2003年度 修士学位論文
$B^0 \to \psi(2S)\ \pi^0$ 崩壊の研究

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

金川　直永

2004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 対称性の破れ 3

1.2 K 中間子系での CP 対称性の破れ 6

1.3 小林 · 益川理論 8

1.4 B 中間子系での 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 13

第 2 章 Belle 実験装置 **23**

2.1 KEKB 加速器 23

2.1.1 非対称エネルギー 23

2.1.2 高いルミノシティ 24

2.2 Belle 検出器 26

2.2.1 SVD(粒子崩壊点測定器) 29

2.2.2 CDC(中央飛跡検出器) 31

2.2.3 ACC(エアロジェルチェレンコフカウンター) 33

2.2.4 TOF(飛行時間測定器) 35

2.2.5 ECL(電磁カロリメータ) 36

2.2.6 KLM(K_L、μ 粒子検出器) 39

2.2.7 トリガーシステム 39

2.2.8 DAQ(データー収集システム) 41

2.2.9 $KEKB$ 計算機システム 42

第 3 章 $B^0 \to \psi(2S)\pi^0$ 崩壊の観測 **45**

3.1 $B^0 \to \psi(2S)\pi^0$ 崩壊の理論的背景 46

3.2 事象選別 48

3.2.1 電子識別 49
3.2.2 μ 粒子識別 50
3.2.3 荷電 π 中間子と荷電 K 中間子の識別 51
3.3 再構成 51
3.3.1 $\pi^0 \rightarrow \gamma\,\gamma$ の再構成 51
3.3.2 $\psi(2S) \rightarrow l^+l^-$ の再構成 52
3.3.3 $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ の再構成 56
3.3.4 $B^0 \rightarrow \psi(2S)\pi^0$ の再構成 58
3.4 バックグラウンドの見積もり 65
3.5 崩壊分岐比の測定 70
3.5.1 $B^0 \rightarrow \psi(2S)\pi^0(\psi(2S) \rightarrow l^+l^-)$ 崩壊の測定結果 73
3.5.2 $B^0 \rightarrow \psi(2S)\pi^0(\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-)$ 崩壊の測定結果 74
3.6 誤差 75

第 4 章 まとめ **77**

図 目 次

1.1 ニュートリノにおける CP 対称性 6
1.2 $K^0 - \bar{K^0}$ 混合 7
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 $B \to DK$ 崩壊における振幅の間に成り立つ関係式を示す三角形 . . 13
1.6 仮想 t クォークが寄与するボックスダイアグラム 14
1.7 仮想 u、c クォークが寄与するボックスダイアグラム 14
1.8 $J/\psi K_S$ 崩壊のファインマンダイヤグラム 17
1.9 レプトンによる $B^0\bar{B^0}$ 同定 18
1.10 荷電 K 中間子による $B^0\bar{B^0}$ 同定 19
1.11 崩壊時間差の測定方法 20
1.12 B $\overline{B}$ の時間に依存する崩壊確率の差 21
1.13 CP 非対称度 21

2.1 KEKB 加速器 25
2.2 Belle 測定器の全体図 27
2.3 Belle 測定器の断面図 28
2.4 SVD 全体図 30
2.5 SVD を支えるシステム 30
2.6 CDC 断面図 31
2.7 実験データにおける dE/dx と運動量の 2 次元分布 32
2.8 ACC 断面図 33
2.9 ACC カウンターモジュール 34
2.10 TOF/TSC モジュール 35
2.11 $CsI(Tl)$ カロリーメーター 37
2.12 $CsI(Tl)$ カウンター 38
2.13 BELLE トリガーシステム 40

2.14 データ収集システム 41
2.15 BELLE コンピューターシステム 43

3.1 ツリーダイアグラム 45
3.2 $B^0 \to \psi(2S)\pi^0$ 崩壊のツリーダイアグラム 46
3.3 $B^0 \to \psi(2S)\pi^0$ 崩壊のペンギンダイアグラム 46
3.4 再構成された π^0 の不変質量分布 52
3.5 $\Upsilon(4S)$ 重心系での運動量 $P^*_{\psi(2S)}$ 53
3.6 $\psi(2S)$ の質量近傍におけるレプトン対の不変質量分布 55
3.7 J/ψ の質量近傍におけるレプトン対の不変質量分布 57
3.8 $J/\psi\pi^+\pi^-$ と J/ψ のマスディファレンスの分布 58
3.9 $\Delta E - M_{bc}2$ 次元プロット (MC) 61
3.10 $\Delta E - M_{bc}2$ 次元プロット (MC) 62
3.11 $\Delta E - M_{bc}2$ 次元プロット (MC) 63
3.12 $\Delta E - M_{bc}2$ 次元プロット (MC) 64
3.13 シュミレーションを用いたバックグラウンドの見積もり 66
3.14 M_{bc} 分布を用いたバックグラウンドの見積もり 68
3.15 M_{bc} 分布を用いたバックグラウンドの見積もり 69
3.16 $B^0 \to \psi(2S)\pi^0(\psi(2S) \to l^+l^-)$ 71
3.17 $B^0 \to \psi(2S)\pi^0(\psi(2S) \to J/\psi\pi^+\pi^-)$ 72

表 目 次

1.1 C、P、T 変換に対する種々の物理量の固有値 5

2.1 KEKB 加速器:各パラメータの設計値 26
2.2 各検出器の役割 29
2.3 ACC エアロジェルの屈折率 34
2.4 ECL と粒子の相互作用 36
2.5 ECL のパラメーター 37
2.6 KLM と粒子の相互作用 39
2.7 ルミノシティ$10^{34}cm^{-2}s^{-1}$における断面積とトリガーレイト 40

3.1 10000 事象中でのモンテカルロシュミレーションより求めた検出効率:ϵ_1 は $\psi(2S) \to l^+l^-$ の場合、ϵ_2 は $\psi(2S) \to J/\psi\pi^+\pi^-$ の場合の検出効率を示す。 60
3.2 65
3.3 70
3.4 崩壊分岐比算出に使用する値 73
3.5 崩壊分岐比算出に使用する値 74
3.6 誤差 75
3.7 誤差 75
3.8 再構成、粒子識別に関する系統誤差 76

4.1 $factorizatin$ 算出に使用する値 78

はじめに

わたしたちの存在するこの宇宙は、ビッグ · バンと呼ばれる大爆発で始まったと考えられている。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、そこから同等の粒子と反粒子が対生成された考えられる。つまり、誕生直後の宇宙は粒子と反粒子がバランスのとれた状態にあった。もし、粒子と反粒子の間で、物理法則が厳密に等しく成り立っていれば、ビッグバンから現在に至るまでに粒子と反粒子は対消滅し、ついには消えてしまっているはずである。しかし、現在の宇宙では、反粒子はほとんど観測されていない。このことは宇宙の創生と発展を考える上で大きな謎の一つである。粒子優勢の宇宙になった理由として、粒子と反粒子の間の物理法則の対称性 =「CP 対称性」の破れにが必要であると指摘された。クォークセクターにおいてこの「CP 対称性の破れ」を説明する最有力な理論が、「小林 · 益川理論」である。

1973 年、小林と益川は、少なくとも 6 つのクォークが存在すれば、その世代間混合により、CP 対称性の破れが生じることを発見した [1]。CP 対称性の破れは、1964 年、V.L.Fitch、J.W.Cronin らによって、中性 K 中間子系において初めて実験的に観測された [2]。その後、1980 年には、三田と Carter が、B 中間子系でより大きい CP 対称性の破れが起こることを指摘した [3]。

B 中間子の崩壊の中で CP の破れを最も少ない不定性で観測できると考えられているのが $B^0 \to J/\psi K_S$ 崩壊による CP 非保存パラメータ $\sin 2\phi_1$ の測定である。

しかし、この崩壊モードですら崩壊分岐比は 10^{-3} 未満である。分岐比の小さな B 中間子崩壊モードを調べるためには B 中間子を大量に生成する必要がある。この B 中間子を大量に作るよう設計された加速器を「B の工場 (B ファクトリー)」と呼ぶ。

現在、B 中間子系での CP 対称性の破れを測定することを目的として、アメリカのスタンフォード線形加速器センター (SLAC) と、日本の高エネルギー物理学研究機構 (KEK) でこの B ファクトリー実験が行われている。特に後者を Belle 実験と呼ぶ。

$B^0 \to J/\psi K_S$ 崩壊過程以外でも小林 · 益川理論すなわち標準模型の枠内では、CP 非保存の測定が $\sin 2\phi_1$ を与えると期待される崩壊過程はいくつか存在する。こうした崩壊過程において、CP 非保存の測定を行って互いに矛盾しないか確認することは小林・益川理論の検証のみならず、標準模型をこえた新しい物理の兆候を探索する意味で非常に重要である。$B^0 \to \psi(2S)\pi^0$ 崩壊も CP 非保存の測定が $\sin 2\phi_1$ を与えると考えられる過程であり、本研究ではそれに先立ち、この崩壊過程の崩壊分岐比の測定を行った。

第 1 章では、B 中間子の物理、特に「CP 対称性の破れ」について論じ、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、$B^0 \to \psi(2S)\pi^0$ 崩壊の観測と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対称性の破れ

自然界では、いろいろな対称性が成り立っている。物理の世界でも様々な対称性が成り立っている。ここで「対称」というのは、ある変換を施してその前とその後で法則が変化しないことを指す。変換には大きく分けて二種類のものがある。その一つが” 連続的な変換” であり、例をあげると座標原点の平行移動、時刻の原点移動、座標軸の回転がある。ネーターの定理が示すように対称性はそれに対応する保存量と密接に結び付いている。これらの変換についての対称性から、それぞれ運動量、エネルギー、角運動量の保存則が導かれる。

これに対して、ある量子数の符号を逆転させる” 不連続な変換” には、次の 3 つがあげられる。

- 空間反転 (P) 変換 (右手系 $\Longleftrightarrow$ 左手系の入れ換え)
- 荷電共役 (C) 変換 (粒子 $\Longleftrightarrow$ 反粒子の入れ換え)
- 時間反転 (T) 変換 （ 時間を逆に進める操作 ）

この 3 つの変換を同時に行なう CPT 変換においては現在のところ対称性を破る現象は未発見であるため、本論文中では CPT 不変を仮定する。

- P 変換 (空間反転変換)
  この変換は位置ベクトル $\mathbf{r}$ の符号を反転する。波動関数 $\phi(t,\mathbf{x})$ に P 変換を施すと
  $$P\phi(t,\mathbf{x}) = \phi(t,-\mathbf{x})$$
  となる。$\phi(t,\mathbf{x})$ が P 変換の固有状態 (パリティ固有状態) であれば、η_P をパリティ固有値として
  $$\phi(t,\mathbf{x}) = \eta_P\phi(t,-\mathbf{x})$$

と書ける。P 変換を 2 度行うと、

$$P^2\phi(t,\mathbf{x}) = \eta_P^2\phi(t,\mathbf{x}) = \phi(t,\mathbf{x})$$

と元の状態に戻らなくてはならないため、、$\eta_P^2 = 1$、つまり $\eta_P = \pm 1$ でなくてはならない。$\eta_P = +1$ のときパリティが正 $(+)$ 又は偶 (even)、$\eta_P = -1$ のときパリティが負 (-) 又は奇 (odd) と呼ぶ。運動量 $\mathbf{p}$ はパリティ負、角運動量 $\mathbf{J} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$ はパリティ正である。

P 変換を施してその前後で物理法則に差異がない場合、パリティは保存しているという。弱い相互作用をのぞき、他の全ての物理法則はパリティを保存する。
パリティ非保存は 1956 年、リー (T.D.Lee) とヤン (C.N.Yang) が、K^+ が 2π(パリティ正) と 3π(パリティ負) の両方に崩壊する実験事実 ($\tau - \theta$ パラドックス) から予言した [5]。翌年、ウー (C.S.Wu) らが、^{60}Co の β 崩壊

$$^{60}Co \rightarrow ^{60}\ Ni^* + e^- + \bar{\nu_e}$$

を用いて、弱い相互作用におけるパリティの破れを実証した [6]。

- C 変換 (荷電共役変換)
  この変換は電荷の符号をはじめとして、その粒子に特有な量子数の符号を反転させる、つまり粒子を反粒子に、反粒子を粒子にする変換である。

  荷電 π 中間子に C 変換を施すと

$$C|\pi^+ >= |\pi^- > \neq \pm|\pi^+ >$$
$$C|\pi^- >= |\pi^+ > \neq \pm|\pi^- >$$

  となるので、π^+ と π^- はともに C 変換の固有状態ではない。

  光子は C 変換によって自分自身に戻るが、光子を作る電磁場の向きが反転するため、

$$C|\gamma >= -|\gamma >$$

  と固有値は負となる。

- T 変換 (時間反転変換)
  この変換は時間 t を-t へ変換する。

物理量		C	P	T
$\mathbf{r}$		$\mathbf{r}$	-$\mathbf{r}$	$\mathbf{r}$
$\mathbf{p}$	(運動量)	$\mathbf{p}$	-$\mathbf{p}$	-$\mathbf{p}$
$\mathbf{J}$	(角運動量)	$\mathbf{J}$	$\mathbf{J}$	$\mathbf{J}$
σ	(スピン)	σ	σ	-σ
$\mathbf{E}$	(電場)	-$\mathbf{E}$	-$\mathbf{E}$	$\mathbf{E}$
$\mathbf{B}$	(磁場)	-$\mathbf{B}$	-$\mathbf{B}$	-$\mathbf{B}$
$\sigma\cdot\mathbf{B}$	(磁気双極子モーメント)	-$\sigma\cdot\mathbf{B}$	$\sigma\cdot\mathbf{B}$	$\sigma\cdot\mathbf{B}$
$\sigma\cdot\mathbf{E}$	(電気双極子モーメント)	-$\sigma\cdot\mathbf{E}$	-$\sigma\cdot\mathbf{E}$	-$\sigma\cdot\mathbf{E}$
$\sigma\cdot\mathbf{p}$	(ヘリシティ)	$\sigma\cdot\mathbf{p}$	-$\sigma\cdot\mathbf{p}$	$\sigma\cdot\mathbf{p}$
$\sigma\cdot(\mathbf{p}_1\times\mathbf{p}_2)$	(トランスバーシティ)	$\sigma\cdot(\mathbf{p}_1\times\mathbf{p}_2)$	-$\sigma\cdot(\mathbf{p}_1\times\mathbf{p}_2)$	$\sigma\cdot(\mathbf{p}_1\times\mathbf{p}_2)$

表 1.1: C、P、T 変換に対する種々の物理量の固有値

- CP 変換

  C 変換と P 変換の両方を施す積の形の変換を CP 変換という。

C.P,T 変換に対する種々の物理量の固有値は 1.1 に示す。

CP 変換の対称性は保たれていると考えられていた。図 1.1 に示すように、観測されるニュートリノ (ν) は、スピンが粒子の進行方向と逆向き (左巻き) のもの (ヘリシティ：-1) だけである [上段左]。逆に、右巻き反ニュートリノ ($\bar{\nu}$) は、ヘリシティ＋１のものしか観測されない [下段右]。しかし、左巻きニュートリノを P 変換した右巻きニュートリノ [上段右]、C 変換した左巻き反ニュートリノ [下段左] は未発見であることから、C、P 変換での対称性は完全に破れている。

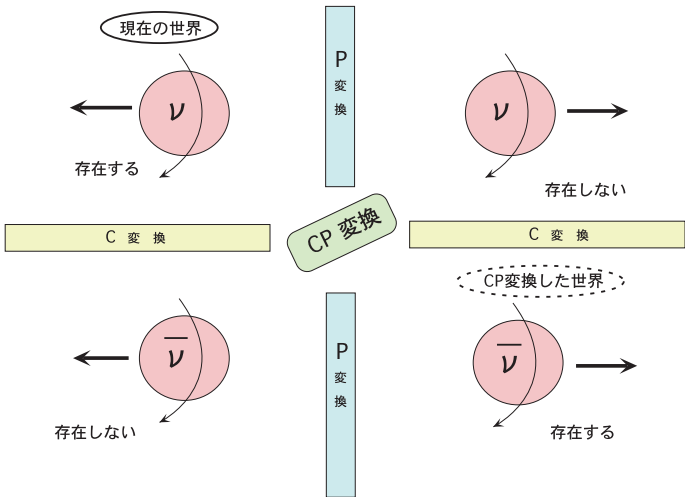

図 1.1: ニュートリノにおける CP 対称性

しかし、左巻きニュートリノとそれを CP 変換した右巻き反ニュートリノはともに自然界には存在するので、この例を見積もる限りでは CP 変換に対する対称性 (CP 対称性) は守られている。つまり、粒子-反粒子の間の対称性を論ずるには、CP 対称性に着目すればよい。しかし、1964 年に Chiristenson らが中性 K 中間子の崩壊において CP 対称性も破れていることを発見した [7]。

1.2 K 中間子系での CP 対称性の破れ

1964 年、J.W.Cronin、V.L.Fitch らは中性 K 中間子系の崩壊において、弱い相互作用での CP 対称性の破れを発見した [2]。K 中間子は s クォークを含む中間子で、

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

は粒子 · 反粒子の関係である。K^0 と $\bar{K^0}$ は、図 1.2 に示すように、二つの W ボゾンを交換する過程 (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、物理的に観測される中性 K 中間子は、K^0 と $\bar{K^0}$ の重ね合わせになっている。そこで、以下のような線形結合をとると、

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

ここで、K^0、$\bar{K^0}$ ともにパリティが奇で、$C|K^0>= -|\bar{K^0}>$、$C|\bar{K^0}>= -|K^0>$

に注意すると、$|K_1>$、$|K_2>$ は

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

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) が分かる。事実、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) と 3 つの π 中間子に崩壊する長い寿命をもつもの (K_L) の 2 種類があり、K_1、K_2 はそれぞれ K_S、K_L 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、$K_L \to \pi^+ \pi^-$ は禁止されることになる。ところが、Cronin、Fitch らは、10^{-3} 程度の大きさの崩壊分岐比で $K_L \to \pi^+\pi^-$ を発見した。このことは、中性 K 中間子の崩壊過程において $\sim 10^{-3}$ 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_L は、

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

と表現することができ、ϵ はこの過程における CP 対称性の破れを示すパラメーターで、その値が ~ 10^{-3} ということである。

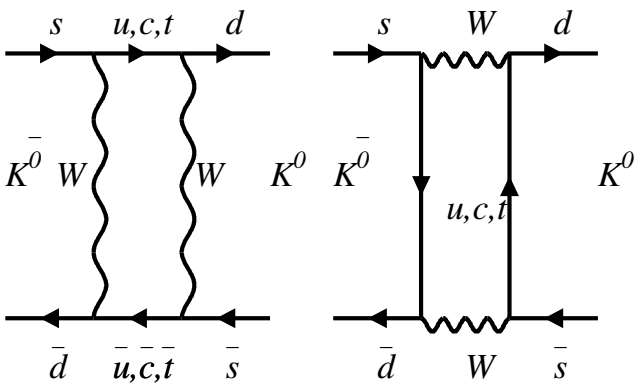

図 1.2: $K^0 - \bar{K^0}$ 混合

1.3　小林 · 益川理論

K 中間子系での CP 対称性の破れに対し、それを説明できる有力な可能性の一つとして提唱されたのが小林 · 益川理論である。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 · 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、弱い相互作用おける世代間混合が CP 対称性の破れを引き起こし得ることを発見した [1]。3 種類もの未知のクォークを導入するこの理論に対し当時は戸惑いもあったが、その後、1974 年には c クォーク、1977 年には b クォークが発見され、1994 年に t クォークが発見されるにおよんで、小林 · 益川理論は「標準模型」の中核の一部をなしている。

「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 $\mathrm{SU}(2)\times\mathrm{U}(1)$ 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り、強い相互作用はグルーオンによって媒介され、$\mathrm{SU}(3)$ 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。

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

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が、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。

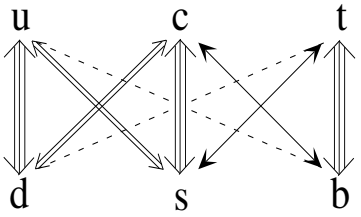

図 1.3:　弱い相互作用によるクォークの世代間混合: 図中の矢印の太さは遷移確率の大小を模式的に表している。

この時の荷電カレントのラグランジアン $\mathcal{L}$ は、次式で表される。

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

$$
\begin{aligned}
g &: \text{結合定数} \\
\gamma^{\mu} &: \gamma\text{行列} \\
W^{\pm} &: W \text{ ボソン} \\
\begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L \text{ または } \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_L &: \text{左巻きのクォーク}
\end{aligned}
$$

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、通常クォークのフレーバーは質量固有状態として定義されているものが、弱い相互作用に関与する際には異なる固有状態であることを意味し、この二つの固有状態の間の関係はユニタリ変換で表現される。小林 · 益川行列とは、このユニタリ変換を表す行列である。

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

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。

ここで、この行列の自由度を考える。各成分は複素数を含んでいるので、9 つの成分に対し変実数は $9 \times 2 = 18$ 個の自由度がある。ユニタリ性から、

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

つまり、

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

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、1 つの位相因子が決まれば独立した物理状態を表すことができる。よって、5 個の自由度は物理的に意味のないものなので、

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 次元のベクトルの回転を表すたもの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 変換によって符合を変える複素位相として残り得る。この複素位相が、CP 対称性の破れをも

たらす。もし、クォークが二世代、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。

この 4 つのパラメータを用いて小林 · 益川行列を記述する代表的な表記に、Wolfenstein 表示がある [4]。

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

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から決めなくてはならない。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。

$$\lambda = 0.22 \pm 0.002、\quad A = 0.9 \pm 0.1$$

これに対し、CP 対称性の破れに密接に関与している ρとη に対する実験データによる制限は後で述べる $\sin 2\phi_1$ の測定以外は未だ強くない。しかし、B 中間子の様々な崩壊過程の観測は、これらを決定するための情報を与える。

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、

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

である。各項の値を Wolfenstein 表示を用いて表すと、

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

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。

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

この 3 つの内角は、B 中間子崩壊における CP 対称性の破れの大きさに対応している。ここで取り上げたユニタリティ三角形は、各辺の長さのオーダーが同じである。

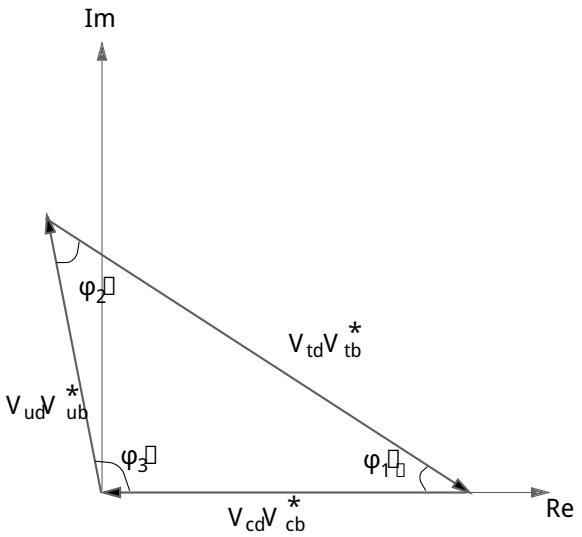

図 1.4: B 中間子系におけるユニタリティ三角形: 各辺は $V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$ のそれぞれの項に対応している

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、どのように観測されるかについて述べる。

1.4　B 中間子系での CP 対称性の破れ

B 中間子崩壊で生じうる CP 対称性の破れは大きく

- 直接的 CP の破れ
  $\Gamma(B \to f) \neq \Gamma(\bar{B} \to \bar{f})$
- 間接的 CP の破れ
  $\Gamma(B^0 \to \bar{B^0}) \neq \Gamma(\bar{B^0} \to B^0)$
  $B^0 \to f$ と $B^0 \to \bar{B^0} \to f$ の干渉

の二つに大別できる。

1.4.1　直接的 CP 対称性の破れ

B がある状態 f に崩壊する確率 $\Gamma(B \to f)$ と、それを CP 変換した $\bar{B}$ が $\bar{f}$ に崩壊する確率 $\Gamma(\bar{B} \to \bar{f})$ が異なる場合を、直接的 CP の破れと言う。

$$\Gamma(B \to f) \neq \Gamma(\bar{B} \to \bar{f})$$

この現象は B 中間子系では B^+、B^-、B^0、$\bar{B^0}$ の両方で観測可能であると考えられる。

これが生じるのは B 中間子が終状態 f へ崩壊する振幅 $(\mathcal{M}(B \to f))$ に 2 つの振幅 $(\mathcal{M}_1(B \to f), \mathcal{M}_2(B \to f))$ が寄与する場合である。

$$\mathcal{M}(B \to f) = \mathcal{M}_1(B \to f) + \mathcal{M}_2(B \to f)$$

ここで、$\mathcal{M}_1$ は CP 変換で位相を変えず、$\mathcal{M}_2$ は位相の符号が変わる振幅である。

直接的 CP の破れの例として、$B^\pm \to D^0 K^\pm$ 崩壊における ϕ_3 測定について述べる。

$B^- \to D^0 K^-$ は $b \to c$ 遷移による崩壊なので V_{cb} が寄与し、$B^- \to \bar{D^0} K^-$ は $b \to u$ 遷移によるもので V_{ub} が寄与する。そこで前者の振幅を A_D、後者を $A_{\bar{D}}$ とおくと、V_{cb} が複素位相を含まないのに対し V_{ub} の複素位相は ϕ_3 なので

$$\begin{aligned} B^- \to D^0 K^- &: A_D = |A_D| e^{i\delta} \\ B^- \to \bar{D^0} K^- &: A_{\bar{D}} = |A_{\bar{D}}| e^{i\bar{\delta}} e^{i\phi_3} \end{aligned}$$

である。ここで、δ と $\bar{\delta}$ はそれぞれ崩壊過程の強い相互作用の位相である。D^0 と $\bar{D^0}$ は K^+K^-、$\pi^+\pi^-$ など、どちらからも崩壊可能な CP 固有状態が存在するので、それらを

$$\begin{aligned} |D_1> &= (|D^0> + |\bar{D^0}>)/\sqrt{2} \\ |D_2> &= (|D^0> - |\bar{D^0}>)/\sqrt{2} \end{aligned}$$

とする。すると、D^0 あるいは $\bar{D^0}$ が CP 固有状態に崩壊する場合の振幅 A_{D_1} と A_{D_2} は

$$B^- \to D_1 K^- \quad : \quad A_{D_1} = (A_D + A_{\bar{D}})/\sqrt{2}$$
$$B^- \to D_2 K^- \quad : \quad A_{D_2} = (A_D - A_{\bar{D}})/\sqrt{2}$$

と書くことができる。以上の 4 つの B^- の崩壊振幅を CP 変換した B^+ の崩壊振幅をそれぞれ、$\bar{A}_D, \bar{A}_{\bar{D}}, \bar{A}_{D_1}, \bar{A}_{D_2}$ とおくと、これらの間には複素平面上で三角形を描く関係式が成り立つ。図 1.5 には、例として $A_D, A_{\bar{D}}, A_{D_2}$ 間の関係を示す。

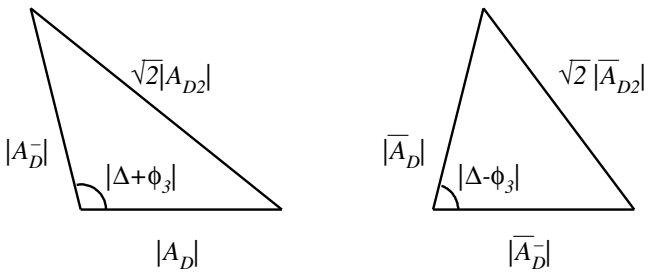

図 1.5: $B \to DK$ 崩壊における振幅の間に成り立つ関係式を示す三角形。左図が $B^- \to D^0 K^-, \bar{D^0} K^-$ と $D_2 K^-$ 崩壊、右図がそれを CP 変換した $\bar{B}^+ \to D^0 K^+, \bar{D^0} K^+$ と $D_2 K^+$ 崩壊の場合である。

すると、$|\Delta + \phi_3|$ と $|\Delta - \phi_3|$ の違いにより $B^- \to D_1 K^-$ と $B^+ \to D_1 K^+$ の間あるいは $B^- \to D_2 K^-$ と $B^+ \to D_2 K^+$ の間に崩壊確立の違い、つまり CP 対称性の破れが現れる。
このように直接的 CP 対称性の破れの存在を予言していることは、スーパーウィーク模型などと異なる小林 · 益川模型の特徴の一つである。

1.4.2 間接的 CP 対称性の破れ

K 中間子系で観測されたのと同様に B 中間子系でも $B^0 - \bar{B^0}$ 混合に起因する CP の破れが期待できる。CP 非保存パラメーター $\sin 2\phi_1$ 測定は、この間接的 CP 対称性の破れの観測の展望的なものであり、理論的不定性も非常に小さいことから小林 · 益川理論を検証する上で非常に重要である。また、本論文で報告する $B^0 \to \psi(2S)\pi^0$ 崩壊とも関係が深い。したがって、以下に詳しく説明する。

$B^0 - \bar{B^0}$ 混合

まず、$B^0 - \bar{B^0}$ 混合について述べる。

弱い相互作用では、「軽い」質量固有状態 $|B_L>$ と「重い」質量固有状態 $|B_H>$ はフレーバー固有状態 $|B^0>$ と $|\bar{B^0}>$ が混ざりあっている。

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

$|B^0>$ と $|\bar{B^0}>$ の時間に依存したシュレーディンガー方程式は次式で表される。

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix} B^0 \\ \bar{B^0} \end{pmatrix} = H \begin{pmatrix} B^0 \\ \bar{B^0} \end{pmatrix}$$
$$H = M - \frac{i}{2}\Gamma = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} - \frac{i}{2}\begin{pmatrix} \Gamma_{11} & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{21} & \Gamma_{22} \end{pmatrix}$$

ここで M と Γ はそれぞれ質量行列と崩壊行列である。

- M_{11} と M_{22} は B^0 と $\bar{B^0}$ 中間子の質量を表す。
- $M_{12}(M_{21})$ は仮想状態を経て生じる $B^0(\bar{B^0})$ から $\bar{B^0}(B^0)$ への遷移を表す。この $B^0 - \bar{B^0}$ 混合は t クォークを介する図 1.6 のダイアグラムが u、c クォークを介する図 1.7 のダイアグラムと比べて支配的である。

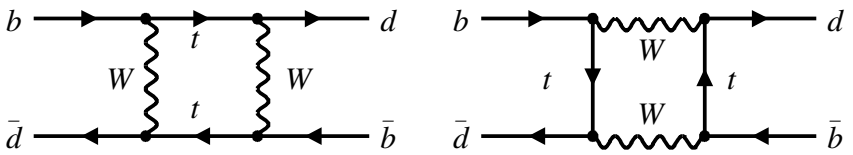

図 1.6: 仮想 t クォークが寄与するボックスダイアグラム

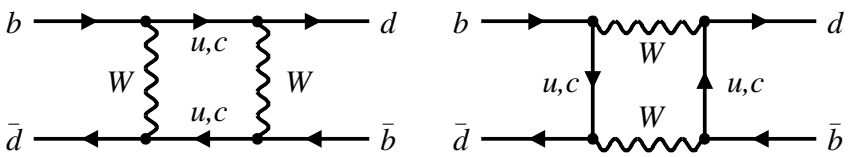

図 1.7: 仮想 u、c クォークが寄与するボックスダイアグラム

- Γ_{11} と Γ_{22} はそれぞれ B^0 と $\bar{B^0}$ の崩壊を表す。
- $\Gamma_{12}(\Gamma_{21})$ は B^0 と $\bar{B^0}$ に共通な崩壊過程の寄与の総和である。

CPT 保存を仮定すると、次の関係式が得られる。

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

この関係式を用いて、$M_{11} = M_{22}(ImM_{11} = 0)$、$\Gamma_{11} = \Gamma_{22}(Im\Gamma_{11} = 0)$、$M_{21} = M_{12}^*$、$\Gamma_{21} = \Gamma_{12}^*$ となる。よってハミルトニアン H の固有状態は、

$$\begin{pmatrix} M - i\Gamma/2 & M_{12} - i\Gamma_{12}/2 \\ M_{12}^* - i\Gamma_{12}^*/2 & M - i\Gamma/2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p \\ \pm q \end{pmatrix} = (m_{L,H} - i\Gamma_{L,H}/2) \begin{pmatrix} p \\ \pm q \end{pmatrix}$$

である。ここで m_L、m_H はそれぞれ B_L、B_H の質量、Γ_L、Γ_H はそれぞれ B_L、B_H の崩壊行列である。である。混合パラメータ p, q 関係は、

$$\frac{q}{p} = \sqrt{\frac{M_{12}^* - i\Gamma_{12}^*/2}{M_{12} - i\Gamma_{12}/2}} = -\frac{2(M_{12}^* - i\Gamma_{12}^*/2)}{\Delta m - i\Delta\Gamma/2)}$$

となる。ここで、$\Delta m \equiv m_H - m_L$、$\Delta\Gamma = \Gamma_H - \Gamma_L$ である。K 中間子の場合と同様に、$q/p \equiv (1 - \tilde{\varepsilon})/(1 + \tilde{\varepsilon})$ とすると、B_L、B_H 質量固有状態は

$$\begin{aligned} |B_L > &= \frac{1}{\sqrt{1 + |\tilde{\varepsilon}|^2}}(|B_1 > + \tilde{\varepsilon}|B_2 >) \\ |B_H > &= \frac{1}{\sqrt{1 + |\tilde{\varepsilon}|^2}}(|B_2 > + \tilde{\varepsilon}|B_1 >) \\ |B_1 > &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|B^0 > + |\bar{B^0} >) \\ |B_2 > &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|B^0 > - |\bar{B^0} >) \end{aligned}$$

と表すことができる。M_{12} には t クォークが大きく寄与するのに対し、B^0 と $\bar{B^0}$ の両方が崩壊できるモードの崩壊分岐比の合計は、高さ $O(10^{-3})$ なので、Γ_{12} は B 中間子の崩壊全幅を Γ として

$$\Gamma_{12} < \Gamma \times 10^{-3}$$

となる。したがって、$|\Gamma_{12}| \ll |M_{12}|$ が成立し、p、q は次のように近似できる。

$$\frac{q}{p} \approx \sqrt{\frac{M_{12}^*}{M_{12}}} \equiv e^{-2i\phi_M}$$

ここで、ϕ_M は混合を表す位相である。この ϕ_M が $O(0.1) \sim O(1)$ に及ぶ大きな CP 対称性の破れをもたらす。以下では、それについてさらに説明を加える。

B^0 の時間発展

次に B^0 あるいは $\bar{B^0}$ が $B^0 - \bar{B^0}$ 混合によって、いかなる時間発展を経るかを考える。純粋に B^0 であるという状態は、B_L と B_H の線形結合で書ける。

$$|B^0(t=0)>=\frac{1}{\sqrt{2}}(|B_L>+|B_H>)$$

$t=0$ でこの状態であった B 中間子の時刻 t における状態 $|B^0(t)>$ は、$t=0$ で B_L、B_H であったものが時刻 t でとっている状態を、それぞれ $|B_L(t)>$、$|B_H(t)>$ としてこれらの線形結合で書ける。つまり

$$|B^0(t)>=\frac{1}{\sqrt{2}}(|B_L(t)>+|B_H(t)>)$$

である。
$|B_L(t)>$ と $|B_H(t)>$ は、それらの質量 m_L、m_H と崩壊巾 Γ を用いて以下のように書ける。

$$|B_L(t)>=exp(-i(m_L-i\Gamma/2)t)|B_L>$$
$$|B_H(t)>=exp(-i(m_H-i\Gamma/2)t)|B_H>$$

したがって、$|B^0(t)>$ は

$$|B^0(t)>=e^{-i\bar{m}t}e^{-\Gamma t/2}[cos(\Delta mt/2)|B^0>+e^{-2i\phi_M}i\sin(\Delta mt/2)|\bar{B^0}>]$$

である。ここで $\bar{m}=(m_L+m_H)/2$ とした。同様に

$$|\bar{B^0}(t)>=e^{-i\bar{m}t}e^{-\Gamma t/2}[cos(\Delta mt/2)|\bar{B^0}>+e^{+2i\phi_M}i\sin(\Delta mt/2)|B^0>]$$

である。

CP 固有状態への崩壊での CP の破れ

$B^0-\bar{B^0}$ 混合には、仮想クォーク t が支配的なので、複素位相を持つ V_{td} が寄与する。したがって B^0 と $\bar{B^0}$ が共通の状態 f に崩壊する場合を考え、それぞれの振幅を A と $\bar{A}$ とする。CP の破れが $B^0\to f$ の振幅と $B^0-\bar{B^0}$ 混合を経た $B^0\to\bar{B^0}\to f$ の振幅との干渉によって生じうる。$B^0(t)$ と $\bar{B^0}(t)$ が終状態 f に崩壊する確立の時間発展はそれぞれ

$$\Gamma(B^0(t)\to f)=e^{-\Gamma t}|A|^2[cos^2\frac{\Delta mt}{2}+|\bar{A}/A|^2sin^2\frac{\Delta mt}{2}-Im(e^{-2i\phi_M}\bar{A}/A)sin\frac{\Delta mt}{2}]$$
$$\Gamma(\bar{B^0}(t)\to f)=e^{-\Gamma t}|A|^2[|\bar{A}/A|^2cos^2\frac{\Delta mt}{2}+sin^2\frac{\Delta mt}{2}+Im(e^{-2i\phi_M}\bar{A}/A)sin\frac{\Delta mt}{2}]$$

である。よって CP 非対称度 $A_{cp}(t)$ を

$$A_{cp}(t) = \frac{\Gamma(\bar{B^0}(t) \to f) - \Gamma(B^0(t) \to f)}{\Gamma(\bar{B^0}(t) \to f) + \Gamma(B^0(t) \to f)}$$

と定義すると

$$A_{cp}(t) = \frac{(1 - |\bar{A}/A|^2)cos\frac{\Delta mt}{2} - Im(e^{-2i\phi_M}\bar{A}/A)sin\frac{\Delta mt}{2}}{1 + |\bar{A}/A|^2}$$

である。
$|\bar{A}| \neq |A|$、つまり直接的 CP 対称性の破れはすでに述べたので、ここでは、$|\bar{A}| = |A|$ とすると、弱い位相 ϕ_f と強い位相 δ を用いて振幅は以下のように書ける。

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

したがって $A_{cp}(t)$ は、

$$A_{cp}(t) = \begin{cases} +sin2(\phi_M + \phi_f)sin(\Delta mt) & (CP = -) \\ -sin2(\phi_M + \phi_f)sin(\Delta mt) & (CP = +) \end{cases}$$

である。

よって適当な崩壊様式について、崩壊の時間発展を観測すれば CP 非保存角 ϕ_i を測定できる。

例として $B^0 \to J/\psi K_S^0$ 崩壊 (図 1.8) を用いた ϕ_1 の測定について述べる。

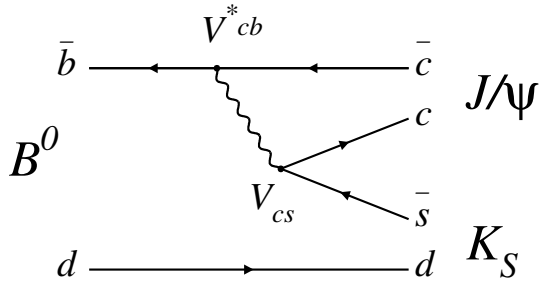

図 1.8: $J/\psi K_s$ 崩壊ファインマンダイヤグラム

B_d^0 の場合、M_{12} と小林 · 益川行列の間に

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

の関係があり (図 1.6)、次式が得られる。

$$\sqrt{\frac{M_{12}^*}{M_{12}}} = \frac{V_{tb}^* V_{cd}}{V_{tb} V_{cd}^*} = e^{-2i\phi_1}$$

$\phi_M = \phi_1$、$\phi_f = arg(V_{cb}^* V_{cs}) = 0$、$CP(J/\psi K_S) = -1$ である。この崩壊による CP の破れは次式で与えられる。

$$A_{cp}(t) = \frac{\Gamma(\bar{B^0}(t) \to J/\psi K_s) - \Gamma(B^0(t) \to J/\psi K_s)}{\Gamma(\bar{B^0}(t) \to J/\psi K_s) + \Gamma(B^0(t) \to J/\psi K_s)} = sin2\phi_1 sin(\Delta mt) \quad (1.4)$$

今、$J/\psi K_S$ をはじめとする f は、B^0、$\bar{B^0}$ の両方が崩壊できる終状態なので、それ自体は $t = 0$ で B^0 であったか $\bar{B^0}$ であったかという情報を持たない。したがって、何らかの方法で $t = 0$ の時 B^0 であったか $\bar{B^0}$ であったかを同定しなくてはならない。これをフレーバータグという。$\Upsilon(4s)$ 共鳴状態から生じる 2 つの B 中間子の間には、ボーズアインシュタイン統計が成り立っているため、片方が B^0 の場合は、もう片方は必ず $\bar{B^0}$ であり、両方がともに B^0 あるいは $\bar{B^0}$ にはなりえない。そこで、反対側の B の崩壊を観測してこれが B^0 であったか、$\bar{B^0}$ であったかを同定すれば目的を達成する。そこで以下、CP 固有状態に崩壊した側の B 中間子を CP サイド、フレーバータグされた側の B 中間子をタグサイドと呼び、フレーバータグの実験的手法について記す。

フレーバー タグ

タグサイドが t=0 で B^0 ならば、その瞬間 CP サイドは $\bar{B^0}$ であったことになり、B^0 と $\bar{B^0}$ の崩壊確率の差を時間 t の関数として観測すればよいことになる。

フレーバータグには主に 2 つの方法が用いられている。レプトンの電荷の符号による識別法と、K 中間子の電荷の符号による方法である。

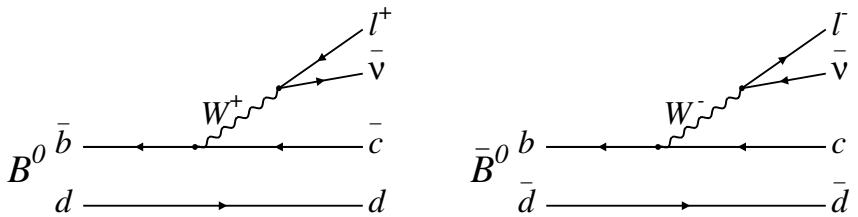

図 1.9: レプトンによる $B^0\bar{B^0}$ 同定

図 1.9 に示したように、$b(\bar{b})$ クォークは $cW^-(\bar{c}W^+)$ に、$cW^-(\bar{c}W^+)$ はレプトン $l^-(l^+)$ とニュートリノ $\bar{\nu_l}(\nu_l)$ に崩壊しうる。

$$W^+ \to l^+\nu_l$$
$$W^- \to l^-\bar{\nu_l}$$

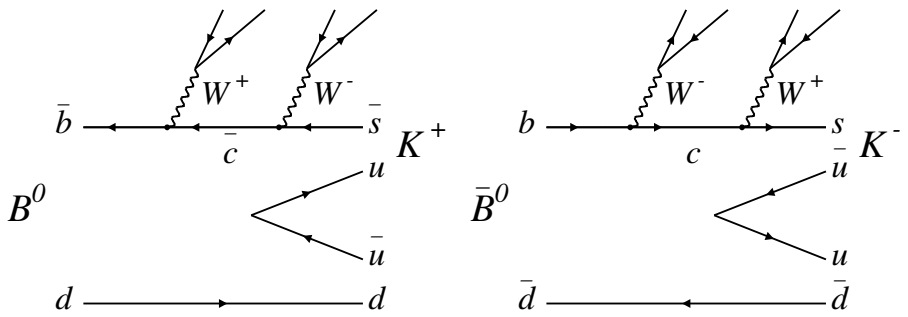

図 1.10: 荷電 K 中間子による $B^0\bar{B}^0$ 同定

ゆえに、レプトンの電荷は B 中間子のフレーバーを示し、l^+ は B^0、l^- は $\bar{B^0}$ と同定できる。図 1.9 に示した過程で生じるレプトンは B 中間子との質量差が大きいため、高い運動量を持つ。一方、チャーム粒子やストレンジ粒子の崩壊で生じるレプトンは一般に運動量が小さい。そのため、フレーバータグでは高い運動量 (重心系での運動量が 1.1GeV/c 以上) のレプトンにより高い重みを割り当てる。

図 1.10 に示すように、荷電 K 中間子による方法も同様に K^+ は B^0、K^- は $\bar{B^0}$ と同定できる。$B \to D\pi, D\rho$ などの二体崩壊からは高い運動量の荷電 π 中間子が生じ、この電荷も B^0 であったか $\bar{B^0}$ であったかという情報を運んでいる。
このようにして、当該事象中にみつかった荷電粒子ごとに B^0 または $\bar{B^0}$ の確立密度を計算し、それらをもとに多次元ライクリフッド法を適用して、タグサイドの B 中間子が B^0 であったか $\bar{B^0}$ であったかを決定する。これにより t=0 の CP サイドのフレーバーが B^0 であったのか、それとも $\bar{B^0}$ であったのかを決定する。

崩壊時間差測定

B 中間子の寿命は、$1.5ps$ 程度であるので、これを直接測定するのは困難である。B 中間子の源として $\Upsilon(4S)$ を用いる場合、これをエネルギーの異なる電子と陽電子の衝突で生成すれば、生成した B 中間子が運動するので、崩壊点を再構成し、その座標の差から崩壊した時刻の差を測定することができる。この原理を模式的に示したものが図 1.11 である。

そこで、次章ではこの目的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 $Belle$ 測定器について説明する。また、$Belle$ 実験装置で、$J\psi K_S$ をはじめとする CP 固有状態への崩壊を用いて測定した B^0、$\bar{B^0}$ の崩壊確率と $A_{cp}(t)$ の測定結果 [8] をそれぞれ図 1.12、図 1.13 に示す。

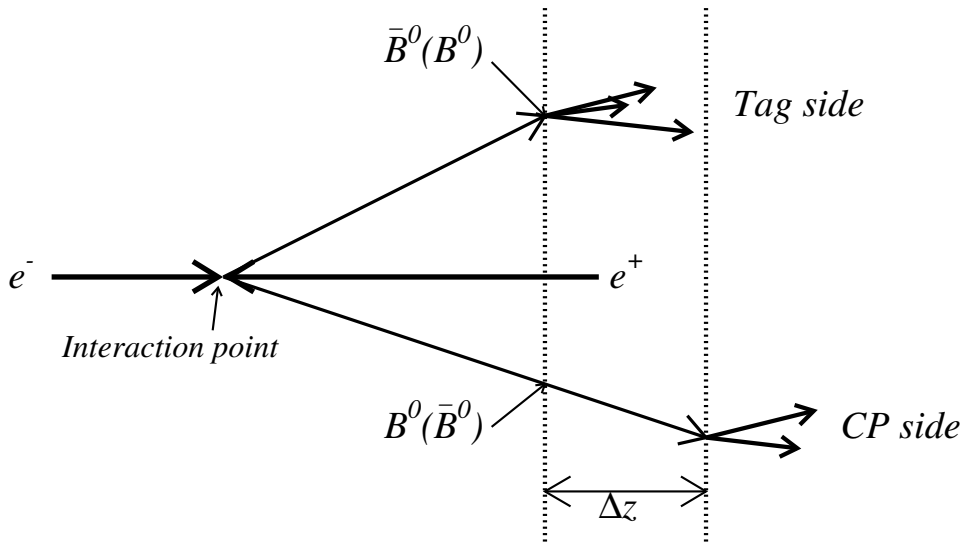

図 1.11: 崩壊時間差の測定方法；二つの B 中間子の崩壊点の z 座標の差 Δz から崩壊時刻の差 Δt は、$\Delta t = \frac{\Delta z}{c\beta\gamma}$ で求められる。ここで、c は光速、β は $\Upsilon(4S)$ の速さ v として $\beta = \frac{v}{c}, \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ である。

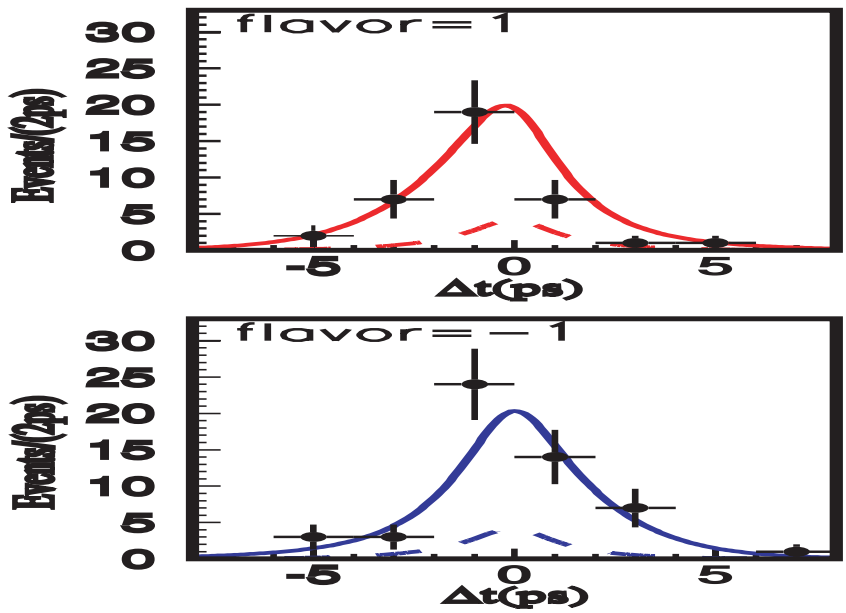

図 1.12: B $\overline{B}$ の時間に依存する崩壊確率の差: 上段の実線は $t = 0$ で B^0、下段の実線は $t = 0$ で $\bar{B}^0$ であったものが CP 固有状態へ崩壊する確率を表す。両者の差が CP 非対称性の破れを表している。破線は、共にバックグラウンドの描写である。

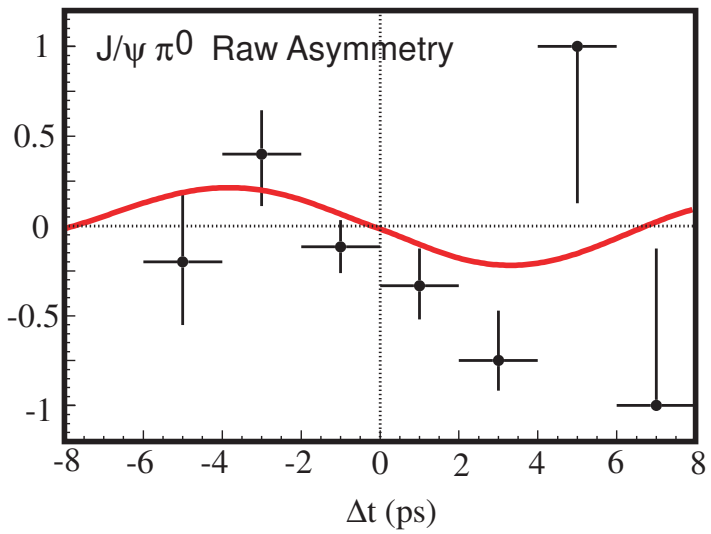

図 1.13: CP 非対称度: 図 1.12 の崩壊確率の差から式 (1.4) によって得られた CP 非対称度 A_{cp} を表す。この結果より、CP 対称性の破れの大きさを表すパラメータ $\sin 2\phi_1 = -0.72 \pm 0.42$(統計誤差) ± 0.08(系統誤差) という値を得た [8]。

第2章　Belle実験装置

2.1　KEKB 加速器

KEKB 加速器は、茨城県つくば市高エネルギー加速器研究機構 (KEK) に建設された周長 3km の電子 · 陽電子衝突型加速器である。KEKB は高エネルギー物理学研究所で 1986 年から稼働していたトリスタン加速器を改造したもので、1994 年から建設され 1998 年に完成、1999 年 6 月から実験を開始した。

KEKB 加速器では、電子 · 陽電子はそれぞれ 8.0GeV と 3.5GeV の異なるエネルギーで衝突する。電子 · 陽電子の重心系エネルギーは 10.58GeV であり、b と $\overline{b}$ クオークの 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。B 中間子崩壊から CP の破れを観測するには、

· 非対称エネルギーでの衝突

· 高いルミノシティ

を実現する必要がある。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

KEKB 加速器は、二つの加速リングをもち、電子 · 陽電子をそれぞれ 8.0GeV と 3.5GeV という異なるエネルギーで衝突させる。これは、 B^0 か $\bar{B^0}$ であるかの特定を行い、CP 非保存現象を調べるための工夫である。

前章で述べたように、CP の破れを測定するためには、B 中間子が CP 固有状態へ崩壊した時刻 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 1.6ps 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。

しかし、電子と陽電子を同じエネルギーで衝突させると、B 中間子の質量は 5.28GeV であることから、$\Upsilon(4s)$(質量 10.58GeV) から生じた B 中間子はほとんど静止している。そのため、崩壊するまでに $20\mu m$ しか飛行しない。このような分解能で崩壊点の位置を測定するのは、技術的に困難である。

そこで、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、崩壊するまでに約 $200\mu m$ 飛行するので、 2 つの B 中間子の崩壊位置の違いは十分測定可能となる。

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。CP 対称性の破れの測定に使用可能な B 中間子崩壊過程の崩壊分岐比は小さく検出効率を合わせて考えると、年間およそ 10^8 個の $B\overline{B}$ 中間子対が必要になる。$\Upsilon(4s)$ の生成断面積は $1.2nb(1b = 10^{-24}cm^2)$ なので、必要とされる年間積分ルミノシティは $10^{41}cm^{-2}(= 100fb^{-1})$ となる。このため、KEKB 加速器は $10^{34}cm^{-2}s^{-1}$ という高いルミノシティを達成することを目標にしていたが、2003 年 5 月にこの値は達成された。
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。

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

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、表 2.1 に示すように、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。また、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、低エネルギーの陽電子リングの I を大きくする必要があり、陽電子リングの電流が電子リングに比べて大きくなる。

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。一つのバンチが担う電流は数 mA なので、大きなビーム電流を蓄積するためには、電流を多数個のバンチに分散させなければならない。KEKB では各リングに最大約 5000 個のバンチを蓄積することができる。現在の KEKB 加速器は、約 1500 個のバンチを蓄積することにより、$930mA$(陽電子)、$780mA$(電子) ビーム電流値を得て、ピークルミノシティ $1.1 \times 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$ を達成している。

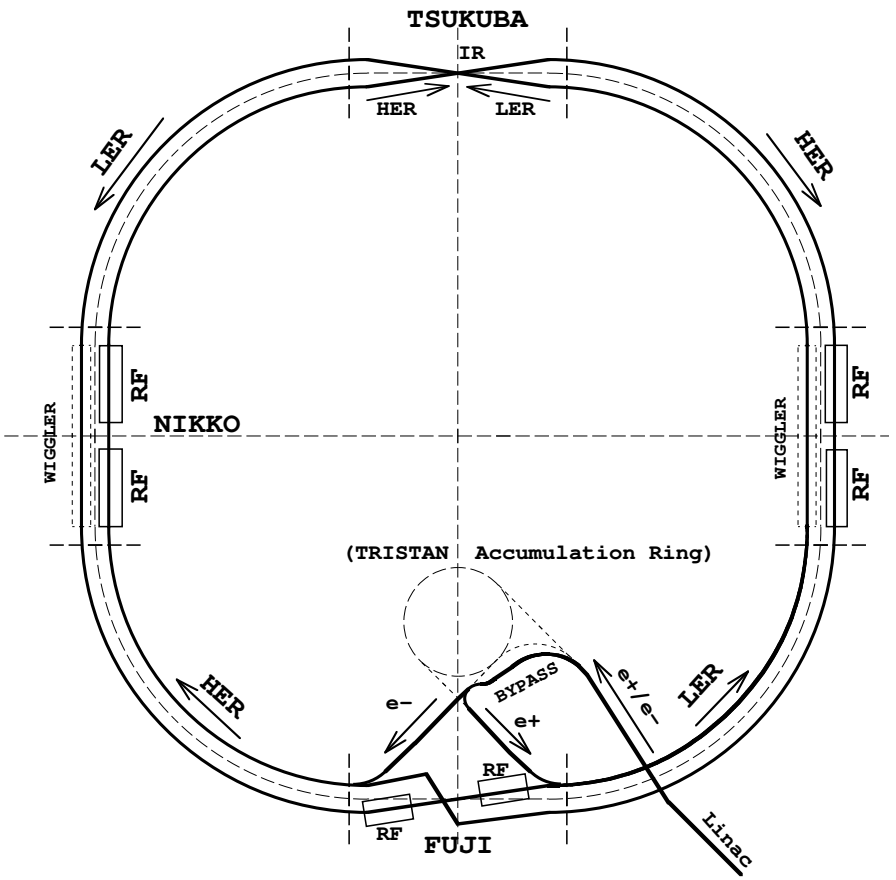

図 2.1: KEKB 加速器

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
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

2.2 Belle 検出器

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性能が要求される。

- B 中間子の崩壊点を良い精度 $(< 100\mu m)$ で測定すること
- $\pi^{\pm}, \pi^0, K_S, K_L$ といった多岐に及ぶ終状態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持つこと

これらの要請を満たすため、それぞれ違った役割をもつ複数の検出器から Belle 検出器は構成されている。表 2.2 に検出器の役割を示す。そして、これらの各検出器からの情報を組み合わせることで、B 中間子崩壊を再構成していく。Belle 検出器の全体図 (2.2)、および断面図 (2.3) を示す。

なお、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、ビーム軸からの距離 r、方位角 ϕ、角度 θ 用いる。

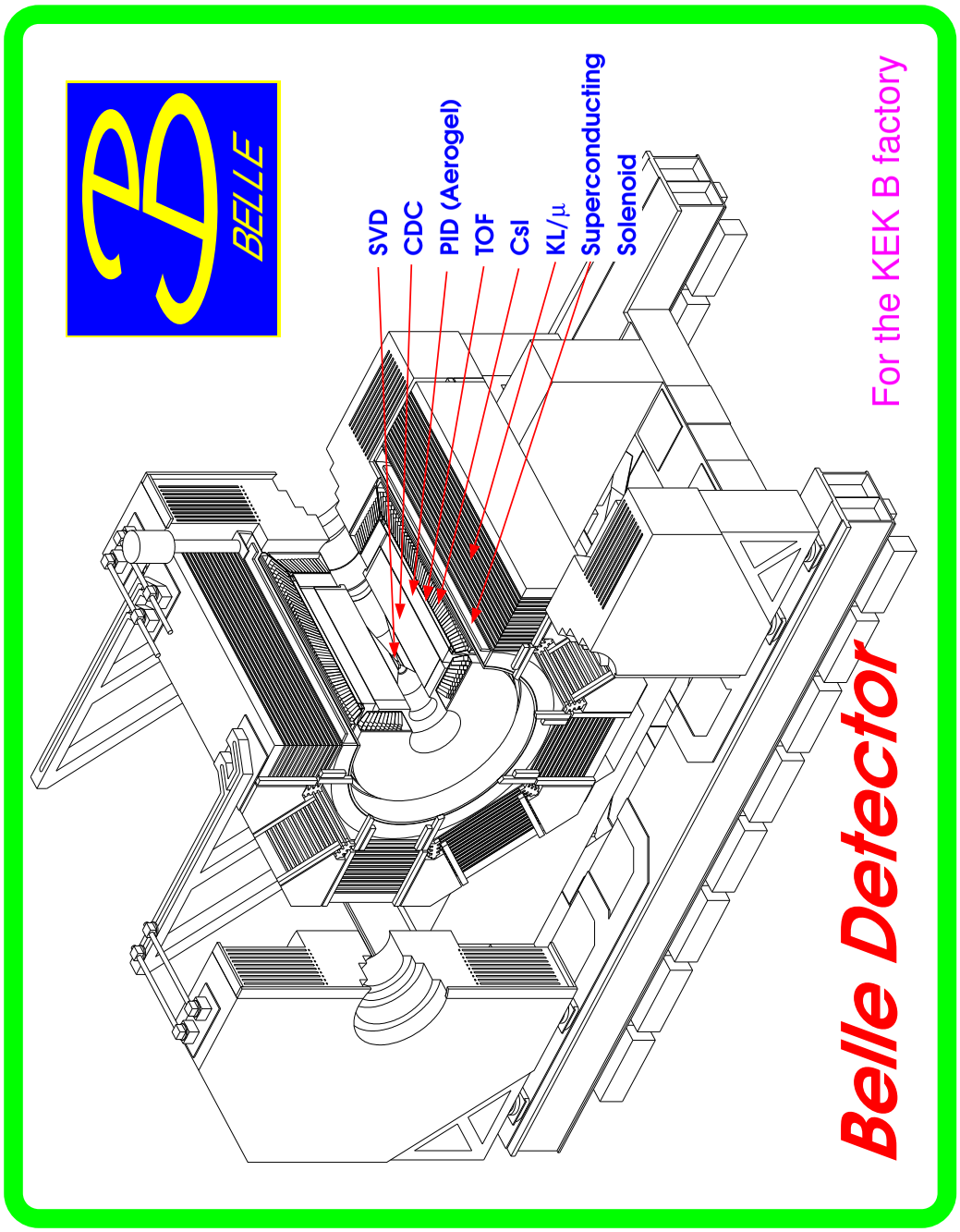

図 2.2: Belle 測定器の全体図

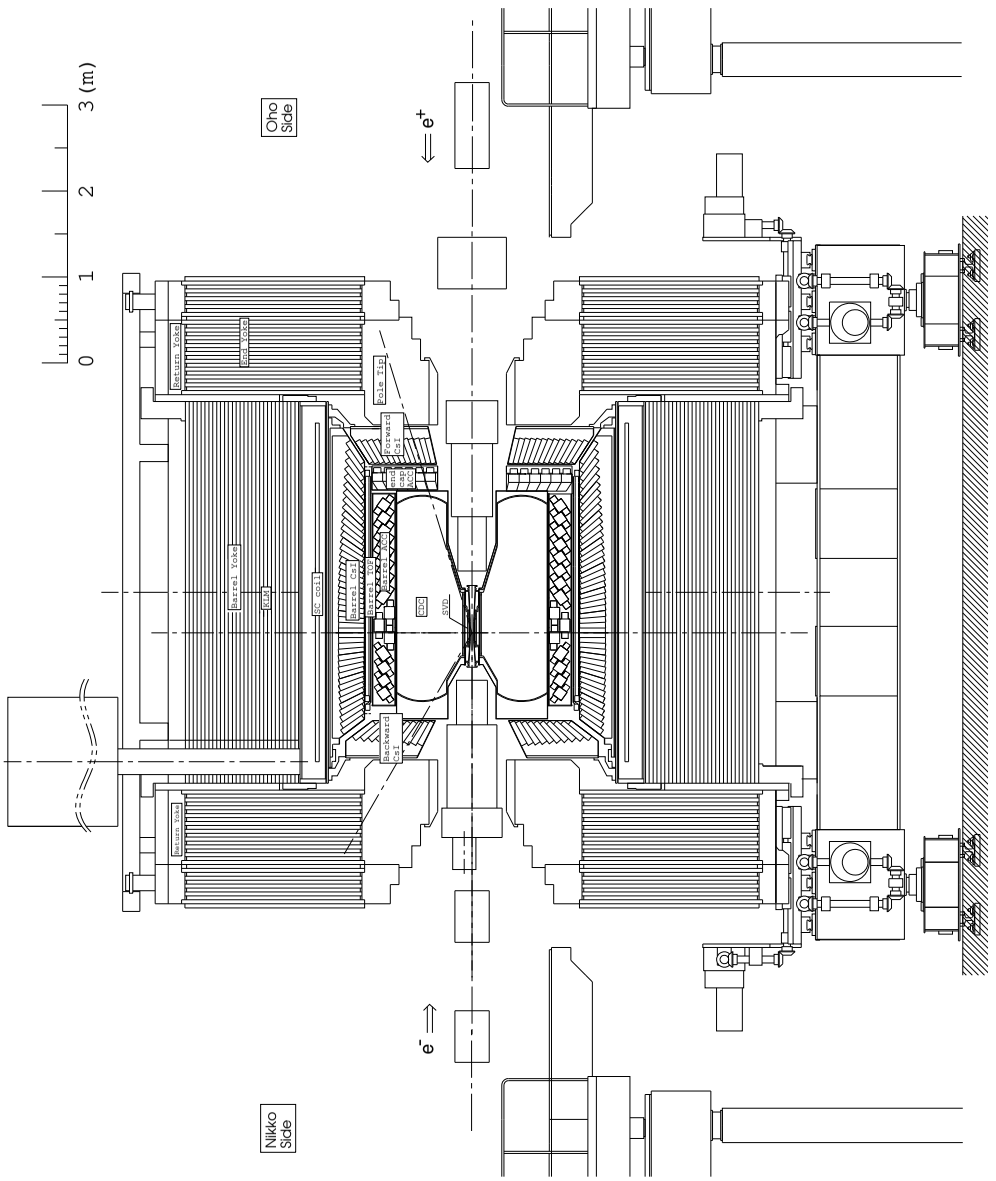

図 2.3: Belle 測定器の断面図

B 中間子の崩壊点測定	SVD(Silicln Vertex Detector)
運動量測定	
· 光子	ECL(Electromagnetic Calorimeter)
· 荷電粒子	CDC(Central Drift Chamber
粒子識別	
· K 中間子 $\Leftrightarrow$ π 中間子	ACC(Aerogel $\check{C}$erenkov Counter), TOF(Time of Flight Counter),ACC
· μ 粒子 $\Leftrightarrow$ π 中間子	KLM(K_L and Muon Detector)
· $e \Leftrightarrow \pi$ 中間子	ECL
· K_L	KLM

表 2.2: 各検出器の役割

2.2.1 SVD(粒子崩壊点測定器)

SVD(Silicon Vertex Detector) の主な役割は B 中間子の崩壊点を測定することである。また、次に述べる CDC(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。

分解能を向上させるため、検出器の構造は以下のような設計にする。
まず幾何学的な手法として、最も内側の層は可能な限り衝突点に近くする。
次に検出器の物質量を小さくして、多重散乱を押さえる。そのために、軽い物質で検出器を支え、読み出しのエレクトロニクスは外側に置く。また、SVD は検出器の最も内側に位置し、ビームバックグランドを多く受けるため、放射線に対して耐性がなければならない。

図 2.5 が SVD の断面図である。

ビーム軸との角度 $23^\circ < \theta < 139^\circ$ の領域をカバーする。これは全立体角の 86% とに対応する 3 層からなり、その半径は 30mm、45.5mm、60.5mm である。それぞれの層は内側から 8、10、14 個の ladder から出来ており、ladder はダブルサイドシリコンストリップ検出器 (DSSD) からなる。DSSD からの読み出しは積分回路の VA1 を基礎としている。VA1 はノイズを押さえ、200kRad の放射線に耐性がある。

DSSD は 1280 のセンス · ストリップと 6400 の読み出しパッドから成る。ストリップ · ピッチは z 方向が $42\mu m$、ϕ 方向は $25\mu m$ である。DSSD 全体の大きさは $57.3 \times 33.5mm$、厚さは $300\mu m$ である。計 102 個の DSSD が使われている。

ladder には $r-\phi$ 平面でいくつか重複した部分があり、その領域は内側の層から、それぞれ 9.7、3.8、8.7% である。

検出器の物質量を減らすため、支える物質は最小限にしなければならない。そのため、ladder はエンドリング、シリンダー、アウトカバーで支えられている。エンドリングは物質量が低く、熱電導率が高いアルミニウムで作られ、$15C^\circ$ の水が循環

する冷却チューブが埋め込まれている。エンドリングは前後とも 2.5mm 厚 CFRP のシリンダーで支えられている。それらのシリンダーは CDC で固定されている。位置分解能は $100\mu m$ である。

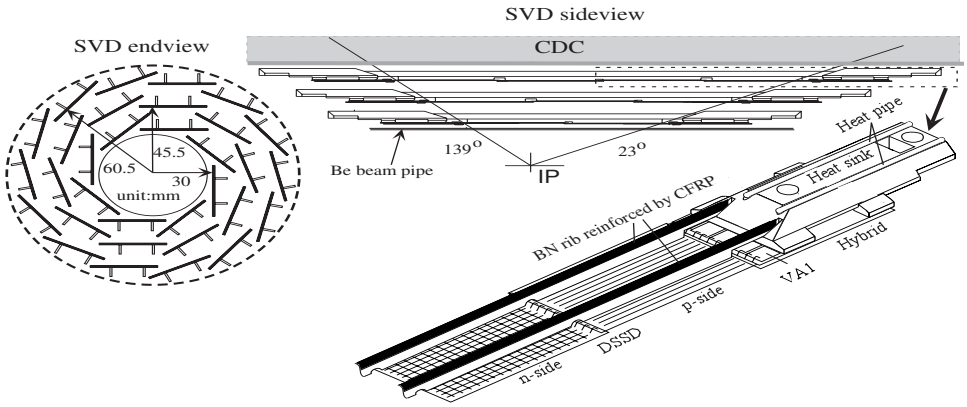

図 2.4: SVD 全体図

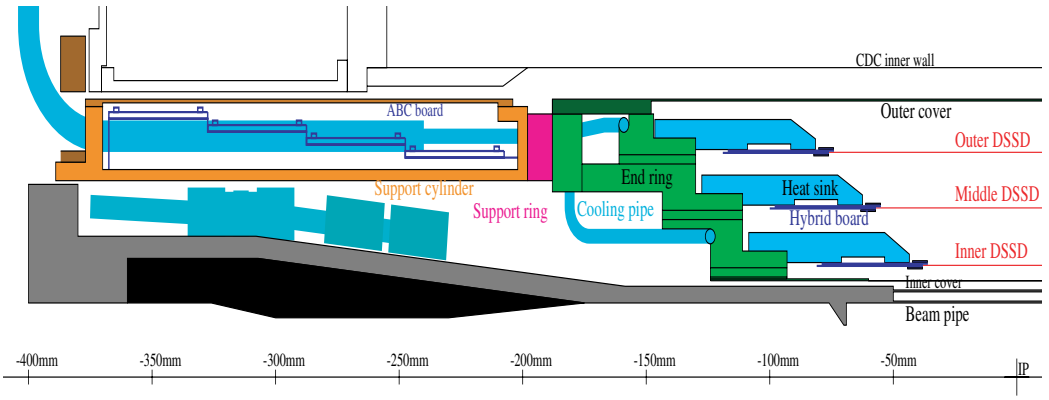

図 2.5: SVD を支えるシステム

2.2.2 CDC(中央飛跡検出器)

CDC の主な役割は、荷電粒子の飛跡検出及びエネルギー損失 (dE/dx) の測定である。加えて、トリガーシステムへの情報の提供も行う。

$p_t > 100MeV/c$、$17^\circ < \theta < 150^\circ$ の全ての荷電粒子に対して運動量分解能 $\sigma_{p_t}/p_t \sim 0.5\sqrt{1+p_t^2}$ が要求される。磁場が一定の時、運動量分解能を良くするには、SVD と同様に検出器の物質量を減らせば良い。

CDC の構造を図 2.6 に示す。カバーする領域が $17^\circ < \theta < 150^\circ$ であるため、z 方

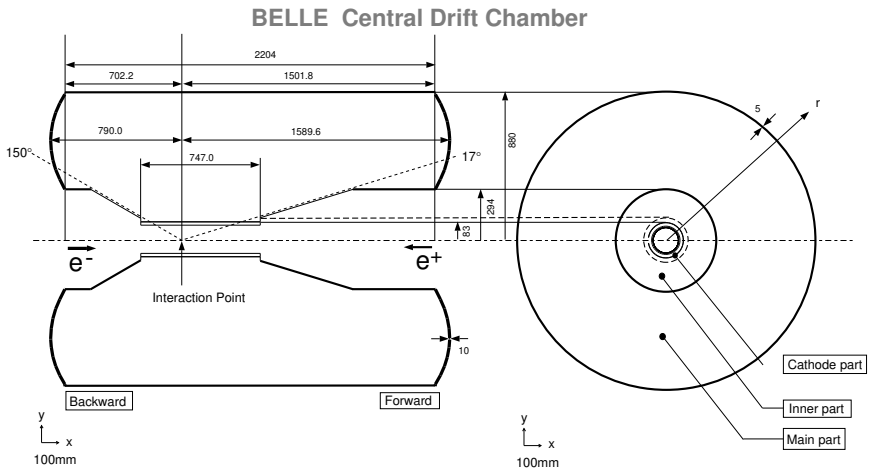

図 2.6: CDC 断面図。長さの単位は mm。

向に対して非対称になっている。内径は 103.5mm、外径は 874mm である。物質を薄くして低い運動量の飛跡の検出効率をあげるため、インナーパートとメインパートの境界には壁を使用していない。前方と後方の半径が小さい部分は加速器の部品を避けるために円筒形である。

チェンバーは 50 層の cylindrical レイヤーと 3 層の陰極ストリップレイヤーかで構成されている。cylindrical レイヤーは 3 層から 6 層の z 軸に平行な Axial レイヤーと平行でないステレオレイヤーからなる。ステレオ · レイヤーの角度はワイヤーの周りにおける増幅率の低下を 10% に押さえながら z 方向の測定を最大にするように決定した。

センスワイヤーは直径 $30\mu m$ の金メッキ · タングステン · ワイヤーを使用している。フィールド · ワイヤーはチェンバーの物質量を減らすために直径 $126\mu m$ のアルミニウム · ワイヤーを使用している。

CDC は全部で 8400 個のドリフトセルを持つ。個々のドリフト · セルは、ほぼ正方形である。

検出器の物質量を減らすため、ガスも低い物質量のものを使用する。低い物質量のガスはアルゴンベースのガスよりも光子との反応断面積が低いので、シンクロトロン放射からのバックグランドを減らすことができる。ヘリウムとエタンを 1:1 の割合で混合したガスを用いている。このガスでは長い放射長 (640m) を持ち、低い電場でも $4cm/\mu sec$ のドリフト時間を満たす。物質量が低いが、エタンガスを混合しているため dE/dx の分解能は悪くならない。

エネルギー損失は粒子の種類に依存せず速さ $(\beta = v/c)$ から決まるので、dE/dx から求めた β と運動量から粒子の質量、そして種類が同定できる。予想される dE/dx は Bethe-Bloch の公式より

$$dE/dx \propto \frac{1}{\beta}\left[ln(\frac{\sqrt{2m_e\beta^2\gamma^2E_{max}}}{I}) - \frac{\beta^2}{2} - \frac{\sigma}{2}\right]$$

I : 電磁ポテンシャル

E_{max} : 測定できる最大のエネルギー

δ : 密度に依存する係数

である。実験データにおける dE/dx 分布は図 2.7 に示す。

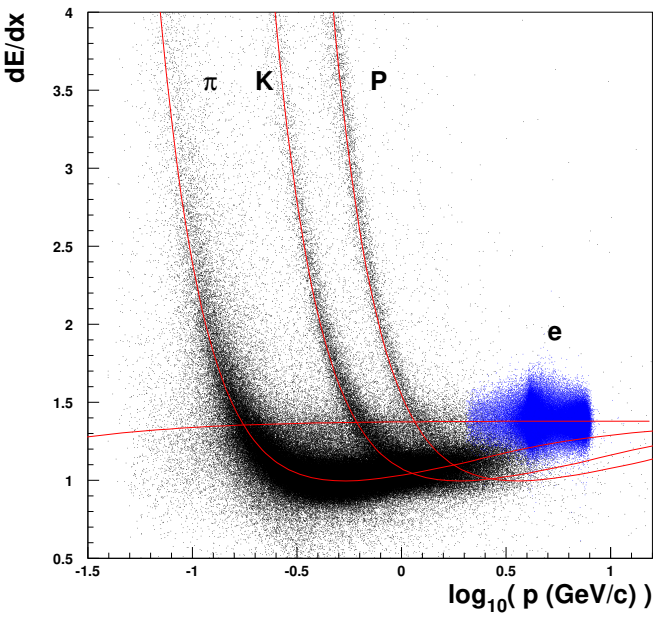

図 2.7: 実験データにおける dE/dx と運動量の 2 次元分布

位置分解能は $r-\phi$ 平面で $130\mu m$、z 軸方向では $200\sim1400\mu m$ である。$e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ 過程を用いた解析による p_t 分解能は $4 < p_t < 5.2GeV/c$ の範囲で $1.64 \pm 0.04\%$ である。dE/dx の分解能は $K_S \to \pi^+\pi^-$ 崩壊による $0.4 < p_t < 0.6GeV/c$ の領域で 7.8%、$e^+e^- \to e^+e^-, \mu^+\mu^-$ 事象では約 6% である。

2.2.3 *ACC*(エアロジェルチェレンコフカウンター)

ACC(Aerogel Čerenkov Counter) の役割は、次節で述べる TOF で識別不能な 1.2GeV/c 以上の荷電 K 中間子と π 中間子の識別を行なうことである。

ACC はしきい値型検出器であり、屈折率 n の物質に速度 β の荷電粒子が入射したとき、

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

ならば、チェレンコフ光を放出する。適当な屈折率の物質を用いれば、CDC で測定された運動量から、ACC がチェレンコフ光を発したか否かで粒子識別ができる。識別可能領域の上限は 2.5-3.5GeV/c であり、これは z 軸方向の角度に依存する。広い運動量領域で精度の良い K/π 識別を行うため、$1.01 \sim 1.03$ の屈折率を持つエアロジェルが選ばれた。屈折率は表 2.3 に示すように z 軸との角度で変えている。

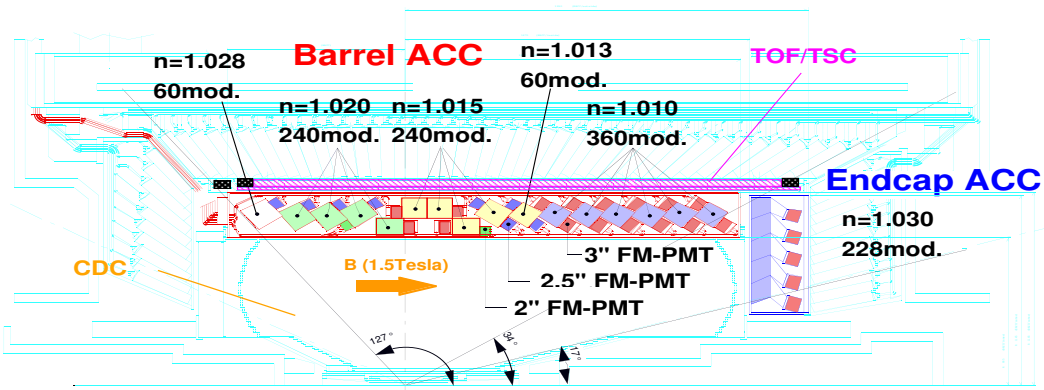

図 2.8: ACC 断面図

図 2.9 に ACC の断面図を示す。ACC はバレル領域では ϕ 方向に 60 セルに分割した 960 個のカウンターモジュール、エンドキャップ領域では 5 つの同心円型レイヤーで配列された 228 個のカウンターから構成されている。すべてのカウンターはほぼ衝突点に向かってタワー状に配列されている。$17.0^\circ < \theta < 127.2^\circ$ の領域をカバーする。

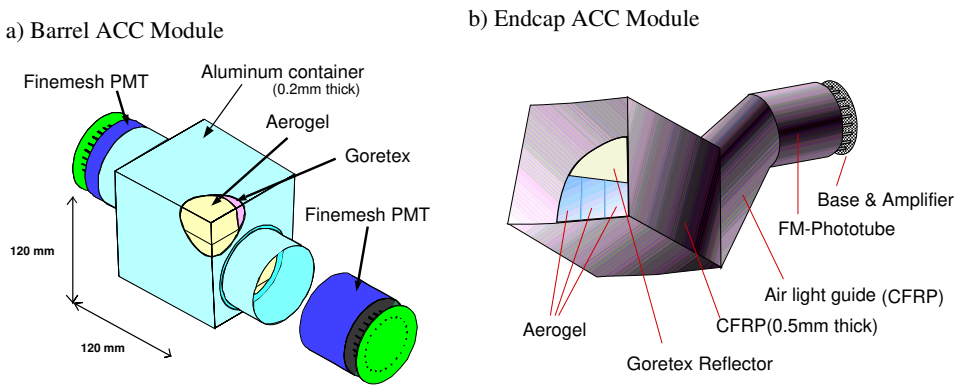

図 2.9: ACC カウンターモジュール

ACC のモジュールを図 2.9 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 $12 \times 12 \times 12cm^3$ 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つけてある。この FM-PMT は 1.5Tesla の磁場中でも使用できる。PMT は光速に近い粒子が均一の反応をするように屈折率に応じて直径 3 インチ、2.5 インチ、2 インチの 3 種類を使用した。

$\theta(^\circ)$			屈折率
120.4	$\sim$	127.2	1.028
91.0	$\sim$	120.4	1.020
63.8	$\sim$	91.0	1.015
57.4	$\sim$	63.8	1.013
32.2	$\sim$	57.4	1.010
17.0	$\sim$	32.2	1.030

表 2.3: ACC エアロジェルの屈折率

2.2.4 TOF(飛行時間測定器)

TOF(Time of Flight Counters) は、1.2GeV/c 以下の荷電 K/π 中間子の識別を行うこと及び CDC と組み合わせて荷電粒子を検出することにより、トリガー信号を出すことを目的とするプラスチック シンチレーション カウンターである。

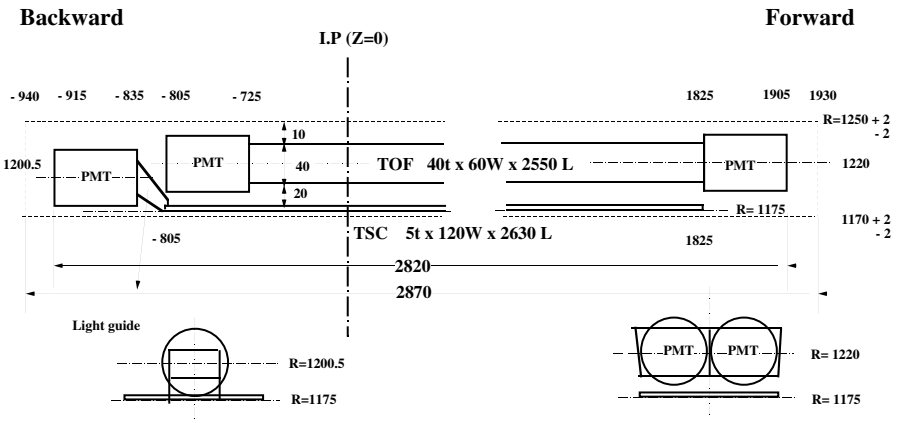

図 2.10: TOF/TSC モジュール

主な役割は、衝突点からの飛行時間の測定によって、粒子識別を行うことであり、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。

$$\beta = \frac{L_{path}}{cT_{TOF}} = \frac{P}{E} = \frac{P}{\sqrt{m^2 + P^2}}$$

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

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 $100ps$ であれば、$1.2GeV/c$ 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。

TOF は粒子識別以外にトリガーにも用いられる。QtoT 用に gete 信号を作り、TDC 用に信号を止めるトリガーシステム用のタイミングシグナルを生成する。トリガー信号の重複を防ぐため TOF トリガー信号のレイトは 70kHz 未満に保たなければならない。ECL 用のゲートと CDC 用のストップ信号は 10ns の精度が必要である。トリガーレイトは 70kHz 未満、トリガー効率はほぼ 100% である。

分解能 100psec を実現するために以下のような設計にする。減衰の長さが 2m 以上の速いシンチレーターを使用する。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、ライトガイドを排除する。光子の収集を最大限にするために広いフォトカソードを持つ光電子増倍管を用いる。以上の要求を満たすために FM-PMT を TOF と TSC カウンターに直接取り付け 1.5Tesla の磁場中におく。

TOF システムは 128 個の TOF カウンターと 64 個の TSC カウンターから構成されている。台形の TOF カウンター 2 個と TSC カウンター 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 $34^\circ < \theta < 120^\circ$ の範囲がカバーされている。これらのモジュールは ECL の内壁に取りつけられている。TOF カウンターと TSC カウンターの間隔は 1.5cm である。1.5Tesla の磁場中ではこのギャップによって TSC レイヤーで生成された電子と陽電子が TOF カウンターにまで到達することを防ぐ。

$e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ 事象において、時間分解能は平均 100psec であり、z 方向への依存は小さい。

2.2.5 ECL(電磁カロリメータ)

ECL(Electromagnetic Calorimeter) の役割は、電子 (陽電子) と光子のエネルギー測定である。

光子や電子が物質にあたると電磁シャワーを作りエネルギーを失う。光子と電子が ECL に入射した場合、その粒子が持つエネルギーの全てを ECL 内で失うが、荷電 π 中間子などのハドロンが入射した場合はそれより小さくなる。これを利用して電子と π^+ の識別が行われる。

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	$\sim$ 200MeV
π, K, p	イオン化とハドロン相互作用	$\geq$ 200MeV
		$<$ 粒子のエネルギー

表 2.4: ECL と粒子の相互作用

ECL の断面図を図 2.11 に示す。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 $1.96m$ の領域をカバーする。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。結晶を隙間なく敷き詰めるために、バレル領域では結晶の向きが $\theta - \phi$ 方向に約 1.3° の傾きがある。同様の理由から、前方エンドキャップ領域では θ 方向に 1.5°、後方エンドキャップ領域では θ 方向に約 4°、の傾きがある。カロリーメータは $17.0^\circ \sim 150.0^\circ$ の領域をカバーする。これは全立体角 4π の 91% に相当する。ケーブルを通すために、エンドキャップとバレル間に隙間がある。この隙間の合計は θ 方向で約 3% である。ECL は計 8736 個の $CsI(Tl)$

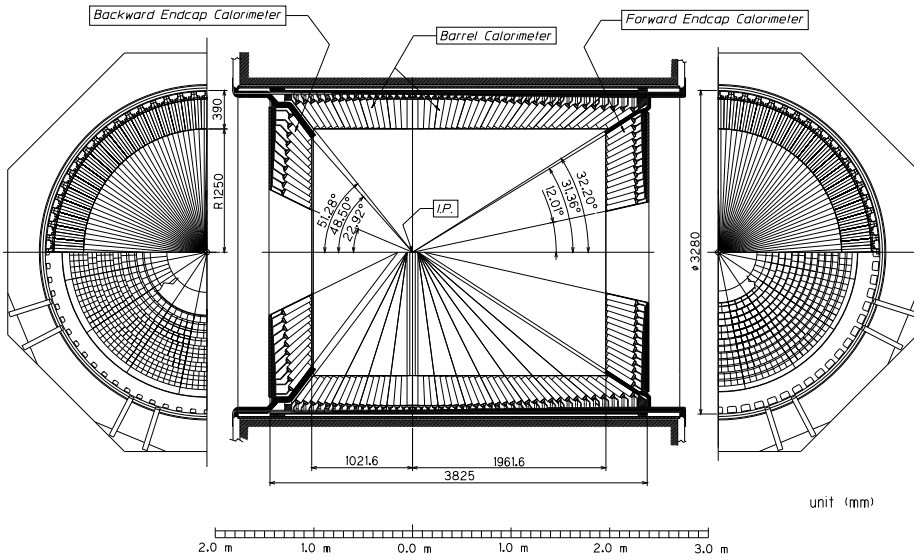

図 2.11: $CsI(Tl)$ カロリーメーター

カウンターからなり、その重量は 43 トンである。

	$\theta(^\circ)$	結晶数
前方エンドキャップ	$12.4 \sim 31.4$	1152
バレル	$32.2 \sim 128.7$	6624
後方エンドキャップ	$130.7 \sim 115.1$	960

表 2.5: ECL のパラメーター

低いエネルギー領域において、良いエネルギー分解能を得ために、光量の多い $CsI(Tl)$ シンチレーターを用いている。

2 つの光子の分解能力として 5° を要求すると、これは衝突点から最も近い結晶の表面において、11cm 離れていることになる。バレル領域では衝突点方向前方の断面が $55 \times 55mm$、後方が $65 \times 65mm$ の結晶を用いている。これによって、3GeV/c 以下の π^0 が放出する光子ならば、光子が 1 個以上離れた結晶に入射するため 1 個の光子によるシャワーでなく 2 個の光子によるシャワーと識別することができる。$CsI(Tl)$ 結晶の断面は θ 方向による。エンドキャップ領域では全面が 44.5mm から 70.8mm と、後方が 54mm から 82mm である。高い運動量の光子について、エネルギー分解能を保つため、結晶の長さは 30cm としている。

$CsI(Tl)$ カウンターを図 2.12 に示す。それぞれの結晶はシンチレーション光を効率良く集めるために反射シートで覆われている。そのシートには光をよく反射し、扱

いやすく、また耐年性があると予想されるテフロンを用いた。結晶全体が厚さ $200\mu m$

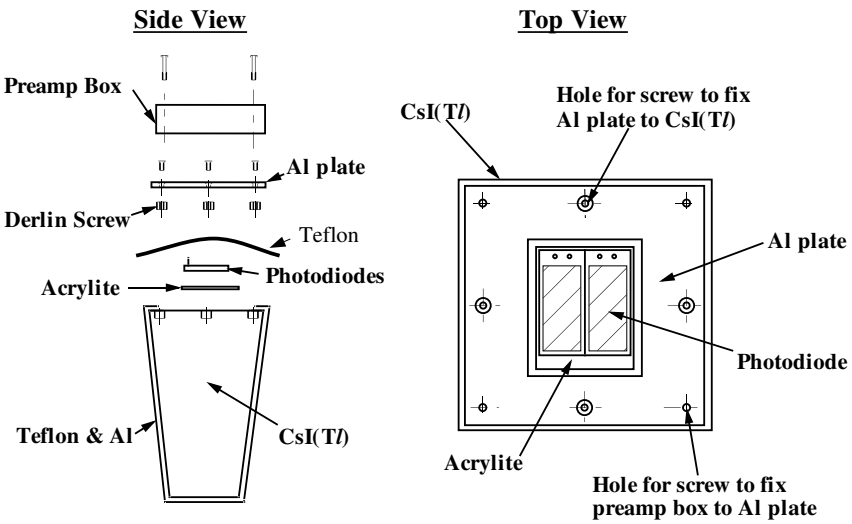

図 2.12: $CsI(Tl)$ カウンター

のテフロンで覆われている。さらに、厚さ $25\mu m$ のアルミニウムと厚さ $25\mu m$ のマイラーで覆う。アルミニウムで保護されたプレアンプの箱は、ネジでアルミニウムの板に固定する。2 つのフォトダイオードが厚さ 1mm のアクリル板で結晶の後方中央に接着されている。

エネルギー分解能は 1.3%、位置分解能は $0.5\mathrm{cm}/\sqrt{E}$ である。

2.2.6 $KLM(K_L$、μ 粒子検出器)

KLM(K_L and Muon Detector) の役割は、${K_L}^0$ 中間子と μ 粒子の検出である。

K_L 中間子は寿命の長い中性粒子であるため、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崩壊し、発生するハドロンシャワーの測定により観測する。KLM では 600MeV/c 以上の K_L が測定可能である。

μ の検出と識別は $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ 崩壊を検出するために非常に重要である。μ 粒子は高い貫通力を持つため、ある程度高い運動量 ($\geq$ 600MeV/c) ならば内側の検出器を通過し、KLM によって検出できる。dE/dx、TOF、ACC を用いた粒子の質量による粒子同定方法では、$\mu(105MeV/c^2)$ と $\pi(140MeV/c^2)$ の識別はできない。そのため、KLM で粒子が受ける相互作用の違いによって識別をする。表 2.6 より、μ 粒子は電磁相互作用しか起こさないため、KLM を貫く層の数は μ 粒子の方がハドロンより多い。

粒子	相互作用
e, γ	(到達不能)
μ	電磁相互作用
π, K, p	電磁相互作用と強い相互作用
K_L	強い相互作用

表 2.6: KLM と粒子の相互作用

位置分解能は θ、ϕ 方向ともに 30mrad である。1.5GeV/c 以上の μ 粒子の場合、検出効率は 90% 以上、誤認率は 5% 未満である。

2.2.7 トリガーシステム

ルミノシティ $10^{33}cm^{-2}s^{-1}$ においてビームの衝突は 500MHz であるが、$B\bar{B}$ 事象は 1Hz、その他の物理的事象を含めても観測すべき事象は数 10Hz である。目標とするルミノシティ $10^{34}cm^{-2}s^{-1}$ における各事象の断面積とトリガーレイトを表 2.7 に示す。後述するデータ収集システムの転送能力は、最大 500Hz の処理能力である。そのため、物理的事象以外に発生する多数のバックグランド事象をリアルタイムで破棄し、興味ある事象を効率よく選出するトリガーシステムが求められる。

図 2.13 が BELLE トリガーシステムである。各検出器ごとのトリガーシステムがあり、その後、全体の情報をまとめて最終的な判断を GDL(Global Decision Logic) で下すシステムとなっている。

トリガーのタイミングは TOF の TSC による信号で決められる。各検出器のトリガーシステムは主に飛跡トリガーとエネルギートリガーの 2 つに分類される。CDC と TOF は荷電粒子からトリガー信号を生成する。ECL は検出した全エネルギーと

物理過程	断面積 (nb)	トリガーレイト (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 2.7: ルミノシティ $10^{34}cm^{-2}s^{-1}$ における断面積とトリガーレイト。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、その断面積が大きいためトリガーレイトは $1/100$ にする必要がある。

クラスタ数でトリガーを行う。SVD からの情報はトリガーに用いられない。事象発生から $1.85\mu sec$ 後に GDL が各検出器からの情報を組み合わせ、データ収集をするか否かを判定し、収集が決定された場合、その $0.35\mu sec$ 後に各検出器に向けてトリガー信号を送る。この選別によって、平均 200Hz、最大でも 500Hz にまで絞られる。

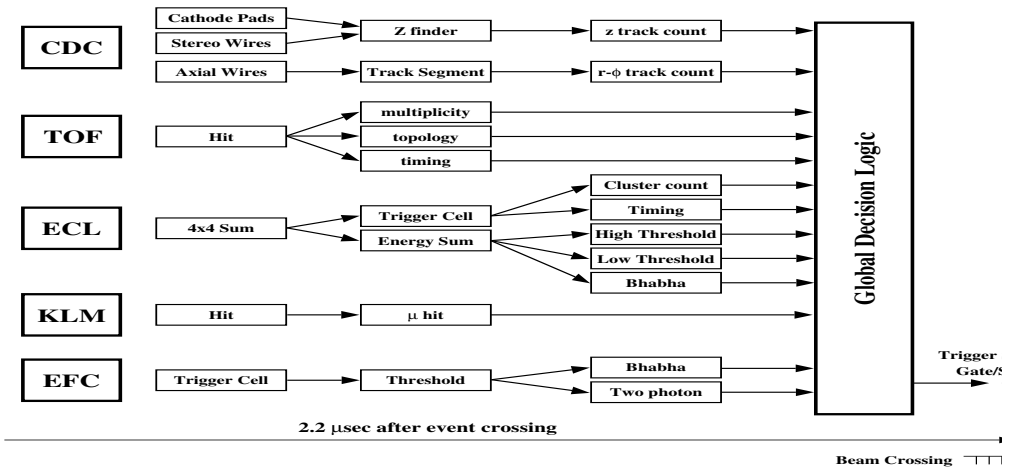

図 2.13: BELLE トリガーシステム

2.2.8 DAQ(データー収集システム)

BELLE データ収集システムの概要を図 2.14 に示す。$B\bar{B}$ 事象または $q\bar{q}$ 事象のデータサイズは約 30kB である。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

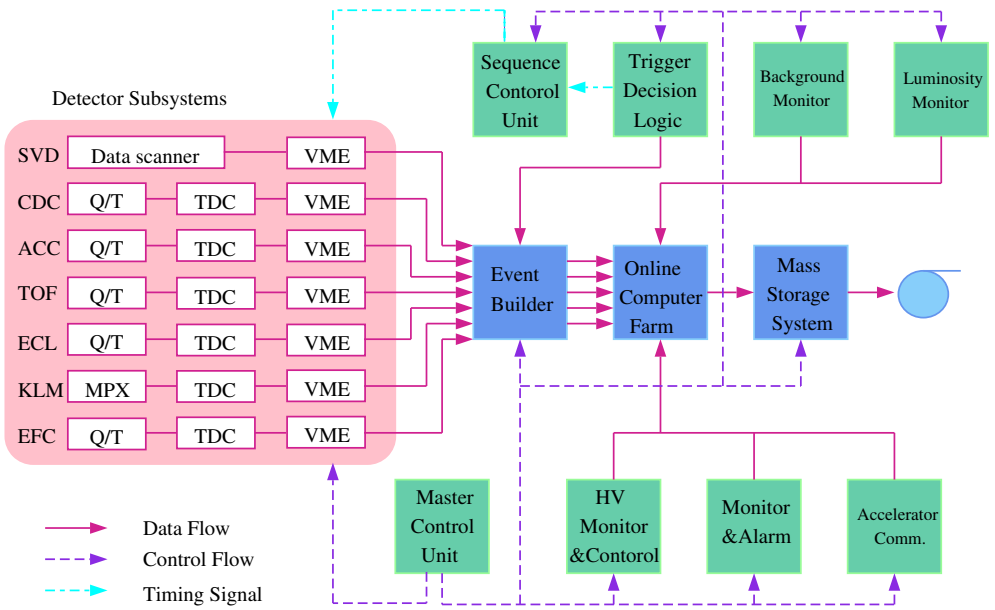

図 2.14: データ収集システム

段階では 1 事象のデータは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用いている方法は SVD、KLM とその他の検出器では異なっている。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。ADC で信号をデジタル化するかわりに、電荷を一度コンデンサーに蓄え、一定の速度で放電する。放電を始める時と終える時に 2 回パルスが発生する。2 つのパルスの時間差で入力信号のタイミングと振幅の両方が得られる。そして、TDC 読み出しシステムを用いて時間のデジタル化を行う。KLM からの情報も同じ型の TDC で読み出す。SVD からの信号はフラッシュ ADC(FADC) に送られる。この時点でデータサイズは $10 \sim 20kB$ であり、イベント · ビルダーへの転送能力を超えている。そのため、FADC で読み出したデータをイベント · ビルダーへ送るさい、VME を 4 個用いる。

データはメモリー · モジュール内で集められる。読み出したデータはイベント · ビルダーに転送され、事象のデータとしてまとめられる。次にデータはオンライン · コンピューター · ファームで事象選別、事象データの作成を行い、コンピューター · センターで Mass Strange System 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ー · 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。

2.2.9　$KEKB$ 計算機システム

BELLE オフラインコンピューターシステムの役割は、BELLE 検出器で収集されたデータの再構成と蓄積である。また、各ユーザーはこれを用いて解析を行う。モンテカルロシュミレーションの作成も、このコンピューターシステムの重要な役割である。

BELLE 検出器からは最大 15MB/s のデータが転送される。これは最大トリガーレイト 500Hz かつ最大事象サイズ 30KB の場合である。400GB/day または 80TB/year の場合、ローデータは 5MB/s で蓄積される。再構成アルゴリズムによってローデータからデータ · サマリー · テープ (DST) を作成する。DST 作成とはローデータを物理量 x_μ、p_μ に変換する作業である。DST は物理的事象のみを含むため、そのサイズは $4GB/pb^{-1}$ に減少する。1999 年 10 月から 2000 年 6 月に収集された $6.8fb^{-1}$ のデータでは DST は 28TB である。

図 2.15 が BELLE オフラインコンピューターシステムである。このシステムは、コンピューターサーバー、データ蓄積のための RAID ディスクとテープライブラリ、ワークグループサーバー、そしてそれらを結ぶ高速のネットワークシステムで構成されている。

テープライブラリシステムは (1)SONY Pate Site DMS-8800、(2)SONY Pate Site DMS-8400、(3)SONY Pate Site DMS-8400 から成る。(1) は容量 25TB で、書き込み速度 32MB/s の DIR-1000 テープドライブ 2 つと書き込み速度 16MB/s の DIR-1000 テープドライブ 9 つで構成されている。これらはオンラインデータの書き込みや、DST 作成に用いられる。(2) は容量 75TB であり、データ転送速度 12MB/s の DTF テープドライブ 15 個で構成されている。それぞれのコンピュータサーバーは DTF ドライブに接続されている。(3) は 25TB のデータを蓄積できる。RAID システムは 6 つの Gen 5 貯蔵サーバーがあり、うち 5 つの容量はそれぞれ 640GB、残りの 1 つは 480GB である。

要求される計算処理能力は 30,000MIPS であり、これは 1 つの CPU ではまかなえない。よって、複数の CPU を並行して使用する必要がある。Symmetric Multi Processor(SMP) 構造の機械がそれに選ばれた。

データーサーバーとコンピューターサーバーは Ap-net と呼ばれる、富士通パラレルサーバー AP3000 で接続されている。Ap-Net の通信速度は 200MB/s である。Ap-Net は ATM/PDDI LAN にも接続している。別の SMP サーバーもあり、ネットワークに接続されている。CPU は合計 300 以上である。

このオフラインコンピュータシステムでは、DST プロダクションの初期段階でオフラインのトリガーを行う。ECL で検出された全エネルギーが 4GeV 以上、運動量

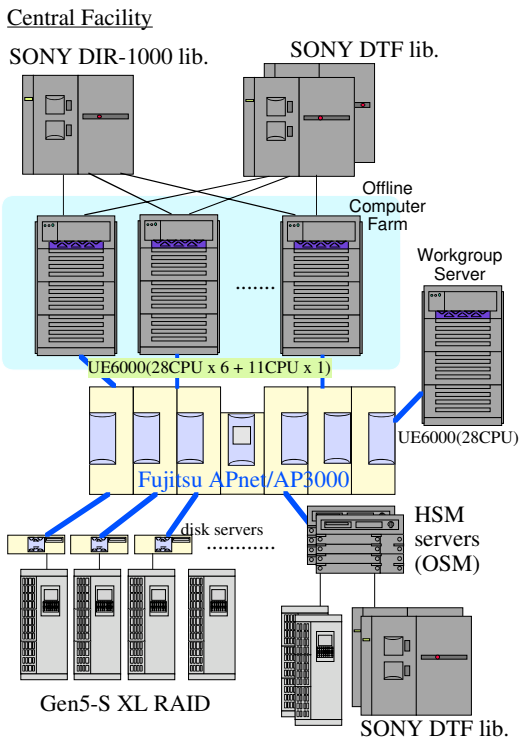

図 2.15: BELLE コンピューターシステム

が $p_t > 300MeV/c$ かつ $|dr| < 1.0cm$ かつ $|dz| < 4.0cm$ の飛跡が 1 本以上ある事象が選別される。$B^0 \to J/\psi K_S$、$B^0 \to K_s\pi^0$ 崩壊のシュミレーション 1000 事象を、このオフライントリガーシステムに通した場合、検出効率は 100% であった。

第3章　$B^0 \to \psi(2S)\pi^0$ 崩壊の観測

第1章で説明したように、CP 非保存パラメータ $\sin 2\phi_1$ の測定に用いる代表的な崩壊過程 $B^0 \to J/\psi\ K_s$ は、$b \to c\,\bar{c}\,s$ 遷移によって生じる。図 3.1 に示すように、この s クォークを d クォークに置き換えた $b \to c\,\bar{c}\,d$ 遷移で現れる崩壊過程に、$B^0 \to J/\psi\pi^0$ 崩壊がある。

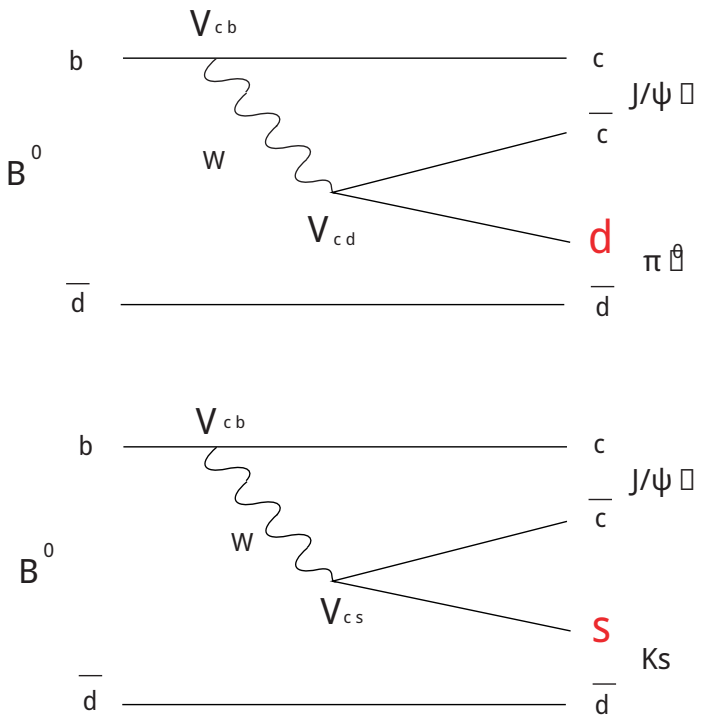

図 3.1: (上段)$B^0 \to J/\psi\ \pi^0$ 崩壊を起こさせる $b \to c\,\bar{c}\,d$ 遷移、(下段)$B^0 \to J/\psi\ Ks$ 崩壊を起こさせる $b \to c\,\bar{c}\,s$ 遷移のツリーダイアグラム

$B^0 \to J/\psi\pi^0$ については、すでに Belle,Babar,CLEO の各実験においてその崩壊分岐比が測定されているだけではなく、CP 非対称度も Belle と Babar によって測定されている。しかし、その測定精度は統計誤差によって制限されているので、同じファインマンダイヤグラムによって生じる崩壊過程を発見し、これを加えることにより、改善を企てることは重要な意味がある。

そこで本章では、$b \to c\bar{c}d$ 遷移による崩壊過程である $B^0 \to \psi(2S)\pi^0$ 崩壊を観測し、その崩壊分岐比を求めたことについて説明する。
用いたデータは、$KEKB$ 加速器 /$Belle$ 測定器によって 2000 年 1 月から 2003 年 7 月までの期間に収集された積分ルミノシティ$140fb^{-1}$ のデータであり、$1.52 \times 10^6 B$ 中間子対生成に対応する。

3.1 $B^0 \to \psi(2S)\pi^0$ 崩壊の理論的背景

$B^0 \to \psi(2S)\pi^0$ 崩壊過程に寄与する、弱い相互作用の最低次のファインマンダイアグラム (ツリーダイアグラム) と 1 ループのペンギンダイアグラムをそれぞれ図 3.2、3.3 に示す。

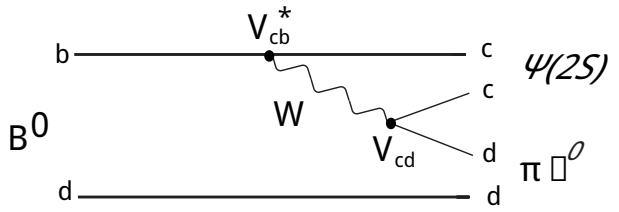

図 3.2: $B^0 \to \psi(2S)\pi^0$ 崩壊のツリーダイアグラム

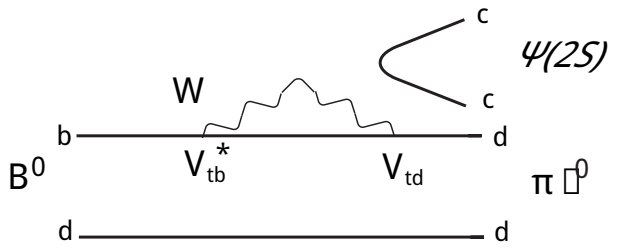

図 3.3: $B^0 \to \psi(2S)\pi^0$ 崩壊のペンギンダイアグラム

$\psi(2S)$ のスピン (J)、パリティ (P)、荷電共役 (C) は $J^{PC} = 1^{--}$、π^0 は $J^{PC} = 0^{-+}$ である。また、B 中間子が擬スカラー中間子であることと、角運動量保存則から、$\psi(2S)$ と π^0 の間の軌道角運動量 $L = 1(p-wave)$ である。$p-wave$ のパリティ固有値は -1 であることから、$\psi(2S)\pi^0$ は固有値が $+1$ の CP 固有状態である。ここで、$B^0 \to \psi(2S)\pi^0$ 崩壊のツリーダイアグラムには、V_{cb} と V_{cd} が寄与するので複素位相は現れない。よって、このツリーダイアグラムが支配的である場合は、第 1 章で述べた $J/\psi\ K_s$ に関する議論がそのまま成立して、CP 非対称度が、$\sin 2\phi_1$ を与える。

この場合、$B^0 \to \psi(2S)\pi^0$ について式 (1.4) を用いて CP 非対称度を求めると、

$$\begin{aligned} A_{cp}(t) &= Im\left(\frac{V_{td}^*\, V_{tb}}{V_{td}V_{tb}^*} \cdot \frac{V_{cd}^*\, V_{cb}}{V_{cd}\; V_{cb}^*}\right) \times \sin(\Delta m t) \\ &= -\sin 2\phi_1 \times \sin(\Delta m t) \end{aligned}$$

となる。ここで $\sin 2\phi_1$ の係数として現れる負号は、$J/\psi\ K_s$ の CP 固有値は -1、$B^0 \to \psi(2S)\pi^0$ と逆符号であることを反映している。

一方、ペンギンダイアグラムの場合、図 3.2、3.3 のように崩壊振幅中に複素位相を含む V_{td} が寄与する。
また、W ボソンのかわりに超対称性粒子など、標準模型をこえた新しい物理に関与する粒子が寄与し、その結合定数が複素位相を含む可能性もある。したがって、これらの効果により、ペンギンダイヤグラムが顕著に寄与していた場合は、直接的 CP 対称性の破れが現れることになる。こうした事情は、$c\bar{c}$ が低位の束縛状態を形成した場合の崩壊モード:$B^0 \to J/\psi(2S)\pi^0$ 崩壊と同様である。
本節の最後に、崩壊分岐比の測定自体が CP 対称性の破れの研究に別な角度から重要な貢献をする点について説明する。B 中間子は、質量が大きいので、その二体崩壊においては、崩壊後の粒子は比較的大きな運動量を持つため、互いに速やかに遠ざかり終状態相互作用は小さいと考えられる。すると、例えば $B^0 \to \psi(2S)\pi^0$ 崩壊の場合、崩壊振幅は B^0 から $\psi(2S)$ へのカレントと π^0 へのカレントの積の形で書けばよいことになるので、これをファクトリゼーションと呼ぶ。ファクトリゼーションが成り立っていれば、直接的 CP 対称性の破れを観測した時、そこから小林 · 益川理論のパラメーターを制限する際の強い相互作用による位相からくる不定性を小さくできる。
また、ファクトリゼーションが成り立っていれば、崩壊分岐比どうしの比において

$$\frac{Br(B^0 \to \psi(2S)K^0)}{Br(B^0 \to J/\psi K^0)} = \frac{Br(B^0 \to \psi(2S)\pi^0)}{Br(B^0 \to J/\psi\pi^0)} \tag{3.1}$$

が、よい近似で成り立つはずである。

そこで、以下の節では、$B^0 \to \psi(2S)\pi^0$ 崩壊が $b \to c\bar{c}d$ 遷移における CP 対称性の破れの研究に貢献する大きさを明らかにするために行なった崩壊分岐比の測定について述べていく。

3.2 事象選別

B 中間子対生成を含め、ハドロン事象の選別には以下の条件を要求する。

- Good track の条件を満たす荷電粒子の飛跡が 3 本以上存在すること。
  Good track の条件とは

  $|dr|$: 飛跡の衝突点に対する最近接点と電子ビーム軸との距離 $< 2.0cm$

  $|dz|$: $|dr|$ の最近接点と衝突点間の z 座標の差 $< 4.0cm$

  P_t : 運動量のビーム軸に垂直な成分 $> 0.1GeV/c$

  のすべてを満たすことである。

- Good track の条件を満たした飛跡を用いて求めた事象生成点と衝突点間の距離が xy 平面内で 1.5cm、z 方向で 3cm 以内であること。

- 0.1GeV より高いエネルギーのシャワーが実験室系において $-0.7 < cos\theta < 0.9$ の範囲に 2 個以上存在すること。

さらに $\Upsilon(4S)$ 静止系で以下の条件を要求する。

- カロリメーターで検出されたシャワーのエネルギーの総和 E_{sum} が

  $$0.1 < E_{sum}/E_{tot} < 0.8$$

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

- Good track の条件を満たした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

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

  を満たすこと。

- 事象の形状を表す変数

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

  であること。ここで H_2 と H_0 は 2 次と 0 次の Fox-Wolfram モーメントである。[9]

特に最後の条件は 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) を軽減するためである。

以上のすべて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。

3.2.1 電子識別

電子識別は $\psi(2S) \to e^+\ e^-$、$J/\psi \to e^+\ e^-$ の再構成のために必要であるばかりでなく、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。電子の識別には次の 6 つの観測量を用いる。[11]

1. ECL における、シャワーの位置と外挿した飛跡の位置との合致
2. ECL で測定されたシャワーのエネルギー 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 (E9/E25)
4. CDC による dE/dx
5. ACC によるチェレンコフ光の収量
6. TOF で測定される粒子の飛行時間

(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強力な測定量は 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、電子の方が外挿した飛跡とシャワーの位置はよく一致する。シャワーの位置と外挿した飛跡の間の ϕ、θ の差を $\Delta\phi$、$\Delta\theta$ として、

電子を識別するために $\Delta\phi$ と $\Delta\theta$ を用いて 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 fit 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∼p)。これに対してハドロンの場合は、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。この分布から電子とハドロン (又は μ 粒子) が容易に区別できる。

(3) シャワーの形状
電磁シャワーとハドロンシャワーとでは縦横両方向で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。まず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 はシャワーの中心の周囲に 3×3、E25 は 5×5 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低い領域を占める割合が多い。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。

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 1. から 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、$P_h(i)$ はハドロンであると同定される確率である。

3.2.2 μ 粒子識別

μ 粒子識別には、CDC、KLM の情報を用いる。[12] 荷電粒子の飛跡を、CDC から出た位置と KLM に入った位置から KLM 内へ外挿する。そしてその飛跡がハドロンであるか μ 粒子であるか識別するために次の二つの量を用いる。

- ΔR ; 飛跡が貫いた KLM の層数の測定値と、μ 粒子である場合の期待値との差
- χ^2 ; KLM まで外挿した飛跡と実際に KLM で検出したヒットとの間 の距離から求めた χ^2

ΔR と χ^2 はほとんど独立なので μ 粒子である確率密度 $p(\Delta R, \chi^2)$ はそれぞれ単独な量の関数として、$p(\Delta R)$、$p(\chi^2)$ を用い、

$$p(\Delta R, \chi^2) = p(\Delta R) \times p(\chi^2)$$

で与えられる。この確率密度にもとづいて μ 粒子である liklihood L_μ を求める。

3.2.3 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 比、$L(i:j)$ は

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

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 Likelihood を表し、$L(i:j)$ 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。[10]

3.3 再構成

3.3.1 $\pi^0 \rightarrow \gamma\ \gamma$ の再構成

π^0 は 99% の確率で二つのガンマ線に崩壊する。よって、π^0 を再構成するには、ECL で検出された二つの光子の組み合わせから不変質量を求めればよい。π^0 の再構成においては、以下のように光子のエネルギー閾値を設定した。

- バレルに入射した光子：50 MeV 以上
- エンドキャップに入射した光子：100 MeV 以上

以上の条件を満たす光子を、2 個任意に組み合わせて得た不変質量分布を図 (3.4) に示す。左側は、$B^0(\bar{B}^0) \rightarrow \psi(2S)\ \pi^0$ に崩壊する 10,000 事象のモンテカルロシュミレーション、右側は実験データから求めた。
矢印で示した範囲の内側

$$0.118 < M_{\gamma\gamma} < 0.15(GeV/c^2)$$

を π^0 の候補とした。
また、π^0 の運動量の測定精度を向上させるために、光子対の質量を既知の π^0 の質

量に一致させる束縛付き最小二乗法 (マスコンストレイントフィット) を適応し、この結果得られた運動量を π^0 の運動量とした。

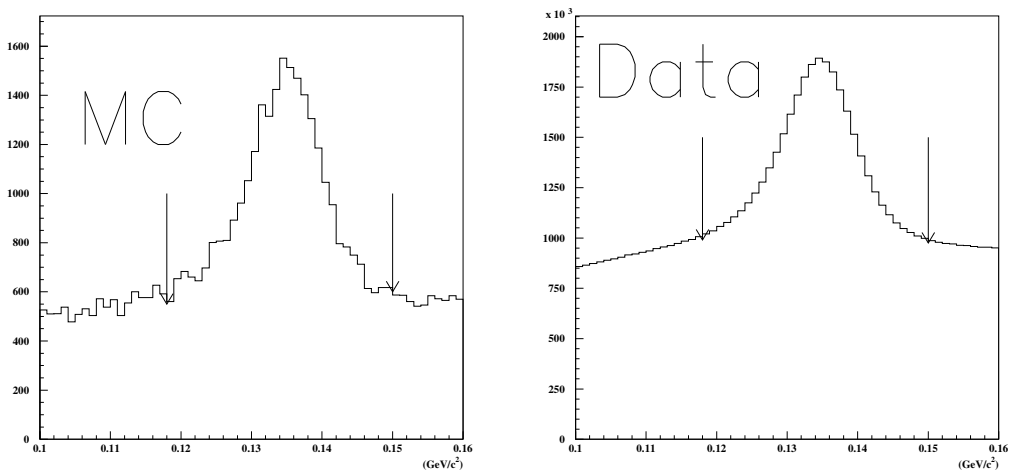

図 3.4: 再構成された π^0 の不変分布:
左側がモンテカルロシュミレーション、右側が実験データを使用した分布。

3.3.2 $\psi(2S) \to l^+l^-$ の再構成

$\psi(2S)$ 粒子は次のような崩壊分岐比でレプトン対に崩壊する。

$$\psi(2S) \to e^+\ e^-:\ (7.58\ \pm 0.29)\ \times 10^{-3}$$
$$\psi(2S) \to \mu^+\ \mu^-:\ (7.30\ \pm 0.8)\ \times 10^{-3}$$

よって、$\psi(2S)$ を再構成する一つの方法として、荷電粒子の中から電子対と μ 粒子対を選別して再構成することは有力な方法である。3.2.2 節と 3.2.3 節で述べた電子 ·μ 粒子識別を用いて、以下の条件を満たすものをレプトンであると同定する。

- 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。
- $P_{eid} > 0.01$ であれば 電子とする。
- $L_{\mu id} > 0.1$ であれば μ 粒子とする。

これらの条件から同じ種類のレプトンと同定され、かつ互いの電荷が逆符号の 2 本の飛跡の組について不変質量を求める。
ここで、$\psi(2S)\ \to\ e^+\ e^-$ の再構成においては、電子または陽電子が制動放射で

光子を放出して運動量を失うため、再構成した飛跡から得た運動量が、実際よりも低く検出される場合がある。これを可能な限り回復するために、電子 · 陽電子の運動量ベクトルから 50mrad 以内の範囲に検出された光子の運動量も加える。しかしそれでも光子の放出による運動量の損失は補いきれないため、図 3.6 に示すように $\psi(2S) \to e^+ e^-$ の不変質量分布は $\psi(2S) \to \mu^+\mu^-$ のそれよりも低い方に尾を引いている。

また、$B^0 \to \psi(2S)\pi^0(\psi(2S) \to l^+l^-, \pi^0 \to \gamma\gamma)$ のモンテカルロシミュレーション事象で再構成した $\Upsilon(4S)$ の重心系での運動量分布が図 3.5 である。不変質量が $\psi(2S)$ と一致していてもこの運動量が高いものは、特に $\psi(2S) \to e^+e^-$ のモードで、Bhabha あるいは Radiative Bhabha 事象に起因するバックグラウンドが多い。
そこで $\psi(2S)$ の重心系運動量 $P^*_{\psi(2S)}$ が

$$P^*_{\psi(2S)} < 1.7GeV/c$$

を満たすことを要求した。

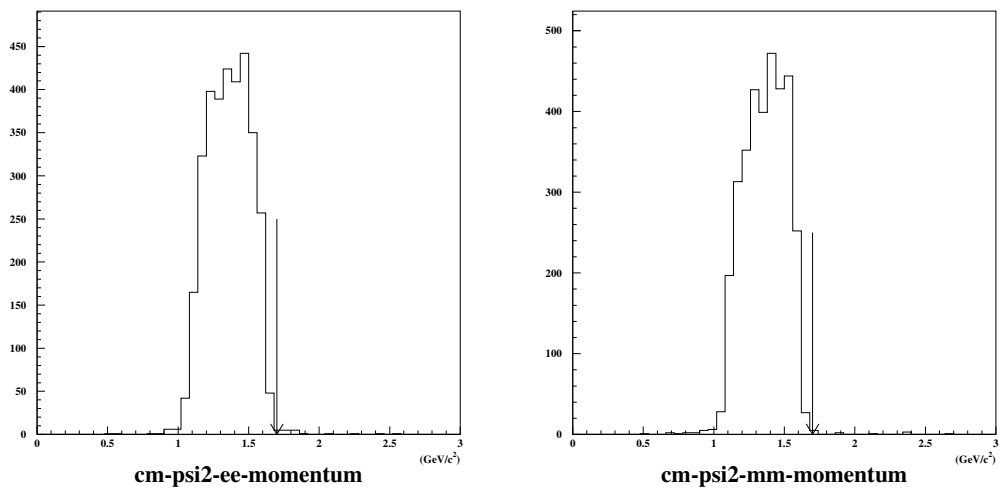

図 3.5: $\Upsilon(4S)$ 重心系での運動量 $P^*_{\psi(2S)}$:
左側が電子対による重心系での運動量 $P^*_{\psi(2S)}$、右側が μ 粒子対よる重心系での運動量 $P^*_{\psi(2S)}$

図 3.6 にレプトン対の不変質量分布を示す。左側が e^+e^- 対、右側が $\mu^+\mu^-$ 対の分布となっており、それぞれ上段がモンテカルロシュミレーション、下段が実験データを使用した結果を表す。ここでは、すべてに $P^*_{\psi(2S)} < 1.7GeV/c$ を要求した。$\psi(2S) \to e^+e^-$ の場合は、既に説明したように分布が低い方まで尾を引くので、不変質量の下限を $\psi(2S) \to \mu^+\mu^-$ よりも低く設定した。

$$
\begin{aligned}
3.53596 < \quad M_{ee} \quad &< 3.72196(GeV/c^2) \\
3.62596 < \quad M_{\mu\mu} \quad &< 3.72196(GeV/c^2)
\end{aligned}
$$

これを満たすものを $\psi(2S)$ の候補とする。さらに、このような組み合わせに対し質量分解能の向上のために、バーテックスフィット及びマスコンストレイントフィットを施した。

- バーテックスフィット
  レプトンの組合わせが、一つの粒子からきたものであれば、それぞれのレプトンの飛跡は、同じ崩壊点から発生していなくてはならない。この条件を束縛条件として、最小二乗法を施して最適化し $\psi(2S)$ の崩壊点と運動量を求める。

- マスコンストレイントフィット
  再構成する粒子の質量が既知の値と一致するように、レプトンの運動量ベクトルを束縛条件付き最小二乗法を用いて最適化し、$\psi(2S)$ の運動量を求める。

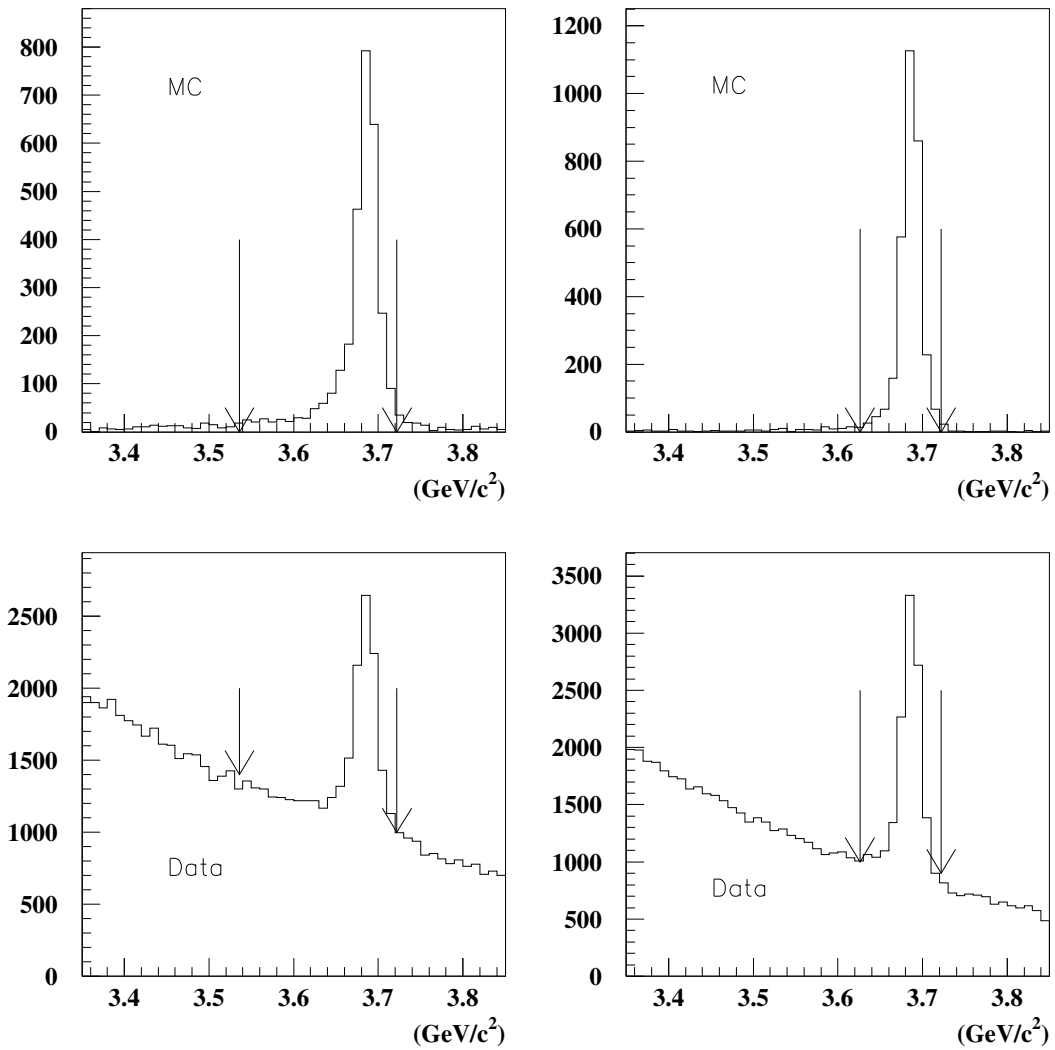

図 3.6: $\psi(2S)$ の質量近傍におけるレプトン対の不変質量分布: 左側が e^+e^- 対、右側が $\mu^+\mu^-$ 対。それぞれ上段がモンテカルロシュミレーション、 下段が実験データを表す。ここでは、すべてに $P^*_{\psi(2S)} < 1.7GeV/c$ を要求した。

3.3.3 $\psi(2S) \to J/\psi\pi^+\pi^-$ の再構成

次に、$\psi(2S)$ 粒子は次のような崩壊様式へも崩壊する。

$$\psi(2S) \to J/\psi\pi^+\pi^- : \ (31.8 \ \pm 1.0) \ \%$$

よって、この終状態から $\psi(2S)$ を再構成するためには、まず J/ψ 粒子を再構成し、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 粒子は次のような崩壊分岐比でレプトン対に崩壊する

$$J/\psi \to e^+ \ e^- : \ (5.93 \ \pm 0.1) \ \%$$
$$J/\psi \to \mu^+ \ \mu^- : \ (5.88 \ \pm 0.1) \ \%$$

したがって、J/ψ 粒子を再構成するために、3.3.2 節での $\psi(2S) \ \to \ l^+ \ l^-$ の再構成の場合と同じレプトン同定の条件を課した。

- 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。
- $P_{eid} > 0.01$ であれば 電子とする。
- $L_{\mu id} > 0.1$ であれば μ 粒子とする。

また、この時も $J/\psi \ \to \ e^+ \ e^-$ の再構成においては、電子または陽電子が制動放射で光子を放出して、運動量を失う。これを可能な限り回復するために、電子 · 陽電子の運動量ベクトルから 50mrad 以内の光子の運動量も加える。しかしそれでも光子の放出による運動量の損失は補いきれない場合があるので、図 3.7 に示すように $J/\psi \to e^+ \ e^-$ の不変質量分布は $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ のそれよりも低い方に尾を引いている。図 3.7 は上段が実験データ、下段が MC シュミレーションで、左側が電子・陽電子対から再構成したもの、右側が μ 粒子対から再構成したものである。

そこで不変質量が

$$2.94688 < \quad M_{ee} \quad < 3.13288(GeV/c^2)$$
$$3.03688 < \quad M_{\mu\mu} \quad < 3.13288(GeV/c^2)$$

を満たすものを J/ψ の候補とした。さらにこの J/ψ 候補にも質量分解能の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。

次に、π^+ と π^- の選別においては、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。

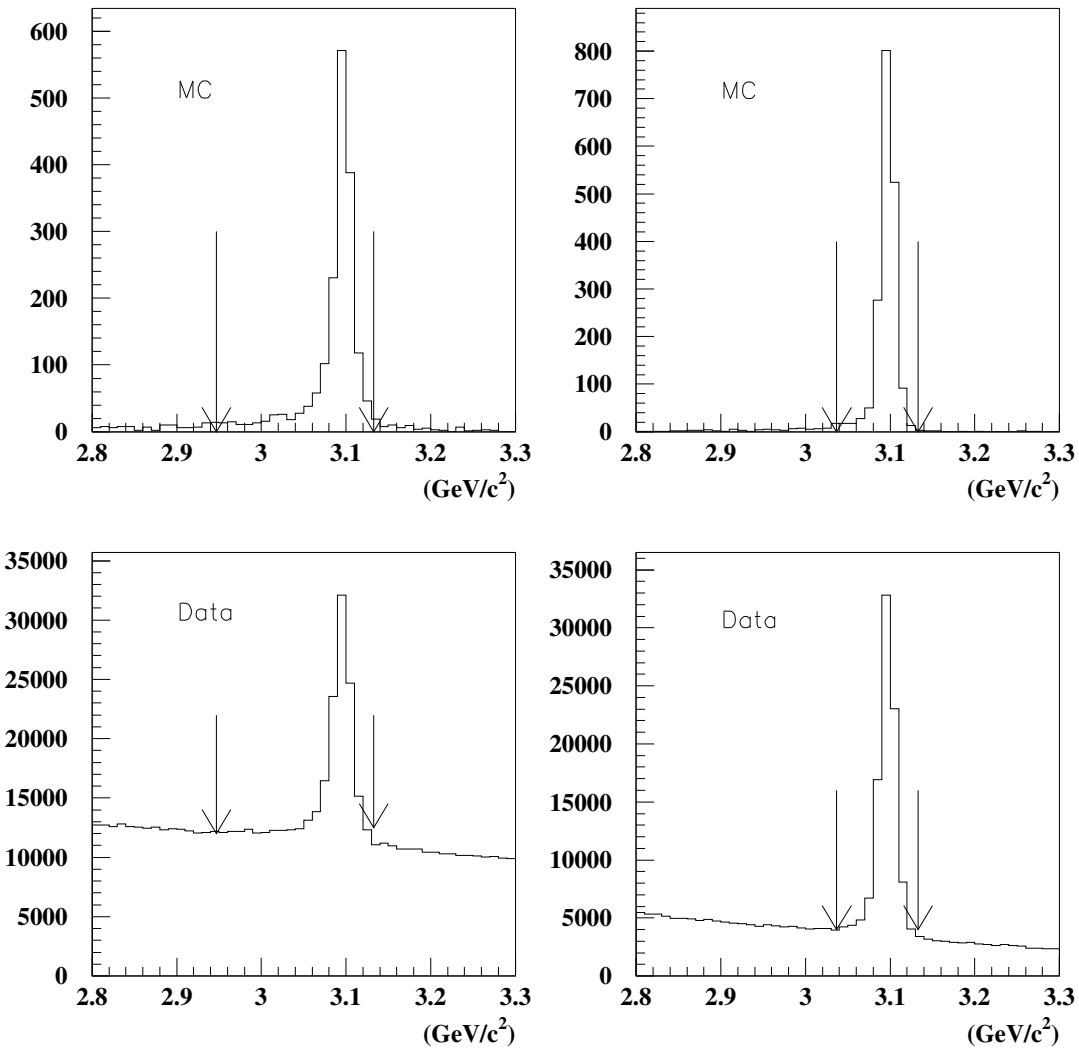

図 3.7: $[J/\psi$ の質量近傍におけるレプトン対の不変質量分布: 左側が e^+e^- 対、右側が $\mu^+\mu^-$ 対。それぞれ上段がモンテカルロシュミレーション、 下段が実験データを表す。

さらに、$\psi(2S)$ と J/ψ の質量のために $\psi(2S) \to J/\psi\pi^+\pi^-$ で発生する π 中間子対がとりうる運動量的領域は限られているので、π 中間子対の質量 $M_{\pi\pi}$ に対して

$$0.40 < M_{\pi\pi} < 0.58(GeV/c^2)$$

を要求する。

そして、$J/\psi\pi^+\pi^-$ 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) に対して、以下の条件を要求した。

$$0.58 < |M_{J/\psi\pi\pi} - M_{J/\psi}| < 0.60GeV/c^2$$

さらに、J/ψ の崩壊点と $\pi^+\pi^-$ の崩壊点との距離が $0.5cm$ 以下という条件も課した。こうして再構成された $\psi(2S)$ 粒子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。
図 3.8 に $J/\psi\pi^+\pi^-$ と J/ψ のマスディファレンスの分布を示す。左側がモンテカルロシュミレーション、右側が実験データを使用した結果を表す。

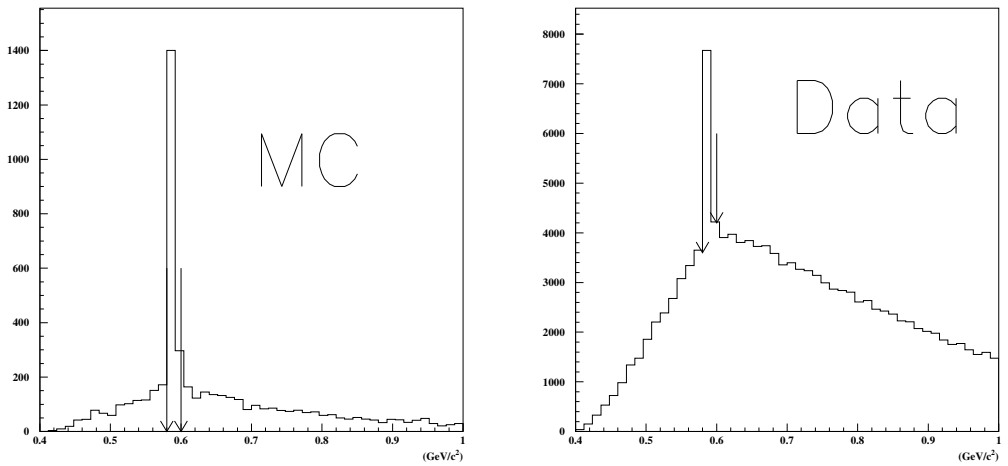

図 3.8: $J/\psi\pi^+\pi^-$ と J/ψ のマスディファレンスの分布:
左側がモンテカルロシュミレーション、右側が実験データを使用した結果。

3.3.4 $B^0 \to \psi(2S)\pi^0$ の再構成

これまでに得た $\psi(2S)$ 候補 ($\psi(2S) \to l^+l^-$ または $\psi(2S) \to J/\psi\pi^+\pi^-$) と π^0 候補を用いて $\psi(2S)$ と π^0 が同じ B 中間子から崩壊した事象を探す。これを B の再構成という。

$\Upsilon(4S)$ 静止系 (重心系) では、B 中間子と反 B 中間子が同じエネルギーを持ち、互いに反対方向に運動する。これより次の 2 つの変数、M_{bc}(ビームコンストレイントマス) と ΔE(エネルギー保存変数) を用いて候補事象を選ぶ。

$$M_{bc} = \sqrt{\left(\frac{M_{\Upsilon(4s)}}{2}\right)^2 - |\vec{P}^*_{\psi(2S)} + \vec{P}^*_{\pi^0}|^2} \tag{3.2}$$

$$\Delta\ E = (E^*_{\psi(2S)} + E^*_{\pi^0}) - \left(\frac{M_{\Upsilon(4s)}}{2}\right) \tag{3.3}$$

ここで、$\vec{P}^*_{\psi(2S)}$、$E^*_{\psi(2S)}$ と $\vec{P}^*_{\pi^0}$、$E^*_{\pi^0}$ は、それぞれ $\Upsilon(4S)$ 静止系における $\psi(2S)$ の運動量、エネルギーと π^0 の運動量、エネルギーである。

$\Upsilon(4S)$ 静止系で B 中間子の持つエネルギーは $\Upsilon(4S)$ の質量 $M_{\Upsilon(4s)} = 10.58GeV/c^2$ の半分と加速器のビームエネルギーの広がりの範囲で一致する。したがって、$\psi(2S)$ と π^0 が同じ B 中間子から二体崩壊して生じた組み合わせであれば、M_{bc} は B 中間子の質量 $10.58GeV/c^2$ と一致する。

一方、ΔE は $\Upsilon(4S)$ 静止系で B 中間子が本来持つべきエネルギー $M_{\Upsilon(4S)}/2$ と、終状態に現れた粒子 ($\psi(2S)$ と π^0) のエネルギーの和との差である。$\psi(2S)$ と π^0 が同一の B 中間子から二体崩壊したのであれば、ΔE は測定器の分解能の範囲で 0 と一致する。

そこで、M_{bc} と ΔE を用いて $B^0 \to \psi(2S)\pi^0$ 候補の事象選別を行う。
$B^0 \to \psi(2S)\pi^0$ のシグナルモンテカルロシミュレーション (MC) 10,000 事象と $140fb^{-1}$ の実験データから選別した候補事象について ΔE と M_{bc} 分布を図 3.9、図 3.10、図 3.11、図 3.12 に示す。図 3.9 は $\psi(2S) \to l^+l^-$、図 3.11 は $\psi(2S) \to J/\psi\pi^+\pi^-$ に崩壊した場合のシグナルモンテカルロシュミレーションの分布である。いずれの場合も ΔE 分布は、低い方に尾を引いた非対称な分布をしている。これは、二体崩壊で出てくる π^0 が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ているためである。このシュミレーションの結果から、ΔE の下限を低めにとり、

$$-0.1 < \Delta E < 0.05\ (GeV)$$
$$5.270 < M_{bc} < 5.290\ (GeV/c^2)$$

をシグナル領域とし、この範囲に入ったものを、シグナル事象とする。

ここで、シグナル MC はいずれのモードも 10000 事象を作成したのでシグナル領域に入った事象数から検出効率を見積もった。その結果を表 3.1 に示す。

$\psi(2S) \to l^+l^-$	$\epsilon_1 = 29.1$ %
$\psi(2S) \to J/\psi\pi^+\pi^-$	$\epsilon_2 = 6.95$ %

表 3.1: 10000 事象中でのモンテカルロシュミレーションより求めた検出効率： ϵ_1 は $\psi(2S) \to l^+l^-$ の場合、ϵ_2 は $\psi(2S) \to J/\psi\pi^+\pi^-$ の場合の検出効率を示す。

図 3.10 と図 3.12 は、それぞれ $\psi(2S) \to l^+l^-$ と $\psi(2S) \to J/\psi\pi^+\pi^-$ によって $140fb^{-1}$ の実験データ中から再構成した候補事象の M_{bc} と ΔE の分布である。
シグナル領域中に前者は 19 事象、後者は 11 事象を見出した。

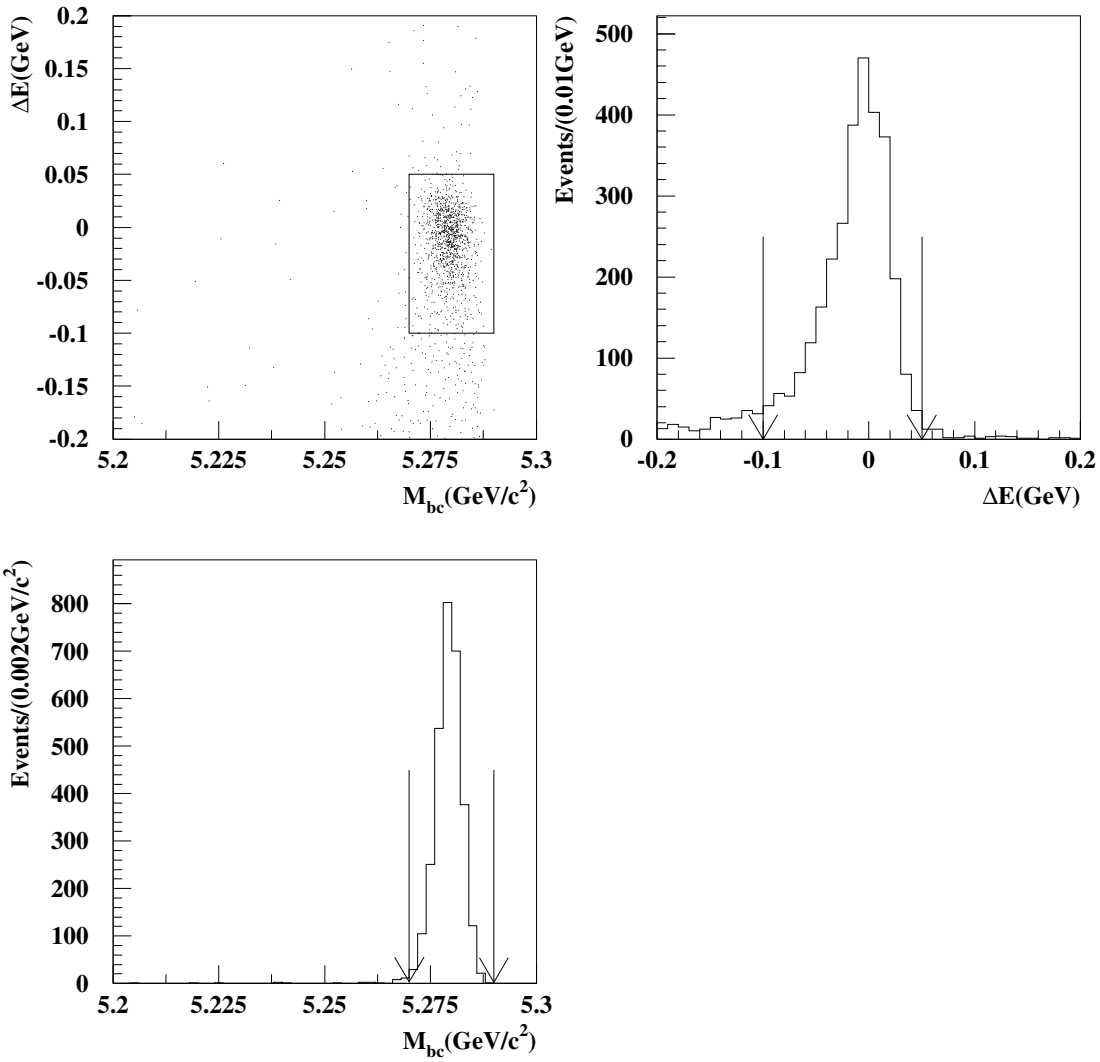

図 3.9: $B^0(\bar{B}^0) \to \psi(2S)\pi^0(\psi(2S) \to l^+l^-)$ のモンテカルロシュミレーションによる $\Delta E - M_{bc}$ の二次元分布 (上段:左)、$5.27 < M_{bc} < 5.29(GeV/c^2)$ の範囲の ΔE 分布 (上段:右)、$-0.1 < \Delta E < +0.05(GeV)$ の範囲の M_{bc} 分布 (下段)

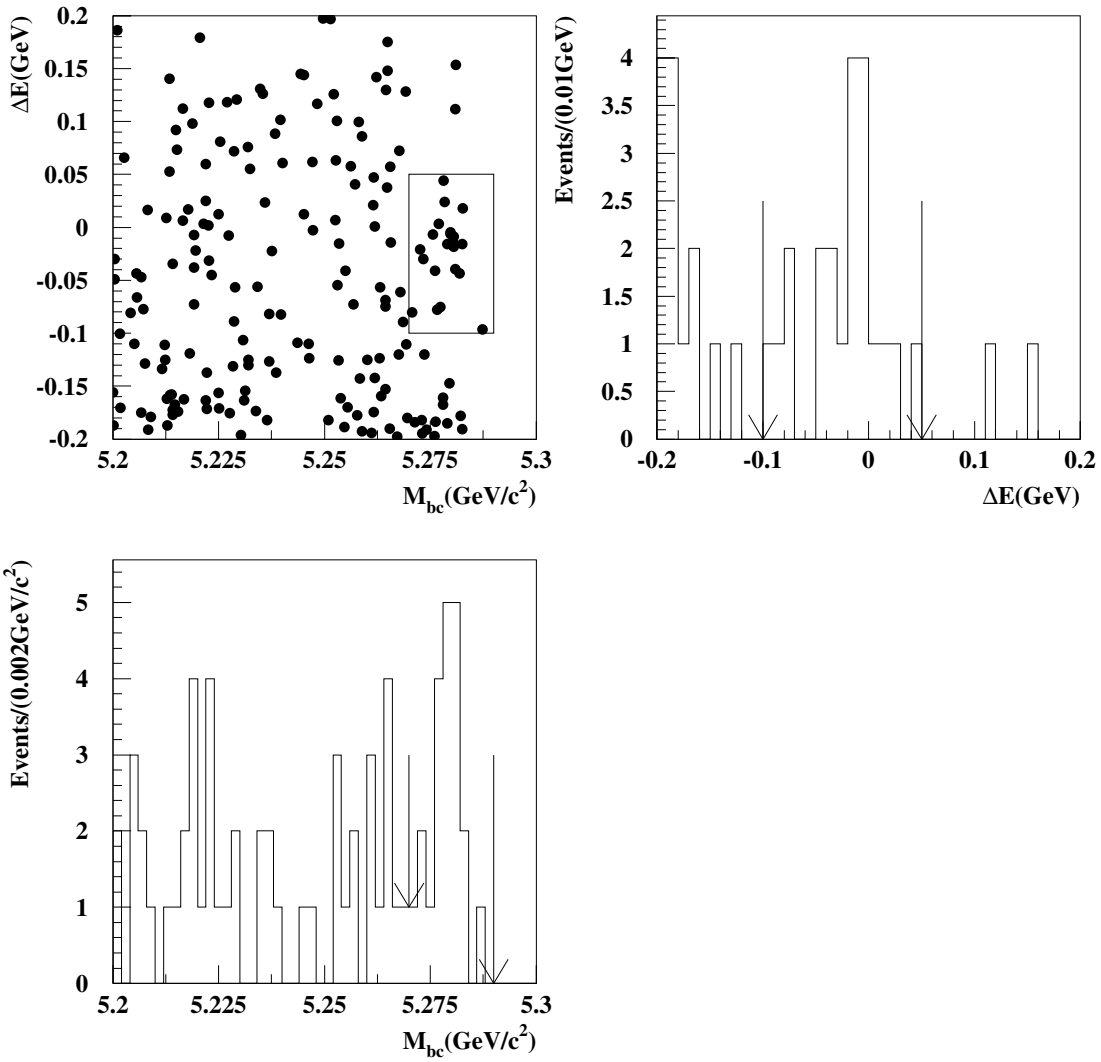

図 3.10: $B^0(\bar{B}^0) \to \psi(2S)\pi^0(\psi(2S) \to l^+l^-)$ の実験データによる $\Delta E - M_{bc}$ の二次元プロット (上段:左)、$5.27 < M_{bc} < 5.29(GeV/c^2)$ の範囲の ΔE 分布 (上段:右)、$-0.1 < \Delta E < +0.05(GeV)$ の範囲の M_{bc} 分布 (下段)

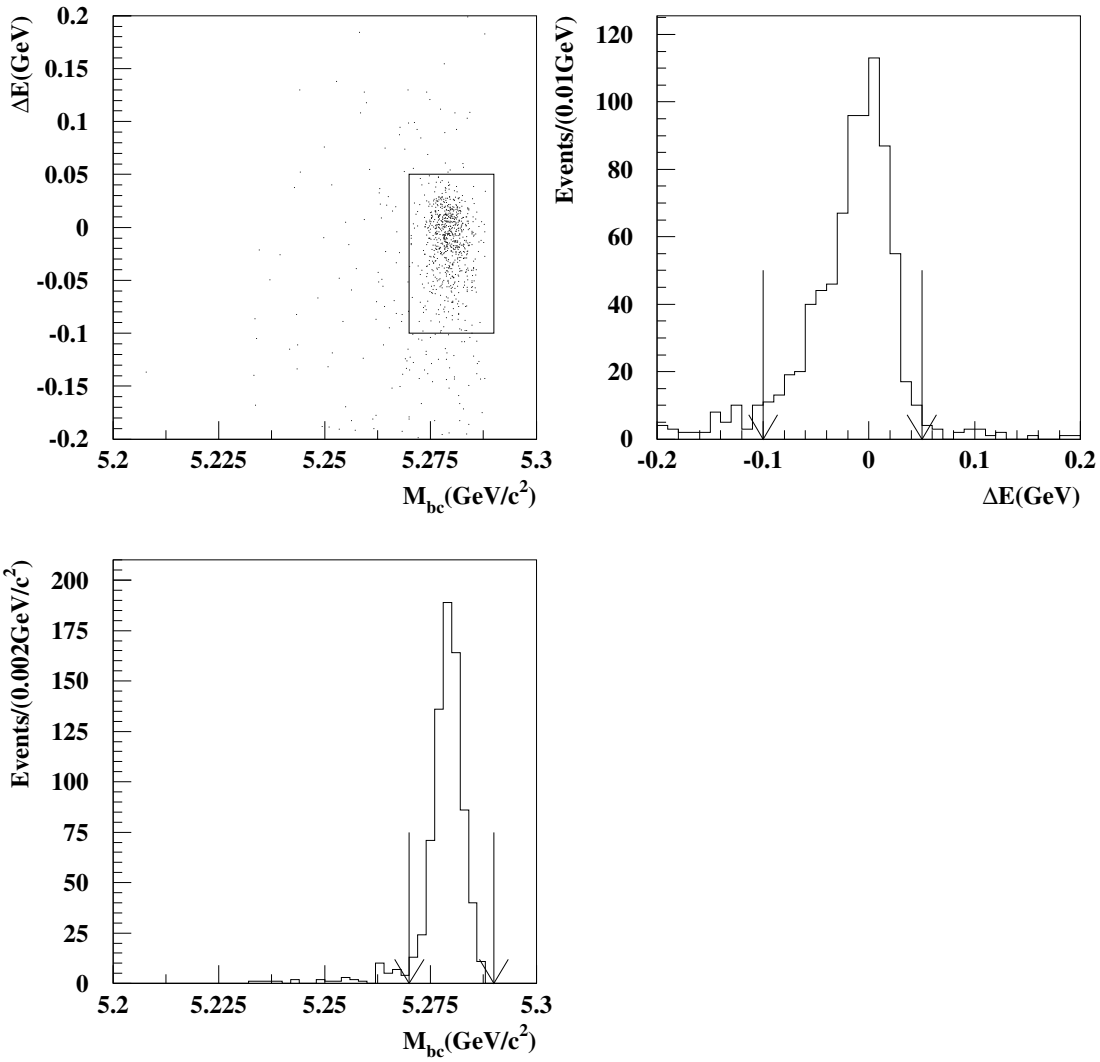

図 3.11: $B^0(\bar{B}^0) \to \psi(2S)\pi^0(\psi(2S) \to J/\psi\pi^+\pi^-)$ のモンテカルロシュミレーションによる $\Delta E - M_{bc}$ の二次元プロット (上段:左)、$5.27 < M_{bc} < 5.29(GeV/c^2)$ の範囲の ΔE 分布 (上段:右)、$-0.1 < \Delta E < +0.05(GeV)$ の範囲の M_{bc} 分布 (下段)

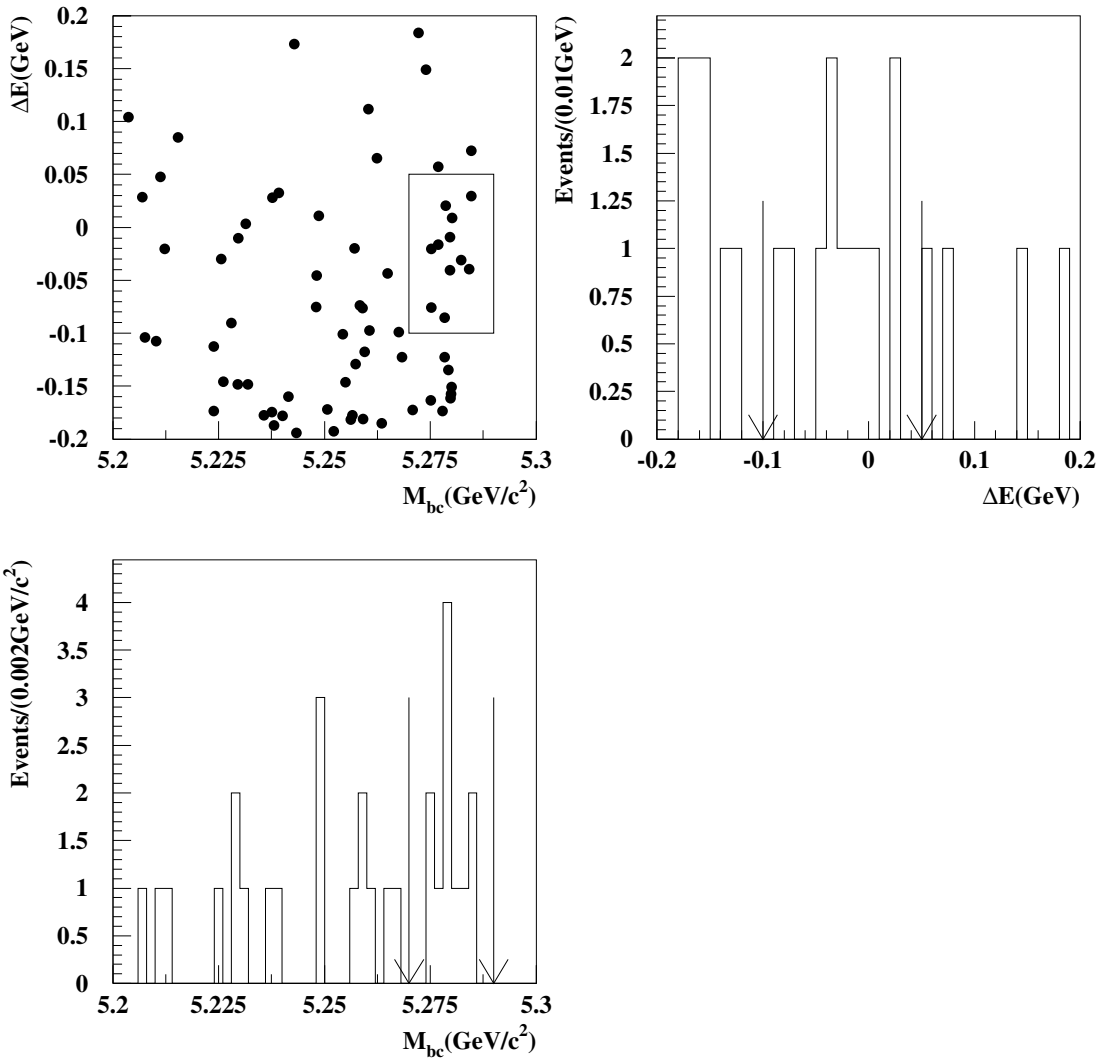

図 3.12: $B^0(\bar{B}^0) \to \psi(2S)\pi^0(\psi(2S) \to J/\psi\pi^+\pi^-)$ の実験データによる $\Delta E - M_{bc}$ の二次元プロット (上段:左)、$5.27 < M_{bc} < 5.29(GeV/c^2)$ の範囲の ΔE 分布 (上段:右)、$-0.1 < \Delta E < +0.05(GeV)$ の範囲の M_{bc} 分布 (下段)

3.4 バックグラウンドの見積もり

偶然、シグナル領域に現れるバックグラウンドの寄与を見積もるために Generic $B\ \bar{B}$ のモンテカルロシュミレーションを用いた。Generic $B\ \bar{B}$ のモンテカルロシュミレーションとは、既知の崩壊分岐比にしたがって B 中間子が崩壊する B 中間子対生成事象 ($B^0\ \bar{B}^0$ と $B^+\ B^-$) よるモンテカルロシミュレーションである。シグナル領域に含まれるバックグラウンド事象を、B 中間子対生成のうち、少なくとも片方が $J/\psi(J/\psi\text{inclusive})$、または $\psi(2S)(\psi(2S)\text{inclusive})$ を伴う崩壊をする。片方の B 中間子から生じた J/ψ、または $\psi(2S)$ と、終状態に現れた二つの光子の組合わせが、偶然シグナル領域に入る時、バックグラウンドとなり得る。図 3.13 に、これらのモンテカルロシミュレーションから見積もったバックグラウンドと実験データの ΔE と M_bc の分布を示した。ヒストグラムがバックグランド、エラーバー付きの点が実験データを示す。
これより見積もったバックグラウンド数を表 3.2 にまとめた。

崩壊様式	イベント数	用いたモンテカルロシミュレーション
$\psi(2S) \to l^+l^-$ 様式	5	J/ψinclusive
$\psi(2S) \to J/\psi\pi^+\pi^-$ 様式	3.625	$\psi(2S)$inclusive

表 3.2:

これを裏付けるために、M_{bc} 分布について、シグナル部分を Gaussian、バックグラウンドを ARGUS バックグラウンド関数でフィットしバックグランドを見積もった。以下にれれぞれの関数を示す。

Gaussian:

$$f(x) = \frac{AREA}{\sqrt{2\pi}SIGMA}\exp(\frac{(x-MEAN)^2}{2SIGMA^2})$$

ここで、パラメーター $MEAN$ と $SIGMA$ を fix した。
ARGUS バックグラウンド関数:

$$f(x) = NORM(x+OFFSET)\sqrt{1-(\frac{x+OFFSET}{EBEAM})^2}\cdot\exp\left(EFACT\left(1-\left(\frac{x+OFFSET}{EBEAM}\right)^2\right)\right)$$

ここでは、パラメーター $EBEAM$ と $OFFSET$ を次のように fix した。

$$EBEAM = 5.29$$

$$OFFSET = 0$$

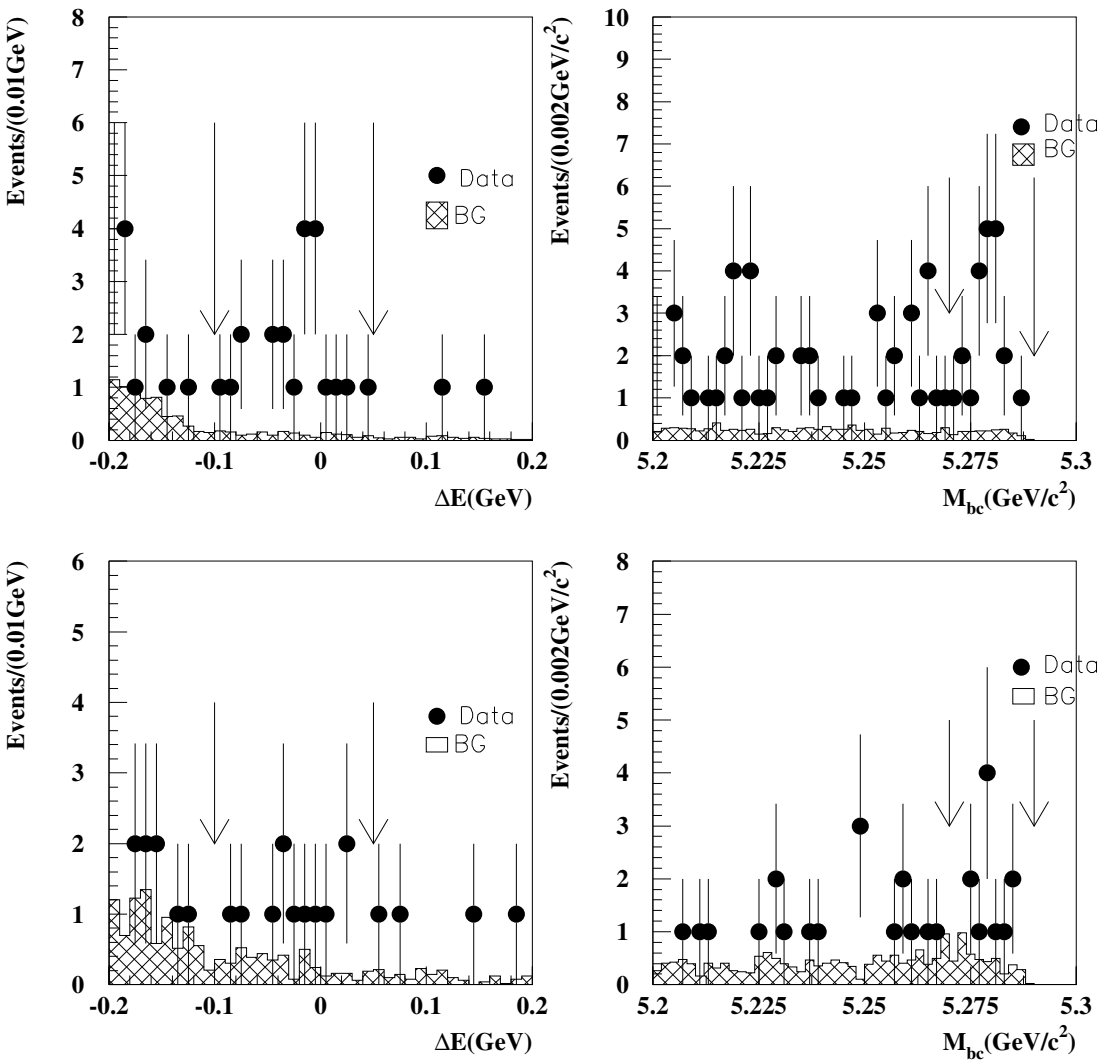

図 3.13: シュミレーションを用いたバックグラウンドの見積もり: ヒストグラム部分がシュミレーション、点はデータを表している。
上図が $B^0 \to \psi(2S)\pi^0(\psi(2S) \to l^+l^-)$
、下図が $B^0 \to \psi(2S)\pi^0(\psi(2S) \to J/\psi\pi^+\pi^-)$ を示す。

このフィットの結果をそれぞれ図 3.14($\psi(2S) \rightarrow l^+l^-$ 様式) と図 3.15($\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ 様式) に示す。

この結果、シグナル事象は

- $(B^0 \rightarrow \psi(2S)\pi^0(\psi(2S) \rightarrow l^+l^-))$: 14.0 ± 4.6
- $(B^0 \rightarrow \psi(2S)\pi^0(\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-))$: 7.375 ± 3.64

となった。これは、シグナル事象から、シュミレーションで見積もったバックグラウンド事象数を差し引いた値と、誤差の範囲で一致してる。

MINUIT Likelihood Fit to Plots
M(ee mm+pi0)
File: skimall.hbk 27-JAN-2004 19:10
Plot Area Total/Fit 69.000 / 69.000 Fit Status 0
Func Area Total/Fit 68.976 / 68.976 E.D.M. 1.00
Likelihood = 47.6
χ^2= 41.3 for 48 - 3 d.o.f., C.L.= 62.8%

Errors		Parabolic	Minos	
Function 1: ARGUS Background				
* NORM	1328.6	± 504.3	- 431.1	+ 588.6
* OFFSET	0.	± 0.	- 0.	+ 0.
* EBEAM	5.2900	± 0.	- 0.	+ 0.
* EFACT	-17.114	± 17.37	- 17.20	+ 17.52
Function 2: Gaussian (sigma)				
* AREA	14.030	± 4.600	- 4.305	+ 4.918
* MEAN	5.2793	± 0.	- 0.	+ 0.
* SIGMA	3.00572E-03	± 0.	- 0.	+ 0.

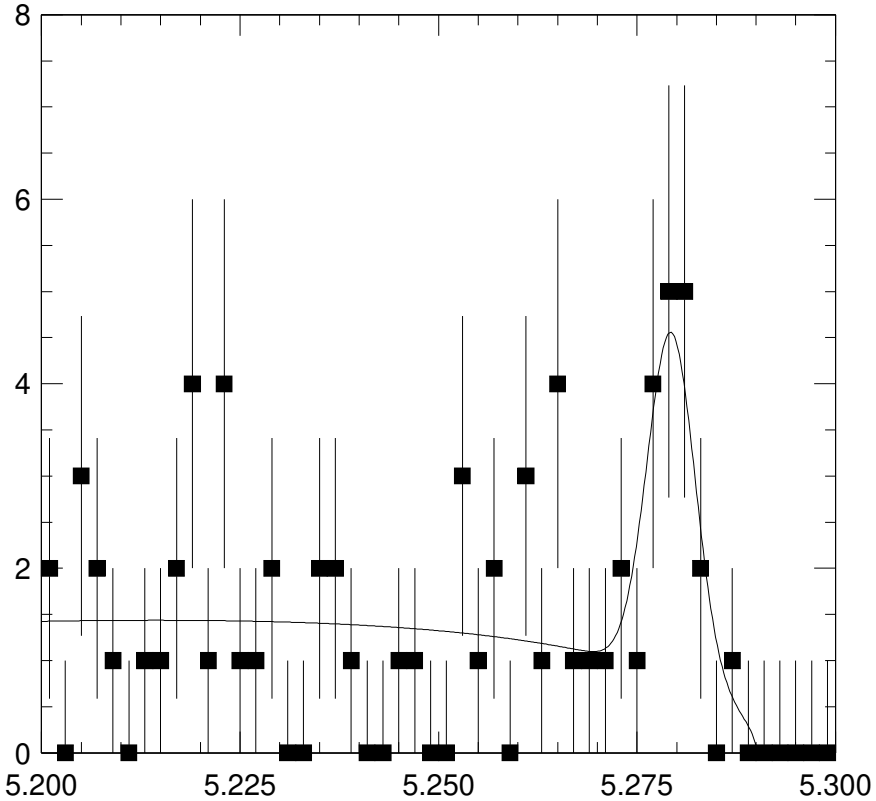

図 3.14: M_{bc} 分布を用いたバックグラウンドの見積もり ($B^0 \to \psi(2S)\pi^0(\psi(2S) \to l^+l^-)$): M_{bc} を $Gaussian$(シグナル) と $ARGUS$ バックグラウンド関数でフィットし、バックグラウンドを見積もった。

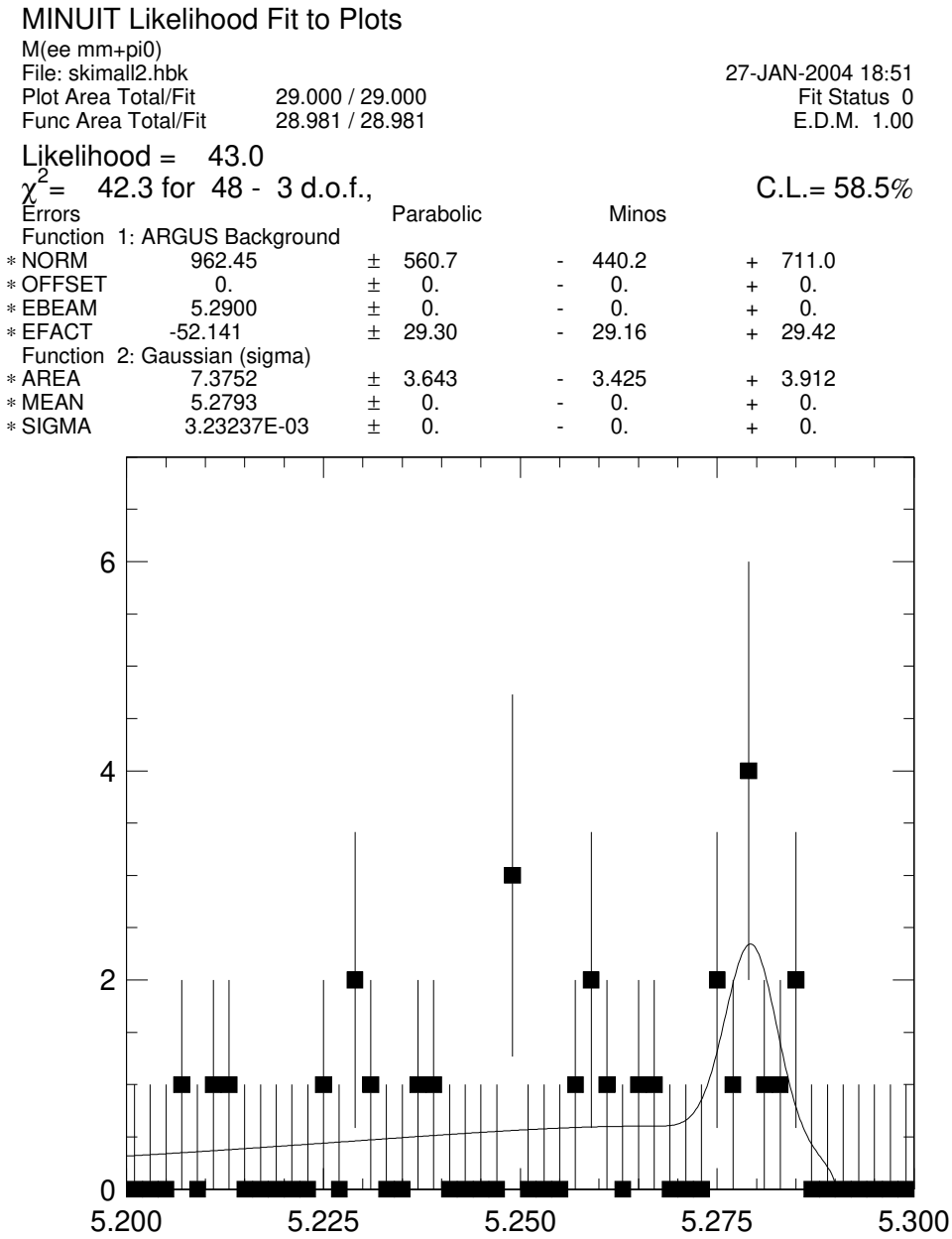

図 3.15: M_{bc} 分布を用いたバックグラウンドの見積もり ($B^0 \to \psi(2S)\pi^0(\psi(2S) \to J/\psi\pi^+\pi^-)$): M_{bc} を $Gaussian$(シグナル) と $ARGUS$ バックグラウンド関数でフィットし、バックグラウンドを見積もった。

3.5 崩壊分岐比の測定

- $significance$
  前節 3.4 で述べた M_{bc} についての分布関数を用いて、この分布の $likelihood$ からそれぞれの崩壊の統計的有意性 $(significance)$ を見積もった。この値は次のように定義される。

$$\sqrt{2\log(L_{max}) - 2\log(L_0)}$$

  - $-2\log(L_0)$: M_{bc} の分布を $ARGUS$ バックグラウンド関数のみで fit した時の $likelihood$ の値
  - $-2\log(L_{max})$: M_{bc} の分布を $ARGUS$ バックグラウンド関数 + Gaussian で fit した時の $likelihood$ の値

  この定義より見積もった $significance$ の値を表 3.3 にまとめた。

崩壊様式	$significance$
$\psi(2S) \to l^+l^-$ 様式	3.78 σ
$\psi(2S) \to J/\psi\pi^+\pi^-$ 様式	2.26 σ

表 3.3:

また、この見積もりに用いた分布を図 3.14、図 3.16、図 3.15、図 3.17 に示す。

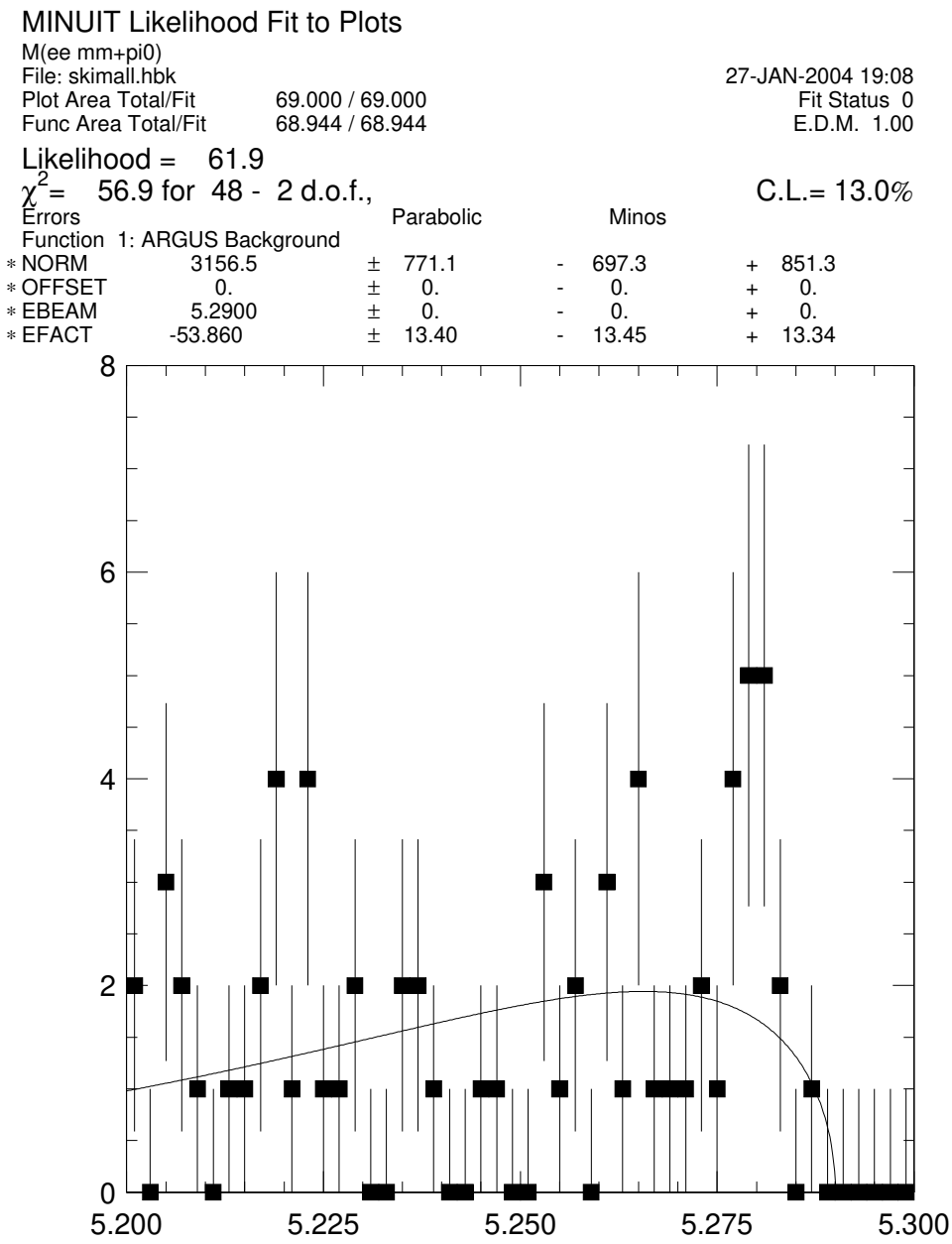

図 3.16: M_{bc} 分布 $(B^0 \to \psi(2S)\pi^0(\psi(2S) \to l^+l^-))$: M_{bc} を $ARGUS$ バックグラウンド関数のみでフィットした分布。

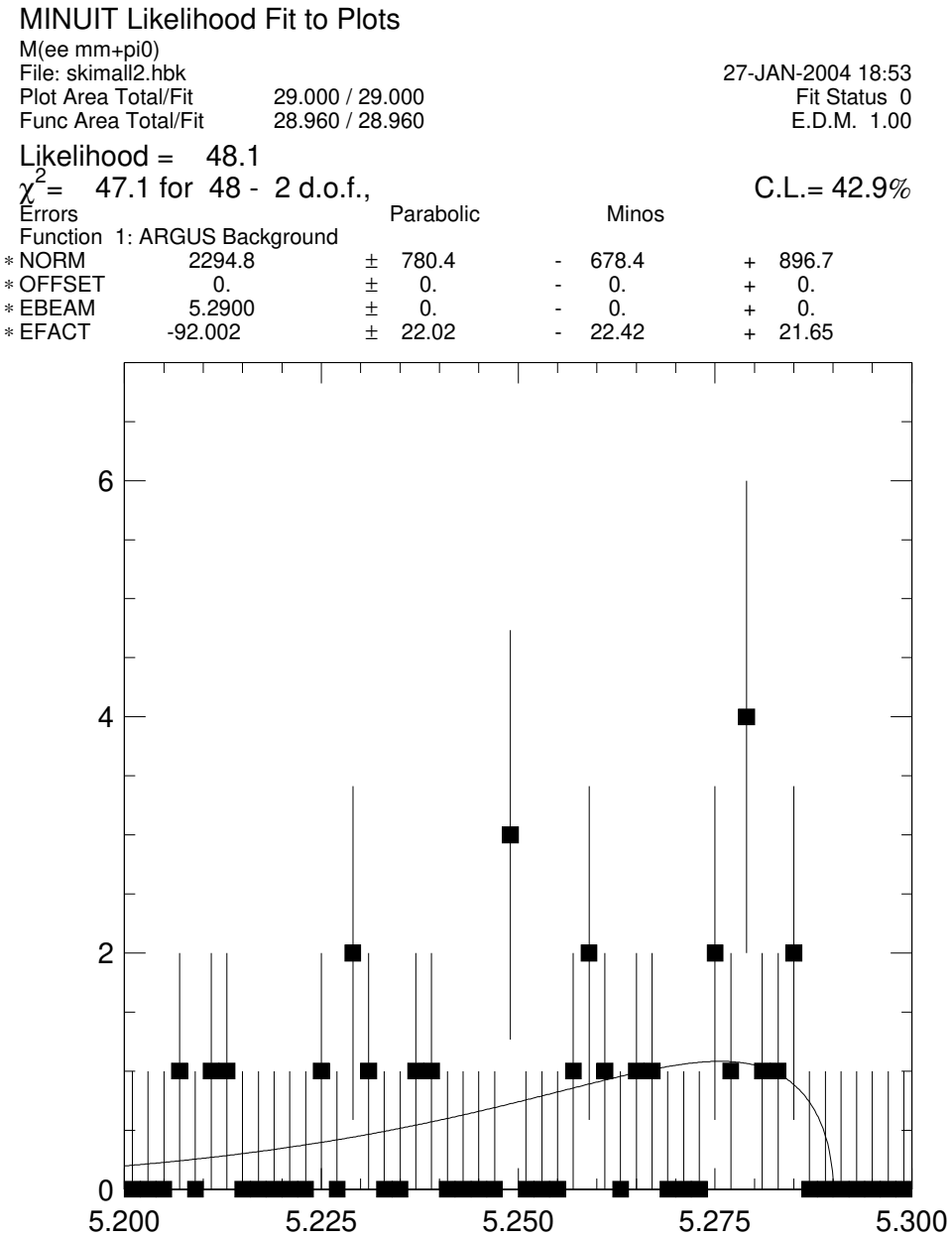

図 3.17: M_{bc} 分布 $(B^0 \to \psi(2S)\pi^0(\psi(2S) \to J/\psi\pi^+\pi^-))$: M_{bc} を $ARGUS$ バックグラウンド関数のみでフィットした。

次に、積分ルミノシティー $140fb^{-1}$ のデータを用いて、$B^0 \to \psi(2S)\pi^0$ 崩壊事象を観測した結果を以下に示す。

3.5.1 $B^0 \to \psi(2S)\pi^0(\psi(2S) \to l^+l^-)$ 崩壊の測定結果

図 3.14 より求まった $B^0 \to \psi(2S)\pi^0$ 事象数は

$$N_{signal} = 14.0 \pm 4.6 \tag{3.4}$$

この結果から $B^0 \to \psi(2S)\pi^0(\psi(2S) \to l^+l^-)$ の崩壊分岐比を求める。崩壊分岐比は次式で得られる。

$$Br(B^0 \to \psi(2S)\pi^0) \quad = \quad \frac{N_{signal}}{\epsilon Br(\psi(2S) \to l^+l^-)N_{BB}} \tag{3.5}$$

ここで式 (3.5) で用いられる値を表 3.4 にまとめた。

$B^0 \to \psi\pi^0$ の事象数	N_{signal}	14.0 事象
検出効率	ϵ	29.1 %
$B\bar{B}$ 事象数	N_BB	151,961,218 事象
$\psi(2S) \to l^+l^-$ の崩壊分岐比	$Br(\psi(2S) \to l^+l^-)$	$(14.3 \pm 1.3) \times 10^{-3}$

表 3.4: 崩壊分岐比算出に使用した値

これを用いて得た崩壊分岐比は、

$$Br(B^0 \to \psi(2S)\pi^0) \quad = \quad (2.2 \pm 0.7(stat.) \pm 0.3(sys.)) \times 10^{-5} \tag{3.6}$$

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。これらについて 3.6 節で詳しく述べる。

3.5.2 $B^0 \to \psi(2S)\pi^0(\psi(2S) \to J/\psi\pi^+\pi^-)$ 崩壊の測定結果

図 3.15 より求まった $B^0 \to \psi(2S)\pi^0$ 事象数は

$$N_{signal} = 7.375 \pm 3.64 \tag{3.7}$$

この結果から $B^0 \to \psi(2S)\pi^0(\psi(2S) \to J/\psi\pi^+\pi^-)$ の崩壊分岐比を求める。崩壊分岐比は次式で得られる。

$$Br(B^0 \to \psi\pi^0) \quad = \quad \frac{N_{signal}}{\epsilon Br(\psi(2S) \to J/\psi\pi^+\pi^-)Br(J\psi \to l^+l^-)N_{BB}} \tag{3.8}$$

ここで式 (3.8) で用いられる値を表 3.5 にまとめた。

$B^0 \to \psi\pi^0$ の事象数	N_{signal}	7.375 事象
検出効率	ϵ	6.95 %
$B\bar{B}$ 事象数	N_BB	151,961,218 事象
$\psi(2S) \to J/\psi\pi^+\pi^-$ の崩壊分岐比	$Br(\psi(2S) \to \pi^+\pi^-)$	$(30.5 \pm 1.6)\%$
$J/\psi \to l^+l^-$ の崩壊分岐比	$Br(J/\psi \to l^+l^-)$	$(11.81 \pm 0.2)\%$

表 3.5: 崩壊分岐比算出に使用した値

これを用いて得た崩壊分岐比は、

$$Br(B^0 \to \psi(2S)\pi^0) \quad = \quad (1.9 \pm 1.0(stat.) \pm 0.26(sys.)) \times 10^{-5} \tag{3.9}$$

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。これらについて 3.6 節で詳しく述べる。

3.6 誤差

- $B^0 \to \psi(2S)\pi^0(\psi(2S) \to l^+l^-)$ 崩壊

  以下の表 3.6 に各誤差の値を示す。

統計誤差	**33.0 %**
系統誤差	**13.9 %**
検出効率 ϵ	1.9 %
再構成、粒子識別	5.6 %
$Br(\psi(2S) \to l^+l^-)$	10.4 %
$N_{B\bar{B}}$	0.5 %
π^0 の不定性	7 %

表 3.6: 誤差：$B^0 \to \psi(2S)\pi^0(\psi(2S) \to l^+l^-)$ 崩壊

- $B^0 \to \psi(2S)\pi^0(\psi(2S) \to J/\psi\pi^+\pi^-)$ 崩壊

  以下の表 3.7 に各誤差の値を示す。

統計誤差	**49.3 %**
系統誤差	**13.9 %**
検出効率 ϵ	3.8 %
再構成、粒子識別	9.8 %
$Br(/\psi(2S) \to J/\psi\pi^+\pi^-)$	5.7 %
$Br(J/\psi \to l^+l^-)$	1.5 %
$N_{B\bar{B}}$	0.5 %
π^0 の不定性	7 %

表 3.7: 誤差：$B^0 \to \psi(2S)\pi^0(\psi(2S) \to J/\psi\pi^+\pi^-)$ 崩壊

表 3.6、表 3.7 の再構成、粒子識別に関する系統誤差については
表 3.8 に詳細を示した。
ここで、表 3.8 には各項目とも、終状態に現れる粒子 1 個あたりの誤差を示した。

- 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

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

$$\eta \to \gamma\gamma$$

再構成、粒子識別に関する系統誤差	
飛跡の再構成	2 %
レプトン同定	2 %
π/K 識別	2 %

表 3.8: 再構成、粒子識別に関する系統誤差 [13]

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、

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

を求める。$\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$ の π^0 はほぼ 100%が $\pi^0 \to \gamma\gamma$ 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 δN 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。

- レプトン同定
  J/ψ または $\psi(2S)$ を再構成するためにレプトンを用いるが、このレプトンの識別効率の不定性である。これは J/ψ または $\psi(2S)$ を再構成するときに 1 本の飛跡にだけレプトンであるという要求をし、このときもう 1 本の飛跡は荷電粒子であれば何でも良いという条件で再構成した $J/\psi(\text{single tag})$ または $\psi(2S)(\text{single tag})$ 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 J/ψ (double tag) または $\psi(2S)(\text{single tag})$ 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 $\pi^\pm$ 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

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

の崩壊過程を用いる。この場合、D^{*0} の質量と D^0 の質量はほとんど同じであるために、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。

第4章　まとめ

(1)$B^0 \to \psi(2S)\pi^0(\psi(2S) \to l^+l^-)$ 崩壊の観測

Belle で収集された 1.52×10^8 個の B 中間子対生成事象のデータを用いて、$B^0 \to \psi(2S)\pi^0(\psi(2S) \to l^+l^-)$ 崩壊事象を探索し、

$$N_{signal} = 14.0 \pm 4.6 \text{ 事象} \tag{4.1}$$

を観測した。この結果、崩壊分岐比

$$Br(B^0 \to \psi(2S)\pi^0) \quad = \quad (2.2 \pm 0.7(stat.) \pm 0.3(sys.)) \times 10^{-5} \tag{4.2}$$

を得た。これは、3.78σ の有意性である。また、世界で初めて得られた有限な崩壊分岐比である。

(2)$B^0 \to \psi(2S)\pi^0(\psi(2S) \to J/\psi\pi^+\pi^-)$ 崩壊の観測

Belle で収集された 1.52×10^8 個の B 中間子対生成事象のデータを用いて、$B^0 \to \psi(2S)\pi^0(\psi(2S) \to J/\psi\pi^+\pi^-)$ 崩壊事象を探索し、

$$N_{signal} = 7.375 \pm 3.64 \text{ 事象} \tag{4.3}$$

を観測した。この結果、崩壊分岐比

$$Br(B^0 \to \psi(2S)\pi^0) \quad = \quad (1.9 \pm 1.0(stat.) \pm 0.26(sys.)) \times 10^{-5} \tag{4.4}$$

を得た。これは、2.26σ の有意性である。また、世界で初めて得られた有限な崩壊分岐比である。

(3)$B^0 \to \psi(2S)\pi^0$ 崩壊の観測

(1)、(2) で求めた崩壊分岐比を $weightedaverage$ を用いて一つにすると

$$Br(B^0 \to \psi\pi^0) \quad = \quad (2.1 \pm 0.57(stat.) \pm xx(sys.)) \times 10^{-5} \tag{4.5}$$

を得る。

次に用いた $weightedaverage$ の定義をしめす。

$weightedaverage$：

$$\hat{\mu} = \frac{1}{\omega}\sum_{i=1}^{N} \omega_i y_i$$

ここで

- $\omega_i = \frac{1}{\sigma_i^2}$
- $\omega = \sum \omega_i$

である。

(4) factorization

(3) で求めた値をもちいて 3.1 節で述べた $factorization$ を求める。

$factorization$ が成り立つのなら、以下の関係が成立するので

$$\frac{Br(B^0 \to \psi(2S)K^0)}{Br(B^0 \to J/\psi K^0)} = \frac{Br(B^0 \to \psi(2S)\pi^0)}{Br(B^0 \to J/\psi \pi^0)} \tag{4.6}$$

表 4.1 に示される値を用いて以下のような結果を得た。

$B^0 \to \psi(2S)K^0$ の崩壊分岐比	$Br(B^0 \to \psi(2S)K^0)$	$(6.2 \pm 0.7) \times 10^{-4}$
$B^0 \to J/\psi K^0$ の崩壊分岐比	$Br(B^0 \to J/\psi K^0)$	$(8.5 \pm 0.5) \times 10^{-4}$
$B^0 \to \psi(2S)\pi^0$ の崩壊分岐比	$Br(B^0 \to \psi(2S)\pi^0)$	$(2.1 \pm 0.5) \times 10^{-5}$
$B^0 \to J/\psi \pi^0$ の崩壊分岐比	$Br(B^0 \to J/\psi \pi^0)$	$(2.2 \pm 0.4) \times 10^{-5}$

表 4.1: $factorizatin$ 算出に使用した値

$$\frac{Br(B^0 \to \psi(2S)K^0)}{Br(B^0 \to J/\psi K^0)} = 0.73 \pm 0.09 \tag{4.7}$$

$$\frac{Br(B^0 \to \psi(2S)\pi^0)}{Br(B^0 \to J/\psi \pi^0)} = 0.95 \pm 0.29 \tag{4.8}$$

したがって、この二つの値は誤差の範囲内で一致していたので、両者をあわせて、今後、Belle 測定器が蓄積するデータから CP 非対称度を測定し、小林 · 益川理論の精密検証を行う見通しを確立した。

関連図書

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

[2] J.H.Christenson,J.W.Cronin,V.L.Fitch and R.Turlay,
Phys.Rev.Lett.**13** ,138 (1964).

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

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

[5] T.D.Lee and C.N.Yang,Phys.Rev.**104**,254(1956)

[6] C.S.Wu et al,Phys.Rev.**105**,1413(1957)

[7] J.H.Christenson,J.W.Cronin,V.L.Fitch and R Turlay, Phys.Lett.**13**,138(1964)

[8] Belle Collaboration,BELLE-CONF-0342(2003).

[9] G.Fox and S.Wolfram, Phys. Rev. Lett **41** 1581(1978).

[10] KID Group, BELLE Note 321(2000)

[11] K.Hanagaki and et al, BELLE Note 312(2000)

[12] E.Nakano, BELLE Note 338(2000)

[13] Belle Collaboration,BELLE-CONF-0209(2002)