

中性 K 中間子の崩壊

$$K_L \longrightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$$

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 山中卓研究室

石川 隆之

平成 14 年 2 月 27 日

アメリカのフェルミ研究所で1997年に行われた KTeV 実験のデータを用いて、 $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ 崩壊を探索した。シグナルイベントは 0 事象で、このときバックグラウンドは 90% の信頼度で 3.8×10^{-2} 事象よりも小さいと見積もられた。

その結果、上限値

$$Br(K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-) < 5.9 \times 10^{-10}$$

(90% 信頼度) を世界ではじめて設定した。この結果は標準模型に矛盾しない。

目次

1	イントロダクション	1
2	KTeV 実験	5
2.1	KTeV ビーム	5
2.2	KTeV 検出器	5
2.2.1	崩壊領域	6
2.2.2	スペクトロメータ	6
2.2.3	トリガーホドスコープ	7
2.2.4	カロリメータ	7
2.2.5	ミューオンシステム	8
2.2.6	フォトンベトーカーウンター	9
2.3	トリガー	9
2.4	データ	11
3	モンテカルロ シミュレーション	12
4	イベントの再構築	13
4.1	トラックの再構築	13
4.2	クラスター	13
4.3	Matching	14
4.4	バーテックスの再構築	14
5	事象の選択	15

5.1	$K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ のバックグラウンド	15
5.2	イベントセレクション	17
5.2.1	再構築に関するカット	17
5.2.2	μ 粒子の同定	17
5.2.3	K_L の運動量	18
5.2.4	磁石中心でのトラックのずれ	23
5.2.5	フォトンベトー	23
5.2.6	シグナル領域	27
5.3	$K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ の解析	27
5.3.1	バックグラウンド	27
5.3.2	事象の選択	28
5.3.3	$K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ の事象数と K_L の数	28
5.4	$K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ の sensitivity	29
6	バックグラウンドの見積もり	33
6.1	2つの K_L の同時崩壊	33
6.2	データと MC の比較	34
6.3	バックグラウンド事象の上限値	34
6.4	バックグラウンドの事象数	35
7	系統誤差	40
8	結果と考察	42
9	結論	44

目 次

1.1	$K_L \rightarrow \gamma^{(*)}\gamma^{(*)}$ (短距離相互作用) のファインマン図	2
1.2	$K_L \rightarrow \gamma^{(*)}\gamma^{(*)}$ (長距離相互作用) のファインマン図	2
1.3	$K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$ のファインマン図	4
2.1	KTeV 実験装置の外観	6
2.2	トリガーホドスコープ	7
2.3	CsI カロリメータ	7
2.4	MU2 カウンター	9
2.5	MU3x カウンター (左) と MU3y カウンター (右)	10
5.1	π^\pm 運動量の関数としての punch through の確率。実線は直線での fit の結果を表す。	16
5.2	$K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$ の χ_{vertex}^2 (左上が MC、左下がデータ) とバーテックスの z 座標 (右上が MC、右下がデータ) の分布	19
5.3	$K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$ の CsI に投影したバーテックスの x 座標 (左上が MC、左下がデータ) と CsI に投影したバーテックスの y 座標 (右上が MC、右下がデータ) の分布	20
5.4	$K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$ の χ_{track}^2 (左上が MC、左下がデータ) とトラックとそれに対応するクラスターとの距離 (右上が MC、右下がデータ) の分布	21
5.5	$K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$ の μ の運動量 (左上が MC、左下がデータ) と $\chi_{mismatch}$ (右上が MC、右下がデータ) の分布	22
5.6	標的での K_L のエネルギースペクトル	23
5.7	$K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$ 4 つの μ^\pm の運動量の総和 $P_{\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-}$ (左上が MC、左下がデータ) と μ が CsI に落としたエネルギー (右上が MC、右下がデータ) の分布	24

5.8 $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$ の x トラックの磁場中心でのずれ (左上が MC、左下がデータ) y トラックの磁場中心でのずれ (右上が MC、右下がデータ) の分布 25

5.9 $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$ の SA, CIA のエネルギー (左上が MC、左下がデータ) RC のエネルギー (中央上が MC、中央下がデータ) CA のエネルギー (右上が MC、右下がデータ) の分布 26

5.10 $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$ の MC による $M_{\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-}$ (左) と P_t^2 (右) の分布 27

5.11 $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ の γ のエネルギー分布 (左上)。すべてのカット後の $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ の γ のエネルギーの分布 (左下)。すべてのカット後の $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ の χ_{shape}^2 の分布 (右上)。すべてのカット後の $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ の γ とトラックの距離の分布 (右下)。誤差棒はデータ、実線は MC を表す。 30

5.12 すべてのカット後の $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ の物理量の分布。左上は χ_{vertex}^2 の分布。右上はバーテックスの z 座標の分布。左下は $\mu^+\mu^-\gamma$ の運動量の和 $P_{\mu^+\mu^-\gamma}$ の分布。右下は μ の運動量の分布。誤差棒はデータ、実線は MC を表す。 31

5.13 すべてのカット後の $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ の $M_{\mu^+\mu^-\gamma}$ の分布 (左) と P_t^2 の分布 (右)。誤差棒はデータ、実線は MC を表す。 32

5.14 $M_{\mu\mu\gamma}$ を除いたカットの後の $M_{\mu^+\mu^-\gamma}$ の分布。斜線部分を指数関数で fit することで $0.49 < M_{\mu\mu\gamma}(\text{GeV}/c^2) < 0.506$ に含まれるバックグラウンドを見積もった。 32

6.1 $(K_L \rightarrow \pi^\pm\mu^\mp\nu) + (K_L \rightarrow \pi^\pm\mu^\mp\nu)$ の物理量の分布。誤差棒はデータ、実線は MC を表す。左上は $\pi\mu\pi\mu$ の運動量の分布。右上はトラックの運動量の分布。左下は χ_{vertex}^2 の分布。右下はバーテックスの z 座標の分布。 37

6.2 $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$ の物理量の分布。誤差棒はデータ、実線はバックグラウンドの MC を表す。左上は $\pi\mu\pi\mu$ の運動量の分布。右上はトラックの運動量の分布。左下は χ_{vertex}^2 の分布。右下はバーテックスの z 座標の分布。 38

6.3 A カットから $P_T^2 < 0.001(\text{GeV}/c)^2$ のカットをかける前 (実線のヒストグラム) と後 (網掛けのヒストグラム) の $P_{\mu\mu\mu\mu}$ (左上) と χ_{vertex}^2 (右上) と $M_{\mu\mu\mu\mu}$ (下) の分布。 39

8.1 $M_{\mu\mu\mu\mu}$ と P_t^2 以外のカット後の $M_{\mu\mu\mu\mu}$ (横軸) と P_t^2 (縦軸) の 2 次元プロット。 $490\text{MeV}/c^2 < M_{\mu\mu\mu\mu} < 506\text{MeV}/c^2, P_t^2 < 100(\text{MeV}/c)^2$ (点線で囲まれた領域) がシグナル領域である。 42

表 目 次

1.1	$K_L \rightarrow \gamma^* \gamma^*$ の各崩壊の分岐比の実験値	3
1.2	崩壊分岐比の予測値	3
2.1	ミューオンシステムのフィルターとシンチレーションカウンター	8
2.2	ランの状況	11
6.1	バックグラウンド事象の予想される事象の上限値 (D は π が崩壊、 P は π が punch through することを表す。	35
6.2	バックグラウンド事象の見積もりの数 (D は π が崩壊、 P は π が punch through することを表す。	36
7.1	カットの値による系統誤差	41

Chapter 1

イントロダクション

素粒子物理学実験においてある反応を観測するとき、我々が知ることのできるのは始状態の粒子と終状態の粒子だけである。その間に何が起きているのかを我々は直接観測することはできない。しかし、反応の確率や物理量などを測定し、それを理論的予測と突合わせることによって、我々は中間状態でどのような物理現象が起きていたかを知ることができる。

理論が確立されていない反応というのは、我々にとって未知の部分が大きいため新しい物理現象を含む場合がある。 K_L が2つの光子（仮想光子 γ^* でも実在光子 γ でも良い）に崩壊する $K_L \rightarrow \gamma^{(*)}\gamma^{(*)}$ はそのような反応の一つである。

$K_L \rightarrow \gamma^{(*)}\gamma^{(*)}$ は短距離相互作用と長距離相互作用という2つの過程から成り立っている。短距離相互作用はクォークやグルーオンを含む電弱相互作用によるものをいう。(Fig1.1) 短距離相互作用は良く理解されていて、標準模型（特に V_{td} ）や新しい物理につながっている。一方、長距離相互作用は低エネルギーのハドロン効果による電弱相互作用によるものをいう。(Fig1.2)

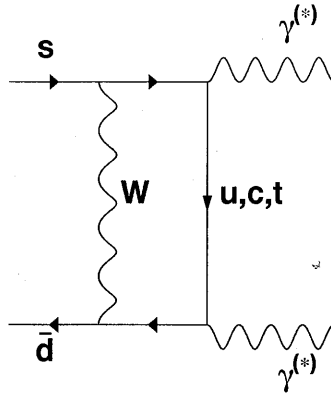


Figure 1.1: $K_L \rightarrow \gamma^{(*)} \gamma^{(*)}$ (短距離相互作用) のファインマン図

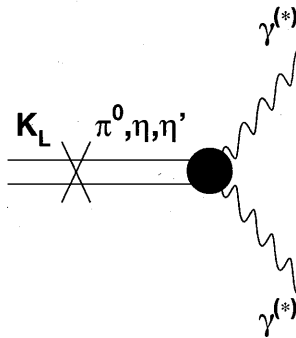


Figure 1.2: $K_L \rightarrow \gamma^{(*)} \gamma^{(*)}$ (長距離相互作用) のファインマン図

$K_L \rightarrow \gamma^{(*)}\gamma^{(*)}$ において短距離相互作用の寄与する部分は小さく、長距離相互作用が大きく寄与している。そのために、 $K_L \rightarrow \gamma^{(*)}\gamma^{(*)}$ を崩壊を調べることは長距離相互作用の物理現象がどのように起きているかを知ることになる。しかし、長距離相互作用はいくつかのモデルによって説明されてはいるが、例えば構造因子が分かっているなどまだ良く理解されていない。

$K_L \rightarrow \gamma^{(*)}\gamma^{(*)}$ の崩壊には、 $K_L \rightarrow e^+e^-$ 、 $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-$ 、 $K_L \rightarrow e^+e^-\gamma$ 、 $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ 、 $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ 、 $K_L \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ 、 $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ 、 $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$ がある。Table 1.1にそれぞれの崩壊の分岐比の実験値を示す。この中で $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$ だけがまだ観測されていない [8]。

崩壊モード	崩壊分岐比
$K_L \rightarrow e^+e^-$	9×10^{-12}
$K_L \rightarrow \mu^+\mu^-$	7.15×10^{-9}
$K_L \rightarrow e^+e^-\gamma$	10.0×10^{-6}
$K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$	3.25×10^{-7}
$K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$	4.1×10^{-8}
$K_L \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$	2.9×10^{-9}
$K_L \rightarrow \gamma\gamma$	5.86×10^{-4}

Table 1.1: $K_L \rightarrow \gamma^*\gamma^*$ の各崩壊の分岐比の実験値

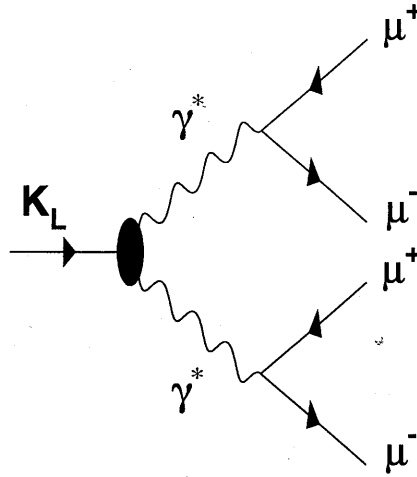
$K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$ は中間状態として2つの仮想光子を介し ($K_L \rightarrow \gamma^*\gamma^*$)、さらに、2つのミューオン対に内部転換するという過程を通して起きる。(Fig.1.3)

QED(Phase Space Model)[3]、 χ_{PT} [2] によって $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$ の崩壊分岐比が Table 1.2 のように計算されている。

model	QED	χ_{PT}
$\text{Br}(K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-)$	5.54×10^{-13}	7.62×10^{-13}

Table 1.2: 崩壊分岐比の予測値

いずれの理論でも崩壊分岐比のオーダーは 10^{-13} と小さく、これらの理論が正しければ、KTeV

Figure 1.3: $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ のファインマン図

実験では崩壊を観測することはできない。しかし、逆にもし崩壊を観測することができれば、これらの理論はすべて正しくないことになる。これは標準理論を破る大きな物理があることを示すだろう。

この論文はフェルミ研究所の実験のデータを用いて行った $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ 崩壊の探索について述べる。

Chapter 2

KTeV 実験

1997年にアメリカのフェルミ研究所で Kaon の希崩壊を探索する E799II 実験が行われた。E799II 実験の目的は Kaon の希崩壊において CP 非保存やその他の興味深い物理について研究することである。この論文の $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ の解析は E799II 実験で集められたデータの一部を用いて行った。

この章では KTeV 実験と解析に用いたデータについて述べる。

2.1 KTeV ビーム

E799II 実験では 2 本の純粋な高い強度の中性 Kaon ビームを使っている。この section では中性ビームの生成について述べる。まず、フェルミ研究所の Tevatron 加速器によって加速された 800 GeV/c の陽子を BeO 標的に照射し、その結果、2 次粒子を作る。その中から、中性粒子を磁石とコリメータによって選び出す。最終的に真空の崩壊領域（後述）に入ってくるビーム（中性ハドロン）は典型的には 25 から 50 MHz のレートを持つ。この中性ビームのほとんどは中性子と K_L できている。中性子と Kaon の比は 3:1 である。

2.2 KTeV 検出器

この節では E799II 実験で用いた KTeV 検出器について上流から順に述べる。検出器の外観を Fig.2.1 に示す。ビームの方向に沿って、z 軸をとり（BeO 標的の中心を $z=0$ とする）、上向きに y 軸をとり、右手系にしたがって水平方向に x 軸をとる。

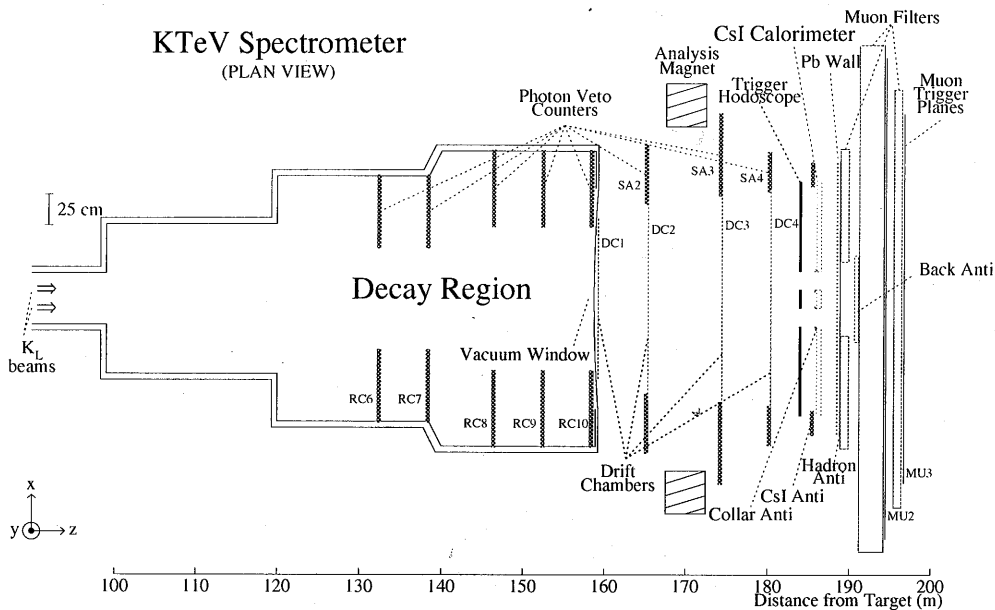


Figure 2.1: KTeV 実験装置の外観

2.2.1 崩壊領域

K_L の崩壊領域は $z=90$ m から $z=159$ m までである。崩壊領域は 1×10^{-6} torr の真空の下にある。

2.2.2 スペクトロメータ

スペクトロメータは荷電粒子の軌道と運動量を測るために用いる。また、崩壊した粒子の崩壊点をみつけることにも使った。

スペクトロメータは4枚のドリフトチェンバー (DC) と磁石でできている。それぞれの DC は x 平面と y 平面で荷電粒子のトラックの位置を測定する。DC の位置の精度は約 $100 \mu\text{m}$ である。磁石は2番目の DC (DC2) と3番目の DC (DC3) の間におかれている。磁場は約 2 kilogauss の大きさに y 方向にかけられており、荷電粒子に約 $200 \text{ MeV}/c$ の運動量 kick を水平方向に与える。

スペクトロメータによる運動量の精度は

$$\sigma(p)/p = 0.38\% \oplus 0.016\% \times p$$

となっている。ここで、 p は GeV/c 単位のトラックの運動量である。

2.2.3 トリガーホドスコープ

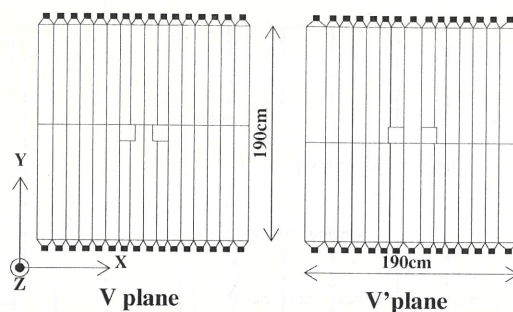


Figure 2.2: トリガーホドスコープ

スペクトロメータの下流にあるトリガーホドスコープ (Fig.2.2) は荷電粒子の数を数えるために用いる。ホドスコープは V 層と V' 層の 2 層で、 $13\text{cm} \times 110\text{cm} \times 0.5\text{cm}$ のシンチレーションカウンタ 32 枚から成っている。

2.2.4 カロリメータ

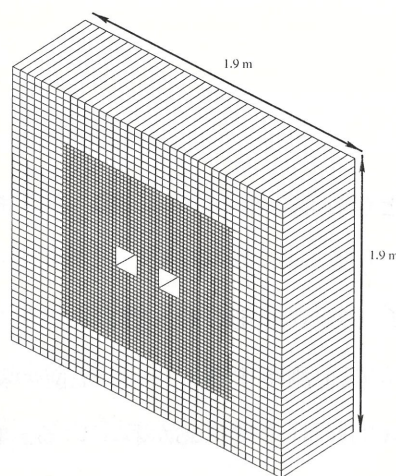


Figure 2.3: CsI カロリメータ

トリガーホドスコープの下流にある電磁カロリメータによって、 e^\pm や γ のエネルギーを測定する。このカロリメータは 3100 個の純粋な CsI 結晶でできている (Fig.2.3)。3100 本の結晶のうち 2232 本は $2.5\text{cm} \times 2.5\text{cm} \times 50\text{cm}$ という大きさで、内側 ($X \leq 1.2\text{m}, Y \leq 1.2\text{m}$) に配置されてい

る。その外側には、 $5.0\text{cm} \times 5.0\text{cm} \times 50\text{cm}$ という大きさの結晶が 868 本配置されている。3100 本の結晶によってカロリメータの大きさは $1.9\text{m} \times 1.9\text{m} \times 0.5\text{m}$ になっている。ビームが CsI に当たらないように、 $15\text{cm} \times 15\text{cm}$ の大きさの穴が $x = \pm 15\text{cm}$ を中心に 2 つある。

z 方向の 50cm という大きさは 27 放射長に相当する。つまり、 e^\pm や γ の電磁シャワーを捕まえることができる。その一方で、ハドロンや minimum ionizing particle (MIP) はその粒子の持つエネルギーを一部しか落とさない。

小さい結晶の位置分解能は 1mm で大きい結晶の位置分解能は 1.8mm である。CsI カロリメータのエネルギー分解能は

$$\sigma(E)/E = 0.45\% + 2\%/\sqrt{E}$$

となっている。ここで、 E は GeV の単位である。

2.2.5 ミューオンシステム

CsI の下流にあるミューオンシステムはミューオンを識別するためのもので、ミューオン以外の粒子を遮蔽するためのフィルター（鉛と 3 つの鉄のフィルター）とシンチレーションカウンター（MU2、MU3x、MU3y）で構成されている。ミューオンシステムの構成要素の位置と大きさを Table 2.1 に示す。

名前 (物質)	Z position(m)	厚さ	断面積
Pb wall(鉛)	188.531 m	10 cm	$2.43\text{ m} \times 2.43\text{ m}$
MU1 filter(鉄)	189.092 m	104.2 cm	$2.432\text{ m} \times 2.432\text{ m}$
MU2 filter(鉄)	191.741 m	303.8 cm	$4.26\text{ m} \times 3.4\text{ m}$
MU3 filter(鉄)	195.287 m	102.5 cm	$3.493\text{ m} \times 3.6\text{ m}$
MU2	194.827 m	1.5 cm	$3.93\text{ m} \times 2.99\text{ m}$
MU3y	196.362 m	1.5 cm	$3.00\text{ m} \times 3.00\text{ m}$
MU3x	196.396 m	1.5 cm	$3.00\text{ m} \times 3.00\text{ m}$

Table 2.1: ミューオンシステムのフィルターとシンチレーションカウンター

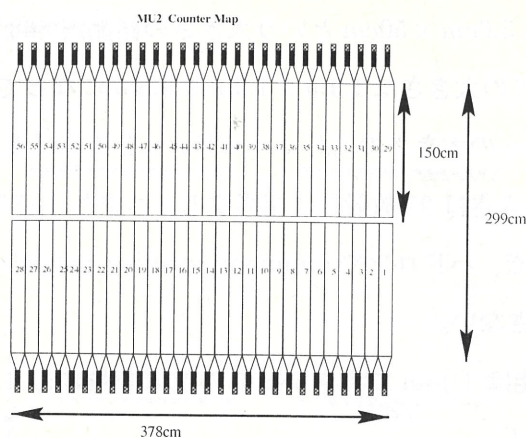


Figure 2.4: MU2 カウンター

$z=194.827$ mにあるMU2(Fig2.4)は $150\text{cm} \times 15\text{cm} \times 1.5\text{cm}$ のシンチレーションカウンター56枚からできている。MU2は μ をベトーする目的で用いる。そのため、隣り合うカウンターは1cmずつ重なっている。MU3xとMU3y(Fig2.5)は $150\text{cm} \times 15\text{cm} \times 1.5\text{cm}$ のシンチレーションカウンター40枚からできている。MU3は μ の数を数える目的で用いる。そのため、隣り合うカウンターは重なっていない。

2.2.6 フォトンベトーカウンター

検出可能な領域からそれてくる光子を検出する目的で用いるのがフォトンベトーカウンターと呼ばれる検出器である。

フォトンベトーカウンターには3種類あって、それぞれ1)崩壊領域にあるのがRing Counter(RC)、2)スペクトロメータのまわりにあるのがSpectrometer Anti(SA)、3)CsIカロリメータのまわりにあるのがCsI Anti(CIA)である。

RC、SA、CIAは鉛とシンチレーターを交互に重ねたサンドイッチ構造でできていて、16放射長の厚みになっている。

2.3 トリガー

KTeVのトリガーシステムは3つの段階からできている。それらの3つの段階はレベル1、レベル2、レベル3と呼ばれる。レベル1とレベル2はハードウェアのロジックでできている。レベ

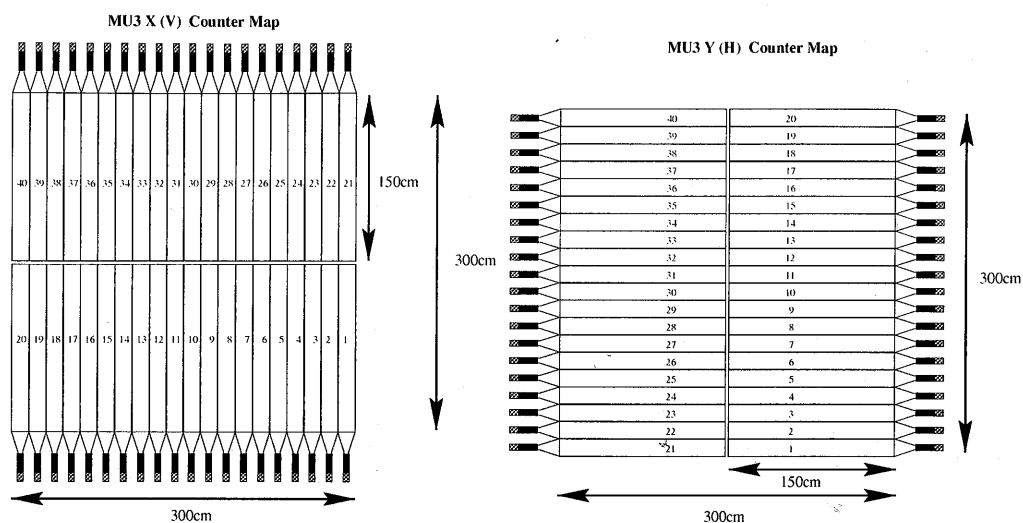


Figure 2.5: MU3x カウンター (左) と MU3y カウンター (右)

ル 3 はソフトウェアによってイベントを再構築することでイベントを選びだす。

この論文では規格化事象 $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ を用いて、 K_L の数を数える。そのため、シグナル事象を集めるためのトリガーと規格化事象を集めるためのトリガーを用いた。

シグナル事象 $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ のトリガーは 2 つ以上の μ 粒子を要求する。規格化事象 $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ のトリガーは μ 粒子を 2 つ以上と 1 GeV より大きいクラスター¹ を 1 つ以上要求する。それぞれのレベル 1、レベル 2 の段階でのトリガーは次のようになっている。

○ $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ トリガー (レベル 1、2) : $2V * DC12 * 2MU3 * 2HCY * !HA_SUPERHI$

○ $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ トリガー (レベル 1、2) : $2V * DC12 * 2MU3 * 2HCY * \overline{PHV} * HCC_GE1$

ここで

- 2V : ホドスコープの V, V' 面の 1 つの面に 2 つ以上のヒットがあり、残りの面に 1 つ以上のヒットがある。
- 2MU3 : MU3x と MU3y の両方に 2 つ以上のヒットがある。
- DC12 : ドリフトチェンバー DC1 と DC2 の x 面、y 面両方に 1 つ以上のヒットがある。
- !HA_SUPERHI : Hadron Anti にヒットがない。

¹ 粒子がカロリメータに残したエネルギーのかたまりのこと

- \overline{PHV} : 落としたエネルギーが RC に 500MeV 以下、SA と CIA に 400MeV 以下。
- HCC_GE1 : 1GeV 以上のクラスターがある。

となっている。

シグナル事象と規格化事象のレベル 3 トリガーは次のことを要求している。

○ $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ トリガー (レベル 3) :

- * 1つの崩壊点 (バーテックス) から出る 2つ以上の荷電粒子の軌跡 (トラック)

○ $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ トリガー (レベル 3) :

- * 1つのバーテックスから出る 2つ以上のトラック
- * それぞれのトラックは対応するクラスターを持つ

2.4 データ

解析に用いたデータは E799II 実験の 1997 年のランで集められたものである。このランは 1997 年の 2 月 1 日から 5 月 23 日まで行われた。このランの状況を table 2.2 に示す。run number は 8255 から 8910 までを用いた。

run number	8255-8910
proton intensity	$4 \times 10^{12} (/min)$
beam size at CsI	$10cm \times 10cm$

Table 2.2: ランの状況

Chapter 3

モンテカルロ シミュレーション

シグナルイベントや規格化イベントのアクセプタンス（崩壊を観測する確率）やバックグラウンドを見積もるためにモンテカルロシミュレーション（MC）を行った。

Kaon の運動量は 20-220 GeV/c で、崩壊点は標的から 90-160 m の所で寿命とエネルギーに依存した崩壊確率にしたがって選んだ。

$K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ の崩壊は文献 [3] の QED による行列要素を用いてシミュレーションを行った。また、 $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ の崩壊は BMS モデル [4] を用いてシミュレーションを行った。

Chapter 4

イベントの再構築

$K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ や $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ の崩壊の最終状態はミューオンという荷電粒子や光子である。これらの粒子が検出器に残した情報を用いて事象を再構成する。基本的な再構築の方法は 1) スペクトロメータの情報からトラックを探す 2) CsI カロリメータでクラスターを探す 3) バーテックス (崩壊点) を探すということで行う。

4.1 トラックの再構築

荷電粒子がドリフトチェンバーに残したヒットの情報から荷電粒子の軌跡 (トラック) の再構築をした。Z-X 平面 (Z-Y) 平面に投影されたトラックを Xトラック (Yトラック) と呼ぶ。Xトラックは磁石の上流と下流でそれぞれ方向の異なるトラックを構成する。この時点ではトラックは 2 次元的なものである。

4.2 クラスタ

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塊である。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がわかる。

4.3 Matching

ここまでの段階で独立であった xトラック、yトラック、クラスターを1つのセットとして組み合わせることが Matching である。そのために、CsI に投影したトラックの位置とクラスターの位置の距離が 7 cm より小さいような xトラックと yトラックとそのトラックに match したクラスターの組み合わせを探した。

4.4 バーテックスの再構築

4つのトラック（規格化イベントでは2本のトラック）が交わる点つまりバーテックスを探した。その際、3次元的な fit を行った。

Chapter 5

事象の選択

$K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ のバックグラウンドを抑え、シグナルを選びだすために事象の選択を行った。

まず、 $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ のバックグラウンドについて述べる。次に、バックグラウンドとシグナルのモンテカルロシミュレーション (MC) を用いて、 $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ を選ぶためのカットについて述べる。最後に、 K_L の数を数えるための規格化事象の解析について述べる。

5.1 $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ のバックグラウンド

ここでは $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ のバックグラウンドについて述べる。 $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ のバックグラウンドにはおもに次の2つがある。

$$(K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu) + (K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu)$$

これは $K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu (K_{\mu 3})$ と $K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu$ の2つの崩壊が同時に起きて、さらに2つの π^\pm を μ^\pm と見間違ふことにより最終状態が4つの μ となるため、バックグラウンドとなり得る。

$$(K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu) + (K_L \rightarrow \pi^\pm \pi^\mp \pi^0)$$

これは $K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu (K_{\mu 3})$ と $K_L \rightarrow \pi^\pm \pi^\mp \pi^0$ の2つの崩壊が同時に起きて、さらに3つの π^\pm を μ^\pm と見間違い、 π^0 からの2つの γ を見失うことで最終状態が4つの μ となるため、バックグラウンドとなり得る。

π^\pm を μ^\pm と見間違ふ可能性は 1) $\pi^\pm \rightarrow \mu^\mp \nu$ 崩壊の場合と 2) π^\pm が鉛、鉄とハドロンシャワーを起こし、シャワーでできた粒子が MU3 カウンターをヒットする場合 (punch through と呼ぶ) ことがある。1) の崩壊の場合は π の寿命 $\tau = 2.6033 \times 10^{-8} \text{sec}$ にしたがって崩壊する。例えば、 $K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu$ の場合、 π^\pm の約 7% が CsI カロリメータの上流で崩壊する。2) の punch through の場合は Geant (シミュレーションのプログラム) で 0 GeV から 120 GeV までのエネルギーを持つ π^\pm を KTeV の測定装置の CsI のすぐ下流から飛ばして、MU3 カウンターをヒットする確率を計算した。その確率の結果を Figure 5.1 に示す [7]。これから分かるように崩壊の確率の方が punch through の確率よりも 10 倍以上大きい。しかし、崩壊で μ の同定を間違えるときはトラックが折れ曲がり、良いバーテックスが見つからないのに対し、punchthrough により μ の同定を間違えるときは、トラックが折れ曲がらず、良いバーテックスとなるので見逃してはいけないバックグラウンドとなる。また、2 つの K_L が同時に崩壊する確率については次の Chapter 6 で述べる。

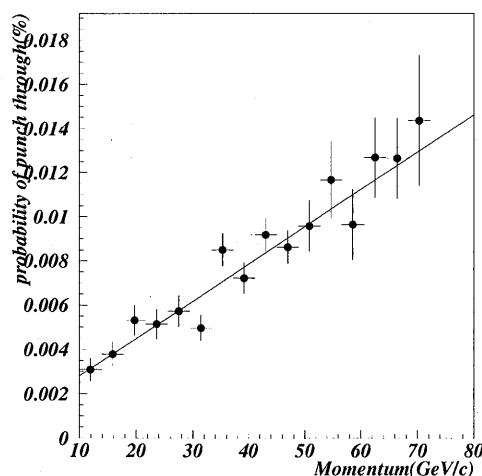


Figure 5.1: π^\pm 運動量の関数としての punch through の確率。実線は直線での fit の結果を表す。

5.2 イベントセレクション

5.2.1 再構築に関するカット

Chapter4 で求めたバーテックスとトラックについて次の条件を要求した。

- 1つのバーテックスを作る4つのトラックを要求する。
- トラックを fit することでバーテックスを求める。この fit の χ^2 を χ_{vertex}^2 と呼ぶ。 χ_{vertex}^2 に対して $\chi_{vertex}^2 < 50$ を要求した。(Fig5.2)
- バーテックスの z 座標に対して $95m < Z_{vertex} < 155m$ を要求する。(Fig5.2)
- バーテックスの標的から CsI カロリメータの前面に投影した位置がビームホールを中心から 7.5cm 以内であることを要求した。(Fig5.3)
- トラックを決めるときの fit を χ_{track}^2 と呼ぶ。 χ_{track}^2 に対して、 $\chi_{track}^2 < 50$ を要求した。(Fig5.4)
- トラックとそれに対応するクラスターの距離が 4cm 以下であることを要求した。(Fig5.4)

5.2.2 μ 粒子の同定

μ はカロリメータにイオン化によってのみエネルギーを落とす。このエネルギーの分布は 400MeV にピークを持つ。一方、 π^\pm の約 75%はハドロンシャワーを起こし、 μ よりも多くのエネルギーをカロリメータに落とす。シャワーを起こした π を取り除くために μ がカロリメータに落としたエネルギーは 1GeV より小さいことを要求した。(Fig5.7)

CsI カロリメータの前面と MU3 カウンターの間には CsI、鉄、鉛 (31 interaction length) があり、 π^\pm を止める。MU3 カウンターに達することができるには 7GeV/c 以上の運動量の μ が必要なので、 μ の運動量は 7 GeV/c より大きいことを要求した (Fig5.5)。

さらに、トラックを MU3 カウンターに投影した場所と MU3 カウンターがヒットした場所が近いことも要求した。これには μ の多重散乱の効果を含めた $\chi_{mismatch}^2$ という関数を用い、 $\chi_{mismatch}^2 < 4$ であることを要求した (Fig5.5)。

5.2.3 K_L の運動量

K_L のエネルギースペクトルは Fig5.6のようになっている。4つのトラックの運動量の総和 $P_{\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-}$ に対して $20\text{GeV}/c < P_{\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-} < 220\text{GeV}/c$ を要求した (Fig5.5)。

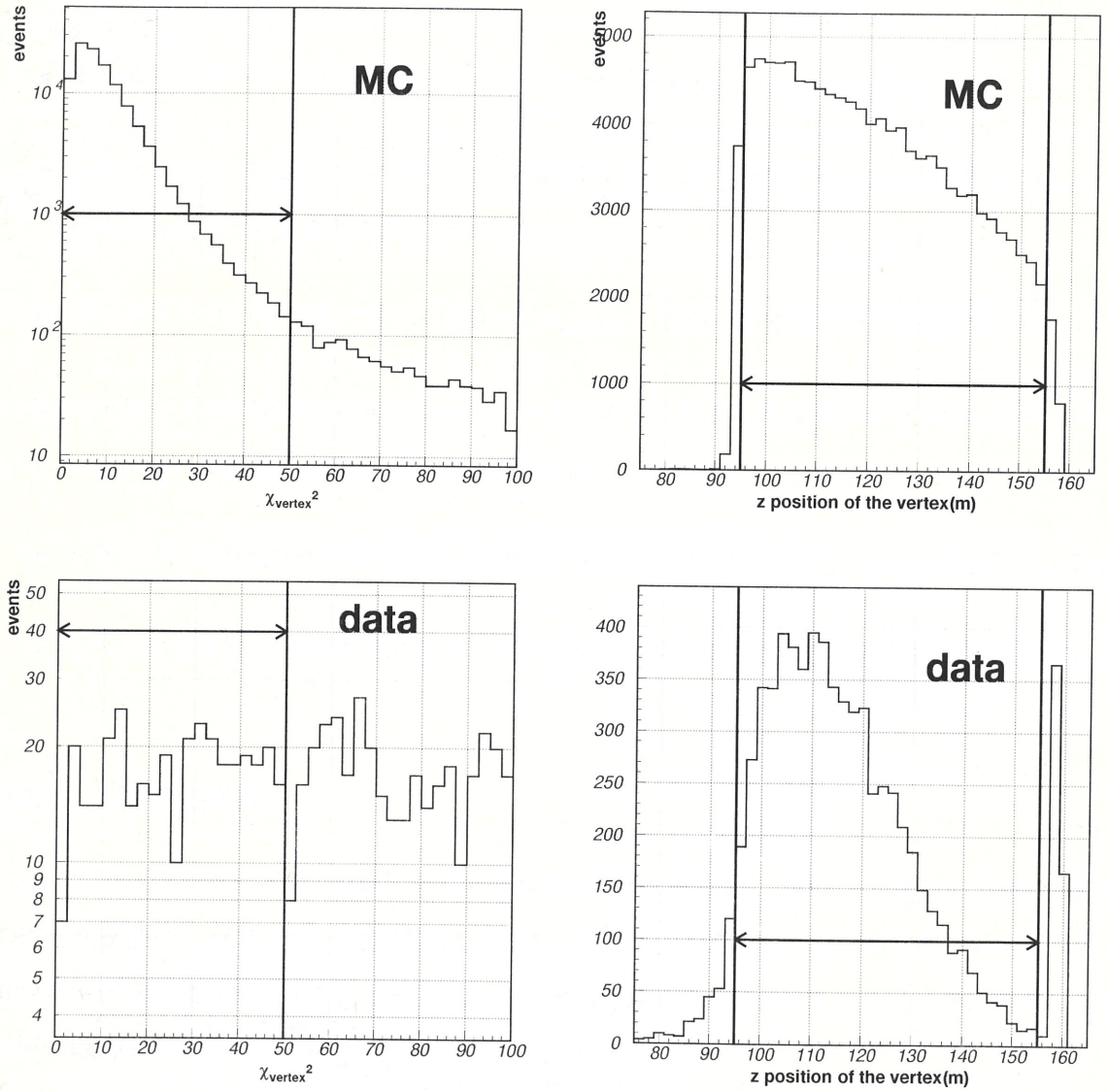


Figure 5.2: $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ の χ_{vertex}^2 (左上が MC、左下がデータ) とバーテックスの z 座標 (右上が MC、右下がデータ) の分布

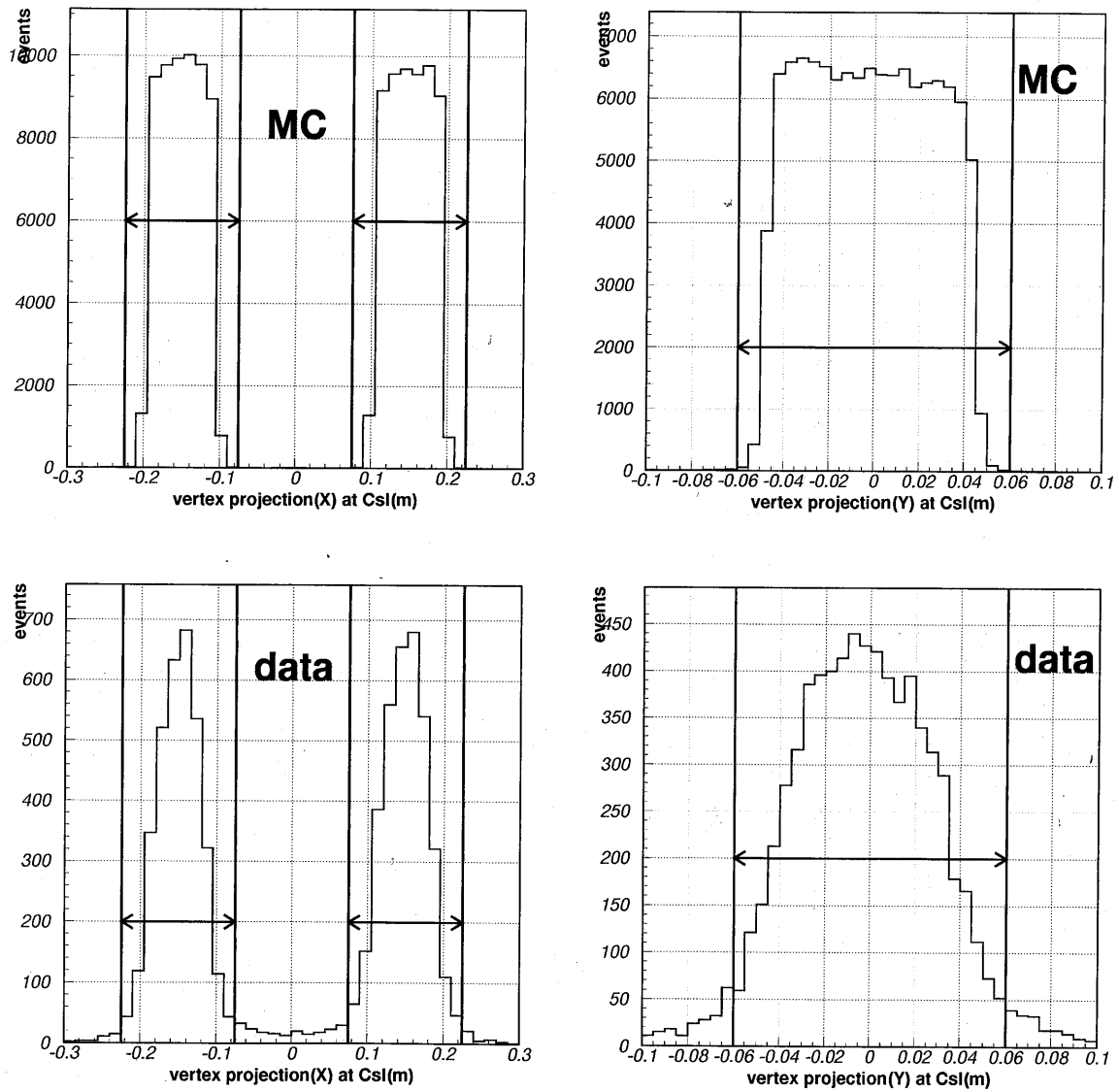


Figure 5.3: $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ の CsI に投影したバーテックスの x 座標 (左上が MC、左下がデータ) と CsI に投影したバーテックスの y 座標 (右上が MC、右下がデータ) の分布

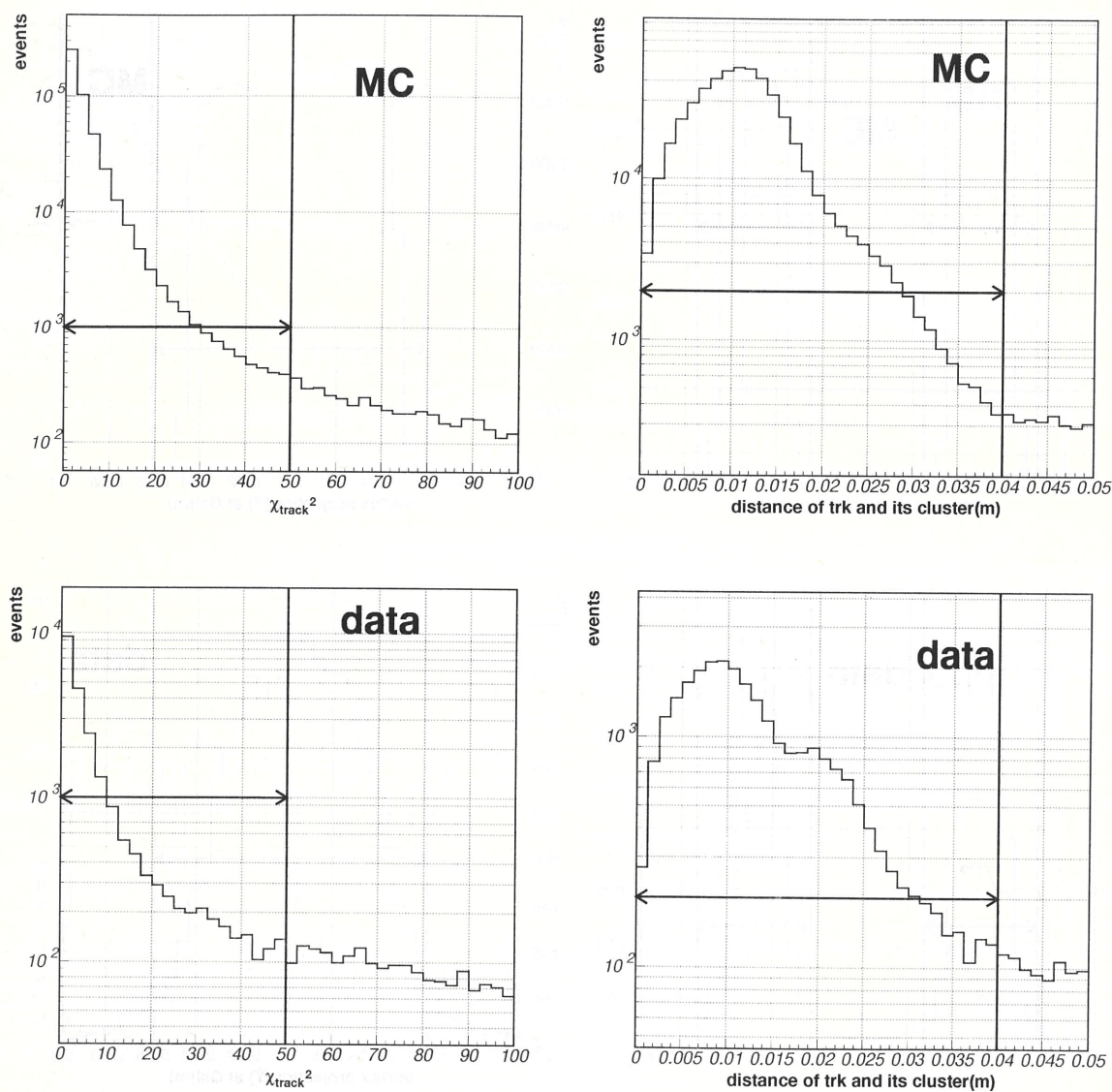


Figure 5.4: $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ の χ_{track}^2 (左上が MC、左下がデータ) とトラックとそれに対応するクラスターとの距離 (右上が MC、右下がデータ) の分布

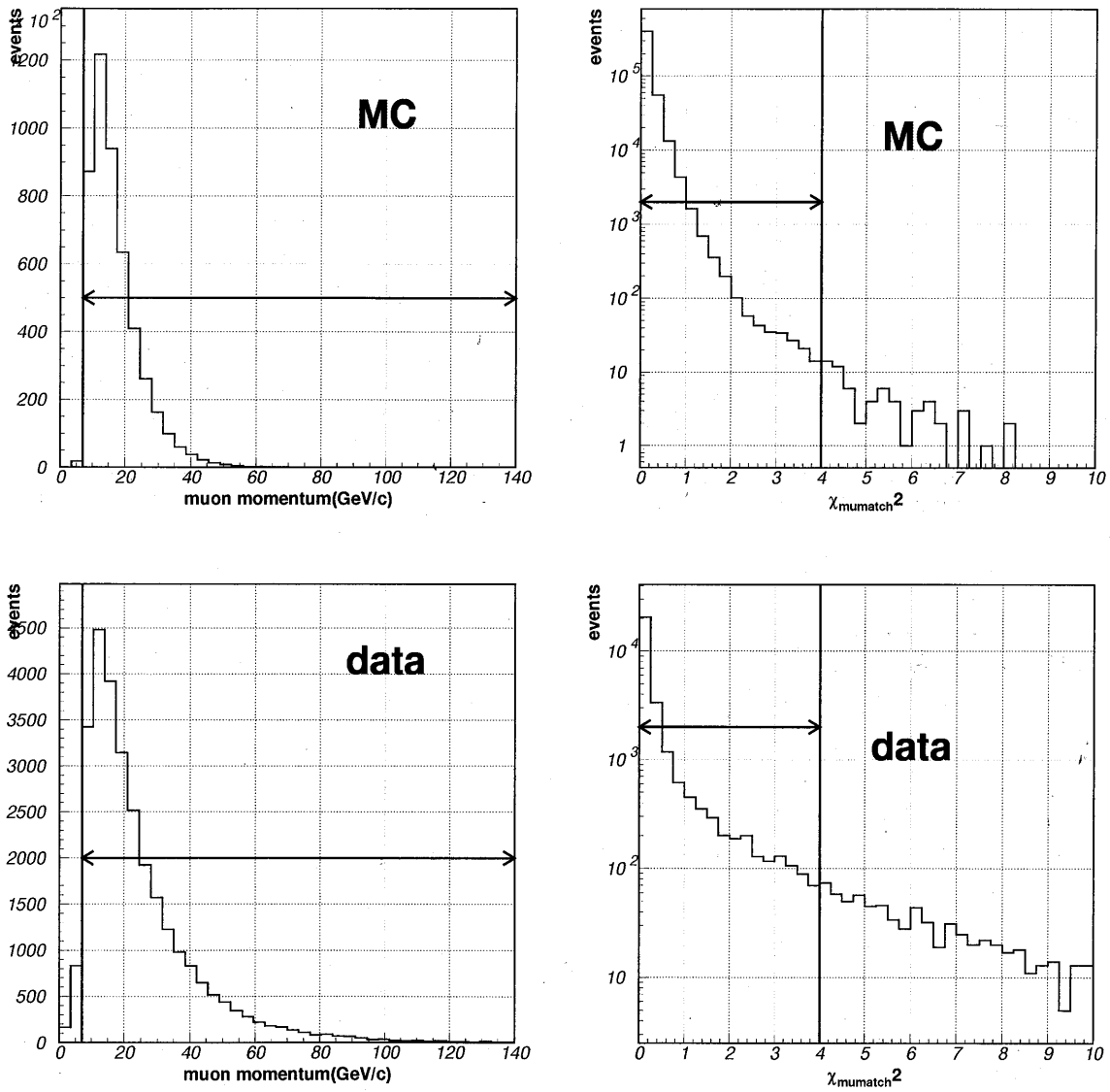
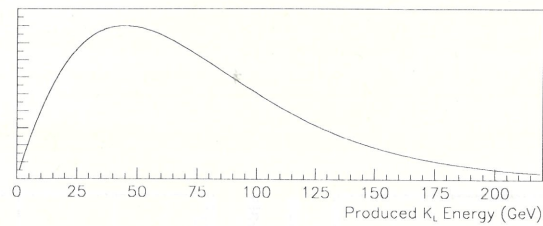


Figure 5.5: $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$ の μ の運動量 (左上が MC、左下がデータ) と $\chi_{mismatch}^2$ (右上が MC、右下がデータ) の分布

Figure 5.6: 標的での K_L のエネルギースペクトル

5.2.4 磁石中心でのトラックのずれ

π が磁石とチェンバーの間で崩壊した事象では上流トラックと下流トラックが磁石中心で大きくずれる。このような事象を取り除くため、ずれた距離が 1.5 mm より小さいことを要求した (Fig5.8)。

5.2.5 フォトンベトー

$K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ のトリガーはフォトンベトーにヒットがないことを要求しているが、 $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ のトリガーは要求していない。系統誤差を小さくするため、シグナル事象と規格化事象の両方に対して、RC、SA、CIA に 300 MeV 以下 (Fig5.9)、CA に 3 GeV 以下 (Fig5.9) という条件を要求した。

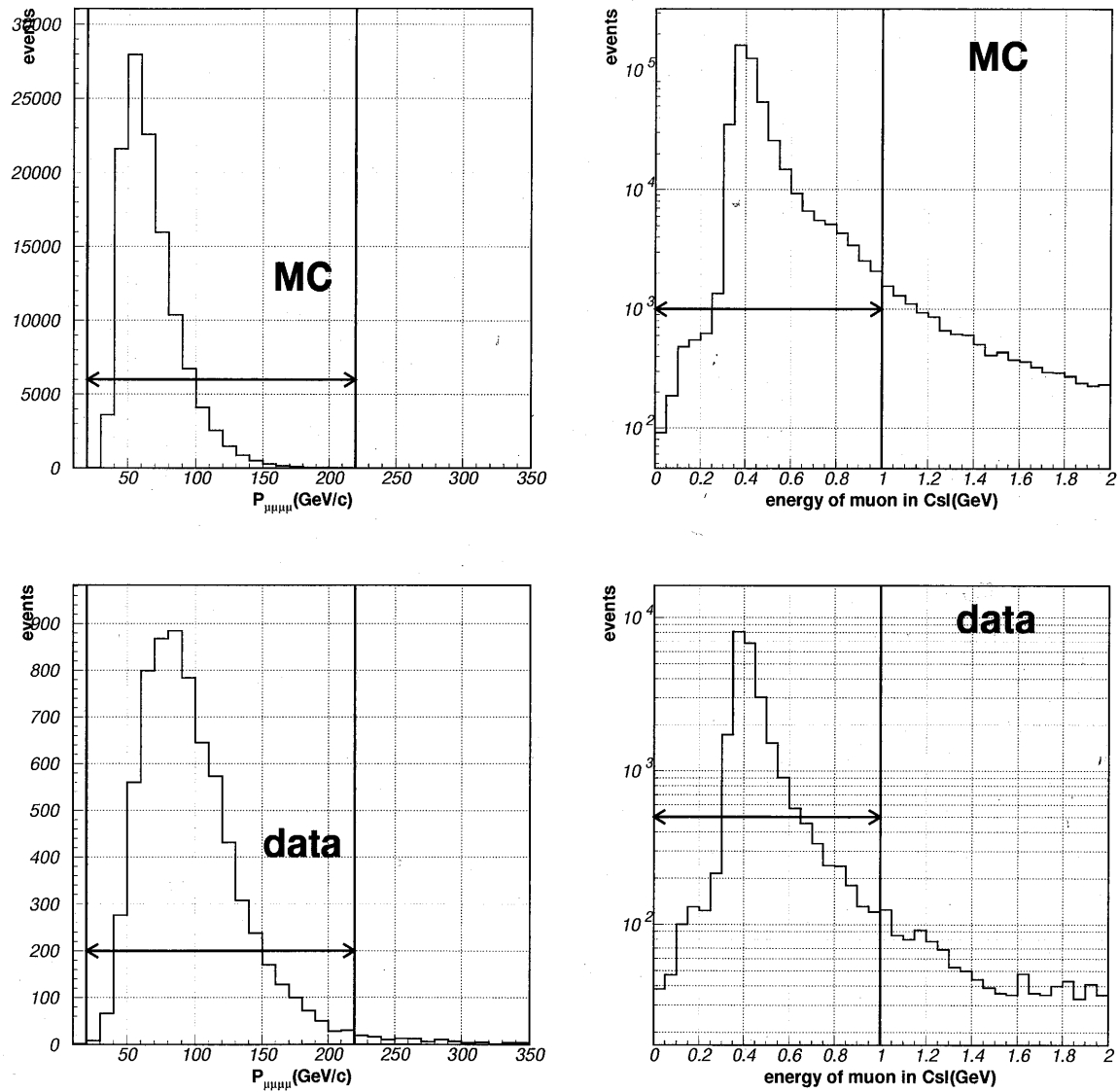


Figure 5.7: $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$ 4つの μ^\pm の運動量の総和 $P_{\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-}$ (左上が MC、左下がデータ) と μ が CsI に落としたエネルギー (右上が MC、右下がデータ) の分布

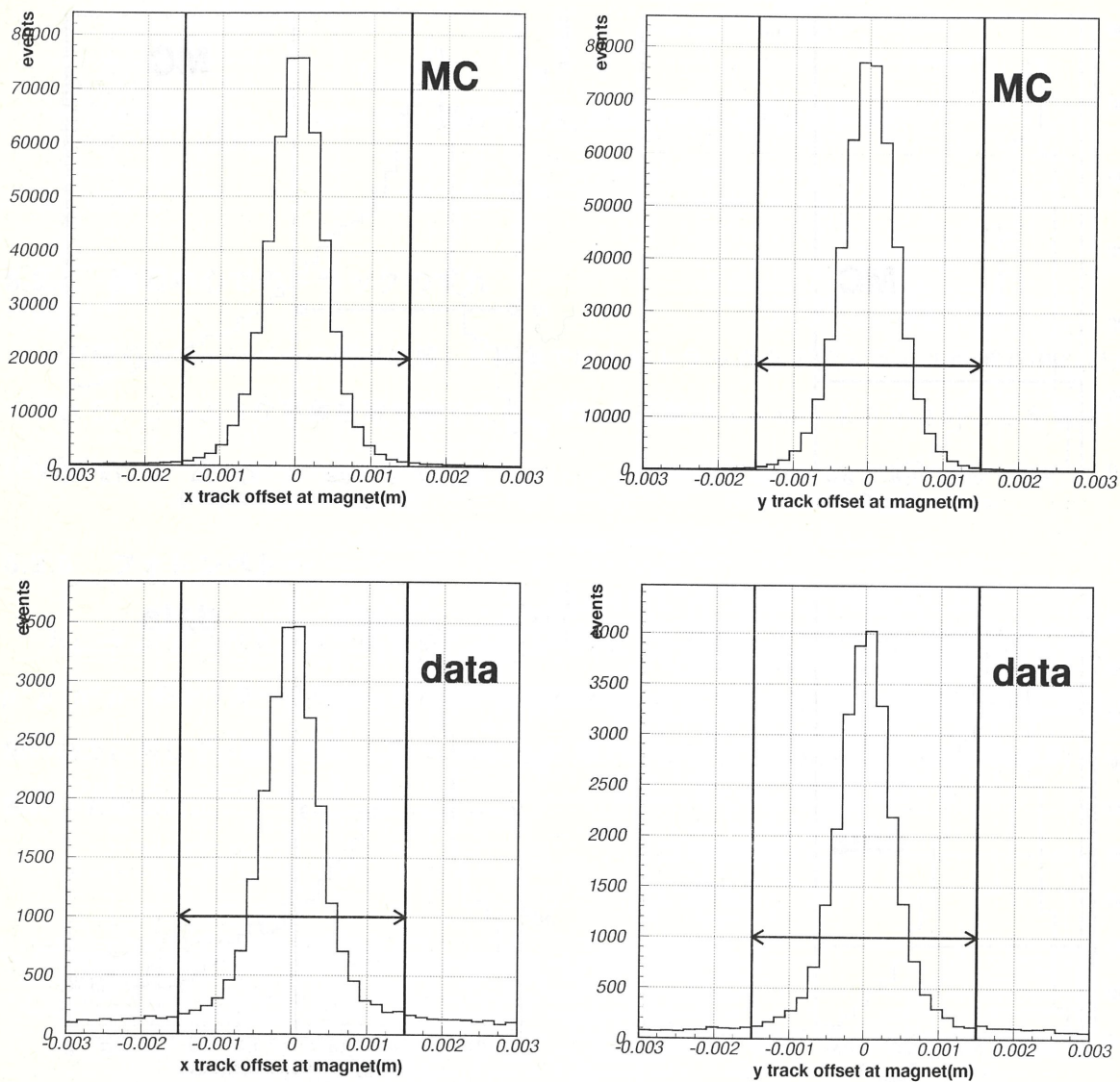


Figure 5.8: $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ の x トラックの磁場中心でのずれ (左上が MC、左下がデータ) y トラックの磁場中心でのずれ (右上が MC、右下がデータ) の分布

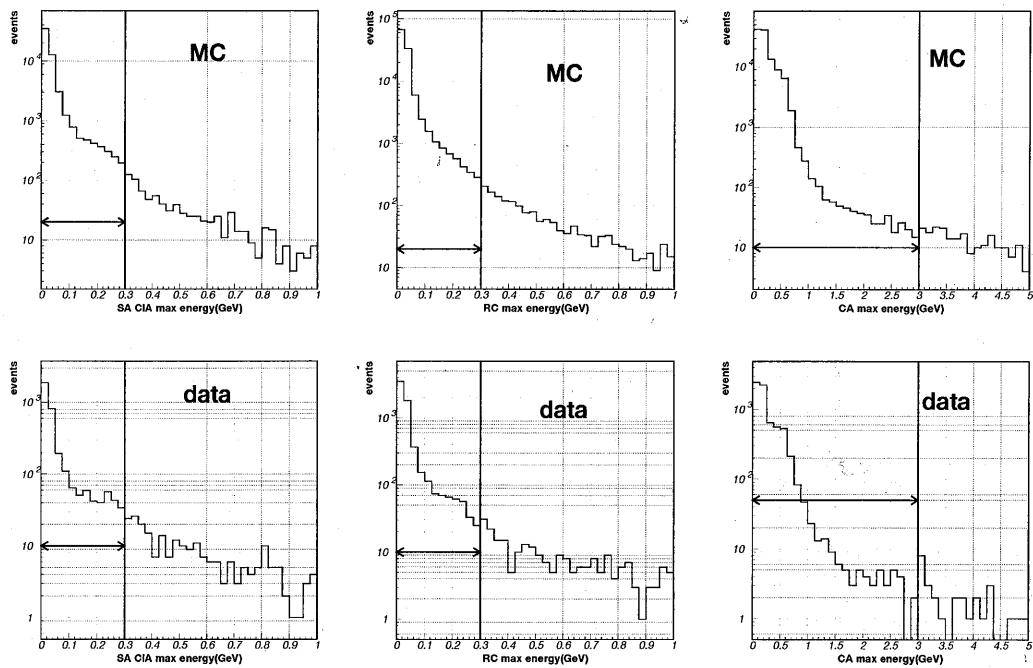


Figure 5.9: $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ の SA, CIA のエネルギー (左上が MC、左下がデータ) RC のエネルギー (中央上が MC、中央下がデータ) CA のエネルギー (右上が MC、右下がデータ) の分布

5.2.6 シグナル領域

K_L が崩壊した事象を選ぶために、 $\mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ の不変質量 $M_{\mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-}$ が $490 \text{ MeV}/c^2 < M_{\mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-} < 506 \text{ MeV}/c^2$ であることを要求する (Fig5.10)。

P_t とは観測された粒子の運動量の和の K_L の運動方向に垂直な方向の成分である。崩壊によって生成した粒子をすべて観測しているならば、 P_t^2 の値は0になるはずである。 $P_t^2 < 100 (\text{MeV}/c)^2$ を要求した (Fig5.10)。

バックグラウンドの考察を Chapter6で行った後にデータのシグナル領域を解析することにする。

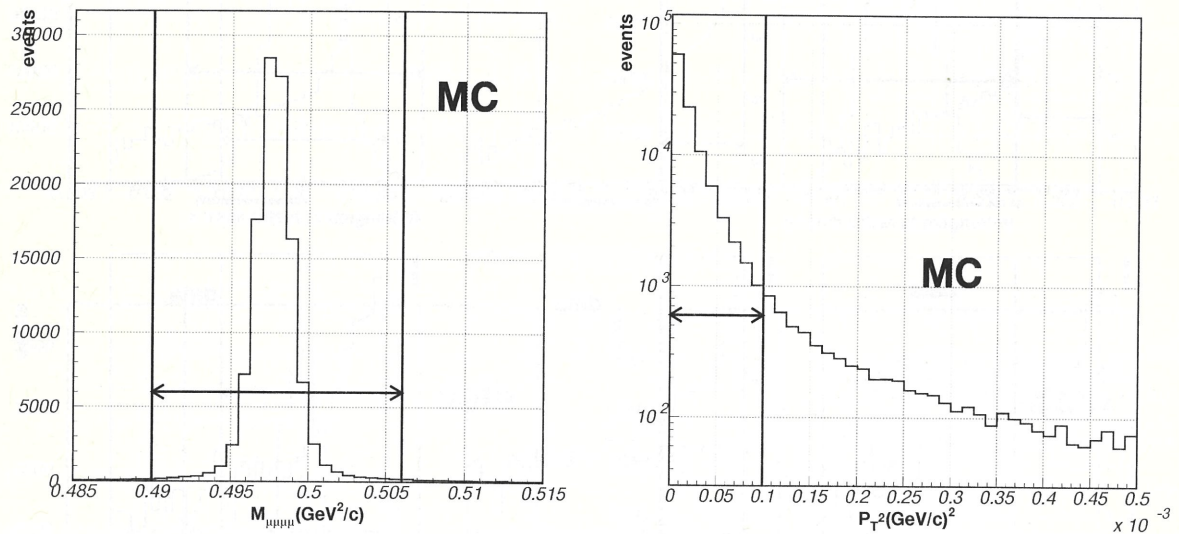


Figure 5.10: $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ の MC による $M_{\mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-}$ (左) と P_t^2 (右) の分布

5.3 $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ の解析

$K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ の崩壊分岐比を求めるには K_L が崩壊した数が必要となる。そのための規格化事象 $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ を選びだした。

5.3.1 バックグラウンド

$K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ のバックグラウンドとなる事象はおもに次の2つがある。

- $K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu$ の π^\pm を μ^\pm と見間違い、アクシデンタルなクラスターをカロリメータで観測した場合。
- $K_L \rightarrow \pi^\pm \pi^\mp \pi^0$ の π^\pm を μ^\pm と見間違い、 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ の内の1つの γ が観測されない場合。

5.3.2 事象の選択

$K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ を選ぶときに使うカットは系統誤差を小さくするために、 $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ とほぼ同じカットを用いた。異なる点はトラックの数が4本ではなく2本であることと、 γ を同定するためのカットである。

$K_L \rightarrow \pi^\pm \pi^\mp \pi^0$ からのバックグラウンドを取り除くため、カロリメータに落としたエネルギーが8 GeVより大きいクラスターを γ とみなした。Fig5.11に $K_L \rightarrow \pi^\pm \pi^\mp \pi^0$ からの γ のエネルギーの分布を示す。Fig5.11に $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ のすべてのカット後の γ がCsIに落としたエネルギーの分布(MCとデータ)を示す。

また、電磁シャワーからできるクラスターをえらぶため、次の式で定義される χ_{shape}^2 を計算した。

$$\chi_{shape}^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left(\frac{E_i - E_i^{pre}}{RMS_i} \right)^2$$

ここで、 N はクラスターに含まれるCsI結晶の数、 E_i は i 番目の結晶の本当のエネルギー、 E_i^{pre} は i 番目の結晶の電磁シャワーから予測されるエネルギー、 RMS_i は i 番目の結晶の予測されるエネルギーのRMSである。この χ_{shape}^2 に対して、 $\chi_{shape}^2 < 10$ を要求した(Fig5.11)。

γ とトラックの距離が近いと、 γ のクラスターとトラックのクラスターが重なってしまう可能性がある。これを避けるために γ のクラスターとトラックとの距離が20 cmより大きいことを要求した(Fig5.11)。

Fig5.12とFig5.13にすべてのカットをかけた後の物理量の分布を示す。データとMCは良く合っており、MCがデータを再現していることがわかる。

5.3.3 $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ の事象数と K_L の数

$K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ のアクセプタンスは $A(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma) = 6.87 \pm 0.02_{stat}\%$ である。 $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ の候補はシグナル領域に3927事象観測された。

次にこの3927事象の中に含まれるバックグラウンドの数を見積もる。バックグラウンドの見積もりはデータにおいて $M_{\mu\mu\gamma}$ 以外のカットをかけた後にシグナル領域以外($0.45 < M_{\mu\mu\gamma}(\text{GeV}/c^2) <$

$0.49, 0.506 < M_{\mu\mu\gamma}(\text{GeV}/c^2) < 0.55$ の $M_{\mu\mu\gamma}$ の分布を指数関数で fit することで行った (Fig5.14) 。これによると、バックグラウンドの数は $57.5 \pm 10.2_{sys}$ 事象となった。

よって、 $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ 事象は 3869.5 事象である。 K_L の崩壊した数は

$$N_{K_L} = \frac{N_{\mu^+ \mu^- \gamma}}{A(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma) \times Br(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma)} = 1.73 \times 10^{11}$$

となった。

5.4 $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ の sensitivity

$K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ のアクセプタンスは $A(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-) = 2.24 \pm 0.01_{stat}\%$ となった。

この解析において $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ の sensitivity は single event sensitivity (SES) を用いて、表すことができる。SES は平均 1 事象を観測することが期待される崩壊分岐比の値である。

SES の値は

$$SES(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-) = \frac{1}{N_{K_L} \times A(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-)} = 2.59 \times 10^{-10}$$

である。

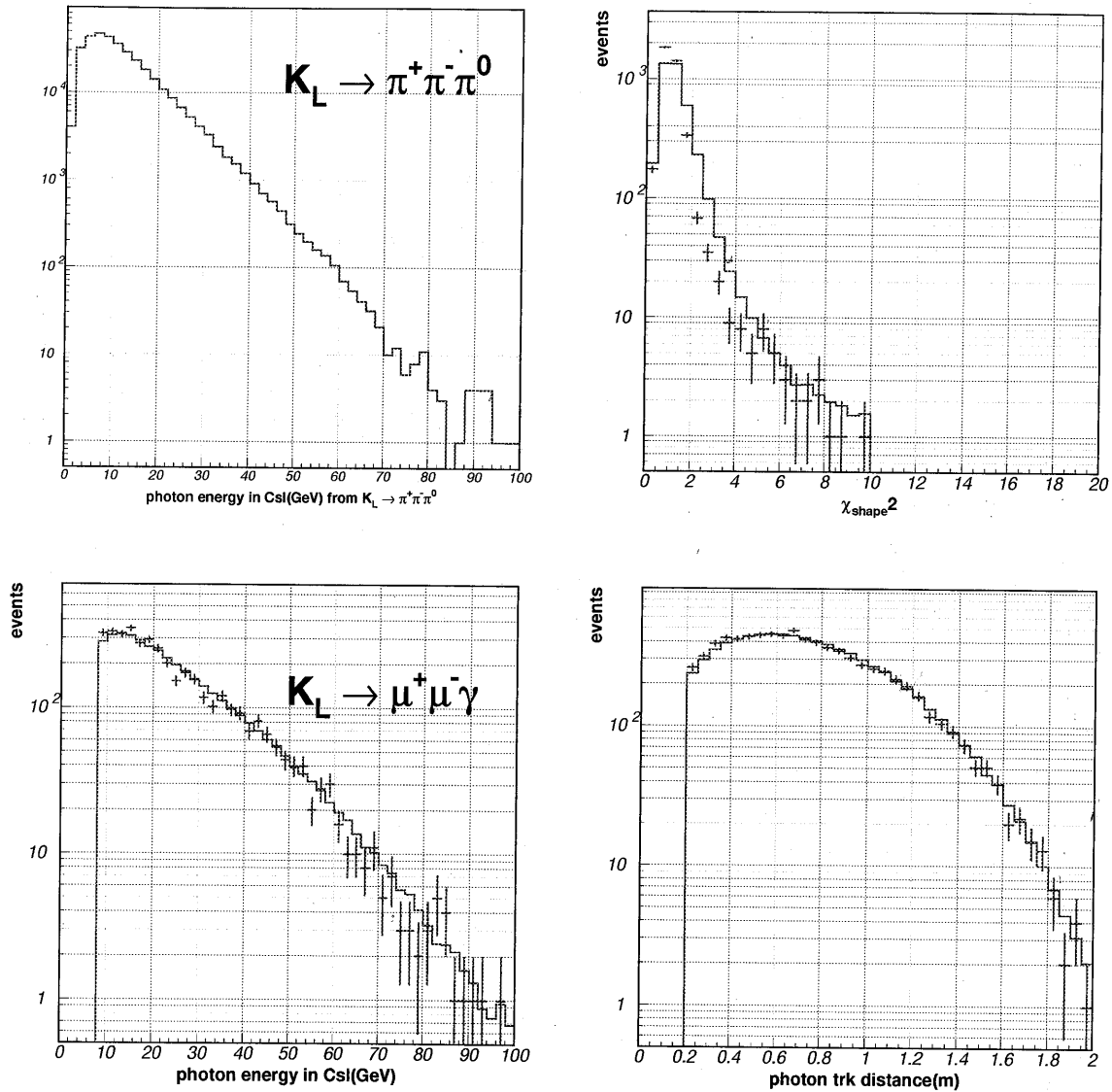


Figure 5.11: $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ の γ のエネルギー分布 (左上)。すべてのカット後の $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ の γ のエネルギーの分布 (左下)。すべてのカット後の $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ の χ_{shape}^2 の分布 (右上)。すべてのカット後の $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ の γ とトラックの距離の分布 (右下)。誤差棒はデータ、実線は MC を表す。

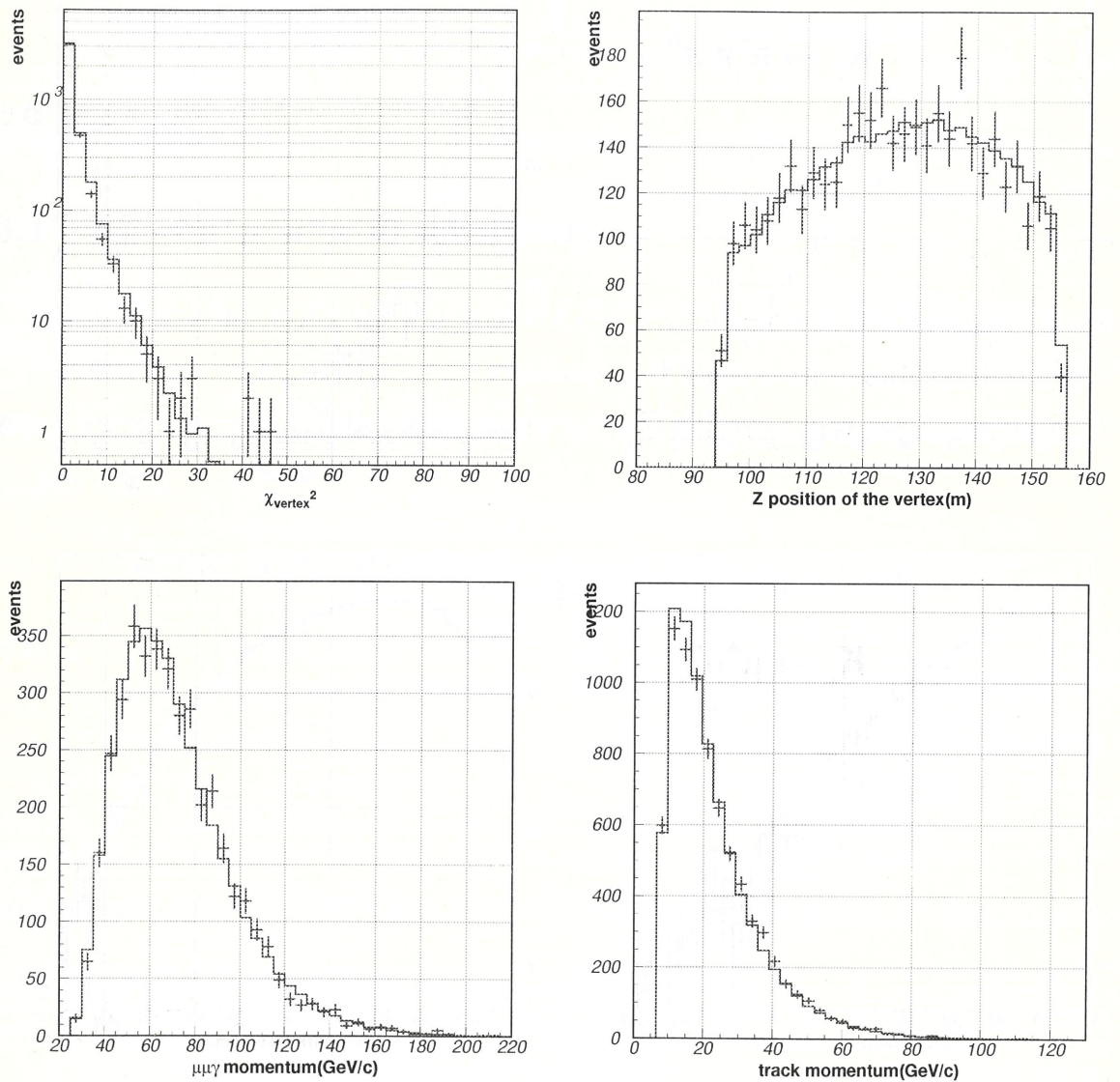


Figure 5.12: すべてのカット後の $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ の物理量の分布。左上は χ_{vertex}^2 の分布。右上はバーテックスの z 座標の分布。左下は $\mu^+ \mu^- \gamma$ の運動量の和 $P_{\mu^+ \mu^- \gamma}$ の分布。右下は μ の運動量の分布。誤差棒はデータ、実線は MC を表す。

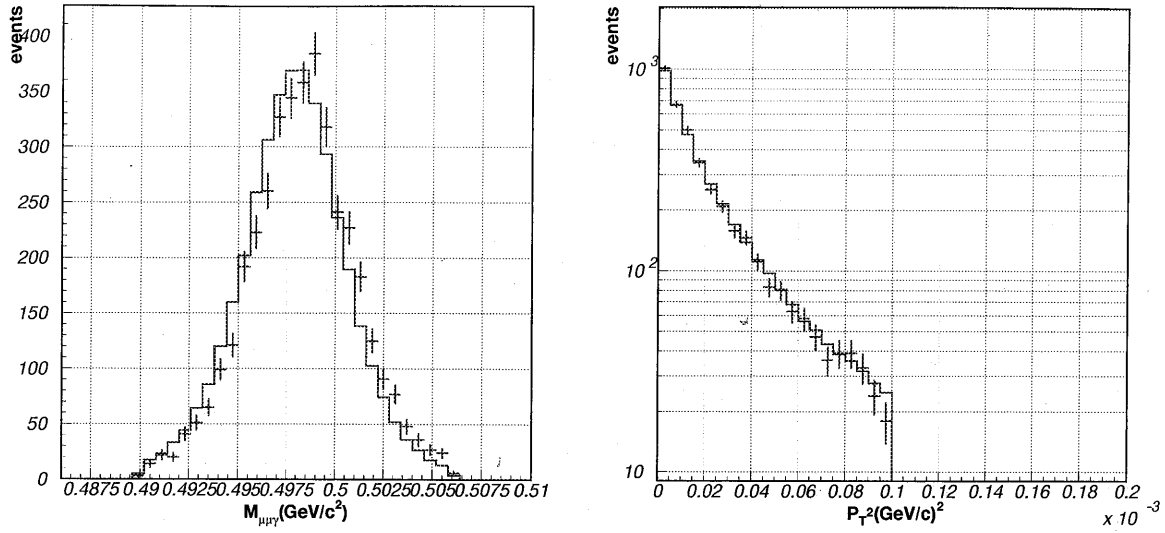


Figure 5.13: すべてのカット後の $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ の $M_{\mu\mu\gamma}$ の分布 (左) と P_t^2 の分布 (右)。誤差棒はデータ、実線は MC を表す。

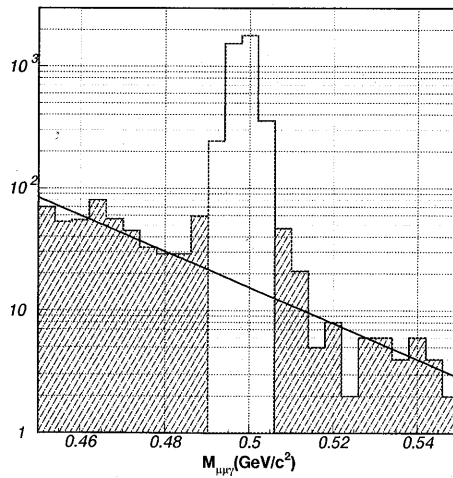


Figure 5.14: $M_{\mu\mu\gamma}$ を除いたカットの後の $M_{\mu\mu\gamma}$ の分布。斜線部分を指数関数で fit することで $0.49 < M_{\mu\mu\gamma}(\text{GeV}/c^2) < 0.506$ に含まれるバックグラウンドを見積もった。

Chapter 6

バックグラウンドの見積もり

シグナル領域を解析する前にバックグラウンド事象の見積もりとデータと MC の比較について述べる。

6.1 2つの K_L の同時崩壊

Section 5.1 で述べたように $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ のバックグラウンドは 2 つの K_L が同時に崩壊することによって起きる。つまり、バックグラウンド事象数を見積もるためには、2 つの K_L が同時に崩壊する数 N_{2decay} を求める必要がある。 N_{2decay} を求めるために、他の同時崩壊である $(K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu) + (K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu)$ の事象数を数える。 $(K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu) + (K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu)$ を選びだすためのカットは $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ とほぼ同じで、異なる点は

- $M_{\pi\pi\mu\mu}$ のカット、 $P_{\pi\pi\mu\mu}$ のカットは使わない。
- χ_{vertex}^2 と P_T^2 のカットを $\chi_{vertex}^2 < 1000$ と $P_T^2 < 0.01 \text{ GeV}/c$ にする。
- MU3 カウンターのヒットは 2 つである。

である。

$(K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu) + (K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu)$ の MC とデータの比較を Fig 6.1 に示す。データと MC は良い一致を示している。この結果から、 $\pi^\pm \mu^\mp \pi^\pm \mu^\mp$ は 148 事象観測された。また、アクセプタンスは $(8.42 \pm 0.39_{stat}) \times 10^{-6}$ である。よって、 $(K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu) + (K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu)$ の起きていた数 $N_{2K_{\mu 3}}$ は 1.76×10^7 である。

したがって、 N_{2decay} は

$$N_{2decay} = \frac{N_{2K_{\mu 3}}}{Br(K_L \rightarrow \pi^{\pm}\mu^{\mp}\nu)^2} = 2.38 \times 10^8$$

となった。

6.2 データと MC の比較

Section6.1により $(K_L \rightarrow \pi^{\pm}\mu^{\mp}\nu) + (K_L \rightarrow \pi^{\pm}\mu^{\mp}\nu)$ を選ぶときのカットが K_L の同時崩壊を選びだすものと考えられる。

$K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$ のバックグラウンドについて考える。 $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$ のバックグラウンドは次の2つであった。

- $(K_L \rightarrow \pi^{\pm}\mu^{\mp}\nu) + (K_L \rightarrow \pi^{\pm}\mu^{\mp}\nu)$ において2つの π^{\pm} が崩壊あるいは punch through
- $(K_L \rightarrow \pi^{\pm}\mu^{\mp}\nu) + (K_L \rightarrow \pi^{\pm}\pi^{\mp}\pi^0)$ において3つの π^{\pm} が崩壊あるいは punch through

$K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$ のバックグラウンドの見積もりのために $(K_L \rightarrow \pi^{\pm}\mu^{\mp}\nu) + (K_L \rightarrow \pi^{\pm}\mu^{\mp}\nu)$ を選んだカットで MU3 のヒットを4つにしたカットを用いる。このカット後の $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$ の MC とデータを比較したものを Fig6.2 に示す。Fig6.2 で MC はデータで規格化している。MC の分布の形はデータを良く再現している。

このカットをみたした事象は60事象あった。一方、 N_{2decay} を用いるとこのカットをみたしたバックグラウンドの MC の事象数を見積もることができる。その結果は19.7事象であった。これは統計的に一致する範囲ではないが、この解析ではこのカットをみたしたバックグラウンドの MC の事象数が60事象であると仮定してバックグラウンドの見積もりを行った。(この仮定は $N_{2decay} = 7.25 \times 10^8$ に相当する。)

6.3 バックグラウンド事象の上限値

Chapter5で述べたバックグラウンド事象に対して、 $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$ のすべてのカットを満たす事象の数を MC により見積もった。Table6.1にそれぞれの崩壊モードに対して予想されるバックグラウンドの90%信頼度での上限の事象数を示す。予想されるバックグラウンドの総計は90%の信頼度で 3.8×10^{-2} 事象という上限値を得た。

崩壊モード	アクセプタンス (90%信頼度)	事象数
$(K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu) + (K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu)DD$	$< 4.3 \times 10^{-10}$	$< 2.3 \times 10^{-2}$
$(K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu) + (K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu)DP$	$< 2.0 \times 10^{-10}$	$< 1.1 \times 10^{-2}$
$(K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu) + (K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu)PP$	$< 1.0 \times 10^{-11}$	$< 5.4 \times 10^{-4}$
$(K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu) + (K_L \rightarrow \pi^\pm \pi^\mp \pi^0)DDD$	$< 6.2 \times 10^{-11}$	$< 3.3 \times 10^{-3}$
その他		negligible
総計		$< 3.8 \times 10^{-2}$

Table 6.1: バックグラウンド事象の予想される事象の上限値 (D は π が崩壊、 P は π が punch through することを表す。

6.4 バックグラウンドの事象数

Section 6.3で予測されるバックグラウンドの上限値を得た。この Section では Section 6.2におけるカット (このカットを「A カット」と呼ぶ) を満たした 60 事象の MC に対して、シグナル領域に入る事象の数を見積もることを試みる。

「A カット」からシグナル領域を選ぶためには次の 4 つのカットを用いる。

- (1) $\chi_{vertex}^2 < 50$
- (2) $20 \text{ GeV}/c < P_{\mu\mu\mu\mu} < 220 \text{ GeV}/c$
- (3) $P_T^2 < 0.0001 \text{ GeV}/c$
- (4) $490 \text{ MeV}/c^2 < M_{\mu\mu\mu\mu} < 506 \text{ MeV}/c^2$

60 事象の MC に対して、シグナル領域に入る事象の数 N_{bkg} を見積もるために次の式を仮定する

$$N_{bkg} = 60 \times P_{vertex} \times P_{P_{\mu\mu\mu\mu}} \times P_{P_T^2} \times P_{M_{\mu\mu\mu\mu}}$$

ここで、 P_{vertex} 、 $P_{P_{\mu\mu\mu\mu}}$ 、 $P_{P_T^2}$ 、 $P_{M_{\mu\mu\mu\mu}}$ は A カットから (1)、(2)、(3)、(4) のカットをそれぞれかけて残る事象の確率を表す。しかし、この式が成り立つためには (1)、(2)、(3)、(4) のカットが互いに独立である必要がある。それを確認するためには、例えば、 $P_T^2 < 0.001 (\text{GeV}/c)^2$ のカットを

かける前とかけた後の $P_{\mu\mu\mu\mu}$ 、 χ_{vertex}^2 、 $M_{\mu\mu\mu\mu}$ の分布が同じ形であれば良い。その例を Fig6.3に示す。同じ形をしていることがわかる。

(1)、(2)、(3)、(4)のカットの確率を用いて、バックグラウンドの見積もりの数を求めた。Table6.2にバックグラウンドの事象数を示す。見積もられたバックグラウンドの総計は 1.87×10^{-5} 事象となった。この見積もりでも Section6.3での見積もりでもバックグラウンドは十分小さく、無視して良い。

崩壊モード	バックグラウンド事象の見積もりの数
$(K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu) + (K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu)DD$	1.56×10^{-5}
$(K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu) + (K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu)DP$	1.53×10^{-6}
$(K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu) + (K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu)PP$	1.19×10^{-7}
$(K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu) + (K_L \rightarrow \pi^\pm \pi^\mp \pi^0)DDD$	1.48×10^{-6}
その他	negligible
総計	1.87×10^{-5}

Table 6.2: バックグラウンド事象の見積もりの数 (D は π が崩壊、 P は π が punch through することを表す。

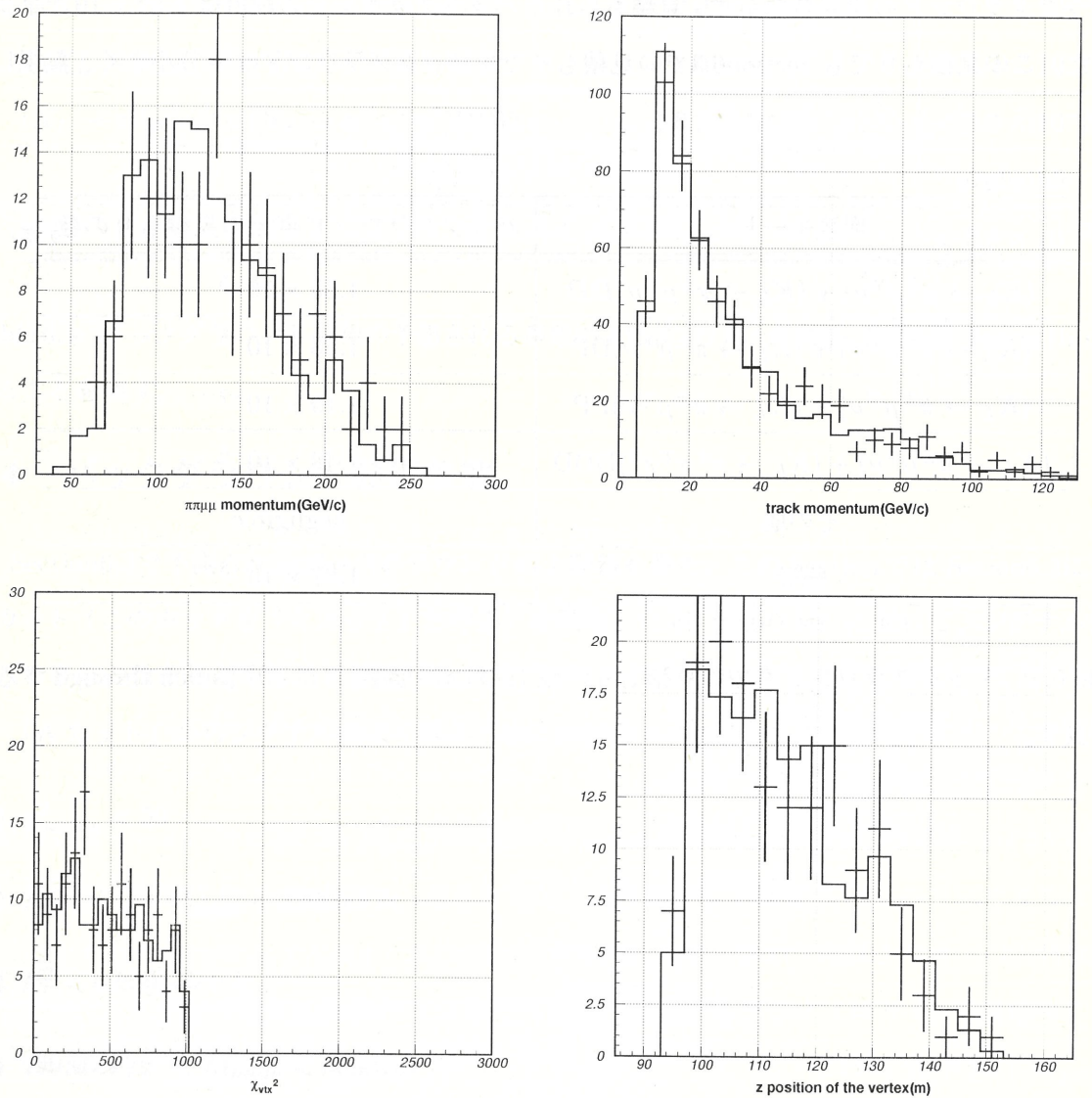


Figure 6.1: $(K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu) + (K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu)$ の物理量の分布。誤差棒はデータ、実線は MC を表す。左上は $\pi\mu\pi\mu$ の運動量の分布。右上はトラックの運動量の分布。左下は χ^2_{vertex} の分布。右下はバーテックスの z 座標の分布。

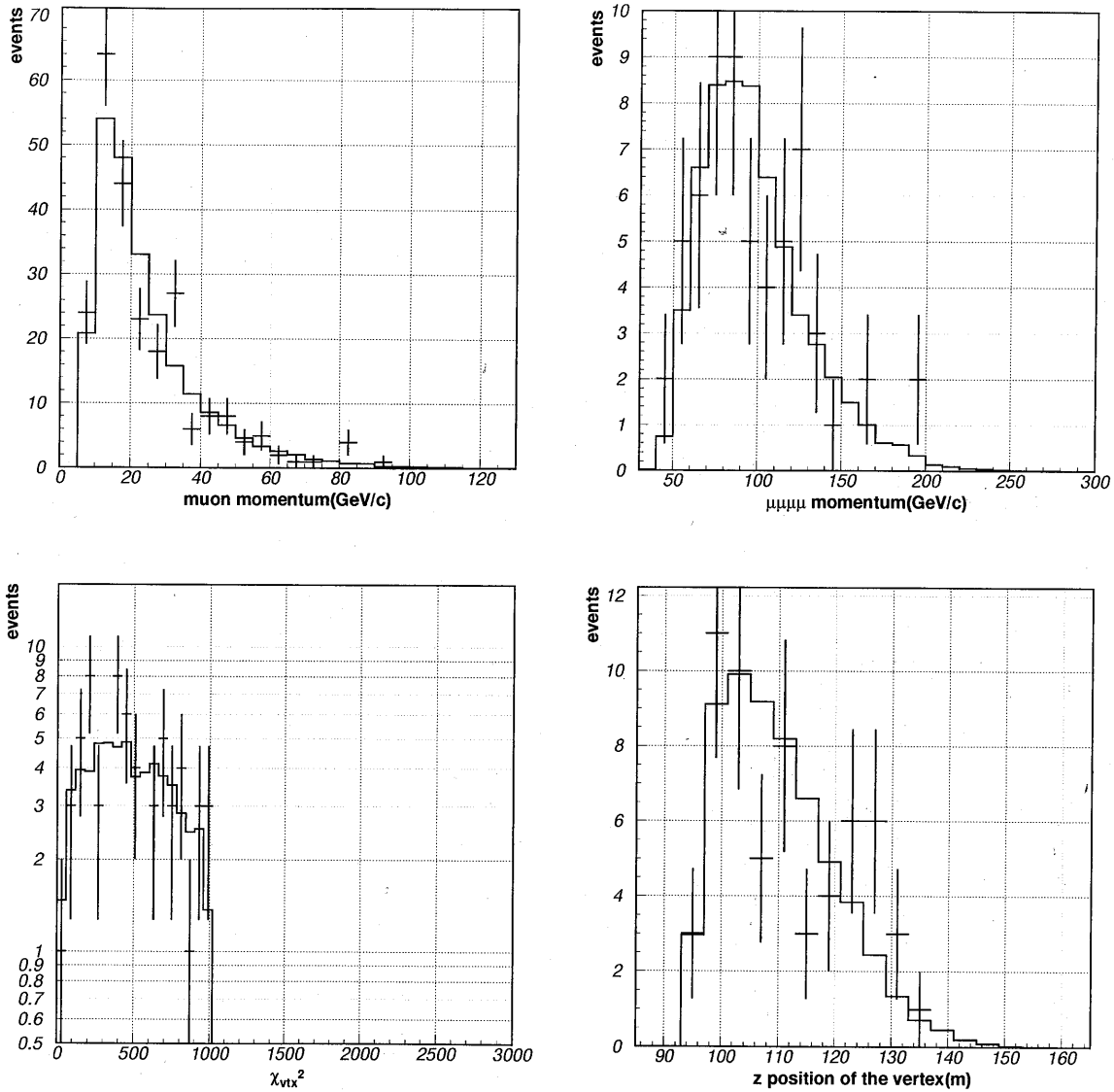


Figure 6.2: $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ の物理量の分布。誤差棒はデータ、実線はバックグラウンドの MC を表す。左上は $\pi\mu\pi\mu$ の運動量の分布。右上はトラックの運動量の分布。左下は χ^2_{vertex} の分布。右下はバーテックスの z 座標の分布。

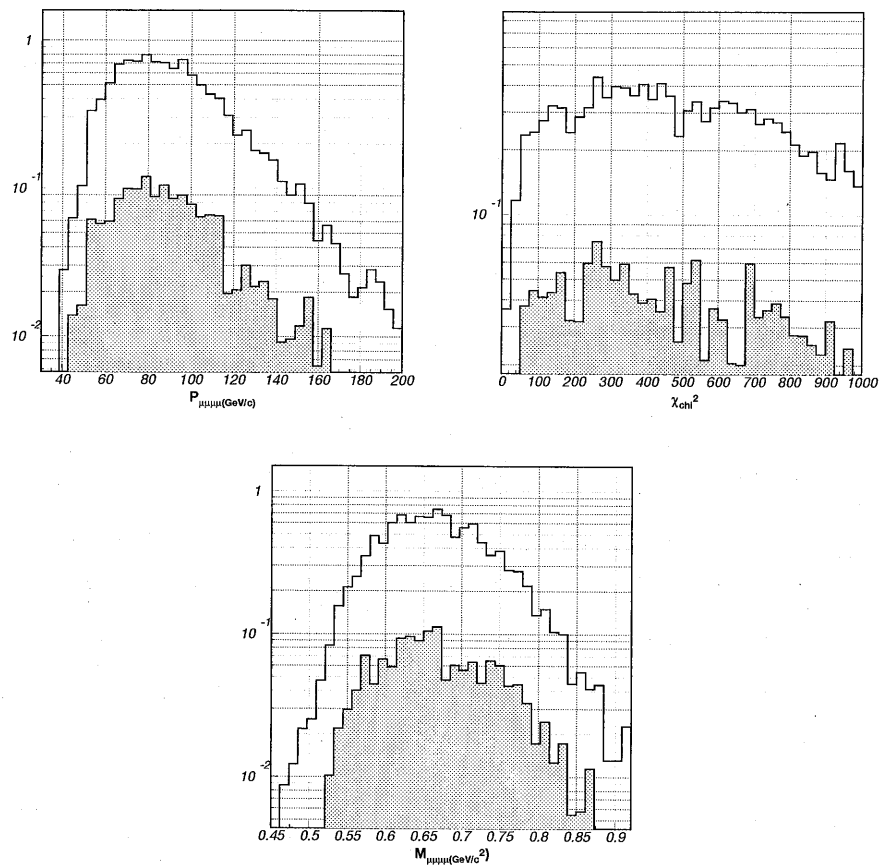


Figure 6.3: A カットから $P_T^2 < 0.001(\text{GeV}/c)^2$ のカットをかける前 (実線のヒストグラム) と後 (網掛けのヒストグラム) の $P_{\mu\mu\mu}$ (左上) と χ_{vertex}^2 (右上) と $M_{\mu\mu\mu}$ (下) の分布。

Chapter 7

系統誤差

この章では SES(single event sensitibility) の系統誤差について述べる。

崩壊分岐比

崩壊領域で崩壊した K_L の数を $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ を用いて求めた。この計算には $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ の崩壊分岐比を使った。この崩壊分岐比による SES の誤差は 8.62% である。

統計誤差

$K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ 事象は 3869.5 事象である。これが SES に 1.59% の誤差を与える。ただし、この誤差は $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ のバックグラウンドの誤差である 10.2 事象を含む。 $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ 事象と $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ 事象のアクセプタンスを MC によって求めた。それぞれのアクセプタンスは $A(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-) = 2.24 \pm 0.0119_{stat}\%$ $A(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma) = 6.87 \pm 0.0171_{stat}\%$ である。それぞれの SES に対する誤差は 0.532% と 0.248% である。

カットによる誤差

シグナル事象と規格化事象の選別で共通でないカットに対してその値を変えることで、MC がデータを再現しきれていないことからくる誤差を見積もった。それぞれのカットに対して変える値の範囲とその誤差を Table7.1 に示す。

カットの種類	カットを変えた範囲	系統誤差
γ のエネルギー	6-10 GeV	1.67%
χ_{shape}^2	5-15	1.81%
γ とトラックの距離	15-25 cm	1.21%

Table 7.1: カットの値による系統誤差

以上すべての系統誤差を合わせると 9.20%となった。

Chapter 8

結果と考察

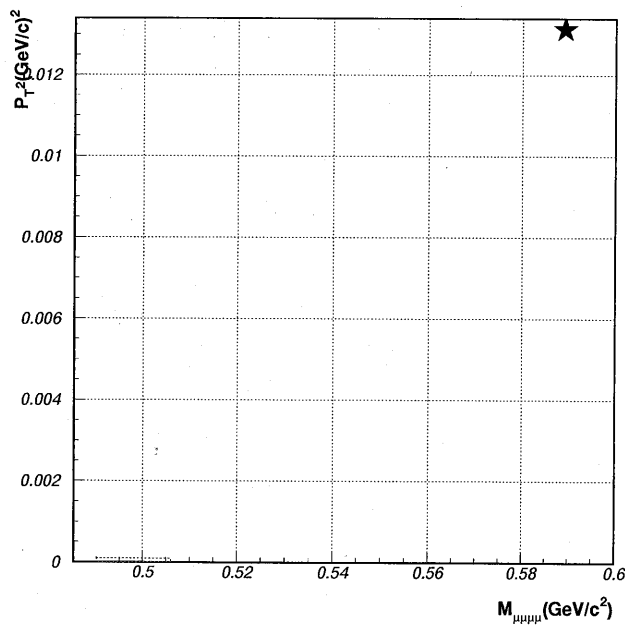


Figure 8.1: $M_{\mu\mu\mu\mu}$ と P_t^2 以外のカット後の $M_{\mu\mu\mu\mu}$ (横軸)と P_t^2 (縦軸)の2次元プロット。
 $490\text{MeV}/c^2 < M_{\mu\mu\mu\mu} < 506\text{MeV}/c^2, P_t^2 < 100(\text{MeV}/c)^2$ (点線で囲まれた領域)がシグナル領域である。

データのシグナル領域を解析した結果、シグナル事象は観測されなかった (Fig8.1)。予測されるバックグラウンドは90%の信頼度で 3.8×10^{-2} より小さい。

観測される事象の上限値は 90%信頼度で 2.3 事象となる。したがって

$$Br(K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-) < 5.9 \times 10^{-10}$$

という崩壊分岐比の上限値を得た。この結果は世界ではじめて得られたものである。

今回の $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ の探索ではシグナル事象は観測されなかった。KTeV 実験と同じ条件で $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ の崩壊分岐比が 5×10^{-13} であると仮定したとき、シグナル事象を観測するのに必要な K_L の数を見積もることを考える。このときバックグラウンドは十分小さいとして観測したシグナル事象数 N_{sig} に対して

$$N_{sig} > 3\sqrt{N_{sig}}$$

が成り立っていれば、シグナルを有意に観測したと言える。ここで

$$N_{sig} = N_K \times Br(K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-) \times A(K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-)$$

ただし、 N_K は K_L の崩壊した数、 $A(K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-) = 2 \times 10^{-2}$ はアクセプタンスである。よって、 K_L の崩壊した数は 3×10^{14} である。これは今回用いた K_L の数の 2000 倍に相当する。 $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ のバックグラウンドは小さいため、これだけの K_L があればシグナルを観測する可能性は十分あると考えられる。

Chapter 9

結論

アメリカのフェルミ研究所で1997年に行われた KTeV 実験のデータを用いて、 $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ 崩壊を探索した。シグナルイベントは 0 事象で、このときバックグラウンドは 90% の信頼度で 3.8×10^{-2} 事象よりも小さいと見積もられた。

その結果、上限値

$$Br(K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-) < 5.9 \times 10^{-10}$$

(90% 信頼度) を世界ではじめて設定した。この結果は標準模型に矛盾しない。

謝辞

まず、KTeV 実験というすばらしい実験に参加できる機会を与えてくださった長島先生および山中先生に心から感謝します。

現在、宇宙線研究所におられる瀧田先生には私が修士1年の時に神岡所属であったこともあり、直接指導して頂きました。物理や実験について一から熱心に教えて頂き本当に感謝しています。

羽澄先生にはゼミやミーティングなどで色々と教えて頂きました。ありがとうございました。

原隆宣先生には高エネルギーの基本的な知識から本当に丁寧に教えて頂きました。ありがとうございました。

物理事務室の続木さん、秘書の杉本さんには事務手続きなどで大変お世話になりました。ありがとうございました。

先輩の柳幸さん、北條さん、新田さん、原康二さん、三宅さん、小寺さんには物理はもちろん、計算機のことでも何度も教えて頂きました。また、研究生活においても色々とお世話になりました。

同学年の大藤君、坂下君、橋本君は良き相談相手となってくれました。おかげで、研究室での生活も楽しく過ごせたことを感謝します。

修士課程1年の池井君、池本さん、大場君、竹下君、玉井君および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になりました。ありがとうございました。

KTeV グループの方々、神岡グループの方々にはお世話になりました。また、解析において貴重なデータを使わせてもらい感謝しています。

最後に、私のどんなに稚拙な質問にも、労を厭わず熱心にわかりやすく教えてくださった山中先生に感謝します。1年少しという短い時間の中で論文を書き上げることができたのも山中先生のご指導のおかげです。本当にありがとうございました。

Bibliography

- [1] M. Kobayashi and T. Masukawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973)
- [2] G.D'Ambrosio, G. Isidori, and J. Portolés, Phys. Lett. B **423**, 385 (1998)
- [3] T. Miyazaki and E. Takasugi, Phys. Rev. D **8**, 2051 (1973)
- [4] L.Bergström and B.Massó and P.Singer, Phys. Lett. **131B**, 229 (1983)
- [5] A. Alavi-Harati *et al.*, 'Measurement of the Branching Ratio and Form Factor of $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ ', Phys. Rev. Lett. **87**, 7 (2001)
- [6] A. Alavi-Harati *et al.*, 'Measurement of the Decay $K_L \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ ', Phys. Rev. Lett. **87**, 7 (2001)
- [7] M.Sadamoto , Ph.D.thesis , Osaka University (1999)
- [8] Particle Data Group, D.E.*et al.*The European Physical Journal C **15**, 395 (2000)