$K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊の探索

大阪大学大学院 理学研究科物理学専攻 山中卓研究室 博士前期課程2年

岩井 瑛人

February 6, 2007

概 要

この論文では、筑波の高エネルギー加速器研究機構(KEK)の12 GeVの陽子シンク ロトロン加速器による E391a 実験のデータを用いた $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊の探索について述 べる。 $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊は C パリティ対称性、角運動量保存則/ゲージ普遍性、ボーズ統 計によって大変強く抑制されている。今回、E391a 実験の第二期(Run II)の10%の データを用いて解析を行った。シグナル領域に 3.98 ± 1.35 個の背景事象を見積もり、 3 事象を観測した。この結果から $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊の分岐比の 90%の信頼性の上限値

 $\mathcal{B}(K_L \to 3\gamma) < 7.37 \times 10^{-7}$

を得た。

目 次

고나무	序論	9
1.1	$K_L \rightarrow 3\gamma$ の物理	9
1.2	$K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊の分岐比の実験値	10
1.3	E391a 実験	10
第2章	ビームラインと検出器	12
2.1	実験原理	12
2.2	中性 K 中間子ビーム	13
2.3	E391a 検出器	14
	2.3.1 CsI 電磁カロリメータ	15
	2.3.2 veto 検出器	16
	2.3.3 崩壊領域の高真空化	19
2.4	トリガー	20
2.5	検出器のエネルギー較正	21
第3章	事象の再構成	25
3.1	クラスタリング	25
3.2	光子入射位置の再構成	26
3.3	崩壊点の再構成・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	27
	$3.3.1$ $\pi^0 \to \gamma \gamma $ の再構成	27
		21
	$3.3.2$ $K_L \rightarrow 3\gamma$ の再構成	$\frac{21}{27}$
3.4	3.3.2 $K_L \rightarrow 3\gamma $ の再構成 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 / K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 $ の再構成	27 27 28
3.4 第4章	3.3.2 $K_L \to 3\gamma \mathbf{O}$ 再構成 $K_L \to \pi^0 \pi^0 \pi^0 / K_L \to \pi^0 \pi^0 \mathbf{O}$ 再構成 事象の選択	27 27 28 33
3.4 第4章 4.1	3.3.2 $K_L \to 3\gamma$ の再構成	27 27 28 33 33
3.4 第4章 4.1 4.2	3.3.2 $K_L \to 3\gamma$ の再構成 $K_L \to \pi^0 \pi^0 \pi^0 / K_L \to \pi^0 \pi^0$ の再構成 事象の選択 背景事象	27 27 28 33 33 33
3.4 第4章 4.1 4.2	3.3.2 $K_L \to 3\gamma$ の再構成 $K_L \to \pi^0 \pi^0 \pi^0 / K_L \to \pi^0 \pi^0$ の再構成 事象の選択 背景事象 3 個の光子以外の粒子を含む事象の除去	27 27 28 33 33 33 34
3.4 第4章 4.1 4.2	3.3.2 $K_L \to 3\gamma$ の再構成	27 27 28 33 33 33 34 34
3.4 第4章 4.1 4.2	3.3.2 $K_L \to 3\gamma$ の再構成 $K_L \to \pi^0 \pi^0 \pi^0 / K_L \to \pi^0 \pi^0$ の再構成 事象の選択 背景事象 3 個の光子以外の粒子を含む事象の除去 4.2.1 veto 検出器の閾値、Fusion 事象のためのカット値の決定 4.2.2 光子 veto 検出器の閾値	27 27 28 33 33 33 34 34 34 36
3.4 第4章 4.1 4.2	3.3.2 $K_L \to 3\gamma$ の再構成 $K_L \to \pi^0 \pi^0 \pi^0 / K_L \to \pi^0 \pi^0$ の再構成 事象の選択 背景事象 3 個の光子以外の粒子を含む事象の除去 4.2.1 veto 検出器の閾値、Fusion 事象のためのカット値の決定 4.2.2 光子 veto 検出器の閾値 4.2.3 荷電粒子 veto 検出器の閾値	27 28 33 33 33 33 34 34 36 36
3.4 第4章 4.1 4.2	3.3.2 $K_L \rightarrow 3\gamma$ の再構成 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 / K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ の再構成 事象の選択 背景事象 3 個の光子以外の粒子を含む事象の除去 4.2.1 veto 検出器の閾値、Fusion 事象のためのカット値の決定 4.2.2 光子 veto 検出器の閾値 4.2.3 荷電粒子 veto 検出器の閾値 4.2.4 Fusion 事象の除去	27 28 33 33 33 34 34 36 36 37

4.3	$K_L ightarrow \pi^0 \pi^0$ 由来の背景事象の除去 \ldots	37
	4.3.1 光子 veto 検出器で光子を見失った背景事象の除去	37
	$4.3.2$ $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊の Fusion 事象の除去	38
4.4	光子クラスタへの要請	38
4.5	光子のエネルギーへの要請........................	39
4.6	崩壊点 Z_K と崩壊点のビーム軸からの距離 R によるカット \ldots	39
4.7	偶然同時による損失	39
4.8	アクセプタンス	40
4.9	規格化	40
4.10	シグナル事象に対する感度	41
4.11	系統誤差...................................	41
	4.11.1 崩壊分岐比の系統誤差	42
	4.11.2 アクセプタンスの比の系統誤差	42
		<u> </u>
第5章		54
5.1	「実テータと Monte Carlo の比較 \dots \dots \dots \dots \dots \dots	54
5.2	予測される背景事象数	54
第6章	結果と考察	62
6.1	結果	62
6.2	考察	62
	6.2.1 背景事象の要因	62
	$6.2.2$ $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ 崩壊の探索	64
ferfer		
第7章	まとめ	66
付録A	Monte Carlo のチューニング	67
A.1	運動量補正	67
A.2	K_L ビームの広がりの補正	67

図目次

2.1	E391a 実験の概要図。E391a 実験は中性ビームラインと光子検出器か	
	らなる。	12
2.2	中性ビームライン概要図。中性ビームラインは2組の磁石と6つのコ	
	リメーター、鉛とベリリウムの吸収体からなる。	14
2.3	中性ビームラインでのテスト実験による、C6の1.7m下流でのビー	
	ム中の光子(左図)と中性子(右図)の密度分布 [7]。逆三角のプロッ	
	トは鉛の吸収体を置かない場合、丸印は鉛の吸収体を置いた場合。	15
2.4	$Monte Carlo シミュレーションにより得た C6 の位置における K_L の$	
	運動量分布 [6]。	16
2.5	E391a検出器の概要図。図中スケールで -12 mの位置に中性ビームラ	
	インの標的がある。	17
2.6	下流に配置された CsI 電磁カロリメータの概要図。 576 本の CsI の結	
	晶と、外枠に鉛とシンチレーターの積層型検出器(サンドウィッチ検	
	出器)、内側のビームの周りには CC03 がある。中央 12 cm × 12 cm	
	はビームが下流側に抜ける穴(ビームホール)が開いている。	18
2.7	検出器上流を下流側から見た概要図。検出器上流はFBとCC02で構	
	成されている。	22
2.8	上流側の検出器の概念図。ビームが有限の広がりを持ち、検出器に有	
	限の穴がある場合、 K_L 崩壊の光子が CsI カロリメータに入射してい	
	るにも関わらず、別の光子が検出器に入射しなかったり、検出器外に	
	抜ける可能性がある。青い破線のように、上流側に検出器を設ける事	
	によってこれらの事象を抑える事ができる。・・・・・・・・・・・	22
2.9	検出器中央の概要図。検出器中央はMBとBCVで構成されている。	23
2.10	上流側から見た、検出器下流の概要図。検出器下流はCV、CC03、及	
	びCsIカロリメータで構成されている。	23
2.11	72のブロックに区分けした CsIカロリメータの概要図。各ブロックの	
	アナログ信号の和が40 mV 以上であるブロックを"Hardware Cluster"	
	とした。	24

3.1	光子が CsI カロリメータの結晶に落としたエネルギーから光子を再構	
	成するクラスタリングの概念図。(1)結晶に落とされたエネルギーの	
	大きな順にならべ、(2)最も落とされたエネルギーの大きな結晶を核	
	として選び、(3)角を共有する結晶を加えてゆく。(4)角を共有する結	
	晶が無くなったら、(5)残った結晶の中で(2)-(4)を繰り返す[6]。	30
3.2	実データから得た光子のエネルギーが $550~{ m MeV}$ 以上の時の q の分布	
	$f(q)[6]_{\circ}$	31
3.3	Monte Carlo により得た、 $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊の再構成した崩壊点と、真の	
	崩壊点の残差分布。黒線が電磁シャワーの長さによる補正前、青線が	
	補正後。	31
3.4	$\pi^0 o \gamma\gamma$ 崩壊の再構成の概念図。ビーム軸上で π^0 が崩壊したと仮定	
	して崩壊点 Z_{π} を計算する。	32
3.5	実データから得た6クラスタ事象で、2番目に小さな χ^2 の組み合わ	
	せによる不変質量と、最も小さな χ^2 と 2 番目に小さな χ^2 の差の相関	
	図。赤枠で囲んだ領域は、光子の組み合わせを間違えた可能性がある	
	ため除去した。	32
4 1		
4.1	美テーダにおける4クラムダ事家の不変貨重の分布。黒緑は4クラム ちまちの王様式のいたに、たいた、土焼はビーノ耕にままた白の深新	
	$\equiv P_T^2 < 1.5 \times 10^{-5} (\text{GeV}/c)^2$ を安請した分布。 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 朋 深 か 多	
	$110.46 < M_{4\gamma}(\text{GeV/c}^2) < 0.54$ の事家と、 $K_L \rightarrow \pi^\circ \pi^\circ \pi^\circ$ 朋 環 か 多い	
	$M_{4\gamma}(\text{GeV}/\text{c}^2) < 0.45$ の手家をにへ、尤于 veto 快田品の閾値、Fusion 手	
	家のにののカット値を決定した。(何電私力 veto 快工 品は $K_L \rightarrow \pi^\circ \pi^\circ$	
	朋場か多い $0.40 < M_{4\gamma}(\text{GeV/c}^2) < 0.54$ の事家と4 クラスタ事家主体	10
4.0		40
4.2		
	緑、小緑はてんてん 4.2.1 早じ止我した $\Lambda_L \rightarrow \pi^* \pi^* \pi^*$ 朋場か多い $M_{-}(C, M/2)$ 、 0.45 の事象の介在 $U = 0.0$ 岩楠 ゼタい 0.46 く	
	$M_{4\gamma}(\text{GeV}/\text{C}^2) < 0.45$ の事家の万仲、 $K_L \rightarrow \pi^*\pi^*$ 朋场からい 0.46 < $M_{-1}(\text{CeV}/\text{C}^2) < 0.54$ の事象の公在である。 た図は、た図の主領の公	
	$M_{4\gamma}(\text{GeV}/\text{C}) < 0.34$ の事家の万市でのる。石図は、生図の小緑の万 たに対する里娘の公在の比である。このプロットに上り input MD に	
	和に対する未緑の万種の比でのる。このフロットにより inner MB に 対する関値を 1.0 MaV とした	17
4.9		47
4.5	1瓜立したし81 和田の、取つ近い元丁ソフスツましの此種と福間に洛と	
	UにエホルキーU们供図。 エ凶は $4.2.1$ 早じ近いに 4 ソフスツ 事家 $U0.45 < M (CoV/a^2) た団け 0.46 < M (CoV/a^2) < 0.54 を逆たす =$	
	$0.40 < M_{4\gamma}(\text{GeV/C})$ 、 1凶は $0.40 < M_{4\gamma}(\text{GeV/C}) < 0.54$ を向に9 事 色の公在 地泊といたの領域に会まれて声色を除すした	4 17
	家の万叩。	41

- 4.4 上図は実データにおける RMSの分布。黒線、赤線はそれぞれ 4.2.1 章 で定義した $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊が多い $M_{4\gamma}$ (GeV/c²) < 0.45 の事象の 分布、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊が多い 0.46 < $M_{4\gamma}$ (GeV/c²) < 0.54 の事象の 分布である。下図は、上図の赤線の分布に対する黒線の分布の比であ る。このプロットにより RMS < 5 cm を要請した。
- 4.5 左図は実データの4クラスタ事象の不変質量の分布。黒線が $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 事象の再構成のみを行った分布、赤線が veto 検出器と Fusion 事象除去のためのカット (RMS < 5 cm)を適用した分布。右図は、左図の黒線の分布に対する赤線の分布の比である。 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊事象において、S/N 比をおよそ 60 倍改善した。

48

49

- 4.8 崩壊点のビーム軸からの距離 Rの概要図。Rは、3個の光子のエネル ギーの重みを乗せた CsI カロリメータ上での重心と、陽子ビームの標 的を結び、再構成した Z_K でのビーム軸からの距離を計算したもので ある。
- 4.9 Monte Carlo によって得た、veto の閾値を緩くした時の各崩壊形式の崩壊点 Z_K と崩壊点のビーム軸からの距離 Rの二乗の相関図。 $K_L \rightarrow \gamma \gamma$ 以外のプロットは紙面に垂直方向が \log スケールである。 51
- 4.11 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊の再構成した崩壊点(左図)と不変質量(右図)の 分布。上図のドットは実データ、ヒストグラムは Monte Carlo である。 下図は data の Monte Carlo に対する割合である。

- 5.1 上図は veto 検出器に閾値を要請した後の崩壊点 Z_K (左図)、 Z_{π} (右図)の分布。ドットは実データ、ヒストグラムは Monte Carlo を表す。 赤線、青線、黒線がそれぞれ $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊と 2 つの和である。下図は、それぞれの分布の Monte Carlo に対する実 データの比である。
- 5.2 上図は veto 検出器に閾値を要請した後の min|p-q|の分布。ドットは 実データ、ヒストグラムは Monte Carlo を表す。赤線、青線、黒線が それぞれ $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊と2つの和である。下 図は、上図の分布の Monte Carlo に対する実データの比である。 . . . 57
- 5.4 上図は veto 検出器の閾値を緩めて、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊除去のカットを 適用した時の崩壊点のビーム軸からの距離 Rの二乗の分布。ドットは 実データ、ヒストグラムは Monte Carlo を表す。赤線、青線、黒線が それぞれ $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊と2つの和である。下 図は、上図の分布の Monte Carlo に対する実データの比である。 . . . 59
- 5.5 実データにシグナル事象への要請を全て課した後の崩壊点 Z_K と崩壊 点のビーム軸からの距離 R の二乗の相関図。 $R^2 < 10(cm^2)$ の 240 < $Z_K(cm) < 400$ をシグナル領域、 $400 < Z_K(cm) < 520$ をサイドバン ド領域とする。シグナル領域とサイドバンド領域のデータは表示して いない。
- 5.6 実データにシグナル事象への要請を全て課した後の崩壊点 Z_K と崩壊
 点のビーム軸からの距離 R の二乗の相関図。N_{obs.} は観測した事象数、
 括弧書きは期待する背景事象数である。シグナル領域のデータは表示
 していない。
- 6.1 シグナル事象への要請を全て課した後の崩壊点 Z_Kと崩壊点のビーム 軸からの距離 R の二乗の相関図。N_{obs.} は観測した事象数、括弧書き は期待される背景事象数である。
- A.1 K_L ビームの運動量の重みによる補正を行う前の再構成した K_L の運
 動量と崩壊点の分布(上図)。下図はそれぞれの分布の Monte Carlo
 に対する実データの比。

63

A.2 K_L ビームの運動量の重みによる補正を行った後の再構成した K_L の
 運動量と崩壊点の分布(上図)。下図はそれぞれの分布の Monte Carlo
 に対する実データの比。

A.3	K_L ビームの広がりの補正前のエネルギーの重心の密度分布(上図)。	
	下図は Monte Carlo に対する実データの比。	70

A.4	K_L ビームの広がりの補正の概念図。 $ ext{Monte Carlo}$ が生成した K_L の運	
	動量から CsI 検出器表面でのビームの広がりの分布を求め、ビームの	
	広がりに補正値 0.88 を掛けた分布との比を Monte Carlo の 1 事象に対	
	する重みとした。・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	71
A.5	K_L ビームの広がりの補正後のエネルギーの重心の密度分布 (上図)。	

下図は Monte Carlo に対する実データの比。	72

表目次

2.1	物理トリガーに要請した各 veto 検出器の閾値。CV、FB は 8 チャンネ	
	ルの信号の大きさの和、それ以外は検出器全体の信号の大きさの和で	
	ある。................................	20
4.1	光子 veto 検出器に落とされたエネルギーに対する閾値(CsI カロリ	
	メータは図 4.3、BA は本文参照)。 · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	36
4.2	各荷電粒子 veto 検出器に落とされたエネルギー対する閾値。	36
4.3	運動学的な要請、 ${ m veto}$ 検出器の閾値を変えた時の Γ_{00}/Γ_{000} のズレの大	
	きさ $\Delta\Gamma(\%)$	43
4.4	シグナル事象のみに課す要請による系統誤差。	44
4.5	シグナル事象に対する感度 SES の系統誤差の一覧。	45

第1章 序論

この章では $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊の物理、崩壊分岐比に対する実験値、最後に今回の解析 においてデータを用いた E391a 実験について述べる。

1.1 $K_L \rightarrow 3\gamma$ の物理

 $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊の分岐比について考える。 $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊より光子が1個少ない $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ 崩壊の分岐比は $\mathcal{B}(K_L \rightarrow \gamma\gamma) = [5.48 \pm 0.05] \times 10^{-4}$ である[1]。保存則等 を考慮せずに、 $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊は $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ 崩壊に光子が1個加わったものと考えれ ば、 $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊の分岐比は微細構造定数 α_{EM} を用いて、 $\mathcal{B}(K_L \rightarrow 3\gamma) \approx \mathcal{B}(K_L \rightarrow \gamma\gamma) \times \alpha_{EM} \approx 10^{-6}$ と見積もる事ができる。しかし、次に述べる3つの物理によって $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊の分岐比は非常に強く抑制されている。

1つ目の物理は、パリティ・荷電変換(Cパリティ)対称性の破れである。中性 K 中間子 K_L のスピン・パリティは $J^P = 0^-$ である。また K_L の CP 固有値は(CPの 破れは小さいので) $CP \approx -1$ であり、 K_L の C パリティは $C \approx +1$ としてよい。一 方、光子は $J^{PC} = 1^{--}$ であるから、 3γ の系の C パリティは $C = (-1)^3 = -1$ であ る。ゆえに、 $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊は C = +1 から C = -1 への反応である。

2つ目の物理は、角運動量保存則である。先にも述べたように K_L のスピン・パリティは $J^P = 0^-$ である。これにより3個の光子のうち、いずれの2個の光子の系もJ = 0の状態を取る事ができない。なぜなら $K_L \rightarrow (\gamma\gamma)_{J=0} + \gamma$ は、全角運動量Jについて $0 \rightarrow 0+1$ の反応であり、これは角運動量保存則を破っているからである。あるいは、角運動量保存則が守られているとするならば、光子のスピンが1であるとするゲージ普遍性が破れねばらなない。

3つ目の物理は、ボーズ統計である。3個の光子のうち、いずれの2個の光子の系 もJ = 1の状態を取る事ができない。以下でその理由について述べる [2]。J = 1の 状態は3通りあり、その波動関数はベクトルである。2個の光子の運動量を \mathbf{k} , $-\mathbf{k}$ 、 偏極ベクトルを \mathbf{e}_1 , \mathbf{e}_2 とすると、これらの変数を用いた、波動関数に比例するベクト ル量として次のものがある。

$$\mathbf{e_1} \times \mathbf{e_2} \ f(\mathbf{k^2}) = -\left[\mathbf{e_2} \times \mathbf{e_1} \ f(\mathbf{k^2})\right]$$
(1.1)

$$\mathbf{k}(\mathbf{e_1} \cdot \mathbf{e_2}) f(\mathbf{k^2}) = -\left[(-\mathbf{k})(\mathbf{e_2} \cdot \mathbf{e_1}) f(\mathbf{k^2}) \right]$$
(1.2)

$$\mathbf{k} \times (\mathbf{e_1} \times \mathbf{e_2}) f(\mathbf{k^2}) = [\mathbf{e_1}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{e_2}) - \mathbf{e_2}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{e_1})] f(\mathbf{k^2}) = 0$$
(1.3)

光子はスピン1のボーズ粒子であるから、式 (1.1)、(1.2)は、粒子の入れ替えのもとで 波動関数は対称であるというボーズ統計に反している。粒子の入れ替えは、 $\mathbf{k} \leftrightarrow -\mathbf{k}$ 、 $\mathbf{e}_1 \leftrightarrow \mathbf{e}_2$ である。光子の運動量と偏極ベクトルは直行しているため $\mathbf{k} \cdot \mathbf{e}_i = 0$ である から、式 (1.3)は大きさが0であり、この波動関数に対応する事象は起こらない。つ まり2個の光子の系は J = 1の状態を取る事ができない。この事は「スピン1の粒 子は2個の光子に崩壊できない」という Yang の定理として知られる。このボーズ統 計と2つ目の角運動量保存則/ゲージ普遍性により、3個の光子のうちの、いずれの 2個の光子の系も $J \ge 2$ の状態しかとる事ができない。

上記3つの理由により、 $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊の分岐比は非常に強く抑制され、崩壊分岐 比の理論値は $\mathcal{B}(K_L \rightarrow 3\gamma) \approx 3 \times 10^{-19}$ である[3]。 $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊の分岐比を測定し て理論値と比較すれば、本項で述べた3つの基本的な物理について検証する事がで きる。

1.2 $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊の分岐比の実験値

 $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊の分岐比に対する実験値は、 CERN SPS の NA31 実験による上限 値 $\mathcal{B}(K_L \rightarrow 3\gamma) < 2.4 \times 10^{-7}$ (90%C.L.) のみである [1][4]。NA31 実験は、平均運動 量 100 GeV/c の中性 K 中間子のビーム、鉛と液体アルゴンによるカロリメータを用 いて、K 中間子の直接的な CP の破れのパラメーター ϵ'/ϵ を測定した。 $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩 壊の探索は、 2.4×10^8 個の K_L 崩壊事象のデータを使って行われた。

1.3 E391a 実験

E391a 実験は、筑波の高エネルギー加速器研究機構の 12 GeV の陽子シンクロトロ ンを用いた $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の探索実験である。その特徴は崩壊領域のまわり全立体 角覆う光子検出器を持つ、光子の検出に特化している点である。E391a 実験は第一期 から第三期 (Run I – Run III)を通して、 10^{10} を超える多くの K_L の崩壊事象を観測 している。NA31 実験における $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊探索の主な背景事象の要因は、 1 個の K_L 崩壊以外の粒子の偶然同時であった。これは鉛と液体アルゴンの検出器の典型的 な時間分解能が 200 ns と長いためと考えられる [1]。一方、E391a 実験では電磁カロ リメータとして pure な CsI の結晶を用い、その典型的な時間分解能は 1-2 ns である。 これらの事から、E391a 実験は $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊の探索に適している。この論文では、 E391a 実験の Run II の 1 週間で得た (Run II 全体の 10%相当) 5×10^8 個の K_L 崩壊事象のデータを用いた $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊の探索とその分岐比の結果について述べる。

第2章 ビームラインと検出器

E391a 実験施設は、KEK の12 GeV の陽子シンクロトン加速器、中性 K 中間子の ビームライン、そして光子検出器からなる。図 2.1 は、E391a 実験の概要図である。 本論文では図のようにビーム軸下流向きを Z 軸とし、鉛直上向きに Y 軸、右手系で 水平方向に X 軸を設ける。ビームライン下流に配置した検出器 (Front Barrel)の上 流側の面を原点とする。以下、E391a 実験の実験原理、ビームライン、検出器、トリ ガーについて説明する。



図 2.1: E391a 実験の概要図。E391a 実験は中性ビームラインと光子検出器からなる。

2.1 実験原理

 $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊のシグナル事象では3個の光子のみ観測される。 K_L 崩壊において、 終状態が3個の光子のみである崩壊様式は他に無く、光子が2個、もしくは4個以 上あるか、または2個以上の荷電粒子がある。つまり、終状態に3個の光子以外の 粒子を含む事象を除去すれば、 $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊を選別できる。この場合に背景事象と なるのは、光子を見失ったり、光子を多く数えてしまう場合である。

光子を見失う事象を抑える点において、E391a実験は $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊の探索に適している。E391a 実験は、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索の為に行われた実験である。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のシグナル事象は終状態に $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ からの 2 つの光子以外に粒子が観測され

ない事象であり、背景事象の要因の一つは、 $K_L \rightarrow 3\gamma$ と同様に $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ などの他の K_L 崩壊からの光子を見失う事である。光子を見失う事象を抑える為に、E391a実験は、ビームが通過する穴を除く崩壊領域の全立体角を光子検出器で覆っていて、 $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊の探索においても、光子を見失う事による背景事象を抑える事ができる。

光子を多く数える要因は、ビーム周りに含まれる光子や中性子を K_L 崩壊由来の光 子と誤る事や、ビーム周りに含まれる中性子が検出器や残留空気と相互作用して π^0 を生成し、 π^0 からの光子を誤って拾ってしまう事である。これらの要因を抑える為 に E391a 実験では、2つの工夫を行った。1つは、ビームと残留空気との相互作用 を減らす為に、崩壊領域を 10^{-5} Paの高真空にした。もう一つは、ビームと検出器の 相互作用を減らす為に、ビーム周りの強度がビーム中より 10^5 倍低いビームを用意し た。これらの工夫により、 $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊探索においても、光子を多く数えてしまう 事による背景事象を抑える事ができる。

また、光子を見失ったり、1つの*K_L*崩壊からの光子以外を拾った場合、3個の光 子のビーム軸に垂直な運動量のバランスが崩れる。この性質を利用する事によりさ らに背景事象を抑える事ができる。

2.2 中性K中間子ビーム

E391a 実験の中性 K 中間子ビームを作るために筑波の高エネルギー加速器研究機構 (KEK)の陽子シンクロトロン加速器の 12 GeV の陽子ビームを用いた。

陽子ビームは2秒間で12 GeVまで加速され、2秒間かけて取り出される。典型的 な陽子ビームの強度は、取り出し時間2秒あたり 2.5×10^{12} 個である。陽子ビームは 鉛直方向に $\sigma = 1.1 \text{ mm}$ 、水平方向に $\sigma = 3.3 \text{ mm}$ の広がりを持っている [5]。この陽子 ビームを固定標的に入射し、陽子ビームと4°の角度で出る粒子を二次ビームとして 用いる。用いた標的は白金製の円柱形で直径8 mm、長さは60 mm ($\sim \lambda_T$: Nuclear Collision Length)で、二次ビームと平行に置いた。先に述べたように、ビーム中の中 性子は、残留空気と相互作用して背景事象の要因となるため、中性ビームの取り出 し角度は、ビーム中の中性K中間子の数に対する中性子の数は60 である [6]。

図2.2 に、中性ビームラインの概要図を示す。荷電粒子は2組の電磁石によって除 去する。中性ビームの広がりはC1-C3のコリメーターで決定する。ビーム周りの粒 子を除去するためにC5,C6コリメーターを配置した。Gd₂O₃の薄膜を備えるC4コ リメーターによって、検出器のアクシデンタルな反応の要因となる熱中性子を減ら す[5]。またビーム中の光子を減らすために鉛の吸収体を、中性子を減らすためにベ リリウムの吸収体をビーム中に置いた。以上のもので構成される中性ビームライン の全長は10mである。



図 2.2: 中性ビームライン概要図。中性ビームラインは2組の磁石と6つのコリメー ター、鉛とベリリウムの吸収体からなる。

こうして作られた中性ビームは、下流に設置した検出器に入射する。検出器下流 のビームホールを小さくする為に、このビームラインによる中性ビームは半円錐角 が2 mrad と細くなっている。ビームホールを小さくする事によって、検出器内部で 崩壊した K_L 由来の光子が検出器外へ逃げるのを防ぐ。図 2.3 は、中性ビームライン でのテスト実験で得た、ビーム中の光子と中性子の分布である [7]。ビーム周りの強 度がビーム中より 10⁵ 倍低くなっている。図 2.4 は、Monte Carlo で得た、C6 の位 置での K_L の運動量分布で、平均運動量は 2.6 GeV/c である [6]。C6 での中性 K 中間 子の強度は取り出し時間 2 秒間あたり 3.3×10^5 、中性 K 中間子の数に対する中性子 の数は 60 である [8]。

2.3 E391a検出器

陽子ビームの標的から 11.8 m、C6 から 1.8 m 下流に E391a 検出器がある。2.1 章 で述べたように、E391a 検出器は入射側のビームホールを除く、崩壊領域周りの全 立体角を光子検出器で覆っている。図 2.5 に、E391a 検出器全体の概要を示す。下流 に配置した CsI 電磁カロリメータで、光子のエネルギーと入射位置を測定する。CsI 電磁カロリメータに入らなかった光子を検出するために、上流に Front Barrel (FB)、 崩壊領域を覆うようにして Main Barrel (MB) がある。ビーム軸に沿って逃げる光子



図 2.3: 中性ビームラインでのテスト実験による、C6の1.7m下流でのビーム中の光 子(左図)と中性子(右図)の密度分布[7]。逆三角のプロットは鉛の吸収体を置か ない場合、丸印は鉛の吸収体を置いた場合。

を検出するために、ビーム軸周りには上流から Collar Counter 02 (CC02)、CC03、 CC04、CC05、CC06、CC07 があり、ビーム軸の最下流には Back Anti (BA) を配置 している。荷電粒子を検出するために、MB の内側に Barrel Charged Veto (BCV)、 CsI カロリメータの前方に Charged Veto (CV)、BA 前方に Beam Hole Charged Veto (BHCV) を設けた。ビーム中の中性子と残留空気との相互作用を抑える為、検出器 内部の崩壊領域は高真空に保たれている。

2.3.1 CsI 電磁カロリメータ

図 2.6 に CsI カロリメータの概要図を示す。CsI 電磁カロリメータは、pure CsI の 結晶 576 個で構成され、外側には鉛とシンチレーターの積層型検出器(サンドウィッ チ検出器)、内側には CC03 がある。CC03 の中央 12 cm × 12 cm の領域はビームが 下流側に抜ける穴(ビームホール)が開いている。

576 個の CsI の結晶の内訳は、7 cm × 7 cm × 30 cm (= $16X_0$)の結晶 552 個と、 KTeV 実験から借りた 5 cm × 5 cm × 50 cm (= $27X_0$)の結晶 24 個である (X_0 は Radiation Length:放射長)。前者 552 個のうち 56 個は、支持円筒の形状に合わせて 削ってある。光子が入射し、各結晶内で発した光は、下流側に取り付けた光電子増 倍管で読み出した。



図 2.4: Monte Carlo シミュレーションにより得た C6 の位置における K_L の運動量 分布 [6]。

2.3.2 veto 検出器

< 検出器上流部 >

図 2.7 は、検出器上流部を下流側から見た概要図である。上流側の検出器は Front Barrel (FB) と Collar Counter 02 (CC02) によって構成されている。

図 2.8 に上流部の検出器の概念図を示す。中性 K 中間子のビームの広がりが有限 であるため、崩壊領域を覆う検出器にも有限の大きさの穴を開ける必要がある。検 出器に有限の大きさの穴があると、崩壊領域より上流で崩壊した K_L による光子の一 方が下流にある CsI カロリメータに当たるにも関わらず、他方の光子は、検出器に入 射しない事象が考えられる。上流側の検出器は、このような事象を除去する狙いが ある。

FBは、ビーム軸に沿ってビームを囲うように配置されており、外径は1.45 m、内 径は0.62 m で、Z 軸方向の長さは2.75 m である。FB は16 個のモジュールで構成 されている。個々のモジュールは、Z 軸に平行に厚さ5 mm のシンチレーターと厚 さ1.5 mm の鉛の板を59 層重ねて作られている。合計の厚さは413 mm で、これは 17.2X₀ に対応する。シンチレーターからの光は、波長変換ファイバーで上流側に読 み出している。

CC02は、FBの下流端の内側にビーム軸を囲うように配置されており、外径は618 mm、内径は158 mm で、ビーム軸方向の厚さは250 mm である。鉛と厚さ5 mmの



図 2.5: E391a 検出器の概要図。図中スケールで -12 m の位置に中性ビームラインの 標的がある。

シンチレーター 43 層の積層構造になっており、中央 29 層は 2 mm、両端は 1 mm 厚 の鉛が使われている。合計の厚さは 15.7X₀ である。ビーム軸に平行に入射する光子 を検出する為に、各層はビーム軸と垂直になっており、これを積層面に対して垂直 に通した波長変換ファイバーで読み出している (Shashilik型)。

< 検出器中央部 >

図 2.9 は、検出器中央部の概要図である。ビーム軸方向に沿って崩壊領域周りは Main Barrel (MB) に覆われている。MBの外径は 2.76m、内径は 2.00m で、ビーム 軸方向の長さは 5.5m である。MB は 32 個の台形型のモジュールで構成されていて、 個々のモジュールは、ビーム軸に平行な、鉛と 5 mm のシンチレーターの層、45 層 から成り、1 mm 厚の鉛の内側 15 層 (inner MB) と、2 mm 厚の鉛の外側 30 層 (outer MB) に分かれている。内外 45 層を合わせた厚みは 317.9 mm (= $13.5X_0$) である。シ ンチレーターには、ビーム軸に平行に波長変換ファイバーが通してあり、これを上 流側と下流側の両方から読み出す。MB の内壁には、幅 20 cm、厚み 5 mm、ビーム 方向の長さが 550 cm のシンチレーターで構成される Barrel Charged Veto (BCV) が ある。

< 検出器下流部 >

図 2.10 は、検出器下流部を上流側から見た概要図である。検出器の下流側には、 CsI カロリメータの前方に Charged Veto (CV)、CsI カロリメータの中央に CC03 が 配置されている。CV は outer CV と inner CV で構成されており、CsI 表面から 50 cm 前方にある outer CV は厚さ 6 mm のシンチレーター 32 枚で構成されている。inner



図 2.6: 下流に配置された CsI 電磁カロリメータの概要図。576本の CsI の結晶と、外 枠に鉛とシンチレーターの積層型検出器(サンドウィッチ検出器)、内側のビームの 周りには CC03 がある。中央 12 cm × 12 cm はビームが下流側に抜ける穴(ビーム ホール)が開いている。

CV は厚さ 6 mm のシンチレーター 4 枚からなり、outer CV と CsI カロリメータの 間のビーム軸周り 12 cm × 12cm の領域をビーム軸に平行に四方を囲うように配置 されている。

CC03 は、CsI カロリメータ近傍での K_L 崩壊由来の光子を検出するため、CsI カ ロリメータ中央のビーム軸付近に配置された。 $62.5 \text{ mm} \times 125 \text{ mm} \times 400 \text{ mm}$ のモ ジュール6組で構成されている。各モジュールは厚さ 3.4 mmのシンチレーターと1 mmのタングステン 26 層がビーム軸と平行に積み重ねられている。

< 検出器後方部 >

検出器後方には、CC04、CC05、CC06、CC07、Beam Hole Charged Veto (BHCV)、 Back Anti (BA) が配置されている。

CC04、CC05 は同じ形状で、500 mm × 500 mm の中央に 126 mm × 126 mm の ビームホールの穴が空いた形をしており、4つのモジュールで構成されている。各 モジュールは厚さ 2 mm の鉛と 5 mm のシンチレーターの層、32 層から成る。更に CC04は上流側、CC05は下流側に厚さ5 mmのシンチレーター2枚を据えた。CC04、 CC05の厚さは共に $11.4X_0$ である。

CC06、CC07はCC05の更に下流に置かれている。CC06、CC07は同じ形状で300 mm × 150 mm の鉛ガラス10個で構成されている。この鉛ガラスの成分比は、PbO 55%、K₂O 4%、SiO₂ 39%、Na₂O 2%で、密度は4.08 g/cm³、厚さは6.3X₀である。

BHCV は、CC07 の更に下流に配置され、厚さ1 mm のシンチレーター8枚で構成 されている。

BA は、ビームライン最下流のビーム軸上に配置されており、CsI カロリメータ中 央の穴から抜ける光子を、ビーム中に数多く存在する中性子と区別し検出する検出 器である。BA は、鉛とシンチレーターからなるモジュール、クォーツのモジュール それぞれ6組から構成され、その全放射長は $14X_0$ である。前者は、ビームと垂直に 重ねられた厚さ5 mm のシンチレーターと2 mm の鉛の層、6層からなる。後者は、 屈折率 1.46、大きさ35 mm × 245 mm × 30 mm のクォーツ7 個からなる。ビーム 中の中性子が BA と相互作用して発する二次粒子の多くは、クォーツのチェレンコ フ光の閾値 ($\beta > 1/n, n$:屈折率)より低い運動量を持つ。一方、光子も中性子も、 その二次粒子はシンチレーターの層でエネルギーを落とす。ゆえに、鉛・シンチレー ター層とクォーツ層からの信号の大きさを比較する事により、光子と中性子を区別 する事ができる。

2.3.3 崩壊領域の高真空化

2.1 章で述べたように、ビーム中の中性子が崩壊領域の残留空気と相互作用して π^0 を生成する過程は、背景事象の要因になる。この要因による背景事象を抑える為、 E391a 実験ではビームが通る領域を高真空にした。

 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索における、ビーム中の中性子が崩壊領域の残留空気と相互作 用による背景事象数を 0.1 より低い水準に抑える為には 10⁻⁴ Pa の真空が必要であ る [7]。検出器を真空の外に出すと、真空タンクの物質により光子を見失う恐れがあ る。この問題を解決するため、検出器を真空タンクの中に配置し、崩壊領域を含む 高真空領域と、ガスを放出する検出器を含む低真空領域の 2 つに分けた。 2 つの真 空領域は、厚さ 190 μ m の薄いフィルムによって仕切った。このフィルムは放射長 が 4 × 10⁻⁴ であるので光子の吸収は小さい。低真空領域に CsI、FB、MB、CC02、 CC03、CC04、CV、BCV を配置し、圧力を 0.1 Pa にした。このようにして検出器 内部の崩壊領域で 10⁻⁵ Pa という高真空を実現した。

2.4 トリガー

E391a 実験では物理トリガー、エネルギー較正トリガー、最小バイアストリガー、 アクシデンタルトリガーの4種類のトリガーを用いてデータの収集を行った。

物理トリガーは、"Hardware Cluster"の数が2以上、各veto検出器のエネルギー が閾値以下である事で決定した。図2.11のようにCsIカロリメータを72のブロック に区分けし、アナログ信号の大きさの和が40mV以上であるブロックを"Hardware Cluster"とした。表2.1は、物理トリガーに要請した各veto検出器の閾値である。

表 2.1: 物理トリガーに要請した各 veto 検出器の閾値。CV、FB は 8 チャンネルの信 号の大きさの和、それ以外は検出器全体の信号の大きさの和である。

検出器	閾値
CV	$1.3 { m MeV}$
FB	$25 { m MeV}$
MB	$25 { m MeV}$
CC02	$15 { m MeV}$
CC03	$15 { m MeV}$
CC04	$40 { m MeV}$
CC05	$25 { m MeV}$

エネルギー較正トリガーは、キセノン光源を光らせて作るトリガー、LED を光ら せて作るトリガー、ビーム中のµ粒子によるトリガー、宇宙線によるトリガーの4つ がある。キセノン光源によるトリガーは CsI カロリメータ、LED によるトリガーは MB の増幅率(gain)をモニタ - するために用いた。µ粒子と宇宙線によるトリガー は検出器を水平方向と鉛直方向に抜けるµ粒子を測定し、各検出器のエネルギー較 正を行うために用いた。

最小バイアストリガーは、物理トリガーの性能を確認するために、物理トリガーより条件を緩くし、各 veto 検出器に閾値を設けずに、Hardware Cluster が1以上と2以上の事象を収集した。

アクシデンタルトリガーは、検出器のアクシデンタルな反応をみるために、陽子 ビームの標的付近に置いたカウンターを用いて作った。これにより陽子ビームの強 度に比例した量のアクシデンタルなデータの収集を行った。本解析では $K_L \rightarrow \gamma \gamma$ 崩 壊由来の背景事象を見積もるために、このアクシデンタルトリガーによるデータを 用いた。

2.5 検出器のエネルギー較正

全ての検出器は、 μ 粒子が最小電離で検出器を突き抜ける事象を用いてエネルギー 較正を行った。 μ 粒子の事象は、宇宙線によるものの他に、 μ -run のデータを用いた。 μ -run は、中性ビームラインの荷電粒子除去のための電磁石を止めて、陽子ビームの 標的からの μ 粒子を観測するものである。

 $CsI カロリメータは \mu$ 粒子による較正に加えて、 π^{0} -run を用いたエネルギー較正 を行った。 π^{0} -run は、厚さ 5 mm の薄いアルミの板を z = 280.5 cm (CC02 の直後) に配置し、意図的にビーム中の中性子と反応させて π^{0} を生成する。 π^{0} の生成点はわ かっているので、2 個の光子の不変質量が π^{0} の質量となるように CsI カロリメータ の増幅率を補正した [9]。CsI カロリメータの増幅率は、標準光源としてキセノンの 光源を用いてモニターした。



図 2.7: 検出器上流を下流側から見た概要図。検出器上流は FB と CC02 で構成されている。



図 2.8: 上流側の検出器の概念図。ビームが有限の広がりを持ち、検出器に有限の穴がある場合、*K_L*崩壊の光子がCsIカロリメータに入射しているにも関わらず、別の 光子が検出器に入射しなかったり、検出器外に抜ける可能性がある。青い破線のように、上流側に検出器を設ける事によってこれらの事象を抑える事ができる。



図 2.9: 検出器中央の概要図。検出器中央は MB と BCV で構成されている。



図 2.10: 上流側から見た、検出器下流の概要図。検出器下流は CV、CC03、及び CsI カロリメータで構成されている。



図 2.11: 72 のブロックに区分けした CsI カロリメータの概要図。各ブロックのアナ ログ信号の和が 40 mV 以上であるブロックを"Hardware Cluster"とした。

第3章 事象の再構成

この章では、入射した光子がCsIカロリメータに落としたエネルギーから元の光 子を見つけ、崩壊点を計算して事象を再構成する方法を手順を追って説明する。

3.1 クラスタリング

ここでは、CsIカロリメータに落としたエネルギーから元の光子を見つけるクラス タリングの手順を説明する。図3.1に、クラスタリングの手順の概念図を示す。まず はじめに5 MeV 以上のエネルギーを落とした結晶を、落としたエネルギーが大きい 順に並べる。その中で最も大きなエネルギー落とした結晶をクラスタ核とする。エ ネルギーを落とした結晶の中から、クラスタ核と角を共有する結晶を見つけて加え る。新たに加えた結晶についても、角を共有する結晶を探す手順を繰り返す。角を 共有する結晶が無くなったら、残った結晶の中で最も大きなエネルギーを落とした 結晶を新たなクラスタ核として先の手順を繰り返す。これをクラスタ核の候補が無 くなるまで繰り返す。加えるべき結晶が周りに無い孤立したクラスタ核はクラスタ とは判別しない。このような手順で、各事象の CsI クラスタを見つける。

ある結晶が、それを中心とする3×3の結晶の中で最も大きなエネルギーを落としている時、その結晶を"local maximum"と定義する。CsIクラスタを見つけたら、それぞれのクラスタについて、"local maximum"の数を数える。1つのクラスタに2つ 以上の local maximum が存在する場合、このクラスタは2つの光子が入射して1つのクラスタを形成している可能性があるので、クラスタから除去する。

光子のエネルギーを求める時は、まず先の手順で決めたクラスタ内の結晶に落としたエネルギーの和 *E*_{dep}を求める。この値は、クラスターの外に広がったエネルギーの漏れの分だけ光子の真のエネルギーより小さくなる。光子のエネルギー *E*_{inc} は上記で求めた結晶に落としたエネルギーの和 *E*_{dep}を用いて、

$$E_{inc} = (1+F) \cdot E_{dep} \tag{3.1}$$

となる。ここで、 $F = 0.034 + 0.023/\sqrt{E_{dep}(\text{GeV})}$ はMonte Carlo で得られたエネル ギーの漏れの割合である [6]。

3.2 光子入射位置の再構成

光子の入射位置は、大きく分けて2つのステップで求める。まず始めに、クラスタ 内で最も大きなエネルギーを落とした結晶(local maximum)と同じ縦の列の結晶に 落としたエネルギーの和 E_0^x を求める。その列の両隣の列についても同様に E_+^x 、 E_-^x を求める。ここで、次のように比 q を定義する。

$$q \equiv \frac{max(E_{+}^{x}, E_{-}^{x})}{E_{0}^{x}}$$
(3.2)

qの分布 f(q)は実データを使って、エネルギーの大きさ別に6種類測定した(図3.2) [6]。光子は結晶内に一様に入射しているので、光子の入射位置と local maximum の 結晶の中心との距離 x_{rec} は、この q の分布 f(q)を用いて以下のように求める事がで きる。

$$x_{rec} = \frac{h}{2} \frac{\int_0^q f(q') dq'}{\int_0^1 f(q') dq'}$$
(3.3)

ここで h は、CsI の結晶の一辺の長さである。Monte Carlo で光子を垂直入射させた時、この方法で計算した入射位置は、実際の入射位置と±0.7 cm 以内で一致する [6]。*y_{rec}*についても同様にして入射位置を求めた。ただし、角度を持って入射させた場合においては、一定の違いが見られる。

次にこの入射角度によるズレを補正する。求めるべき入射位置を $P_{inc} = (x_{inc}, y_{inc})$ 、 先ほどの計算で求めた位置を $P_{rec} = (x_{rec}, y_{rec})$ とする。入射位置 P_{inc} は、電磁シャ ワーの長さ *L* を用いて以下のように求められる。

$$x_{inc} = x_{rec} - L \sin\theta \cos\phi \tag{3.4}$$

$$y_{inc} = y_{rec} - L \sin\theta \sin\phi \tag{3.5}$$

 θ , ϕ はそれぞれ、ビーム軸からの極角、ビーム軸周りの方位角である。入射角度を 推定する為に、3.3 章で後述する、質量を過程した崩壊点を一時的に利用し、崩壊点 から角度 θ , ϕ を計算する。電磁シャワーの長さ *L* は以下の式で求められる。

$$L(cm/X_0) = p_1 + p_2 \ln(E(GeV))$$
 (3.6)

 X_0 は CsI の放射長で 1.85 cm、Eは光子の入射エネルギー、 p_1, p_2 はパラメーターである。Monte Carlo によって、 p_1, p_2 をそれぞれ 6.22 と 0.98 と見積もった [6]。こ

のようにして補正した入射位置 (x_{inc}, y_{inc}) を用いて、再度崩壊点の計算を行うという操作を4度繰り返し正しい入射位置と崩壊点を求めた。図 3.3 は、Monte Carlo により得た、 $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊の再構成した崩壊点と真の崩壊点の残差分布である。本項で述べた電磁シャワーの長さによる補正を行った結果、正しく崩壊点を再構成できている。

3.3 崩壊点の再構成

ここでは、光子のエネルギーと入射位置を用いて、光子の生成された崩壊点の再 構成について、 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma \ge K_L \rightarrow 3\gamma$ の場合に分けて説明する。 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ は、 K_L の 崩壊数を見積もる際に $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 \ge K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ の再構成に用いる。

3.3.1 $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ の再構成

図 3.4 に示すのは、 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 崩壊の再構成の概念図である。 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 由来と思われる 2 つの光子のクラスタについて、崩壊がビーム軸上で起こり、 $\gamma\gamma$ の不変質量として π^0 の質量を仮定して、崩壊点 $\mathbf{r}_0 = (0, 0, Z_{\pi})$ を計算する。 2 つの光子のクラスタの位置、エネルギーをそれぞれ $\mathbf{r}_i = (x_i, y_i, z_i)$ 、 E_i (i = 1, 2)とする。ただし、 z_i は CsI の上流側の表面の位置である。 2 つの光子の不変質量について以下の関係式が成り立つ。

$$m_{\pi^0}^2 = 2E_1 E_2 (1 - \cos\theta_{12}) \tag{3.7}$$

ここで θ_{12} は、2つの光子の運動量ベクトルの成す角である。 $\cos \theta_{12}$ については以下の式が成り立つ。

$$(\mathbf{r}_{1} - \mathbf{r}_{0}) \cdot (\mathbf{r}_{2} - \mathbf{r}_{0}) = x_{1}x_{2} + y_{1}y_{2} + (z_{1} - Z_{\pi})(z_{2} - Z_{\pi}) = |\mathbf{r}_{1} - \mathbf{r}_{0}||\mathbf{r}_{2} - \mathbf{r}_{0}|\cos\theta_{12}$$
(3.8)

以上の式 (3.7)、(3.8) から崩壊点 Z_π を求める事ができる。

3.3.2 $K_L \rightarrow 3\gamma$ の再構成

 $K_L \rightarrow 3\gamma$ の再構成の流れは、基本的に前項の $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ の再構成と同様である。 $K_L \rightarrow 3\gamma$ 由来と思われる3つの光子クラスタについて、崩壊がビーム軸上で起こり、 3γ の不変質量として K_L の質量を仮定して、崩壊点 $\mathbf{r}_0 = (0, 0, Z_K)$ を計算する。3 つの光子のクラスタの位置、エネルギーをそれぞれ $\mathbf{r}_i = (x_i, y_i, z_i)$ 、 E_i (i = 1, 2, 3)とすると、3つの光子の不変質量と、2本の光子の運動量ベクトルのなす角度 θ_{ij} には以下の関係式が成り立つ。

$$m_{K_L}^2 = 2E_1E_2(1 - \cos\theta_{12}) + 2E_2E_3(1 - \cos\theta_{23}) + 2E_3E_1(1 - \cos\theta_{31})$$
(3.9)

$$(\mathbf{r}_{i} - \mathbf{r}_{0}) \cdot (\mathbf{r}_{j} - \mathbf{r}_{0}) = x_{i}x_{j} + y_{i}y_{j} + (z_{i} - Z_{K})(z_{j} - Z_{K})$$
$$= |\mathbf{r}_{i} - \mathbf{r}_{0}||\mathbf{r}_{j} - \mathbf{r}_{0}|\cos\theta_{ij}$$
(3.10)

これらの関係式から崩壊点 Z_K を求める事ができる。

しかし、前項の $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ の再構成の場合と異なり、これらの関係式を解析的に解 く事はできない。そこで、はじめに以下の近似式で Z_K の近似値を計算した。

$$Z_K \approx Z_{CsI} - \frac{1}{m_{K_L}} \sqrt{\sum_{i,j;i(3.11)$$

 m_{K_L} は中性 K 中間子の質量、 Z_{CsI} は CsI の上流側の表面の位置である。上式は式 (3.9)を、崩壊点が CsI 表面から十分に離れているとして近似した式であるため、下 流で崩壊した事象には一定のズレが生じる。そこで Monte Carlo で調べた、この近 似解と真の崩壊点の相関を 2 次関数 $p_2 \cdot Z_K^2 + p_1 \cdot Z_K + p_0$ でフィットして補正を加 えた。 $p_2 = 1.177 \times 10^{-4}$ 、 $p_1 = 0.9434$ 、 $p_0 = 8.697$ である。補正を加えた値を使っ て、3.2章で述べたように、光子の CsI カロリメータへの入射位置 (x, y)を再計算し、 再び崩壊点 Z_K を計算する。この操作を 4 度繰り返した後、式 (3.9)、(3.10)につい て、求めた近似値 Z_K の付近で、数値計算によって真の解を探す。先と同様に入射位 置 (x, y)を再計算し、崩壊点 Z_K を計算しなおすという手順を 4 度繰り返す。以上の 方法で $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊の崩壊点を再構成した。

3.4 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 / K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ の再構成

ここでは、 K_L 崩壊の数を数えるために用いた $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊の 再構成について説明する。

 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊では6つのクラスタ、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊では4つのクラスタの事象を再構成するが、このクラスタの中から2つずつ光子を選んで π^0 の候補を作る、光子の組み合わせの場合の数はそれぞれ、 $\frac{6!}{3\cdot 2!3!} = 15$ 通り、 $\frac{4!}{2\cdot 2!} = 3$ 通りである。そ

れぞれの光子の組について、 $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ 崩壊の崩壊点 $Z_{\pi}(i)$ を計算し、次のように定義した χ^2 を求める。

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} (Z_{K_L} - Z_{\pi}(i))^2 \quad (N : 2 \text{ or } 3)$$
(3.12)

ここで Z_{K_L} は、それぞれの光子の組で計算した $Z_{\pi^0}(i)$ の平均値である。

$$Z_{K_L} = \frac{\sum_{i=1}^{N} Z_{\pi}(i)}{N} \quad (N:2 \text{ or } 3)$$
(3.13)

それぞれのイベントに対して、最も χ^2 が小さくなるものを光子の組み合わせの候補 とした。ここで間違った K_L の再構成を除く為に、2つの条件を課した。

1つ目は、選んだ最も小さな χ^2 が $K_L \to \pi^0 \pi^0 \pi^0$ では 5 以下、 $K_L \to \pi^0 \pi^0$ では 30 以下である事を要請した。2 つ目は、2 番目に小さな χ^2 の組み合わせが正しい光子 の組み合わせである事象を除く為に、2 つの χ^2 の差が 30 以下、かつ後者の不変質 量について 0.46 < $M_{6\gamma-2nd\chi^2}$ (GeV/c²) < 0.54 である事象を除去した。図 3.5 は、実 データで得た 6γ 事象で、2 番目に小さな χ^2 の組み合わせによる不変質量と、最も 小さな χ^2 と 2 番目に小さな χ^2 の差の相関図である。不変質量を求める際に必要な K 中間子のエネルギーと崩壊点は以下の通りである。

 K_L のエネルギー :

$$E_{K_L} = \sum_{i=1}^{n} E_{\gamma}(i) \quad (n:4 \text{ or } 6)$$
 (3.14)

*K_L*の崩壊点 :

$$\begin{pmatrix} X_{K_L} \\ Y_{K_L} \\ Z_{K_L} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} s \times \sum_{i=1}^n E_{\gamma}(i) X_{\gamma}(i) / E_{K_L} \\ s \times \sum_{i=1}^n E_{\gamma}(i) Y_{\gamma}(i) / E_{K_L} \\ \mathbf{\vec{rt}} (3.13) \end{pmatrix}$$
(3.15)

$$s = \frac{Z_{K_L} - Z_{target}}{Z_{CsI} - Z_{target}}$$
(3.16)



図 3.1: 光子が CsI カロリメータの結晶に落としたエネルギーから光子を再構成する クラスタリングの概念図。(1)結晶に落とされたエネルギーの大きな順にならべ、(2) 最も落とされたエネルギーの大きな結晶を核として選び、(3)角を共有する結晶を加 えてゆく。(4)角を共有する結晶が無くなったら、(5)残った結晶の中で(2)-(4)を繰 り返す[6]。



図 3.2: 実データから得た光子のエネルギーが 550 MeV 以上の時の q の分布 f(q)[6]。



図 3.3: Monte Carlo により得た、 $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊の再構成した崩壊点と、真の崩壊点の残差分布。黒線が電磁シャワーの長さによる補正前、青線が補正後。



図 3.4: $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ 崩壊の再構成の概念図。ビーム軸上で π^0 が崩壊したと仮定して崩 壊点 Z_{π} を計算する。



図 3.5: 実データから得た 6 クラスタ事象で、 2 番目に小さな χ^2 の組み合わせによる不変質量と、最も小さな χ^2 と 2 番目に小さな χ^2 の差の相関図。赤枠で囲んだ領域は、光子の組み合わせを間違えた可能性があるため除去した。

第4章 事象の選択

4.1 背景事象

 $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊のシグナルでは3個の光子のみが観測される。背景事象として考えられる物は、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ からの4個の光子のうち1個を見失う事象、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 \pi^0$ からの6個の光子のうち3個を見失う事象、 $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ 崩壊において光子が3個であるように見えてしまう事象である。

光子を見失う要因は主に2つあり、検出器に入った光子を検出できず見失うもの と、CsIに入った光子が近くに入射した他の光子と重なってしまい見失う"Fusion事 象"がある。

1個の K_L の崩壊からの光子を実際より多く数え挙げる要因は、CsI に入射した1 個の光子によるクラスタが割れて複数に見える物、ビーム周りに含まれる光子や中 性子がCsI に当たった物、ビーム周りに含まれる中性子が検出器に当って生成した π^0 由来の光子、偶然に重なった他の K_L 崩壊由来の光子がある。1つ目のクラスタ が割れる場合以外の、ビーム粒子によるこのような要因の寄与を考慮し、 $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ 崩壊の背景事象は Monte Carlo にランダムトリガーによる検出器の反応を重ねて見 積もった。

4.2 3個の光子以外の粒子を含む事象の除去

 $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊のシグナル事象では3個の光子がCsIカロリメータで観測される。 CsIカロリメータで3個の光子クラスタを観測した事象には、veto検出器に他の光子 や荷電粒子が入射した事象、CsIカロリメータに4個以上の光子が入射した事象が含 まれている。前者はveto検出器で検出したエネルギーに閾値を設けて除去した。後 者は光子クラスタ内でのエネルギーの広がりを見ることによって除去した。veto検 出器に少しでもエネルギーを落とした事象を全て除去すると、 K_L 崩壊由来の粒子に よる二次粒子やビーム中の粒子と検出器の反応により、シグナルのアクセプタンス を大きく失ってしまう。そのため、それぞれのveto検出器に対して適切な閾値を決 める必要がある。これらの閾値とFusion事象のためのカットの値は実データの4ク ラスタ事象を用いて決定した。

4.2.1 veto 検出器の閾値、Fusion 事象のためのカット値の決定

4 クラスタ事象は主に $K_L \to \pi^0 \pi^0$ 崩壊と、 $K_L \to \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊からの 4 つのクラ スタを CsI カロリメータで見つけた事象である。 $K_L \to \pi^0 \pi^0$ 崩壊の事象は不変質量 $M_{4\gamma}$ が K 中間子の質量になるが、 $K_L \to \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊の事象は幾分かのエネルギーを 失っているため、その不変質量は K 中間子の質量より軽くなる。図 4.1 は、4 クラス タ事象の不変質量の分布である。はじめに、4 クラスタ事象のビーム軸に垂直方向の 運動量 P_T に対して $P_T^2 < 1.5 \times 10^{-3}$ (GeV/c)² を要請し、K 中間子の質量付近に含ま れる $K_L \to \pi^0 \pi^0$ 崩壊以外の事象を抑制した。次に、 $M_{4\gamma}$ の領域を $K_L \to \pi^0 \pi^0$ 崩壊の 多い 0.46 < $M_{4\gamma}$ (GeV/c²) < 0.54 と $K_L \to \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊の多い $M_{4\gamma}$ (GeV/c²) < 0.45 の 2 つに分けた。

4クラスタ事象で不変質量が K 中間子の質量になったものは、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊を 正しく再構成できているので、veto 検出器に入射した光子はなく、veto 検出器に落 としたエネルギーは、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊由来の光子による二次粒子やビーム中の粒子 によるものと考えられる。したがって、この事象において veto 検出器に落としたエ ネルギーに閾値を設けるべきではない。一方、不変質量が K 中間子の質量より軽く なったものは、幾つかの光子が veto 検出器に入った $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊事象と考えら れる。 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊の多い領域と $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊が多い領域で検出器に落と したエネルギー、クラスタの広がりを比較する事によって、それぞれの光子 veto 検 出器の閾値、Fusion 事象の為のカット値を決定した。荷電粒子 veto 検出器の閾値は、 0.46 < $M_{4\gamma}$ (GeV/c²) < 0.54 の事象と、4クラスタ事象全体を比較して決定した。図 4.2 は、inner MB における閾値決定の例である。

4.2.2 光子 veto 検出器の閾値

\mathbf{MB}

MB はビーム軸方向の長さが 5.5 m あるため、光子の入射位置により波長変換ファ イバー内での減衰率が異なる。そこで MB で落としたエネルギー *E_{MB}* を以下のよう に定義する。

$$E_{MB} = \sqrt{E_{up} \times E_{down}}$$

= $\sqrt{E_0 e^{-\frac{Z_{hit}}{\lambda}} \times E_0 e^{-\frac{L-Z_{hit}}{\lambda}}}$
= $E_0 e^{-\frac{L}{\lambda}}$ (4.1)

 E_{up} 、 E_{down} はそれぞれ MBの上流側、下流側の光電子増倍管で測ったエネルギー、 E_0
は光子が MB のシンチレーター内で落としたエネルギー、 Z_{hit} は光子の入射した位置、Lは MB の長さ、 λ は波長変換ファイバー内での光の減衰長である。このように定義した E_{MB} は、光子の入射位置に依らない。inner MB に対して $E_{MB} < 1.2$ MeV、outer MB に対して $E_{MB} < 0.6$ MeV を要請した。

CsI カロリメータ

CsI カロリメータは光子の veto 検出器としても用いた。クラスタリングの過程にお いて、落としたエネルギーが 5 MeV 以上の結晶が 1 個だけ孤立してある場合、これ は我々の定義ではクラスタとみなされない。そこで 3 個の光子クラスタの他に、CsI カロリメータ上に光子がないことを確認する為に、最寄りの光子クラスタからの距 離が 35 cm 以上の結晶は、そこに落とされたエネルギーが 2 MeV 以下、距離 d が 20 cm 以上 35 cm 未満の結晶は、落されたエネルギーが (217 - 5d(cm))/21 MeV 以下、 距離が 20 cm 未満の結晶には 6 MeV 以下である事を要請した (図 4.3)。

$\mathbf{B}\mathbf{A}$

BA は崩壊領域からビーム軸に沿って抜けた光子を検出するのための検出器である が、中性子も直接入射する。背景事象を抑えながら、シグナル事象のアクセプタン スを高く保つためには、光子と中性子を識別し、中性子が入った事象は残しながら、 光子が入った事象を効率よく除去する必要がある。

BA の鉛・シンチレーターモジュール、クォーツモジュールに対して以下の7つの 要請を課した。1)各クォーツモジュールの光量 E_Q が 0.8 MIP ¹以下、2)各鉛・ シンチレーターモジュールで落としたエネルギー E_S が 30 MeV 以下、3) E_Q/E_S が 10 MIP/GeV 以下、4)エネルギーを 0.5 MeV 以上落としたシンチレーターの層 が BA 全体で6層以下、5)クォーツモジュール全体での光量 $\sum E_Q$ が 2.5 MIP 以 下、6)鉛・シンチレーターモジュール全体で落としたエネルギー $\sum E_S$ が 50 MeV 以下、7) $\sum E_Q/\sum E_S$ が 15 MIP/GeV 以下である事を要請した。

他の光子 veto 検出器

FB、CC02、CC03、CC04、CC05、CC06、CC07 についても落とされたエネルギー に対して表 4.1 に示す閾値を設けた。

¹クォーツで測定した光量は、最小電離粒子 (minimum ionization particle) の光量で規格化した。

表 4.1: 光子 veto 検出器に落とされたエネルギーに対する閾値 (CsI カロリメータは 図 4.3、BA は本文参照)。

検出器	閾値
FB	1 MeV
MB	inner : 1.2 MeV
	outer : 0.6 MeV
CC02	$0.3~{\rm MeV}$
CC03	$3 { m MeV}$
CC04	$10 { m MeV}$
CC05	$5 { m MeV}$
CC06	$14 { m MeV}$
CC07	$10 { m MeV}$

4.2.3 荷電粒子 veto 検出器の閾値

荷電粒子を含む事象を除去する為に、荷電粒子 veto 検出器 BCV、CV、BHCV に も落とされたエネルギーに表 4.2 に示す閾値を設けた。

表 4.2: 各荷電粒子 veto 検出器に落とされたエネルギー対する閾値。

検出器	閾値
BCV	$1.2 { m MeV}$
CV	$1 { m MeV}$
BHCV	$0.1~{\rm MeV}$

4.2.4 Fusion 事象の除去

4.1 章で述べたように、光子を見失う要因の一つに、CsI に入った光子が近くに入 射した他の光子と重なってしまう事によって見失う"Fusion"事象がある。この Fusion 事象を除去するために、光子クラスタの広がりを表すパラメーター *RMS* を次のよ うに定義する。

$$RMS = \sqrt{\frac{\sum_{i;e_i > 5 \text{MeV}} e_i r_i^2}{E_{dep}}}$$
(4.2)

ここで r_i 、 e_i はクラスタ内のi番目の CsI の結晶の中央から光子が入射した位置ま での距離と落とされたエネルギーで、和算はクラスタ内でエネルギーが5 MeV 以上 の結晶について行う。図 4.4 は、4.2.1 章で定義した $M_{4\gamma}$ の 2 つの領域に含まれる事 象の RMS の分布である。光子 1 個によるクラスタと比べ、Fusion 事象でのクラス タの RMS は大きくなる。RMS が 5 cm 以上の光子クラスタを含む事象を除去した。

4.2.5 まとめ

実データの4クラスタ事象を用いて、各 veto 検出器の閾値と Fusion 事象除去のためのパラメーター RMSのカットの値を決めた。図 4.5 に、4クラスタ事象の不変質量分布を光子 veto 検出器、荷電粒子 veto 検出器、RMS カットの適用前後について示す。これらのカットにより $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊事象の S/N 比をおよそ 60 倍改善した。

4.3 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 由来の背景事象の除去

今回の解析は、およそ 10^{-7} の感度で $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊を探索しているので、光子を 1 個見失うだけで背景事象となる可能性のある $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊 ($\mathcal{B} = [8.69 \pm 0.04] \times 10^{-4}$ [1])は、4.2章で決めた veto 検出器に対する閾値と、Fusion 事象に対するカット RMS < 5 cm を要請した時点で、依然最も多く残る背景事象である。

 $K_L \to \pi^0 \pi^0$ 由来の背景事象には 2 つの要因がある。 1) $K_L \to \pi^0 \pi^0$ の 4 個の光 子の内、 3 個が CsI カロリメータに入り、残りの 1 個が光子 veto 検出器に入ったが、 これを見失った事象。 2) $K_L \to \pi^0 \pi^0$ の 4 個の光子全てが CsI カロリメータに入っ たが、そのうちの 1 個の光子が他の光子と重なり、 3 個の光子であると見誤った事 象 (Fusion 事象)。この 2 つの要因に対して、今度はそれぞれに対応する運動学的 な要請を課して背景事象を除去した。以下で説明する 2 つの要請は、NA31 実験での $K_L \to 3\gamma$ 崩壊の探索で用いられた手法を参考にした [4]。

4.3.1 光子 veto 検出器で光子を見失った背景事象の除去

図 4.6 は、Monte Carlo で得た $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊のシグナル事象と $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊 由来の背景事象の Z_K と Z_π の相関図である。 Z_K は 3 個の光子の不変質量に対して K_L の質量を仮定して計算した崩壊点、 Z_π は 2 個の光子の不変質量に対して π^0 の質 量を仮定して計算した崩壊点で、 2 個の光子の組み合わせにより 3 通り求まる。図 4.6 は、そのうち最も絶対値の大きな Z_π を表示している。 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊由来の 背景事象には、この 2 つの物理量に強い相関関係が見られるが、 $K_L \rightarrow 3\gamma$ シグナル 事象は相関関係は見られない。3通りある2個の光子の組み合わせのうち一つでも $1.2 \times Z_K(\text{cm}) - 160 < Z_{\pi}(\text{cm}) < Z_K(\text{cm}) + 25$ の領域に入った事象は除去した。

4.3.2 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊の Fusion 事象の除去

光子が作るクラスタ同士の重なりによって、1個の光子を見失う事象 (Fusion 事象)を除去する為に、パラメーター p, qを導入する。i番目のクラスタが2個の光子の重なりであるとき、そのエネルギーを p:(1-q)に分けると、p, qについて以下の式がなりたつ。

$$m_{\pi^0}^2 = 2pE_i E_j (1 - \cos \theta_{ij})$$
(4.3)

$$m_{\pi^0}^2 = 2(1-q)E_iE_k(1-\cos\theta_{ik}) \tag{4.4}$$

ここで、 m_{π^0} は π^0 の質量、 E_i はi番目の光子のエネルギー、 θ_{ij} はi番目とj番目の クラスタの、崩壊点 Z_K からの位置ベクトルが成す角度である。Fusion 事象では、全 ての光子のエネルギーを CsI カロリメータ上で測定できるので、崩壊点 Z_K は、真 の崩壊点の位置に近い値となる。i番目のクラスタが2個の光子の重なりによるもの である場合は $p \simeq q$ となる。パラメータp, qは各クラスタごとに求めた。図 4.7 は、 Monte Carlo で得た $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊の Fusion 事象と $K_L \rightarrow 3\gamma$ シグナル事象の、3 個の光子クラスタの中で最も小さな|p-q|の分布である。Fusion 事象を除去する為 に、全ての光子クラスタについて|p-q| > 0.2を要請した。

4.4 光子クラスタへの要請

光子クラスタに対して、3つの要請を課した。1つ目は、光子クラスタそれぞれ のエネルギーが80 MeV 以上である事を要請した。これは、1個の光子によるクラ スタが2つ以上に割れた事象や、ビーム周りの中性子がクラスタを形成した事象を 除去する為である。

2 つ目に、光子の入射した位置が、CsI カロリメータの中央 35 cm × 35 cm の外 であり、かつ CsI カロリメータの中央から 84 cm 以内である事を要請した。これは、 CsI カロリメータ外部への光子のエネルギーの漏れにより、エネルギーを正しく測定 できない事象を除去する為である。

3つ目に、2個の光子クラスタ間の距離が20cm以上離れている事を要請した。これにより、1個の光子によるクラスタが2つ以上に割れた事象や、2つのクラスタの一部が重なる事で正しくエネルギーを再構成できない事象を除去した。

4.5 光子のエネルギーへの要請

3個の光子クラスタの内、最も大きなエネルギーが400 MeV 以上である事を要請 した。これは K_L 崩壊由来の背景事象(特に $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$)を除去する為である。 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊では、 K_L から3個の π^0 を介して6個の光子に崩壊する為、1個 の光子が獲得するエネルギーの期待値は、 $K_L \rightarrow 3\gamma$ と比べて小さくなる。

4.6 崩壊点 Z_Kと崩壊点のビーム軸からの距離 R による カット

ビーム軸に垂直な方向のエネルギーのバランスを制限するために、図 4.8 のよう に、崩壊点のビーム軸からの距離 R を定義する。R は、3 個の光子のエネルギーの重 みを乗せた CsI カロリメータ上の重心と、陽子ビームの標的を結び、再構成した Z_K におけるビーム軸からの距離を計算したものである。ビーム軸に垂直な方向の運動 量のバランスが崩れている事象は、エネルギーの重心がビーム軸から離れる為、ビー ム軸からの距離 R は大きくなる。また、いくつかの光子を見失った $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ や $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ の背景事象では、再構成された崩壊点は下流側に組み間違う傾向にある ので²、崩壊点のビーム軸からの距離 R は大きくなる。

図 4.9 は、Monte Carlo により得た、veto 検出器の閾値を緩めたときの各崩壊形式 の崩壊点 Z_K とビーム軸からの距離 R の二乗の相関図である。いくつかの光子を見 失った $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ や $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ の背景事象は、崩壊点 Z_K が下流側に集まって いる。崩壊点 Z_K に対して 240 < Z_K (cm) < 400、ビーム軸からの距離 R に対して $R^2 < 10 \text{ cm}^2$ を要請した。

4.7 偶然同時による損失

実データでは、 K_L 崩壊由来の粒子以外に、ビーム中に含まれる光子や中性子が存在し、これらの粒子がveto検出器にエネルギーを落とすと、アクセプタンスを失う可能性がある。偶然同時によるアクセプタンスの損失 ϵ_{loss} は、アクシデンタルトリガーによる事象を用いて $[11.33 \pm 0.05_{(stat.)}]\%$ と見積もった。

 $^{2\}pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 崩壊の不変質量の式を例に考えると、 $m_{\pi^0}^2 = 2E_1E_2(1-\cos\theta)$ で E_1 、 E_2 が小さな値になると、 θ は大きな値になり、崩壊点は下流側に組み間違う。

4.8 アクセプタンス

 $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊のシグナル事象に対して以上の要請を課す時のシグナル事象のアクセプタンス $A_{3\gamma}$ を求めた。

$$A_{3\gamma} \equiv \frac{N_{rec}}{N_{decay}} \cdot (1 - \epsilon_{loss}) \tag{4.5}$$

 N_{decay} は崩壊領域 240 < Z_K (cm) < 400 で崩壊した K_L の数、 N_{rec} は N_{decay} のうち全ての要請を満たしたシグナルの数である。Monte Carlo によって $N_{rec}/N_{decay} = [1.13 \pm 0.01_{(MCstat.)}] \times 10^{-2}$ と見積もった。以上から $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊のシグナル事象のアクセプタンスは、

$$A_{3\gamma} = \left[1.00 \pm 0.01_{(\text{MCstat.})} \right] \times 10^{-2} \tag{4.6}$$

と見積もった。

4.9 規格化

実データの崩壊領域 240 < Z_K (cm) < 400 での K_L 崩壊の数は、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊 と $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊を使って求めた。系統的な不定性を小さくする為に、光子の数と 4.3 章で述べた $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 由来の背景事象のカット以外は $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊の解析と同じ条 件を課した。図 4.10、4.11 はそれぞれ $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊と $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊の再構成 した崩壊点と不変質量の分布である。不変質量 M の分布の 0.46 < M(GeV/c²) < 0.54 の領域をガウス分布でフィットし積分することにより、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊事象を 38227 個、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊事象を 1259 個と見積もった。 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩 壊の偶然同時による損失の寄与も考慮に入れたアクセプタンスはそれぞれ 4.23×10⁻⁴、 3.15 × 10⁻³ である。分岐比は PDG の値を用いた [1]。計算した K_L 崩壊の数はそれ ぞれ [$4.79 \pm 0.02_{(stat.)}$] × 10⁸、[$4.72 \pm 0.13_{(stat.)}$] × 10⁸ である。 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊から得た K_L 崩壊の数は誤差の範囲で一致している。今回用いた実 テータの K_L 崩壊の数は系統誤差も考慮に入れて、

$$N_{decay} = \left[4.78 \pm 0.02_{(\text{stat.})} \pm 0.08_{(\text{syst.})}\right] \times 10^8 \tag{4.7}$$

と見積もった。

4.10 シグナル事象に対する感度

いくつかの $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊のシグナル事象を観測した時、 $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊の分岐比は以下の式で求まる。

$$\mathcal{B}(K_L \to 3\gamma) = \frac{n_{3\gamma}^{oos}}{N_{decay} \times A_{3\gamma}} \tag{4.8}$$

 $n_{3\gamma}^{obs}$ は観測した $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊のシグナル事象数、 N_{decay} は崩壊した K_L の数、 $A_{3\gamma}$ は シグナル事象のアクセプタンスである。ここで、稀事象の探索でよく使うパラメー ター SES(Single Event Sensitivity)を次のように定義する。

$$SES \equiv \frac{1}{N_{decay} \times A_{3\gamma}} \tag{4.9}$$

本解析のシグナル事象に対する感度 SES は、先の求めたシグナル事象のアクセプタンスと *K_L*の崩壊数より

$$SES = [2.08 \pm 0.01_{(\text{stat.})}] \times 10^{-7}$$
 (4.10)

であると見積もった。

4.11 系統誤差

本項ではシグナル事象の感度 *SES* の系統誤差を見積もる。以下に *SES* の定義式 を再掲すると、

$$SES \equiv \frac{1}{N_{decay} \times A_{3\gamma}} \tag{4.11}$$

 N_{decay} は K_L 崩壊の数であるから、規格化に用いる崩壊形式の分岐比、観測事象数、 アクセプタンスをそれぞれ \mathcal{B}_{norm} 、 N_{norm}^{obs} 、 A_{norm} とすると、

$$SES = \frac{\mathcal{B}_{norm}}{N_{norm}^{obs} \times \frac{A_{3\gamma}}{A_{norm}}}$$
(4.12)

と表される。よってSESの系統誤差は、 \mathcal{B}_{norm} 、 $A_{3\gamma}/A_{norm}$ の系統誤差によって決まる。

4.11.1 崩壊分岐比の系統誤差

 K_L の崩壊数を見積もるために $K_L \to \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊、 $K_L \to \pi^0 \pi^0$ 崩壊、 $\pi^0 \to \gamma \gamma$ 崩壊を用いた。これらの崩壊分岐比は Particle Data Groupe(PDG)の値を用い、それぞれ $\mathcal{B}(K_L \to \pi^0 \pi^0 \pi^0) = (19.56 \pm 0.14) \times 10^{-2}$ 、 $\mathcal{B}(K_L \to \pi^0 \pi^0) = (8.69 \pm 0.04) \times 10^{-4}$ 、 $\mathcal{B}(\pi^0 \to \gamma \gamma) = (9.8798 \pm 0.0032) \times 10^{-1}$ である [1]。これらの誤差はそれぞれ 0.72%、0.46%、0.03%である。 K_L の崩壊数は、統計量の違いから $K_L \to \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊による見積もりの重みが大きくなっているので、崩壊分岐比による SES の系統誤差を0.72%とした。

4.11.2 アクセプタンスの比の系統誤差

規格化に用いた $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊と $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊の再構成では、光子の数と 4.3 章で述べた $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊由来の背景事象のカットを除き、シグナル事象に対す る要請と同じ条件を課した。従ってアクセプタンスの比 $A_{3\gamma}/A_{norm}$ の系統誤差の寄 与は、アクセプタンスの比 $A_{3\pi^0}/A_{2\pi^0}$ を使って見積もることができる。 $A_{3\pi^0}(A_{2\pi^0})$ は $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 (K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0)$ 崩壊事象のアクセプタンスである。そこで $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊と $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊の分岐比の比を考える。

$$\frac{\Gamma_{00}}{\Gamma_{000}} \equiv \frac{\mathcal{B}(K_L \to \pi^0 \pi^0)}{\mathcal{B}(K_L \to \pi^0 \pi^0 \pi^0)} \\
= \frac{n_{2\pi^0}^{obs}}{n_{3\pi^0}^{obs}} \frac{A_{3\pi^0}}{A_{2\pi^0}}$$
(4.13)

 $n_{3\pi^0}^{obs}, n_{2\pi^0}^{obs}$ は、 $K_L \to \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 、 $K_L \to \pi^0 \pi^0$ 崩壊の観測事象数である。規格化に用いた値を代入すると $\Gamma_{00}/\Gamma_{000} = [4.43 \pm 0.13_{(\text{stat.})} \pm 0.02_{(\text{MCstat.})}] \times 10^{-3}$ となり、これはPDGの値 $[4.44 \pm 0.04] \times 10^{-3}$ とよく一致している[1]。 Γ_{00}/Γ_{000} は、観測した事象の数以外は、アクセプタンスの比のみで求まる。運動学的な要請やveto検出器の閾値を変えながら Γ_{00}/Γ_{000} を求める事によってアクセプタンスの比の系統誤差を見積もる。光子の数に依存するカットは Γ_{00}/Γ_{000} のズレの大きさ $\Delta\Gamma$ に対して $1 + \Delta\Gamma$ を3/2乗して求める。これは K_L の崩壊数が主に $K_L \to \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊の値で決まっているので、 $A_{3\gamma}/A_{norm}$ は光子の数が3個違う崩壊形式のアクセプタンスの比であるのに対して、 Γ_{00}/Γ_{000} のズレは光子の数が2個違う $A_{3\pi^0}/A_{2\pi^0}$ によるものだからである。

veto 検出器による系統誤差は、要請する閾値を $\pm 10\%$ 変えて Γ_{00}/Γ_{000} を求める事 で見積もった。電磁シャワーの長さによる補正、 K_L の運動量補正による系統誤差は、 フィットパラメータを $\pm 1\sigma$ 変える事により見積もった。エネルギースケールとエネ ルギー分解能による系統誤差はそれぞれ $\pm 3.0\%$ 、 $\pm 1.5\%$ 変えて見積もった。 K_L ビー ムの広がりの補正による系統誤差は、補正値 0.88 を ± 0.01 動かして見積もった。表 4.3は、シグナル事象と規格化で共通のカットによる Γ_{00}/Γ_{000} のズレの大きさ $\Delta\Gamma$ の一覧である。

表 4.3: 運動学的な要請、veto 検出器の閾値を変えた時の Γ_{00}/Γ_{000} のズレの大きさ $\Delta\Gamma(\%)$

カットパラメーター	見積もり方法	$\Delta\Gamma(\%)$		
光子の数に依存するもの				
MB	閾値 ±10%	0.61		
BA	閾値 ±10%	0.23		
FB	閾値 ±10%	0.21		
CsI veto	閾値 ±10%	0.17		
CC02	閾値 ±10%	0.06		
CC03	閾値 ±10%	0.03		
CC04-CC07	閾値 ±10%	0.35		
荷電粒子 veto 検出器	閾値 ±10%	0.33		
クラスタの広がり RMS	$\pm 0.5 \text{ cm}$	2.21		
エネルギースケール	$\pm 3.0\%$	1.50		
最寄りの光子までの距離	± 2 cm	0.28		
エネルギー分解能	1.5%	0.19		
電磁シャワーの長さによる補正	パラメーター ±1σ	0.07		
光子の数に依存しないもの				
崩壞点 Z _K	$240 < Z_K(\text{cm}) < 400 \pm 10$	1.75		
ビーム軸からの距離 R の二乗	$\pm 2 \text{ cm}^2$	1.13		
Monte Carlo の運動量の補正	パラメーター ±1σ	0.02		
$Monte Carlo の K_L ビームの広がりの補正$	±0.01	0.01		

シグナル事象に固有な、 $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊の再構成と $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 背景事象のための カットは別に系統誤差を見積もった。 $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊の再構成の際に近似式で求め た Z_K の補正による系統誤差は、フィットしたパラメーターを $\pm 1\sigma$ 変えて見積もっ た。 $Z_K \ge Z_{\pi}$ の相関によるカットは、 $Z_K - Z_{\pi}$ の分布の広がりの違いだけ Z_K , Z_{π} を smear して見積もった。 $\min|p-q|$ によるカットは、シグナル事象のアクセプタンス の損失は小さいので、その系統誤差は無視した。表 4.4 は、このようにして見積もっ たシグナル事象のみに要請するカットによる系統誤差である。

 $K_L \rightarrow 3\gamma$ シグナル事象と規格化に用いた $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊の アクセプタンスの見積もりに用いた Monte Carlo の統計量による系統誤差は、それ ぞれで 0.33%、0.38% である。以上により SES の系統誤差は 4.90% と見積もった。系

カットパラメーター見積もり方法系統誤差 (%) $Z_K \geq Z_{\pi}$ の相関によるカット Z_K, Z_{π} を smear0.04近似式で求めた Z_K の補正パラメーター $\pm 1\sigma$ 0.02min |p-q|-negligible

表 4.4: シグナル事象のみに課す要請による系統誤差。

統誤差の内訳は表 4.5 に示す。系統誤差も含めた本解析の SES は、

$$SES = \left[2.08 \pm 0.01_{(\text{stat.})} \pm 0.10_{(\text{sys.})}\right] \times 10^{-7}$$
(4.14)

となった。

カットパラメーター	系統誤差 (%)
MB	0.92
BA	0.35
FB	0.31
CsI veto	0.25
CC02	0.09
CC03	0.05
CC04-CC07	0.53
荷電粒子 veto 検出器	0.50
クラスタの広がり RMS	3.33
エネルギースケール	2.26
崩壊点 Z _K	1.75
ビーム軸からの距離 R の二乗	1.13
最寄りの光子までの距離	0.42
エネルギー分解能	0.28
電磁シャワーの長さによる補正	0.11
Monte Carlo の運動量の補正	0.02
Monte Carloの <i>K_L</i> ビームの広がりの補正	0.01
MC stat. for $A_{3\gamma}$	0.98
MC stat. for A_{norm}	0.33
崩壊分岐比	0.72
計	4.90

表 4.5: シグナル事象に対する感度 SES の系統誤差の一覧。



図 4.1: 実データにおける 4 クラスタ事象の不変質量の分布。黒線は 4 クラスタ 事象の再構成のみを行った分布、赤線はビーム軸に垂直方向の運動量 $P_T^2 < 1.5 \times 10^{-3} (\text{GeV/c})^2$ を要請した分布。 $K_L \to \pi^0 \pi^0$ 崩壊が多い $0.46 < M_{4\gamma}(\text{GeV/c}^2) < 0.54$ の事象と、 $K_L \to \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊が多い $M_{4\gamma}(\text{GeV/c}^2) < 0.45$ の事象を比べ、光子 veto 検出器の閾値、Fusion 事象のためのカット値を決定した。(荷電粒子 veto 検出器は $K_L \to \pi^0 \pi^0$ 崩壊が多い $0.46 < M_{4\gamma}(\text{GeV/c}^2) < 0.54$ の事象と 4 クラスタ事象全体と の比較により決定した)



図 4.2: 左図は実データにおける inner MB に落としたエネルギーの分布。黒線、赤線はそれぞれ 4.2.1 章で定義した $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊が多い $M_{4\gamma}$ (GeV/c²) < 0.45 の事象の分布、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊が多い 0.46 < $M_{4\gamma}$ (GeV/c²) < 0.54 の事象の分布である。右図は、左図の赤線の分布に対する黒線の分布の比である。このプロットにより inner MB に対する閾値を 1.2 MeV とした。



図 4.3: 孤立した CsI 結晶の、最も近い光子クラスタまでの距離と結晶に落としたエネルギーの相関図。左図は 4.2.1 章で述べた 4 クラスタ事象で $0.45 < M_{4\gamma}$ (GeV/c²)、右図は $0.46 < M_{4\gamma}$ (GeV/c²) < 0.54 を満たす事象の分布。破線より上の領域に含まれる事象を除去した。



図 4.4: 上図は実データにおける *RMS* の分布。黒線、赤線はそれぞれ 4.2.1 章で定義 した $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊が多い $M_{4\gamma}$ (GeV/c²) < 0.45 の事象の分布、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊 が多い 0.46 < $M_{4\gamma}$ (GeV/c²) < 0.54 の事象の分布である。下図は、上図の赤線の分 布に対する黒線の分布の比である。このプロットにより *RMS* < 5 cm を要請した。



図 4.5: 左図は実データの4クラスタ事象の不変質量の分布。黒線が $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 事象の再構成のみを行った分布、赤線が veto 検出器と Fusion 事象除去のためのカット (RMS < 5 cm)を適用した分布。右図は、左図の黒線の分布に対する赤線の分布の 比である。 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊事象において、S/N 比をおよそ 60 倍改善した。



図 4.6: Monte Carlo で得た、左図は $K_L \rightarrow 3\gamma$ シグナル事象、右図は $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 背 景事象の $Z_K \geq Z_\pi$ の相関図。 Z_K は 3 個の光子に対して不変質量が K_L の質量であ ると仮定して計算した崩壊点、 Z_π は 2 個の光子に対して不変質量が π^0 の質量である と仮定して計算した崩壊点で、 2 個の光子の組み合わせにより 3 通り求まる(図は 最も絶対値の大きなものに対するプロット)。 3 通りある 2 個の光子の組み合わせの うち一つでも破線に囲まれる領域に入った事象は除去した。



図 4.7: Monte Carlo により得た $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊の Fusion 事象のためのパラメーター min|p-q|の分布。黒線は $K_L \rightarrow 3\gamma$ シグナル事象、赤線は $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ で 4 個の光 子全てが CsI カロリメータに入った Fusion 事象の分布で、縦軸は個々にスケールし た事象数である。



図 4.8: 崩壊点のビーム軸からの距離 Rの概要図。Rは、3個の光子のエネルギーの 重みを乗せた CsI カロリメータ上での重心と、陽子ビームの標的を結び、再構成し た Z_K でのビーム軸からの距離を計算したものである。



図 4.9: Monte Carlo によって得た、veto の閾値を緩くした時の各崩壊形式の崩壊点 Z_K と崩壊点のビーム軸からの距離 R の二乗の相関図。 $K_L \rightarrow \gamma \gamma$ 以外のプロットは 紙面に垂直方向が log スケールである。



図 4.10: $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊の再構成した崩壊点(左図)と不変質量(右図)の分布。 上図のドットは実データ、ヒストグラムは Monte Carlo である。下図は data の Monte Carlo に対する割合である。



図 4.11: $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊の再構成した崩壊点(左図)と不変質量(右図)の分布。上 図のドットは実データ、ヒストグラムは Monte Carlo である。下図は data の Monte Carlo に対する割合である。

第5章 背景事象の見積もり

この章では、シグナル事象への要請を全て課した時に残ると予測される背景事象の数を見積もる。5.1章では、実データと Monte Carlo の比較を行い、Monte Carlo が実データを再現している事を確認する。5.2章では、*Z_K*と崩壊点のビーム軸からの距離 *R* の二乗の二次元平面上において、シグナル領域とそれに隣接するサイドバンド領域を設け、サイドバンド領域において Monte Carlo による背景事象の見積もりが正しい事を確認し、最終的にシグナル領域の背景事象数を見積もる。

5.1 実データと Monte Carlo の比較

背景事象を見積もるにあたり、今回の解析では $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊は実データの 2.4 倍、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊は 54 倍、 $K_L \rightarrow \gamma \gamma$ は 17 倍の Monte Carlo を用いた。

 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊由来の背景事象は、veto 検出器に対する閾値の他に、主に 4.3 章 で述べた $Z_K \geq Z_{\pi}$ の相関、Fusion 事象除去のためのパラメーター |p-q| によって抑 制した。図 5.1、5.2 は各 veto 検出器に閾値を要請した後の実データと Monte Carlo の崩壊点 $Z_K \geq Z_{\pi}$ 、min|p-q|の分布である。Monte Carlo は実データをよく再現し ている。

 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊由来の背景事象は、veto検出器に対する閾値の他に、主に崩壊点 Z_K と崩壊点のビーム軸からの距離 R によって抑制した。Monte Carlo によると、veto 検出器に閾値を要請した時点で残る $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊由来の背景事象数はごく少数 であり、崩壊点 Z_K と崩壊点のビーム軸からの距離 R の分布の形は $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊由 来の背景事象が形成している。そこで、光子 veto検出器の閾値を緩めて $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩 崩壊の寄与を増やし、 $Z_K \geq Z_{\pi}$ の相関によるカットを適用して $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊の寄 与を減らした後、実データと Monte Carlo の比較を行った。図 5.3、5.4 は、このよ うにして得た崩壊点 Z_K と崩壊点のビームからの距離 R の二乗の分布である。Monte Carlo は実データをよく再現している。

5.2 予測される背景事象数

Monte Carlo が実データを正しく再現している事が確認されたので、シグナル事象 に対する要請を全て課した後に予測される背景事象数を見積もる。図 5.5 は、実デー タにシグナル事象への要請を全て課した後の崩壊点 Z_K と崩壊点のビーム軸からの距離 Rの二乗の相関図である。図に示すように $R^2 < 10 \text{ cm}^2$ かつ $240 < Z_K(\text{cm}) < 400$ をシグナル領域、同じく $R^2 < 10 \text{ cm}^2$ かつ $400 < Z_K(\text{cm}) < 520$ をサイドバンド領域と定義する。シグナル領域を見積もる前に、サイドバンド領域に予測される背景事象数を見積もり、実データと比較し、背景事象数の見積もりが正しい事を確認する。なお、シグナル領域とサイドバンド領域以外の領域は、Monte Carlo が実データを再現していないため¹、実データとの比較は行わない。

Monte Carlo によりシグナル事象に対する全ての要請を課した時にサイドバンド 領域に 14.1 ± 2.5 個の背景事象があると見積もった。その内訳は $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊 由来が 13.3 ± 2.5 個、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊由来が 0.81 ± 0.13 個、 $K_L \rightarrow \gamma \gamma$ 崩壊由来は < 0.14 (90%C.L.) 個である(誤差は全て Monte Carlo の統計誤差)。図 5.6 は、実デー タにシグナル事象への要請を全て課した後の崩壊点 Z_K と崩壊点のビーム軸からの 距離 R の二乗の相関図で、サイドバンド領域の事象も含めてデータを表示している。 サイドバンド領域に 13 事象を観測し、これは Monte Carlo による見積もり 14.1 ± 2.5 と誤差の範囲で一致している。

次にシグナル領域に予測する背景事象数は 3.98 ± 1.35 個であり、その内訳は $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊由来が 3.62 ± 1.35 個、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊由来が 0.29 ± 0.08 個、 $K_L \rightarrow \gamma \gamma$ 崩壊由来が 0.07 ± 0.07 個である(誤差は全て Monte Carlo の統計誤差)。

¹付録A、および図 5.3 を参照。



図 5.1: 上図は veto 検出器に閾値を要請した後の崩壊点 Z_K (左図)、 Z_{π} (右図)の 分布。ドットは実データ、ヒストグラムは Monte Carlo を表す。赤線、青線、黒線が それぞれ $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊と2つの和である。下図は、それぞ れの分布の Monte Carlo に対する実データの比である。



図 5.2: 上図は veto 検出器に閾値を要請した後の min|p-q|の分布。ドットは実デー タ、ヒストグラムは Monte Carlo を表す。赤線、青線、黒線がそれぞれ $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊と2つの和である。下図は、上図の分布の Monte Carlo に 対する実データの比である。



図 5.3: 上図は veto 検出器の閾値を緩めて、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊除去のカットを適用した時の崩壊点 Z_K の分布。ドットは実データ、ヒストグラムは Monte Carlo を表す。 赤線、青線、黒線がそれぞれ $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊と 2 つの和である。下図は、それぞれの分布の Monte Carlo に対する実データの比である。



図 5.4: 上図は veto 検出器の閾値を緩めて、 $K_L \to \pi^0 \pi^0$ 崩壊除去のカットを適用した時の崩壊点のビーム軸からの距離 Rの二乗の分布。ドットは実データ、ヒストグラムは Monte Carlo を表す。赤線、青線、黒線がそれぞれ $K_L \to \pi^0 \pi^0$ 崩壊、 $K_L \to \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊と 2 つの和である。下図は、上図の分布の Monte Carlo に対する実データの比である。



図 5.5: 実データにシグナル事象への要請を全て課した後の崩壊点 Z_K と崩壊点のビーム軸からの距離 Rの二乗の相関図。 $R^2 < 10(\text{cm}^2)$ の $240 < Z_K(\text{cm}) < 400$ をシグナル領域、 $400 < Z_K(\text{cm}) < 520$ をサイドバンド領域とする。シグナル領域とサイドバンド領域のデータは表示していない。



図 5.6: 実データにシグナル事象への要請を全て課した後の崩壊点 Z_Kと崩壊点のビーム軸からの距離 R の二乗の相関図。N_{obs.} は観測した事象数、括弧書きは期待する背景事象数である。シグナル領域のデータは表示していない。

第6章 結果と考察

この章では、E391a 実験の Run II の 1 週間で得たデータを用いた $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊 探索の結果を述べ、その結果について考察する。

6.1 結果

図 6.1 は崩壊点 Z_K と崩壊点のビーム軸からの距離 Rの二乗の相関図であり、シグ ナル領域の事象も含めてデータを表示している。シグナル領域に $3.98 \pm 1.35_{(MCstat.)}$ 個の背景事象を見積もり、3 事象を観測した。この解析のシグナル事象の感度 (SES) は $[2.08 \pm 0.01_{(stat.)} \pm 0.10_{(syst.)}] \times 10^{-7}$ であるので、 $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊の分岐比 Bの上 限値は 90%の信頼性で、

$$\mathcal{B}(K_L \to 3\gamma) < 7.37 \times 10^{-7} \tag{6.1}$$

となった。上限値の計算には Feldman-Cousins の手法を用いた [10]。

6.2 考察

今回行った $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊の探索について、背景事象の要因と $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊に類 似した $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ 崩壊の探索の 2 つの面について考察する。

6.2.1 背景事象の要因

最も大きな背景事象の要因は $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊であった。Monte Carlo で残った 事象 8 個は、10 MeV 前後の光子 1 個を veto 検出器で、光子 2 個を Fusion で見失う 事象と、光子 3 個全てを Fusion 事象で見失う事象のみであった。

E391a 検出器は、崩壊領域まわりの全立体角を光子検出器で覆って、光子を見失う事象を抑える狙いがあった。しかし、veto 検出器は厚さ1 mm 以上の鉛の板を用いているため、低いエネルギーの光子は鉛の板で多くのエネルギーを落とし、鉛板中で止まってしまったり、シンチレーターの板中で veto 検出器の閾値よりも低いエ



図 6.1: シグナル事象への要請を全て課した後の崩壊点 Z_K と崩壊点のビーム軸からの距離 Rの二乗の相関図。 $N_{obs.}$ は観測した事象数、括弧書きは期待される背景事象数である。

ネルギーしか落とさない事が多い。そのため K_Lの重心系で上流向きに崩壊した低い エネルギーの光子を検出するのは困難であった。そこで上流側に配置する光子検出 器として、現行の鉛とシンチレーターの積層構造の検出器に代わって、CsI や PWO (タングステン酸鉛結晶)などの密度の重い結晶の検出器を用いる事を提案する。重 い結晶を用いる事によって、放射長を補うための不感な物質(今回の場合は鉛)を 用いる必要がなくなるので、低いエネルギーの光子が検出可能となる。

Fusion 事象は、CsI に入った光子が近くに入射した他の光子と重なってしまい、見 失う事象である。狭い領域に多くの光子が入射すると、Fusion 事象となる可能性が 増す。CsI 検出器の中央のビーム軸周りには多くの光子が入射するので、光子が入射 した位置を CsI 検出器の中央から離れている事を要請し、Fusion 事象を抑える事が できる。しかし、同時にシグナル事象のアクセプタンスも大きく失い、期待される 上限値が大きくなってしまうため、本解析ではこの要請を課さなかった。

E391a 実験で用いた CsI 結晶は中央の 24 個を除き、一辺が 7 cm の大きな結晶であ る。一方、pure な CsI の結晶のモリエール半径は 3.8 cm なので、他の光子の近くに 入射した光子を見分けるのは困難である。Fusion 事象を抑制するために、CsI 検出器 中央付近の結晶の大きさをモリエール半径より小さくする事を提案する。こうする 事で、重なった 2 個の光子の電磁シャワーの広がり具合の検出が可能となり、Fusion 事象を抑制する事ができると考える。

E391a 実験の次の段階として、東海村の J-PARC に改良を施した E391a 検出器を 運び $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊を観測する実験が計画されている。E391a 検出器の改良点の一 部として、上流側の検出器を PWO などの重い結晶の検出器にする事と CsI 検出器の 中央付近の結晶の大きさを 2.5 cm 角にする案が示されている。本解析の結果は、こ れらの改良点の必要性を裏付けるものとなった。

今回の解析は E391a 実験の Run II の 10%のデータのみを用いたものであるが、この統計量で既に背景事象を観測し、さらに Monte Carlo によるとそれら全てが Fusion 事象である事から、RunII 全てのデータを用いて統計量を 10 倍にしても、 $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊の分岐比の上限値を大幅に更新する事は難しいと考える。本項で述べた改良を施した J-PARC での実験では、 $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊の分岐比の大幅な更新を期待する。

6.2.2 $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ 崩壊の探索

 $K_L \to 3\gamma$ 崩壊の探索の動機として、Cパリティ対称性、角運動量保存則/ゲージ普 遍性、ボーズ統計の3つの物理の検証を挙げたが、 $\pi^0 \to 3\gamma$ 崩壊も π^0 が $J^{PC} = 0^{-+}$ であるため、同様の物理の検証が可能である。分岐比の理論値は、 $K_L \to 3\gamma$ 崩壊 が $\mathcal{B}(K_L \to 3\gamma) \approx 3 \times 10^{-19}$ であるのに対して [3]、 $\pi^0 \to 3\gamma$ 崩壊が $\mathcal{B}(\pi^0 \to 3\gamma) \approx 10^{-31\pm6}$ [12]、 $\mathcal{B}(\pi^0 \to 3\gamma) = 6.4 \times 10^{-21}$ [13] と求められている。

E391a 実験で可能な $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ 崩壊の探索は、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊の 3 個の π^0 の いずれかが 3 個の光子に崩壊する事象がシグナル事象である。 2 個の π^0 によって 崩壊点を精度良く計算でき、背景事象も $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊と同様少ないと推定で きる。分岐比に対する実験からの制約は LAMPF Crystal Box による $\mathcal{B}(\pi^0 \rightarrow 3\gamma) < 3.1 \times 10^{-8} (90\% \text{C.L.})$ なので [1][11]、本解析に用いた統計量では及ばないが、E391a 実 験全体では 10^{10} を超える K_L 崩壊を観測しているので、上限値の更新も期待できる。

Crystal Box では、標的に π^- を入射して荷電変換 $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ の反応により π^0 を生成した。生成した π^0 からの光子は物質中を通ってカロリメータに観測されるの で、 $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ 崩壊からの光子が物質中で反応して 3 つのクラスタを形成する事象が 大きな背景事象となる。一方、E391a 実験においては、 π^0 は高真空中の K_L 崩壊由 来なので同様の背景事象は無視できる。Crystal Box の実験のもう一つの背景事象 は $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ 崩壊の 2 個の光子と他の粒子の偶然同時による背景事象である。これも $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊を用いれば、7個の光子のうちの6個の光子の不変質量がK中間子の質量ではない事を要請すれば除去できる。

以上のことから本解析の $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊の探索と同様、E391a実験における $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ 崩壊の探索は有意義で興味深いものと考える。

第7章 まとめ

高エネルギー加速器研究機構(KEK)の12 GeVの陽子シンクロトロン加速器に おける E391a 実験の第二期(Run II)の10%のデータを用いて $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊の探索 を行った。シグナル事象の感度 SES は、 $[2.08 \pm 0.01_{(stat.)} \pm 0.10_{(syst.)}] \times 10^{-7}$ であ る。Monte Carlo から予測される背景事象数 $3.98 \pm 1.35_{(stat.)}$ に対して、実データで 3 事象を観測した。この結果から $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊の分岐比の 90%の信頼性の上限値

$$\mathcal{B}(K_L \to 3\gamma) < 7.37 \times 10^{-7}$$

を得た。

 $K_L \rightarrow 3\gamma$ 崩壊の背景事象として残る $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊事象は、Monte Carlo によると、10 MeV 前後の低いエネルギーの光子 1 個を veto 検出器、光子 2 個を Fusion によって見失う事象と、光子 3 個全てを Fusion 事象で見失う事象のみであった。これらの背景事象を抑えるために、上流側の光子検出器を鉛とシンチレーターの積層型の検出器の代わりに重い結晶を用いた検出器にする事、CsI 検出器中央の領域の CsI の結晶の大きさをモリエール半径よりも小さくする事を改善点として提案した。J-PARC に E391a 検出器を運び、さらに高い感度で $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊事象の観測を目指すにあたり、これらの改善点が必要である。

付 録 A Monte Carlo のチューニ ング

本解析では、Monte Carlo で用いる K_L のビームの運動量と広がりについて補正を 行った。補正のパラメーターを決める方針は、実データと Monte Carlo の 6 クラス タ事象を用いて $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊を再構成し、Monte Carlo のビームの運動量と広 がりが実データを再現するように補正を行う。 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊は背景事象が無視 できる程少なく、3 個の π^0 を介して 6 個の光子が観測されるので、崩壊点や運動量 の精度の良い再構成が可能で、Monte Carlo のチューニングに適している。

A.1 運動量補正

図 A.1 は運動量の補正を行う前の実データと Monte Carlo の6クラスタ事象を再構成した K_L の運動量、崩壊点の分布(上図)と、それぞれの分布の Monte Carlo に対する実データの比(下図)である。再構成した運動量 $P_{K_L}^{rec}$ の分布の Monte Carlo に対する実データの比を一次関数 $a \cdot P_{K_L}^{rec} + b$ でフィットし、Monte Carlo で生成した K_L の運動量 $P_{K_L}^{gen}$ から1事象の重み w を決定した。

$$w \equiv a \cdot P_{K_L}^{gen} + b \tag{A.1}$$

a = 0.163、b = 0.5755 である。図 A.2 は Monte Carlo の1事象に上式で求まる重みwをのせて補正した時の K_L の運動量と崩壊点の分布である。補正を加えた後も崩壊点の分布で、 $Z_K < 240$ cm, $Z_K > 520$ cm の領域で Monte Carlo は実データを再現していない。そのため、5.2章で述べたように、今回の解析ではこの領域において Monte Carlo による見積もりと実データの比較を行なっていない。

A.2 K_L ビームの広がりの補正

図 A.3 は K_L ビームの広がりの補正を行う前の、実データと Monte Carlo の 6 クラ スタ事象におけるクラスタのエネルギーの重みを乗せた重心の密度分布(上図)と、 その分布の Monte Carlo に対する実データの比(下図)である。実データと比べて



図 A.1: K_L ビームの運動量の重みによる補正を行う前の再構成した K_L の運動量と 崩壊点の分布 (上図)。下図はそれぞれの分布の Monte Carlo に対する実データの比。

Monte Carlo の方が広がっているため、このままでは崩壊点のビーム軸からの距離 $R^2 < 10 \ (cm^2)$ の領域では、背景事象を過小評価する恐れがある。図 A.4 は、ビーム の広がりの補正の概念図である。まずはじめに実データと Monte Carlo の再構成し た重心の密度分布が合うように、Monte Carlo の広がり方向に対する補正値を 0.88 と求めた。次に Monte Carlo が生成した K_L の運動量から、CsI 検出器表面でのビー ム軸からの距離を求め、CsI 検出器表面でのビームの広がりの分布を求める。次に同 様の手法で Monte Carlo でのビームの広がりに先ほど求めた補正値 0.88 を掛けた分 布を求める。この二つの分布の比をとり、これを Monte Carlo のビームの広がりに 対する重みとした。図 A.5 は Monte Carlo の K_L の運動量とビームの広がりを補正 した後の、クラスタのエネルギーの重みを乗せた重心の密度分布である。補正を加 えた後もエネルギーの重みを乗せた重心位置がビーム軸から離れた領域では、Monte



図 A.2: K_L ビームの運動量の重みによる補正を行った後の再構成した K_L の運動量 と崩壊点の分布 (上図)。下図はそれぞれの分布の Monte Carlo に対する実データ の比。

Carlo は実データを再現していない。そのため、5.2章で述べたように、今回の解析では崩壊点のビーム軸からの距離 *R* について $R^2 > 10$ cm²の領域において、Monte Carlo による見積もりと実データの比較を行っていない。



図 A.3: K_L ビームの広がりの補正前のエネルギーの重心の密度分布 (上図)。下図 は Monte Carlo に対する実データの比。


図 A.4: K_L ビームの広がりの補正の概念図。Monte Carlo が生成した K_L の運動量か ら CsI 検出器表面でのビームの広がりの分布を求め、ビームの広がりに補正値 0.88 を掛けた分布との比を Monte Carlo の 1 事象に対する重みとした。



図 A.5: K_L ビームの広がりの補正後のエネルギーの重心の密度分布 (上図)。下図 は Monte Carlo に対する実データの比。

謝辞

はじめに、私を高エネルギーの世界に導き、多くの貴重な経験を積む機会を与え てくださった山中卓教授に心から感謝します。鋭い洞察力と的確な判断に加え、物 理に対する強い心構えには非常に強い感銘を受けました。山中卓研究室で学ぶ機会 を得たことは非常に幸運だったと感じています。知識だけではなく、日々の研究活動 で得た経験は、これから先の私の大きな資産になることでしょう。

花垣和則先生、原隆宣先生、現・筑波大学の三宅秀樹さんには、常日頃から何か と気にかけていただき、いろいろ相談にのっていただきました。とくに三宅秀樹さ んには、大阪大学在学時に夜遅くまで様々な興味深い話を聞かせていただきました。 どうもありがとうござました。

小寺克茂さん、David Noel Heffernan さん、掛橋淳志さん、梶原俊君、黒木洋平 君、佐藤和史君、四宮新也君、河股秀典君、廣瀬穣君、吉元寛貴君には、日々の研 究室の活動において、真面目な物理の話をしたり、他愛もない冗談を言ったりして、 楽しい時間を共有させてもらい感謝しています。とくに同級の梶原俊君とは学部時 代から通じて6年間、共に様々な時間を過ごし、最後の修士論文の作成時において も、励まし合って頑張ることができました。本当にありがとう。

京都大学の隅田土詞さん、KEKの坂下健さんには解析の初歩から結果に至るまで 幾度となく、細やかで丁寧な助言をいただきました。本当に感謝しています。

解析ミーティング等においては、E391a コラボレーターの皆様には、的確な指摘 とさまざまなアイデアを頂きました。本解析の結果は、E391a検出器を組み立て、陽 子ビームを稼働し、検出器のメンテナンス・較正、そして解析ツールの開発の上に ようやく得られたデータに基づくもので、E391a実験に携わった全ての人に深く感 謝します。

山中卓研究室の秘書の川口真希さんには、多くの事務手続きなどを滞りなく進め ていただき、私は研究活動に専念する事ができました。ありがとうございました。

最後に、本解析におけるアイデアからコンピュータ・ソフトウェアに関する技術 まで幅広く多くの面において、指導・助言を頂いた山鹿光裕先生に感謝します。

参考文献

- [1] W.-M. Yao, et al. [Particle Data Group], Journal of Physics G 33, 1 (2006).
- [2] 長島順清,"素粒子物理学の基礎 I" P150, 朝倉書店.
- [3] P.Heiliger, B.McKellar and L.M.Sehgal, Phys. Lett. B 327, 145 (1994).
- [4] G.D.Barr *et al.*, Phys. Lett. B **358**, 399 (1995).
- [5] H.Watanabe *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **545**, 542 (2005).
- [6] K.Sakashita, Ph.D Thesis, Osaka University (2006).
- [7] H.Watanabe, Ph.D Thesis, Saga University (2002).
- [8] T.Yamanaka et al., Proposal P14/J-PARC (2006).
- [9] H.Ishii, Master Thesis, Osaka University(2004).
- [10] Gary J.Feldman and Robert D.Cousins, Phys. Rev. D 57 3873 (1998).
- [11] J.McDonough, et al., Phys. Rev. D 38 2121 (1988).
- [12] D.A. Dicus, Phys. Rev. D **12** 2133 (1975).
- [13] H.Grosse, Y.Liao. Phys. Lett. B **520** 63 (2001).