

2007年度 修士学位論文

高統計データによる $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊の研究

奈良女子大学大学院人間文化研究科
物理学専攻 高エネルギー物理学研究室
中川 いずみ

2008年1月

目次

第 1 章	はじめに	1
第 2 章	タウの物理と CP の破れ	3
2.1	タウの物理	3
2.1.1	タウ・レプトン	3
2.1.2	タウ粒子崩壊について	4
2.2	$\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊	6
2.3	対称性と保存則	6
2.4	レプトン崩壊における CP 対称性の破れ	6
2.5	τ 崩壊における CP の破れ	8
2.6	CP の破れの観測量 (ξ)	11
第 3 章	実験装置	13
3.1	非対称エネルギー 電子・陽電子衝突型加速器 (KEKB 加速器)	13
3.2	Belle 測定器	16
3.2.1	粒子崩壊点測定器 (SVD:Silicon Vertex Detector)	18
3.2.2	中央飛跡検出器 (CDC:Central Drift Chamber)	19
3.2.3	エアロジェル・チェレンコフカウンター (ACC:Aerogel Čerenkov Counter)	19
3.2.4	飛行時間差測定器 (TOF:Time of Flight)	21
3.2.5	電磁カロリメータ (ECL:Electromagnetic Calorimeter)	23
3.2.6	超電導ソレノイド	26
3.2.7	K_L 、 μ 粒子検出器 (KLM)	26
3.2.8	トリガーシステム	26
3.2.9	データ収集システム (DAQ)	28
第 4 章	事象選別	29
4.1	電子・陽電子衝突反応の概要	29
4.2	解析に用いたデータ及びモンテカルロシミュレーション	32
4.3	$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 事象選別	33
4.3.1	$\tau^+\tau^-$ 対生成 事象選別 1	34
4.3.2	$\tau^+\tau^-$ 対生成 事象選別 2	34
4.4	$\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 事象選別	38
4.4.1	π^0 の再構成	39
4.4.2	$\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊の選別	39

第 5 章	崩壊分岐比 $B_{K\pi^0}$ の測定	43
5.1	$\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊の質量分布 $M_{K\pi^0}$	43
5.2	崩壊分岐比測定的一般論	46
5.3	$B_{K\pi^0}$ の測定方法	46
5.3.1	$\tau^+ \tau^-$ 対生成事象のバックグラウンドと検出効率の評価	47
5.3.2	$\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊のバックグラウンドと検出効率の評価	48
5.4	系統誤差の見積もり	50
5.5	崩壊分岐比 $B_{K-\pi^0}$ の測定結果	52
第 6 章	CP 対称性の破れの探索	55
6.1	CP 対称性の破れの観測量	55
6.2	モンテカルロシミュレーションによるチェック	55
6.3	最適化された観測量 ξ の分布	57
6.4	最適化された観測量 ξ の平均値の $M_{K\pi^0}$ 依存性	59
第 7 章	結果と考察	63

目 次

2.1	$\tau^- \rightarrow (\text{hadron})^- \nu_\tau$ 崩壊のファイマン図	5
2.2	CP-even と CP-odd の位相 ϕ, δ の 2 つの振幅の干渉	7
2.3	(a)W 交換と (b) スカラー交換の振幅	8
2.4	角度 α, ψ, β	11
3.1	KEKB 加速器の概観図	14
3.2	Belle 測定器の全体図	16
3.3	粒子崩壊点測定器の構造	18
3.4	電離損失	20
3.5	中央飛跡検出器の構造	20
3.6	エアロジェルカウンターの構造	21
3.7	エアロジェルカウンターモジュールの構造	22
3.8	TOF/TSC モジュール	23
3.9	CsI(Tl) シャワーカウンター	24
3.10	電磁カロリメータの断面図	25
3.11	シャワーの再構成アルゴリズムの模式図	26
3.12	Belle トリガーシステムのブロック図	27
3.13	データ収集システムのブロック図	28
4.1	事象選別の流れ	31
4.2	事象の半球図	35
4.3	Missing Mass	35
4.4	Missing Mass と Missing Angle の 2 次元プロット	36
4.5	アコプナリティ角 ϕ_{acop}	37
4.6	$\tau^+ \tau^-$ 対生成事象の例 (x-z 平面)	38
4.7	$\tau^+ \tau^-$ 対生成事象の例 (x-y 平面)	38
4.8	π^0 シグナル分布	40
4.9	$S_{\gamma\gamma}$ と P_{π^0} の 2 次元プロット	40
4.10	K と π^0 方向のコサイン分布	41
4.11	K と π 粒子の識別	42
5.1	$M_{K\pi^0}$ 分布 (side)	44
5.2	$M_{K\pi^0}$ 分布	45
5.3	実験番号ごとの $B_{K\pi^0}$ の結果。誤差棒は統計誤差を表す。	53
6.1	$\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊における平均値 $\langle \xi \rangle$	56

6.2	feed-down.B.G. における平均値 $\langle \xi \rangle$	56
6.3	<i>non</i> - τ B.G. における平均値 $\langle \xi \rangle$	57
6.4	全領域の ξ 分布	58
6.5	領域 2($0.8\text{GeV}/c^2 \sim 1.2\text{GeV}/c^2$) の ξ 分布	58
6.6	領域 3($1.2\text{GeV}/c^2 \sim 1.64\text{GeV}/c^2$) の ξ 分布	58
6.7	実験データの荷電別平均値とその差	59
6.8	平均値の差	60

表目次

2.1	相互作用一覧表	3
3.1	KEKB 加速器の設計パラメータ	15
3.2	Belle 測定器のパラメータ	17
3.3	$10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ のルミノシティにおける各事象の断面積とトリガー頻度	27
4.1	シミュレーション使用プログラム	30
4.2	各実験番号の収集時期とルミノシティ	32
5.1	$\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊のシグナル領域に含まれるの数と π^0 バックグラウンドを差し引いた後の $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ の数を実験番号毎に示す。 $b^{non-\pi^0}$ は実験番号を通して安定している事が分かる。	47
5.2	$\tau^+ \tau^-$ 対生成事象選別でのバックグラウンドの評価	48
5.3	$\tau \rightarrow h \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊事象識別における、 $\tau^+ \tau^-$ 対事象の崩壊からくるバックグラウンドの評価	49
5.4	$\tau \rightarrow h \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊事象識別における、 $\tau^+ \tau^-$ 対事象の崩壊以外からくるバックグラウンドの評価	49
5.5	$\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊分岐比の系統誤差	50
5.6	崩壊分岐比の系統誤差 (2)	52
6.1	平均値	61
6.2	平均値の差	61

第1章 はじめに

現在、様々な素粒子現象を記述する理論として「素粒子の標準理論」が大きな成功をおさめている。この標準理論とは、自然界の基礎的な4つの相互作用(重力、強い相互作用、弱い相互作用、電磁相互作用)のうち、素粒子として知られているクォークやレプトン間に働く重力を除いた3つの力の記述をもとにしており、多くの素粒子現象を精度よく説明する理論として知られている。しかしながら、標準理論の中には未解決の課題がいくつかあり、より精密な検証と、それを超える現象を探求することが必要とされている。その1つに CP 対称性の破れの問題がある。 CP 対称性の破れとは物質と反物質の対称性が破れていることを示す。1964年、中性 K 中間子系において CP 対称性の破れが初めて観測された。標準理論の枠内では CP 対称性の破れは小林・益川理論によって説明される。小林・益川理論によれば、 CP 対称性の破れは3世代クォーク間の混合時に存在する複素位相によるものと考えられており、第3世代の重いクォークである b クォークを含む B 中間子系において、大きな CP 対称性の破れがあることが期待されている。

もう1つの大きな課題は、低エネルギーのハドロン現象をクォーク間の強い相互作用を記述する理論である量子色力学(QCD)で理解することである。強い相互作用の結合定数が弱くなる高エネルギーの現象ではQCDは実験によってよく検証されているが、低いエネルギー(1GeV以下)の現象をQCDで理解できるレベルにはなっていない。これに関して、最近、重力を含めた4つの相互作用を総合して記述しようとする試みである超弦理論や超重力理論の枠組から、逆に、低エネルギーのハドロン現象を理解しようとする理論的な試みが注目されている。

高エネルギー加速器研究機構(KEK)の電子・陽電子衝突型加速器(KEKB加速器)と、その衝突点に設置されている大型検出器の Belle 測定器は、これらの疑問、特に B 中間子系での CP 対称性の破れの観測と検証を目的として設置された大型の設備である。KEKB加速器は、多量の B 中間子・反 B 中間子を生成するため、非常に強いビーム強度を実現できるように設計されている。

実験データの収集は2000年6月から始まり、2002年には、 B 中間子系における CP 対称性の破れを始めて確認するという成果をあげた。2007年12月の段階で、KEKB加速器は世界最強のビーム強度(ルミノシティ) $\mathcal{L} = 17.118 \text{ nb}^{-1}\text{sec}^{-1}$ を達成し、現在も順調に稼働中である。

KEKB加速器では、同時に、 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 反応を通じて非常に高統計(10^8 個/年)のタウ(τ)粒子を得ることができる。ここで生成されるタウ粒子の量は、従来の加速器で

得られたタウ粒子の数より 2 桁ほど多い量であり、KEKB は B-ファクトリーであると同時に、タウ粒子を多量に作り出すタウ-ファクトリーとしても重要である。タウ粒子は次のようなユニークな特徴を持つ素粒子である。

- 電子の約 3500 倍の質量を持つもっとも重いレプトンである。
- トップクォーク (t) やボトムクォーク (b) とともに第 3 世代に属している。
- レプトンの中で唯一ハドロンに崩壊できる粒子である。

これらの特徴は、タウ粒子が標準理論を越える物理を探る上で高い感度を持つ理想的なプローブとして機能する事を意味する。Belle 実験では多量のタウ粒子を用いてこれまでに $\tau^- \rightarrow \mu^- \gamma$, $\tau^- \rightarrow \mu^- \mu^+ \mu^-$, $\tau^- \rightarrow e^- K_s^0$ のようなレプトン数保存則を破る崩壊の探索や、レプトン系における CP 非保存現象の探索など、標準理論を越える物理現象の研究が進められており、現在、多くの崩壊モードで Belle 実験の結果は世界でもっとも感度の高いものとなっている。

素粒子の標準理論の枠内では CP 対称性の破れは、3 世代のクォーク間の混合を示す小林益川行列の中に存在する位相の効果として説明されている。そのため、レプトンである τ 粒子に関連した現象における CP 対称性の破れは予想されていない。しかし、標準理論を越える理論 (2 重ヒッグス場モデル等) では可能であり、その探索の重要性が指摘されている。

本論文では、KEKB e^+e^- 衝突型加速器で稼働中の Belle 実験によって収集された高統計のデータを用いて、 $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊の崩壊分岐比とこの崩壊過程における CP 対称性の破れの探索について報告する。また、これらのデータを用いて使用したデータサンプルは従来の実験よりも約 17 倍の統計に相当している。

以降、第 2 章では、理論的な背景として、タウ粒子と $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊の特徴について述べた後、タウの実験データと CP 対称性の破れについて述べる。第 3 章では、今回の解析に用いたデータを収集した KEKB 加速器及び Belle 測定器全般の説明を行う。4 章では、事象選別について述べる。まず、 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 反応の選別について述べ、後に、 $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊の選別について述べる。第 5 章では、 $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊分岐比の測定結果とその測定誤差に評価について述べ、第 6 章では、 $K^- \pi^0$ の CP 対称性の破れについて述べる。最後に、第 7 章で結果とまとめを行う。

第2章 タウの物理とCPの破れ

2.1 タウの物理

1975年、アメリカのスタンフォード線型加速器センター (SLAC) のマーチン・パール、ゲイリー・フェルドマンらによって、タウ粒子が発見された。彼らはこれを”異常なレプトン生成の存在する証拠について”という題の論文で発表した。当時はタウ・レプトンについて直接的な理論からの予言は全くなく、真の意味での新発見であった。タウ粒子はレプトン族の第3世代に位置し、第3世代の粒子の中では、クォーク族・レプトン族を通じて一番最初に発見された粒子である。第3世代の粒子の発見は、クォーク族とレプトン族の比較から、当時クォーク族も第3世代が存在するという期待をもたせた。実際、1977年にボトム (b) クォーク、1994年にトップ (t) クォークが第3世代のクォークとして発見されている。

2.1.1 タウ・レプトン

レプトン属には、以下にあるように6種類3世代の粒子が存在することが知られている。

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

これらレプトンの共通の特徴として、強い相互作用をせず、電磁相互作用と弱い相互作用のみ行うことがあげられる。

現在知られている4つの相互作用の特徴を表2.1にまとめた。電磁相互作用は、光子 (γ) を媒介し、無限の距離に到達することができる。一方、弱い相互作用は短距離しか到達できず、 W^\pm ボソンや Z^0 ボソンを媒介する。荷電カレント反応 ($l^\pm \rightarrow \nu_l$) では、 W^\pm が放出され、中性カレント反応 ($e^- \rightarrow Z^0 e^-$) では、 Z^0 が放出される。

タウ粒子は第3世代に属し、レプトンの中でも最も大きい質量 $M_\tau = 1.78 \text{ GeV}/c^2$ を持つ。寿命は $(290.6 \pm 1.1) \times 10^{-5}$ 秒である。このように質量が重いことから、レプトンの中で唯一、終状態にハドロンを含んだモードへ崩壊をすることが出来る。

表 2.1: 相互作用一覧表

相互作用	媒介粒子 (質量)	到達距離 [m]	力を感じるもの
強い相互作用	グルーオン (0)	$< 10^{-15}$	色荷
弱い相互作用	$W^\pm (80 \text{ GeV}), Z^0 (90 \text{ GeV})$	10^{-18}	弱電荷
電磁相互作用	光子 $\gamma(0)$	∞	電荷
重力	グラビトン	∞	質量

タウ粒子をもっとも簡単に生成する方法は、電子・陽電子衝突型加速器でタウ粒子対を生成させることである ($e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$)¹。

重心系のエネルギー、 $\sqrt{s}=10.58\text{GeV}$ のKEKB 加速器で、 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 反応の生成断面積は、

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)) = 0.89\text{nb} \quad (2.2)$$

である。この断面積は B 中間子対生成断面積² とほぼ同じであり、一年間で B 中間子対とほぼおなじ量 (10^8 個) のタウ粒子が生成できる。生成されたタウ粒子はそれぞれ平均 $240\mu\text{m}$ 飛び、その後、様々な終状態へ崩壊する。

2.1.2 タウ粒子崩壊について

現在知られているタウの崩壊モードの例を表??に示す。タウ粒子のこれらの崩壊過程のうち、終状態に軽いレプトンのみを含んだ崩壊過程 ($\tau \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\tau$, $\tau \rightarrow \mu\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$) をレプトニック崩壊と呼ぶ。また終状態にハドロン、すなわち π, K やハドロンの共鳴状態を含む崩壊をハドロニック崩壊またはセミ・レプトニック崩壊と呼ぶ。ハドロニック崩壊は、さらにストレンジ $S=0$ のノンストレンジモードと $|S|=1$ のストレンジネスを持つ状態に大きく分けることができる。

レプトニック崩壊

タウ粒子が $e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$ や $\mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$ のような終状態へ崩壊するレプトニック崩壊の割合は 35.1% である。レプトニック崩壊の崩壊分岐比は 0.4% の精度で測定されている。この崩壊分岐比の値は理論的には、電弱相互作用のループレベルの輻射補正までよく理解されており、崩壊幅は、次式

$$\Gamma_{\tau \rightarrow l} \equiv \Gamma(\tau^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l \nu_\tau) = \frac{G_F^2 m_\tau^5}{192\pi^3} f\left(\frac{m_l^2}{m_\tau^2}\right) r_{EW}, \quad (2.3)$$

で与えられる。ここで G_F はフェルミ結合定数、 m_l は電子の質量 (m_e) または μ 粒子の質量 (m_μ)、関数 $f(x)$ は $f(x) = 1 - 8x + 8x^3 + x^4 - 12x^2 \log x$ である。特に電子に崩壊する場合電子の質量はタウ粒子に比べて非常に小さいため、ほぼ $f(x) = 1$ となる。 $r_{EW}=0.996$ はフェルミ結合定数 G_F の中に含まれてない輻射補正項である。

この式 (2.3) の崩壊幅を用いて、レプトニックな崩壊の崩壊分岐比 $B_{\tau \rightarrow l}$ は、

$$B_{\tau \rightarrow l} = \frac{\Gamma_{\tau \rightarrow l}}{\Gamma_{tot}}, \quad (l = e, \mu) \quad (2.4)$$

で与えられる。ここで、 Γ_{tot} はタウ粒子が崩壊する全てのモードの崩壊幅の和である。タウ粒子の寿命 τ_τ と Γ_{tot} の関係は $\Gamma_{tot} = \frac{1}{\tau_\tau}$ で与えられるので、 Γ_{tot} はタウ粒子の寿命 τ_τ を測定することで求めることができる。

¹ 実際、タウ粒子の最初の発見も、SLAC の電子・陽電子貯蔵リングを用いた実験であった。重心系のエネルギー (\sqrt{s}) がタウ粒子の2倍 (3.5GeV) あれば、タウ粒子対を生成することができる。

² $\sigma(e^+e^- \rightarrow B\bar{B}) = 1.05$

ハドロニック崩壊

タウ粒子のハドロニック崩壊過程

$$\tau^- \rightarrow \nu_\tau \text{ (hadrons)}^-$$

のファイマン図を図 2.1 に示す。図から分かるように、 τ 粒子のハドロニック崩壊では、強い相互作用を受けないレプトンだけのバーテックス部分と、ウィークカレントを経てハドロンの状態へ崩壊するハドロニックな部分とからなっている。前者のバーテックスの構造はよく分かっており、V-A 型 ($\gamma^\mu(1 - \gamma^5)$) で与えられる。

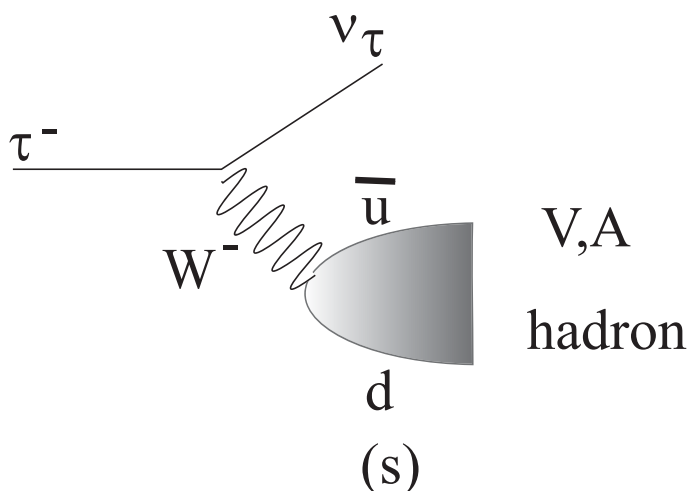


図 2.1: $\tau^- \rightarrow \text{(hadron)}^- \nu_\tau$ 崩壊 のファイマン図

ハドロンの側のバーテックスもベクター γ^μ に比例する項と軸ベクター $\gamma^\mu \gamma^5$ に比例する項からなるがその比例係数は 1 ではない。一般にその係数はスペクトル関数 $v_J(s)$ と $a_J(s)$ で与えられる。ここで、 J はハドロンのスピンの値である。一般に J は 1 または 0 の値をとることができるが、 τ の崩壊ではスピン 1 の状態が主要な成分となっている。スピン 1 の状態は、スピン、パリティ $J^P = 1^-$ のベクター状態 (V) と $J^P = 1^+$ の軸ベクター状態 (A) が可能である。 τ 粒子の場合にはその両者への崩壊が可能で、終状態の π 中間子の個数からベクターか軸ベクターかが区別できる。すなわち、 π 中間子が偶数個の時にベクター状態、奇数個の時に軸ベクター状態となる。これ以外に K 中間子を奇数個含んでいるストレンジネス S を持つ状態が存在する。この崩壊過程の分岐比はカビボ角 $\sin \theta_c = V_{us}$ の 2 乗がかかるため $S = 0$ の崩壊と比べて抑制されている。ベクター、軸ベクター状態に対応する崩壊モードの例とその観測されている崩壊分岐比の値を表 2.1 に示す。これは PDG2005 の値である。

理論的にはタウ粒子のハドロニック崩壊率 (R 比)

$$R_\tau \equiv \frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow \text{hadrons} \nu_\tau)}{\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)} = R_{\tau,V} + R_{\tau,A} + R_{\tau,S}, \quad (2.5)$$

2.2 $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊

$\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊のように終状態に、2つの擬スカラーメソンを含むハドロニックな状態への崩壊では、終状態のハドロン系は一般に $J^P=0^+$ および 1^- のスピンパリティ量子数をもつ可能性がある。しかし、ベクトルカレントの保存則 (CVC) により、 $J^P=0^+$ の状態は禁止されるので、 $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊では $J^P=1^-$ の比較的質量の低いベクトルメソン $K^*(892)$ を通じた崩壊 $\tau^- \rightarrow K^- \nu_\tau$ が最も支配的な崩壊過程となっている。また $K^*(892)$ の励起状態である $K^*(1430)$ も観測されている。

この $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊はレプトン崩壊における CP 対称性の破れを探るのに、非常に良い過程であることが予測されている。以下、CP 対称性の破れとその測定方法について述べる。

2.3 対称性と保存則

保存則は自然界に存在する様々な対称性と密接に関連している。対称性があればそこに保存則が成立する。エネルギー、運動量、角運動量の保存則は時間の一様性、空間の一様性、等方性と密接に関係している。量子力学においては空間反転 (鏡像変換) がある。これは、ある事象を鏡に写しても同じに見えるかを問題とし、この空間反転に対し不変であることをパリティ (P) が保存しているという。このパリティ変換の対称性が弱い相互作用において破れていることがリーとヤンによって 1956 年に予言され、その翌年ウーらによって発見された。現在弱い相互作用においてパリティが最大限に破れていることが知られている。またニュートリノのヘリシティは固定されており、自然界には左巻のニュートリノと右巻の反ニュートリノしか存在しないことが知られている。このニュートリノの系に荷電共役変換 (C) を施すと全ての粒子は反粒子となるので、左巻のニュートリノは左巻の反ニュートリノとなりニュートリノの系ではパリティとともに荷電共役対称性が破れていることがわかる。ところが C 変換と P 変換を同時に行う CP 変換に対してはニュートリノの系でも対称であり、自然界では一般にその対称性が保存すると長い間考えられてきた。しかし、1964 年中性 K 粒子の崩壊において、CP 対称性が破れていることが実験的に発見された。1973 年、小林・益川は「クォークが 3 世代 6 種類のフレーバーを持ち、それらが混合を起こしているならば、CP の破れは必然的に導かれる」という仮説を発表し、2002 年 KEKB 加速器実験によって、クォーク領域の B 中間子系における CP 対称性の破れが観測されている。しかしながら、荷電レプトン領域における CP 対称性の破れは未だ観測されておらず、 τ レプトン崩壊における CP 対称性の破れの探索に大きな関心が寄せられている。

2.4 レプトン崩壊における CP 対称性の破れ

CP 対称性の破れは、 $(i \rightarrow f)$ 過程の部分的な崩壊幅と CP-共役 ($i^{CP} \rightarrow f^{CP}$) 過程で一致する幅との違いで現れる。崩壊で観測可能な量 ξ は CP-even と CP-odd の足し算として記述できる。

$$\xi = \xi_{\text{even}} + \xi_{\text{odd}} \quad (2.6)$$

この観測量の平均値は ξ に崩壊の確率密度 P による全位相空間をかけて積分したものになる。この確率密度は、一般に $CP - even$ と $CP - odd$ の成分に分解される。

$$P = P_{even} + P_{odd} \quad (2.7)$$

ξ の平均値は

$$\begin{aligned} \langle \xi \rangle_{i \rightarrow f} &= \int (\xi_{even} + \xi_{odd}) P dLips = \int (\xi_{even} + \xi_{odd}) (P_{even} + P_{odd}) dLips \\ &= \int \xi_{even} P_{even} dLips + \int \xi_{odd} P_{odd} dLips \end{aligned} \quad (2.8)$$

CP 共役 P_{odd} の符号を換えると、 $CP -$ 共役状態の観測量 ξ の平均値は

$$\begin{aligned} \langle \xi \rangle_{iCP \rightarrow fCP} &= \int (\xi_{even} + \xi_{odd}) P^{CP} dLips = \int (\xi_{even} + \xi_{odd}) (P_{even} - P_{odd}) dLips \\ &= \int \xi_{even} P_{even} dLips - \int \xi_{odd} P_{odd} dLips \end{aligned} \quad (2.9)$$

P_{odd} が 0 でなく、 $\langle \xi \rangle_{i \rightarrow f} \neq \langle \xi \rangle_{iCP \rightarrow fCP}$ なら CP は破れている。

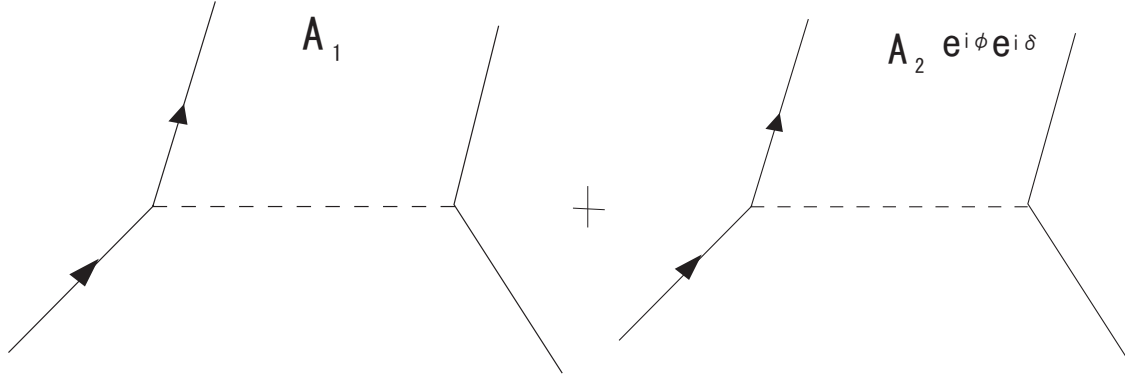


図 2.2: CP -even と CP -odd の位相 ϕ, δ の 2 つの振幅の干渉

レプトン崩壊過程は 図解された $CP - even$ と $CP - odd$ の位相 δ と ϕ を持つ 2 つの振幅によって記述される。その過程での確率密度は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \tau^- &\rightarrow K^- \pi^0 \\ |A^-| &= A_1 + A_2 e^{i\phi} e^{i\delta} \end{aligned} \quad (2.10)$$

$$\begin{aligned} \tau^+ &\rightarrow K^+ \pi^0 \\ |A^+| &= A_1 + A_2 e^{-i\phi} e^{-i\delta} \end{aligned} \quad (2.11)$$

$$\begin{aligned} |A|^2 &= (A_1 + A_2 e^{i\phi} e^{i\delta})(A_1 + A_2 e^{-i\phi} e^{-i\delta}) \\ &= A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos \phi \cos \delta - \underline{2A_1 A_2 \sin \phi \sin \delta} \end{aligned} \quad (2.12)$$

下線のついた最終項は、 $CP - odd$ の位相 ϕ が CP 共役下で符号が変わる。この例では、 $A_1, A_2, \sin\phi, \sin\delta$ が 0 でないなら、 $CP - odd$ の項は 0 ではない。 A_1, A_2 は振幅を示し、0 以外でなければならない。従って、 $CP - odd$ 項は $e^{i\phi}$ と $e^{i\delta}$ が 0 でなく複素数なら 0 でない。以下の節では、これらの必要条件を満たす理論を議論する。

2.5 τ 崩壊における CP の破れ

τ レプトン崩壊での CP の破れが起こるシナリオは、多数のヒッグスダブルレット模型での荷電ヒッグスボソン (振幅 A_H) によって媒介される W ボソン (振幅 A_W) によって媒介された標準理論の崩壊振幅の干渉によって記述される。これらの振幅は、前節の A_1, A_2 の役割を果たす。このシナリオでは、荷電ヒッグスは複素結合定数でクォークとレプトンを結合する。従って、弱い複素数の (CP が破れている) 位相 ($\sin\phi \neq 0$) が存在できる。 $CP - even$ 位相 δ の一般的な選別は、 QCD 終状態でクォーク間の相互作用のために生じる強い位相による。以下、終状態がハドロンとニュートリノの τ 崩壊のみ考える。 τ 崩壊過程は、図解される標準理論での W 交換とスカラー交換の 2 つの振幅の合計で記述される。

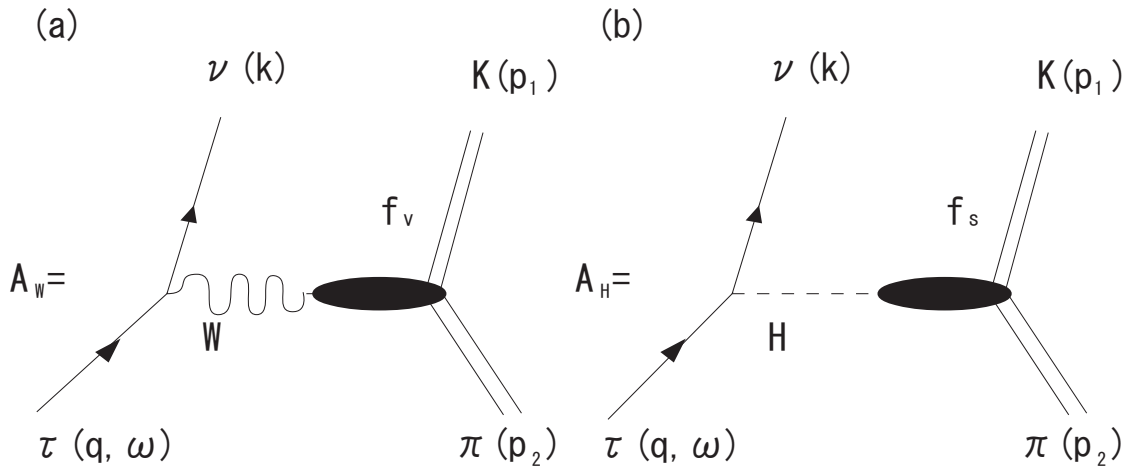


図 2.3: (a) W 交換と (b) スカラー交換の振幅

CP の破れを最大限活用するために、我々は τ 崩壊の行列要素と確率密度関数の計算を可能にする具体的な模型で実験方法を最適化する。本論文では、終状態が $K\pi^0\nu_\tau$ の τ 崩壊を選ぶ。 W 交換による τ から $K\pi^0$ 崩壊の標準理論の振幅は次式で書かれる。

$$A_W \sim \bar{u}(\nu)\gamma_\mu(1 - \gamma_5)u(\tau)f_v Q^\mu \quad (2.13)$$

ここでハドロンカレントは、*Brite - Wigner* の形で記述されるベクターフォームファクター f_v , ($P - wave$) に K と π^0 間の相対的な運動量 $Q^\mu = p_1^\mu - p_2^\mu$ を掛けることによ

てパラメータ化される。

$$f_v = \frac{m}{(m^2 - s) - i\sqrt{s}\Gamma(s)} \quad (2.14)$$

$$\Gamma(s) = \Gamma\left(\frac{m^2}{s}\right)^{\lambda-1} \left(\frac{k(s)}{k(m^2)}\right)^3 \quad (2.15)$$

$$k(s) = \frac{1}{2}\sqrt{s}\beta_\pi(s) \quad (2.16)$$

$$\beta_\pi(s) = \sqrt{\left(1 - \frac{(m_{K^+ - m_{\pi^0}})^2}{s}\right)\left(1 - \frac{(m_{K^+ + m_{\pi^0}})^2}{s}\right)} \quad (2.17)$$

ここで s は K と π^0 の不変質量の 2 乗、 m_K は K の質量、 m_π は π の質量、 m と Γ はそれぞれ、レゾナンスの質量とその幅によって決まる運動量である。

$3HDM(three - Higgs - doubletmodel)$ での荷電ヒッグスボソンによる τ から $K\pi^0$ 崩壊の振幅は、次式で書かれる。

$$A_H \sim \bar{u}(\nu)(1 - \gamma_5)u(\tau) \frac{m_\tau}{m_{Higgs}^2} [m_u Z^* X - m_d Z^* Y] f_s M \quad (2.18)$$

ここで、 m_τ は τ の質量、 m_{Higgs} は荷電 $Higgs$ の質量、 m_u はクォーク u の質量 m_d はクォーク d の質量である。 X, Y, Z は標準理論の弱い結合に関する u, d クォークとレプトンの複素ヒッグス結合の比率である。 $K\pi^0$ 系におけるヒッグス結合は Λ によって表される。

$$\Lambda = \frac{m_\tau}{m_{Higgs}^2} [m_u Z^* X - m_d Z^* Y] \quad (2.19)$$

なぜなら Λ は複素数であり、 $CP - odd$ の位相 ϕ は結合定数の虚数部分からなる。

$$\Lambda = R(\Lambda) + iI(\Lambda) = |\Lambda| (\cos \phi + i \sin \phi) \quad (2.20)$$

$M = 1Gev/c^2$ で全体を規格化し、スカラーフォームファクター $f_s \equiv |f_s| e^{i\delta_s}$ としてハドロンカレントをパラメータ化する。ここで δ_s はスカラー交換で結合した強い位相の複素数である。

$f_s, (S - wave)$ の $Brite - Wignar$ は次式のようになる。

$$\Gamma(s) = \Gamma\left(\frac{m^2}{s}\right)^{\lambda-1} \left(\frac{k(s)}{k(m^2)}\right) \quad (2.21)$$

$$k(s) = \frac{1}{2}\sqrt{s}\beta_\pi(s) \quad (2.22)$$

$$\beta_\pi(s) = \sqrt{\left(1 - \frac{(m_{K^+ - m_{\pi^0}})^2}{s}\right)\left(1 - \frac{(m_{K^+ + m_{\pi^0}})^2}{s}\right)} \quad (2.23)$$

$\tau \rightarrow K\pi^0$ 崩壊の行列要素は、 W とヒッグス交換過程の合計で与えられる。

$$M(\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau) = A_W + A_H \quad (2.24)$$

そして数式 (2.13) から (2.18) の項の合計で与えられる。

$$A(\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau) \sim \bar{u}(\nu)\gamma_\mu(1 - \gamma_5)u(\tau)f_v Q^\mu + \Lambda \bar{u}(\nu)(1 + \gamma_5)u(\tau)f_s M \quad (2.25)$$

Q^μ は次式で与えられる。

$$Q^\mu = [(p_\pi - p_K)^\mu - \frac{m_\pi^2 - m_K^2}{(p_\pi + p_K)^2} (p_\pi + p_K)^\mu] \quad (2.26)$$

ここで、 p_π, p_K, m_π, m_K は、それぞれ出てきた π^0 と K の運動量と質量。そして行列要素の 2 乗は次式のようにになる。

$$\begin{aligned} |A^2| \sim |f_v|^2 (2(q \cdot Q)(Q \cdot k) - (q \cdot k)Q^2) + |\Lambda|^2 |f_s|^2 M^2(q \cdot k) \\ + 2R(\Lambda)R(f_s f_v^*)Mm_\tau(Q \cdot k) - 2I(\Lambda)I(f_s f_v^*)Mm_\tau(Q \cdot k) \end{aligned} \quad (2.27)$$

ここで q, k は、それぞれ τ レプトンとニュートリノの 4 元ベクトル、 m_τ は τ レプトンの質量である。初項から第 3 項までは CP_{even} 、最終の下線を引かれた項は、 $SU(3)$ のフレーバー対称性を破り、 CP_{odd} である。観測量をつくるには、実験的に観測した崩壊パラメータに関して $(q \cdot Q), (Q \cdot k), Q^2, (q \cdot k)$ を表す必要がある。エネルギーと運動量の保存則から次の 3 式を得る。

$$\begin{aligned} (q \cdot Q) &= (Q \cdot k) \\ &= -2\sqrt{\left[\left(\frac{m_\tau^2 + m_H^2}{2m_H}\right)^2 - m_{\tau au}^2\right]\left[\left(\frac{m_H^4 + (m_\pi^2 - m_K^2)^2}{4m_H^2}\right) - \frac{m_\pi^2 + m_K^2}{2}\right]} \cos \alpha \end{aligned} \quad (2.28)$$

$$Q^2 = 2m_\pi^2 + 2m_K^2 - [m_H^4 + (m_\pi^2 - m_K^2)^2]/m_H^2 \quad (2.29)$$

$$(q \cdot k) = (m_\tau^2 - m_H^2)/2 \quad (2.30)$$

ここで m_H は $K\pi^0$ の不変質量、 α は $K - \pi^0$ 静止系での K 方向と τ レプトン方向の間の角度である。角度 α は τ の方向がわからないと測定できない。しかし、この角度のコサインは $K - \pi^0$ 静止系で測定できる 2 つの別の角度のコサインの積と統計学的に等しい。 $\langle \cos \alpha \rangle = \langle \cos \beta \rangle \langle \cos \psi \rangle$ 、ブラケットは観測不能のニュートリノの方向を平均する意味がある。角度 β, ψ の定義は図 2.4 のようになる。

角度 β は、 $K - \pi^0$ 静止系から見た実験系で $K\pi^0$ が進む方向と $h_1, (\hat{q}_1 = q_1/|q_1|)$ 方向との間の角度である。

$$\cos \beta = n_L \cdot \hat{q}_1 \quad (2.31)$$

ここで n_L は、 $n_L = -n_Q$ であり、 n_Q は lab 系における $two - meson - system$ の方向である。

ψ は lab 系の方向と $K - \pi^0$ 静止系から見た τ 方向との間の角度である。この角度のコサインは、ハドロンエネルギー E_h から計算できる。

$$\cos \psi = \frac{x(m_\tau^2 + Q^2) - 2Q^2}{(m_\tau^2 - Q^2)\sqrt{x^2 - 4Q^2/s}}, \quad x = 2\frac{E_h}{\sqrt{s}} \quad (2.32)$$

$$s = 4E_{beam}^2 \quad (2.33)$$

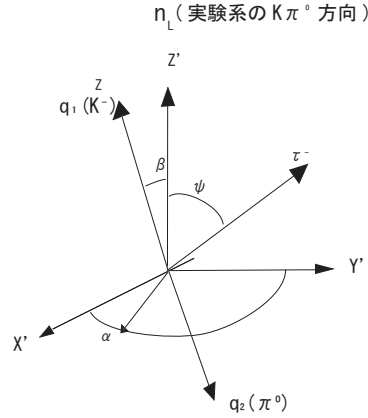


図 2.4: $K - \pi^0$ 静止系での角度 α, ψ, β の定義。 n_L は実験室系で $K\pi^0$ が進む方向。 $K - \pi^0$ 静止系なので K^\pm と π^0 は back-to-back に出ている。

2.6 CP の破れの観測量 (ξ)

CP 対称性の破れの探索には、 $CP - odd$ の観測量 ξ (例えば独立ベクトルの 3 重積生成とその時のデータ上の分布の平均) を定める方法が使われる。0 と異なる ξ の平均は、スカラー結合 Λ に依存する確率密度の $CP - odd$ の構成要素 $P_{odd}(\Lambda)$ の存在を示す。

異なる観測量は、一般に CP 対称性の破れに異なる感度を持つ。探索の感度を最大にするには、最も小さな合同統計エラーで最適変数 (ξ) をつくる。この変数は、アトウッドとソニーによって提案された。 ξ の起源は付録で詳述する。変数は結合 Λ の絶対値が恒等式であると仮定している全断面積の $CP - odd$ と $CP - even$ の比率に等しい。

$$\xi = \frac{P_{odd}}{P_{even}} \quad (2.34)$$

ξ を構成するために、実験的に測定された崩壊のパラメータ項の振幅 CP_{even} と CP_{odd} の陽形式を知る必要がある。これは特定のモデル内のみ可能であり、このように ξ の選択はモデルに依存する。

前節までに述べた式を用いて P_{odd}, P_{even} 項はそれぞれ次式のようになる。

$$P_{odd} = |f_v|^2 (2(q \cdot Q)(Q \cdot k) - (q \cdot k)Q^2) + |\Lambda|^2 |f_s|^2 M^2(q \cdot k) \quad (2.35)$$

$$P_{even} = -2\text{Im}(\Lambda)\text{Im}(f_s f_v^*) M m_\tau (Q \cdot k) \quad (2.36)$$

本論文では、KEKB e^+e^- 衝突型加速器で稼働中の Belle 実験によって収集された高統計のデータを用いて、 $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊の崩壊分岐比と CP の破れについて報告する。

第3章 実験装置

KEKB 加速器は、B 中間子系で CP 非保存現象の系統的な研究によって、小林益川理論 (あるいはそれに変わる理論) の検証を目的として建設された、電子・陽電子衝突型加速器である。KEKB 加速器は以下のような特徴を持っている。

- 重心系のエネルギーが、 $\Upsilon(4S)$ の質量に相当する 10.58GeV に設定されている。 $\Upsilon(4S)$ はほとんど 100% の確率で B 中間子・反 B 中間子対に崩壊する¹ ので、B 中間子以外からのバックグラウンドを低レベルに抑える事が出来る。また、 $B\bar{B}$ 系の量子力学的な特殊な性質を用いる事で CP 非保存の測定に理想的な場を提供している。
- B 中間子の崩壊時間を精度よく測定するために、KEKB 加速器は電子と陽電子のエネルギーが異なる非対称エネルギー、2 リング型の衝突型加速器になっている。
- CP 非保存の測定に重要な B 中間子の崩壊モードの崩壊分岐比は 10^{-5} から 10^{-6} と小さいため、大量の B 中間子・反 B 中間子対の生成が必要である。そのため従来より 2 桁高いルミノシティ ($1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) を実現するように設計されている。

3.1 非対称エネルギー 電子・陽電子衝突型加速器 (KEKB 加速器)

KEKB 加速器のような非対称エネルギー型の衝突型加速器では、電子と陽電子は異なるリング中に蓄積されなければならないため、2 リングが必要となる。KEKB 加速器の全体図を図 3.1 に示す。KEKB では既存の周長 3km のトリスタン実験で使用されたトンネルの中に、電子を蓄積する 8GeV のリングと陽電子を蓄積する 3.5GeV のリングの 2 つリングを並べて設置されている。電子と陽電子は各々のリングの中を反対方向に周回する。2 つのリングは 2ヶ所で交差するが、そのうちの筑波実験棟中の 1ヶ所で電子と陽電子が衝突するようになっており、衝突点を囲んで Belle 測定器と呼ばれる大型の検出器が設置されている。

KEKB 加速器ではビーム輝度 (以下ルミノシティと呼ぶ) が最大となるように設計されている。ルミノシティ \mathcal{L} と断面積 σ を持つ反応の発生頻度 R との間には、 $R = \mathcal{L}\sigma$ の関係が成り立つ。ルミノシティは、ビームの強度やサイズから決まる量であり、衝突型加速器においてルミノシティは次のような式により与えられる。

$$\mathcal{L} = 2.2 \times 10^{34} \xi (1+r) \left(\frac{E \cdot I}{\beta_y^*} \right) / \text{cm}^2 / \text{s}$$

¹その他に崩壊すると知られているものには、 $e^+e^- (\sim 10^{-5})$ があり、最近、 $\Upsilon(4S) \rightarrow \Upsilon(1S) J/\psi$ に崩壊するものも確認された。

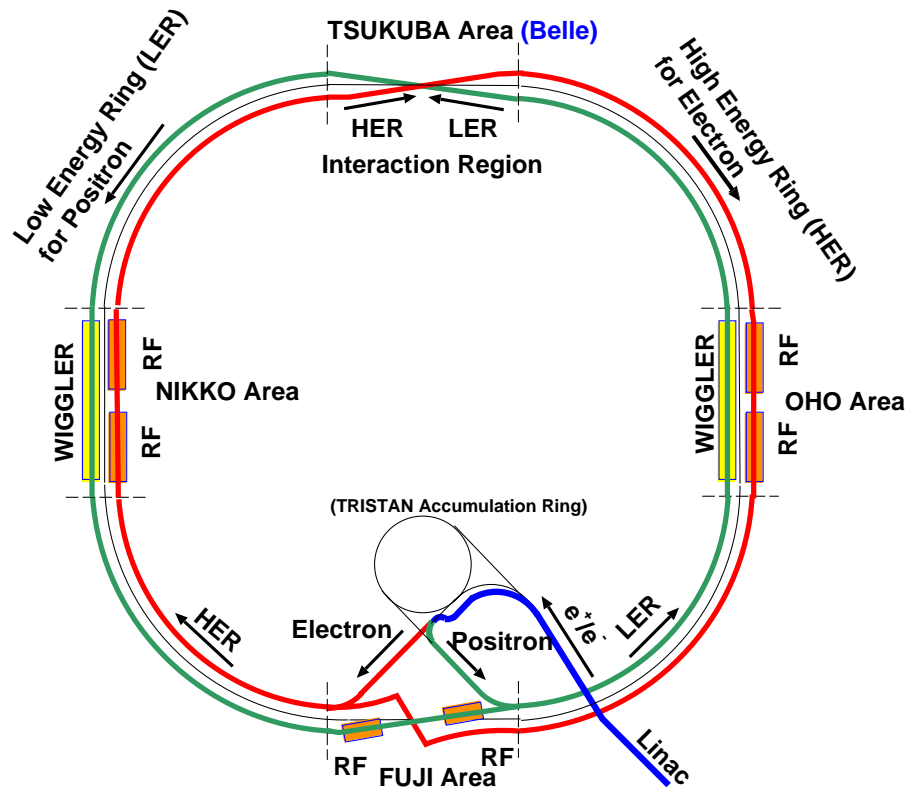


図 3.1: KEKB 加速器の概観図

ここで、 E はビームのエネルギー (単位: GeV)、 I は蓄積電流 (単位: A) である。また、 ξ はビームチューンシフトと呼ばれる量であり、ほぼ 0.040 の値を持つ。 r は衝突点における垂直方向のビームサイズを水平方向のビームサイズで割った値であり、 β_y^* は衝突点で垂直方向 (y 方向) にどれだけビームを絞れるかを表すパラメーターである。結局、ルミノシティを大きくするためには、蓄積電流とビームチューンシフト ξ を大きくし、 β_y^* を小さくすれば良い。表 3.1 に、KEKB 加速器の設計値のパラメータの値を示す。設計値のルミノシティ $1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ を達成するには、陽電子リングに 2.6A、電子リングに 1.1A の電流を蓄積し、ビームの y 方向のベータ β_y^* を 0.01m にする必要がある²。

KEKB では、2003 年 5 月に設計値であるビームルミノシティ、 $1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ を達成した。その後も最高記録を更新し続けており、2005 年 12 月には $1.6 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ を記録した。この値は、電子・陽電子型加速器のみではなく、世界中全ての衝突型加速器で実現された最も高い値である。

表 3.1: KEBK 加速器の設計パラメータ

Ring	LER	HER
ビームエネルギー (e^+e^-)	3.5 GeV	8.0 GeV
周長	3016.26 m	
ルミノシティ	$1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	
ビーム交差角	$\pm 11 \text{ mrad}$	
ビームビームチューンシフト	0.039/0.052	
Beta function at IP (β_x^*/β_y^*)	0.33/0.01 m	
ビーム電流 (e^+e^-)	2.6 A	1.1 A
ビームエネルギーの広がり	7.1×10^{-4}	6.7×10^{-4}
バンチ間隔	0.59 m	
バンチの数	5000	

²このベータの値は 2-3 ミクロンのビームサイズに対応する。

3.2 Belle 測定器

電子・陽電子の衝突で生成された B 中間子対 (B と \bar{B}) が崩壊すると、荷電粒子と光子が平均 10 個ずつ放出される。一方、本論文の主題である、 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 反応で生成された各々の τ 粒子が崩壊すると、その終状態には、1 本、3 本または 5 本の荷電粒子および 0~3 個の π^0 中間子が含まれている。物理解析では、荷電粒子の運動量の測定のみではなく、荷電粒子の種類 (電子、ミュー粒子、 π 中間子、 K 中間子) の識別が非常に重要である。Belle 測定器は、これらの粒子を高い効率で検出し、かつ粒子の崩壊点や粒子の種類を区別する能力を持つように設計された大型で高性能な測定器である。

Belle 測定器の概略を図 3.2 に示し、表 3.2 に Belle 測定器中にくみこまれている各測定器の性能の一覧を示す^[1]。

Belle 検出器では、ビームの衝突点を原点とし、電子のビームの方向を z 方向、鉛直上向を y 軸、この 2 つから右手系になるように x 軸という座標軸をとっている。また、 z 軸回りの回転角を ϕ 、 z 軸からの偏角を θ 、 z 軸からの距離を r ($r = \sqrt{x^2 + y^2}$) とする。以下、各測定器の構成と機能を説明する。

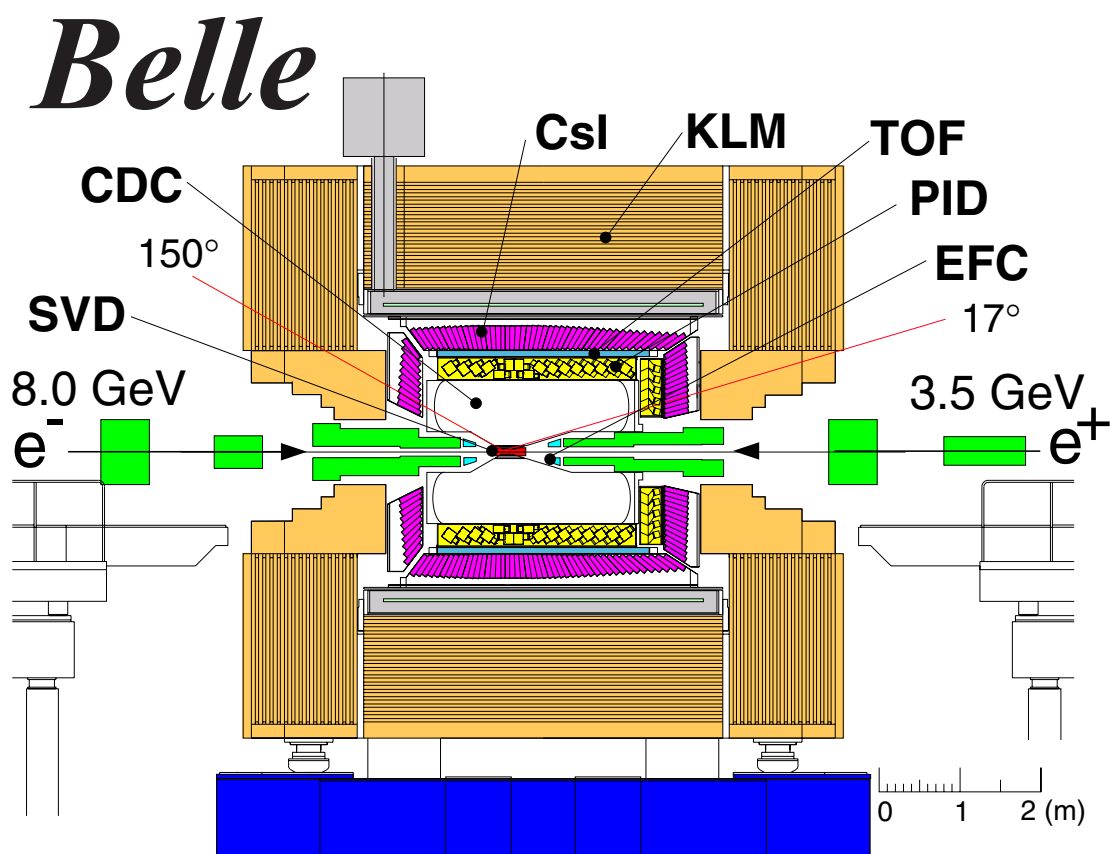


図 3.2: Belle 測定器の全体図

表 3.2: Belle 測定器のパラメータ

検出器	構成物	主要なパラメタ	読み出し チャンネル数	主な性能
ビームパイプ	ベリリウム (2重構造)	内半径 2.3 cm 0.5 mm Be/ 2 mm He /0.5 mm Be		
粒子崩壊点 検出器	両面 シリコン ストリップ	300 μm 厚, 3 層 $r = 3.0 - 5.8$ cm 長さ = 22 - 34 cm	ϕ : 41k θ : 41k	$\sigma_{\Delta z} \sim 105 \mu\text{m}$
前方 カロリメータ	BGO シンチレータ	2 cm \times 1.5 cm \times 12 cm	θ : 5 ϕ : 32	
中央飛跡 検出器	ドリフト チェンバー	アノード: 52 層 カソード: 3 層 $r = 8.5 \sim 90$ cm $-77 \leq z \leq 160$ cm	アノード: 8.4k カソード: 1.5k	$\sigma_{r\phi} = 130 \mu\text{m}$ $\sigma_z = 200 \sim 1,400 \mu\text{m}$ $\frac{\sigma_{p_t}}{p_t} = 0.3 \% \sqrt{p_t^2 + 1}$ $\sigma_{dE/dx} = 6 \%$
エアロジェル チェレンコフ カウンター	屈折率 n : 1.01 \sim 1.03 シリカ エアロジェル	1 モジュール \sim 12 \times 12 \times 12 cm ³ パレル 960 個 エンドキャップ 228 個 FM - PMT 読み出し	$\mu_{eff} = \geq 6$ 1,788 ch	K/π $1.2 \leq p \leq 3.5 \text{ GeV}/c$
飛行時間差 測定器	プラスチック シンチレータ	128 ϕ segmentation $r = 120$ cm, 3 m long	128 \times 2 ch	$\sigma_t = 100$ ps $K/\pi = \text{up to } 1.2 \text{ GeV}/c$
電磁 カロリ メータ	CsI(Tl) シンチレータ	タワー構造 $\sim 5.5 \times 5.5 \times 30 \text{ cm}^3$ 結晶 パレル: $r = 125 - 162$ cm エンドキャップ: $z = -102$ and $+196$ cm	6,624(B) 1,152(FE) 960(BE)	$\frac{\sigma_E}{E}$ $= \frac{0.066(\%)}{E} \oplus \frac{0.81(\%)}{E^{1/4}} \oplus 1.34(\%)$ $\sigma_{pos} = 0.5 \text{ cm} / \sqrt{E}$ E in GeV
超電導 ソレノイド	超電導	inn.rad. = 170 cm		B = 1.5 T
K_L, μ 粒子 検出器	高抵抗 平板チェンバー (RPC)	(5 cm 鉄 + 4 cm 間隙) $\times 14$ 層 各々の間隙に 2 個の RPC θ and ϕ strips	θ : 16k ϕ : 16k	$\Delta\phi = \Delta\theta = 30 \text{ mrad}$ for K_L $\sigma_t = 1 \text{ ns}$ 1 % hadron fakes

3.2.1 粒子崩壊点測定器 (SVD:Silicon Vertex Detector)

シリコン・バーテクス・ディテクター (SVD) は、短い寿命 ($10^{-10} \sim 10^{-13}$ sec) をもつ粒子の崩壊点を測定するための測定器である。粒子の崩壊点の測定は B 中間子のみでなく、D 中間子や τ レプトンの物理の研究を行う上でも非常に重要である。本測定器は、崩壊点の z 方向の分解能 $\sigma_z \sim 80\mu\text{m}$ を達成している。また、SVD はその外側に位置する中央飛跡検出器 (CDC) と共に粒子の飛跡を検出し、運動量を精度良く測定する役割を担っている。

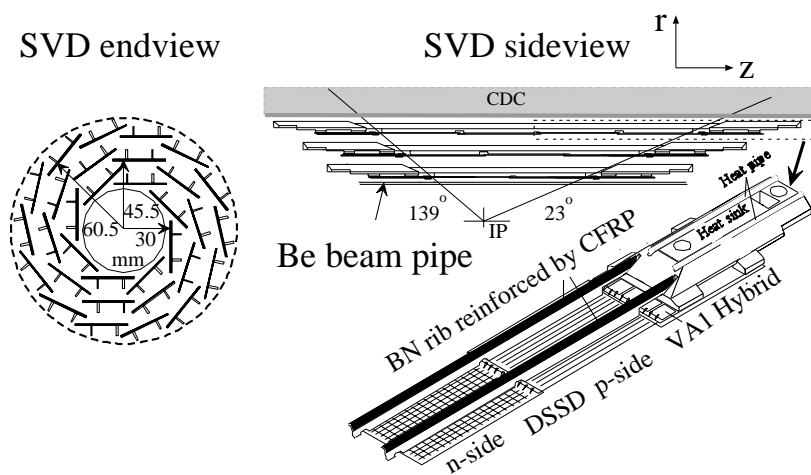


図 3.3: 粒子崩壊点測定器の構造

図 3.3 は SVD の側面図 (sideview) と断面図 (endview) である。3 層構造でビーム軸との角度が $23^\circ < \theta < 139^\circ$ の範囲を覆っており、これは全立体角の 86% に対応する。また各々の層の半径は、内側から 30mm、45.5mm、60.5mm になっており、独立なラダーから成る。各々のラダーには両面読み出しのシリコンストリップ検出器 (DSSD) があり、内側の層から 8、10、14 枚がそれぞれの一つのラダーを構成する。シリコンストリップ検出器 (DSSD) とは厚さ $300\mu\text{m}$ のシリコン板 (n 型) に幅 $6\mu\text{m}$ の電極 (p 型) を $25\mu\text{m}$ 間隔に張付けたものである。DSSD は両面読み出しで、片面で ϕ 方向、もう片面で z の位置を測定する。この上下面に逆バイアス電圧をかけ、荷電粒子が通過した際に生成する電子・ホール対を各電極に集めて信号を読み出し、位置を測定する。

位置分解能を向上させるため、最も内側の層は可能な限り衝突点に近づけ、多重散乱を抑えるために検出部の物質量を小さくし、読み出しのエレクトロニクスは外側に置くように設計している。また、衝突点の最も近くに配置されるため、放射線に対して十分な耐性がなければならず、その要請を満たすため最新のエレクトロニクスの半導体プロセスが用いられている。

3.2.2 中央飛跡検出器 (CDC:Central Drift Chamber)

荷電粒子の飛跡や運動量の正確な測定が、中央飛跡検出器 (CDC) の重要な役割である。CDC は、ソレノイドが作る 1.5 テスラの磁場内に設置され、He(50%):C₂H₆(50%) 混合ガス中に、多数の (約 1 万本) 電極ワイヤーが張られている。荷電粒子の多重散乱の影響を押さえるために、ガス、ワイヤーともに物質量の小さいもの (アルミワイヤー) を使用している。荷電粒子が通過するとガスを電離することから電子が生成され、その電子がワイヤーまで移動 (ドリフト) する時間から、粒子の通過位置までの距離を知ることができる。

磁場を通過した荷電粒子は、螺旋した飛跡を描き、飛跡の曲率半径 (xy 平面での半径 R) を検出することで荷電粒子の横方向運動量 (p_t) を以下の式で求めることができる。

$$p_t[\text{GeV}/c] = 0.3B_{[\text{T}]}R_{[\text{m}]}$$

ここで、 R は螺旋の半径である。また z 方向の運動量は螺旋のピッチから与えられる。

CDC では、荷電粒子のガス中での電離損失 (dE/dx) を測定することにより、荷電粒子の種類を識別する能力を備えている。図 3.4 に CDC で測定された、電離損失を荷電粒子の運動量の関数として示す。電離損失は粒子の速さ ($\beta = v/c$) のみで決まるので、異なる種類の粒子は、最小の電離損失となる運動量が違うため異なる曲線を与える。したがって検出した荷電粒子が、どの曲線に近いかにより粒子の識別が可能である。

実際の実験の条件下で達成した、横方向の運動量分解能は $\frac{\sigma_{p_t}}{p_t} = 0.3\% \sqrt{p_t^2 + 1}$ (p_t の単位は GeV)、 dE/dx の分解能は $\frac{\sigma}{dE/dx} = 6\%$ である。

CDC の構造は、図 3.5 にあるように、外半径が約 88cm、長さ約 235cm の円筒形で、衝突点に対して $17^\circ \leq \theta \leq 150^\circ$ の領域をカバーしている。 z 方向に非対称になっているのは、ビームのエネルギーが電子と陽電子とで異なっていることを考慮しているためである。また前方や後方など半径 r の小さいところ³では、運動量の小さな粒子に対するアクセプタンスをより大きくするために円錐形になっている。内部は 3 層のカソードワイヤーと 50 層のアノードワイヤーで構成され、後者は陽電子ビーム軸に平行に張られたアクシャルワイヤーと、 z 方向の位置測定能力を上げるためにビーム軸に対して約 50mrad の角度をつけて張られたステレオワイヤーとの 2 種類から成る。

1 本のアノードワイヤーを 8 本のカソードワイヤーが囲んで 1 つのドリフトセルを構成し、ドリフトセルはほぼ正方形の形をしている。内側の 3 セルを除けば電子がドリフトする最大の距離は 8mm ~ 10mm で 1 層の厚みは 15.5mm ~ 17mm である。読み出しはアノードワイヤーとカソードストリップで行われる。

3.2.3 エアロジェル・チェレンコフカウンター (ACC:Aerogel Čerenkov Counter)

エアロジェル・チェレンコフカウンター⁴(ACC) の役割は、 K^\pm と π^\pm とを識別することである。荷電粒子が ACC を通過するとその粒子速度 v と光速の比 $\frac{v}{c}$ がエアロジェルの屈

³半径 r が 30cm よりも小さいような領域。

⁴エアロジェルは、SiO からなるジェル状の物質で屈折率 1.01-1.03 を持つ。

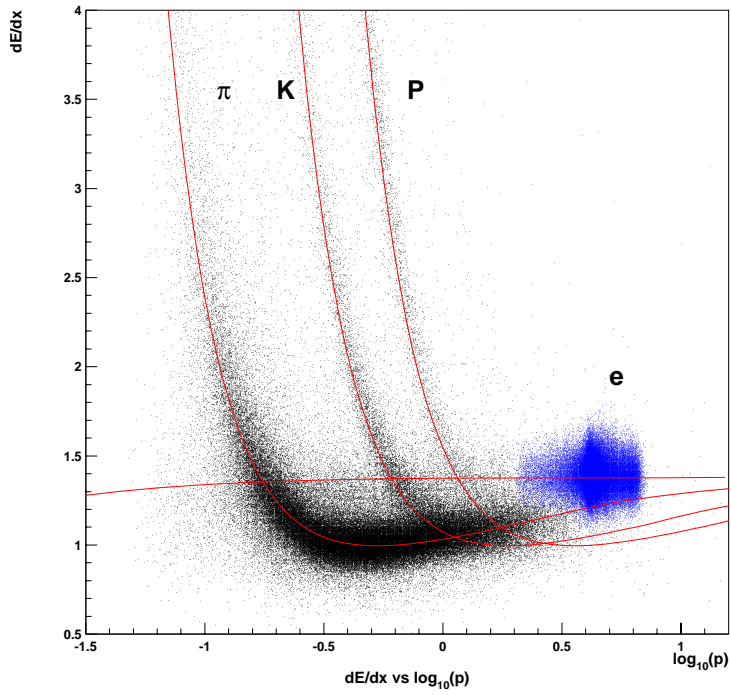


図 3.4: 電離損失。荷電粒子の種類ごとの電離損失を運動量の関数として示した図。

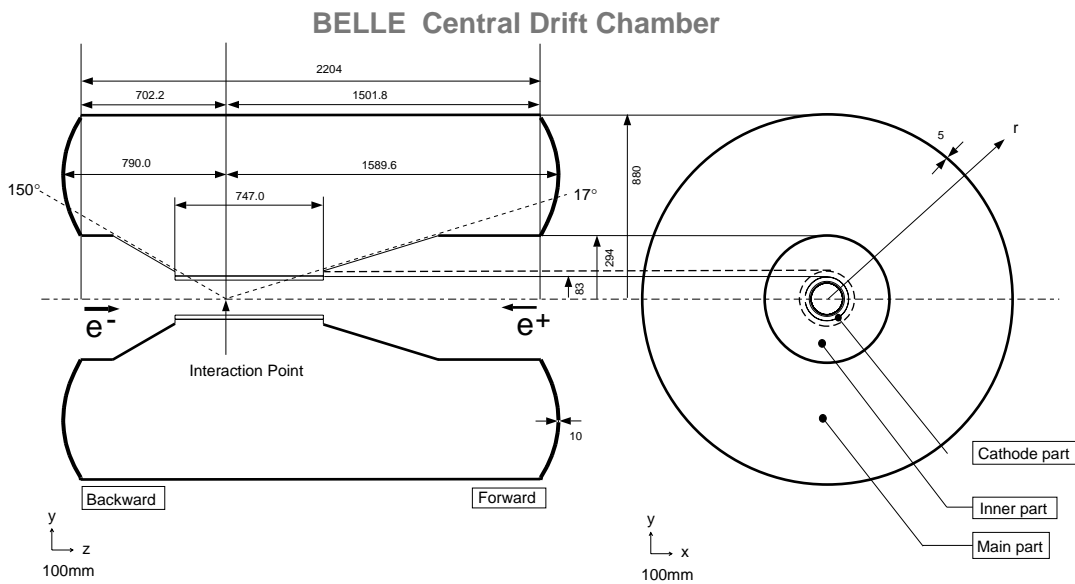


図 3.5: 中央飛跡検出器の構造

折率 n に対して、

$$\frac{v}{c} > \frac{1}{n}$$

の条件を満たすとき、チェレンコフ光を出す。Belle 測定器では、異なった屈折率 (1.01 ~ 1.03) のエアロジェルを用いることにより、1.2 ~ 3.5 GeV/c の領域で K^\pm と π^\pm を識別することができるように設計されている (図 3.6)。この運動量領域で荷電粒子が π^\pm であれば、チェレンコフ光を出し、 K^\pm であればチェレンコフ光を出さないことを利用して両者を識別する。

ACC は Belle 測定器の中央 CDC の外側に位置する (図 3.6)。ACC のバレル部分には ϕ 方

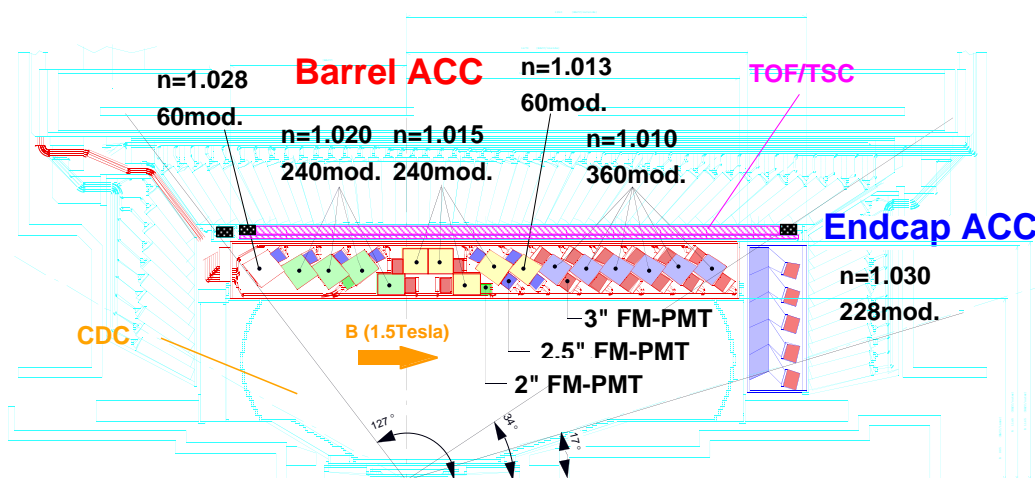


図 3.6: エアロジェルカウンターの構造

向に 60 セルにわけられた 960 個のカウンターモジュールがあり、エンドキャップ部分は同心の 5 層に配列された 228 個のカウンターモジュールがある。すべてのカウンターは衝突点の方向を向いた状態で配列されている。ACC がカバーしている領域は $17^\circ < \theta < 127.2^\circ$ である。

ACC カウンターモジュールを図 3.7 の (a) と (b) に示す。(a) はバレル部分 (b) はエンドキャップ部分に使われている。5 枚のエアロジェルのタイルが厚さ 0.2mm のうすいアルミニウム製の一辺 12cm の立方体の箱の中に積み重ねられている。チェレンコフ光を検出するために、各モジュールの両端に光電子増倍管 (ファインメッシュ型, FM-PMT) が取り付けられている。

3.2.4 飛行時間差測定器 (TOF:Time of Flight)

TOF (Time of Flight Counter) は、荷電粒子の飛跡時間を測定することによって K/π 中間子の識別を行うことを主目的とするプラスチックシンチレーションカウンターである。

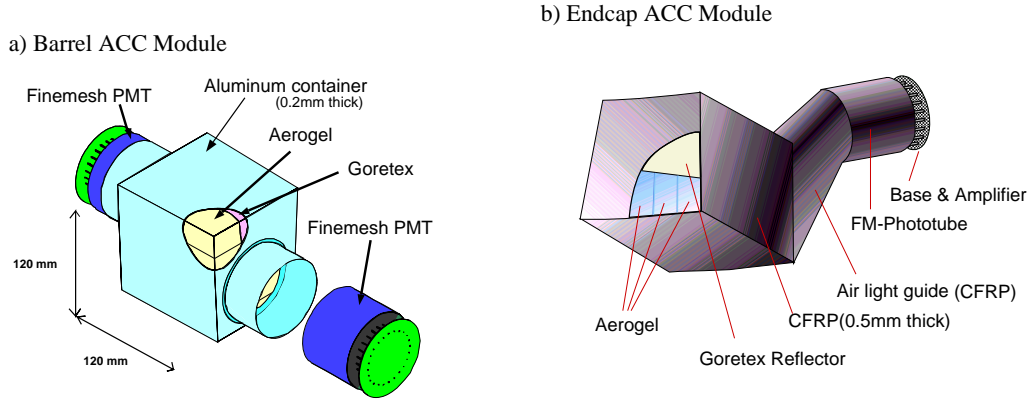


図 3.7: エアロジェルカウンターモジュールの構造 a) パレル部 b) エンドキャップ部

また、TOF は CDC と組み合わせて荷電粒子を検出することにより、トリガー信号を出す役割も担っている。

TOF の荷電粒子の識別は主として $1.2\text{GeV}/c$ 以下の運動量領域で有効である。TOF システムは 128 個の TOF カウンターと 64 個の TSC (トリガーシンチレーター) から構成されている。台形断面の TOF カウンター 2 個と TSC 1 個で 1 つのモジュールを作る。衝突点から 1.2m の位置にある計 64 個の TOF/TSC モジュールで $34^\circ < \theta < 120^\circ$ の範囲を覆う。これらのモジュールは電磁カロリメータ (ECL) の内壁に取りつけられている。TOF カウンターと TSC の間には 1.5cm の間隔が設けてある。これはビームに起因するバックグラウンド中の光子が、TSC 中で電子・陽電子対生成を起こしても、1.5 テスラの磁場のために発生した電子や陽電子の軌道は小さく旋回して TOF に届かないようにするためである。

粒子の飛行時間 T_{TOF} 、飛行距離 L_{path} と粒子の速度 $\beta = (\frac{v}{c})$ との間には以下の関係がある。

$$\beta = \frac{L_{path}}{c \cdot T_{TOF}} = \frac{p}{E} = \frac{p}{\sqrt{m^2 + p^2}}$$

$$T_{TOF} = \frac{L_{path}}{c} \sqrt{1 + \left(\frac{m^2}{p^2}\right)^2}$$

ここで、 E 、 P 、 m はそれぞれ粒子のエネルギー、運動量、質量である。CDC で測定された運動量を用いれば、上式から粒子の質量が計算でき、種類を同定できる。飛行距離 1.2m、時間分解能 100 psec であれば、 $1.2\text{GeV}/c$ 以下の粒子識別が可能である。これは $\Upsilon(4S)$ 崩壊で生成される粒子の 90% にあたる。

分解能 100 psec を実現するためにシンチレーション光の減衰長が 2m 以上と十分長く、発光の立ち上がりが速いシンチレーターを使用している。また、カウンター内を伝搬するシンチレーション光の時間的分散を最小限にするために、ライトガイドを使用せずに大面積のフォトカソードを持つファインメッシュ型光電子増倍管をシンチレーターに直接取り付けられている。

ビーム衝突実験環境下で $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 事象を用いて観測された時間分解能は約 100 psec で、粒子の入射位置にはほとんど依存しないという性能を得ている。

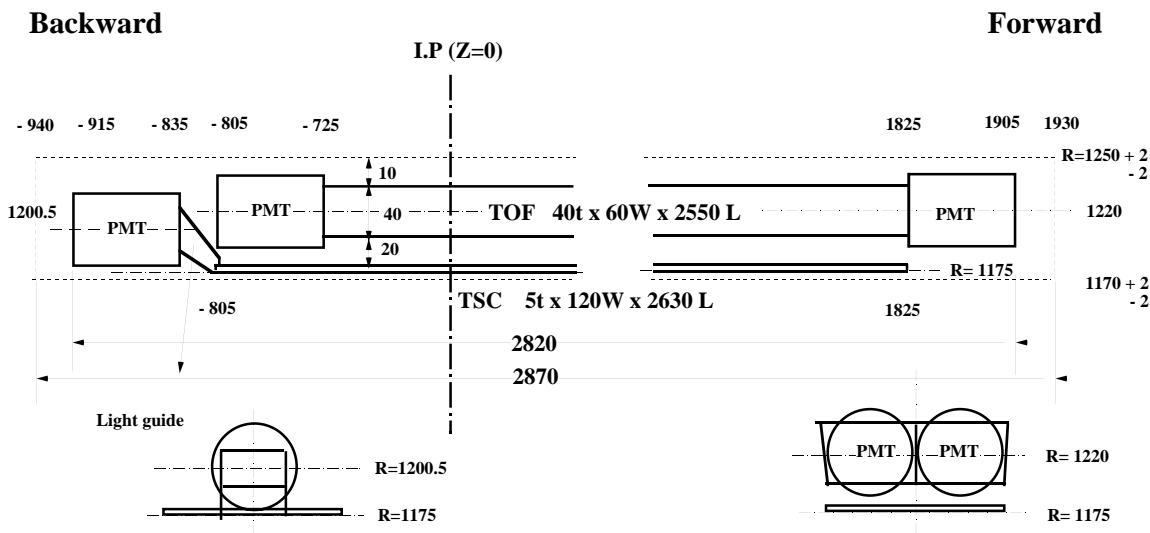


図 3.8: TOF/TSC モジュール

TOF が発生するトリガー信号は、検出器の信号の読み出しに必要なゲート信号および TDC のストップ信号を生成する源となる。

3.2.5 電磁カロリメータ (ECL:Electromagnetic Calorimeter)

高エネルギーの電子や光子は、十分厚い物質に入射すると電磁シャワーを作り、その全エネルギーを失う。このほとんど全ての損失エネルギーを測定することで、電子や光子のエネルギーを良い精度で測定するのが電磁カロリメータ (ECL) の役割である。また、ECL で測定された全エネルギー E と CDC で測定された荷電粒子の運動量 P との比 (E/P) より、電子と他の粒子との識別が可能である。電子の場合には、この比がほぼ 1 であるのに対し、荷電 π 中間子などのハドロンが ECL に入射した場合には、ハドロンはエネルギーの一部を失うのみであるため、 E/P が 1 よりずっと小さくなる。これを利用して、電子とハドロン (π, K) との識別が高い信頼度で可能である。

上記の要求を満すために、Belle 測定器では、光量が多く他にも様々な利点を持つ $\text{CsI}(Tl)$ 結晶を電磁カロリメータの検出体として用いている。 $\text{CsI}(Tl)$ 中で発生したシンチレーション光の読み出しには、磁場中で問題なく使えるシリコンフォトダイオードを各カウンターあたり 2 枚用いている。1 個の $\text{CsI}(Tl)$ カウンターのサイズは、前面が $5.5\text{cm} \times 5.5\text{cm}$ で長さが 30cm である (図 3.9)。ECL はこの $\text{CsI}(Tl)$ カウンター 8736 個から構成されている。ECL の断面図を図 3.10 に示す。平行部分は内径が 1.25m で長さ 3m である。前方と後方のエンドキャップは衝突点から Z 方向に $+2.0\text{m}$ と -1.0m に位置している。前方エンドキャップは $12.4^\circ \sim 31.4^\circ$ 、平行は $32.2^\circ \sim 128.7^\circ$ 、後方エンドキャップは $130.7^\circ \sim 157.1^\circ$

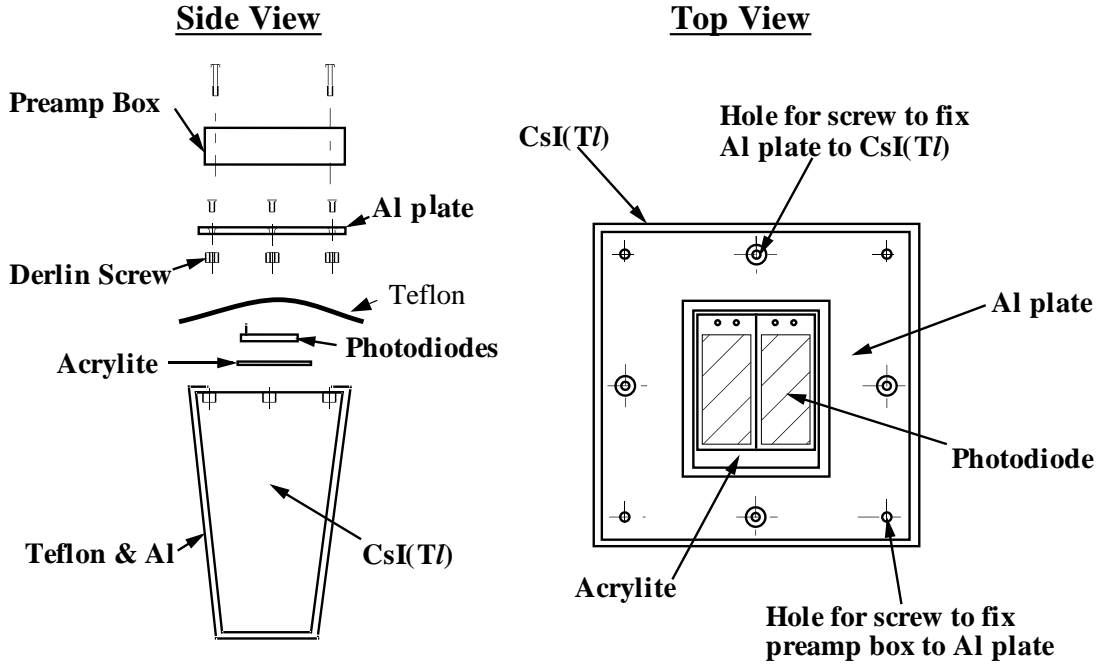


図 3.9: CsI(Tl) シャワーカウンター

の領域を各々カバーしている。

ECL に入射した光子あるいは電子が起こしたシャワーは、1 個の CsI カウンターに収まらず、周りの CsI カウンターまでおよぶ。直接光子が入射したカウンターは、周りのカウンターに比べ高いエネルギーが観測される。そのカウンターを中心にカウンター 5 個 × 5 個 (図 3.11) 領域内の 25 個のカウンターのエネルギーの和をそのシャワーのエネルギーとしている。達成されたエネルギー分解能は

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{0.066\%}{E} \oplus \frac{0.81\%}{E^{\frac{1}{4}}} \oplus 1.34\%}, \quad E \text{ の単位は GeV}$$

で与えられる。ここで \oplus は 2 乗和を意味する。これは 1 GeV の光子に対して、 $\frac{\sigma_E}{E} = 1.7\%$ の分解能に対応している。また、このように 1 つの粒子に起因する信号を持つカウンター群をクラスターと呼ぶ。

π^0 はほぼ 100% で $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ に崩壊する。特に高い運動量をもつ π^0 の検出は、2 つの γ のなす角度が小さいため 2 つの光子のシャワー領域が重ることが問題となる。このような 2 つの光子をよりよく分離するためには、カウンターのサイズを出来るだけ小さくする事が重要である。Belle 測定器では、5.5 cm × 5.5 cm の比較的小型の CsI カウンターを用いてこの問題に対応している。このサイズはシャワーの広がりにはほぼ対応しており、ほぼ 3 GeV 近くの π^0 から崩壊した 2 つの光子の分離が可能である。

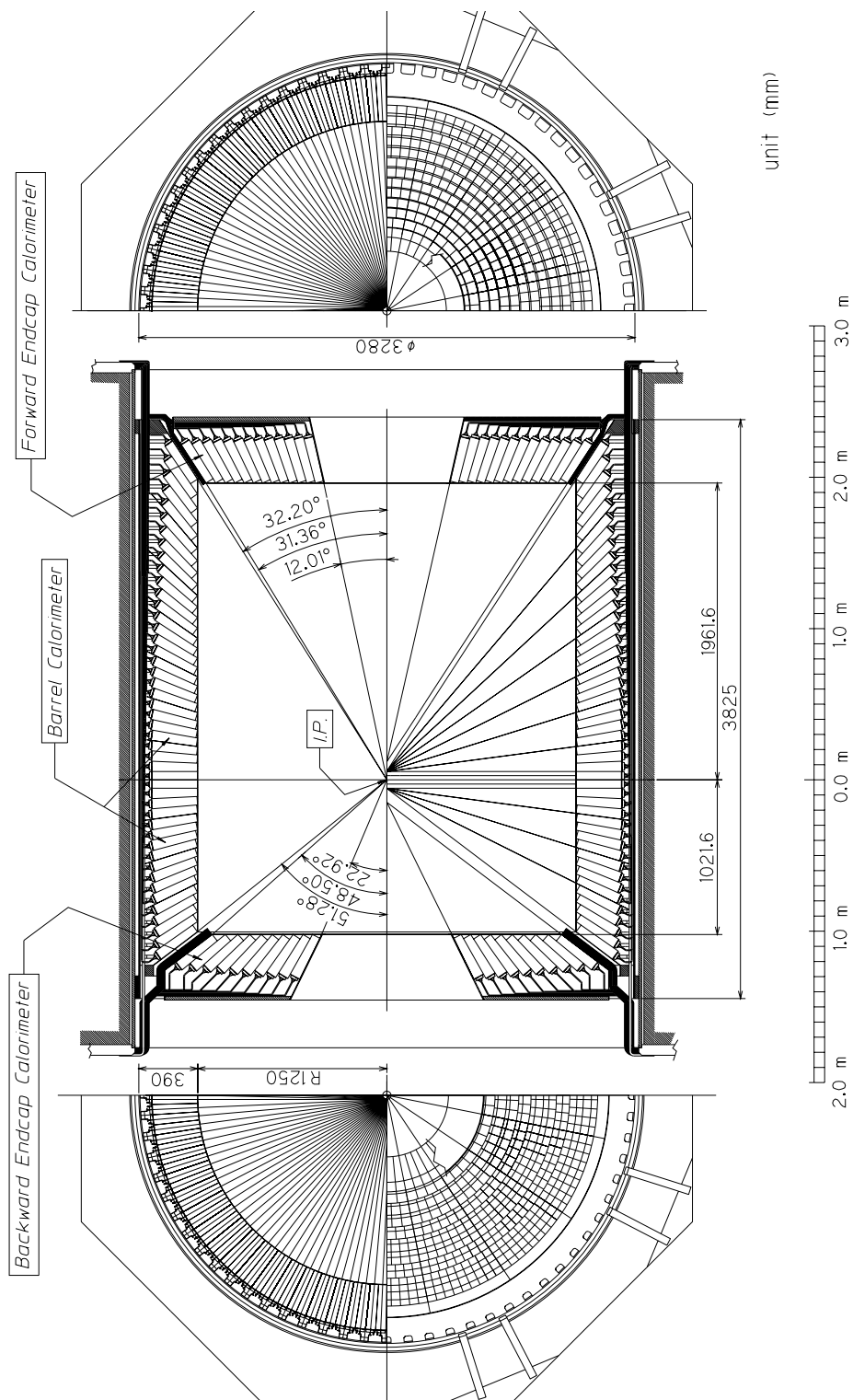


図 3.10: 電磁カロリメータの断面図

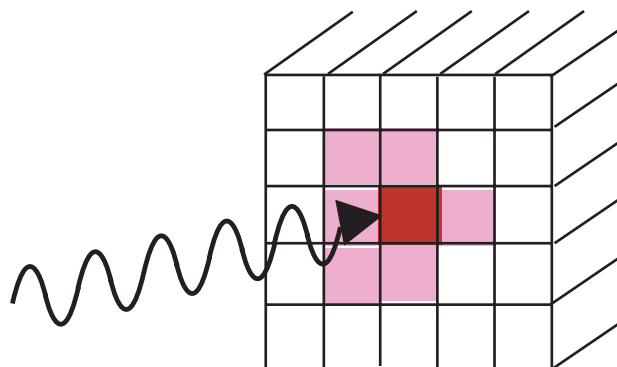


図 3.11: シャワーの再構成アルゴリズムの模式図。中心の濃い色のカウンターが光子の入射したカウンターとすると、その周囲にもシャワーが広がり、薄い色で示したように何本かのカウンターから信号が出るのでこれらを足し合わせる。

3.2.6 超電導ソレノイド

超電導ソレノイドは TOF とミュオン検出器 (KLM) の間に位置し、1.5 テスラの磁場を検出器中心付近の直径 3.4m、長さ 4m の部分につくる。コイルは Nb・Ti 合金超電導材を使った線材で巻かれ、液体ヘリウム冷凍機により -268°C まで冷却されて超電導状態になっている。コイル中には 4160A の大電流が、断面 $3 \times 33\text{mm}$ の線材に流れている。

3.2.7 K_L 、 μ 粒子検出器 (KLM)

Belle 測定器の最も外側に位置する K_L, μ 粒子検出器 (KLM) は $600\text{MeV}/c$ 以上の運動量領域で K_L 及び μ 粒子の識別を役割としている。KLM 検出器は、高抵抗平行板チェンバーと厚さ 4.7cm の鉄を 11 層重ねた構造をもっている。

μ 粒子は貫通力が優れているため鉄を突き抜け、多くの RPC の層に明瞭に連なった信号を残す。よって、CDC で測定した飛跡と KLM のヒットを関連づけることにより、 μ 粒子の同定が可能である。一方で K_L は鉄と衝突し反応 (強い相互作用) を起こす。CDC に飛跡を残さず、KLM 内でのみ起こるシャワー信号より K_L の同定が可能である。

3.2.8 トリガーシステム

トリガーとは研究対象である物理事象を効率よく識別し、バックグラウンド事象を除き、収集すべき反応事象を限られたデータ収集システム容量内に収めることを目的としている。 $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ のルミノシティにおける各事象の断面積と Belle 実験で使用しているトリガーによるトリガー頻度を表 3.3 に示す。実際には、この表にあげた物理事象の他に、ビームと真空パイプ中の残存ガスとの衝突点や宇宙線からのバックグラウンドが多くあり、それらを除いてこのようなデータ収集が可能な反応頻度におさえるのがトリガーの

表 3.3: $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ のルミノシティにおける各事象の断面積とトリガー頻度。Bhabha 散乱と光子対生成の事象は反応断面積が大きいので、トリガー頻度を 1/100 に下げている。

物理事象過程	断面積 (nb)	反応頻度 (Hz)
$e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$	1.15	11.5
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$	2.8	28.
$\mu^+\mu^- + \tau^+\tau^-$	1.6	16.
$e^+e^- \rightarrow e^+e^- (\theta_{lab} \geq 17^\circ)$	44.	4.4 ^(a)
$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma (\theta_{lab} \geq 17^\circ)$	2.4	0.24 ^(a)
2γ processes ($\theta_{lab} \geq 17^\circ, p_t \geq 0.1 \text{ GeV}$)	~ 15	~ 35
Total	~ 67	~ 96

役割である。

Belle トリガーシステムの構成を図 3.12 に示す。各検出器にはサブトリガーシステムが

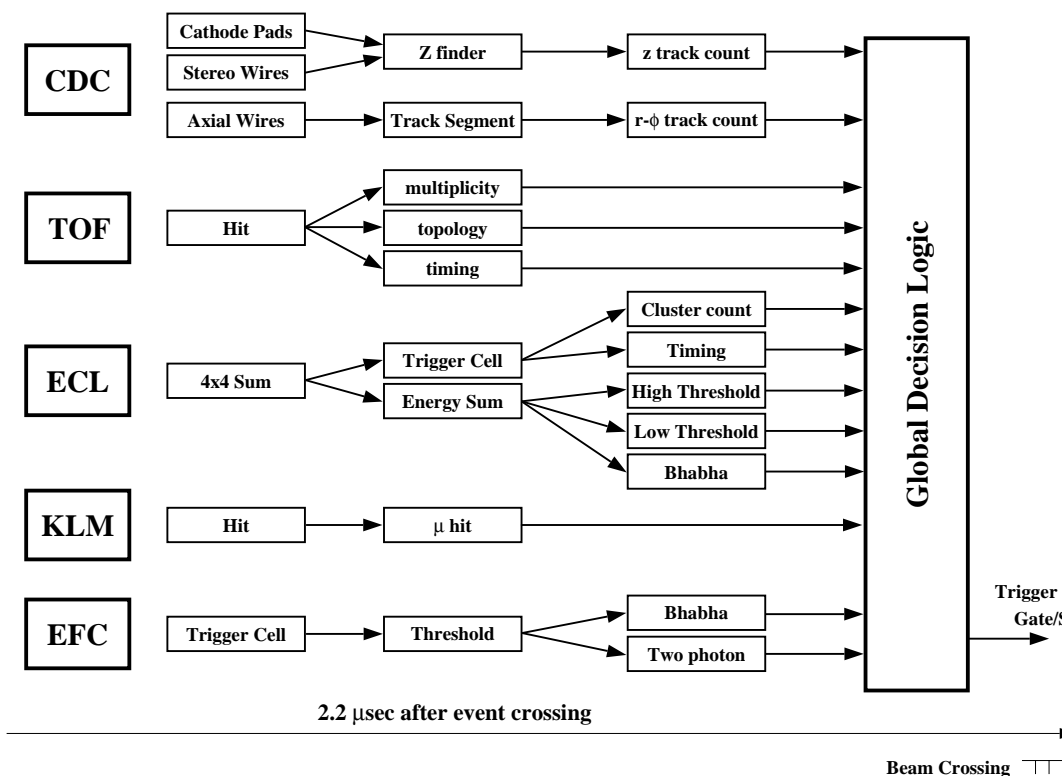


図 3.12: Belle トリガーシステムのブロック図

あり、CDC は飛跡トリガー、ECL はエネルギートリガー、KLM は μ 粒子トリガーの信号を出し、TOF がトリガーのタイミングを発する。これらの情報をまとめ、GDL(Global Decision Logic) がまとめ、収集すべき事象と判断するとトリガーのゲート⁵が出される。

3.2.9 データ収集システム (DAQ)

Belle 実験のデータ収集システムを図 3.13 に示す。各検出器からのデジタル信号はイベントビルダーに送られ、1 事象分のデータにまとめられる。その後、オンラインコンピュータファームで事象再構成が行われる。そこで、バックグラウンド事象を減らしてから、オフラインコンピュータシステムに転送され、データサマリー用テープに蓄積される。

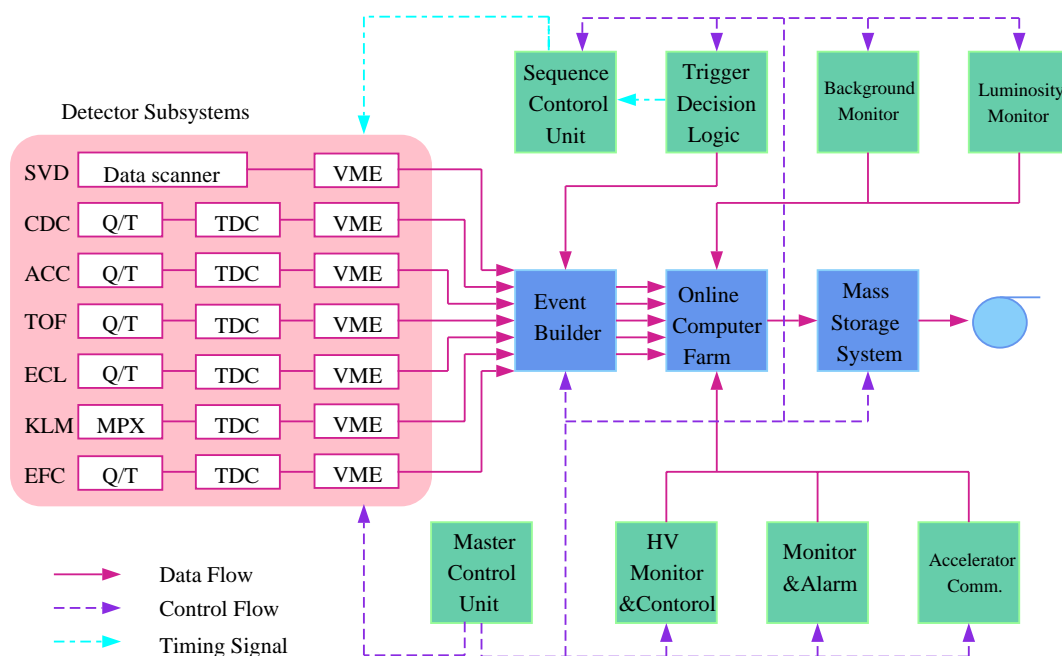


図 3.13: データ収集システムのブロック図

⁵最終的なトリガー。これをうけて、測定器のサブシステムごとに信号の数値化がスタートする。

第4章 事象選別

本章では、 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 事象 (以下 $\tau^+\tau^-$ 対生成事象と呼ぶ) 及び $\tau^- \rightarrow K^-\pi^0\nu_\tau$ 崩壊事象の選別方法について述べる。本章で選ばれた事象は、以下の章で崩壊分岐比の測定や CP violation の測定に用いられる。

4.1 電子・陽電子衝突反応の概要

本解析で用いた実験データは、KEKにある重心系のエネルギー $\sqrt{s} = 10.58\text{GeV}$ の e^+e^- 衝突型加速器 (KEKB 加速器) の衝突点に設置された Belle 測定器を用いて収集されたものである。

収集したデータには本研究の対象である $\tau^+\tau^-$ 対生成事象以外にも、様々な反応事象が含まれている。解析の第1段階は、信号事象をそれ以外の事象 (バックグラウンド) から分離することである。バックグラウンドとなりうる反応を表 4.1 に示し、その特徴を以下にまとめる。

(1) バーバー散乱 ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$)

終状態の e^+e^- は、back-to-back の方向に生成される。検出される全運動量や全エネルギーが散乱前と変わらず、運動量やエネルギーに不足分がない。生成断面積が非常に大きく、 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ などの過程で γ が検出されない場合や終状態の e あるいは γ が、衝突点付近の物質と反応してシャワーを起こした場合には $\tau^+\tau^-$ 対生成事象と間違い易い。そのようなバックグラウンドを除く事が本解析で重要である。

(2) $\mu^+\mu^-$ 対生成 ($e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$)

バーバー散乱に同じく終状態の $\mu^+\mu^-$ は、back-to-back の方向に生成される。検出される全運動量や全エネルギーが散乱前と変わらず運動量やエネルギーに不足分がない。

(3) ハドロン生成 ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$)

クォーク・反クォーク対 $q\bar{q}$ は back-to-back の方向に生成される。ここで q は、 u, d, s および c クォークを意味する。観測されるハドロンはそのクォークの方向にジェット状に生成される。 $\tau^+\tau^-$ 対生成事象に比べ荷電飛跡の本数や光子の個数が多いことが特徴である。

(4) B 中間子対生成 ($e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B^0B^0, B^+B^-$)

$\tau^+\tau^-$ 対生成事象に比べ荷電飛跡の本数や光子の個数が多いことが特徴である。終状態の粒子は、 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ 反応と比べて広い範囲に分布する。

(5) 二光子過程

二光子過程には、二光子レプトン対生成 ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$) および

二光子ハドロン対生成 ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$) 反応がある。ここで、 q には、 u, d, s クォークからの寄与がある。二光子過程は、電子と陽電子が放出した仮想光子同士の散乱である。このとき、もとの電子と陽電子は高い運動量やエネルギーを持ち、ビームパイプに沿って進む。そのため、この過程では検出される運動量やエネルギーを散乱前の状態と比較すると不足分が大きい。一方、 P_t の方向は比較的良くバランスしている。

表 4.1: e^+e^- 衝突で起こる様々な反応の生成断面積および、その反応のシミュレーションに使用したプログラム名。プログラム名がデータとなっているのは、その見積もりをシミュレーションに頼らず、実験データそのものを用いて行った事を意味する。

	反応の名称	e^+e^- 衝突反応	生成断面積	使用したプログラム	参照
信号	$\tau^+\tau^-$ 対生成	$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ ($\tau^- \rightarrow K^-\pi^0\nu_\tau$, $\tau^- \rightarrow \text{others}$)	0.89nb	KORALB TAUOLA	[2] [3]
バックグラウンド	$\tau^+\tau^-$ 対生成	$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ ($\tau^-, \tau^+ \rightarrow \text{generic}$)	0.89nb	KORALB TAUOLA	[2] [3]
	(1) バーバー散乱	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	100.2 nb	BHLUMI	[4]
	(2) $\mu^+\mu^-$ 対生成	$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$	1 nb	KKMC	[5]
	(3) ハドロン生成	$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(q = u, d, s)$	2.09 nb	QQ	[6]
		$e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$	1.30 nb	QQ	[6]
	(4)B 中間子対生成	$e^+e^- \rightarrow B^+B^-$	0.525 nb	QQ	[6]
		$e^+e^- \rightarrow B^0B^0$	0.525 nb	QQ	[6]
	(5) 二光子過程	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$	18.9 nb	AAFHB	[7]
		$e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$	40.9 nb	AAFHB	[7]
		$e^+e^- \rightarrow e^+e^-u^+u^-/d^+d^-$	12.50 nb	AAFHB	[7]
		$e^+e^- \rightarrow e^+e^-s^+s^-$	0.227 nb	AAFHB	[7]
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-c^+c^-$		0.03 nb	AAFHB	[7]	
ビームガスとの反応			データ		
宇宙線			データ		

また、ビームとビームガス (ビームパイプ) との反応や宇宙線もバックグラウンドとなる。これらの反応はビームの軌道に沿って一様に起こるので、信号事象が衝突点付近で起こるといった条件で落とす事が出来る。事象選別では、信号の検出効率を保ちながらバックグラウンドをいかに少なくするかが課題となる。

$\tau^+\tau^-$ 対生成事象においては終状態の ν_τ が検出されないため運動量やエネルギーに不足

分がある。このため運動学的に直接事象を識別することはできない。しかしながら、不足分があることは逆に $\tau^+\tau^-$ 対生成事象の重要な特徴でありその特徴をうまく利用することで、 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 反応以外のバックグラウンドを減らす事が出来る。

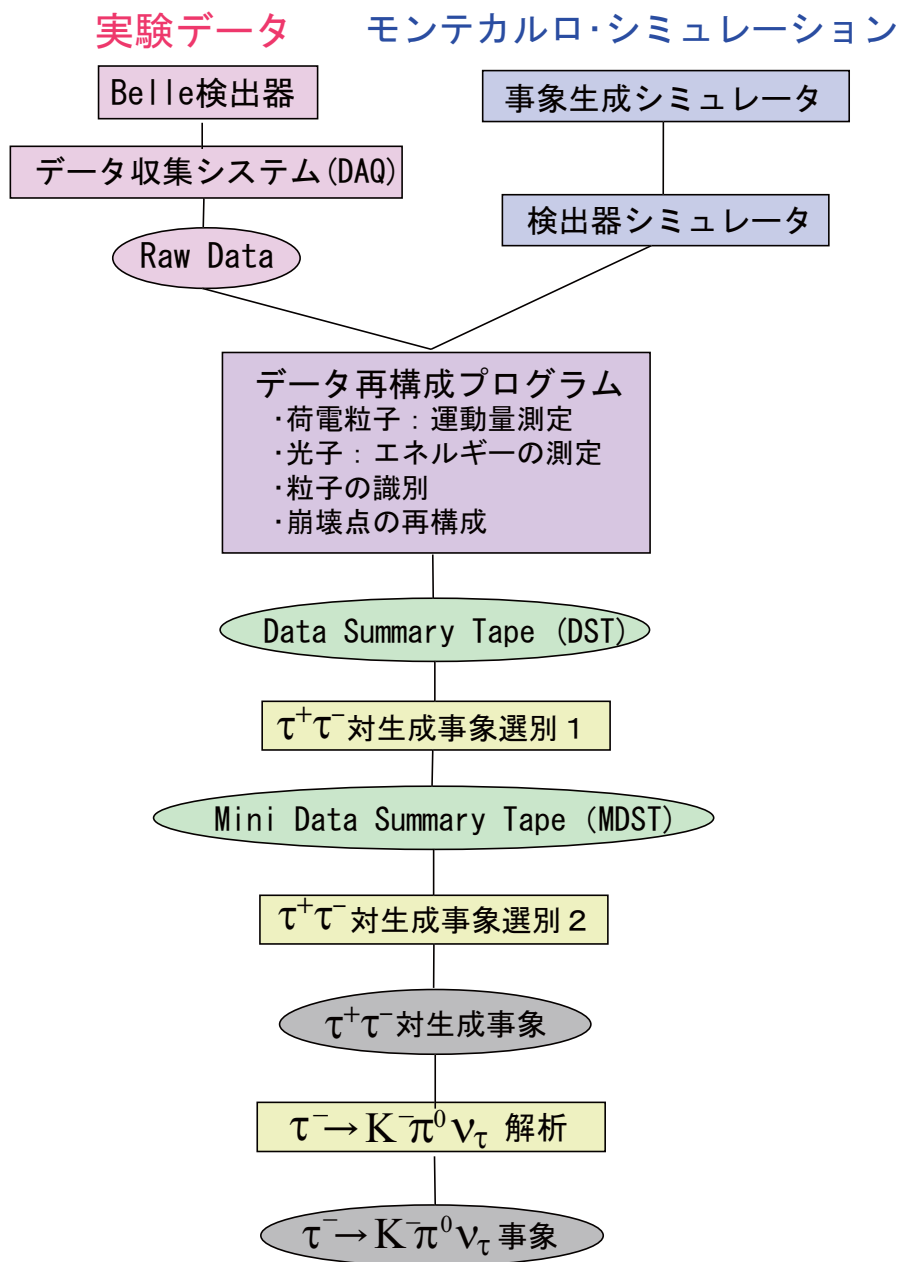


図 4.1: $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 事象選別の流れ

本解析のフローチャートを図 4.1 に示す。このフローチャートに沿って、まず τ 粒子対生成事象の選別条件を説明し、次に、 $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊の選別について説明する。

4.2 解析に用いたデータ及びモンテカルロシミュレーション

本解析で用いたデータは、Belle 測定器で 2000 年 10 月から 2002 年 3 月までに収集したもので、積分ルミノシティにして $72.2/fb$ に相当する。この量は $\tau^+\tau^-$ 生成事象数にして約 6.5×10^7 事象に対応する。具体的なデータの収集時期と積算ルミノシティの値を表 4.2 にまとめる。

表 4.2: 各実験番号の収集時期とルミノシティ

実験番号	収集された時期	ルミノシティ
9	2000 年 10 月 ~ 2000 年 12 月	4.44 /fb
11	2001 年 1 月 ~ 2001 年 4 月	8.132 /fb
13	2001 年 4 月 ~ 2001 年 7 月	10.739 /fb
15	2001 年 10 月 ~ 2001 年 12 月	12.682 /fb
17	2002 年 1 月 ~ 2002 年 3 月	11.181 /fb
19	2002 年 3 月 ~ 2002 年 7 月	25.055 /fb
合計		72.2 /fb

以下に述べる様な事象選別条件の最適化や、実験データに含まれるバックグラウンドの見積もり、事象の検出効率を求めめるために擬似事象生成プログラム (モンテカルロシミュレーション; MC) を用いた。用いたプログラムの名称を表 4.1 に示した。これらのプログラムは、各反応の微分断面積や終状態の角分布や粒子の多重度をモデル化し、現実を忠実に再現するように長年改良されてきたものであり、この分野で標準的に使われているものである。

$\tau^+\tau^-$ 対の発生には、KORALB/TAUOLA プログラム^[3, 2, 8]、バーバー散乱に BHLUMI プログラム、 $\mu^+\mu^-$ 対生成に KKMC プログラム、 $\bar{B}B$ 中間子対 や ハドロン対生成 ($\bar{q}q$) には QQ プログラム、二光子過程には AAFHB プログラムを用いた。BHLUMI と KKMC には、現在までに知られている最も高次の輻射補正の効果が含まれている。

粒子と検出器を構成する物質との相互作用のシミュレーションには、GEANT プログラム^[9] を用いた。ビームと真空パイプ中の残留ガスとの反応から生じるバックグラウンドを忠実にシミュレートするために、ランダムな時間¹に読みだしたデータを用いて、その情報をシミュレーションの事象に含めた。

図 4.1 のフローチャートに示すように、モンテカルロの事象は、データと同じ解析プログラムを通す事で、データ再構成のアルゴリズムや選別条件の影響が自動的にモンテカルロ事象にも反映されるようになっている。

¹この時に実際に e^+e^- 反応が起こっている確率は非常に小さい

4.3 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 事象選別

$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 事象の特徴は、(1) 荷電飛跡の数が 2~5 本と少ないこと (2) 反応の中で出てくるニュートリノ (ν_τ) が検出されないため運動量やエネルギーに不足分 missing(以下、ミッシングと呼ぶ) があること、が挙げられる。

τ 粒子の全崩壊モードの中で、荷電飛跡を 1 本含むモードで崩壊するものは全体の 85%、荷電飛跡が 3 本含まれるような崩壊は 15% である。よって、 $\tau^+\tau^-$ 事象では、

- $\tau^+\tau^-$ の両方が荷電飛跡 1 本のモード崩壊 (荷電飛跡 計 2 本) する割合が 72%
- $\tau^+\tau^-$ のうち一方が荷電飛跡を 1 本、もう一方が 3 本の崩壊モードへ崩壊 (荷電飛跡 計 4 本) する割合が 13%

となる。つまり、荷電飛跡が 2 本から 4 本ある事象を選べば、 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 事象のうちの大部分 (85%) を選ぶことができる。

データ解析では、まず、測定器で間違いなく検出された「荷電粒子」やカロリメータで信号として観測される「光子」の条件をはっきりさせることが重要である。以下の条件を「荷電粒子」、「光子」の条件として要求する。

★ 荷電粒子の条件

- ・ CDC や SVD で測定した荷電飛跡を衝突点へ向けて外挿したとき、ビーム軸と荷電飛跡の外挿との間の $x - y$ 平面上での距離 dr が 1.0cm の範囲にあり ($|dr| < 1.0\text{cm}$)、かつ、衝突点に対する最近接点の z 座標 dz が $\pm 5\text{cm}$ の範囲内にあること ($|dz| < 5.0\text{cm}$)。この条件は、ビームガスや宇宙線からの飛跡を除くと共に、 π や K が CDC の途中で崩壊したときに、その崩壊生成物の飛跡を除くための条件である。
- ・ 横方向の運動量 P_t が 0.10GeV 以上であること。 ($|P_t| \geq 0.1\text{GeV}$)
 P_t が 0.10GeV 以下であると、螺旋が CDC の真ん中付近で旋回し、CDC で正しく飛跡を測定できなくなる。

★ 光子の条件

- ・ 光子のエネルギーが 0.08GeV 以上であること。
これは、ビームバックグラウンド等のノイズと真の光子とを分別するための条件である。
- ・ $CsI(Tl)$ カロリメータで観測されたクラスターの位置と、CDC で検出された飛跡をカロリメータの前面への外挿した点との距離が 25cm 以上離れていること。
これは、荷電粒子がカロリメータの物質を通過することによって作られるクラスターを光子のクラスターの候補から除くための条件である。

4.3.1 $\tau^+\tau^-$ 対生成 事象選別 1

$\tau^+\tau^-$ 対事象を選ぶ第一段階として比較的緩い条件で $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ らしい事象を選別する。この選別は、Belle 測定器で収集した多量のデータから、後に行うより詳しい後に解析に使う為のデータをあらかじめ選別することが目的である。要求した条件は以下の通りである。

- (1) 荷電飛跡の本数が 2 ~ 8 であること。 ($2 \leq N_{track} \leq 8$)
- (2) 運動量の絶対値の和 ($\sum |P|$) が 9.0 GeV 以下で、カロリメーターで観測された重心系におけるクラスターのエネルギーの和 ($\sum |E|$) が 9.0 GeV 以下であること。 ($\sum |P| \leq 9.0 \text{ GeV}/c$, $\sum |E| \leq 9.0 \text{ GeV}$)
これは、明白なバーバー散乱やミュオン対生成事象を除くための条件である。
- (3) 少なくとも 1 本の荷電飛跡の横方向の運動量 P_t が 0.5 GeV 以上であること。 ($P_t \geq 0.5 \text{ GeV}$)
これは、トリガーが確実にかかっていることを保証するための条件である。

4.3.2 $\tau^+\tau^-$ 対生成 事象選別 2

以上のような条件を課しても、まだ、多くのバーバー散乱 ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ 、 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$)²、ハドロン対生成 ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$)、二光子過程 ($e^+e^- \rightarrow (e^+)(e^-)\mu^+\mu^-$ 等) がバックグラウンドとして残っているのでこれらを除く必要がある。その為に、前節で課した条件に加え、さらに以下のような条件を要求して $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 事象を選んだ。

まず、事象選別 1 で選られた事象を図 4.2 のように、 e^+e^- の重心系で 2 つの半球に分ける。具体的には、荷電飛跡の中で他の荷電飛跡と 90° 以上離れており、かつ、最も運動量の高いものの方向を「事象軸」と定義し、事象軸に垂直な面で、荷電粒子や光子を 2 つの半球に分離した。

$\tau^+\tau^-$ 対生成事象の選別条件としては、荷電飛跡の本数が 2 ~ 4 本で ($2 \leq N_{track} \leq 4$) 各事象の全電荷が保存されていること。それらの荷電飛跡から再構成された事象生成点の距離が、 $x-y$ 平面でのビーム軸から 2.5 cm 以内 ($|V_Z| < 2.5 \text{ cm}$) かつ、 $x-y$ 平面での z の位置が 0.5 cm 以内であること。事象軸の偏向が e^+e^- の重心系で 35 度 ~ 145 度であること。を要求した。事象生成点に制限を加えることでビーム・ガス反応や宇宙線からのバックグラウンドをほとんど除くことができる。

さらに、残りのバックグラウンドを除去するために以下の条件を課す。まず、ミッシング質量 (Missing Mass これを以下 MM と書くこととする。) を

$$MM^2 = (p_{\text{initial}}^{\text{beam}} - \sum p_{\text{final}}^{\text{tracks}} - \sum p_{\text{final}}^{\gamma})^2 \quad (4.1)$$

から求める。

ここで、 $p_{\text{initial}}^{\text{beam}}$ は始状態の e^+e^- ビームの全 4 元運動量、 $p_{\text{final}}^{\text{tracks}}$ は終状態で観測された荷電飛跡の 4 元運動量、 $p_{\text{final}}^{\gamma}$ は同じく光子の 4 元運動量である (図 4.3 を参照)。

² これらの事象において 1 つあるいは 2 つの光子が検出できなかった場合がバックグラウンドとなる。

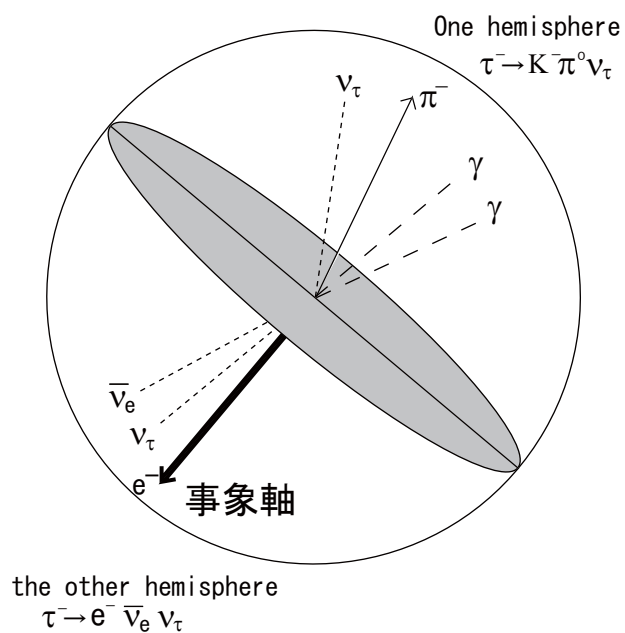


図 4.2: 事象の半球図

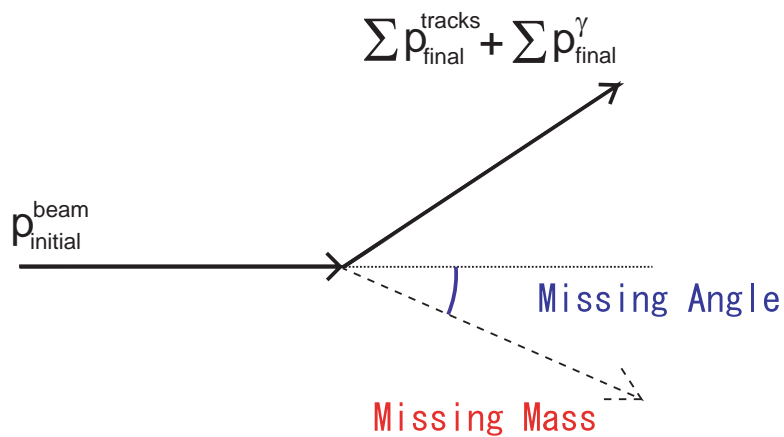


図 4.3: ミッシング質量

また、運動量の保存から決まるミッシングの重心系における方向をミッシング角 ($\theta_{\text{missing}}^*$) と呼ぶ。MM と $\theta_{\text{missing}}^*$ の 2 次元プロットを図 4.4 に示す。図 4.4-(1) は、データ、図 4.4-(2)-(4) はモンテカルロシミュレーションによる分布で、順に、 $\tau^+\tau^-$ 対生成、バーバー散乱、二光子生成反応の分布を示す。図 4.4-(3) より、バーバー散乱事象やミュー粒子対生成

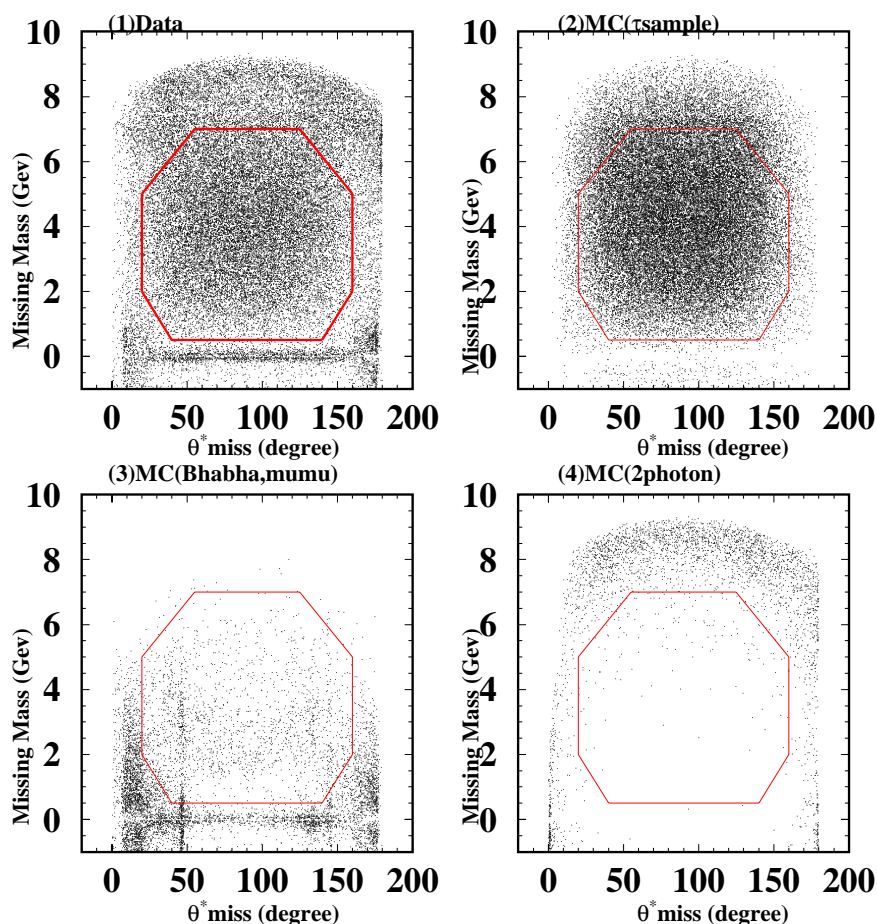


図 4.4: ミッシング質量とミッシング角の 2 次元プロット。(1) はデータを、(2)(3)(4) はモンテカルロシミュレーションによる分布で、順に $\tau^+\tau^-$ 対生成、バーバー散乱、二光子生成反応それぞれからのバックグラウンドを示す。ここで、赤の多角形の枠内に入ったものを $\tau^+\tau^-$ 対生成事象と見なしている。

事象は、MM がゼロの辺りに集中し、また、図 4.4-(4) より、二光子生成反応は MM の比較的高い領域に集中して分布することがわかる。これらのモンテカルロによる分布とデータの分布を比較することで、 $\tau^+\tau^-$ 対生成事象の条件として図中の八角形の中にあることを要求した。

ちなみに、図 4.4-(3) で $\theta_{\text{missing}}^*$ が 45 度付近と 145 度付近に見えるバンドは、光子を伴う

バーバー散乱 ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$) において、電子または光子がカロリメーターのバレル部分とエンドキャップ部分の境界に向かっていているような事象である。その付近は、カロリメーターの境界部分でありエネルギーを正しく測定できないために $\tau^+\tau^-$ 対生成事象の候補として残っている。このような事象を落とすために、荷電飛跡や光子がカロリメーターのバレル部分とエンドキャップ部分の境界に向いていないことを要求した。

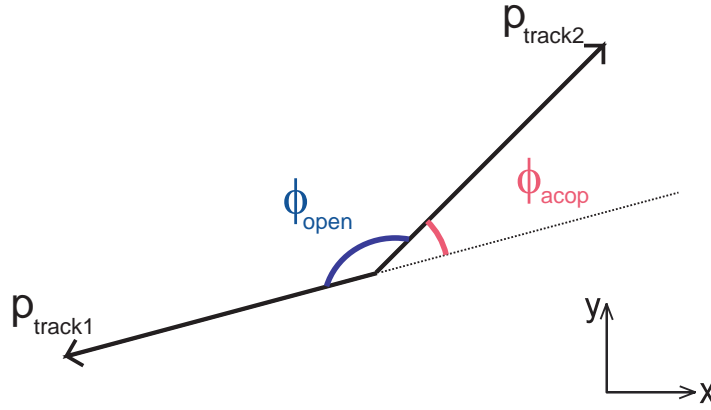


図 4.5: アコプナリティ角 ϕ_{acop} は、 $\phi_{\text{acop}} = |180^\circ - \phi_{\text{open}}|$ と定義される。ここで ϕ_{open} は、 $r - \varphi$ 平面での 2 つのトラックの開き角である。

バーバー散乱は生成断面積が非常に大きいので、それをさらに落とすための工夫が必要である。そのためにアコプナリティ角 ϕ_{acop} を導入する。アコプナリティ角とは最も運動量の大きい荷電飛跡と 2 番目に高い運動量を持つ荷電飛跡とが x - y 平面においてなす角 ϕ_{open} の補角であり、 $\phi = 180^\circ - \phi_{\text{open}}$ と表せる (図 4.5)。

この段階で残っている、バーバー散乱事象 ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$) は、生成された電子あるいは陽電子が、ビーム付近の物質と相互作用して運動量が正しく測れないような事象である。このような場合にも、電子 (陽電子) の方向はよく保存しているのでアコプナリティ角 $\phi_{\text{acop}} \leq 1^\circ$ を要求する事でそのようなバーバー散乱を除去できる。 $\mu^+\mu^-(\gamma)$ 対生成もこの条件で除去できる。

次に、ハドロン生成反応 ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$) を除去をする。ハドロン事象は荷電粒子や光子の数が多いという特徴がある。そこで、一つの半球内にある粒子の数を荷電飛跡の数と光子の数の和とし、 $n_{\text{part}} = n_{\text{track}} + n_\gamma$ で表す。また、それぞれの半球中について粒子の数を $(n_{\text{part}})_{\text{one}}$, $(n_{\text{part}})_{\text{other}}$ で表し、その積を $X_{\text{part}} \equiv (n_{\text{part}})_{\text{one}} \times (n_{\text{part}})_{\text{other}}$ と定義して、これが 25 以下であることを要求した。

Belle 実験ではビーム衝突反応と他の反応を区別するため、物理事象を検出するための様々なトリガーが用いられている。本解析では、選別した事象は以下のいずれかのトリガーを満たしていることを要求した。

- (1) フル荷電飛跡 (CDC を外筒まで通過している荷電飛跡) が 2 本以上あり、その荷電飛跡がなす角度 θ が 135° 以下で、かつ TOF の 2ヶ所以上で検出されていること。

さらに、トリガーレベルでバーバー散乱であると認識されていないこと。

- (2) 電磁カロリメーターで測定されたエネルギーが 1GeV 以上であり、かつトリガーレベルでバーバー散乱や宇宙線であると認識されていないこと。
- (3) 電磁カロリメーターで測定されたエネルギーが 0.5GeV 以上であり、ショート荷電飛跡 (CDC の外筒まで到達していない飛跡) が 2 本以上、フル荷電飛跡が 1 本以上、その荷電飛跡がなす角度 θ が 135° であること。さらに、トリガーレベルでバーバー散乱であると認識されていないこと。

1 つの事象は、普通いくつかのトリガー条件を満たしており、この重複を利用して、トラックトリガーやエネルギートリガーのトリガー効率を求めることができる。

以上の条件を全て要求することにより選ばれた $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ の数は、 22.71×10^6 事象である。この事象に含まれるバックグラウンド事象の割合等の定量的な議論は、5 章、6 章で行う。

選別された典型的な事象例を図 4.6 と図 4.7 に示す。これは、 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 事象の中で最も事象数の多い 2-prong 過程 (それぞれの τ 粒子が 1 本の荷電粒子を含む崩壊をしたとき、つまり、事象全体で荷電粒子が 2 本となるような事象) の例である。一方の τ は、 $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ に崩壊し、他方は、 $\tau^+ \rightarrow e^+ \nu_e \nu_\tau$ に崩壊している。

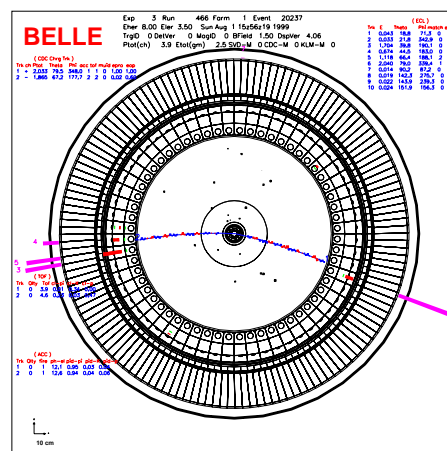
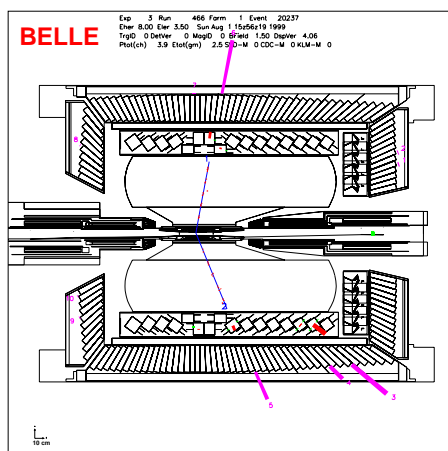


図 4.6: $\tau^+\tau^-$ 対生成事象の例 (x-z 平面)。この事象では τ^- が $\tau^- \rightarrow \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊をし、 τ^+ が $\tau^+ \rightarrow e^+ \nu_e \nu_\tau$ 崩壊をしている。 図 4.7: $\tau^+\tau^-$ 対生成事象の例 (x-y 平面)。図 4.6 と同じ事象を x-y 平面で見た図。ビームは円の中心に紙面垂直に通っている。

4.4 $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 事象選別

この節では、前節で選別した $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 事象の中から $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 事象を選別する。[この手順は、事象選別の流れ図 4.1 においては、「 $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 解析」に対応する。]

4.4.1 π^0 の再構成

π^0 粒子はほぼ 100% の確率で光子 2 つに崩壊するので、2 つの光子を組み合わせることから π^0 を再構成を行う。

π^0 を再構成するために用いる光子について以下の条件を課した。これらは検出器の中で、アクセプタンスがよく分かっている領域で信号として正しく測定されていることを保証する為の条件である。

- (1) エネルギーが 0.08GeV 以上 ($E_\gamma \geq 0.08\text{GeV}$) であること。
- (2) $24^\circ \leq \theta_\gamma \leq 138^\circ$ であること。これは、SVD の 23° 以下または 139° 以上の部分に比較的多くの物質が存在するため正しい測定が行われないからである。
- (3) カロリーメーターで観測されたクラスターが光子によるものらしいこと。そのために $E9/E25 \geq 0.75$ を要求する。ここで E9 はクラスターのピーク辺りのクリスタル 9 本の、E25 は 25 本のクリスタルで観測されたエネルギーの和である。E9/E25 はこの 2 つの数の比であり、この数からシャワーの広がりがわかる。一般にハドロンが作るシャワーは広がりが大きい事が知られている。
- (4) クラスターの位置が CDC で観測されたトラックの外挿から 25 cm 以上離れていること。
- (5) カロリーメーターのパレルとエンドキャップの境界付近で観測された光子でないこと。境界付近の光子はエネルギーが正しく測定されないのを除いた。

π^0 の候補は、 $\gamma\gamma$ の不変質量とその分解能を用いて規格化された不変質量 $S_{\gamma\gamma} \equiv (m_{\gamma\gamma} - m_{\pi^0})/\sigma_{\gamma\gamma}$ から選ぶ。ここで $\sigma_{\gamma\gamma}$ は $\gamma\gamma$ 系の質量分解能である。 $\sigma_{\gamma\gamma}$ の値は、 π^0 の運動量と偏角 θ に依存し 0.005 GeV から 0.008 GeV の値をもつ。 π^0 の運動量が高くなるほど $\sigma_{\gamma\gamma}$ は大きくなっていく。

図 4.8 に $S_{\gamma\gamma}$ の分布を示す。この $S_{\gamma\gamma}$ 分布において $-6 < S_{\gamma\gamma} < 5$ を π^0 のシグナル領域、 $7 < |S_{\gamma\gamma}| < 9$ をサイドバンド領域と定義する。 π^0 バックグラウンドの量は、平均で 9.4%、 $M_{\pi\pi^0}^2$ 領域に依って 4% から 35% と変動している。

さらに、 π^0 の検出効率が低下する低い運動量領域を除くために $P_{\pi^0}^*/E_{beam}^* > 0.05$ を要求した。 $E_{beam}^* = 5\text{GeV}$ なので、 e^+e^- 重心系で π^0 の運動量 $P_{\pi^0}^*$ が 250MeV 以上となるような条件である (図 ??)。

4.4.2 $\tau \rightarrow K^-\pi^0\nu_\tau$ 崩壊の選別

$\tau^- \rightarrow K^-\pi^0\nu_\tau$ 崩壊の条件として、半球中に荷電飛跡が 1 本、 π^0 候補が 1 つあるものを選ぶ。また、 $\tau^- \rightarrow K^-\pi^0\pi^0\nu_\tau$ などの 2 個以上の π^0 をもつ崩壊モードからの寄与を除くために、 π^0 から崩壊した 2 つの光子以外に 200MeV 以上のクラスターが半球中にあった場合には、それを $\tau^- \rightarrow K^-\pi^0\nu_\tau$ の候補から除いた。さらに、 K と π^0 が *back-to-back* に出ていることを要求し、それ以外を $\tau^- \rightarrow K^-\pi^0\nu_\tau$ の候補から除いた。(図 ??)

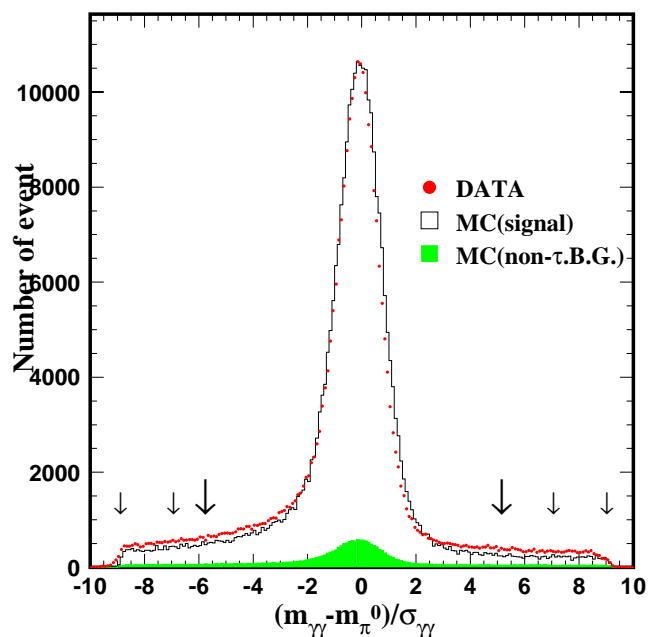


図 4.8: π^0 の質量と不変質量分解能を用いて規格化された $\gamma\gamma$ の不変質量 ($S_{\gamma\gamma}$) スペクトラムのサンプル。データをプロットで τ MC イベントをヒストグラムで示した。プロットしたデータは、この解析で使われた全データの 6.1% に相当する。 $-6 < S_{\gamma\gamma} < 5$ の矢印はシグナル領域を表し、 $9 < |S_{\gamma\gamma}| < 7$ はサイドバンド領域を表す。サイドバンド領域は、 π^0 バックグラウンドを差し引くために使った。

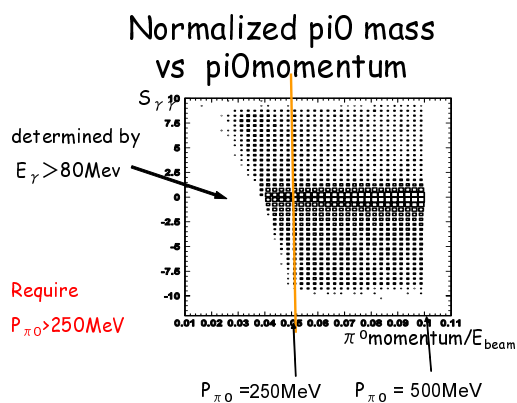


図 4.9: $S_{\gamma\gamma}$ と π^0 の運動量 P_{π^0}/E_{beam}^* の 2 次元プロット

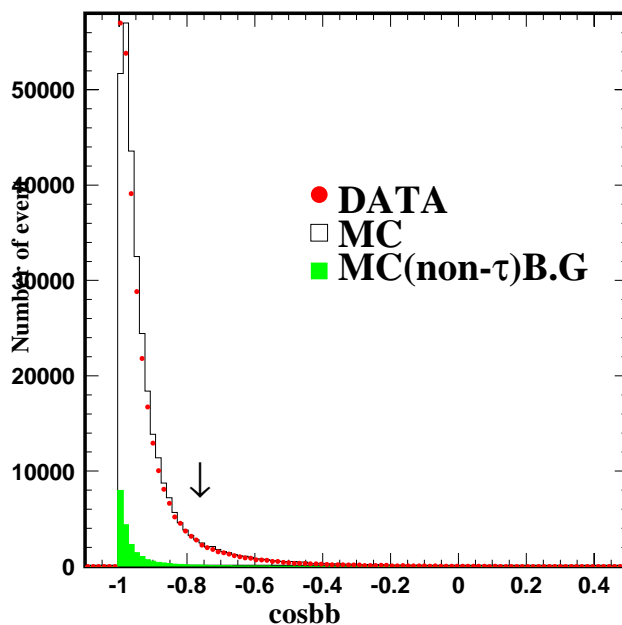


図 4.10: データをプロットで τ MC イベントをヒストグラムで示した。プロットしたデータは、この解析で使われた全データの 6.1% に相当する。 K と π^0 が *back-to-back* に出ていることを要求するために、 $\cos bb < -0.8$ の矢印でカットを入れた。

そして、 K と間違っ選別される π を除くために、荷電粒子 ID を用いて K^\pm と π^\pm の識別を行う。ここでは、 K と ID される確率を 0.8 以上とする。最終的には 0.9 以上であるものを選び解析に用いる。(図 ??)。

以上の選別で 3.69×10^5 個の $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊の候補が観測された。

以上で選別した $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 事象を用いて、次の 5 章で崩壊分岐比の測定および、候補事象中に残るバックグラウンドの見積もりやアクセプタンスについて議論する。さらに第 6 章で、 CP 対称性の破れの測定について記す。

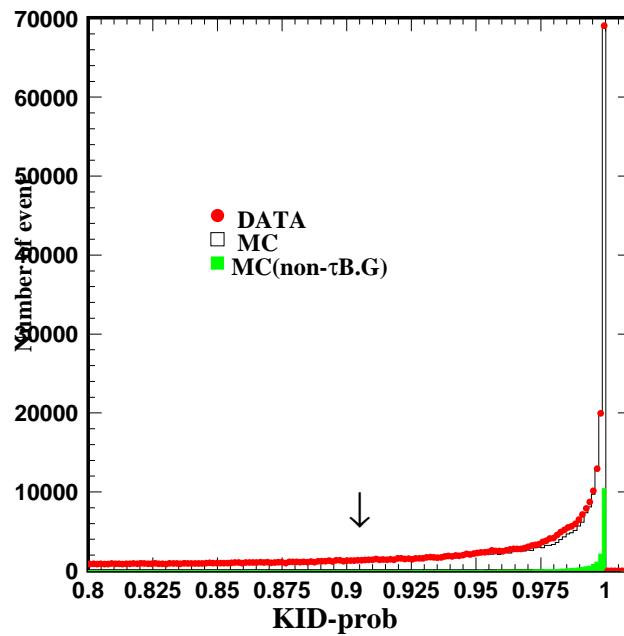


図 4.11: データをプロットで τ MC イベントをヒストグラムで示した。プロットしたデータは、この解析で使われた全データの 6.1% に相当する。 K と間違っ選別される π によるバックグラウンドを除くため、 $kid_{prob} > 0.9$ の矢印でカットを入れた。

第5章 崩壊分岐比 $B_{K\pi^0}$ の測定

本章では、4章で選択したサンプルを用いて、 $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊の崩壊分岐比 ($B_{K\pi^0}$) を求める。

5.1 $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊の質量分布 $M_{K\pi^0}$

図 4.8 が $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊の候補に対する π^0 の $S_{\gamma\gamma}$ 分布である。図から分かるように、きれいな $S_{\gamma\gamma}$ 分布が見えているが少量 π^0 以外のバックグラウンドが存在する。精密測定のためには、この π^0 以外のバックグラウンドを除去し、真の $K^- \pi^0 \nu_\tau$ 事象の数を得る必要がある。そのためにまず、図 4.8 にあるように、シグナル領域とサイドバンド領域を以下のように定義する。

$$\begin{aligned} \text{シグナル領域} & \quad -6 < S_{\gamma\gamma} < 5 \\ \text{サイドバンド領域} & \quad 9 < |S_{\gamma\gamma}| < 7 \end{aligned}$$

π^0 以外のバックグラウンドは、二つの光子の組合わせを誤ったり、 π^0 崩壊の光子以外から作られたカロリメータのクラスターを間違っ用いた事によるの寄与と考えられる。このようなバックグラウンドを差し引く為にシグナル領域のイベント数からサイドバンド領域のイベント数を差し引き、 π^0 からくるシグナルの数を見積もった。

$$N_{\text{signal}} = N_{\text{signal-region}}^{\text{total}} - N_{\text{side-band}} \times \frac{11}{4}$$

ここで、 $N_{\text{signal-region}}^{\text{total}}$ はシグナル領域の事象数を、 $N_{\text{side-band}}$ はサイドバンド領域の事象数を、 N_{signal} はシグナル領域に入った事象の中での本物の事象数を示している。また、 $\frac{11}{4}$ は、シグナル領域とサイドバンド領域の領域比である。

同様のサイドバンドの差し引きはモンテカルロのシグナル事象やバックグラウンド事象にも適用した。これによって差し引きによって本物の信号を引きすぎる効果も自動的に補正されている。

選別した $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊の不変質量分布を 5.2 に示す。この図は観測された K と π^0 の 4-ベクトルを用いて計算された不変質量分布である。実験データはプロットで、MC をヒストグラムで示した。実験データをプロットで、MC の $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊を白ぬきヒストグラムで、MC のバックグラウンドを黒色ヒストグラムで、MC のバックグラウンドのうち $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊のものを薄い色つきヒストグラムで示した。

図 reffig:mkpi には、 $K^*(892)$ 共鳴状態のピークを見ることが出来る。このことは、 $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊において、 $\tau^- \rightarrow K^* \nu_\tau$ 崩壊が支配的であることをしめしている。

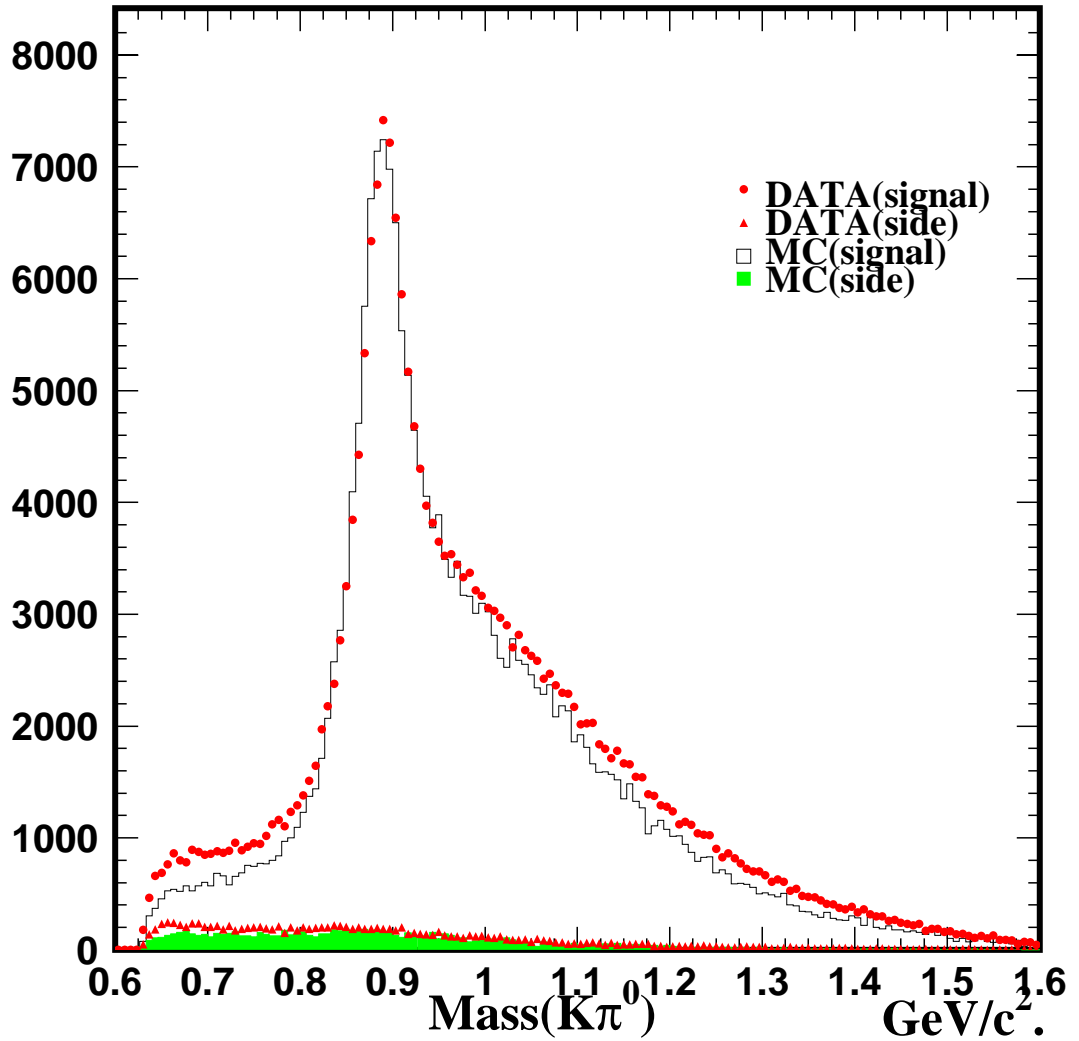


図 5.1: $K\pi^0$ の不変質量分布。 π^0 の $S_{\gamma\gamma}$ 分布のサイドバンド領域 $-6 < S_{\gamma\gamma} < 5$ とシグナル領域 $9 < |S_{\gamma\gamma}| < 7$ のに分けて表示した。実験データのシグナル領域は黒丸、サイドバンド領域は三角印、MC のシグナル領域は白抜きヒストグラム、MC のサイドバンド領域は色つきヒストグラムで示した。

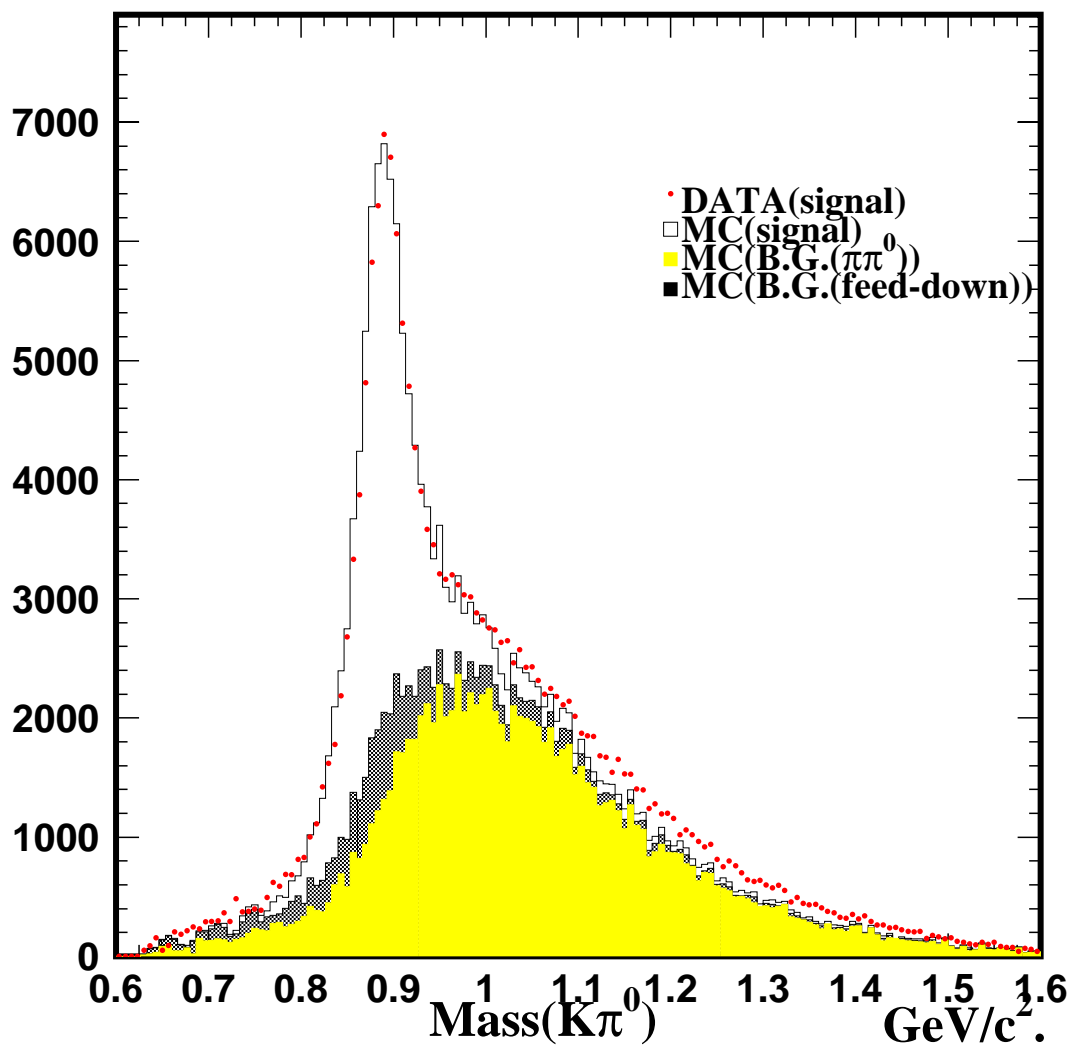


図 5.2: $K\pi^0$ の不変質量分布。シグナル領域の事象数からサイドバンド領域の事象数を差し引きしたもの。実験データを黒丸、MC の $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊を白めきヒストグラム、MC のバックグラウンドを黒色ヒストグラム、MC のバックグラウンドのうち $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊のものを薄い色つきヒストグラムで示した。 $K^*(892)$ のところできれいなピークが見られる。

5.2 崩壊分岐比測定的一般論

一般に τ^- 粒子の $\tau^- \rightarrow X\nu_\tau$ モードへの崩壊分岐比 B_X は、求めたい崩壊モード ($\tau^- \rightarrow X\nu_\tau$) の事象数 N_X ともとの τ 粒子の数 N_τ との比 ($=\frac{N_X}{N_\tau}$) に、検出効率とバックグラウンドの補正を加える事で求める事が出来る。ここで問題となるのは、1% のレベルの精度で分岐比を求めたいときに、これらの数及び補正係数の精度をいかに保証するかということである。

B_X を求めるために歴史的に用いられてきた方法は、分母に現れる τ 粒子の数 N_τ を決める方法の違いから、以下の 3 つに分類される。

- (i) $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$ の生成断面積 $\sigma_{\tau\tau}$ とビームルミノシティ (\mathcal{L}) から、 N_τ を求める方法。

$$N_\tau = 2 \cdot \sigma_{\tau\tau} \cdot \mathcal{L}$$

この方法では、 $\sigma_{\tau\tau}$ の計算精度と \mathcal{L} の測定精度が結果に直接効いてくる。

- (ii) 精度良く測定された既知の崩壊モード (例えば、 $\tau^- \rightarrow e^-\nu_e\nu_\tau$ の崩壊分岐比 B_e) と、その観測数 N_e を用いる方法。

$$N_\tau = \frac{N_e}{\eta_e} \cdot \frac{1}{B_e}$$

この方法では、既知の崩壊モードの選別効率 η_e の精度が問題となる。

- (iii) ゆるい条件で選別された $\tau^+\tau^-$ 対の数 $N_{\tau\tau}$ を用いる方法 ($N_\tau = 2N_{\tau\tau}$)。この方法は初め PETRA の CELLO 実験の解析に用いられ、その後、LEP 実験の解析で広く使われた方法である。この方法は、後で述べるように他の方法に比べて検出効率の系統誤差を少なく出来る利点を持つ。

本解析では、(iii) の方法を用いて $B_{K\pi^0}$ を求めた。以下、その詳細について報告する。

5.3 $B_{K\pi^0}$ の測定方法

$\tau^- \rightarrow K^-\pi^0\nu_\tau$ の崩壊分岐比 $B_{K\pi^0}$ は、 $\tau^- \rightarrow K^-\pi^0\nu_\tau$ の事象の数 $N_{K\pi^0}$ を $\tau^+\tau^-$ 対事象の数 $N_{\tau\tau}$ で割り、バックグラウンドや検出効率の補正を行う事によって次式により求める。

$$B_{K\pi^0} = \frac{N_{K\pi^0}}{2N_{\tau\tau}} \cdot \frac{(1 - b^{\text{feed-down}} - b^{\text{non-}\tau})}{(1 - b_{\tau\tau})} \cdot \left(\frac{\epsilon_{\tau\tau}}{\epsilon_{K\pi^0}^\tau} \right) \cdot \frac{1}{\epsilon_{K\pi^0}^{ID}} \quad (5.1)$$

ここで、 $b_{\tau\tau}$ は $\tau^+\tau^-$ 対生成事象中に含まれるバックグラウンドの割合、 $\epsilon_{\tau\tau}$ は $\tau^+\tau^-$ 対の検出効率を表す。また、 $\epsilon_{K\pi^0}^\tau$ は発生させた事象中、 $\tau^+\tau^-$ 対生成事象の選別後に $\tau^- \rightarrow K^-\pi^0\nu_\tau$ が検出される割合 ($\epsilon_{K\pi^0}^\tau = N_\tau^{K\pi^0}/N_{gen}^{K\pi^0}$)、 $\epsilon_{K\pi^0}^{ID}$ は $\tau^+\tau^-$ 対生成事象選別後の $\tau^- \rightarrow K^-\pi^0\nu_\tau$ 候補事象中から $\tau^- \rightarrow K^-\pi^0\nu_\tau$ 崩壊を検出する効率 ($\epsilon_{K\pi^0}^{ID} = N_{K\pi^0}^{ID}/N_\tau^{K\pi^0}$) を表す。これら二つの値の積 $\epsilon_{K\pi^0}^\tau \cdot \epsilon_{K\pi^0}^{ID}$ ($= N_{K\pi^0}^{ID}/N_{gen}^{K\pi^0}$) は、終状態 $K^-\pi^0\nu_\tau$ の全検出効率に対応する。一方、 $b^{\text{feed-down}}$ は $K^-\pi^0\nu_\tau$ シグナル事象中に含まれる他の τ 崩壊過程からくるバックグラウンド (以下、フィードダウン・バックグラウンドと呼ぶ。) の割合、

$b^{\text{non-}\tau}$ は $K^-\pi^0\nu$ シグナル事象中に含まれる $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 崩壊過程以外からのバックグラウンド (以下、 $\text{non-}\tau$ バックグラウンドと呼ぶ。) の割合である。

$N_{\tau\tau}$ と $N_{K\pi^0}$ の実験番号毎の値を表 5.1 に示す。

表 5.1: $\tau^- \rightarrow K^-\pi^0\nu_\tau$ 崩壊のシグナル領域に含まれるの数と π^0 バックグラウンドを差し引いた後の $\tau^- \rightarrow K^-\pi^0\nu_\tau$ の数を実験番号毎に示す。 $b^{\text{non-}\pi^0}$ は実験番号を通して安定している事が分かる。

実験番号	9	11	13	15	17	19	計
$N_{\tau\tau}$	1,389,375	2,599,152	3,390,457	4,092,103	3,488,611	7,412,806	22,372,504
N^{total}	22,050	41,246	57,696	56,007	47,969	103,224	328,192
$N^{\text{signal-region}} = (N_{K\pi^0})$	18,802	35,045	48,830	46,982	40,038	86,752	276,449
$b^{\text{non-}\pi^0}$	14.7(%)	15.0(%)	15.4(%)	16.1(%)	16.5(%)	16.0(%)	15.8(%)

以下 2 小節で、(5.1) 式に出てきたバックグラウンドや検出効率の評価方法やその値について述べる。

5.3.1 $\tau^+\tau^-$ 対生成事象のバックグラウンドと検出効率の評価

$\tau^+\tau^-$ 対生成事象のバックグラウンド

$b_{\tau\tau}$ は、 $\tau^+\tau^-$ 対生成事象中に含まれる、 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 崩壊過程以外からのバックグラウンドの割合を意味する。一般に、多くの過程が $\tau^+\tau^-$ 事象のバックグラウンドとなりうる。その詳細を表 5.2 に示す。バックグラウンドとして大きいのは $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} (q = u, d, s)$ と $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ からの寄与であり、それぞれ 8.75%、1.08%、合計で 9.83% を占める。以下これら過程を合わせて continuum ハドロン生成過程と呼ぶ。continuum の意味は共鳴経由の $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ 過程と区別するためである。全バックグラウンドの割合は、バックグラウンドとなる各崩壊の割合を足し合わせ (7.38 ± 0.01)% である。0.01% はモンテカルロの統計誤差である。

$\tau^+\tau^-$ 対生成事象の検出効率

$\epsilon_{\tau\tau}$ は $\tau^+\tau^-$ 対の検出効率で、モンテカルロを用いる事で次式により求める事が出来る。

$$\epsilon_{\tau\tau} = \frac{N_{\tau\tau}}{N_{\text{gen}}^{\tau\tau}} \quad (5.2)$$

ここで、 $N_{\text{gen}}^{\tau\tau}$ は事象生成プログラム (TAUOLA [3]) によって発生させた $\tau^+\tau^-$ 粒子対生成事象数であり、 $N_{\tau\tau}$ は選別条件を課した結果、残る $\tau^+\tau^-$ 粒子対事象数である。実験番号 9 による値は、 $N_{\text{gen}}^{\tau\tau} = 9,659,900$ 事象、 $N_{\tau\tau} = 2,976,220$ 事象より、 $\tau^+\tau^-$ 対の検出効率 (30.81 ± 0.05)% が得られた。

表 5.2: $\tau^+\tau^-$ 対生成事象選別でのバックグラウンドの評価

バックグラウンド 崩壊項目	バックグラウンド の割合 (%)
$ee \rightarrow ee\mu\mu$	0.42
$ee \rightarrow eeee$	0.25
$ee \rightarrow eeuu/dd$	0.13
$ee \rightarrow eess$	0.012
$ee \rightarrow eecc$	0.002
$ee \rightarrow bhabha$	0.57
$ee \rightarrow \mu\mu\gamma$	0.35
$ee \rightarrow q\bar{q}(q = u, d, s)$	4.25
$ee \rightarrow c\bar{c}$	1.21
$ee \rightarrow B^+B^-$	0.076
$ee \rightarrow B^0B^0$	0.11
バックグラウンド合計	7.38 ± 0.03

5.3.2 $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊のバックグラウンドと検出効率の評価

$\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊のバックグラウンド

- ◇ π^0 に含まれるバックグラウンドの量 ($b^{non-\pi^0}$) は、例えば実験番号 9 の場合、 $N_{\text{signal-region}}^{\text{total}} = 22,050$ 、 $N_{\text{signal}} = 18,802$ なので、 $b^{non-\pi^0} = 14.7\%$ となる。この割合も全ての実験番号を通して安定していた (表 5.1)。同様のサイドバンドの差し引きはモンテカルロのシグナル事象やバックグラウンド事象にも適用した。これによって差し引きによって本物の信号を引きすぎる効果も自動的に補正されている。
- ◇ $b^{\text{feed-down}}$ は、 $K^- \pi^0 \nu_\tau$ シグナル事象中に含まれる他の τ 崩壊過程であるバックグラウンドの割合である。このとき、 K^\pm と π^\pm 粒子の識別による補正を行いデータの値に正規化している。
補正係数として、 K が含まれる崩壊には、
 $K-ID$ 効率 = 1.004 ± 0.0093 π が含まれる崩壊には、
 π fake - ratio = 2.245 ± 0.207 を用いる。モンテカルロにより見積もった結果を表 5.3 に示す。主に $\tau \rightarrow \pi \pi^0$ からのバックグウンド (64.278%) であることが分かる。次に多いのは $\tau \rightarrow \pi n \pi^0$ からのバックグウンド (4.816%) である。ここで n は $n \geq 2$ で、実際には $n = 2$ 、 $n = 3$ からの寄与が大きい。全て足し合わせて、 $b^{\text{feed-down}} = (66.21 \pm 0.23)\%$ と求まった。
- ◇ $b^{\text{non-}\tau}$ は、 $K^- \pi^0 \nu_\tau$ シグナル事象中に含まれる $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 崩壊過程以外からのバックグラウンドの割合を表す。表 5.4 に示すように、continuum ハドロン生成過程が大きく他はほぼ無視して良い事が分かる。考えられる寄与を全て足し合わせ、 $b^{\text{non-}\tau} = (9.84 \pm 0.07)\%$ となった。

表 5.3: $\tau \rightarrow h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊事象識別における、 $\tau^+\tau^-$ 対事象の崩壊からくるバックグラウンドの評価

バックグラウンド崩壊項目 (feed-down)	バックグラウンドの割合 (%)
$\tau \rightarrow e\nu_\tau$	0.057
$\tau \rightarrow \mu\nu_\tau$	0.015
$\tau \rightarrow \pi\nu_\tau$	0.156
$\tau \rightarrow \pi\pi^0\nu_\tau$	57.95
$\tau \rightarrow \pi n\pi^0\nu_\tau \ (n \geq 2)$	4.343
$\tau \rightarrow a1\nu_\tau$	0.003
$\tau \rightarrow 3h n\pi^0\nu_\tau \ (n \geq 2)$	0.030
$\tau \rightarrow K\nu_\tau$	0.318
$\tau \rightarrow KKs\pi^0\nu_\tau$	2.701
$\tau \rightarrow Ks\pi\nu_\tau$	0.024
$\tau \rightarrow K2\pi^0\nu_\tau$	0.599
$\tau \rightarrow Ks\pi\pi^0\nu_\tau$	0.015
$\tau \rightarrow 5h\nu_\tau$	0
その他の崩壊	0
バックグラウンド合計	66.21±0.23

表 5.4: $\tau \rightarrow h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊事象識別における、 $\tau^+\tau^-$ 対事象の崩壊以外からくるバックグラウンドの評価

バックグラウンド崩壊項目 (non-tau)	バックグラウンドの割合 (%)
$ee \rightarrow q\bar{q} \ (q = u, d, s)$	8.76
$ee \rightarrow c\bar{c}$	1.08
バックグラウンド合計	9.84±0.07

$\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊の検出効率

- ◇ $\epsilon_{K\pi^0}^\tau$ は、発生させた事象全ての中で、 $\tau^+ \tau^-$ 対生成事象の選別後に $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ が検出される割合 ($\epsilon_{K\pi^0}^\tau = N_{\tau^-}^{K\pi^0} / N_{gen}^{K\pi^0}$)
- ◇ $\epsilon_{K\pi^0}^{ID}$ は、 $\tau^+ \tau^-$ 対生成事象選別後の $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 候補事象中から $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊の検出効率を表す。 ($\epsilon_{K\pi^0}^{ID} = N_{K\pi^0}^{ID} / N_{\tau^-}^{K\pi^0}$)

これら 2 つの検出効率の積 $\epsilon_{K\pi^0}^\tau \cdot \epsilon_{K\pi^0}^{ID} (= N_{K\pi^0}^{ID} / N_{gen}^{K\pi^0})$ は、終状態 $K^- \pi^0 \nu$ の全体の検出効率を表す。

崩壊分岐比は、検出効率の比

$$f_b = \frac{\epsilon_{K\pi^0}^\tau}{\epsilon_{\tau\tau}} \quad (5.3)$$

にのみ依存する。 f_b は、ルミノシティや $\tau^+ \tau^-$ 対の生成断面積に依らない量なので、崩壊分岐比の測定に、ルミノシティの測定精度や生成断面積の不定性が効かない、という利点を持っている。さらに、崩壊分岐比を事象数の比から求める事で、トリガー効率の変動や飛跡検出効率の不定性の影響を互いに打ち消し、小さく抑える事が可能である。

f_b の値は、 $f_b = (1.193 \pm 0.003)\%$ であった。

表 5.5: $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊分岐比の系統誤差

統計誤差の項目	$\Delta B_{K\pi^0}$ (%)
飛跡検出効率の不定性	0.0019
π^0/γ の検出効率不定性	0.0040
$\tau^+ \tau^-$ 中のバックグラウンド	0.0014
$\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ の feed-down バックグラウンド	0.0039
non- τ からのバックグラウンド	0.0012
$K - ID$ 効率	0.0038
π の fake rate	0.0378
γ veto	0.0008
トリガーの不定性	0.0013
モンテカルロの不定性	0.0048
合計	0.039

5.4 系統誤差の見積もり

検討した崩壊分岐比の系統誤差の項目は以下のとおりである。また、その結果を表 5.5 にまとめる。

★ 飛跡検出効率の不定性からくる系統誤差

飛跡 1 本あたりの検出効率の不定性は 1% である。これは、崩壊分岐比の良く分かつ

ている $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ 崩壊のデータを用いて見積もった。この不定性の大部分は、比 $N_{K\pi^0}/N_{\tau\tau}$ から分岐比を求めることで打ち消され、結果としてこの項目の不定性は $\Delta B_{K\pi^0} = 0.0019\%$ となった。

★ γ/π^0 検出効率の不定性からくる系統誤差

π^0 の検出効率は、分岐比の良く分かっている $\eta \rightarrow 2\pi^0/\eta \rightarrow \gamma\gamma$ 崩壊を用いて絶対値を決め、検出効率の運動量依存性は $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0/D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ 崩壊を用いて本解析とは独立に求めた。 π^0 の検出効率は、 π^0 の運動量が 1.0 GeV/c よりも小さいところで η や D の崩壊でデータから求めた検出効率と MC で求めた検出効率の比が約 93% であったので、その違いを補正した。この補正係数そのものの不定性は、 π^0 の運動量が 3.0 GeV/c よりも小さいところ $\pm 1.7\%$ である。これは較正の精度で決まっている。ここからくる全ての π^0 の運動量領域に対する $B_{h\pi^0}$ の系統誤差は、 $\Delta B_{h\pi^0} = 0.0040\%$ となる。

また、チェックとして、光子の閾値を 0.06 GeV から 0.10 GeV まで変化させ崩壊分岐比を測定し、その結果 $B_{h\pi^0}$ におけるその不定性は 0.25%以内であった (表??)。

★ バックグラウンドの見積もりの不定性からくる系統誤差

主にハドロン生成事象 ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$) からくる、バックグラウンドの不定性 $\delta b_{h\pi^0}^{\text{non-}\tau}$ は、ハドロン生成事象からの寄与が主である τ の質量よりも高い質量領域のサンプルを用いて見積もった。

一方、他の τ 崩壊過程から来るフィードダウン・バックグラウンドの不定性から来る系統誤差は、PDG(2004) [10] に載っている、 $\tau^- \rightarrow h^-(n\pi^0)\nu_\tau$ と $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ の崩壊分岐比の測定誤差より見積もった。

★ 荷電粒子 ID による粒子識別の不定性

K と π 粒子識別の補正による不定性は、 K -ID 効率= 1.004 ± 0.0093

$\pi_{\text{fake}} - \text{ratio} = 2.245 \pm 0.207$

のそれぞれの誤差から見積もった結果、不定性は $\Delta B_{K\pi^0} = 0.0038\%$ 、 $\Delta B_{K\pi^0} = 0.0378\%$ と求められた。

★ γ ベトの効果

事象選別において、2 個以上の π^0 を含む崩壊モードからのバックグラウンドを減らすために γ のベト (余計な γ が半球中に存在しない事 : veto) を要求している。しかし、もし $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 反応の始状態または終状態で実際に γ が放射すれば、シグナルをも落してしまうことになる。加えて、 γ は、電磁シャワーの状態で見られる為、電子を γ と間違えて再構成している可能性もある。

これらの項目からの不定性の評価は、 γ のベトの閾値を ± 0.1 GeV 変化させることで、 $\Delta B_{K\pi^0} = 0.0008\%$ と求められた。

★ トリガーの不定性

飛跡のトリガーには、CDC のカソードにヒットがあること及び TOF カウンターの 2ヶ所以上で検出されることが要求されている。また、エネルギートリガーでは、カロリメータに 1GeV 以上のエネルギーが観測される事が要求されている。これら

のトリガー条件の変動に伴う不定性は、実験が運転している間モニターし、祖の間に見られた最大の変化値から、飛跡やエネルギートリガーにおける検出効率の不定性をそれぞれ $\pm 3\%$ と見積もった。 $\tau^+\tau^-$ のトリガー検出効率が高い (97%) ので、これによる $B_{K\pi^0}$ の不定性 $\Delta B_{K\pi^0}$ は小さく 0.0013 % となる。

★ モンテカルロの統計からくる系統誤差

式 5.4 の方法で求められるモンテカルロの統計からくる誤差は、検出効率の計算の統計及びバックグラウンドの見積もりの統計誤差が含まれる。

$$\begin{aligned}
 (\Delta B_{MC})^2 = & \left(\frac{\partial B_{K\pi^0}}{\partial N_\tau}\right)^2 \cdot (\Delta N_\tau)^2 + \left(\frac{\partial N_{K\pi^0}}{\partial N_{K\pi^0}}\right)^2 \cdot (\Delta N_{K\pi^0})^2 \\
 & + \left(\frac{\partial B_{K\pi^0}}{\partial \epsilon_{\tau\tau}}\right)^2 \cdot (\Delta \epsilon_{\tau\tau})^2 + \left(\frac{\partial B_{K\pi^0}}{\partial \epsilon_{K\pi^0}^\tau}\right)^2 \cdot (\Delta \epsilon_{K\pi^0}^\tau)^2 \\
 & + \left(\frac{\partial B_{K\pi^0}}{\partial \epsilon_{K\pi^0}^{ID}}\right)^2 \cdot (\Delta \epsilon_{K\pi^0}^{ID})^2 + \left(\frac{\partial B_{K\pi^0}}{\partial b_{\tau\tau}}\right)^2 \cdot (\Delta b_{\tau\tau})^2 \\
 & + \left(\frac{\partial B_{K\pi^0}}{\partial b^{feed-down}}\right)^2 \cdot (\Delta b^{feed-down})^2 + \left(\frac{\partial B_{K\pi^0}}{\partial b^{non-\tau}}\right)^2 \cdot (\Delta b^{non-\tau})^2
 \end{aligned} \tag{5.4}$$

5.5 崩壊分岐比 $B_{K^-\pi^0}$ の測定結果

式 5.1 にバックグラウンドおよび検出効率の値 (表 ??) を代入し、得られた $\tau^- \rightarrow K^-\pi^0 \nu_\tau$ の崩壊分岐比は、

$$B_{h\pi^0} = (0.41 \pm 0.0048 \pm 0.039)\% \tag{5.5}$$

である。ここで 2 番目の値は統計誤差、3 番目の値は系統誤差である。この系統誤差は、先に検討したもの全ての寄与を 2 乗和で足し合わせたものである (表 5.5)。

この結果と実験番号毎に出した崩壊分岐比のと差を図 5.3 と表 5.6 に示す。これにより、実験番号に依るふらつきは小さい事が分かる。

表 5.6: 実験番号毎に出した崩壊分岐比の値と、平均との違い

item	$B_{h\pi^0} \pm (\text{統計誤差})$	ΔB $= B - B_{ref}$
平均	$0.41 \pm 0.0048\%$	0.0 %
Exp. Dep.		
exp 9	$0.45 \pm 0.0062\%$	0.04%
exp 11	$0.45 \pm 0.0057\%$	0.04%
exp 13	$0.48 \pm 0.0060\%$	0.07%
exp 15	$0.38 \pm 0.0048\%$	-0.03%
exp 17	$0.38 \pm 0.0048\%$	-0.03%
exp 19	$0.39 \pm 0.0047\%$	-0.02%

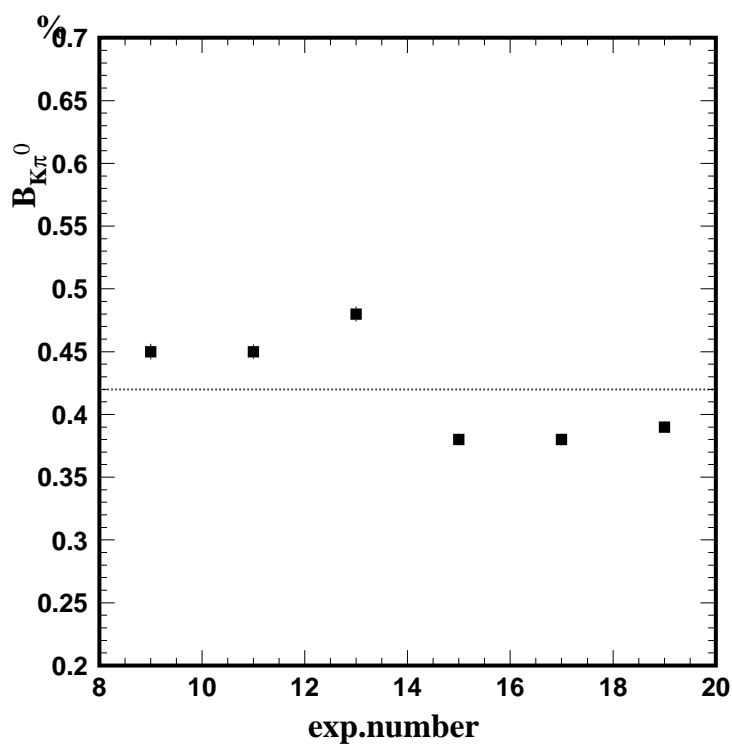


図 5.3: 実験番号ごとの $B_{K\pi^0}$ の結果。誤差棒は統計誤差を表す。

第6章 CP対称性の破れの探索

本章では、4章で選択したサンプルを用いて行った、 $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊における CP 対称性の破れの探索について述べる。

6.1 CP対称性の破れの観測量

CP 対称性の破れを測定するために、CP 非保存の観測感度が高くなるように最適化された観測量 ξ を求める。第2章で示したように、 ξ は

$$\xi = \frac{P_{odd(1)}}{P_{even}} \quad (6.1)$$

と定義される。ここで P_{odd} は CP 変換に対して odd な項で、 P_{even} は CP 変換に対して even な項である。 P_{odd}, P_{even} を観測量である $M_{K\pi^0}$ と $\cos \beta, \cos \psi$ から式 (2.14) ~ 式 (2.17), 式 (2.21) ~ 式 (2.23), 式 (2.26) ~ 式 (2.33) を用いて求められる。

CP - even、CP - odd 項はそれぞれ、

$$P_{odd} = |f_v|^2 (2(q \cdot Q)(Q \cdot k) - (q \cdot k)Q^2) \quad (6.2)$$

$$P_{even} = -2\text{Im}(\Lambda)\text{Im}(f_s f_v^*) M m_\tau (Q \cdot k) \quad (6.3)$$

ここで CP の破れの感度を最大にするため、 $\text{Im}(\Lambda)=1$ とする。また P - wave の Brite - Wigner としては、 $K^*(892)$ を仮定して、 $m = 0.89\text{GeV}/c^2$, $\Gamma(s) = 0.0508$ の値を用いた。S - wave の Brite - Wigner としては、 $K^*(1430)$ を仮定して、 $m = 1.44\text{GeV}/c^2$, $\Gamma(s) = 0.29$ の値を用いた。以上のことから、 ξ は $K\pi^0$ の質量と $\cos \beta, \cos \psi$ に依存することがわかる。

6.2 モンテカルロシミュレーションによるチェック

まず MC で観測量の平均値 $\langle \xi \rangle$ が 0 にコンシステントしているかを、以下の項目についてそれぞれチェックした。

- ◇ generator での $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊における平均値
- ◇ observe での $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊における平均値
- ◇ $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊における平均値
- ◇ feed - down バックグラウンドにおける平均値

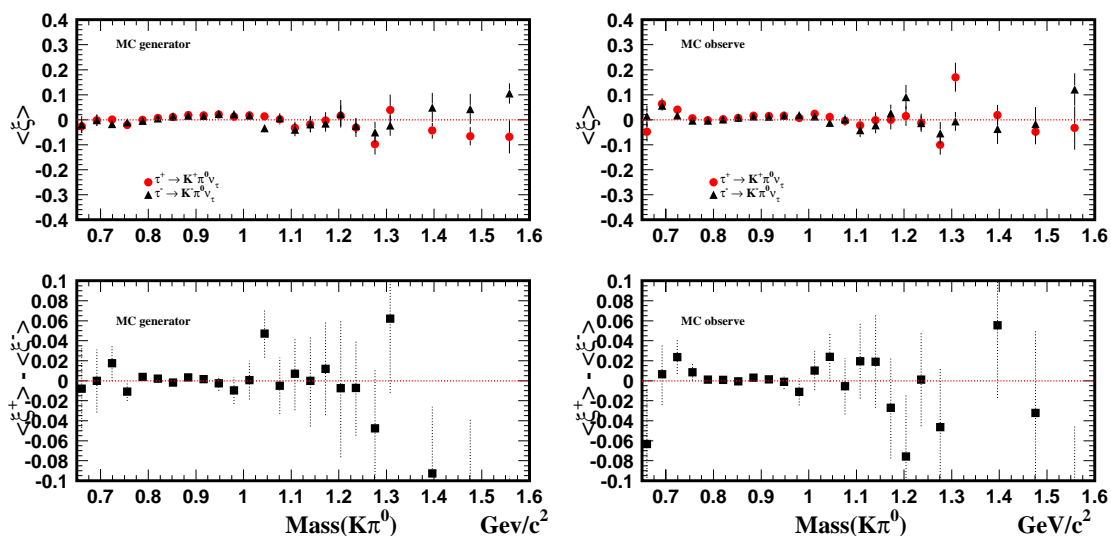


図 6.1: 平均値 $\langle \xi \rangle$ の分布。generator での $\tau^- \rightarrow K^-\pi^0\nu_\tau$ 崩壊における荷電別平均値 $\langle \xi \rangle$ (左上) とその差 ($\langle \xi^+ \rangle - \langle \xi^- \rangle$) (左下)。observe での $\tau^- \rightarrow K^-\pi^0\nu_\tau$ 崩壊における荷電別平均値 $\langle \xi \rangle$ (右上) とその差 ($\langle \xi^+ \rangle - \langle \xi^- \rangle$) (右下)。

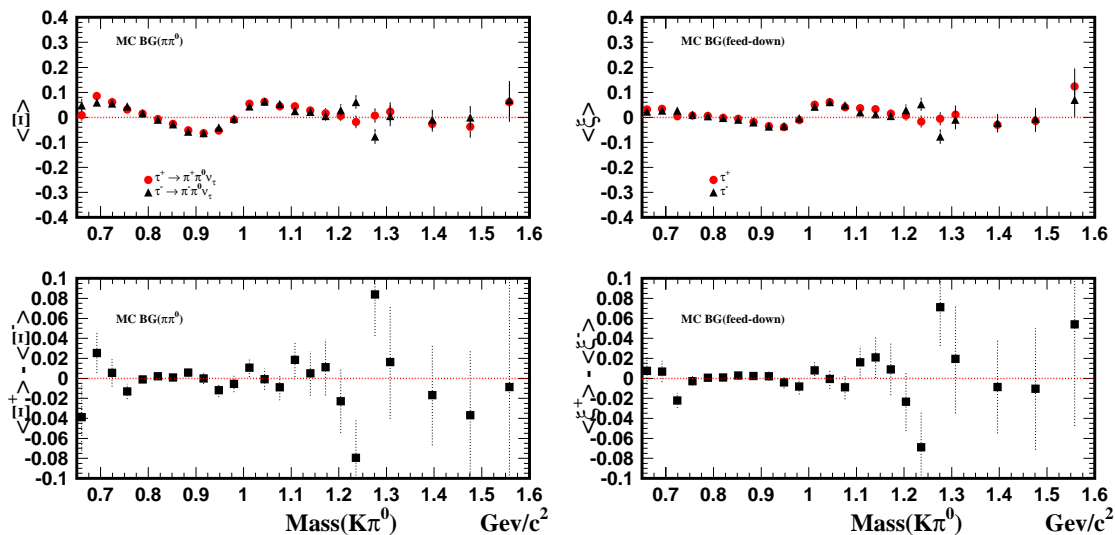


図 6.2: 平均値 $\langle \xi \rangle$ の分布。バックグラウンド $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^0\nu_\tau$ 崩壊における荷電別平均値 $\langle \xi \rangle$ (左上) とその差 ($\langle \xi^+ \rangle - \langle \xi^- \rangle$) (左下)。feed-down バックグラウンドにおける荷電別平均値 $\langle \xi \rangle$ (右上) とその差 ($\langle \xi^+ \rangle - \langle \xi^- \rangle$) (右下)。

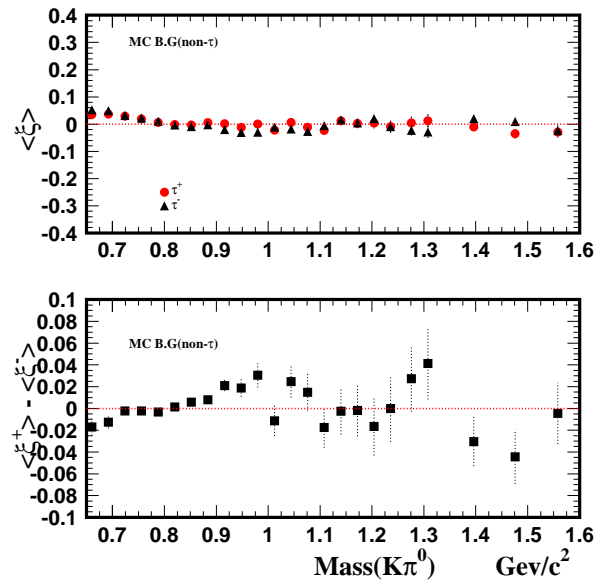


図 6.3: 平均値 $\langle \xi \rangle$ の分布。 $non - \tau$ バックグラウンドにおける荷電別平均値 $\langle \xi \rangle$ (上) とその差 ($\langle \xi^+ \rangle - \langle \xi^- \rangle$) (下)。

◇ $non - \tau$ バックグラウンドにおける平均値

CP 対称性の破れを探索するために観測量 ξ を求め、その平均値を図??,??,??に示す。

図??等からわかるように、平均値 $\langle \xi \rangle$ の値は特にバックグラウンド ($\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊) で構造が見られる。この構造は、観測量 (ξ) を τ^+ と τ^- の電荷ごとにわけて求め、その平均値の差 ($\langle \xi^+ \rangle - \langle \xi^- \rangle$) をとると消えた。そこで、この平均値の差の値を CP 非保存の観測量として用いることにする。

6.3 最適化された観測量 ξ の分布

$K\pi^0$ の不変質量が $0.6\text{GeV}/c^2 \sim 1.6\text{GeV}/c^2$ の範囲にあるサンプルを用いて CP 対称性の破れの探索を行う。 $K\pi^0$ の不変質量が

- ◇ 全領域 ($0.64\text{GeV}/c^2 \sim 1.64\text{GeV}/c^2$)
- ◇ 領域 1 ($0.64\text{GeV}/c^2 \sim 0.8\text{GeV}/c^2$)
- ◇ 領域 2 ($0.8\text{GeV}/c^2 \sim 1.2\text{GeV}/c^2$)
- ◇ 領域 3 ($1.2\text{GeV}/c^2 \sim 1.64\text{GeV}/c^2$)

の 4 つの領域について ξ をプロットする。

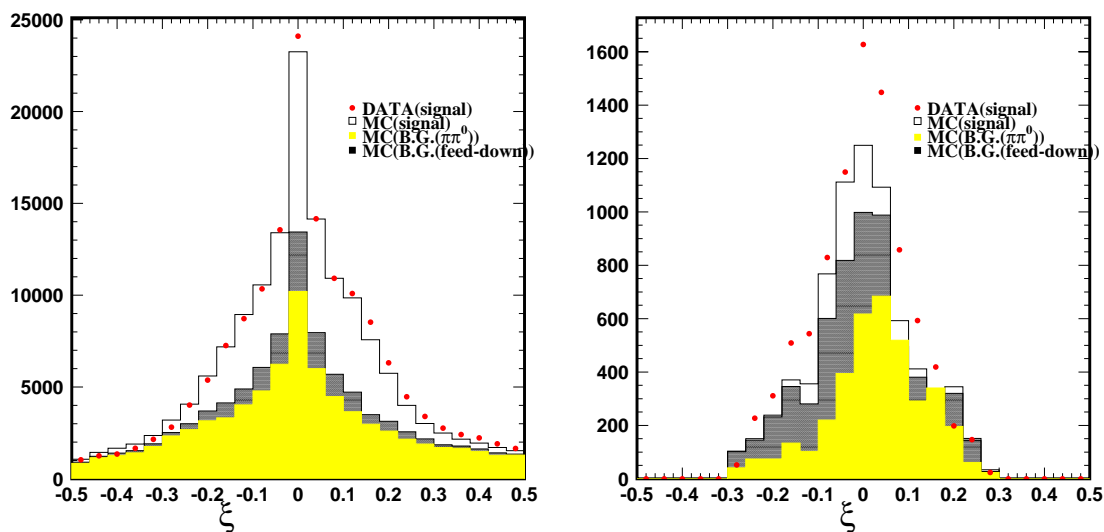


図 6.4: 左図は全領域の ξ 分布 ($0.64\text{GeV}/c^2 \sim 1.64\text{GeV}/c^2$)、右図は領域 1 ($0.64\text{GeV}/c^2 \sim 0.8\text{GeV}/c^2$) の ξ 分布。実験データを黒丸、MC の $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊を白ぬきヒストグラム、MC のバックグラウンドを黒色ヒストグラム、MC のバックグラウンドのうち $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊のものを薄い色つきヒストグラムで示した。

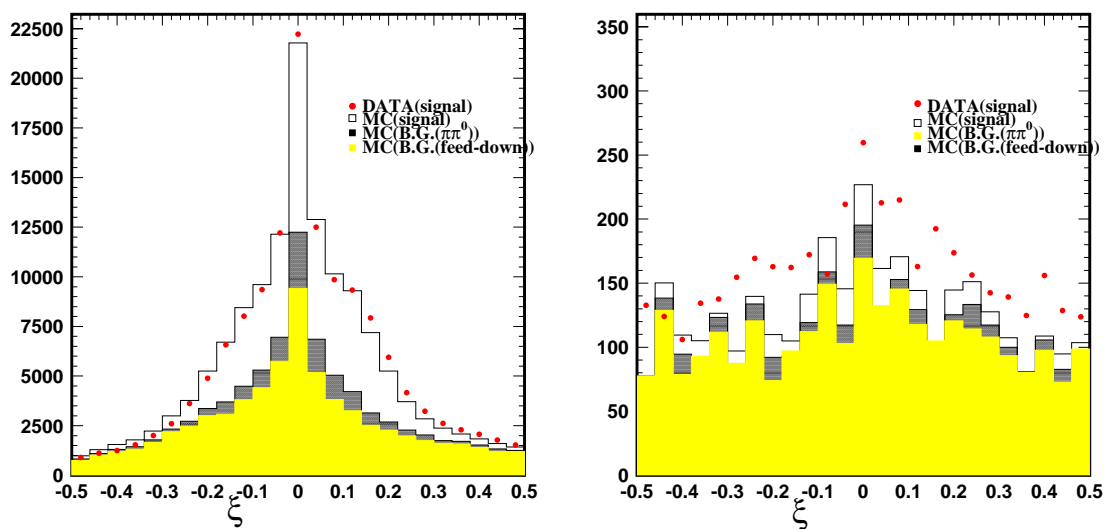


図 6.5: 領域 2 ($0.8\text{GeV}/c^2 \sim 1.2\text{GeV}/c^2$) の ξ 分布
 図 6.6: 領域 3 ($1.2\text{GeV}/c^2 \sim 1.64\text{GeV}/c^2$) の ξ 分布

6.4 最適化された観測量 ξ の平均値の $M_{K\pi^0}$ 依存性

実験データにおける CP の破れの観測量 ($\langle \xi^+ \rangle - \langle \xi^- \rangle$) の質量依存性を図?? に示す。

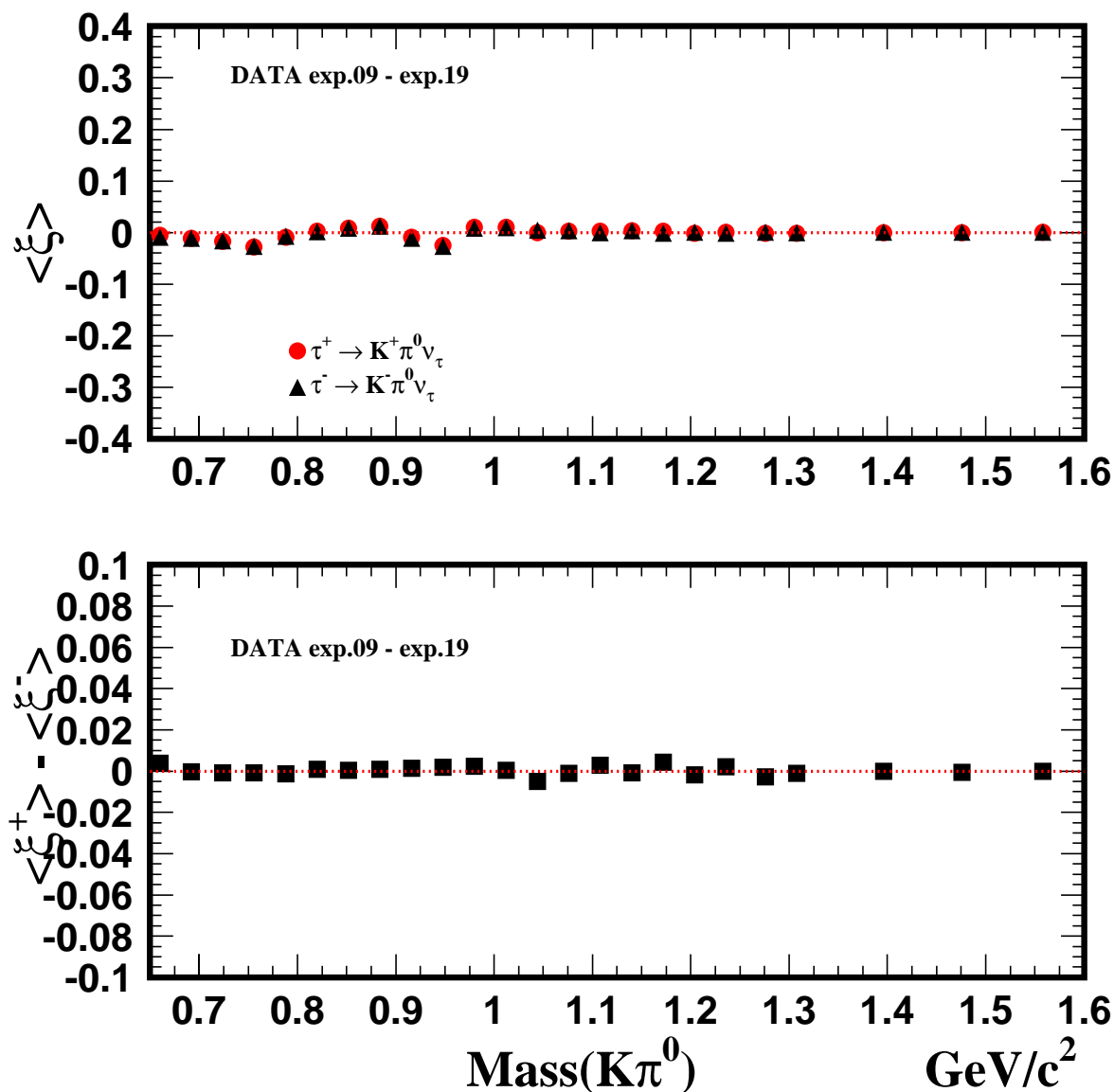


図 6.7: 実験データの荷電別平均値 $\langle \xi \rangle$ (上) と平均値の差 ($\langle \xi^+ \rangle - \langle \xi^- \rangle$)(下)

以上より求めた最適化された観測量の値を表 6.2 に示す。本実験では、観測量の値が 10^{-3} の精度で 0 とコンシステントであった。

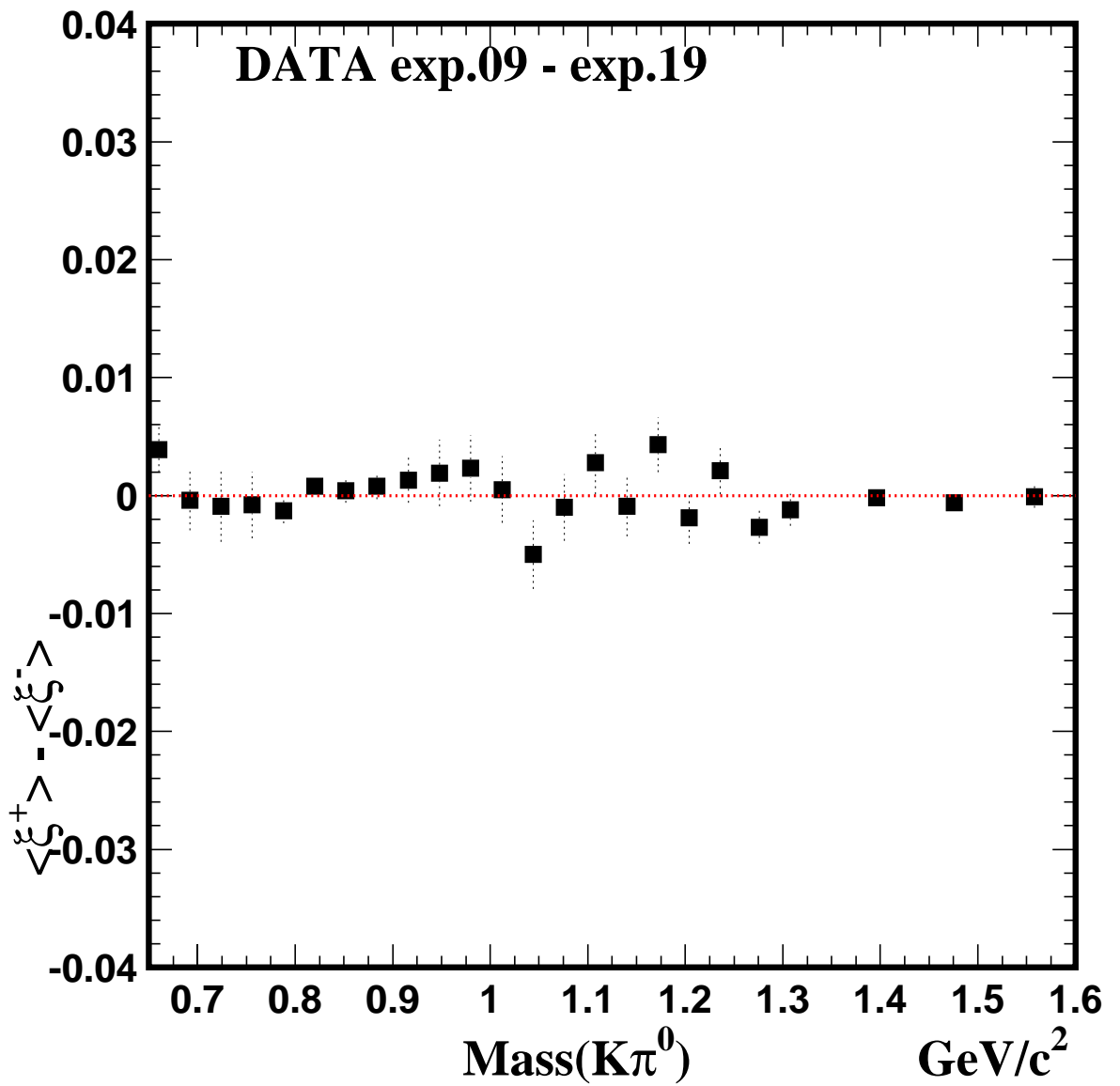


図 6.8: 前頁の平均値の差 ($\langle \xi^+ \rangle - \langle \xi^- \rangle$) の範囲を 10 倍に拡大

表 6.1: 実験データとモンテカルロ CP 非保存の観測量の平均値 $\langle \xi \rangle$ の値

item	$(\langle \xi^+ \rangle - \langle \xi^- \rangle) \times 10^{-3}$	$(\langle \xi^+ \rangle - \langle \xi^- \rangle) \times 10^{-3}$
	$0.64\text{GeV}/c^2 < M(K\pi^0) < 1.64\text{GeV}/c^2$	$0.85\text{GeV}/c^2 < M(K\pi^0) < 1.45\text{GeV}/c^2$
Data(exp.9-19)	0.91 ± 0.60	0.65 ± 0.73
signal MC	11.7 ± 1.43	12.9 ± 1.65
MC B.G. ($\pi\pi^0$)	-0.78 ± 2.81	-2.45 ± 3.10
MC B.G. (feed-down)	2.28 ± 2.04	0.49 ± 2.48
MC B.G. (non- τ)	4.17 ± 1.62	-8.13 ± 2.64

表 6.2: 実験データとモンテカルロの CP 非保存の観測量の平均値の差 $\langle \xi^+ \rangle - \langle \xi^- \rangle$ の値

item	$(\langle \xi^+ \rangle - \langle \xi^- \rangle) \times 10^{-3}$	$(\langle \xi^+ \rangle - \langle \xi^- \rangle) \times 10^{-3}$
	$0.64\text{GeV}/c^2 < M(K\pi^0) < 1.64\text{GeV}/c^2$	$0.85\text{GeV}/c^2 < M(K\pi^0) < 1.45\text{GeV}/c^2$
Data(exp.9-19)	0.73 ± 0.60	0.82 ± 0.73
signal MC	1.31 ± 1.43	1.30 ± 1.65
MC B.G. ($\pi\pi^0$)	-0.79 ± 2.81	-0.65 ± 3.10
MC B.G. (feed-down)	1.71 ± 2.04	0.51 ± 2.48
MC B.G. (non- τ)	3.66 ± 1.62	11.5 ± 2.64

第7章 結果と考察

Belle 実験で収集したデータを用いて、 $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊の崩壊分岐比と CP 対称性の破れを測定した。

使用したデータは、Belle 実験で 2000 年 10 月から 2002 年 3 月までに収集された 72.2/fb に相当する。観測された $\tau^+ \tau^-$ 対生成事象は 22.7×10^6 事象で、そこから、 3.47×10^6 事象の $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 事象を得た。

本研究で測定した $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ の崩壊分岐比は、

$$B_{K\pi^0} = (0.41 \pm 0.005(\text{stat.}) \pm 0.04(\text{sys.}))\%$$

である。結果は誤差内で、これまでの測定と無矛盾である。現在系統誤差は粒子識別のデータ時期の依存性によっているので、今後改良できるものと思われる。

次に、 CP 対称性の破れの探索に最適化された観測量の値は、

$$\begin{aligned} \langle \xi \rangle &= (0.65 \pm 0.73) \times 10^{-3} \\ \langle \xi^+ \rangle - \langle \xi^- \rangle &= (0.82 \pm 0.73) \times 10^{-3} \end{aligned}$$

である。この結果から $\tau^- \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊における CP 対称性の破れは、 10^{-3} の精度で 0 にコンシステントであるとわかった。

この値は以前に CLEO で報告されている $\tau^\pm \rightarrow K^0 \pi^\pm \nu_\tau$ 崩壊における観測量 $\langle \xi \rangle$ の値

$$\langle \xi \rangle = (-1.7 \pm 1.7) \times 10^{-3}$$

と比べて、2 倍程度の感度である。現在収集されているデータ量は、本解析で使用したデータの約 10 倍あるので、それを解析すると感度を 1 桁あげられると期待できる。

謝辞

本研究を行うにあたり、お世話になりました方々に紙面をお借りしてお礼申し上げます。

まず、このような素晴らしい国際的な実験に参加できる機会を与えてくださった、高エネルギー物理学研究室の野口先生、林井先生、宮林先生に深く感謝致します。

野口先生は、日頃から気にかけて下さり絶妙なタイミングで有益な助言をして下さいました。宮林先生には、高エネルギー物理学の基礎から丁寧に御指導いただきました。そして直接御指導いただきました林井先生には、解析手法のだけでなく、物理や解析の楽しさも教えて頂きました。本当にありがとうございました。

また、日頃の疑問や質問にいつも丁寧に答えて下さった関谷先輩、藤川先輩を始めとする研究室の皆様、名古屋大学の方々、他の Belle Collaborator の方々に心から感謝致します。この方々のおかげで、大変充実した研究生生活を送ることができました。

最後に、私が充実した研究生生活ができるよう支えて下さった全ての方々に感謝いたします。

参考文献

- [1] BELLE Collaboration, BELLE Progress Report, (2000).
- [2] S. Jadach and Z. Was. KORALB(v2.4), Comp. Phys. Commun. **85**, 453 (1995).
64, 267 (1991);**36**,191 (1985).
- [3] J.H. Kühn, S. Jadach, and Z. Was, Comp. Phys. Commun. **64**, 275 (1991). **70**, 69 (1992);**76**, 361 (1993).
- [4] S. Jadach *et al.*, Comp. Phys. Commun. **102**, 229 (1997).
- [5] Z. Was, S. Jadach, and B.H.L. Ward, Comp. Phys. Commun. **130**, 260 (2000).
- [6] CLEO Collaboration. The QQ B meson decay event generator. See <http://www.lns.cornell.edu/public/CLEO/soft/qq>.
- [7] P.H. Daverveldt, F.A. Berends, and R. Kleiss, Comp. Phys. Commun. **40**, 285 (1986).
- [8] hep-ph/0312240 (unpublished);Z. Was P. Golonka *et al.* and P. Golonka, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **144**, 88 (2005).
- [9] R. Brun *et al.*, GEANT 3.21, CERN Report No.DD/EE/84-1 (1987).
- [10] S. Eidelman *et al.*(Particle Data Group), Phys. Lett. B **592**, 1 (2004).