2000年度 修士学位論文
$\tau^{\pm} \to \pi^{\pm}\pi^{0}\nu_{\tau}$ 崩壊における CP非保存現象の探索

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
岡崎　知子

2001年2月

目 次

第 1 章　序 **1**

第 2 章　CP の破れ **3**
2.1　対称性と保存則 3
2.2　中性 K 中間子における CP の破れ 4
2.3　小林・益川理論 5
2.4　B^0-B^0 系における CP の破れ 8
2.4.1　直接的な CP の破れ 9
2.4.2　間接的な CP の破れ 10
2.5　$\tau^{\pm} \to \pi^{\pm}\pi^0\nu_\tau$ 崩壊の物理 15
2.5.1　理論的背景 15

第 3 章　実験装置 **21**
3.1　KEKB 加速器 21
3.2　BELLE 測定器 23
3.2.1　粒子崩壊点測定器 (SVD) 24
3.2.2　中央飛跡検出器 (CDC) 27
3.2.3　エアロジェルチェレンコフカウンター (ACC) 27
3.2.4　飛行時間差測定器 (TOF) 28
3.2.5　電磁カロリーメータ (ECL) 28
3.2.6　K_L,μ 粒子検出器 (KLM) 31
3.2.7　BELLE トリガー、データ収集システム 31

第 4 章　解析 **35**
4.1　解析に用いたデータ 35
4.2　$\tau^{\pm}$ 事象の生成とその選別 35
4.2.1　$\tau^{\pm} \to \pi^{\pm}\pi^0\nu_\tau$ 事象の再構成 39
4.3　CP 非対称性の観測 43
4.3.1　$\tau^{\pm} \to \pi^{\pm}\pi^0\nu_\tau$ 事象の特徴 43

4.3.2 バックグラウンドの見積もり 43
4.3.3 $\rho\prime(1400)$ 共鳴 45
4.3.4 $\tau^{\pm} \to \pi^{\pm}\pi^{0}\nu_{\tau}$ における CP 非保存の探索 47
4.3.5 系統誤差の確認 53

第 5 章 結果と考察 **57**

付 録 A $\tau \to \pi^{\pm}\pi^{0}$ 崩壊の CP 非対称性の測定における系統的な誤差の取り扱いについて **59**

図 目 次

2.1 $\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$ における C 変換 4
2.2 $K^0 - \bar{K^0}$ 混合 4
2.3 クォークの遷移とその強さ 6
2.4 $W^\pm$ によるクォーク間遷移 7
2.5 $B^- \to K^-\rho^0$ 崩壊における tree ダイヤグラムとペンギンダイヤグラム 10
2.6 $B^0 - \bar{B^0}$ 混合 11
2.7 $B \to J/\psi K_s$ の崩壊ダイヤグラム 16
2.8 弱い相互作用における W 交換の寄与 (左) と MHD におけるヒッグス交換の寄与 (右) 17

3.1 KEKB 加速器 22
3.2 BELLE 検出器 25
3.3 BELLE 検出器の構造 26
3.4 CDC の y-z 断面図 28
3.5 Aerogel Čerenkov Counter (上)barrel(下)endcap 29
3.6 電磁カロリーメータ 30
3.7 BELLE トリガーシステム 33
3.8 DAQ システム 34

4.1 e^+e^- 非対称衝突型 KEKB において BELLE 測定器によって観測された $\tau^\pm$ 崩壊事象 36
4.2 e^+e^- 非対称衝突型 KEKB において BELLE 測定器によって観測された $\tau^\pm$ 崩壊事象 37
4.3 選別した $\tau^\pm$ 事象 40
4.4 $\tau^+\tau^-$ サンプルにおける E/P 分布 41
4.5 $\tau^+\tau^-$ サンプルの $\gamma\gamma$ 不変質量分布 42
4.6 $\tau^\pm \to \pi^\pm\pi^0\nu_\tau$ 事象選別の結果 43
4.7 $\pi^\pm\pi^0$ 不変質量分布 44
4.8 $\pi^\pm\pi^0$ 不変質量分布 (ログスケール) 46

4.9 $\pi^{\pm}\pi^0$ 事象の崩壊角度分布 47
4.10 $\cos\beta\cos\psi$ 分布 48
4.11 $\cos\beta\cos\psi$ における非対称性 50
4.12 不変質量 $M(\pi\pi^0)$ ごとの CP 非対称性 A_{CP} の値 51
4.13 不変質量 $M(\pi\pi^0)$ ごとの非対称性 A_{CP} の 1 次関数におけるフィットの傾き (slope) と定数 (constant) 52
4.14 $\tau^{\pm} \to (\pi/\mu)\nu_\tau$ 過程の π/μ 運動量分布 54
4.15 $\tau^{\pm} \to \pi^{\pm}\pi^0\nu_\tau$ 過程における π の運動量分布とビーム軸との角度分布 55

表 目 次

2.1 相互作用の種類 6

3.1 Parameters of KEKB accelerator. 24
3.2 各検出器の役割 24
3.3 ECL のパラメータ 31
3.4 BELLE 検出器のパラメータ 32

4.1 τ 崩壊以外の過程からのバックグラウンドの見積もり 45
4.2 $\cos\beta\cos\psi$ の正負 2 領域における事象数と A_{CP} の値 49
4.3 図 4.11 における 1 次関数及び 0 次関数におけるフィットの結果 . . . 49
4.4 π^0on peak と π^0 サイドバンド領域における A_{CP} の値 53

第1章　序

素粒子物理学において標準理論は最も広く信じられている理論であり、 素粒子現象を統一的に理解する理論として大きな成功をおさめている。しかし、 現在標準理論の中に未だ未解決の課題として残っている大きなテーマがいくつかあり、その一つに「 CP 非保存 」の問題がある。CP 非保存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 中間子の系において CP 非保存が初めて観測された。しかし、30 年以上経った現在においても K 中間子以外の系における CP 非保存の現象の確実な証拠は見つかっていない。標準理論の枠内では CP 非保存現象は小林 · 益川理論によって説明される。この理論では、B 中間子において大きな CP 非保存現象が起こることを予言する [1]。この予言を実験的に検証するために、現在世界中の研究所において B 中間子系における CP 非保存現象の探索が進められている。その一つにつくば市にある高エネルギー加速器研究機構で進められている B ファクトリー計画がある。B 中間子系における CP 非保存の探索を行うため B ファクトリーでは 6 年の歳月をかけて実験のための電子陽電子衝突型加速器 (KEKB) 及び検出器 (BELLE) の建設を行い、昨年 (2000 年)6 月より B ファクトリー実験が開始された。
KEKB 加速器で予定されているビーム強度(ルミノシティ)は $10^{34}cm^{-2}s^{-1}$ で、これはこれまで最高のルミノシティを達成していた CESR 加速器のおよそ 10 0 倍、トリスタン加速器の約 250 倍である。 このルミノシティで $b\bar{b}$ クォークの束縛状態の 1 つである $\Upsilon(4s)$ 状態を生成すると、1 年間で 10^8 個の B 中間子を得ることができる。現在、 達成している最高ルミノシティは $2 \times 10^{33}cm^{-2}s^{-1}$ となっている。

このような B ファクトリーでは $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 反応により同時に同程度の 10^8 個の数の τ レプトン $(\tau^{\pm})$ を得ることができる。この値は現在世界で得られている τ レプトンの数より 2 桁多い値である。この意味で B ファクトリーは同時に τ 粒子の詳しい研究をするための、τ ファクトリーとしても貴重である。τ 粒子は最も重いレプトンであり、 素粒子の標準理論を越える現象の探索に高い感度を持つと考えられている。現在、素粒子の標準理論の枠内では CP 非保存現象は 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 非保存現象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 [10]。

BELLE 実験では多量の τ 粒子を用いて、レプトン数を破る崩壊モードの探索 $(\tau^{\pm} \to \mu^{\pm}\gamma, \tau^{\pm} \to e^{+}e^{+}e^{-}, \tau^{\pm} \to K_s\mu^{\pm}...)$ や $\tau^{+}\tau^{-}$ の生成や τ 粒子の様々な崩壊過程における CP 非保存現象の探索を精力的に進めている。本研究では、$\tau^{\pm} \to \pi^{\pm}\pi^{0}\nu_{\tau}$ 崩壊に的をしぼって、この崩壊過程における CP 非保存現象の探索を行った。具体的には、正電荷の τ 粒子の崩壊 $(\tau^{+} \to \pi\pi^{0}\nu_{\tau})$ と負電荷の τ 粒子の崩壊 $(\tau^{-} \to \pi\pi^{0}\nu_{\tau})$ とにおいてそれらの崩壊角分布に違いがあるか否かを検証することが仕事となる。

本論文では、 第 2 章で B 中間子及び τ レプトンでの CP 非保存の物理について述べ、第 3 章で、KEKB 加速器と BELLE 測定器についての説明を行う。そして第 4 章で B ELLE 測定器で検出した $e^{+}e^{-} \to \tau^{+}\tau^{-}$ 事象の概要について述べ、$\tau^{\pm} \to \pi^{\pm}\pi^{0}\nu_{\tau}$ 崩壊の解析結果を報告する。最後に第 5 章で研究結果のまとめと考察を行う。

第2章　CPの破れ

本章では、これまで CP 対称性の破れが見つかっている唯一の系である中性 K 中間子における CP 対称性の破れについてまず述べ、標準理論において CP の破れを説明する小林益川理論について説明する。次に B 中間子における CP の破れの現象に言及し、最後に本研究の課題である τ 粒子崩壊における CP の破れの探索、特に $\tau^{\pm} \to \pi^{\pm}\pi^{0}\nu_{\tau}$ 崩壊の物理について説明する。

2.1　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する。対称性があればそこに保存則が成り立つ。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。ある事象を鏡に映しても同じに見えるかが問題となる。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予言され (1956 年)[4]、翌年ウーらによって発見された [5]。
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、自然界には左巻きのニュートリノと右巻き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、左巻きのニュートリノは左巻き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 (図 2.1)。
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 [2]。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 [1]、現在その検証実験が高エネルギー加速器研究機

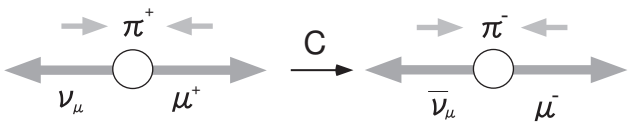


図 2.1: $\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$ における C 変換

構をはじめ世界中の多くの研究所ではじめられようとしている。

2.2　中性 K 中間子における CP の破れ

中性の K 中間子には $K^0(d\bar{s})$ と $\bar{K^0}(\bar{d}s)$ があり互いに反粒子の関係にある。K^0、$\bar{K^0}$ は強い相互作用によって作られる。この強い相互作用ではストレンジネスは保存されるが、 崩壊は弱い相互作用で起こるのでストレンジネスは保存されないため K^0 と $\bar{K^0}$ は混じり合うことができる。 クォークの描像ではそのような変換はいわゆるボックスダイヤグラムによって可能である。

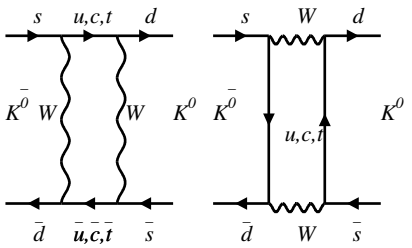


図 2.2: $K^0 - \bar{K^0}$ 混合

このことより、崩壊については K^0 と $\bar{K^0}$ の線形結合が寄与する。これを $K^0 - \bar{K^0}$ 混合と呼ぶ。K^0 と $\bar{K^0}$ の線形結合として次のものをとる。

$$
\begin{aligned}
|K_1^0> &= (|K^0> + |\bar{K^0}>)/\sqrt{2} \\
|K_2^0> &= (|K^0> - |\bar{K^0}>)/\sqrt{2}
\end{aligned}
$$

これに CP 変換をほどこすと C で K^0 は $\bar{K^0}$ に変る。K^0 と $\bar{K^0}$ は擬スカラーであ

るから P の下で符合を変えるが、K^0 と $\bar{K^0}$ の波動関数の位相を適当に選んで、

$$CP|K^0>=|\bar{K^0}>$$

と約束する。したがって $|K_1>$ と $|K_2>$ はそれぞれ CP=+1 と-1 の固有状態である。ここで、K 中間子と π 中間子のスピン-パリティが共に $J^P = 0^-$ であることを考慮すると、K_1 は、偶数個の π 中間子に崩壊し $(\mathrm{CP} = +1)$、K_2 は奇数個の π 中間子に崩壊する $(\mathrm{CP} = \text{-}1)$ ことがわかる。 3 つの π 中間子の静止質量は中性 K 中間子の静止質量にほぼ近いので、3 つの π 中間子への崩壊の位相空間は 2 つの π 中間子への崩壊の位相空間よりずっと小さい。したがって K_2^0 状態は K_1^0 状態よりずっと寿命が長くなる。

物理的に観測される中性の K 中間子は、寿命の短い $K_S(\tau_{K_S} \sim 0.89 \times 10^{-10}$秒$)$ と、寿命の長い $K_L(\tau_{K_L} \sim 5.17 \times 10^{-8}$秒$)$ の二つがあり、長い間 $|K_S>=|K_1>$ 、$|K_L>=|K_2>$ であると考えられていた。

ところが、1964 年にクリステンソン等によって $\mathrm{CP} = \text{-}1$ と考えられてきた K_L が二つの π 中間子 $(\mathrm{CP} = +1)$ にも崩壊することが発見され、弱い相互作用においてわずかに CP が破れていることが実験的に発見された。ちなみに、現在の値は、

$$\frac{\Gamma(K_L \to \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_s \to \pi^+\pi^-)} = [(2.275 \pm 0.019) \times 10^{-3}]^2$$

となっている。この CP の破れを理論的に説明する場合、K^0と$\bar{K^0}$ との混合による間接的な CP の破れと、$\mathrm{CP} = \text{-}1$ である K_2 が $\mathrm{CP} = +1$ の状態に崩壊する直接的な CP の破れとを考えることが出来る。

BELLE 実験で観測対象にしている B 中間子系においても、K 中間子系と同様の議論により CP の破れが起こると考えられている。しかも K 中間子系よりも CP の非対称度が大きく、CP 非対称の起源追求により適していると考えられている。

2.3 小林・益川理論

自然界の基本的な構成要素には ' レプトンとクォーク ' という 2 種類がある。レプトンとクォークはスピン $\frac{1}{2}$ を持っておりフェルミ粒子である。
現在、6 種類のレプトンとクォーク、そしてそれぞれ 6 種類の反粒子が知られている。クォークの種類は ' 香り (flavour)' と呼ばれ、次のように 2 重項を形成し、3 世代から成る。

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

自然界に働く相互作用には表 2.1 に示すように重力の他に 3 種類の基本的な相互作用が知られており、それらの相互作用はベクトルボソンの交換により媒介されている。

相互作用	何に結合するか	交換される粒子	到達距離
電磁相互作用	電荷	光子 (γ)	∞
強い相互作用	色荷	グルーオン (g)	10^{-15}m
弱い相互作用	弱電荷	ウィークボゾン (W,Z)	10^{-18}m

表 2.1: 相互作用の種類

弱い相互作用のうち、荷電粒子 $W^{\pm}$ によって媒介される荷電電流 (チャージカレント) とよばれる相互作用によってのみ、クォークはその種類 (フレーバー) を変えることができる。 ここで、u,c,t を u 型クォーク、d,s,b を d 型クォークとすればこの相互作用において u(d) 型クォークは d(u) 型クォークへ変化する。 その際、クォークは 2 重項内の遷移の他にわずかながら他の世代への遷移が観測される。 これを、クォークの世代混合と呼ぶ。
図 2.3 にクォーク間の遷移の強さを表す定性的な図を示した。

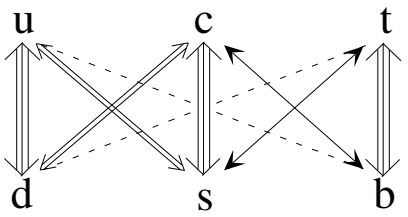


図 2.3: クォークの遷移とその強さ

図中の矢印は、その遷移のおおよその強さを表している。 ═══ が一番強く、 ═══ 、 ——— 、点線 の順に弱くなっていく。

また、この様子を行列式で表すと、

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \tag{2.1}$$

となり、これがいわゆる小林益川行列である。この行列が一般にユニタリー行列であることと、クォーク 6 つのうち 5 つの位相が自由にとれることより、この三世代のクォーク混合を記述するパラメータは 4 つである。1 つのクォーク q から他のクォーク q' への遷移は行列要素の 2 乗 $|V'_{qq}|$ に比例する。

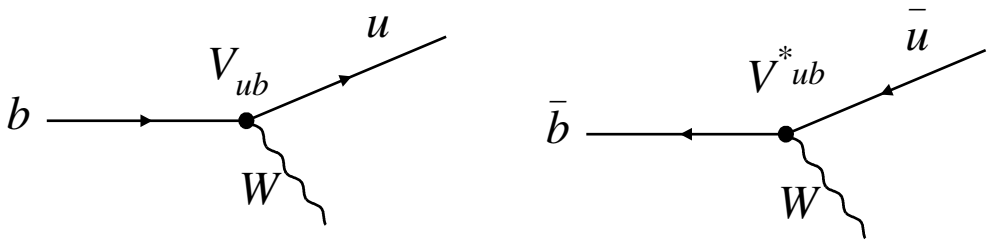


図 2.4: $W^{\pm}$ によるクォーク間遷移

現在までの測定で得られている各行列要素の絶対値の値は以下のようになっている。

$$V = \begin{pmatrix} 0.9740 \pm 0.001 & 0.2205 \pm 0.002 & 0.0033 \pm 0.0008 \\ -0.224 \pm 0.016 & 0.978 \pm 0.004 & 0.040 \pm 0.002 \\ 0.0084 \pm 0.002 & 0.039 \pm 0.005 & 0.999 \pm 0.0002 \end{pmatrix} \tag{2.2}$$

この行列の対角成分は同じ世代間での遷移を表している。これを見ると、第 3 世代から第 2 世代への遷移は第 2 世代から第 1 世代への遷移と比べて確率がほぼ 2 桁小さいことがわかる。

この行列をウォルフェンシュタイン方式で表すと [7]、

$$V = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \tag{2.3}$$

となり、4 つの独立したパラメータ λ, ρ, A, η をもつ。λ, A の値はよくわかっており、$\lambda = 0.22, A = 0.84$ である。しかし、ρ, η に関してはよく測られていない。この行列において、第 3 世代のクォークの遷移に関する $V_{ub}V_{td}^*$ に現れるパラメータ η が CP を破る複素位相を作り出す。小林益川行列はユニタリー行列であることより、

$$VV^{\dagger} = 1$$

つまり、

$$V_{td}V_{tb}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{ud}V_{ub}^* = 0$$

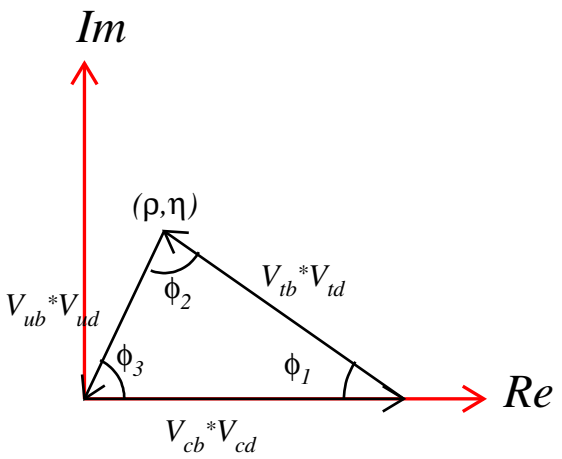
の関係があり、ウォルフェンシュタイン方式にのっとって書き直すと、

$$A\lambda^3(\rho - i\eta) \times 1 + A\lambda^2 \times (-\lambda) + 1 \times A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) = 0$$

となり、この両辺を $A\lambda^3$ で割ると、

$$(\rho - i\eta) - 1 + (1 - \rho - i\eta) = 0$$

となる。



これを複素平面上で書くと、図 2.3 のような三角形を描く。この三角形をユニタリティ三角形と呼ぶ。ユニタリティ三角形の 3 つの内角は、小林益川行列の成分を用いて、

$$\phi_1 \equiv \arg\left(\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right),\ \phi_2 \equiv \arg\left(\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right),\ \phi_3 \equiv \arg\left(\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}\right)$$

と書ける。もし、小林益川理論に従って CP 非保存が起こっているとすれば実験によって得られたユニタリティ三角形の内角及び辺の長さを用いると三角形となるはずである。

2.4　B^0-B^0 系における CP の破れ

一般に、CP 非保存を観測するには、その反応が二つの遷移振幅を持ち、それらが干渉することが必要である。B 中間子から崩壊した終状態を f と表し $(B^0 \to f)$、

$\bar{B}^0$ 中間子から崩壊した状態を $(\bar{B}^0 \to \bar{f})$ とする。B 中間子における CP 非保存現象は、終状態 f が CP の固有値でない場合、

$$|\bar{f}> \neq |f> \tag{2.4}$$

と、CP の固有値である場合、

$$|\bar{f}> = CP|f> = \pm|f> \tag{2.5}$$

の二つに大きく分けることができる。f が CP の固有値でない例としては、$B^0 \to K^+\pi^-, B^\pm \to K^\pm\pi^0, \pi^\pm\pi^0, B^\pm \to D^0\pi^\pm, D^0K^\pm$ 等があげられる。一方 f が CP の固有値である代表的な例としては、$B^0 \to J/\psi K_s, J/\psi\pi^0, B^0 \to \pi^+\pi^-, \pi^0\pi^0$ 等があげられる。
前者の場合が直接的な CP 非保存、後者の場合が間接的な CP 非保存と呼ばれている。

2.4.1 直接的な CP の破れ

直接的な CP の破れは中性または荷電 B 中間子が終状態 f へ崩壊するとき二つ以上の異なる位相を持つ崩壊振幅が寄与する時に引き起こされる。

今、終状態 f を特定し、$B \to f$ の崩壊振幅を $A(B \to f)$、$\bar{A}\left(\bar{B} \to \bar{f}\right)$ とすると、

$$\begin{aligned} A(B \to f) &= \sum_i |D_i| exp(i\phi_i)\, exp(i\delta_i) \\ \bar{A}\left(\bar{B} \to \bar{f}\right) &= \sum_i |D_i| exp(-i\phi_i)\, exp(i\delta_i) \end{aligned}$$

ここで i は異なる中間状態を示し、ϕ_i は i 番目のダイヤグラムの弱い相互作用振幅の位相、δ_i は i 番目のダイヤグラムの強い相互作用による位相のずれを表す。Γ を崩壊幅とおくと、実験検証に必要な条件

$$\delta\Gamma = \Gamma(B \to f) - \Gamma(\bar{B} \to \bar{f}) \neq 0$$

を満たすためには、干渉効果の存在が必要であり、このためには少なくとも 2 種類の干渉振幅が必要である。

$$\begin{aligned} A(\ B \to f) &= |D_1| e^{i\phi_1} e^{i\delta_1} + |D_2| e^{i\phi_2} e^{i\delta_2} \\ A(\ \bar{B} \to \bar{f}) &= |D_1| e^{-i\phi_1} e^{i\delta_1} + |D_2| e^{i\phi_2} e^{i\delta_2} \end{aligned}$$

とすると、

$$\Gamma(B \to f) - \Gamma(\bar{B} \to \bar{f}) = |D_1 D_2| \sin(\phi_1 - \phi_2) \sin(\delta_1 - \delta_2)$$

である。上記の式からわかるように、CP の直接の破れを見るためには 2 種の振幅の弱い相互作用の位相、散乱の位相ともに異なっていなければならない。

$\Delta\phi \equiv \phi_1 - \phi_2$、$\Delta\delta \equiv \delta_1 - \delta_2$、$r = |D_2/D_1|$ とすると観測量は

$$\begin{aligned} A_{cp} &= \frac{\Gamma(B \to f) - \Gamma(B \to f)}{\Gamma(B \to f) + \Gamma(B \to f)} \\ &= \frac{2r \sin\Delta\phi \sin\Delta\delta}{1 + r^2 + 2r \cos\Delta\phi \cos\Delta\delta} \end{aligned}$$

となる。

直接的な CP の破れが観測されるためには、上述したように、弱い相互作用の位相差 $\Delta\phi$、強い相互作用の位相差 $\Delta\delta$、2 つの過程の振幅の比 r が 0 となってはならない。

中性 K 中間子の場合、$\pi\pi$ 崩壊において、I=0,2 の 2 種類の振幅が存在し、直接的な CP の破れが見えたが、荷電 K 中間子崩壊 $K^{\pm} \to \pi^{\pm}\pi^0$ では終状態に I=2 状態しか存在しないので、ＣＰ非保存効果を見ることができない。しかし、例えば、$B^- \to K^-\rho^0$ 崩壊は図 2.5 に示すように、tree 型振幅とペンギン型振幅をもち、かつ終状態が 2 つの振幅に分解できる。このように、B 中間子の場合、荷電粒子崩壊においても、ＣＰ非保存を観測することは原理的に可能である。

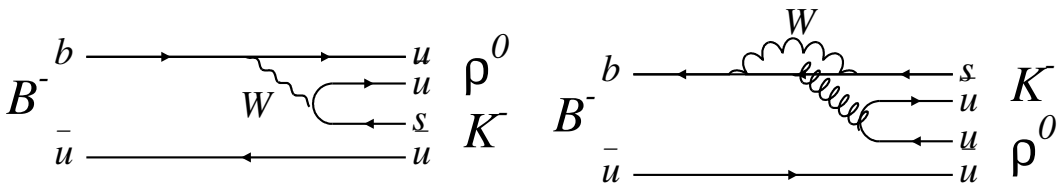


図 2.5: $B^- \to K^-\rho^0$ 崩壊における tree ダイヤグラムとペンギンダイヤグラム

2.4.2　間接的な CP の破れ

B 中間子が CP の固有状態に崩壊するときは、$B^0 - \bar{B}^0$ の混合の寄与によって、CP 非対称度が現れることが期待される。この事情を以下に説明する。

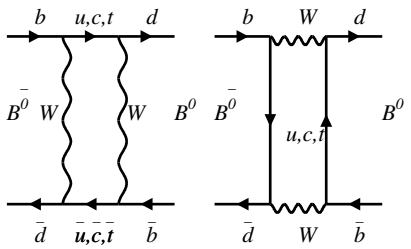


図 2.6: $B^0 - \bar{B^0}$ 混合

弱い相互作用を通して起こる B^0 と $\bar{B^0}$ の混合状態を

$$|\psi(t)>= a(t)|B^0> +b(t)|\bar{B^0}>$$

とおくと、時間に依存するシュレディンガー方程式は B 中間子の静止系で、

$$\begin{aligned} i\frac{\partial}{\partial t}\begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} &= H\begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} <B^0|H|B^0> & <B^0|H|\bar{B^0}> \\ <\bar{B^0}|H|B^0> & <\bar{B^0}|H|\bar{B^0}> \end{pmatrix}\begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \end{aligned}$$

で与えられる。ハミルトニアンは質量行列 $\tilde{M}$ を導入して、

$$H = \tilde{M}_{ij} = \begin{pmatrix} \tilde{M}_{11} & \tilde{M}_{12} \\ \tilde{M}_{21} & \tilde{M}_{22} \end{pmatrix}$$

と書ける。ここで、質量行列要素は $\tilde{M}_{ij}$ = $M_{ij} - \frac{i}{2}\Gamma_{ij}$ と表すことができる。Γ_{ij} は崩壊行列を表す。

CPT 不変性を仮定すると、

$$\begin{aligned} <B^0|H|B^0> &= <B^0|(CPT)^\dagger H(CPT)|B^0> \\ &= <\bar{B^0}|T^\dagger HT|\bar{B^0}> \\ &= <\bar{B^0}|H|\bar{B^0}>^* \equiv <\bar{B^0}|H|\bar{B^0}> \\ <B^0|H|\bar{B^0}> &= <\bar{B^0}|H|B^0> \end{aligned}$$

これより、$\tilde{M}_{11} = \tilde{M}_{22}$、$\tilde{M}_{12} = \tilde{M}_{21}^*$ となる。CP 固有状態 ± 1 に対応する状態を B_+, B_- とすると、

$$|B_+ >= p|B^0 > +q|\bar{B^0} >$$
$$|B_- >= p|B^0 > -q|\bar{B^0} >$$

となる。$B_\pm$ の質量の固有値 $\lambda_\pm$ は、固有方程式を解くと、

$$\lambda_\pm = M_\pm - \frac{i}{2}\Gamma_\pm = \frac{1}{2}(\tilde{M}_{11} + \tilde{M}_{22}) \pm \sqrt{\tilde{M}_{12}\tilde{M}_{21}}$$

である。混合パラメータ ϵ は、質量行列を使えば、

$$\begin{aligned} \epsilon &= \frac{p-q}{p+q}, \\ \frac{q}{p} &= \frac{1-\epsilon}{1+\epsilon} = \sqrt{\frac{M_{12}^* - i\frac{\Gamma_{12}^*}{2}}{M_{12} - i\frac{\Gamma_{12}}{2}}} \simeq \sqrt{\frac{M_{12}^*}{M_{12}}} \equiv e^{-2i\phi_M} \end{aligned}$$

のように表される。M_{12} は $B^0 - \bar{B^0}$ 遷移を表している。M_{12} の寄与は図 2.6 のようなダイヤグラムで与えられる。B^0 には B_d^0 と B_s^0 があるが、B_d^0 の場合には、トップクォークの寄与が大きいことが知られている。そのため、M_{12} と CKM 行列要素の関係は、

$$M_{12} \propto (V_{tb}V_{td}^*)^2$$

で与えられる。したがって、

$$\sqrt{\frac{M_{12}^*}{M_{12}}} = \frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{tb}V_{td}^*} = e^{-2i\phi^1} \tag{2.6}$$

となる。

質量、崩壊幅の平均値を M、Γ、差を $\Delta m, \Delta\Gamma$ とすると、

$$M = \frac{(M_+ + M_-)}{2}, \Gamma = \frac{(\Gamma_+ + \Gamma_-)}{2}$$
$$\Delta \equiv \lambda_+ - \lambda - = 2\sqrt{\tilde{M}_{12}\tilde{M}_{21}}$$
$$\Delta m = M_+ - M_-, \Delta\Gamma = \Gamma_+ - \Gamma_-$$

である。

B 中間子の系においては、$|\Gamma_{12}| \ll |M_{12}|$ なので、$\Delta\Gamma \ll \Delta m$ であることが期待される。
時刻 t=0 で、純粋な $|B^0>, |\bar{B}^0>$ であったものは、混合することで $|B^0>, |\bar{B}^0>$ の混ざった状態になる。これらの状態をそれぞれ、$|B^0(t)>, |\bar{B}^0(t)>$ とおくと、

$$\begin{aligned} |B^0(t)> &= \frac{1}{2p}|B_+> e^{-i\lambda_+ t} + |B_-> e^{-i\lambda_- t} \\ &= f_+(t)|B^0> + \frac{q}{p} f_-(t)|\bar{B}^0> \end{aligned} \tag{2.7}$$

$$\begin{aligned} |\bar{B}^0(t)> &= \frac{1}{2q}|B_+> e^{-i\lambda_+ t} + |B_-> e^{-i\lambda_- t} \\ &= \frac{p}{q} f_-(t)|B^0> + f_-(t)|\bar{B}^0> \end{aligned} \tag{2.8}$$

で与えられる。ここで、

$$\begin{aligned} \lambda_\pm &= M_\pm - \frac{i}{2}\Gamma_\pm = M - \frac{i}{2}\Gamma \pm \frac{1}{2}(\Delta m - i\frac{\Delta\Gamma}{2}) \\ f_\pm &= \frac{1}{2}(e^{-i\lambda_+ t} \pm e^{-i\lambda_- t}) \end{aligned}$$

今、中性 B 中間子がある CP 固有状態 f_{CP} に崩壊する場合を考える。ここで、CP 非対称度 $A_{cp}(t)$ を、

$$A_{CP}(t) \equiv \frac{\Gamma(B^0(t) \to f_{cp}) - \Gamma(\bar{B}^0(t) \to \bar{f_{cp}})}{\Gamma(B^0(t) \to f_{cp}) + \Gamma(\bar{B}^0(t) \to \bar{f_{cp}})} \tag{2.9}$$

と定義する。ここで、$B^0(t)$ は t=0 で B^0 の状態であったものが時刻 t で f_{CP} に崩壊することを示す。この A_{CP} は B^0 が f_{CP} に崩壊する過程と $\bar{B}^0$ が f_{CP} に崩壊する過程との違いを示す量である。

まず、$< f_{CP}|H|B^0 >= A, < f_{CP}|H|\bar{B}^0 >= \bar{A}$ とし、次のように β を定義する。

$$\beta = \frac{q}{p}\frac{\bar{A}}{A} \tag{2.10}$$

すると、式 2.7 と式 2.8 は、

$$\begin{aligned} |B^0(t)> &= A(f_+(t) + \beta f_-(t)) \\ |B^0(\bar{t})> &= \frac{p}{q}A(f_-(t) + \beta f_+(t)) \end{aligned}$$

となり、終状態 f_{CP} への崩壊幅を計算すると、

$$\begin{aligned}\Gamma(B^0 \to f) &= |A|^2 \frac{e^{-\Gamma t}}{2}[(1+|\beta|^2) + (1-|\beta|^2)\cos(\Delta m t) - Im\beta \sin(\Delta m t)] \\ \Gamma(\bar{B}^0 \to f) &= |A|^2 \frac{e^{-\Gamma t}}{2}[(1+|\beta|^2) - (1-|\beta|^2)\cos(\Delta m t) + Im\beta \sin(\Delta m t)]\end{aligned}$$

これより、時間に依存した非対称を表す式

$$A_{f_{CP}} = \frac{(1-|\beta|^2)\cos(\Delta m t) - 2Im\beta \sin(\Delta m t)}{1+|\beta|^2} \tag{2.11}$$

この式 2.11 を時間 $(-\infty \sim +\infty)$ で積分すると 0 になることより、$A_{f_{CP}}$ の測定には時刻 t を測ることは重要となる。$\frac{q}{p}$ はその絶対値がほとんど 1 であるとされているので、$\frac{\bar{A}}{A}$ =1 とすると、$|\beta| = 1$ となり、このような崩壊過程については、

$$A_{f_{CP}} = -Im\beta \sin(\Delta m t) \tag{2.12}$$

となる。

$\Upsilon(4s)$ からできる中性 B 中間子対 $B^0\bar{B}^0$ の系にはボース統計より、片方が B^0 とわかれば、その瞬間もう 1 つは $\bar{B}^0$ の状態であるという特殊な量子力学的相関関係が成立している。したがって、ある時刻に片方の B 中間子が $B^0(\bar{B}^0)$ であるとわかればその時刻に他の B 中間子は $\bar{B}^0(B^0)$ であるといえる。このことより、$\Upsilon(4s)$ 系では非対称度 $A_{CP}(t)$ は式 2.12 の t を、

$$\Delta t = t_{CP} - t_{tag}$$

と置き換えられることになる。ここで、t_{CP} は、CP 固有状態へ崩壊する時刻、t_{tag} は、他の B 中間子が B^0 か $\bar{B}^0$ かが知られた時刻である。これをタッグしたという。$B^0(\bar{b}q), \bar{B}^0(b\bar{q})(q = s, d)$ の状態を区別するためには、そのレプトン崩壊を見ればよい。$b, \bar{b}$ は、

$$b \to l^- \bar{\nu} q, \bar{b} \to l^+ \nu \bar{q} \tag{2.13}$$

のように崩壊し、

$$b \not\to l^+ \nu \bar{q}, \bar{b} \not\to l^- \bar{\nu} q \tag{2.14}$$

は禁止されているので、レプトンの符合を見ることで $B^0, \bar{B^0}$ どちらの状態か区別できる。他に K 中間子の電荷によって見分けることもできる。

式 2.6 より $\frac{q}{p}$ は小林 · 益川行列を用いて、

$$\frac{q}{p} = \sqrt{\frac{M_{12}^*}{M_{12}}} = \frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{tb} V_{td}^*} \tag{2.15}$$

となる。これは中性 B 中間子においてはミキシングの中間状態 (u,c,t) として t クォークの寄与がが大きいためである。
$A_{f_{CP}}$ を実験より測定し、Δm の値は $B^0 - \bar{B^0}$ の測定より既知であるので小林 · 益川行列の位相が求まる。

例えば、$B \to J/\psi K_s$ 崩壊を考える。この崩壊におけるファインマンダイヤグラムを図 2.7 に示す。この図から明らかなように、$b \to c$ 遷移であり、振幅は $V_{cb}V_{cs}^*$ を含む。また、K_s は $K^0 - \bar{K^0}$ によって観測されることを考慮に入れると、

$$\frac{\bar{A}_{J/\psi K_s}}{A_{J/\psi K_s}} = -\left(\frac{V_{cb}V_{cs}^*}{V_{cb}^*V_{cs}}\right)\left(\frac{V_{cd}^*V_{cs}}{V_{cd}V_{cs}^*}\right) \tag{2.16}$$

となり、式 2.10、2.15、2.16 から

$$\begin{aligned} \beta(B \to J/\psi K_s) &= \left(\frac{V_{tb}^*V_{td}}{V_{tb}V_{td}^*}\right)\left(\frac{V_{cb}V_{cs}^*}{V_{cb}^*V_{cs}}\right)\left(\frac{V_{cd}^*V_{cs}}{V_{cd}V_{cs}^*}\right) \\ &\simeq e^{-2i\phi_1} \end{aligned}$$

したがって、

$$Im\beta(J/\psi K_s) = \sin(2\phi_1)$$

つまりこのモードで非対称度 (式 2.11) を測定することによってユニタリティトライアングルの ϕ_1 を求めることができる。また、$B \to \pi\pi$ から ϕ_2 の測定、$B^{\pm} \to D^0 K^{\pm}$ から ϕ_3 の測定が可能である。

2.5 $\tau^{\pm} \to \pi^{\pm}\pi^0\nu_\tau$ 崩壊の物理

2.5.1 理論的背景

レプトンはスピン $\frac{1}{2}$ の粒子であり、中性の場合には弱い相互作用だけを、電荷を持っている場合には弱い相互作用と電磁相互作用をする。強い相互作用はしな

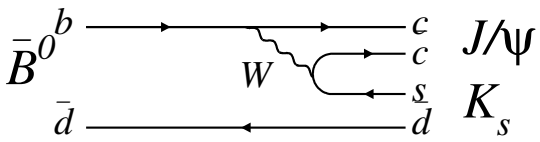


図 2.7: $B \to J/\psi K_s$ の崩壊ダイヤグラム

い。

τ 粒子はレプトンファミリーの 1 つであり、質量は $1784 Mev/c^2$ である。τ 粒子は μ 粒子や多くのハドロンよりずっと質量が大きい。したがって、軽いレプトンへの崩壊 $\tau^- \to e^- + \overline{\nu_e} + \nu_\tau$、$\tau^- \to \mu^- + \overline{\nu_\mu} + \nu_\tau$ の他に、ハドロンへも崩壊する。τ 崩壊の半分以上においてハドロンへの崩壊が起こる。以下の表に主な τ 粒子の崩壊モードとその崩壊率を示す。

Mode	Branching Fraction(%)
$e^-\overline{\nu_e}\nu_\tau$	17.830 ± 0.080
$\mu^-\overline{\nu_\mu}\nu_\tau$	17.350 ± 0.100
$\pi^-\nu_\tau$	11.310 ± 0.150
$\pi^-\pi^0\nu_\tau$	25.240 ± 0.160
$\pi^-2\pi^0\nu_\tau(ex.K^0)$	9.270 ± 0.140
$\pi^-3\pi^0\nu_\tau(ex.K^0)$	1.140 ± 0.140
$h^-4\pi^0\nu_\tau(ex.K^0)$	0.120 ± 0.060
$K^-\pi^0\nu_\tau$	0.520 ± 0.050
$\pi^-K^0\nu_\tau$	0.770 ± 0.080

また、重心系のエネルギー $\sqrt{s} = 10.5 GeV$ における $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ の生成断面積は、

$$\sigma(e^+e^- \to \tau^+\tau^-) = 0.91 nb \tag{2.17}$$

で与えられる。

レプトン崩壊における CP 非保存を起こす機構は標準モデルには含まれていない。しかしながら、 一般に標準モデルを越えるモデルにおいて、電荷を持つスカ

ラー粒子が存在し、 それが CP を破る位相を持てば CP 非保存が起こり得る。そのようなモデルとして、MHD (3 個以上のヒッグス二重項が存在するモデル) [10] やレプトクォークモデルがあげられる。標準モデルに含まれている小林 · 益川行列による CP 非保存の機構のみでは、現在の、 宇宙の粒子反粒子の明らかな非対称を説明するのに十分でないという議論もあり、小林 · 益川モデル以外の CP 非保存の現象の実験的探索は興味深い課題である。

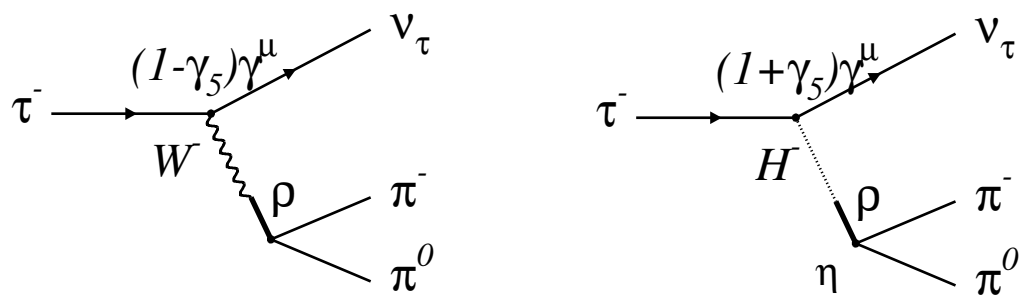


図 2.8: 弱い相互作用における W 交換の寄与 (左) と MHD におけるヒッグス交換の寄与 (右)

τ 崩壊において CP 非保存の観測をするためには CP を破る (CPodd) 位相 (θ_{CP}) の存在だけでなく、 CPodd な位相と CPeven な位相の振幅を持つダイヤグラムの干渉が必要となる [9, 11]。図 2.8 に示すように CPodd な位相 (θ_{cp}) は MHDM のような標準モデルを越えるようなモデルにおけるヒッグス交換ダイヤグラムに現れる。一方 CPeven な位相は標準モデルの W 交換ダイヤグラムの振幅から起こる。

$\tau^- \to \nu + \pi^{\pm} + \pi^0$ の一般的な振幅 (M) は、

$$\begin{aligned} M &\equiv M_W + \eta M_H \\ &= \frac{G_F}{\sqrt{2}}[\bar{u}_{\nu_\tau}\gamma^\mu(1-\gamma_5)u_\tau]j_\mu + [\eta\bar{u}_{\nu\tau}(1+\gamma_5)u_\tau]j_p \end{aligned} \tag{2.18}$$

と書ける。式 2.18 の最初の項は弱い相互作用による $W^{\pm}$ からの寄与で、二番目の項が CP を破るスカラー粒子からの寄与である。ここで、G_F はフェルミ結合定数である。η は $\eta = |\eta|e^{i\theta_{cp}}$ と定義され、$\frac{G_F}{\sqrt{2}}$ を単位として計ったスカラー粒子とフェルミオンの結合定数である。ハドロンカレント j_μ, j_p は、

$$\begin{aligned} j_\mu^{\pi\pi} &= \cos\theta_C < (\pi\pi)^-|\bar{d}\gamma_\mu u|0 > \\ j_p^{\pi\pi} &= \cos\theta_C < (\pi\pi)^-|\bar{d}u|0 > \end{aligned}$$

となり、ここで θ_C はカビボ角である [12]。

(2.19)

$\tau^- \to \pi^-\pi^0\nu_\tau$ 崩壊と $\tau^+ \to \pi^+\pi^0\nu_\tau$ 崩壊の振幅は、

$$M(\tau^- \to \pi^-\pi^0\nu_\tau) \equiv |M_W|e_p^\delta + |\eta|e^{i\theta_{CP}}|M_H|e_s^\delta$$
$$M(\tau^+ \to \pi^+\pi^0\nu_\tau) \equiv |M_W|e_p^\delta + |\eta|e^{-i\theta_{CP}}|M_H|e_s^\delta$$

となり、ここで η の位相 θ_{CP} は、$\theta_{CP} \to -\theta_{CP}$ へ変わる。この振幅の 2 乗をとると、ベクター部分 (W) とスカラー部分 (H) の干渉のため CP を破る位相 θ_{CP} が観測量として残る。この位相 θ_{CP} の効果は、τ^+ レプトンと τ^- レプトンの崩壊角度分布の違いとして観測可能である。この効果を詳しく調べるために、実験的に測定可能な非対称性を表すパラメータ $A_{CP}(\cos\beta\cos\psi)$ を以下のように定義する。それは、$\cos\beta\cos\psi$ の各々の区間において数える。

$$A_{CP}(\cos\beta\cos\psi) = \frac{N^+(\cos\beta\cos\psi) - N^-(\cos\beta\cos\psi)}{N^+(\cos\beta\cos\psi) + N^-(\cos\beta\cos\psi)}$$

ここで、$N^+(\cos\beta\cos\psi)$ は $\tau^+ \to \pi^+\pi^0\nu_\tau$ 崩壊で子の粒子がある崩壊角 $\cos\beta\cos\psi$ のビンに崩壊する個数を表す。同様に $N^-(\cos\beta\cos\psi)$ は $\tau^- \to \pi^-\pi^0\nu_\tau$ がある区間に崩壊する個数である。崩壊角度 β,ψ は、ハドロン $(h_1 + h_2)$ 静止系において定義される。(図 2.5.1) β はハドロン静止系における h_1 の方向と e^+e^- 重心系の方向 (n) の間の角度である。また、ψ は n に対する τ レプトンの方向の角度である。$\cos\psi$ は運動学的に、τ レプトンの方向がわからなくても観測された中間子のエネルギーから再構築できる。$\cos\psi$ は次のように表せる [9]。

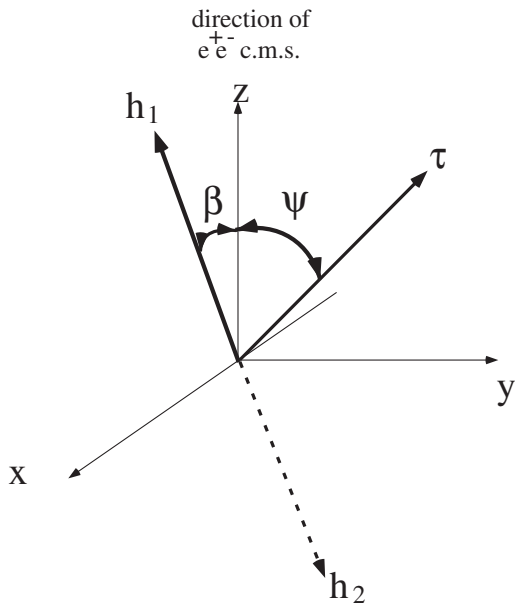
$$\cos\psi = \frac{x(m_\tau^2 + Q^2) - 2Q^2}{(m_\tau^2 - Q^2)\sqrt{x^2 - 4\frac{Q^2}{s}}}$$

ここで、x,s,Q^2 は中間子のエネルギー E_h、ビームのエネルギー E_{beam} $\pi\pi^0$ の不変質量 $M_{\pi\pi^0}$ を用いて、

$$x = \frac{2E_h}{\sqrt{s}}, s = 4E_{beam}^2, Q^2 = M_{\pi\pi^0}^2$$

と書ける。$A_{CP}(\cos\beta\cos\psi)$ を、式 2.18 の振幅から計算すると、

$$A_{CP}(\cos\beta\cos\psi) = \frac{1}{m} Im(F_v F_H^*)|\eta_s|\sin(\theta_{CP})\cos\beta\cos\psi$$



h_1h_2 rest frame

となる。これより、$A_{CP}(\cos\beta\cos\psi)$ は $\cos\beta\cos\psi$ に比例するという特徴を持つ。

CLEO グループは $\tau^{\pm} \to K_s\pi^{\pm}\nu_{\tau}$ モードを用いて最初の τ 粒子崩壊における CP 非対称性の探索を行った [14]。その結果、$\cos\beta\cos\psi$ を正負 2 領域における非対称性 A は、下表のようになっており CP 非対称性は見えていないとしている。

	$A_{observed}(\cos\beta\cos\psi < 0)$	$A_{observed}(\cos\beta\cos\psi > 0)$
Signal	0.058±0.023	0.024±0.021
Sideband	0.049 ± 0.030	0.034 ± 0.033

第3章　実験装置

CP の破れの観測と小林益川理論の検証を行うべく b クォークを含む B 中間子を大量に生成し、その崩壊現象を観測するために' B ファクトリー' とよばれる実験装置が建設された。
B ファクトリーは電子 · 陽電子を高強度で衝突させる衝突型加速器 と崩壊した粒子の様々な物理量を測定する測定器からなる。その衝突型加速器を KEKB 加速器、測定器を BELLE 検出器と呼んでいる BELLE 検出器は B 中間子の様々な崩壊モードを検出できるように最適化されているが、それは、同時に τ 粒子の検出にも適した設計となっている。
以下、この KEKB 加速器、BELLE 検出器について詳しく述べる。

3.1　KEKB 加速器

KEKB 加速器は、茨城県つくば市にある高エネルギー加速器研究機構にて 1994 年から建設が開始され,1998 年に完成した電子・陽電子衝突型加速器である。この加速器は 8GeV の電子と 3.5GeV の陽電子を衝突させ、B 中間子と反 B 中間子の対を大量発生させることを目標としている。

そのため電子・陽電子を重心系エネルギー 10.58GeV で衝突させることより、b クォークと反 b クォークの共鳴状態である $\Upsilon(4S)$ (質量 10.58GeV) を大量に発生させる。$\Upsilon(4S)$ の質量は B 中間子・反 B 中間子対生成の閾値のすぐ上にあるため (B 中間子の質量 $M_B = 5.28GeV$)、$\Upsilon(4S)$ が崩壊することで B 中間子を大量に発生させることができる。
図 3.1 に KEKB の全体図を示す。既存の周長 3km のトリスタンのトンネルの中に、8GeV の電子を蓄積するリングと 3.5GeV 陽電子を蓄積するリングの 2 つのリングが並べて設置され、線形加速器から直接入射された電子・陽電子はそれぞれのリング内を反対方向に周回する。 2 つのリングは 2 ヶ所交差するがその 1 ヶ所筑波実験室内で、電子と陽電子が衝突する。

次に、KEKB の主な特徴について述べる。

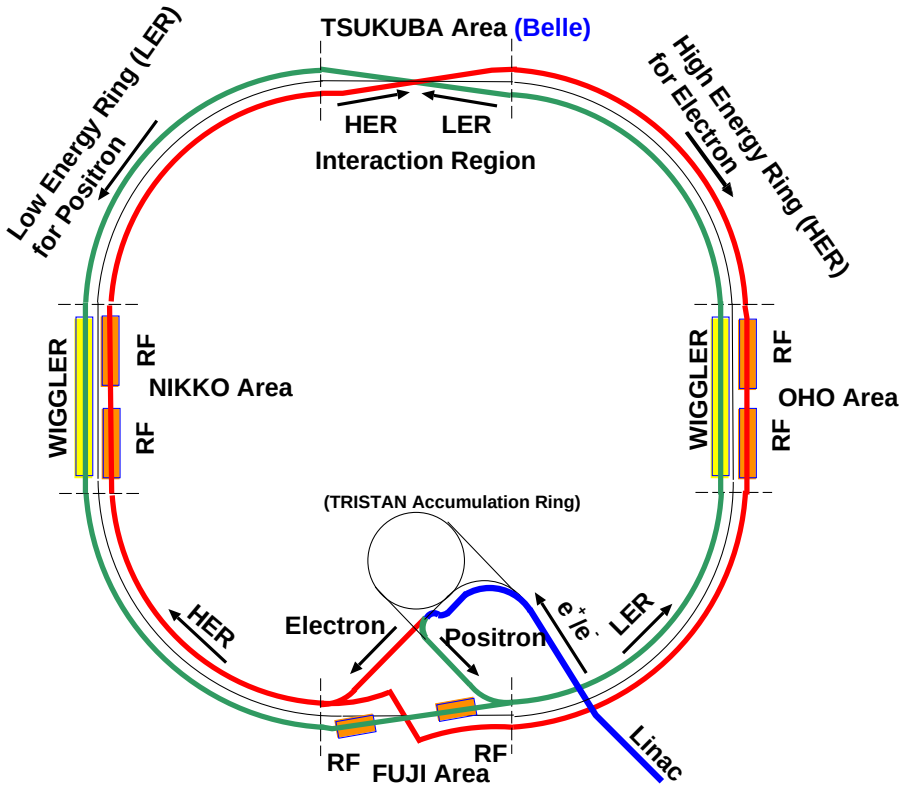

TSUKUBA Area (Belle)
HER
LER
Interaction Region
Low Energy Ring (LER)
for Positron
High Energy Ring (HER)
for Electron
WIGGLER
RF
RF
NIKKO Area
WIGGLER
RF
RF
OHO Area
(TRISTAN Accumulation Ring)
HER
Electron
Positron
e+/e-
LER
RF
RF
FUJI Area
Linac

図 3.1: KEKB 加速器

- 非対称な衝突
  前述したように電子と陽電子のエネルギーが異なる非対称なエネルギーで衝突する。CP の破れを測定するためには B 中間子・反 B 中間子の崩壊時間の差が必要である。 崩壊時間の差はタギングした B 中間子と 2 つの B 中間子の崩壊点までの飛距離の差から求めるので、飛距離が測定にかかる程度に十分長くなければならない。電子と陽電子を同じエネルギーで衝突させると、生成される B 中間子対はその質量が大きいことからほとんど静止した状態となる。非対称なエネルギーで衝突させ、ビーム軸に沿ってローレンツ変換することで' 走る ' B 中間子を作ることができ飛距離を測定することができる。

- 高いルミノシティ
  CP 破れを測定するために用いる崩壊モードは非常に分岐比が小さいためたくさんの B 中間子対を発生させなければならない。そのためにはビーム強度を表す物理量であるルミノシティを高くする必要がある。

  このルミノシティ$\mathcal{L}$は、断面積σを持つ反応の発生頻度 R が、R=$\mathcal{L}\sigma$となるように定義されている。B 中間子から CP の破れの測定に使える終状態に崩壊する確率は非常に低く $10^{-4} \sim 10^{-5}$ 程度であるため、大量の B 中間子対が必要である (約 10^8 個)。
  KEKB でのルミノシティは表 3.1 に示されているが段階的に高くする予定であり、最初は $2{\cdot}10^{33} cm^{-2}s^{-1}$、最終的には $10^{34} cm^{-2}s^{-1}$ を達成する予定である。これはトリスタンのルミノシティの 250 倍にあたる。このルミノシティの達成のために、電子リングで 1.1A, 陽電子リングで 2.6A の電流を蓄積し、各リングのバンチ数は 5000 個に達する。

3.2 BELLE 測定器

BELLE 測定器の全体図を図 3.2 に、その断面図を図 3.3 に示す。BELLE 測定器では、KEKB 加速器での電子陽電子衝突において生成される粒子の崩壊点、荷電粒子の運動量、光子のエネルギー、 粒子の種類など様々な量を測定する必要がある。 そのため BELLE 測定器は 7 つの検出器が組み合わされた構成となっている。個々の検出器の役割を表 3.2 にまとめた。

Ring	LER	HER	
ビームエネルギー (GeV)(e^+e^-)	3.5	8.0	GeV
周長 (m)	3016.26		m
ルミノシティ($cm^{-2}s^{-1}$)	1×10^{34}		$\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$
ビーム交差角 (mrad)	± 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 (A) (e^+e^-)	2.6	1.1	A
ビームエネルギーの広がり (MeV)	7.1×10^{-4}	6.7×10^{-4}	
バンチ間隔	0.59		m
バンチの数	5000		

表 3.1: Parameters of KEKB accelerator.

SVD(Silicln Vertex Detector)	B 中間子の崩壊点測定
EFC(Extreme Forward Calorimeter)	ルミノシティーモニター
CDC(Central Drift Chamber)	荷電粒子の飛跡と運動量の測定
ACC(Aerogel $\check{C}$erenkov Counter)	粒子を識別するための装置
TOF(Time of Flight Counter)	低い運動量での π/K 中間子の識別
ECL(Electromagnetic Calorimeter)	$e^{\pm}, \gamma$ のエネルギーの測定
KLM(K_L and Muon Detector)	K_L と μ 粒子の識別

表 3.2: 各検出器の役割

これらの検出器について以下に詳しく述べる。

3.2.1　粒子崩壊点測定器 (SVD)

BELLE 実験では 2 つの B 中間子の崩壊点を見分けることが重要である。この実験において作られる B 中間子は平均 200μm 飛ぶ。SVD では 30μm の分解能で B 中間子の崩壊点が測定できるように設計されている。

SVD は全部で 3 層からなり、各層の両面にはシリコンマイクロストリップ検出器 (DSSD) が内側から順に 8、10、14 枚配置される。DSSD は厚さ 300μm シリコン板に幅 6μm の電極を 25μm 間隔に貼りつけたものである。この上下面の電極

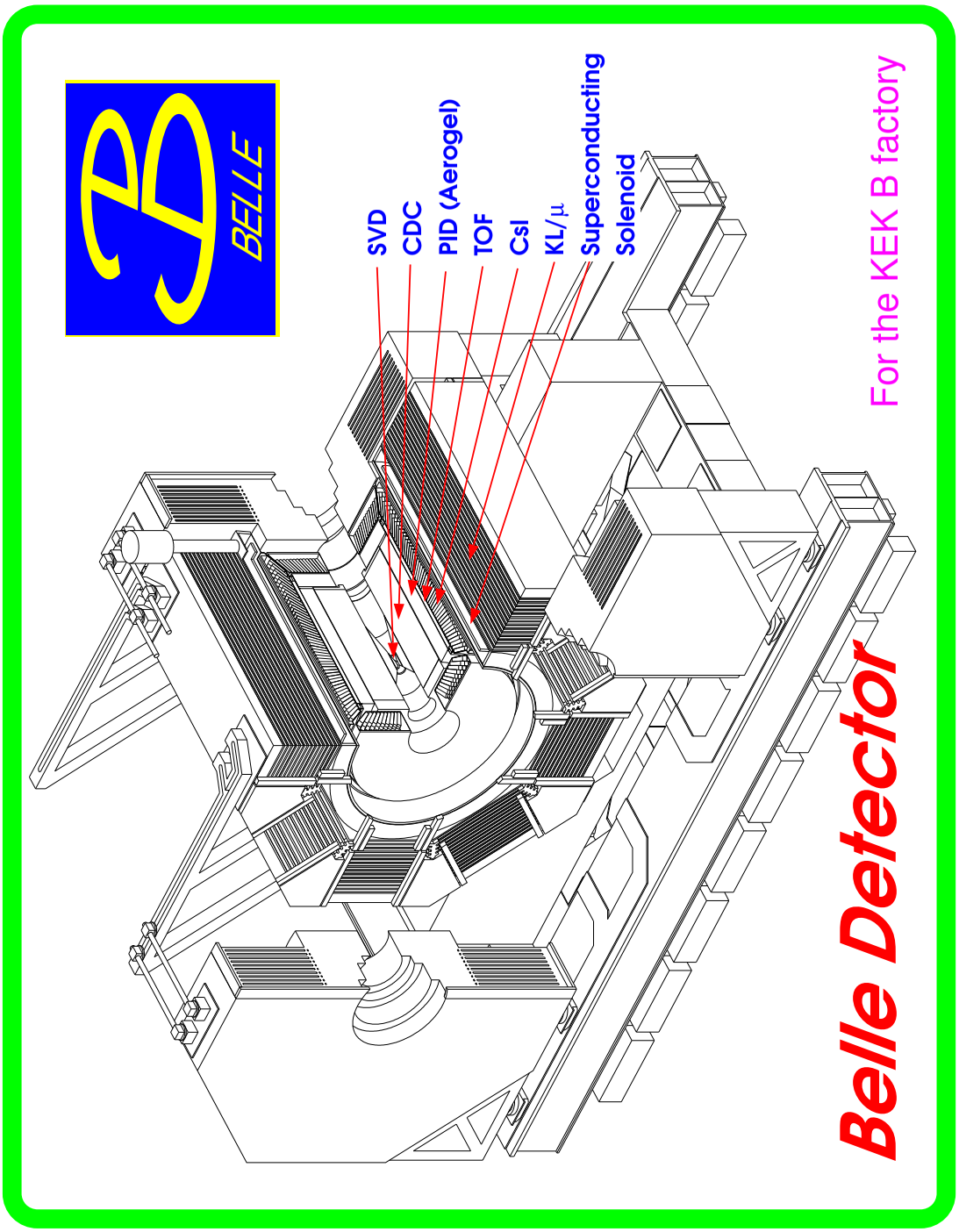


図 3.2: BELLE 検出器

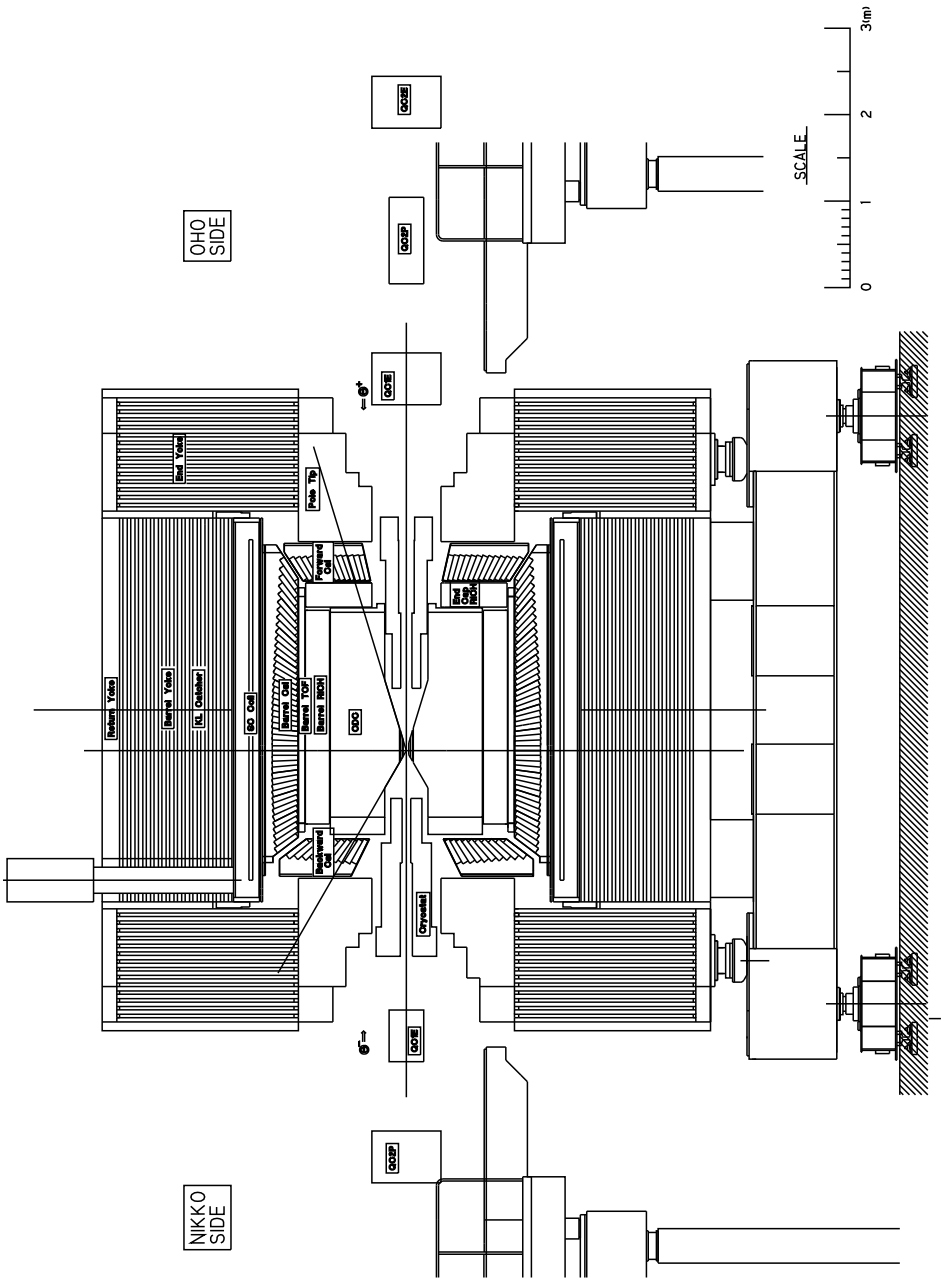


図 3.3: BELLE 検出器の構造

に逆バイアス電圧をかけ、電極間を荷電粒子が通過する際に生じる電子とホールの対を各電極に集め信号として読みだし、荷電粒子の飛跡を測定する。

3.2.2 中央飛跡検出器 (CDC)

ドリフトチェンバーとは、多数張られた細い電極線 (ワイヤー) と内部を流れるガス (He:50%,C_2H_6:50%) によって構成された検出器である。BELLE においては SVD の外側に位置している。CDC は図 3.4 に示すように外径 88cm 長さ 235cm のほぼ円筒状の構造となっている。CDC は z 軸において非対称で衝突点に対して $17 \geq \theta \geq 150$ の領域をカバーしている。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る。アノードワイヤーは完全にビーム軸 (z 軸) と平行な (axial) ワイヤーと、わずかに角度を持たせた (stereo) ワイヤーの 2 種類がある。これは z 方向の位置測定精度を良くする為である。個々のドリフトセルはほぼ正方形で、最大ドリフト距離は $1cm$ 程度である。内部ガスには、運動量を精度良く測定し、なおかつ dE/dx の精度も保つことが出来るよう、He:C_2H_6=1:1 の混合ガスが用いられる。He を用いる理由はガスの物質量を少なくして、多重散乱による分解能の低下を防ぐためである。

CDC の主な役割は荷電粒子の飛跡検出 (トラッキング) 及びエネルギー損失(dE/dx) を測定することで荷電粒子の識別を行うことである。荷電粒子は、ソレノイドにより作られる 1.5T の磁場中で、その運動量に応じた螺旋型の飛跡を描く。つまり粒子の飛跡を検出することで粒子の運動量 (p) を測定することが出来る。またエネルギー損失は粒子の種類に依存せず速さ ($\beta = v/c$) で決まるので、粒子の運動量及びエネルギー損失がわかれば粒子を同定することが出来る。
また、エネルギー損失の情報を使ってパイ中間子、K 中間子の識別にも用いられている。

3.2.3 エアロジェルチェレンコフカウンター (ACC)

B 中間子崩壊での CP の破れを解明するには、終状態の粒子の識別が非常に重要である。特に K 中間子 (K^+ と K^-) の識別から始状態が B 中間子・反 B 中間子のどちらであったか知ることができる (フレーバタグ) ので π 中間子と K 中間子を広い運動量領域で識別することが必要となる。

図 3.5 に示す ACC(Aerogel Čerenkov Counter) は SiO_2 エアロジェルを用いた、しきい値型チェレンコフカウンターである。TOF (後述) では識別不能な $1.2GeV/c$ 以上の K/π を識別できるように設計されている。一般に、屈折率 n の物質に速度

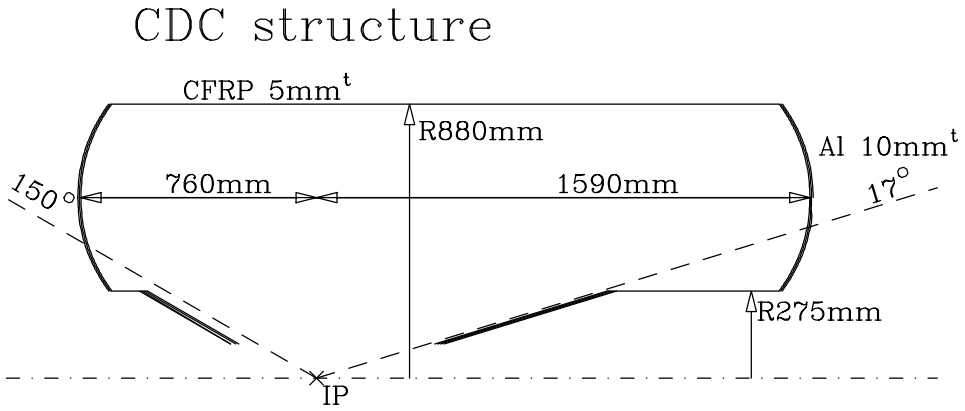


図 3.4: CDC の y-z 断面図

β の粒子が入射した時、

$$n > \frac{1}{\beta} = \sqrt{1 + \left(\frac{m}{p}\right)^2}$$

ならばチェレンコフ光を発する。CDC により運動量がわかっているから、適当な屈折率 n の物質を用いれば、チェレンコフ光を発したか否かにより、その粒子を識別することが出来る。

3.2.4　飛行時間差測定器 (TOF)

1.2GeV 以下の低い運動量の粒子の識別には TOF を用いる。TOF はプラスチックシンチレータを用いて 100psec の精度で飛行時間の測定をおこなうことがでる。また、非常に速いトリガー信号にも使われる。

カウンターの数は 128 あり、各々のカウンターは 40mm × 60mm × 2550mm × である。これらのカウンターは ECL の内壁 1175mm の半径に乗っている。

3.2.5　電磁カロリーメータ (ECL)

電磁カロリーメータは電子、光子のエネルギー測定をおこなう検出器である。光子は CDC 内に飛跡を残さないので光子の入射測定も電磁カロリーメータでのみ行

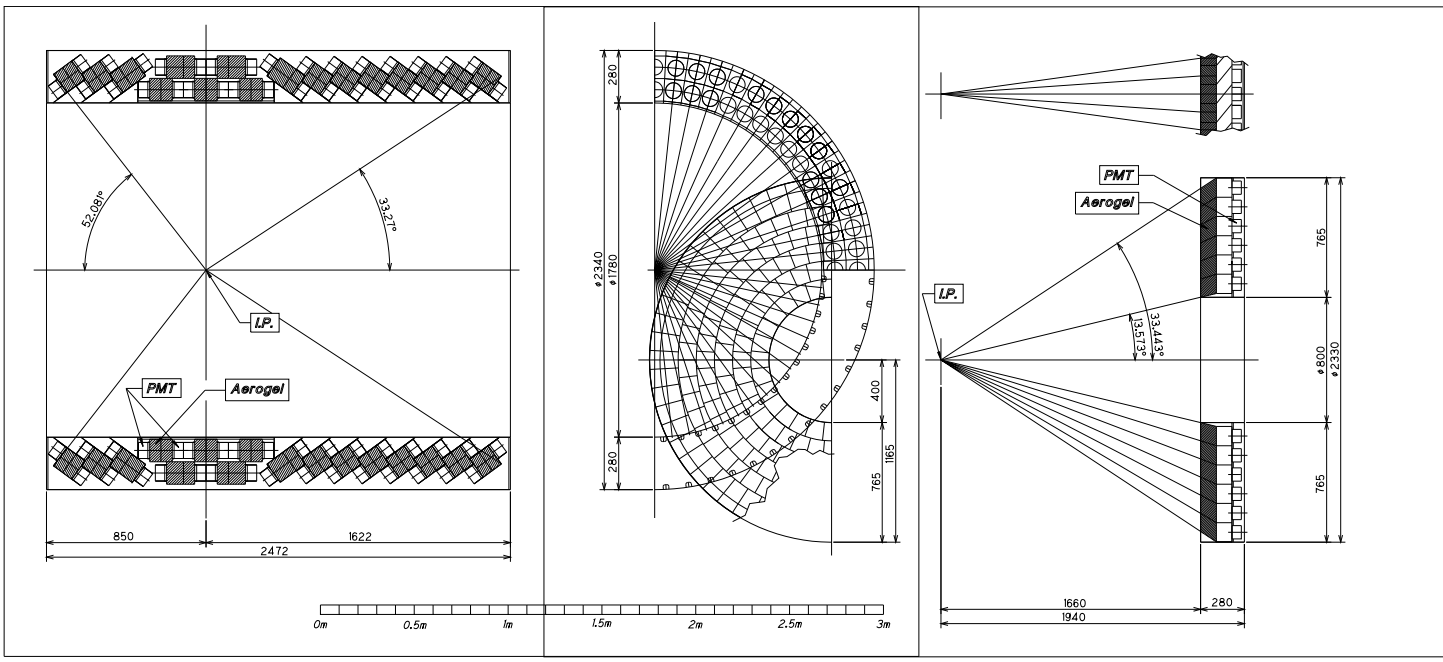


図 3.5: Aerogel Čerenkov Counter (上)barrel(下)endcap

なうことができる。光子や電子が物質にあたると電磁シャワーを起こし、エネルギーを失う。この時、物質から発生するシンチレーション光の光量を測定することにより入射粒子のエネルギーの測定ができる。B 中間子崩壊から生成される γ のエネルギーは $20MeV \sim 4\ GeV$、また測定器の較正、ルミノシティ測定等の目的で Bhabha 散乱を利用するために本電磁カロリーメータは最高 $8GeV$ までの広いエネルギー領域をカバーしなければならない。

このため、ECL には 8736 個の CsI(Tl) 結晶が使われている。大きさは平均して前面 $5.5 \times 5.5\ cm^2$、後面 $6.5 \times 6.5\ cm^2$、長さ $30\ cm$ である。結晶はバレル部に 6600 本、前後方の端部 2100 本使用している (表 3.3)。電磁カロリーメータの全体図を図 3.6 に示す。

バレル部はビーム軸から半径 $1.2m$ の位置に、エンドキャップ部は衝突点から $z = 2.0m$ と $z = -1.0m$ の位置に配置される。
本カロリーメータの測定領域は衝突点に対して $17.0^\circ \leq \theta \leq 150.0^\circ$ である。図 3.6 に示されるように、バレル部とエンドキャップ部の間には、内部検出器のケーブル通路用の小さな隙間が存在する。 前方は 32° 付近に約 1° のギャップ、後方は 129° の付近に 3° のギャップがある。以上を表 3.3 にまとめた [?]。

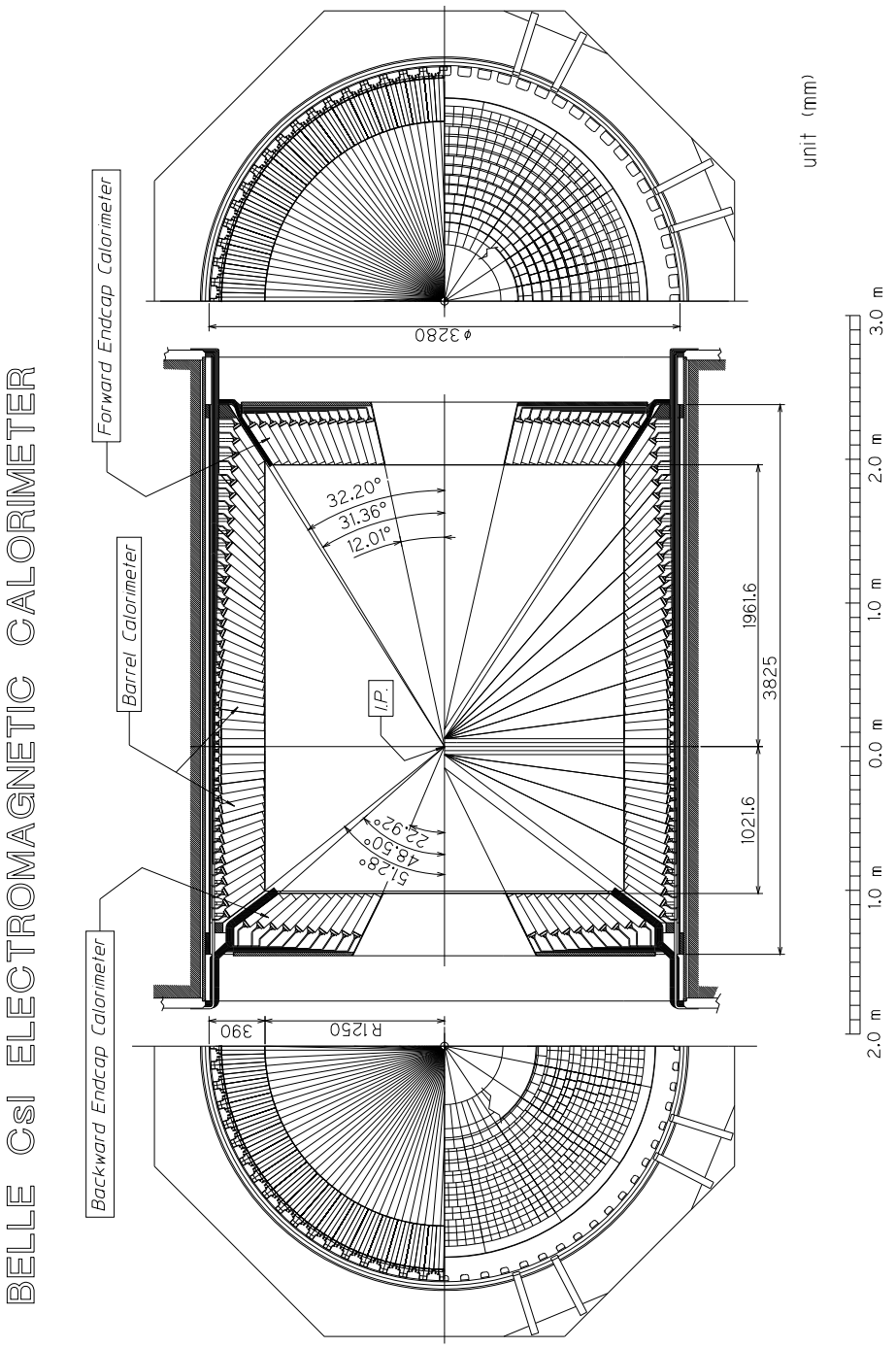


図 3.6: 電磁カロリーメータ

	θ coverage	θ seg.	ϕ seg.	# of crystals
Forward Endcap	11.7° - 31.5°	13	48 - 128	1152
Barrel	32.2° - 128.7°	46	144	6624
Baclward Endcap	130.8° - 158.3°	10	64 - 144	960

表 3.3: ECL のパラメータ

3.2.6 K_L,μ 粒子検出器 (KLM)

KLM は BELLE 検出器の最も外側に位置し、K_L 中間子とミュー粒子 (μ) の識別を行なう。K_L 粒子は電気的に中性であり測定器の物質と強い相互作用を起こして荷電粒子を放出しない限り検出されない。従ってソレノイドの外側に鉄と高抵抗プラスチック板による平面型スパークカウンターを交互に挟み、その鉄と反応させて検出する。μ 粒子はさらにその外側に厚い鉄の吸収材を起きこれを通り抜ける粒子を観測することによって検出する。

KLM 検出器はバレル部と 2 つのエンドキャップ部に分けられ、吸収体の鉄($4.7cm$ 厚) と飛跡検出部 ($4cm$ 厚) を交互に重ねたサンドイッチ型構造をしている。八角形のバレル部は鉄 14 層検出器 15 層、2 つのエンドキャップ部は各々鉄 14 層検出器 14 層からなる。本検出器は $25° \leq \theta \leq 145°$ の領域をカバーしている。
表 3.4 に、各測定器の主なパラメータ及び性能のまとめを記す [?]。

3.2.7 BELLE トリガー、データ収集システム

BELLE 実験では、非常に小さな分岐比の事象を観測するため、$10^{34}cm^{-2}s^{-1}$ もの高いルミノシティで、また、ビーム交差率 508MHz で衝突する。このとき、中性 B 中間子対等の生成率が 30Hz、$e^+e^- \to \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-$ が 15Hz、BhaBha 散乱又は、$e^+e^- \to e^+e^-$ がスケールダウンして 30Hz となっているので、 物理事象の全レートは約 100Hz となる。一方、ビームと残留ガスとの衝突や宇宙線によるバックグランド事象が数多く発生するためこれを破棄し、興味ある事象のみを効率よく選別しなければならない。そのためのシステムをトリガーシステムと呼ぶ。図 3.7 に BELLE トリガーシステムの概要を示す。

一方、データ収集システム (DAQ)(図 3.8) では主に事象読み出し、データ転送、タイミングコントロールなどを行っている。読み出しは各検出器平行して行われる。読み出されたデータはイベントビルダーに転送され、Online computer farm で事象の選択、処理が行われた後、最終的に Storage system に蓄積される。

Detector	Type	Configuration	Readout	Performance
Beam pipe	Berylium double-wall	Cylindrical, r = 2.3 cm 0.5 mm Be/ 2 mm He /0.5 mm Be		
SVD	Double sided Si strip	300 μm thick, 3 layers r = 3.0 - 5.8 cm Length = 22 - 34 cm	ϕ: 41k θ: 41k	$\sigma_{\Delta z} \sim 105$ μm
EFC	BGO	2 cm × 1.5 cm × 12 cm	θ : 5 ϕ : 32	
CDC	Small cell drift chamber	Anode : 52 layers Cathode : 3 layers r = 8.5 - 90 cm -77 $\leq$ z $\leq$ 160 cm	 A: 8.4k C: 1.5k	$\sigma_{r\phi} = 130$ μm $\sigma_z = 200 \sim 1{,}400$ μm $\sigma_{p_t}/p_t = 0.3\ \% \sqrt{p_t^2+1}$ $\sigma_{dE/dx} = 6$ %
ACC	n : 1.01 $\sim$ 1.03 Silica Aerogel	$\sim 12 \times 12 \times 12$ cm ^{3} blocks 960 barrel / 228 endcap FM - PMT readout	 1,788 ch	 $\mu_{eff} = \geq 6$ K/π 1.2 $\leq$ p $\leq$ 3.5 GeV/c
TOF	Plastic Scintillator	128 ϕ segmentation r = 120 cm, 3 m long	 128 × 2 ch	$\sigma_t = 100$ ps K/π =up to 1.2 GeV/c
ECL	CsI	Tower structure $\sim 5.5 \times 5.5 \times 30\ cm^3$ crystals Barrel : r = 125 - 162 cm Endcap : z = -102 and +196 cm	 6,624(B) 1,152(FE) 960(BE)	σ_E/E $= \frac{0.066(\%)}{E} \oplus \frac{0.81(\%)}{E^{1/4}} \oplus 1.34(\%)$ $\sigma_{pos} = 0.5$ cm / $\sqrt{E}$ E in GeV
MAGNET	super conducting	inn.rad. = 170 cm		B = 1.5 T
KLM	Resistive plate counter	14 layers (5 cm Fe + 4 cm gap) 2 RPCs in each gap θ and ϕ strips	 θ: 16k ϕ: 16k	$\Delta\phi = \Delta\theta = 30$ mrad for K_L $\sigma_t = 1$ ns 1 % hadron fakes

表 3.4: BELLE 検出器のパラメータ

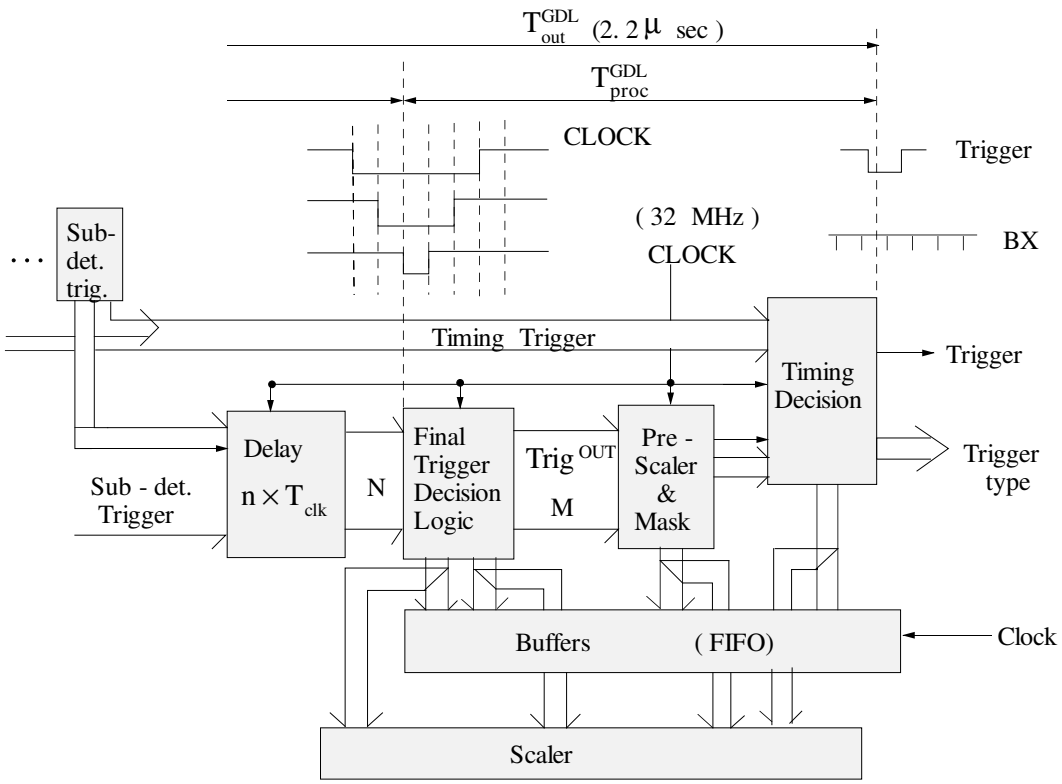


図 3.7: BELLE トリガーシステム

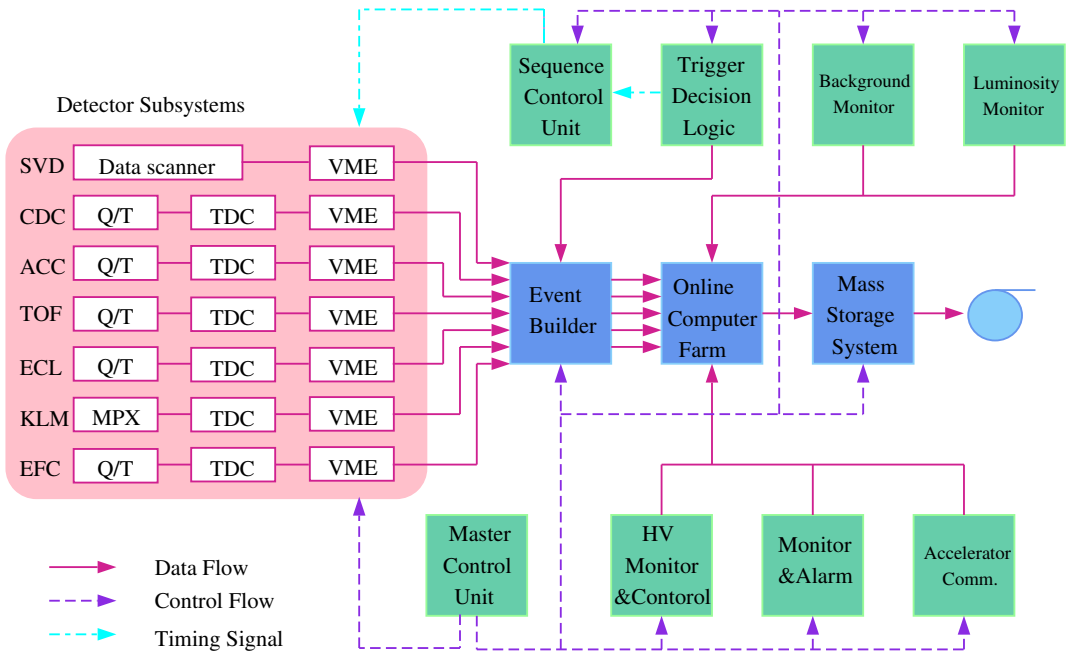

Detector Subsystems
SVD
Data scanner
VME
CDC
Q/T
TDC
VME
ACC
Q/T
TDC
VME
TOF
Q/T
TDC
VME
ECL
Q/T
TDC
VME
KLM
MPX
TDC
VME
EFC
Q/T
TDC
VME
Sequence Contorol Unit
Trigger Decision Logic
Background Monitor
Luminosity Monitor
Event Builder
Online Computer Farm
Mass Storage System
Master Control Unit
HV Monitor &Contorol
Monitor &Alarm
Accelerator Comm.
Data Flow
Control Flow
Timing Signal

図 3.8: DAQ システム

第4章　解析

本研究の目的である $\tau^{\pm} \to \pi^{\pm}\pi^0\nu_\tau$ 崩壊における CP 非保存の探索について具体的な解析の手順及び結果について報告する。

4.1　解析に用いたデータ

本解析で用いたデータサンプルは KEK にある重心系のエネルギー 10.6GeV の e^+e^- 非対称衝突型加速器に設置された BELLE 検出器で収集された。この解析では、1999 年 10 月から 2000 年 7 月までに収集されたデータを用いる。この期間に収集されたデータ量は、積分ルミノシティにして 6.7/fb である。この積分ルミノシティは 6.1×10^6 個の $\tau^+\tau^-$ 事象の生成に対応する。

4.2　$\tau^{\pm}$ 事象の生成とその選別

使用する実験データには起こった τ 粒子崩壊崩壊の全過程と、τ 粒子崩壊以外の崩壊過程 (BhaBha 散乱過程 $e^+e^- \to e^+e^-$ など) が含まれている。その中から $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ 事象の特徴を持つものを選び、目的とする $\tau^{\pm} \to \pi^{\pm}\pi^0\nu_\tau$ 事象を選別する。

τ 粒子の寿命は $2.9 \times 10^{-13}s$ と非常に短く、すぐに崩壊する。この τ 崩壊のうち、1 本のトラックへの崩壊は約 85%、3 本のトラックへの崩壊は約 15% 起こる。これより、e^+e^- 衝突による $\tau^+\tau^-$ 生成反応 $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ は次のような特徴を持つ。

荷電トラックの本数が少なく、τ^+ と τ^- がそれぞれ 1 本のトラックへ崩壊する (1-1) 確率が 72%、1 本と 3 本のトラックへ崩壊する (1-3) 確率が 13% と、1-1 への崩壊がほとんどを占めている。図 4.1 図 4.2 に τ 粒子崩壊における 2 プロングの事象を示す。図は $\tau^+ \to e^+\nu_e\bar{\nu\tau}$、$\tau^- \to \pi^-\pi^0\nu_\tau$ 事象である。

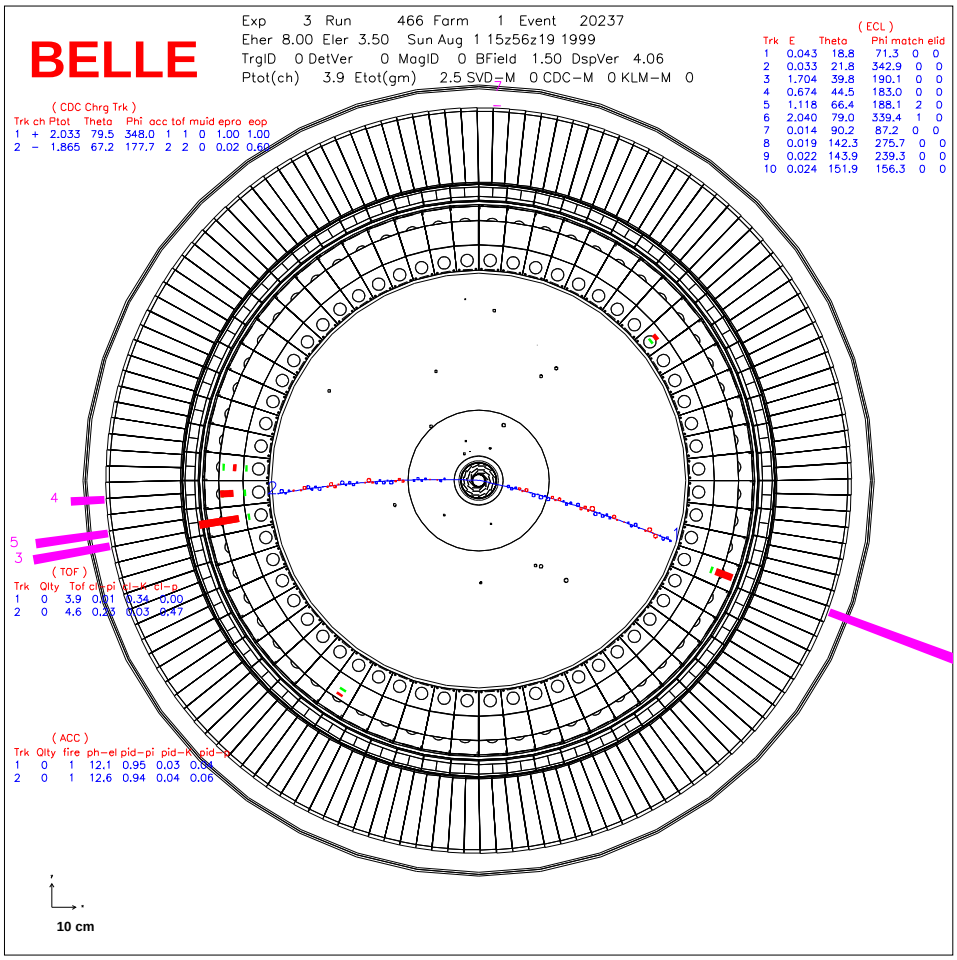


図 4.1: e^+e^- 非対称衝突型 KEKB において BELLE 測定器によって観測された $\tau^{\pm}$ 崩壊事象: 円筒形の測定器の中央にビーム軸があるが、それに垂直な平面に投影した図である (x-y 平面)。

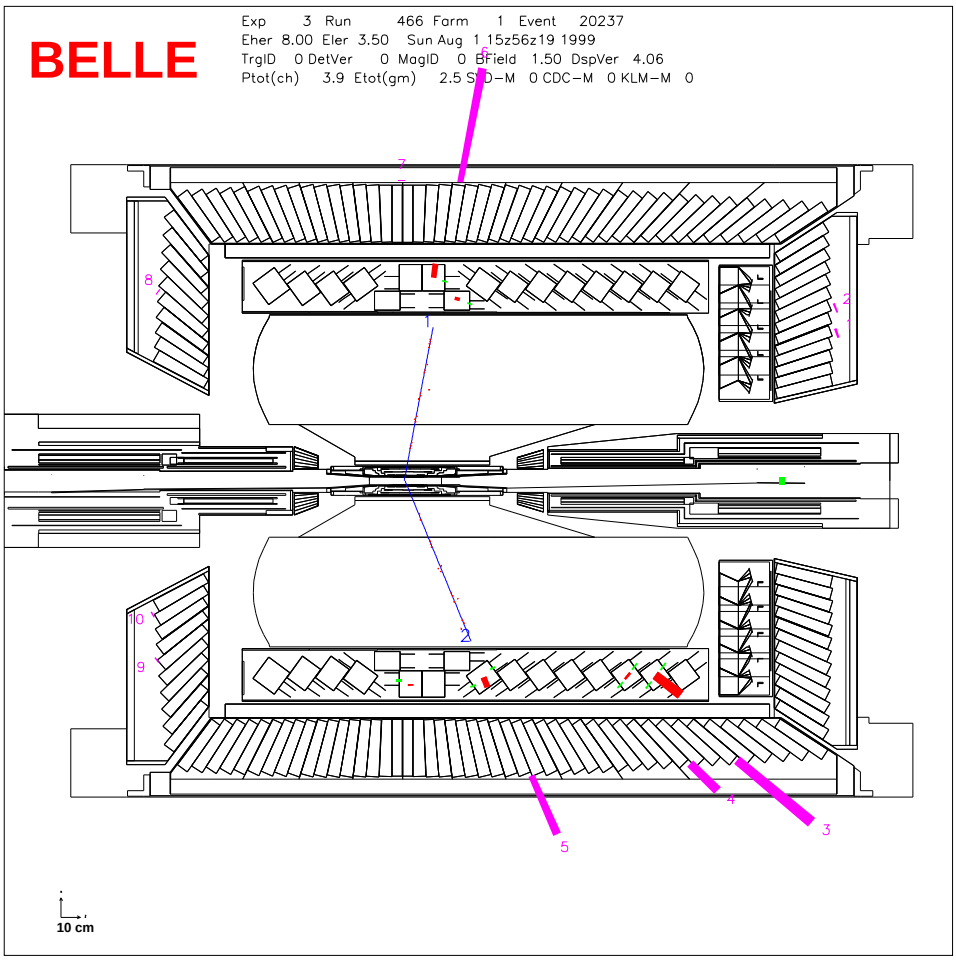


図 4.2: e^+e^- 非対称衝突型 KEKB において BELLE 測定器によって観測された $\tau^{\pm}$ 崩壊事象:(x-z 平面)

また、$\tau^{\pm}$ はそれぞれ e^+e^- 重心系において反対方向へ飛ぶ。そして、$\tau^{\pm}$ 崩壊においてはニュートリノが生成されるので測定された運動量にはニュートリノによる運動量欠損がある。このため、$\tau^{\pm}$ 事象は運動学的に直接識別することができないことから、$\tau^{\pm}$ 事象選別は、$\tau^{\pm}$ 候補から $\tau^{\pm}$ 崩壊ではないバックグラウンドをより小さなレベルまで減らすことが必要となってくる。

次に実際の事象選別について述べる。

① 荷電飛跡の本数 $= 2$ 本 、事象全体の電荷 $= 0$
本研究では $\tau^{\pm}$ 崩壊事象で最も多い 2 プロングの事象を使用する。そのため上

記のような条件を要求する。

② 荷電飛跡を衝突点へのばした時、衝突点との距離が垂直方向に $\pm 1cm$、水平方向に $\pm 5cm$ 以内であること。
これは、衝突点からの荷電飛跡であることの条件である。

③ 横方向運動量 $(P_t)\geq 0.1\mathrm{GeV}$
荷電飛跡の横方向の運動量 P_t=0.1GeV は、荷電飛跡が CDC でカールせず、ECL まで届くことのできる運動量である。

④ $|r_V| < 0.5cm$、 $|z_V| < 3cm$
実際のデータにはビームガスによるバックグラウンドが含まれている。反応が電子 · 陽電子衝突における衝突点から起こっていることの条件として、2 本の荷電飛跡から再構成された衝突点の垂直方向の位置 $|r_V|$ が 0.5cm 以下、水平方向の位置 $|z_V|$ が 3cm 以下であることを要求する。

ここまでに選別した事象には、

- 2 光子生成反応

$$\begin{aligned} e^+e^- \quad &\to (e^+)(e^-)\mu^+\mu^- \\ &\to (e^+)(e^-)e^+e^- \\ &\to (e^+)(e^-)\tau^+\tau^- \\ &\to (e^+)(e^-)q^+q^- \to (e^+)(e^-) \text{ハドロン} \end{aligned}$$

- BhaBha 散乱過程

$$\begin{aligned} e^+e^- &\to e^+e^- \\ e^+e^- &\to \mu^+\mu^- \end{aligned}$$

が含まれているのでそれをおとす必要がある。まず、2 光子生成反応を取り除くためには以下 2 つのことを要求する。

(1) 運動量欠損ベクトルのビーム軸との角度 θ_{miss} が $-0.95[rad] < \theta_{miss} < 0.985$ であること。
(2) 重心系における荷電粒子の運動量と光子のエネルギーの絶対値の和 E_rec が 3.0GeV 以上であること、または横方向運動量の最大値 P_t^{max} が 1.0GeV より大きいこと。
なお、光子については CsI カロリーメーターにおいて CDC 内で検出された飛跡の外挿と一致しないクラスタを光子とみなしている。

次に、BhaBha 散乱過程を取り除く。BhaBha 散乱過程は全断面積 1249nbarn と非常に大きいことからその選別に関しては注意深く行わなければならない。 BhaBha 散乱を取り除く条件は次の 2 つである。
(1) クリーンな BhaBha 散乱は重心系におけるクラスタのエネルギーの合計 E_{rec} が 9GeV 以下であることを要求することで取り除く。
(2) エネルギーの低い BhaBha 散乱(radiative BhaBha) を取り除くにはエネルギー E_{rec} と重心系における運動量欠損 $|P|_miss$ の合計の値 E_{tot}^* が 8GeV 以下であることを要求する。
この選別条件はビームラインやカロリーメーターのバレルとエンドキャップの間を通って発生するエネルギーの低い光子 (radiative photon) によって運び去られるエネルギーも考慮に入れている。加えて、エンドキャップに電子陽電子が散乱された場合、飛跡の外挿と一致するクラスタの重心系のエネルギーの合計 E_{rec} が 5.3GeV 以下になることを条件に入れる。

μ 粒子対生成 $e^+e^- \to \mu^+\mu^-(\gamma)$ に関しては反対方向に出る 2 本の飛跡の運動量の合計が 9GeV より小さいことを要求することで排除する。

4.2.1 $\tau^{\pm} \to \pi^{\pm}\pi^0\nu_{\tau}$ 事象の再構成

$\pi^{\pm}\pi^0$ を再構成するために、図 4.3 のように e^+e^- 重心系で事象を二つの半球に分ける。その際、二つの粒子の間の角度を 90 度以上とし、 2 次粒子のビーム軸となす角度 θ_{axis} が、$35^\circ < \theta_{axis} < 145^\circ$ となるようにする。次に二つに分けた半球のうち片側の条件として飛跡が 1 本であること、100MeV 以上のエネルギーを持つ光子がないことを要求し、これで片方に確実に τ 粒子があることを要求することにする。この要求をすることを $\tau^+\tau^-$ 事象をタッグすると呼ぶ。

- $\pi^{\pm}$ の識別
  図 4.4 は、選ばれた $\tau^+\tau^-$ サンプルにおける全ての荷電粒子に関する E/P 分

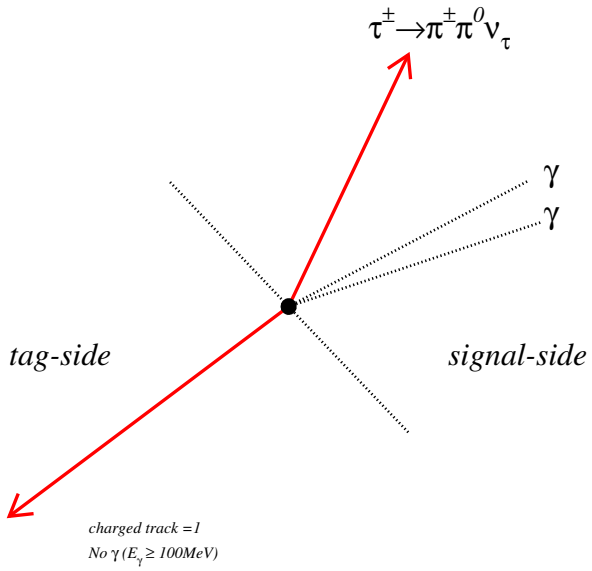


図 4.3: 選別した $\tau^{\pm}$ 事象: 選別した $\tau^{\pm}$ 事象を 2 つの半球に分け片側をタッグし、他方をシグナルサイドとして解析する。

布である。ここで E/P とは BELLE 検出器において ECL で測定されたエネルギーと CDC で測定された運動量の比である。E/P が 1 付近に見える大きなピークが電子に対応する。このように電子が他のハドロンとよく識別されていることがわかる。電子の識別条件は以下のように設定した。

1. $E/P > 0.8$
2. $E/P > 0.4$ かつ 電子である確率 > 0.7

ここで、電子である確率はシャワーの形や、CDC における dE/dX から決定される。μ 粒子についてはカロリーメーターの外側に位置する KLM 装置の情報を使用することで決定される。

$\tau^{\pm} \to \pi^{\pm}\pi^{0}\nu_{\tau}$ 事象で生成された π をややゆるい条件で識別するために、 荷電粒子の中で逆に明らかに電子または μ 粒子と識別されたもの以外を $\pi^{\pm}$ 中間子とした。

- π^{0} の再構成
  次に、π^{0} 候補の再構成をするために、図 4.5 のように tag された $\tau^{+}\tau^{-}$ サンプルの $\gamma\gamma$ 不変質量分布をとる。ここで、クラスタは全て光子の候補と考え、エネルギーが 50MeV 以上 (エンドキャップは 100MeV 以上) あり、CDC に飛跡を残していないものは π^{0} 崩壊からの光子であるとみなす。このシグナ

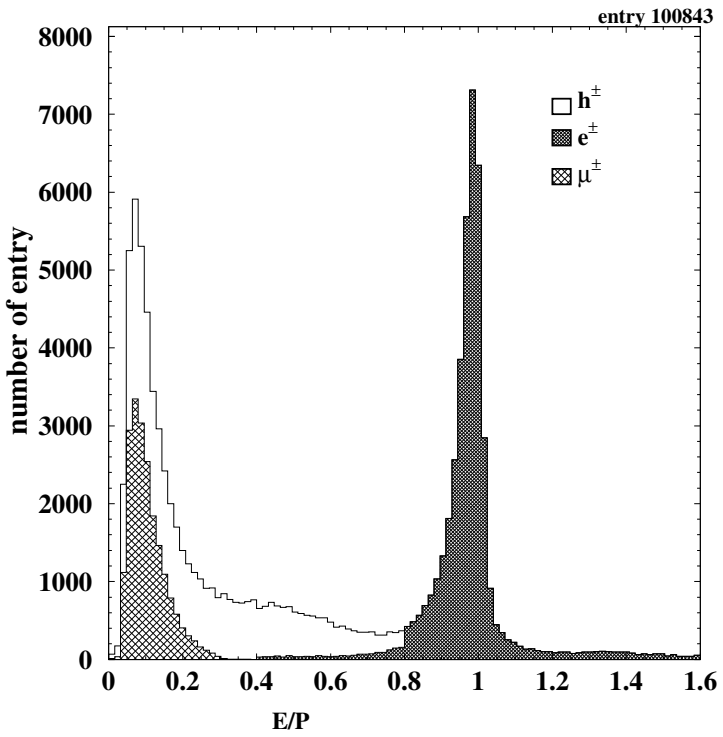


図 4.4: $\tau^{+}\tau^{-}$ サンプルにおける E/P 分布:白抜きの部分はハドロン、ハッチ部分は μ 粒子、1 付近にピークのあるヒストグラムは電子を表す。

ルの分解能は π^0 のエネルギーにより異なり、$4.8\mathrm{MeV}$ から $7\mathrm{MeV}$ である。今回、$110\mathrm{MeV}$ から $150\mathrm{MeV}$ までの質量領域における光子対を π^0 の候補とした。

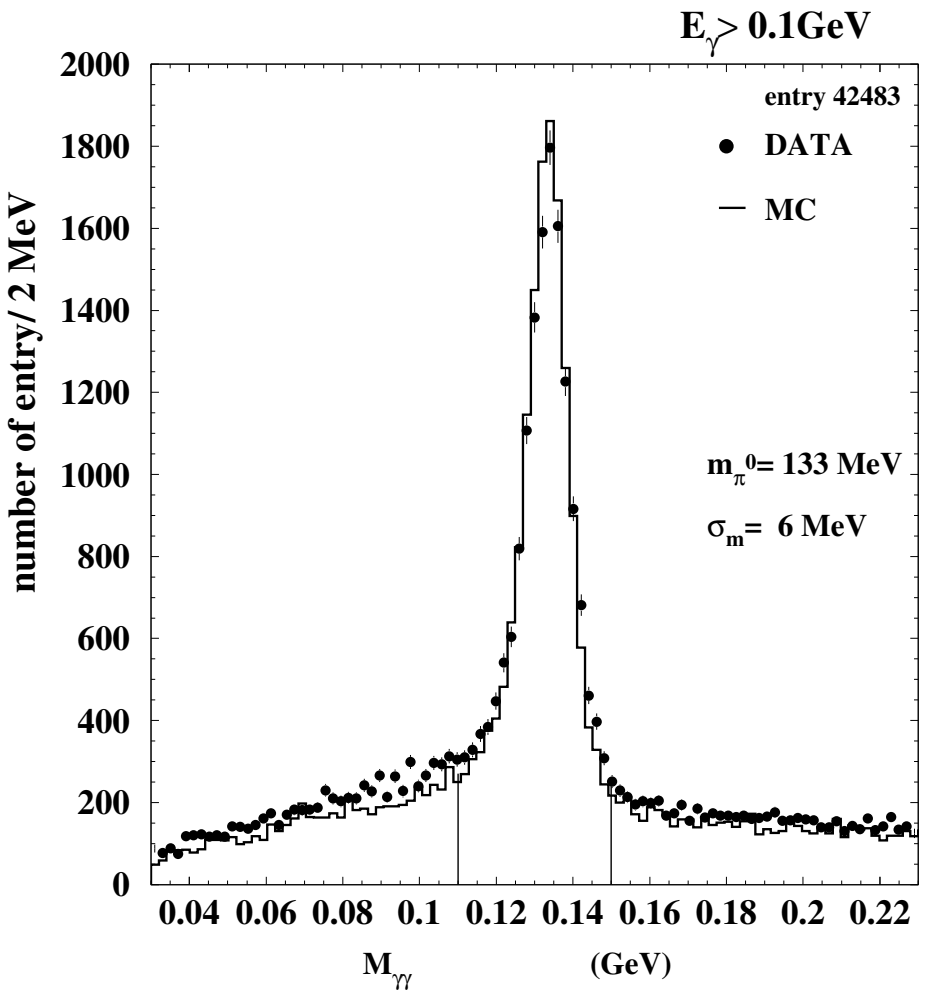


図 4.5: $\tau^+\tau^-$ サンプルの $\gamma\gamma$ 不変質量分布: 110MeV から 150MeV を π^0 の領域、50MeV から 70MeV、190MeV から 210MeV をサイドバンド領域とした。

この解析においてはK中間子の飛跡は識別しておらず、したがって $\pi^\pm\pi^0$ サンプルにはわずかに $K\pi$ 崩壊を含んでいる。

$\tau^+\tau^-$ サンプル上述したような条件を入れた場合の事象数の変化を表 4.6 にまとめ、$\tau^\pm \to \pi^\pm\pi^0\nu_\tau$ 事象の検出効率を算出した。発生させた τ 崩壊事象 1,000,000 事象のうち $\tau^\pm \to \pi^\pm\pi^0\nu_\tau$ 事象は 115,000 事象あることから、およそ 40% の検出効率で $\tau^\pm \to \pi^\pm\pi^0\nu\tau$ 事象が検出されている。

item	DATA	MC (efficiency %)
事象選別前の読み出した全事象数	5,449,113	1,000,000
tau-skim を行う	4,341,262	547,335 (54.7)
2 プロングである事象	1,444,518	221,398 (22.1)
タッグした事象	1,124,482	174,628 (17.5)
シグナルサイドが $\pi^{\pm}\pi^0$ 事象である	254,605	46,307 (4.6)

図 4.6: $\tau^{\pm} \to \pi^{\pm}\pi^0\nu_\tau$ 事象選別の結果

4.3 CP 非対称性の観測

4.3.1 $\tau^{\pm} \to \pi^{\pm}\pi^0\nu_\tau$ 事象の特徴

$\pi^{\pm}\pi^0$ の質量分布を図 4.7 に示す。ここで、理論によって期待される結果と比較するためにモンテカルロシミュレーションを行う。モンテカルロシミュレーションは実験データを通す解析プログラムと全く同じプログラムを通し比較する。この際、モンテカルロシミュレーションにおける τ 粒子対生成 $e^+e^- \to \tau^=\tau^-$ は、KORALB / TAUOLA[13] を用いる。

図 4.7 ではヒストグラムがモンテカルロを表す。色のぬってある領域は τ が例えば $\pi\pi^0\pi^0$ のような多くの π^0 に崩壊するモードからのバックグランドで全体で 24 パーセントくらいを占めている。

サンプル数は 254,605 事象あり、きれいな $\rho(770)$ 共鳴状態のピークが見え、$\tau^{\pm} \to \pi^{\pm}\pi^0\nu_\tau$ は $\tau^{\pm} \to \rho^{\pm}\nu_\tau$ 崩壊が大部分を占めていることがわかる。また、データとモンテカルロは ρ 中間子シグナルの領域で良く一致している。

4.3.2 バックグラウンドの見積もり

選別した事象中の τ 崩壊以外の過程からくるバックグラウンドはモンテカルロシミュレーションによって見積もられる。表 4.1 にその結果をまとめた。$e^+e^- \to q\bar{q}$ と 2 光子過程からくるバックグランドは 0.7 パーセントと 0.5 パーセント程度である。

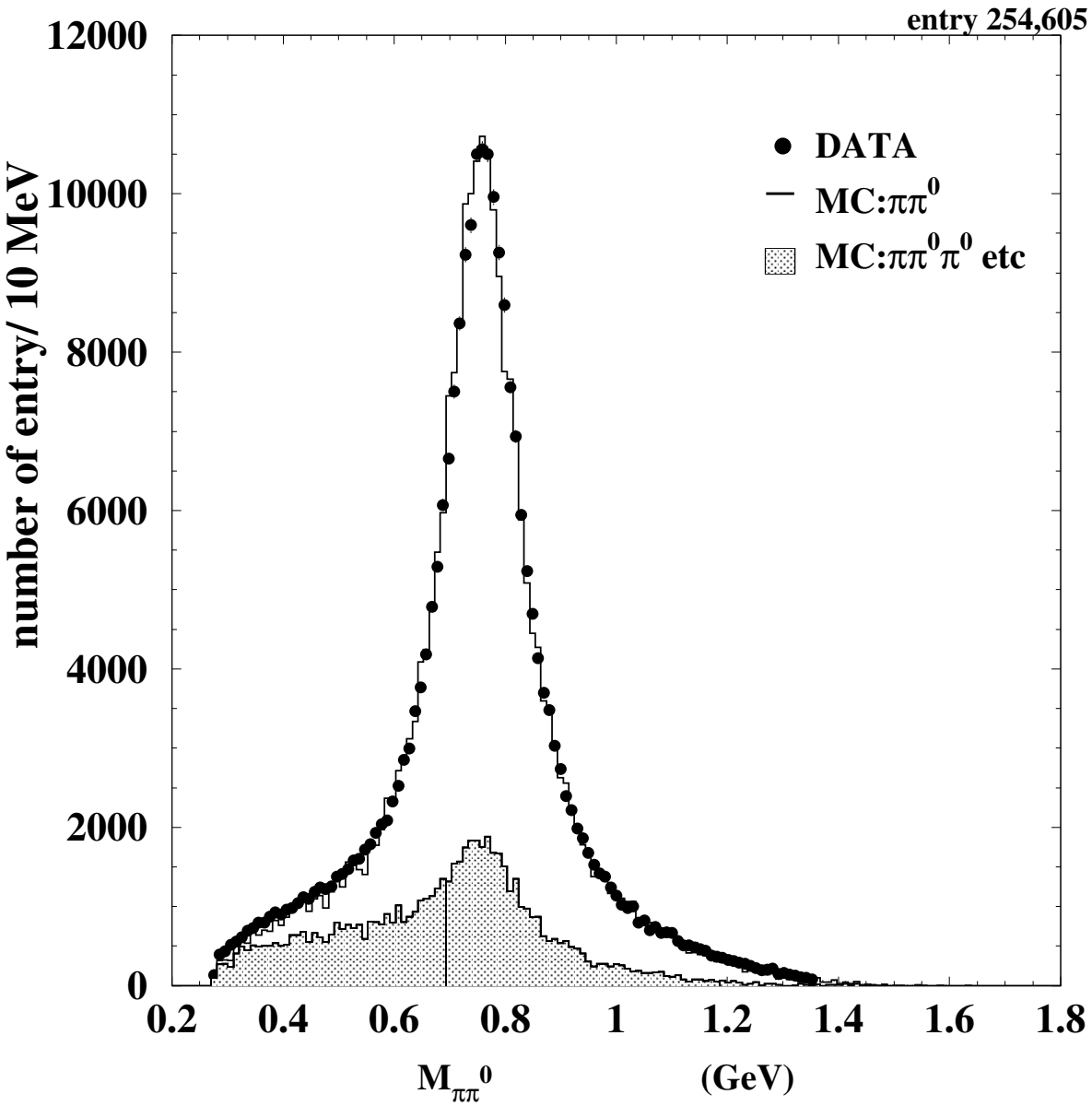


図 4.7: $\pi^{\pm}\pi^{0}$ 不変質量分布: ● はデータ、ヒストグラムはモンテカルロ、ハッチ部分は目的とする事象以外の τ 崩壊によるバックグラウンドを表す。

process	σ_{gen}	イベント数	L_{MC}	バックグラウンド (%)
$B\bar{B}$	1.05nb	100K	95/pb	0.068%
$q\bar{q}(\gamma)$	3.39nb	500K	147/pb	1.7%
$e^+e^-\gamma$	1249nb	300K	0.24/pb	-
$\mu\mu$	0.94nb	400K	425/pb	-
$ee\mu\mu$	18.85nb	1000K	138/pb	0.15%
$eeuu$	11.7nb	700K	59.8/pb	0.51%
$eeee$	40.85nb	400K	19.6/pb	1.0%

表 4.1: τ 崩壊以外の過程からのバックグラウンドの見積もり

4.3.3 $\rho\prime(1400)$ 共鳴

前項で示した $\pi^{\pm}\pi^0$ 不変質量分布をログスケールにしたものが図 4.8 である。図に示されているように高い質量領域にわずかに肩が見られる。この領域は $\rho(770)$ の励起状態である $\rho\prime(1400)$ 共鳴に対応する。同様の構造は他の実験 (CLEO 実験、ALEPH 実験) でも確認されている。

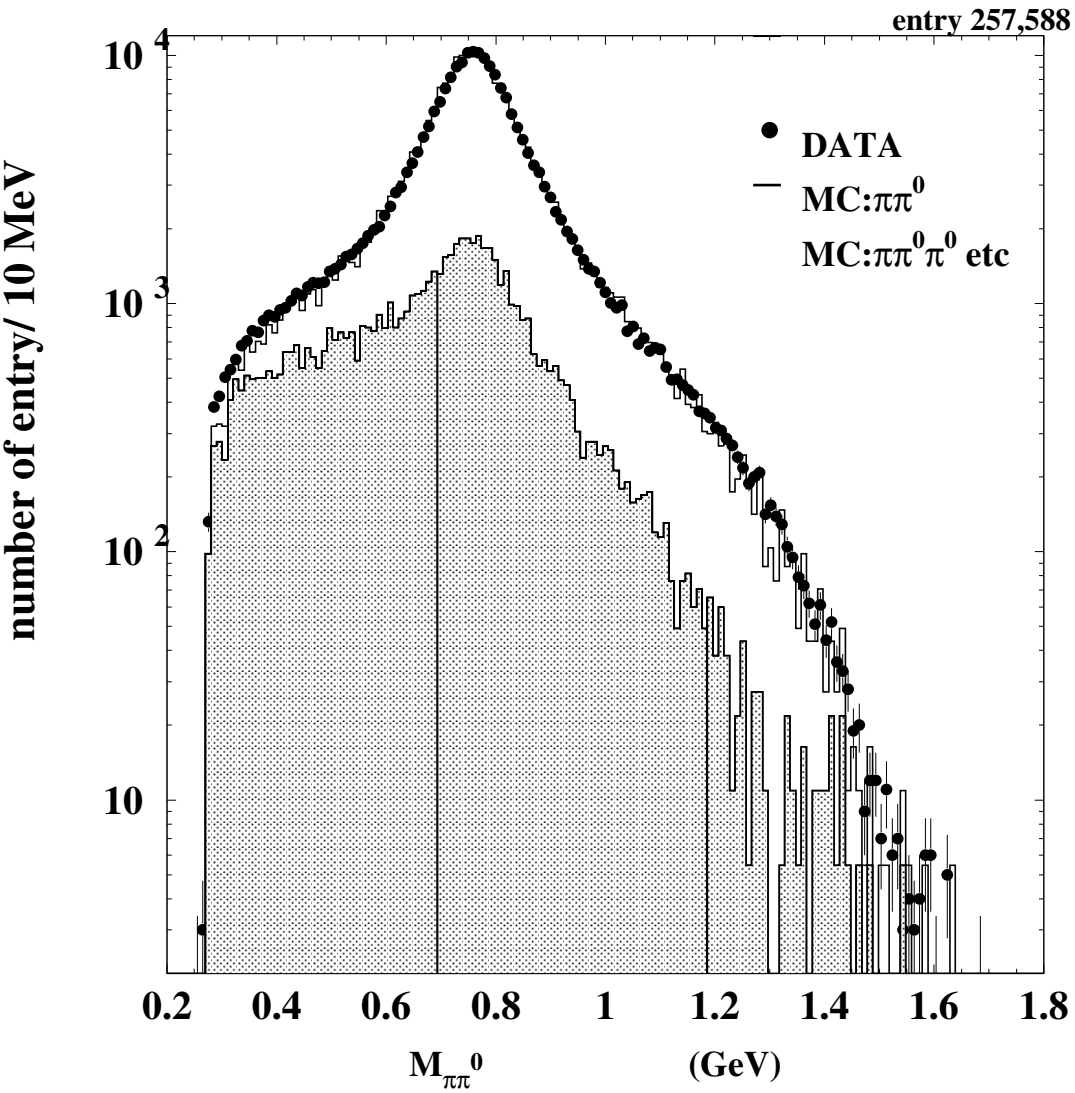


図 4.8: $\pi^{\pm}\pi^{0}$ 不変質量分布 (ログスケール)

4.3.4 $\tau^{\pm} \to \pi^{\pm}\pi^0\nu_\tau$ における CP 非保存の探索

このサンプルを用いて CP 非対称性の測定を行う。まず、図 4.9 に $\cos\beta$ 分布(左)、$\cos\psi$ (右) 分布を示す。角度 β, ψ は図 2.5.1 に定義されているとおりである。上段が崩壊角度分布を表す。○ は τ^+、● は τ^-、ヒストグラムはモンテカルロシミュレーションによるものである。下図は、各ビンごとの τ^+ と τ^- の数の比である。$\cos\beta$ は全体的にフラットになっている。$\cos\psi$ 分布は 1 にピークがある。

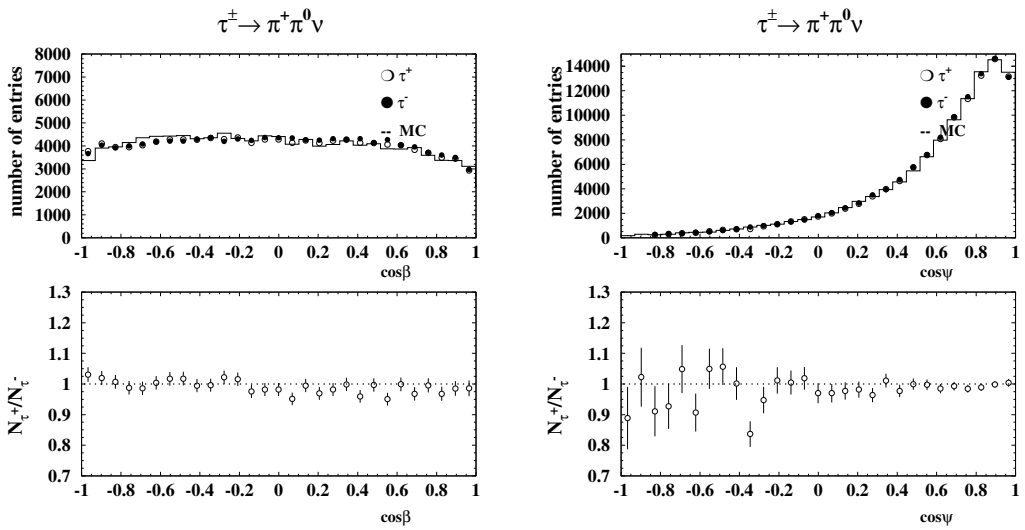


図 4.9: $\pi^{\pm}\pi^0$ 事象の崩壊角度分布:$\cos\beta$ 分布 (左) $\cos\psi$ 分布 (右) である。それぞれ上図が崩壊角度分布を表す。○ は τ^+、● は τ^-、ヒストグラムはモンテカルロシミュレーションによるものである。下図は、各ビンごとの τ^+ と τ^- の数の比である。

そして、$\cos\beta\cos\psi$ 分布は図 4.10 のようになっている。$\cos\beta\cos\psi$ 分布は、0 をピークに左右対称であるのが特徴である。また、τ^+ と τ^- の数の比を表す下図より、τ^+ と τ^- 間に系統的な違いはないといえる。

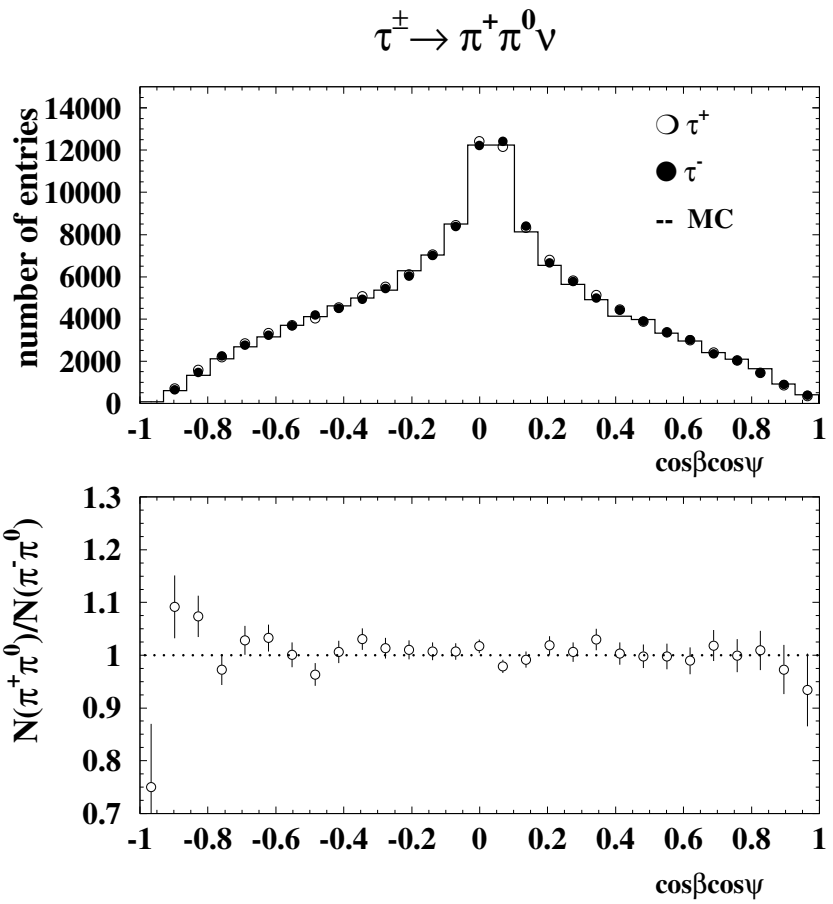


図 4.10: $\cos\beta\cos\psi$ 分布

このサンプルを使って τ^+ と τ^- 崩壊からの非対称性を $\cos\beta\cos\psi$(図 4.10) の 2 つの区間、つまり $\cos\beta\cos\psi > 0$、$\cos\beta\cos\psi < 0$ において測定し、その結果を表 4.2 にまとめた。

$\cos\beta\cos\psi$	N($\pi^+\pi^0$)	N($\pi^-\pi^0$)	$A_{cp}(\cos\beta\cos\psi)$
> 0	60,073	60,117	$(-0.4 \pm 2.7) \times 10^{-3}$
< 0	67,583	66,832	$(+5.6 \pm 2.7) \times 10^{-3}$
Total	129,231	128,257	$(+2.8 \pm 2.0) \times 10^{-3}$

表 4.2: $\cos\beta\cos\psi$ の正負 2 領域における事象数と A_{CP} の値

正しい非対称性を表すパラメータ A_{CP} は $\cos\beta\cos\psi$ に比例することから、A_{CP} 分布を 1 次関数 ($a\cos\beta\cos\psi + b$) でフィットする (図 4.11)。また、フィットの正当性を確認するため 0 次関数でもフィットを行う。そのフィットの結果を表 4.3 に示す。表 4.3 に示すように非対称性の分布は 1 次関数と 0 次関数によくフィットされている。

item	straight line	w/o slope
a	$(-5.7 \pm 5.0) \times 10^{-3}$	-
b	$(+2.2 \pm 2.0) \times 10^{-3}$	$(+2.5 \pm 2.0) \times 10^{-3}$
$\chi^2/n.d.f.$	11.3/8=1.4	12.6/9=1.4

表 4.3: 図 4.11 における 1 次関数及び 0 次関数におけるフィットの結果

以上の解析をいくつかの不変質量 $M(\pi^\pm\pi^0)$ の領域に分けて非対称度を求めた結果を図 4.12 に示す。図 4.13 は、図 4.12 の非対称度を一次の直線でフィットした結果得られた傾き a_{CP} と定数 b_{CP} の値をまとめたものである。どの $M(\pi^\pm\pi^0)$ 領域でも CP 非対称度は統計の範囲内で 0 と一致している。

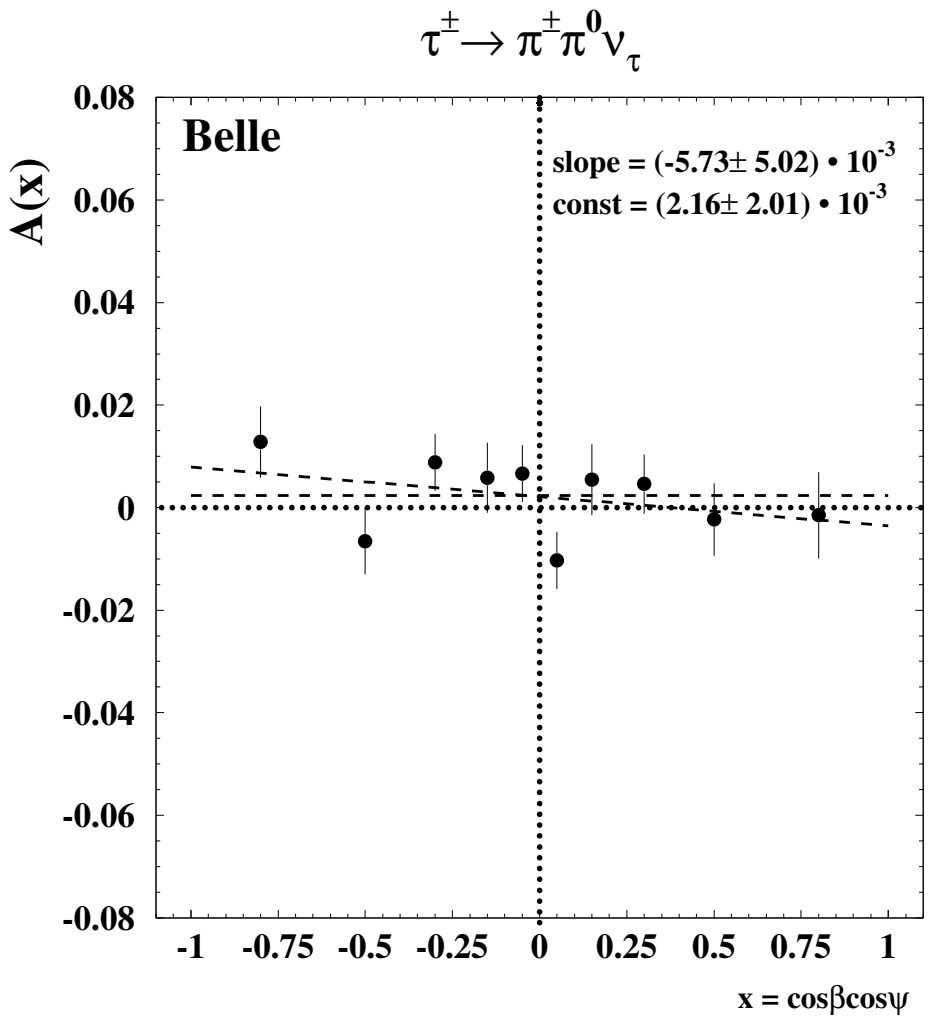


図 4.11: $\cos\beta\cos\psi$ における非対称性

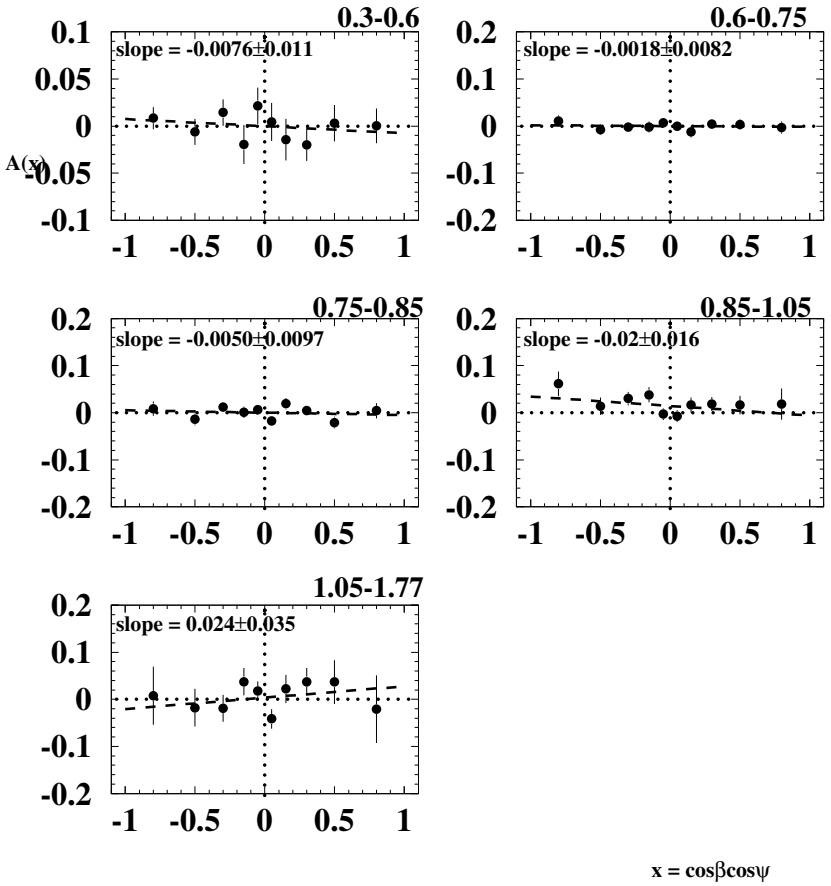


図 4.12: 不変質量 $M(\pi\pi^0)$ ごとの CP 非対称性 A_{CP} の値

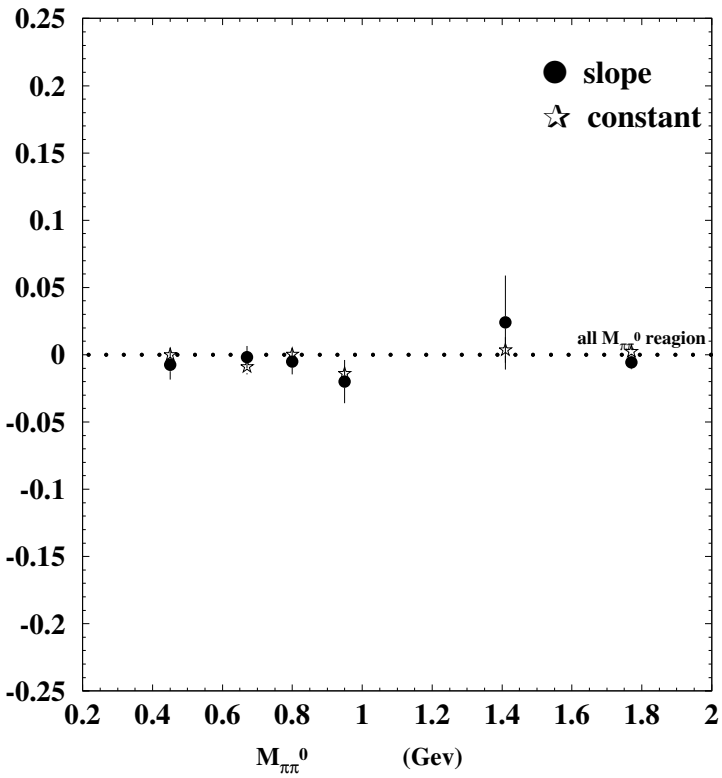


図 4.13: 不変質量 $M(\pi\pi^0)$ ごとの非対称性 A_{CP} の 1 次関数におけるフィットの傾き (slope) と定数 (constant):● が傾き (slope)、☆が定数 (constant) を示す。一番右は全ての不変質量領域における値である。

4.3.5 系統誤差の確認

今後さらに統計があがると統計誤差の寄与は小さくなり非対称性 A_{CP} の測定における検出器の効果の系統誤差の理解が重要となる。そのために、以下のことを調べた。

① $\tau^{\pm} \to (\mu/\pi)\nu_{\tau}$ 過程はシグナルと良く似たトポロジーを持つが終状態に強い相互作用による位相を持たないので CP 非対称性はないはずである。そのため、検出器固有の非対称性を独立して調べることができる。図 4.14 は、$\tau^{\pm} \to (\mu/\pi)\nu_{\tau}$ 過程の μ/π 運動量分布を示しており、○ が τ^{+}、● が τ^{-} からのものである。下の $\tau^{\pm}$ 事象数の比 N_{τ^+}/N_{τ^-} を見ても明らかなように、非対称性は見えていないことから、検出器固有の非対称性はないといえる。

② 図 4.15 は $\tau^{\pm} \to \pi^{\pm}\pi^{0}\nu_{\tau}$ 過程における π の運動量分布とビーム軸との角度分布である。 特別な運動領域や角度において検出器による非対称性は見えていない。

③ π^0 サイドバンドの事象を用いた非対称度 A_{CP} の導出を行った。π^0 信号のバックグラウンドからの効果をみるために 110MeV から 150MeV とした π^0 領域を、50MeV から 70MeV、190Mev から 210Mev のサイドバンドを選び (図 4.5)、非対称性を示す観測量 A を計算した。目的とする事象で観測したのと同様に、$\cos\beta\cos\psi$ 分布を正負 2 領域に分けその事象数から非対称性 A_{CP} を計算した。また、より細かい $\cos\beta\cos\psi$ の領域において A_{CP} を計算し、 フィットを行った。その結果を表 4.4 にまとめた。この表よりサイドバンドにおける非対称性の値は統計誤差の範囲内で 0 であり、非対称性はあるともないともいえない。

	π^0on peak	π^0off peak
$A_{CP}(\cos\beta\cos\psi > 0)$	(-0.4 $\pm$2.7) $\times 10^{-3}$	(-11.7$\pm$7.5) $\times 10^{-3}$
$A_{CP}(\cos\beta\cos\psi < 0)$	(5.6 $\pm$2.7) $\times 10^{-3}$	(-4.7 $\pm$ 4.3) $\times 10^{-3}$
fit a(slope)	(-5.0 $\pm$5.0) $\times 10^{-3}$	(-4.46 $\pm$ 9.57) $\times 10^{-3}$
b(constant)	(2.6 $\pm$2.0) $\times 10^{-3}$	(-7.57 $\pm$ 4.55)$\times 10^{-3}$
χ^2/NDF	1.3	0.41

表 4.4: π^0on peak と π^0 サイドバンド領域における A_{CP} の値

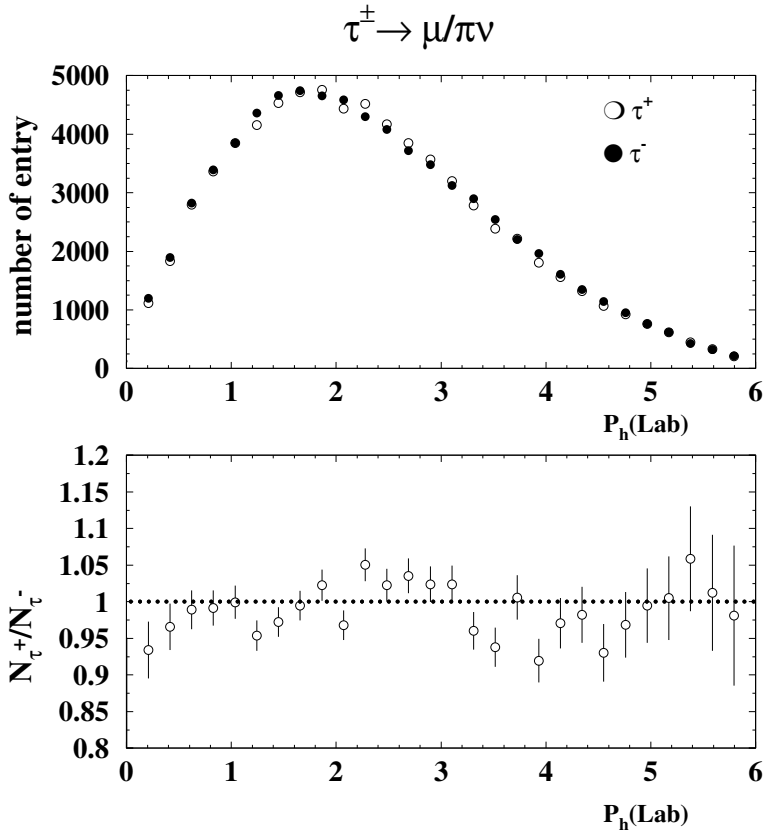
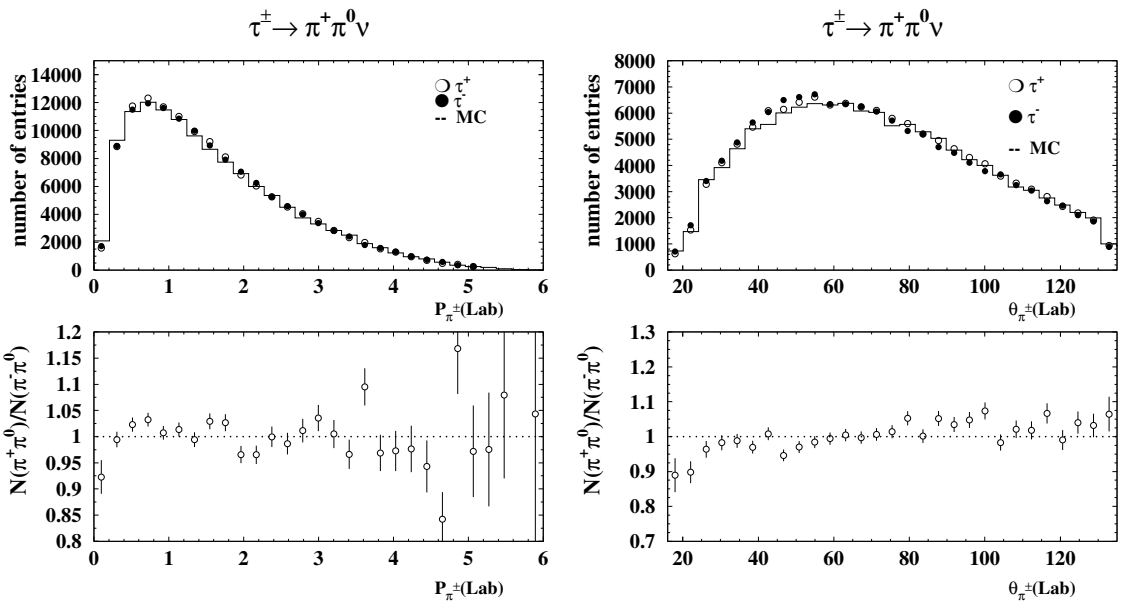


図 4.14: $\tau^{\pm} \to (\pi/\mu)\nu_{\tau}$ 過程の π/μ 運動量分布:○ が τ^{+}、● が τ^{-} を示す。下の図は $\tau^{\pm}$ 事象数の比 $N_{\tau^{+}}/N_{\tau^{-}}$ である。



$p^{lab}_{\pi^\pm}$ $\theta^{lab}_{\pi^\pm}$

図 4.15: $\tau^\pm \to \pi^\pm\pi^0\nu_\tau$ 過程における π の運動量分布とビーム軸との角度分布

第5章　結果と考察

以上、KEKB 加速器における BELLE 実験において最初に収集された $6.7/\mathrm{fb}$ のデータを用いて $\tau^{\pm} \to \pi^{\pm}\pi^{0}\nu_{\tau}$ 崩壊における CP 非保存の探索について述べてきた。結果として、非対称性を表すパラメータの値は統計誤差の範囲内で 0 に等しい。つまり、CP 非保存は見えていないことが結論される。$\cos\beta\cos\psi < 0$ の領域での非対称性の値から、$A_{CP}(\cos\beta\cos\psi)$ の 90% の信頼性における上限値及び下限値を求めると、

$$|A_{CP}(\cos\beta\cos\psi)| < 0.009$$

となる。また、図 4.11 に示すように一次関数でフィットした非対称度 a_{CP} の傾きの上限値、下限値を求めると、

$$-0.0140 < a_{CP}(\cos\beta\cos\psi) < 0.0025$$

となる。以上より、$\tau^{\pm} \to \pi^{\pm}\pi^{0}\nu_{\tau}$ 崩壊における CP 非対称度は、約 1% 以下であると結論される。ただ、π^{0} の off peak のデータには、π^{0} の on peak と系統的に 1% 程度異なる非対称度が見えており、その理由の解明は今後の課題である。今後、データ量が増大する (2,3 年で 10 倍程度) ので、より高い統計で高い精度の観測が可能になるものと期待できる。

付 録A　$\tau \to \pi^{\pm}\pi^{0}$崩壊のCP非対称性の測定における系統的な誤差の取り扱いについて

ここでは、$\tau^{\pm} \to \pi^{\pm}\pi^{0}\nu_{\tau}$ 崩壊における CP 非対称性の測定を行うにあたって、測定器固有の非対称性を取り除く方法について述べる。

CP 非対称性を表す観測量は、τ が崩壊するイベント数によって定義される。観測されるイベントの数を N_{obs} とおくと、N_{obs} は系統的な誤差のない真の物理量から来るイベント数 N_{phys} と、測定器固有の非対称性によるパラメータ η_D を用いて、

$$N_{obs} \equiv N_{phys}\eta_D$$

と定義することができる。

すると測定された非対称性の値 A_{obs} は、

$$\begin{aligned} A_{obs} &= \frac{N^{+}_{obs} - N^{-}_{obs}}{N^{+}_{obs} + N^{-}_{obs}} \\ &= \frac{N^{+}_{phys}\eta^{+}_{D} - N^{-}_{phys}\eta^{-}_{phys}}{N^{+}_{phys}\eta^{+}_{D} + N^{-}_{phys}\eta^{-}_{phys}} \end{aligned} \tag{A.1}$$

のように書ける。

系統的な誤差のない真の非対称の値は、

$$A_{phys} = \frac{N^{+}_{phys} - N^{-}_{phys}}{N^{+}_{phys} + N^{-}_{phys}} = \frac{\Delta N_{phys}}{N_{phys}} \tag{A.2}$$

検出器固有の非対称性は、

$$A_D = \frac{\eta^{+}_{D} - \eta^{-}_{D}}{\eta^{+}_{D} + \eta^{-}_{D}} = \frac{\Delta\eta_D}{\eta_D} \tag{A.3}$$

と表せるので、式 A.2、 式 A.3 より、で

$$\begin{aligned} N^{+}_{phys} &= \frac{N_{phys}}{2}(1 + A_{phys}) \\ N^{-}_{phys} &= \frac{N_{phys}}{2}(1 - A_{phys}) \\ \eta^{+}_{D} &= \eta_D + \Delta\eta_D \\ \eta^{-}_{D} &= \eta_D - \Delta\eta_D \end{aligned}$$

ある。これを式 A.1 に代入すると A_{obs} は、

$$A_{obs} = \frac{A_{phys} + A_D}{1 + A_{phys}A_D}$$

$A_{phys}A_D \ll 1$ より、

$$A_{phys} = A_{obs} - A_D$$

となる。

謝辞

本研究を行うにあたり、お世話になりました皆様方に紙面をお借りして心から感謝申し上げます。

野口先生には、様々な御講義をしていただき、また研究に対する取り組み方や考え方など助言いただき大変感謝しております。
そして、直接指導して下さいました林井先生には、何も知らない私に物理や解析の方法など研究全般にわたって根気強く丁寧に教えてくださいました。本当にありがとうございました。
宮林先生には、お忙しい中物理のことなど数多くにわたって助言いただきました。ありがとうございました。

また、本研究を行うにあたり解析において大変お世話になった名古屋大学の居波さんをはじめとする名古屋大学の方々にも心から感謝致します。
先輩であるKEKの池田先輩には研究室に上級生のいない私たちには心強く、大変お世話になりました。
そして、二年間ともに励まし合って頑張ってきた浅井さん、池田さん本当にありがとうございました。
最後に、私を支えてくださった全ての方々に厚く御礼申し上げます。

関連図書

[1] M.Kobayashi and T.Masukawa,Prog.Theor. Phys. 49(1973)652

[2] Phys.Rev.Lett.vol.13(1964)138-140pp

[3] A.B.Carter and A.I.Sanda,Phys.Rev.Lett.45(1980)952,Phys. Rev.D23(1981)1567.I.I.Bigi and A.I.Sanda,Nucl.Phys.B193(1981)85.

[4] T.D. Lee amd C.N. Yang, Phys. Rev. 104,254(1956)

[5] C.S. Wu, E.Amblrt, R.Hayward, D.Hoppes,and R.Hudson, Phys. Rev 105,1413(1957)

[6] Phys.Rev.Lett.vol.13(1964)138-140pp

[7] L.Wolfenstein , Phys,Rev.Lett.**51**(1983)1945.

[8] 渡辺晃司,B ファクトリーにおける CP 非保存パラメーターの測定制度のシュミレーションスタディー, 平成 8 年度修士学位論文

[9] J.H.Kühn and E. Mirkes, Phys. Lett. **B398** (1997) 407; Y.S. Tsai, Nucl. Phys. B(Proc. Suppl.)**55C** (1997) 293.

[10] Y.Grossman,Nucl.Phys.B426(1994)355,and references therein.

[11] S.Y.Choi,J.Lee and J.Song,Phys.Lett.B437 (1998)191.

[12] M.S.Beak, S.Y.Chi and K.Hagiwara,YUMS 97-19

[13] KORALB(v.2.4)/TAUOLA(v.2.6): S. Jadach and Z. Was, Comp. Phys. Commun. **85** (1995) 453 and *ibid*, **64** (1991) 267, *ibid*, **36** (1985) 191; S. Jadach, Z. Was, R. Decker and J.H. Kühn, Comp. Phys. Commun. **64** (1991) 275, *ibid*, **70** (1992) 69, *ibid*, **76** (1993) 361.

[14] S. Anderson *et al.* (CLEO collab.), Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 3823.

[15] H.Ikeda,Development of CsI(Tl) Calorimeter for the Measurement of CP Violation at KEK B-Factory,99-1

[16] 横井静香,BELLE 測定器モニターシステムの製作, 平成 10 年度修士学位論文

[17] D.E.Groom et,al The European Physical Journal **C15, 1**2000

[18] 小林誠, 消えた反物質