

Search for the decay $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$

高エネルギー加速器研究機構 素粒子原子核研究所

坂下 健

kensh@post.kek.jp

2007年1月15日

1 はじめに

クォークにおける CP 対称性の破れを詳細に研究する一つ的手段として、中性 K 中間子の稀崩壊 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比を測る方法がある [1, 2]。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比は、標準理論の枠組みで CP 対称性の破れの大きさを示す小林・益川行列の複素成分 η の自乗に比例し、理論的不定性は $< 2\%$ と他の K 中間子、 B 中間子の崩壊モードと比べて小さい。また、新たな CP 対称性の破れを生む標準理論を超えた物理の探索も可能である。新しい物理の寄与は B 中間子の崩壊（たとえば $B \rightarrow J/\Psi K_S$ 崩壊）から測定された η の値と $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊から測定された η の値の間に差を生むので、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比を精度良く測定してこの差を調べることが新しい物理の探索となる [3]。

このように $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比測定は CP 対称性の破れを詳細に研究するためのよい方法であるが、実験でこの崩壊を測定するためには克服しなければならない困難がいくつかある。標準理論における $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の崩壊分岐比は、現在の実験値をもとにして $(2.8 \pm 0.4) \times 10^{-11}$ と計算されており、小さい [4]。そのため、大量の K_L を崩壊させて背景事象を小さく抑えながら実験をおこなう必要がある。また、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊でニュートリノを検出することは難しいので、 π^0 の崩壊 ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ や $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$) からの粒子を測定して、シグナルの同定をおこなうことになる。

現在まででもっとも高い感度で $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ を探索した実験は米国 FNAL の KTeV 実験で、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比の上限値は 5.9×10^{-7} (90% C.L.) である [5]。 KTeV 実験では、シグナルの同定に $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ 崩壊を用いていた。 $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ 崩壊を用いることで、荷電粒子の軌跡から崩壊点を求めることができるが、その分岐比が約 1% しかなく、この手法を用いてより高感度で $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ を探索することは難しい。そこで、私たちは分岐比が 99% の $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 崩壊を用いて、世界初の $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索

専用の実験である KEK-PS E391a 実験をおこなった。

2 E391a 実験

E391a 実験の目的は、より高感度な $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊測定実験である J-PARC での実験 [6] に向けて $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊を測定するための実験方法を検証し、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比の上限値を $O(10^{-9})$ まで下げることである。

実験では 2004 年から 2005 年までの間に、検出器の部分的な改良を行いながら、三度のデータ収集を行った。本研究の解析では、最初のデータ収集の 10% のデータ（約 1 週間分のデータ）を用いている。

2.1 実験の原理

実験では、終状態に π^0 の崩壊からの二つの光子以外に何も無いことを要求して $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊を同定する。 π^0 の崩壊点 ($Z_{\text{ vtx}}$) や運動量は、終状態の二つの光子が π^0 の崩壊からの光子であり、かつ崩壊点はビーム軸上であることを仮定して求める。

背景事象としては、大きく二種類の事象が問題となる。まず、 K_L の崩壊からの背景事象がある。すべての K_L の崩壊モードの中で、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ と同じ終状態となるのは $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ 崩壊のみで、他の崩壊は必ず余分な光子や荷電粒子を含んでいる。 $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ 崩壊は、終状態の二つの光子の系の横方向の運動量 (P_T) が大きいことを要求して排除する。一方で、その他の崩壊は余分な粒子をもしなく検出して排除する必要がある。特に、分岐比が $\sim 10^{-3}$ と大きい $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 (\rightarrow 4\gamma)$ 崩壊で、終状態で二つの光子を見失うと背景事象となる。次に、ビームと物質との反応からの背景事象がある。ビームは、その生成過程から K_L だけでなく中性子も含んでおり、ビーム中の中性子が空気や検出器などの物質と相互作用をして π^0 を生成すると背景事象になってしまう。

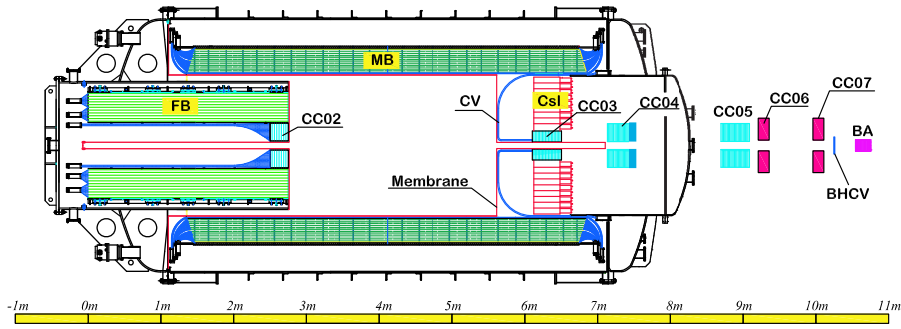


図 1: E391a 検出器の全体の断面図。左側から K_L ビームが入射する。

上記のような背景事象を抑えるために、E391a 実験では三つの新しい実験手法を導入した。まず、 K_L の崩壊領域の全立体角を検出不感率の小さい検出器 [7, 8] で覆い、余分な粒子をもれなく検出できるようにした。次に、非常に細く、そしてビームハロー成分が少ない中性ビームラインを新たに建設した。このようなビームを用いることで、 $Z_{\text{ vtx}}$ や P_T の不確定性を小さくし、またビームと物質との相互作用からの背景事象を小さく抑えることができる。そして、ビーム中の中性子と空気との相互作用を抑えるために K_L の崩壊領域を高真空にした。

2.2 検出器

K_L は、KEK 12GeV PS からの陽子を長さ 60 mm のプラチナの固定標的に当てて生成する。生成された中性粒子は 4° の角度で取り出され、コリメータによって細い円状のビームになる。ビームの大きさは、ターゲットから約 17 m 下流の電磁カロリメータの直前の位置で直径約 8 cm である。ビームハロー領域の強度はビーム中心の 10^{-5} と低い。また、ビーム中の中性子の数は K_L の約 60 倍である [9]。

図 1 に、E391a 実験の検出器の概略図を示す。崩壊領域の高真空な部分と検出器との間に厚い物質を置いてしまうと、その物質に吸収されて光子を見失ってしまうので、検出器自体も大きな真空容器の中に置かれている。検出器は、光子の位置とエネルギーを測定するための電磁カロリメータと余分な粒子を検出するためのいくつかの検出器から構成されている。これらの検出器については、過去の高エネルギーニュース [10] や参考文献 [11] に詳しい説明があるので、ここでは概要を記述する。

電磁カロリメータは、576 本の CsI の結晶から構成されていて、全体の直径が 1.9 m で中央にビームを通すための $12 \text{ cm} \times 12 \text{ cm}$ の穴 (ビームホール) がある。CsI の結晶の大きさは、 7 cm 角 \times 長さ 30 cm ($16X_0$) で、

ビーム軸周りには 5 cm 角 \times 長さ 50 cm ($27X_0$) の大きさの結晶を 24 本用いた。この電磁カロリメータの 50 cm 上流には、カロリメータに入って来る余分な荷電粒子を検出するためのプラスチックシンチレータ検出器 (CV) が置かれている。また、 K_L の崩壊領域は、二つの大きな検出器 Front Barrel (FB) と Main Barrel (MB) で覆われている。これらは、鉛/シンチレータの積層型の検出器で、厚さは FB が $17.2X_0$ で MB が $13.5X_0$ である。FB、MB の信号は、wavelength-shifting ファイバーを通して、新しく開発された高い量子効率をもつ光電子増倍管 [12] で読み出される。光量は LED を用いた校正システムでモニターをおこない、ビームが出ている間と出ていない間のゲインの変動は 1% 以下であった。CC02 から CC07 は、ビームホールを通り抜けて行く光子を逃さずに検出するためにビーム軸に沿って置かれている検出器である。Back Anti (BA) 検出器は、ビームが通るラインに置かれていて、ビームホールを通り抜けて他の検出器で検出されなかった光子を検出する。BA は、鉛/シンチレータの積層型の層とクォーツの層が交互に重ね合わさった構造になっていて、全体の長さは $14X_0$ である。BA の前には、厚さ 1 mm のプラスチックシンチレータ (BHCV) があり、ビームホールを突き抜けてきた荷電粒子を検出する。

検出器からのアウトガスの影響を受けずに K_L の崩壊領域を高真空にするために、検出器が置かれている部分と K_L の崩壊領域を 20 mg/cm^2 の厚さの “membrane” と呼ばれる薄いシートで分けている。実験中の真空度は、高真空領域で $1 \times 10^{-5} \text{ Pa}$ 、検出器が置かれている領域で 1 Pa 以下であった。

実験中、CsI カロリメータや他の検出器のエネルギースケールは宇宙線やビームライン上流から来る MIP を用いて校正していた。特に、CsI カロリメータのエネルギースケールは、ビームライン上の固定した位置 ($z = 280.5 \text{ cm}$) に 5 mm の厚さのアルミニウムの板を置いた特別なラン

のデータを用いて校正した。この板とビーム中の中性子が相互作用して、決まった位置から π^0 を生成することができる。このデータを用いて、CsI カロリメータで検出された二つの光子のエネルギーと位置から不変質量を再構築し、この不変質量が π^0 の質量と合うようにカロリメータのエネルギースケールの絶対値を決めた。

トリガーは、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の他に $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊や $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊も受け入れるように設定した。 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊や $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊は、検出器の応答などを調べるために用いた。トリガーで CsI カロリメータにヒットした光子の数を数えるために、あらかじめカロリメータを八つの結晶毎に 72 の領域に分けた。トリガーでは、60 MeV 以上のエネルギーを含むこのような領域が二つ以上あることを要求し、同時に CV やいくつかの光子検出器に粒子のヒットがないことを要求した。たとえば、MB に対しては全体で 15 MeV 以下のアクティビティしかないことを要求した。このような条件のもとで、トリガーレートは 2 秒のビーム（標準的なビーム強度： 2.5×10^{12} p.o.t.）で 800 events である。また、データ収集の live time ratio はネットワーク分散型のデータ収集システムを用いて約 78 %であった。

3 解析

解析では、まず CsI カロリメータ上の光子のヒットを探す。光子が落としたエネルギーのクラスターには、その形が一つの光子の電磁シャワーが作る形と一致していることを要求し、光子のエネルギーとヒットした位置を再構築した。その後、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ を同定するために二つの光子のヒットが CsI カロリメータにあることを要求して、 Z_{vtx} 、 P_T を計算し、 Z_{vtx} が有効な崩壊領域にあり P_T がある程度の大きさを持つ事象をシグナルの候補とする。

図 2 に、オフラインで何も事象選別の条件（カット）をかけていない状態での $Z_{\text{vtx}}-P_T$ 分布を示す。この分布から、多くの事象が $Z_{\text{vtx}} = 550$ cm の辺りにあることが分かる。この事象の原因は、下流部分の membrane が取り付け方の不具合によってビームが通る領域に垂れ下がっており、そこにビーム中の中性子が当たって二次粒子を生成するためであると、後から明らかになった。この membrane にビームが当たることで新たに三種類の背景事象が問題になる。まず、ビーム中の中性子が membrane に当たり生成された粒子の内、一つの π^0 から二つの光子が CsI カロリメータで測定される事象（これを“core neutron single- π^0 ”事象と呼ぶ）：この事象は、 Z_{vtx} を membrane の位置に正しく再構築できるので、 Z_{vtx} によるカットが

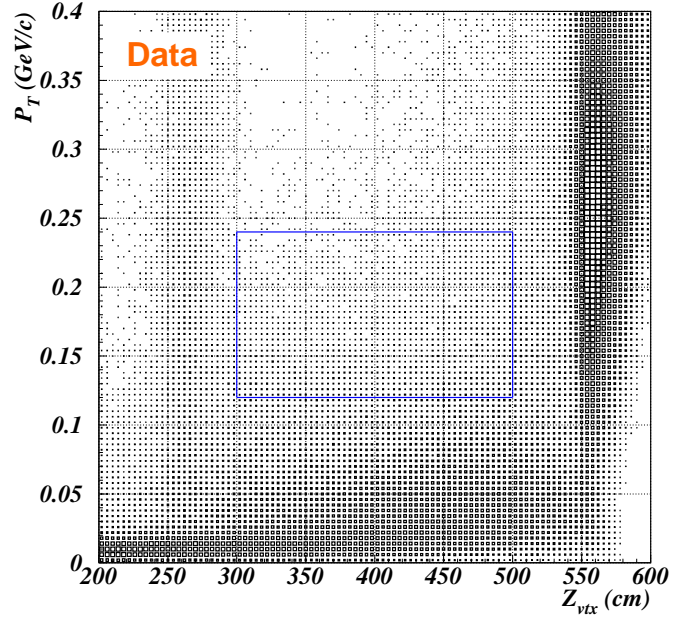


図 2: オフラインで何もカットをかけていない状態での $Z_{\text{vtx}}-P_T$ 分布。

可能である。次に、 π^0 ではなく η からの二つの光子が CsI カロリメータで測定される事象（“core neutron η ”事象）：この事象は、 Z_{vtx} を計算するときに η の質量を仮定すれば Z_{vtx} を membrane の位置に正しく再構築できるので、同様に Z_{vtx} によるカットが可能である。最後の一種類は、ビーム中の中性子が membrane に当たり複数の π^0 を作る事象（“core neutron multi- π^0 ”事象）である。この事象は、異なる π^0 から二つの光子が CsI カロリメータで測定された場合に Z_{vtx} は正しく再構築されず間違っ崩壊領域に再構築されるので、背景事象として問題となる。しかしながら、終状態に含まれている余分な光子を失うことなく検出できれば、この事象を抑えることができる。

3.1 イベントセレクション

余分な光子を含んでいる事象を確実に排除するために、各光子検出器からの信号の大きさがある一定の閾値より小さいことを要求した。このような余分な光子を排除するカットは、CsI カロリメータに対してもおこなった。光子のヒットからのエネルギークラスターに属さない CsI の結晶に、3MeV 以上の信号がある事象は排除した。表 1 に各光子検出器に対する閾値の値と、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ シグナルのアクセプタンスをまとめる。このカットで、どのくらい余分な光子を含む事象を効率よく排除できているかを、他の K_L 崩壊を用いて検証した。終状態に CsI カロ

リメータで四つの光子が測定された事象は、 $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ 崩壊、もしくは $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ 崩壊で二つの光子が CsI カロリメータ以外の検出器に当たる事象である。そこで、四つの光子から再構築された不変質量の分布 (図 3) を見て、 $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ 事象 ($0.45 \leq M_{4\gamma}(\text{GeV}/c^2) \leq 0.55$) の数と $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ 事象 ($M_{4\gamma}(\text{GeV}/c^2) \leq 0.45$) の数の比が、どれだけ改善されるかを調べる。オフライン解析で何も条件をかけていない状態から表 1 に示したすべての光子検出器に対するカットをおこなうことで、この比が約 1 桁改善された。この改善の値は、GEANT-3 ベースのモンテカルロシミュレーション (MC) を用いた結果と 18 % の差で一致している。

表 1: 各光子検出器に対する閾値の値と、 $K_L \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$ シグナルの検出効率。この中で、 E_Q は BA のクォーツ層全体の光量、 E_S は BA のシンチレータ層全体の光量である。あるカット A に対するシグナル検出効率 ε_A は、すべてのカットをかけたときの事象数と、カット A 以外のすべてのカットをかけたときの事象数の比である。この量は、BA を除いた他の検出器については accidental ヒットを重ねた MC を用いて求めた。BA については、データより見積もった。

検出器	閾値	ε_A	検出器	閾値	ε_A
CC02	4 MeV	1.0	CC06	5 MeV	0.98
CC03	1.5 MeV	0.98	CC07	50 MeV	0.99
CC04	3 MeV	0.98	FB	2 MeV	0.91

検出器	閾値	ε_A
CsI	光子クラスタに属さない CsI 結晶に対して 3MeV	0.78
MB	内側モジュールに対して 1 MeV かつ 外側モジュールに対して 0.5 MeV	0.60
BA	E_Q に対して 0.55 MIP かつ $E_Q/E_S \geq 10$	0.65

また、光子のエネルギーや位置に対しても条件をかける。“core neutron multi- π^0 ”事象からの光子は、 $K_L \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$ シグナルに比べて低いエネルギーを持つ傾向があるので、各光子のエネルギーが 200 MeV 以上であることを要求した。ヒットした位置は、内側 17.5 cm \times 17.5 cm の枠より外で半径 80 cm の円より内の領域にあることを要求した。このカットをおこなうことで、membrane から飛来する光子や CsI カロリメータの外へエネルギーがもれる光子のヒットを除くことができる。

有効な崩壊領域は、 $300 < Z_{\text{vtx}}(\text{cm}) < 500$ と設定し、

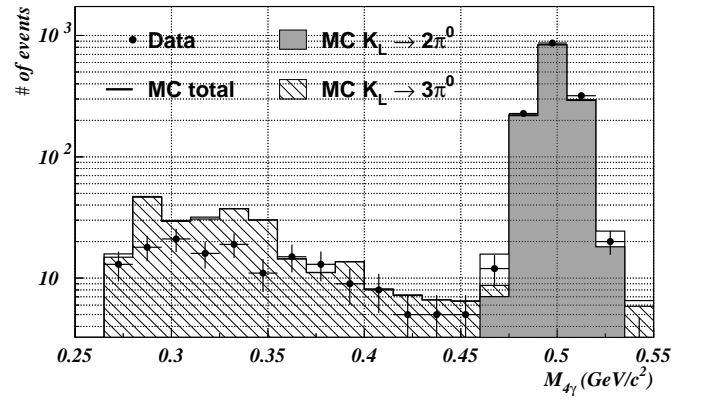


図 3: 余分な光子がない要求と光子のシャワーの形に対する条件をかけたあとの四つの光子の不変質量 $M_{4\gamma}$ の分布。図中の点はデータで、塗りつぶしのヒストグラムが $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ の MC、ハッチのヒストグラムが $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ の MC、そして白いヒストグラムが MC の合計を示す。

$Z_{\text{vtx}} \sim 525$ cm のところに事象が集まる “core neutron single- π^0 ”事象や $Z_{\text{vtx}} \sim 275$ cm のところに事象が集まる halo neutron が CC02 に当たって π^0 を作る事象からのシグナル領域への寄与が十分小さくなるようにした。 P_T については、まず、 $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ 事象や $\Lambda \rightarrow \pi^0 n$ (最大 P_T が 0.109 GeV/c) を排除するために $P_T \geq 0.12$ GeV/c を要求した。そして、 $K_L \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$ の運動学からの最大 P_T が 0.231 GeV/c であるので検出分解能を考慮して $P_T \leq 0.24$ GeV/c を要求した。さらに、“core neutron multi- π^0 ”事象が下流では低い P_T の領域に分布することを MC から示すことができるので、この事象を更に排除するために $Z_{\text{vtx}} < 525$ cm の領域で $\alpha \equiv P_T(\text{GeV}/c) - 8.0 \times 10^{-4}(\text{GeV}/c \cdot \text{cm}) \times Z_{\text{vtx}}(\text{cm})$ が -0.225 GeV/c よりも大きいことを要求した。

3.2 背景事象の見積もり

すべてのセレクションカットをおこなった後、図 4 に示すように $Z_{\text{vtx}}-P_T$ の平面を八つの領域に分けて、それぞれについて背景事象の見積もりをおこなった。ここで、シグナル領域は (c) と (d) である。

領域 (a)、(c)、(g) を除いて、その他のすべての領域での主な背景事象は “core neutron multi- π^0 ”事象であった。この背景事象の数は、データを用いて見積もった。 $N_{\text{bkg}} = N' \times (\text{cut-1 rejection}) \times (\text{cut-2 rejection})$ という関係式が、cut-1 と cut-2 に相関がなく独立な場合には成立する。ここで、cut-1 は、光子検出器に対するカット (CV、MB、CC03、CC04、CC06、CC07 のすべてに対

するカット) cut-2 は、光子のエネルギーとヒットした位置に対するカット、そして N' は cut-1 と cut-2 を除いた時のイベントの数である。cut-1 と cut-2 が独立であることを示すために、cut-2 の「光子のエネルギーに対するカット」と「光子のヒットした位置に対するカット」のそれぞれの rejection factor が、同時に cut-1 を要求する場合としない場合で同じであることを確認した (表 2)。また、cut-1 と cut-2 を除いたときの他の背景事象の数を見積もり、その結果、 N' の $(97 \pm 3) \%$ が “core neutron multi- π^0 ” 事象であった。以上の確認から、上記の式を用いて “core neutron multi- π^0 ” 事象の数をシグナル領域 (c) には $0.0^{+0.7}_{-0.0}$ 、(d) には 1.5 ± 0.7 事象あると見積もった。

表 2: cut-2 の「光子のエネルギーに対するカット (Energy cut)」と「光子のヒットした位置に対するカット (Position cut)」のそれぞれの rejection factor。同時に cut-1 を要求したときの値と、要求しないときの値を示す。

	w/ cut-1	w/o cut-1
Energy cut	0.79 ± 0.12	0.73 ± 0.03
Position cut	$(5.1 \pm 2.6) \times 10^{-2}$	$(5.2 \pm 0.6) \times 10^{-2}$

その他の背景事象では、halo neutron が CC02 に当たって π^0 を作る背景事象の数が、領域 (a) には 0.9 ± 0.2 、シグナル領域 (c) には 0.04 ± 0.04 事象あると見積もった。“core neutron η ” 事象については、すべての事象に対して η の質量を仮定して計算した崩壊点 Z_η が、membrane の位置にある事象 ($525 \leq Z_\eta(\text{cm}) \leq 575$) を排除した。最終的に “core neutron η ” 事象は、シグナル領域 (c) に 0.4 ± 0.2 事象あると見積もった。これは、シグナル領域 (c) の主な背景事象である。また、 $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ 崩壊で二つの光子を見失ってしまう背景事象の数は、MC を用いて 0.04 ± 0.03 と見積もった。ここの大きな誤差は、MC の統計誤差とデータと MC の間で CsI カロリメータでの光子のシャワーの形が合わないための系統誤差から来ている。

背景事象の合計の数は、シグナル領域 (c) に $0.4^{+0.7}_{-0.2}$ 事象、シグナル領域 (d) に 1.5 ± 0.7 事象であった。

3.3 結果

シグナルのアクセプタンスは、データと MC を用いて $(0.657 \pm 0.016) \times 10^{-2}$ と見積もった。大きなアクセプタンス損失の原因は、MB と BA に対する余分な光子を排除するためのカットである。そして、 K_L の崩壊の数は $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ 崩壊を用いて見積もった。図 5 に、再構築され

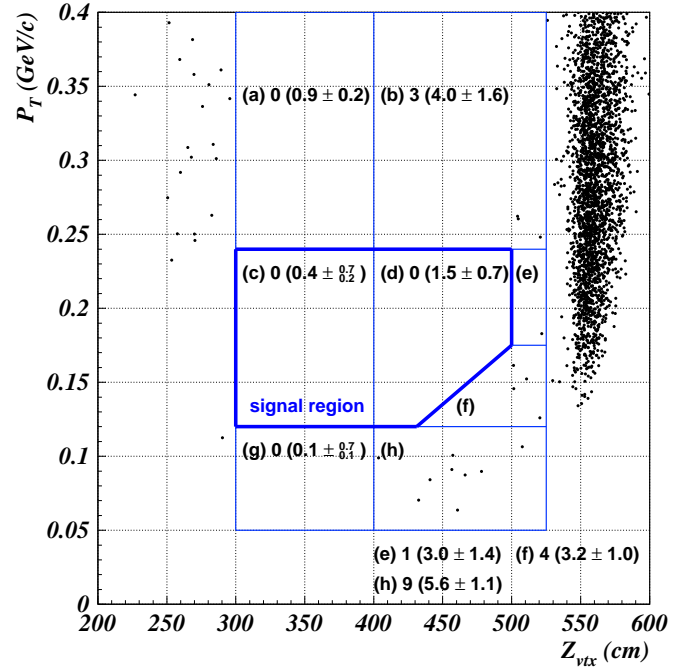


図 4: すべてのイベントセレクションを行った後の $Z_{\text{vtx}}-P_T$ 分布。図中の数字はデータのイベント数で、括弧内の数字は予想される背景事象の数。データと予想される背景事象の数がよく一致している。

た不変質量 ($M_{4\gamma}$) と崩壊点の分布を示す。 $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ 崩壊のシグナル領域は、 $0.47 \leq M_{4\gamma}(\text{GeV}/c^2) \leq 0.53$ そして $300 \leq Z_{\text{vtx}}(\text{cm}) \leq 500$ である。30 イベントの $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ からの背景事象を差し引いて、この領域に 2081 の $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ 崩壊があった。また、 $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ 崩壊のアクセプタンスは、MC を用いて 1.41×10^{-3} と見積もった。

$K_L \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$ シグナルと、 K_L の数を見積もるための $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ 崩壊では、終状態の光子の数が違うので、シグナル感度に系統誤差を生む。全体の系統誤差は、 $\pm 7\%$ と見積もり、主な要因はカロリメータでの光子のシャワーの形と MB でのエネルギー分布が MC でどれだけデータを再現しているかによるもので、各々 4% であった。

$K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ 崩壊の分岐比 $(8.83 \pm 0.08) \times 10^{-4}$ [13] から K_L の崩壊した数は $(1.67 \pm 0.04_{\text{(stat.)}}) \times 10^9$ であった。これより、今回の研究での $K_L \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊の感度は $(9.11 \pm 0.20_{\text{(stat.)}} \pm 0.64_{\text{(syst.)}}) \times 10^{-8}$ であった。シグナル領域にイベントがなかったため、ポアソン統計を用いて、新たな上限値 $< 2.1 \times 10^{-7}$ (90% C.L.) を得た。この結果は、これまでの上限値を 2.8 倍改善した [14]。

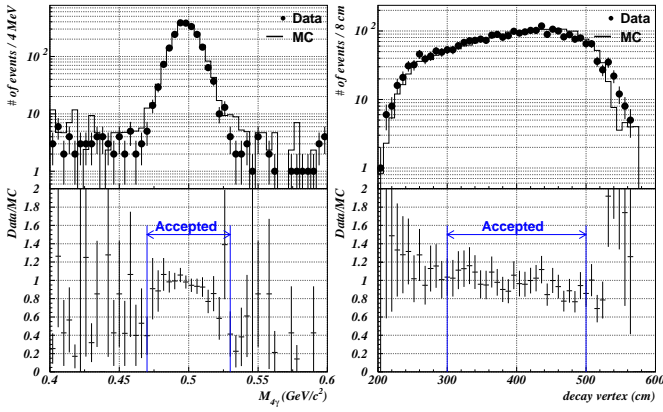


図 5: $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ 崩壊の不变質量 (左) と崩壊点 (右) の分布。上のプロットでは、点がデータでヒストグラムが MC。下のプロットは、データと MC の比を示している。

4 おわりに

Membrane の問題は、membrane を内側から検出器へ押し当てて固定する仕方が弱かったために起こった。第 1 回のデータ収集を終えた後、固定の弱いところを直し、さらに membrane がビームの通る領域に来ないように工夫をして、第 2 回、3 回のデータ収集を行った。これらのデータの解析も進んでおり、今後よりよい感度での $K_L \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊の探索が期待される。

また、J-PARC での $K_L \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊測定実験 [6] の R&D も進んでいる。本研究結果などから明らかになった問題点を改善しながら、最初のステップでは初の $K_L \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊の観測を目指している。

本研究は、KEK 12GeV PS 関係者をはじめとする KEK 内外の多くの方々や E391a 実験の共同研究者のご支援・ご協力のもとで成り立っています。特に、E391a 実験代表者である KEK の稲垣隆雄教授には多くの助言を頂きました。この場をお借りして感謝と敬意を表したいと思います。最後に、研究と博士論文を指導して下さった大阪大学の山中卓教授に感謝致します。

参考文献

- [1] L. S. Littenberg, *Phys. Rev.* **D39**, 3322 (1989).
- [2] A. J. Buras, F. Schwab, and S. Uhling, *hep-ph/0405132*, and references therein.
- [3] D. Bryman *et al.*, *Int. J. Mod. Phys.* **21**, 487 (2006).

- [4] A.J.Buras, M.Gorbahn, U.Haisch, and U.Nierste, *hep-ph/0603079*; *Phys. Rev. Lett.* **95**, 261805 (2005).
- [5] A. Alavi-Harati *et al.*, *Phys. Rev.* **D61**, 072006 (2000).
- [6] Proposal of $K_L^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$ Experiment at J-Parc (2006).
- [7] T. Inagaki *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A359**, 478 (1995).
- [8] S. Ajimura *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A435**, 408 (1999); S. Ajimura *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A552**, 263 (2005).
- [9] H. Watanabe *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A545**, 542 (2005).
- [10] 稲垣隆雄、イム・ケヨブ、奥野秀樹, 高エネルギーニュース, **23**, 13 (2004).
- [11] M. Doroshenko *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A545**, 278 (2005).
- [12] M. Itaya *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A522**, 477 (2004).
- [13] S. Eidelman *et al.* [Particle Data Group], *Phys. Lett.* **B592**, 1 (2004); <http://pdg.lbl.gov/> .
- [14] J. K. Ahn *et al.* [E391a Collaboration], *Phys. Rev.* **D74**, 051105 (2006).