

2008年度 修士学位論文

$B^0 \rightarrow \psi' \pi^0$ 過程の崩壊分岐比測定

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

津田 幸枝

2009年 2月

目次

| | |
|--|-----------|
| はじめに | 1 |
| 第 1 章 CP 対称性の破れと B 中間子の物理 | 3 |
| 1.1 C、P、T 変換と CP 対称性 | 3 |
| 1.2 K 中間子における CP 対称性の破れ | 6 |
| 1.3 小林・益川理論 | 7 |
| 1.4 B 中間子における CP 対称性の破れ | 12 |
| 1.4.1 直接的 CP 対称性の破れ | 12 |
| 1.4.2 間接的 CP 対称性の破れ | 14 |
| 第 2 章 実験装置 | 19 |
| 2.1 KEKB 加速器 | 19 |
| 2.1.1 非対称エネルギー | 19 |
| 2.1.2 高いルミノシティ | 20 |
| 2.2 Belle 検出器 | 23 |
| 2.2.1 シリコンバーステックス検出器 (SVD) | 25 |
| 2.2.2 中央飛跡検出器 (CDC) | 26 |
| 2.2.3 エアロジェルチェレンコフカウンター (ACC) | 27 |
| 2.2.4 飛行時間測定器 (TOF) | 29 |
| 2.2.5 電磁カロリメータ (ECL) | 31 |
| 2.2.6 超電導ソレノイド | 33 |
| 2.2.7 K_L^0 、 μ 粒子検出器 (KLM) | 34 |
| 2.2.8 トリガーシステム | 34 |
| 2.2.9 データ収集システム (DAQ) | 36 |
| 2.2.10 KEKB 計算機システム | 37 |
| 第 3 章 $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0$ 過程の崩壊分岐比測定 | 39 |
| 3.1 $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0$ の物理 | 40 |

| | | |
|-----------|--|----|
| 3.2 | 実験データの処理と選別 | 43 |
| 3.2.1 | データ処理と解析の流れ | 43 |
| 3.2.2 | B 中間子対生成事象の選別 | 44 |
| 3.2.3 | 粒子の識別 | 46 |
| 3.3 | $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0$ 事象の再構成 | 50 |
| 3.3.1 | $\psi' \rightarrow l^+ l^-$ の再構成 | 50 |
| 3.3.2 | $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ の再構成 | 52 |
| 3.3.3 | $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ の再構成 | 55 |
| 3.3.4 | $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0$ の再構成 | 55 |
| 3.3.5 | Best Candidate Selection | 59 |
| 3.3.6 | バックグラウンドの評価 | 63 |
| 3.3.7 | シグナル事象数の抽出 | 72 |
| 3.4 | 崩壊分岐比の測定 | 81 |
| 3.4.1 | $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0 (\psi' \rightarrow l^+ l^-)$ 過程の崩壊分岐比の測定 | 81 |
| 3.4.2 | $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0 (\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-)$ 過程の崩壊分岐比の測定 | 82 |
| 3.5 | 誤差 | 83 |
| 3.6 | $\psi' \rightarrow l^+ l^-$ と $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ の両モードを用いた結果 | 87 |
| 第 4 章 まとめ | | 89 |

図目次

| | | |
|------|--|----|
| 1.1 | ニュートリノにおける CP 対称性 | 5 |
| 1.2 | $K^0 - \bar{K}^0$ 混合 | 6 |
| 1.3 | 弱い相互作用によるクォークの世代間混合 | 8 |
| 1.4 | B 中間子系におけるユニタリティ三角形 | 11 |
| 1.5 | $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ 崩壊のツリーダイアグラムとペンギンダイアグラム | 13 |
| 1.6 | $B^0 - \bar{B}^0$ 混合 | 14 |
| 2.1 | KELB 加速器の概略図 | 22 |
| 2.2 | Belle 検出器の全体図 | 24 |
| 2.3 | SVD の図 | 26 |
| 2.4 | CDC の断面図 | 27 |
| 2.5 | ACC の断面図 | 28 |
| 2.6 | ACC カウンターモジュール | 29 |
| 2.7 | TOF/TSC モジュール | 30 |
| 2.8 | CsI(Tl) カウンター | 32 |
| 2.9 | CsI(Tl) カロリーメーター | 33 |
| 2.10 | Belle トリガーシステム | 35 |
| 2.11 | Belle データ収集システム | 37 |
| 3.1 | $X(3872)$ 粒子を示す実験データ | 40 |
| 3.2 | $B^0 \rightarrow \psi'\pi^0$ のツリーダイアグラム | 41 |
| 3.3 | $B^0 \rightarrow \psi'\pi^0$ のペンギンダイアグラム | 41 |
| 3.4 | データ処理の流れ | 44 |
| 3.5 | $\psi' \rightarrow l^+l^-$ 過程のレプトン対の不変質量分布 | 51 |
| 3.6 | $J/\psi\pi^+\pi^-$ と J/ψ のマスディファレンス | 53 |
| 3.7 | $J/\psi \rightarrow l^+l^-$ 過程のレプトン対の不変質量分布 | 54 |
| 3.8 | 2つの γ から再構成された π^0 の不変質量分布 | 55 |

| | | |
|------|---|----|
| 3.9 | MCによる ΔE と M_{bc} の分布($\psi' \rightarrow l^+l^-$) | 57 |
| 3.10 | MCによる ΔE と M_{bc} の分布($\psi' \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$) | 58 |
| 3.11 | MCによる ΔE と M_{bc} の分布($\psi' \rightarrow l^+l^-$) | 61 |
| 3.12 | MCによる ΔE と M_{bc} の分布($\psi' \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$) | 62 |
| 3.13 | MCによるバックグラウンドの評価($\psi' \rightarrow l^+l^-$) | 64 |
| 3.14 | MCによるバックグラウンドの評価($\psi' \rightarrow J\psi\pi^+\pi^-$) | 65 |
| 3.15 | バックグラウンドの B 中間子の崩壊モードごとの M_{bc} と ΔE 分布($\psi' \rightarrow l^+l^-$) | 67 |
| 3.16 | バックグラウンドの B 中間子の崩壊モードごとの M_{bc} と ΔE 分布($\psi' \rightarrow J\psi\pi^+\pi^-$) | 68 |
| 3.17 | サイドバンド領域の質量分布 | 69 |
| 3.18 | サイドバンド領域における $\Delta E, M_{bc}$ 分布($\psi' \rightarrow l^+l^-$) | 70 |
| 3.19 | サイドバンド領域における $\Delta E, M_{bc}$ 分布($\psi' \rightarrow J\psi\pi^+\pi^-$) | 71 |
| 3.20 | 実験データによる $\Delta E, M_{bc}$ 分布($\psi' \rightarrow l^+l^-$) | 72 |
| 3.21 | 実験データによる $\Delta E, M_{bc}$ 分布($\psi' \rightarrow J\psi\pi^+\pi^-$) | 73 |
| 3.22 | MCによるシグナルのフィット結果($\psi' \rightarrow l^+l^-$) | 76 |
| 3.23 | MCによるシグナルのフィット結果($\psi' \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$) | 76 |
| 3.24 | $B^0 \rightarrow \psi' K_s^0$ バックグラウンドのスミージング結果($\psi' \rightarrow$ l^+l^-) | 77 |
| 3.25 | $B^0 \rightarrow \psi' K_s^0$ バックグラウンドのスミージング結果($\psi' \rightarrow$ $J/\psi\pi^+\pi^-$) | 77 |
| 3.26 | ΔE 分布のフィット結果($\psi' \rightarrow l^+l^-$) | 78 |
| 3.27 | ΔE 分布のフィット結果($\psi' \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$) | 79 |

表 目 次

| | | |
|-----|---|----|
| 1.1 | C 、 P 、 T 変換における物理量のふるまい | 5 |
| 2.1 | KEKB 加速器:各パラメータの設計値 | 22 |
| 2.2 | 各検出器サブシステムとその役割 | 24 |
| 2.3 | ECL と粒子の相互作用 | 31 |
| 2.4 | ルミノシティ $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ における断面積とトリガーレート | 36 |
| 3.1 | Best Candidate Selection に使用する分解能の値 | 60 |
| 3.2 | バックグラウンドの崩壊モード ($\psi' \rightarrow l^+l^-$) | 66 |
| 3.3 | バックグラウンドの崩壊モード ($\psi' \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$) | 66 |
| 3.4 | 崩壊分岐比算出に使用する値 ($\psi' \rightarrow l^+l^-$) | 81 |
| 3.5 | 崩壊分岐比算出に使用する値 ($\psi' \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$) | 82 |
| 3.6 | $B^0 \rightarrow \psi'\pi^0$ ($\psi' \rightarrow l^+l^-$) 崩壊の誤差 | 83 |
| 3.7 | $B^0 \rightarrow \psi'\pi^0$ ($\psi' \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$) 崩壊の誤差 | 83 |
| 3.8 | 独立の誤差と共通の誤差 | 87 |

はじめに

宇宙の始まりがいかにか、どのように起きたのかという問題を科学的に扱う糸口を人類が手にしたのは、20世紀に入ってからである。しかし、重要で基本的な疑問がいくつか未解決であり、まだ十分には解明されていない点が多く残されている。

高エネルギー物理学とは、物質の究極である素粒子(ミクロの世界)で実験を行ない、研究する学問である。またこれは、マクロの極限である宇宙の始まりを探求する学問でもある。極微である素粒子を扱うため、加速器で GeV から TeV に及ぶ非常に高いエネルギーを持つ粒子の衝突・散乱反応を生成して、検出することが主たる研究手段となっている。ビッグバン宇宙論によれば、私たちがいる宇宙の初期は、非常に小さな高温・高密度(高エネルギー状態)の状態にいたと考えられている。素粒子実験では、そのような宇宙の初期状態を加速器で実験室に再現していると言える。

宇宙創成の謎の1つに「なぜ、今の宇宙は反物質がほとんど残っていない物質優勢の状態になっているのか」というものがある。宇宙の創成がビッグバンから始まったとするなら、ビッグバン直後の宇宙は高いエネルギーの光で満たされており、そこから物質と反物質は同量作られたと考えられる。物質と反物質の間で物理法則が厳密に同じであったなら、物質と反物質は対消滅してしまい、現在の宇宙の構造を造るほどの物質は残らなかったはずである。そこで、この矛盾、即ち十分な物質が残るための必要条件の1つが CP 対称性の破れ、つまり「物質・反物質の間で物理法則が異なること」である。クォークセクターにおける CP 対称性の破れに理論的な説明をしたのが小林・益川理論である。これは K 中間子崩壊過程で CP 対称性がわずかに破れていることをうけ、3世代つまり6種類のクォークがあれば、その世代間混合の中に、 CP 対称性を破る複

素位相が残り得ることを示したものであった。さらに、三田、ビギ、カーターにより、 B 中間子の崩壊過程では大きな CP 対称性の破れが期待できることが理論的に予言されて、 CP 対称性の破れを測定する対象として B 中間子が注目されるようになった。

そこで、これらを検証するために、大量の B 中間子対を生成しその崩壊過程を観測する実験が考えられた。その1つが茨城県つくば市にある高エネルギー加速器研究機構 (KEK) において進行中の「Belle 実験」である。Belle 実験では KEKB 加速器で非対称エネルギーの電子・陽電子衝突を起こし、大量の B 中間子とその反粒子である \bar{B} 中間子を対生成する。そして、Belle 測定器を用いてこれらの崩壊で生じる粒子を検出する。

本研究では、中性 B 中間子 (B^0) が ψ' 中間子と π^0 中間子に二体崩壊する過程に着目し、崩壊分岐比を測定した。この崩壊は CP 対称性の破れを測定することが可能な崩壊である。また、小林・益川理論の多角的な検証するとともに、標準理論をこえた新しい物理の兆候を探索する重要な意味を持った過程である。一方、2003 年 Belle 実験で発見された $X(3872)$ 粒子は、従来の中間子の性質では説明がつかない新タイプの粒子である。この $X(3872)$ は ψ' と同様 $J/\psi\pi^+\pi^-$ なる終状態への崩壊モードを持つことから、本研究は $B^0 \rightarrow X(3872)\pi^0$ 崩壊の探索へと研究を展開する基礎となる意義を持つ。Belle 実験においては、過去に 1.52×10^8 B 中間子対生成事象のデータを用いて、この過程の兆候を金川が報告している [30]。現在では加速器の性能の向上から、その当時の 2.5 倍以上のデータを使用することが可能である。したがって、この高統計データを用いて $B^0 \rightarrow \psi'\pi^0$ 崩壊過程を改めて解析することは大変意義のあることである。

そこで本研究では、Belle 検出器が 2000 年から 2005 年の間に収集した 3.88×10^8 B 中間子対生成事象のデータを用いて、 $B^0 \rightarrow \psi'\pi^0$ 過程の崩壊分岐比について測定を行った。

本論文の第 1 章では、「 CP 対称性の破れ」および、 B 中間子系においてどのように CP 対称性の破れが実験的に観測されるかについて述べる。第 2 章では、KEKB 加速器及び Belle 検出器について解説する。第 3 章では、 $B^0 \rightarrow \psi'\pi^0$ 過程の観測、及び崩壊分岐比を測定した結果について述べ、第 4 章で全体をまとめる。

第1章 CP 対称性の破れと B 中間子の物理

1.1 C 、 P 、 T 変換と CP 対称性

自然界には、様々な変換とそれに対する対称性が存在する。ネーターの定理が示すように、連続的な変換のもとでの対称性と保存則は密接に関係している。これに対して、不連続な変換として、 P 変換(空間反転)、 C 変換(荷電共役)、 T 変換(時間反転)の3つが知られている。本節では、この3つの変換の各々について説明する。

- P 変換 (空間反転)

この変換は、空間座標の符号をすべてを反転する変換である。位置ベクトルを $\mathbf{r} = (x, y, z)$ とすると、 P 変換は

$$\begin{aligned}\mathbf{r} &\implies -\mathbf{r} \\ (x, y, z) &\implies (-x, -y, -z)\end{aligned}$$

となる。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。

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

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) であると言い、 -1 の時はパリティが負、または奇 (odd) であると言う。鏡に映った世界は、 P 変換された世界であると言える。

- C 変換 (荷電共役)

この変換は、電荷の符号をはじめ、粒子に特有な量子数の符号を全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換える変換である。例えば π 中間子に C 変換を施すと

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

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。

- T 変換 (時間反転)

この変換は、時間を反転させる変換であり、古典力学では $t \implies -t$ となる。

量子力学の場合は少し複雑になるが、シュレーディンガー方程式にしたがう波動関数 ψ について、その T 変換は、

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

となる。この変換のもとで、シュレー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二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。

代表的な物理量に対する C 、 P 、 T 変換におけるふるまいについて表 1.1 にまとめる。

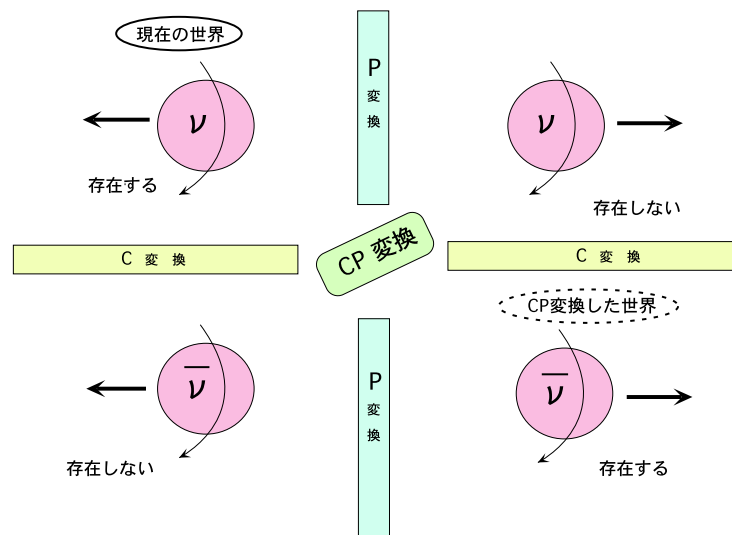
- CP 対称性

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。

| 物理量 | C | P | T |
|--|--|---|--|
| \mathbf{r} (位置ベクトル) | \mathbf{r} | $-\mathbf{r}$ | \mathbf{r} |
| \mathbf{p} (運動量) | \mathbf{p} | $-\mathbf{p}$ | $-\mathbf{p}$ |
| \mathbf{J} (角運動量) | \mathbf{J} | \mathbf{J} | $-\mathbf{J}$ |
| $\boldsymbol{\sigma}$ (スピン) | $\boldsymbol{\sigma}$ | $\boldsymbol{\sigma}$ | $-\boldsymbol{\sigma}$ |
| \mathbf{E} (電場) | $-\mathbf{E}$ | $-\mathbf{E}$ | \mathbf{E} |
| \mathbf{B} (磁場) | $-\mathbf{B}$ | $-\mathbf{B}$ | \mathbf{B} |
| $\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}$ (ヘリシティ) | $\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}$ | $-\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}$ | $\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}$ |

表 1.1: C 、 P 、 T 変換における物理量のふるまい

C 変換、 P 変換に対する対称性の破れの例として、ニュートリノのヘリシティが挙げられる。自然界には左巻きのニュートリノしか存在しない。また一方で、ニュートリノの反粒子である反ニュートリノは右巻きしか存在しない。つまり、ニュートリノを P 変換した右巻きのニュートリノは存在しないため P 非保存であり、ニュートリノを C 変換した左巻きの反ニュートリノは存在しないため C 非保存である。しかし、 C 変換と P 変換を同時に施す CP 変換では、左巻きのニュートリノが右巻きの反ニュートリノになり、対称性が保存される。

図 1.1: ニュートリノにおける CP 対称性

このような例から、 C 変換あるいは P 変換の単独では対称性が破れているが、 CP 対称性は保たれているように思われた。しかし、1964年に K 中間子で CP 対称性がわずかに破れているということが発見された。次節では、 K 中間子での CP 対称性の破れについて説明する。

1.2 K 中間子における CP 対称性の破れ

1964年、クローニン、フィッチらは中性 K 中間子系の崩壊において、弱い相互作用が CP 対称性を破ることを発見した [3]。 K 中間子は d クォークと s クォークからできている中間子である。

$$K^0(\bar{s}d), \bar{K}^0(sd)$$

これら2つの中間子は互いに粒子・反粒子の関係にある。 K^0 と \bar{K}^0 は、図 1.2 に示すように、 W ボソンを交換する過程 (ボックスダイアグラム) により、互いの状態を行き来できる。このため、 K^0 と \bar{K}^0 が混合し、物理的に観測される状態は両者の重ね合わせである。そこで、以下のような線形結合をとる。

$$\begin{aligned} |K_1\rangle &\equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) \\ |K_2\rangle &\equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) \end{aligned}$$

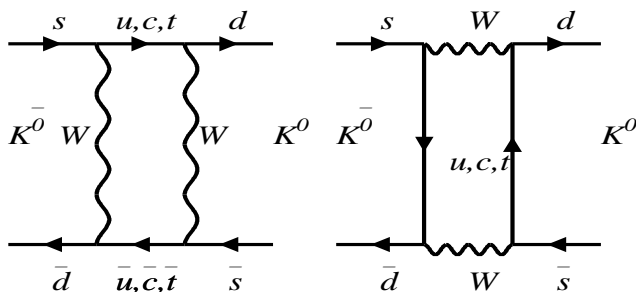


図 1.2: $K^0 - \bar{K}^0$ 混合

ここで、 K^0 、 \bar{K}^0 ともにパリティが負で、 $C|K^0\rangle = -|\bar{K}^0\rangle$ 、 $C|\bar{K}^0\rangle = -|K^0\rangle$ であるので、 $|K_1\rangle$ 、 $|K_2\rangle$ は

$$\begin{aligned} CP|K_1\rangle &= +|K_1\rangle && (CP \text{ 固有値 } -1) \\ CP|K_2\rangle &= -|K_2\rangle && (CP \text{ 固有値 } +1) \end{aligned}$$

と、それぞれ -1 、 $+1$ 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 は偶数個の π 中間子に崩壊し ($CP=+1$)、 K_2 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 中間子に崩壊する長い寿命をもつもの (K_L^0) の 2種類があり、 K_1 、 K_2 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、 $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 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らかにした。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。従って、 K_S^0 、 K_L^0 は、

$$\begin{aligned} |K_S^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2(1+|\varepsilon|^2)}} \left((1+\varepsilon)|K^0\rangle + (1-\varepsilon)|\bar{K}^0\rangle \right) \\ |K_L^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2(1+|\varepsilon|^2)}} \left((1+\varepsilon)|K^0\rangle - (1-\varepsilon)|\bar{K}^0\rangle \right) \end{aligned}$$

と表現することができる。ここで ε は CP 対称性の破れの大きさを表すパラメーターである。現在、 ε は

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

と測定されている [7]。

1.3 小林・益川理論

K 中間子系での CP 対称性の破れについて、説明をあたえたのが小林・益川理論である。小林誠と益川敏英は、クォークの世代間混合に含まれる複素位相が CP 対称性の破れの起源であり得るという理論 (小林・益川

理論)を提唱した。当時、 u 、 d 、 s の3種類のクォークしか発見されていなかった中で、小林と益川は、少なくとも三世代、6種類のクォークが存在すれば、弱い相互作用による世代間混合にCP対称性の破れを引き起こす複素位相が残り得ることを発見した[2]。彼らの予言した通り、1974年には c クォーク、1977年には b クォーク、1994年に t クォークが発見され、現在では、小林・益川理論は「標準模型」の中核をなすものとなっている。

「標準模型」では、物質の基本構成粒子は、6種類のクォークとレプトンであり、これらは、スピン1/2を持つフェルミオンである。また、 γ 、 W^\pm 、 Z^0 はSU(2) \times U(1)ゲージ群で表される電弱相互作用を媒介するゲージボゾンである。強い相互作用はグルーオンによって媒介され、SU(3)のゲージ対称性を持つ。クォークの種類(フレーバー)は、以下のような2重項をとり、三世代を形成している。

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

上段のクォークは電荷+2/3、下段は電荷-1/3を持ち、 W^\pm ボゾンの吸収・放出による荷電カレント相互作用によって互いに移り変わることができる。この遷移は同一世代間における遷移確率が最も大きい。世代を越えた遷移も起こり得る。これを、クォークの世代間混合と呼ぶ。重いクォークは、例えば、 b クォーク $\rightarrow c$ クォーク $\rightarrow d$ クォーク、 b クォーク $\rightarrow u$ クォークというように、異なった世代のより質量の小さなクォークに崩壊していく。また、軽いクォークであっても、不確定性原理のために仮想的に重いクォークに変身することができる。例えば、第3世代の b クォークは、仮想的に自分より重い t クォークに変化し、 b クォーク $\rightarrow t$ クォーク $\rightarrow d$ クォークとと遷移することも可能である。

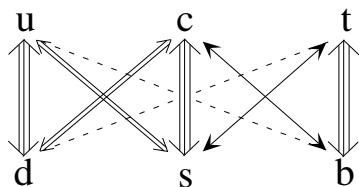


図 1.3: 弱い相互作用によるクォークの世代間混合:

図中の矢印の太さは遷移確率の大小を模式的に表している。

こうした荷電カレント相互作用のラグランジアン \mathcal{L} は、次式で表される。

$$\mathcal{L} = \frac{g}{\sqrt{2}} \left\{ (\bar{u}, \bar{c}, \bar{t})_L \gamma^\mu W_\mu^+ V_{KM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L + (\bar{d}, \bar{s}, \bar{b})_L \gamma^\mu W_\mu^- V_{KM}^\dagger \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_L \right\}$$

g : 結合定数

γ^μ : γ 行列

W^\pm : W ボソン

L : クォークが左巻き (ヘリシティー = -1) であることを示す

この式に現れる V_{KM} を小林・益川行列と呼ぶ。世代間混合が存在するということは、クォークの質量固有状態 (実際に観測される粒子) と弱い相互作用における固有状態 (フレーバーの固有状態) が異なっていることを意味する。この2つの異なる固有状態の関係はユニタリ変換で表現され、小林・益川行列とは、このユニタリ変換を表す行列である。

$$V_{KM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

この行列の各成分は、世代間混合での相互作用の大きさを表している。例えば、 V_{ud} は u クォークと d クォークの間の遷移に対応する。

次に、この行列の自由度について考える。各成分は複素数なので、9つの成分に対し実部と虚部があるので、 $9 \times 2 = 18$ 個の自由度がある。ユニタリ性から、

$$V_{KM}^\dagger V_{KM} = \begin{pmatrix} V_{ud}^* & V_{cd}^* & V_{td}^* \\ V_{us}^* & V_{cs}^* & V_{ts}^* \\ V_{ub}^* & V_{cb}^* & V_{tb}^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = I \quad (1.2)$$

つまり、

$$\sum_{i=u,c,t} V_{ij} V_{ik}^* = \delta_{jk} \quad (j, k = d, s, b) \quad (1.3)$$

これより9つの条件式が得られるので、この時点での自由度は9個となる。さらに、6つのクォークに対し6つの位相因子があるが、全体の位相を除いてクォークの位相は任意なので、結局 $9 - 5 = 4$ 個の自由度が許される。つまり、3世代の世代間混合は4個のパラメータで記述することができる。この4つのうち3つは、3次元ユークリッド空間内の回転を表すオイラー角に対応するので実数であるが、残る1つのパラメータは CP 変換によって符号を変える複素位相となり得る。この複素位相が、 CP 対称性の破れをもたらす。もし、クォークが2世代、4種類しか存在しない場合、2行2列の行列の自由度を数えると、回転角を表す実数の自由度が1つしか残らないので、 CP 対称性は破れない。

小林・益川行列を記述する4つのパラメータを定義する方法はいくつかあるが、代表的な表記方法として、Wolfenstein 表示がある [4]。

$$V_{KM} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4)$$

ここで、 λ は $\sin \theta_c$ (θ_c : Cabibbo 角) と呼ばれ、ストレンジネス (S) を破る弱い相互作用が抑制される現象を説明するために Cabibbo により導入された [5]。 A, λ, ρ, η の4つのパラメータは、理論からの予測はできないので実験で測定することにより決めなければならない。 λ はストレンジネス粒子の崩壊から、 A は B 中間子のセミレプトニック崩壊から以下のように測定されている [7]。

$$\lambda = \sin \theta_c = 0.2200 \pm 0.0026, \quad A = 0.784 \pm 0.043$$

これらに対し、 ρ と η の値は CP 対称性の破れに密接に関連している。そこで、この値を明らかにするために、 CP 対称性の破れに感度が高い B 中間子の崩壊過程に関する研究が重要な役割を担う。

式(1.2)で表される条件式のうち、 B 中間子の物理に関わる行列要素 V_{td} と V_{ub} を含む関係式は、

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (1.4)$$

である。各項の値を Wolfenstein 表示を用いて表すと、以下ようになる。

$$\begin{aligned} V_{ud}V_{ub}^* &\simeq A\lambda^3(\rho + i\eta) \\ V_{cd}V_{cb}^* &\simeq -A\lambda^3 \\ V_{td}V_{tb}^* &\simeq A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) \end{aligned}$$

複素平面上にこれらのベクトルを表すと、図 1.4 のように各項を辺とする三角形を描くことができる。これをユニタリティ三角形と呼ぶ。この三角形の内角と辺の間には次のような関係がある。

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

図 1.4 に示したものの以外にも小林・益川行列のユニタリティ三角形は存在し、それらは異なる物理過程に対応しているが、すべて同じ面積を持つ。しかし、図 1.4 以外の三角形は 1 つの辺の長さが他の 2 つの辺の長さに比べて極めて短く、線に近い三角形を与える。中性 K 中間子の崩壊過程などはその典型的な例である。このことは B 中間子の崩壊以外の物理過程では CP 対称性の破れが非常に小さいことを意味する。これに対し、ここで取り上げたユニタリティ三角形は、各辺の長さが λ^3 のオーダーで同じである。これは、 B 中間子の崩壊において、 $O(0.1) \sim O(1)$ の大きな CP 対称性の破れが期待されることを意味する。そこで、次節では B 中間子の崩壊過程において、小林・益川理論から期待される CP 対称性の破れが、どのように現れるかについて述べる。

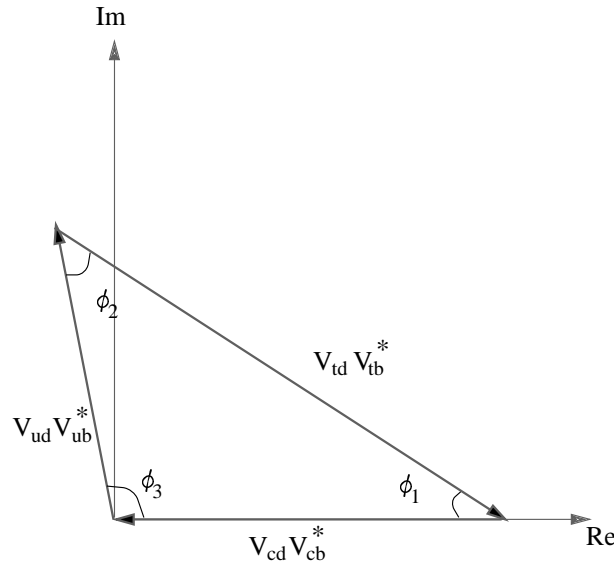


図 1.4: B 中間子系におけるユニタリティ三角形:

各辺は $V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$ のそれぞれの項に対応している。

1.4 B 中間子における CP 対称性の破れ

B 中間子の質量 ($\sim 5\text{GeV}/c^2$) は K 中間子 ($\sim 0.5\text{GeV}/c^2$) に比べて非常に大きく、その寿命は K 中間子に比べてとても短い。大質量であるため、多様な崩壊モードが存在することが第一の特徴である。また、中性 B 中間子の場合、生じる2つの質量の固有状態の間の混合が b クォークと t クォークが同じ世代に属しているために非常に大きく、崩壊モードが多岐にわたるため崩壊振幅がほとんど等しくなる。よって、 K 中間子とは現象の扱い方が異なる。

本節では、2種類の CP 対称性の破れである

- 直接的 CP の破れ
- 間接的 CP の破れ

と呼ばれているものについて説明する。

1.4.1 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できる。従って、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。

今、 B 中間子が終状態 f へ崩壊する過程の振幅を $A(B \rightarrow f)$ と書くと、これが振幅 $A_1(B \rightarrow f)$ と、 $A_2(B \rightarrow f)$ の和になっていて、それぞれ強い相互作用による位相 δ_{strong}^1 、 δ_{strong}^2 、及び弱い相互作用の位相 ϕ_{weak}^1 、 ϕ_{weak}^2 を含んでいるとする。この崩壊確率は、

$$\begin{aligned} |A(B \rightarrow f)|^2 &= |A_1|^2 + |A_2|^2 + 2|A_1| \cdot |A_2| \cos(\phi_{weak}^1 - \phi_{weak}^2 + \delta_{strong}^1 - \delta_{strong}^2) \end{aligned}$$

に比例する。ここで、 δ_{strong} は CP 変換に対し不変であるのに対して、 ϕ_{weak} は CP 変換で符号を変えることに注意して、 CP 変換した過程の振

幅 $A(\bar{B} \rightarrow \bar{f})$ の絶対値の二乗を計算すると、

$$\begin{aligned} & |A(\bar{B} \rightarrow \bar{f})|^2 \\ &= |A_1|^2 + |A_2|^2 + 2|A_1| \cdot |A_2| \cos(-\phi_{weak}^1 + \phi_{weak}^2 + \delta_{strong}^1 - \delta_{strong}^2) \end{aligned}$$

となる。したがって、 CP 変換の前後で崩壊確率の差は、以下の式のように与えられる。

$$\begin{aligned} & |A(B \rightarrow f)|^2 - |A(\bar{B} \rightarrow \bar{f})|^2 \\ &= -4|A_1||A_2| \sin(\phi_{weak}^1 - \phi_{weak}^2) \sin(\delta_{strong}^1 - \delta_{strong}^2) \end{aligned}$$

したがって、 $\delta_{strong}^1 \neq \delta_{strong}^2$ かつ、 $\phi_{weak}^1 \neq \phi_{weak}^2$ であるとき、直接的 CP 対称性の破れが現れる。 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 [9]。この崩壊には、図 1.5 に示すように、ツリーダイアグラムとペンギンダイアグラムが寄与する。両者の中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。

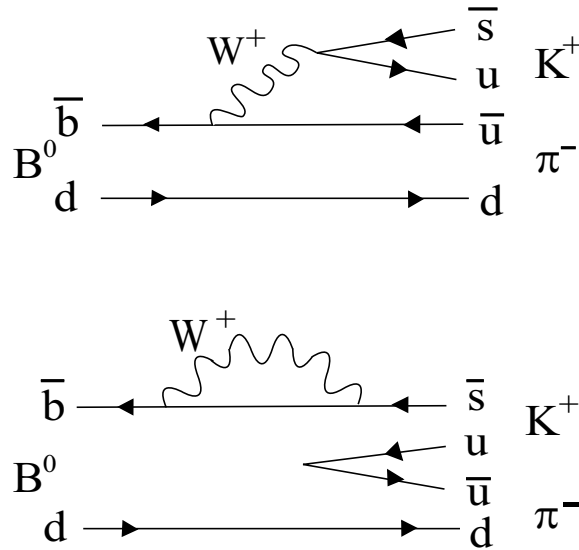


図 1.5: $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ 崩壊のツリーダイアグラムとペンギンダイアグラム

1.4.2 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互いに混ざり合うように、 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。 $B^0 - \bar{B}^0$ 混合に寄与する過程は、図 1.6 に示すボックスダイアグラムで記述される W ボソンを 2 つ交換するものである。この内線部分の仮想クォークは、 t クォークが支配的であり、 B 中間子の場合、 b クォークと t クォークが、同じ第三世代に属しているために、この過程による $B^0 - \bar{B}^0$ 混合が大きなものになる。このとき、ボックスダイアグラムに V_{td} が寄与するので、これに含まれる複素位相が、 CP 対称性を破る。そこで、以下、 $B^0 - \bar{B}^0$ 混合によって CP 対称性が破れる原理について詳しく述べる。

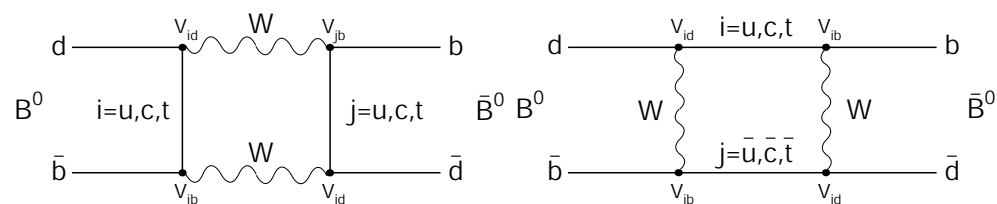


図 1.6: $B^0 - \bar{B}^0$ 混合

B 中間子の時刻 t での状態は B^0 と \bar{B}^0 が混ざりあった状態になっており、次式のように表すことができる。

$$|B(t)\rangle = \alpha(t) |B^0\rangle + \beta(t) |\bar{B}^0\rangle$$

この状態の B 中間子の静止系における時間発展を表すシュレディンガー方程式は、ハミルトニアンを H として、以下の式で与えられる。

$$i \frac{\partial}{\partial t} |B(t)\rangle = H |B(t)\rangle$$

これを書き下すと、

$$\begin{aligned} i \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} &= \begin{bmatrix} \langle B^0 | H | B^0 \rangle & \langle B^0 | H | \bar{B}^0 \rangle \\ \langle \bar{B}^0 | H | B^0 \rangle & \langle \bar{B}^0 | H | \bar{B}^0 \rangle \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} \\ &\equiv \begin{pmatrix} M_{11} - \frac{i}{2} \Gamma_{11} & M_{12} - \frac{i}{2} \Gamma_{12} \\ M_{21} - \frac{i}{2} \Gamma_{21} & M_{22} - \frac{i}{2} \Gamma_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} \end{aligned}$$

ここで、 B^0 中間子は安定でなく崩壊することから、2つの Hermite 行列 \mathbf{M} (質量行列) と $\mathbf{\Gamma}$ (崩壊行列) を用いると、ハミルトニアンは

$$H = \mathbf{M} - \frac{i}{2}\mathbf{\Gamma}$$

と書ける。

- * M_{11} 、 M_{22} は、それぞれ B^0 、 \bar{B}^0 の質量を表す
 - * $M_{12}(M_{21})$ は $B^0 - \bar{B}^0$ ($\bar{B}^0 - B^0$) 遷移に寄与する中間状態の大きさを表す
 - * Γ_{11} 、 Γ_{22} は、それぞれ B^0 、 \bar{B}^0 の崩壊過程を表す
 - * $\Gamma_{12}(\Gamma_{21})$ は、 B^0 と \bar{B}^0 が共通に崩壊できる終状態が寄与する
- この系において、 CPT 対称性が成立していることを前提とすると、粒子と反粒子の質量と寿命が等しいことから、

$$\langle B^0 | H | B^0 \rangle = \langle \bar{B}^0 | H | \bar{B}^0 \rangle = M_0 - \frac{i}{2}\Gamma_0$$

となる。そこで、シュレディンガー方程式を対角化して解き、ハミルトニアンの固有値 $\lambda_{H,L}$ を求めると、

$$\begin{aligned} \lambda_{H,L} &= m_{H,L} - \frac{i}{2}\Gamma_{H,L} \\ &= \left(M_0 - \frac{i}{2}\Gamma_0 \right) \pm \left[\left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \right) \left(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^* \right) \right]^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

となる。 B_H, B_L の質量はそれぞれ m_H, m_L 、崩壊幅は Γ_H, Γ_L である。ここで、質量、崩壊幅の差をそれぞれ Δm 、 $\Delta\Gamma$ とすると、

$$\begin{aligned} \Delta m &= m_H - m_L \\ &= 2\text{Re} \sqrt{\left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \right) \left(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^* \right)} \end{aligned} \quad (1.5)$$

$$\begin{aligned} \Delta\Gamma &= \Gamma_H - \Gamma_L \\ &= -4\text{Im} \sqrt{\left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \right) \left(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^* \right)} \end{aligned} \quad (1.6)$$

となるので、固有値は

$$\lambda_{H,L} = \left(M_0 - \frac{i}{2}\Gamma_0 \right) \pm \frac{1}{2} \left(\Delta m - \frac{i}{2}\Delta\Gamma \right)$$

となる。これらの固有値に対応する固有ベクトル（質量固有状態）を次のようにおく。

$$|B_H\rangle = p|B^0\rangle + q|\bar{B}^0\rangle, \quad |B_L\rangle = p|B^0\rangle - q|\bar{B}^0\rangle \quad (1.7)$$

添え字の H, L は、「重い」質量固有状態 $|B_H\rangle$ と「軽い」質量固有状態 $|B_L\rangle$ を表すものであり、式 (1.7) はフレーバー固有状態 $|B^0\rangle$ と $|\bar{B}^0\rangle$ が混ざり合っていることを表している。この2つの質量固有状態の固有値は、式 (1.5) であることを用いると、これらの時間発展は次式で表すことができる。

$$|B_H(t)\rangle = (p|B^0\rangle + q|\bar{B}^0\rangle)e^{-i\lambda_H t} \quad (1.8)$$

$$|B_L(t)\rangle = (p|B^0\rangle - q|\bar{B}^0\rangle)e^{-i\lambda_L t} \quad (1.9)$$

また、式 (1.7) から逆に、質量の固有状態を用いてフレーバーの固有状態を表すこともでき、

$$|B^0\rangle = \frac{1}{2p}(|B_H\rangle + |B_L\rangle), \quad |\bar{B}^0\rangle = \frac{1}{2q}(|B_H\rangle - |B_L\rangle) \quad (1.10)$$

となる。この関係に式 (1.8)、(1.9) を代入すると、以下の式が得られる。

$$|B^0(t)\rangle = g_+(t)|B^0\rangle + \frac{q}{p}g_-(t)|\bar{B}^0\rangle \quad (1.11)$$

$$|\bar{B}^0(t)\rangle = \frac{p}{q}g_-(t)|B^0\rangle + g_+(t)|\bar{B}^0\rangle \quad (1.12)$$

ここで、

$$g_+ = \exp\left\{\left(-iM_0 - \frac{\Gamma_0}{2}\right)t\right\} \cos\left(\frac{1}{2}\Delta mt\right)$$

$$g_- = -i \exp\left\{\left(-iM_0 - \frac{\Gamma_0}{2}\right)t\right\} \sin\left(\frac{1}{2}\Delta mt\right)$$

また、混合パラメータ p, q には

$$\frac{q}{p} = \left(\frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.13)$$

の関係式が成り立つ。式 (1.11)、(1.12) は、 $t = 0$ に B^0 、または \bar{B}^0 であった状態の、 t 秒後の状態を表している。さらに、 B 中間子系の特徴として2つの質量固有状態間の寿命の差はほとんど無いので ($\Delta\Gamma \simeq 0$)、

$|M_{12}| \gg |\Gamma_{12}|$ とし Γ_{12} を無視しても差し支えなく、 p 、 q 、 Δm 、および $\Gamma_{L,H}$ は以下のように近似できる。

$$\frac{q}{p} \simeq \sqrt{\frac{M_{12}^*}{|M_{12}|}}, \quad \Delta m \simeq 2|M_{12}|, \quad \Gamma_H = \Gamma_L = \Gamma \quad (1.14)$$

B 中間子では、すでに述べたように、このダイアグラム中の中間状態において、質量が最も大きい t クォークと \bar{t} クォークの組合わせの寄与が圧倒的に大きいことが知られているので、対応する小林・益川行列要素から、

$$\frac{q}{p} \simeq \frac{M_{12}^*}{|M_{12}|} = \frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{td}^*V_{tb}} = e^{-2i\phi_1} \quad (1.15)$$

と書ける。すなわち $B^0 - \bar{B}^0$ 混合 V_{td} に寄与する複素位相によるものであり、 ϕ_1 はその位相である。

B^0 から \bar{B}^0 から崩壊できる CP 固有状態を f_{CP} とする。そして、以下のように定義する $A_{CP}(t)$ を測定する。

$$A_{CP}(t) \equiv \frac{\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP}) - \Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP})}{\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP}) + \Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP})} \quad (1.16)$$

ここで、 $\Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP})$ と $\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP})$ はそれぞれ $t = 0$ で B^0 の状態にあったものと、 \bar{B}^0 であったものが、時刻 t に f_{CP} に崩壊する確率を表す。それぞれの崩壊確率の時間発展は、式 (1.11) と式 (1.12) に左から $\langle f_{CP}|H$ を作用させ、絶対値の二乗をとれば得られる。ここで、

$$A \equiv \langle f_{CP}|H|B^0 \rangle, \quad \bar{A} \equiv \langle f_{CP}|H|\bar{B}^0 \rangle$$

とおくと、

$$\begin{aligned} \Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP}) &= \frac{e^{-\Gamma t}}{2} |A|^2 [(1 + |\bar{A}/A|^2) + (1 - |\bar{A}/A|^2) \cos \Delta mt + 2Im(e^{-2i\phi_1} \bar{A}/A) \sin \Delta mt] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP}) &= \frac{e^{-\Gamma t}}{2} |A|^2 [(1 + |\bar{A}/A|^2) - (1 - |\bar{A}/A|^2) \cos \Delta mt + 2Im(e^{2i\phi_1} \bar{A}/A) \sin \Delta mt] \end{aligned}$$

したがって、 CP 非対称度 $A_{CP}(t)$ は

$$A_{CP}(t) = \frac{\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP}) - \Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP})}{\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP}) + \Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP})} \quad (1.17)$$

$$= \frac{(1 - |\bar{A}/A|^2) \cos \Delta mt - Im(e^{-2i\phi_1} \bar{A}/A) \sin \Delta mt}{1 + |\bar{A}/A|^2} \quad (1.18)$$

となる。

ここで、弱い相互作用の位相 ϕ_f と強い相互作用の位相 δ を用いて、終状態への崩壊振幅は以下のように書くことができる。

$$A = |A|e^{i\phi_f}e^{i\delta}$$

$$\bar{A} = \begin{cases} -|\bar{A}|e^{-i\phi_f}e^{i\delta} & (CP = +) \\ +|\bar{A}|e^{-i\phi_f}e^{i\delta} & (CP = -) \end{cases}$$

よって、

$$\bar{A}/A = \begin{cases} -e^{-2i\phi_f} & (CP = +) \\ e^{-2i\phi_f} & (CP = -) \end{cases} \quad (1.19)$$

例えば、崩壊振幅中に複素位相が現れない崩壊過程、つまり $\phi_f = 0$ となる適当な崩壊過程を選べば、 $|\bar{A}/A| = 1$ となり、このとき現れる CP 対称性の破れは V_{td} が含む複素位相 ϕ_1 の関数として以下のようなになる。

$$A_{CP}(t) = \begin{cases} -\sin 2\phi_1 \sin \Delta mt & (CP = +) \\ +\sin 2\phi_1 \sin \Delta mt & (CP = -) \end{cases} \quad (1.20)$$

この間接的 CP 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 CP 非対称度のパラメーター $\sin 2\phi_1$ は Belle と BaBar の両実験で精度のよい測定が行なわれており、その値は

$$\sin 2\phi_1 = 0.674 \pm 0.026$$

となっている [8]。これは小林・益川理論の有効性を強く支持するものである。この結果をうけ、 $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ 以外の崩壊過程でも CP 対称性の破れを測定することにより、小林・益川理論を多角的に検証するとともに標準理論をこえた新しい物理の兆候を探索することが重要である。

2章では、 B 中間子の CP 対称性の破れの測定に合致するように設計、建設され、現在運転中の KEKB 加速器と Belle 検出器について説明する。

第2章 実験装置

2.1 KEKB 加速器

KEKB 加速器は、茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) 内建設された、2 リング型の電子・陽電子衝突型加速器である。この加速器は、 B 中間子と反 B 中間子の対を大量に造り出すことから、 B ファクトリーと呼ばれている。

この加速器の最大の特徴は、電子と陽電子を異なるエネルギー (非対称エネルギー) で衝突させているという点である。そのために、同長約 3km の 2 つのリングで電子と陽電子を別々にそれぞれ 8GeV と 3.5GeV の異なるエネルギーで蓄積し、衝突させる。電子・陽電子の重心系エネルギーは 10.58GeV であり、 b と \bar{b} クォークの 4 番目の共鳴状態である $\Upsilon(4S)$ を大量に生成する。 $\Upsilon(4S)$ は、ほぼ 100% の割合で B 中間子・反 B 中間子対に崩壊することから、大量の B 中間子を得ることに適している。KEKB 加速器では、 B 中間子崩壊における CP 対称性の破れを観測するために、以下のような項目を実現する必要があった。

- ・非対称エネルギーでの衝突
- ・高いルミノシティ

以下、これらについてさらに詳しく述べる。

2.1.1 非対称エネルギー

前述したように、 CP 対称性の破れを測定するためには、 B 中間子が CP 固有状態に崩壊する時刻 t を測定しなくてはならない。しかし、 B 中間子の寿命は約 1.5psec と非常に短いため、時刻 t を直接測ることはできない。そこで、崩壊点を再構成して飛行距離を測定することにより、崩壊時刻 t を得る。

ところが、電子と陽電子を同じエネルギーで衝突させると、生じる B 中間子の質量は 5.28GeV なので、 B 中間子対と $\Upsilon(4S)$ (質量 10.58GeV) と

のエネルギー差はわずか 20MeV である。 $\Upsilon(4S)$ から生じた B 中間子はほとんど静止しており、崩壊するまでに約 $20\mu\text{m}$ しか飛行しない。したがって、このような条件下で崩壊点の位置を測定して、時刻 t を十分な分解能で測定することは非常に困難である。そこでこの問題を解決するために、電子・陽電子を非対称エネルギーで衝突させることにより、実験室系において、 $\Upsilon(4S)$ を $\beta\gamma = 0.425$ でローレンツブーストする。これによって、 B 中間子は運動量を得るとともに、相対論的効果で寿命が延びるため、崩壊するまでの平均寿命の間に約 $200\mu\text{m}$ 飛行する。よって、二つの B 中間子の崩壊位置の違いから時刻 t を現在の素粒子物理学実験技術で十分な分解能で測定できる。

2.1.2 高いルミノシティ

ルミノシティ \mathcal{L} とは、ビーム強度を表す指標であり、断面積 σ を持つ反応の発生頻度 R との間に、 $R = \mathcal{L}\sigma$ の関係がある。 B 中間子は他の中間子に比べて重いことから崩壊様式が多様であり、 CP 対称性の破れの測定に使用可能な崩壊過程は $10^{-4} \sim 10^{-6}$ 程度の崩壊分岐比しかない。したがって、 CP 対称性の破れを種々の崩壊モードで測定するには年間およそ 10^8 個の $B\bar{B}$ 中間子対が必要になる。 $\Upsilon(4S)$ の生成断面積は 1.2nb ($1\text{b} = 10^{-24}\text{cm}^2$) なので、必要とされる年間積分ルミノシティは 10^{41}cm^{-2} ($=100\text{fb}^{-1}$) となる。このため、KEKB 加速器は $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ という高いルミノシティを達成することを目標に設計された。

ここで、衝突型加速器におけるルミノシティ \mathcal{L} は次式で与えられる。

$$\mathcal{L} = 2.2 \times 10^{34} \xi (1+r) \left(\frac{E \cdot I}{\beta_y^*} \right)_{\pm} \quad (2.1)$$

- E : ビームエネルギー [GeV]
- I : 蓄積電流 [A]
- ξ : ビームビームチューンシフト
(衝突時に働くビーム・ビーム力の強さを表す量)
- r : 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
- β_y^* : 衝突点で垂直方向にどれだけビームを絞るか
を表すパラメータ [cm]

−は電子、+は陽電子の場合である。また、電子・陽電子リングの場合、ビームの断面は非常に扁平なので、 r は小さく無視することができ

る。よって、高いルミノシティを得るためには、 I を大きくし β_y^* を小さくしなくてはならない。KEKB 加速器では、 ξ を0.05とし、 β_y^* を1cmまで小さくして、最大で電子リングに1.1A、陽電子リングに2.6Aという大きな電流を蓄積し、高いルミノシティを実現する設計となっている。また、上式(2.1)より、 E と I の積は電子リングと陽電子リングで等しくすると高いルミノシティを得る上で最適であることから、エネルギーが低い方の陽電子リングの電流を電子リングに比べて大きくしている。

電子・陽電子はリングの中を数千億個ずつの集団となって周回する。この塊をバンチと呼ぶ。一つのバンチが担える電流は数mAなので、大きなビーム電流を蓄積するためには、多数個のバンチを取り扱う必要がある。KEKBでは電子と陽電子のバンチを $\pm 11\text{mrad}$ の角度で衝突させる有限角度衝突を採用している。交差角ゼロの正面衝突の場合、異なるリングを走っている電子と陽電子を同一軌道にのせて衝突させ、再び異なるリングに分離しなければならない。これに対して、有限角度衝突の場合は、衝突点近くに分離するための偏向磁石が必要なく、バンチの間隔が短縮できる。また、偏向磁石から発生する放射光によるバックグラウンドも発生しないという利点がある。このように、有限角度衝突を採用することでより多くのバンチを蓄積できる。原理的には各リングに最大約5000個のバンチを蓄積できる。

現在のKEKB 加速器は、約1300個のバンチを蓄積することにより、1.65A(陽電子)、1.25A(電子)ビーム電流値を得て、ピークルミノシティ $1.71 \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ を達成している。

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

表 2.1: KEKB 加速器:各パラメータの設計値

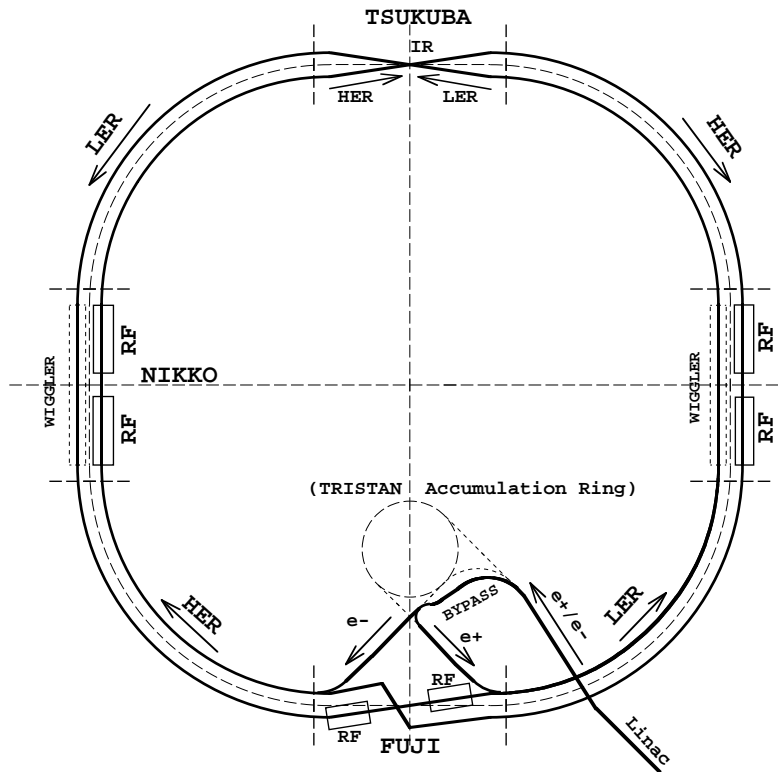


図 2.1: KEKB 加速器の概略図

2.2 Belle 検出器

Belle 検出器は電子と陽電子の衝突点を囲んで設置されている。 B 中間子崩壊における CP 対称性の破れを観測するために、検出器には以下のような制度が要求される。

- B 中間子の崩壊点を良い精度 ($< 100\mu\text{m}$) で測定できること。
- π^\pm 、 K^\pm 、 p 、 e^\pm 、 μ^\pm といった多岐に及ぶ終状態中の荷電粒子を正しく識別する能力を持つこと。
- 光子を伴う B 中間子崩壊を測定するために、良好なエネルギー分解能と位置分解能をもつカロリメーターを持つこと。
- 効率良く興味ある事象を選別して取り込むトリガーと、高速のデータ収集システムを持つこと。

Belle 検出器はこれらの要求を満たすように設計されている。その概略を図 2.2 に示す。非対称エネルギー衝突のためエネルギーの高い電子ビームの進行方向に、より大きな立体角を持つように、非対称に検出器を設置している。また、それぞれ違った役割をもつ複数の検出器 (サブシステム) を組み込み、それらを組み合わせて用いることにより、先に述べた要求性能を実現するようになっている。表 2.2 に検出器の内側から順に検出器サブシステムの主な役割を示す。

Belle 検出器の座標系は、ビームの衝突点を原点、電子ビームの進行する方向を正として z 軸をとり、鉛直上向きを y 軸として右手系の座標系をとる。また、極座標系として、原点からの距離 r 、方位角 ϕ 、 z 軸からの角度 θ を用いる。以下に各検出器の目的と役割について詳しく述べる。

| 検出器サブシステム | 役割 |
|-------------------------|----------------------------|
| EFC (超前後方カロリメーター) | ルミノシティのモニター |
| SVD (シリコンバーテックス検出器) | B 中間子の崩壊点測定 |
| CDC (中央ドリフトチェンバー) | 荷電粒子の運動量測定 |
| ACC (エアロジェルチェレンコフカウンター) | 粒子識別 (K 中間子/ π 中間子) |
| TOF (飛行時間測定器) | 粒子識別 (K 中間子/ π 中間子) |
| ECL (CsI 電磁カロリメーター) | 光子の運動量測定 |
| ソレノイド (超伝導コイル) | 1.5 Tesla の磁場生成 |
| KLM (K_L^0, μ 検出器) | K_L^0 粒子と μ 粒子の検出 |

表 2.2: 各検出器サブシステムとその役割

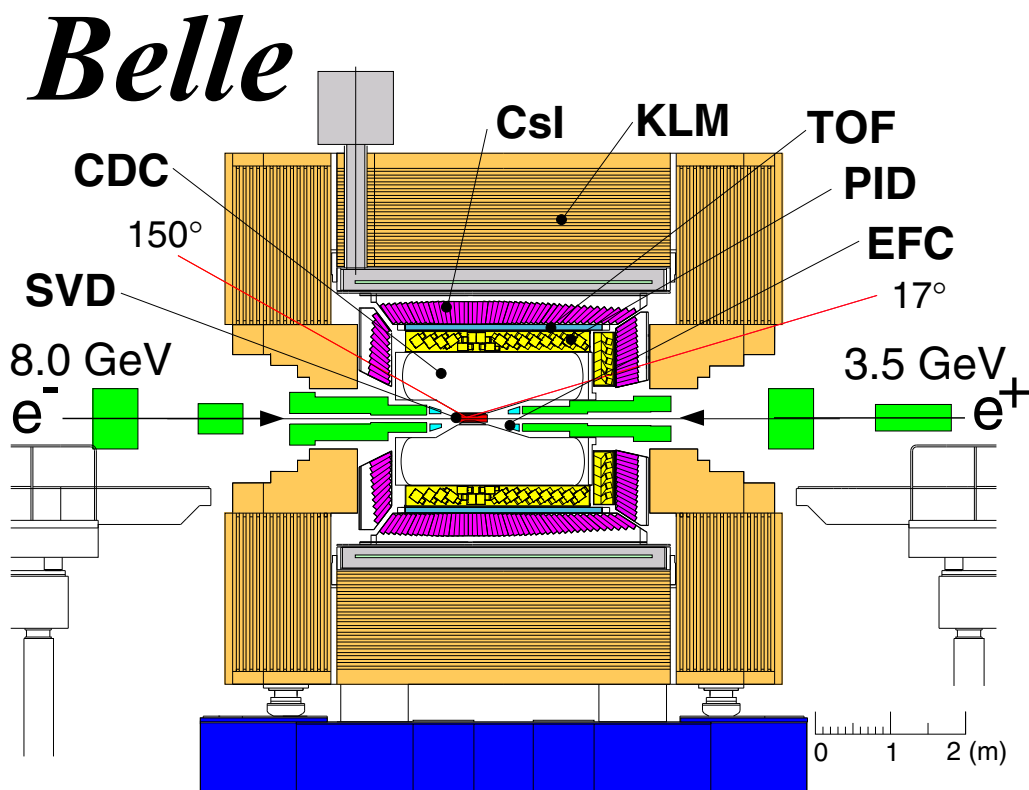


図 2.2: Belle 検出器の全体図

2.2.1 シリコンバーテックス検出器 (SVD)

SVD(Silicon Vertex Detector) は、Belle 検出器の一番内側に位置しており、間接的 CP 対称性の破れの測定に不可欠な、 B 中間子の崩壊点測定を行う。また、次に述べる中央飛跡検出器の情報とあわせて、運動量が低い荷電粒子の飛跡測定にも用いられる。

SVD は短冊形の半導体検出器である両面シリコンストリップ検出器 (DSSD) からできている。シリコンストリップ検出器とは、厚さ $300\mu\text{m}$ のシリコン板の両面に幅 $6\mu\text{m}$ の電極を $25\mu\text{m}$ の間隔で貼り付けたものである。片面で ϕ 方向、もう片面で z 軸方向の位置を測定する。この上下の面には、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と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。この DSSD をはしご構造 (ラダー) にして、ビームラインの周りを取り囲んでいる。各層で検出された粒子の位置を組み合わせ、衝突点付近まで内挿することによって B 中間子の崩壊点測定を行う。位置分解能は約 $100\mu\text{m}$ である。

本研究で使用したデータのうち 2003 年夏までの実験に用いられた SVD は 3 層構造をしており、それぞれの層はビーム軸からの半径が 3.0cm 、 4.5cm 、 6.0cm の位置にある。これを SVD1 と呼ぶ。SVD がカバーする領域は、ビーム軸との角度 $23^\circ < \theta < 139^\circ$ であり、これは全立体角の 86% に対応する。各層には半導体検出器である両面シリコンストリップ検出器 (DSSD) を複数枚つなげている。2003 年夏以降の実験では、4 層構造でカバーする領域を $17^\circ < \theta < 150^\circ$ まで広げた改良型に変換された。これを SVD2 と呼ぶ。

位置分解能を向上させるため、検出器の構造にも工夫がされており、最も内側の層は可能な限り衝突点に近づけられている。また、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検出器有感領域の外側に置いている。さらに、衝突点の最も近くに配置されるため、SVD1 ではビームバックグラウンドによる放射線被曝に対する耐性が問題となり、初段エレクトロニクスの半導体プロセスの処方を改良したバージョンが作られる度に置換された。

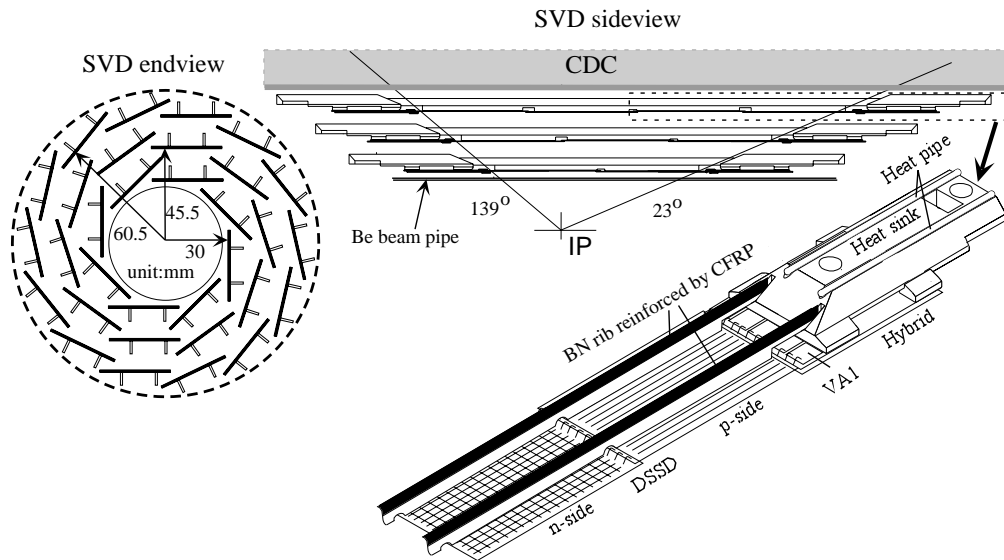


図 2.3: SVD の全体図

2.2.2 中央飛跡検出器 (CDC)

CDC(Central Drift Chamber)は、数万本ものワイヤーを張ったドリフトチェンバーと呼ばれる装置である。CDCでは、荷電粒子の飛跡検出、およびその有感領域中のエネルギー損失(dE/dx)を測定する。磁場中で運動する荷電粒子は、ローレンツ力を受け、運動量に応じた曲線を描く。この飛跡をドリフトチェンバーで再構成し、磁場の大きさとその曲率から荷電粒子の運動量を測定する。

CDCは、1.5Teslaの磁場内に設置され、内部を1気圧のHe(50%):C₂H₆(50%)混合ガスで満たし、多数の電極ワイヤーが張られている。陽極(アノードワイヤー)には直径30 μ mの金メッキタングステン製、陰極(フィールドワイヤー)には直径120 μ mのアルミニウム製ワイヤーを使用している。1本のアノードワイヤーを8本のフィールドワイヤーが取り囲むように配置されており、アノードワイヤーは50層あるため、ワイヤーの総本数は3万本にもおよぶ。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を使用している。

荷電粒子が通過するとガスの分子がイオン化される。このとき原子から電子が分離され、その電子がワイヤーまで移動(ドリフト)する時間から、粒子の通過位置を知ることができる。位置分解能は $130\mu\text{m}$ 、運動量 $P_t[\text{GeV}/c]$ 分解能 σ_{P_t}/P_t は $0.5\sqrt{P_t^2 + 1}$ % である。

CDCは同時に、荷電粒子が通過した際に生じる電子を集め信号として読み出し、通過粒子のガス中での電離損失、 dE/dx を測定する。 dE/dx は、運動量が同じでも荷電粒子の種類によって異なるので、粒子識別を行うことができる。 dE/dx の分解能は 6.0% である。

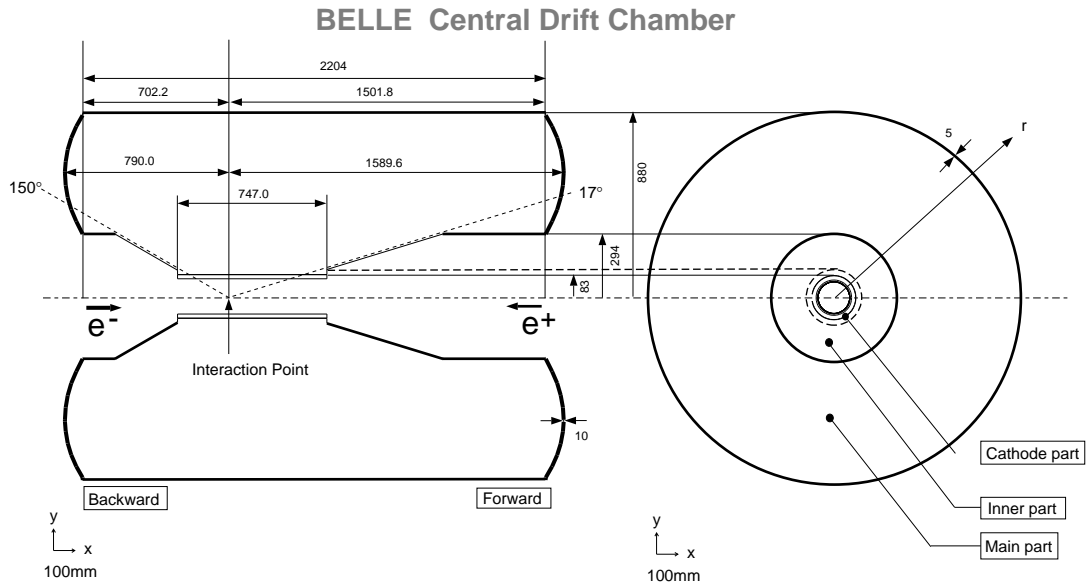


図 2.4: CDC の断面図

2.2.3 エアロジェルチェレンコフカウンター (ACC)

質量 m の荷電粒子が屈折率 n の物質を速度 β で通過する時、

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

という条件を満たすと、物質中でチェレンコフ光を放射する。ACC(Aerogel Čerenkov Counter)はこの性質を使って、広い運動量領域 ($1.2 \sim 3.5\text{GeV}/c$)

の荷電 K 中間子と π 中間子の識別を行うことを目的とする閾値型チェレンコフカウンターである。放射体として適当な屈折率の物質を用いれば、特定の運動量領域では、 K 中間子と π 中間子が同じ運動量で放射体を通過しても、 K 中間子と π 中間子の質量差から、 π 中間子のみがチェレンコフ光を放射する。このように、チェレンコフ光を放射したか否かで、荷電 K/π 中間子の識別を行う。放射体には、屈折率が非常に小さい ($n = 1.01 \sim 1.03$) シリカエアロジェルを使用し、ファインメッシュタイプの光電子増倍管でチェレンコフ光を検出する。非対称エネルギーのビーム衝突のため、発生する粒子の運動量の大きさは、 z 軸方向からの角度 θ に依存する。そのため、それに対応して広い運動領域での高精度の K/π 中間子識別を実現するため図 2.5 に示すように θ によって異なる屈折率のエアロジェルを使用している。

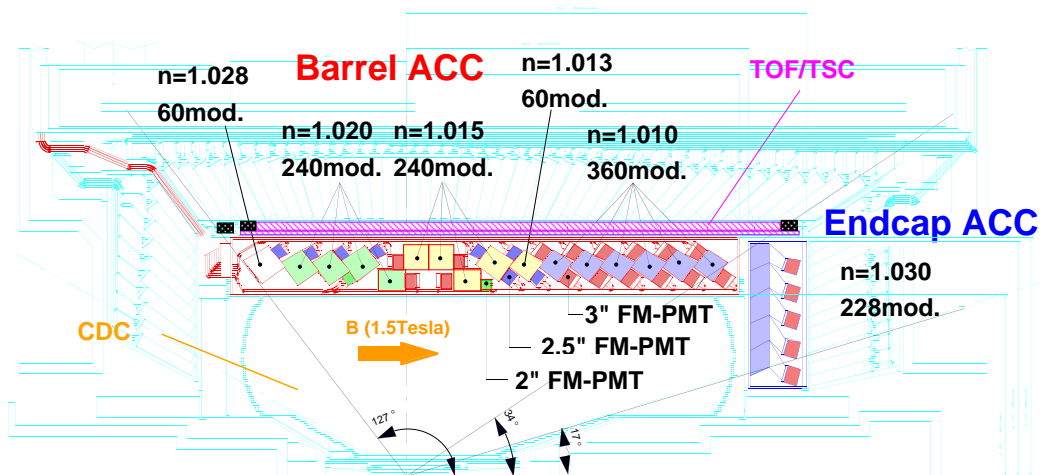


図 2.5: Belle 検出器中の ACC の配置図

ACC のカウンターモジュールを図 2.6 に示す。a)、b) はそれぞれバレル領域、エンドキャップ領域のモジュールである。5 枚のエアロジェルのタイルが板厚 0.2mm のアルミニウムの箱内に重ねられている。箱の大きさは約 $12 \times 12 \times 12 \text{cm}^3$ である。チェレンコフ光を効率的に検出するために、1 つまたは 2 つのファインメッシュ型光電子増倍管 (FM-PMT) をエアロジェルに直接取り付けられている。この FM-PMT は 1.5 Tesla の磁場中でも使用可能である。

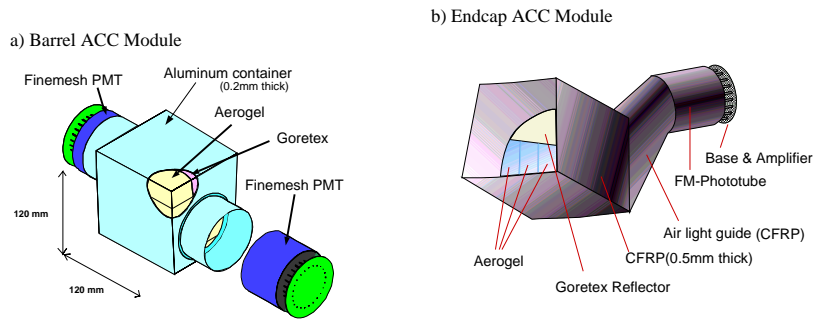


図 2.6: ACC カウンターモジュール

2.2.4 飛行時間測定器 (TOF)

TOF (Time of Flight Counter) は、粒子が検出器に入射するまでにかかる時間を測定するプラスチックシンチレーションカウンターである。その主な役割は、衝突点からの飛行時間の測定によって、粒子識別を行うとともに、事象が発生した時刻を得るトリガー信号を発することである。粒子の種類が異なると、同じ運動量をもつ粒子でも速さが異なるので、荷電粒子の速さを測定することによって K/π 中間子の識別を行うことができる。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 ECL の内壁に取り付けられている。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の相互作用により、TSC 中で電子・陽電子対生成を起こしても、 1.5Tesla 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} 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100psec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100psec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。これらの工夫の結果、 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 事象を用いて観測された時間分解能は粒子の入射位置の z 座標にはほとんど依存せず、約100psecを達成している。

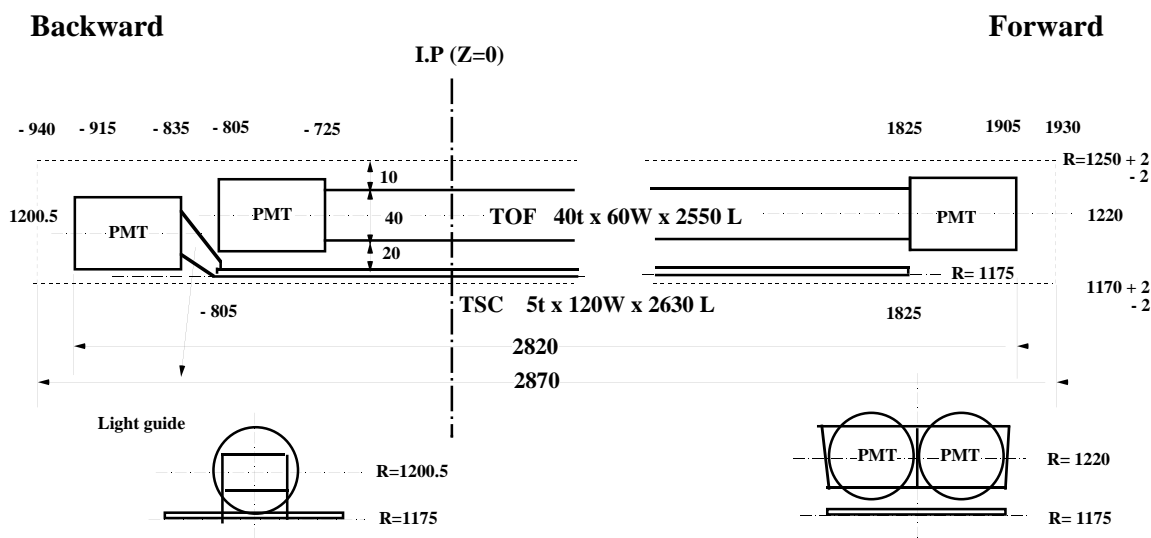


図 2.7: TOF/TSC モジュール

さらに TOF は、後述する QtoT (charge to time) 変換に必要なゲート信号を作り、かつ数値化を担う TDC のストップ信号を生成するという役割を担う。トリガー信号の重複を防ぐため TOF トリガー信号の頻度は 70kHz 未満に保たなければならず、ECL 用のゲートと CDC 用のストップ信号は 10nsec の精度が必要とされる。これまでに、これらの条件を満たしつつ、ほぼ 100% のトリガー効率を実現してきた。

2.2.5 電磁カロリメータ (ECL)

ECL(Electromagnetic Calorimeter) では光子や電子 (陽電子) のエネルギーと入射位置を測定する。光子や電子が物質にあたると電磁シャワーを形成してエネルギーを失う。そこで十分な量の物質を置けば、その中で入射した光子や電子はそのエネルギーのほとんど全てを失う。このエネルギー損失を電気信号に変換して読み出すことで、エネルギーを測定することができる。 B 中間子の崩壊によって生成する粒子の約 $1/3$ は π^0 であり、 π^0 は 2つの光子に崩壊するため光子検出は B 中間子の崩壊過程を研究する上で非常に重要である。また、表 2.3 に示すように、荷電粒子の中では電子や陽電子だけが電磁シャワーを形成して ECL 中でほとんどのエネルギーを失うのに対し、他の荷電粒子の場合はその一部のエネルギーを失うに過ぎない。よって、CDC で測定した運動量 (p) と ECL で測定したエネルギー損失 (E) の間の比 (E/p) は電子または陽電子を識別する上で重要な測定量である。

| 粒子 | 相互作用 | エネルギー損失 |
|-------------|---------------|--------------------------------------|
| e, γ | 電磁シャワー | \sim 粒子のエネルギー |
| μ | イオン化 | $\sim 200\text{MeV}$ |
| π, K, p | イオン化とハドロン相互作用 | $\geq 200\text{MeV}$ $<$ 粒子のエネルギー |

表 2.3: ECL と粒子の相互作用

ECL は外径 3.0m、内径 1.25m、衝突点を基準として z 方向は -1.02m から 1.96m の領域を占め、 $17.0^\circ < \theta < 150.0^\circ$ の領域を覆っている。それぞれの結晶はほぼ衝突点方向に向かってタワー状に配列されている。衝突点で発生した光子がカウンターとカウンターの境界をすりぬけるのを防ぐため、バレル領域では $r-\phi$ 平面内で約 1.3° 、前方エンドキャップ領域では θ 方向に約 1.5° 、後方エンドキャップでは θ 方向に約 4° カウンターを傾けてある。また、良いエネルギー分解能を得るために、光量の多い CsI(Tl) シンチレーターを用いている。結晶の形状は長さ 30cm、前面 (衝突点側) は約 $5.5 \times 5.5\text{cm}$ 、後面 (信号読み出し側) は約 $6.5 \times 6.5\text{cm}$ となっており、すき間なく配置するために結晶の位置 (θ) によって形状を変えている。結晶の長さは放射長を X_0 として $16.2X_0$ に対応し、断面の大きさはモリエール半径 (3.8cm) を考慮した大きさとなっている。入射粒子のエネ

ルギー損失によるシンチレーション光はPINフォトダイオードで読み出すことにより、ECLを超電導ソレノイドの内側に設置することを可能にして前方物質の量を低減し、光子の検出効率を確保している。結晶はフォトダイオードにシンチレーション光が効率良く集められるように200 μm 厚の白色ゴアテックスシートで包んでいる。さらに、その上を25 μm 厚のマイラーフィルム上に25 μm 厚のアルミニウム蒸着を施したシートで包み、雑音シールドを施している。結晶後面に接着したフォトダイオードの背後にアルミニウム製ケーシングに入ったプリアンプを取り付け、フォトダイオードの信号が増幅される前に雑音が入ることを防いでいる(図2.8)。ECLは計8736個のCsI(Tl)カウンターからなり、カウンターの総重量は43トンにおよぶ。

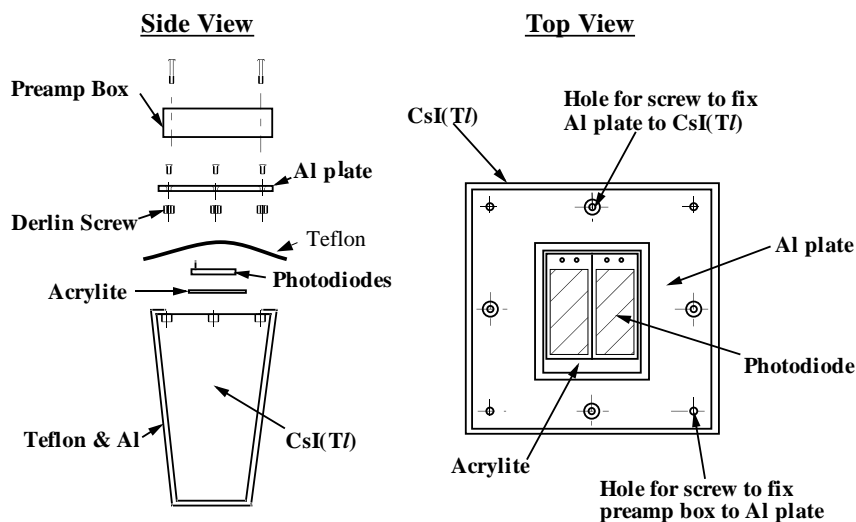


図 2.8: CsI(Tl) カウンター

電子、光子等が入射して形成するシャワーは横方向の広がりを持つため、電子や光子が直接入射したカウンターにとどまらず、その周辺を含めた複数のカウンターにも信号をもたらす。このように1つのシャワーを形成しているカウンターの集団をクラスターという。クラスターは、まず隣接するどのカウンターよりも大きい信号を検出し、その値が10MeV以上のもの(シードカウンター)を探した後、シードカウンターを中心に5 \times 5に入る計25本のカウンターのうち、0.5MeV以上の信号を検出したカウンターの集団として定義する。エネルギーの測定は、クラスターに含まれるカウンターが検出したエネルギーの総和をとり、入射位置はク

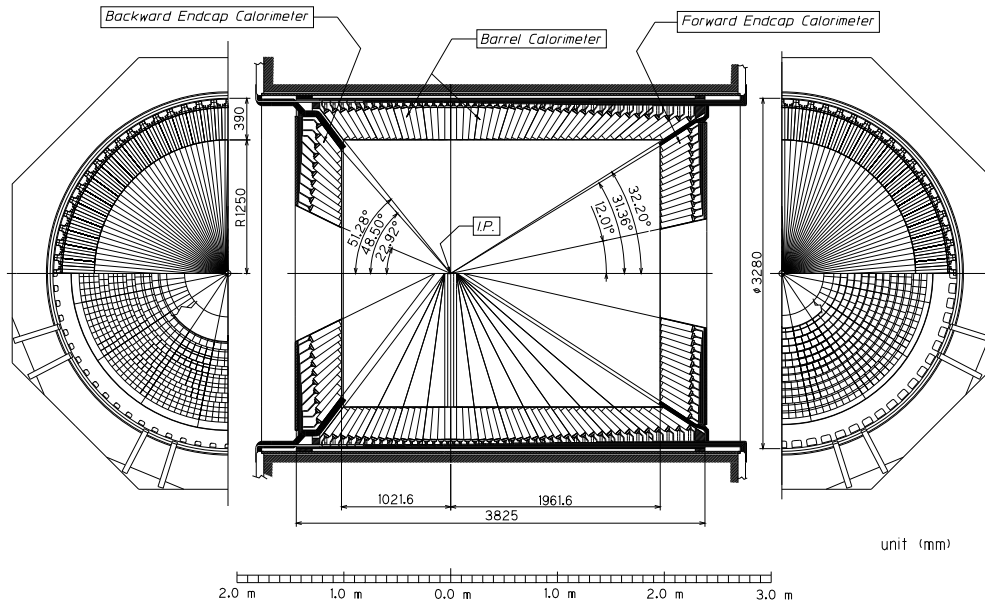


図 2.9: CsI(Tl) カロリーメーター

クラスター内のエネルギーの重心から決定する。ここで、エネルギーはクラスターの範囲外やカウンターの後方にシャワーが漏れ出す寄与があるため、測定された値は実際より小さくなる傾向がある。また、入射位置はカウンターの大きさが有限であるため、測定した位置と実際の位置にはずれが生じる。そこで、モンテカルロシミュレーションが電磁シャワーの振る舞いをよく再現していることを用いて補正関数を求め、これを適用してシャワーのエネルギーと入射位置を得ている。

2.2.6 超電導ソレノイド

超電導ソレノイドは TOF と KLM の間に位置し、1.5 Tesla の磁場を検出器中心付近の直径 3.4m、長さ 4m の部分につくる役割を担う。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されている。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。

2.2.7 K_L^0 、 μ 粒子検出器 (KLM)

KLM(K_L and Muon Detector)は寿命の長い K_L^0 中間子と、 μ 粒子を検出する。KLMは超電導ソレノイドの外側に位置し、4.7cm厚の鉄プレートとresistive plate counter(RPC)という検出器が交互に積み重ねられた構造をしており、全体で14層を成している。

K_L^0 中間子は寿命の長い中性粒子であるので、内部の検出器では測定できない。そのため、ECLやKLMで物質と強い相互作用をして発生するハドロンシャワーの測定により検出する。KLMでは600MeV/c以上の K_L^0 が測定可能である。一方で、 μ 粒子は高い貫通力を持つため、ある程度高い運動量($\geq 600\text{MeV}/c$)ならば内側の検出器を通過し、KLMに達する。 dE/dx 、TOF、ACCを用いた粒子の質量による粒子同定方法では、 μ 粒子($105\text{MeV}/c^2$)と π 中間子($140\text{MeV}/c^2$)の識別はできない。ここでKLM中での荷電粒子のふるまいに着目すると、 π^\pm 、 K^\pm 等の荷電ハドロンは電磁相互作用に加えて強い相互作用をするので、ほとんどがKLMに達する以前に止まってしまう。一方、 μ 粒子は電磁相互作用しか起こさないため、KLMを何層にもわたって貫いて信号を残す。この性質から、SVD、CDCで検出した飛跡をKLMへ外挿し、対応する場所にKLMを何層にもわたって貫く飛跡があれば μ 粒子と識別することができる。現在、1.5GeV/cの μ 粒子に対する検出効率は95%以上である。

2.2.8 トリガーシステム

現在、KEKB加速器は最高ルミノシティ $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ を実現している。そのために約1200個のバンチを蓄積しており、ビーム交差の頻度は約120MHzになる。そのうち、 $B\bar{B}$ の生成頻度は10Hz程度で、ハドロン事象、 μ 粒子や τ 粒子対生成など、物理的興味のある反応の生成頻度は約100Hzである。さらに、この十数倍の頻度でバックグラウンド事象が生成するので、効率よくデータ収集を行うためには、リアルタイムでバックグラウンドを除去しつつ、かつ興味のあるイベントを効率よく収集する必要がある。これを実現するのがトリガーシステムである。トリガーには主として、飛跡トリガーとエネルギートリガーがある。飛跡トリガーは、TOF、CDCからの飛跡、時間情報を用い、エネルギートリガーは、ECLで検出された全エネルギーと、信号を検出したカウンター群の総数の情報を用いてトリガーを行う。トリガーのタイミングは主としてTOFのTSCによる信号で決められる。図2.10にBelleで採用されているトリ

ガーシステムのブロックダイアグラムを示す。

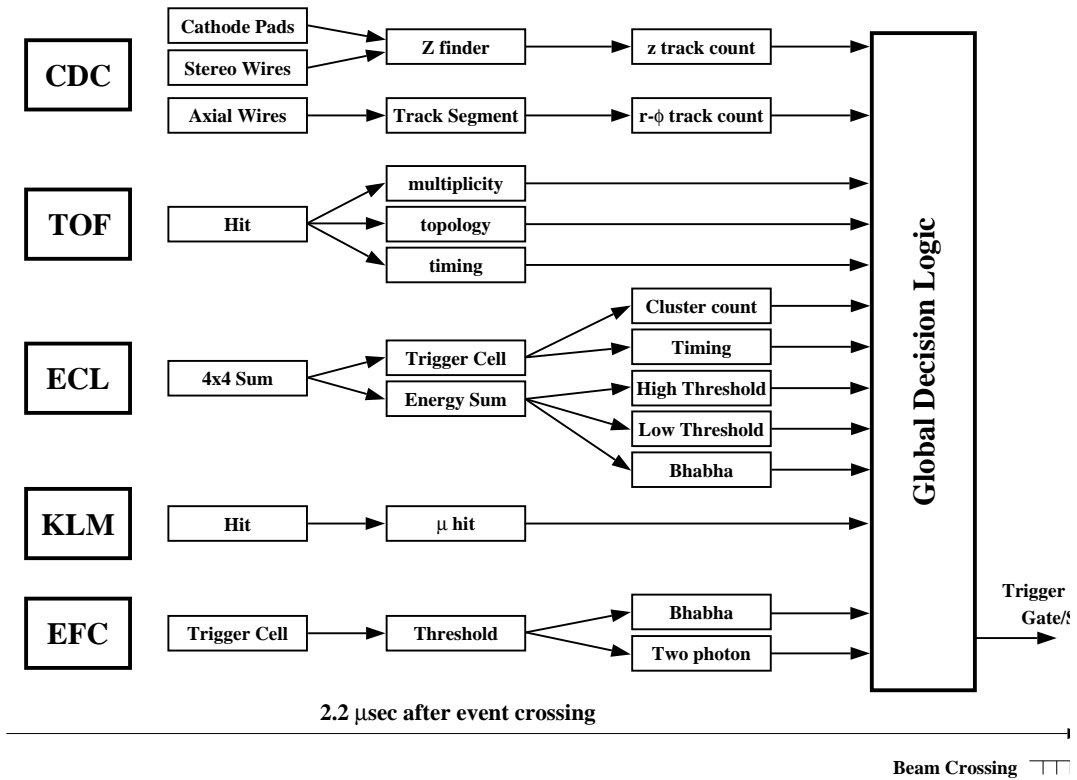


図 2.10: Belle トリガーシステム

これらの検出器サブシステムが発したトリガー信号は、グローバルデシジョンロジック (GDL) に送られる。GDL は各検出器サブシステムが発したトリガー信号の情報を総合して $2.2\mu\text{sec}$ 以内に当該事象のデータ収集を行うか否かを判定する。収集が決定された場合、その後 $0.35\mu\text{sec}$ 以内に各検出器に向けて最終トリガー信号を送る。GDL では最終トリガー信号を発する理論判断にプログラマブルゲートアレイ (FPGA) を用いており、論理判断の条件を柔軟に変更・調整できるようになっている。加速器の運転状況に対応して調整を適したものにすることで、最終トリガーレートは 400Hz 程度であり、後段のデータ収集システムの処理および転送能力の許容範囲におさまっている。ルミノシティ $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ における各事象の断面積とトリガーレートを表 2.4 に示す。

| 物理過程 | 断面積 (nb) | トリガーレート (Hz) |
|----------------|----------|---------------------|
| $B\bar{B}$ 事象 | 1.2 | 12 |
| $q\bar{q}$ 事象 | 2.8 | 28 |
| μ/τ 対生成 | 1.6 | 16 |
| Bhabha 散乱 | 44 | 4.4 ^(a) |
| 光子対生成 | 2.4 | 0.24 ^(a) |
| 計 | ~ 67 | ~ 96 |

表 2.4: ルミノシティ $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ における断面積とトリガーレート :
上付 (a) は 1/100 をかけた値を示す。Bhabha 散乱と光子対生成の事象はルミノシティの測定や検出器の較正に用いられるが、その断面積が大きすぎるため該当する事象 100 事象あたり 1 事象のデータのみ収集する。

2.2.9 データ収集システム (DAQ)

Belle データ収集システムの概要を図 2.11 に示す。 $B\bar{B}$ 事象または $q\bar{q}$ 事象の 1 事象あたりのデータサイズは約 30kB であり、これは最大 15MB/s のデータ転送速度に相当する。

トリガー信号を受け取ると、各検出器は独立にその事象のデータを読み出す。この段階では 1 事象のデータは各検出器毎に分割されている。これをイベントフラグメントと呼ぶ。イベントフラグメントを作成するために KLM と SVD を除き、各検出器からの信号の読み出しには charge-to-time (Q-to-T) コンバーターを用いる。これは電荷を一度コンデンサーに蓄え、一定の速度で放電する際に放電を始める時と終わる時に 2 回パルスが発生する回路を用いて、入力信号の電荷に比例した時間差を持つ 2 つのパルスを生成するものである。入力信号の電荷がこの 2 つのパルスの時間差に変換される。この出力パルスの時間差を FASTBUS マルチヒット TDC (LeCroy 1877S) を用いてデジタル化する。KLM からの情報はマルチプレクサで多重化して、同じ型の TDC で読み出す。SVD のデータ収集は SVD1 と SVD2 では差異がある。SVD1 の場合は、シリコン検出器ラダーの信号はフラッシュ ADC (FADC) に送られ、ここでデジタル化した時系列データをデジタル信号処理 (Digital Signal Processing : DSP) によってデータサイズを小さくした上で VME を 4 個用いて並列にイベント・ビルダーへ転送していた。SVD2 では DSP に代えて十数台におよぶ PC サーバーを並列動作させて時系列データの処理を実行している。

検出器サブシステムごとに読み出したデータはイベント・ビルダーに転送され、1つの事象のデータとしてまとめられる。その後オンライン・コンピューター・ファームで事象選別を行ってデータの書式を整え、コンピューター・センターのマスストレージシステムにデータを送る。同時にオンライン・コンピューター・ファームは、測定器が正常に動作しているかを確認するためにデータ・クオリティー・モニター (DQM) とイベント・ディスプレイにも抽出した事象データを送る。

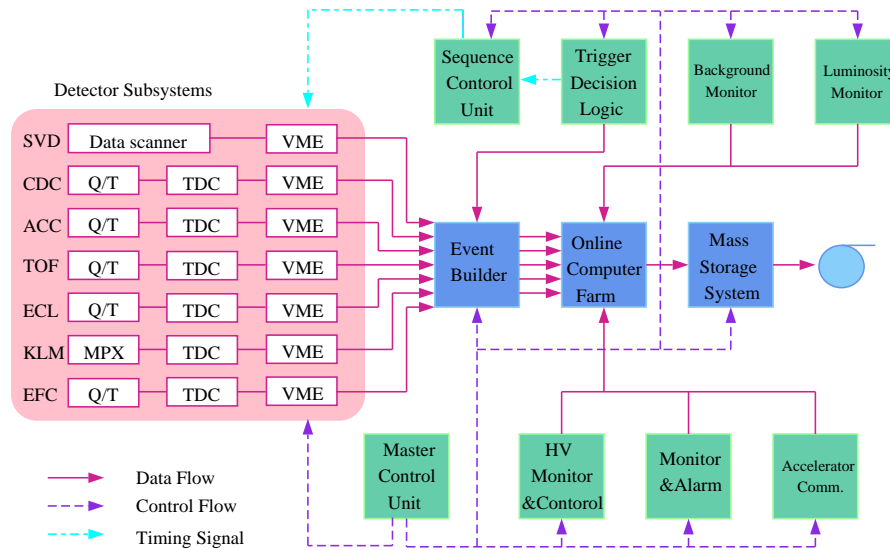


図 2.11: Belle データ収集システム

2.2.10 KEKB 計算機システム

データ収集システムが出力するデータは、測定器の電気信号が数値化されたもの (raw データ) である。これから、事象中に生じた粒子の通過位置、通過時刻、エネルギー、運動量といった物理量を再構成することが求められる。再構成の結果得られるデータを DST (Data Summary Data) と呼び、DST を得る計算処理を DST プロダクションと呼ぶ。DST プロダクションと、個々の物理解析に必要な演算処理能力は 30.000MIPS、また年間 100TB におよぶデータの記憶容量が必要である。KEKB 計算機では、これらの使用を多数個の CPU による事象ごとの並列計算処理と、大

容量テープドライブシステムとマイグレーションされた多数のディスクアレイ装置で実現している。

第3章 $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0$ 過程の崩壊分岐比測定

第1章で述べたように、 $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ に代表される $b \rightarrow c\bar{c}s$ 遷移によって生じる B 中間子の崩壊過程において、 CP 対称性の破れが2001年に観測された。これをさきがけとして、他の崩壊過程でも CP 対称性の破れを測定し、小林・益川理論を多角的に検証するとともに標準理論をこえる新しい物理の兆候を探索することが B 中間子の物理にとって重要な課題となっている。ここで、 $b \rightarrow c\bar{c}s$ 遷移の s クォークを d クォークに置き換えた $b \rightarrow c\bar{c}d$ 遷移による B 中間子の崩壊過程はそうした役割を果たす重要な過程である。 $B^0 \rightarrow J/\psi \pi^0$ 過程における CP 非保存測定は、Belle[19][20]、BaBar[17][18] 両実験によって行われているが、統計精度はいまだ充分とは言えず、同じ遷移で生じる類似の崩壊モードを加える可能性を模索することは意義深い。 $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0$ に二体崩壊する過程はこの崩壊モードの1つである。

また、2003年 Belle 実験で発見された $X(3872)$ 粒子[21]は、新タイプのハドロンであることが可能性が高い(図3.1)。質量が $3.872 \text{ GeV}/c^2$ と重い粒子にもかかわらず寿命が長いため、従来の中間子の性質では説明がつかない。 $X(3872)$ は未知の点を多く残している。これまでに $B \rightarrow X(3872)K$ という過程で見つかっているが、 $B \rightarrow X(3872)\pi$ という過程を調べると生成メカニズムに対する知見を得られる可能性がある。 $X(3872)$ は、 $J/\psi \pi^+ \pi^-$ に崩壊するが、 ψ' は同様の崩壊モードがあることから、 $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0$ 過程の研究は、 $B^0 \rightarrow X(3872)\pi^0$ 過程の探索に展開する上で重要な研究であると言える。

そこで、本研究では2000年1月から2005年1月までに測定された 3.88×10^8 の B 中間子対生成事象のデータを用いて、 $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0$ 過程についてその存在を確認するとともに崩壊分岐比について測定を行った。以下、それについて述べる。

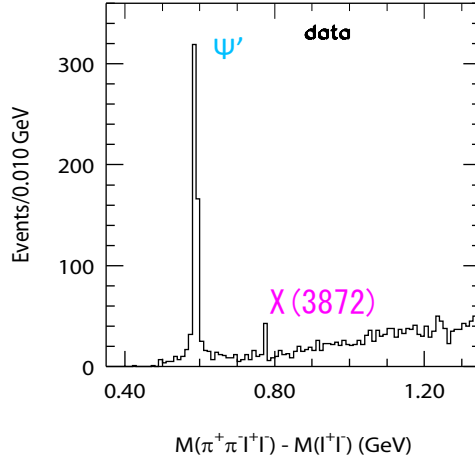


図 3.1: $X(3872)$ 粒子を示す実験データ [21]:

$B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^- J/\psi$ 過程で $\pi^+ \pi^- J/\psi$ と J/ψ の質量差をとった分布。0.6GeV 付近のピークは ψ' 、0.77GeV のピークが $X(3872)$ である。

3.1 $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0$ の物理

$B^0 \rightarrow \psi' \pi^0$ 崩壊過程は $b \rightarrow c\bar{c}d$ 遷移で生じ、標準理論では弱い相互作用の最低次のツリーダイアグラムと高次のペンギンダイアグラムが存在する。この2つのダイアグラムをそれぞれ図3.2、図3.3に示す。また、以下に ψ' 、 π^0 、 B^0 のスピン (J)、パリティ (P)、荷電共役 (C) を示す。

$$\psi' : J^{PC} = 1^{--} \quad \pi^0 : J^{PC} = 0^{-+} \quad B^0 : J^P = 0^{-}$$

ψ' と π^0 の間の角運動量は、角運動量の保存より $L=1$ (p-wave) である。よって、終状態 $\psi' \pi^0$ は固有値が $+1$ の CP 固有状態である。

ここで、 $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0$ 崩壊のツリーダイアグラムを見ると、そこに現れる V_{cb} にも V_{cd}^* にも複素位相が含まれていないことが分かる。よって、ツリーダイアグラムが支配的であると考え、第1章で述べた $J/\psi K_S^0$ と同様の議論が成り立ち、 $\sin 2\phi_1$ の測定が可能となる。つまり、 V_{cb} にも V_{cd} にも複素位相は含まれていないため、 B^0 と \bar{B}^0 がそのフレーバーを変えずに崩壊する振幅と、 $B^0 - \bar{B}^0$ 混合によってフレーバーを変えて崩壊した振幅の干渉によって CP 対称性の破れが現れる。 $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0$ について、式(1.20)を用いて CP 非対称度を求めると、 $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ と同様の

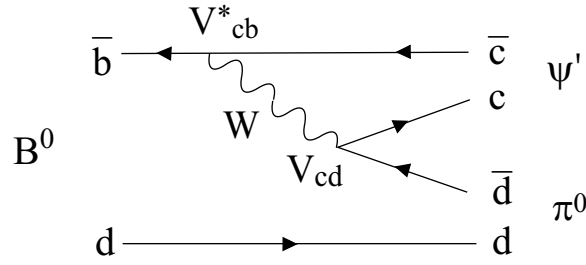


図 3.2: ツリーダイアグラム

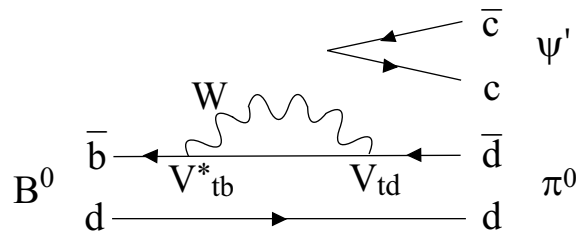


図 3.3: ペンギンダイアグラム

議論が成り立つことから、

$$\begin{aligned}
 A_{CP}(t) &= \text{Im} \left(\frac{p}{q} \cdot \frac{\bar{A}}{A} \right) \times \sin(\Delta mt) \\
 &= \text{Im} \left(\frac{V_{td}^* V_{tb}}{V_{td} V_{tb}^*} \cdot \frac{V_{cd}^* V_{cb}}{V_{cd} V_{cb}^*} \right) \times \sin(\Delta mt) \\
 &= -\sin 2\phi_1 \times \sin(\Delta mt)
 \end{aligned}$$

となる。 $J/\psi K_S^0$ の CP 固有値は -1 なので、 $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0$ は $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ と逆符号の CP 非対称度となる。

一方、ペンギンダイアグラムを見てみると、 V_{td}^* には複素位相が存在する。この場合、ツリーダイアグラムとペンギンダイアグラムの振幅をそれぞれ A_T 、 A_P とすると、

$$A_T \propto V_{cb}^* V_{cd} \sim A\lambda^3$$

$$A_P \propto V_{tb}^* V_{td} \sim A\lambda^3(1 - \rho - i\eta)$$

であるので、式(1.20)の $\cos \Delta mt$ の寄与がある。よって、 $t = 0$ における CP 非対称度を求めることができる。これは、直接的 CP 対称性の破れを観測する可能性を示唆している。

以上のような CP 対称性の破れの測定に先立ち、本研究では、 $B^0 \rightarrow \psi'\pi^0$ 過程の存在を確認し、さらに崩壊分岐比を測定した。後節で、それについて詳しく述べる。

3.2 実験データの処理と選別

ここでは、第2章で述べた Belle 検出器で収集した実験データを処理して生成した $B^0 \rightarrow \psi'\pi^0$ 崩壊事象の選別を行うためのデータサンプルについて説明する。さらに、実験データとの比較検討が不可欠であるモンテカルロシミュレーションについても述べる。

3.2.1 データ処理と解析の流れ

図 3.4 にデータ処理と解析の流れの概略を示す。Belle 検出器の各サブシステムが発する電気信号は 2.2.9 に記述したようにデータ収集システムで数値化して記録される。この段階のデータを Raw Data(生データ)という。これに必要な較正を加えて較正済データを作り、これを元にしてその事象中に発生した粒子の四元位置ベクトルと四元運動量を再構成する。ここまで処理が進んだものをデータサマリーテープ (DST) と呼ぶ。

また、モンテカルロシミュレーションの事象生成シミュレーターはイベントジェネレーターと呼ばれ、電子・陽電子衝突で発生する粒子の四元運動量を理論の予言や既知の確率分布にしたがって擬似乱数を用いて生成する。事象生成シミュレーターとして、Evtgen プログラム [11] を使用した。このプログラムは B 中間子が崩壊する際に終状態の粒子のスピンの軌道角運動量の保存を考慮した運動学的モデルを必要に応じて選択でき、かつ CP 対称性の破れの効果を取り扱えるようになっている。こうして生成した事象中の粒子がその運動量と検出器の磁場に応じてどのような軌道を描いて飛行するのか、そして、その飛跡に応じどの検出器にどのような角度で侵入しどのような信号を形成するのかをシミュレーションするのが検出器シミュレーターである。粒子と検出器を構成する物質との相互作用は GEANT[12] を用いてシミュレートした。GEANT はモンテカルロ法により電磁相互作用 (物質のイオン化、制動放射、等) と強い相互作用の効果による粒子のエネルギー損失と二次粒子の生成を取り扱う。これに検出器の雑音の影響を加味して Raw Data 形式で出力する部分は Belle の共同実験者が自作したものである。検出器シミュレーターはシミュレートした結果を Raw Data と同じ書式で出力するので以後のデータ処理および解析処置は、実験データの処理に用いるソフトウェアと同じものを使用して比較できる。次の節以降では、DST から B 中間子対生成事象の選別を行う方法とレプトン同定について述べる。

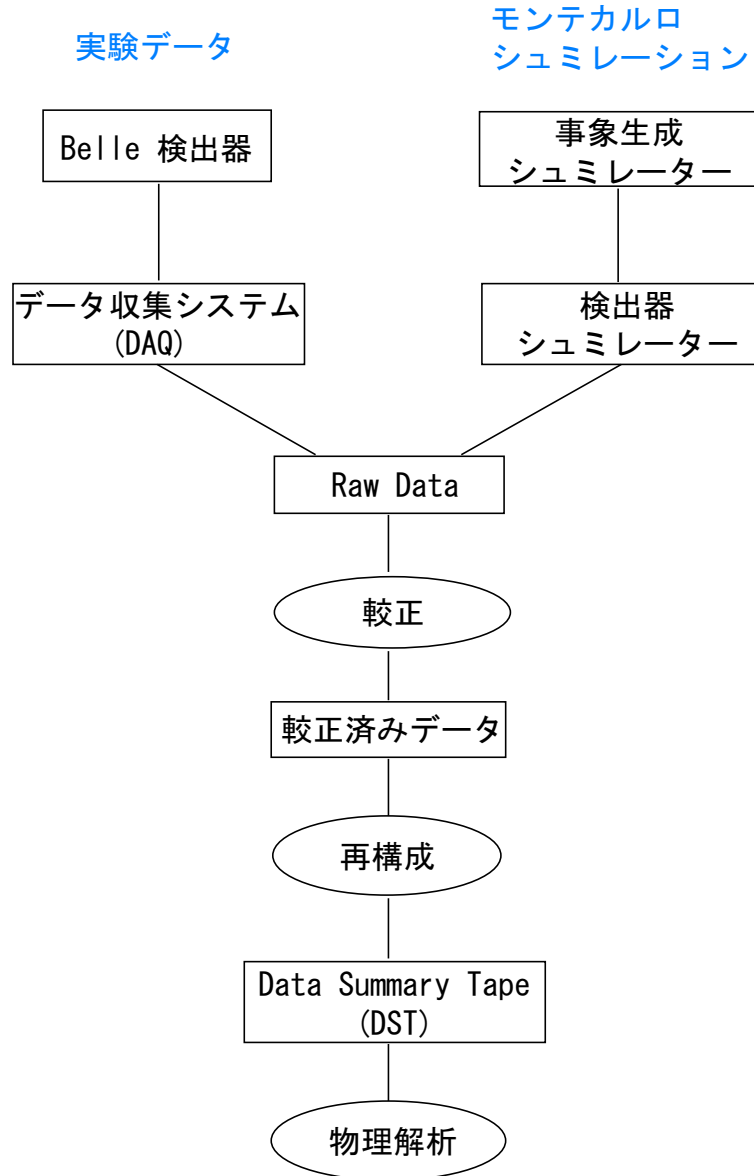


図 3.4: データ処理の流れ

3.2.2 B 中間子対生成事象の選別

Belle 検出器で収集される事象には、 B 中間子対生成反応を含むハドロン事象の他に、Bhabha 散乱、 μ 粒子、 τ 粒子生成事象などがある。そこで、ハドロン事象以外の反応やビームからのバックグラウンドを排除し、 B

中間子対生成が主をなすハドロン生成事象を選別する必要がある。

そのために、まず始めに以下に条件を満たす荷電粒子の飛跡と、ECLで測定されたクラスターを選ぶ。

- 飛跡の条件

- ★ 飛跡の運動量のビーム軸に垂直な成分： $P_t > 0.1 \text{ GeV}/c$

- ★ 飛跡の衝突点に対する最近接点とビーム軸との距離：

$$|dr| < 2.0 \text{ cm}$$

- ★ 飛跡の衝突点に対する最近接点と衝突点間の z 座標の差：

$$|dz| < 4.0 \text{ cm}$$

- クラスターの条件

- ★ クラスターのエネルギー： $E > 0.1 \text{ GeV}$

こうして選んだ飛跡とクラスターに以下の条件を与える。

- 飛跡から再構成された事象生成点の衝突点からの xy 平面に投影した距離 (V_r) および z 座標 (V_z) がそれぞれ、

$$V_r < 1.5 \text{ cm} \quad \text{かつ} \quad |V_z| < 3.5 \text{ cm}$$

であること。

- 少なくとも3本以上の飛跡が存在すること。
- クラスターが実験室系において $-0.7 < \cos \theta < 0.9$ の範囲に2つ以上存在すること。

さらに、 $\Upsilon(4S)$ 静止系にローレンツブーストし、以下の条件を与える。

- 荷電粒子のエネルギーの総和にシャワーのエネルギーの総和を加えた visible energy (E_{vis}) が

$$E_{\text{vis}} > 0.2 E_{\text{tot}}$$

を満たすこと。 E_{tot} は $\Upsilon(4S)$ 静止系の全エネルギー (10.58 GeV) である。

これは二光子衝突反応から来るバックグラウンドを除くための条件である。

- 飛跡の z 成分の運動量総和 (P_z) が

$$|P_z| < 0.5 E_{\text{tot}}$$

を満たすこと。これは二光子衝突反応やビームガス事象によるバックグラウンドを除くための条件である。

- ECL で測定されたエネルギーの総和 (E_{sum}) が

$$0.1 < \frac{E_{\text{sum}}}{E_{\text{tot}}} < 0.8$$

を満たすこと。これは Bhabha 散乱 (電子・陽電子の弾性散乱) が非常に大きな反応断面積を持つため、電子あるいは陽電子が測定器を構成する物質と相互作用して 1 事象中に 3 本以上の飛跡を残すことにより生じるバックグラウンドを除くためである。

- 事象の形状を表す変数 R_2 が

$$R_2 \equiv H_2/H_0 < 0.5$$

であること。ここで、 H_2 、 H_0 は Fox-Wolfarm モーメントの第 2 成分 (2 次) と第 0 成分 (0 次) である [6]。これは終状態の粒子が空間的に等方的に分布していることを要求しており、 B 中間子対生成以外のハドロン事象 (Continuum バックグラウンド) を減らす目的がある。

以上の条件を全て満たす事象をハドロン事象とする。これらの条件を課した場合の B 中間子対生成事象の検出効率は 99% 以上である。

3.2.3 粒子の識別

電子識別

電子識別は本研究において $\psi' \rightarrow e^+e^-$ 、 $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ の再構成のために必要であるばかりでなく、一般に B^0 か \bar{B}^0 かの識別 (フレーバータグ) やセミレプトニック崩壊による $|V_{cb}|$ 、 $|V_{ub}|$ の測定においても非常に重要である。電子の識別には、以下のような 6 つの物理量を用いる [13]。

1. CDC で測定された飛跡の延長線と ECL で測定されたシャワーの位置との合致

2. ECLで測定したエネルギー E と CDCで測定された荷電粒子の運動量 p との比 (E/P)
3. ECLでのシャワーの形状
4. CDCで測定した dE/dx
5. ACCで検出したチェレンコフ光の光量
6. TOFで測定した粒子の飛行時間

(1) シャワーの位置と外挿した飛跡の位置との合致

電子識別において最も重要なのは E/p である。これを正確に得るために、CDCで飛跡として検出された荷電粒子と、これがECLに達して生成したシャワーの正しい組み合わせを見つけなければならない。ハドロンよりも電子の方がECLで検出したシャワーの位置分解能が良いので、外挿した飛跡とシャワーの位置は電子のほうがよく一致する。このことから、外挿した飛跡とシャワーの位置の ϕ と θ の差をそれぞれ $\Delta\phi$ と $\Delta\theta$ とし、電子を識別するために χ^2 を

$$\chi^2 \equiv \left(\frac{\Delta\phi}{\sigma_{\Delta\phi}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta\theta}{\sigma_{\Delta\theta}} \right)^2$$

と定義する。ここで $\sigma_{\Delta\phi}$ と $\sigma_{\Delta\theta}$ は電子の $\Delta\phi$ と $\Delta\theta$ 分布をそれぞれ Gaussian でフィットして得られる標準偏差である。それぞれの飛跡について、最小の χ^2 を持ち、 χ^2 が 50 以下のシャワーを合致したシャワーと定義する。合致するシャワーが検出されなかった飛跡の場合は、 E/p 、 $E9/E25$ 以外の情報だけを用いて電子である確率を計算する。

(2) E/p

電子がECLに生成するシャワーのエネルギー E は、電子の運動量 p とほぼ等しい ($E \sim p$)。これに対してハドロンの場合、ECLに生成するシャワーのエネルギーは粒子の運動量よりも小さくなる ($E < p$)。したがって E/p が 1 に近いものは電子である確率が高い。この分布から電子をハドロン (または μ 粒子) と容易に区別できる。

(3) シャワーの形状

電磁シャワーとハドロンシャワーとは異なった形状をするので、この違いから電子とハドロンを区別することができる。横方向のシャワーの形状を比較するために、 $E9/E25$ を定義する。ここで $E9$ は

シャワーの中心を取り囲む 3×3 の計9本の結晶、E25は同じく 5×5 の計25本の結晶で検出されたエネルギーである。 π 中間子は電子よりも E9/E25が低くなる傾向がある。これは radiation length と nuclear interaction length の違いのために、電磁シャワーの方がハドロンシャワーよりも広がりが小さいためである。

(4) dE/dx

CDCでのエネルギー損失 dE/dx は、電子とハドロンを効果的に選別することができる。

(5) チェレンコフ光

電子は質量が小さいので速さが光速に近く、ほとんどの場合 ACC 内でチェレンコフ光を発する。

(6) 飛行時間

TOF が測定した飛行時間が電子の場合の飛行時間と矛盾が無いことを要求する。

これらの物理量から電子である確率 P_{eid} は

$$P_{eid} = \frac{\prod_i P_e(i)}{\prod_i P_e(i) + \prod_i P_h(i)}$$

と定義される。ここで i は上記 (1)~(6) のそれぞれの物理量を表し、 $P_e(i)$ は物理量 i からその粒子が電子であると同定される確率密度、 $P_h(i)$ はハドロンであると同定される確率密度である。

 μ 粒子識別

μ 粒子の識別には、CDC、KLMからの情報を用いる。荷電粒子の飛跡を CDC から出た位置から KLM 内に外挿し、以下の量を計算することでその飛跡がハドロンであるか μ 粒子であるかを識別をする [14]。

- KLM まで外挿した飛跡と、実際に KLM で検出されたヒット位置との差 (χ^2)
- 飛跡が μ 粒子であったときに貫く KLM 層の数の期待値と、実際に飛跡が貫いた層の数の差 (ΔR)

ΔR と χ^2 の確率密度分布はモンテカルロシミュレーションで求める。 ΔR と χ^2 は、ほぼ独立な物理量なので、検出された飛跡が μ 粒子である確率

密度 $p(\Delta R, \chi^2)$ は、2つの確率分布関数、 $P_\mu^{\Delta R}$ 、 $P_\mu^{\chi^2}$ の積をとる。

$$p(\Delta R, \chi^2) = P_\mu^{\Delta R} \times P_\mu^{\chi^2}$$

この確率密度にもとづいて μ 粒子である likelihood L_μ を求める。 μ 粒子の候補となる荷電粒子を選ぶには、 L_μ の値に適切な切断を入れればよい。本研究での ψ' 、 J/ψ を再構成するために選別されるレプトンの条件は

- 飛跡の最も衝突点 (IP) に近づいた点の z 成分 (Δz) が 5cm 以内であること。
- 電子: $P_{eid} > 0.01$
- μ 粒子: $L_\mu > 0.1$

とした。

荷電 π 中間子と荷電 K 中間子の識別

Belle 検出器では荷電 π 中間子と荷電 K 中間子の識別は、CDC、TOF、ACC の3つの検出器の情報を組み合わせて行う。すなわち、飛跡測定によって運動量を測り、これと CDC でのエネルギー損失 (dE/dx)、TOF での飛行時間、ACC での光電子数 (N_{pe}) の情報の組み合わせて用いる。 dE/dx は 0.8GeV/c 以下、TOF は 1.2GeV/c 以下、ACC は 1.2 ~ 3.5GeV/c の運動量領域が識別可能な範囲である。以上3つの検出器の情報から Likelihood ratio、 LR は

$$LR(i : j) = \frac{L_i}{L_i + L_j}$$

のように定義される。ここで i は選別したい粒子、 j はバックグラウンドの粒子の種類を表す添字で、 e, μ, π, K, p のいずれかである。 L_i 、 L_j は i 、 j それぞれの種類である確率密度を表し、 $LR(i : j)$ はその粒子の種類が i または j であると仮定した場合に粒子の種類が i である確率を表す。

L_i は3つの検出器の情報から求めた確率密度の積で、

$$L_i = L_i^{dE/dx} \times L_i^{TOF} \times L_i^{ACC}$$

のように与えられる。

本研究では、 $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ の崩壊モードにおける ψ' の再構成の際に、 π^+ と π^- の選別において、各々の飛跡に $P_K < 0.9$ を要求する。ここで P_K とは K 中間子である確率を表す。

3.3 $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0$ 事象の再構成

$B^0 \rightarrow \psi' \pi^0$ 崩壊の候補事象を選別するには、 ψ' を $\psi' \rightarrow l^+ l^-$ または $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ 、 $J/\psi \rightarrow l^+ l^-$ という崩壊モードで再構成するとともに、 $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ により再構成した π^0 との組み合わせをとり、 B^0 の崩壊過程に特徴的な運動学的条件を満たすものを候補とする。ここで l は e または μ を総称したものである。この章では前節までに述べた条件を課して選別した粒子の組み合わせをとって B 中間子を再構成するアルゴリズムとバックグラウンドの見積もりについて述べる。

3.3.1 $\psi' \rightarrow l^+ l^-$ の再構成

ψ' は以下に示すような崩壊分岐比でレプトン対に崩壊する [7]。これにより、実験的に J/ψ の明瞭な信号を容易に得ることができる。

$$\psi' \rightarrow e^+ e^- : (7.52 \pm 0.17) \times 10^{-3}$$

$$\psi' \rightarrow \mu^+ \mu^- : (7.5 \pm 0.8) \times 10^{-3}$$

この崩壊過程を選別するには、同種類のレプトンと同定され、かつ互いに逆符号の電荷を持つ2本の飛跡の組が持つ不変質量を用いる。まず、荷電粒子の中から電子対と μ 粒子対を選別するため、 ψ' が電子と陽電子の対に崩壊した場合、両方の飛跡に電子である確率 $P_{eid} > 0.01$ を要求する。また、 ψ' が μ 粒子対に崩壊した場合は、 μ 粒子である likelihood $L_\mu > 0.1$ を要求する。ここで、 $\psi' \rightarrow e^+ e^-$ の崩壊過程においては、電子または陽電子が制動放射で γ を放出して運動量を失う場合がある。このとき、再構成した飛跡から得た運動量が、実際よりも低く測定されてしまうので、その分を再構成の際に補う工夫が必要がある。そこで電子または陽電子の生成点における運動量ベクトルから 50mrad 以内に検出された γ の運動量を飛跡から得たレプトン対の運動量に加えて、不変質量を計算する。以下、こうして計算した不変質量を $M_{ee(\gamma)}$ と書く。しかし、それでも γ が ECL で検出される前に測定器を構成する物質と相互作用して失われてしまう場合があるため、図 3.5 に示すように $M_{ee(\gamma)}$ 分布は $\psi' \rightarrow \mu^+ \mu^-$ の不変質量分布 $M_{\mu\mu}$ より低い方に尾を引く。そこで、不変質量が

$$-0.150 < M_{ee(\gamma)} - M_{\psi'} < 0.036 \quad [\text{GeV}/c^2]$$

$$-0.060 < M_{\mu\mu} - M_{\psi'} < 0.036 \quad [\text{GeV}/c^2]$$

を満たすものを ψ' 候補とした。ここで $M_{\psi'}$ は ψ' の質量である [7]。

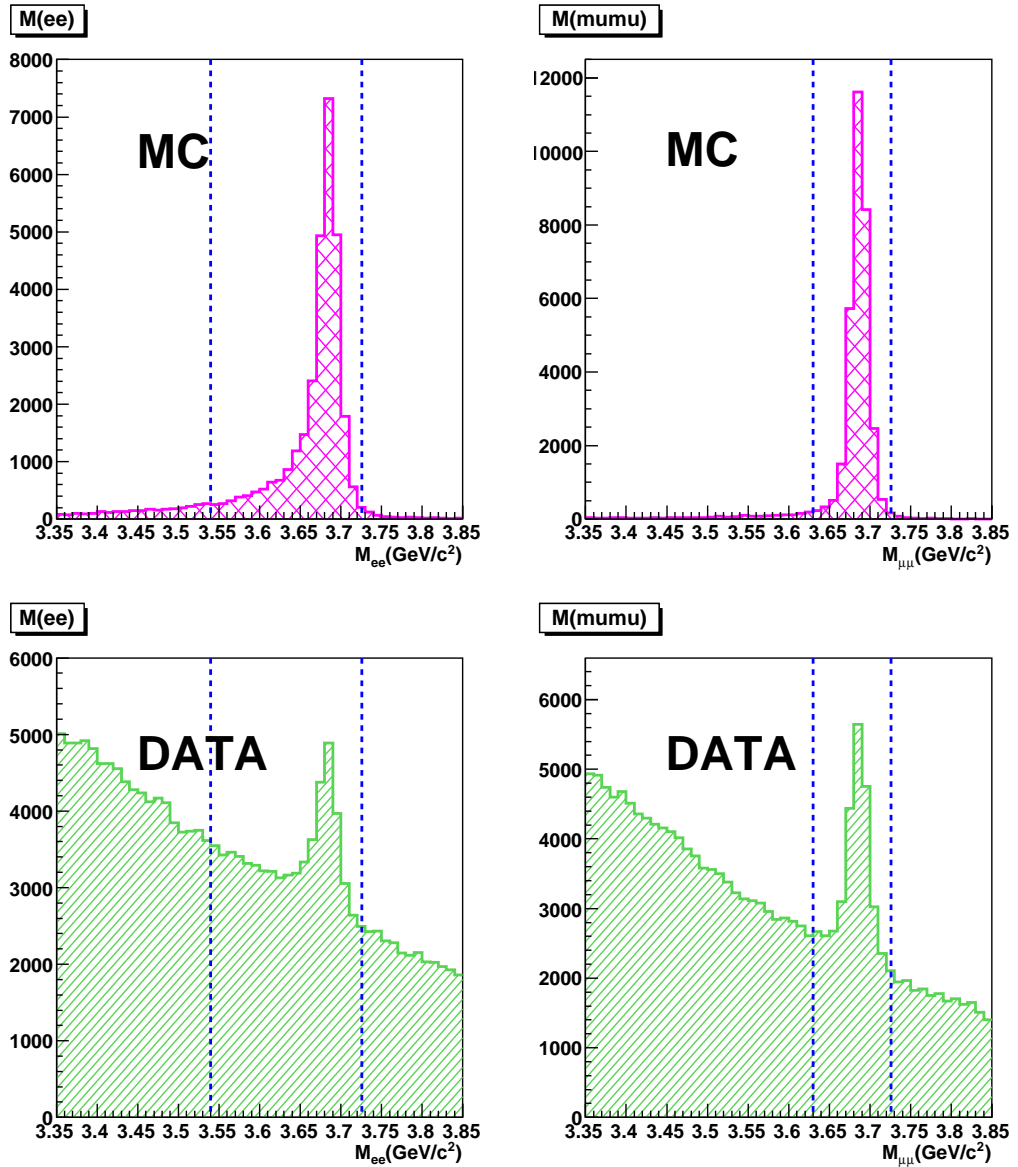


図 3.5: $\psi' \rightarrow l^+l^-$ 過程のレプトン対の不変質量分布:

上段は $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0$ ($\psi' \rightarrow l^+l^-$) 過程(シグナル)のモンテカルロシミュレーション (MC)、
下段は実験データ。

左側: e^+e^- 対、右側: $\mu^+\mu^-$ 対。点線は ψ' 候補として選ぶ領域の下限と上限を示す。

ここで、 ψ' は主として電磁相互作用による崩壊をするため、再構成された崩壊点位置と真の崩壊点との距離、および不変質量の分布は測定器の分解能にのみ依存していることに注意する。すると、この ψ' の運動量分解能を向上するためにバーテックスフィット (vertex fit) とマスコンストレイントフィット (mass constraint fit) を適用することが有効である。

- vertex fit
2本の飛跡が同じ崩壊点から発生していることを束縛条件として、その条件の下で最小二乗法を実行して ψ' の崩壊点と運動量を最適化する。
- mass constraint fit
再構成する粒子の質量が既知の値と一致することを束縛条件として、その条件の下で運動量ベクトルに最小二乗法を実行して ψ' の運動量を最適化する。

3.3.2 $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ の再構成

ψ' は次のような過程にも崩壊する。

$$\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- : (32.6 \pm 0.5) \%$$

よって、この終状態から ψ' を再構成するには、まず J/ψ を再構成して、後述するマスディファレンスを用いて適切な荷電 π 中間子対を見つけ出せばよい。 J/ψ は以下に示すような崩壊分岐比でレプトン対に崩壊する [7]。

$$J/\psi \rightarrow e^+ e^- : (5.94 \pm 0.06) \%$$

$$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^- : (5.93 \pm 0.06) \%$$

したがって、 J/ψ を再構成するために、前節での $\psi' \rightarrow l^+ l^-$ の再構成の場合と同様に、荷電粒子の飛跡についてレプトン同定の条件を課すとともに、電子対の場合は制動放射による光子を検出した場合についてそれを含めて不変質量を計算し、

$$-0.150 < M_{ee(\gamma)} - M_{\psi'} < 0.036 \quad [\text{GeV}/c^2]$$

$$-0.060 < M_{\mu\mu} - M_{\psi'} < 0.036 \quad [\text{GeV}/c^2]$$

を満たすものを J/ψ 候補とした。(図 3.7) ここで $M_{J/\psi}$ は J/ψ の質量である [7]。さらにこの J/ψ 候補にも質量分解能向上のためにバーテックスフィットとマスコンストレイントフィットを使用した。

そして、図 3.6 に示す $J/\psi \pi^+ \pi^-$ を組み合わせた質量と J/ψ の質量との差 ($J/\psi \pi^+ \pi^-$ と J/ψ のマスディファレンス) の分布を用いて、 ψ' を選ぶ。マスディファレンスをとることによって、レプトンの運動量の測定誤差の影響が打ち消され、 ψ' 崩壊によるピークがより明瞭になる。マスディファレンスが

$$0.58 < M_{J/\psi \pi \pi} - M_{J/\psi} < 0.60 \quad [\text{GeV}/c^2]$$

を満たすものを ψ' 候補とした。こうして再構成された ψ' にバーテックスフィットとマスコンストレイントフィットを適用した。

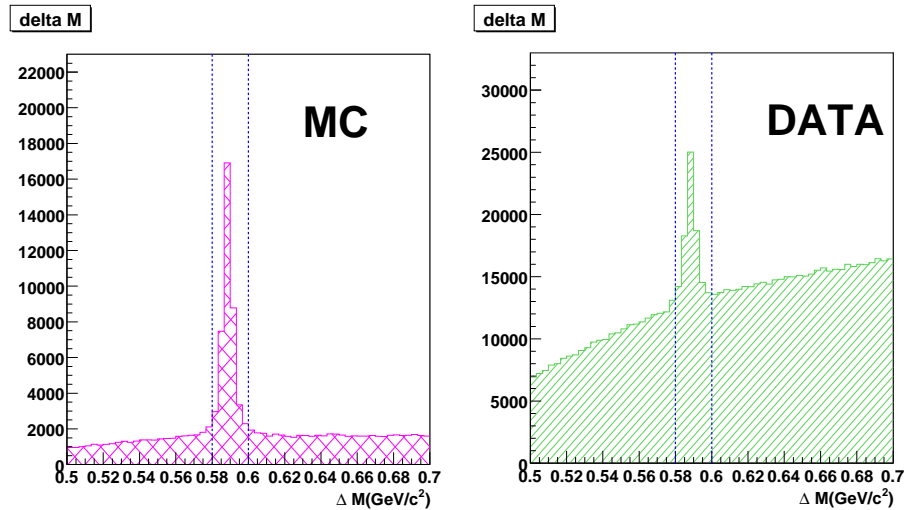


図 3.6: $J/\psi \pi^+ \pi^-$ と J/ψ のマスディファレンス:

シグナルのモンテカルロシミュレーション (MC) を用いた分布 (左)、実験データを用いた分布 (右)。図中の点線は ψ' 候補を選ぶマスディファレンスの範囲の上限と下限を示す。

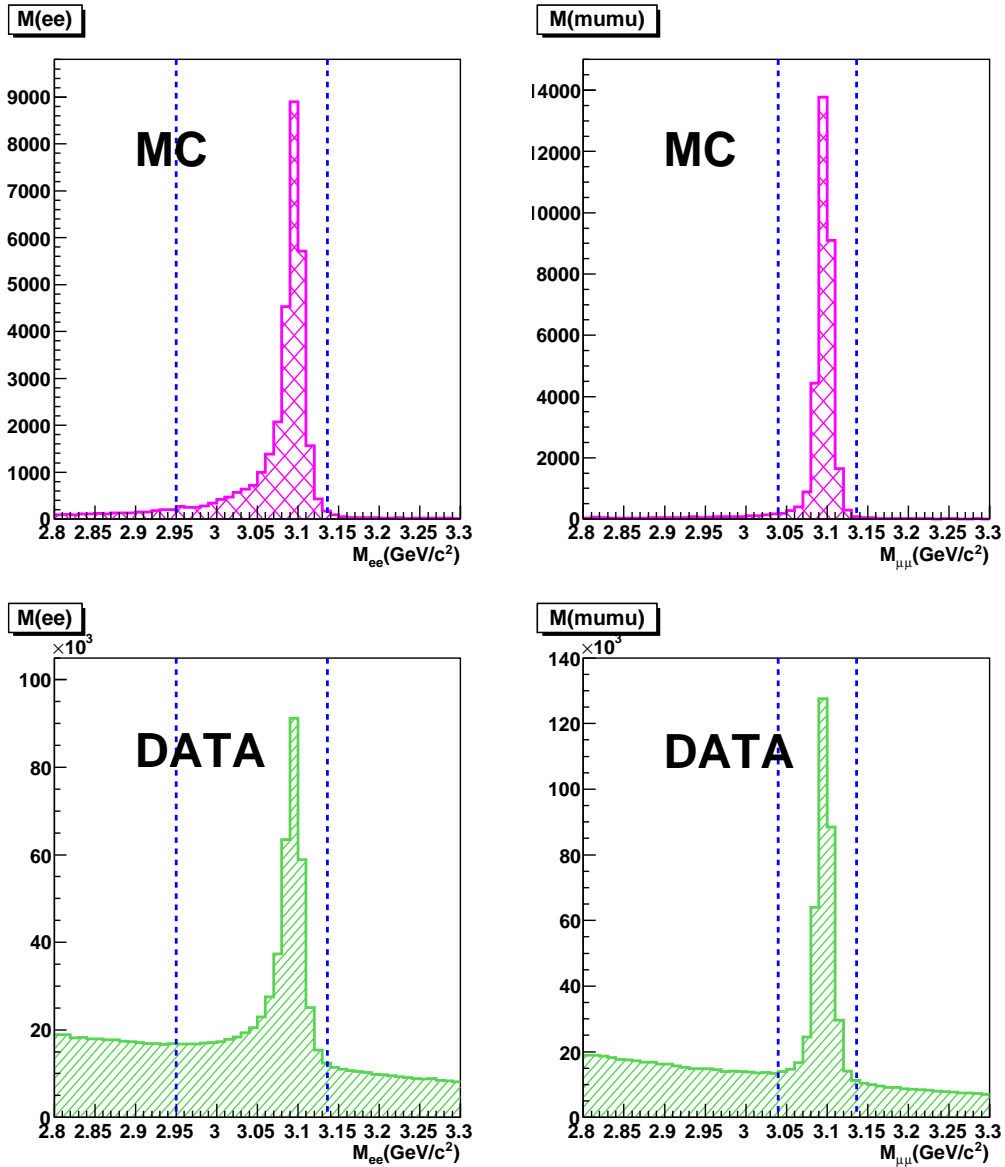


図 3.7: $J/\psi \rightarrow l^+l^-$ 過程のレプトン対の不変質量分布:

上段は $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0 (\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-)$ 過程 (シグナル) のモンテカルロシミュレーション (MC)、下段は実験データ。

左側: e^+e^- 対、右側: $\mu^+\mu^-$ 対。点線は ψ' 候補として選ぶ領域の下限と上限を示す。

3.3.3 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ の再構成

π^0 は 99% の確率で 2 つの γ に崩壊するので、ECL で検出された γ の組み合わせから不変質量を求めればよい。2 つの γ を組み合わせたうち、運動量が $0.1 \text{ GeV}/c$ 以上の実験データの不変質量分布を図 3.8 に示す。光子対の不変質量が、

$$0.118 < M_{\gamma\gamma} < 0.15 \text{ [GeV}/c^2\text{]}$$

を満たすものを π^0 候補とした。

また、 π^0 の運動量の測定精度を向上させるために、光子対の質量にもマスコンストレイントフィットを使用した。

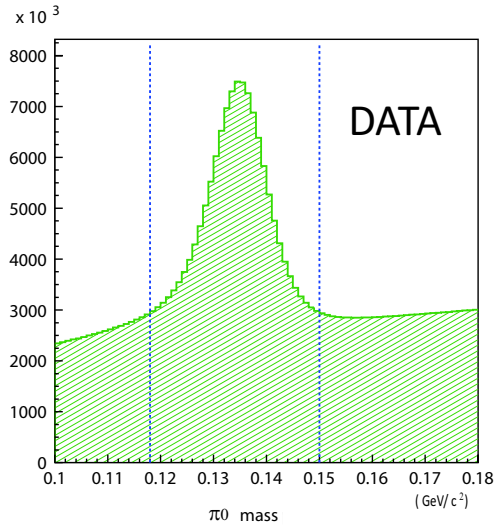


図 3.8: 2 つの γ から再構成された π^0 の不変質量分布:

図中の点線は π^0 候補を選ぶ領域の上限と下限を示す。

3.3.4 $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0$ の再構成

以上より得られた ψ' 候補 ($\psi \rightarrow l^+ l^-$ または $J/\psi \pi^+ \pi^-$) と π^0 候補を組み合わせることによって同一の B 中間子から来た候補となる組み合わせを探す。これを B^0 の再構成と呼ぶ。 B^0 の再構成のためには以下の 2 つの運動学的変数、ビームコンストレイントマス (M_{bc}) とエネルギー差

(ΔE) を用いる。

$$M_{bc} = \sqrt{E_{beam}^2 - |\vec{P}_{\psi'}^* + \vec{P}_{\pi^0}^*|^2} \quad (3.1)$$

$$\Delta E = (E_{\psi'}^* + E_{\pi^0}^*) - E_{beam} \quad (3.2)$$

この式に現れる物理量は、すべて $\Upsilon(4S)$ 静止系におけるもので、

E_{beam} : ビームエネルギー (重心系エネルギーの $1/2$: $\frac{M_{\Upsilon(4S)}}{2}$)

$\vec{P}_{\psi'}^*, E_{\psi'}^*$: ψ' の運動量とエネルギー

$\vec{P}_{\pi^0}^*, E_{\pi^0}^*$: π^0 の運動量とエネルギー

である。これらの全ての変数は、 $\Upsilon(4S)$ 静止系にローレンツ変換したものである。もし、 ψ' と π^0 が同一の B 中間子から崩壊した事象 (シグナル事象) であれば、 ψ' と π^0 を組み合わせた不変質量 M_{bc} は、 B 中間子の質量 ($5.279 \text{ GeV}/c^2$) と一致する。ここで、式 (3.1) では検出器で測定した終状態粒子のエネルギー和ではなく、 $\Upsilon(4S)$ 静止系の全エネルギーの半分である $E_{beam} = 5290 \text{ MeV}$ を用いた。これは、本来 B 中間子が持つべき厳密なエネルギーなので、この値を用いることで測定器のエネルギーや運動量測定の影響を排除でき、不変質量の精度が向上するからである。ここで、加速器のビームエネルギーの広がりによる不定性の寄与は残るが、これは測定器のエネルギー分解能に比べて非常に小さい。また、 ΔE は、 $\Upsilon(4S)$ 静止系において、本来 B 中間子が持つべきエネルギーと、終状態に現れた ψ' と π^0 が持つエネルギーの総和の差である。もし、選別した ψ' と π^0 の組み合わせが正しければ ΔE は測定器のエネルギー分解能の範囲で 0 と一致する。

このような M_{bc} と ΔE を用いて、 $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0$ 事象を選別する。100,000 個の $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0$ シグナルのモンテカルロシミュレーションによる M_{bc} と ΔE 、および $\Delta E - M_{bc}$ の二次元分布を図 3.9、図 3.10 に示す。図 3.9 は $\psi' \rightarrow l^+ l^-$ 、図 3.10 は $\psi' \rightarrow J\psi \pi^+ \pi^-$ に崩壊した場合のシグナルのモンテカルロシミュレーションの分布である。ここで、 ΔE 分布は、低い方に尾を引いた非対称な分布を示す。これは、二体崩壊で出てくる π^0 は高い運動量を持っているため、ECL におけるシャワーの漏れが生じ、マスコンストレイントフィットを適用しても完全にはその影響を取り除けないからである。このシミュレーションの結果から、

$$-0.1 < \Delta E < 0.05 \quad [\text{GeV}]$$

$$5.270 < M_{bc} < 5.290 \quad [\text{GeV}/c^2]$$

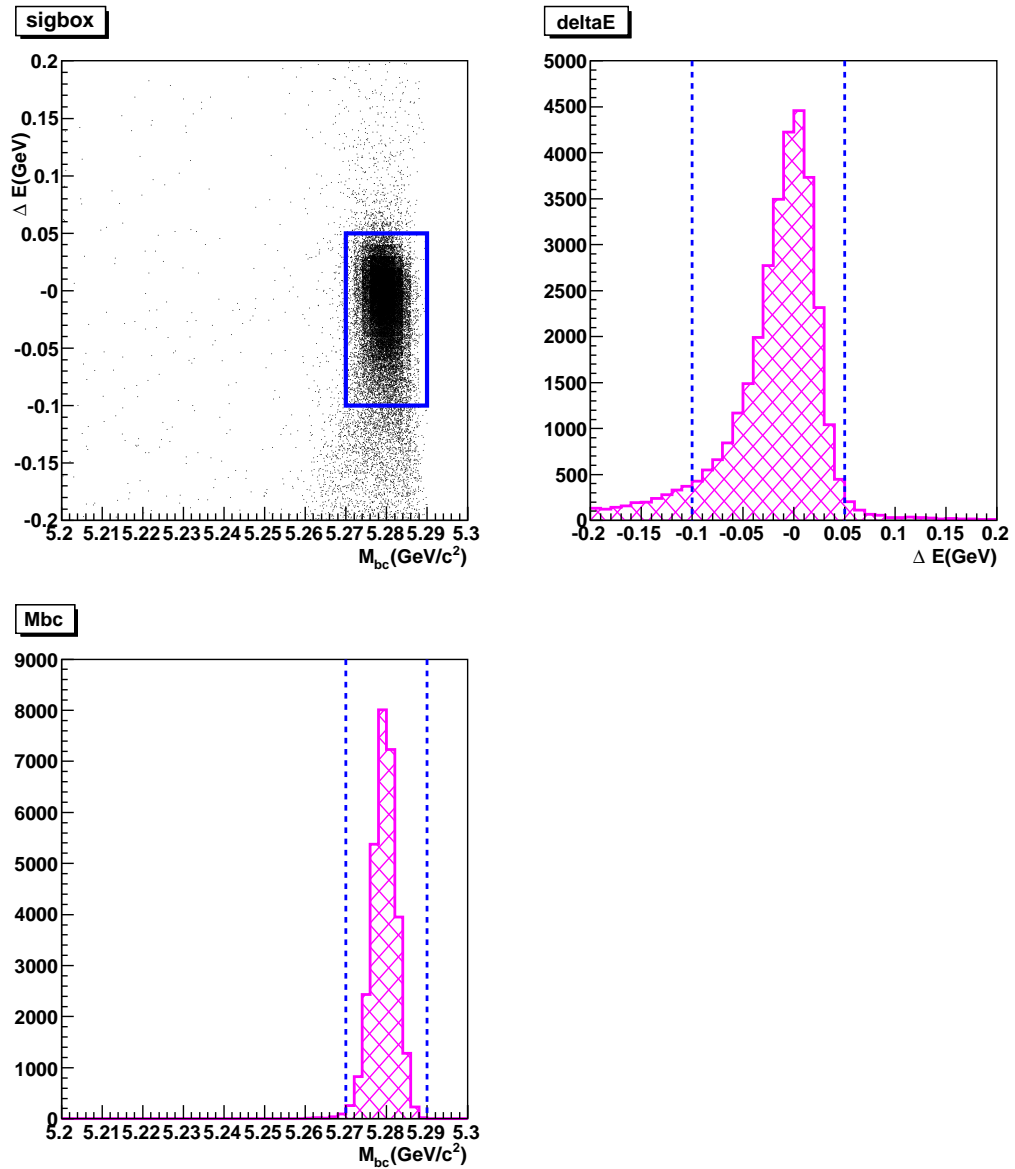


図 3.9: $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0$ ($\psi' \rightarrow l^+ l^-$) 過程 (シグナル) のモンテカルロシミュレーション (MC) による M_{bc} と ΔE の分布:

$\Delta E - M_{bc}$ 二次元分布 (左上)、 M_{bc} をシグナル領域と同じ範囲にした ΔE 分布 (右上)、 ΔE をシグナル領域と同じ範囲にした M_{bc} 分布 (左下)。

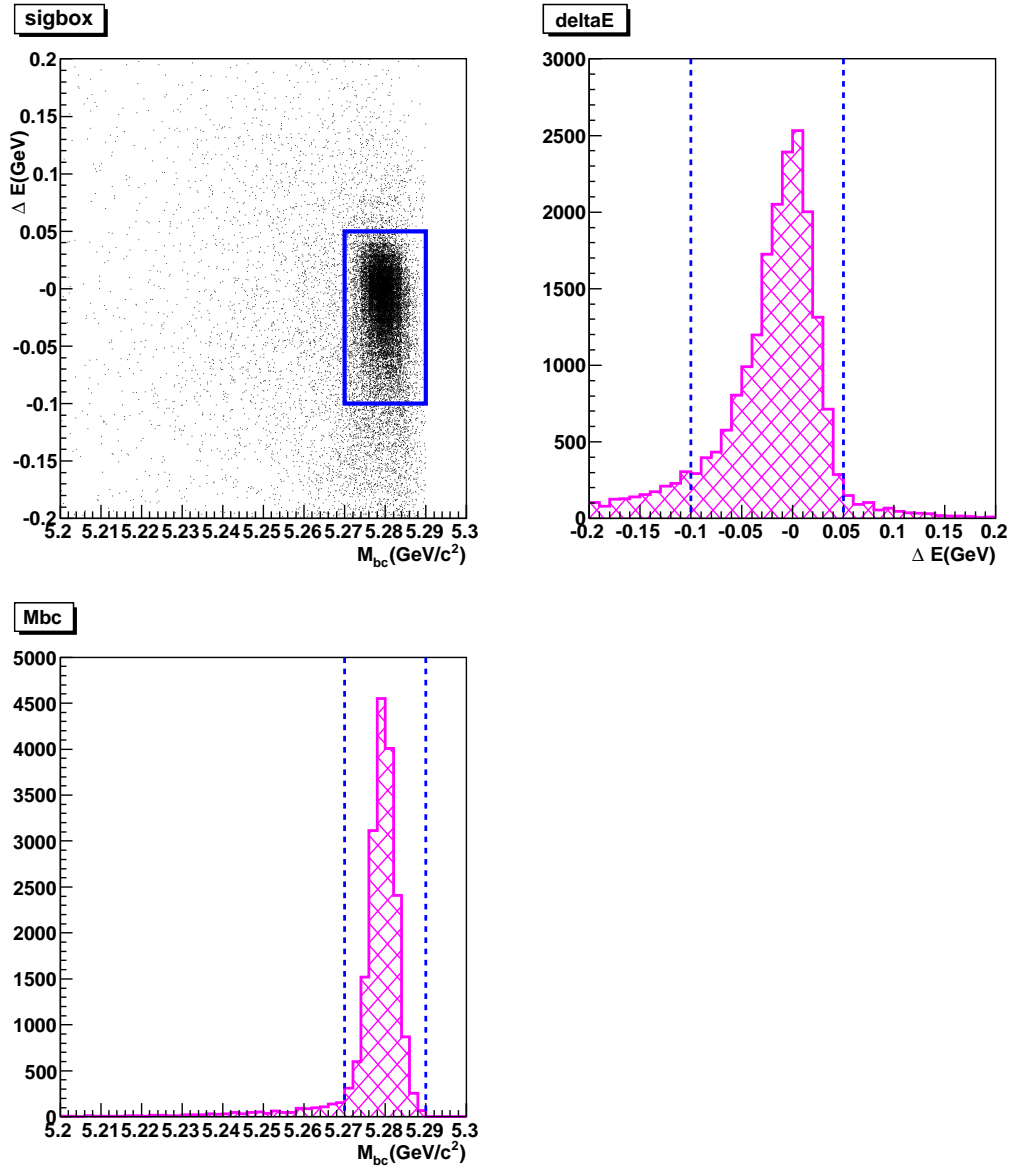


図 3.10: $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0$ ($\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$) 過程 (シグナル) のモンテカルロシミュレーション (MC) による M_{bc} と ΔE の分布:

$\Delta E - M_{bc}$ 二次元分布 (左上)、 M_{bc} をシグナル領域と同じ範囲にした ΔE 分布 (右上)、 ΔE をシグナル領域と同じ範囲にした M_{bc} 分布 (左下)。

をシグナル領域とした。

3.3.5 Best Candidate Selection

再構成して得られた B^0 候補 ($\psi' \rightarrow l^+ l^-$ または $J/\psi \pi^+ \pi^-$) には、1つの事象に対して B^0 候補が複数個存在することがある。複数の B^0 候補が再構成される事象の割合は、シグナルのシミュレーションデータで見積ったところ、

$$\begin{aligned} \psi' \rightarrow l^+ l^- \text{ 崩壊モード} & \quad 2.0\% \\ \psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \text{ 崩壊モード} & \quad 30.3\% \end{aligned}$$

であった。そこで複数の B^0 候補の中から最良の B^0 候補を選ぶ必要がある。これを Best Candidate Selection と呼ぶ。1つの事象に対して2個以上の組み合わせがシグナル領域に入ったとき、以下で定義する χ^2 が最小となる B^0 候補を最良の B^0 候補 (Best Candidate) とする。

$$\chi^2 = \chi_\psi^2 + \chi_\pi^2 (+ \chi_{\Delta M}^2) \quad (3.3)$$

$$\chi_\psi^2 = \left(\frac{M_{ll} - M_\psi}{\sigma_\psi} \right)^2 \quad (3.4)$$

$$\chi_\pi^2 = \left(\frac{M_{\gamma\gamma} - M_\pi}{\sigma_\pi} \right)^2 \quad (3.5)$$

$$\chi_{\Delta M}^2 = \left(\frac{M_{ll\pi\pi} - M_{J\psi\pi\pi}}{\sigma_{\Delta M}} \right)^2 \quad (3.6)$$

これらの式に現れる物理量は、すべて $\Upsilon(4S)$ 静止系におけるもので、

M_{ll} : レプトン対の不変質量

M_ψ : ψ' (または J/ψ) の不変質量

σ_ψ : M_{ll} の分布幅 (分解能)

である。式 (3.3) において、 $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ の崩壊モードのときのみ $\chi_{\Delta M}^2$ を加える。分解能 σ は、表 3.1 に示した値を用いた。

| 崩壊モード | $\sigma(\text{分解能})$ [MeV] | | | |
|--|----------------------------|-------------|------------|-----------|
| | $M_{J/\psi}$ | $M_{\psi'}$ | ΔM | M_{π} |
| $\psi' \rightarrow e^+e^-$ | - | 16.0 | - | 5.3 |
| $\psi' \rightarrow \mu^+\mu^-$ | - | 11.0 | - | 5.3 |
| $\psi' \rightarrow J/\psi(e^+e^-)\pi^+\pi^-$ | 11.0 | - | 2.9 | 5.3 |
| $\psi' \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\pi^+\pi^-$ | 8.9 | - | 2.9 | 5.3 |

表 3.1: Best Candidate Selection で用いた分解能の値

表 3.1 は、レプトン対 (ψ' または J/ψ) の質量分布、 γ 対 (π^0) の質量分布、マスディファレンス分布を各々 Logarithmic Gaussian でフィットして得たものである。レプトン対の質量分布は、電子・陽電子対と μ 粒子対の質量分布とに分けてフィットを行った。Logarithmic Gaussian については、後節のシグナル事象数の抽出で詳しく述べる。

100,000 個の $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0$ シグナルのモンテカルロシミュレーションを用いて再評価した M_{bc} と ΔE 、および $\Delta E - M_{bc}$ の二次元分布を図 3.11、図 3.12 に示す。図 3.11 は $\psi' \rightarrow l^+l^-$ 、図 3.12 は $\psi' \rightarrow J\psi \pi^+\pi^-$ に崩壊した場合の分布である。

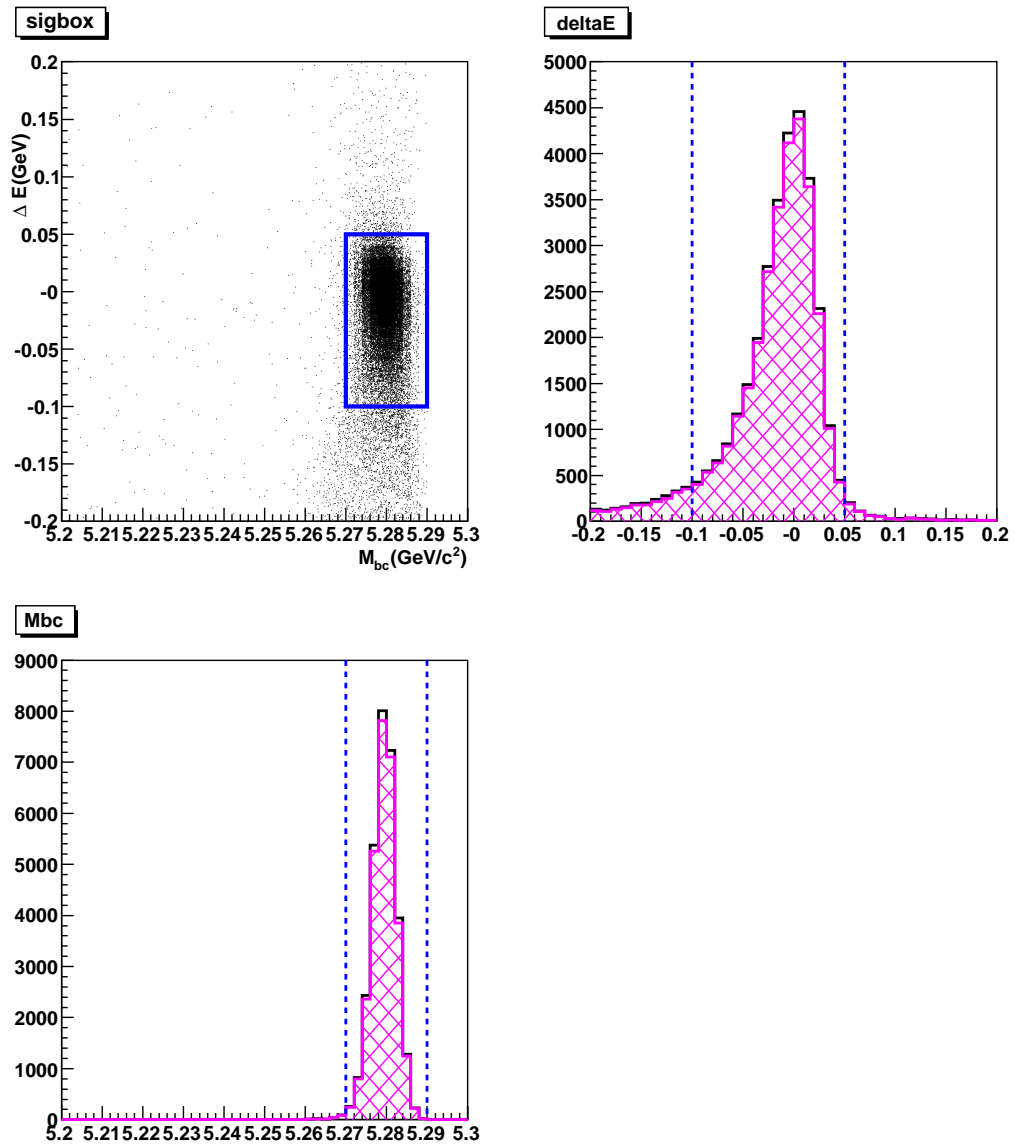


図 3.11: $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0 (\psi' \rightarrow l^+ l^-)$ 過程のシグナルの再評価 (Best Candidate Selection の効果)

白抜きのはistogramは Best Candidate Selection を課す前、斜線は課した後。 $\Delta E - M_{bc}$ 二次元分布 (左上)、 M_{bc} をシグナル領域と同じ範囲にした ΔE 分布 (右上)、 ΔE をシグナル領域と同じ範囲にした M_{bc} 分布 (左下)。

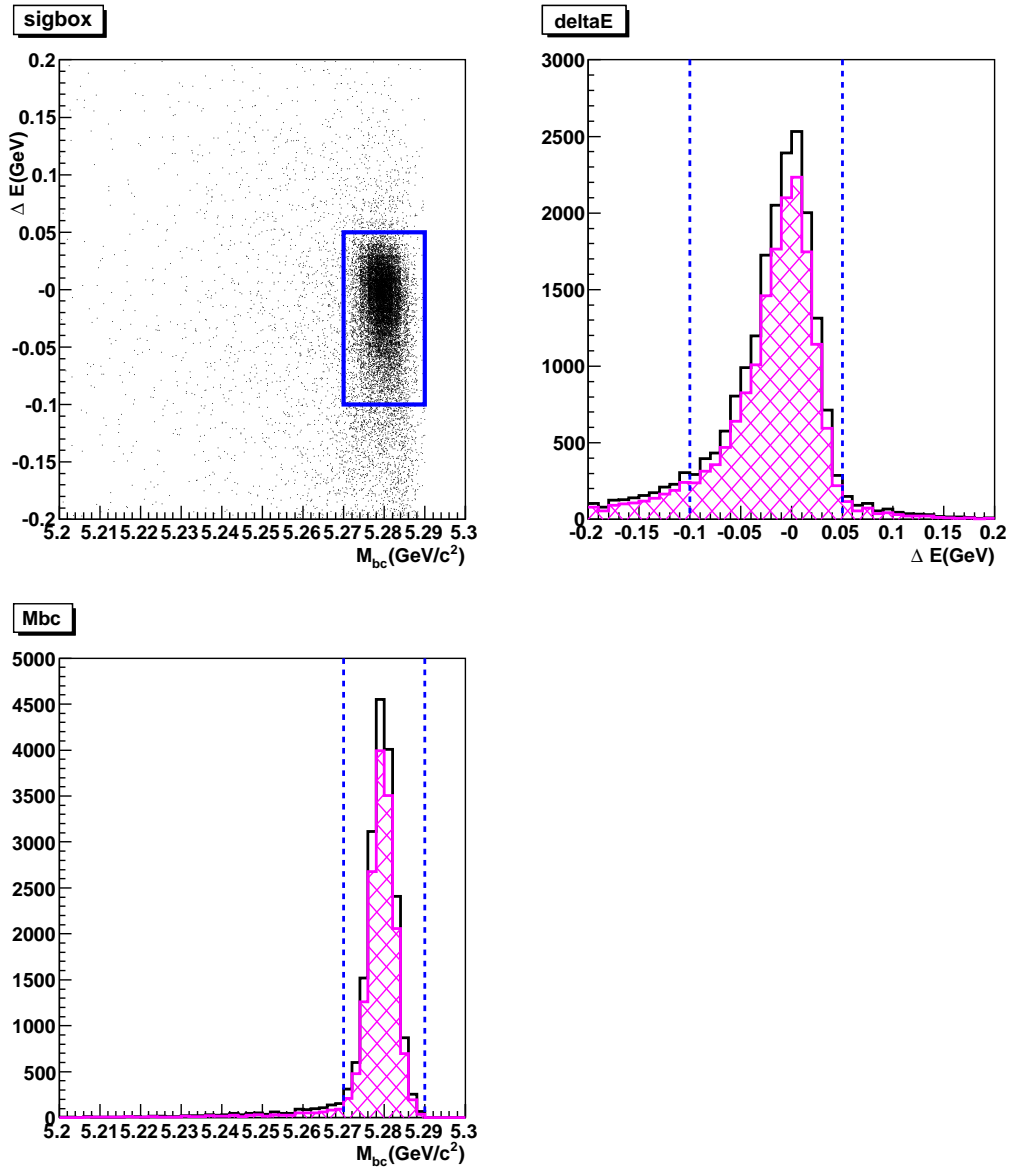


図 3.12: $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0 (\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-)$ 過程のシグナルの再評価 (Best Candidate Selection の効果)

白抜きのヒストグラムは Best Candidate Selection を課す前、斜線は課した後。 $\Delta E - M_{bc}$ 二次元分布 (左上)、 M_{bc} をシグナル領域と同じ範囲にした ΔE 分布 (右上)、 ΔE をシグナル領域と同じ範囲にした M_{bc} 分布 (左下)。

3.3.6 バックグラウンドの評価

$B^0 \rightarrow \psi' \pi^0$ 以外の過程が、前小節までに記した選別条件を満たしてしまっただけのものがバックグラウンドである。

ψ' 、 J/ψ がレプトン対に崩壊する過程は極めて特徴的なものであるため、バックグラウンドのほとんどは B 中間子対生成のうち少なくとも片方が ψ' 、 J/ψ を伴う崩壊をした事象である。そこで、こうした事象 (シグナル ($B^0 \rightarrow \psi' \pi^0$) は除く) を大量 (実験データの 100 倍) にモンテカルロシミュレーションで作成し、それを用いてバックグラウンドの評価を行った。

$\psi' \rightarrow l^+ l^-$ に崩壊する場合は、 B 中間子対生成のうち少なくとも片方が $\psi' \rightarrow l^+ l^-$ を伴う崩壊事象のモンテカルロシミュレーション (これを Inclusive ψ' MC と呼ぶ)、 $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ に崩壊する場合は、 B 中間子対生成のうち少なくとも片方が J/ψ を伴う崩壊事象のモンテカルロシミュレーション (これを Inclusive J/ψ MC と呼ぶ) のデータを用いて評価した。選別条件を満たした事象について、

$$\begin{aligned} 5.270 < M_{bc} < 5.290 & \quad [\text{GeV}/c^2] \\ -0.20 < \Delta E < 0.20 & \quad [\text{GeV}] \end{aligned}$$

の領域で M_{bc} と ΔE 分布を得た結果を図 3.13、図 3.14 に示す。図 3.13 は $\psi' \rightarrow l^+ l^-$ 、図 3.14 は $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ に崩壊した場合の分布である。 $-0.10 \text{ GeV} < \Delta E < 0.05 \text{ GeV}$ かつ $5.27 \text{ GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.29 \text{ GeV}/c^2$ (シグナル領域) におけるシミュレーションを用いて見積った崩壊モード別バックグラウンドの事象数を表 3.2、表 3.3 に示す。

$\psi' \rightarrow l^+ l^-$ 、 $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ とともに、主なバックグラウンドとして、 $B^0 \rightarrow \psi' K_S^0$ と $B^0 \rightarrow \psi' K_L^0$ が寄与する。 $B^0 \rightarrow \psi' K^0$ の場合は、 $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊すると、終状態に 4 つの γ が生じ、このうちの 2 つが π^0 候補を形成したものと ψ' の組み合わせがシグナルと誤認されるものである。また、 $B^0 \rightarrow \psi' K_L^0$ の場合は、 K_L^0 が ECL のシンチレーター中でハドロニック相互作用を起こすと、生成した粒子群が K_L^0 の入射した場所の近傍にいくつかのクラスターをつくる。これらのうち 2 つが π^0 候補を形成したものと ψ' の組み合わせがシグナルと誤認される。

$\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ の場合は、 $\psi' \rightarrow l^+ l^-$ と同様、 $B^0 \rightarrow \psi' K_S^0$ と $B^0 \rightarrow \psi' K_L^0$ がバックグラウンドになり得るほか、 $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ の寄与も考えられる。 $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ 崩壊過程の終状態は $K^{*0} \rightarrow K_S^0 \pi^0$ 、 $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$

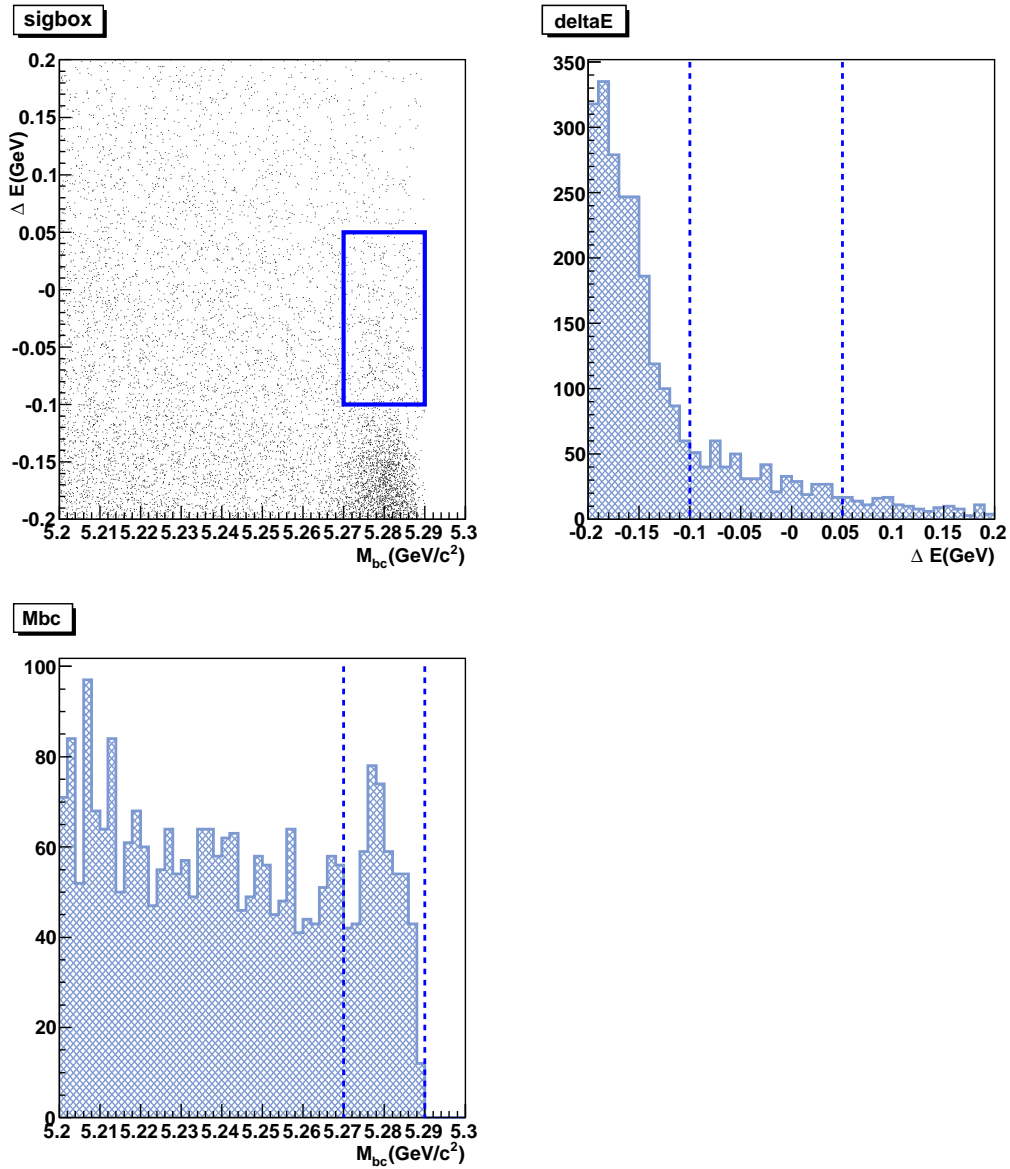


図 3.13: モンテカルロシミュレーションによるバックグラウンドの評価 ($\psi' \rightarrow l^+ l^-$):

$B^0 \rightarrow \psi' \pi^0$ 候補を選別する条件を満たした事象の $\Delta E - M_{bc}$ 二次元分布 (左上)、 M_{bc} をシグナル領域と同じ範囲にした ΔE 分布 (右上)、 ΔE をシグナル領域と同じ範囲にした M_{bc} 分布 (左下)。

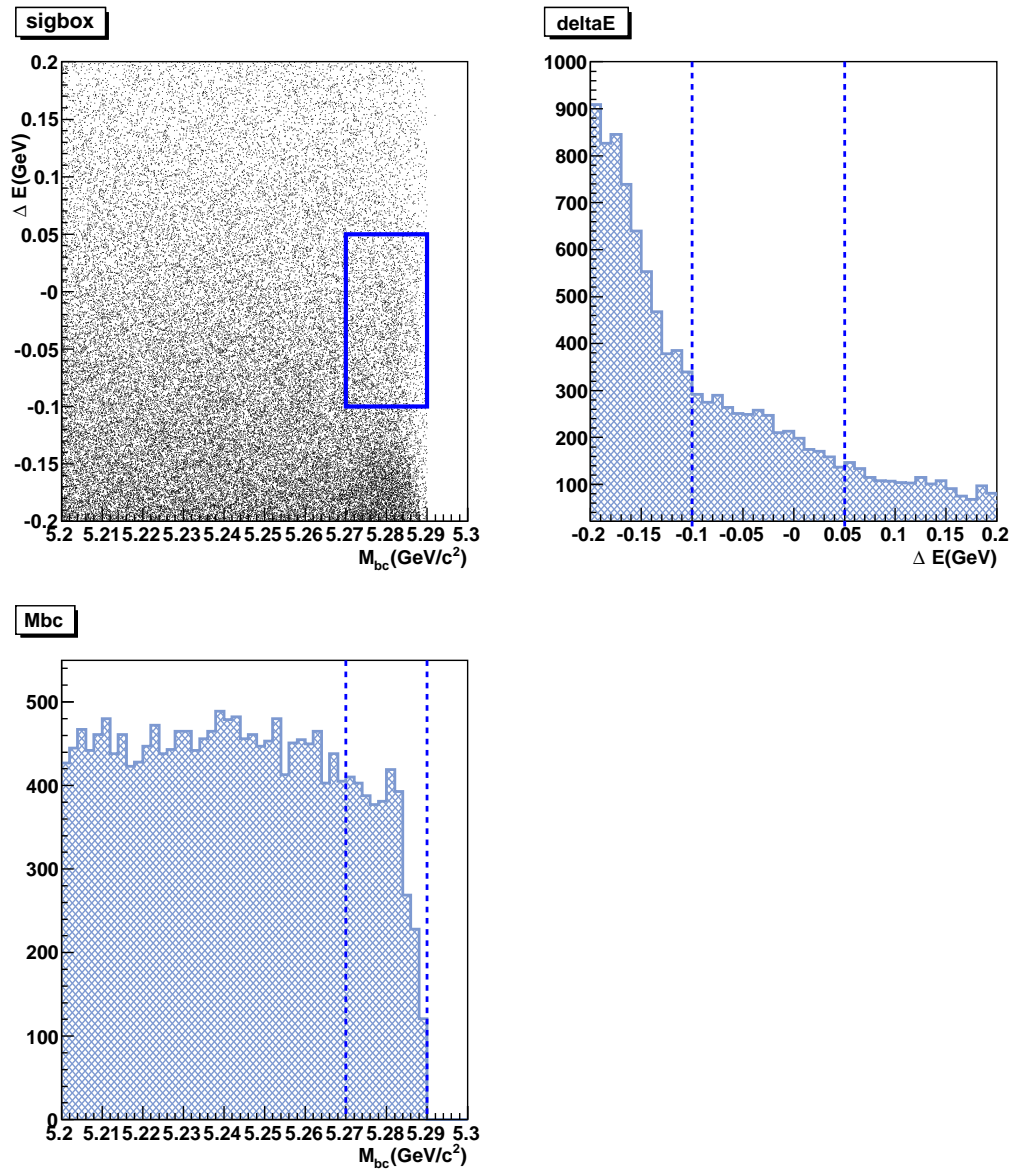


図 3.14: モンテカルロシミュレーションによるバックグラウンドの評価 ($\psi' \rightarrow J\psi\pi^+\pi^-$):

$B^0 \rightarrow \psi' \pi^0$ 候補を選別する条件を満たした事象の $\Delta E - M_{bc}$ 二次元分布 (左上)、 M_{bc} をシグナル領域と同じ範囲にした ΔE 分布 (右上)、 ΔE をシグナル領域と同じ範囲にした M_{bc} 分布 (左下)。

| 崩壊モード | 事象数 |
|------------------------|-------|
| $\psi' K_S^0$ に崩壊したもの | 1.1 個 |
| $\psi' K_L^0$ に崩壊したもの | 1.4 個 |
| その他の崩壊モード | 2.7 個 |
| ψ' を含むモードに崩壊した事象数 | 5.2 個 |

表 3.2: バックグラウンドの崩壊モード ($\psi' \rightarrow l^+ l^-$):

モンテカルロシミュレーションにより見積った、 $-0.10\text{GeV} < \Delta E < 0.05\text{GeV}$ かつ $5.27\text{GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.29\text{GeV}/c^2$ (シグナル領域) におけるバックグラウンドの崩壊モード。シミュレーションでは実際の実験データの 100 倍の事象生成を行っているので、実験データに合わせて規格化した。

| 崩壊モード | 事象数 |
|-------------------------|--------|
| $\psi' K_S^0$ に崩壊したもの | 1.6 個 |
| $\psi' K_L^0$ に崩壊したもの | 1.8 個 |
| $J/\psi K^{*0}$ に崩壊したもの | 1.8 個 |
| その他の崩壊モード | 14.7 個 |
| J/ψ を含むモードに崩壊した事象数 | 19.9 個 |

表 3.3: バックグラウンドの崩壊モード ($\psi' \rightarrow J\psi \pi^+ \pi^-$):

モンテカルロシミュレーションにより見積った、 $-0.10\text{GeV} < \Delta E < 0.05\text{GeV}$ かつ $5.27\text{GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.29\text{GeV}/c^2$ (シグナル領域) におけるバックグラウンドの崩壊モード。シミュレーションでは実際の実験データの 100 倍の事象生成を行っているので、実験データに合わせて規格化した。

となった場合は、終状態がシグナル事象と同じ組み合わせになるためである。

$B^0 \rightarrow \psi' K_S^0$ 、 $B^0 \rightarrow \psi' K_L^0$ はシグナルと同じ二体崩壊であるので、 M_{bc} 分布はシグナルと同様に $5.28\text{GeV}/c^2$ 付近にピークを作る。一方、 ΔE 分布では、シグナル領域でピークを作らない。よって、 ΔE 分布に最尤度法 [22] のフィットを行って、シグナル事象を得ることとする。

図 3.13、図 3.14 に示した、バックグラウンドの ΔE 分布においては、シグナルの領域とは異なる領域 ($\Delta E = -0.20\text{GeV}$ 付近) に事象の集中が見られる。この領域におけるバックグラウンド事象の集中の起源を知るため、バックグラウンドの崩壊モードをシミュレーションデータのイベント生成

情報を用いて調べた。その結果として、 $\psi' \rightarrow l^+ l^-$ および $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ のそれぞれの場合についてバックグラウンドの M_{bc} と ΔE の分布を主要な崩壊モード別に示したものが図 3.15 および図 3.16 である。図 3.15、図 3.16 から、シグナルの領域とは異なる領域 ($\Delta E = -0.20$ GeV 付近) に見られる事象の集中は、 $B^0 \rightarrow \psi' K_S^0$ であることがわかる。しかしこれは、シグナル領域の近傍ではピークを作らない分布を示すのでシグナルとは容易に分離できる。

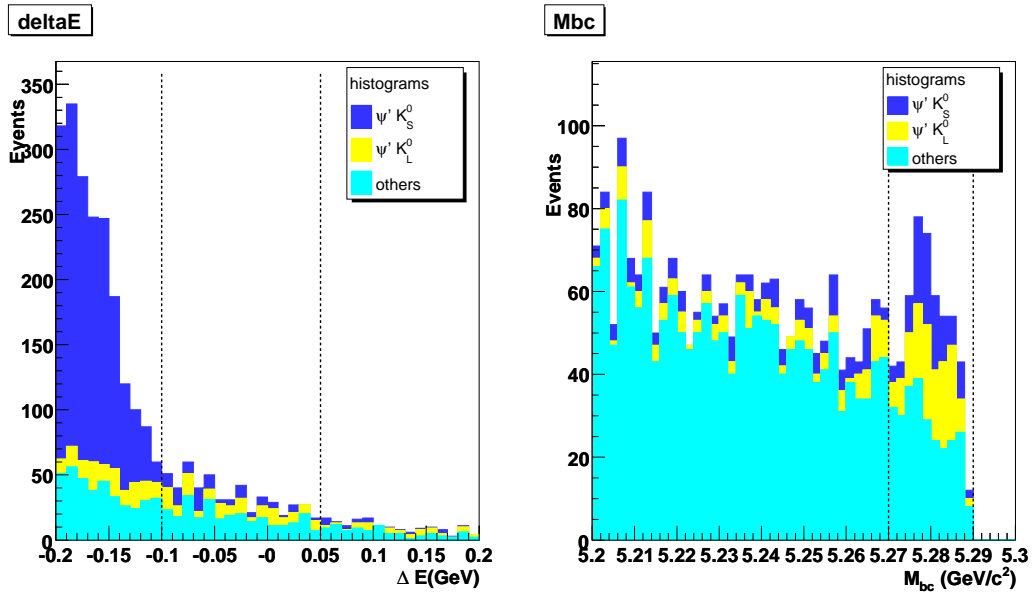


図 3.15: バックグラウンドの B 中間子の崩壊モードごとの M_{bc} と ΔE 分布 ($\psi' \rightarrow l^+ l^-$):

$B^0 \rightarrow \psi' \pi^0$ 候補を選別する条件を満たした事象の M_{bc} をシグナル領域と同じ範囲にした ΔE 分布 (左)、 ΔE をシグナル領域と同じ範囲にした M_{bc} 分布 (右)。

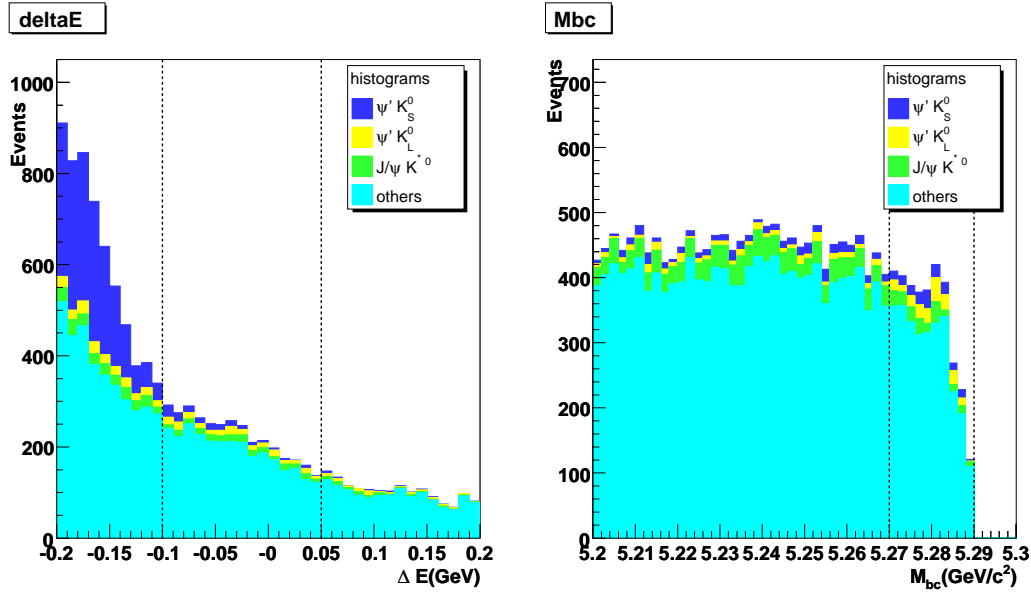


図 3.16: バックグラウンドの B 中間子の崩壊モードごとの M_{bc} と ΔE 分布 ($\psi' \rightarrow J\psi\pi^+\pi^-$):

$B^0 \rightarrow \psi' \pi^0$ 候補を選別する条件を満たした事象の M_{bc} をシグナル領域と同じ範囲にした ΔE 分布 (左)、 ΔE をシグナル領域と同じ範囲にした M_{bc} 分布 (右)。

サイドバンドイベントの評価

次にバックグラウンドのうち、不変質量が偶然 ψ' や J/ψ と一致したレプトン対、マスディファレンスが偶然 $\psi' \rightarrow J\psi\pi^+\pi^-$ の場合と一致した $J\psi$ 候補と π 中間子対の組み合わせによるものが、 M_{bc} と ΔE 分布でシグナルと同じところにピークを形成することがないか確認するため、サイドバンドイベントを調査した。図 3.17 にサイドバンド領域の定義を示す。サイドバンド領域での M_{bc} 、 ΔE 分布を図 3.18 ($\psi' \rightarrow l^+l^-$)、図 3.19 ($\psi' \rightarrow J\psi\pi^+\pi^-$) に示す。 $\psi' \rightarrow l^+l^-$ 、 $\psi' \rightarrow J\psi\pi^+\pi^-$ いずれの場合も、 ΔE 分布においてシグナル領域で、顕著なピークを示す寄与はない。したがって、偶然形成された ψ' や J/ψ の候補によるバックグラウンドからシグナルを ΔE 分布で分離するのに問題はないと結論づけることができた。

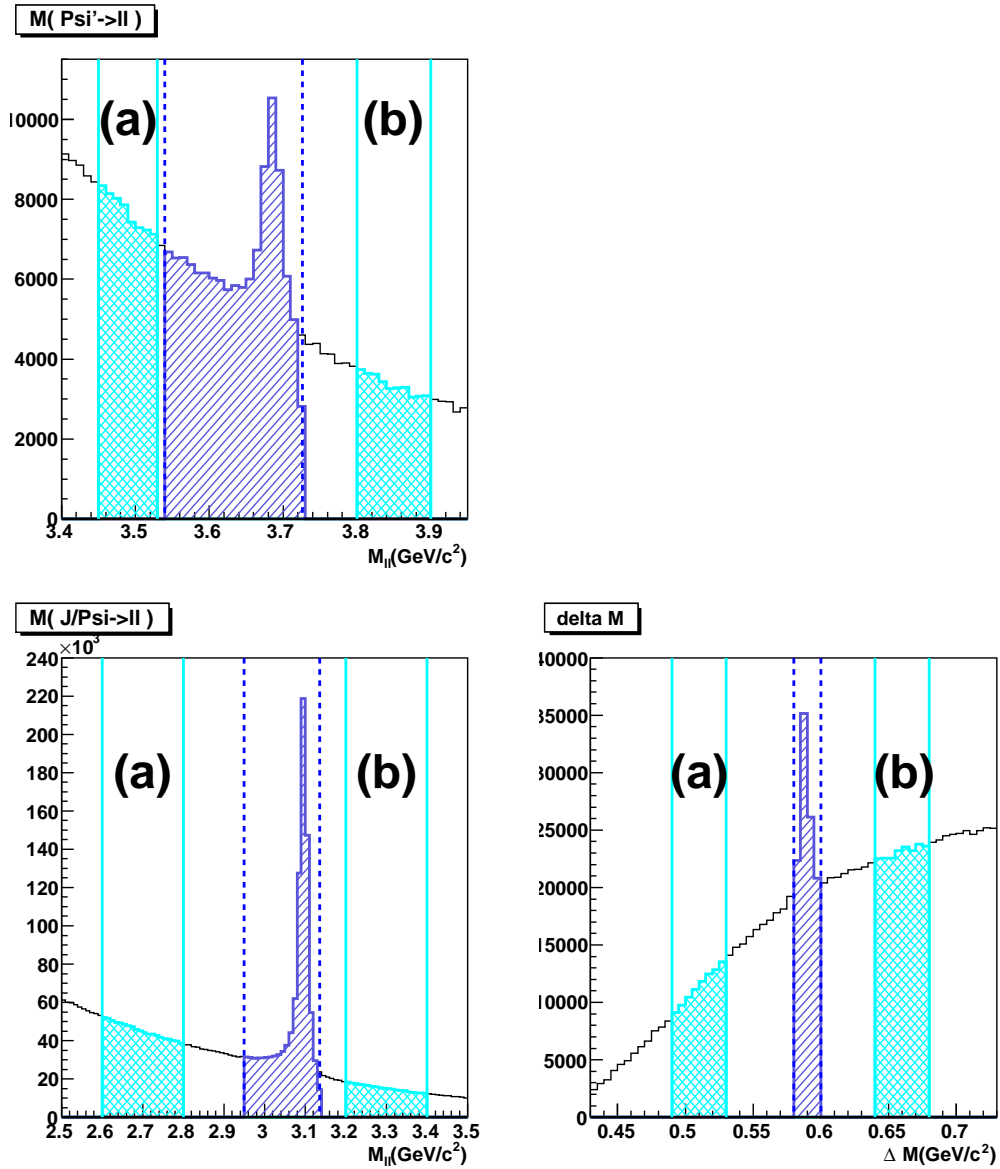


図 3.17: サイドバンド領域の質量分布:

上側: $\psi' \rightarrow l^+l^-$ モード、下側: $\psi' \rightarrow J\psi\pi^+\pi^-$ モードでのサイドバンド領域の定義。実験データでの ψ' の質量分布 (左上)、 J/ψ の質量分布 (左下)、マスマジファレンスの分布 (右下)。点線はシグナルの領域の下限と上限を示す。実線で囲まれた (a)、(b) はサイドバンドの領域を表わす。

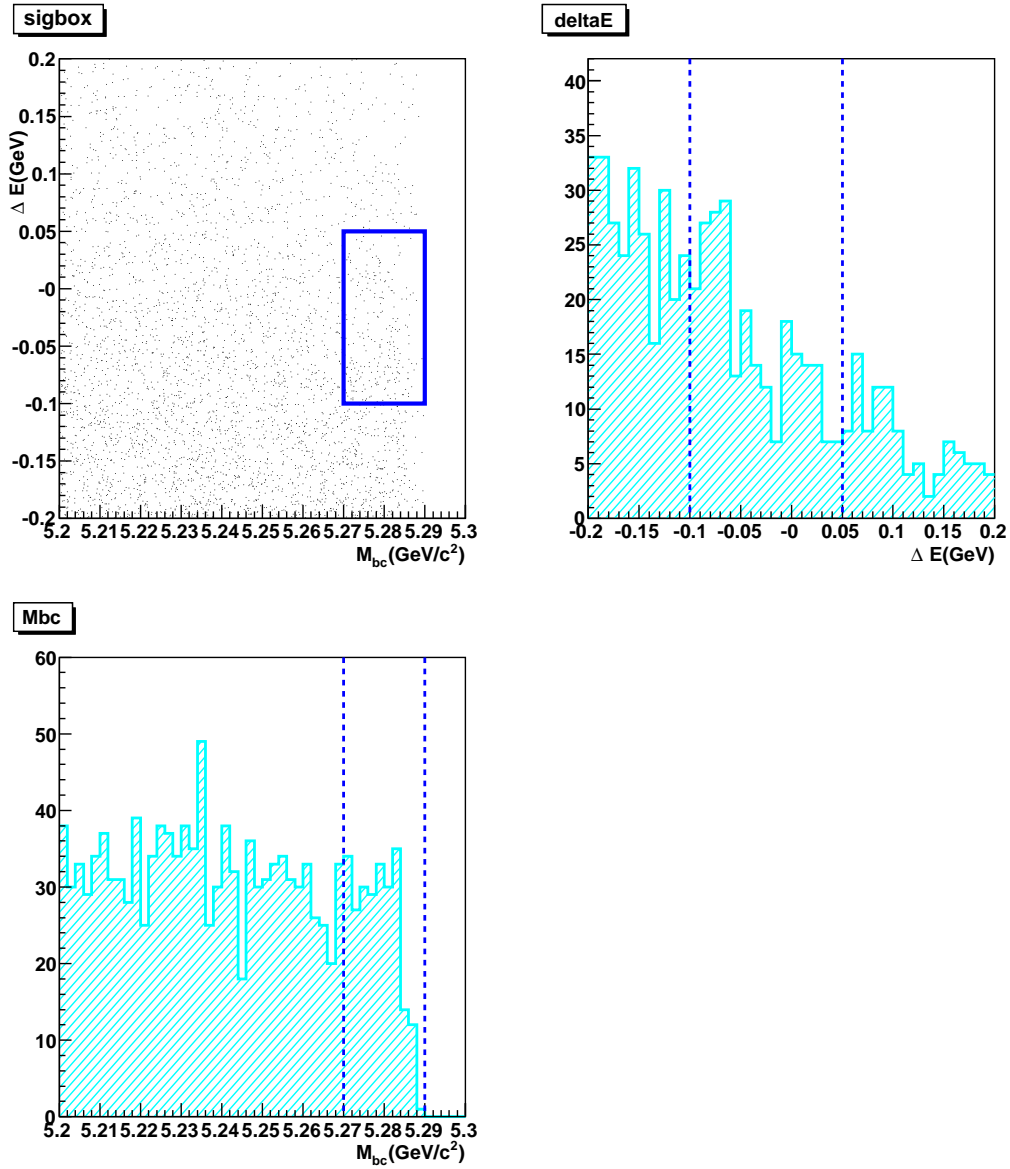


図 3.18: サイドバンド領域における ΔE および M_{bc} の分布 ($\psi' \rightarrow l^+l^-$): $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0$ 候補を選別する条件を満たした事象の $\Delta E - M_{bc}$ 二次元分布 (左上)、 M_{bc} をシグナル領域と同じ範囲にした ΔE 分布 (右上)、 ΔE をシグナル領域と同じ範囲にした M_{bc} 分布 (左下)。

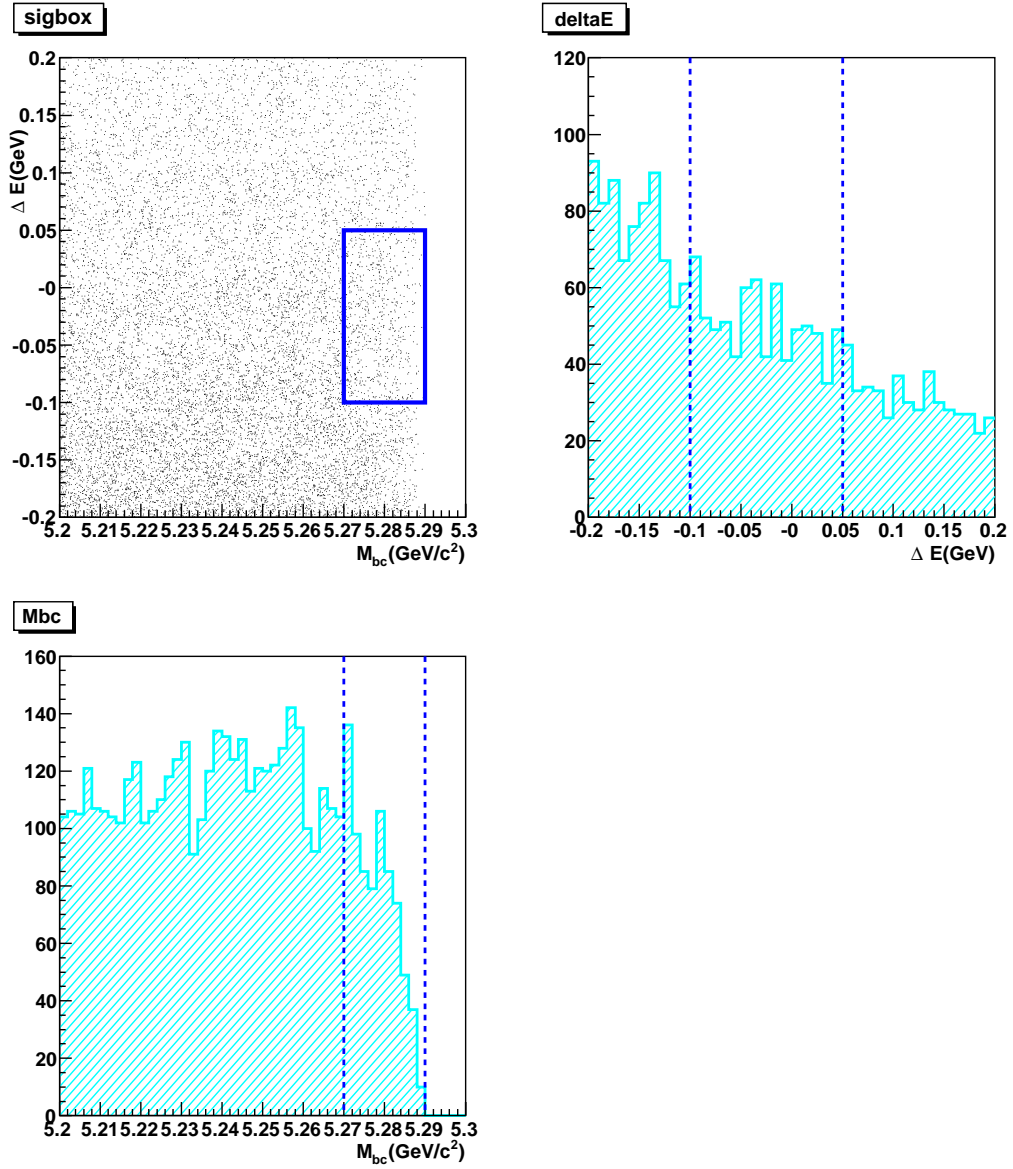


図 3.19: サイドバンド領域における ΔE および M_{bc} の分布 ($\psi' \rightarrow J\psi\pi^+\pi^-$):

$B^0 \rightarrow \psi' \pi^0$ 候補を選別する条件を満たした事象の $\Delta E - M_{bc}$ 二次元分布 (左上)、 M_{bc} をシグナル領域と同じ範囲にした ΔE 分布 (右上)、 ΔE をシグナル領域と同じ範囲にした M_{bc} 分布 (左下)。

3.3.7 シグナル事象数の抽出

以上の選別条件を用いて、実験データから $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0$ を再構成した結果を図3.20、図3.21に示す。図3.20は $\psi' \rightarrow l^+ l^-$ 、図3.21は $\psi' \rightarrow J\psi \pi^+ \pi^-$ に崩壊した場合の分布である。 $\psi' \rightarrow l^+ l^-$ に崩壊した場合、シグナル領域に42事象の候補事象を、 $\psi' \rightarrow J\psi \pi^+ \pi^-$ に崩壊した場合、シグナル領域に79事象の候補事象をそれぞれ観測した。

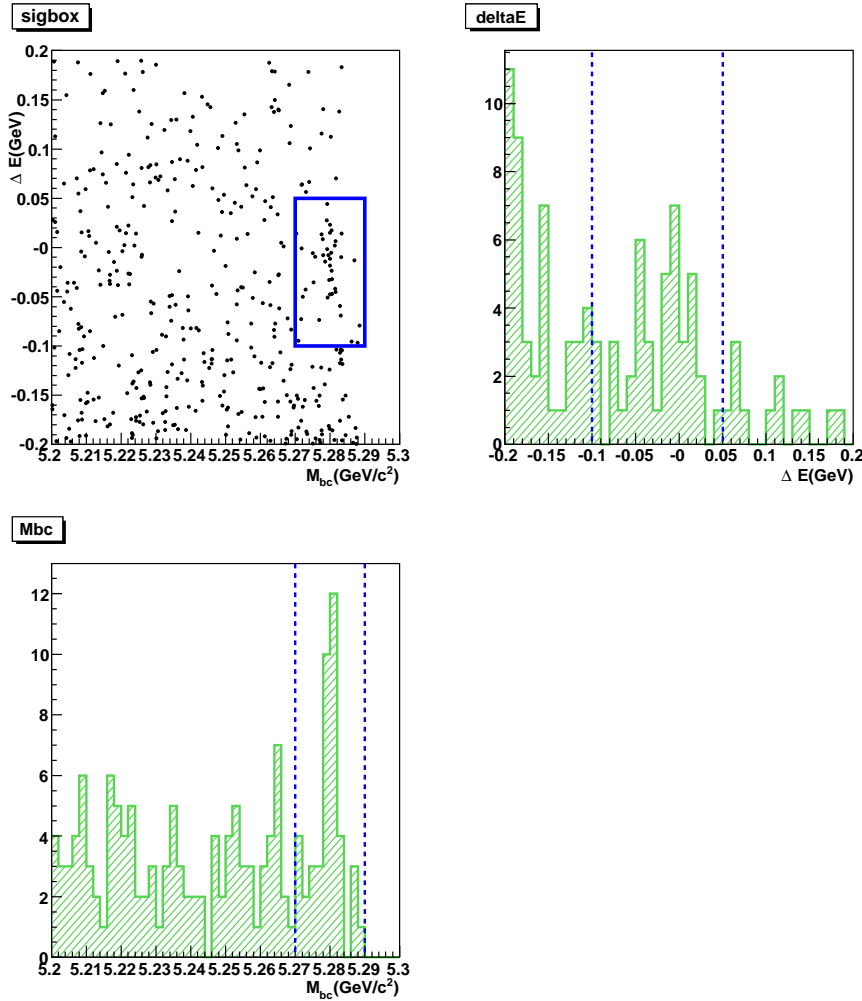


図 3.20: 実験データによる $\Delta E, M_{bc}$ 分布 ($\psi' \rightarrow l^+ l^-$)

$\Delta E - M_{bc}$ 二次元分布 (左上)、 M_{bc} をシグナル領域と同じ範囲にした ΔE 分布 (右上)、 ΔE をシグナル領域と同じ範囲にした M_{bc} 分布 (左下)。図中の四角はシグナル領域を示す。

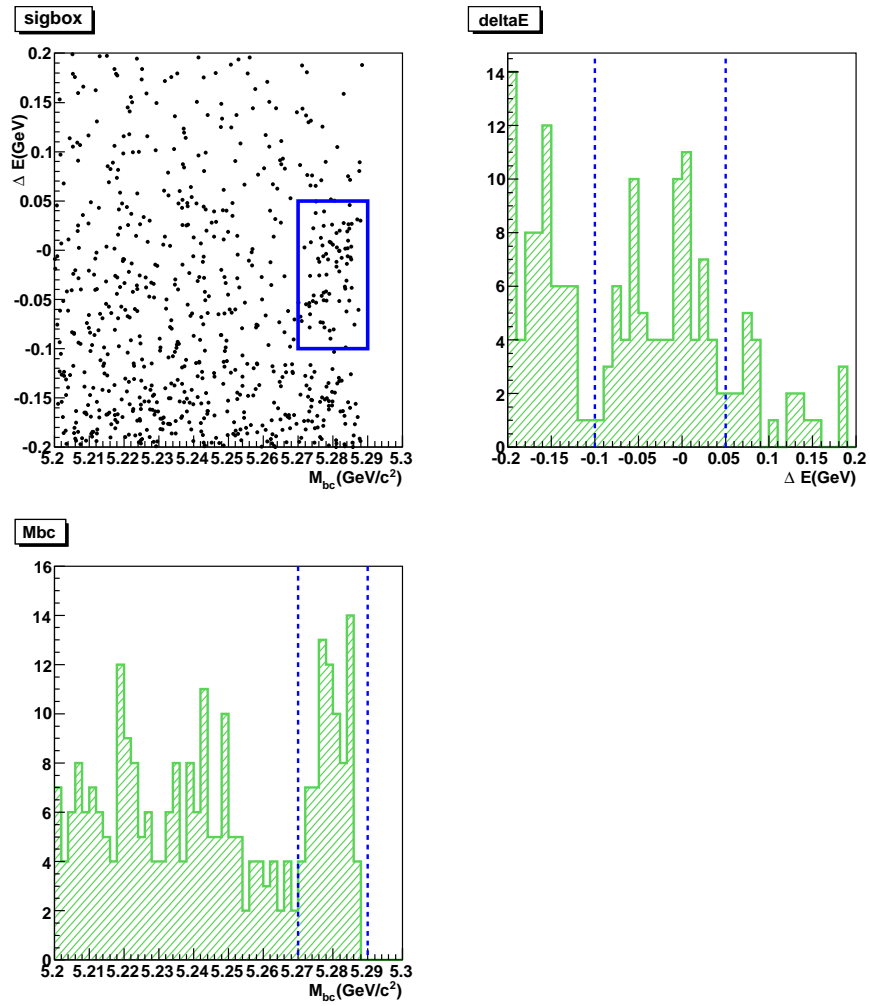


図 3.21: 実験データによる $\Delta E, M_{bc}$ 分布 ($\psi' \rightarrow J\psi\pi^+\pi^-$)

$\Delta E - M_{bc}$ 二次元分布 (左上)、 M_{bc} をシグナル領域と同じ範囲にした ΔE 分布 (右上)、 ΔE をシグナル領域と同じ範囲にした M_{bc} 分布 (左下)。図中の四角はシグナル領域を示す。

この候補事象の分布に適切な関数を用いたフィットにより、バックグラウンドとシグナルの事象数を見積もる。ここでは、 M_{bc} 分布はシグナルと同じところにバックグラウンドがピークを持つため、 ΔE 分布をフィットし、シグナル事象の抽出を行った。

ΔE 分布に使用した関数

- シグナル ($B^0 \rightarrow \psi' \pi^0$) のコアパート : Logarithmic Gaussian [22]

$$f(x) = \frac{N}{\sqrt{2\pi}(\epsilon - x)\sigma_0} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{1}{\sigma_0} \ln\left(\frac{\epsilon - x}{(\epsilon - \mu)e^{\sigma_0^2}}\right)\right)$$

ここで、

$$\epsilon = \frac{\sigma}{a} + \mu, \quad y = a\sqrt{2 \ln 2}, \quad \sigma_0 = \frac{\ln(y + \sqrt{1 + y^2})}{2 \ln 2}$$

また、 N は規格化定数、 μ は平均値、 σ は標準偏差、 a は非対称度である。

実験データに対して安定なフィットを実行するには、全てのパラメータをフリーにすることが難しかったため、 $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0$ シグナル事象のモンテカルロシミュレーションの ΔE 分布から $\psi' \rightarrow l^+ l^-$ の場合、平均値 $\mu = 0.0024 \text{ GeV}$ 、幅 $\sigma = 0.022 \text{ GeV}$ 、非対称度 $a = 0.20$ と固定し、 N はフリーパラメータとした (図 3.22)。

$\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ の場合、平均値 $\mu = 0.0016 \text{ GeV}$ 、幅 $\sigma = 0.024 \text{ GeV}$ 、非対称度 $a = 0.24$ と固定し、 N はフリーパラメータとした (図 3.23)。

- シグナル ($B^0 \rightarrow \psi' \pi^0$) のテールパート : Gaussian

$$f(x) = \frac{N}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot \exp\left(-\frac{(x - \mu)^2}{2\sigma^2}\right)$$

シグナルのコアパートの場合と同様、 N は規格化定数、 μ は平均値、 σ は標準偏差である。

$\psi' \rightarrow l^+ l^-$ の場合、平均値 $\mu = -0.0400 \text{ GeV}$ 、幅 $\sigma = 0.055 \text{ GeV}$ と固定し、 N はフリーパラメータとした (図 3.22)。

$\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ の場合、平均値 $\mu = -0.0499 \text{ GeV}$ 、幅 $\sigma = 0.073 \text{ GeV}$ と固定し、 N はフリーパラメータとした (図 3.23)。

$\psi' \rightarrow l^+ l^-$ 、 $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ 両崩壊モードとも、シグナルの分布の70%がコアパートで占められている。

- バックグラウンド ($B^0 \rightarrow \psi' K_S^0$): ヒストグラムをスムージングした関数

バックグラウンドの $B^0 \rightarrow \psi' K_S^0$ は、二次式などの簡単な関数で表すことは困難であった。一方、崩壊分岐比が既知であるので、バックグラウンドの ΔE 分布はモンテカルロシミュレーションの期待値が比較的信用に足ると言える。そこで、この分布を表現するなめらかな曲線の関数を得るために、スムージングという手法を利用した。

スムージングとは、解析で得られたヒストグラムを近似するなめらかな曲線を得ることを言う。スムージングにより得られた関数が FORTRAN のコードで書き出されるので、その関数の形状を数式化して得ることができる。スムージングにより得られた関数のコードをもとにバックグラウンドの関数を決定し、これをフィットの関数として用いた。(図 3.24、図 3.25)

- バックグラウンド ($B^0 \rightarrow \psi' K_S^0$ 以外): 二次式

$$f(x) = ax^2 + bx + C$$

$B^0 \rightarrow \psi' K_S^0$ 以外のバックグラウンドは、 ΔE 分布でピークを持たない。また、実験データはモンテカルロシミュレーションの 1/100 の統計であることを考慮すれば ΔE 分布の二次式で充分表現できる。 a 、 b 、 c ともにフリーパラメーターとした。

この結果、検出効率は $\psi' \rightarrow l^+ l^-$ の場合 30.7%、 $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ の場合 16.7%となった。以上の関数を用いて実験データをフィットした結果を図 3.26、図 3.27 に示す。点は実験データ、実線はフィット結果を示している。図 3.26 は $\psi' \rightarrow l^+ l^-$ 、図 3.27 は $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ に崩壊した場合の分布である。

これより、 $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0 (\psi' \rightarrow l^+ l^-)$ 過程のシグナルを 24.2 ± 7.9 事象、 $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0 (\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-)$ 過程のシグナルを 40.9 ± 11.9 事象と得た。

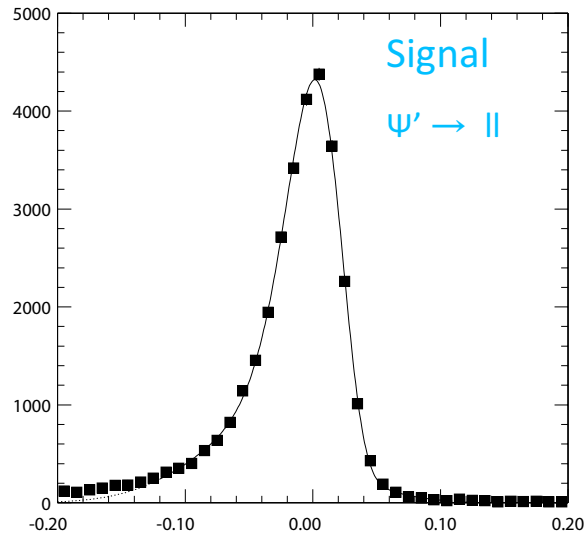


図 3.22: シグナルのフィット結果 $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0 (\psi' \rightarrow l^+ l^-)$:
シグナルのモンテカルロシミュレーションを用いてシグナルの ΔE 分布の形を決定した。

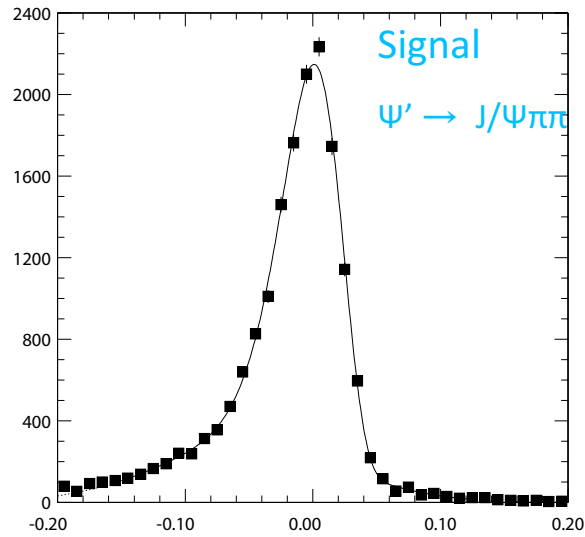


図 3.23: シグナルのフィット結果 $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0 (\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-)$:
シグナルのモンテカルロシミュレーションを用いてシグナルの ΔE 分布の形を決定した。

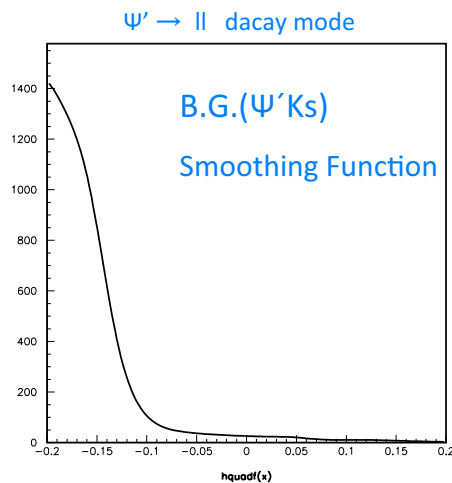


図 3.24: $B^0 \rightarrow \psi' K_s^0 (\psi' \rightarrow l^+ l^-)$ からのバックグラウンドをスムージングした結果:

モンテカルロシミュレーションを用いて $B^0 \rightarrow \psi' K_s^0$ からのバックグラウンドの ΔE 分布の形を決定した。

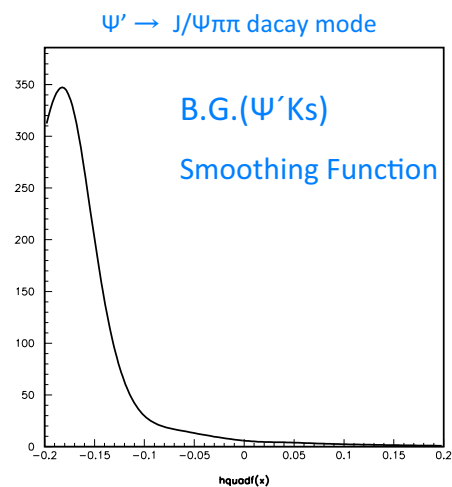


図 3.25: $B^0 \rightarrow \psi' K_s^0 (\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-)$ からのバックグラウンドをスムージングした結果:

モンテカルロシミュレーションを用いて $B^0 \rightarrow \psi' K_s^0$ からのバックグラウンドの ΔE 分布の形を決定した。

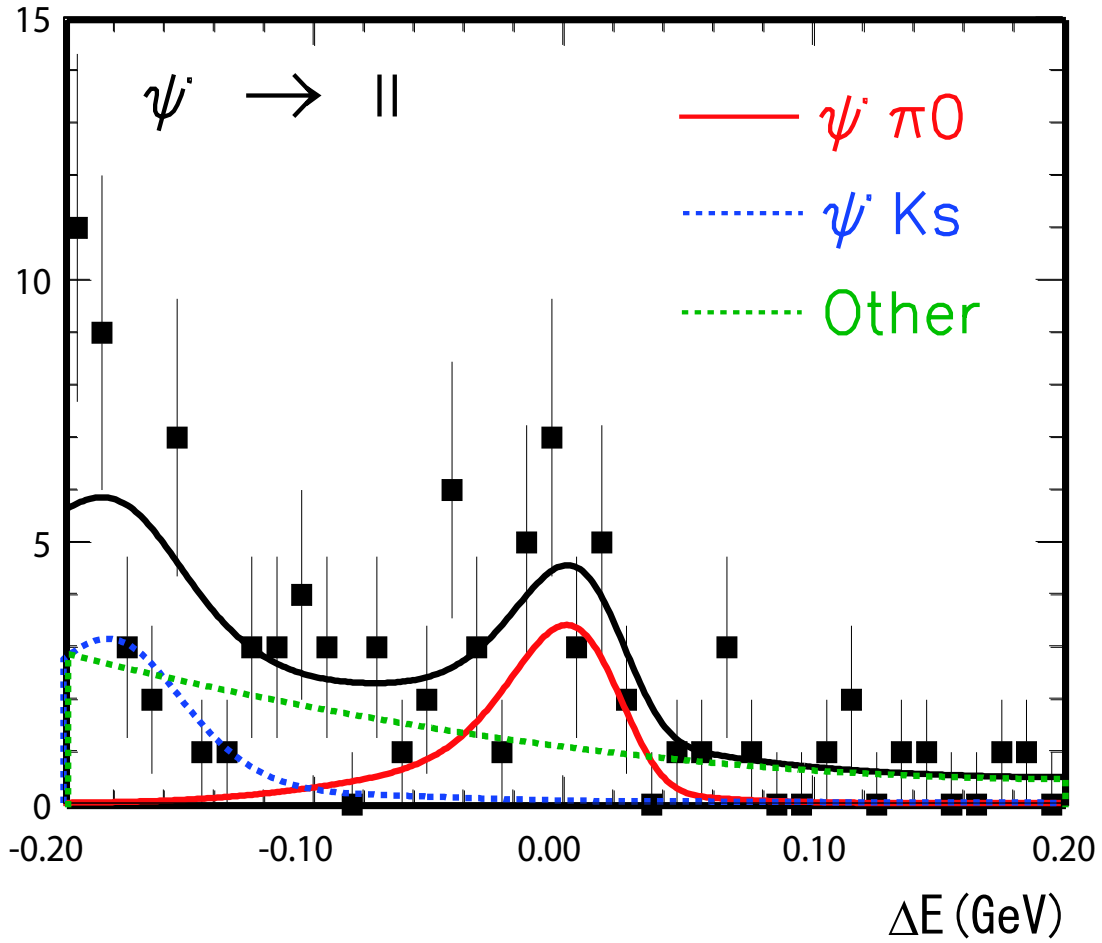


図 3.26: ΔE 分布のフィット結果 $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0 (\psi' \rightarrow l^+ l^-)$:

エラーバー付きの点が実験データ、黒色の実線はフィット結果である。赤色の実線は $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0$ シグナル、青色の点線は $B^0 \rightarrow \psi' K_s^0$ バックグラウンド、緑色の点線は $B^0 \rightarrow \psi' K_s^0$ 以外のバックグラウンドを表す。

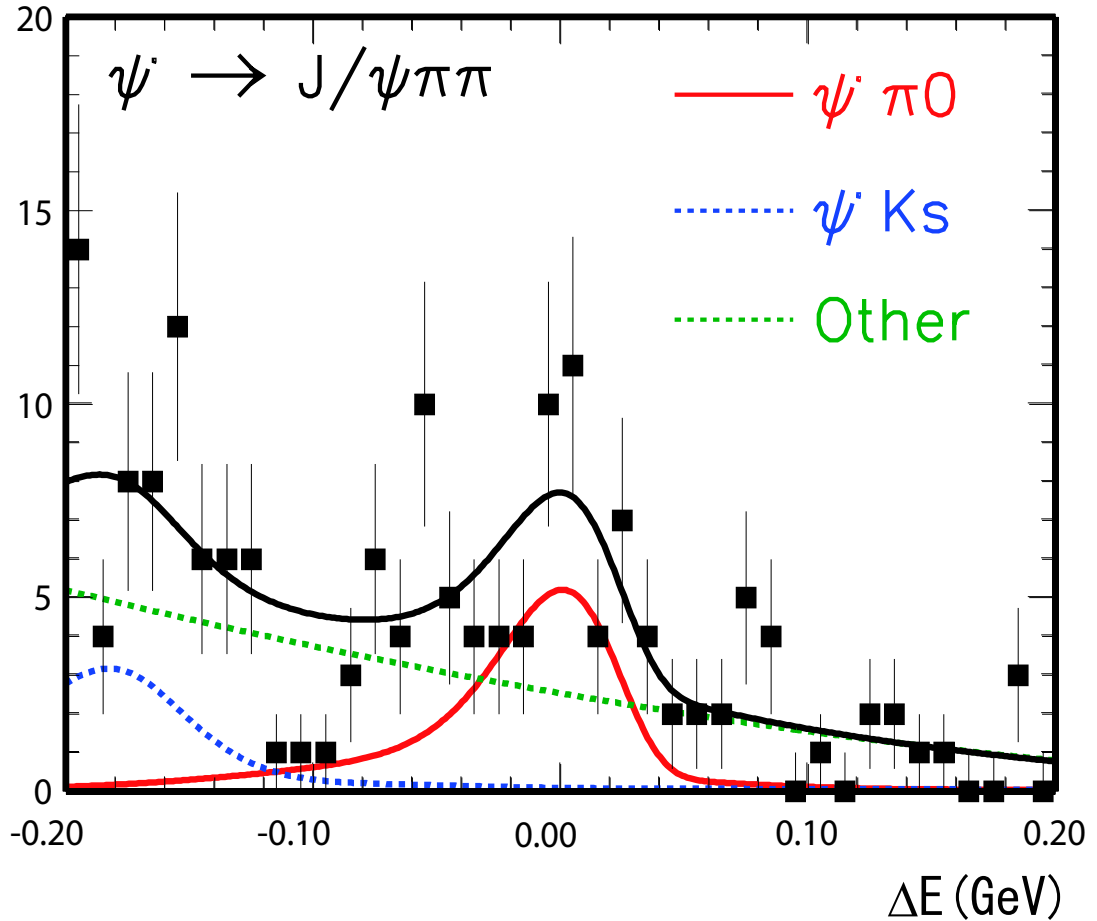


図 3.27: ΔE 分布のフィット結果 $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0 (\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-)$:

エラーバー付きの点が実験データ、黒色の実線はフィット結果である。赤色の実線は $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0$ シグナル、青色の点線は $B^0 \rightarrow \psi' K_s^0$ バックグラウンド、緑色の点線は $B^0 \rightarrow \psi' K_s^0$ 以外のバックグラウンドを表す。

統計的有意性

ΔE 分布のフィットを行なった結果の likelihood から、崩壊の統計的有意性を見積もった。この有意性は次の式で与えられる。

$$\sqrt{2 \ln \mathcal{L}_{max} - 2 \ln \mathcal{L}_0} \quad (3.7)$$

- $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0 (\psi' \rightarrow l^+ l^-)$ 崩壊での統計的有意性

- ★ $2 \ln \mathcal{L}_{max} = 47.9$:

シグナルとバックグラウンドの分布関数を用いて ΔE 分布をフィットした時の likelihood の値

- ★ $2 \ln \mathcal{L}_0 = 59.7$:

ΔE 分布をバックグラウンドを表す関数 (スムージングした関数 + 2 次式) のみでフィットした時の likelihood の値

これより、 $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0$ 崩壊の統計的有意性は 3.4σ であった。

- $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0 (\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-)$ 崩壊での統計的有意性

- ★ $2 \ln \mathcal{L}_{max} = 56.0$:

シグナルとバックグラウンドの分布関数を用いて ΔE 分布をフィットした時の likelihood の値

- ★ $2 \ln \mathcal{L}_0 = 70.6$:

ΔE 分布をバックグラウンドを表す関数 (スムージングした関数 + 2 次式) のみでフィットした時の likelihood の値

これより、 $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0$ 崩壊の統計的有意性は 3.8σ であった。

両モードともに統計的に有意な結果を得た。バックグラウンドの統計的ふらつきをシグナルの存在と見誤った可能性は十分排除されている。

3.4 崩壊分岐比の測定

3.4.1 $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0 (\psi' \rightarrow l^+ l^-)$ 過程の崩壊分岐比の測定

以上の結果から $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0 (\psi' \rightarrow l^+ l^-)$ の崩壊分岐比を求める。崩壊分岐比は次式で得られる。

$$Br(B^0 \rightarrow \psi' \pi^0) = \frac{N_{sig}}{\varepsilon \cdot Br(\psi' \rightarrow l^+ l^-) \cdot N_{B^0}}$$

ここで式に用いられる値を表 3.4 にまとめた。

| | | |
|--|---------------|-----------------------------------|
| $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0$ の事象数 | N_{sig} | 24.2 ± 7.9 事象 |
| 検出効率 | ε | 30.7 ± 0.2 % |
| B^0 の数 | N_{B^0} | $(3.88 \pm 0.05) \times 10^8$ 事象 |
| $\psi' \rightarrow l^+ l^-$ の崩壊分岐比 $Br(\psi' \rightarrow l^+ l^-)$ | | $(15.02 \pm 0.97) \times 10^{-3}$ |

表 3.4: 崩壊分岐比算出に使用した値 ($\psi' \rightarrow l^+ l^-$)

これを用いて得た崩壊分岐比は、

$$Br(B^0 \rightarrow \psi' \pi^0) = (1.35 \pm 0.44(\text{stat.}) \pm 0.13(\text{sys.})) \times 10^{-5} \quad (3.8)$$

となった。(stat.) とは statistic error(統計誤差)、(sys.) とは systematic error(系統誤差) である。系統誤差については後節で詳しく述べる。

3.4.2 $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0 (\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-)$ 過程の崩壊分岐比の測定

同様にして、 $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0 (\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-)$ の崩壊分岐比を求める。崩壊分岐比は次式で得られる。

$$Br(B^0 \rightarrow \psi' \pi^0) = \frac{N_{sig}}{\varepsilon \cdot Br(\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-) \cdot Br(\psi' \rightarrow l^+ l^-) \cdot N_{B^0}}$$

ここで式に用いられる値を表3.5にまとめた。

| | | |
|---|--|----------------------------------|
| $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0$ の事象数 | N_{sig} | 40.9 ± 11.9 事象 |
| 検出効率 | ε | 16.7 ± 0.2 % |
| B^0 の数 | N_{B^0} | $(3.88 \pm 0.05) \times 10^8$ 事象 |
| $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ の崩壊分岐比 | $Br(\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-)$ | 32.6 ± 0.5 % |
| $J/\psi \rightarrow l^+ l^-$ の崩壊分岐比 | $Br(J/\psi \rightarrow l^+ l^-)$ | 11.87 ± 0.12 % |

表 3.5: 崩壊分岐比算出に使用した値 ($\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$)

これを用いて得た崩壊分岐比は、

$$Br(B^0 \rightarrow \psi' \pi^0) = (1.63 \pm 0.47(\text{stat.}) \pm 0.13(\text{sys.})) \times 10^{-5} \quad (3.9)$$

となった。(stat.) とは statistic error(統計誤差)、(sys.) とは systematic error(系統誤差)である。系統誤差については後節で詳しく述べる。

3.5 誤差

(1) $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0 (\psi' \rightarrow l^+ l^-)$ 崩壊

以下の表 3.6 に各誤差の値を示す。

| 統計誤差 | 32.6 % |
|--|--------------|
| 系統誤差 | 9.1 % |
| シグナルのモンテカルロの統計 | 0.6 % |
| 飛跡の再構成 | 2.4 % |
| レプトンの同定 | 4.0 % |
| π^0 の検出 | 4.0 % |
| $\psi' K_S^0 (K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)$ の不定性 | 0.9 % |
| $Br(\psi' \rightarrow l^+ l^-)$ | 6.5 % |
| N_{B^0} | 1.2 % |

表 3.6: $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0 (\psi' \rightarrow l^+ l^-)$ 崩壊の誤差

(2) $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0 (\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-)$ 崩壊

以下の表 3.7 に各誤差の値を示す。

| 統計誤差 | 28.8 % |
|--|--------------|
| 系統誤差 | 7.9 % |
| シグナルのモンテカルロの統計 | 0.9 % |
| 飛跡の再構成 | 4.8 % |
| レプトンの同定 | 4.0 % |
| π/K 識別 | 1.4 % |
| π^0 の検出 | 4.0 % |
| $\psi' K_S^0 (K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)$ の不定性 | 0.8 % |
| $Br(\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-)$ | 1.5 % |
| $Br(J/\psi \rightarrow l^+ l^-)$ | 1.0 % |
| N_{B^0} | 1.2 % |

表 3.7: $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0 (\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-)$ 崩壊の誤差

次に系統誤差の各々の項目について記す。

- 飛跡の再構成

荷電粒子の飛跡に対する検出効率の不定性によるものである。この不定性は

$$\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 (\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$$

$$\eta \rightarrow \gamma\gamma$$

の崩壊過程を用いて見積もった。2つの崩壊モードで得られる η の個数の比をとり、

$$R_N = \frac{N(\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 (\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma))}{N(\eta \rightarrow \gamma\gamma)}$$

を求める。 $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ の π^0 は、 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 過程と分母の $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ 過程とが同じ終状態となるので、2つの比をとると $\pi^+ \pi^-$ の検出効率のみが寄与する。そこでデータとモンテカルロシミュレーションの R_N を比較し、両者の差を荷電粒子2個の検出効率の不定性とする。よって荷電粒子1個あたりの不定性はその半分である。

その他にもいくつかの方法がとられている。その1つが、 $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ 過程において、 $D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$ が起こり、さらに $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ が生じる過程の利用である。最後に生じる2つの荷電 π 中間子のうち、片方を無視しても、 K_s^0 と D^0 の質量を束縛条件として使うことにより、無視した荷電 π 中間子の運動量を算出することができ、 D^{*+} を再構成することができる。これを部分再構成と呼ぶ。通常よく行われる D^{*+} の事象数と荷電 π 中間子を無視せずに全ての粒子を捕まえて再構成した場合に得られた D^{*+} の事象数の比は、 K_s^0 から生じた荷電 π 中間子1個の再構成の効率となる。これを実験データとモンテカルロの場合で比較し、その差を荷電粒子1個あたりの不定性として見積もっても、 η を用いた場合と無矛盾な結果を得る。

- レプトンの同定

J/ψ または ψ' を再構成するレプトンの識別効率の不定性である。これは ψ または J/ψ を再構成するとき1本の飛跡にだけレプトンであるという要求をし、もう1本の飛跡は電荷が反対の荷電粒子との組み合わせをとって再構成した ψ または J/ψ (single tag) と2本ともレプトンと識別された飛跡を用いて再構成した ψ または J/ψ

(double tag) の個数を比較する。こうすることで荷電粒子の飛跡 1 本あたりのレプトン同定の識別効率が得られる。この識別効率の実験データとモンテカルロシミュレーションの差をレプトン同定に関する不定性とした。

- π/K 識別

K^\pm を π^\pm と見誤る確率の不定性である。この不定性を見積もるためには

$$D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^+ (D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$$

なる崩壊過程を用いる。この場合、 D^{*0} の質量と D^0 の質量の差が小さいために、 π^+ の運動量は低い。 D^0 中間子の崩壊で生じる粒子のうち、この低運動量の π 中間子と同じ電荷を持つものは π 、異符号の電荷を持つものは K である。この崩壊過程について実験データとモンテカルロシミュレーションの結果の差から見積もった。

- $\psi' K_S^0 (K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)$ の不定性

分布のフィットを行なうときに、 $\psi' K_S^0$ によるバックグラウンドの寄与をモンテカルロシミュレーションで見積もって固定した。決定した分布関数の形状を、フィットした際の誤差の範囲で変えらるとともに、 $B^0 \rightarrow \psi' K_S^0 (K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)$ の崩壊分岐比の誤差も考慮して、算出した。

- $\psi' \rightarrow l^+ l^-$ の崩壊分岐比

$$\mathcal{B}r(\psi' \rightarrow e^+ e^-) = 7.52 \pm 0.17 \times 10^{-3} [7]$$

$$\mathcal{B}r(\psi' \rightarrow \mu^+ \mu^-) = 7.5 \pm 0.8 \times 10^{-3} [7]$$

$\psi' \rightarrow l^+ l^-$ の崩壊分岐比としては、両者の平均をとればよい。よって、 $\mathcal{B}r(\psi' \rightarrow l^+ l^-) = 15.02 \pm 0.97 \times 10^{-3} [7]$ であり、相対誤差は 6.5 % である。

- $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ の崩壊分岐比

$\mathcal{B}r(\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-) = 32.6 \pm 0.5 \% [7]$ であり、相対誤差は 1.5 % である。

- $J/\psi \rightarrow l^+ l^-$ の崩壊分岐比

$$\mathcal{B}r(J/\psi \rightarrow e^+ e^-) = 5.94 \pm 0.06 \% [7]$$

$$\mathcal{B}r(J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-) = 5.93 \pm 0.06 \% [7]$$

$J/\psi \rightarrow l^+ l^-$ の崩壊分岐比としては、両者の平均をとればよい。よっ

て、 $\mathcal{B}r(J/\psi \rightarrow l^+l^-) = 11.87 \pm 0.12 \%[7]$ であり、相対誤差は 1.0% である。

- N_{B^0}
ハドロン事象の形状を表現するパラメータの分布から決定しているが、この際 Bhabha 散乱や μ 粒子対生成事象の数を比較して事象数の規格化定数の不定性を見積もるとともに、ビームガス事象の混入している割合の不定性を算出し、これらを合わせて N_{B^0} の不定性とする。相対誤差 1.2% である。

3.6 $\psi' \rightarrow l^+l^-$ と $\psi' \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ の両モードを用いた結果

本節では、前節までに述べてきた $\psi' \rightarrow l^+l^-$ と $\psi' \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ の両モードを用いた $B^0 \rightarrow \psi'\pi^0$ 過程の崩壊分岐比の測定結果を総合解析した結果を示す。両方のモードにおいて、統計誤差はもとより、系統誤差のうちシグナルのモンテカルロの統計、 π/K 識別、 $\mathcal{B}r(\psi' \rightarrow l^+l^-)$ 、 $\mathcal{B}r(\psi' \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-)$ 、 $\mathcal{B}r(J/\psi \rightarrow l^+l^-)$ は両方の測定で独立である。一方、系統誤差の飛跡の再構成、レプトンの同定、 π^0 の検出、 $\psi'K_S^0(K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)$ の不定性、 N_{B^0} は両方の測定で共通である。ここで、系統誤差のうち、両モードで独立なものと同通なもの分類を表3.8にまとめた。

| 独立の誤差 | 共通の誤差 |
|---|--|
| 統計誤差 シグナルのモンテカルロの統計 π/K 識別 $\mathcal{B}r(\psi' \rightarrow l^+l^-)$ $\mathcal{B}r(\psi' \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-)$ $\mathcal{B}r(J/\psi \rightarrow l^+l^-)$ | 飛跡の再構成 レプトンの同定 π^0 の検出 $\psi'K_S^0(K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)$ の不定性 N_{B^0} |

表 3.8: 独立の誤差と共通の誤差

その結果、系統誤差の独立なもの二乗和 4.4%、共通なものは 6.8% となった。

以上より、 $B^0 \rightarrow \psi'\pi^0$ 過程の崩壊分岐比を、

$$\mathcal{B}r(B^0 \rightarrow \psi'\pi^0) = (1.48 \pm 0.32(\text{stat.}) \pm 0.12(\text{sys.})) \times 10^{-5} \quad (3.10)$$

と得た。(stat.) とは statistic error(統計誤差)、(sys.) とは systematic error(系統誤差)である。

第4章 まとめ

- (1) $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0 (\psi' \rightarrow l^+ l^-)$ 崩壊
 Belle で収集した 3.88×10^8 個の B 中間子対生成事象のデータを用いて、 $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0 (\psi' \rightarrow l^+ l^-)$ 崩壊事象を再構成し、シグナル事象数 N_{sig} を

$$N_{\text{sig}} = 24.2 \pm 7.9 \text{ 事象}$$

と得た。統計的有意性は、 3.4σ であった。

この結果、崩壊分岐比について

$$\mathcal{B}r(B^0 \rightarrow \psi' \pi^0) = (1.35 \pm 0.44(\text{stat.}) \pm 0.13(\text{sys.})) \times 10^{-5}$$

を得た。

- (2) $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0 (\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-)$ 崩壊
 Belle で収集した 3.88×10^8 個の B 中間子対生成事象のデータを用いて、 $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0 (\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-)$ 崩壊事象を再構成し、シグナル事象数 N_{sig} を

$$N_{\text{sig}} = 40.9 \pm 11.9 \text{ 事象}$$

と得た。統計的有意性は、 3.8σ であった。

この結果、崩壊分岐比について

$$\mathcal{B}r(B^0 \rightarrow \psi' \pi^0) = (1.63 \pm 0.47(\text{stat.}) \pm 0.13(\text{sys.})) \times 10^{-5}$$

を得た。

- (3) $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0$ 崩壊
 (1)、(2) で求めた崩壊分岐比より、

$$\mathcal{B}r(B^0 \rightarrow \psi' \pi^0) = (1.48 \pm 0.32(\text{stat.}) \pm 0.12(\text{sys.})) \times 10^{-5}$$

を得た。

今回の測定は、これまでに Belle 実験によって行われた $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0$ 過程の測定よりも高統計でのデータを用いており、過去の測定結果よりも精度が向上している。また、この結果から $B^0 \rightarrow J/\psi \pi^0$ 過程とあわせて CP 非保存測定を行う場合、信号事象数を相対的に約 30% 増加する寄与が得られることがわかった。また、 $B^0 \rightarrow X(3872) \pi^0$ の探索へと研究を展開するための基礎的解析手法を確立した。

関連図書

- [1] A.Carter and A.I.Sanda,Phys.Rev.Lett.45,952(1980);
Phys.Rev.D23,1567(1981)
- [2] M.Kobayashi and T.Masukawa,Prog.Theor.Phys49,652(1973)
- [3] J.H.Christenson,J.W.Cronin,V.L.Fitch and R Turlay,
Phys.Lett.13,138(1964)
- [4] L.Wolfenstein,Phys.Rev.Lett,51,1945(1983)
- [5] N.Cabibbo,Phys.Rev.Lett,10,531(1963)
- [6] G.Fox and S.Wolfram, Phys.Rev.Lett,41,1581(1978).
- [7] Particle Data Group,The European Physical Journal (2008)
- [8] Heavy Flavor Averaging Group,<http://www.slac.stanford.edu/xorg/htag>
(2006)
- [9] Y.Chao,et al,Belle Collaboration,Phys.Rev.Lett,93,191802(2004)
- [10] Physical Rev.D,67,032003(2003)
- [11] Anders Ryd et al,BAD 522 v6
- [12] R.Brun et al,GEANT321 CERN Report No.DD/EE/84-1 (1987)
- [13] K.Hanagaki and et al, BELLE Note 312(2000)
- [14] E.Nakano, BELLE Note 338(2000)
- [15] M.C.Chang, BELLE Note 884(2007)
- [16] Rajeev K Sharma and et al, BELLE Note 876(2006)

- [17] B.Aubert et al, BaBar Collaboration, Phys.Rev.D(RC)74,011101(2006)
- [18] B.Aubert et al, BaBar Collaboration, Phys.Rev.Lett,101,021801(2008)
- [19] S.U.Kataoka, K.Miyabayashi et al, Belle Collaboration, Phys.Rev.Lett,93,201802(2004)
- [20] S.E.Lee, K.Miyabayashi et al, Belle Collaboration, Phys.Rev.D(RC)77,071101(2008)
- [21] S.E.Olsen, S.K.Choi et al, Belle Collaboration, Phys.Rev.Lett.91,261801(2003)
- [22] A Fitting and Platting Package Using MONUIT
- [23] H.Sahoo and et al, BELLE Note 993(2008)
- [24] V.Bhargdwaj and et al, BELLE Note 1022(2008)
- [25] Belle Collaboration, BELLE-CONF-0201(2002)
- [26] 小林誠, 消えた反物質 (1997)
- [27] 長島順清, 高エネルギー物理学の発展 (1999)
- [28] 渡辺靖志, 素粒子物理入門 (2002)
- [29] 横山広美, よくわかる素粒子の基本と仕組み (2006)
- [30] 金川直永, $B^0 \rightarrow \psi(2S)\pi^0$ 崩壊の研究, 修士学位論文 (2004)
- [31] 藤田真由子, $B^0 \rightarrow \chi_{c1}\pi^0$ 崩壊の研究, 修士学位論文 (2005)
- [32] 藤野智美, $B^\pm \rightarrow J/\psi\pi^\pm$ 過程の崩壊分岐比および荷電非対称度の測定, 修士学位論文 (2006)
- [33] 岩崎麻友, $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ 稀崩壊過程の探索, 修士学位論文 (2007)

謝辞

本研究を行なうに当たり、お世話になりました方々に紙面を借りてお礼申し上げます。

はじめに、このような素晴らしい国際的な実験に携わる機会を与えて下さった、高エネルギー物理学研究室の野口先生、林井先生、宮林先生に感謝致します。

お忙しい中わかりやすい講義や助言をして下さった野口先生、たくさんの質問を1つ1つ丁寧に教えて下さった林井先生、そして、直接ご指導いただきました宮林先生には、大変お世話になりました。解析の手法をはじめ、研究についてたくさんのご指導をいただきました。本当にありがとうございました。

また、日々の疑問や質問にいつも丁寧に答えていただき、励まして下さった片岡先輩、関谷先輩、藤川先輩をはじめ研究室の皆様、KEKの皆様、他の Belle Collaborator の方々に心から感謝致します。特に玉木さん、平井さんとは、共に過ごした時間も長く、楽しく充実した研究生活をおくることができ、本当に感謝します。

最後に、何もわからなかった私がこのような研究に携わることができ、充実した日々をおくることができたのも、私を支えて下さった皆様のおかげです。私の研究生活を支えて下さったすべての方々に感謝致します。