# 2002年度 修士学位論文
# $B^{\pm} \to J/\psi\ \rho^{\pm}$ 過程の観測

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

2003年 2月

# 目 次

**序章** **1**

**第 1 章 B 中間子の物理** **3**
1.1 CP 対称性の破れ . . . . . 3
1.1.1 CP 対称性 . . . . . 3
1.1.2 小林 · 益川理論 . . . . . 4
1.2 B 中間子の崩壊における CP 対称性の破れ . . . . . 8
1.2.1 直接的 CP 対称性の破れ . . . . . 8
1.2.2 間接的 CP 対称性の破れ . . . . . 9

**第 2 章 KEKB ファクトリー** **17**
2.1 KEKB 加速器 . . . . . 17
2.2 Belle 検出器 . . . . . 20
2.2.1 粒子崩壊点検出器 (SVD;Silicon Vertex Detecter) . . . . . 23
2.2.2 中央飛跡検出器 (CDC;Central Drift Chamber) . . . . . 24
2.2.3 エアロジェルチェレンコフカウンター
(ACC;Aerogel $\check{C}$erenkov Counter) . . . . . 26
2.2.4 飛行時間測定器 (TOF;Time of Flight) . . . . . 27
2.2.5 電磁カロリーメータ (ECL;Electromagnetic Calorimeter) . . 28
2.2.6 $K_L$,$\mu$ 粒子検出器 (KLM) . . . . . 31
2.2.7 トリガーシステム . . . . . 31
2.2.8 データ収集システム (DAQ) . . . . . 33

**第 3 章 $B^{\pm} \to J/\psi\ \rho^{\pm}$ 過程の観測** **35**
3.1 $B^{\pm} \to J/\psi\ \rho^{\pm}$ 崩壊の物理 . . . . . 35
3.2 事象選別 . . . . . 36
3.2.1 ハドロン事象の選別 . . . . . 36
3.2.2 粒子選別 . . . . . 38

3.2.3 $J/\psi \rightarrow \ell^+\ell^-$ の再構成 . . . . . 41
3.2.4 $\rho^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm}\pi^0$ の再構成 . . . . . 44
3.2.5 $B^{\pm} \rightarrow J/\psi\ \rho^{\pm}$ の再構成 . . . . . 44
3.3 バックグラウンドの見積もり . . . . . 46
3.4 崩壊分岐比の測定 . . . . . 46

**第 4 章 まとめと考察** **53**

# 図 目 次

1.1 ニュートリノにおける CP 対称性 . . . . . 4
1.2 クォークの遷移とその強さ . . . . . 5
1.3 B 中間子系におけるユニタリティ三角形 . . . . . 7
1.4 $B^+ \to K^+\rho^0$ 崩壊におけるツリーダイヤグラムとペンギンダイヤグラム . . . . . 10
1.5 $B^0 - \bar{B}^0$ 混合 . . . . . 10
1.6 $J/\psi K_S$崩壊 . . . . . 14
1.7 崩壊時間差の測定方法 . . . . . 15

2.1 KEKB 加速器 . . . . . 19
2.2 Belle 検出器の構造 ( 側面から見た断面図 ) . . . . . 22
2.3 SVD の構造 . . . . . 23
2.4 様々な種類の荷電粒子のエネルギー損失の運動量依存 p の単位は GeV/c 25
2.5 CDC の構造と寸法。数値の単位は $mm$ . . . . . 25
2.6 ACC の構造 . . . . . 26
2.7 ACC カウンターモジュールの構造 . . . . . 27
2.8 CsI(Tl) カウンター . . . . . 28
2.9 ECL の断面図 . . . . . 29
2.10 シャワーの再構成 . . . . . 30
2.11 KLM の RPC 図 . . . . . 31
2.12 Belle トリガーシステムのブロックダイアグラム . . . . . 32
2.13 Belle のデータ収集システムのブロックダイアグラム . . . . . 33

3.1 $B^+ \to J/\psi\ \rho^+$ 崩壊のツリーダイアグラム . . . . . 35
3.2 $B^+ \to J/\psi\ \rho^+$ 崩壊のペンギンダイアグラム . . . . . 36
3.3 $B^+ \to \phi\ \pi^+$ 崩壊のペンギンダイアグラム . . . . . 36
3.4 レプトン対の不変質量分布 1 . . . . . 42

3.5 レプトン対の不変質量分布 2 . . . . . 43
3.6 $\Delta E - M_{bc}2$ 次元プロット (MC) . . . . . 47
3.7 $\Delta E - M_{bc}2$ 次元プロット (MC) . . . . . 48

# 表 目 次

2.1 KEKB 加速器の諸元 (設計値) . . . . . 20
2.2 BELLE 検出器の諸元 . . . . . 21
2.3 $10^{34}cm^{-2}s^{-1}$ のルミノシティーにおける各事象の断面積とトリガー頻度 . . . . . 32

3.1 系統誤差 . . . . . 49

# 序章

これまで、クォークとレプトンを物質の究極の構成要素とし、その間に働く電弱相互作用を $SU(2)\times U(1)$、強い相互作用を $SU(3)$ のゲージ対称性を持った相互作用で記述する「標準理論」は、素粒子現象の描像として大きな成功を治めてきた。しかし、その成功にも関わらず、粒子に質量を与えるメカニズムであるヒッグス機構が未解明であることをはじめ、検証を進めなくてはならない大きな課題がいつくか残されている。

その一つが「CP 対称性の破れ」である。「CP 対称性の破れ」とは粒子と反粒子の間での物理法則の違いのことである。標準理論では「CP 対称性の破れ」はクォークの世代間混合に複素位相が存在することに起因すると考えられており、これが小林 · 益川理論である。ここで、トップクォークが非常に重い質量を持つこと、B 中間子の寿命が 1ps 以上と予想外に長いことなどから、B 中間子系において大きな「CP 対称性の破れ」が起こることが期待された。[1]

これを実験的に検証するするために、B 中間子と反 B 中間子を大量に作り出し、その崩壊過程を調べる実験が考えられた。その一つが 1999 年 5 月から茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) において進行中の"KEK B ファクトリー実験 " である。

本論文では $B^{\pm} \to J/\psi\ \rho^{\pm}$ 崩壊過程を探索した。この過程では、$B^{+}$ と $B^{-}$ の崩壊分岐比の差だけではなく、終状態中の $J/\psi$ 中間子あるいは $\rho^{\pm}$ 中間子のスピン偏極を測定することにより、「直接的 CP 対称性の破れ」を観測できる可能性がある。そこで、偏極測定による「CP 対称性の破れ」の測定に先立って、この崩壊過程の有無を確認することが必要不可欠である。

第 1 章で B 中間子の物理について述べ、2 章で KEK B ファクトリー実験で用いる KEKB 加速器と Belle 検出器を紹介する。第 3 章では $B^{+} \to J/\psi\ \rho^{+}$ 崩壊の観測、結果について報告し、第 4 章で本論文のまとめを行なう。

# 第1章　B中間子の物理

## 1.1　CP対称性の破れ

### 1.1.1　CP対称性

自然界には様々な対称性が存在する。ここでいう対称性とは、ある変換を施した時、その前後で物理法則が変わらないことを指す。座標原点の平行移動、時刻の原点の移動、座標軸の回転に対する対称性は、空間の一様性、時間の一様性、空間の等方性の反映である。これらの変換は微小変換が存在する連続的な変換である。ネーターの定理が示すように、これらの対称性は、それぞれ対応する物理量である運動量、エネルギー、角運動量の保存則と結び付いている。

一方ある量子数あるいは物理量の符号を反転させる離散的な変換として、空間反転 (P 変換)、荷電共役 (C 変換)、時間反転 (T 変換) の三つがあげられる。既知の現象のほとんどすべてが、この三つの変換を個々に施しても、その前後で従う物理法則に変化がない。このことを P 変換、C 変換、T 変換について対称である、あるいは対称性が守られている、という。

ところが、弱い相互作用が関与する反応に関しては、P と C 変換に対して、その対称性が破れている。P 変換に対しては 1956 年、リーとヤンが予言し [4]、翌年ウーらによってなされた $^{60}C_o$ の $\beta$ 崩壊で生じる電子の角度分布を測定する実験により P 変換の対称性が破れていることが発見された。P 変換のみならず C 変換に対する対称性の破れの典型的な例はニュートリノのヘリシティである。

ヘリシティとは、運動量ベクトルの方向と向きを量子化の軸にした場合のスピンの向きである。ミューオンや陽電子と同時に生成されるニュートリノは運動の向きとスピンが常に逆向き、つまりヘリシティ $= -1$ の状態にあり、負電荷のミューオンや電子と生成される反ニュートリノは逆にヘリシティ $= +1$ である。粒子と反粒子ではヘリシティが異なるので、これにより C 変換の対称性が破れていることがわかる。

次に C と P を続けて行なう CP 変換について考えてみる。ヘリシティ $= -1$ をもつニュートリノは P 変換によってヘリシティ $= +1$ のニュートリノになり、これは自

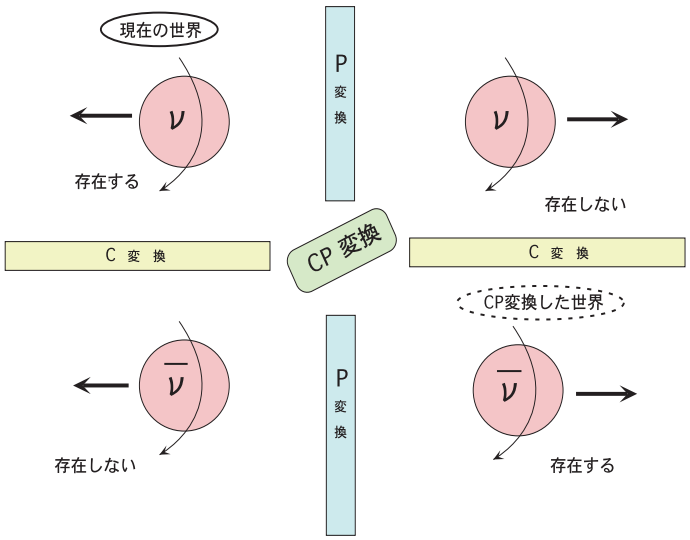


図 1.1: ニュートリノにおける CP 対称性

然界に見つからない。しかし続けて C 変換を行なうとヘリシティ $= +1$ の反ニュートリノとなり、これは存在が確認されているので、この例においては、CP 変換についての対称性は保たれている。このように、粒子と反粒子で物理法則が同じかどうかは CP 対称性が守られているか否かで議論するのが適切である。

また、CPT 変換においてはそれを行なっても既知の全ての物理法則は変わらないことが明らかになっている。これを CPT 定理と呼ぶ。CPT 定理が成立しているならば、CP 対称性が破れている時、その分 T 対称性も破れていることを意味する。次小節では、CP 対称性の破れを取り扱う最有力なモデルである小林 · 益川理論について述べる。

### 1.1.2　小林 · 益川理論

標準理論では、物質の基本的な構成粒子であるフェルミ粒子は 6 種類のレプトンとクォークであり、それぞれ反粒子がある。これらの間に働く相互作用のうち電弱相互作用は $\mathrm{SU}(2)\times\mathrm{U}(1)$ ゲージ対称性を持っている。このため、全部で 6 種類あるクォークは、以下のような 3 つの二重項を形成する。

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

ここで、上段のォークは電荷 + $2/3$、下段は電荷 $-1/3$ を持ち、二重項を世代と呼ぶ。以下、$u, c, t$ を $u$ 型クォーク、$d, s, b$ を $d$ 型クォークと呼ぶ。弱い相互作用において $W^{\pm}$ ボゾンを交換すると $u$ 型クォークは $d$ 型クォークへ遷移し、またその逆も起こる。 その際、クォークは同世代間の遷移が支配的であるが、その他にわずかながら他の世代への遷移が生じる。 これをクォークの世代混合と呼ぶ。

図 1.2 にクォーク間の遷移の強さを表す定性的な図を示した。

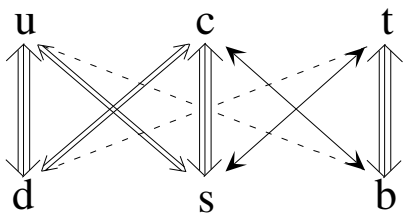


図 1.2: クォークの遷移とその強さ

図中の矢印は、その遷移の強さを模式的に表している。 ═══ が一番強く、 ═══ 、 ─── 、 点線 の順に弱くなっていく。

これはクォークの質量固有状態と、弱い相互作用に関与する時の固有状態が異なることを意味している。前者を $\begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$、後者を $\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}$ として、

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

と表す。ここで現れる 2 つの固有状態の間の関係を示す行列 $V$ を小林 · 益川行列と呼ぶ。この行列はユニタリー行列であり、クォークが 3 世代の場合、世代間混合のパラメータの数は、3 次元ベクトルの回転に対応する 3 つの実数の他に、複素位相が 1 つ残り、合計 4 つとなる。この複素位相が CP 対称性を破る。小林 · 益川行列の 4 つのパラメータの表記法のうち、Wolfenstein 表示と呼ばれるものは次式の様になる。[7]

$$V = \begin{pmatrix} 1-\lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4) \qquad (1.1)$$

小林 · 益川理論自体はここで登場する $\lambda, \rho$,A, $\eta$ という 4 つのパラメータの値を予言する能力を持たないので、これらは実験から決定してやらなくてはならない。$\lambda$ 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。[8]

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

一方、CP 対称性破れと関係の深い $\rho$ と $\eta$ についての実験による制限は、まだ精度が高くない。小林 · 益川行列において、第 3 世代のクォークの遷移に関する $V_{ub}$ と $V_{td}$ に現れるパラメータ $\eta$ が CP を破る複素位相を与える。従って、これを測定するのに第 3 世代の $b$ クォークを含む B 中間子の様々な崩壊過程は、感度が高い。

以下、これを詳しく述べる。小林 · 益川行列のユニタリティ性より、

$$VV^\dagger = 1$$

である。この関係式のうちから非対角成分の一つを抜き出すと、

$$V_{td}V_{tb}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{ud}V_{ub}^* = 0 \qquad (1.2)$$

である。ここで、各項の値を Wolfenstein 表示を用いて書き下すと、

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

となる。これらの項は複素平面上で各々を辺とする三角形を描く。(図 1.2.2) これをユニタリティ三角形と呼ぶ。B 中間子の様々な崩壊過程に関与する上記の 3 つの項はその絶対値、つまりユニタリティ三角形の 3 辺の長さが全て同じオーダー $0(\lambda^3)$ である。三角形の各内角は小林 · 益川行列の成分を用いて

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

と表されるが、3 辺の長さが全て同じオーダーということはこの 3 つの内角はみな数十度程度の大きな値を持つということである。

このことは、B 中間子の崩壊過程においては、$\mathit{0}(0.1)$ の大きな CP 対称性の破れが現れうることを意味している。この三角形の 3 つの辺の長さと 3 つの角度を独立に測定し、互いに矛盾なく三角形を描くか否かを確認することは小林 · 益川理論の最も強力な検証である。

そこで次節では、B 中間子の崩壊過程において、CP 対称性がいかに現れるかについて述べ、その測定原理について説明する。

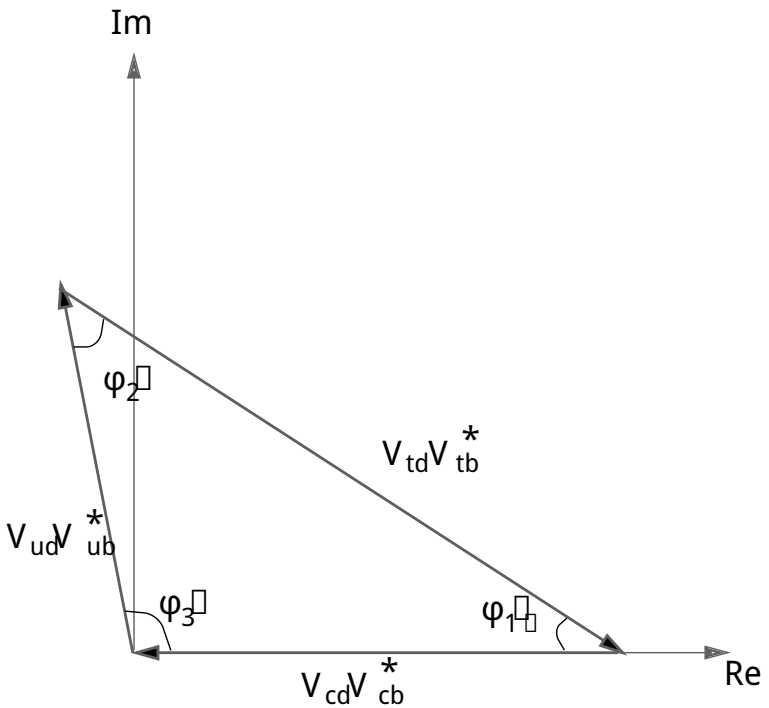


図 1.3: B 中間子系におけるユニタリティ三角形: 各辺は $V_{ud}V_{ub}^{*} + V_{cd}V_{cb}^{*} + V_{td}V_{tb}^{*} = 0$ のそれぞれの項に対応している

## 1.2　B 中間子の崩壊における CP 対称性の破れ

B 中間子が $f$ という終状態に崩壊する確率を $R(B \to f)$ とし、これを CP 変換した反 B 中間子が $\bar{f}$ という終状態へ崩壊する確率を $R(\bar{B} \to \bar{f})$ とする。

$$R(B \to f) \neq R(\bar{B} \to \bar{f}) \tag{1.3}$$

であればその崩壊過程で CP 対称性が破れていることになる。

一般に CP 対称性の破れが出現するには、2 つの遷移振幅が存在し、かつそれらの間で複素位相が互いに異なることが必要である。CP 対称性の破れは、この複素位相がどこに寄与するかによって、大きく 2 種類に大別される。

崩壊に寄与する振幅が複数個あり、互いに異なる複素位相があって CP 対称性を破る場合、これを直接的 CP 対称性の破れと呼ぶ。

これに対し、崩壊に寄与する振幅が一つしかなくても、中性の B 中間子の場合は CP 対称性の破れが生じることができる。$B^0$ と $\bar{B^0}$ のどちらもが崩壊可能な終状態 $f$ を選ぶと、後述する $B^0 - \bar{B}^0$ 混合のために、$B^0$ が $B^0$ のまま $f$ に崩壊する振幅と $B^0$ が $\bar{B^0}$ に転換してから $f$ に崩壊する振幅の間で干渉がおこる。このとき、$B^0 - \bar{B}^0$ 混合に寄与する $V_{td}$ が複素位相を含むために、 CP 対称性が破れる。これを間接的 CP 対称性の破れと呼ぶ。以下、直接的 CP 対称性が破れと、間接的 CP 対称性の破れのそれぞれについて、詳しく説明する。

### 1.2.1　直接的 CP 対称性の破れ

直接的 CP 対称性の破れは、崩壊にお互いに複素位相が異なる複数個の振幅が寄与することによって生じる。従って、中性だけでなく荷電 B 中間子の崩壊にも生じうる。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の一つである。

今、B 中間子の崩壊後の終状態を $f$ とする。$B \to f$ の崩壊振幅を $A\left(B \to f\right)$、これを CP 変換した $\bar{B} \to \bar{f}$ の崩壊振幅を $\bar{A}\left(\bar{B} \to \bar{f}\right)$ とすると、複数個の振幅 ( ダイアグラム ) が寄与する場合、

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

と書くことができる。

ここで $i$ は異なる振幅を区別する添字で、$|D_i|$、$\phi_i$、$\delta_i$ はそれぞれ $i$ 番目の振幅の絶対値、弱い相互作用の位相と強い相互作用の位相である。最も単純な 2 種類の振幅が存在した場合を考えると、

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

となる。

$B \to f$ 過程とそれを CP 変換した $\bar{B} \to \bar{f}$ 過程の生じる確率の差は

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

である。ここで、$\Delta\phi \equiv \phi_1 - \phi_2$、$\Delta\delta \equiv \delta_1 - \delta_2$、$r = |D_2/D_1|$ とおくと CP 非対称度 $A_{cp}$ は

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

となる。

従って、直接的な CP の破れが出現するのは弱い相互作用の位相差 $\Delta\phi$、強い相互作用の位相差 $\Delta\delta$、2 つの過程の振幅の比 $r$ の全てがゼロでない場合である。B 中間子の崩壊過程のおいてこのような条件が成り立ちうるものの例の一つが $B^+ \to K^+\rho^0$ 崩壊である。図 1.4 に示すように、ツリー型振幅とペンギン型振幅をもち、小林 · 益川理論では両者の間で複素位相が異なるので直接的 CP 対称性の破れが出現する可能性がある。本研究で取り扱う $B^+ \to J/\psi\ \rho^+$ 崩壊でも同様の議論が成り立つが、それについては第 3 章で詳しく述べる。

### 1.2.2 間接的 CP 対称性の破れ

間接的 CP 対称性の破れは中性 B 中間子の崩壊過程において、$B^0 - \bar{B}^0$ 混合に寄与する $V_{td}$ の複素位相によって CP 対称性の破れが生じることである。そこで、以下に中性 B 中間子系の時間発展と、それに伴っていかに CP 対称性の破れが生じるかについて説明する。 まず、$B^0 - \bar{B}^0$ 混合 (図 (1.5)) について述べる。

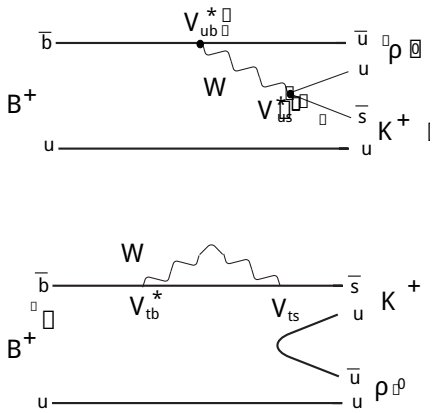


図 1.4: $B^+ \to K^+\rho^0$ 崩壊におけるツリーダイヤグラムとペンギンダイヤグラム

中性 B 中間子の時刻 $t$ での状態は $B^0$ と $\bar{B}^0$ の混合状態になっているのでこれを

$$|B(t)\ > =\ a(t)\ |B^0\ >\ + b(t)\ |\bar{B}^0\ > \tag{1.4}$$

とおく。時間依存するシュレディンガー方程式は B 中間子の静止系で、

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

となる。ここで、$B^0$中間子 は安定でなく崩壊するので、 2 つの Hermite 行列 M (質量行列) と $\Gamma$(崩壊行列) を用いてハミルトニアンを

$$H = M - \frac{i}{2}\Gamma = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} - \frac{i}{2}\begin{pmatrix} \Gamma_{11} & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{21} & \Gamma_{22} \end{pmatrix}$$

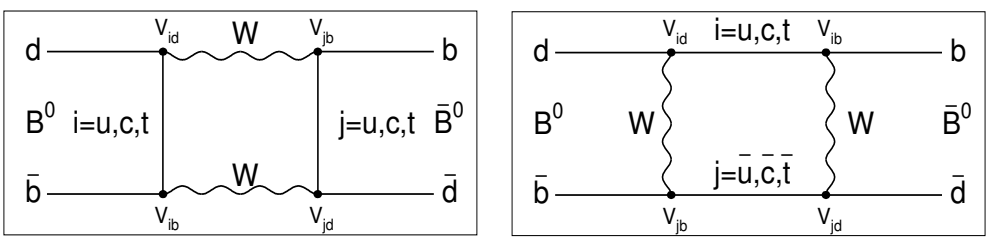


図 1.5: $B^0 - \bar{B}^0$ 混合

と表す。ここで、CPT 対称性が成立しているとすると、粒子と反粒子の質量と寿命は等しいので、

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

という式が得られる。これを用いて $M_{11} = M_{22}(ImM_{11} = 0)$、$\Gamma_{11} = \Gamma_{22}(Im\Gamma_{11} = 0)$、$M_{21} = M_{12}^*$、$\Gamma_{21} = \Gamma_{12}^*$ となる。この条件下で、2 つの質量固有状態を $B_+, B_-$ とするおき、それぞれの質量の固有値 $\lambda_\pm$ は、固有方程式を解くと、

$$\lambda_\pm = \left(M_0 - \frac{i}{2}\Gamma_0\right) \pm \left[\left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}\right)\left(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*\right)\right]^{\frac{1}{2}} \tag{1.5}$$

となり、各々の固有値に対応する固有ベクトル ( 質量固有状態 ) を

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

とおく。

2 つの固有状態の間の質量の差 $\Delta m$ は

$$M = \frac{(M_+ + M_-)}{2}, \Gamma = \frac{(\Gamma_+ + \Gamma_-)}{2}$$

$$\begin{aligned} \Delta m &= \lambda_+ - \lambda_- \\ &= 2Re\sqrt{\left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}\right)\left(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*\right)} \end{aligned}$$

である。また 2 つの状態の崩壊幅の差 $\Delta\Gamma$ は

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

である。

混合パラメータ $p, q$ は

$$\frac{q}{p} = \left(\frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{1.6}$$

の関係になる。

B 中間子系では、二つの質量固有状態間の寿命の差はほとんどないこと $(\Delta\Gamma \simeq 0)$、$B^0$、$\bar{B}^0$ ともに崩壊できる終状態への分岐比の合計が $10^{-3}$ 程度と小さいことから $|\Gamma_{12}| \ll |M_{12}|$ であるので、$\Gamma_{12}$ を無視することができる。よって、

$$\frac{q}{p} \simeq \sqrt{\frac{M_{12}^*}{|M_{12}|}} \tag{1.7}$$

$$\Delta m \simeq 2|M_{12}| \tag{1.8}$$

のように近似できる。これらの結果を用いて、時刻 $t = 0$ で、純粋に $|B^0>$ あるいは $|\bar{B^0}>$ であったもの時刻 $t = 0$ での状態をそれぞれ、$|B^0(t)>$ あるいは $|\bar{B^0}(t)>$ とおくと、

$$|B^0(t)> \;=\; f_+(t)|B^0> + \frac{q}{p} f_-(t)|\bar{B}^0> \tag{1.9}$$

$$|\bar{B}^0(t)> \;=\; \frac{p}{q} f_-(t)|B^0> + f_+(t)|\bar{B}^0> \tag{1.10}$$

ここで、

$$f_\pm \;=\; \frac{1}{2}(e^{-i\lambda_+ t} \pm e^{-i\lambda_- t})$$

とである。

$M_{12}$ は $B^0 - \bar{B}^0$ 遷移を表している。$M_{12}$ の寄与はボックスダイヤグラムにおいて、$B^0$ と $\bar{B}^0$ が相互に移り変わる過程の中間状態の u 型クォークのうち質量が最も大きいトップクォークの寄与が圧倒的に大きい。そのため、$M_{12}$ と小林 · 益川行列要素から、

$$\sqrt{\frac{M_{12}^*}{M_{12}}} = \frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{tb} V_{td}^*} = e^{-2i\phi_1} \tag{1.11}$$

と書ける。これをもとに、以下 $B^0 - \bar{B}^0$ 混合の寄与によって CP 対称性がどのように破れるかについて述べる。中性 B 中間子が CP 固有状態である $f_{CP}$ に崩壊するとする。ここで、CP 非対称度 $A_{CP}(t)$ を、

$$A_{CP}(t) \equiv \frac{\Gamma(B^0(t) \to f_{CP}) - \Gamma(\bar{B}^0(t) \to \bar{f_{CP}})}{\Gamma(B^0(t) \to f_{CP}) + \Gamma(\bar{B}^0(t) \to \bar{f_{CP}})} \tag{1.12}$$

と定義する。$\Gamma(B^0(t) \to f_{CP})$ は $t = 0$ で $B^0$ であったものが時刻 $t$ で $f_{CP}$ に崩壊する確率、$\Gamma(\bar{B}^0(t) \to \bar{f_{CP}})$ は $t = 0$ で $\bar{B}^0$ であったもののそれである。$|B^0(t)>$ と $|B^0(\bar{t})>$ は式 1.9 と式 1.10 で具体的な形が得られるので、以下、それをもとに $A_{CP}(t)$

を導出する。これらに $H_w$ を弱い相互作用のハミルトニアンとして、$< f_{CP}|H$ を左からかけると、$(B^0(t) \to f_{CP}$ あるいは $\bar{B^0}(t) \to f_{\bar{CP}}$ の遷移振幅

まず、　$A \equiv < f_{CP}|H|B^0 >, \bar{A} \equiv < f_{CP}|H|\bar{B^0} >$

さらに、

$$\beta = \frac{q}{p}\frac{\bar{A}}{A} \tag{1.13}$$

と定義すると、式 1.9 と式 1.10 は、

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

となる。終状態 $f_{CP}$ への崩壊する確率は、$A \equiv < f_{CP}|H|B^0 >, \bar{A} \equiv < f_{CP}|H|\bar{B^0} >$ を得る。それぞれの絶対値の 2 乗を計算することにより、

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

を得る。ここで、

$$\beta = \frac{q}{p}\frac{\bar{A}}{A} \tag{1.14}$$

である。したがって、CP 非対称度 $A_{CP}$ は

$$A_{CP}(t) = \frac{\Gamma(B^0(t) \to f_{CP}) \ - \ \Gamma(\bar{B^0}(t) \to f_{CP})}{\Gamma(B^0(t) \to f_{CP}) \ + \ \Gamma(\bar{B^0}(t) \to f_{CP})} \tag{1.15}$$
$$= \frac{(1-|\beta|^2)\cos(\Delta m t) - 2Im\beta\sin(\Delta m t)}{1+|\beta|^2} \tag{1.16}$$

となる。$B^0 - \bar{B^0}$ では $|\frac{q}{p}| \simeq 1$ であり、$f_{CP}$ への崩壊に寄与するダイアグラムが一種類しかない場合は $|\frac{\bar{A}}{A}|$=1、従って $|\beta| = 1$ となるので、CP 非対称度 $A_{CP}$ は

$$A_{CP} = -Im\beta\sin(\Delta m t) \tag{1.17}$$

となる。

また、式 (1.11) より、小林 · 益川行列の成分を用いて $\frac{q}{p}$ を書き表すと、

$$\frac{q}{p} = \sqrt{\frac{M_{12}^*}{M_{12}}} = \frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{tb} V_{td}^*} = e^{-2i\phi_1} \tag{1.18}$$

となる。

ここで、典型的な例として、gold-plated mode と呼ばれる $f_{CP}$ が $J/\psi\ K_S$ への崩壊 (図 1.6) について考えてみる。

(図 1.6) より、振幅は $V_{cb}V_{cs}^*$ を含んでいるので、

$$\frac{\bar{A}}{A} = -\left(\frac{V_{cb}V_{cs}^*}{V_{cb}^*V_{cs}}\right)\left(\frac{V_{cd}^*V_{cs}}{V_{cd}V_{cs}^*}\right) \tag{1.19}$$

となる。ここで、負符号は $CP|J/\psi\, Ks> = -|J/\psi\, Ks>$ という定義から来ており、$V_{cd}^*V_{cs}$ / $V_{cd}V_{cs}^*$ は $K^0 - \bar{K}^0$ 混合に由来する。よって、

$$Im\beta(J/\psi K_s) \quad = \quad Im\left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{td}^*V_{tb}}\frac{V_{cb}V_{cd}^*}{V_{cb}^*V_{cd}}\right) = \sin(2\phi_1)$$

になり、この崩壊過程における CP 非対称度 $A_{CP}$ は

$$A_{CP}(t) = \sin 2\phi_1 \sin \Delta mt \tag{1.20}$$

と与えられる。従って、この崩壊過程では図 () に示したユニタリティ三角形の内角の一つ $\phi_1$ を決定できる。ここで、式 (1.20) より、CP 非対称度 $A_{CP}$ は $\sin \Delta mt$ に比例しており、時間に関して $-\infty$ から $+\infty$ まで積分すると、0 になってしまう。よって、CP 非対称度 $A_{CP}$ を測定するためには、時間の原点を決め、$t = 0$ で $B^0$ か $\bar{B}^0$ かを同定し、その崩壊確率の差を時刻 $t$ の関数として測定する必要がある。

電子 · 陽電子衝突によって $\Upsilon(4s)$ 共鳴状態を作り、そこから発生する中性 B 中間子対の間にはボーズアインシュタイン統計が成り立つため、片方が崩壊するまで、一方が $B^0$ 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

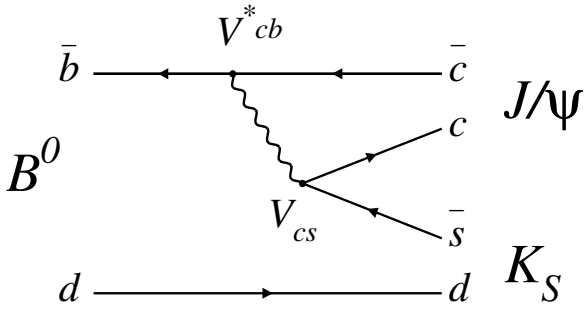


図 1.6: $J/\psi K_S$崩壊

なりえない。この関係を保ったまま、両者は互いに $B^0 - \bar{B}^0$ 混合をしている。ここで、例えば一方が $B^0$ である識別をできる崩壊をしたとすると、もう片方は $\bar{B}^0$ か $B^0$ である。このように、$B^0$ か $\bar{B}^0$ かのフレーバーを識別することをフレーバータグまたは、タグと呼ぶ。また、タグに用いた B 中間子をタグサイドとよび、タグサイドの B 中間子が崩壊した時刻を時間の原点 $(t = 0)$ とすると、その反対側の B 中間子が $t$ 秒後に CP 固有状態に崩壊した事象を集め、また、以下ではすれば、CP 固有状態に崩壊した側の B 中間子を CP サイドと呼ぶ。その崩壊確率の時間変化から CP 非対称度を測定すればよい。

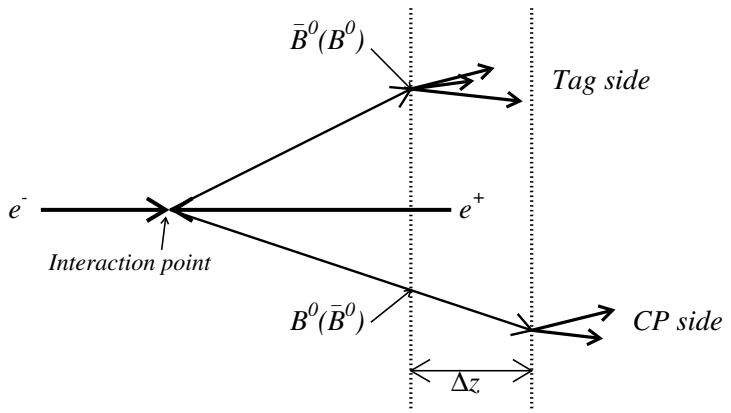


図 1.7: 崩壊時間差の測定方法

ここで、達成しなければならない実験技術上の要点をまとめる。第一に、加速器の重心系のエネルギーを B 中間子対の大量生成に適した $\Upsilon(4S)$ の粒子質量 $(10.58GeV)$ に設定することである。B 中間子は他の中間子と比べて重いことから崩壊様式が多様であり、CP 非対称度の測定に用いうるモードは $10^{-4} \sim 10^{-6}$ 程度の分岐比しかない。従って、第二に加速器のルミノシティは $10^{33} \sim 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$ という在来の電子 · 陽電子衝突型加速器の 1000 倍にあたる高いものでなくてはならない。第三に、高検出効率かつ、低バックグラウンド CP サイドの B 中間子を再構成するために、エネルギー、運動量分解能に優れ、粒子識別能力の高い測定器が必要である。また、これらの要件は同時にタグサイドの B 中間子のフレーバーを識別する際に、レプトンや K 中間子を高検出効率かつ、高純度で同定するためにも必要不可欠である。

最後に、タグサイドと CP サイドの崩壊時刻測定について述べる。B 中間子の寿命は約 $1.674(ps)$[9] なので、タグサイドと CP サイドの間の崩壊時刻の差もこのオーダーである。このような短い時間を直接測定する素粒子物理実験技術は存在しない

ので、別な方法で測定しなくてはならない。一つの方法は二つの B 中間子の崩壊点の差から測定することである。

ここで、通常の電子 · 陽電子衝突型加速器で $\Upsilon(4S)$ を生成すると、B 中間子対生成のエネルギーしきい値のわずか上なので、発生した B 中間子はほぼ静止している。これでは B 中間子は崩壊まで $20\mu m$ 程度しか走らず、崩壊点の差を検出することは困難である。そこで、電子と陽電子のビームのエネルギーを違えて衝突させる。例えば、次章でも説明するように $8GeV$ の電子ビームと $3.5GeV$ の陽電子ビームを衝突させると生成した B 中間子対は $\beta\gamma \sim 0.425$ で実験室系に対して運動する。この場合相対論的効果によって、B 中間子の寿命が伸び、崩壊までに約 $210\mu m$ 飛行する。この条件下であれば、崩壊点を $100\mu m$ 程度の分解能で検出して CP 非対称度を崩壊時刻の関数として測定することが可能となる。

以上のことから、重心系のエネルギーを $\Upsilon(4S)$ の粒子質量に合わせ、$10^{33} \sim 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$ の高いルミノシティを非対称衝突で達成する。

大強度の電子 · 陽電子衝突型加速器と $100\mu m$ 程度の良好な荷電粒子の運動量分解能、$100MeV$ の光子に対して 5% のエネルギー分解能を有する測定器が必要となる。次章ではこのような性能を達成すべく設計 · 建設されて現在運転中の KEKB 加速器と Belle 検出器について説明する。

# 第2章　KEKBファクトリー

## 2.1　KEKB加速器

B中間子の崩壊におけるCP対称性の破れを測定する目的で、茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構(KEK)に大強度電子・陽電子衝突型加速器であるKEKB加速器とビーム衝突反応を検出するBelle検出器が建設された。両者は「KEKBファクトリー」をなす。以下、各々について詳しく説明する。

KEKB加速器は、電子とその反粒子である陽電子を加速し、両者を衝突させてB中間子を大量に作り出すことがその役割である。B中間子対の大量生成を行なうため、電子・陽電子衝突の重心系のエネルギーは$\Upsilon(4S)$粒子の質量である$10.58GeV$に設定している。

CP非保存の研究に用いうるB中間子の崩壊分岐比は$10^{-4} \sim 10^{-6}$と小さいため、加速器はエネルギーを$\Upsilon(4S)$に合わせるだけでなく、非常に高いルミノシティーを達成しなくてはならない。ここで衝突型加速器において、ルミノシティーとは、加速器のビーム強度の指標となる値であり、衝突点における反応率$R$はルミノシティー$L$、反応断面積$\sigma$によって$R = L\sigma$の式で表される。リング型の電子・陽電子衝突型加速器を設計する場合、そのルミノシティーは

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

の式で与えられる。ここで、$E$はビームのエネルギー$(GeV)$、$I$は蓄積電流$(A)$、$\xi$はビーム・ビームチューンシフトと呼ばれる量で、衝突時ビーム間に働く力の強さを表す量である。通常$0.03 \sim 0.05$の値をもつ。$r$は衝突点における垂直方向($y$方向)のビームサイズを水平方向($x$方向)のームサイズで割った値、$\beta_y^*$は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である。$-$は電子、$+$は陽電子の場合である。以上より、ルミノシティーを大きくするためには、$\xi$と蓄積電流を大きくし、$\beta_y^*$を小さくすればよい。

更に、このような加速器では、電子や陽電子が数千億個集まってできるバンチという塊がリング中を周回する。一つのバンチが担うことのできる電流は数$mA$程度

なので、大きな蓄積電流を得るためには非常に多数のバンチを蓄積する。KEKB では、各リングに最大約 5000 個のバンチを蓄積し、$10^{34}cm^{-2}s^{-1}$ のルミノシティーを目指している。

前章の最後に記述した物理からの要請を満たすために設計された KEKB 加速器の特徴をまとめると、

- 非対称エネルギー
  電子のビームエネルギー $8GeV$、陽電子のビームエネルギー $3.5GeV$ で衝突させる。
  これによって生成された B 中間子はローレンツ因子 $\beta\gamma \sim 0.425$ で電子ビーム進行方向にブーストされる。B 中間子の平均寿命は $1.674(ps)$[9] であるので B 中間子は平均 $210\mu m$ 前方に走り二つの B 中間子の崩壊時刻の測定を可能にしている。

- 2 リング型
  電子と陽電子ビームのエネルギーが異なるため、それぞれ HER と LER とよばれる別々の加速リングに蓄積する。

- 電子 · 陽電子ビームの有限角衝突
  KEKB 加速器ではバンチ間の距離が短いため (5000 バンチ蓄積時に約 $60cm$)、対向してくる電子 · 陽電子が衝突点以外の場所で交差することを避けなくてはならない。双方のビームを分離する役割を果たす電磁石を設置する方法もあるが、KEKB 加速器では、衝突点において電子ビームを陽電子ビームに対して $22mrad$ 傾けて衝突させる方法を採用している。これは、ビーム分離用電磁石が不要になり、そこでビームを偏向することから生じるシンクロトロン放射光に起因するバックグラウンドをなくす利点がある。

図 2.1 に KEKB の全体図を示す。

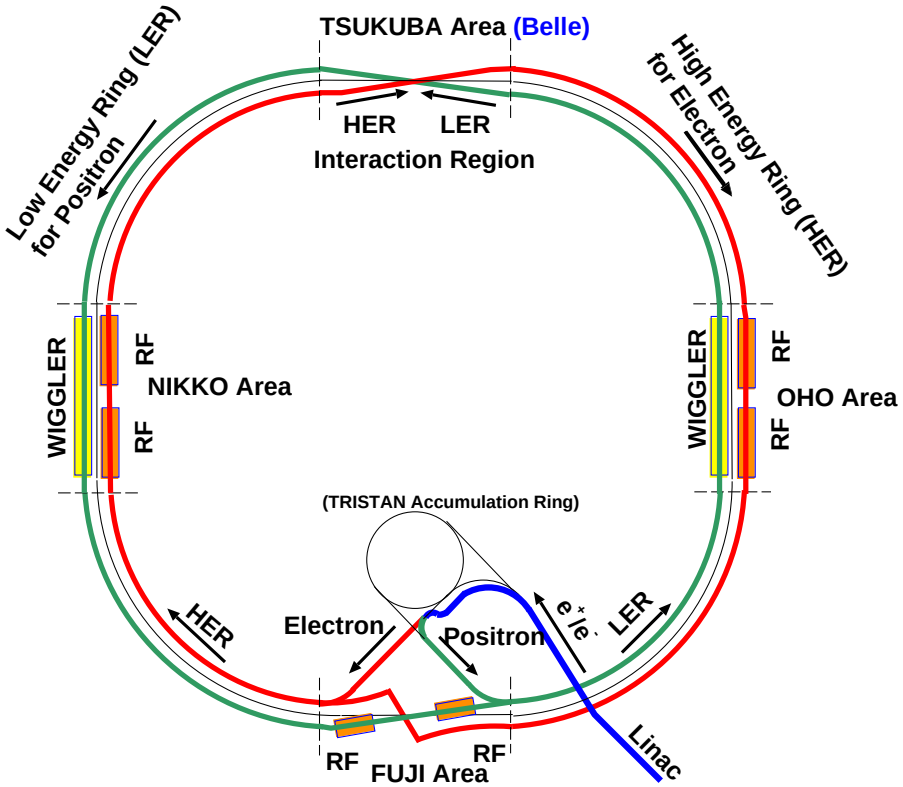
TSUKUBA Area (Belle)
HER
LER
Interaction Region
Low Energy Ring (LER)
for Positron
High Energy Ring (HER)
for Electron
WIGGLER
RF
RF
NIKKO Area
WIGGLER
RF
RF
OHO Area
(TRISTAN Accumulation Ring)
HER
Electron
Positron
e+/e-
LER
RF
RF
FUJI Area
Linac

図 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 ($cm^{-2}s^{-1}$) | $1 \times 10^{34}$ | | $\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$ |
| ビーム交差角 (mrad) | $\pm 11$ | | mrad |
| ビームビームチューンシフト | 0.039/0.052 | | |
| Beta function at IP ($\beta_x^*/\beta_y^*$) | 0.33/0.01 | | m |
| ビーム電流 (A) ($e^+e^-$) | 2.6 | 1.1 | A |
| ビームエネルギーの広がり (MeV) | $7.1 \times 10^{-4}$ | $6.7 \times 10^{-4}$ | |
| バンチ間隔 | 0.59 | | m |
| バンチの数 | 5000 | | |

表 2.1: KEKB 加速器の諸元 (設計値)

## 2.2　Belle 検出器

電子 · 陽電子の衝突で生成された B 中間子対が崩壊すると、荷電粒子と光子が平均約 10 個づつ生じる。Belle 検出器は、これらの粒子を高い効率で検出し、かつ粒子の崩壊点や粒子の種類を区別する能力を持つように設計された大型の検出器である。Belle 検出器の断面図を図 2.2 に、表 2.2 に Belle 検出器中にくみこまれている各検出器の性能の一覧を示す。以下、Belle 検出器の座標系は設計上のビーム衝突点を座標原点とし、電子ビームの方向と向きを $z$ 軸とし、鉛直上向きを $y$ 軸として、右手系の座標系になるよう $x$ 軸をとる。$z$ 軸まわりの回転角を $\phi z \theta z r (= \sqrt{x^2+y^2}$ とする。)

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

表 2.2: BELLE 検出器の諸元

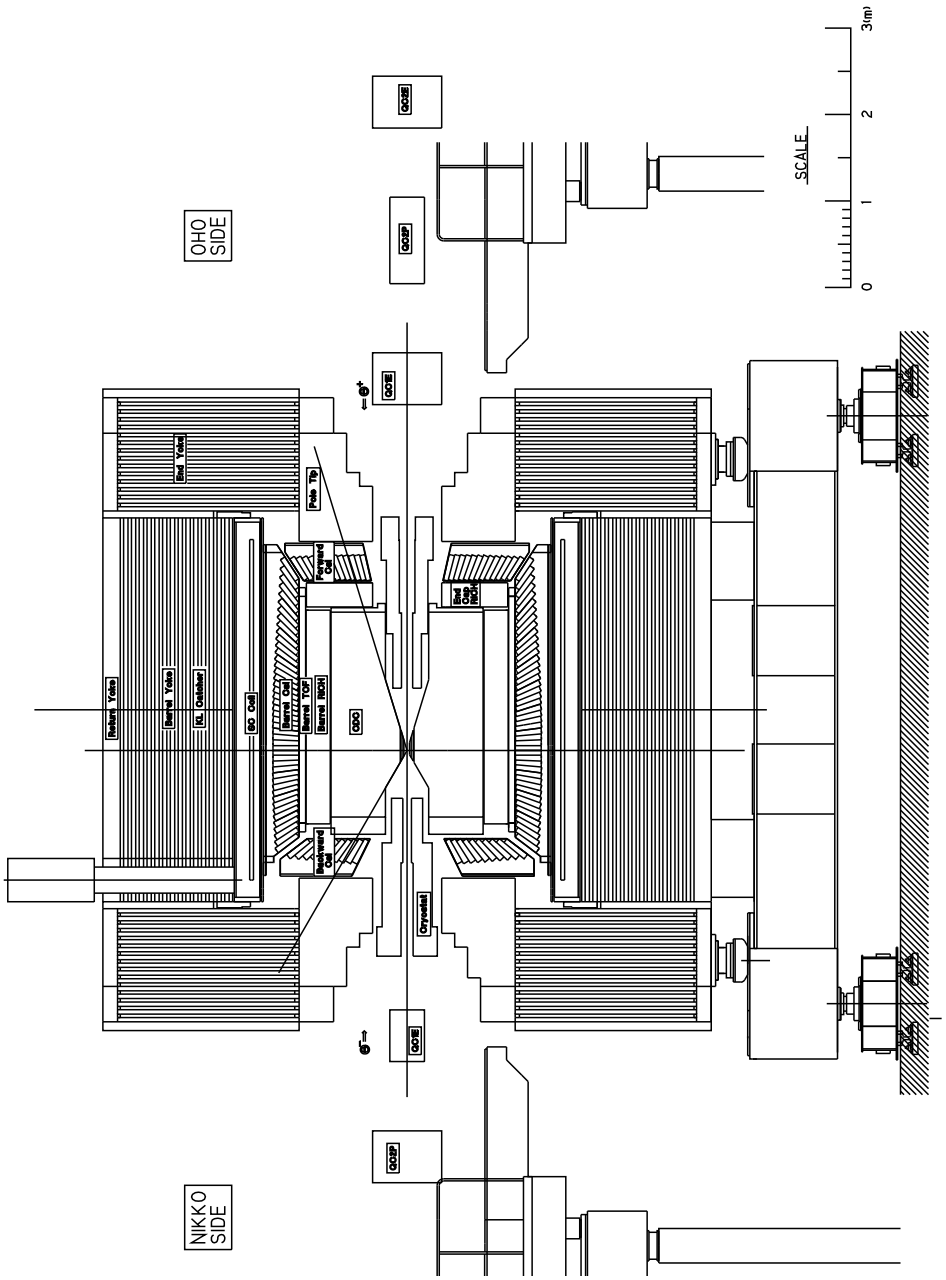


図 2.2: Belle 検出器の構造 ( 側面から見た断面図 )

### 2.2.1 粒子崩壊点検出器 (SVD;Silicon Vertex Detecter)

シリコン · バーッテクス · ディテクター (SVD) は、最もビーム衝突点の近くにおかれた検出器で、短い寿命 $(10^{-10} \sim 10^{-13} sec)$ をもつ粒子の崩壊点を測定するための検出器である。粒子の崩壊点の測定は B 中間子のみでなく、D 中間子や $\tau$ レプトンの物理の研究を行う上でも非常に重要である。本検出器は、崩壊点の z 方向の分解能 $\sigma_z \sim 100\mu m$ を達成している。SVD はその外側に位置する中央飛跡検出器 (CDC) と共に粒子の飛跡を検出し、運動量の高精度測定にも寄与している。

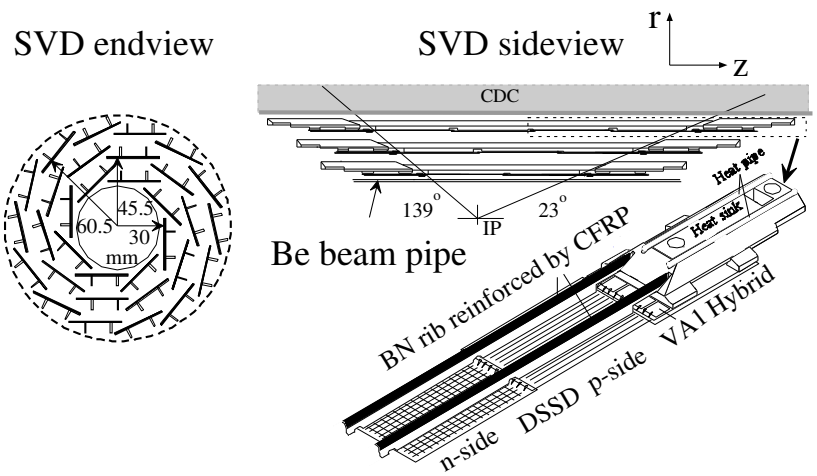


図 2.3: SVD の構造

図 2.3 は SVD の側面図と断面図である。3 層の両面読み出しのシリコンストリップ検出器 (DSSD;Double-side Silicon Strip Detector) からなっており、ビーム軸との角度 $23° < \theta < 139°$ の範囲を覆う。シリコンストリップ検出器 (DSSD) とは厚さ $300\mu$m のシリコン板に幅 $6\mu$m の電極を $25\mu$m 間隔に張付けたものであり、この上下面の電極に逆バイアスの電圧をかけることによって、電極間を荷電粒子が通過する際に生じる電子ホール対を各電極に集め、信号として読み出す。各々の層の半径は、内側から 30mm,45.5mm,60.5mm になっており、ビーム軸のまわりに複数枚の DSSD で形成されるラダーからなる。内側の層から 8,10,14 枚でビームパイプを取り囲んでいる。

### 2.2.2　中央飛跡検出器 (CDC;Central Drift Chamber)

荷電粒子の飛跡を検出することによりや運動量を測定することが、中央飛跡検出器 (CDC) の重要な役割である。ソレノイドが作る 1.5T の磁場中で荷電粒子は、螺旋した飛跡を描き, 飛跡の長さを検出することで荷電粒子の横方向運動量 ($p_t$) を以下の式で求めることができる。

$$P_{t[GeV/c]} = 0.3B_{[T]}\rho_{[m]}$$

ここで、$\rho$ は螺旋の半径である。また運動量の $z$ 成分は螺旋軌道のビーム軸からの傾きと $P_t$ から与えられる。また CDC では、荷電粒子のエネルギー損失 (dE/dx) を測定することにより、荷電粒子の種類を識別する能力を備えている。図 2.4 に CDC で測定された、エネルギー損失を荷電粒子の運動量の関数として示す。エネルギー損失は粒子の種類に依存せず $\beta\ \gamma$=$P/m$ で決まる。異なる種類の粒子は最小のエネルギー損失となる運動量が違うため、運動量の関数としてエネルギー損失を描くと異なる曲線を与える。横方向の運動量分解能は $\sigma_{p_t}/p_t = 0.3\%\sqrt{p_t^2+1}$ ($p_t$ の単位は GeV)、dE/dx の分解能は $\sigma/dE/dx = 6\%$ を達成しているので、$1GeV/c$ 弱までの運動量領域で検出した個々の粒子がどの曲線に近いかによって荷電粒子の識別が可能である。

CDC の構造は、図 2.5 にあるように、外半径が約 88cm、長さ約 235cm の円筒形で、衝突点に対して $17^\circ \leq \theta \leq 150^\circ$ の領域をカバーしている。$z$ 方向に非対称になっているのは、ビームのエネルギーが電子と陽電子とで異なっていることを考慮しているためである。この中に $H_e : C_2H_6 = 50 : 50$ の混合ガスを見たし、アノードワイヤーには約 $2.3keV$ の高電圧を印加する。また前方あるいは後方に出た荷電粒子に対するアクセプタンスをより大きくするために半径が $30cm$ より小さい部分の両端は円錐形になっている。内部は 3 層のカソード信号生成部と 50 層のアノードワイヤーで構成され、後者は陽電子ビーム軸に平行に張られたアクシャルワイヤーと、$z$ 方向の位置測定能力を上げるためにビーム軸に対して約 $50mrad$ の角度をつけて張られたステレオワイヤーとの 2 種類から成る。各々のドリフトセルはほぼ正方形の形をしており、ドリフトする最大の距離は $8mm \sim 10mm$ である。読み出しはアノードワイヤーとカソード信号生成部の陰極ストリップで行われる。

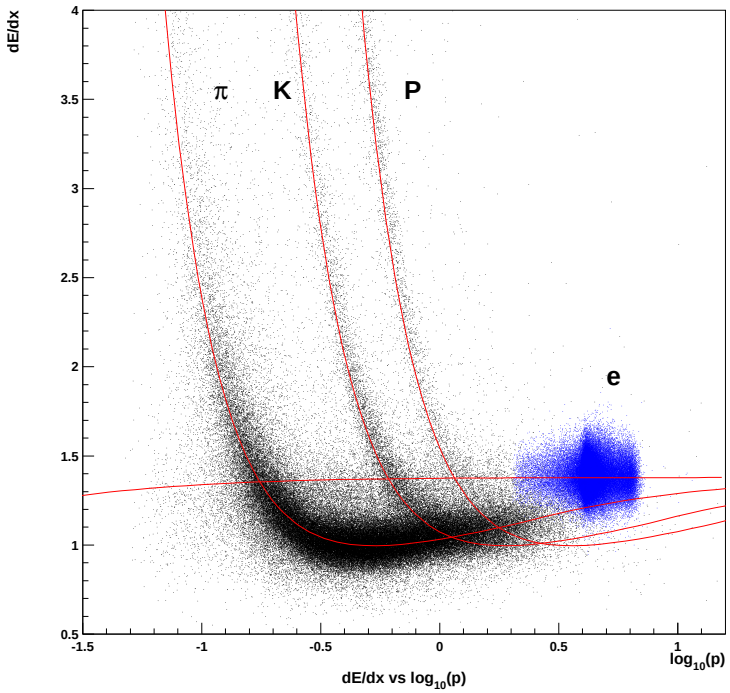


図 2.4: 様々な種類の荷電粒子のエネルギー損失の運動量依存 p の単位は GeV/c

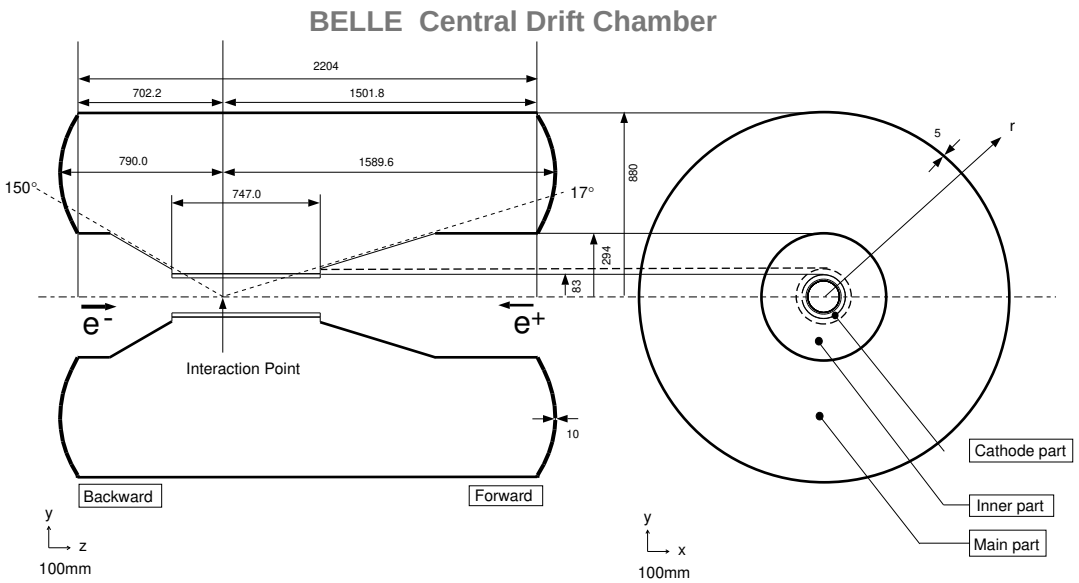


図 2.5: CDC の構造と寸法。数値の単位は $mm$

### 2.2.3　エアロジェルチェレンコフカウンター (ACC;Aerogel $\check{C}$erenkov Counter)

エアロジェル · チェレンコフカウンター (ACC) の役割は $K^{\pm}$ と $\pi^{\pm}$ とを識別することである。荷電粒子が ACC を通過するとその粒子の速さ $v$ と光速 $c$ の比 $v/c$ がエアロジェルの屈折率 $n$ に対して、

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

の時、チェレンコフ光を出す。図 2.6 に示すように、異なった屈折率のエアロジェルを用いることにより、$1.2 \sim 3.5 GeV/c$ の領域で $K^{\pm}$ と $\pi^{\pm}$ を識別することができるように設計されている。この運動量領域で荷電粒子が $\pi^{\pm}$ であれば、チェレンコフ光を出し、$K^{\pm}$ であればチェレンコフ光を出さないようにエアロジェルの屈折率を設定しており、その値は、$1.01 \sim 1.03$ の間になっている。
図 2.6 のように ACC は Belle 検出器の中央部分に位置する。ACC のバレル部分には

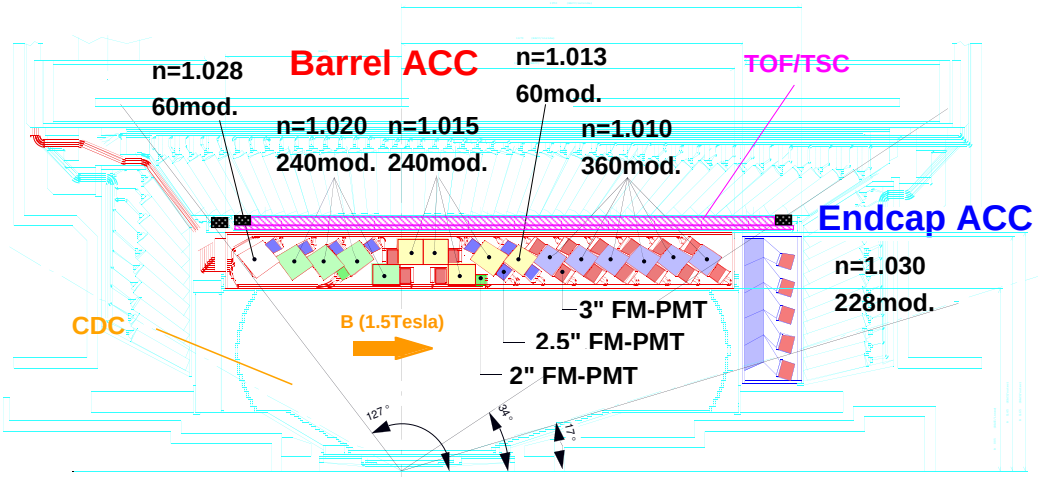


図 2.6: ACC の構造

$\phi$ 方向に 60 セルにわけられた 960 個のカウンターモジュールがあり、エンドキャップ部分は同心の 5 層に配列された 228 個のカウンターモジュールがある。すべてのカウンターモジュールは衝突点の方向を向いた状態で配列されている。
バレル部とエンドキャップ部をあわせた全体でカバーしている領域は $17° < \theta < 127.2°$ である。

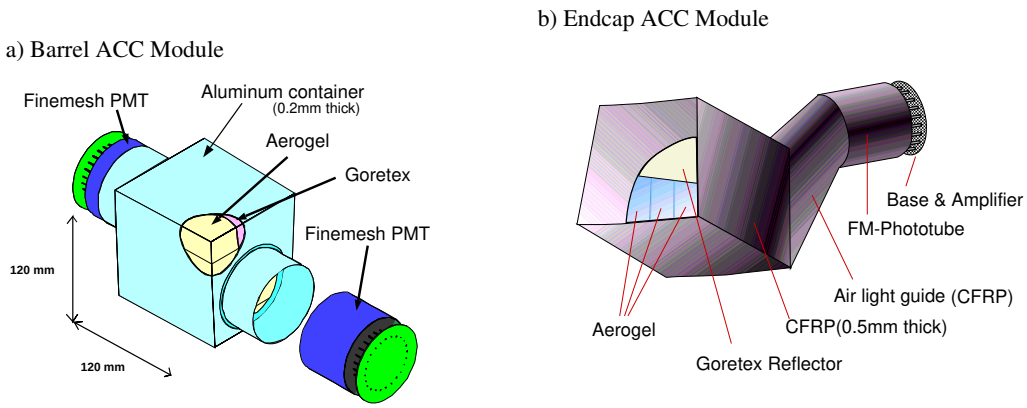


図 2.7: ACC カウンターモジュールの構造

一個の ACC カウンターモジュールの構成を、図 2.7 の (a)(b) に示す。各々バレル部分とエンドキャップ部分に使われている。5 枚のエアロジェルのタイルが厚さ 0.2mm のうすいアルミニウム製の一辺 12cm の立方体の箱の中に積み重ねられている。チェレンコフ光を検出するために、1 または 2 個のファインメッシュ型光電子増倍管 (FM-PMT) が取りつけられている。

### 2.2.4 飛行時間測定器 (TOF;Time of Flight)

飛行時間測定器 (TOF) は、プラスチックシンチレーターと FM-PMT 使用した検出器で、荷電粒子の飛行時間を測定して粒子識別を行うための検出器である。本検出器は時間の測定精度が 100psec を達成しており、これによって運動量 1.2GeV を持つ粒子まで識別が可能である。これは、$\Upsilon(4S)$ で生成された粒子の 90%に相当する。

100ps の時間精度を実現するために、シンチレーション発光の立上りが速いシンチレーターを使用した。カウンター内を伝達するシンチレーション光の時間的分散を最小にするために light-guides は使用されていない。またシンチレーション光の収集効率を最大にするために、感度のある波長領域が広いフォトカソードを持つ FM-PMT を使用している。TOF システムは 128 個の TOF カウンターと 64 個の TSC カウンターから成る。台形の断面を持つ長さ 1.2m のシンチレーターを用いた TOF カウンター 2 個と、TSC カウンター 1 個でモジュール 1 個を作り、$r = 1.2m$ の位置にある

64 個のモジュールで $34° < \theta < 120°$ の領域をカバーしている。

### 2.2.5　電磁カロリーメータ (ECL;Electromagnetic Calorimeter)

電子や光子は物質にあたると電磁シャワーを作り、エネルギーを失う。この全エネルギー損失を測定することで、電子や光子のエネルギーを非常に良い精度 ( $100MeV$ の光子のエネルギー分解能 $5\%$ ) で測定するのが電磁カロリーメーター (ECL) の役割である。

Belle 実験において電子を識別するには、CDC で測定した荷電粒子の運動量 (P) と ECL で測定したエネルギー (E) との比 (E/P) が最も強力な測定量である。荷電粒子が電子の場合は、この比が測定精度の範囲内で 1 に一致するのに対し、荷電 $\pi$ 中間子などのハドロンが ECL に入射した場合エネルギーの一部を失うため、E/P が 1 よりずっと小さくなる。これを利用し、電子とハドロン ($\pi$,K) との識別が可能である。

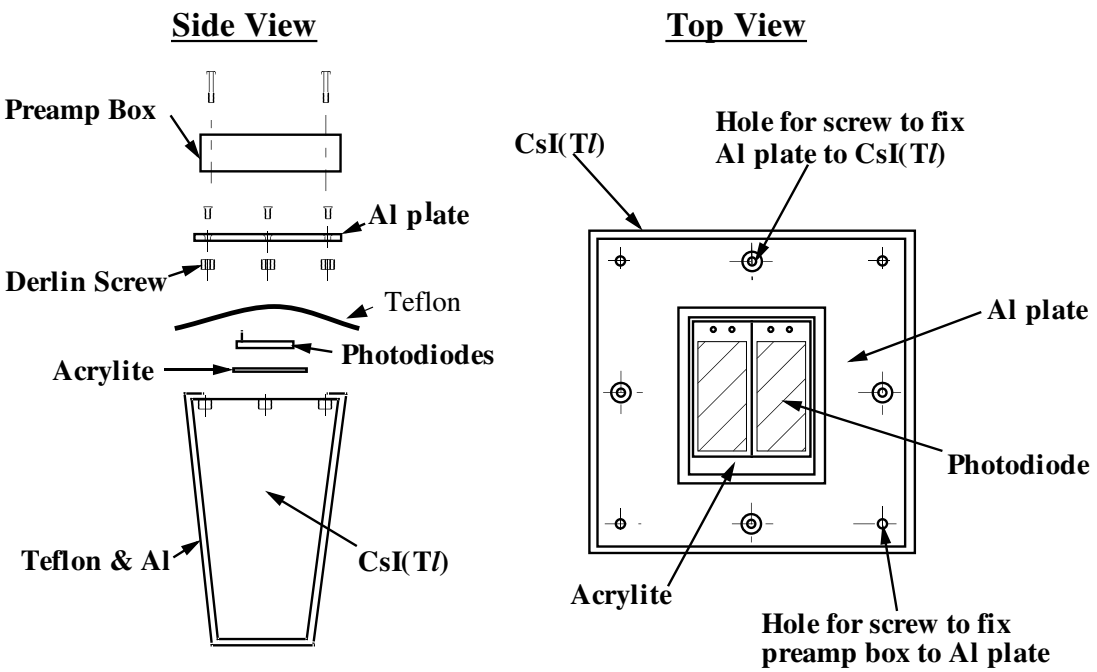


図 2.8: CsI(Tl) カウンター

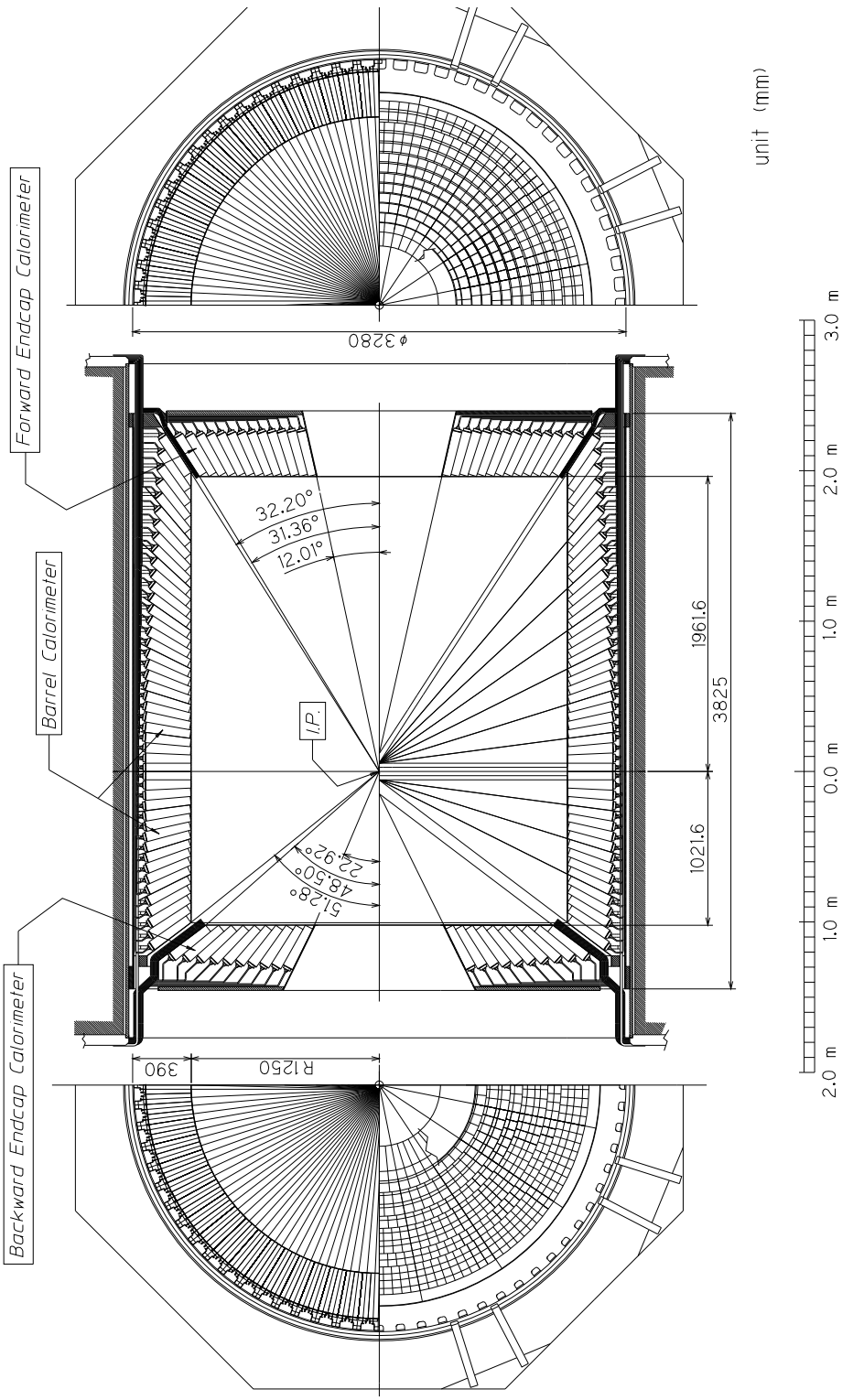
unit (mm)
Forward Endcap Calorimeter
Barrel Calorimeter
Backward Endcap Calorimeter
φ3280
32.20°
31.36°
12.01°
I.P.
1961.6
3825
1021.6
51.28°
48.50°
22.92°
390
R1250
3.0 m
2.0 m
1.0 m
0.0 m
1.0 m
2.0 m

図 2.9: ECL の断面図

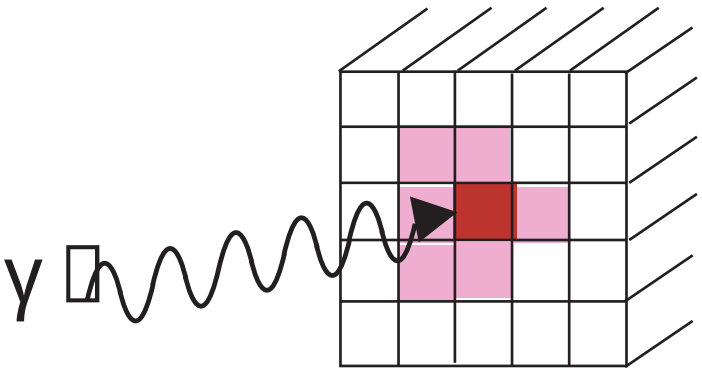


図 2.10: シャワーの再構成

上記の役割を果たすために、Belle では CsI(Tl) 結晶を電磁カロリーメータに用いている。CsI(Tl) は無機結晶シンチレーターであり、入社した粒子の結晶中のエネルギー損失がシンチレーション光に変換されるので、これを読みだしてエネルギーを測定する。シンチレーション光の読み出しには、1 個の CsI(Tl) 結晶につき磁場中でも特性に変化のないシリコンフォトダイオードを 2 枚用いている。1 個の CsI(Tl) カウンターのサイズは前面が $5.5cm \times 5.5cm$ で長さが 30cm である (図 2.8)。ECL は全体で CsI カウンターを 8736 個使用している。その断面図を図 2.9 に示す。バレル部分は内半径が 1.25m で長さ 3m である。エンドキャップは前方と後方がそれぞれ衝突点から $z$ 方向に+2.0m と-1.0m の位置にある。前方エンドキャップは $12.4^\circ < \theta < 31.4^\circ$、バレルは $32.2 < \theta < 128.7$、後方エンドキャップは $130.7^\circ < \theta < 157.1^\circ$ の領域をカバーしている。

光子が ECL に入射した場合、その信号は 1 個の CsI カウンターに収まらず、周りの CsI カウンターにまでおよぶ。直接光子が入射したカウンターは、通常周りのカウンターに比べ高いエネルギーを検出しているので、まずこれを見出し、そのカウンターを中心にカウンター 5 個 $\times$ 5 個(図 2.10) 領域内の 25 個のカウンターのエネルギーの和をその光子が形成したシャワーのエネルギーとする。達成されたエネルギー分解能は

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

である。$\pi^0$ はほぼ $100\%\pi^0 \to \gamma\gamma$ に崩壊するので、$\pi^0$ の検出には ECL が不可欠である。特に $\pi^0$ が高い運動量をもつ場合、2 つの $\gamma$ のなす角度が小さいため、2 つの光子のシャワーが重なり、1 つの光子として再構成してしまう問題を極力避けなくてはならない。Belle 測定器では、CsI カウンターの断面を $5.5cm \times 5.5cm$ とシャワー

の広がりの直径よりも小さくしている。

### 2.2.6 $K_L$,$\mu$ 粒子検出器 (KLM)

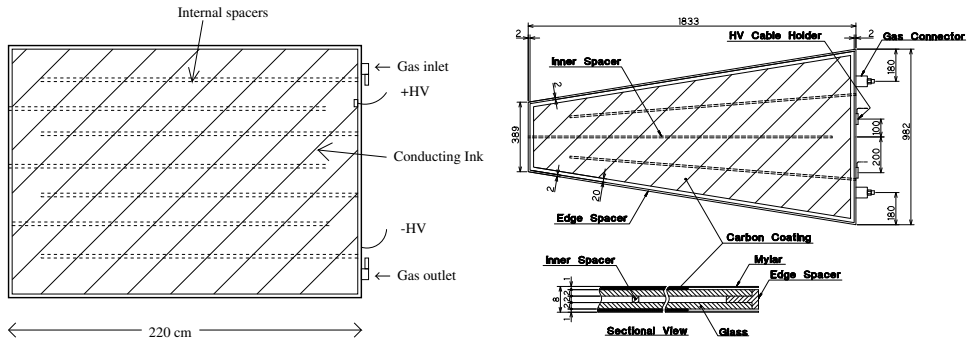


図 2.11: KLM の RPC の構造である。左図がバレル部分、右図がエンドキャップ部分を示す。

Belle 測定器の最も外側に位置する $K_L$,$\mu$ 粒子検出器 (KLM) は 600MeV/c 以上の広い運動量領域での、$K_L$ 及び $\mu$ 粒子の識別を役割としている。KLM 検出器は、高抵抗平行板チェンバー (RPC:図 2.11) と厚さ 4.7cm の鉄を 11 層重ねた構造をもっている。$\mu$ 粒子は貫通力が優れているため鉄を突き抜け、多くの RPC の層に連なった信号を残す。よって、CDC で測定した飛跡と KLM まで外挿し、KLM 内のその場所に何層にもわたって連なったヒットがあれば $\mu$ 粒子と同定できる。$K_L$ は鉄と衝突し強い相互作用によるシャワーを形成する。従って CDC に飛跡を残さず、KLM 内で検出したシャワー信号は $K_L$ によるものである。

### 2.2.7 トリガーシステム

トリガーの役割は、研究対象である物理事象を効率よく識別してバックグラウンド事象を除き、データ収集する事象の頻度をデータ収集システムのデータ転送能力の範囲に収めることである。$10^{34}cm^{-2}s^{-1}$ のルミノシティーにおける種々の物理過程の断面積と、Belle 実験のトリガー頻度を表 2.3 に示す。実際にはこの表にあげた物理事象の他に、ビームと真空パイプ中の残存ガスとの衝突や宇宙線に起因するバックグラウンドが多量にあるので、それらを効率よく取り除くことが重要である。

Belle トリガーシステムを図 2.12 に示す。各検出器はトリガーサブシステムを持ち、CDC は飛跡トリガー、ECL はエネルギートリガー、KLM は $\mu$ 粒子トリガー

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

表 2.3: $10^{34}_{cm^{-2}s^{-1}}$ のルミノシティーにおける各事象の断面積とトリガー頻度。Bhabha 散乱と光子対生成の事象は反応断面積が大きいので、その事象を識別して取り除く ( プリスケール ) ことによりトリガー頻度は実際の物理過程の 1/100 倍となる。(a)

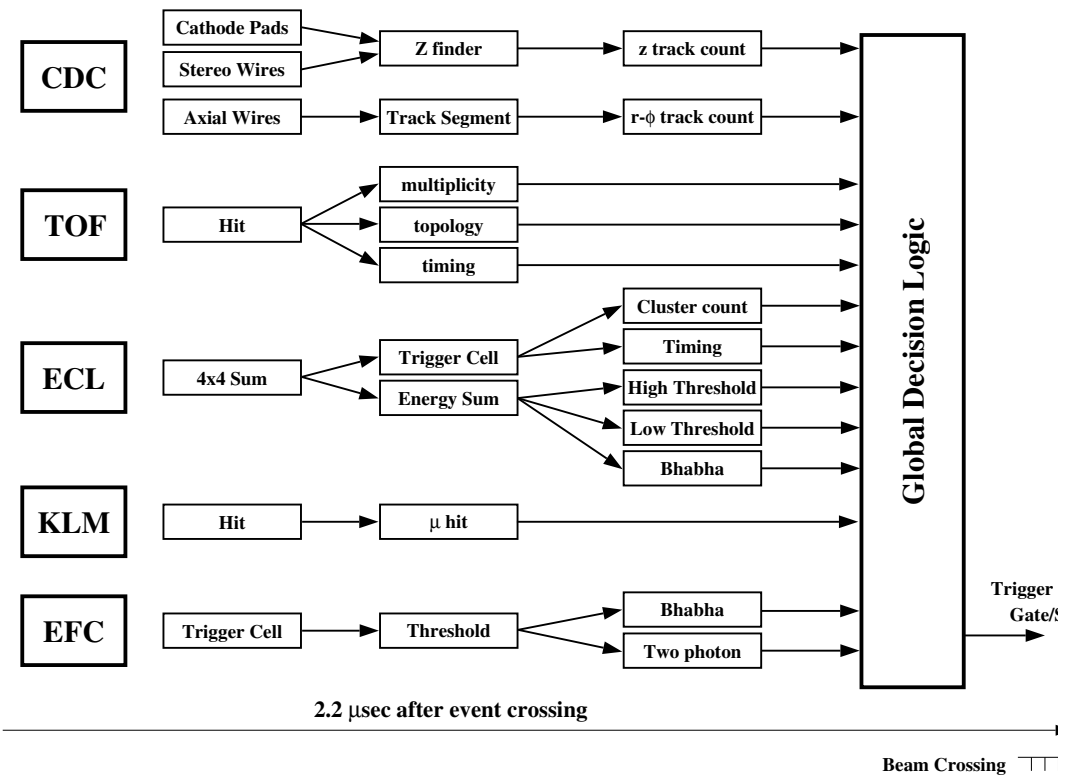


図 2.12: Belle トリガーシステムのブロックダイアグラム

の信号を出す。TOF が事象が発生した時刻の原点を決定する。これらの情報をまとめ、データ収集すべき事象であると GDL(Global Decision Logic) が判断すると、最終的なトリガー信号が発せられる。すると、測定器サブシステムごとに、信号の数値化がスタートする。

### 2.2.8 データ収集システム (DAQ)

Belle 実験のデータ収集システムのブロックダイアグラムを図 2.13 に示す。トリガーシステムからトリガー信号を受けとると、信号の数値化は各検出器ごとに並行して行なわれる。これが終った段階では、まだ一事象分のデータになってないので、イベントビルダーがこれをとりまとめて一事象分のデータにした後、これをオンラインコンピューターファームに送る。そこで簡単な事象の再構成を行なってバックグラウンド事象を減らした後、オフライン解析用コンピューターシステムへ転送され、そこで D1 型じ器テープに記録される

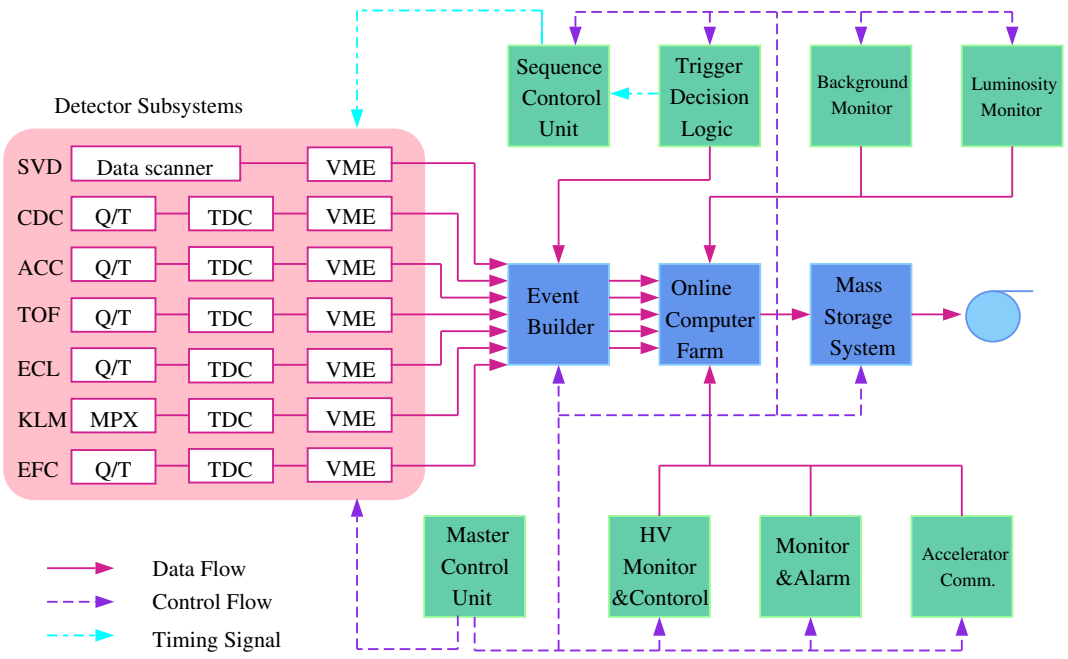


図 2.13: Belle のデータ収集システムのブロックダイアグラム

# 第3章　$B^{\pm} \to J/\psi\ \rho^{\pm}$ 過程の観測

## 3.1　$B^{\pm} \to J/\psi\ \rho^{\pm}$ 崩壊の物理

$B^{\pm} \to J/\psi\ \rho^{\pm}$ 崩壊過程は $b \to c\bar{c}d$ 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。それぞれ図 3.1 と 3.2 に示した。図 3.1 の $V_{cb}^{*}$ と $V_{cd}$ に複素位相は含まれないが、図 3.2 の $V_{td}$ には複素位相が存在するため、この 2 つのダイアグラムが互いに干渉しあう場合、直接的 CP 対称性の破れが $B^{+} \to J/\psi\ \rho^{+}$ と $B^{-} \to J/\psi\ \rho^{-}$ の間で起き、崩壊分岐比に差が生じる可能性がある。またこの崩壊はスピン 0 の B 中間子から $J/\psi$ と $\rho$ の二つのスピン 1 のベクトル中間子への崩壊なので、両者の間の軌道角運動量 $L$ は $L$ =0,1,2 の三つの状態の線形結合になっている。仮に $B^{+}$ と $B^{-}$ の間で崩壊分岐比が等しくても、この三つの状態の寄与の大きさが違えば、それもまた直接的 CP 対称性の破れの発見である。$L$ =0,1,2 の状態の寄与の大小関係は $J/\psi$ や $\rho$ のスピンの向きと関連しているので、これらの崩壊で生じるレプトンや $\pi$ 中間子の角度分布が影響を受ける。これを測定するのが偏極測定である。こうして直接的 CP 対称性の破れがこの崩壊過程で確認できた場合は、ツリーダイアグラムとペンギンダイアグラムの両方が寄与しているということになる。

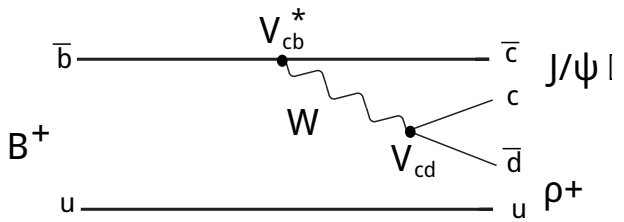


図 3.1: $B^{+} \to J/\psi\ \rho^{+}$ 崩壊のツリーダイアグラム

その場合は、ペンギンダイアグラムしか存在しない崩壊過程である $B^{+} \to \phi\ \pi^{+}$(図 3.3) もまた観測されると考えられる。

こうして、$B^{+} \to \phi\ \pi^{+}$ という他の過程と $B^{\pm} \to J/\psi\ \rho^{\pm}$ 過程における直接的 CP

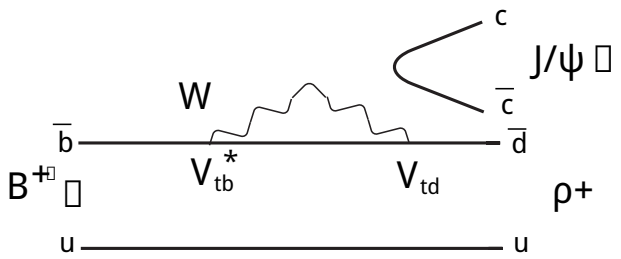


図 3.2: $B^{+} \to J/\psi\ \rho^{+}$ 崩壊のペンギンダイアグラム

対称性の破れが無矛盾であるか否かを確認するのは小林 · 益川理論の検証として興味深い。

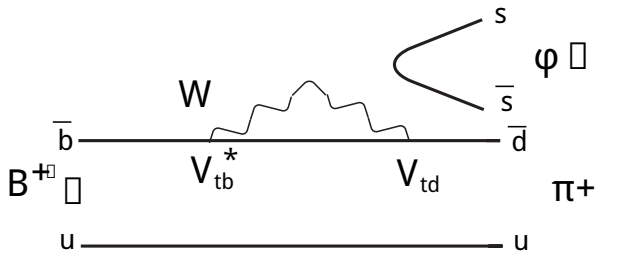


図 3.3: $B^{+} \to \phi\ \pi^{+}$ 崩壊のペンギンダイアグラム

## 3.2 事象選別

本解析には 1999 年 10 月から 2002 年 7 月までに収集された積分ルミノシティ $\int \mathcal{L}\, dt\ =\ 78.1\ fb^{-1}$ のデータを用いた。これは $85.1 \times 10^{6} B\bar{B}$ 生成事象に対応する。

### 3.2.1 ハドロン事象の選別

Belle 検出器で収集される事象には、B 中間子の対生成によるハドロン事象の他に、$u$、$d$、$c$、$s$ といった軽いクォークの対生成によるコンティニウム事象、Bhabha 散乱、$\mu$ や $\tau$ の対生成事象、二光子衝突事象、ビームガス事象などがある。B 中間子を獲得するためにはまず、ハドロン以外の事象やビームからのバックグランドを削除し、ハドロン生成事象を選別する必要がある。そこで B 中間子対生成を含めたハドロン生成事象の選別のためにまず、Good Track と Good Cluster を選ぶ。

- Good Track

  飛跡の衝突点に対する最近接点とビーム軸との距離：$|dr| < 2.0cm$
  その最近接点と衝突点間の z 軸方向の距離：$|dz| < 4.0cm$
  ビーム軸に垂直である $xy$ 平面に投影した飛跡の運動量：$P_t > 0.1GeV/c$

- Good Cluster

  ECL で検出されたシャワーのうち、$0.1GeV$ よりも高いエネルギーのもの。

ここで選ばれた Good Track の運動量と Good Cluster のエネルギーを $\Upsilon(4S)$ 静止系にローレンツブーストする。更に、

- Good Track の条件を満たした飛跡が 3 本以上存在すること
- Good Track の条件を満たした飛跡で構成された事象生成点 ($V_r$:ビーム軸からの距離、$V_z$ その $z$ 方向の位置) が $V_r < 1.5cm$、$|V_z| < 3.5cm$ の条件を満たすもの
- Good Track の条件を満たした荷電粒子のエネルギーの総和とシャワーのエネルギーの総和を加えた $E_{vis}$(visible energy) が $E_{vis} > 0.2E_{tot}$($E_{tot}$:$\Upsilon(4S)$ 静止系の全エネルギー 10.58GeV) であること
- ECL で測定された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
- Good Cluster の条件を満たしたシャワーが実験室系で $-0.7 < cos\theta < 0.9$ の範囲に 1 個以上存在すること
- 荷電粒子の飛跡とシャワーから求めた運動量の総和の $z$ 成分 ($P_z$) が $|P_z| < 0.5E_{tot}$ を満たすこと
- 事象の形を表す Fox-Wolfram moment[10] の第 2 成分と第 0 成分の比である $R_2$ が $R_2$ <0.5 であること

を要求する。ここで $R_2$ は以下の式で定義される。

$$R_2 = \frac{H_2}{H_0}, H_m = \frac{\sum_{i,j} |\overrightarrow{p_i}||\overrightarrow{p_j}| P_m(cos\theta_{ij})}{(\sum_i E_i)^2}$$

ここで、$\overrightarrow{p_i}$ は飛跡 i の運動量、$\mathrm{E}_i$ は $i$ 番めの飛跡のエネルギー、$\cos\theta_{ij}$ は $i$ 番めと $j$ 番めの飛跡のなす角、$\mathrm{P}_m(\cos\theta_{ij})$ は $m$ 次のルジャンドル関数である。この量は 0

から 1 の数値で生成事象の形を表す。コンティニウム事象の場合は最初に作られたクォークの進行方向に終状態のハドロンが集中する (ハドロンジェットの生成) ために $R_2$ が大きくなるのに対し、B 中間子が対生成して崩壊した場合は終状態の粒子が等方的に生じるため、この値が 0 に近づく。従って、B 中間子対生成事象の純度を高めるのに有効である。

### 3.2.2 粒子選別

$B^+ \to J/\psi\ \rho^+$ 崩壊過程のために必要となる粒子の選別を行う。この物理過程の再構成には終状態の粒子を組み合わせ、そのときの質量、エネルギー、運動量、空間分布などの情報をもとにしてシグナルを選別する。

#### 荷電 $\pi$ 中間子と荷電 K 中間子の識別

荷電 $\pi$ 中間子と荷電 K 中間子の識別は Belle 検出器において、CDC でのエネルギー損失 ((dE/dx)、TOF での飛行時間、ACC でのチェレンコフ光の光量の情報を組み合わせて行う。ここで、それぞれの識別可能な運動量領域は $\mathrm{dE/dx}$ が $0.8\mathrm{GeV/c}$ 以下、TOF が $1.2\mathrm{GeV/c}$ 以下、ACC が $1.2\mathrm{GeV/c}$ から $3.5\mathrm{GeV/c}$ である。これら 3 つの検出器の情報から粒子同定確率である $Prob(i:j)$ は

$$Prob(i:j) = \frac{P_i}{P_i + P_j}$$

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でそれらは $e, \mu, \pi, K, p$ のいずれかになる。どの粒子であるか識別できない場合は $Prob(i:j)$=0.5 となる。$P_i$、$P_j$ は $i$、$j$ それぞれの種類である Likelihood を表し、$Prob(i:j)$ 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。そして、$P_i$ は 3 つの検出器の情報から求めた確率密度の積になり、

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

のように与えられる。[11]

#### 電子識別

Belle 実験では 6 つの観測量で電子の識別を行う。[12]

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、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。

このことから、電子を識別するために $\Delta\phi$ と $\Delta\theta$ を用いて $\chi^2$ 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 ECL で検出したシャワーの位置と外挿した飛跡の間の $\phi$ と $\theta$ の差をそれぞれ $\Delta\phi$、$\Delta\theta$ とし、$\sigma_{\Delta\phi}$ と $\sigma_{\Delta\theta}$ は電子の $\Delta\phi$ と $\Delta\theta$ の測定誤差である。それぞれの飛跡について、最小の $\chi^2$ を持ち、$\chi^2$ 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。

(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。ハドロンシャワーの場合、E9/E25 の値は電磁シャワーよりも小さくなるが、その理由は 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くなる。

(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.∼6. 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。

### $\mu$ 粒子識別

$\mu$ 粒子識別には、CDC、KLM の情報を用いる [13]。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 $\mu$ 粒子であるか識別するために次の二つの量を用いる。

- $\Delta R$ : 飛跡が貫いた KLM の層数の測定値と、$\mu$ 粒子である場合の期待値との差

- $\chi^2$ : 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 $\chi^2$

$\Delta R$ と $\chi^2$ はほとんど独立なので $\mu$ 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 $\mu$ 粒子である liklihood $L_\mu$ を求める。

### 3.2.3 $J/\psi \rightarrow \ell^+\ell^-$ の再構成

$J/\psi$ 粒子は以下の崩壊分岐比で 2 つのレプトンに崩壊する。[9]

$$J/\psi \rightarrow e^+\ e^-:\ (5.93\ \pm 0.10)\ \%$$
$$J/\psi \rightarrow \mu^+\ \mu^-:\ (5.88\ \pm 0.10)\ \%$$

よって、荷電粒子の中から電子識別と $\mu$ 粒子識別を用いて、レプトンの同定 (Lepton-ID) を行なう。Lepton-ID の条件は以下の通りである。

- 飛跡の最も衝突点に近づいた点の $Z$ 成分 ( $\Delta\ Z$) が $\Delta\ Z< 5cm$ 以内であること。
- $P_{eid} > 0.01$ であれば 電子または陽電子とする。
- $L_\mu > 0.1$ であれば $\mu$ 粒子とする。

こうして選んだレプトン候補の荷電粒子をことなる電荷のもの同士 ($e^+\ e^-$ または $\mu^+\mu^-$) を対にする。ただし、$J/\psi \rightarrow e^+\ e^-$ を再構成する場合は、電子と陽電子は制動放射を起こして光子を放出してしまうため自身の運動量を失い、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てしまうものがある。そのため失われた分を補うために、電子と陽電子が生成したときの運動量ベクトルとのなす角が 50mrad 以内の範囲で ECL が検出した光子の運動量を飛跡から求めた運動量に加える。それでも図 3.4、図 3.5 に示すように制動放射による損失を完全には回復できないので、$J/\psi \rightarrow e^+\ e^-$ の不変質量分布は $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ よりも低い方に尾を引いている。

そこで、それぞれの不変質量が

$$2.947 < \quad M_{ee} \quad < 3.133 GeV/c^2$$
$$3.037 < \quad M_{\mu\mu} \quad < 3.133 GeV/c^2$$

を満たすものを $J/\psi$ の候補とした。ここで、図中の矢印はモンテカルロシュミレーションから見積もったシグナル領域を表す。更に、これらの組合せに対して、B 中間子の候補を選ぶ際に鍵になる観測量である $\Delta\ E$ の分解能を向上するために以下のフィットを適用した。

- バーテックスコンストレイントフィット
  2 本のレプトンの飛跡が $J/\psi$ から来たものであれば、それらの飛跡の始点は

同一点になる。そこでこれをを束縛条件として両方の飛跡の四元運動量を最小二乗法を利用して調整する。

- マスコンストレイントフィット
  再構成する粒子の不変質量が $J/\psi$ の値 [9] と一致することを束縛条件とし、レプトンの四元運動量を最小二乗法を利用して調整する。

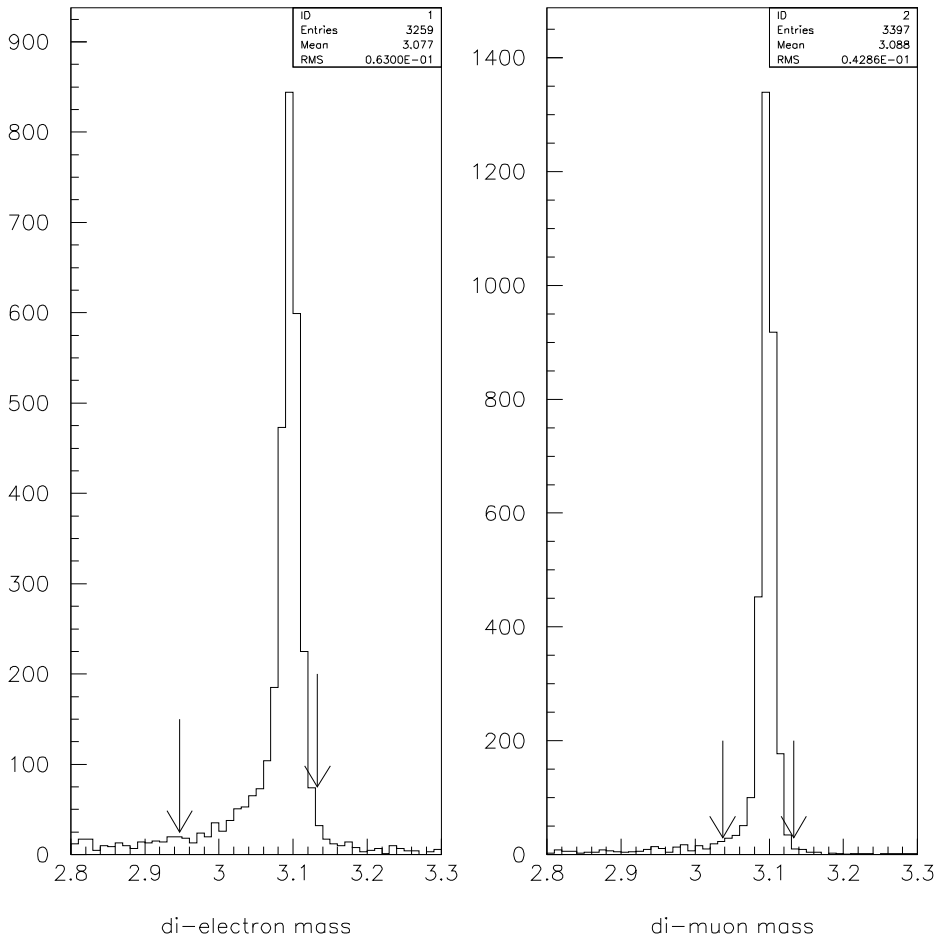


図 3.4: モンテカルロシュミレーションにおけるプトン対の不変質量分布:左側が $e^+e^-$ 対、右側が $\mu^+\mu^-$ 対、縦軸は event 数、横軸は不変質量 $(GeV/c^2)$ を表す。矢印はモンテカルロシュミレーションから見積もったシグナル領域を表す。

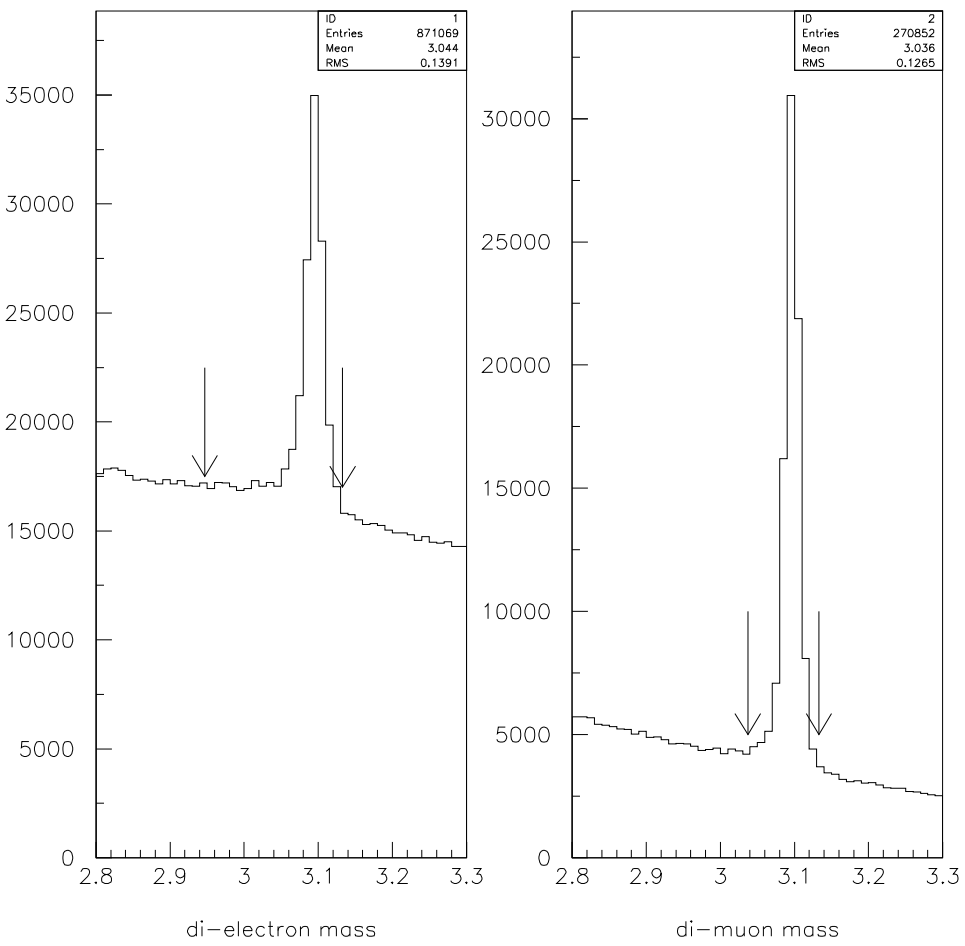


図 3.5: データにおけるレプトン対の不変質量分布:左側が $e^+e^-$ 対、右側が $\mu^+\mu^-$ 対、縦軸は event 数、横軸は不変質量 $(GeV/c^2)$ を表す。矢印はモンテカルロシュミレーションから見積もったシグナル領域を表す。

### 3.2.4 $\rho^{\pm} \to \pi^{\pm}\pi^0$ の再構成

$\rho^{\pm}$ 粒子はほぼ $100\%$の崩壊分岐比で $\pi^{\pm}\pi^0$ に崩壊する [9]。$\rho^{\pm}$ を再構成するに当たって、以下の条件を満たす飛跡を荷電 $\pi$ 中間子の候補とした。

$$\begin{aligned} L_{\mu} &< 0.9 \\ P_{eid} &< 0.1 \\ P_K &< 0.4 \end{aligned}$$

ここで、$P_K$ は $K$ 中間子である確率である。また、$B^{\pm} \to J/\psi\ \rho^{\pm}$ 崩壊から生じる $\pi^{\pm}$ は $J/\psi$ の崩壊点と同一の点から生じているので、再構成した $J/\psi$ の崩壊点から $\pi^{\pm}$ の飛跡の最近接点までの距離が $1.5mm$ 以内であることを要求した。また、中性 $\pi$ 中間子はほぼ、$100\%$ の確率で二つの光子に崩壊する。そこで、ECL で検出された光子のうち、$0.1GeV$ より大きなエネルギーのもの二つを組合せその不変質量 $M_{\gamma\gamma}$ が $0.118 < M_{\gamma\gamma} < 0.150GeV/c^2$ を満たすものを $\pi^0$ 候補とする。さらに $\pi^0$ の $\Upsilon(4s)$ 静止系における運動量が

$$P^* > 0.2GeV/c$$

を満たすことを要求した。

こうして選んだ荷電 $\pi$ 中間子と $\pi^0$ を組合せ、その不変質量 $M_{\pi\pi}$ が

$$|M_{\pi\pi} - M_{\rho}| < 0.15GeV$$

を満たすものを $\rho^{\pm}$ の候補とした。ここで、$M_{\rho^{\pm}} = 0.770GeV/c^2$ であり、$0.15GeV$ は $\rho$ 中間子の崩壊幅に対応する。

### 3.2.5 $B^{\pm} \to J/\psi\ \rho^{\pm}$ の再構成

前章で再構成した $J/\psi$ 事象と $\rho^{\pm}$ 事象を組合せ、$J/\psi$ と $\rho^{\pm}$ が同じ $B^{\pm}$ から崩壊したと考えられる事象を探して、$B^{\pm}$ を再構成する。

そこで、$B^{\pm}$ を再構成するにあたって、ビームコンストレイントマス $(M_{bc})$ とエネルギー保存変数 $(\Delta E)$ という 2 つの変数を用いる。これらは、$\Upsilon(4s)$ 静止系でローレンツブースをして考えると、$B^+$ 中間子と $B^-$ 中間子は同じエネルギーを持って、お互いに反対方向に運動することを利用している。この 2 つの変数は

$$M_{bc} = \sqrt{\left(E^*_{beam}\right)^2 - |\vec{P}^*_{J/\psi} + \vec{P}^*_{\rho}|^2} \tag{3.1}$$

$$\Delta\ E = (E^*_{beam}) - (E^*_{J/\psi} + E^*_{\rho}) \tag{3.2}$$

と表せ、これらの物理量はすべて $\Upsilon(4s)$ 静止系において定義されており、各々

$E^*_{beam}$ : ビームエネルギー ($\Upsilon(4s)$ 静止系のエネルギーの $1/2$)
$\vec{P^*_{J/\psi}}, E^*_{J/\psi}$ : $J/\psi$ の運動量とエネルギー
$\vec{P^*_{\rho}}, E^*_{\rho}$ : $\rho$ の運動量とエネルギー

である。

$M_{bc}$ は、$J/\psi$ と $\rho^{\pm}$ から組み合わせた $B^{\pm}$ の不変質量である。$E^*_{beam}$ は $B^{\pm}$ のエネルギーとして終状態の粒子から検出した値ではなく、$\Upsilon(4s)$ 静止系の全エネルギーの半分である $E^*_{beam} = 5.29GeV$ を用いた。これは $\Upsilon(4s)$ 静止系で $B^{\pm}$ がもつエネルギーの厳密値である。もちろん加速器のビームエネルギーの広がりの不定性が寄与する。それは検出器のエネルギー分解能に比べて非常に小さい。よって、$J/\psi$ と $\rho^{\pm}$ が同じ B 中間子から崩壊したシグナル事象であれば、$M_{bc}$ はわずかな広がりの範囲内で B 中間子の質量に一致する。

$\Delta E$ 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る $J/\psi$ と $\rho$ のエネルギー測定値の総和の差である。$J/\psi$ と $\rho^{\pm}$ が同一の B 中間子からの 2 体崩壊で生じたものであれば、$\Delta E$ は測定器の分解能の範囲で 0 と一致する。

シグナルとともにバックグラウンドの量を見積もる目的で、$5.2 < M_{bc} < 5.3GeV/c^2$ かつ $-0.2 < \Delta E < 0.2GeV$ の範囲に入る組合せのある事象を選んだ。この範囲に一つの事象から複数個の組合せが発見された場合は、$M_{bc}$ が B 中間子の質量 $(5.279GeV/c^2)$ に一番近いものを選ぶ。以下、これを Best candidate selection と呼ぶ。

Best candidate selection したのち、得られた候補の $M_{bc}$ と $\Delta E$ を用いて、$B^{\pm} \to J/\psi\ \rho^{\pm}$ 候補を選ぶ。図 3.6 はモンテカルロシュミレーション 10000 事象を使用した $\Delta E$ と $M_{bc}$ の分布である。

$\Delta E$ 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、2 体崩壊で生じる $\rho$ は高い運動量を持っており、そこから生じた $\pi^0$ を光子から再構成するので ECL におけるシャワー洩れが起きているためである。

$$-0.07 < \Delta E < 0.05GeV$$

かつ $5.270 < M_{bc} < 5.290GeV/c^2$

をシグナル領域とした。データの分布においても、モンテカルロシュミレーションから見積もったシグナル領域に $108event$ 検出することができ、更にシュミレーションからも期待されるように $M_{bc}$、$\Delta E$ ともにイベントが集中していることがわかる。

この結果、この範囲に入った組合せをシグナル事象とした。

シグナル領域に見出せる事象の数から $B^{\pm} \to J/\psi\ \rho^{\pm}$ の検出効率を $9.9\%$ と見積もった。

## 3.3 バックグラウンドの見積もり

実験データからシグナル領域に現れた $108$ 事象のうち、バックグラウンドの量を以下のように見積もった。$J/\psi$ の $e^+\ e^-$ または $\mu^+\mu^-$ への崩壊が見つかっていなくてはならないという要求をしているので、ハドロン事象のうち、コンティウムの寄与は無視しうる程小さい。同じ理由で B 中間子対生成事象のうち崩壊後の終状態に $J/\psi$ を含まないものの寄与も無視しうる。そこでバックグラウンドを B 中間子対生成事象のうち、少なくとも片方が終状態に $J/\psi$ 粒子を含む崩壊をしたモンテカルロシュミレーションのデータ $2 \times 10^6$ を用いて見積もった。これは、片方の B 中間子が $J/\psi$ 粒子を含む他の崩壊をして、これと終状態に現れる非常に多数の $\pi^{\pm}\pi^0$ の組合せが、シグナル領域に偶然入るものが主たるバックグラウンドとなるからである。図 3.7 において、網がかかっている部分がモンテカルロシュミレーションによるバックグラウンドの期待値である。矢印は $J/\psi$ と $\rho^{\pm}$ を組み合わせた時のシュミレーションから見積もったシグナル領域である。これより、シグナル領域内のデータ $108$ 事象中にバックグラウンドは $62.1$ 事象と見積もった。

## 3.4 崩壊分岐比の測定

$1999$ 年 $10$ 月から $2002$ 年 $7$ 月までに収集された $85.1\times10^6 B\bar{B}$ 事象の中から $B^{\pm} \to J/\psi\ \rho^{\pm}$ 事象を検出効率 $9.9\%$ で $45.9$ 事象観測し、そのうちバックグラウンドを $62.1$ 事象と見積もった。以上の結果より $B^{\pm} \to J/\psi\ \rho^{\pm}$ 過程の崩壊分岐比を求める。崩壊分岐比は以下の式を用いて得ることができる。

$$Br(B^{\pm} \to J/\psi\rho^{\pm}) = \frac{N_{obs} - N_{B.G}}{Br(J/\psi \to l^+l^-) \cdot N_{B^{\pm}} \cdot \epsilon} \tag{3.3}$$

ここで、

- $B^{\pm} \to J/\psi\rho^{\pm}$ の事象数：$N_{obs} = 108$ 事象

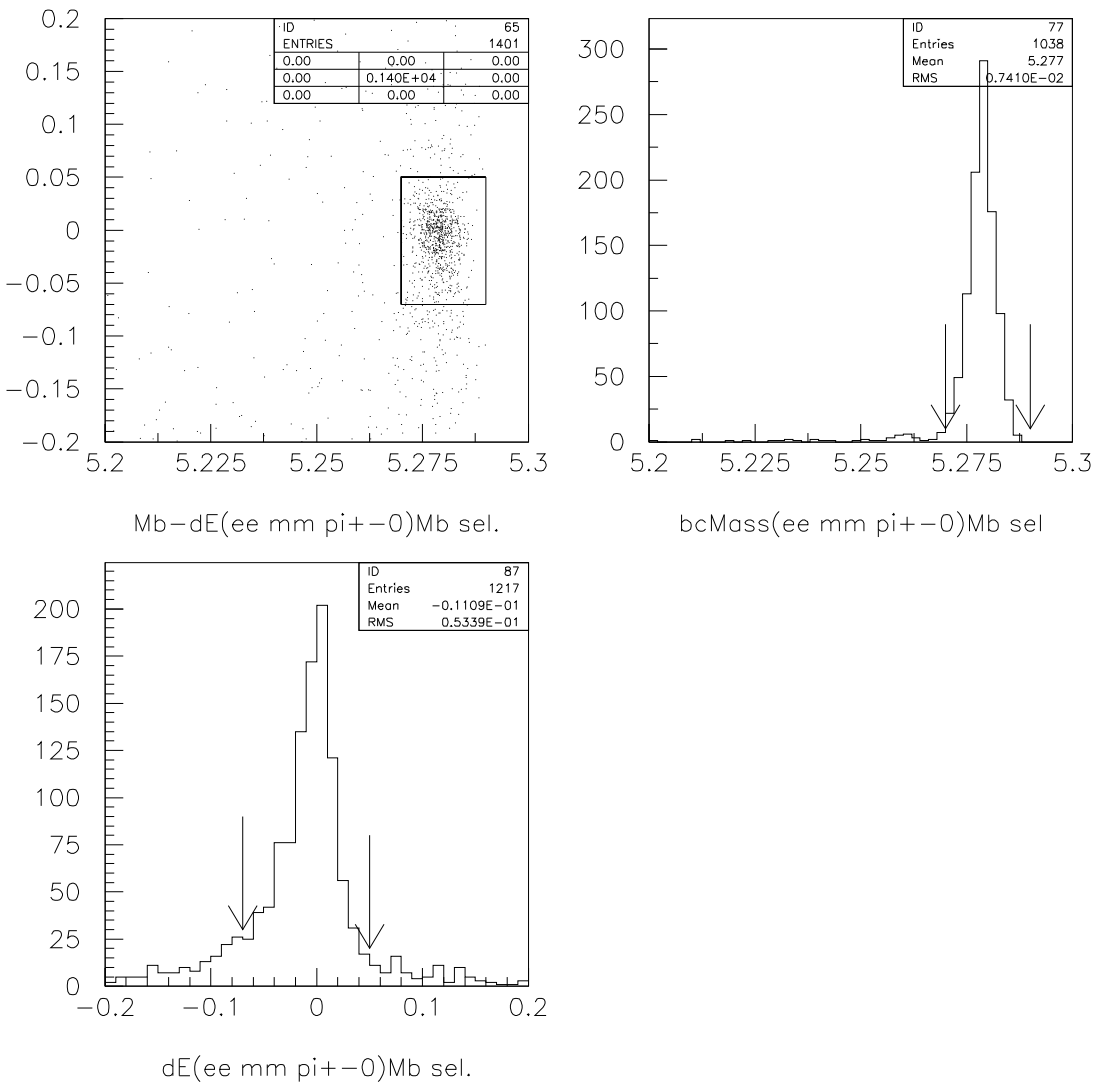


図 3.6: $B^{\pm} \to J/\psi\ \rho^{\pm}$ のモンテカルロシュミレーションによる $\Delta E - M_{bc}$ の二次元プロット (上段:左)、$-0.07 < \Delta E < 0.05 GeV$ の範囲の $M_{bc}$ 分布 (上段:右)、$5.270 < M_{bc} < 5.290 GeV/c^2$ の範囲の$\Delta E$ 分布 (下段:左)。矢印はシグナル領域を表す。

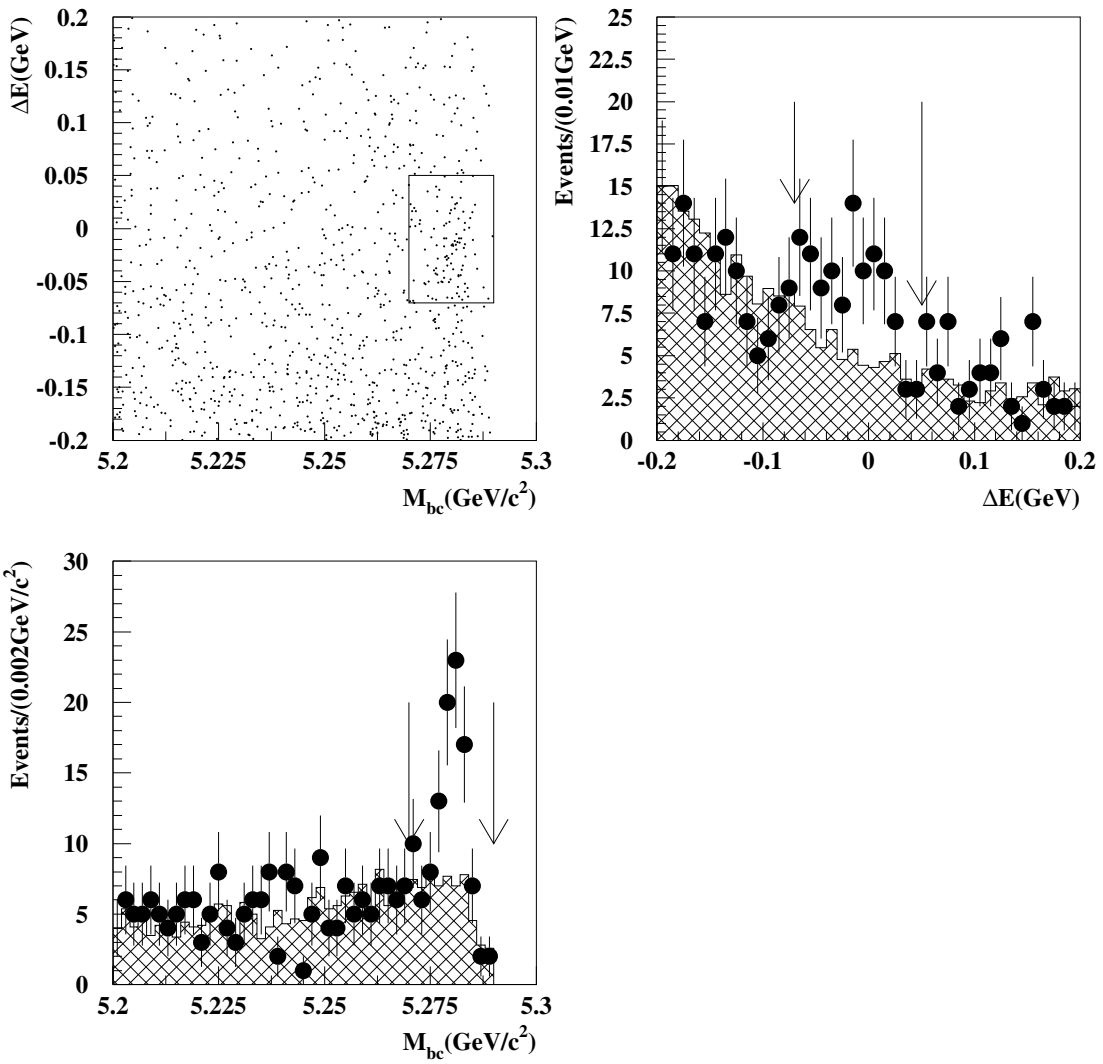


図 3.7: $B^{\pm} \to J/\psi\ \rho^{\pm}$ の候補事象。:エラーバー付きの点はデータ。ヒストグラム部分がシュミレーションによるバックグラウンドの期待値を表している。$\Delta E - M_{bc}$ の二次元プロット (上段:左)、$-0.07 < \Delta E < 0.05 GeV$ の $M_{bc}$ 分布 (下段)、$5.270 < M_{bc} < 5.290 GeV/c^2$ の $\Delta E$ 分布 (上段:右)

- バックグランド事象数：$N_{BG} = 62.1$ 事象

- $J/\psi \to l^+l^-$ の崩壊分岐比：$Br(J/\psi \to l^+l^-) = 0.1181 \pm 0.020$ [9]

- $B^+$ または $B^-$ の数：$N_{B^\pm} = 85.1\times\ 10^6$個

- 検出効率：$\epsilon = 9.9\%$

統計誤差は相対誤差の形で

$$\frac{\sqrt{N_{obs}}}{N_{obs} - N_{B.G}} \tag{3.4}$$

で与えられ、その値は $22.6\%$ である。

次に、系統誤差 ( 表 3.1 ) について考察する。

| | |
|---|---|
| 飛跡の再構成 | 6 % |
| レプトン同定 | 4 % |
| $\pi^0$ の検出効率 | 7 % |
| $\pi^\pm/K^\pm$ 識別 | 2 % |
| 偏極が未知であることによる検出効率 | 10% |
| Best candidate selection | 6 % |
| シグナルのモンテカルロの見積もり | 3.2% |
| Non-resonant の寄与 | 21.1% |
| $Br(J/\psi \to l^+l^-)$ | 1.2 % |
| B 中間子数 | 0.7 % |
| 計 | 26.4 % |

表 3.1: 系統誤差

[14]

- 飛跡の再構成
  荷電粒子の飛跡検出効率の不定性は、$\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$ 崩壊過程と、$\eta \to \gamma\gamma$ 崩壊過程を用いて、二つの過程から独立に得た $\eta$ の数の比を実験データとシュミレーションで比較することにより見積もった。$\pi^0$ はほぼ $100\%$ 2 つの光子に崩壊するので、$\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$ の終状態には 2 つの光子と 2 つの荷電粒子が現

れる。それで二つの過程の比をとると、$\pi^+\pi^-$ の検出効率のみが寄与し、光子の検出効率の不定性が相殺し、荷電粒子二つの検出効率がわかる。そして、荷電粒子一つ当たりの不定性は半分となる。

- レプトン同定
  $J/\psi$ を再構成するときに用いるレプトンの同定に関する不定性は片方の飛跡にだけレプトンと識別されることを要求した場合と、両方ともレプトンと識別されることを要求した場合で、観測される $J/\psi$ の個数の比からレプトン同定の検出効率を求めた。そして、この検出効率の実験データとモンテカルロシュミレーションの差をレプトン同定の不定性とした。

- $\pi^0$ の検出効率
  $\pi^0$ の検出効率の不定性は $D^0 \to K^-\pi^+\pi^0$ 崩壊過程と $D^0 \to K^-\pi^+$ 崩壊過程を用いて行なった。この二つの過程を比較すると飛跡最構成の不定性を求める時とは逆に、荷電粒子の飛跡を検出する不定性が相殺して $\pi^0$ の検出効率がわかる。

- $\pi^{\pm}/K^{\pm}$ 識別
  $\pi^{\pm}$ 中間子と $K^{\pm}$ 中間子の識別に関する不定性は $D^{*+} \to D^0\pi^+$、$D^0 \to K^-\pi^+$ 崩壊過程を用いる。この時、$D^{*+}$ と $D^0$ の質量はほとんど等しいため $D^{*+}$ から生じる $\pi^+$ 中間子の運動量は小さい。しかし、$D^0$ から生じる $\pi^+$ 中間子の運動量は大きいため、$D^0$ 中間子の崩壊で生じる粒子のうち、低運動量の $\pi$ 中間子と同じ電荷を持つものは $\pi$ 中間子、異符号の電荷を持つものは $K$ 中間子と識別できる。この崩壊過程で、低運動量の $\pi$ と電荷が同符号、異符号の荷電粒子について、$\pi$ あるいは K である Likelihood の分布をとり、実験データとモンテカルロシミュレーションの間に生じる差から見積もった。

- 偏極が未知であることによる検出効率
  $\rho$ 中間子の偏極を考慮しての検出効率を求めなかったので、偏極が未知であることによる検出効率の不定性が生じる。$B^{\pm} \to J/\psi$ K*[15] と同じ偏極を設定したシグナルのモンテカルロシミュレーションと偏極を運動学的限界まで変更して作ったシグナルのモンテカルロシミュレーションで見積もった検出効率のと差を検出効率の不確定差を見積もった。

- Best candidate selection
  シグナル領域内に複数個の候補が見つかる事象の数の割合をシグナルモンテ

カルロシュミレーションで調べ、これを Best candidate selection の不定性とした。

- Non-resonant $B^{\pm} \to J/\psi\pi^{\pm}\pi^{0}$ の寄与
  Non-resonant とは $B^{\pm}$ から崩壊する時に $\rho^{\pm}$ という中間状態をとらずに直接 $\pi^{\pm}\pi^{0}$ が生じる $B^{\pm} \to J/\psi\pi^{\pm}\pi^{0}$ という崩壊過程を指す。この Non-resonant の寄与の不定性は $B^{0} \to J/\psi\rho^{0}$ の場合と同じと仮定した。[14]

以上より、$B^{\pm} \to J/\psi\ \rho^{\pm}$ 過程の崩壊分岐比は

$$Br(B^{\pm} \to J/\psi\rho^{\pm}) = (4.6 \pm 1.0(\text{統計誤差}) \pm 1.2(\text{系統誤差})) \times 10^{-5} \qquad (3.5)$$

である。

# 第4章　まとめと考察

KEKB 加速器と Belle 検出器によって 1999 年 10 月から 2002 年 7 月までに収集した $85.1\times10^6 B\bar{B}$ 生成事象のデータから、$B^{\pm} \to J/\psi\ \rho^{\pm}$ 崩壊の候補事象 108 事象 ( うちバックグラウンド 62 事象 ) を検出した。この結果から崩壊分岐比を測定した。

$$Br(B^{\pm} \to J/\psi\ \rho^{\pm}) \quad = \quad (4.6 \pm 1.0(\text{統計誤差}) \pm 1.2(\text{系統誤差})) \times 10^{-5}$$

これは、この崩壊過程が存在する兆候を初めてとらえたものである。今後さらに高統計のデータを蓄積し、偏極測定をはじめ、小林 · 益川理論の精密検証へ進む可能性をを示した。

# 関連図書


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

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

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

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

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

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

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

[8] The BELLE Collaboration, Letter of Intent for A Study of CP Violation in B Meson Decays (1994)

[9] Particle Data Book Group,"Review of Particle Physics", the American Phys. Journal vol 66. (2002)

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

[11] H.Hamasaki et al.,"Daon Identification in Belle" Belle Note 321(2000)

[12] K.Hanagaki et al.,"Status of Electron Identification" Belle Note 312(2000)

[13] L.Piilonen et al.,"BELLE Muon Identification" Belle Note 338(2000)

[14] The Belle Collaboration,"Study of $B^0 \to J/\psi\pi^0$,$J/\psi\eta$ and $J/\psi\rho^0$" BELLE-CONF0209

[15] Phys.Lett.B 538,11(2002)

[16] BELLE HOME PAGE, <http://bsusrv1.kek.jp/>

[17] The BaBar Homepage, <http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/>

[18] The CLEO collaboration, <http://www.lns.cornell.edu/public/CLEO/>

# 謝辞

本論文を仕上げるにあたり、お世話になりました方々にこの場を借りてお礼申しあげます。

このような国際的な実験に携わる機会を与えて下さった、奈良女子大学高エネルギー研究室の野口先生、宮林先生、林井先生には大変お世話になりました。

とくに、直接の指導教官である宮林先生には私が理解するまでいろいろ親切丁寧に教えていただき、本当にありがとうございました。宮林先生のおかげで、修士論文を提出することができました。

また、奈良女子大学高エネルギー研究室のみなさまにも大変お世話になりました。御礼もうしあげます。