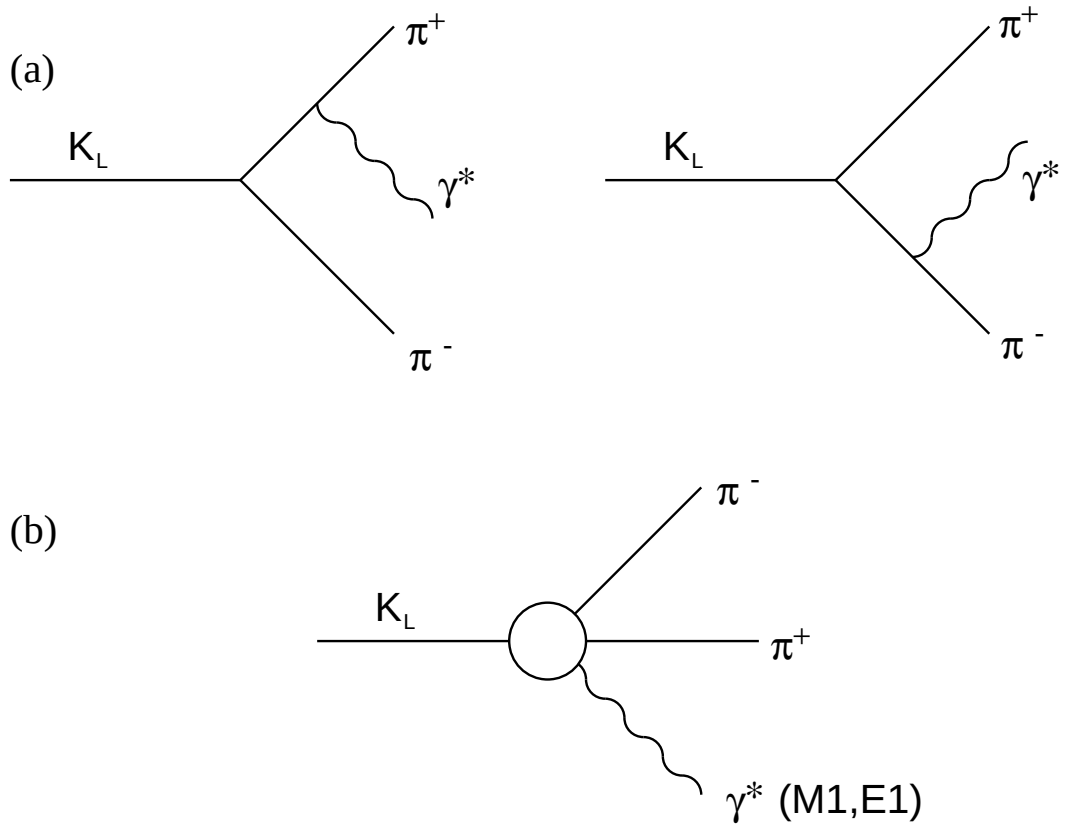

Figure 1.1: γ^* の放出過程。γ^* が e^+e^- 対に変換する。(a) 内部制動放射によるもの。(b) 双極子放射によるもの。

(1) 内部制動放射 (BR)

$K_L \to \pi^+\pi^-$ の $\pi^\pm$中間子からの内部制動放射によるもの (図 1.1(a))。終状態の CP

は $+1$ である。

(2) 磁気双極子放射 (M1)

$K_L \to \pi^+\pi^-$ の バーテックスから磁気双極子遷移 (M1) で放出されるもの (図 1.1(b))。終状態の CP は -1 である。

(3) 電気双極子放射 (E1)

$K_L \to \pi^+\pi^-$ の バーテックスから電気双極子遷移 (E1) で放出されるもの (図 1.1(b))。終状態の CP は $+1$ である。

以上のように $K_L \to \pi^+\pi^-e^+e^-$ の終状態は異なる CP の状態を持つので、それらの干渉効果が現れるはずである。理論計算 [2] によれば、K_L の静止系で$\pi^+\pi^-$ が作る平面と e^+e^- が作る平面とがなす角度をϕ としたとき、崩壊の角分布が以下のように表される。

$$\frac{d\Gamma}{d\phi} = \Gamma_1 cos^2\phi + \Gamma_2 sin^2\phi + \Gamma_3 sin\phi cos\phi \tag{1.2}$$

ここで第 3 項の係数 Γ_3 は結合定数 $Re(g_{M1}g^*_{BR})$ と $Re(g_{M1}g^*_{E1})$ を含み、$\sin\phi cos\phi$ は $\mathbf{p}_+$、$\mathbf{p}_-$、$\mathbf{k}_+$、$\mathbf{k}_-$ をそれぞれπ^+、π^-、e^+、e^- の運動量とすると

$$\sin\phi cos\phi = (\mathbf{n_l} \times \mathbf{n}_\pi) \cdot \hat{\mathbf{z}}(\mathbf{n_l} \cdot \mathbf{n}_\pi) \tag{1.3}$$

$$\mathbf{n}_\pi = \frac{\mathbf{p}_+ \times \mathbf{p}_-}{|\mathbf{p}_+ \times \mathbf{p}_-|}$$
$$\mathbf{n_l} = \frac{\mathbf{k}_+ \times \mathbf{k}_-}{|\mathbf{k}_+ \times \mathbf{k}_-|}$$
$$\hat{\mathbf{z}} = \frac{\mathbf{p}_+ + \mathbf{p}_-}{|\mathbf{p}_+ + \mathbf{p}_-|}$$

と表され CP 変換に対して符合を変える。また第 3 項は$\phi \to \pi - \phi$ の置き換えによって符号を変えるので、次のような崩壊分布の非対称を考えることで、CP の破れによる干渉効果を見る。

$$A = \frac{\int_0^{\pi/2} \frac{d\Gamma}{d\phi}d\phi - \int_{\pi/2}^{\pi} \frac{d\Gamma}{d\phi}d\phi}{\int_0^{\pi/2} \frac{d\Gamma}{d\phi}d\phi + \int_{\pi/2}^{\pi} \frac{d\Gamma}{d\phi}d\phi} \tag{1.4}$$

非対称量 A の大きさは、間接的な CP の破れの効果のみを考えた場合、約 14% と予測されている [3]。そこでもし非対称量 A の理論予測値である 14%からのずれが測定できれば、直接的 CP の破れの存在が確認できる。

$K_L \to \pi^+\pi^-e^+e^-$の崩壊分岐比の理論予測値は $o(10^{-7})$ であるが、実験的には今までのところ崩壊分岐比の上限値が $BR(K_L \to \pi^+\pi^-e^+e^-) < 2.5 \times 10^{-6}(90\%C.L.)$ と与えられているのみである [4]。崩壊の角分布の非対称を求めるためには、多くの事象が必要であるが、そのためにはまず崩壊事象 $K_L \to \pi^+\pi^-e^+e^-$を観測し、崩壊分岐比を決定することが必要である。

今回米国フェルミ研究所で行われた KTeV (E832) 実験で得られたデータの一部を用いて崩壊事象 $K_L \to \pi^+\pi^-e^+e^-$ の探索を行った。

Chapter 2

KTeV 実験 及び 測定装置

2.1 KTeV 実験の概要

現在米国のシカゴ近郊にあるフェルミ研究所において KTeV 実験という実験が行われている。この実験は E799 と E832 という二つの実験から成り立っており、その主な目的は、K 中間子の崩壊を用いて弱い相互作用での CP の破れの起源を探索することにある。

E832 実験は K_L、$K_S \to \pi^+\pi^-$、$\pi^0\pi^0$の 4 つの崩壊から直接的 CP 非保存の大きさ (ϵ') を間接的 CP 非保存の大きさ (ϵ) で割った値 $Re(\epsilon'/\epsilon)$ を測定する。一方 E799 実験は $K_L \to \pi^0 e^+ e^-$などの K_Lの稀崩壊を用いて直接的な CP 非保存を探す。

E799 実験に先行して E832 実験が 1996 年 10 月末から 12 月末まで行われた。今回この E832 実験のデータの一部を解析した。

図 2.1 に測定装置の外観を示す[1] 崩壊領域は標的からの距離で 90m から 159m の間に取られており、その下流には粒子を検出するための測定器が設置されている。個々の測定装置については 2.3 節で述べることとする。

[1] ここで以後のために座標系の定義をしておく。BeO 標的の位置を原点とし、ビームの方向に Z 軸、上方向に Y としたときの右手系で定義する。図 2.1 は X-Z 平面での展開図である。

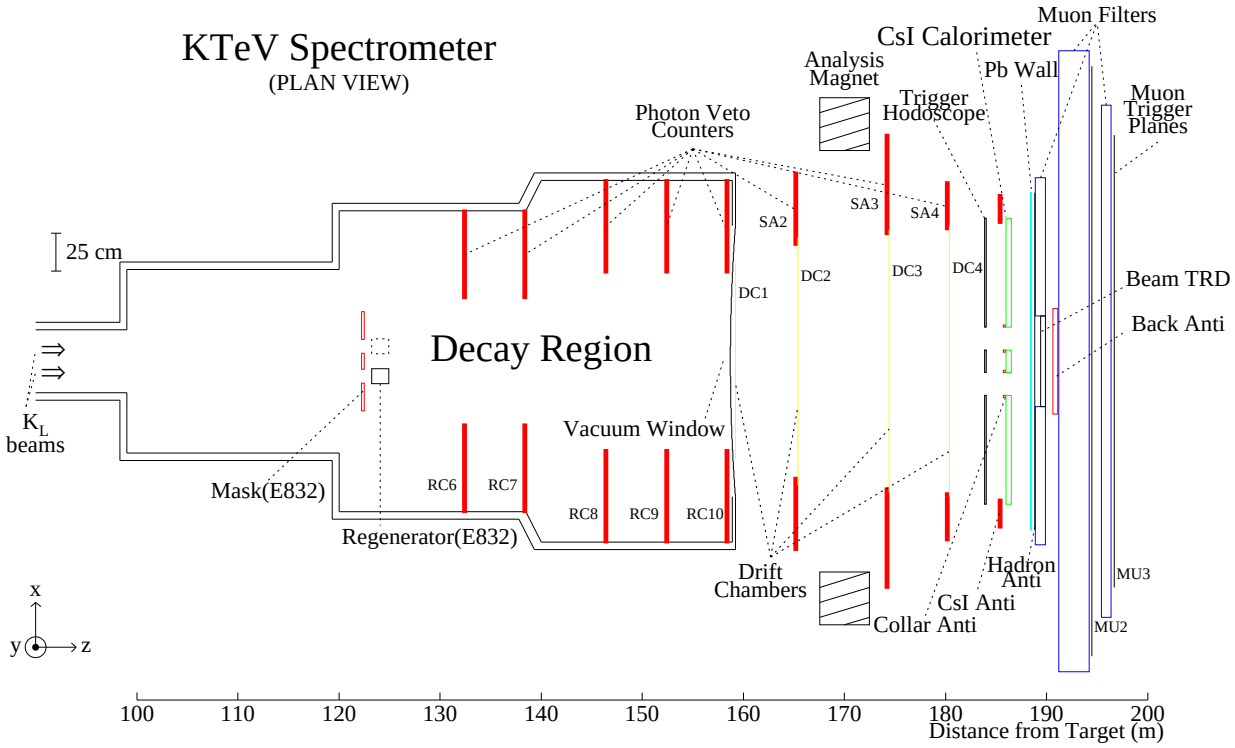

Figure 2.1: KTeV 測定装置の外観

2.2 中性 K 中間子ビーム

中性 K 中間子ビームは Tevatron 加速器で 800GeV に加速された陽子を $3mm \times 3mm \times 305mm$ の大きさの BeO 標的に照射して生成される。おおよそ 1 スピル (20 秒) あたり 3×10^{12}個の陽子が標的に照射され、その約 50%が標的と強い相互作用を起こす。その結果 K 中間子が生成される。また同時に中性子、π^0中間子、光子、Λ粒子のほか$\pi^{\pm}$粒子などの荷電粒子等も同時に生成される。

生成された二次粒子は、最初のコリーメータによって 2 本のビームとする。その後数段にわたるコリメータ、吸収体、磁石により K 中間子以外の粒子を除去していく。

生成さ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。ビームと物質との余分な相互作用を押さえるために、標的の下流の所から崩壊領域の終りである 159m までは真空となっている。ただし崩壊領域の手前には K_Sを生成するための Regenerator が一方のビームラインにの中に設置されており、二重崩壊比測定 $(Re(\epsilon'/\epsilon))$ の際の系統誤差を押さえるために、スピル毎に 2 本のビームラインの間を移動する。以後 Regenerator の置かれたビームラインから来たビームを Regenerator ビームと呼び、もう一方からのビームを Vaccum ビームと呼ぶ。純粋な K_Lを用いるために、Vaccum ビームのみを解析の対象とする。

2.3 測定装置

この節では、各々の測定器について述べる。$K_L \to \pi^+\pi^-e^+e^-$ は終状態に 2 個の荷電π中間子と 2 個の電子を含む。そのため 4 本の軌跡を持つ。ドリフトチェンバーと解析磁石で粒子の軌跡と運動量を測定する。カロリメータでエネルギーを測定する。

2.3.1 荷電粒子スペクトロメータ

荷電粒子スペクトロメータは 4 枚のドリフトチェンバーと解析磁石から成り、荷電粒子の軌跡と運動量を測定する。

ドリフトチェンバーは上流から順にチェンバー 1、2、3、4 と呼び、粒子の通過位

置を記録する。解析磁石はチェンバー 2 とチェンバー 3 の間に置かれ、荷電粒子に対して、X 方向に 411(MeV/c) の運動量を与える。

2.3.2 電磁カロリメータ

電子と光子のエネルギーと位置を測定するために電磁カロリメータを用いる。カロリメータは 3100 個の純粋な CsI 結晶からなる (図 2.2)。

結晶の大きさには 2 種類あり、$2.5cm \times 2.5cm \times 50cm$ の物が内側に 2232 個、$5cm \times 5cm \times 50cm$ の物が外側に 868 個配置されている。放射長になおすと Z 方向に 27 放射長である。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 個開けられている。

カロリメータに入射した電子と光子は電磁シャワーを起こしてほとんどのエネルギーをカロリメータに落とす。シャワーの中の電子はシンチレーション光を発するので、このシンチレーション光をカロリメータの後方に設置された光電子倍増管でとらえる。$\pi^{\pm}$中間子に関しては電子や光子と異なり強い相互作用によりシャワーを起こす。吸収長は放射長よりも長く、電磁カロリメータにほとんどエネルギーを落とさない。$\mu^{\pm}$ 粒子については主に電離損失のみで、電磁カロリメータに平均 0.45GeV のエネルギーを落とす。CsI カロリメータのエネルギー分解能は 1% 以下である。

2.3.3 光子ベトーシステム

光子ベトーカウンターは検出器の検出可能領域から外へ逃げていく粒子を検出するために使用する。光子ベトーカウンターは、上流から順に崩壊領域に 5 個の Ring Counter(RC6-10)、チェンバー 2、3、4 の上流に 3 個の Spectrometer Anti(SA2-4)、カロリメータの上流に CsI Anti(CIA)、カロリメータの穴の後ろに Back Anti(BA) がある。

RC、SA、CIA、は鉛とシンチレータとを交互に重ねたサンドイッチ構造で、入射した粒子にシャワーを起こさせる。それぞれのカウンターは 16 放射長の厚みがある。

BA も鉛とシンチレータとを交互に重ねたものであるが、電磁シャワーとハドロンシャワーを区別するために、Z 方向に 3 つの部分に分かれており、それぞれ 10 放射長、

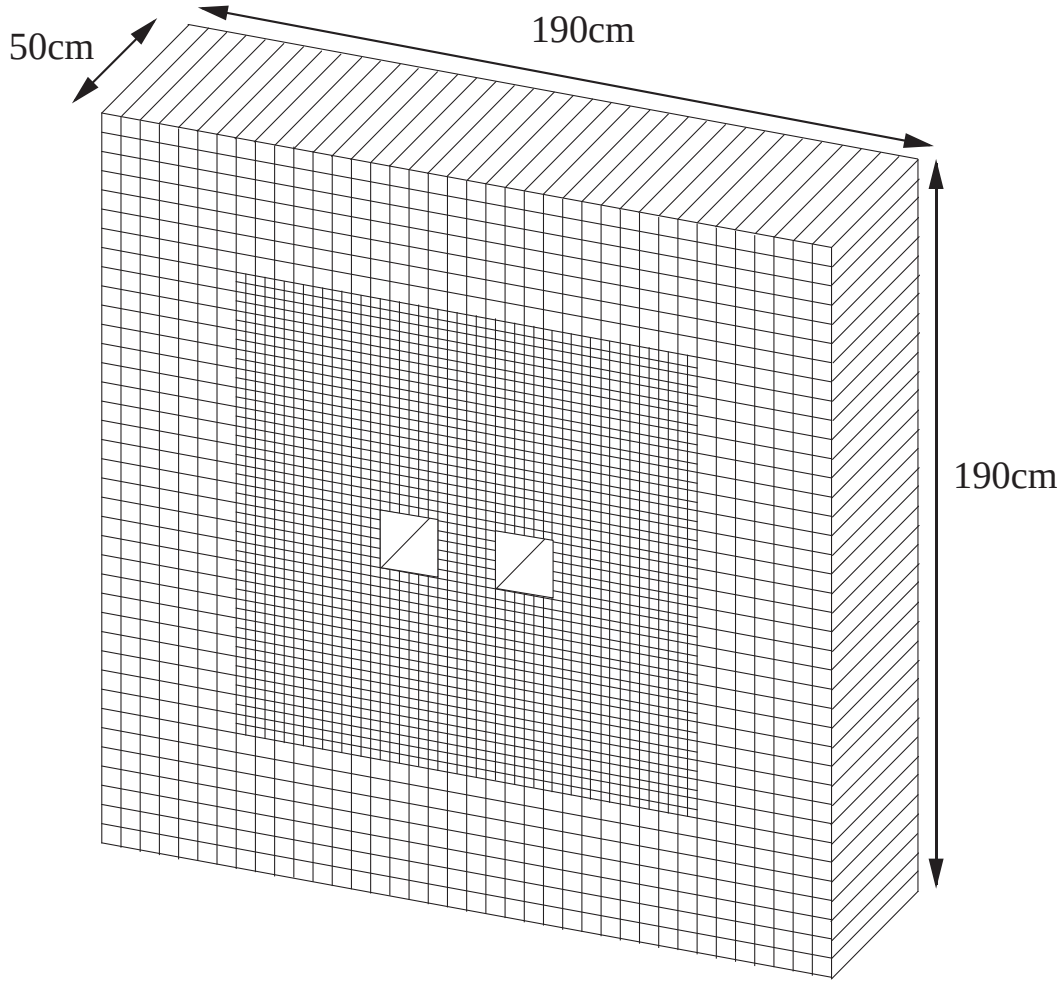

Figure 2.2: CsI カロリメータの外観

全体で 30 放射長の厚みがある。

2.3.4 トリガーホドスコープ

トリガーホドスコープ (V) は荷電粒子の飛来を早い段階で検出するために使用する。トリガーホドスコープは 2 層からなり、それぞれは一つの面に $13cm \times 110cm \times 1cm$ のシンチレータを 32 枚並べたもので、チェンバー 4 の下流、CsI カロリメータの上流に設置される。

2.4 トリガー

実験中、検出器の中で起るすべての崩壊を記録することは不可能であるので、興味のある事象についてだけ情報を記録する。

トリガーは 3 段階に分けられ、それぞれ Level 1、2、3 と呼ぶ。Level 1、2 はハードウェアによるトリガーである。Level 1 は各検出器の hit の有無等の簡単な情報から事象を選択する。Level 2 では Level 1 の要求を満たした事象に対して、カロリメータ上のクラスター[2]の数などのより複雑な情報にもとづいて事象を選択する。Level 3 は Level 2 を満たした事象に対しソフトウェアによって荷電粒子の軌跡 (トラック)、K_L の崩壊点 (バーテックス) などを再構築し、さらに事象を選択していく。

ここではこの論文に関係のある「2 電子トリガー」について述べる。

2.4.1 2 電子トリガー

2 電子トリガーは、少なくとも 2 つ以上の電子があるという事象を選択する。このトリガーは元来 $\pi^0 e^+ e^-$ をとらえるためのトリガーである。E832 実験で $\pi^+\pi^- e^+ e^-$ をとらえるためにはこのトリガー以外に適当なものがないことを断っておく。

[2]クラスターとは粒子がカロリメータ上に残したエネルギーの痕跡である。

Level 1 と Level 2

トリガーホドスコープに 2 個以上の hit があること、解析磁石の上流にあるドリフトチェンバーのそれぞれに 1 個以上の hit があること、ベトーカウンターに hit がないこと、エネルギーが 1GeV 以上のクラスターが 3 個以上あることを要求する。

Level 3

トラックが 2 本以上あること、その 2 本のトラックでバーテックスが組めること、トラックに対応 (match) するクラスターが存在すること、そしてそのトラックの運動量 P とクラスターのエネルギー E の比が $0.75 \leq E/P \leq 5.0$ の条件を満たすトラック (電子) が 2 個以上含まれていることを要求する。// //

典型的なトリガーの頻度は、Level 1 で約 2700Hz、Level 2 で約 430Hz であり、Level 2 を満たした事象の約 7.6%が Level 3 の要求を満たし、テープに書き出される。

Chapter 3

モンテカルロ シミュレーション

探索する事象 (以下シグナルと呼ぶ) と、それ以外の偽事象 (以下バックグラウンドと呼ぶ) とを区別するためには、それらの示すべき結果をあらかじめ知っておくことが必要である。また検出器のアクセプタンスは実験データから求めることはできないので、実験を模擬した計算から求める必要がある。しかし実験は非常に複雑なため実験の模擬計算を解析的に行うことはできない。そこでモンテカルロシミュレーションを使用する。

3.1 モンテカルロシミュレーションの概要

KTeV 実験におけるモンテカルロシミュレーションのプログラムは、K_L粒子の生成、崩壊、粒子が検出器を通過していく過程、粒子と検出器との相互作用に加え、検出器の雑音等、実験の全過程をシミュレートしている。そして最後にモンテカルロシミュレーションによって生成されたイベントは、実際に実験で得られるデータと同じ形式で書き出され、データを解析するのと全く同じプログラムで解析される。

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、主に二つあげられる。一つは解析の各段階における物理量の選択の基準を決定することである。二つ目は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の運動量と崩壊地点の関数として崩壊を観測できる確率 (アクセプタンス) を知る必要がある。そのため、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には、以下の条件が課されている。それは、K_Lの運動量分布を $20GeV/c$ から $220GeV/c$ の間にとり、90m から 160m の間で崩壊を生成するという条件である。

Chapter 4

$K_L^0 \to \pi^+\pi^- e^+ e^-$ 事象の解析

この章では、中性 K 中間子の崩壊事象 $K_L \to \pi^+\pi^- e^+ e^-$ の解析方法について述べる。

中性 K 中間子の崩壊事象は数多く、その中から探し求める崩壊事象 (シグナル) を選び出すためには、シグナルとそれ以外の崩壊事象 (バックグラウンド) の持つ物理的特徴の違いを見分けることが必要である。ただしたいていの場合、バックグラウンドを削除するためのカットにより、シグナルをもカットしてしまう。以下、モンテカルロシミュレーションによってシグナルを数多く選択し、バックグラウンドをなるべく削除するような選択の基準を決定する。同時にその選択によってデータがどのようにカットされるかを示す。

4.1 解析に使用したデータ

今回解析に使用したデータは、1996 年 11 月 5 日から 12 月 19 日の間に 2 電子トリガーによって収集されたデータの約 27%で、1,804,937 事象である。

4.2 事象の再構築

まずはシグナルである $K_L \to \pi^+\pi^- e^+ e^-$ が持つ特徴にもとづいて選択する。それは共通の崩壊点 (Vertex) から来る 4 本の軌跡 (Track) を持ち、それらがπ^+、π^-、e^+、e^-

であるという特徴である。

粒子の軌跡と運動量はドリフトチェンバーと解析磁石で測定する。粒子のエネルギーはカロリメータで測定する。粒子の同定は E/P の方法を用いて行う。

4.2.1 トラックの再構築

トラックとは荷電粒子の軌跡である。トラックは X-Z 平面 Y-Z 平面それぞれにおいて再構築される。

Y-Z 平面では 4 枚のチェンバーから得られた粒子の通過位置を直線で fit することによりトラックを再構築する。以下これを Y-track と呼ぶ。

X-Z 平面においては、トラックは解析磁石により曲げられている。そこでまず解析磁石の上流にある 2 枚のチェンバーの通過位置を結び " 上流の" トラックを再構築する。同様に下流についても " 下流の" トラックを再構築する。次に上流と下流のトラックが解析磁石の位置で 6mm 以内で交わることを要求し、これを X-track とする。

図 4.1にモンテカルロシミュレーションによる X-track、Y-track の数の分布を示す。

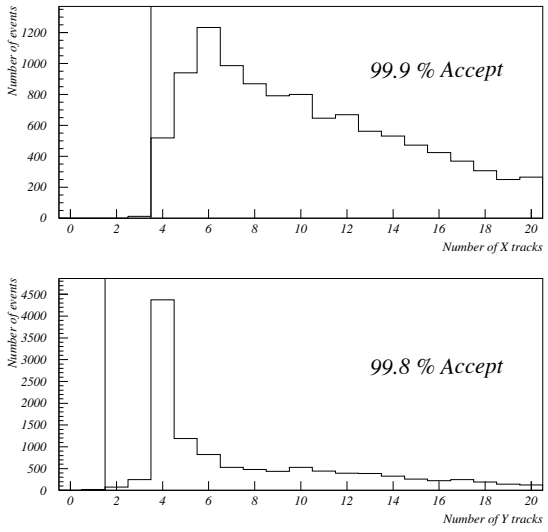

Figure 4.1: X-track、Y-track の数の分布 (モンテカルロシミュレーション)

X-track の数が多いのは、解析磁石の上流と下流で別々に再構築し、それらを組み合わせるからである。ここでは X-track は 4 本以上、Y-track は 2 本以上であることを要求した。Y-track を 2 本以上とした理由は、荷電粒子は解析磁石で X 方向に力を受けるために、近接した 2 本のトラックの場合 X-track は磁石を境に曲げられ区別がつくが、Y-track の場合は磁石で曲げられないのでチェンバー上のヒットの情報が重なり、2 本のトラックが 1 本に見えてしまう可能性が高いためである。

なお X-track と Y-track とを組合わせて 3 次元的なトラックを再構築することは、後で述べるバーテックスの再構築 (4.2.3節) の段階で行われる。

4.2.2 クラスターの再構築

クラスターとは粒子がカロリメータ上に残したエネルギーの痕跡である。クラスターを再構築することにより CsI カロリメータ上に到達した粒子の数、それらの粒子のカロリメータ上での位置、エネルギーがわかる。

クラスターにはそのエネルギーの閾値によって 2 種類ある。一つは閾値が 1GeV のクラスターで、電子や光子から来たものであると考えられる。それは電子や光子はカロリメータでシャワーを起こしてほとんどのエネルギーを落とすからである。もう一つは閾値が 0.25 GeV のクラスターでこれは $\pi^{\pm}$ 中間子や$\mu^{\pm}$ 粒子から来たものであると考えられる。それは$\pi^{\pm}$ 中間子はカロリメータにほとんどエネルギーを落とさず、$\mu^{\pm}$ は電離損失のみ約 0.45 GeV のエネルギーを落とすからである。

ここでは 0.25 GeV 以上のエネルギーのクラスターの数が 4 以上であることを要求した。

4.2.3 K_L バーテックスの再構築と Matching

バーテックスとは粒子の崩壊点のことである。バーテックスを再構築することは粒子の軌跡が交わる点を求めることと同じである。そのためにはまず 3 次元的なトラックを再構築することが必要である。Y-track および X-track からそれぞれ任意の独立な (チェンバーの hit を共有しない) 4 本を選び、それらが 1 点で交わるかどうかを判断

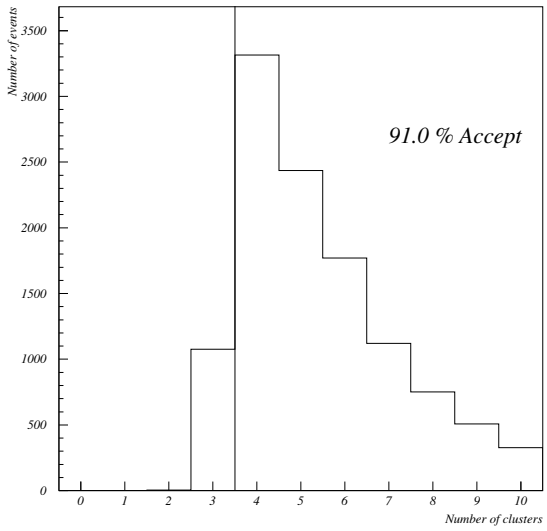

Figure 4.2: 0.25GeV 以上のエネルギーのクラスターの数の分布 (モンテカルロシミュレーション)

する。ただし Y-track に関しては重なる可能性があるので、1 点で交わるトラックが 4 本ないときには、Y-track を繰り返し用いることを許す。次に 4 本の Y-track と 4 本の X-track の組合わせを調べる。これは Matching と呼ばれる過程で、Y-track、X-track、クラスターを組合わせることで、荷電粒子の本当の軌跡を再構築する。Matching の方法は、まず 4 本の X-track と 4 本の Y-track を組み合わせる。こうして出来た 3 次元的なトラックを CsI 上に射影する。トラックの射影点を中心とした半径 7cm 以内にあるクラスターのうち射影点に一番近いクラスターを選ぶ。これをあらゆるトラックの組合わせに対して行う。その後 3 次元的なトラックに対して、チェンバーに対するトラックの角度等が補正され、3 次元的なトラックが再構築される。そして 4 本の 3 次元的なトラックを fit してバーテックスを求める。以上のことをあらゆるトラックの組合わせに対して行う。

あらゆるトラックの組合わせでもとめられたバーテックスの中で、バーテックスを構築する 4 本のトラックの “質” の良さ (チェンバーの hit から得られる) 解析磁石上

での上流のトラックと下流のトラックの距離の近さ、そしてバーテックスの fit の良さ (χ^2)、の 3 つの量をもとに、最良のバーテックスが選ばれる。

ここで Vacuum Beam だけを用いるために、再構築されたバーテックスが Regenerator の置かれた位置に存在する事象を削除した。

4.2.4 粒子種類の同定 (E/P)

バーテックスの再構築の段階で得られた荷電粒子の運動量 P とカロリメータに落としたエネルギー E の比を用いて粒子種類の同定を行う。図 4.3にモンテカルロシミュレーションとデータの E/P の分布を示す。

電子に関してはカロリメータ上でほとんどのエネルギーを落とすために $E/P \simeq 1$ となるのに対し、$\pi^{\pm}$中間子はほとんどエネルギーを落とさないので $E/P < 1$ となる。$E/P < 1$ 付近でのデータの E/P の幅がモンテカルロシミュレーションの分布に比べて広いのは 測定装置の最終的な較正がまだされていないためである。ここでは電子に対しては $0.9 < E/P < 1.1$ 、$\pi^{\pm}$中間子に対しては $E/P < 0.9$ を要求した。選択の基準を矢印で示した。

4 本のトラックのうち$\pi^{\pm}$中間子と同定された数と、電子と同定された数の分布をモンテカルロシミュレーションとデータについてそれぞれに図 4.4、図 4.5に示す。

縦軸が$\pi^{\pm}$中間子と同定された数、横軸が電子と同定された数を表す。ここでは、$\pi^{\pm}$中間子が 2 個、電子が 2 個あることを要求する。選択の基準を四角で示した。この 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の 93.9%を残す。

4.2.5 光子の数

ここではトラックと match しなかった 1GeV 以上のエネルギーを持つクラスターの数を調べることで光子の数を調べる。

図 (4.6) にモンテカルロシミュレーションとデータのトラックと Match しなかった 1GeV 以上のエネルギーのクラスターの数の分布を示す。

$K_L \to \pi^+\pi^- e^+ e^-$は終状態に光子を持たないので、トラックと Match しなかった

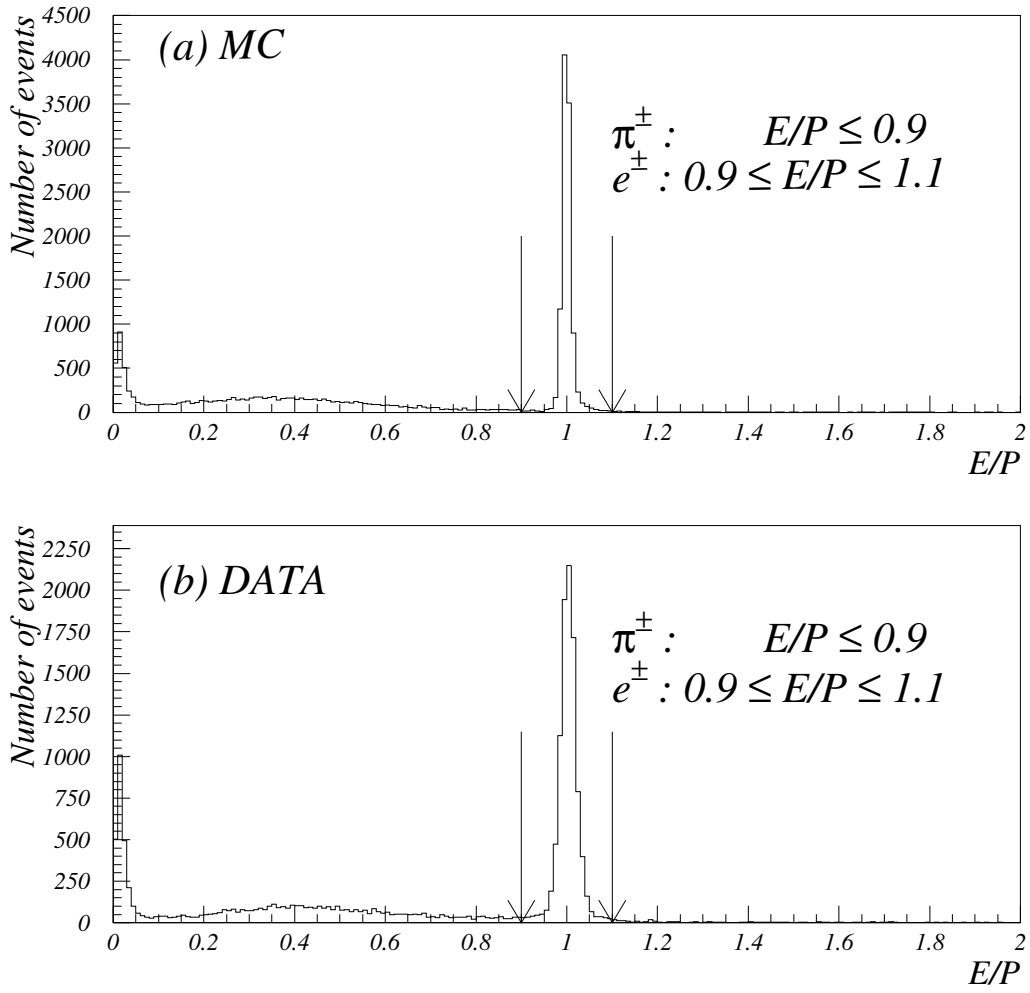

Figure 4.3: E/P の分布 (a) モンテカルロシミュレーション (b) データ

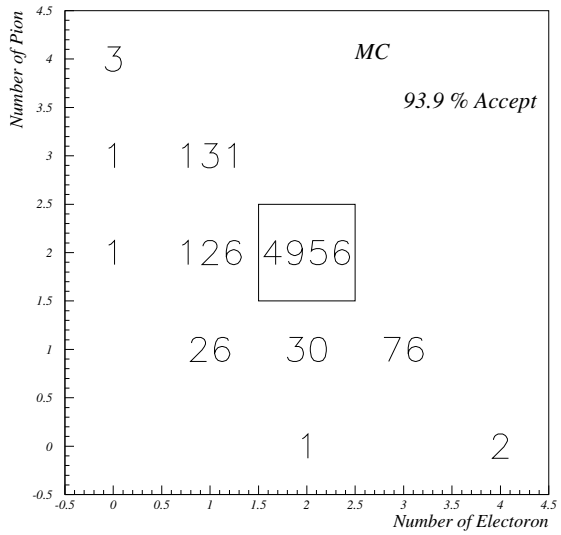

Figure 4.4: $e^{\pm}$ の数 対 $\pi^{\pm}$中間子数 (モンテカルロシミュレーション)

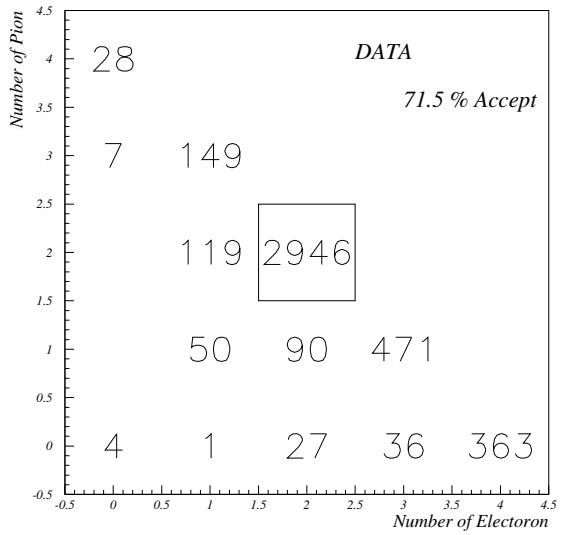

Figure 4.5: $e^{\pm}$ の数 対 $\pi^{\pm}$中間子数 (データ)

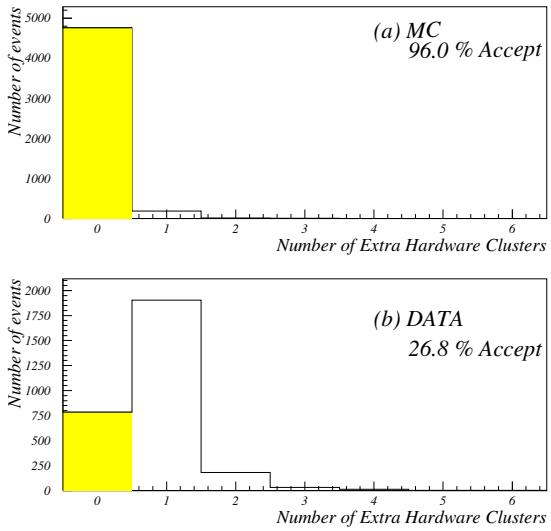

Figure 4.6: トラックと Match しなかった エネルギーが 1GeV 以上のクラスターの数 (a) モンテカルロシミュレーション (b) データ

1GeV 以上のクラスターがある事象は除いた。モンテカルロシミュレーションでは、この cut により 96 % の事象が残る。データの分布では、 トラックと Match しなかった 1GeV 以上のクラスターが 1 である事象が多い。これは $K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0$ の π^0 が Dalitz 崩壊 ($\pi^0 \to e^+e^-\gamma$) するもの (以後 $K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0_D$ と表記する) からであると考えられる。そのためデータでは 73.2%の事象が削除された。

4.2.6 バックグラウンド を削除するための cut

前節で エネルギーが 1 GeV 以上のクラスターを持たないことを要求した。しかし主なバックグラウンド事象であると考えられる $K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0_D$ 事象におけるモンテカルロシミュレーションでの光子のエネルギー分布 (図 4.7) によれば、この光子は必ずしもエネルギーが 1GeV 以上のクラスターを作るとは限らず、エネルギーが 1GeV 以下のクラスターを作ることも数多くある。

そこで e^+、e^- と エネルギーが 1GeV 以下のクラスターの 1 つとで不変質量を再構

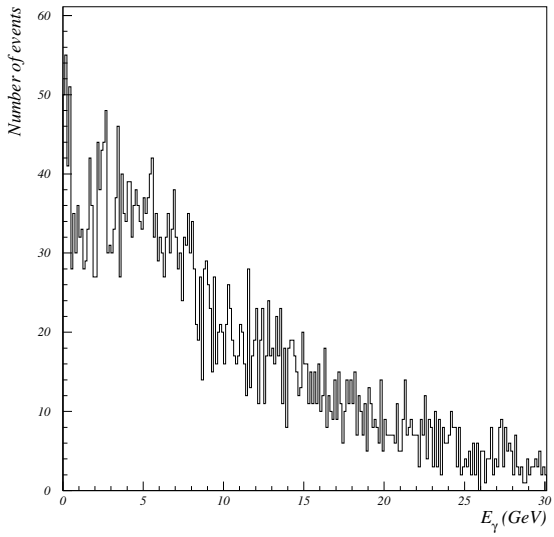

Figure 4.7: $K_L \to \pi^+\pi^-\pi_D^0$事象のモンテカルロシミュレーションにおける光子のエネルギー分布

築した。これを全てのエネルギーが 1GeV 以下のクラスターについて行った。図 4.8にモンテカルロシミュレーションとデータの $M_{ee\gamma}$の分布を示す。

$K_L \to \pi^+\pi^-\pi_D^0$事象と考えられる事象を削除するため、不変質量が 130 GeV 以上 140 GeV 以下の事象を cut した。この cut によってモンテカルロシミュレーションは 98.9%、データは 83.6%残った。

4.3 シグナル事象の選択

4.3.1 シグナル領域

この節では、モンテカルロシミュレーションによる P_t^2、不変質量 $M_{\pi\pi ee}$の分布にもとずいて、シグナル領域を決定する。P_t^2とは観測された粒子の運動量の和の、K_Lの運動方向[1]に垂直な成分の 2 乗である。この値は、もし崩壊によって生成した粒子をすべ

[1] K_L の運動方向は 0m 地点の標的と再構築された K_L の崩壊点とを結ぶ方向である。

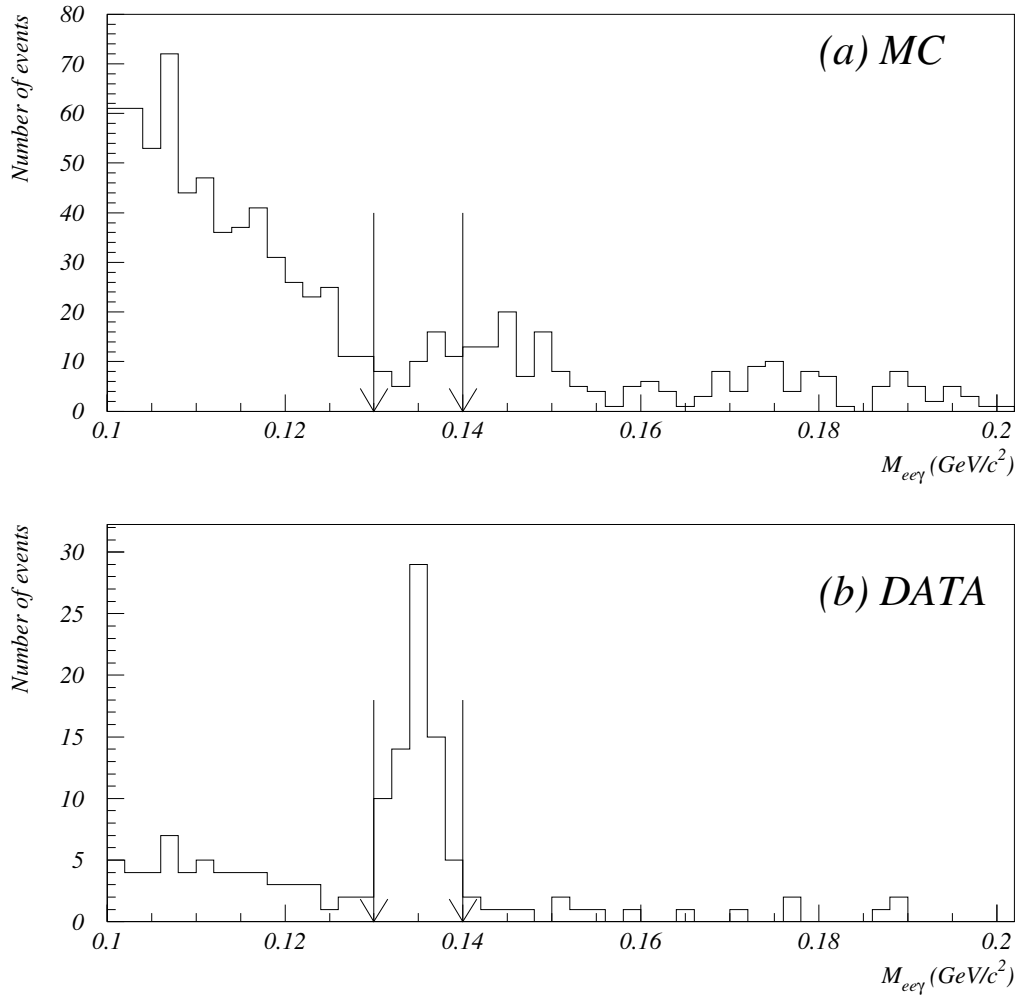

Figure 4.8: 不変質量 $M_{ee\gamma}$の分布。(a) シグナルのモンテカルロシミュレーション (b) データ

て観測しているならば 0 となるはずである。図 4.9にモンテカルロシミュレーションの不変質量と P_t^2を示す。

不変質量 $M_{\pi\pi ee}$の分布 (図 4.9(a)) では質量の小さい側に裾野が見られる。これは主に、電子と物質との相互作用における制動放射による光子を観測できないためである。

シグナル領域は P_t^2、$M_{\pi\pi ee}$に関して各々独立に決定した。$M_{\pi\pi ee}$に対して、$0.490GeV/c^2$以上 $0.505GeV/c^2$以下を要求した。この cut では、シグナルを約 97.3%残すことができる。また P_t^2 が $150MeV^2/c^2$以下であることを要求した。この cut では、シグナルを約 95.0%残すことができる。これらの 2 つの cut を組み合わせると、ここまでに選択されたシグナル事象に対して約 94.5%の事象を選択することができる。

次にデータによる不変質量と P_t^2の分布を図 4.10に示す。不変質量の分布 (図 4.10(a)) は、K_Lの質量よりも低い側からシグナル領域にかけてその裾野が広がっている。これはそのほとんどが $K_L \to \pi^+\pi^-\pi_D^0$から来たものであると考えられる。

以上の cut の結果、データの分布 (図 4.10(c)) のシグナル領域には 1 事象残った。ただしこの事象が$\pi^+\pi^- e^+ e^-$事象であるかどうかに関しては、バックグラウンド に関する考察が必要である。これについては改めて、崩壊した K_Lの数を求めた後に 6.1節で議論する。

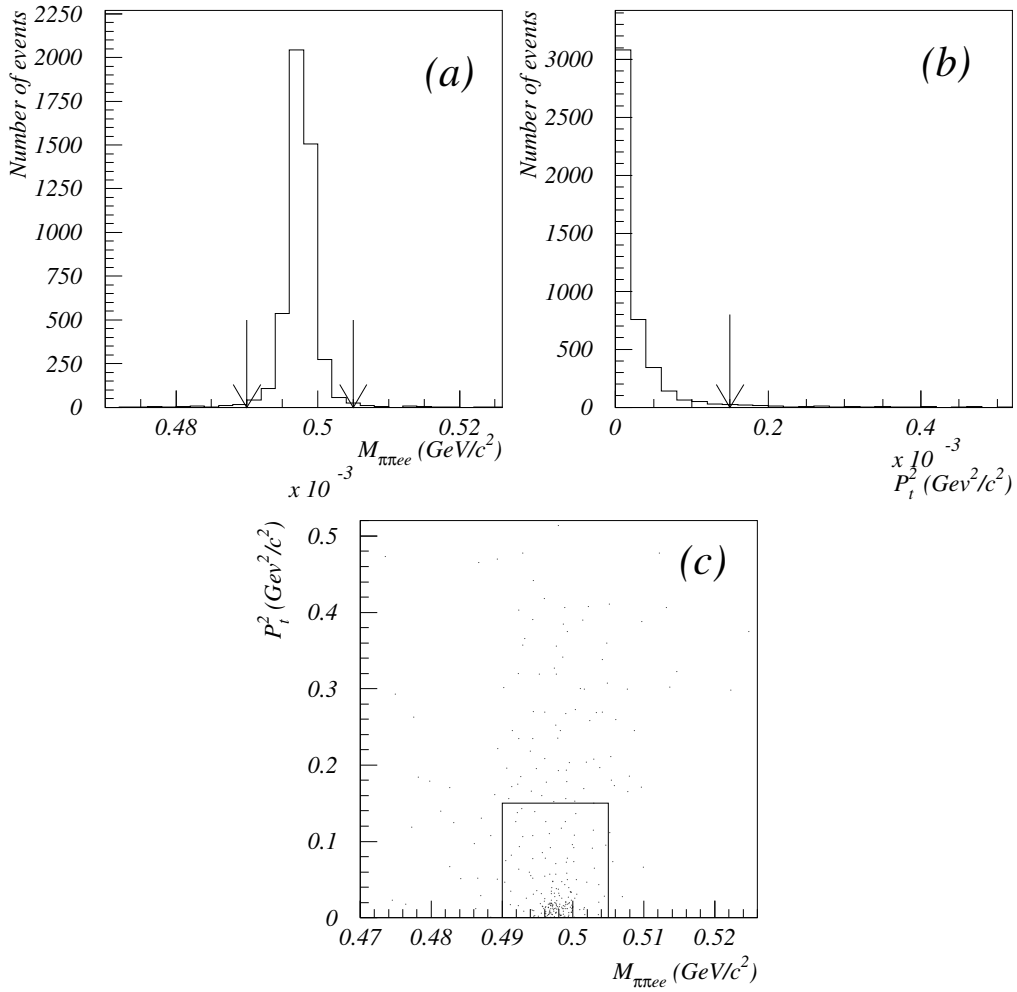

Figure 4.9: 不変質量 $M_{\pi\pi ee}$と P_t^2の分布 (シグナルのモンテカルロシミュレーション) 。
(a) 不変質量 $M_{\pi\pi ee}$ (b)P_t^2 (c) 不変質量 $M_{\pi\pi ee}$ 対 P_t^2

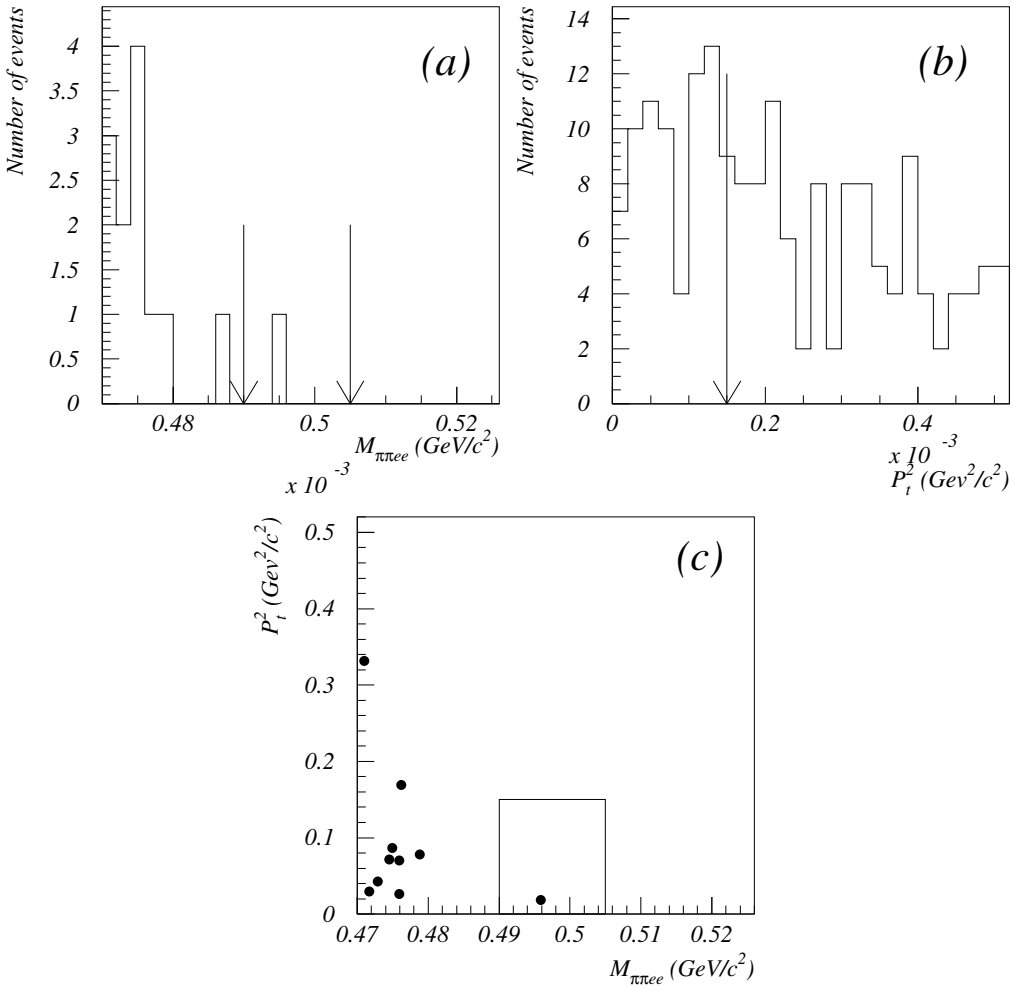

Figure 4.10: 不変質量 $M_{\pi\pi ee}$と P_t^2の分布 (データ)。(a) 不変質量 $M_{\pi\pi ee}$ (b)P_t^2 (c) 不変質量 $M_{\pi\pi ee}$ 対 P_t^2

Chapter 5

$K_L^0 \to \pi^+\pi^-\pi_D^0$ 事象の解析

$K_L \to \pi^+\pi^-e^+e^-$事象の崩壊分岐比を求めるためには、K_L の崩壊数と $K_L \to \pi^+\pi^-e^+e^-$事象の検出効率を知る必要がある。モンテカルロシミュレーションにより求めたアクセプタンスには、各検出器の特性 (例えば、チェンバーの位置分解能) をシミュレートすることに起因する誤差が含まれる。そこで、一般的には崩壊分岐比が知られ、かつ崩壊様式の似た事象 (規格化事象) の数との比を取ることで、K_L崩壊数による誤差や、アクセプタンス算出に起因する誤差を押さえる。今回その規格化事象として崩壊事象 $K_L \to \pi^+\pi^-\pi_D^0$を選んだ。これは、シグナル事象に比べ光子が 1 個多いだけで、4 個の荷電粒子を持つのでトラックの再構築やバーテックスの再構築に関する系統誤差を打ち消し合うことができるからである。

5.1 規格化事象の解析

使用したデータは $K_L \to \pi^+\pi^-e^+e^-$事象の解析に用いたものと同じである。まず規格化事象 $K_L \to \pi^+\pi^-\pi_D^0$事象を選ぶため、シグナル事象 $K_L \to \pi^+\pi^-e^+e^-$と全く同じ条件を課してトラックの再構築、クラスターの再構築、バーテックスの再構築[1]、粒子種類の同定を行い、トラックと match しない エネルギーが 1GeV 以上のクラスターの数を調べた。シグナル事象との唯一の違いはエトラックと match しない ネルギーが

[1] π^0の寿命は $c\tau = 25.1nm$ と非常に短いため、π^0の崩壊点は K_Lの崩壊点と等しいとみなせる。

1GeV 以上のクラスターの数が 1 であることである。図 5.1にモンテカルロシミュレーションのトラックと match しない エネルギーが 1GeV 以上のクラスターの数のの分布を示す。

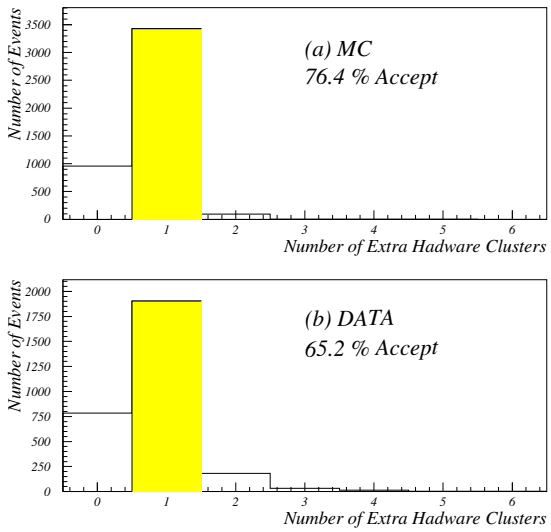

Figure 5.1: トラックと match しない エネルギーが 1GeV 以上のクラスターの数の分布。(a) 崩壊事象 $K_L \to \pi^+\pi^-\pi_D^0$ のモンテカルロシミュレーション (b) データ

5.2 規格化事象の選択

5.2.1 π^0事象の選択

e^+、e^-、γで不変質量 $M_{ee\gamma}$を再構築しそれらの粒子がπ^0起源であることを要求する。ここで γ はエネルギーが 1 GeV 以上である。図 5.2にモンテカルロシミュレーションとデータによる不変質量 $M_{ee\gamma}$の分布を示した。不変質量 $M_{ee\gamma}$に対して、$0.13GeV/c^2$以上 $0.14GeV/c^2$以下であることを要求した。この cut に対してモンテカルロシミュレーションでは約 92.0%が残り、データでは約 85.2%の事象が残った。

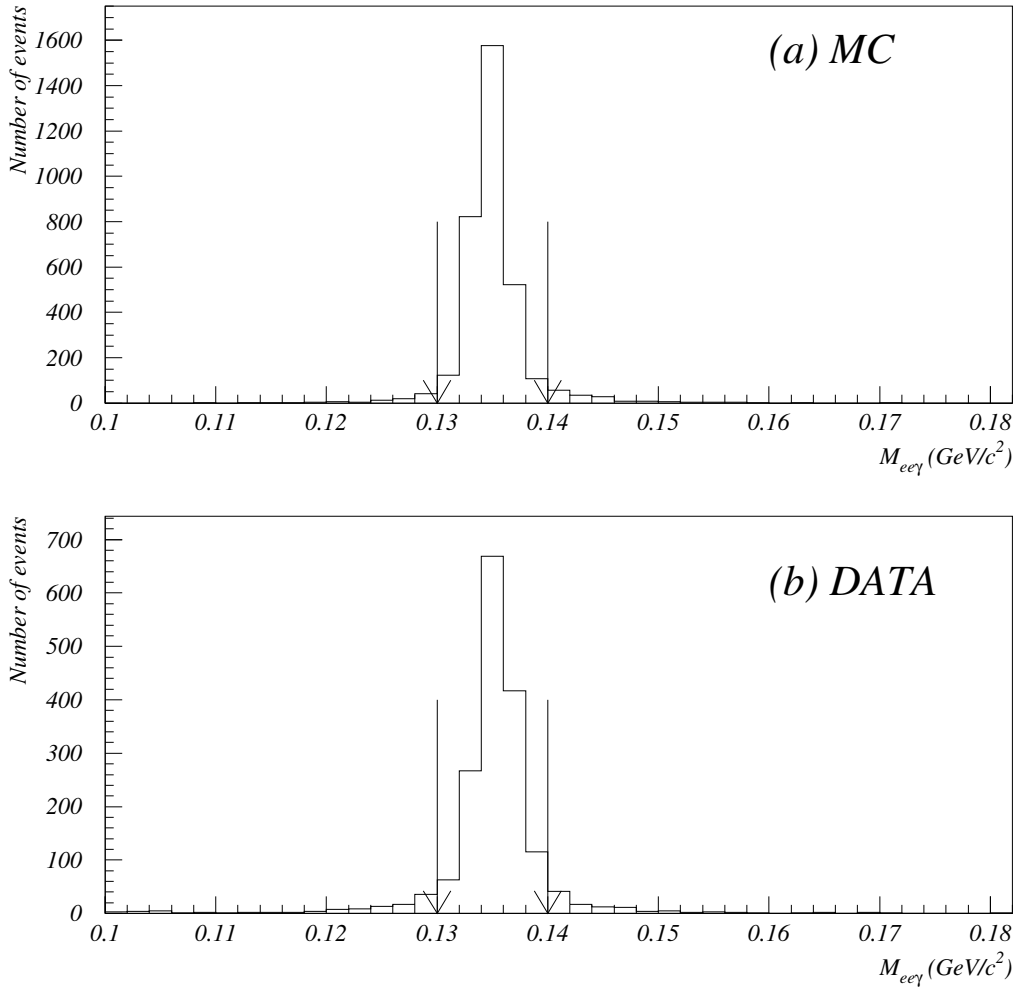

Figure 5.2: 不変質量 $M_{ee\gamma}$の分布 (a) モンテカルロシミュレーション (b) データ

5.2.2 シグナル領域

再構築されたπ^+、π^-、π^0 が K_L起源であることを要求する。そのために、π^+、π^-、π^0で不変質量 $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$と P_t^2を再構築した (図 5.3。$M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$に対して、$0.488GeV/c^2$以上 $0.507GeV/c^2$以下、また P_t^2 が $200MeV^2/c^2$以下であることを要求した。この cut によってモンテカルロシミュレーションによる規格化事象を約 95.9% 残すことができる。次に図 5.4にデータによる $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$と P_t^2をしめす。この cut によってデータに対しては事象を約 92.7% 残すことができる。この段階で規格化事象のシグナル領域に 1420 事象残った。図 5.4の不変質量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ウンド は少ないと思われる。

5.3 崩壊事象 $K_L \to \pi^+\pi^-\pi_D^0$に対するバックグラウンド の考察

この節では、崩壊事象 $K_L \to \pi^+\pi^-\pi_D^0$に対するバックグラウンド について述べる。バックグラウンド として考えられる事象は、

$K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0$、かつ 1 つの光子が電子陽電子対に変換 (以後$\pi^+\pi^-\pi_C^0$と表す)

のみが考えられる。

崩壊事象 $K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0$ の終状態は、π^+、π^-、γ、γであるが、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^-対変換されると、規格化事象と同じ終状態となる。しかし変換がチェンバー 1 よりも下流で起ったのであれば、Track の再構築や Vertex の再構築の過程で削除される。そのため、バックグラウンド として観測されるのは、e^+e^-対への変換がチェンバー 1 よりも上流の物質と相互作用する場合であり、それは真空領域をふさぐ窓 (Vacuum Window) で起こる場合と考えて差し支えない。Vacuum Window での e^+e^-対への変換の確率 P_{conv} は、Vacuum Window の物質量が

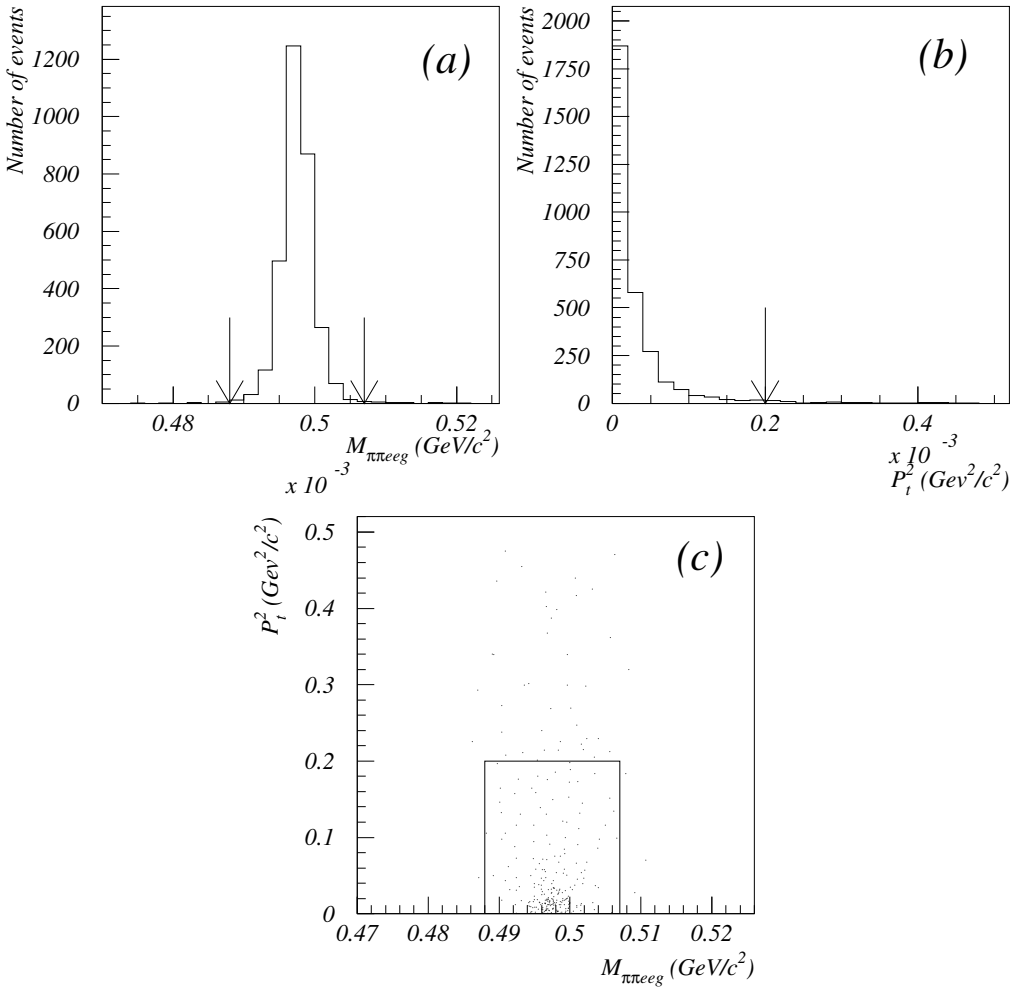

Figure 5.3: 不変質量 $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$、P_t^2の分布 (モンテカルロシミュレーション) (a)$M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ (b)P_t^2 (c)$M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$対 P_t^2

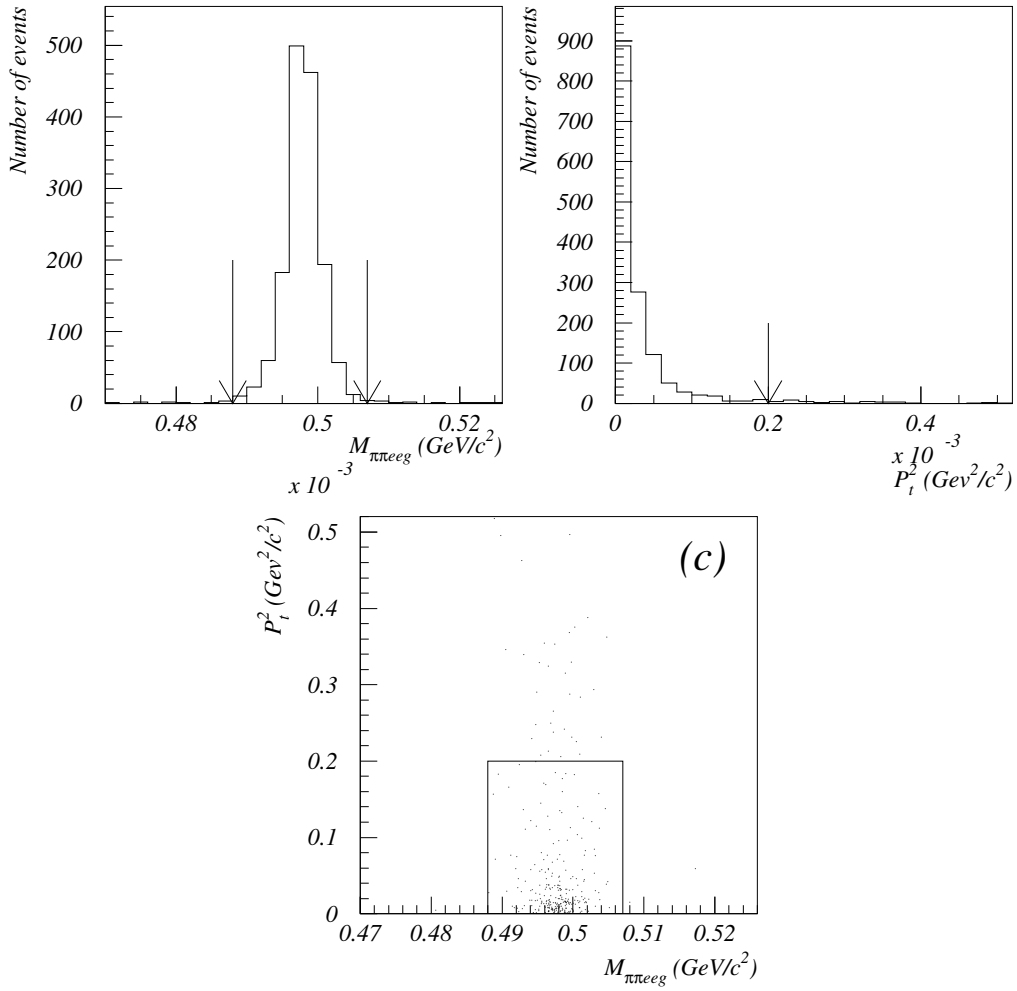

Figure 5.4: 不変質量 $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$、P_t^2の分布 (データ) (a)$M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ (b)P_t^2 (c)$M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$対 P_t^2

2.499×10^{-3}放射長に相当するので、

$$P_{conv} = \frac{7}{9} \times 2.499 \times 10^{-3} = 0.19\%$$

となる。そこで崩壊事象 $K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0$において 1 つの光子が電子陽電子対に変換しバックグラウンドとなる場合の分岐比は

$$\begin{aligned} &BR_{eff}(K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0 \to \pi^+\pi^-\pi_C^0) \\ &\quad = BR(K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0) \times 2 \times P_{conv} \simeq 4.7 \times 10^{-4} \end{aligned} \tag{5.1}$$

となる。光子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、チェンバー 1、2 で 2 本の Track を見分けることは困難である。$K_L \to \pi^+\pi^-\pi_C^0$事象の規格化事象の選択領域に対するアクセプタンスは

$$A(K_L \to \pi^+\pi^-\pi_C^0) = 9.50 \times 10^{-7} \tag{5.2}$$

となる。

ところで、規格化事象の選択領域に入ってくるバックグラウンドの数を見積もるためには、崩壊した K_Lの数を知る必要がある。これについては次の節で述べる。

5.4 最終的な $K_L \to \pi^+\pi^-\pi_D^0$の事象数と崩壊した K_Lの数

規格化事象の最終的な選択領域中に観測された事象には $K_L \to \pi^+\pi^-\pi_D^0$からの寄与とバックグラウンドからの寄与が含まれている。つまり観測された事象数 N_{obs}は $K_L \to \pi^+\pi^-\pi_D^0$からの事象数 $N_{\pi^+\pi^-\pi_D^0}$とバックグラウンドからの事象数 N_{bg}を用いると

$$N_{obs} = N_{\pi^+\pi^-\pi_D^0} + N_{bg} \tag{5.3}$$

と表せる。この時、崩壊した K_Lの数を N_{K_L}とすると、

$$N_{\pi^+\pi^-\pi_D^0} = N_{K_L} \times BR(K_L \to \pi^+\pi^-\pi_D^0) \times A(K_L \to \pi^+\pi^-\pi_D^0) \tag{5.4}$$

$$N_{bg} = N_{K_L} \times \sum_i \{BR(bg,i) \times A(bg,i)\} \tag{5.5}$$

と書き表せる。$BR(K_L \to \pi^+\pi^-\pi_D^0)$ は規格化事象の崩壊分岐比、$BR(bg,i)$ は規格化事象に対するバックグラウンド事象の崩壊分岐比、$A(K_L \to \pi^+\pi^-\pi_D^0)$ は規格化事象のアクセプタンス、$A(bg,i)$ は規格化事象に対するバックグラウンド事象のアクセプタンスであり、いずれも知れた、あるいはモンテカルロシミュレーションにより分かる値である。式 5.3、5.5、5.4より

$$N_{K_L} = \frac{N_{obs}}{BR(K_L \to \pi^+\pi^-\pi_D^0) \times A(K_L \to \pi^+\pi^-\pi_D^0) + \sum_i BR(bg,i) \times A(bg,i)} \tag{5.6}$$

となる。ここではバックグラウンドとして $K_L \to \pi^+\pi^-\pi_C^0$のみを考えると、

$$\begin{aligned} &BR(K_L \to \pi^+\pi^-\pi_D^0) \\ &\quad = BR(K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0) \times BR(\pi^0 \to e^+e^-\gamma) = 1.50 \times 10^{-3} \end{aligned} \tag{5.7}$$

$$A(K_L \to \pi^+\pi^-\pi_D^0) = 3.02 \times 10^{-3} \tag{5.8}$$

と式 5.1、5.2を式 5.6に代入して、

$$N_{K_L} = 3.13 \times 10^8 \text{事象} \tag{5.9}$$

$$N_{bg} = N_{\pi^+\pi^-\pi_C^0} = 0.14 \text{ 事象} \tag{5.10}$$

と求まる。

5.5 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

この節では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との間で再構築され多量の比較を行った。ここでは、e^+e^- の不変質量の分布 (図 5.5) と K_L の崩壊点の分布 (図 5.6) を比較した。どちらの図とも誤差棒で表されたヒストグラムがデータを、実線で表されたヒストグラムがモンテカルロシミュレーションを示し、規格化し重ねている。どちらの図とも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おり、モンテカルロシミュレーションの信頼性を裏付ける。

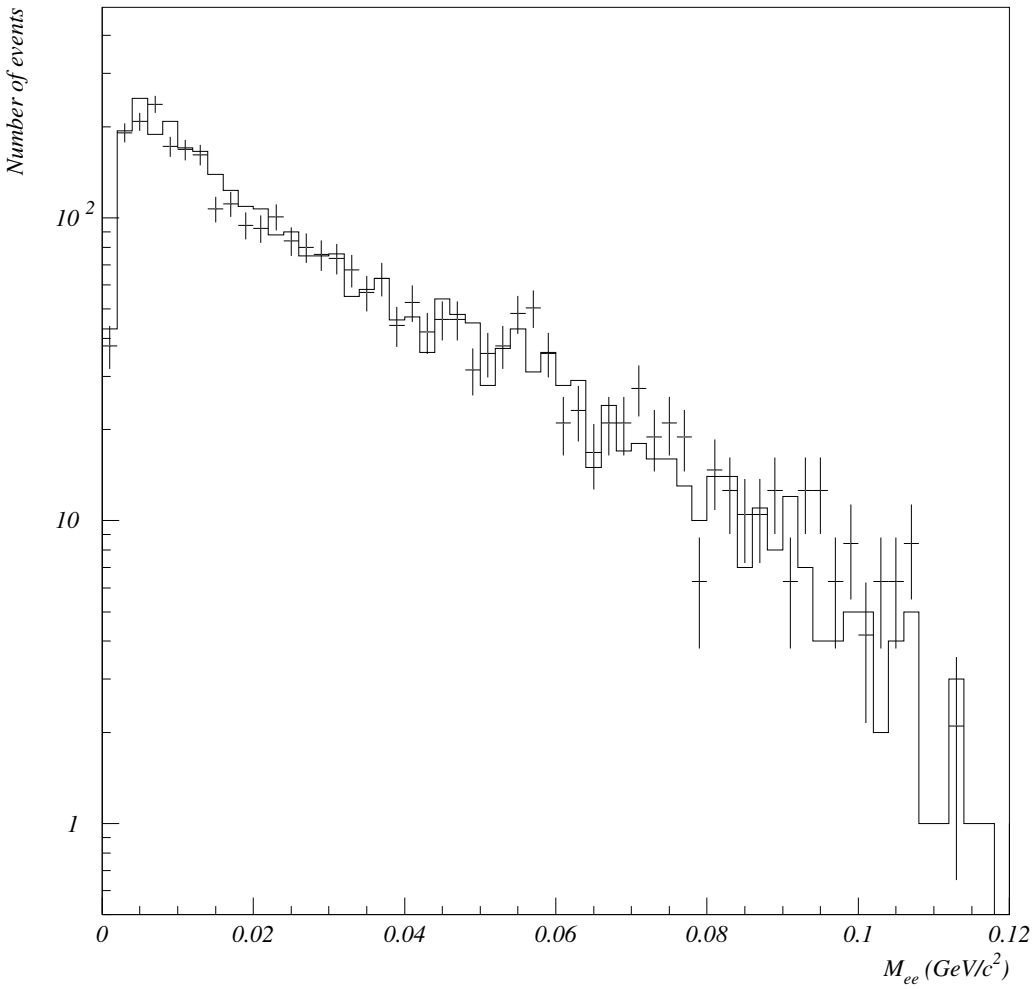

Figure 5.5: 再構築された e^+e^-の不変質量の分布。誤差棒で表されたヒストグラムがデータの分布を、実線によるヒストグラムがモンテカルロシミュレーションの分布を示す

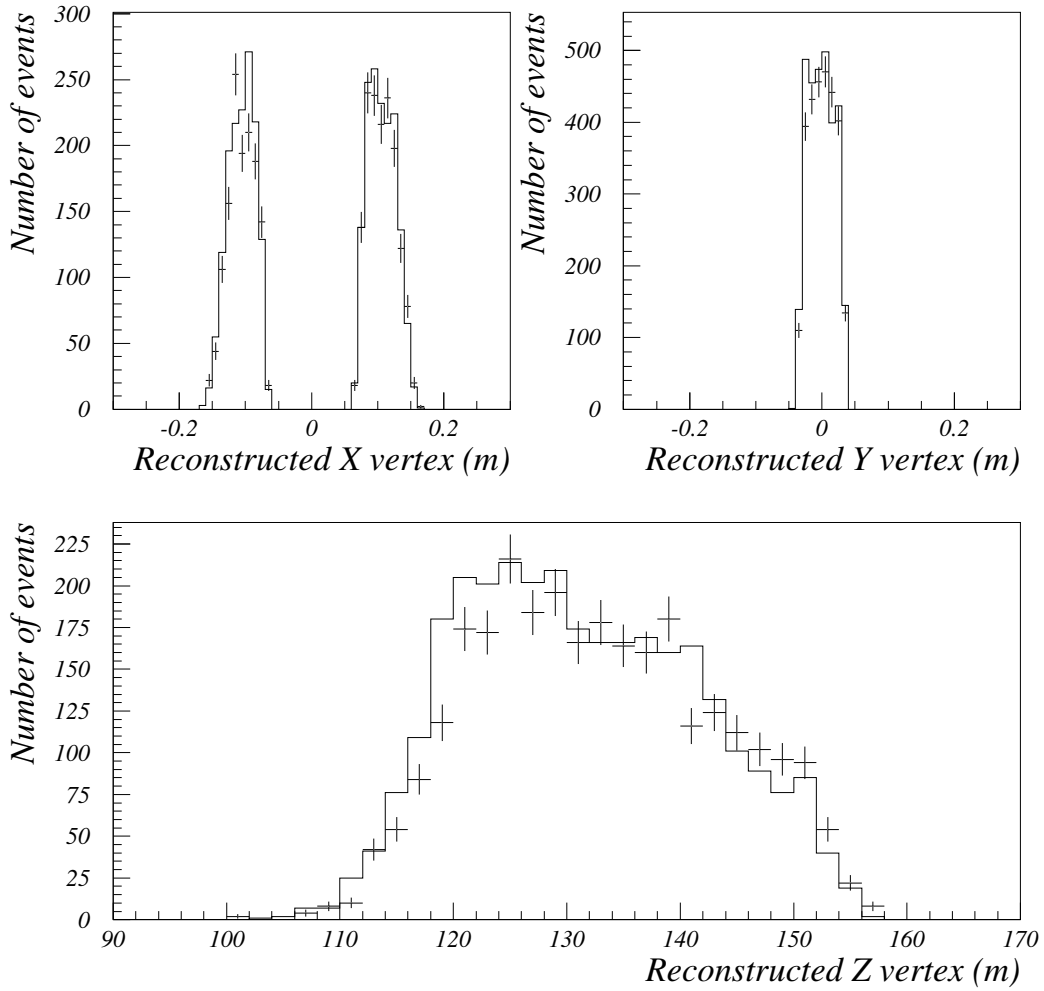

Figure 5.6: K_L崩壊点の分布。誤差棒で表されたヒストグラムがデータの分布を、実線によるヒストグラムがモンテカルロシミュレーションの分布を示す

Chapter 6

分岐比の測定

6.1 崩壊事象 $K_L \to \pi^+\pi^-e^+e^-$に対するバックグラウンドの考察

この節では、崩壊事象 $K_L \to \pi^+\pi^-e^+e^-$に対するバックグラウンドについて述べる。バックグラウンドとして考えられる主な事象は、

$(1)K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0_D$

$(2)K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0$、かつ 1 つの光子が電子陽電子対に変換 (以後$\pi^+\pi^-\pi^0_C$と表す)

$(3)K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0$、かつ 2 つの光子が電子陽電子対に変換 (以後$\pi^+\pi^-\pi^0_{CC}$と表す)

$(4)K_L \to \pi^+\pi^-\gamma$、かつ光子が電子陽電子対に変換 (以後$\pi^+\pi^-\gamma_C$と表す)

の 4 種類である。

$(1)K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0_D$

崩壊事象 $K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0_D$ の終状態は、π^+、π^-、e^+、e^-、γ であり、シグナル事象 $K_L \to \pi^+\pi^-e^+e^-$と異なる点は光子の有無である。そのため最も大きなバックグラウンドとなる。図 6.1にモンテカルロシミュレーションによる P_t^2 の cut を行った後での不変質量 $M_{\pi\pi ee}$ の分布を示す。

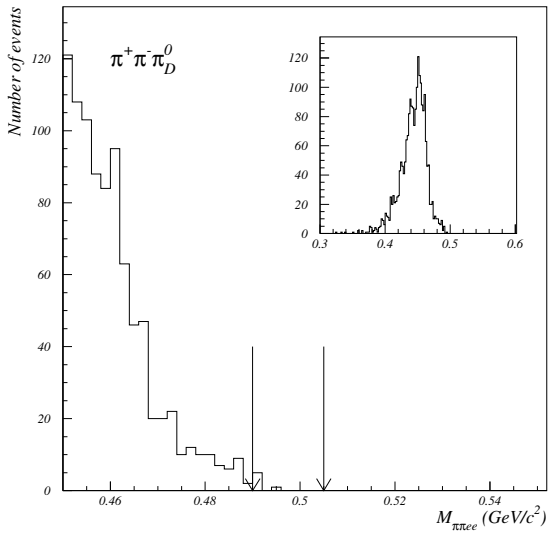

Figure 6.1: バックグラウンド事象 $K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0_D$ 事象に対する P_t^2 cut のあとの不変質量 $M_{\pi\pi ee}$の分布 (モンテカルロシミュレーション。)

K_L の質量よりも低いところにある頂点からシグナル領域にかけて裾野が広がっている。そこで、モンテカルロシミュレーションによって見積もったアクセプタンスと、5.4節で求めた崩壊したK_Lの数とを用いて、$K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0_C$事象がシグナル領域に残る事象数を見積もったところ 0.14 事象となった。

$(2) K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0_C$

崩壊事象 $K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0$ の終状態は、π^+、π^-、γ、γ であるが、光子の 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、かつ残りの光子を見失った場合シグナルと同じ終状態となる。この事象は 5.3 節で述べたのと同様に、バックグラウンドとして観測されるのは、e^+e^-対への変換がチェンバー 1 よりも上流で起った場合のみであると考えられる。このとき Vacuum Window での e^+e^-対への変換の確率は $P_{conv} = 0.19\%$ である。光子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、チェンバー 1、2 で 2 本の Track を見分けることは困難である。そのためこの

バックグラウンド事象は、バーテックスの再構築の過程でほぼ削除できる。シグナル領域に対するアクセプタンスは10^{-8}以下であり、このバックグラウンド事象は無視できる。

$(3) K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0_{CC}$

π^+、π^-、γ、γ のうち、2 つの光子が e^+e^- 対に変換した場合の終状態はπ^+、π^-、e^+、e^-、e^+、e^- であるが、そのうち 1 組の e^+e^- 対が解析磁石等により検出器の外に逃げていった場合、終状態はシグナルと同じになる。図 6.1 にモンテカルロシミュレーションでの P_t^2 の cut を行った後での不変質量 $M_{\pi\pi ee}$ の分布を示す。ところで、

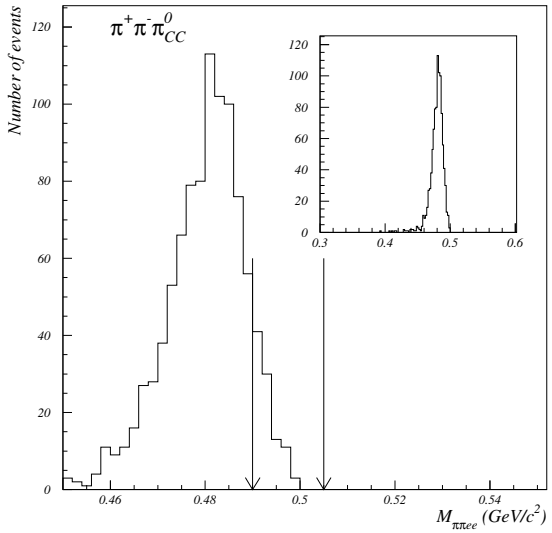

Figure 6.2: バックグラウンド事象 $K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0_{CC}$ 事象に対する P_t^2 cut のあとの不変質量 $M_{\pi\pi ee}$の分布 (モンテカルロシミュレーション)

Vacuum Window で 2 個の光子が e^+e^- 対へと変換される確率は、

$$(P_{conv})^2 = (\frac{7}{9} \times 2.499 \times 10^{-3})^2 \simeq 3.7 \times 10^{-6}$$

であるので、$K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0_{CC}$ がバックグラウンドとなる場合の分岐比は、

$$\begin{aligned} &BR_{eff}(K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0_{CC}) \\ &\quad = BR(K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0) \times (P_{conv})^2 \simeq 4.5 \times 10^{-7} \end{aligned} \tag{6.1}$$

となる。またこの事象のアクセプタンスは約 10^{-4} である。よって $K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0_{CC}$ からのバックグラウンドは 0.014 事象と見積もられる。

$(4) K_L \to \pi^+\pi^-\gamma_C$

π^+、π^-、γのうち、1 つのγが e^+e^-対に変換した場合の終状態はπ^+、π^-、e^+、e^-、でシグナルと同じになる。しかし (2) と同様に Vacuum Window で e^+e^-対への変換が起こると考えると、この事象も (2) と同様にバーテックスの再構築の過程でほぼ削除できる。

以上崩壊事象 $K_L \to \pi^+\pi^-e^+e^-$に対するバックグラウンドについての考察を行った結果、崩壊事象 $K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0_D$からは 0.14 事象、崩壊事象 $K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0_{CC}$ からは 0.014 事象と見積もられた。

6.2 分岐比

この節では前節までで求めた、シグナル、規格化事象についてのアクセプタンスと事象数を用いて、崩壊分岐比を求める。崩壊分岐比を求める式は以下のように表される。

$$BR(K_L \to \pi^+\pi^-e^+e^-) = BR(K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0_D) \times \frac{N_{obs}(K_L \to \pi^+\pi^-e^+e^-) - N_{bg}(K_L \to \pi^+\pi^-e^+e^-)}{N_{obs}(K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0_D) - N_{bg}(K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0_D)} \times \frac{A(K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0)}{A(K_L \to \pi^+\pi^-e^+e^-)}$$

崩壊事象 $K_L \to \pi^+\pi^-e^+e^-$のシグナル領域に残った 1 事象に対して、バックグラウンドの予測は 0.15 事象であった。そこでこの 1 事象をバックグラウンドと仮定し、90%の信頼度 (Confidence Level) をとることにする。1 事象に対する 90 % Confidence Level は 3.89 事象である。よって

$$BR(K_L \to \pi^+\pi^-e^+e^-) < 2.79 \times 10^{-6} (90\% C.L.)$$

の結果を得た。

6.3 考察

前節では観測された 1 事象に対して 90% の信頼度を設定し、崩壊分岐比の上限値を与えたが、この節では観測された 1 事象がシグナルである可能性について考えてみる。

ふたたび崩壊分岐比を求める式を示す。

$$BR(K_L \to \pi^+\pi^-e^+e^-) = BR(K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0_D) \times \frac{N_{obs}(K_L \to \pi^+\pi^-e^+e^-) - N_{bg}(K_L \to \pi^+\pi^-e^+e^-)}{N_{obs}(K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0_D) - N_{bg}(K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0_D)} \times \frac{A(K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0)}{A(K_L \to \pi^+\pi^-e^+e^-)}$$

$N_{obs}(K_L \to \pi^+\pi^-e^+e^-) = 1$、$N_{bg}(K_L \to \pi^+\pi^-e^+e^-) = 0.15$ を用いると、

$$BR(K_L \to \pi^+\pi^-e^+e^-) = 6.03 \times 10^{-7}$$

の結果を得た。誤差についての考察が必要ではあるが、この結果は理論予想値である $o(10^{-7})$ と矛盾しない。

ところで、今回の解析に用いたデータは得られたデータの一部であり、K_L の稀崩壊に最適化されていない。1997 年 1 月から始まった K_Lの稀崩壊実験 (E799) は、ビームの強度が約 10 倍強く、解析磁石で荷電粒子が受ける横方向への運動量を最適化しているため多体崩壊に対してアクセプタンスが大きい。従って、3×10^{-7}の崩壊分岐比を仮定すると実験を通して崩壊事象 $K_L \to \pi^+\pi^-e^+e^-$が、約 300 事象観測されることが予想される。

Chapter 7

結論

今回米国フェルミ研究所で行われた KTeV(E832) 実験で 1996 年 10 月から 12 月において収集されたデータの 27%を用いて K_L の崩壊事象 $K_L \to \pi^+\pi^-e^+e^-$ を探索した。

その結果シグナル領域に 1 事象観測され、それに対して予想されるバックグラウンド事象は 0.15 事象であった。この 1 事象をバックグラウンドと仮定すると、崩壊事象 $K_L \to \pi^+\pi^-e^+e^-$ の崩壊分岐比の上限値

$$BR(K_L \to \pi^+\pi^-e^+e^-) < 2.79 \times 10^{-6}(90\%C.L.)$$

を得た。

これはデータの一部しか用いていないにもかかわらず、現在の世界記録である 2.5×10^{-6} とほぼ同じレベルの値を得ることができた。近い将来全てのデータを解析することによって、初めて崩壊事象 $K_L \to \pi^+\pi^-e^+e^-$ が観測され、崩壊分岐比及びＣＰ非保存の効果が測定されると期待される。

Appendix A

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。

A.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。

A.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。

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

A.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。

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

A.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。

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

A.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 A.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。

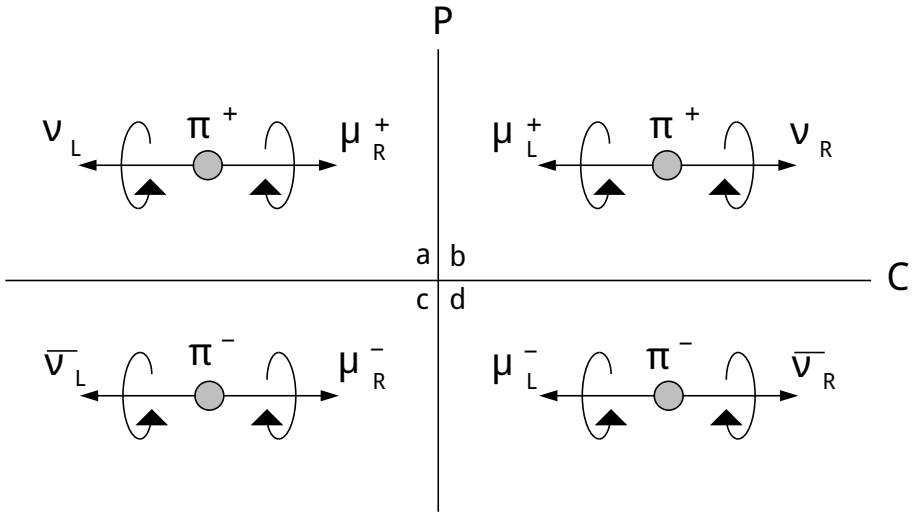

Figure A.1: $\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$における各種変換

A.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。

A.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。

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

A.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}

Table A.1: E799I 実験の結果

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 A.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。

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

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

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、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 A.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 実験を準備しており、フェルミ研究所では E832 実験が始まった。

謝辞

まず最初に、高エネルギー物理学に関する研究の機会を与えてくださった長島順清先生に厚くお礼申し上げます。学部 4 年生および修士課程の 2 年間を通して、高エネルギー物理学のみならず物理学全般にわたって多くの御指導を戴いたことに心から感謝します。

山中卓先生には、修士課程の 2 年間にわたり、常に御指導を頂きました。先生の深い洞察力には、ただただ関心の連続でした。この修士論文を書き終えることが出来たのも、先生の御指導のおかげであると感謝しております。また、先生に 2 年間御指導して頂けたことは、私の財産です。

瀧田正人先生、羽澄昌史先生には、学部 4 年生以来大変お世話になりました。高エネルギー物理学について何の知識も持たなかった私に、実験、理論の両面にわたって数多くのご指導をいただいたことに感謝します。

原先生には、先生が博士課程在学中から、様々な愚問にも丁寧にお答えいただいたこと、また研究以外においても大変お世話になったことに感謝します。

秘書の続木佐知子さんには出張手続き等の事務で大変お世話になりました。また、忙しい中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。どうもありがとうございました。

現在高エネルギー物理学研究所に居られる幅淳二先生には、阪大在職中に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。どうもありがとうございました。

現在 Fermi 研究所におられる中家さんには、数多くの助言及び御指導を戴きました。感謝します。

博士課程在学中の辰巳さん、川崎さん、花垣さん、山口さん、千代さん、貞本さん及び昨年就職されました八木さん、加藤さんには、実験、理論のあらゆる面にわたって様々な場面で多くの助言を頂きました。本当にありがとうございました。

同学年の草野君、住澤君、竹貝君、日高君、は良き相談相手となってくれました。どうもありがとうございました。また同学年ということで何かと迷惑をかけたかと思

いますが、この場を借りてお詫びします。

修士課程 1 年の香山君、持田君、吉田君、柳幸君、及び、4 年生の紅林君、火口君、北条君、森君、山田君には至らない先輩であったことをお詫びします。

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には、様々な御指導を頂いたことに感謝します。

Fermi 研究所滞在中お世話になった方々に感謝します。私の拙い英語力にもかかわらず、丁寧に御指導頂きました。本当にありがとうございました。

Bibliography

[1] H.Christenson, J.Cronin, V.Fitch, R.Turlay, Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964).

[2] L.M.Sehgal and M.Wanninger, Phys. Rev. **D46** , 1035 (1992).

[3] P.Heilinger and L.M.Sehgal, Phys. Rev. **D48** , 4146 (1993).

[4] Balats *et al.*, Sov. J. Nucl. Phys. **38**(4),556 (1983).