2004年度 修士学位論文
$B^0 \to \chi_{c1}\pi^0$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

藤田 真由子

2005年 2月

目 次

図 目 次

表 目 次

はじめに

高エネルギー物理学とは物質の究極、ミクロの世界を実験を行なうことで研究する学問である。これがマクロの極限である宇宙の始まりも探求する学問になっている。それは宇宙をさかのぼると高温・高密度（高エネルギーの状態）であったと考えられる。高エネルギー物理学の研究手法の主流は高いエネルギー粒子同士の衝突を加速器でつくり出し、反応の結果生じた粒子を全て検出器で捕らえて、そこで成立している物理法則を明らかにするというものである。

宇宙創成の謎に「なぜ、今の宇宙には反物質がほとんど観測されない物質優勢になっているのか」がある。宇宙の創成がビッグバンから始まったとするなら、ビッグバン直後の宇宙は高いエネルギーの光で満たされており、そこから物質と反物質は同量創られたはずである。そして、物質と反物質は互いに消滅してしまい、宇宙の構造を創るほどの物質は残らない。そこで、この十分な物質が残るための必要条件の 1 つとして提唱されたのが CP 対称性の破れ、つまり「物質・反物質の対称性が破れていること」である。この CP 対称性の破れに理論的な説明したのが小林・益川理論である。これは K 中間子崩壊過程で CP 対称性がわずかに破れていることをうけ、クォークの世代混合の中に、CP 対称性を破る複素位相が残り得ることを示したものであった。さらに、三田、ビギ、カーターにより、B 中間子の崩壊過程では大きな CP 対称性の破れが理論的に予言されていた。

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

生じる粒子を検出する。

本研究では、中性 $B(B^0)$ 中間子が χ_{c1} 中間子と π^0 中間子に二体崩壊する過程を観測し、崩壊分岐比を測定した。この崩壊は CP 対称性の破れを測定することが可能な崩壊である。また、小林・益川理論の多角的な検証するとともに、標準理論をこえた新しい物理の兆候を探索する重要な意味を持った過程である。本論文では、そうした CP 対称性の破れを研究するのに先だって Belle 検出器が 2000 年から 2003 年の間に収集した 1.52×10^8 個の B 中間子対生成事象のデータを用いて、$B^0 \to \chi_{c1}\ \pi^0$ の崩壊分岐比の測定について述べる。

第 1 章では、「CP 対称性の破れ」および、B 中間子系においてどのように CP 対称性の破れが実験的に観測されるかについて述べる。第 2 章では、KEKB 加速器及び Belle 検出器について解説する。第 3 章では $B^0 \to \chi_{c1}\pi^0$ 崩壊過程の観測、および崩壊分岐比を測定した結果について述べ、第 4 章で全体をまとめる。

第1章　CP 対称性の破れと B 中間子の物理

1.1　C、P、T 変換と CP 対称性

自然界には、様々な変換とそれに対する対称性が存在する。ネーターの定理が示すように、連続的な変換のもとでの対称性と保存則は密接に関係しており、空間の一様性、等方性、時間の一様性から、それぞれ運動量、角運動量、エネルギー保存則が導かれる。一方、不連続な変換として、空間反転（P 変換）、荷電共役（C 変換）、時間反転（T 変換）の3つが知られている。

- 空間反転　(P 変換)

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

$$\begin{array}{rcl} \boldsymbol{r} & \Longrightarrow & -\boldsymbol{r} \\ (x, y, z) & \Longrightarrow & (-x, -y, -z) \end{array}$$

  となる。次式のように、この変換を2回行うと、元の状態に戻る。

$$\begin{array}{rcl} P^2\psi(\vec{r}) & = & P\left(P\psi(\vec{r})\right) \\ & = & P\psi(-\vec{r}) \\ & = & \psi(\vec{r}) \qquad (P = \pm 1) \end{array}$$

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

- 荷電共役　(C 変換)

電荷の符号をはじめ、粒子に特有な量子数の符号を全て反転させる変換である。すなわち、粒子と反粒子を入れ換える変換である。例えば π 中間子に C 変換を施すと

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

となるので、π^0 は C 変換の固有状態であるが、π^+、π^- は固有状態ではないことがわかる。

- 時間反転　(T 変換)

  時間を反転させる変換であり、古典力学では $t \Longrightarrow -t$ となる。
  量子力学の場合は少し複雑になるが、シュレーディンガー方定式にしたがう波動関数 ψ について、その T 変換は、

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

  となる。この変換のもとで、シュレーディンガー方定式は形を変えない。また、波動関数の絶対値の二乗が観測する確率を与えるという量子力学の基本原理も不変である。

運動量は $\boldsymbol{p} = m \cdot d\boldsymbol{r}/dt$(量子力学では $-i\boldsymbol{\nabla}$)、角運動量は $\boldsymbol{L} = \boldsymbol{r} \times \boldsymbol{p}$、電場は $\boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{E} = q\rho$(q：電荷、$\rho$：電荷密度)、磁場は $\partial \boldsymbol{B}/\partial t = -\boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{E}$ と表せる。よって、P 変換では位置ベクトルの符号を変えるので、運動量は符号が変わる。また、電場は電荷密度のパリティーが正なので、符号が変わる。C 変換では電荷の符号を変えるので、電場は符号を変え、磁場は符号を変えない。T 変換では時間の符号を変えるので、位置ベクトルは変化しないが運動量は変わる。物理量に対する C、P、T 変換について表 1.1 にまとめる。

$\boldsymbol{C}P$ 対称性

C、P、T 変換はそれぞれ単独で対称性が保存すると思われていた。しかし、1957 年に C.S.Wu らが偏極した $^{60}\mathrm{C}o$ からの β 崩壊で生成された電子が $^{60}\mathrm{C}o$ 原子核のスピンの向き (磁場の向きと同じ) と逆の方向に出やすいことを示し、P 対称性の破れが明らかになった。その後、C 変換でも対称性が破れていることがわかった。

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

表 1.1: 種々の物理量に対する C、P、T 変換

ニュートリノを例にあげると、自然界には、ヘリシティー -1 のニュートリノに C 変換を施したヘリシティー -1 の反ニュートリノと、ヘリシティー -1 のニュートリノに P 変換を施したヘリシティー $+1$ のニュートリノは存在しない。しかし同じくヘリシティー -1 のニュートリノに CP 変換を施したヘリシティー $+1$ の反ニュートリノは自然界に存在し、CP 変換に対する対称性は保たれている。つまり、粒子·反粒子の間における物理法則の対称性を議論するには CP 対称性に着目すれば良い。

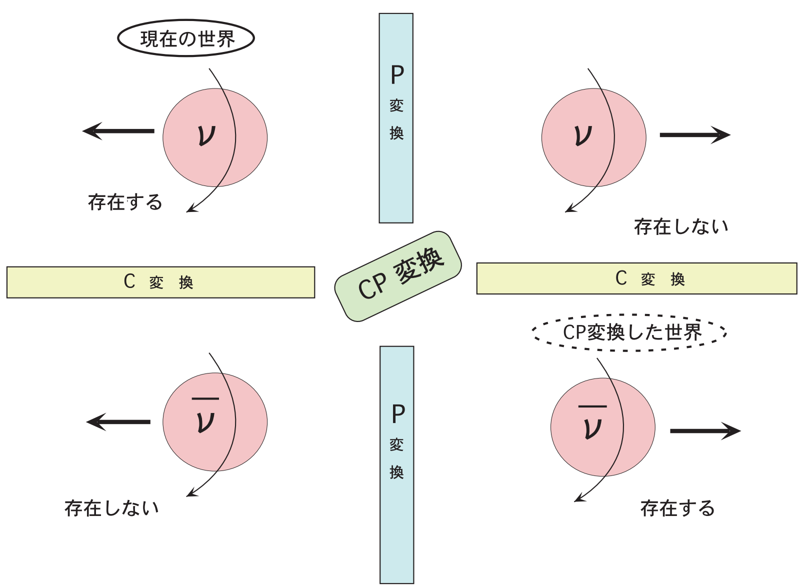

図 1.1: ニュートリノにおける CP 対称性

ニュートリノの例から、CP 対称性は保たれているように思われた。しかし、1964 年に K 中間子で CP 対称性がわずかに破れているということが発見された。以下、K 中間子での CP 対称性の破れについて説明する。

1.2　K 中間子における CP 対称性の破れ

1964 年、J.W.Cronin、V.L.Fitch らは中性 K 中間子系の崩壊において、弱い相互作用が CP 対称性を破ることを発見した [3]。K 中間子は s クォークを含む中間子である。

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

これら 2 つの中間子は互いに粒子 · 反粒子の関係にある。K^0 と $\bar{K^0}$ は、図 1.2 に示すように、W ボ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、K^0 と $\bar{K^0}$ が混合し、物理的に観測される状態は両者の重ね合わせである。そこで、以下のような線形結合をとる。

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

ここで、K^0、$\bar{K^0}$ ともにパリティが負で、$C|K^0\rangle = -|\bar{K^0}\rangle$、$C|\bar{K^0}\rangle = -|K^0\rangle$ に注意すると、$|K_1\rangle$、$|K_2\rangle$ は

$$CP|K_1\rangle \ = \ +|K_1\rangle \qquad\qquad (CP\ \text{固有値} - 1)$$

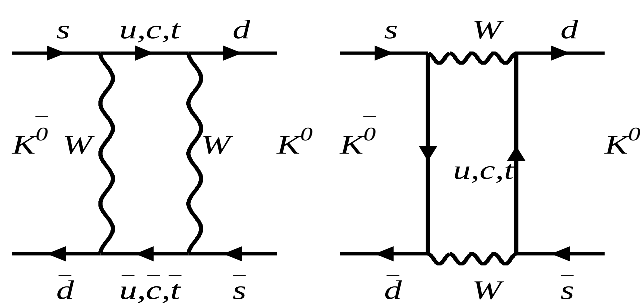

図 1.2: $K^0 - \bar{K^0}$ 混合

$$CP|K_2\rangle \quad = \quad -|K_2\rangle \qquad\qquad (CP\text{ 固有値} + 1)$$

と、それぞれ -1、$+1$ の固有値をもつ CP 固有状態である。ここで、K 中間子のようにスピン 0 の粒子が、n 個の π 中間子に崩壊したとき、その終状態の CP 固有値は $CP = (-1)^n$ で与えられるので、K_1 は偶数個の π 中間子に崩壊し (CP=+1)、K_2 は奇数個の π 中間子に崩壊すること (CP=-1) がわかる。実際、観測される中性 K 中間子には、2 つの π 中間子に崩壊する寿命の短いもの（K_S^0）と 3 つの π 中間子に崩壊する長い寿命をもつもの (K_L^0) の 2 種類があり、K_1、K_2 はそれぞれ K_S^0、K_L^0 に対応していると考えられていた。

ここで、CP 対称性が厳密に成り立っていると、$K_L^0 \to \pi^+\,\pi^-$ は禁止されることになる。ところが、10^{-3} 程度の大きさの崩壊分岐比で $K_L^0 \to \pi^+\pi^-$ が存在することが明らかになった。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_S^0、K_L^0 は、

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

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

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

と測定されている [7]。

1.3 小林-益川理論

K 中間子系での CP 対称性の破れに対し、説明を与えたのが小林･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ると、弱い相互作用による世代間混合に CP 対称性の破れを引き起こす複素位相が残り得ることを発見した [2]。その後、1974 年には c クォーク、1977 年には b クォーク、1994 年に t クォークが発見され、小林･益川理論は「標準模型」の中核の一部となっている。

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

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

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。

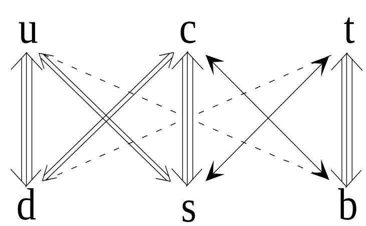

図 1.3: 弱い相互作用によるクォークの世代間混合:
図中の矢印の太さは遷移確率の大小を模式的に表している。

このときの荷電カレント相互作用のラグランジアン $\mathcal{L}$ は、次式で表される。

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

g	:	結合定数
γ^μ	:	γ 行列
$W^{\pm}$	:	W ボソン
L	:	クォークが左巻き (ヘリシティー $= -1$) であることを示す添字

この式に現れる V_{KM} を小林 · 益川行列と呼ぶ。世代間混合が存在するということは、クォークの質量固有状態と弱い相互作用における固有状態は異なっていることを意味する。この 2 つの異なる固有状態の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。各成分は複素数なので、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、

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

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、全体の位相を除いてクォークの位相は任意なので、結局 $9 - 5 = 4$ 個の自由度が許される。つまり、3 世代の世代間混合は 4 個のパラメータで記述することができる。この 4 つのうち 3 つは、3 次元のベクトルの回転を表すオイラー角に対応するので実数であるが、残る 1 つのパラメータは CP 変換によって符号を変える複素位相として残り得る。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。

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

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

ここで、λ は $\sin\theta_c$(θ_c:Cabibbo 角) である [5]。A, λ, ρ, η の4つのパラメータは、理論からの予測はできないので実験から決めなければならない。λ はストレンジネス粒子の崩壊から、A はB中間子のセミレプトニック崩壊から以下のように測定されている [7]。

$$\lambda = 0.2200 \pm 0.0026、\quad \mathrm{A} = 0.784 \pm 0.043$$

これに対し、CP 対称性の破れに密接に関与している ρ, η の値を明らかにするのがB中間子の実験の重要な課題である。そこで、以下にB中間子の崩壊過程が CP 対称性の破れに感度が高いことを説明する。

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、

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

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

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

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

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

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

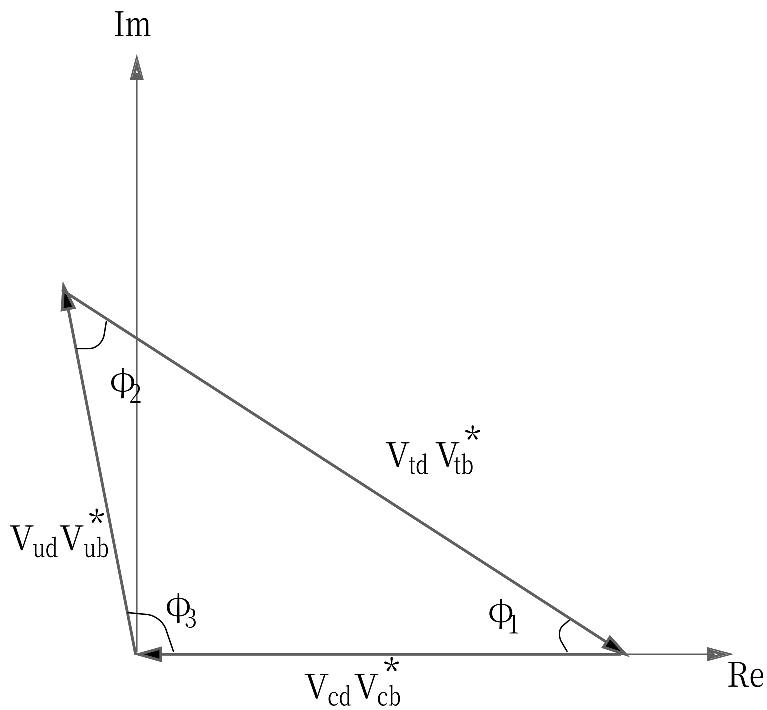

図 1.4: B 中間子系におけるユニタリティ三角形:
各辺は $V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$ のそれぞれの項に対応している。

1.4 B 中間子における CP 対称性の破れ

B 中間子の質量 ($\sim 5\mathrm{GeV/c^2}$) は K 中間子 ($\sim 0.5\mathrm{GeV/c^2}$) に比べて非常に大きく、その寿命は K 中間子に比べてとても短い。B 中間子が、K 中間子の時のように混合して生じる 2 つの質量の固有状態は、質量差が非常に小さく、崩壊モードが多岐にわたるため崩壊振幅がほとんど等しくなる。よって、K 中間子とは現象の扱い方が異なってくる。

本節では、B 中間子の崩壊における 2 種類の CP 対称性の破れ、すなわち「直接的 CP の破れ」と「間接的 CP の破れ」と呼ばれているものについて説明する。

1.4.1 直接的 CP 対称性の破れ

B 中間子が終状態 f へ崩壊する過程とそれを CP 変換した $\bar{B}$ 中間子が $\bar{f}$ に崩壊する過程の間で確率が異なる場合を直接的 CP 対称性の破れと

いう。これは崩壊過程に寄与する遷移振幅が2つ以上存在し、それぞれに異なる位相が寄与する場合に観測できる。今、B 中間子が終状態 f へ崩壊する過程の振幅を $A(B \to f)$ と書くと、これが振幅 $A_1(B \to f)$ と、$A_2(B \to f)$ の和になっていて、それぞれ強い相互作用による位相 δ^1_{strong}、δ^2_{strong}、及び弱い相互作用の位相 ϕ^1_{weak}、ϕ^2_{weak} を含んでいるとする。この崩壊確率は、

$$
\begin{aligned}
&|A(B \to f)|^2 \\
&\quad = |A_1|^2 + |A_2|^2 + 2|A_1| \cdot |A_2| \cos(\phi^1_{weak} - \phi^2_{weak} + \delta^1_{strong} - \delta^2_{strong})
\end{aligned}
$$

に比例する。ここで、δ_{strong} は CP 変換に対し不変であるのに対して、ϕ_{weak} は CP 変換で符号を変えることに注意して、$A(\bar{B} \to \bar{f})$ の絶対値の二乗を計算すると、

$$
\begin{aligned}
&|A(\bar{B} \to \bar{f})|^2 \\
&\quad = |A_1|^2 + |A_2|^2 + 2|A_1| \cdot |A_2| \cos(-\phi^1_{weak} + \phi^2_{weak} + \delta^1_{strong} - \delta^2_{strong})
\end{aligned}
$$

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

$$
\begin{aligned}
&|A(B \to f)|^2 - |A(\bar{B} \to \bar{f})|^2 \\
&\qquad = -\ 4|A_1||A_2| \sin(\phi^1_{weak} - \phi^2_{weak}) \sin(\delta^1_{strong} - \delta^2_{strong})
\end{aligned}
$$

したがって、$\delta^1_{strong} \neq \delta^2_{strong}$ かつ、$\phi^1_{weak} \neq \phi^2_{weak}$ であるとき、直接的 CP 対称性の破れが現れる。

1.4.2　間接的 CP 対称性の破れ

中性 K 中間子系において、K^0 と $\bar{K}^0$ が弱い相互作用によって互いに混ざり合うように、B 中間子でも $B^0 - \bar{B}^0$ 混合が起こる。これに起因するものを間接的な CP 対称性の破れという。$B^0 - \bar{B}^0$ 混合に寄与する過程は、図1.5に示すボックスダイアグラムで記述されるWボソンを2つ交換するものである。この内線部分のクォークは、tクォークが支配的であるが、B 中間子の場合、bクォークとtクォークが、同じ第三世代に属しているために、この過程による $B^0 - \bar{B}^0$ 混合は大きなものになる。このとき、ボックスダイアグラムに V_{td} が寄与するので、これに含まれる複素位相のために、CP 対称性が破れる。そこで、以下、$B^0 - \bar{B}^0$ 混合によっ

て CP 対称性が破れる原理について詳しく述べる。

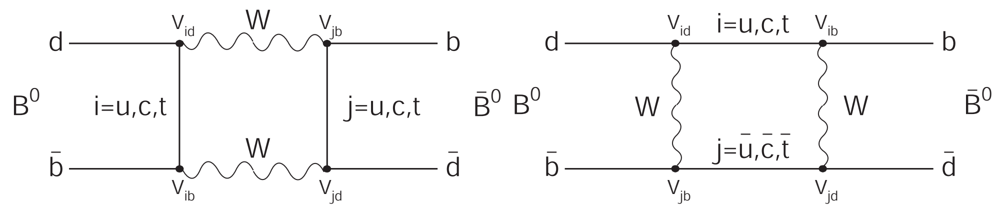

図 1.5: $B^0 - \bar{B}^0$ 混合

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

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

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

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

これを書き下すと、

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

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

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

と書ける。

- ▷ M_{11}、M_{22} は、それぞれ B^0、$\bar{B}^0$ の質量を表す
- ▷ $M_{12}(M_{21})$ は $B^0 - \bar{B}^0(\bar{B}^0 - B^0)$ 遷移に寄与する中間状態の大きさを表す

▷ Γ_{11}、Γ_{22} は、それぞれ B^0、$\bar{B}^0$ の崩壊過程を表す
▷ $\Gamma_{12}(\Gamma_{21})$ は、B^0 と $\bar{B}^0$ が共通に崩壊できる終状態が寄与する

この系において、CPT 対称性が成立していることを前提とすると、粒子と反粒子の質量と寿命が等しいことから、

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

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

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

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

$$\begin{aligned}\Delta m &= m_H - m_L \\ &= 2Re\sqrt{\left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}\right)\left(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*\right)} \qquad (1.5)\\ \Delta\Gamma &= \Gamma_H - \Gamma_L \\ &= -4Im\sqrt{\left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}\right)\left(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*\right)} \qquad (1.6)\end{aligned}$$

となるので、固有値は

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

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

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

添え字の H, L は、「重い」質量固有状態 $|B_H\rangle$ と「軽い」質量固有状態 $|B_L\rangle$ を表すものであり、式 (1.7) はフレーバー固有状態 $|B^0\rangle$ と $|\bar{B}^0\rangle$ が混ざり合っていることを表している。この 2 つの質量固有状態の固有値は、

式 (1.5) であることを用いると、これらの時間発展は次式で表すことができる。

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

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

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

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

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

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

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

ここで、

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

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

また、混合パラメータ p, q には

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

の関係式が成り立つ。式 (1.11)、(1.12) は、$t = 0$ に B^0、または $\bar{B}^0$ であった状態の、t 秒後の状態を表している。さらに、B 中間子系の特徴として 2 つの質量固有状態間の寿命の差はほとんど無いので ($\Delta\Gamma \simeq 0$)、$|M_{12}| \gg |\Gamma_{12}|$ とし Γ_{12} を無視すると、p、q、Δm、および $\Gamma_{L,H}$ は以下のように近似できる。

$$\frac{q}{p} \simeq \sqrt{\frac{M_{12}^*}{|M_{12}|}}\;, \qquad \Delta m \simeq 2|M_{12}|\;, \qquad \Gamma_H = \Gamma_L = \Gamma \tag{1.14}$$

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

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

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

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

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

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

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

とおくと、

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

したがって、CP 非対称度 $A_{CP}(t)$ は

$$\begin{aligned}
A_{CP}(t) &= \frac{\Gamma(\bar{B}^0(t) \to f_{CP}) - \Gamma(B^0(t) \to f_{CP})}{\Gamma(\bar{B}^0(t) \to f_{CP}) + \Gamma(B^0(t) \to f_{CP})} &(1.17) \\
&= \frac{(1-|\bar{A}/A|^2)\cos\Delta mt - Im(e^{-2i\phi_1}\bar{A}/A)\sin\Delta mt}{1+|\bar{A}/A|^2} &(1.18)
\end{aligned}$$

となる。

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

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

よって、

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

これより、崩壊振幅中に複素位相が現れない崩壊過程、つまり $\phi_f = 0$ となる適当な崩壊過程を選べば、$\bar{A}/A = -1$ となり、このとき現れる CP 対称性の破れは

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

となる。

この間接的 CP の破れの観測が最も典型的に現れる崩壊過程が $B^0 \to J/\psi K_S^0$ 崩壊である。この終状態は固有値が -1 の CP 固有状態で、その再低次のファインマンダイアグラム（以下、ツリーダイアグラムと呼ぶ）を図 1.6 に示す。

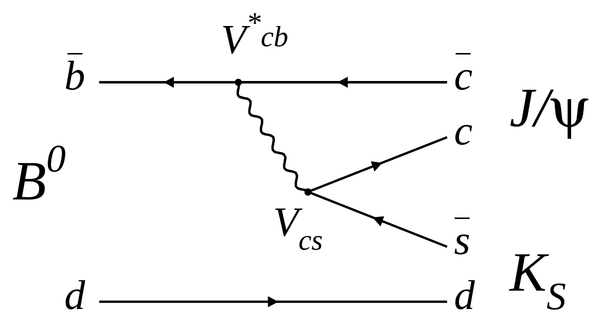

図 1.6: $B^0 \to J/\psi K_S$ 崩壊のツリーダイアグラム

ツリーダイアグラムに現れる小林・益川行列要素の成分、V_{cb}, V_{cs} ともに複素位相を含まず $(\phi_f = 0)$、

$$\bar{A}/A = \frac{V_{cb}V_{cs}^*}{V_{cb}^*V_{cs}} = 1 \tag{1.21}$$

よって、この崩壊過程における CP 非対称度は、

$$A_{CP}(t) = \sin 2\phi_1 \sin \Delta mt \tag{1.22}$$

となる。

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

$$\sin 2\phi_1 \ = \ 0.731 \ \pm \ 0.056$$

となっている [7]。これは小林・益川理論の有効性を強く支持するものである。この結果をうけ、$B^0 \to J/\psi K_S^0$ 以外の崩壊過程でも CP 対称性の破れを測定することにより、小林・益川理論を多角的に検証するとともに標準理論をこえた新しい物理の兆候を探索することが重要となってきている。$B^0 \to J/\psi\pi^0$ をはじめ、本研究の対象である $B^0 \to \chi_{c1}\pi^0$ を含めた b→c$\bar{\mathrm{c}}$d クォーク遷移による崩壊もそのような役割を担っている興味深い過程である。$B^0 \to \chi_{c1}\pi^0$ 過程の再構成についての詳細は第3章で記述する。ここではこの間接的 CP 対称性の破れの測定原理についてさらに説明する。

式 (1.22) を見ると明らかなように $A_{CP}(t)$ を時間 t に関して $-\infty$ から $+\infty$ まで積分すると 0 になってしまう。したがって、ここで CP 対称性の破れを測定するためには、$t = 0$ で B^0 であったか $\bar{B}^0$ であったを同定し、その崩壊確率を時刻 t の関数として求める必要がある。そこで、以下これが可能となる実験条件を考える。

電子と陽電子を衝突させ、b と $\bar{\mathrm{b}}$ クォークの 4 番めの共鳴状態である $\Upsilon(4S)$ を大量に発生させる。$\Upsilon(4S)$ からはほぼ 100%の確率で B 中間子対が発生し、他の粒子の発生を伴わない。よって、B 中間子対はボーズアインシュタイン統計に従い、片方が崩壊するまでの間、一方が B^0 ならば必ず他方は $\bar{B}^0$ という関係を保ったまま $B^0 - \bar{B}^0$ 混合をする。したがって、一方が $B^0(\bar{B}^0)$ と識別できる終状態に崩壊すると、その瞬間、もう片方は $\bar{B}^0(B^0)$ である。この関係を用いると、CP 固有状態に崩壊した B 中間子 (CP 側の B) のもう一方の B 中間子が B^0 または $\bar{B}^0$ のどちらかであったか識別できる終状態に崩壊すれば、その瞬間 CP 側の B が B^0 または $\bar{B}^0$ のいずれであったかがわかる。この識別をフレーバータグ、あるいはタグと呼び、タグに用いた B 中間子をタグ側と呼ぶ。タグ側の B 中間子が崩壊した時刻を $t = 0$ とし、その反対側の B 中間子が CP 固有状態に崩壊した時刻を t として、CP 非対称度を t の関数として測定すればよい。

フレーバータグには主に 3 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と、荷電 π

中間子の符号による方法である。

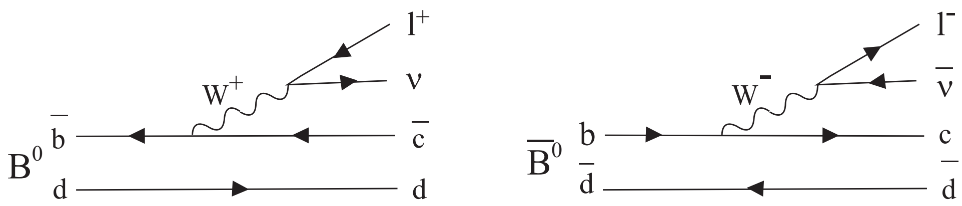

図 1.7: レプトンによる $B^0\bar{B}^0$ 同定

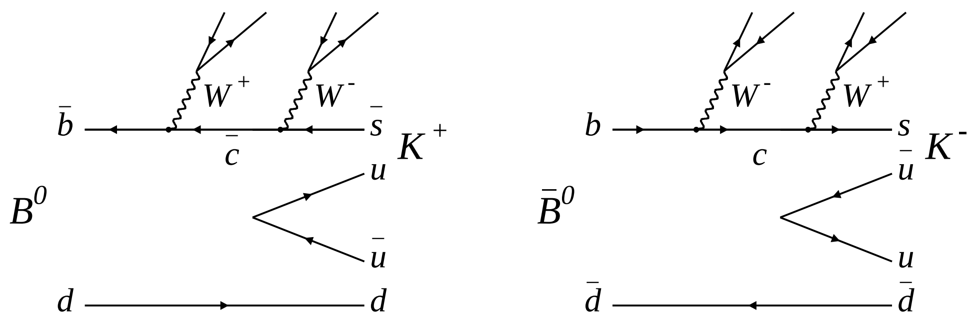

図 1.8: 荷電 K 中間子による $B^0\bar{B}^0$ 同定

図 1.7 に示したように、$b(\bar{b})$ クォークは $cW^-(\bar{c}W^+)$ に、$W^-(W^+)$ はレプトン (e または μ)$l^-(l^+)$ とニュートリノ $\bar{\nu}_l(\nu_l)$ に崩壊しうる。

$$
\begin{aligned}
W^+ &\rightarrow l^+\nu_l \\
W^- &\rightarrow l^-\bar{\nu}_l
\end{aligned}
$$

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 1.7 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) のレプトンを選ぶと高純度でフレーバータグすることができる。

高運動量のレプトンよりもフレーバータグを誤る割合は高いが、図 1.8 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 $\bar{B}^0$

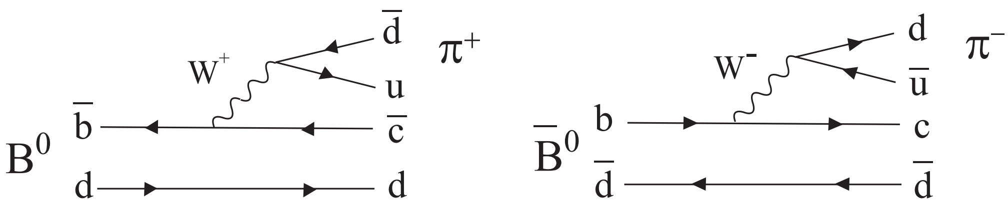

図 1.9: 荷電 π 中間子による $B^0\bar{B}^0$ 同定

と同定できる。また図 1.9 に示した $B \to D\pi, D\rho$ などの二体崩壊からは高い運動量の荷電 π 中間子が生じる。この電荷で識別ができ、π^+ は B^0、π^- は $\bar{B}^0$ と同定できる。

　このようにして、タグ側に含まれる荷電粒子の種類と電荷によって多次元 $likelihood$ 法により、適切な重みづけを行ない、タグ側の 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 側のフレーバーが B^0 であったのか $\bar{B}^0$ であったのかを決定する。

　崩壊時間差の測定はタグ側と CP 側に崩壊した 2 つの B 中間子の崩壊点の z 座標の差 Δz から崩壊時間の差 Δt を求める。しかし、B 中間子の寿命は約 1.5psec であるので、直接測定するのは困難である。そこで、電子と陽電子を異なるエネルギーで衝突させて B 中間子に運動量を持たせることで、測定できるようにする。$\Upsilon(4s)$ の速さを v とすると、β、γ は

$$\beta = \frac{v}{c}、\quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

であるので、崩壊時間の差 Δt は

$$\Delta t = \frac{\Delta z}{c\beta\gamma}$$

である。

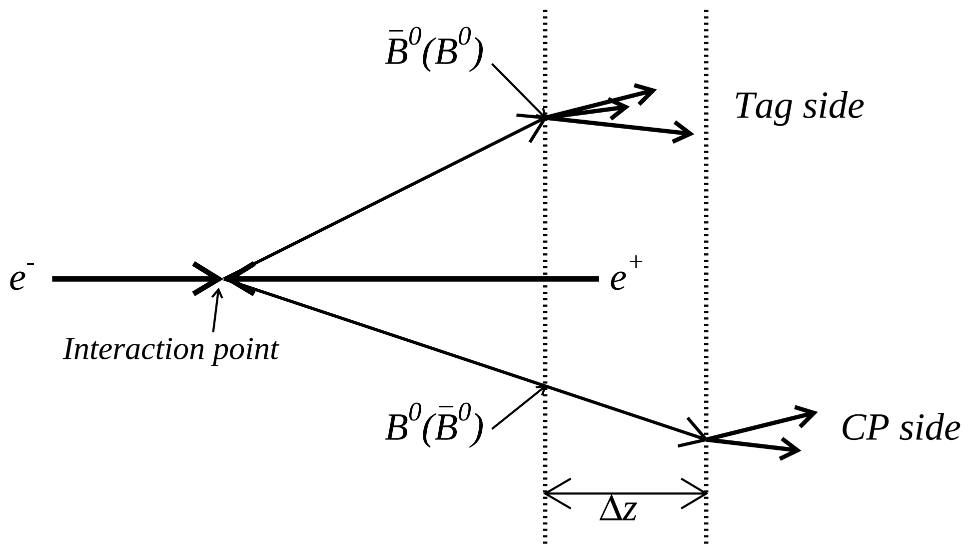

図 1.10: 崩壊時間差の測定方法；
二つの B 中間子の崩壊点の z 座標の差 Δz から崩壊時刻の差 Δt を測定する。

以上のことから、加速器は重心系のエネルギーを $\Upsilon(4S)$ の質量に合わせ、B 中間子が運動量を持つように非対称エネルギーで衝突させ、高いルミノシティーを得ることが必要である。また、検出器は B 中間子の崩壊点を精度よく測定でき、かつ B 中間子の再構成とフレーバータグの精度をよくするために良好な運動量とエネルギーの分解能を有し、粒子識別能力の高い高性能なものが必要となる。そこで、次章では B 中間子の CP 対称性の破れの測定に合致するように設計、建設され、現在運転中の KEKB 加速器と Belle 測定器について説明する。

第2章　実験装置

2.1　KEKB加速器

KEKB加速器は、茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構（KEK）に建設された非対称エネルギーで2リング型の電子・陽電子衝突型加速器であり、B中間子と反B中間子の対を大量に造ることを目的としている。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のトンネルを利用してその中に1994年から建設され1998年に完成、1999年6月からビーム衝突実験を開始した。

KEKB加速器では、電子・陽電子は周長約3kmの別リングに蓄積され、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$\bar{\mathrm{b}}$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。KEKB加速器にはB中間子崩壊からCP対称性の破れを観測するために、以下のような特徴がある。

・非対称エネルギーでの衝突

・高いルミノシティ

以下、これらについてさらに詳しく述べる。

2.1.1　非対称エネルギー

前章で述べたように、CP対称性の破れを測定するためには、B中間子がCP固有状態へ崩壊した時刻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1.5psecと非常に短いため、時刻tを直接測ることはできない。そこで、崩壊点を再構成して飛行距離を測定することにより、崩壊時刻tを得る。

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 20μm 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、崩壊するまでの平均寿命の間に約 200μm 飛行する。よって、2 つの B 中間子の崩壊位置の違いは現在の素粒子物理学実験技術で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。B 中間子は他の中間子に比べて重いことから崩壊様式が多様であり、CP 対称性の破れの測定に使用可能な崩壊過程は $10^{-4} \sim 10^{-6}$ 程度の崩壊分岐比しかない。したがって、CP 対称性の破れを種々の崩壊モードで測定するには年間およそ 10^8 個の $B\bar{B}$ 中間子対が必要になる。$\Upsilon(4S)$ の生成断面積は 1.2nb($1\mathrm{b} = 10^{-24}\mathrm{cm}^2$) なので、必要とされる年間積分ルミノシティは $10^{41}\mathrm{cm}^{-2}(= 100fb^{-1})$ となる。このため、KEKB 加速器は $10^{34}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ という高いルミノシティを達成することを目標に設計された。
ここで、衝突型加速器におけるルミノシティ$\mathcal{L}$ は次式で与えられる。

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

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、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電流を電子リングに比べて大きくしている。

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

現在の KEKB 加速器は、約 1200 個のバンチを蓄積することにより、1.65A(陽電子)、1.25A(電子) ビーム電流値を得て、ピークルミノシティ $1.39 \times 10^{34}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ を達成している。

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

表 2.1: KEKB 加速器:各パラメータの設計値

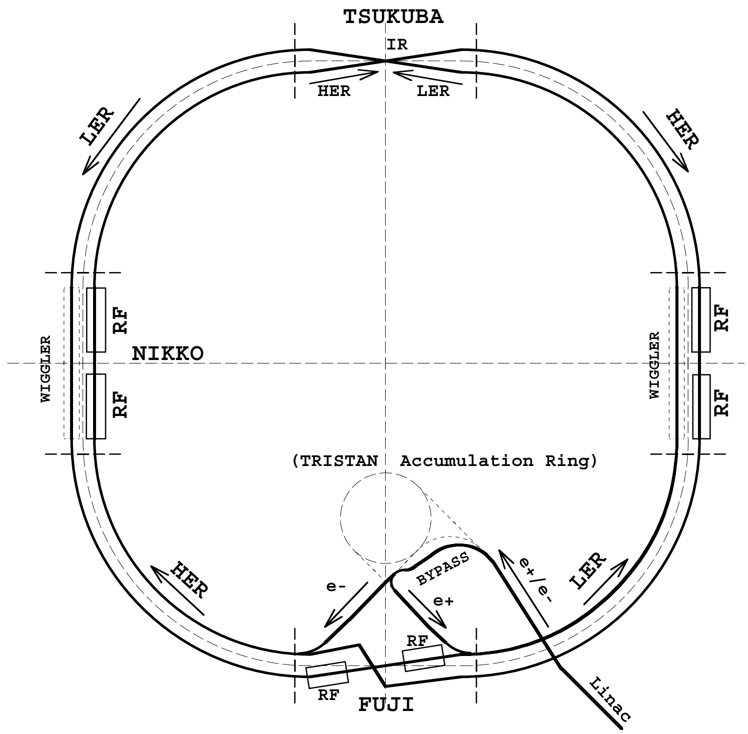

図 2.1: KEKB 加速器の概略図

2.2 Belle 検出器

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

- B 中間子の崩壊点を良い精度 ($< 100\mu$m) で測定すること
- $\pi^{\pm}$、π^0、K_S^0、K_L^0 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を持つこと

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

Belle 検出器の座標系は、ビームの衝突点を原点、電子ビームの進行する方向を正として z 軸をとり、鉛直上向きを y 軸として右手系の座標系をとる。また、 極座標系として、原点からの距離 r、方位角 ϕ、z 軸からの角度 θ を用いる。

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

表 2.2: 各検出器サブシステムとその役割

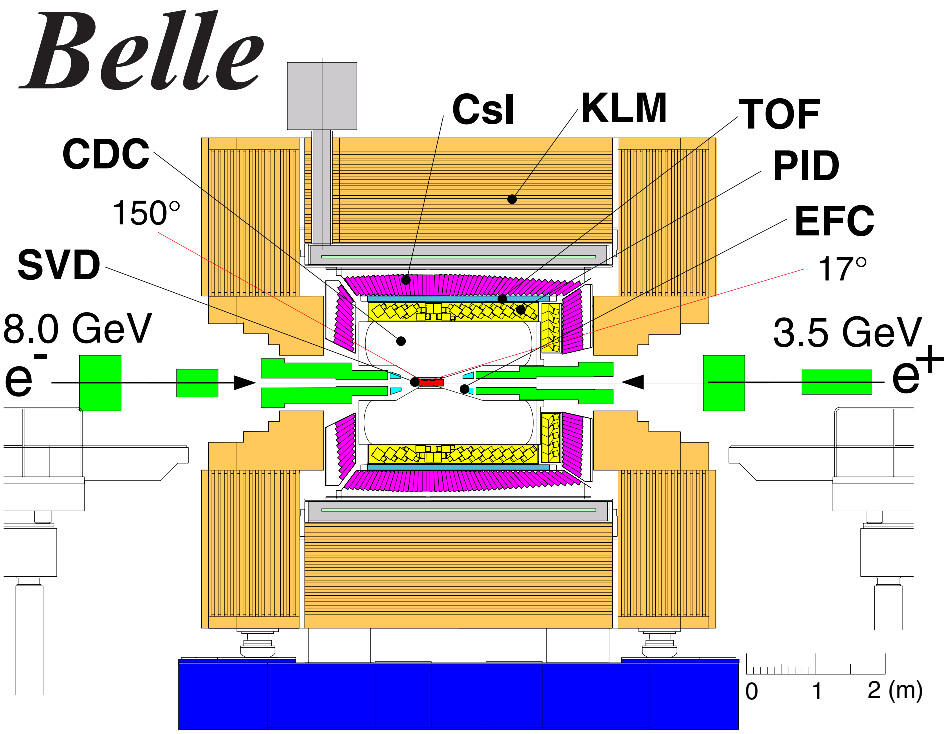

図 2.2: Belle 検出器の全体図

2.2.1　シリコンバーテックス検出器 (SVD)

SVD(Silicon Vertex Detector) は、B 中間子の崩壊点測定を行う。また、次に述べる中央飛跡検出器の情報とあわせて、運動量が低い荷電粒子の飛跡測定にも用いられる。

本研究で使用したデータを収集した 2003 年夏までの実験に用いられた SVD は 3 層のレイヤー構造をしており、それぞれの層はビーム軸からの半径が 3.0cm、4.5cm、6.0cm の位置にある。SVD がカバーする領域は、ビーム軸との角度 $23° < \theta < 139°$ であり、これは全立体角の 86%に対応する。各層には半導体検出器である両面シリコンストリップ検出器 (DSSD) を複数枚つなげている。シリコンストリップ検出器とは、厚さ 300μm のシリコン板の両面に幅 6μm の電極を 25μm の間隔で貼り付けたものである。片面で ϕ 方向、もう片面で z の位置を測定する。この上下の面には、逆バイアス電圧をかけ、荷電粒子が通過した際に生成する電子とホール対を各電極に集めて信号を読み出し位置を測定する。3 層で検出された粒子の位置を組み合わせ、衝突点付近まで内挿することによって B 中間子

の崩壊点測定を行う。位置分解能は約 100μm である。

位置分解能を向上させるため、最も内側の層は可能な限り衝突点に近づけ、多重散乱を抑えるために検出部の物質量を小さくし、読み出しのエレクトロニクスは外側に置くように設計している。また、衝突点の最も近くに配置されるため、放射線に対して十分な耐性がなければならず、その要請を満たすため初段エレクトロニクスの半導体プロセスの処方を改良したバージョンが作られる度に置換された。2003 年夏以降は DSSD を 4 層装備した構成に変更された。

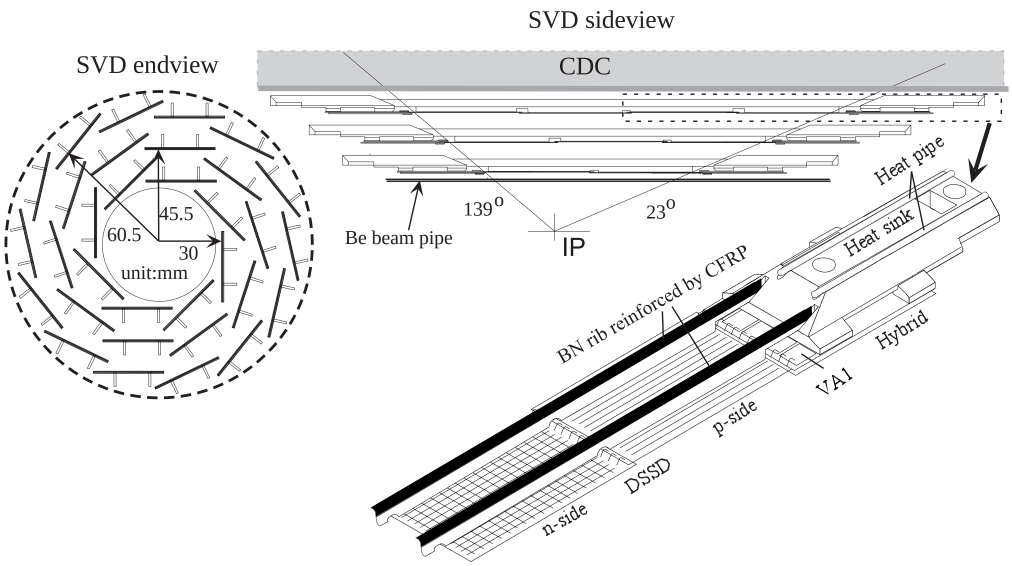

図 2.3: SVD の全体図

2.2.2 中央飛跡検出器 (CDC)

CDC(Central Drift Chamber) は、荷電粒子の飛跡検出、およびその有感領域中のエネルギー損失 (dE/dx) を測定する多線式ドリフトチェンバーである。磁場中で運動する荷電粒子は、ローレンツ力を受け、飛跡は曲線を描くので、磁場の大きさとその曲率から荷電粒子の運動量を測定できる。

CDC は、1.5Tesla の磁場内に設置され、He(50%):C_2H_6(50%) 混合ガス中に、多数の電極ワイヤーが張られている。陽極 (アノードワイヤー) に

は直径30μmの金メッキタングステン製、陰極(フィールドワイヤー)には直径120μmのアルミニウム製のワイヤーを使用している。1本のアノードワイヤーを8本のフィールドワイヤーが取り囲むように配置されており、アノードワイヤーは50層あるため、ワイヤーの総本数は3万本にもおよぶ。荷電粒子の多重散乱の影響を押さえるために、ガス、ワイヤーともに物質量の小さいものを使用している。

荷電粒子が通過するとガスを電離することから電子が生成され、その電子がワイヤーまで移動(ドリフト)する時間から、粒子の通過位置を知ることができる。位置分解能は130μm、運動量分解能σ_{P_t}/P_tは$0.5\sqrt{P_t^2+1}\%$である。

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

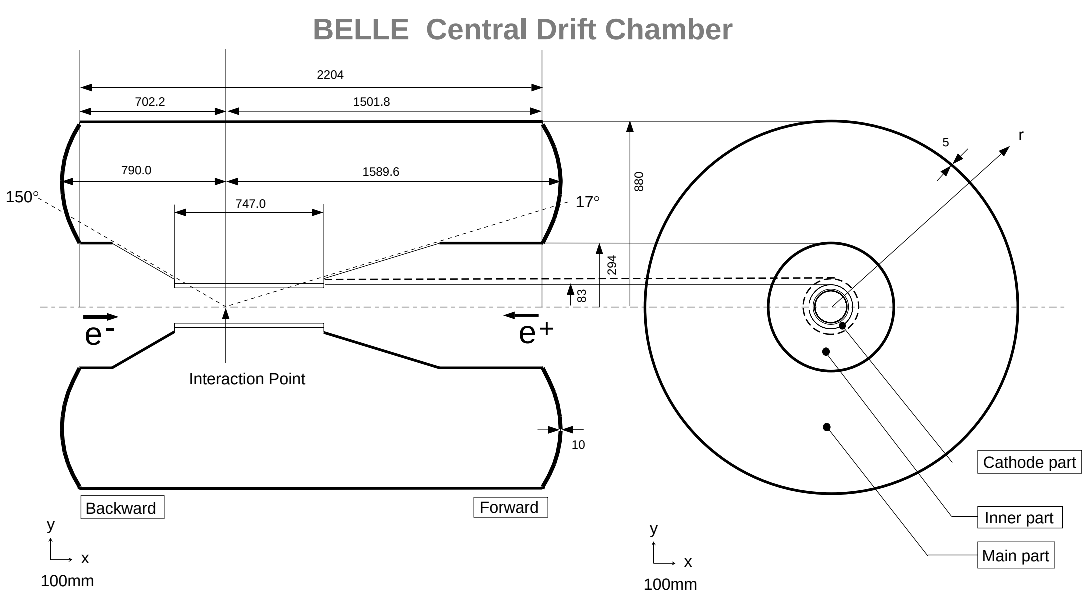

図 2.4: CDCの断面図

2.2.3　エアロジェルチェレンコフカウンター (ACC)

ACC(Aerogel Čerenkov Counter) は、広い運動量領域 (1.2 ∼ 3.5GeV/c) の荷電 K 中間子と π 中間子の識別を行うことを目的とする閾値型チェレンコフカウンターである。質量 m の荷電粒子が屈折率 n の物質を速度 β で通過する時、

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

の条件を満たすとチェレンコフ光を放射する。放射体として適当な屈折率の物質を用いた場合、特定の運動量領域では、K 中間子と π 中間子が同じ運動量で放射体を通過しても、K 中間子と π 中間子の質量差から π 中間子のみが、チェレンコフ光を放射する。このように、チェレンコフ光を放射したか否かで、荷電 K/π 中間子の識別を行う。放射体物質として、屈折率が非常に小さい (n = 1.01 ∼ 1.03) シリカエアロジェルを使用し、ファインメッシュタイプの光電子増倍管でチェレンコフ光を検出する。非対称エネルギーのビーム衝突のため θ と発生する粒子の運動量の大きさの間に相関がある。そのため、それに対応して最適な K/π 中間子識別を実現するため図 2.5 に示すように θ によって異なる屈折率のエアロジェルを使用している。

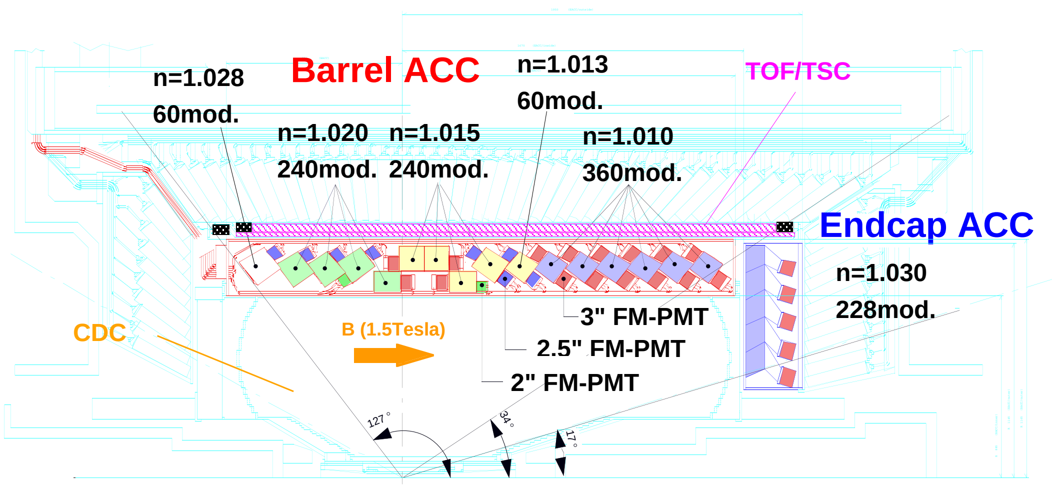

図 2.5: ACC の断面図

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

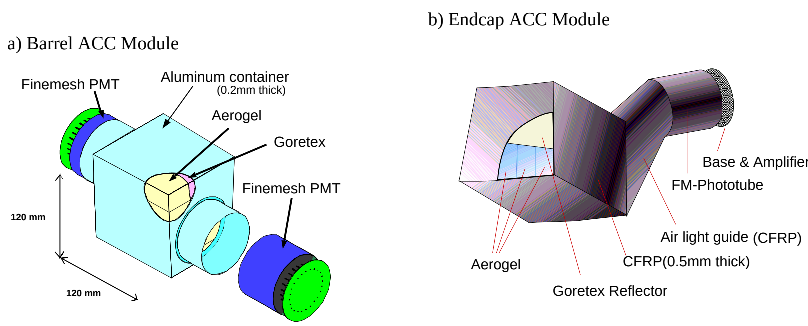

図 2.6: ACCカウンターモジュール

2.2.4 飛行時間測定器(TOF)

TOF(Time of Flight Counter)は、荷電粒子の速さを測定することによってK/π中間子の識別を行うこと、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。TOFの荷電粒子の識別は主として$1.2\mathrm{GeV}/c$以下の運動量領域で有効である。TOFシステムは128個のTOFカウンターと64個のTSC(トリガーシンチレーター)から構成されている。台形のTOFカウンター2個とTSC1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$34° < \theta < 120°$の範囲を覆う。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の間には1.5cmの間隔が設けてある。これはビームに起因するバックグラウンド中の光子が、TSC中で電子・陽電子対生成を起こしても、1.5Teslaの磁場のために発生した電子や陽電子の軌道は小さく旋回してTOFに届かないようにするためである。

粒子の飛行時間 T_{TOF}、飛行距離 L_{path} には以下の関係がある。

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

ここで、E、P、m はそれぞれ粒子のエネルギー、運動量、質量である。CDC で測定された運動量を用いれば、上式から粒子の質量が計算でき、種類を同定できる。飛行距離 1.2m、時間分解能 100psec であれば、1.2GeV/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。

分解能 100psec を実現するためにシンチレーション光の減衰長が 2m 以上と十分長く、発光の立ち上がりが速いシンチレーターを使用している。また、カウンター内を伝搬するシンチレーション光の時間的分散を最小限にするために、ライトガイドを使用せずに大面積のフォトカソードを持つファインメッシュ型光電子増倍管をシンチレーターに直接取り付けている。

$e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ 事象を用いて観測された時間分解能は粒子の入射位置の z 座標にはほとんど依存せず、約 100psec である。

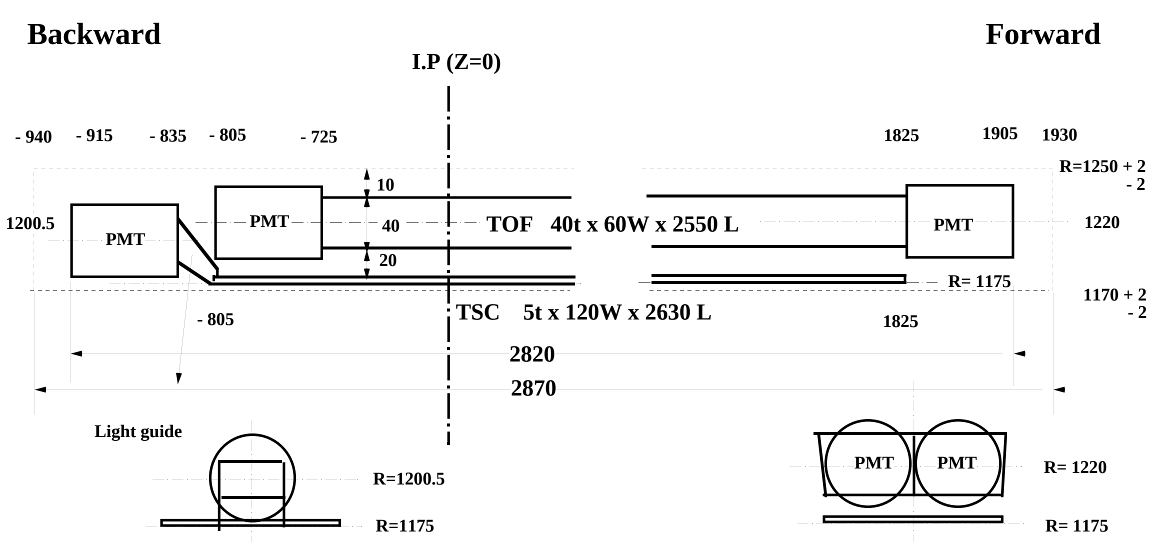

図 2.7: TOF/TSC モジュール

TOF が発生するトリガー信号は後述する QtoT(chage to time) 変換に必要なゲート信号と数値化を担う TDC のストップ信号を生成する源となる。

2.2.5　電磁カロリメータ (ECL)

ECL(Electromagnetic Calorimeter) は光子や電子 (陽電子) のエネルギーと入射位置を測定する。光子や電子が物質にあたると電磁シャワーを作りエネルギーを失う。十分な量の物質を置けば、その中で電磁シャワーの形成によって入射した光子や電子はそのエネルギーのほとんど全てを失う。したがってエネルギー損失を電気信号に変換して読み出すことで、エネルギーを測定する。B 中間子の崩壊によって生成する粒子の約 1/3 は π^0 であり、π^0 は 2 つの光子に崩壊するため光子検出は非常に重要である。また、後述するように長さ 30cm の CsI(Tl) 結晶シンチレーターを用いているので、表 2.3 に示すように、電子や陽電子以外の荷電粒子は ECL 内で一部しかエネルギーを失わない。よって、CDC で測定した運動量 (p) と ECL で測定したエネルギー損失 (E) の間の比 (E/p) は、電子または陽電子を識別する上で重要な測定量である。

粒子	相互作用	エネルギー損失
e, γ	電磁シャワー	$\sim$ 粒子のエネルギー
μ	イオン化	$\sim$ 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 2.3: ECL と粒子の相互作用

ECL は外径 3.0m、内径 1.25m、衝突点を基準として z 方向は -1.02m から 1.96m の領域占め、$17.0° < \theta < 150.0°$ の領域を覆う。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。良いエネルギー分解能を得るために、光量の多い CsI(Tl) シンチレーターを用いている。結晶の形状は長さ 30cm、前面 (衝突点側) は約 5.5× 5.5cm、後面 (信号読み出し側) は約 6.5× 6.5cm となっており、すき間なく配置するために結晶の位置 (θ) によって形状を変えてある。長さは放射長を X_0 として 16.2X_0 に対応する。断面の大きさはモリエール半径 (3.8cm) を考慮した大きさとなっている。入射粒子のエネルギー損失によるシンチレーション光は PIN フォトダイオードで読み出す方式を採用し、ECL を超電導ソ

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

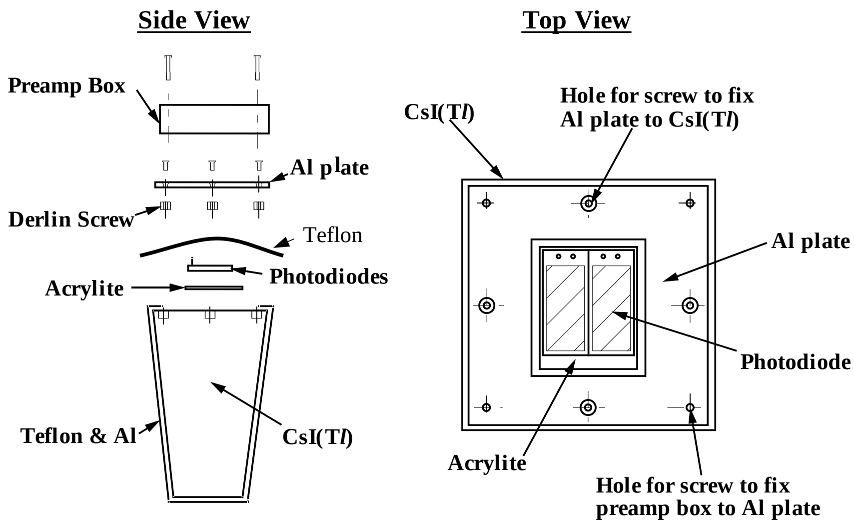

図 2.8: CsI(Tl) カウンター

シャワーの再構成

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

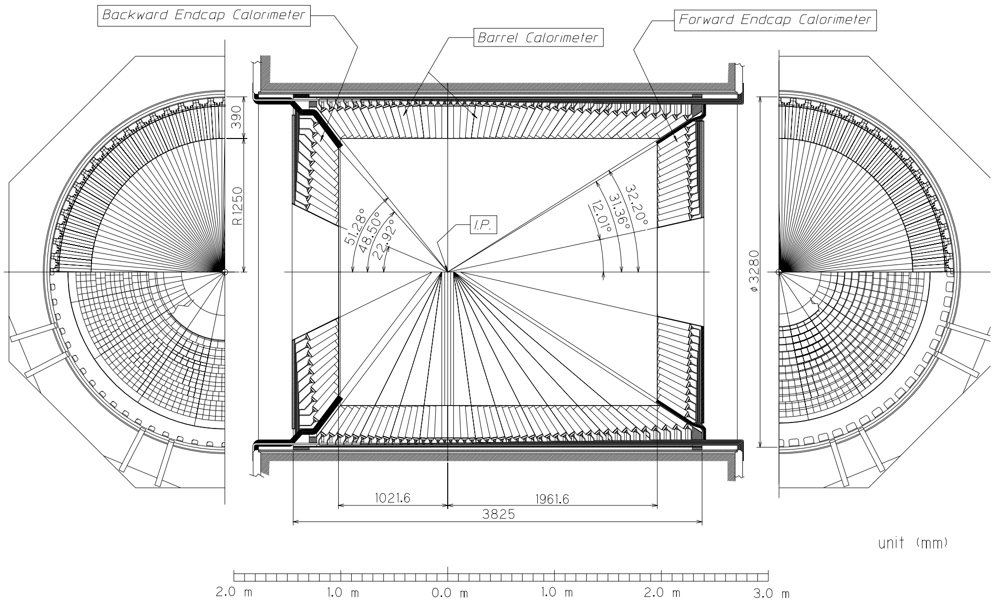

図 2.9: CsI(Tl) カロリーメーター

カウンターの後方にシャワーが漏れ出す寄与があるため、測定された値は実際より小さくなる傾向がある。また、入射位置はカウンターの大きさが有限であるため、測定した位置と実際の位置にはずれが生じる。そこで、モンテカルロシュミレーションが電磁シャワーの振る舞いをよく再現していることを用いて補正関数を求め、これを適用したものをシャワーのエネルギーと入射位置とする。

2.2.6　超電導ソレノイド

超電導ソレノイドはTOFとKLMの間に位置し、1.5Teslaの磁場を検出器中心付近の直径3.4m、長さ4mの部分につくる。コイルはNb・Ti合金超電導材を使った線材で巻かれ、液体ヘリウム冷凍機により$-268°C$まで冷却されて超電導状態になっている。コイル中には4160Aの大電流が、断面3×33mmの線材に流れている。

2.2.7 K_L^0、μ 粒子検出器 (KLM)

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

K_L^0 中間子は寿命の長い中性の粒子であるので、内部の検出器では測定できない。そのため、ECL や KLM で物質と強い相互作用をして発生するハドロンシャワーの測定により、検出する。KLM では 600MeV/c 以上の K_L^0 が測定可能である。一方、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 に達する。dE/dx、TOF、ACC を用いた粒子の質量による粒子同定方法では、μ 粒子 (105MeV/c^2) と π 中間子 (140MeV/c^2) の識別はできないが、μ 粒子は電磁相互作用しか起こさないため、強い相互作用をするハドロンより KLM を貫く層の数は多くなる。したがって、SVD、CDC で検出した飛跡を KLM へ外挿し、対応する場所に KLM を何層にもわたって貫く飛跡があれば μ 粒子と識別できる。1.5GeV/c の μ 粒子に対する検出効率は 95% 以上である。

2.2.8 トリガーシステム

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

これらの検出器サブシステムが発したトリガー信号は、グローバルデ

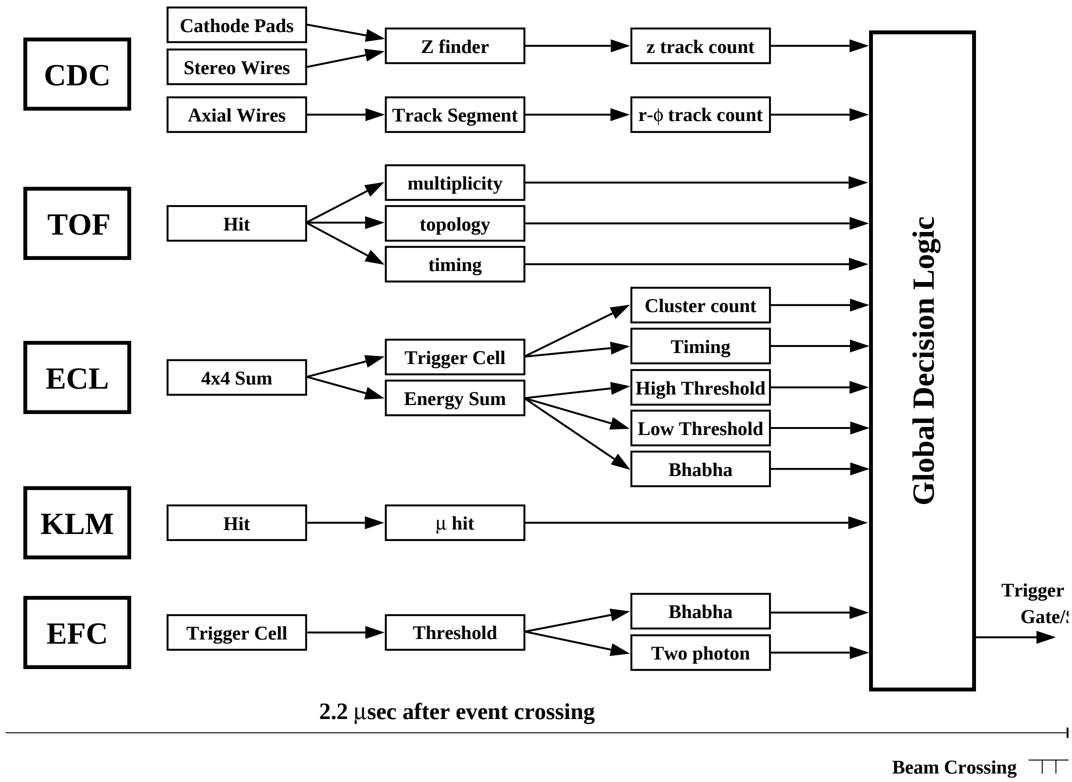

図 2.10: Belle トリガーシステム

シジョンロジック (GDL) に送られる。GDL は各検出器サブシステムが発生したトリガー信号の情報を総合して 2.2μsec 以内に当該事象のデータ収集を行うか否かを判定する。収集が決定された場合、その後 0.35μsec 以内に各検出器に向けて最終トリガー信号を送る。GDL では最終トリガー信号を発する理論判断にプログラマブルゲートアレイ (FPGA) を用いており、論理判断の条件を柔軟に変更・調整できるようになっている。加速器の運転状況に対応して調整を適したものにすることで、最終トリガーレートは平均 200Hz、最大でも 500Hz 以下になっている。ルミノシティ $10^{34}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ における各事象の断面積とトリガーレートを表 2.4 に示す。

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

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

2.2.9　データ収集システム (DAQ)

Belle データ収集システムの概要を図 2.11 に示す。$B\bar{B}$ 事象または $q\bar{q}$ 事象の 1 事象あたりのデータサイズは約 30kB である。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 KLM と SVD を除き、各検出器からの信号の読み出しには charge-to-time(Q-to-T) コンバーターを用いる。これは電荷を一度コンデンサーに蓄え、一定の速度で放電する際に放電を始める時と終える時に 2 回パルスを発生する回路を用いて、入力信号の電荷に比例した時間差を持つ 2 つのパルスを生成するものである。この出力パルスの時間差を FASTBUS TDC(LeCroy 1877S) を用いてデジタル化する。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、ここでデジタル化した時系列データをデジタル信号処理 (Digital Signal Processing：DSP) によってデータサイズを小さくした上で VME を 4 個用いて並列にイベント・ビルダーへ転送する。

検出器サブシステムごとに読み出したデータはイベント・ビルダーに転送され、1 つの事象のデータとしてまとめられる。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・センターの Mass Storage 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・クオリティー・モニター (DQM) とイベント・ディスプレイにも抽出した事象データを送る。

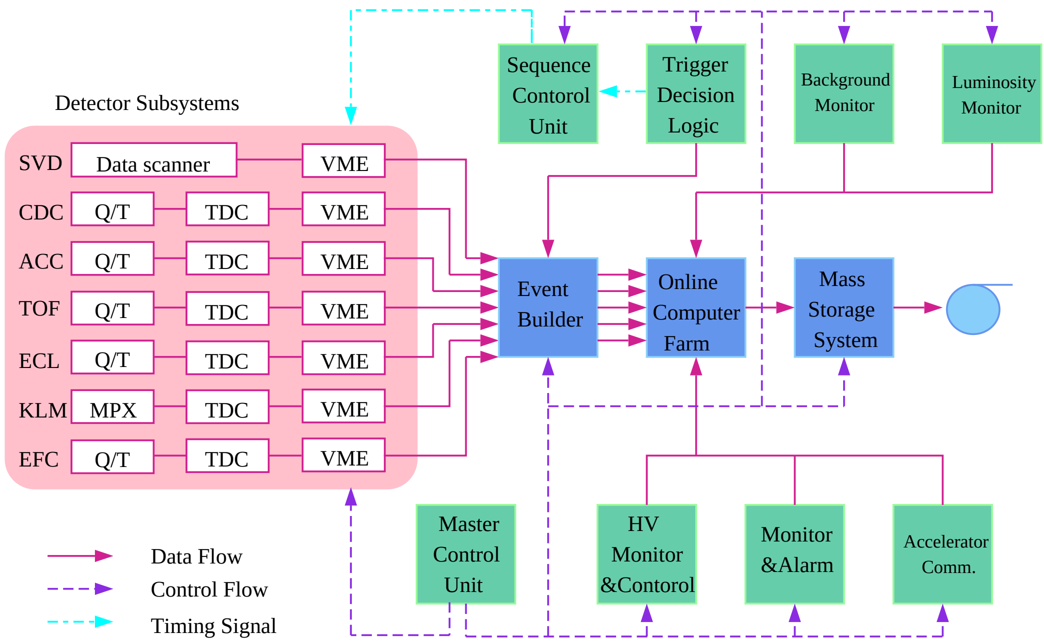

図 2.11: Belle データ収集システム

2.2.10　KEKB 計算機システム

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

テムの利用によって実現している。

第3章　$B^0 \to \chi_{c1}\pi^0$ 崩壊の測定

第1章で述べたように、$B^0 \to J/\psi K^0_S$ に代表される、b→ c$\bar{\mathrm{c}}$s 遷移によって生じる B 中間子の崩壊過程において、CP 対称性の破れが観測されたことから、他の崩壊過程でも CP 対称性の破れを測定し、小林・益川理論を多角的に検証するとともに標準理論をこえる新しい物理の兆候を探索することが B 中間子の物理にとって重要な課題となってきた。b→ c$\bar{\mathrm{c}}$s 遷移の s クォークを d クォークに置き換えた b→ c$\bar{\mathrm{c}}$d 遷移による B 中間子の崩壊過程はそうした役割を果たす重要なものの 1 つである。B^0 がチャーモニウム (c$\bar{\mathrm{c}}$ の束縛状態) と π^0 に二体崩壊する過程は典型的なものであり、$B^0 \to J/\psi\pi^0$ 崩壊における CP 対称性の破れが測定されている [12][13]。しかし、その崩壊分岐比が 10^{-5} のオーダーと小さいため、統計誤差が測定精度を制限している。したがって、同じクォーク遷移から生じる崩壊過程を見出して加え、総合解析することは意味深い。

そこで、本研究ではこれらと同じダイアグラムから生じる $B^0 \to \chi_{c1}\pi^0$ 過程を探索し、これが存在する兆候を得たので、それについて述べる。なお、$\chi_{c1}\pi^0$ の終状態には B^0、$\bar{B}^0$ のどちらも崩壊できるので以後、特に断らない限り荷電共役変換した過程 $\bar{B}^0 \to \chi_{c1}\pi^0$ も含むものとする。

3.1　$B^0 \to \chi_{c1}\pi^0$ の物理

$B^0 \to \chi_{c1}\pi^0$ 崩壊過程は b→ c$\bar{\mathrm{c}}$d 遷移で生じ、その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 3.1、3.2 に示す。また、以下に χ_{c1}、π^0、B^0 のスピン (J)、パリティー (P)、荷電共役 (C) を示す。

$$\chi_{c1} : J^{PC} = 1^{++} \qquad \pi^0 : J^{PC} = 0^{-+} \qquad B^0 : J^P = 0^-$$

χ_{c1} と π^0 の間の角運動量は、角運動量の保存より L=1(p-wave) である。よって、終状態 $\chi_{c1}\pi^0$ のパリティー固有値は P= +1 かつ C= +1 である

ので、$\chi_{c1}\pi^0$ は固有値が $+1$ の CP 固有状態である。

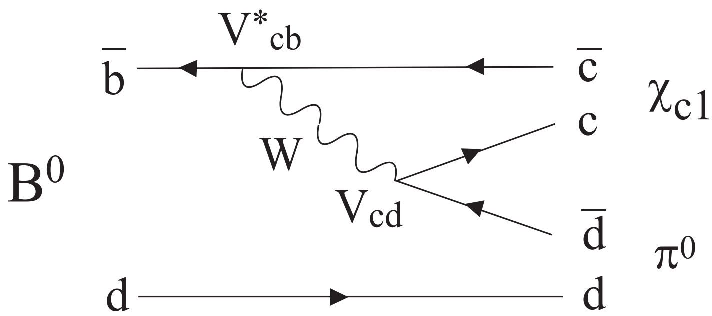

図 3.1: ツリーダイアグラム

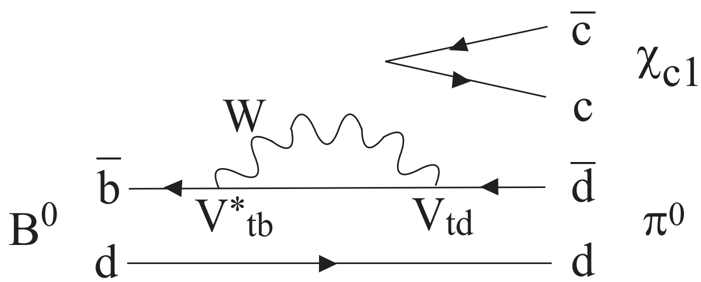

図 3.2: ペンギンダイアグラム

$B^0 \to \chi_{c1}\pi^0$ 崩壊のツリーダイアグラムには、複素位相は現れない。よって、ツリーダイアグラムが支配的であると考えると、第1章で述べた $J/\psi\ K_S^0$ と同様の議論が成り立ち、$\sin 2\phi_1$ の測定が可能となる。つまり、V_{cb} にも V_{cd} にも複素位相は含まれていないため、B^0 と $\bar{B}^0$ がそのフレーバーを変えずに崩壊する振幅と、$B^0 - \bar{B}^0$ 混合によってフレーバーを変えて崩壊した振幅の干渉によって CP 対称性の破れが現れる。$B^0 \to \chi_{c1}\pi^0$ について、式 (1.22) を用いて CP 非対称度を求めると、$B^0 \to J/\psi\ K_S^0$ と同様の議論が成り立つので、

$$A_{CP}(t) = Im\left(\frac{p}{q}\cdot\frac{\bar{A}}{A}\right) \times \sin(\Delta m t)$$

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

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

一方、ペンギンダイアグラムの寄与を考えると、図 3.2 にあるように崩壊振幅中に複素位相 (V_{td}) が現れる。この場合、ツリーダイアグラムとペンギンダイアグラムの振幅をそれぞれ A_T、A_P とすると、

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

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

であるので、式 (1.18) の $\cos\Delta mt$ の寄与がある。よって、$t=0$ における CP 非対称度を求めることができる。これは、直接的 CP 対称性の破れを観測する可能性を示唆している。

以上のような CP 対称性の破れの測定に先立ち、本研究では、崩壊分岐比を測定した。$B^0 \to \chi_{c1}\pi^0$ 崩壊はツリーダイアグラムで $B^0 \to J/\psi K_S^0$ 崩壊と比較すると、V_{cs} が V_{cd} と置き換わっている。それぞれの崩壊分岐比は

$$\mathcal{B}r(B^0 \to J/\psi K_S^0) \propto |V_{cb}^* V_{cs}|^2$$

$$\mathcal{B}r(B^0 \to \chi_{c1}\pi^0) \propto |V_{cb}^* V_{cd}|^2$$

と表せる。$B^0 \to J/\psi K_S^0$ の崩壊分岐比が 8.5×10^{-4} であり、$|V_{cd}|^2$ は $|V_{cs}|^2$ の約 1/20 なので、$B^0 \to \chi_{c1}\pi^0$ の崩壊分岐比は 10^{-5} のオーダーになると予想される。以下、$B^0 \to \chi_{c1}\pi^0$ 崩壊分岐比の測定について詳しく述べる。

3.2 実験データの処理と選別

ここでは、2 章で述べた Belle 検出器で収集した実験データを処理して生成した $B^0 \to \chi_{c1}\pi^0$ 崩壊事象の選別を始めるためのデータサンプルを用意する手順について説明する。また実験データとの比較検討が不可欠であるモンテカルロシミュレーションについても述べる。

3.2.1 データ処理と解析の流れ

図 3.3 にデータ処理と解析の流れの概略を示す。Belle 検出器の各サブシステムが発する電気信号は 2.2.9 に記述したデータ収集システムで数値化して記録される。この段階のデータを Raw Data(生データ) という。これに必要な較正を加えて較正済データを作り、それを元にその事象中に発生した粒子の四元位置ベクトルと四元運動量を得る。ここまで処理が進んだものをデータサマリーテープ (DST) と呼ぶ。

また、モンテカルロシミュレーションの事象生成シミュレーターはイベントジェネレーターと呼ばれ、電子・陽電子衝突で発生する粒子の四元運動量を理論の予言や既知の確率分布にしたがって疑似乱数を用いて生成する。事象生成シミュレーターとして、Evtgen プログラム [8] を使用した。このプログラムは B 中間子が崩壊する際に終状態の粒子の粒子スピンと軌道角運動量の保存を考慮した運動学的モデルを必要に応じて選択でき、かつ CP 対称性の破れの効果を取り扱えるようになっており、B ファクトリー実験のデータ解析に使用する事象生成シミュレーターとして現在最も広く使われている。こうして生成した事象中の粒子が検出器の信号を形成するまでのシミュレーションを実行するのが検出器シミュレーターである。粒子と検出器を構成する物質との相互作用は GEANT[9] を用いてシミュレートした。GEANT はモンテカルロ法より電磁相互作用 (物質のイオン化、制動放射、等) と強い相互作用の効果による粒子のエネルギー損失と二次粒子の生成を取り扱う。これに検出器の雑音の影響を加味して Raw Data 形式で出力する部分は Belle の共同実験者が自作したものである。検出器シミュレーターは Raw Data と同じ書式で出力するので以後のデータ処理および解析処置は実験データの処理は実験データの処理に用いるソフトウェアと同じものを使用して比較できる。次の節以降で DST から B 中間子対生成事象の選別とレプトン同定について述べる。

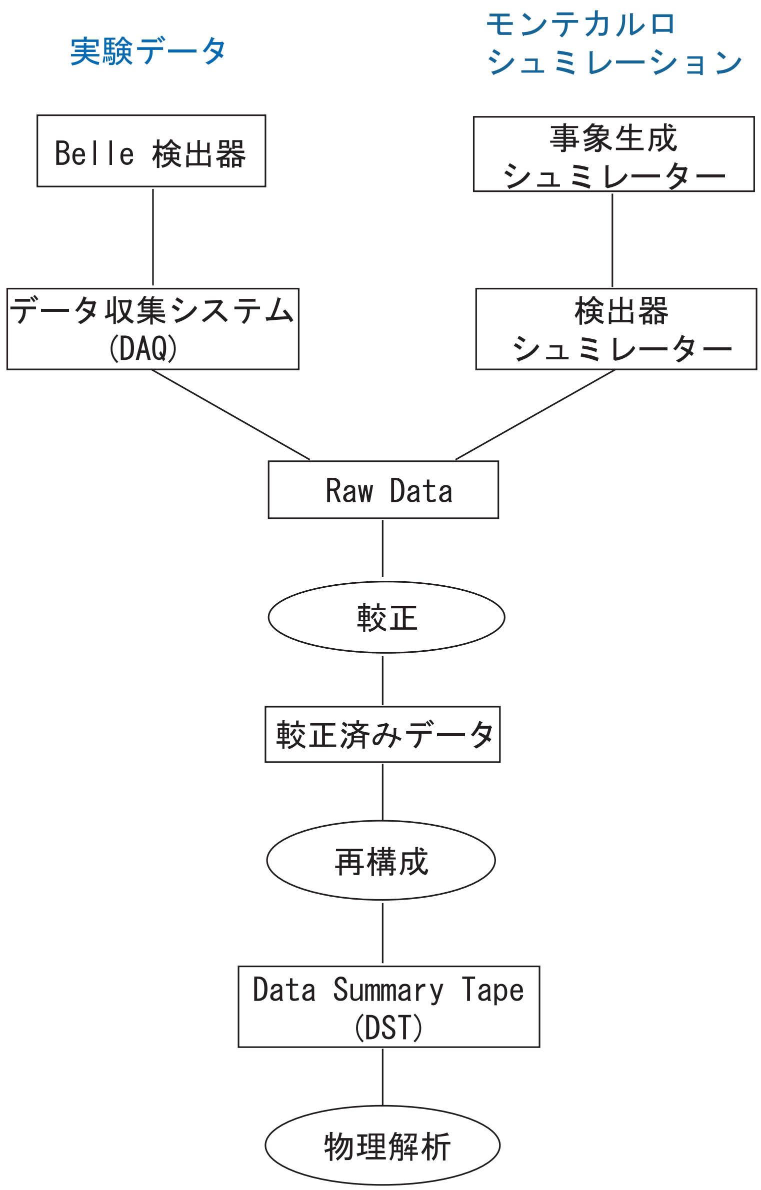

図 3.3: データ処理の流れ

3.2.2　B 中間子対生成事象の選別

Belle 検出器で収集される事象には、B 中間子対生成反応を含むハドロン事象の他に、Bhabha 散乱、μ 粒子、τ 粒子生成事象などがある。そこで、ハドロン以外の事象やビームからのバックグランドを排除し、主として B 中間子対生成反応からなるハドロン生成事象を選別する必要がある。

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

- 飛跡
  - ⋆ xy 平面に投影した飛跡の運動量：$P_t > 0.1$ GeV/c
  - ⋆ 飛跡とビーム軸の最近接距離：　$|dr| < 2.0$ cm
  - ⋆ 最近接距離での z 方向の位置：　$|dz| < 4.0$ cm
- クラスター
  - ⋆ クラスターのエネルギー：$E > 0.1$ GeV

こうして選んだ飛跡とクラスターに以下の条件を与える。

- 飛跡から再構成された事象生成点のビーム軸からの距離 (Vr) とその z 方向の位置 (Vz) がそれぞれ、

  $$\mathrm{Vr} < 1.5 \text{ cm} \qquad |\mathrm{Vz}| < 3.5 \text{ cm}$$

  であること。
- 飛跡の本数が 3 本以上存在すること。
- クラスターが実験室系において $-0.7 < \cos\theta < 0.9$ の範囲に 2 つ以上存在すること。

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

- 飛跡運動量とクラスターのエネルギーの総和 (E_{vis}) が

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

  を満たすこと。E_{tot} は $\Upsilon(4S)$ 静止系の全エネルギー (10.58GeV)。これは二光子衝突反応から来るバックグラウンドを除くためである。

- 飛跡の z 成分の運動量総和 (P_z) が

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

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

- ECL で測定されたエネルギーの総和 ($E_{\rm sum}$) が

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

  を満たすこと。
  Bhabha 散乱において、電子あるいは陽電子が測定器を構成する物質と相互作用して出てきた粒子はバックグラウンドになりうるので、それを除くためである。

- 事象の形状を表す変数 R_2 が

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

  あること。ここで、H_2、H_0 は Fox-Wolfarm モーメントの第 2 成分と第 0 成分である [6]。
  終状態の粒子が空間的に等方的に分布していることを要求している。これは 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) を減らすためである。

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

3.2.3 粒子の識別

電子識別

電子識別は本研究においては $J/\psi \to e^+e^-$ 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。電子を識別するために、以下のような 6 つの物理量を用いる [10]。

1. CDC で測定された飛跡の延長線と ECL で測定されたシャワーの位

置との合致

2. CDC で測定した運動量 P と ECL で測定したエネルギー E の比 (E/P)
3. ECL でのシャワーの形状
4. CDC で測定した dE/dx
5. ACC で検出したチェレンコフ光の光量
6. TOF で測定した飛行時間

(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、外挿した飛跡とシャワーの位置の ϕ と θ の差をそれぞれ $\Delta\phi$ と $\Delta\theta$ とし、電子を識別するために χ^2 を

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

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

(2) E/p

電子が ECL に生成するシャワーのエネルギー E は、電子の運動量 p とほぼ等しい ($E \sim p$)。これに対してハドロンの場合、ECL に生成するシャワーのエネルギーは粒子の運動量よりも小さくなる ($E < p$)。したがって E/p が 1 に近いものは電子である確率が高い。この分布から電子とハドロン (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異なった形状をするので、この違いから電子とハドロンを区別することができる。横方向のシャワーの形状を比較するために、E9/E25 を定義する。ここで E9

はシャワーの中心を取り囲む 3×3 の計 9 本の結晶、E25 は同じく 5×5 の計 25 本の結晶で検出されたエネルギーである。π 中間子は電子よりも E9/E25 が低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。

(5) チェレンコフ光
電子は質量が小さいのでほとんどの場合 ACC 内でチェレンコフ光を発する。

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

これらの物理量から電子である確率 P_{eid} は

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

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

μ 粒子識別

μ 粒子の識別には、KLM,CDC からの情報を用いる。そして以下の量を計算し識別をする [11]。

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

ΔR と χ^2 の確率密度分布はモンテカルロシミュレーションで求める。ΔR と χ^2 は、ほぼ独立な物理量なので、検出された飛跡が μ 粒子である確率密度 $p(\Delta R, \chi^2)$ は、2つの確率分布関数、$P_\mu^{\Delta R}$、$P_\mu^{\chi^2}$ の積をとる。

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

この確率密度にもとづいて μ 粒子である likelihood L_μ を求める。

J/ψ を再構成するために選別されるレプトンの条件は

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

である。

3.3 $B^0 \to \chi_{c1}\pi^0$ 事象の再構成

$B^0 \to \chi_{c1}\pi^0$ 崩壊は $\chi_{c1} \to \gamma\ J/\psi$、$J/\psi \to l^+l^-$ および $\pi^0 \to \gamma\gamma$ の終状態から再構成する。この章ではこうした再構成のアルゴリズムとバックグラウンドの見積もりについて述べる。

3.3.1 $J/\psi \to l^+l^-$ の再構成

J/ψ は以下に示すような崩壊分岐比でレプトン対に崩壊する [7]。この場合は実験的に J/ψ の明瞭な信号を容易に得られるので、これを利用する。

$$
\begin{aligned}
J/\psi \to e^+e^- \quad &: \quad (5.93 \pm 0.10)\ \% \\
J/\psi \to \mu^+\mu^- \quad &: \quad (5.88 \pm 0.10)\ \%
\end{aligned}
$$

この崩壊過程を利用するには、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みればよい。ここで、$J/\psi \to e^+\ e^-$ の再構成においては、電子または陽電子が制動放射で γ を放出して、運動量を失う場合がある。このとき、再構成した飛跡から得た運動量が、実際よりも低く検出されてしまう。これを可能な限り回復するために、電子または陽電子の生成点における運動量ベクトルから 50mrad 以内に検出された γ の運動量を飛跡から得たレプトン対の運動量に加えて、不変質量を計算する。以下、こうして計算した不変質量を $M_{ee(\gamma)}$ と書く。しかし、それでも γ の放出による運動量の損失が補いきれないため、図 3.4 に示すように $M_{ee(\gamma)}$ 分布は $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ の不変質量分布 $M_{\mu\mu}$ より低い方に尾を引く。そこで、不変質量が

$$
\begin{aligned}
-0.150 < M_{ee(\gamma)} - M_{J/\psi} < 0.0036 \quad [\mathrm{GeV}/c^2] \\
-0.060 < M_{\mu\mu} - M_{J/\psi} < 0.0036 \quad [\mathrm{GeV}/c^2]
\end{aligned}
$$

を満たすものを J/ψ 候補とした。

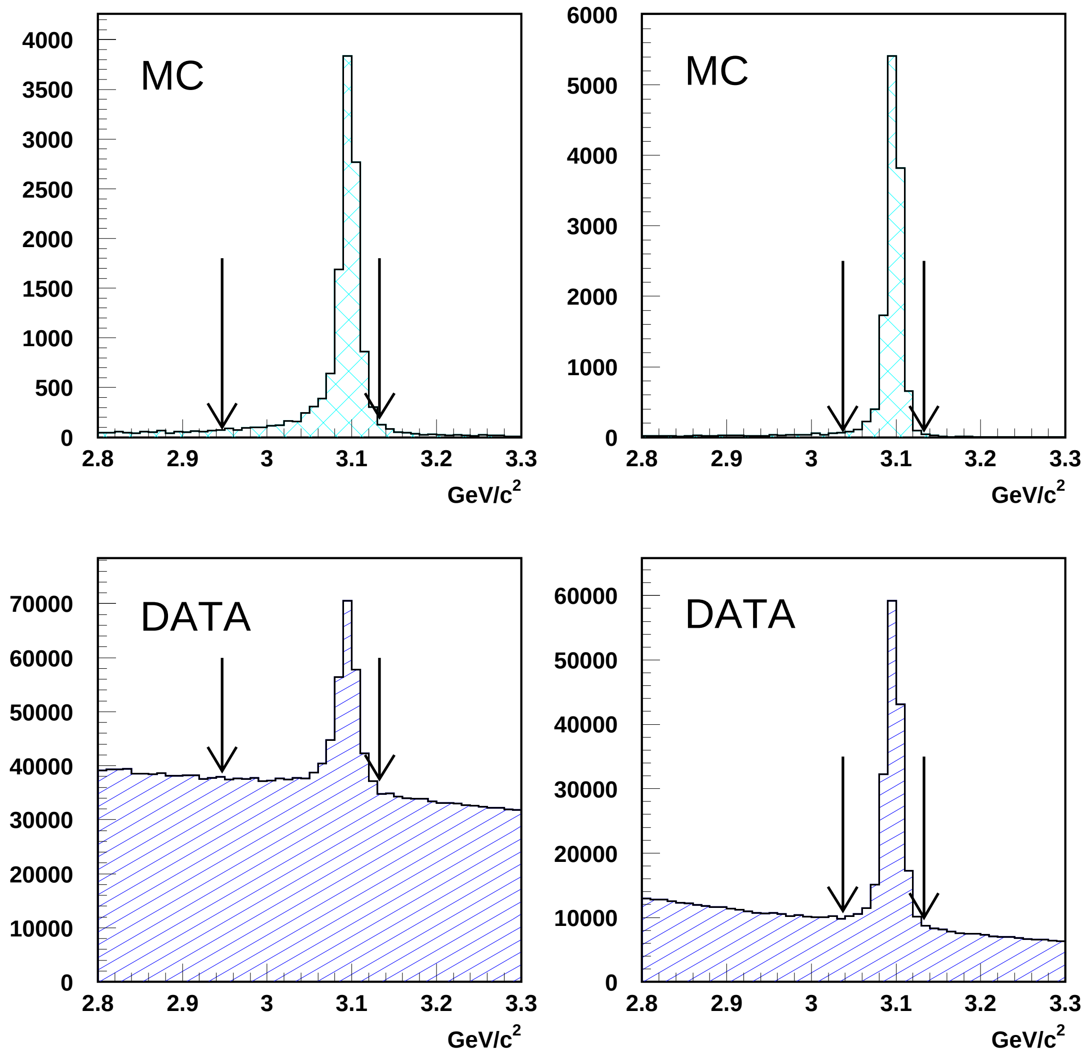

図 3.4: レプトン対の不変質量分布:
上段はシグナルのモンテカルロシミュレーション (MC)、下段は実験データ。
左側：e^+e^- 対、右側：$\mu^+\mu^-$ 対

3.3.2 $\chi_{c1} \to \gamma\ J/\psi$ の再構成

χ_{c1} は次に示すように大きな崩壊分岐比で γ を放出して J/ψ へ崩壊する [7]。

$$\chi_{c1} \to \gamma\ J/\psi : (31.6 \pm 3.3)\ \%$$

よって、この終状態から χ_{c1} を再構成するためには、前節で説明した方法で再構成した J/ψ と検出された γ の組み合わせをとり、χ_{c1} から生じたのものと矛盾の無いものを選ぶ。ここで、γ のエネルギーは少なくとも 60MeV あることを要求する。ただし、一般に π^0 が 2 つの γ に崩壊したものとの組み合わせはバックグラウンドになるので、π^0 から来る γ を除くために、以下の条件をすべて満たすものは除く。

- 2 つの γ を組み合わせた不変質量が $0.118 < M_{\gamma\gamma} < 0.15\ \ [\mathrm{GeV}/c^2]$
- π^0 のマスコンストレイントフィットの結果、χ^2 が 10 以下
  – マスコンストレイントフィットとは再構成する π^0 の質量が既知の値と一致することを束縛条件として γ の運動量ベクトルに束縛条件付き最小二乗法を施して、π^0 の運動量を最適化することである。

以上の条件を満たした γ と J/ψ を組み合わせたものと、J/ψ の質量差 (マスディファレンス) をとって χ_{c1} を選ぶ。マスディファレンスはレプトンの運動量の測定誤差の影響が打ち消されるので、J/ψ の不定性に関係なく χ_{c1} を選ぶことができる。マスディファレンスが

$$0.385 < M_{\gamma J/\psi} - M_{J/\psi} < 0.4305\ \ [\mathrm{GeV}/c^2]$$

を満たすものを χ_{c1} 候補とした。そして、不変質量が一致していても運動量が高いものはバックグラウンドであるので、重心系での χ_{c1} の運動量が

$$P^*_{\chi_{c1}} < 1.7\ [\mathrm{GeV/c}]$$

を要求した。
図 3.5 に $\gamma\ J/\psi$ と J/ψ のマスディファレンス分布を示す。さらに後に述べる ΔE の分解能を向上するため、J/ψ にバーテックスフィットを、χ_{c1} にマスコンストレイントフィットを適用した。

- バーテックスフィット
  レプトンの組合わせが 1 つの粒子から来たものであれば、それぞれ

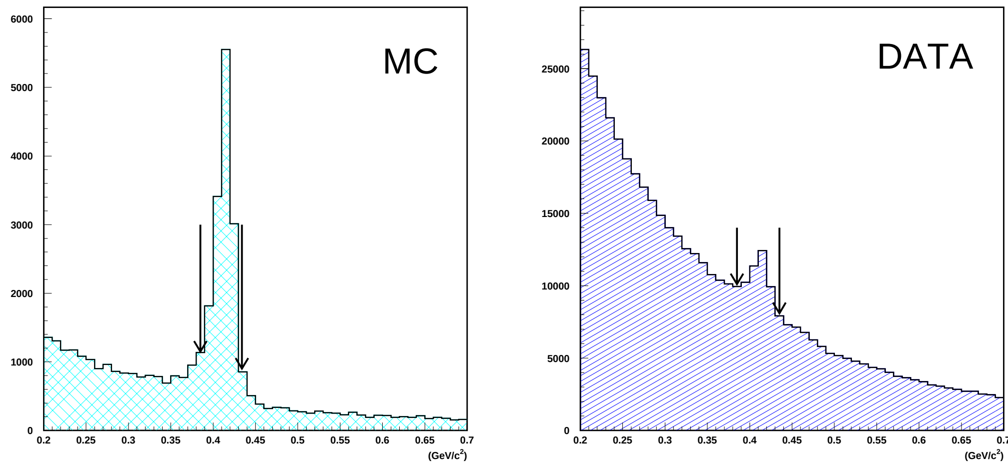

図 3.5: $\gamma J/\psi$ と J/ψ のマスディファレンス:
シグナルのモンテカルロシミュレーション (MC) を用いた分布 (左)、実験データを用いた分布 (右)。図中の矢印は χ_{c1} 候補を選ぶマスディファレンスの範囲の上限と下限を示す。

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 J/ψ の崩壊点と運動量を最適化する。

- マスコンストレイントフィット
  π^0 の再構成の部分で述べたのと同様、再構成する粒子の質量が既知の値と一致するように J/ψ と γ の運動量ベクトルを束縛条件付き最小二乗法を施して χ_{c1} 運動量を最適化する。

3.3.3　$B^0 \to \chi_{c1}\pi^0$ の再構成

以上より得られた χ_{c1} と π^0 の候補を組み合わせることによって同一の B 中間子から来た候補となる組み合わせを探す。これを B^0 の再構成と呼ぶ。B^0 の再構成のためには以下の 2 つの運動学的変数、ビームコンストレイントマス（$M_{\rm bc}$）とエネルギー差（ΔE）を用いる。

$$M_{\rm bc} = \sqrt{E_{beam}^2 - |\vec{P}^*_{\chi_{c1}} + \vec{P}^*_{\pi^0}|^2} \qquad (3.1)$$

$$\Delta E = (E^*_{\chi_{c1}} + E^*_{\pi^0}) - E_{beam} \qquad (3.2)$$

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

$$
\begin{aligned}
E^*_{beam} &\ :\ \text{ビームエネルギー (重心系エネルギーの } 1/2 : \frac{M_{\Upsilon(4S)}}{2}) \\
\vec{P^*_{\chi_{c1}}}, E^*_{\chi_{c1}} &\ :\ \chi_{c1}\text{の運動量とエネルギー} \\
\vec{P^*_{\pi^0}}, E^*_{\pi^0} &\ :\ \pi^0\text{の運動量とエネルギー}
\end{aligned}
$$

である。$M_{\rm bc}$ は χ_{c1} と π^0 を組み合わせた不変質量であり、もし、それらが同一の B 中間子から崩壊した事象 (シグナル事象) であれば、その不変質量は B 中間子の質量 (5.279GeV/c^2) と一致する。ここで、式 (3.1) では検出器で測定した終状態のエネルギーではなく、$\Upsilon(4S)$ 静止系の全エネルギーの半分である $E^*_{beam} = 5290$MeV を用いた。これは、本来 B 中間子が持つべき厳密なエネルギーなので、この値を用いることで測定器のエネルギーや運動量測定の誤差の影響を排除でき、不変質量の精度が向上するからである。ここで、加速器のビームエネルギーの広がりによる不定性の寄与は残るが、これは測定器のエネルギー分解能に比べて非常に小さい。また、ΔE は、$\Upsilon(4S)$ 静止系において、本来 B 中間子が持つべきエネルギーと、χ_{c1} と π^0 が持つエネルギーの総和の差である。もし、選別した χ_{c1} と π^0 の組み合わせが正しければ ΔE は測定器のエネルギー分解能の範囲で 0 と一致する。

このような $M_{\rm bc}$ と ΔE を用いて、$B^0 \to \chi_{c1}\pi^0$ 事象を選別する。40,000 個の $B^0 \to \chi_{c1}\pi^0$ シグナルのモンテカルロシミュレーションによる $M_{\rm bc}$ と ΔE、および $\Delta E - M_{\rm bc}$ の二次元分布を図 3.6 に示す。ここで、ΔE 分布は、低い方に尾を引いた非対称な分布を示す。これは、二体崩壊で出てくる π^0 は高い運動量を持っているため、ECL におけるシャワーの漏れが生じるからである。このシミュレーションの結果から、ΔE の下限を低めにとり、

$$
\begin{aligned}
-0.1 < \Delta E < 0.05 &\qquad [\text{GeV}] \\
5.270 < M_{\rm bc} < 5.290 &\qquad [\text{GeV}/c^2]
\end{aligned}
$$

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。さらに、1 つの事象に対して 2 個以上の組み合わせがシグナル領域に入ったとき、χ_{c1} 候補が複数個ある場合と π^0 候補が複数個ある場合はともにそれぞれのマスコンストレイントフィットの χ^2 が一番小さいものを選んだ。

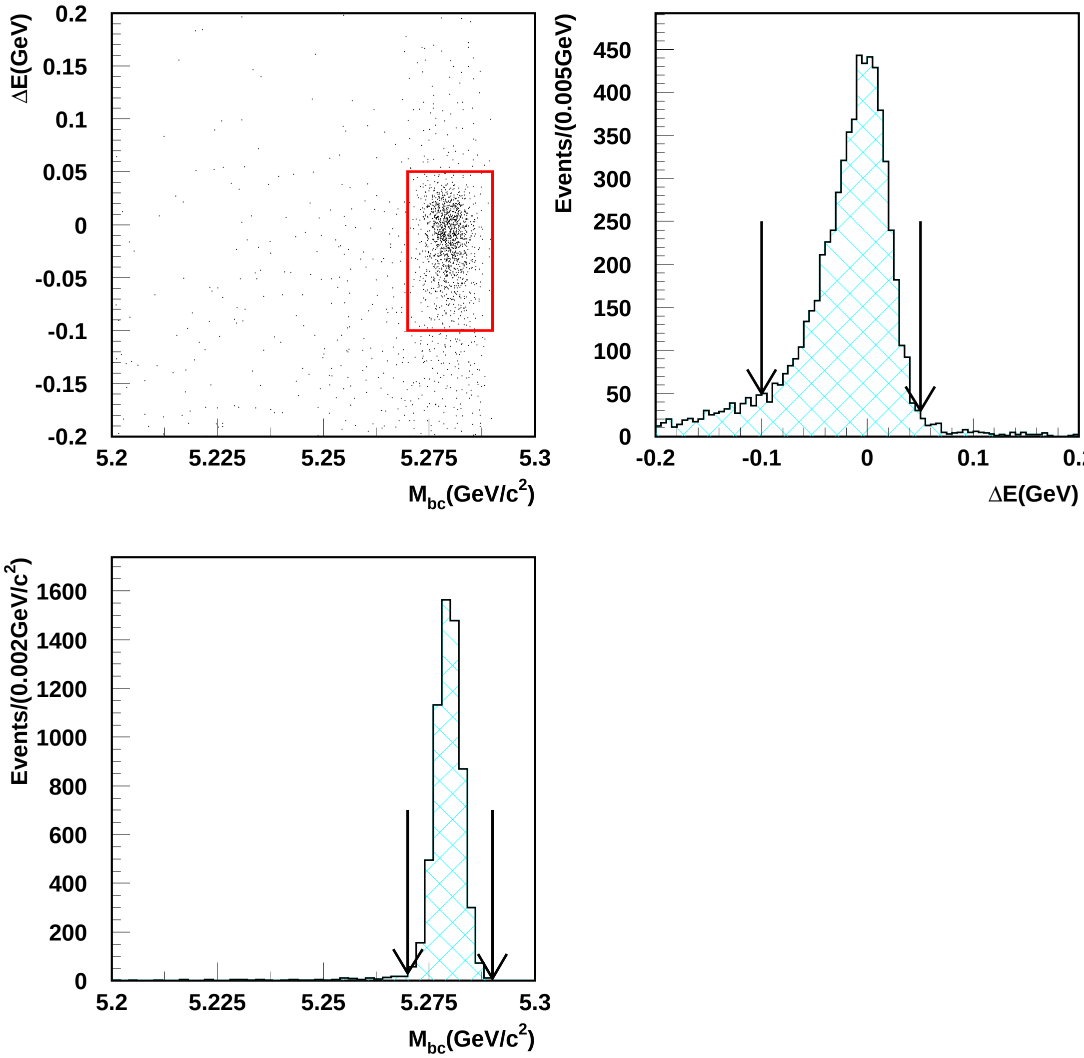

図 3.6: シグナルのモンテカルロシミュレーション (MC) による分布:
$\Delta E - M_{\rm bc}$ 二次元分布 (左上)、$M_{\rm bc}$ をシグナル領域と同じ範囲にした ΔE 分布 (右上), ΔE をシグナル領域と同じ範囲にした $M_{\rm bc}$ 分布 (左下)。

3.3.4 バックグラウンドの評価

J/ψ がレプトン対に崩壊する過程は極めて特徴的なものであるため、バックグラウンドのほとんどは B 中間子対生成のうち少なくとも片方が J/ψ を伴う崩壊をした事象である。そこで、こうした事象を大量にモンテカルロシミュレーションで作成し、それを用いてバックグラウンドの評価を行なった。これを図 3.7 に示す。ヒストグラムの白抜き部分が $B^0 \to J/\psi K_S^0$ 崩壊から来るバックグラウンド、斜線部が $B^0 \to J/\psi K_S^0$ 崩壊以外のバックグラウンドの期待値を表す。

図 3.7 よると、$M_{\rm bc}$ 分布のシグナル領域に $B^0 \to J/\psi K_S^0$（$K_S^0 \to \pi^0\pi^0$）崩壊過程に起因するバックグラウンドがピークをつくる。$B^0 \to J/\psi K_S^0$ 崩壊過程の終状態は $K_S^0 \to \pi^0\pi^0$ による 4 つの γ を含み、このうちの 1 つと J/ψ の組み合わせが χ_{c1} と誤認され、残りの 2 つの γ が π^0 の候補を形成すると $B^0 \to \chi_{c1}\pi^0$ 崩壊過程の終状態に見えてしまう。このバックグラウンドを減らすために、K_S^0 を再構成しその候補からから来る π^0 を除く。

K_S^0 の再構成

⟨ $\pi^0 \to \gamma\gamma$ の再構成 ⟩

π^0 は 99 %の確率で 2 つの γ に崩壊するので、ECL で検出された γ の組み合わせから不変質量を求めればよい。2 つの γ を組み合わせたうち、運動量が 0.1GeV/c 以上の不変質量分布を図 3.8 に示す。矢印で示した範囲の内側

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

を π^0 の候補とした。

⟨ $K_S^0 \to \pi^0\pi^0$ の再構成 ⟩

K_S^0 候補は得られた π^0 の候補を 2 つ組み合わせて再構成する。ただしここまでは γ が衝突点から生じたと仮定して ECL が検出したエネルギーから γ の運動量ベクトルを決めていた。しかし、K_S^0 は寿命が $c\tau = 2.76$cm もあるので、K_S^0 の崩壊点を求め直して運動量ベクトルを再計算する必要がある。そこで、衝突点から生じたと仮定したときの 2 つの π^0 の運動量ベクトルの和をとり、K_S^0 の崩壊点はその延長線上にあるとする。こうして仮定した K_S^0 の崩壊点において、π^0 の候補に質量が既知の π^0 の質量と一致する束縛条件を課して最小二乗法を適用する (マスバーテックスフィット)。K_S^0 の運動量ベクトルに沿って崩壊点を動かし、これを何回か繰り

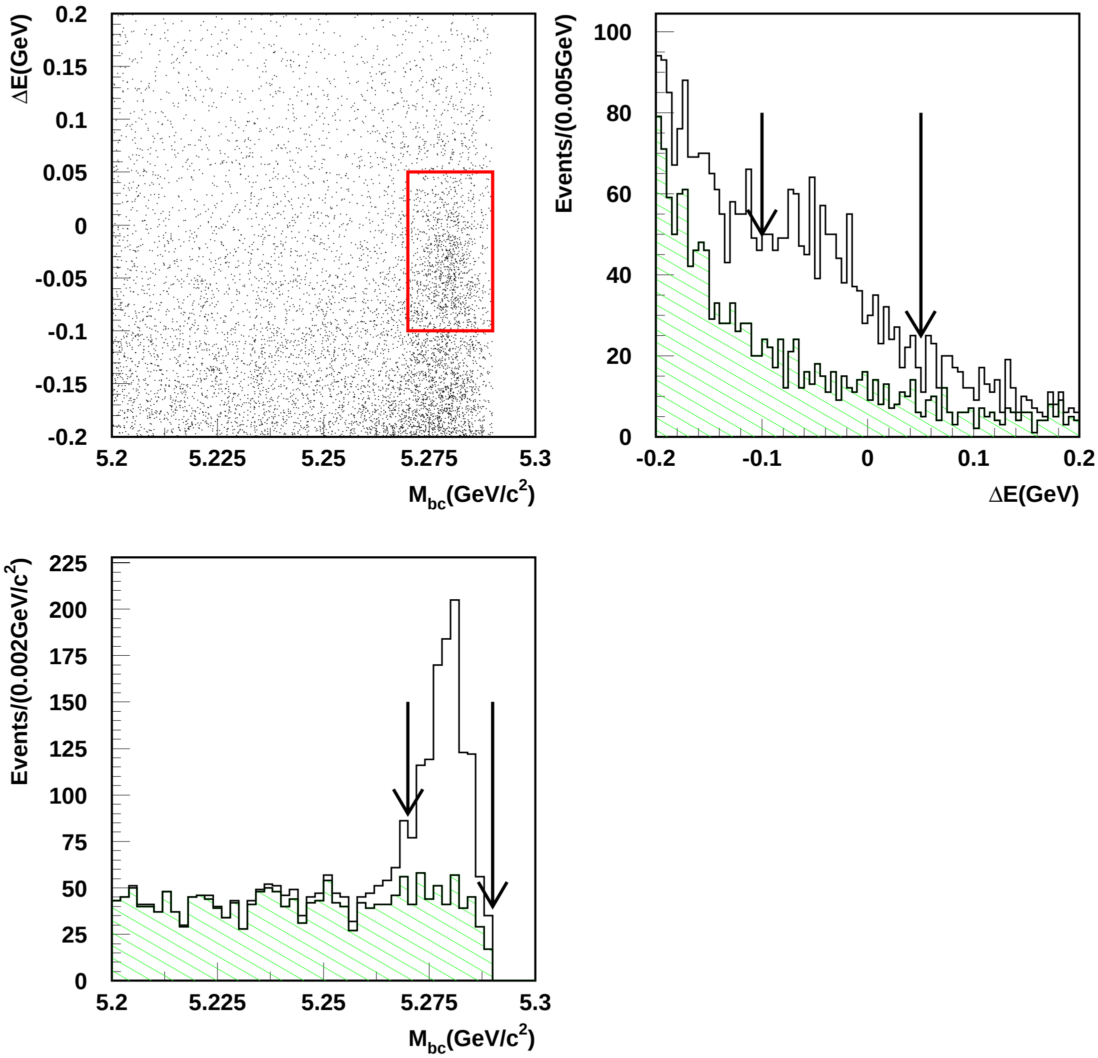

図 3.7: モンテカルロシミュレーションによるバックグラウンドの評価: $B^0 \to \chi_{c1}\pi^0$ 候補を選別する条件を満たした事象の $\Delta E - M_{\rm bc}$ 二次元分布 (左上)、$M_{\rm bc}$ をシグナル領域と同じ範囲にした ΔE 分布 (右上), ΔE をシグナル領域と同じ範囲にした $M_{\rm bc}$ 分布 (左下)。ヒストグラムの白抜き部分は $B^0 \to J/\psi K^0_S(K^0_S \to \pi^0\pi^0)$ の寄与、斜線部はその他のバックグラウンド。

返すと、2 つの π^0 候補のマスバーテックスフィットの χ^2 の和が最小になる点が見つかるので、これを K_S^0 の崩壊点とする。こうして再構成した $K_S^0 \to \pi^0\pi^0$ 候補に対し

- 再構成された K_S^0 の重心系の運動量が 1.0GeV/c 以上
- π^0 にマスバーテックスフィットを適用し、その χ^2 が 10 以下
- π^0 の実験室系の運動量が 50MeV/c 以上

以上の条件を満たした K_S^0 候補の不変質量分布を図 3.8 に示す。矢印で示した範囲の内側

$$0.47 < M_{\pi^0\pi^0} < 0.53 \quad [\mathrm{GeV}/c^2]$$

を K_S^0 候補として、これを形成する π^0 を除き、B 中間子を再構成しなおした。これを $K_S^0 \to \pi^0\pi^0$ ビトーと呼ぶ。その結果、バックグラウンドは減少したが、シグナルも減少したので、K_S^0 を再構成する際 γ のエネルギー閾値を変えて、一番効率良くバックグラウンドが減少する値を、以下に説明する Figure of Merit で決定した。

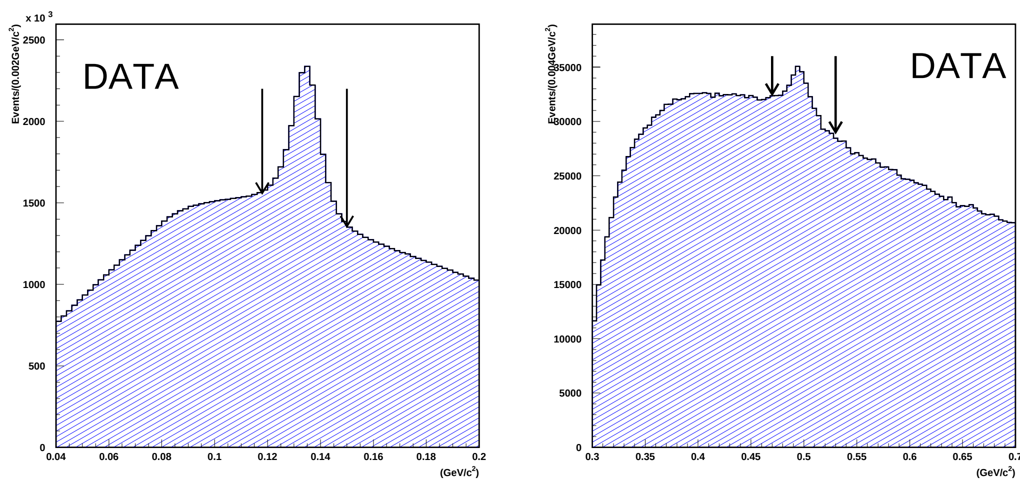

図 3.8: 実験データによる、再構成された π^0,K_S^0 の不変質量分布

2 つの γ から再構成された π^0 の不変質量分布 (左)、2 つの π^0 から再構成された K_S^0 の不変質量分布 (右)。矢印はそれぞれ候補を選ぶ上限と下限を示す。

Figure of Merit

シグナルとバックグラウンドの関係を以下の式で計算し、γ のエネルギーしきい値を最適化する。

$$F.O.M = \frac{S}{\sqrt{S+B}}$$

S はシグナルの期待値であり、$B \to \chi_{c1}\pi^0$ の崩壊分岐比をダイアグラムが同じである $B^0 \to J/\psi\pi^0$ の崩壊分岐比とほぼ同じ 2×10^{-5} と仮定して計算した。B はバックグラウンドの期待値であり、モンテカルロシミュレーションを使って見積もった。ある選別条件が最適であれば、シグナルを失わず、バックグラウンドを効果的に低減するので、F.O.M は最適な点で極大になる。γ のエネルギーしきい値の関数として、この値を計算したものを以下に示す。

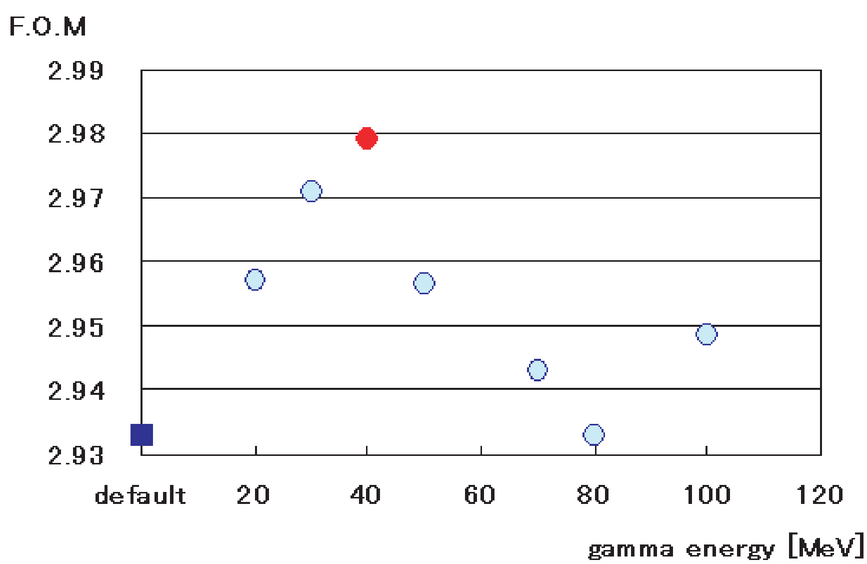

図 3.9: Figure of Merit:
縦軸：Figure of Merit 横軸：γ のエネルギーしきい値

図より一番 Figure of Merit の値が大きくなる 40MeV を γ のエネルギーしきい値と決定した。

こうして γ のエネルギーしきい値を 40MeV にとり、$K_S^0 \to \pi^0\pi^0$ ビトーを課して、バックグランドを再評価した結果を図 3.10 に、$B \to \chi_{c1}\pi^0$ の

シグナルのモンテカルロシミュレーション 40,000 事象を用いて検出効率を見積もり直した結果を図 3.11 に示す。 この結果より失われるシグナルは 9%に対し、$B \to J/\psi K_S^0$ 崩壊に起因するバックグラウンドは 39%減少した。
このシグナル領域に入った事象数は 5576 事象であった。よって、検出効率は 13.9%となった。

3.3.5 シグナル事象数の導出

以上の選別条件で、データから $B^0 \to \chi_{c1}\pi^0$ を再構成した結果を図 3.12 に示すように、シグナル領域に 25 事象の候補を観測した。この候補事象の分布に適切な関数を用いたフィットにより、バックグランドとシグナル事象を見積もる。ここでは、$M_{\rm bc}$ 分布は、シグナルと同じところにバックグランドがピークを持つため、主として ΔE 分布を用いてフィットし、$M_{\rm bc}$ 分布はクロスチェック (再確認) のためにフィットを行なった。

ΔE 分布に使用した関数

- シグナル：CB line shape [14]

$$
\begin{aligned}
f(x) &= N \cdot \exp\left(-0.5 \cdot \frac{\mu - x}{\sigma}\right) & x > \mu - \alpha\sigma \\
f(x) &= N \cdot \left(\frac{n}{\alpha}\right)^n \cdot \frac{\exp\left(-0.5 \cdot \alpha^2\right)}{\left(\frac{\mu - x}{\sigma} + \frac{n}{\alpha} - \alpha\right)^n} & x < \mu - \alpha\sigma
\end{aligned}
$$

  ここで、N は規格化定数、μ は平均値、n と α はテールを決めるパラメータである。
  シグナルのモンテカルロシミュレーションの分布から関数を求め、平均値 ($\mu = -3.38595 \times 10^{-3}$) と $\sigma = 2.32163 \times 10^{-2}$ とテールの形 ($n = 4.0875$、$\alpha = 0.71677$) は固定し、N のみフリーパラメータとした。(図 3.13)

- バックグラウンド（$B^0 \to J/\psi K_S^0$）：Gaussian

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

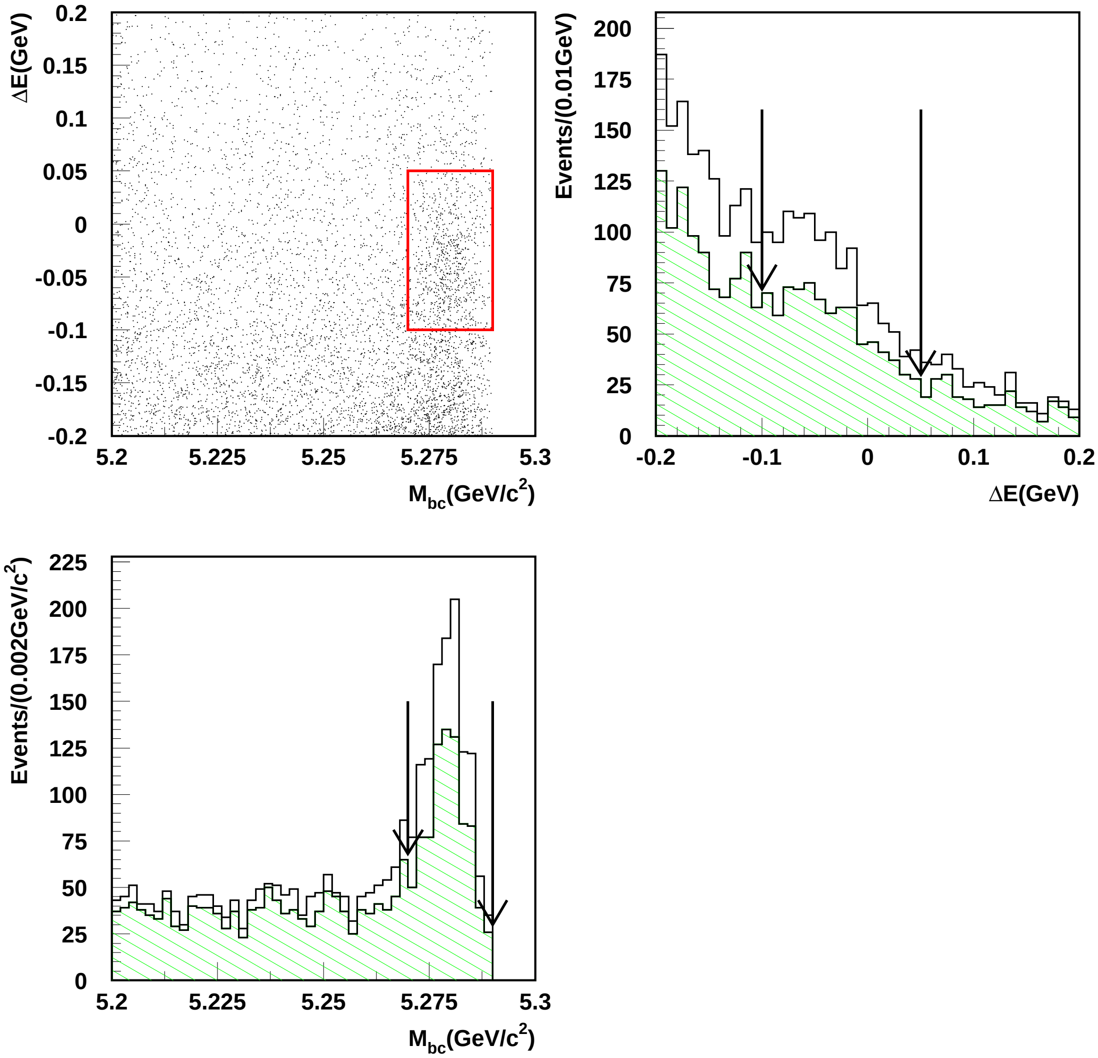

図 3.10: バックグランドの再評価 ($K_S^0 \to \pi^0\pi^0$ ビトーの効果)

白抜きのヒストグラムは $K_S^0 \to \pi^0\pi^0$ ビトーを課す前、斜線は課した後。$B^0 \to \chi_{c1}\pi^0$ 候補を選別する条件を満たした事象の $\Delta E - M_{\rm bc}$ 二次元分布 (左上)、$M_{\rm bc}$ をシグナル領域と同じ範囲にした ΔE 分布 (右上), ΔE をシグナル領域と同じ範囲にした $M_{\rm bc}$ 分布 (左下)。

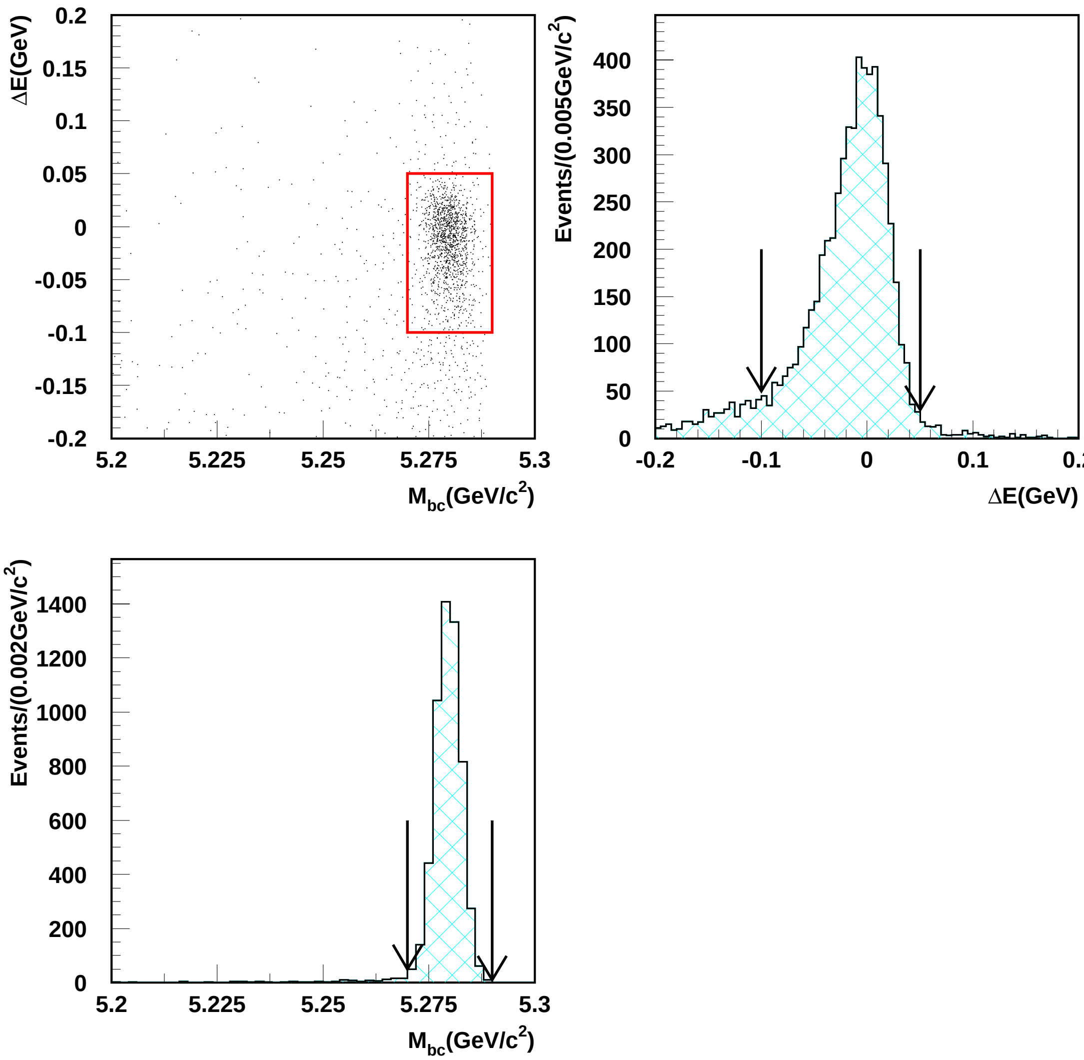

図 3.11: $K_S^0 \to \pi^0\pi^0$ ビトーを課した後のシグナルのモンテカルロシミュレーションによる $\Delta E, M_{\rm bc}$ 分布

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

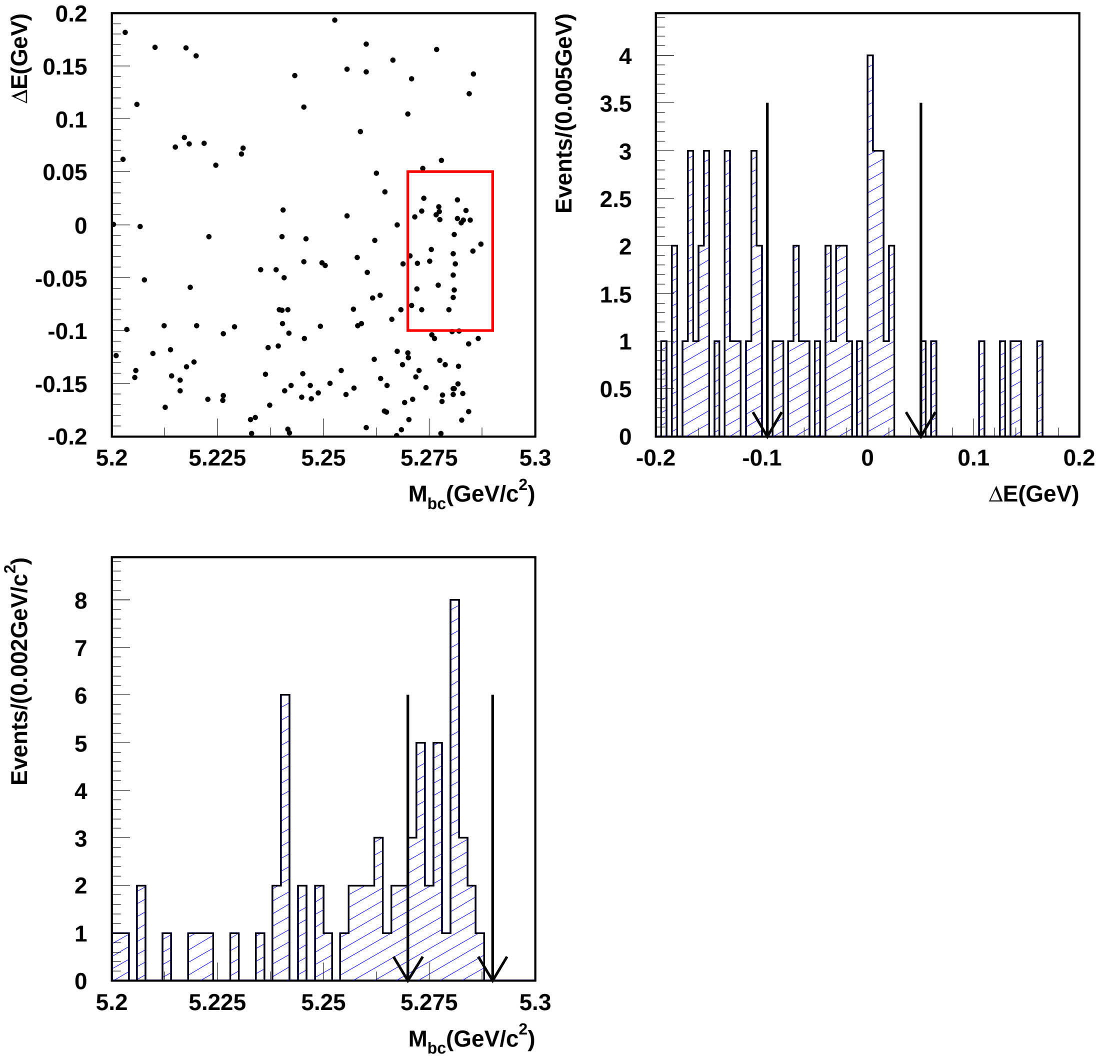

図 3.12: 実験データによる $\Delta E, M_{\rm bc}$ 分布

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

ここで、N は規格化定数、μ は平均値である。
この崩壊はすでに崩壊分岐比が測定されているため、モンテカルロシミュレーションの分布から関数を求め、パラメータを N=12.197、$\mu = -7.71712 \times 10^{-2}$、$\sigma = 0.10625$ と固定した。(図 3.14)

- バックグラウンド（$B \to J/\psi K_S^0$ 以外）：Exponential

$$f(x) = N \cdot \exp(-S \cdot x)$$

ここで、N は規格化定数、S は傾きを表すパラメータである。
$-0.15 < \Delta E < 0.2$ [GeV/c^2] の範囲でバックグランドの期待値の分布をよく記述するので、この範囲をフィットに用いることにした。(図 3.14)

以上の関数を用いてフィットした結果を図 3.15 に示す。点はデータ、ヒストグラムはシミュレーションを用いて見積もったバックグランドを示している。これより、シグナルは 13.8 ± 5.5 事象となった。

統計的有意性

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

$$\sqrt{2\ln\mathcal{L}_{max} - 2\ln\mathcal{L}_0} \tag{3.3}$$

- $2\ln\mathcal{L}_{max} = 31.0$：
シグナルとバックグラウンドの分布関数を用いて ΔE 分布をフィットした時の likelihood の値

- $2\ln\mathcal{L}_0 = 40.0$：
ΔE 分布をバックグランドを表す関数 (Gaussian+Expnential) のみでフィットした時の likelihood の値

これより、$B^0 \to \chi_{c1}\pi^0$ 崩壊の統計的有意性は 3.0σ であった。

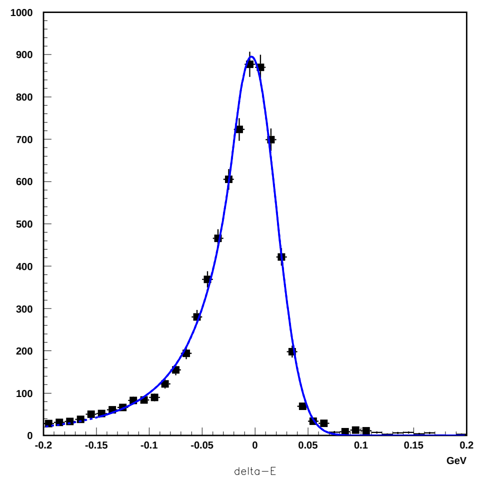

図 3.13: シグナルのフィット結果：

シグナルのモンテカルロシミュレーションを用いてシグナルの ΔE 分布の形を決定した。

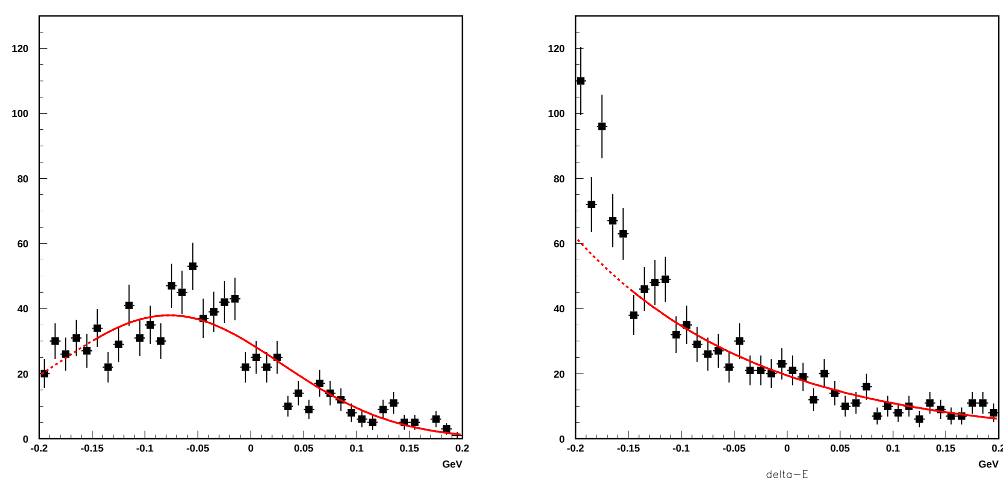

図 3.14: バックグラウンドのフィット結果：

フィットの範囲は $-0.15 < \Delta E < 0.2$ [GeV/c^2] とした。線は $B^0 \to J/\psi K_S^0$ からのバックグラウンドを Gaussian を用いてフィットした結果 (左) と、$B^0 \to J/\psi K_S^0$ から以外のバックグラウンドを Expnential を用いてフィットした結果 (右) である。

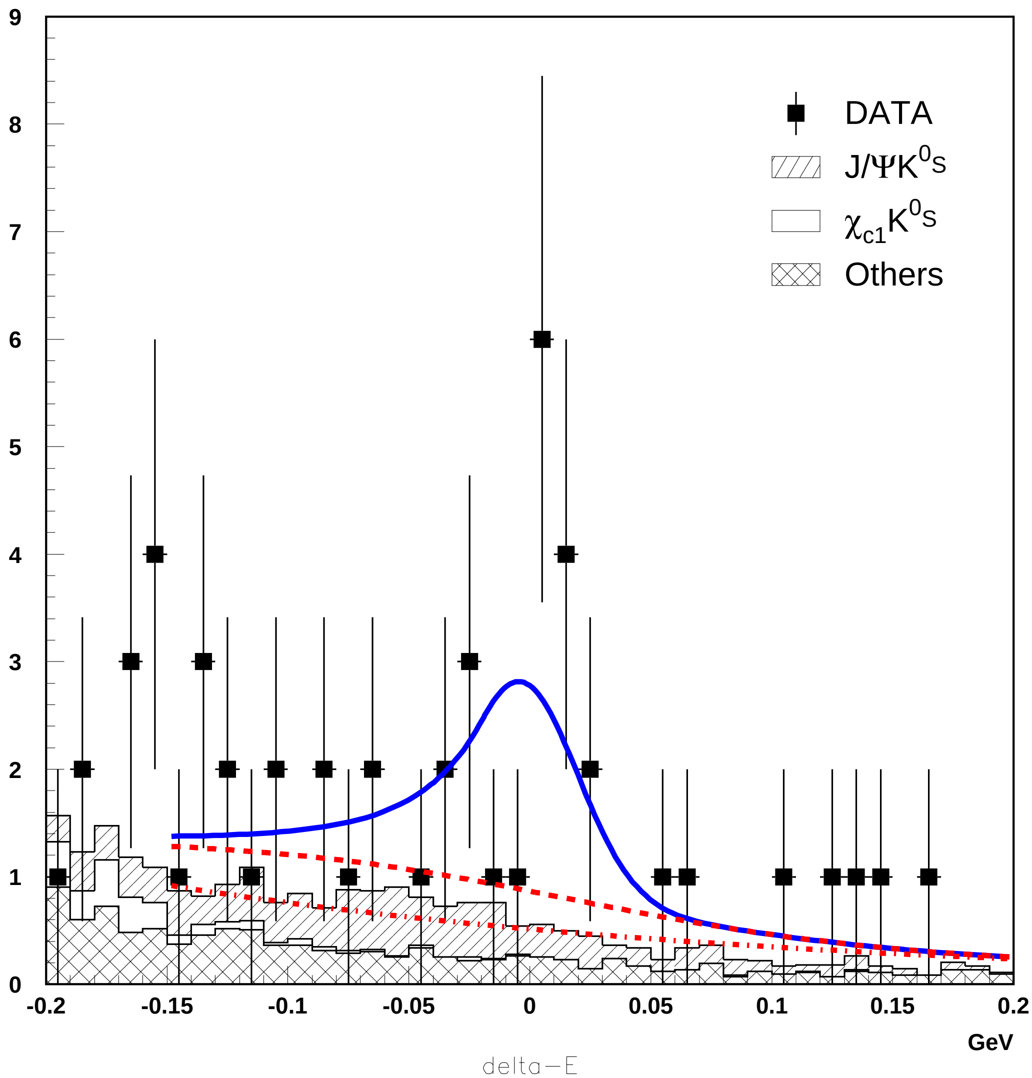

図 3.15: ΔE 分布のフィット結果：
実線はフィット結果、点線はバックグランド、一点鎖線は $B^0 \to J/\psi K_S^0$ 以外のバックグランドを表している。ヒストグラムはモンテカルロシミュレーションによるバックグラウンドの期待値の分布を示している。

また、クロスチェックのためビームコンストレイントマスの分布でもフィットした。
$M_{\rm bc}$ 分布に使用した関数

- シグナル：Gaussian
  シグナルのモンテカルロシミュレーションを用いて、フィットした結果を図 3.13 に示す。それより、平均値 ($\mu = 5.2794$) と $\sigma = 3.35679 \times 10^{-3}$ は固定し、N のみフリーパラメータとした。

- バックグラウンド（$B \to J/\psi K_S^0$）：CB line shape
  この崩壊はすでに崩壊分岐比が測定されているため、モンテカルロシミュレーションから関数を求め、パラメータを N=7.3034、$\mu = 5.2796$、$\sigma = 4.09796 \times ^{-3}$、$n = 1.5405$、$\alpha = 1.3494$ と固定した。

- バックグラウンド（$B \to J/\psi K_S^0$ 以外）：ARGUS background function

$$f(x) = N \cdot x\sqrt{1 - (\frac{x}{E_{beam}})^2} \cdot \exp\left(a\left(1 - \left(\frac{x}{E_{beam}}\right)^2\right)\right) \quad (3.4)$$

  ここで、N は規格化定数、E_{beam} はビームエネルギー、a はこの関数の傾きを表すパラメータである。ビームエネルギーは $E_{beam} = 5.29$ に固定した。

この結果を図 3.18 に示す。この結果より、シグナル事象は 8.2 ± 5.4 となり、統計誤差の範囲で ΔE 分布のフィット結果と一致した。

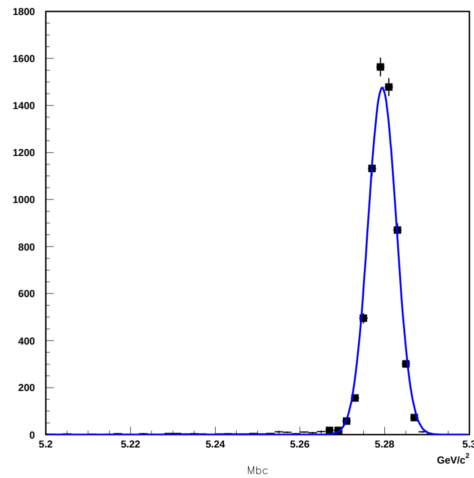

図 3.16: シグナルのフィット結果：
シグナルのモンテカルロシミュレーションを用いて $M_{\rm bc}$ 分布のシグナルの形を決定した。

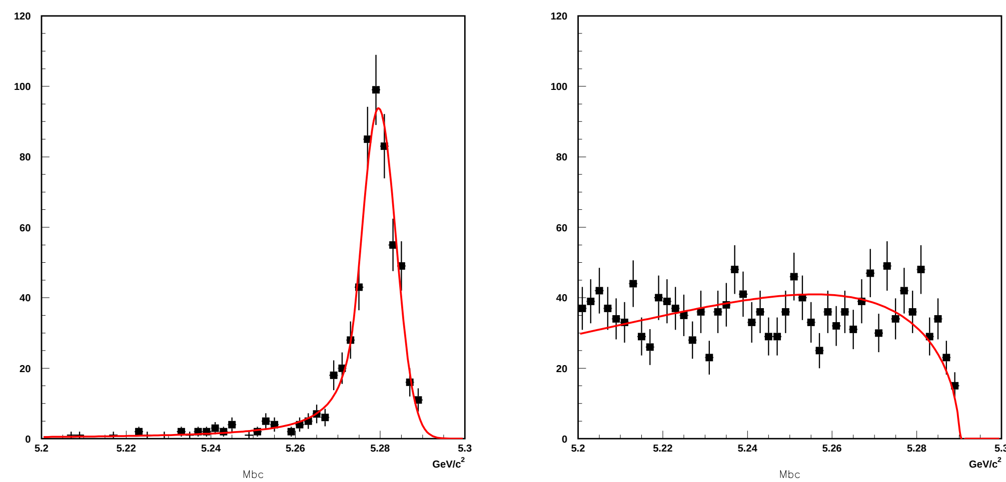

図 3.17: バックグラウンドのフィット結果：
モンテカルロシミュレーションを用いて $M_{\rm bc}$ 分布のバックグラウンドの形を決定した。$B^0 \to J/\psi K_S^0$ からのバックグラウンドを CB line shape を用いてフィットした結果 (左)、$B^0 \to J/\psi K_S^0$ から以外のバックグラウンドを ARGUS background function を用いてフィットした結果 (右)。

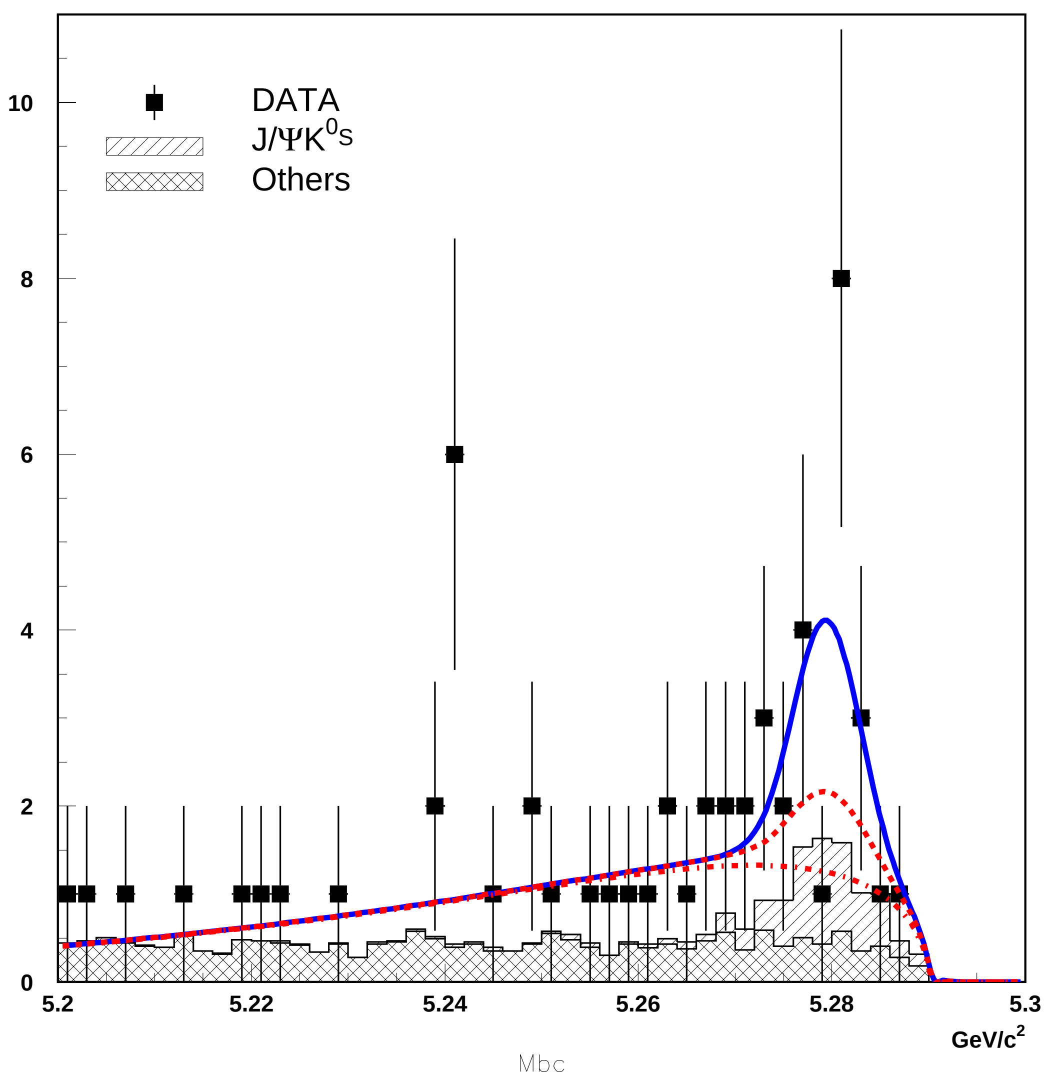

図 3.18: $M_{\rm bc}$ 分布のフィット結果：
実線はフィット結果、点線はバックグランド、一点鎖線は $B^0 \to J/\psi K_S^0$ 以外のバックグランドを表している。

3.4 崩壊分岐比の測定

以上の結果から $B^0 \to \chi_{c1}\pi^0$ の崩壊分岐比を求める。崩壊分岐比は次式で得られる。

$$\mathcal{B}r(B^0 \to \chi_{c1}\pi^0) = \frac{N_{obs}}{\varepsilon \cdot \mathcal{B}r(\chi_{c1} \to \gamma J/\psi) \cdot \mathcal{B}r(J/\psi \to l^+l^-) \cdot N_{B\bar{B}}}$$

ここで式に用いられる値を表 3.4 にまとめた。

$B^0 \to \chi_{c1}\pi^0$ の事象数	N_{obs}	13.8 事象
検出効率	ε	0.139 %
$B\bar{B}$ 事象数	$N_{B\bar{B}}$	151,961,218 事象
$\chi_{c1} \to \gamma J/\psi$ の崩壊分岐比	$\mathcal{B}r(\chi_{c1} \to \gamma J/\psi)$	31.6×10^{-2}
$J/\psi \to l^+l^-$ の崩壊分岐比	$\mathcal{B}r(J/\psi \to l^+l^-)$	11.8×10^{-2}

表 3.1: 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、

$$\mathcal{B}r(B^0 \to \chi_{c1}\pi^0) = (1.8 \pm 0.7(\mathrm{stat.}) \pm 0.2(\mathrm{sys.})) \times 10^{-5} \tag{3.5}$$

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。誤差については後節で詳しく述べる。

3.5 誤差

以下の表 3.2 に各誤差の値を示す。

統計誤差	**42.2 %**
系統誤差	**12.7 %**
シグナルのモンテカルロの統計	1.2 %
再構成、粒子識別	6.4 %
$J/\psi K_S^0 (K_S^0 \to \pi^0\pi^0)$ の不定性	1.8 %
フィットの不定性	2.0 %
$\mathcal{B}r(\chi_{c1} \to \gamma J/\psi)$	10.4 %
$\mathcal{B}r(J/\psi \to l^+l^-)$	1.7 %
$N_{B\bar{B}}$	0.5 %

表 3.2: 誤差

終状態に現れる粒子 1 個当たりの誤差を以下に示す。

再構成、粒子識別に関する系統誤差	
飛跡の再構成	2.0 %
レプトンの同定	2.7 %
π^0/γ の検出	5.4 %

表 3.3: 再構成、粒子識別に関する系統誤差

- 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
  $$\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0(\pi^0 \to \gamma\gamma)$$
  $$\eta \to \gamma\gamma$$
  の崩壊過程を用いて見積もった。2 つの崩壊モードで得られる η の個数の比をとり、
  $$R_N = \frac{N(\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0(\pi^0 \to \gamma\gamma))}{N(\eta \to \gamma\gamma)}$$

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

- レプトンの同定
  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 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、もう 1 本の飛跡は電荷が反対の荷電粒子との組み合わせをとって再構成した J/ψ(single tag) と 2 本ともレプトンと識別された飛跡を用いて再構成した J/ψ (double tag) の個数を比較する。こうすることで荷電粒子の飛跡 1 本あたりのレプトン同定の識別効率が得られる。この識別効率の実験データとモンテカルロシミュレーションの差をレプトン同定に関する不定性とした。

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

- フィットの不定性
  ΔE または $M_{\rm bc}$ 分布をフィットする際に固定したパラメータについて、これをモンテカルロシミュレーションで決定したときのエラーの範囲で変化させてフィットを繰り返し、シグナル事象数にどれくらい寄与するかを見積もった。

- $\chi_{c1} \to \gamma J/\psi$ の崩壊分岐比
  $\mathcal{B}r(\chi_{c1} \to \gamma J/\psi) = 31.6 \pm 3.3$ %[7] であり、誤差が 10.4%と系統誤差の中で一番寄与が大きい。

- $J/\psi \to l^+l^-$ の崩壊分岐比
  $\mathcal{B}r(J/\psi \to l^+l^-) = 11.8 \pm 0.2$ %[7] であり、誤差は 1.7 %である。

- $N_{B\bar{B}}$
  ハドロン事象の形状を表現するパラメータの分布から決定している

が、この際 Bhabha 散乱や μ 粒子対生成事象の数を比較して事象数の規格化定数の不定性を見積もるとともに、ビームガス事象の混入している割合の不定性を算出し、これらを合わせて $N_{B\bar{B}}$ の不定性としている。

第4章　まとめ

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、$B^0 \to \chi_{c1}\pi^0$ 崩壊事象を探索し、

$$N_{\mathrm{obs}} = 13.8 \pm 5.5 \text{ 事象}$$

を観測した。この結果、崩壊分岐比

$$\mathcal{B}r(B^0 \to \chi_{c1}\pi^0) = (1.8 \pm 0.7(\mathrm{stat.}) \pm 0.2(\mathrm{sys.})) \times 10^{-5}$$

を得た。統計的有意性は 3.0σ であった。

　これは世界で初めて $B^0 \to \chi_{c1}\pi^0$ 崩壊過程の兆候を得たものであり、b→c$\bar{\mathrm{c}}$d 遷移における CP 非対称度の測定に用い得ることを示した。

関連図書

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

[2] M.Kobayashi and T.Masukawa,Prog.Theor.Phys49,652(1973)

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

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

[5] N.Cabibbo,Phys.Rev.Lett,10,531(1963)

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

[7] Particle Data Group,The Eouropian Physical Journal (2003)

[8] Anders Rydat el,BAD 522 v6

[9] R.Brun et al,GEANT321 CERN Report No.DD/EE/84-1 (1987)

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

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

[12] B.Aubert et al, Phys.Rev.Lett,91,061802(2003)

[13] S.U.Kataoka et al,Belle Collaboration, Phys.Rev.Lett,93,201802(2004)

[14] A Fitting and Platting Package Using MONUIT

[15] H.Ikeda,H.Sagawa,S.Uno,BELLE Note 411(2001)

[16] Belle Collaboration,BELLE-CONF-0201(2002)

[17] 小林誠, 消えた反物質 (1997)

[18] 長島順清, 高エネルギー物理学の発展 (1999)

[19] 渡辺靖志, 素粒子物理入門 (2002)

[20] 内田佐知子,π^0 中間子を用いたエネルギー再構成に関する研究と $B^0 \to J/\psi\eta$ 崩壊の観測, 修士学位論文 (2000)

[21] 井本絢子,$B^0 \to J/\psi\pi^+\pi^-$ 崩壊の研究, 修士学位論文 (2004)

[22] 金川直永,$B^0 \to \psi(2S)\pi^0$ 崩壊の研究, 修士学位論文 (2004)

謝辞

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

はじめに、このような素晴らしい実験に携わる機会を与えて下さった、高エネルギー物理学研究室の野口先生、林井先生、宮林先生に感謝致します。お忙しい中わかりやすい講義をしてくださった野口先生、講義や助言などをしてくださった林井先生、そして、直接解析手法などを指導してくださった宮林先生、本当にありがとうございました。また、日々の疑問や質問にいつも丁寧に答えてくださった片岡先輩、井本先輩をはじめ研究室の皆様、KEK の皆様に心から感謝致します。

最後に、私が充実した研究生活を送ることができるよう、支えてくださったすべての方々に感謝致します。