

2010年度 修士学位論文

$\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊における CP 対称性の破れの探索

奈良女子大学大学院人間文化研究科
物理科学専攻 高エネルギー物理学研究室
中牧 理絵

2011年2月

目次

第 1 章	はじめに	1
第 2 章	$\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ レプトン崩壊における CP 対称性の破れ	3
2.1	CP 対称性の破れ	3
2.2	中間子 (メソン) における CP 対称性の破れ	5
2.3	$\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊における CP 対称性の破れ	7
2.3.1	崩壊幅の一般論	9
2.3.2	$\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 全微分崩壊幅	10
2.3.3	重みをつけた微分断面積	12
2.3.4	CP 非対称度 A_{CP}	14
2.3.5	$A_{CP}^{(i)}$ の大きさの評価	15
第 3 章	実験装置	17
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)	17
3.2	Belle 測定器	19
3.2.1	粒子崩壊点測定器 (SVD:Silicon Vertex Detector)	22
3.2.2	中央飛跡検出器 (CDC:Central Drift Chamber)	23
3.2.3	エアロジェル・チェレンコフカウンター (ACC:Aerogel Čerenkov Counter)	23
3.2.4	飛行時間差測定器 (TOF:Time of Flight)	25
3.2.5	電磁カロリメータ (ECL:Electromagnetic Calorimeter)	27
3.2.6	超電導ソレノイド	30
3.2.7	K_L 、 μ 粒子検出器 (KLM)	30
3.2.8	トリガーシステム	30
3.2.9	データ収集システム (DAQ)	32
第 4 章	事象選別	33
4.1	電子・陽電子衝突反応の概要	33
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	35
4.3	$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 事象選別	37
4.3.1	$\tau^+\tau^-$ 対生成 事象選別 1	38
4.3.2	$\tau^+\tau^-$ 対生成 事象選別 2	38
4.4	$\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊事象選別：バックグラウンドの除去	44
4.4.1	事象を半球に分割	44
4.4.2	π^0 を 1 個以上含む崩壊事象の除去	44

4.4.3	$\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \nu_\tau$ 事象の除去	44
4.4.4	K_S を含む崩壊事象の除去	45
4.5	$\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊事象選別 : 信号の選別	45
4.6	$\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊の質量分布	51
第 5 章	CP 非対称度の解析	53
5.1	$A_{CP}^{(i)}$ の測定原理と CP 非対称度	53
5.2	$A_{CP}^{(1)}$ の質量依存性	54
5.3	$A_{CP}^{(2)}$ の質量依存性	55
5.4	$A_{CP}^{(3)}$ の質量依存性	56
5.5	バイアスのチェック : $K^- \pi^- \pi^+$ 系と $K^+ \pi^+ \pi^-$ 系の質量分布の比較	56
5.6	$\tau \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ の CP 非対称度のチェック	59
5.7	$\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊における全 CP 非対称度	61
5.8	結果の議論	61
第 6 章	まとめ	63

目 次

2.1	$B^0 \rightarrow J/\psi K_S$	7
2.2	W ボソンを媒介するハドロン崩壊	8
2.3	ヒッグス粒子を媒介するハドロン崩壊	8
2.4	角 α , β , γ , ψ の定義	11
2.5	それぞれの Mass と $d \cos \theta$ における微分崩壊幅 $a_{CP}^{(i)}$ ($i = 1, 2, 3$) の図 (文献 ^[1])	16
3.1	KEKB 加速器の概観図	18
3.2	Belle 測定器の全体図	21
3.3	粒子崩壊点測定器の構造	22
3.4	電離損失	24
3.5	中央飛跡検出器の構造	24
3.6	エアロジェルカウンターの構造	25
3.7	エアロジェルカウンターモジュールの構造	26
3.8	TOF/TSC モジュール	27
3.9	CsI(Tl) シャワーカウンター	28
3.10	電磁カロリメータの断面図	29
3.11	シャワーの再構成アルゴリズムの模式図	30
3.12	Belle トリガーシステムのブロック図	31
3.13	データ収集システムのブロック図	32
4.1	事象選別と解析の流れ	36
4.2	事象の半球図	39
4.3	Missing Mass	39
4.4	Missing Mass と Missing Angle の 2 次元プロット	41
4.5	アコプナリティ角 ϕ_{acop}	42
4.6	$\tau^+ \tau^-$ 対生成事象の例 (x-z 平面)	43
4.7	$\tau^+ \tau^-$ 対生成事象の例 (x-y 平面)	43
4.8	荷電粒子を π^\pm とした時の $M_{\pi^-\pi^+}$ 分布	47
4.9	荷電粒子を π^\pm とした時の $M_{\pi^-\pi^+}$ 分布	48
4.10	荷電粒子を π^\pm とした時の $M_{\pi^-\pi^+}$ 分布	49
4.11	$M(K\pi\pi)$ 分布	51
4.12	$M(K^-\pi^+)$ 分布	52
4.13	$M(\pi^+\pi^-)$ 分布	52
5.1	質量 $M_{K^-\pi^-\pi^+}$, $M_{K^-\pi^+}$, $M_{\pi^-\pi^+}$ に関する CP 非対称度 $A_{CP}^{(1)}$	54

5.2	質量 $M_{K^-\pi^-\pi^+}$, $M_{K^-\pi^+}$, $M_{\pi^-\pi^+}$ に関する CP 非対称度 $A_{CP}^{(2)}$ 。	55
5.3	質量 $M_{K^-\pi^-\pi^+}$, $M_{K^-\pi^+}$, $M_{\pi^-\pi^+}$ に関する CP 非対称度 $A_{CP}^{(3)}$ 。	57
5.4	τ^+ と τ^- の質量分布の比較と、非対称度 $A_{Even}^{(4)}$ 。	58
5.5	質量 $M_{K^-\pi^-\pi^+}$, $M_{K^-\pi^+}$, $M_{\pi^-\pi^+}$ に関する CP 非対称度 $A_{CP}^{(1)}$ および $A_{CP}^{(2)}$ 。	59
5.6	質量 $M_{K^-\pi^-\pi^+}$, $M_{K^-\pi^+}$, $M_{\pi^-\pi^+}$ に関する CP 非対称度 $A_{CP}^{(3)}$ および τ^+ と τ^- の質量の非対称度 $A_{Even}^{(4)}$ 。	60

表 目 次

2.1	角度に対する重みの範囲	13
3.1	KEKB 加速器の設計パラメータ	19
3.2	Belle 測定器のパラメータ	20
3.3	$10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ のルミノシティーにおける各事象の断面積とトリガー頻度	31
4.1	シミュレーション使用プログラム	34
4.2	各実験番号の収集時期とルミノシティー	35
4.3	荷電粒子 ID による識別の条件	46
4.4	K_s を除く条件の効果	48
5.1	全 CP 非対称度 A_{CP}	61

第1章 はじめに

宇宙はビッグ・バンではじまり、現在にいたるまで膨張を続けていると考えられている。このビッグ・バンのシナリオは、今日では様々な実験事実に裏付けられているが、大きな謎も残されている。その謎の一つが、「今日の宇宙がなぜ粒子ばかりなのか」という疑問である。誕生の直後には高温・高密度の状態であった宇宙は、膨張に伴って温度が下がって現在の宇宙に至っている。高温・高密度の状態では、衝突によって頻繁に粒子と反粒子の対生成と対消滅が平衡状態を保っていたと予想される。その後、宇宙の膨張が進むにつれて温度が下がると、粒子と反粒子が対生成をするエネルギーが不十分になり対消滅が多くなることで、粒子と反粒子のいずれか数の少ない方がなくなるまで対消滅が続く。したがって、現在の宇宙が粒子から出来ているという事実は、宇宙の初期の時点のどこかで粒子より反粒子の方が少なかったことを意味している。宇宙の進化過程で粒子の数が反粒子の数よりも多くなるためには、サハロフの条件と言われる以下3つの条件を満たす必要がある。

1. バリオン数の非保存
2. CP 対称性の破れ
3. 熱非平衡状態の実現

ここで CP 対称性が破れとは、素粒子の反応において粒子と反粒子に違いがあることを意味している。サハロフの3条件のうち、1.と2.の解明は素粒子物理に課せられた大きな課題である。

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) は、多量の B 中間子・反 B 中間子を生成することで、 B 中間子系における CP 対称性の破れを系統的に研究し、CP の謎にせまる事を目的として建設された加速器である。加速器の衝突点には Belle 測定器が設置されている。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大きな成果を挙げた。その後 2011 年の段階で、KEKB 加速器は世界最強のビーム強度 (ルミノシティ) $\mathcal{L} = 2.1 \times 10^{34} / \text{cm}^2 / \text{sec}$ を達成した。

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 τ 粒子の量は、従来の加速器で得られた τ 粒子の数より 2 桁以上多い量であり、KEKB は B-ファクトリーであると同時に、 τ 粒子を多量に作り出す τ ファクトリーとしても重要である。 τ 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 (複数個の π 中間子や K 中間子) に崩壊できる粒子である。

これらの特徴は、 τ 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 τ 粒子を用いてこれまでに $\tau^- \rightarrow \mu^- \gamma$, $\tau^- \rightarrow \mu^- \mu^+ \mu^-$, $\tau^- \rightarrow e^- K_s^0$, $\mu^- K_s^0$ のようなレプトンのフレーバー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世界で最も高い感度で進められている。

現時点までに CP 対称性の破れが観測されているのは、 K 中間子と B 中間子の系のみである。これらの中間子系の CP 対称性の破れは、クォークの混合をあらわすカビボ・小林・益川 (CKM) 行列に存在する複素位相により起こるとされており、この機構が素粒子の標準理論の中に取り込まれている。しかしこれだけが自然界に存在する CP 対称性の破れの全てなのであろうか。この疑問に答えるためには、出来るだけ多くの系での CP 対称性の破れの効果を探ることが重要である。その系のひとつに τ (タウ) 粒子の崩壊がある。標準理論ではレプトン系には CP 対称性の破れは存在しない。しかし、標準理論を越える理論では CP 対称性を破る様々な可能性が考えられる。本研究では、このような標準理論にない新しい起源の CP 対称性の破れを Belle 実験によって収集された高統計のデータを用いて、

$$\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau^1$$

に関する研究結果について報告する。

終状態に K 中間子を含むモードに注目するのは、ストレンジ (s) クォークの方が、 u 、 d クォークより重くヒッグスとの結合力が強いので探索感度が高いためである。

本論文の構成は以下の通りである。第 2 章では、理論的な背景として、 τ レプトン崩壊における CP 対称性の破れについて説明する。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。第 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、 $\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊の選別について述べる。第 5 章で CP 非対称性の観測結果について報告する。最後に第 6 章で 結果とまとめを行う。

¹崩壊モードは、ここでは、 τ^- の崩壊のみを示しているが、解析では、電荷の符号を変えた、 $\tau^+ \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^- \nu_\tau$ 反応も同時に扱っている。

第2章 $\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ レプトン崩壊における CP 対称性の破れ

本章では、CP 対称性の破れの理論的背景について記述する。 K 中間子と B 中間子の CP 対称性の破れを簡単に復習したのち、本研究の主題であるタウ・レプトンの $\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊の CP 対称性の破れの観測可能性について詳しく議論する。

2.1 CP 対称性の破れ

C、P、T 変換と不変性

自然界に働く不変性の中で、離散的 (不連続) な変換に対する不変性の代表例が C (荷電共役)、P (パリティ)、T (時間反転) 不変性である。強い相互作用と電磁相互作用では、これらすべての不変性が成り立っているが、弱い相互作用では C と P、そしてその積 CP、および T 不変性が破れていることが知られている。これら 3 つの変換の積 CPT 変換に対しては、自然は不変と信じられ、それが破れている証拠も見つかっていない。表に C、P、T 個々に対する物理量の変換を載せた。ここでは各々の変換について述べる。

物理量	記号	C	P	T	備考
位置ベクトル	\mathbf{r}	\mathbf{r}	$-\mathbf{r}$	\mathbf{r}	
運動量ベクトル	\mathbf{p}	\mathbf{p}	$-\mathbf{p}$	$-\mathbf{p}$	
角運動量ベクトル	\mathbf{J}	\mathbf{J}	\mathbf{J}	$-\mathbf{J}$	$\mathbf{J} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$
スピン	σ	σ	σ	$-\sigma$	σ は \mathbf{J} と同様
電場ベクトル	\mathbf{E}	$-\mathbf{E}$	$-\mathbf{E}$	\mathbf{E}	$\mathbf{E} = -\nabla\phi - \partial\mathbf{A}/\partial t$
磁場密度ベクトル	\mathbf{B}	$-\mathbf{B}$	\mathbf{B}	$-\mathbf{B}$	$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$
粒子		反粒子	粒子	粒子	

(ϕ 、 \mathbf{A} は電磁場のスカラー、ベクトルポテンシャル)

パリティ変換

P (パリティ) 変換は鏡に映すことである。鏡の向きに依存しないよう、さらに鏡に垂直に 180° 回転させる。

$$\mathbf{x} \rightarrow -\mathbf{x}, \quad \mathbf{p} \rightarrow -\mathbf{p}$$

すなわち

$$(x, y, z) \rightarrow (-x, -y, -z), \quad (p_x, p_y, p_z) \rightarrow (-p_x, -p_y, -p_z)$$

回転に対しては不変であるから、P 変換は右と左に対する対称性と言える。また次式のよう
にこの変換を 2 回行くと、元の状態に戻る。

$$\begin{aligned} P^2\psi(\mathbf{r}) &= P(P\psi(\mathbf{r})) \\ &= (P\psi(-\mathbf{r})) \\ &= \psi(\mathbf{r}) \quad (P = \pm 1) \end{aligned}$$

これより、P 変換の固有値が存在する場合、その値は ± 1 の固有値を持ち、固有値が $+1$
の時、パリティが正、または偶 (even) であるといい、 -1 の時はパリティが負、または奇
(odd) であるという。

荷電共役変換

C (荷電共役) 変換は、電荷の符号をはじめ、粒子に特有な量子数の符号をすべて反転さ
せる変換である。つまり粒子を反粒子に、反粒子を粒子に入れ替える変換である。例えば
 π 中間子に C 変換を行うと、

$$\begin{aligned} C|\pi^+\rangle &= |\pi^-\rangle \\ C|\pi^-\rangle &= |\pi^+\rangle \\ C|\pi^0\rangle &= |\pi^0\rangle \end{aligned}$$

となる。C 変換の固有状態になれるのは、その系が C 変換のもとで自分自身になる場合、
即ち自己荷電共役である場合のみである。そのような系は完全に中性でなければならず、
電気または磁気モーメントを持ってはならない。上の C 変換の結果より、 π^0 は C 変換の
固有状態であるが、 π^+ 、 π^- は固有状態ではないことがわかる。 π^0 や光子などは、自身が
反粒子でもあるので P 変換と同様に $+1$ か -1 の荷電パリティ固有値 (C パリティ) をもつ。
たとえば π^0 の C パリティは

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$$

の崩壊が起こることから、 $+1$ のパリティを持つことが分かる。

時間反転

T 変換は、時間を反転させる変換であり、古典力学では $t \rightarrow -t$ となる。量子力学の場
合は少し複雑になるが、シュレディンガー方程式に従う波動関数 ψ について、その T 変
換は、

$$\psi(t) \rightarrow \psi'(t') = T\psi(t) = \psi^*(-t)$$

となる。この変換のもとで、シュレディンガー方程式は形を変えない。また、波動関数の
絶対値の 2 乗が観測する確率を与えるという量子力学の基本原則も不変である。

CP 対称性の破れ

CP 対称性とは、C 変換と P 変換の積に対する対称性である。既知のすべての物理法則は C、P、T を同時に変換した場合、不変である。これを CPT 定理と呼ぶ。また、C、P、T の各々の対称性もほとんどの物理法則で保存するが、弱い相互作用においては、C 変換の対称性と P 変換の対称性のそれぞれでは破れている。そして CP 変換の対称性も、わずかながら破れていることがクローニンらによって 1964 年に発見された。

宇宙には、「宇宙規模の非対称」がある。すなわち、この宇宙に反物質は極端に少なく、銀河等は物質のみで出来ているという事実がある。ビッグ・バン宇宙において、物質が現在の宇宙の量だけ残るための条件の 1 つが物質・反物質間の対称性の破れである、以下では、簡単に中間子系での CP 対称性の破れについて復習する。次に本論文の主題である、荷電レプトン系での CP 対称性の破れについて議論する。

2.2 中間子 (メソン) における CP 対称性の破れ

K 中間子

K^0 中間子 ($S = 1$) と \bar{K}^0 中間子 ($S = -1$) は互いに反粒子である。これらは、ストレンジネス (S) という量子数で区別される。 K^0 (\bar{K}^0) はストレンジメソンの中で 1 番軽い。したがって、弱い力でストレンジネスを破って崩壊するしかない。つまり、弱い力では、 K^0 と \bar{K}^0 の区別がつかなくなってしまう。それで、 K^0 と \bar{K}^0 は混合し、異なった質量、寿命、崩壊モード等をもった粒子として崩壊する。しかし、その崩壊のとき、 K^0 、 \bar{K}^0 特有の崩壊もする。しかも、その割合が、時間とともに変化するのである。1957 年のパリティ非保存の発見以来、荷電共役 (C) とパリティ変換 (P) の積 CP 対称性は保存数と思われていた。弱い相互作用での CP が保存すれば、CP 変換の位相を

$$CP|K^0\rangle = +|\bar{K}^0\rangle, \quad CP|\bar{K}^0\rangle = +|K^0\rangle$$

と定義したとき ($|K^0\rangle$ は K^0 の波動関数、 $|\bar{K}^0\rangle$ も同様)、

$$|K_1^0\rangle \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle), \quad |K_2^0\rangle \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle)$$

はそれぞれ

$$CP|K_1^0\rangle = +|\bar{K}_1^0\rangle, \quad CP|\bar{K}_2^0\rangle = +|K_2^0\rangle$$

と、それぞれ -1 と $+1$ の固有値をもつ CP 固有状態である。ここで、 K 中間子のようにスピン 0 の粒子が、 n 個の π 中間子に崩壊したとき、その終状態の CP 固有値は $CP = (-1)^n$ で与えられるので、 K_1^0 は偶数個の π 中間子に崩壊し ($CP = +1$)、 K_2^0 は奇数個の π 中間子に崩壊すること ($CP = -1$) がわかる。事実、実際に観測される中性 K 中間子には、2 つの π 中間子に崩壊する寿命の短いもの (K_S^0) と 3 つの π 中間子に崩壊する寿命の長いもの (K_L^0) の 2 種類があり、 K_1^0 、 K_2^0 はそれぞれ K_S^0 、 K_L^0 に対応していると考えられていた。ここで、CP 対称性が厳密に成り立っているとすると、 $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ は禁止されることになる。ところが、クローニンらは 10^{-3} 程度の確率で $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ が存在することを明確

に示した。このことは、中性 K 中間子の崩壊過程において 10^{-3} 程度の大きさで、CP 対称性が破れていることを意味する。したがって、 K_S^0 、 K_L^0 は、

$$|K_S^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2(1+|\epsilon|^2)}}((1+\epsilon)|K^0\rangle + (1-\epsilon)|\bar{K}^0\rangle)$$

$$|K_L^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2(1+|\epsilon|^2)}}((1+\epsilon)|K^0\rangle - (1-\epsilon)|\bar{K}^0\rangle)$$

と表現することが出来る。

ここで、 ϵ は CP 対称性の破れを表す量で、その大きさは

$$\epsilon = (2.284 \pm 0.014) \times 10^{-3}$$

である。

B 中間子

B 中間子はボトムクォークと、 u 、 d クォークの結合状態 ($\bar{b}q$ 、 $b\bar{q}$) で、質量 ($\sim 5\text{GeV}/c^2$) は K 中間子の質量 ($\sim 0.5\text{GeV}/c^2$) に比べ非常に大きく、その寿命は K 中間子と比べてとても短い。質量が大きいため、多様な崩壊モードが存在することが第 1 の特徴である。また、中性 B 中間子の場合、同じ世代に属する b クォークと t クォークのために生じる 2 つの質量の固有状態の間の混合が非常に大きく、崩壊モードが多岐に渡るため崩壊振幅がほとんど等しくなる。したがって、 K 中間子とは現象の扱い方が異なり、CP 対称性の破れが 2 種類ある。それらは「直接的 CP 対称性の破れ」と「間接的 CP 対称性の破れ」と呼ばれている。以下でこれらについて述べる。

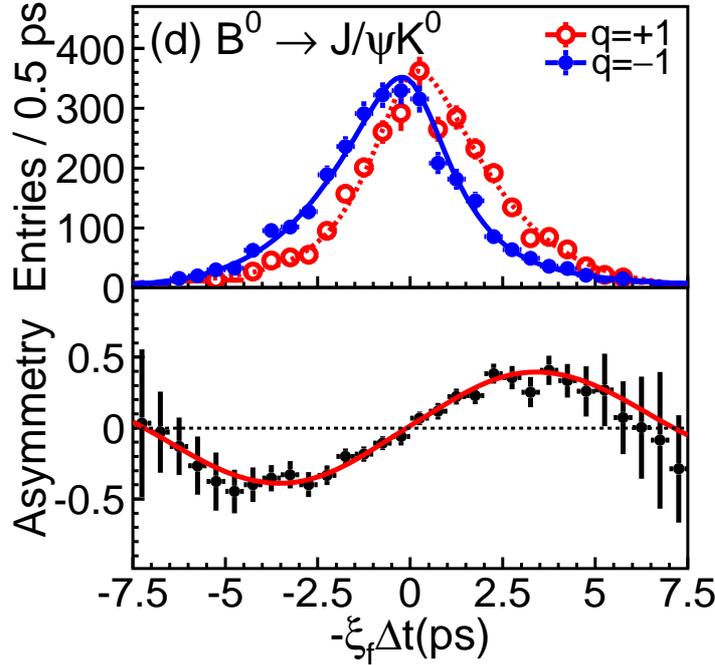
- 直接的 CP 対称性の破れ

B 中間子が終状態 f へ崩壊する過程とそれを CP 変換した \bar{B} 中間子が \bar{f} に崩壊する過程の間で確率が異なる場合を直接的 CP 対称性の破れという。これは崩壊過程に寄与する遷移振幅が 2 つ以上存在し、それぞれに異なる位相が寄与する場合に観測出来る。したがって、荷電 B 中間子および中性 B 中間子のいずれの崩壊においても生じうる、直接的 CP 対称性の破れを予言していることは小林・益川理論の大きな特徴である。 B 中間子の崩壊過程においてこの直接的 CP 対称性の破れが確認されたものが $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ と $\bar{B}^0 \rightarrow K^-\pi^+$ での崩壊分岐比の差である。両者の間で複素位相が異なるため、直接的 CP 対称性の破れが生じる。

- 間接的 CP 対称性の破れ

中性 K 中間子系において、 K^0 と \bar{K}^0 が弱い相互作用によって混合するように、 B 中間子でも $B^0 - \bar{B}^0$ 混合が起こる。これに起因するものを間接的 CP 対称性の破れという。間接的 CP 対称性の破れの観測が最も典型的に現れる崩壊過程が $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ 崩壊である。この崩壊過程での崩壊幅の時間依存性 $d\Gamma/dt$ が粒子と反粒子で異なることから、間接的 CP 対称性の破れを観測出来る。

Belle 実験で観測された $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ 崩壊の CP 対称性の破れの様子を図 2.1 に示す。


 図 2.1: Belle で観測された $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ の CP 対称性破れの観測例

2.3 $\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊における CP 対称性の破れ

クォークセクター (中間子系) における CP 対称性の破れに理論的な説明を与えたのが、小林・益川の理論である。ここでは、カビボ・小林・益川 (CKM) 行列に存在する複素位相により CP 対称性の破れが起こるとされている。しかしこれだけが CP 対称性の破れの原因なのであろうか。この疑問に答えるためには、出来るだけ多くの系での CP 対称性の破れの効果を探ることが重要である。本論文では荷電レプトンである粒子の崩壊 $\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ における CP 対称性の破れについて論ずる。

標準理論では図 2.2 に示すように、崩壊は W ボソンを媒介したダイアグラムで記述される。更に図 2.3 で示すように、もし標準理論を越えた新しいボソンが存在し、その結合定数 η_P が複素位相を持てば、図 2.3 のダイアグラムと干渉を起こして、CP 対称性の破れが起こる可能性がある。 τ レプトン崩壊において、CP 対称性の破れが観測される可能性としては一般的に、

1. 全崩壊幅が τ^+ と τ^- で異なる。 ($N(\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau) \neq N(\tau^+ \rightarrow K^- \pi^- \pi^+)$)
2. 全崩壊幅は同じであるが、崩壊の角分布 (微分崩壊幅) が τ^+ と τ^- で異なる。

の 2 つが考えられる。今回考えているような標準理論のダイアグラムと、スカラー粒子 (ヒッグス粒子) を交換するダイアグラムとの干渉の場合には、上記 1 の全崩壊幅の違いは小さいと予想される。このような場合には上記 2 に対応する、微分崩壊幅の違いを観測することが重要となる。荷電ヒッグス粒子に付随する CP 対称性の破れの可能性は非常に興味深い。標準理論ではヒッグス粒子は 1 個の 2 重項を持つ。それを拡張した超対称性標準

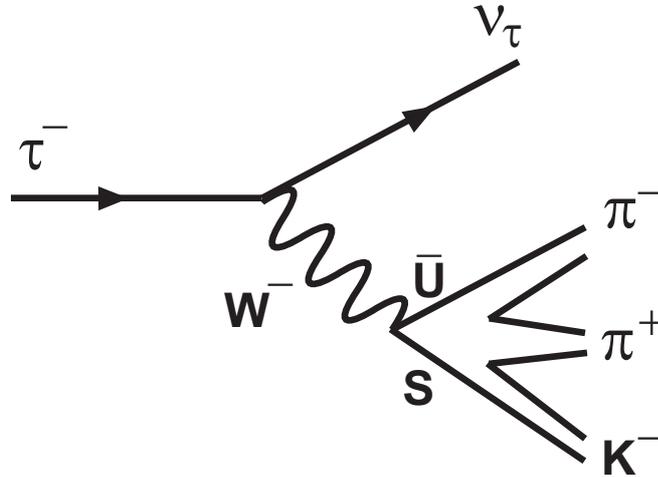


図 2.2: W ボソンを媒介するハドロン崩壊

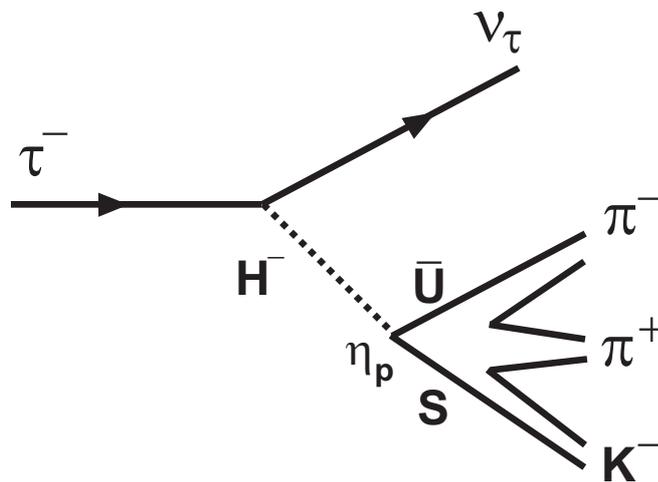


図 2.3: ヒッグス粒子を媒介するハドロン崩壊

模型は 2 個のヒッグス 2 重項 (2HDM) を持つ。これらの理論の枠内では、フレーバーが変化する荷電電流 (FCNC) を抑制する必要性との関係で、理論中に CP 対称性を破る複素位相は存在しない。しかし、一般的な 2HDM モデルの枠内では FCNC の制限に干渉することなく、CP 対称性を破ることが可能である。また、ヒッグス 2 重項を 3 つ以上持つモデルでは、結合定数が一般に複素位相になり CP 対称性の破れが存在する。これらのモデルパラメータへの実験からの制限は緩く、広いパラメータ空間が探索されないまま残されている (参考文献^[1])。

2.3.1 崩壊幅の一般論

以下 K.Kiers らの論文^[1] に従って、標準理論とそれを越えるスカラー粒子交換のダイアグラムから決まる微分崩壊幅と、そこから予想される CP 対称性の破れについて議論する。まず、

$$\tau \rightarrow K(p_1)\pi^-(p_2)\pi^+(p_3)\nu_\tau$$

への標準理論の寄与について考える。

ここで、 p_1 は K 中間子、 p_2 は K 中間子と同じ電荷の π 中間子、 p_3 は K 中間子と異なる電荷の π 中間子の 4 元運動量を表す。標準理論では、影響のあるハミルトニアンは

$$\mathcal{H}_{\text{eff}}^{SM} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sin \theta_c \bar{\nu}_\tau \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \tau \bar{s} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u + h.c. \quad (2.1)$$

と与えられる。ここで θ_c はカビボ角である。

崩壊におけるハドロニックな電流 J^μ は、一般的に 4 つのハドロン構造因子 F_1 、 F_2 、 F_3 、 F_4 を用いて表すことが可能である。

$$\begin{aligned} J^\mu &\equiv \langle K^-(p_1)\pi^-(p_2)\pi^+(p_3) | \bar{s} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u | 0 \rangle \\ &= [F_1(s_1, s_2, Q^2)(p_1 - p_3)^\mu + F_2(s_1, s_2, Q^2)(p_2 - p_3)^\mu] T^{\mu\nu} \\ &\quad + iF_3(s_1, s_2, Q^2)\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} p_{1\nu} p_{2\rho} p_{3\sigma} + F_4(s_1, s_2, Q^2)Q^\mu \end{aligned} \quad (2.2)$$

ここで

$$\begin{aligned} Q^\mu &= (p_1 + p_2 + p_3)^\mu \\ Q^2 &= (p_1 + p_2 + p_3)^2 = M_{K^-\pi^-\pi^+}^2 \\ T^{\mu\nu} &= g^{\mu\nu} - Q^\mu Q^\nu / Q^2 \\ s_1 &= (p_2 + p_3)^2 = M_{\pi^-\pi^+}^2 \\ s_2 &= (p_1 + p_3)^2 = M_{K^-\pi^+}^2 \quad (\text{慣習的に } \epsilon_{123}=1) \end{aligned}$$

である。 F_1 、 F_2 、 F_3 と F_4 は、一般に Q^2 、 s_1 、 s_2 の関数である。ここで F_1 、 F_2 は $J^P = 1^-$ のベクター、 F_3 は $J^P = 1^+$ の軸ベクター、 F_4 は $J^P = 0^-$ の擬スカラーの構造因子と呼ばれている。

これらの構造因子を用いて、 $\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ における、図 2.2 に示した標準理論のダイアグラムからの振幅の 2 乗は

$$|\mathcal{A}_{SM}|^2 = \frac{G_F^2}{2} \sin^2 \theta_c L_{\mu\nu} H^{\mu\nu} \quad (2.3)$$

と与えられる。ここで $L_{\mu\nu} = M_\mu(M_\nu)^\dagger$ はレプトンカレント $M_\mu = \bar{u}_{\nu\tau}\gamma_\mu(1 - \gamma^5)u_\tau$ のテンソルであり、 $H^{\mu\nu} = J^\mu(J^\nu)^\dagger$ はハドロンカレント (式 (2.2)) から形成されるテンソルである。

$\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ において、荷電ヒッグスのダイアグラム (図 2.3) と、相互作用に次の項が追加される。

$$\mathcal{H}_{\text{eff}}^{NP} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sin \theta_c [\eta_S \bar{\nu}_\tau (1 + \gamma_5) \tau \bar{s} u + \eta_P \bar{\nu}_\tau (1 + \gamma_5) \tau \bar{s} \gamma_5 u] + h.c. \quad (2.4)$$

全ハミルトニアンは $\mathcal{H}_{\text{eff}} = \mathcal{H}_{\text{eff}}^{SM} + \mathcal{H}_{\text{eff}}^{NP}$ である。この新しい物理 (以下 NP という) の影響は一般に、スカラー構造因子 F_4 の項を以下のように置き換えることでその NP の項を取り入れることができる。

$$J_\mu \longrightarrow \tilde{J}_\mu \quad (2.5)$$

$$F_4 \longrightarrow \tilde{F}_4 = F_4 + \frac{f_H}{m_\tau} \eta_p \quad (2.6)$$

ここで、 f_H は擬スカラーの構造因子と呼ばれ

$$\langle K^-(p_1) \pi^-(p_2) \pi^+(p_3) | \bar{s} \gamma^5 u | 0 \rangle = f_H \quad (2.7)$$

のように定義される、 $\tilde{H}^{\mu\nu} = \tilde{J}^\mu(\tilde{J}^\nu)^\dagger$ と定義すると、以下のような行列成分の 2 乗の式を得ることが出来る。

$$|\mathcal{A}|^2 = \frac{G_F^2}{2} \sin^2 \theta_c L_{\mu\nu} \tilde{H}^{\mu\nu} \quad (2.8)$$

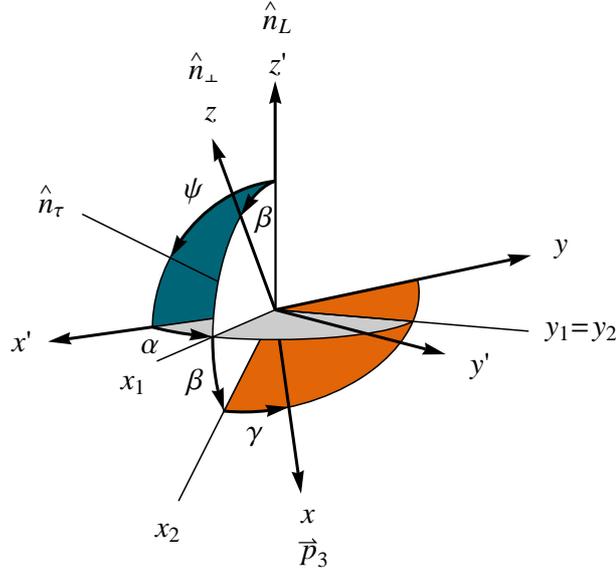
2.3.2 $\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 全微分崩壊幅

以上により、標準理論と NP の効果を含んだ $\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊の全微分崩壊幅 $d\Gamma$ は

$$d\Gamma = \frac{G_F^2 \sin^2 \theta_c}{256(2\pi)^5 m_\tau} \frac{m_\tau^2 - Q^2}{m_\tau^2} \frac{dQ^2}{Q^2} ds_1 ds_2 \frac{d\alpha}{2\pi} \frac{d\gamma}{2\pi} \frac{d \cos \beta}{2} \frac{d \cos \theta}{2} L_{\mu\nu} \tilde{H}^{\mu\nu} \quad (2.9)$$

のように与えられる。

ここで角度 α 、 β 、 γ はハドロンの静止系 ($\vec{Q} \equiv \vec{q}_1 + \vec{q}_2 + \vec{q}_3 = 0$) において、以下のように定義されている (図 2.4 参照)。今、3 個の粒子 $K^- \pi^- \pi^+$ が作る平面に垂直な方向を \vec{n}_\perp とする。 \vec{n}_\perp は $\vec{n}_\perp \equiv \vec{p}_1 \times \vec{p}_2 / |\vec{p}_1 \times \vec{p}_2|$ で与えられる。角 β はハドロンの静止系での z 軸の方向との間の角である。ハドロンの静止系での z 軸の方向 (\vec{n}_L) は静止系から見た実験室系での方向を表す。この系において $\vec{p}_3(\pi^+)$ の方向を x 軸 (\vec{x}) とする。角度 γ は、 $\vec{n}_L - \vec{n}_\perp$ 平面と $\vec{n}_\perp - \vec{x}$ 平面との間の角である。


 図 2.4: 角 α 、 β 、 γ 、 ψ の定義

$$\cos \beta = \vec{n}_L \cdot \vec{n}_\perp \quad (2.10)$$

$$\cos \gamma = -\frac{\vec{n}_L \cdot \vec{p}_3}{|\vec{n}_L \times \vec{n}_\perp|} \quad (2.11)$$

$$\sin \gamma = \frac{(\vec{n}_L \times \vec{n}_\perp) \cdot \vec{p}_3}{|\vec{n}_L \times \vec{n}_\perp|} \quad (2.12)$$

$$\cos \alpha = \frac{(\vec{n}_L \times \vec{n}_\tau) \cdot (\vec{n}_L \times \vec{n}_\perp)}{|\vec{n}_L \times \vec{n}_\tau| |\vec{n}_L \times \vec{n}_\perp|} \quad (2.13)$$

$$\sin \alpha = -\frac{\vec{n}_\tau \cdot (\vec{n}_L \times \vec{n}_\perp)}{|\vec{n}_L \times \vec{n}_\tau| |\vec{n}_L \times \vec{n}_\perp|} \quad (2.14)$$

また、 ψ はハドロンの静止系での τ 粒子の方位角である。一方、角度 θ は τ の静止系で定義される角度で、その系におけるハドロンの方向と、その系の z 軸との間の角度である、この z 軸の方向は実験系での τ の飛行方向として定義されている。

本研究では τ の方向を測定していないので、角 α の値は決められない。しかし、 $\cos \theta$ と $\cos \psi$ は測定出来る量である Q^2 と実験系でのハドロンのエネルギー E_h を用いて以下の式から決定することが出来る。

$$\cos \theta = \frac{2xm_\tau^2 - m_\tau^2 - Q^2}{(m_\tau^2 - Q^2)\sqrt{1 - 4m_\tau^2/s}}, \quad (2.15)$$

$$\cos \psi = \frac{x(m_\tau^2 + Q^2) - 2Q^2}{(m_\tau^2 - Q^2)\sqrt{x^2 - 4Q^2/s}} \quad (2.16)$$

ここで、 x は $x = 2E_h/\sqrt{s}$ で、 s は $s = 4E_{beam}^2$ である。

ハドロンテンソル $H^{\mu\nu}$ は式 (2.2) で与えられるハドロンカレント J^μ より、 $H^{\mu\nu} = J^\mu (J^\nu)^\dagger$ と定義されているので、ハドロン構造因子 $F_1 - F_4$ の関数である。今、 $F_1 - F_4$ の代わりに新しい $B_k (k = 1, \dots, 4)$ を導入する。

$$B_1 = \tilde{J}^1 = [F_1(p_1 - p_3)^x + F_2(p_2 - p_3)^x] \quad (2.17)$$

$$B_2 = \tilde{J}^2 = (F_1 - F_2)p_1^y \quad (2.18)$$

$$B_3 = -i\tilde{J}^3 = F_3\sqrt{Q^2}p_1^x p_3^x \quad (2.19)$$

$$B_4 = \tilde{J}^0 = \sqrt{Q^2} \left[F_4 + \frac{f_H}{m_\tau} \eta_p \right] \quad (2.20)$$

以上を式 (2.9) へ代入すると、 τ^- に対する全微分崩壊幅の最終的な式 (2.21) が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{dQ^2 ds_1 ds_2 d\gamma d\cos\beta d\cos\theta} &= \frac{G_F^2 \sin^2\theta_c (m_\tau^2 - Q^2)^2}{512(2\pi)^6 m_\tau^3 Q^2} \\ &\times \left\{ \left[\frac{2}{3}K_1 + K_2 + \frac{1}{3}\bar{K}_1(3\cos^2\beta - 1)/2 \right] (|B_1|^2 + |B_2|^2) \right. \\ &+ \left[\frac{2}{3}K_1 + K_2 - \frac{2}{3}\bar{K}_1(3\cos^2\beta - 1)/2 \right] |B_3|^2 + K_2|B_4|^2 \\ &- \frac{1}{2}\bar{K}_1 \sin^2\beta \cos 2\gamma (|B_1|^2 - |B_2|^2) + \bar{K}_1 \sin^2\beta \sin 2\gamma \text{Re}(B_1 B_2^*) \\ &+ 2\bar{K}_3 \sin\beta \sin\gamma \text{Re}(B_1 B_3^*) + 2\bar{K}_2 \sin\beta \cos\gamma \text{Re}(B_1 B_4^*) \\ &+ 2\bar{K}_3 \sin\beta \cos\gamma \text{Re}(B_2 B_3^*) - 2\bar{K}_2 \sin\beta \sin\gamma \text{Re}(B_2 B_4^*) \\ &+ 2\bar{K}_3 \cos\beta \text{Im}(B_1 B_2^*) + \bar{K}_1 \sin 2\beta \cos\gamma \text{Im}(B_1 B_3^*) \\ &\left. - \bar{K}_1 \sin 2\beta \sin\gamma \text{Im}(B_2 B_3^*) + 2\bar{K}_2 \cos\beta \text{Im}(B_3 B_4^*) \right\} \quad (2.21) \end{aligned}$$

ここで、パラメータ $K_l, \bar{K}_l (l = 1, 2, 3)$ はレプトンテンソル ($L_{\mu\nu}$) から決まる量で、 Q^2 と $\cos\psi$ の関数である。

$$K_1 = 1 - (m_\tau^2/Q^2) \quad (2.22)$$

$$K_2 = m_\tau^2/Q^2 \quad (2.23)$$

$$K_3 = 1 \quad (2.24)$$

$$\bar{K}_1 = K_1(3\cos^2\psi - 1)/2 \quad (2.25)$$

$$\bar{K}_2 = K_2 \cos\psi \quad (2.26)$$

$$\bar{K}_3 = K_3 \cos\psi \quad (2.27)$$

2.3.3 重みをつけた微分断面積

式 (2.20) で見られるように、CP 対称性を破る要因となる複素因子 η_P は関数 B_4 にのみ含まれている。式 (2.21) の微分崩壊幅の式を見てわかるように、この B_4 が寄与する項が

表 2.1: 角度に対する重みの範囲

i	$f_i(\gamma, \beta)$	$g_i(\gamma, \beta)$
1	$\sin \beta \sin \gamma$	+1 ; $0 \leq \gamma < \pi, 0 \leq \beta < \pi$ -1 ; $\pi \leq \gamma < 2\pi, 0 \leq \beta < \pi$
2	$\sin \beta \cos \gamma$	+1 ; $0 \leq \gamma < \pi/2, 3\pi/2 \leq \gamma < 2\pi, 0 \leq \beta < \pi$ -1 ; $\pi/2 \leq \gamma < 3\pi/2, 0 \leq \beta < \pi$
3	$\cos \beta$	+1 ; $0 \leq \beta < \pi/2$ -1 ; $\pi/2 \leq \beta < \pi$

4 つ存在する。1 つ目は $|B_4|^2$ の比例項であり、残り 3 つは他の構造因子 B_1, B_2, B_3 との干渉項で、それぞれ $\sin \beta, \sin \beta \sin \gamma, \cos \beta$ の角度依存性を持つ。このうち $|B_4|^2$ に比例する項は他の 3 つに比べて、寄与は小さいと予測される。したがって本実験では、CP 非対称性が期待される 3 つの干渉項の測定が重要である。これらの項は、その角度依存性から予想されるように角崩壊分布を測定しないとそのまま積分されて、その寄与が見えなくなってしまう。

これらの項の効果を抜き出す手段として、文献^[1]では表 2.1 に示すような適当な角度変数に関する重みをつける方法が提案されている。例えば表 2.1 の $i = 3$ では、角度 β が $0 \leq \beta < \pi/2$ の時には重みを +1 とし、 $\pi/2 \leq \beta < \pi$ の時には重み -1 とすることを示している。このような重み関数 $g_i(\gamma, \beta)$ を定義すると、

$$\iint f_i(\gamma, \beta) g_i(\gamma, \beta) \sin \beta d\gamma d\beta = 2\pi \delta_{ij} \quad (i = 1, 2, 3) \quad (2.28)$$

となるので、期待通りそれぞれ $\sin \beta, \sin \beta \sin \gamma, \cos \beta$ の関数を抜き出すことができる。この重み関数 $g_i(\gamma, \beta)$ を用いて、重みをつけた微分崩壊幅を式 (2.29) のように定義する。

$$\frac{d\Gamma_i}{dQ^2 ds_1 ds_2} \equiv \int \frac{d\Gamma}{dQ^2 ds_1 ds_2 d\gamma d\cos \beta d\cos \theta} g_i(\gamma, \beta) d\cos \beta d\gamma d\cos \theta \quad (2.29)$$

ここでインデックス i は表 2.1 で示す 3 種類の重みの付け方に対応している。この式に式 (2.21) を代入すると、それぞれ $\sin \beta, \sin \beta \sin \gamma, \cos \beta$ に比例する項となっていることが確認できる。

$$\frac{d\Gamma_1}{dQ^2 ds_1 ds_2} = A(Q^2) [\langle \bar{K}_3 \rangle \text{Re}(B_1 B_3^*) - \langle \bar{K}_2 \rangle \text{Re}(B_2 B_4^*)] \quad (2.30)$$

$$\frac{d\Gamma_2}{dQ^2 ds_1 ds_2} = A(Q^2) [\langle \bar{K}_3 \rangle \text{Re}(B_2 B_3^*) - \langle \bar{K}_2 \rangle \text{Re}(B_1 B_4^*)] \quad (2.31)$$

$$\frac{d\Gamma_3}{dQ^2 ds_1 ds_2} = A(Q^2) [\langle \bar{K}_3 \rangle \text{Re}(B_1 B_2^*) - \langle \bar{K}_2 \rangle \text{Re}(B_3 B_4^*)] \quad (2.32)$$

ここで係数 $A(Q^2)$ は

$$A(Q^2) = \frac{G_F^2 \sin^2 \theta_C (m_\tau^2 - Q^2)^2}{128(2\pi)^5 m_\tau^2 Q^2} \quad (2.33)$$

である。これらの式は重み $g_i(\gamma, \beta)$ をつけた τ^- の崩壊に関する表式である。

2.3.4 CP 非対称度 A_{CP}

τ^- の反粒子である τ^+ の崩壊の場合には、関数 B_4 中に含まれる複素結合定数 η_P を複素共役 η_P^* に置き換える必要がある。

$$\begin{array}{ccc} \tau^- & \longrightarrow & \tau^+ \\ B_4(\eta_P) & & B_4(\eta_P^*) \end{array}$$

ここで τ^+ と τ^- の微分崩壊幅の違いを観測する測定量として、CP 非対称度 $A_{CP}^{(i)}$ を以下のように定義する。

$$A_{CP}^{(i)}(Q^2) = \frac{1}{\Gamma + \bar{\Gamma}} \int \left[\left(\frac{d\Gamma}{dQ^2 ds_1 ds_2 d\gamma d \cos \beta d \cos \theta} g^{(i)}(\gamma, \beta) \right)_{\tau^-} - \left(\frac{d\Gamma}{dQ^2 ds_1 ds_2 d\gamma d \cos \beta d \cos \theta} g^{(i)}(\gamma, \beta) \right)_{\tau^+} \right] \times dQ^2 ds_1 ds_2 d\gamma d \cos \beta d \cos \theta \quad (2.34)$$

$$= \frac{1}{\Gamma + \bar{\Gamma}} \int \left(\frac{d\Gamma_i^{\tau^-}}{dQ^2 ds_1 ds_2} - \frac{d\Gamma_i^{\tau^+}}{dQ^2 ds_1 ds_2} \right) ds_1 ds_2 \quad (2.35)$$

ここで、 $i = 1, 2, 3$ は表 2.1 に示した重みの種類である。 $\Gamma(\bar{\Gamma})$ は $\tau^-(\tau^+)$ の全崩壊幅である。以下の解析では $\Gamma = \bar{\Gamma}$ とみなす。 $\frac{d\Gamma_i(\tau^\pm)}{dQ^2 ds_1 ds_2}$ は表 2.1 に示す i 番目の重みを付けた微分崩壊幅 (式 (2.28)) である。式 (2.35) の $A_{CP}^{(i)}$ は実験的には式 (5.2) のように各事象の重み $g_i(\gamma, \beta)$ を τ^- 、 τ^+ で別々に和をとり、その差を求めることで測定することが出来る。

$$A_{CP}^{(i)} = \frac{1}{n_{K^- \pi^- \pi^+}^{\tau^-} + n_{K^+ \pi^+ \pi^-}^{\tau^+}} \left(\sum_j g_i(\gamma, \beta)_{\tau^-} - \sum_j g_i(\gamma, \beta)_{\tau^+} \right) \quad (2.36)$$

$A_{CP}^{(i)}$ の定義 (2.35) に式 (2.30)~(2.32) を代入し、式 (2.17)~(2.20) を使うと、 $A_{CP}^{(i)}$ とハドロン構造因子 F_1 、 F_2 、 F_3 、 F_4 との関係式が得られる。

$$A_{CP}^{(1)} \simeq -\frac{m_\tau}{\Gamma + \bar{\Gamma}} \left[\int \frac{A(Q^2)}{\sqrt{Q^2}} \cos \psi p_1^y \text{Im}(F_1 - F_2) dQ^2 ds_1 ds_2 d \cos \theta \right] \times f_H \text{Im}(\eta_P) \quad (2.37)$$

$$A_{CP}^{(2)} \simeq \frac{m_\tau}{\Gamma + \bar{\Gamma}} \left[\int \frac{A(Q^2)}{\sqrt{Q^2}} \cos \psi \text{Im}[F_1(p_1 - p_3)^x + F_2(p_2 - p_3)^x] dQ^2 ds_1 ds_2 d \cos \theta \right] \times f_H \text{Im}(\eta_P) \quad (2.38)$$

$$A_{CP}^{(3)} \simeq -\frac{m_\tau}{\Gamma + \bar{\Gamma}} [A(Q^2) \cos \psi p_1^y p_3^x \text{Re}(F_3) dQ^2 ds_1 ds_2 d \cos \theta] \times f_H \text{Im}(\eta_P) \quad (2.39)$$

ここで p_k^x は粒子 k のハドロンの静止系での粒子の運動量の x 成分を表し、 p_1^y は粒子 1 の y 成分を表している。このように、 $A_{CP}^{(1)}$ 、 $A_{CP}^{(2)}$ は F_1 、 F_2 とスカラー (\tilde{F}_4) との干渉項、 $A_{CP}^{(3)}$ は $\text{Re}(F_3)$ とスカラー (\tilde{F}_4) との干渉項に比例している。

2.3.5 $A_{CP}^{(i)}$ の大きさの評価

文献 [1] に示されている $A_{CP}^{(i)}$ の期待されている大きさを

$$A_{CP}^{(i)} = a_{CP}^{(i)} f_H \text{Im}(\eta_P) \quad (i = 1 \sim 3) \quad (2.40)$$

と定義したときの $a_{CP}^{(i)}$ の値を図 2.5 に示す。ここで $|f_H \text{Im}(\eta_P)|$ の可能な最大の大きさは、 $|f_H \text{Im}(\eta_P)| \simeq 18$ である。したがって、 $A_{CP}^{(i)}$ の大きさは $\frac{dA_{CP}^{(i)}}{dM} \simeq (1 \sim 8\%)/\text{GeV}$ が期待される。

ここで図 2.5 は Q^2 ではなく、 $M = \sqrt{Q^2}$ の関数として表されている。

本研究では実験的に $A_{CP}^{(i)}$ ($i = 1, 2, 3$) を $M_{K^- \pi^- \pi^+}$ 、 $M_{K^- \pi^+}$ 、 $M_{\pi^- \pi^+}$ の関数として求めることが課題であり、 $3 \times 3 = 9$ 通りの測定が必要となる。

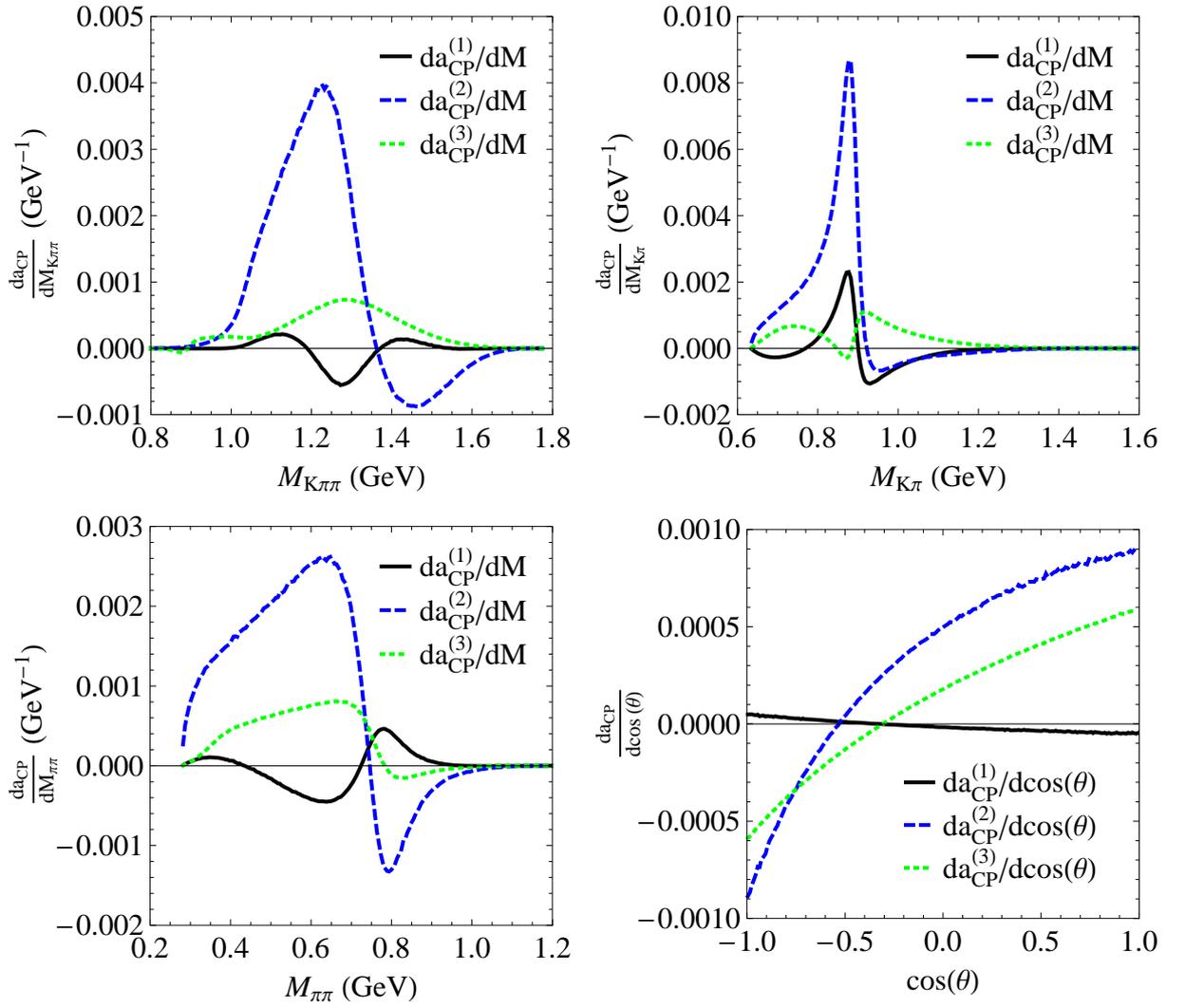


図 2.5: それぞれの Mass と $d\cos\theta$ における微分崩壊幅 $a_{CP}^{(i)}$ ($i = 1, 2, 3$) の図 (文献^[1])

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 (あるいはそれに代わる理論) 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。

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

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。

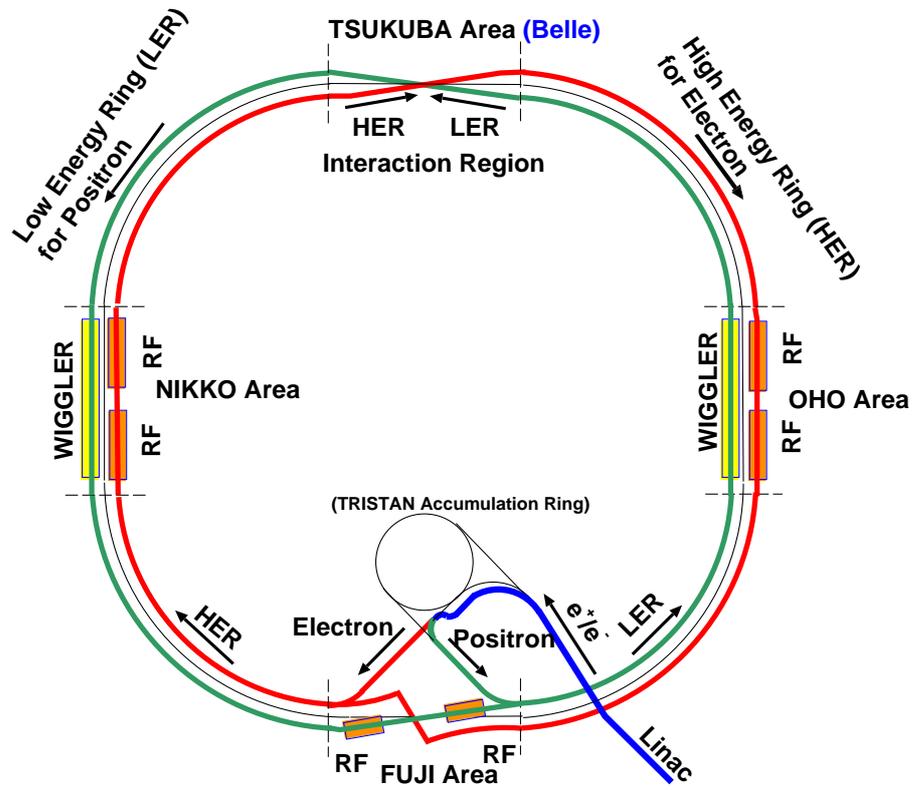


図 3.1: KEKB 加速器の概観図

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、2011 年には $2.4 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 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: KEBB 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	± 11 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	

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

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。

表 3.2: Belle 測定器のパラメータ

検出器	構成物	主要なパラメータ	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 $r = 3.0 - 5.8 \text{ cm}$ 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 $r = 8.5 \sim 90 \text{ cm}$ $-77 \leq z \leq 160 \text{ cm}$	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 $r = 120 \text{ cm}$, 3 m long	128 \times 2 ch	$\sigma_t = 100 \text{ ps}$ $K/\pi = \text{up to } 1.2 \text{ GeV}/c$
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: $r = 125 - 162 \text{ cm}$ エンドキャップ: $z = -102 \text{ and } +196 \text{ cm}$	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

の性能の一覧を示す。

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。

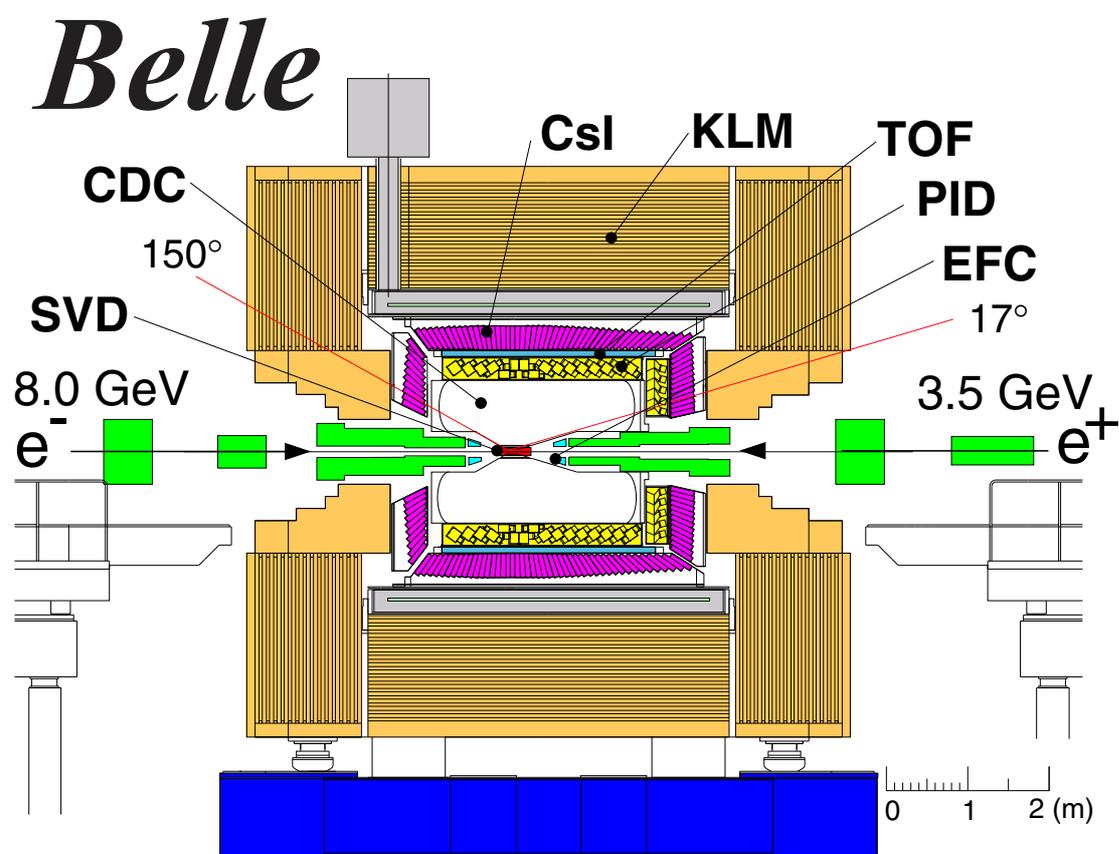


図 3.2: Belle 測定器の全体図

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

シリコン・バーテックス・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。

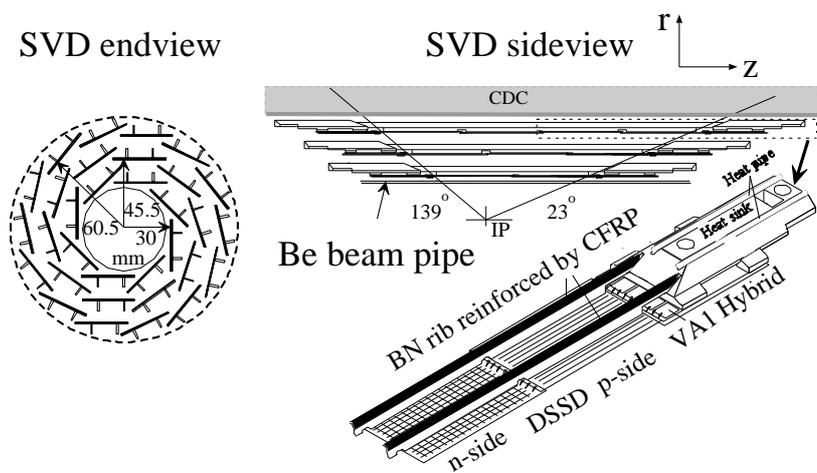


図 3.3: 粒子崩壊点測定器の構造

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 (約 1 万本) の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。

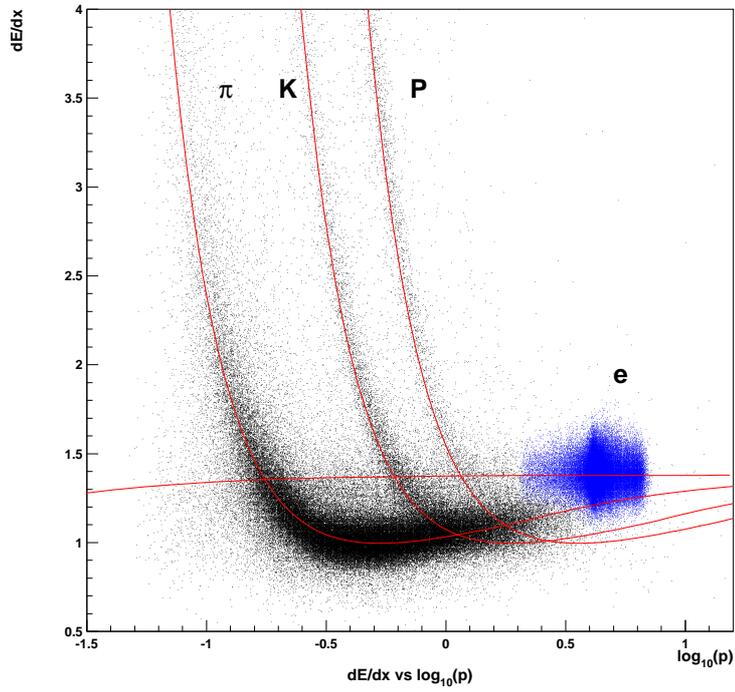


図 3.4: 電離損失。荷電粒子の種類ごとの電離損失を運動量の関数として示した図。

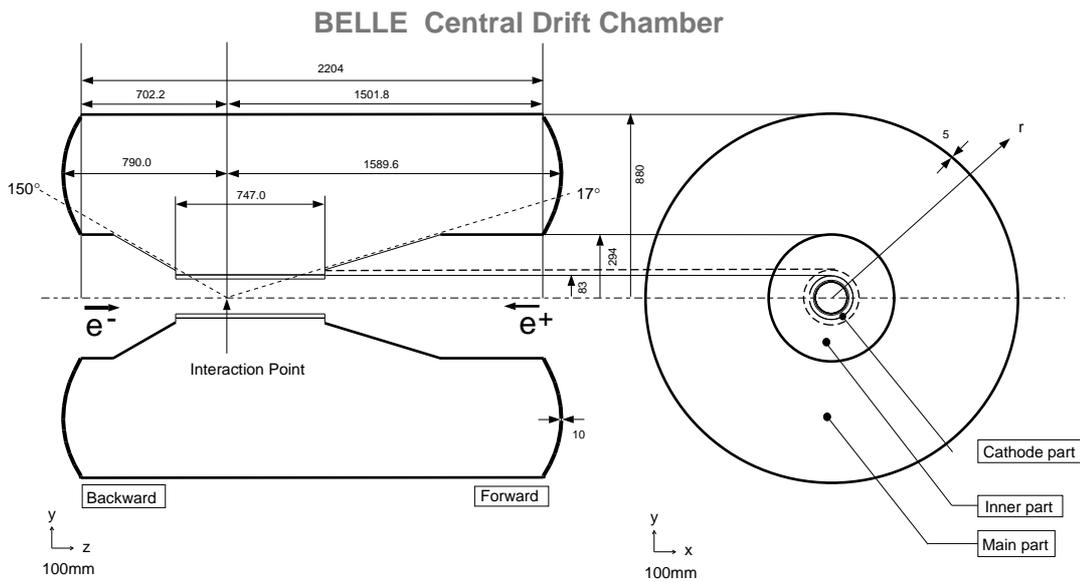


図 3.5: 中央飛跡検出器の構造

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

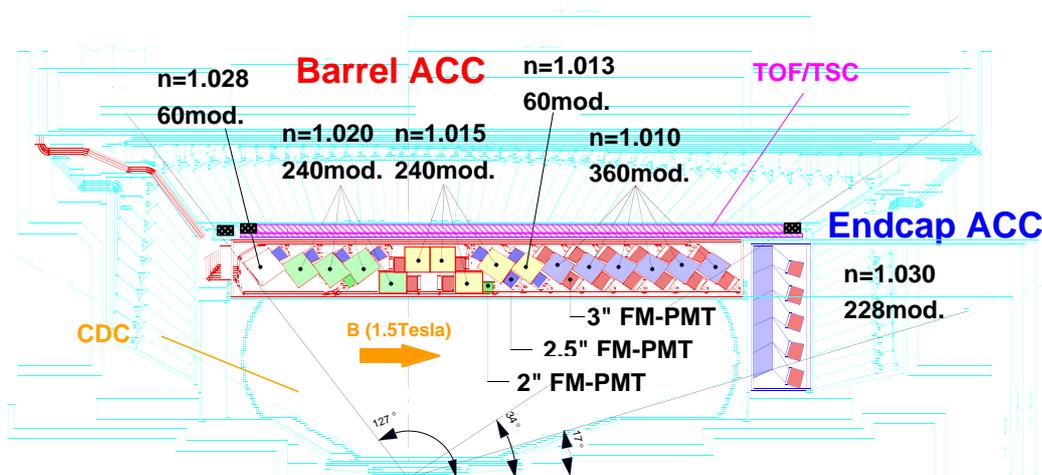


図 3.6: エアロジェルカウンターの構造

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。

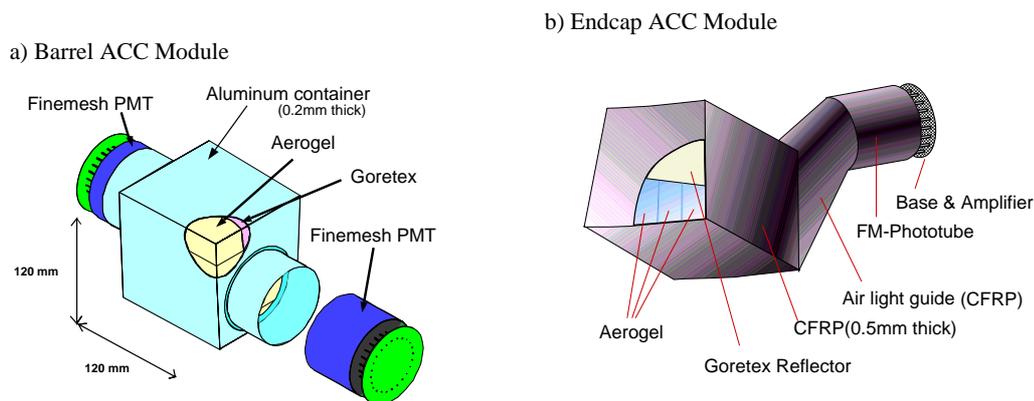


図 3.7: エアロジェルカウンターモジュールの構造 a) パレル部 b) エンドキャップ部

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。

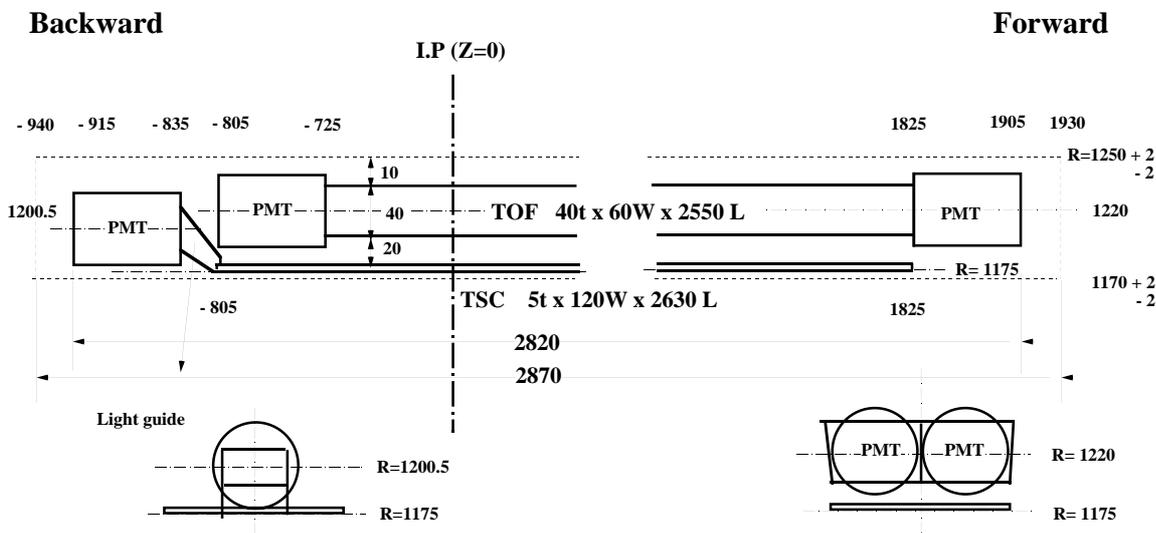


図 3.8: TOF/TSC モジュール

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 $130.7^\circ \sim 157.1^\circ$

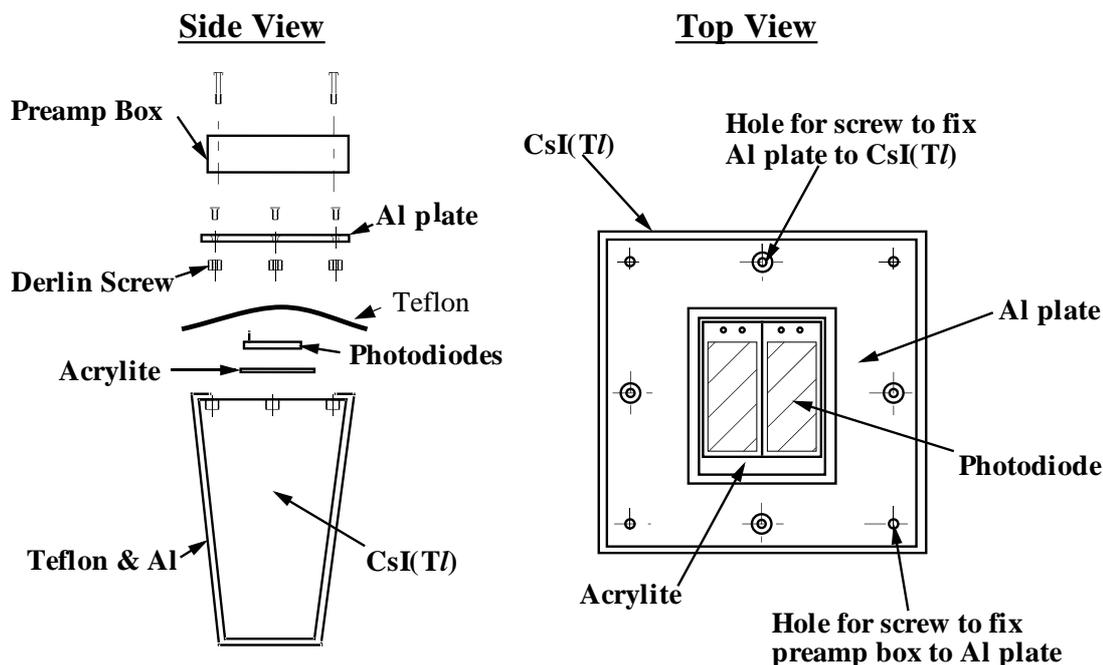


図 3.9: CsI(Tl) シャワーカウンター

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。

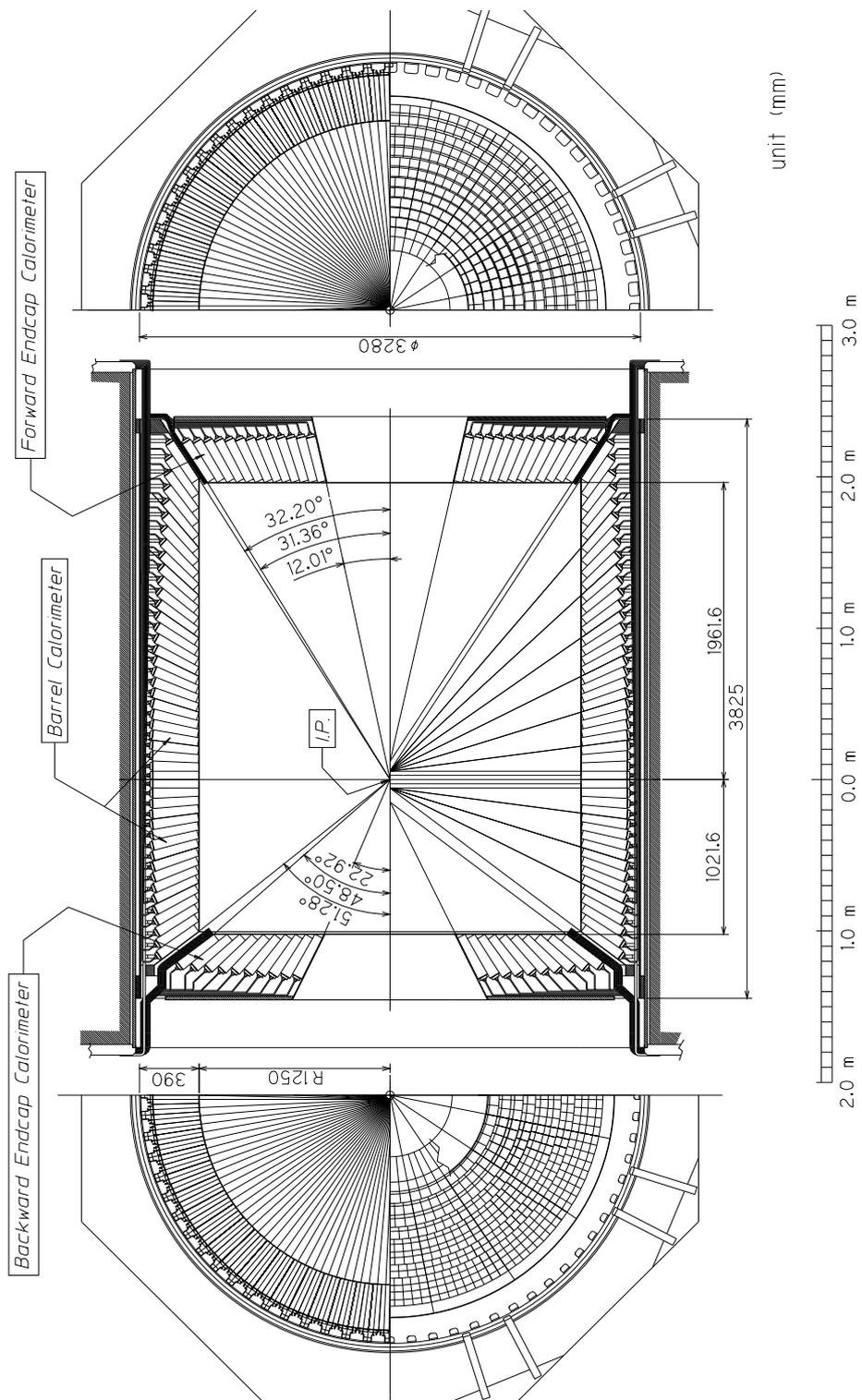


図 3.10: 電磁カロリメータの断面図

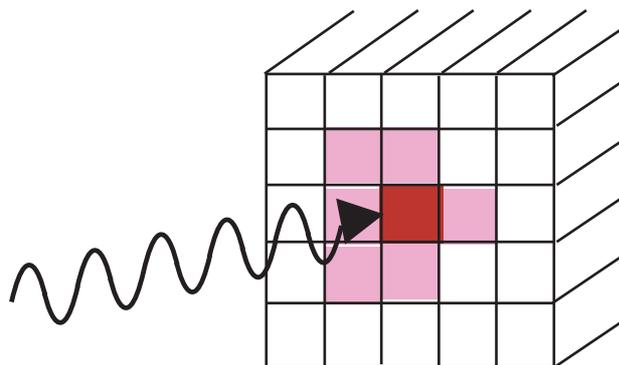


図 3.11: シャワーの再構成アルゴリズムの模式図。中心の濃い色のカウンターが光子の入射したカウンターとすると、その周囲にもシャワーが広がり、薄い色で示したように何本かのカウンターから信号が出るのでこれらを足し合わせる。

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

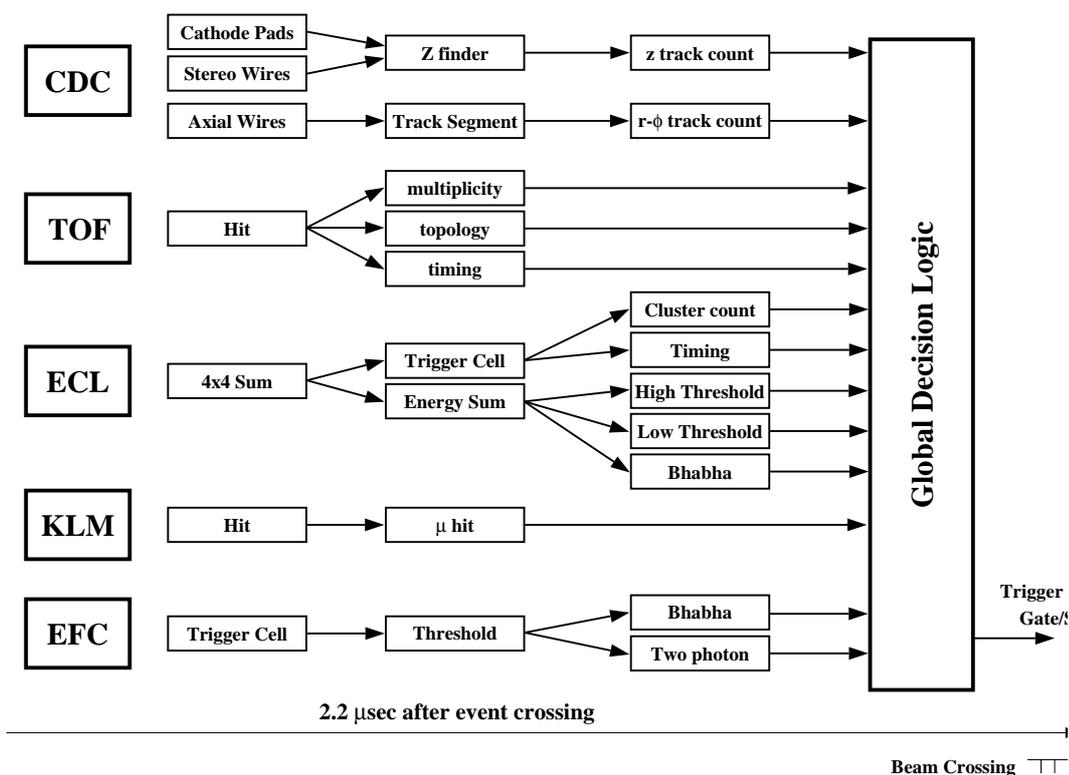


図 3.12: Belle トリガーシステムのブロック図

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。

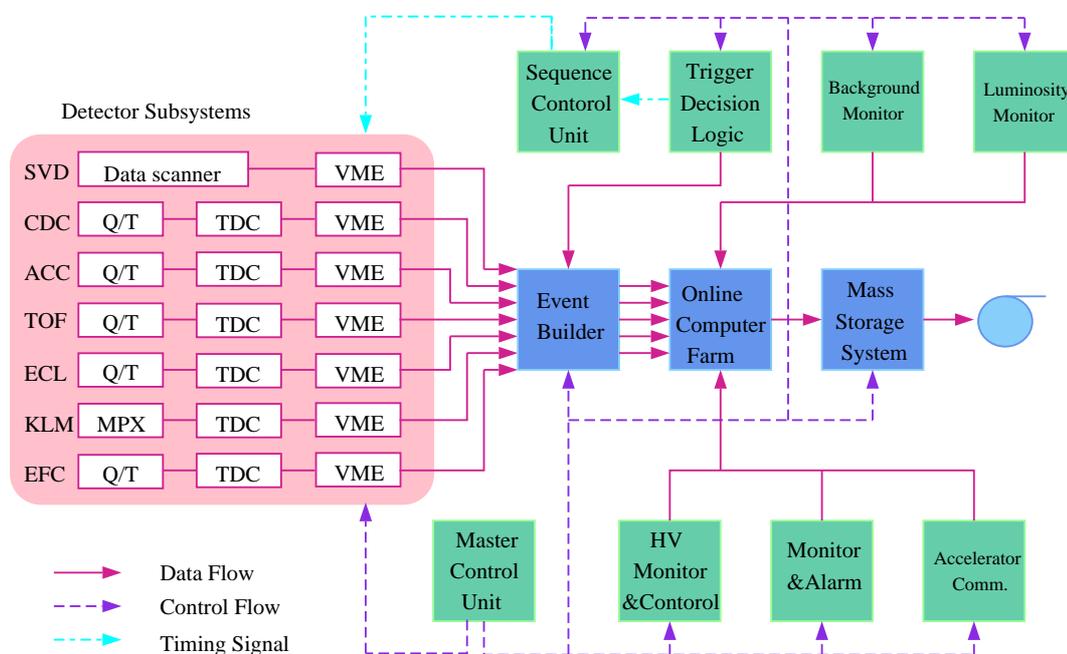


図 3.13: データ収集システムのブロック図

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 Belle 実験で収集したデータから、 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 事象 (以下 $\tau^+\tau^-$ 対生成事象と呼ぶ) を選別し、そこから更に $\tau^- \rightarrow K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 崩壊事象を選別する方法について述べる。本章で選ばれた事象は、以下の章で質量分布及び CP 非対称度を測る研究に用いられる。

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、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やすい。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 ($e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$)

バーバー散乱と同じく、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 ($e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B^0B^0, B^+B^-$)

e^+e^- が消滅後いったん、 $\Upsilon(4S)$ の共鳴状態を形成、その後 2 つの B 中間子 ($B\bar{B}$) に崩壊する反応である。 $\tau^+\tau^-$ 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。終状態の粒子は、 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ 反応と比べて広範囲に分布する。終状態の粒子は、 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ 反応と比べて広範囲に分布する。

(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。また、横方向の全運動量が良くバランスしているという特徴を持つ。

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	$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ ($\tau^- \rightarrow K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$, $\tau^- \rightarrow others$)	0.92 nb	KORALB TAUOLA	[2] [3]
バックグラウンド	$\tau^+\tau^-$ 対生成	$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ ($\tau^-, \tau^+ \rightarrow generic$)	0.919 nb	KORALB TAUOLA	[2] [3]
	(1) パーバー散乱	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	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。

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、 $\tau^- \rightarrow K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 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 $72.2/\text{fb}$ 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す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 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^[2,3,8]、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、 $B\bar{B}$ 中間子対 や ハドロン対生成 ($q\bar{q}$) 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。

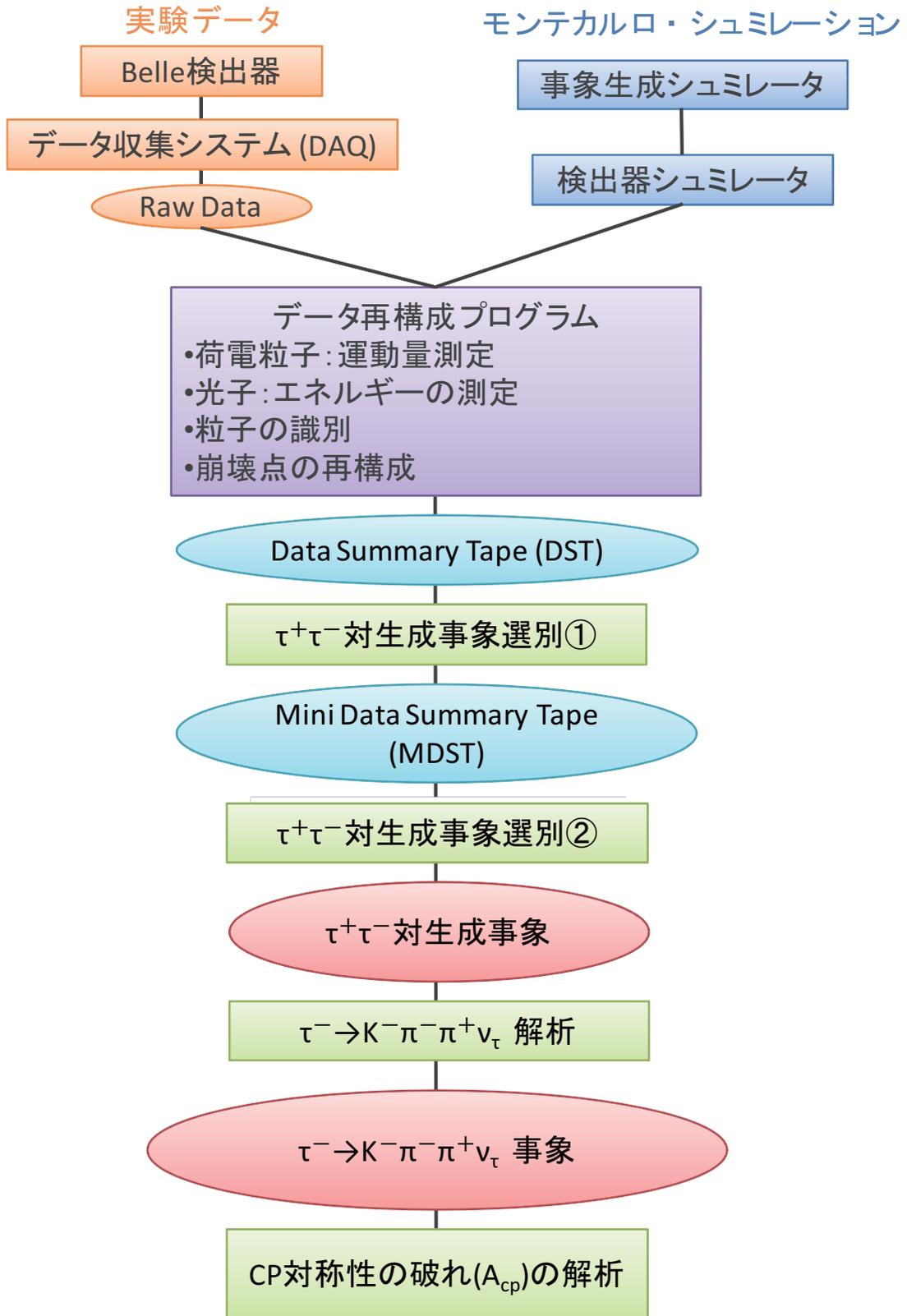


図 4.1: $\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 事象選別と解析の流れ

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。

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 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 ($|dr| < 1.0\text{cm}$) にあり、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。 ($|\mathbf{P}_t| \geq 0.1\text{GeV}$)
 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。

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

- 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、後に行く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 $2\sim 8$ 本であること。 ($2 \leq N_{track} \leq 8$)
- (2) 運動量の絶対値の和 ($\sum |P|$) が 9.0GeV 以下で、カロリメータ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 9.0GeV 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 0.5GeV 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 $2\sim 4$ 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。

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。

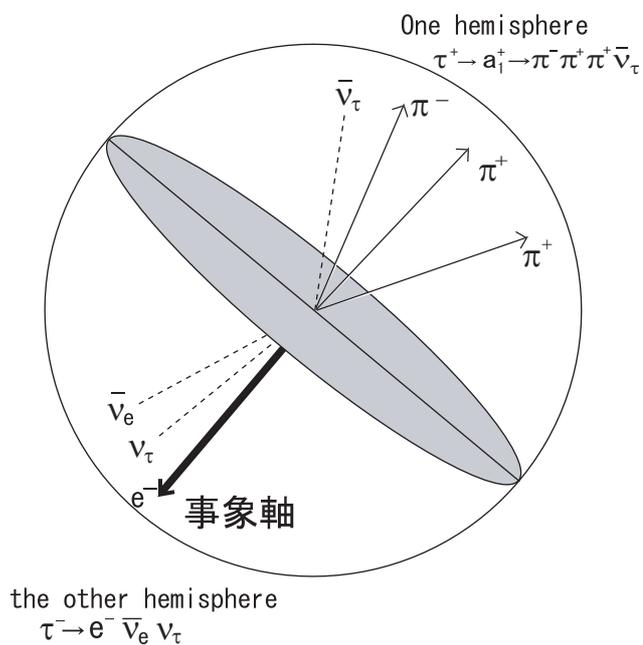


図 4.2: 事象の半球図

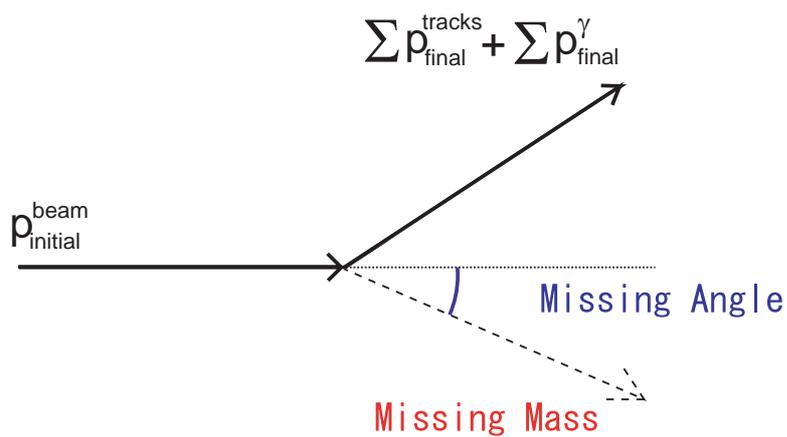


図 4.3: ミッシング質量

- 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 2.5cm 以内 ($|V_z| < 2.5\text{cm}$) かつ、 $x - y$ 平面での z の位置が 0.5cm 以内であること。
- 事象軸の偏向が e^+e^- の重心系で $35^\circ \sim 145^\circ$ 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

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

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_{final}^γ は同じく光子の 4 元運動量である (図 4.3 を参照)。

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° 付近と 145° 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パ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パ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。

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

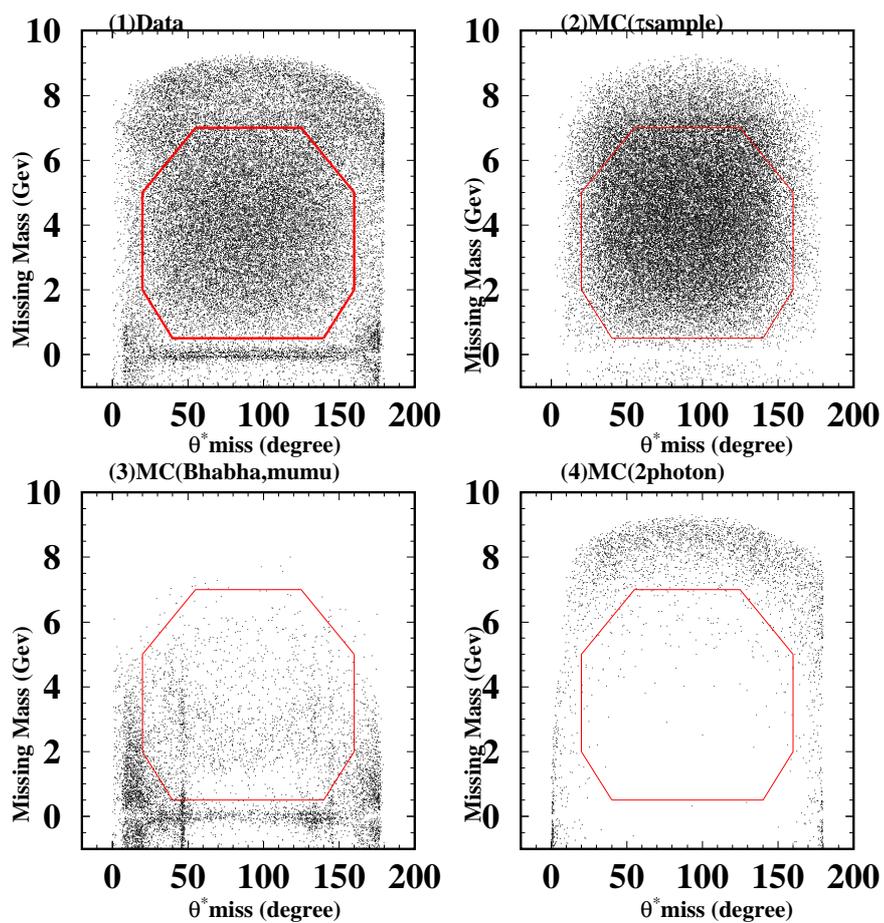


図 4.4: ミッシング質量とミッシング角の 2 次元プロット。(1) はデータを、(2)(3)(4) はモンテカルロシミュレーションによる分布で、順に $\tau^+\tau^-$ 対生成、バーバー散乱、二光子生成反応それぞれからのバックグラウンドを示す。ここで、赤の多角形の枠内に入ったものを $\tau^+\tau^-$ 対生成事象と見なしている。

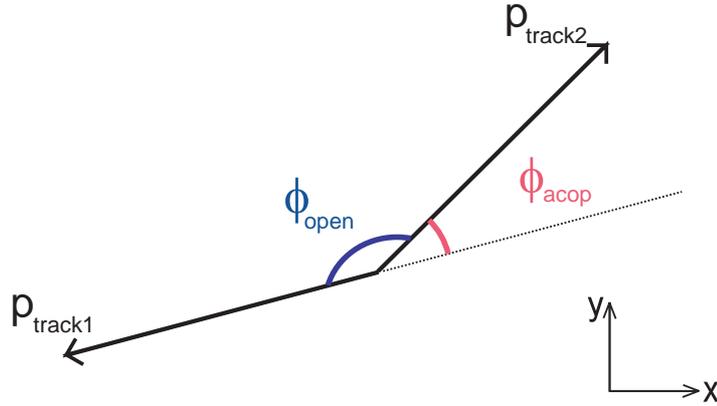


図 4.5: アコプナリティ角 ϕ_{acop} は、 $\phi_{\text{acop}} = |180^\circ - \phi_{\text{open}}|$ と定義される。ここで ϕ_{open} は、 $r - \varphi$ 平面での 2 つのトラックの開き角である。

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、 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ に崩壊し、他方は、 $\tau^+ \rightarrow e^+ \nu_e \nu_\tau$ に崩壊している。

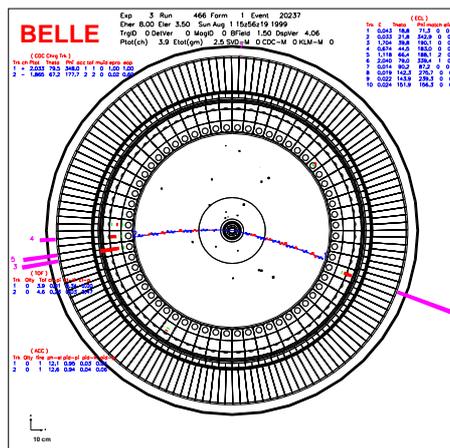
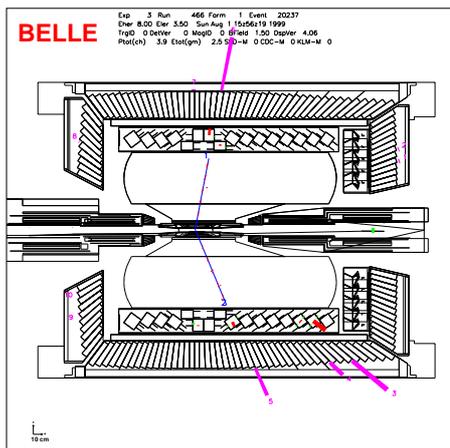


図 4.6: $\tau^+\tau^-$ 対生成事象の例 (x - z 平面)。この事象では τ^- が $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊をし、 τ^+ が $\tau^+ \rightarrow e^+ \nu_e \nu_\tau$ 崩壊をしている。

4.4 $\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊事象選別：バックグラウンドの除去

前節で選別した $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 事象の中からは、 τ^- が 3 個の荷電粒子へ崩壊した事象 ($\tau^- \rightarrow (3h)^- \nu_\tau$) を選別し、そこから粒子識別の情報を用いて $\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊を選別した。以下にその詳細を説明する (選別の手順の概要図 4.1 を参照)。

4.4.1 事象を半球に分割

まず選別した $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 事象を e^+e^- の重心系で事象軸に垂直な 2 つの半球に分け、片方の半球をシグナルサイド、他の半球をタッグサイドと呼ぶ。事象軸としては、もっとも運動量の高い粒子の方向を用いた。選別された事象のうちシグナルサイドに荷電飛跡が 3 本あるものを $\tau^- \rightarrow (3h)^- \nu_\tau$ 崩壊の候補とした。この段階のサンプル中には、信号である $\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 以外に様々なバックグラウンドが含まれている。最も大きなバックグラウンドは、 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ であり、これと信号とは荷電粒子の識別の情報を用いて区別する (4.5 節参照)。これ以外に、 $\tau^- \rightarrow (3h)^- n\pi^0 \nu_\tau$ のような π^0 を 1 個以上含む崩壊や、 K_S を 1 個以上含む崩壊 $\tau^- \rightarrow K_S \pi^- \nu_\tau$ がある。また、 $\tau^- \rightarrow \rho \nu_\tau \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ は崩壊分岐比が大きいのでバックグラウンドとして重要である。これらのバックグラウンドを抑えるために要求した選別条件について以下で説明する。

4.4.2 π^0 を 1 個以上含む崩壊事象の除去

π^0 粒子は、ほぼ 100% の確率で 2 つの光子 ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) に崩壊するので γ の存在が π^0 を含む事象の特徴である。 π^0 以外からの起源による γ も存在し、 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$ のような過程で γ が発生することがある。またそれ以外にも、本当の γ ではないがビームと残留ガスとの相互作用によるバックグラウンドにより ECL のカウンターが鳴る場合や、ハドロンシャワーによって ECL カウンターが鳴らされる場合がある。一般にこの場合にはエネルギーが低く、普通 100MeV 以下である。以下、ECL で結晶がかたまって入射粒子により鳴っている集まりをクラスターと呼ぶ。高いエネルギー領域では、 $\tau^- \rightarrow (3h)^- n\pi^0 \nu_\tau$ ($n = 1, 2$) 崩壊による π^0 によるものが多く占めている。 $\tau^- \rightarrow (3h)^- \nu_\tau$ 中に存在するクラスターは、ハドロンがカロリメーター中で起こしたハドロンシャワーによるもの (0.2GeV 付近) と、ビームガスバックグラウンドが主成分である。

また、「クラスターのエネルギーがある値 (E_{th}) 以上持つ場合は除去する」という条件によってエネルギー E_{th} GeV のエネルギーを持つクラスターを除くことにする。今回の実験では、荷電粒子が 3 本でそれ以外に π^0 が存在しない事象を選別することが目的なので、0.2GeV のエネルギーを持つクラスターが存在する事象は、信号のサンプルから除いた。

4.4.3 $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \nu_\tau$ 事象の除去

$\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊は大きな崩壊分岐比 (25%) を持つ。 $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \nu_\tau$ 崩壊 ($\tau^\pm \rightarrow \rho^\pm \nu_\tau$) がバックグラウンドとして含まれるのは、 π^0 から崩壊した 2 個の γ のうち少なくとも 1 個が検出器の物質近くで電子対 (e^+e^-) を生成し、そのトラックが荷電粒子として数えられる為である。符号の異なる荷電粒子をそれぞれ電子の質量 $M(e)=0.51\text{GeV}$ と仮

定し、その 2 つの荷電粒子の不変質量分布を見ることにより $\gamma \rightarrow e^+e^-$ の事象を容易に識別できる。

本実験では、

- (1) ビーム軸 (衝突点) から離れて崩壊し、トラックの軌跡が V 状の軌跡 (V_0 粒子) として観測されていること。
- (2) V_0 の方向がシグナル半球と同じであること。
- (3) V_0 の子供のトラックの最近接距離 (z 方向) が 1.5 cm 以下であること。
- (4) xy 平面における V_0 の崩壊の長さ (L_{xy}) が $L_{xy} \geq 2.0\text{cm}$ であること。
- (5) γ の不変質量が $< M_{\pi^-\pi^+}(K_S) < 510\text{MeV}$ であること。

という条件を用いて $\gamma \rightarrow e^+e^-$ 反応が含まれる事象を除去した。

4.4.4 K_S を含む崩壊事象の除去

$\tau^\pm \rightarrow K_S \pi^\pm \nu_\tau$ 崩壊は、 K_S が約 69.2% の確率で $\pi^+\pi^-$ に崩壊するので、その一部がバックグラウンドとして含まれる。ここでは異なる荷電粒子を π と仮定し、より正確に K_S を識別する為に、以下のようにしてより K_S らしい信号を選別する。 K_S は生成される他の粒子に比べて比較的寿命が長い (0.09 $\times 10^{-10}$ s)、ビームの衝突点から比較的離れた地点で崩壊を起こすという特徴を持つ。まず、自明な K_S を選別するために K_S の生成点と崩壊点の位置関係における条件を用いた。再構成する元になる $\pi^+\pi^-$ 粒子対に課した条件を以下に記す^[10]。

- (1) ビーム軸 (衝突点) から離れて崩壊し、トラックの軌跡が V 状の軌跡 (V_0 粒子) として観測されていること。
- (2) V_0 の方向がシグナル半球と同じであること。
- (3) V_0 崩壊点における π^+ と π^- のトラックにおいて、最近接点における z 方向の距離の差 (z_{dist}) が 1.5 cm 以下であること。
- (4) xy 平面における V_0 の崩壊の長さ (L_{xy}) が $L_{xy} \geq 0.5\text{cm}$ であること。
- (5) $\pi^+\pi^-$ 対の不変質量が、 $490\text{MeV} < M_{\pi^-\pi^+}(K_S) < 510\text{MeV}$ であること。

4.5 $\tau^- \rightarrow K^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ 崩壊事象選別 : 信号の選別

実験データに対して、前項までで述べた

- (1) 余計な γ を含む事象の除去
- (2) $\gamma \rightarrow e^+e^-$ 事象の除去

表 4.3: 荷電粒子 ID による選別の条件と、これらの条件で選ばれた事象数。但し、前項 (4.4.4) で説明した K_S を除く強い条件 (条件 3) を課していない。

mode	X_1^-	X_2^-	X_3^-	条件	事象数
1	π^-	π^-	π^+	$P_1(\pi/K) \geq 0.6, P_2(\pi/K) \geq 0.6, P_3(\pi/K) \geq 0.6$	2,372,534
2	K^-	π^-	π^+	$P_1(\pi/K) < 0.1, P_2(\pi/K) \geq 0.6, P_3(\pi/K) \geq 0.6$	178,464
3	π^-	K^-	π^+	$P_1(\pi/K) \geq 0.6, P_2(\pi/K) < 0.1, P_3(\pi/K) \geq 0.6$	87,434
4	π^-	π^-	K^+	$P_1(\pi/K) \geq 0.6, P_2(\pi/K) \geq 0.6, P_3(\pi/K) < 0.1$	107,890
5	K^-	K^-	π^+	$P_1(\pi/K) < 0.1, P_2(\pi/K) < 0.1, P_3(\pi/K) \geq 0.6$	10,275
6	K^-	π^-	K^+	$P_1(\pi/K) \geq 0.6, P_2(\pi/K) < 0.1, P_3(\pi/K) < 0.1$	36,794
7	π^-	K^-	K^+	$P_1(\pi/K) \geq 0.6, P_2(\pi/K) < 0.1, P_3(\pi/K) < 0.1$	14,285
8	K^-	K^-	K^+	$P_1(\pi/K) < 0.1, P_2(\pi/K) < 0.1, P_3(\pi/K) < 0.1$	4,864
9	mode1~8 以外すべて				573,755

 (3) 自明な K_S 信号を含む事象の除去

の条件を用いて選別された $\tau^- \rightarrow (3h)^- \nu_\tau$ の候補の数は 6,164,733 イベントである。ここから信号 $\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ を識別するには、 π^\pm と K^\pm の識別が重要になる。第 3 章で述べたように Belle では π^\pm と K^\pm の識別のために 3 つの装置、エアロジェルチェレンコフカウンター、電離損失 (dE/dX) や TOF の情報を持っている。これらの装置の情報を使って荷電粒子が π 粒子らしい確率 $P(\pi/K)$ を求め、これを用いて π と K の識別を行なった。

終状態には 3 本の荷電粒子が存在するので、その荷電粒子のうち何個の粒子が K^\pm または π^\pm と識別されているかによって、図 4.3 に示すように、9 個のカテゴリーに分けた。それぞれのカテゴリーを mode 1、2、 \dots 、9 と呼ぶ。今回解析している $\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ は mode 2 と mode 3 に対応している。ここで、 $P(\pi/K)$ が 1 に近いほど K^\pm と比べて π^\pm らしく、0 に近いほど π^\pm と比べて K^\pm らしいと言える。今回の解析では確率 $P(\pi/K) \geq 0.6$ 以下を π 粒子、 $P(\pi/K) < 0.1$ を K 粒子と識別されているとした。

表中の X_1^- と X_2^- の表記は、同じ電荷を持つ粒子の運動量が高い方から順に X_1^- 、 X_2^- と振り分けている。mode 1 から順に表中のような条件をつける。荷電粒子 ID による選別では、265,898 イベントの $\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 候補が選ばれた。

この候補に対する K_S ($\pi^+ \pi^-$) の質量分布を図 4.8 に示す。図 4.8 から分かるように、0.5GeV 付近に $\tau^- \rightarrow K_S \pi^- \nu_\tau$ バックグラウンドによる K_S のピークが残っている。これは、自明な K_S のみをカットしたからである。そこで更にゆるい条件として、 $\pi^+ \pi^-$ の不変質量が K_S の領域であれば取り除く条件を入れることにする。 $485\text{MeV} < M_{\pi^+ \pi^-} < 515\text{MeV}$ の範囲の事象を全て取り除いたもの、 $470\text{MeV} < M_{\pi^+ \pi^-} < 530\text{MeV}$ の範囲の事象を全て取り除いたものを順に比較してゆく。図 4.8 の $485 < M_{\pi^+ \pi^-} < 515(\text{MeV})$ の事象を全て除くと図 4.9 のようになる。また $M_{\pi^+ \pi^-}$ のピークの周りの事象が残っている。この時点で主要な事象の総数の変化を表 4.4 に示す。条件 1 は (4.4.4) 項で行った自明な K_S を含む崩壊事象の除去を表している。条件 2、3 は順に $485 < M_{\pi^+ \pi^-} < 515(\text{MeV})$ 、 $470 < M_{\pi^+ \pi^-} < 530(\text{MeV})$ の範囲の事象を除いた時を表している。また表中の割合は、本来の K_S 除去での事象に対

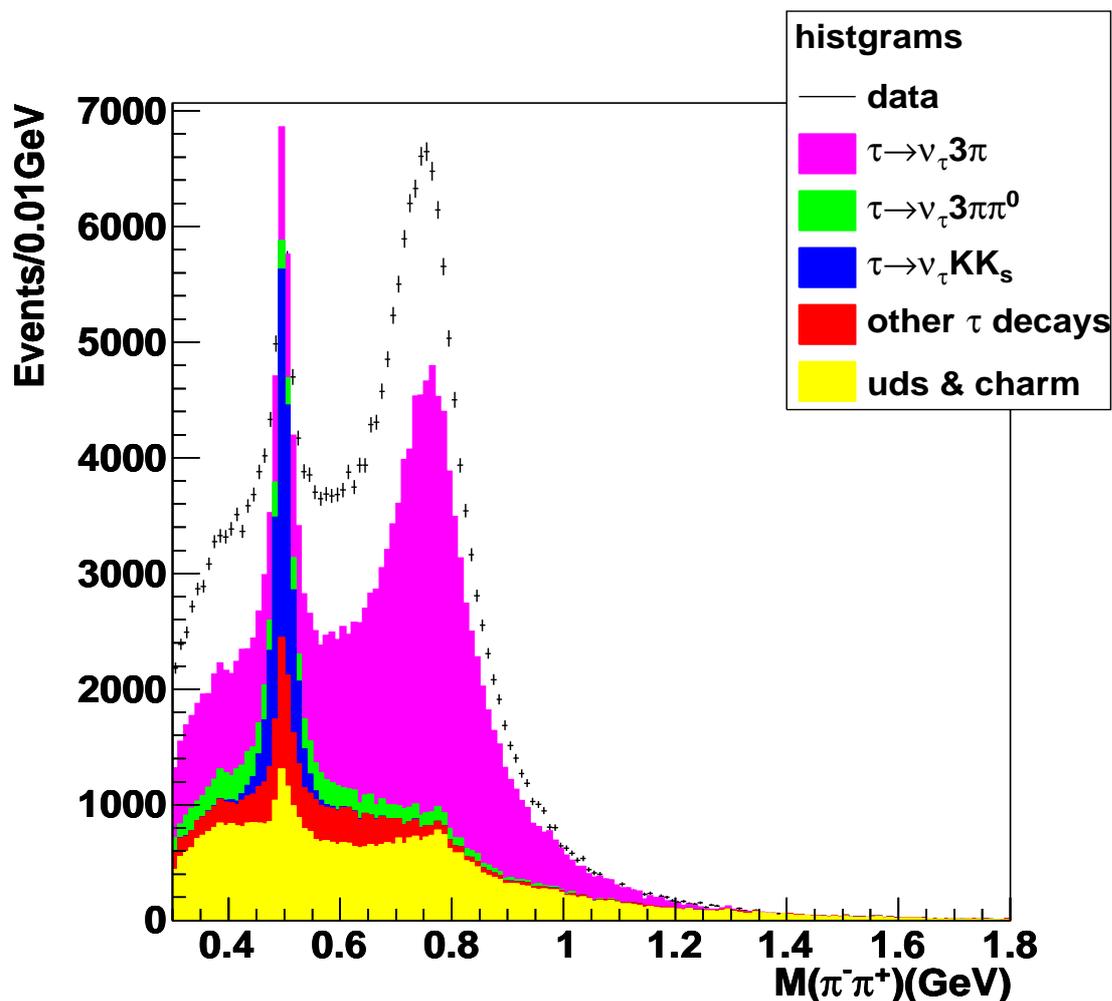


図 4.8: 荷電粒子を π^\pm とした時の $M_{\pi^-\pi^+}$ 分布。青のヒストグラムが $\tau^\pm \rightarrow K_S \pi^\pm \nu_\tau$ 崩壊を示す。

する、条件 3 ($470 < M_{\pi^-\pi^+} < 530(\text{MeV})$) の範囲の除去での事象の割合を示している。条件 3 の範囲での除去によって、条件 1 と比較して KK_S の割合が非常に小さくなっていることがわかる。図で、 K_S によるピークの周りの分解能が悪いのは、プログラム中で K_S の崩壊点ではなく、衝突点での運動量を用いて計算しているからである。

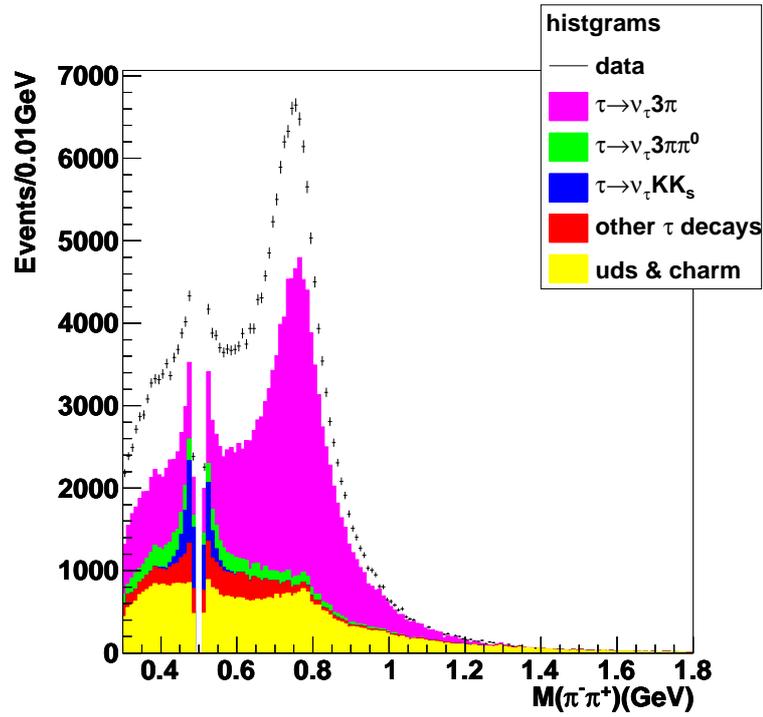


図 4.9: 荷電粒子を π^\pm とした時の $M_{\pi^-\pi^+}$ 分布。 $485 < M_{\pi^-\pi^+} < 515(\text{MeV})$ の範囲をカットした。

表 4.4: K_S を除く条件の効果。表中で条件 2 は $485 < M_{\pi^-\pi^+} < 515(\text{MeV})$ の範囲の事象を除いたとき、条件 3 は $470 < M_{\pi^-\pi^+} < 530(\text{MeV})$ の範囲の事象を除いたときを表している。また表中の割合は、本来の K_S 除去での事象に対する、条件 3 ($470 < M_{\pi^-\pi^+} < 530(\text{MeV})$) の範囲の除去での事象の割合を示している。

種類	条件 1	条件 2	条件 3	割合 (%)
実験データ	265,898	248648	235504	88.4
MC($K2\pi$)	82,650	76,911	71,567	86.6
MC(3π)	85,007	82,613	80,194	94.3
MC($3\pi\pi^0$)	8,325	7,718	7,093	85.2
MC(KK_S)	9,633	3,920	1,539	16.0
MC($K2\pi\pi^0$)	4,730	4,410	4,113	87.0
MC($2K\pi$)	5,421	5,159	4,843	89.3
MC(<i>others</i>)	12,333	10,075	8,872	71.9
MC(<i>uds</i>)	79,900	74,547	70,392	88.1
MC(<i>charm</i>)	18,269	16,697	15,596	85.4

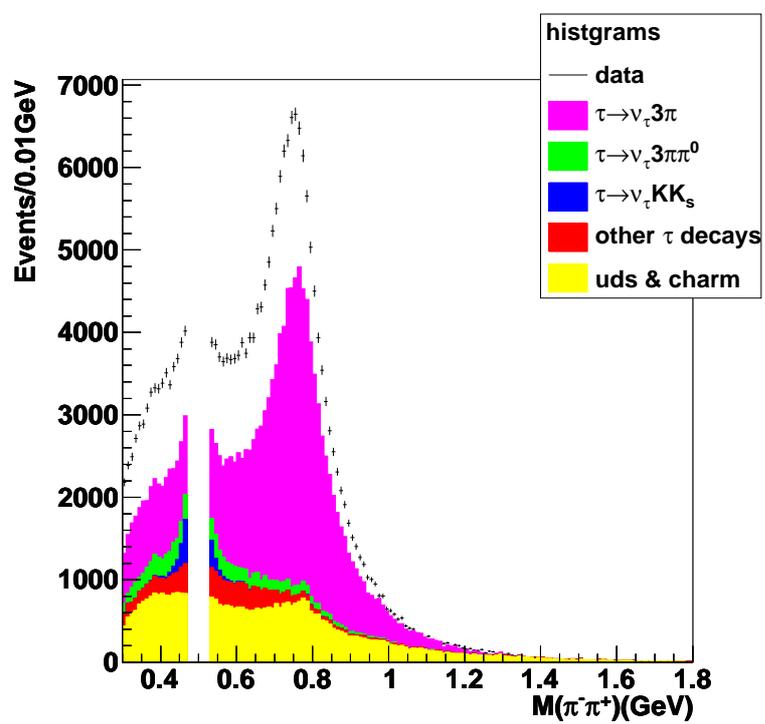


図 4.10: 荷電粒子を π^\pm とした時の $M_{\pi^-\pi^+}$ 分布。 $470 < M_{\pi^-\pi^+} < 530$ (MeV) の範囲をカットした。

以上全ての条件を課して、最終的に 235,504 イベントの $\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊の候補を選択した。これに含まれる主な崩壊モードのバックグラウンドの割合は

$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$	43.0%
$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^0 \nu_\tau$	3.80%
$\tau^- \rightarrow K^- K_S \nu_\tau$	0.83%
$\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \pi^0 \nu_\tau$	2.21%
$\tau^- \rightarrow K^- K^+ \pi^- \nu_\tau$	2.60%
$e^+ e^- \rightarrow q\bar{q}\nu_e$ ($q = u, d, s$)	16.5%
$e^+ e^- \rightarrow c\bar{c}\nu_e$	2.47%

となる。

これらの値は、データのルミノシティ (\mathcal{L}_{data}) とモンテカルロのルミノシティ ($\tau : \mathcal{L}_\tau$, $q\bar{q}$ ($q = u, d, s$) : \mathcal{L}_q , $c\bar{c}$ ($charm$) : \mathcal{L}_c) を用いて規格化した値から算出されている。具体的な数値は、 $\mathcal{L}_{data} = 63.847(fb^{-1})$ 、 $\mathcal{L}_\tau = 50.56(fb^{-1})$ 、 $\mathcal{L}_q = 174(fb^{-1})$ 、 $\mathcal{L}_c = 116(fb^{-1})$ なので、それぞれ規格化した値は以下のように計算して用いている。

$$\begin{aligned}
 \frac{\mathcal{L}_{data}}{\mathcal{L}_\tau} &= 1.263 \\
 \frac{\mathcal{L}_{data}}{\mathcal{L}_q} &= 0.5504 \\
 \frac{\mathcal{L}_{data}}{\mathcal{L}_c} &= 0.3727
 \end{aligned} \tag{4.2}$$

以上の選別条件を課した後のサンプルについての質量分布を次節で、CP 非対称度 $A_{CP}^{(i)}$ の解析結果を次章で報告する。またこれらの結果からわかるように、この $\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ のサンプルの主要なバックグラウンドは、 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ から来ている。このバックグラウンドの様子を詳しく調べるために、3 個の粒子が π と識別されている事象 (mode 1) を用いた。この 3π 崩壊事象数は 2,233,492 イベントである (K_S を除く強い条件 (条件 3) を課した後)。

4.6 $\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊の質量分布

選別した $\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊の候補の終状態のハドロン系の質量分布を以下に示す。図 4.11 は $K^- \pi^- \pi^+$ 系の不変質量分布である。黒線はデータで、ピンク色のヒストグラムがモンテカルロシミュレーションで見積もった $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ のバックグラウンド、緑色のヒストグラムは $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^0 \nu_\tau$ 、青色のヒストグラムは $\tau^- \rightarrow K^- K_S \nu_\tau$ 、赤色のヒストグラムは τ^- の他の崩壊、黄色のヒストグラムは $e^+ e^- \rightarrow q\bar{q}$ ($q = u, d, s, c$) からの寄与である。この図で、モンテカルロの事象数はルミノシティで規格化されている (前節の式 (4.2) 参照)。

また 3 つの荷電粒子 ($K^- \pi^- \pi^+$) のうち、異なる電荷を持つ 2 つの粒子 ($K^- \pi^+$ と $\pi^- \pi^+$) の系の不変質量分布を順に図 4.12、図 4.13 に示す。

$M_{K^- \pi^+}$ 分布では $K^*(890)$ 共鳴によるピークがよく見えている。また、 $M_{\pi^- \pi^+}$ 分布では 770MeV 付近に $\rho(770)$ 共鳴のきれいなピークが見えている。 $470 < M_{\pi^- \pi^+} < 530$ (MeV) が欠けているのは、 K_S を除去するために課した条件のためである。

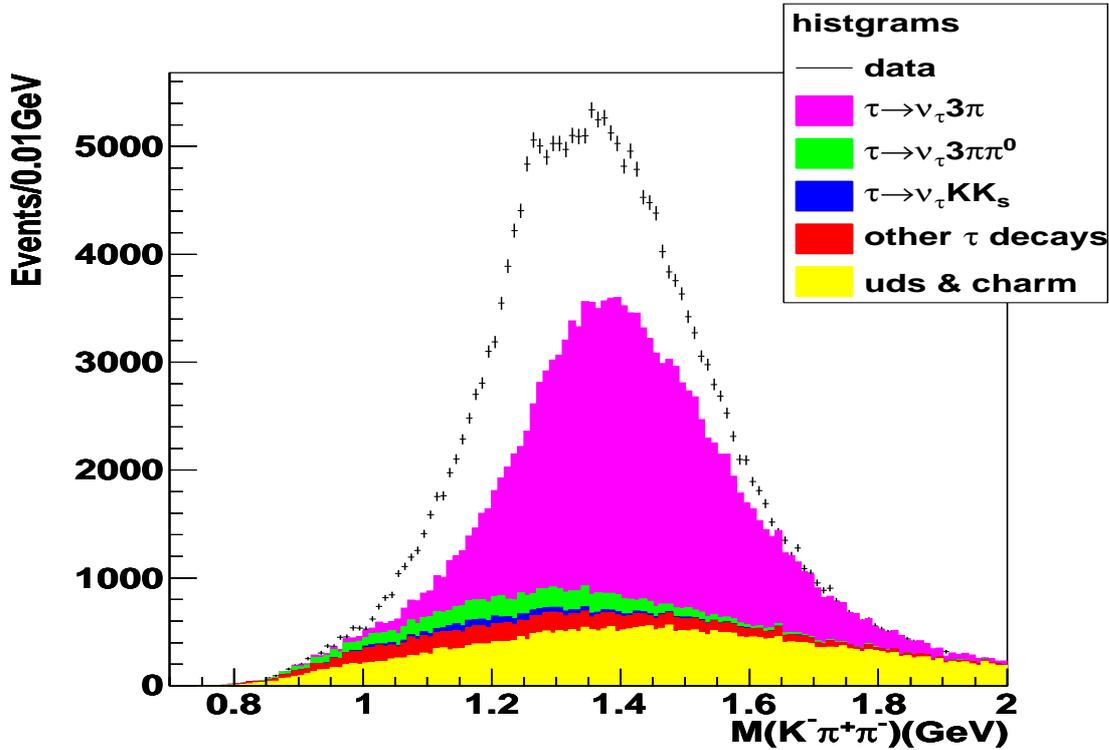


図 4.11: $M(K\pi\pi)$ 分布。黒線がデータの分布、ピンク色の領域がモンテカルロシミュレーションで見積もった $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ バックグラウンド、緑色のヒストグラムは $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^0 \nu_\tau$ のバックグラウンド、青色のヒストグラムは $\tau^- \rightarrow K^- K_S \nu_\tau$ のバックグラウンド、赤色のヒストグラムは τ^- 崩壊の他のバックグラウンド、黄色のヒストグラムは $e^+ e^- \rightarrow q\bar{q}$ ($q = u, d, s, c$) からの寄与である。

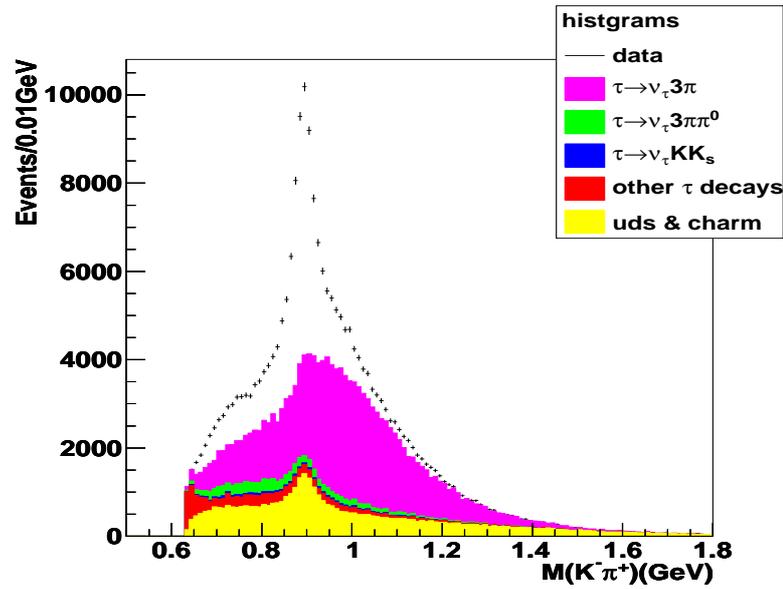


図 4.12: $M(K^-\pi^+)$ 分布。黒線がデータの分布、ピンク色の領域がモンテカルロシミュレーションで見積もった $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ バックグラウンド、緑色のヒストグラムは $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+\pi^0\nu_\tau$ のバックグラウンド、青色のヒストグラムは $\tau^- \rightarrow K^-K_S\nu_\tau$ のバックグラウンド、赤色のヒストグラムは τ^- 崩壊の他のバックグラウンド、黄色のヒストグラムは $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ($q = u, d, s, c$) からの寄与である。890MeV 付近に K^* (890) 共鳴によるピークがよく見えている。

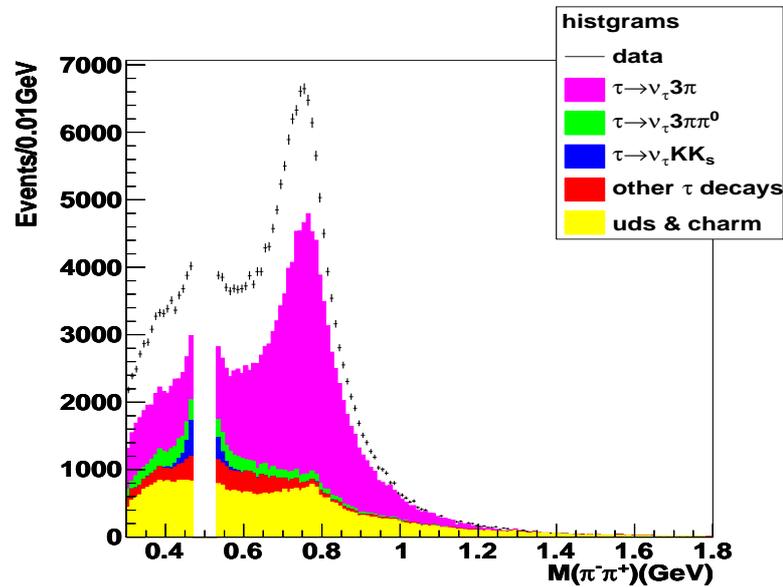


図 4.13: $M(\pi^+\pi^-)$ 分布。黒線がデータの分布、ピンク色の領域がモンテカルロシミュレーションで見積もった $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ バックグラウンド、緑色のヒストグラムは $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+\pi^0\nu_\tau$ のバックグラウンド、青色のヒストグラムは $\tau^- \rightarrow K^-K_S\nu_\tau$ のバックグラウンド、赤色のヒストグラムは τ^- 崩壊の他のバックグラウンド、黄色のヒストグラムは $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ($q = u, d, s, c$) からの寄与である。770MeV 付近に $\rho(770)$ 共鳴のきれいなピークが見えている。470 < $M_{\pi^-\pi^+}$ < 530(MeV) が欠けているのは、 K_S を除去するために課した条件のためである。

第5章 CP非対称度の解析

本章では、4章で選別した $\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 事象を用いて、3種類のCP非対称度 $A_{CP}^{(i)}$ の解析結果を報告する。

5.1 $A_{CP}^{(i)}$ の測定原理とCP非対称度

第2章で述べたようにCP非対称度 $A_{CP}^{(i)}$ は以下の式で定義される。

$$A_{CP}^{(i)} \equiv \frac{1}{\Gamma + \bar{\Gamma}} \int \left[\left(\frac{d\Gamma}{dQ^2 ds_1 ds_2 d\gamma d \cos \beta d \cos \theta} g^{(i)}(\gamma, \beta) \right)_{\tau^-} - \left(\frac{d\Gamma}{dQ^2 ds_1 ds_2 d\gamma d \cos \beta d \cos \theta} g^{(i)}(\gamma, \beta) \right)_{\tau^+} \right] \times dQ^2 ds_1 ds_2 d\gamma d \cos \beta d \cos \theta \quad (5.1)$$

$$= \frac{1}{(N_{\tau^-} + N_{\tau^+})(1 - \eta_{bg})} \left[\left(\sum g^{(i)} \right)_{\tau^-} - \left(\sum g^{(i)} \right)_{\tau^+} \right] \quad (5.2)$$

ここでCPの奇関数の部分を抜き出すための $g^{(i)}(\gamma, \beta)$ は重み係数で、それぞれ崩壊角 γ 、 β の領域ごとに +1 または -1 の値をもつ。表 2.1 にあるように $i = 1, 2, 3$ は3種類のCP非対称度で、それぞれ $\sin \beta \sin \gamma$ 、 $\sin \beta \cos \gamma$ 、 $\cos \beta$ に比例する項を抜き出す。この $A_{CP}^{(i)}$ は実験的には式 (5.2) のように重み係数の事象ごとの和として与えられる。 N_{τ^-} は $\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ の事象数であり、 N_{τ^+} は $\tau^+ \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^- \nu_\tau$ の事象数である。本研究での τ^- と τ^+ の事象数は $N_{\tau^-} = 118,418 \pm 344$ 、 $N_{\tau^+} = 117,086 \pm 342$ で、全事象数の差 $(N_{\tau^-} - N_{\tau^+}) / (N_{\tau^-} + N_{\tau^+}) = +0.56\%$ である。

η_{bg} はバックグラウンドの割合で、前章で説明したように $\eta_{bg} = 0.616$ である。 $\left(\sum_j g^{(i)} \right)_{\tau^-}$

は $\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 、 $\left(\sum_j g^{(i)} \right)_{\tau^+}$ は $\tau^+ \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^- \nu_\tau$ に対する重み $g^{(i)}$ の和を表している。

実験では3種類の微分非対称度をハドロン系の質量の関数 $\frac{dA_{CP}^{(i)}}{dM}$ として求めた。ここで、 M はハドロン系の全質量 $M_{K^- \pi^- \pi^+}$ 、サブシステムの質量 $M_{K^- \pi^+}$ 、 $M_{\pi^- \pi^+}$ である。

$$\frac{dA_{CP}^{(i)}}{dM} = \frac{1}{(N_{\tau^-} + N_{\tau^+})(1 - \eta_{bg})\Delta M} \left[\left(\sum_j g^{(i)} \right)_{\tau^-} - \left(\sum_j g^{(i)} \right)_{\tau^+} \right] \quad (5.3)$$

ここで j はイベントのインデックス、 ΔM はヒストグラムのビンの幅である。

以下、3種類のCP非対称度を質量 M について調べた合計9種類の結果について報告する。

5.2 $A_{CP}^{(1)}$ の質量依存性

$\sin \beta \sin \gamma$ の項に関する CP 非対称度 $A_{CP}^{(1)}$ のハドロン系の質量 $M_{K^-\pi^-\pi^+}$ 、 $M_{K^-\pi^+}$ および $M_{\pi^-\pi^+}$ 依存性を図 5.1 に示す。図は全てバックグラウンドの補正後 ($\eta_{bg} = 0.616$) で、エラーバーは統計誤差である。

$M_{K^-\pi^-\pi^+}$ の 1.5GeV 付近および、 $M_{K^-\pi^+}$ の 1.1GeV 付近にゼロから $2\sim 3\sigma$ のずれが見られるが、それ以外の領域は統計の範囲内でゼロからの有為な差は見られない。

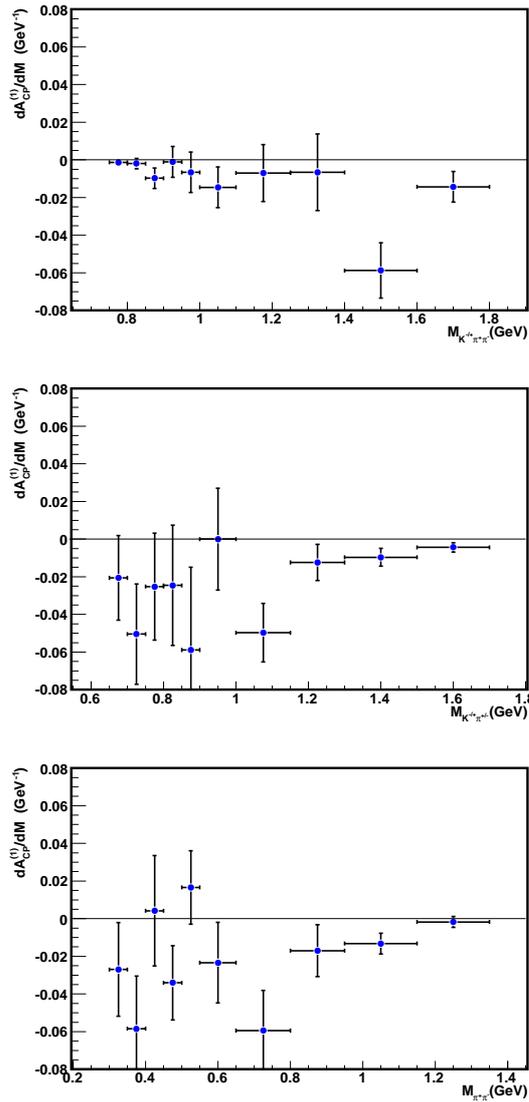


図 5.1: 質量 $M_{K^-\pi^-\pi^+}$ 、 $M_{K^-\pi^+}$ 、 $M_{\pi^-\pi^+}$ に関する CP 非対称度 $A_{CP}^{(1)}$ 。 $\sin \beta \sin \gamma$ に重みをかけて、その CP 非対称度を抜き出している。図はバックグラウンドの補正後 ($\eta_{bg} = 0.616$) で、エラーバーは統計誤差である。

5.3 $A_{CP}^{(2)}$ の質量依存性

$\sin \beta \cos \gamma$ の項に関する CP 非対称度 $A_{CP}^{(2)}$ のハドロン系の質量 $M_{K^-\pi^-\pi^+}$ 、 $M_{K^-\pi^+}$ および $M_{\pi^-\pi^+}$ 依存性を図 5.2 に示す。同様に図は全てバックグラウンドの補正後 ($\eta_{bg} = 0.616$) で、エラーバーは統計誤差である。

$M_{K^-\pi^-\pi^+}$ の 1.2GeV 付近および、 $M_{K^-\pi^+}$ の 1.2GeV 付近にゼロから 1σ ほどのずれが見られるが、それ以外の領域は統計の範囲内でゼロからの有為な差は見られない。

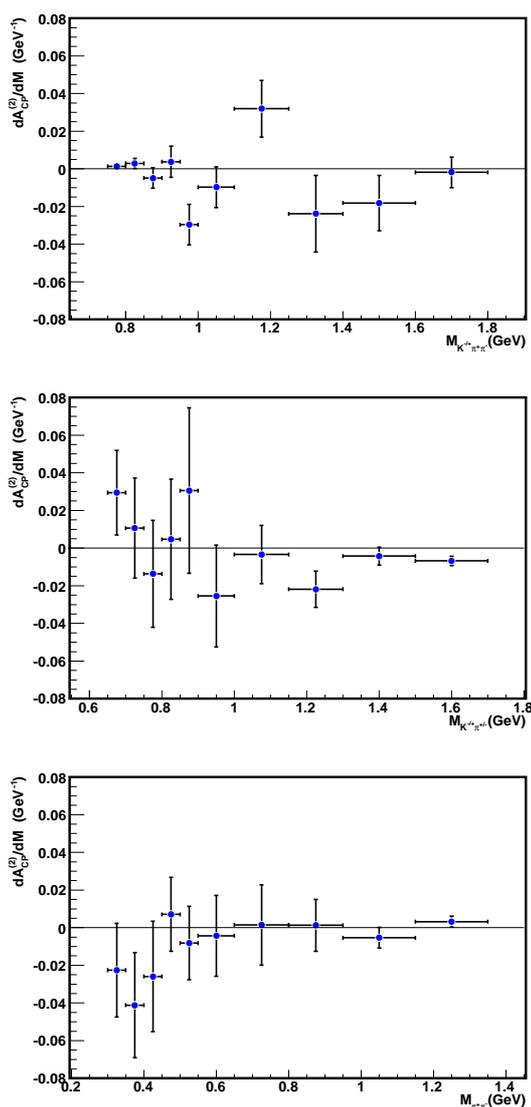


図 5.2: 質量 $M_{K^-\pi^-\pi^+}$ 、 $M_{K^-\pi^+}$ 、 $M_{\pi^-\pi^+}$ に関する CP 非対称度 $A_{CP}^{(2)}$ 。 $\sin \beta \cos \gamma$ に重みをかけて、その CP 非対称度を抜き出している。図はバックグラウンドの補正後 ($\eta_{bg} = 0.616$) で、エラーバーは統計誤差である。

5.4 $A_{CP}^{(3)}$ の質量依存性

$\cos \beta$ の項に関する CP 非対称度 $A_{CP}^{(3)}$ のハドロン系の質量 $M_{K^-\pi^-\pi^+}$ 、 $M_{K^-\pi^+}$ および $M_{\pi^-\pi^+}$ 依存性を図 5.3 に示す。同様に図は全てバックグラウンドの補正後 ($\eta_{bg} = 0.616$) で、エラーバーは統計誤差である。

$M_{K^-\pi^+}$ の $K^*(890)$ 共鳴付近 ($0.8 \sim 0.9(\text{GeV})$) にゼロからずれた CP 非対称性が観測されている。 $0.75 \sim 0.90 \text{ GeV}$ の 3 つのピンをまとめた $A_{CP}^{(3)}$ の値は

$$A_{CP}^{(3)} = -0.064 \pm 0.020 \quad (0.75 \leq M_{K^-\pi^+} \leq 0.90(\text{GeV}))$$

でこの値は、 3.1σ でゼロから有為に離れている。

5.5 バイアスのチェック： $K^-\pi^-\pi^+$ 系と $K^+\pi^+\pi^-$ 系の質量分布の比較

このように、一部領域に有為な非対称度が見えているが、これが実際の物理によるものであるか、検出器のバイアスによるみかけ上のものであるか見極めることが重要である。これまでの研究で、検出器の検出効率にプラス電荷とマイナス電荷によって 1% 程度の非対称度があることが知られており、その補正が必要である。ここではその前のチェックとして、CP 変換に対して偶 (Even) の変換性を持つ観測量に非対称性が見えないかテストした結果について報告する。その代表例がハドロン系の質量分布の τ^+ によるものと、 τ^- によるものの差である。この質量分布は、全ての角度について重み 1 で加えた観測量に相当する。これは崩壊過程が CP を保存している、保存していないに関わらず、ゼロでなければならない量である。 τ^+ と τ^- に対する $M_{K^-\pi^-\pi^+}$ 、 $M_{K^-\pi^+}$ および $M_{\pi^-\pi^+}$ の質量分布の比較と、 τ^+ と τ^- の非対称度 $A_{Even}^{(4)}$ を図 5.4 に示す。図のエラーバーは統計誤差で、左右どちらの列も上から順に $M_{K^-\pi^-\pi^+}$ 、 $M_{K^-\pi^+}$ 、 $M_{\pi^-\pi^+}$ と並んでいる。 $A_{Even}^{(4)}$ は

$$\begin{aligned} \frac{dA_{Even}^{(4)}}{dM} &= \left(\frac{dN}{dM} \Big|_{\tau^-} - \frac{dN}{dM} \Big|_{\tau^+} \right) \frac{1}{N_{\tau^-} + N_{\tau^+}} \\ &= \frac{1}{(N_{\tau^-} + N_{\tau^+})(1 - \eta_{bg})\Delta M} \left[\left(\sum_j^i 1 \right)_{\tau^-} - \left(\sum_j^i 1 \right)_{\tau^+} \right] \end{aligned}$$

として計算した。

$M_{K^-\pi^-\pi^+}$ の質量分布では $1.0 \sim 1.5 \text{ GeV}$ あたりの統計が多い所で τ^+ と τ^- の差が大きくなり、それが非対称度にもあらわれている。 $M_{K^-\pi^+}$ の質量分布では 890 MeV 付近に $K^*(890)$ 共鳴によるピークが見えており、 τ^+ と τ^- の非対称度でゼロからのずれが見られる。また $M_{\pi^-\pi^+}$ の質量分布では 0.3 GeV 付近にやや大きな差が見られ、それが非対称度でのずれでもあらわれている。以上の結果は検出器の非対称度がこのレベルでは残っており、無視できないことを示唆している。

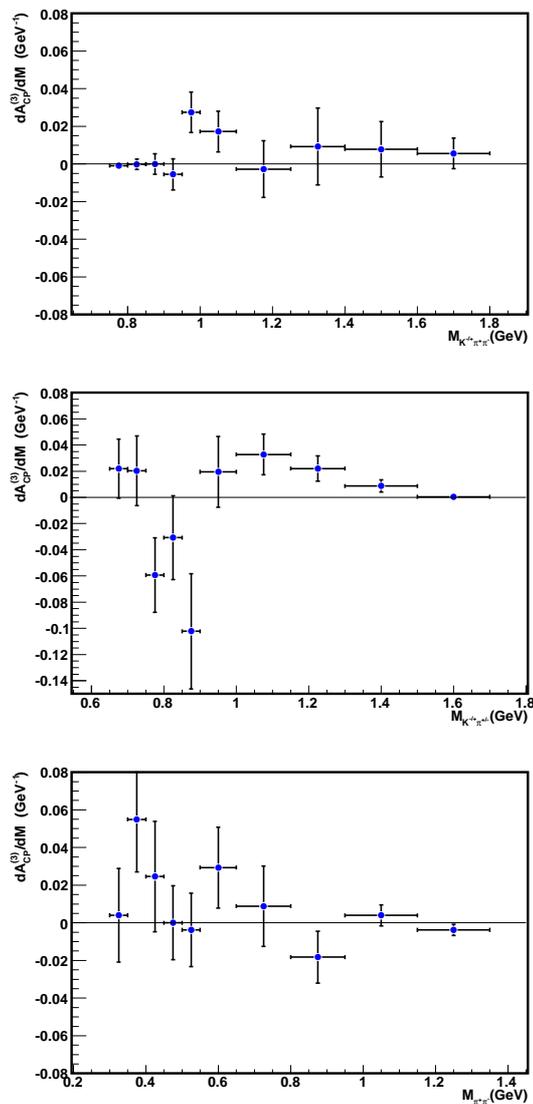


図 5.3: 質量 $M_{K^-\pi^+\pi^+}$ 、 $M_{K^-\pi^+}$ 、 $M_{\pi^-\pi^+}$ に関する CP 非対称度 $A_{CP}^{(2)}$ 。 $\cos \beta$ に重みをかけて、その CP 非対称度を抜き出している。図はバックグラウンドの補正後 ($\eta_{bg} = 0.616$) で、エラーバーは統計誤差である。

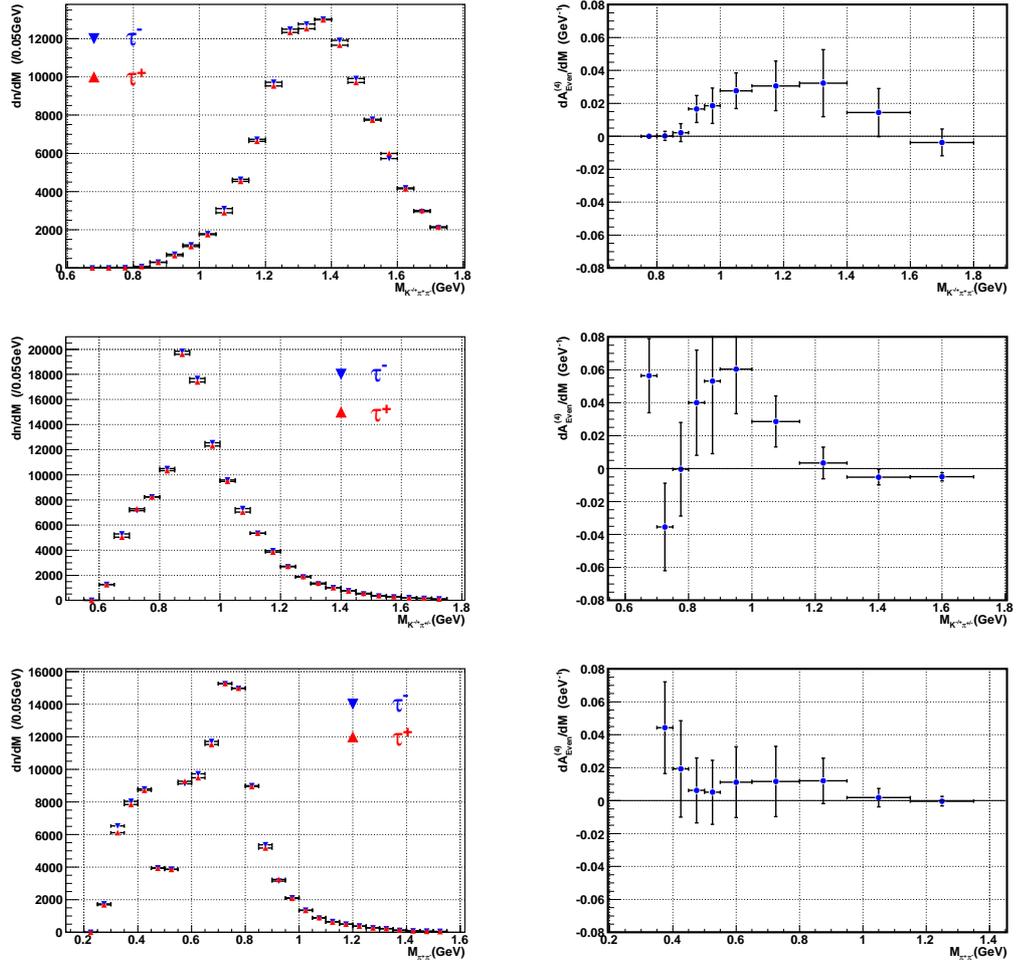


図 5.4: 左の列: τ^- と τ^+ に対する $M_{K^-\pi^-\pi^+}$ 、 $M_{K^-\pi^+}$ および $M_{\pi^-\pi^+}$ の質量分布の比較。右の列: 質量分布の非対称度 $A_{Even}^{(4)}$ 。

5.6 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ の CP 非対称度のチェック

前章でも述べたように、信号 $\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ に含まれる最も大きなバックグラウンドは、 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ である。この過程に CP 非対称度が存在するか否かをチェックするために、前章で mode 1 として選別した 2,233,492 イベントの $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 事象を用いて、その CP 非対称度 $A_{CP}^{(i)}$ ($i = 1, 2, 3$) を調べた結果を図 5.5 と図 5.6 に示す。ここでは $K^- \pi^- \pi^+$ へのバックグラウンドの効果を見積もることが目的なので、ハドロン系を計算するときに 1 個の粒子の質量を K^- の質量にしている。 $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊における、 $\sin \beta \sin \gamma$ の項に関する CP 非対称度 $A_{CP}^{(1)}$ の $M_{K^- \pi^- \pi^+}$ 、 $M_{K^- \pi^+}$ および $M_{\pi^- \pi^+}$ 依存性を図 5.5 の左の列に示す。また同じ崩壊過程で、 $\sin \beta \cos \gamma$ の項に関する CP 非対称度 $A_{CP}^{(2)}$ の $M_{K^- \pi^- \pi^+}$ 、 $M_{K^- \pi^+}$ および $M_{\pi^- \pi^+}$ 依存性を図 5.5 の右の列に示す。いずれの図もエラーバーは統計誤差である。

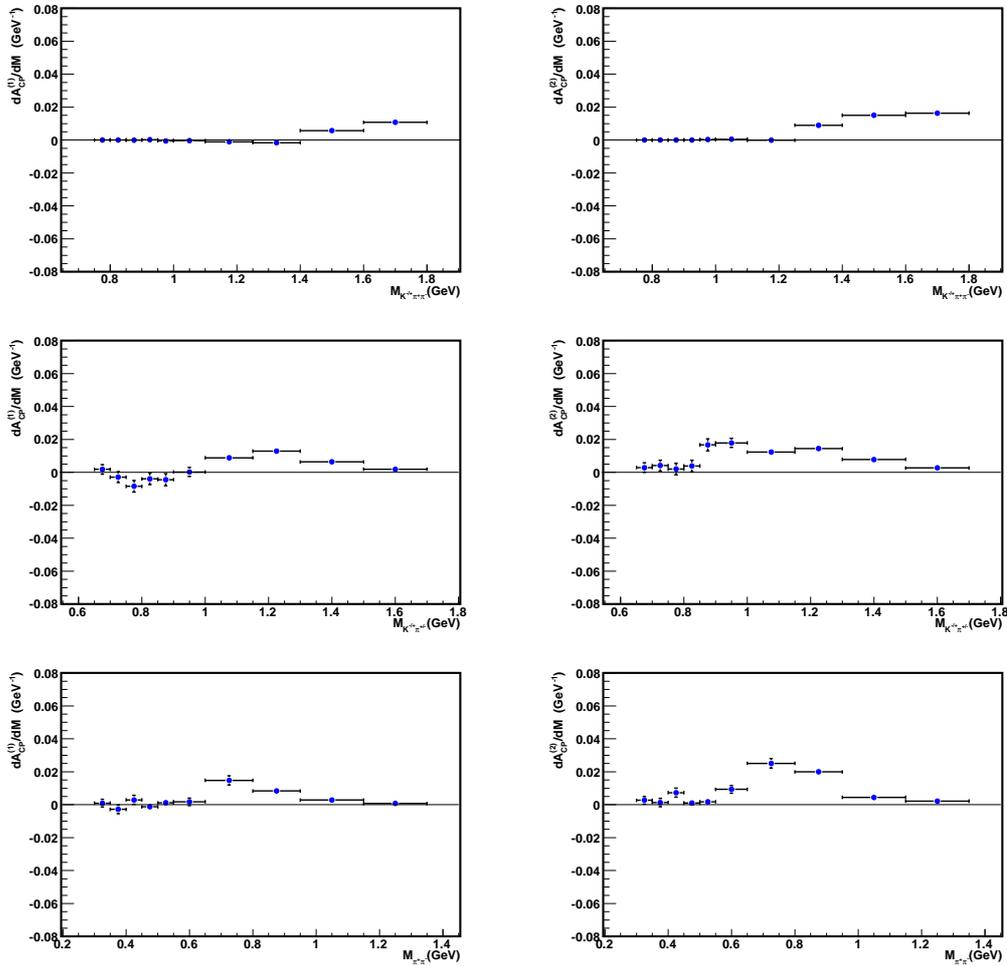


図 5.5: 左の列: $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ に対する CP 非対称度 $A_{CP}^{(1)}$ 。右の列: CP 非対称度 $A_{CP}^{(2)}$ 。ハドロン系の質量は“ $\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ ”崩壊を仮定して計算されている。左右どちらの列も上から順に $M_{K^- \pi^- \pi^+}$ 、 $M_{K^- \pi^+}$ 、 $M_{\pi^- \pi^+}$ 分布に相当する。図のエラーバーは統計誤差である。

$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊に対する、 $\cos \beta$ の項に関する CP 非対称度 $A_{CP}^{(3)}$ の $M_{K^-\pi^-\pi^+}$ 、 $M_{K^-\pi^+}$ および $M_{\pi^-\pi^+}$ 依存性を図 5.6 の左の列に示す。また同じ崩壊過程で、質量分布の非対称度 $A_{Even}^{(4)}$ を図 5.6 の右の列に示す。図のエラーバーはいずれも統計誤差である。

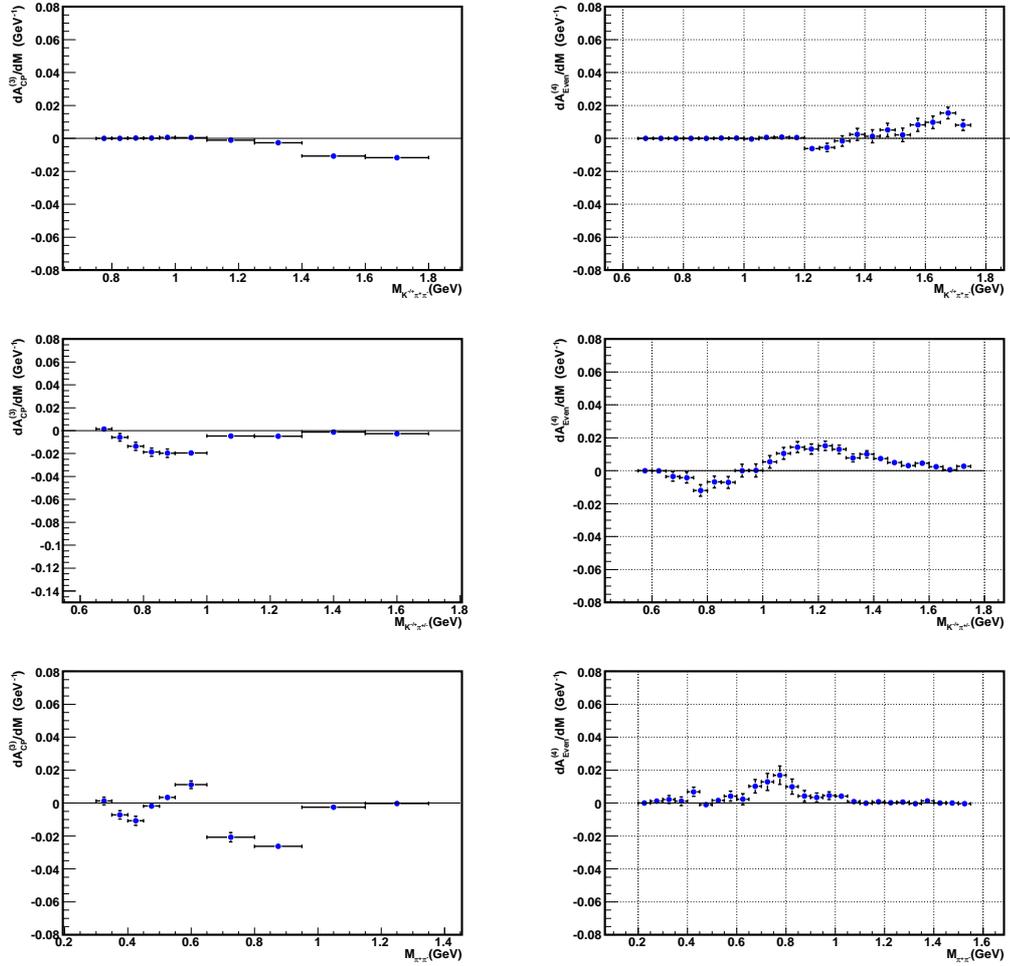


図 5.6: 左の列： $\tau \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 事象に対する CP 非対称度 $A_{CP}^{(3)}$ 。 $\cos \beta$ に重みをかけて、CP 非対称度を抜き出している。右の列：質量分布の非対称度 $A_{Even}^{(4)}$ 。図のエラーバーは統計誤差で、左右どちらの列も上から順に $M_{K^-\pi^-\pi^+}$ 、 $M_{K^-\pi^+}$ 、 $M_{\pi^-\pi^+}$ と並んでいる。

これらの図を見て分かるように、統計的に有為な CP 非対称度が $A_{CP}^{(1)}$ 、 $A_{CP}^{(2)}$ 、 $A_{CP}^{(3)}$ で見えている。しかし、CP 変換に対して偶 (even) の量である質量分布の差 $A_{Even}^{(4)}$ にも同程度の構造が見えることから、測定器による非対称性の影響が残っていると思われる。

表 5.1: 全 CP 非対称度 A_{CP}

CP 非対称度のモード	CP 非対称度	90%の信頼性の範囲
$\sin \beta \sin \gamma$	-0.021 ± 0.0053	$-0.029 < A_{CP}^{(1)} < -0.012$
$\sin \beta \cos \gamma$	-0.0050 ± 0.0053	$-0.014 < A_{CP}^{(2)} < 0.0037$
$\cos \gamma$	0.0065 ± 0.0053	$-0.0022 < A_{CP}^{(3)} < 0.015$

5.7 $\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊における全 CP 非対称度

表 5.1 は CP 非対称度のモードに対する、CP 非対称度と 90% の信頼性の範囲を示している。現在の統計制度は 0.5% で、結果は 90% の信頼性の範囲でゼロと無矛盾である。

5.8 結果の議論

$\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊において、 $\cos \beta$ に関する CP 非対称度 $A_{CP}^{(3)}$ にゼロから 3.1σ で有為に離れている兆候が $K^*(890)$ 共鳴付近に観測された。しかし、物理的な起源の CP の破れであれば見えないはずのハドロン系の質量の τ^+ と τ^- の差の分布にも有為な構造が見えており、これは検出器の検出効率の影響が残っていることを示唆している。今後、

- (1) 既知の測定器の検出効率の違いを補正する
- (2) 他の CP 変換に対して偶 (Even) の量を調べ、バイアスのチェックを厳密に行なう
- (3) 全ての Belle のデータ (現在の 10 倍) を用いる

以上の解析を進めることで、本当にレプトン系での CP 非対称度が存在するのかどうか、つまり新しい物理が存在するのかが議論できるであろう。

第6章 まとめ

本解析では、72.2/fbのデータを用いて $\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ 崩壊における CP 対称性の破れの探索を Belle 実験ではじめて行った。用いたデータは 2000 年から 2002 年の期間に収集したもので、235,000 イベントの $\tau^- \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ の候補が含まれている。

解析では CP 非対称度を測定するために、ハドロン系の崩壊角度分布を測定し、イベントに適当な重みをつけて 3 種類の CP 非対称な観測量を求めた。その結果 $M_{K^- \pi^+}$ の分布の一部において CP 非対称度がゼロから有為に離れていることが観測されたが、ハドロン系の質量分布の τ^+ と τ^- の差にもずれが観測されており、検出器固有の非対称度の影響が無視できないことを示唆している。今後、検出器固有の非対称性の補正および、主要なバックグラウンドである $\pi\pi\pi$ 系の理解が重要である。

今回使用したデータ量は、現在までに Belle 実験で検出されたデータ量の 10 分の 1 であるので、統計を増やすことでより高い感度での CP 非対称度の探索が可能であると期待できる。

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4回生の一年間だけのご指導でしたが、初めて高エネルギー物理を学ぶ学生達が分かりやすいよう、難しい内容を噛み砕いて分かりやすく教えて下さいました。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藤川先輩、片岡先輩、岩下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。皆様のおかげで、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、充実した研究生生活ができるよう支えてくれた前田さんをはじめとする研究室のメンバーや友人達、家族、私に関わった全ての方々に感謝いたします。

関連図書

- [1] Ken Kiers, et al. CP violation in $\tau \rightarrow K\pi\pi\nu_\tau$. Phys. Rev., Vol. D78, p. 113008, (2008).
- [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/CLE0/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] D.Epifanov *et al.*. Study of $\tau^- \rightarrow K_s\pi^-\nu_\tau$ decay at Belle, The Belle Collaboration (2007).