

2018年度 修士学位論文

Belle実験における $B^0 \rightarrow \eta_c \gamma K^\pm \pi^\mp$ 崩壊の探索

奈良女子大学大学院 人間文化研究科
物理科学専攻 高エネルギー物理学研究室

17810247 皆吉 遥

2019年2月8日

概要

現在、自然界を構成する最小単位の一つであると認識されているクォークは、強い相互作用の特殊な性質のため単体では存在せず、通常はクォークと反クォークを構成子とするメソンか、クォーク3つを構成子とするバリオンとなる。

2003年に Belle 実験が報告した、 $J/\psi\pi^+\pi^-$ に崩壊する質量 $3872\text{MeV}/c^2$ の幅が狭い共鳴状態は $X(3872)$ と名づけられ、発見以後、十数年の間、理論と実験の両面にわたる研究により、 $D^0\overline{D}^{*0}$ メソン分子と、同じ量子数を持つチャーモニウム $\chi_{c1}(2P)$ の混合状態である可能性が高いと考えられている。

この描像に基づくと、 $X(3872)$ に対して C パリティの符号が逆の C-odd パートナー粒子も、メソン分子とチャーモニウムの混合状態である可能性があり、混ざっているチャーモニウムは $h_c(2P)$ である。 $h_c(1P)$ の主要な崩壊モードは $\eta_c\gamma$ であり、 $h_c(2P)$ または $X(3872)$ の C-odd パートナーもこのモードで崩壊する可能性がある。

本研究では、 $B^0 \rightarrow h_c K^+\pi^-, h_c \rightarrow \eta_c\gamma$ のシミュレーションデータと、Belle 検出器が 2004 年 1 月から 2 月の間に収集した $19 \times 10^6 B$ 中間子対生成事象のデータを用いて、 $\eta_c\gamma$ に崩壊する未知の共鳴状態探索に先鞭をつけるために、 $B^0 \rightarrow \eta_c\gamma K^+\pi^-$ 崩壊過程に着目し、再構成法の検討とバックグラウンドの評価を行った結果について報告する。

本論文の第 1 章では、 B 中間子系におけるエキゾチックハドロン $X(3872)$ に関する知見について、第 2 章では、KEKB 加速器及び Belle 測定器について説明する。第 3 章では、 $B^0 \rightarrow \eta_c\gamma K^+\pi^-$ 過程の再構成結果とバックグラウンド抑制について述べ、第 4 章で全体をまとめる。

目次

第 1 章	B メソン崩壊で生成するチャーモニウムの物理	5
1.1	クォークとレプトン	5
1.1.1	チャーモニウム	5
1.2	エキゾチックハドロン $X(3872)$	6
1.2.1	$X(3872)$ の J^{PC}	7
1.2.2	$X(3872)$ の構造	7
1.3	C-odd パートナー	8
1.3.1	チャーモニウム $h_c(1P), h_c(2P)$	8
1.4	本研究の目的	9
1.5	Belle 実験について	10
第 2 章	実験装置	11
2.1	KEKB 加速器	11
2.1.1	仕様	11
2.1.2	ルミノシティ	11
2.1.3	KEKB 加速器の各パラメーター	13
2.2	Belle 測定器	13
2.2.1	粒子崩壊点検出器 (SVD)	14
2.2.2	中央飛跡検出器 (CDC)	15
2.2.3	エアロジェルチェレンコフカウンター (ACC)	16
2.2.4	飛行時間カウンター (TOF)	17
2.2.5	電磁カロリメーター (ECL)	18
2.2.6	超伝導ソレノイド	20
2.2.7	K_L^0 および μ 粒子検出器 (KLM)	21
第 3 章	データ解析	23
3.1	実験データの処理と選別	23
3.1.1	実験データおよびシミュレーションの処理	23
3.2	$K\pi$ 粒子識別	24
3.3	再構成プログラム	25
3.4	$\eta_c \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ 事象の再構成	25
3.4.1	nisKsFinder	25
3.5	γ の再構成と選別	28
3.6	$B^0 \rightarrow \eta_c \gamma K^\pm \pi^\mp$ 崩壊の再構成	28
3.7	最良 B 候補選別	29

3.8	信号事象数の期待値	33
3.9	バックグラウンドの見積もり	34
3.10	実験データにおけるバックグラウンド量	36
第4章	まとめ	41

目 次

1.1	クォークとレプトンの一覧	5
1.2	メソンとバリオンの模式図	6
1.3	エキゾチックハドロンの概要図	6
1.4	$X(3872)$ をメソン分子とチャーモニウムの混合状態であると仮定した概要図	8
1.5	主要なチャーモニウムの量子数一覧	9
1.6	B 中間子と反 B 中間子の崩壊時間の分布	10
2.1	KEKB 加速器の概要図	12
2.2	Belle 測定器の外観図	14
2.3	SVD 検出器	15
2.4	中央飛跡検出器による粒子識別	16
2.5	中央飛跡検出器のワイヤー部分	16
2.6	屈折率と π メソン・ K メソンの分離能力の関係	17
2.7	The Belle detector 1.2GeV までの領域における TOF の粒子識別結果	18
2.8	CSI(Tl) シンチレーターと PIN-PD	19
2.9	Belle 検出器内における電磁カロリメーターのビーム軸を含む断面図	20
3.1	解析の流れについてのフローチャート	23
3.2	2本の荷電粒子の飛跡の交点と Interaction Point との距離 (sig)	26
3.3	2本の荷電粒子の飛跡の交点と Interaction Point との距離 (bg)	26
3.4	2本の荷電粒子の飛跡の間の z 軸方向の距離 (sig)	26
3.5	2本の荷電粒子の飛跡の間の z 軸方向の距離 (bg)	26
3.6	K_S^0 候補の崩壊点の位置ベクトルと運動量ベクトルのなす角 (sig)	26
3.7	K_S^0 候補の崩壊点の位置ベクトルと運動量ベクトルのなす角 (bg)	26
3.8	2本ある娘粒子の飛跡のうち、Interaction Point から最近接点までの距離の短い方 (sig)	27
3.9	2本ある娘粒子の飛跡のうち、Interaction Point から最近接点までの距離の短い方 (bg)	27
3.10	シグナルモンテカルロによる η_c の再構成結果	27
3.11	信号モンテカルロシミュレーションデータにおける M_{bc} と ΔE 二次元分布	29
3.12	$M_{bc} > 5.2\text{GeV}$ 、 $ \Delta E < 0.2\text{GeV}$ の条件を満たす、1事象あたりの B メソン候補の数の分布	29
3.13	Best candidate selection 後の ΔE 分布	31
3.14	Best candidate selection 後の ΔE 分布	32
3.15	Best candidate selection 後の mass difference 分布	33

3.16 $c\bar{c}$ (charm) のシミュレーションデータを解析した mass difference 分布 . . .	34
3.17 uds シミュレーションデータを解析した mass difference 分布	34
3.18 信号事象のモンテカルロシミュレーション事象が示す KSFW Likelihood Ratio の分布	35
3.19 バックグラウンドのモンテカルロシミュレーション事象が示す KSFW Like- lihood Ratio の分布	36
3.20 $19 \times 10^6 B$ メソン対生成を含むデータを解析して得た M_{bc} 分布	37
3.21 $19 \times 10^6 B$ メソン対生成を含むデータを解析して得た ΔE 分布	38
3.22 $19 \times 10^6 B$ メソン対生成を含むデータを解析して得たマスディファレンス分布	39

第1章 Bメソン崩壊で生成するチャーモニウムの物理

1.1 クォークとレプトン

標準模型において、自然界の物質を構成する基本的な要素はクォークとレプトンと呼ばれる素粒子であり、どちらもスピン $\frac{1}{2}$ を持つフェルミ粒子である。現在クォークは、電荷 $+\frac{2}{3}$ を持つ u 、 c 、 t と電荷 $-\frac{1}{3}$ を持つ d 、 s 、 b の6種類が見つまっている。レプトンは電荷 -1 の e 、 μ 、 τ と、電荷 0 の ν_e 、 ν_μ 、 ν_τ の6種類が知られている。



図 1.1: クォークとレプトンの一覧。クォークはそれぞれ3種類の色電荷を持つ。

さらにクォークは、それぞれ三種類の色電荷と呼ばれる強い相互作用を行う結合を与える物理量を持っている。この色電荷という物理量は単体で取り出すことができないため、クォークを実験的に確認する時は、複数のクォークが強い相互作用で束縛されたハドロンと呼ばれる状態で観測される。

ハドロンの種類は粒子・反粒子のペアから成るメソン(中間子)と、クォークが3つ集まって形成されるバリオン(重粒子)の2種類に大別される。

1.1.1 チャーモニウム

u 、 d 、 s といった軽いクォークを構成要素とした軽い中性メソンは、 $SU(3)$ フレーバー対称性のために混合状態が見られる。一方 c や b といった重いクォークの場合、その

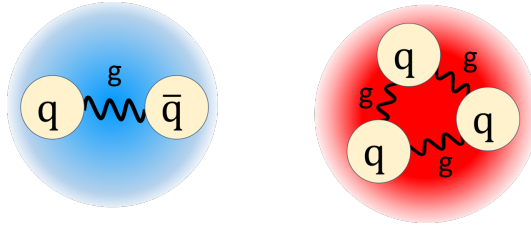


図 1.2: メソン (左) とバリオン (右) の模式図。 q はクォーク、 \bar{q} は反クォークを表している。 g は媒介粒子となるグルーオンである。

大きな質量がよく分離しているので異なるフレーバーが混ざることなく、観測される状態と構成子クォークの構成の関係がより直接的である。特に c クォークと反 c クォークで構成される電氣的に中性なメソンをチャモニウムと呼び、 b クォーク・反 b クォークで構成されるボトミウムと並んで重いクォークの特徴がよく現れるハドロンである。 c は u 、 d 、 s に比べ質量が非常に大きく、クォークと反クォークを結びつける強い力が中間子の質量に与える影響が小さい。

1.2 エキゾチックハドロン X(3872)

通常、ハドロンはクォーク・反クォークを構成子とするメソン、クォーク 3 つを構成子とするバリオンの 2 種に大別される。それ以外の構造を持つものをエキゾチックハドロンと呼ぶ。エキゾチックハドロンは、クォーク・反クォーク計 4 つを構成子とするテトラクォーク、メソン 2 つが強い相互作用の長距離部分の有効相互作用に当たる π メソン交換により、分子のように束縛されているメソン分子などがある。

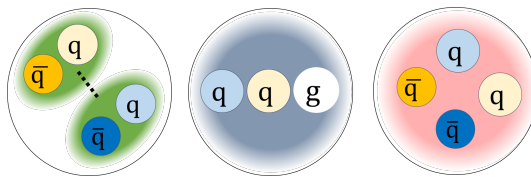


図 1.3: エキゾチックハドロンの概要図。左から順に、メソン分子、ハイブリッド粒子、テトラクォークを表している。 q はクォーク、 \bar{q} は反クォークで、メソン分子の点線は媒介粒子である。

2003 年、Belle 実験で $B \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-K^\pm$ における $J/\psi\pi^+\pi^-$ 系の不変質量分布を調べたところ、質量 $3872\text{MeV}/c^2$ の幅が狭い共鳴状態があることを発見した。この共鳴状態は $c\bar{c}$ を含み、 D メソン対生成のしきい値 ($3740\text{MeV}/c^2$) よりも大質量なのに $J/\psi\pi^+\pi^-$ に崩壊し、幅が狭いという点が通常の $c\bar{c}$ メソンとは大きく異なることから、正体が完全には判明していない意を込めて $X(3872)$ と名付けられた。

その後 2008 年に、 $X(3872)$ が $D^0\overline{D}^{*0}$ に崩壊するモードが発見された。3872MeV/c² という質量は D^0 と D^{*0} の質量の和に非常に近いため、 $X(3872)$ が D^0 メソンと \overline{D}^{*0} メソンのメソン分子ではないかとする仮説を支持するものであるが、さらに詳細な研究が継続された。

1.2.1 $X(3872)$ の J^{PC}

J^{PC} とは粒子の量子数と呼ばれる量である。 J は全角運動量、 P はパリティ、 C は荷電共役固有値である。 $X(3872)$ の構造を明らかにするためにはこの 3 つの物理量を決定する必要がある。

最初に C パリティについて議論する。 C は multiplicable quantum number すなわち系全体の固有値が、部分の固有値の積で決まる。 $X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma$ という崩壊モードが観測されており、 J/ψ と γ はともに $C = -1$ であるから、 $X(3872)$ は $C = +1$ である。

C 以外の量子数については、 $X(3872) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ モードにおいて、 J/ψ の崩壊で生じるレプトンおよび π メソンの角度分布から調べることができ、 $J^{PC} = 1^{++}$ と決定している。

1.2.2 $X(3872)$ の構造

$X(3872)$ は先行研究からテトラクォークである可能性は低い [2] と考えられている。 $X(3872)$ が未確認のチャーモニウムであるとすれば、 $J^{PC} = 1^{++}$ であることから、 $\chi_{c1}(2P)$ と考えるのが自然である。しかし $\chi_{c1}(2P)$ は $\gamma J/\psi$ や $\gamma\psi'$ への崩壊分岐比が数十%程度まで大きくなると考えられる。それと比較して放射崩壊の分岐比が低すぎる。

$X(3872)$ が純粋なメソン分子であると仮定すると、その性質から束縛エネルギーを見積もり、大きさを求めることができる。すると鉛原子核とほぼ同等の 7fm 程度となる。 J/ψ の大きさは鉛原子核の 1000 分の 1 程度である。その中で $c\bar{c}$ が J/ψ を形成する確率は非常に小さく、 $D^0\overline{D}^{*0}$ の 1/10 程度ある $J/\psi\pi^+\pi^-$ の崩壊分岐比が説明できない。メソン分子とする仮説にも矛盾する事実が存在する。

そこで $X(3872)$ がメソン分子とチャーモニウムの混合状態であると仮定すると、これまでに確認された実験事実と矛盾がない。この場合、 $X(3872)$ と混合しているチャーモニウムは、同じ $J^{PC} = 1^{++}$ をもつ $\chi_{c1}(2P)$ 粒子と考えられる。

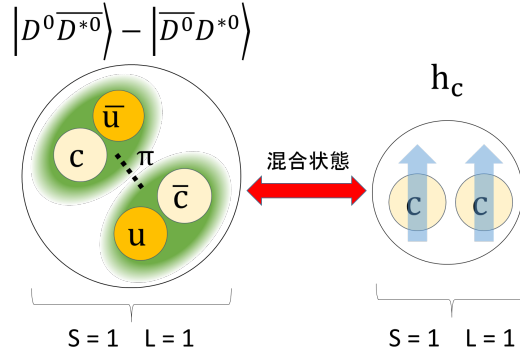


図 1.4: $X(3872)$ をメソン分子とチャーモニウムの混合状態であると仮定した概要図。混合状態をつくる粒子の量子数は一致し、どちらも $J^{PC} = 1^{++}$ である。

1.3 C-odd パートナー

$X(3872)$ がメソン分子とチャーモニウムの混合状態であると仮定すると、これに寄与しているメソン分子は $\overline{D^0}D^{*0}$ が π メソン交換で束縛されたものである。

$C = +1$ であることから $X(3872)$ の波動関数は混合角 θ を用いて式 1.1 のようになる。

$$|X(3872)\rangle = \frac{|D^0\overline{D}^{*0}\rangle + |\overline{D}^0D^{*0}\rangle}{\sqrt{2}} \cos\theta + |\chi_{c1}(2P)\rangle \sin\theta \quad (1.1)$$

$X(3872)$ の $C = -1$ パートナー $X(C = -1)$ が存在するなら、それもまたメソン分子と同じ量子数 $J^{PC} = 1^{+-}$ を持つチャーモニウムとの混合状態と考えられる。その波動関数は以下の式 1.2 で表せる。

$$|X(C = -1)\rangle = \frac{|D^0\overline{D}^{*0}\rangle - |\overline{D}^0D^{*0}\rangle}{\sqrt{2}} \cos\theta' + |h_c(2P)\rangle \sin\theta' \quad (1.2)$$

ここで θ' は混合角であり、 $h_c(2P)$ は $J^{PC} = 1^{+-}$ に相当するチャーモニウムで、 $3872\text{MeV}/c^2$ 前後の比較的 $X(3872)$ に近い質量を持つと予想されるが、これまで未確認のものである。

1.3.1 チャーモニウム $h_c(1P), h_c(2P)$

$J^{PC} = 1^{+-}$ のチャーモニウムのうち、 $h_c(1P)$ は $\psi' \rightarrow \pi^0\gamma\eta_c$ モードで $\eta_c\gamma$ に崩壊する粒子として確認されている。最も支配的な崩壊モードは $h_c(1P) \rightarrow \eta_c\gamma$ で、約 50% の分岐比がある。図 1.5 はこれまでに確認されたチャーモニウムである。 $h_c(1P)$ の質量は $3525[\text{MeV}]$ で、その動径励起状態である $h_c(2P)$ が $X(3872)$ の $C = -1$ パートナーに関係している可能性が高いが、これまで未確認のため、図中には示していない。

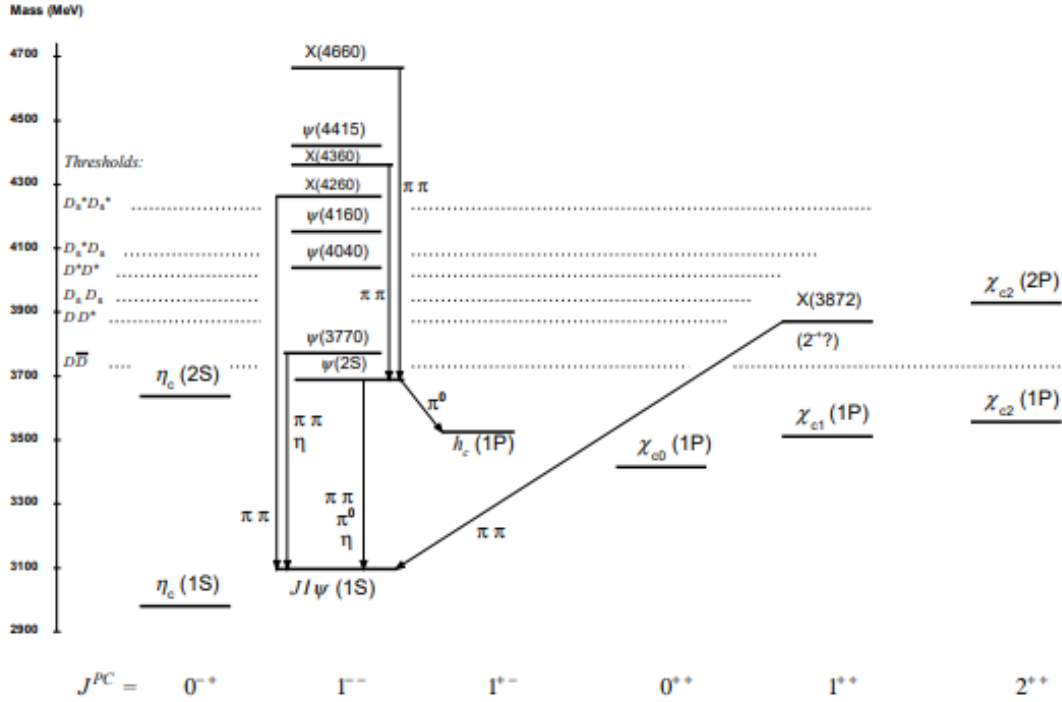


図 1.5: これまでに発見されたチャーモニウムと $X(3872)$ の系譜。縦軸は粒子の質量、横軸は J^{PC} の値。矢印は一部の崩壊可能なモードを示す。

$h_c(1P)$, $h_c(2P)$ または $X(3872)$ の $C = -1$ パートナーのいずれも、 $\gamma\eta_c$ モードは重い c クォークのスピントリフリップを要求せず、主要な崩壊モードであると考えられる。したがって、 B メソン崩壊中に $\gamma\eta_c$ モードで崩壊するチャーモニウムまたはチャーモニウム似ハドロンの探索を考える。 B メソンは質量が $5.2\text{GeV}/c^2$ と大きいので、二体崩壊の場合、崩壊後の娘粒子は互いに反対方向に高い運動量をもって離れる。そのため、この2つの娘粒子に至る2つのカレントの積により崩壊振幅をよい近似で書くことができる。これをファクトリゼーションと呼ぶ。ファクトリゼーションでは $J^{PC} = 0^{-+}$, 1^{-+} , 1^{++} のチャーモニウムは生成しやすいが、 $J^{PC} = 0^{++}$, 1^{+-} , 2^{++} などは生成しにくい。 $h_c(1P)$, $h_c(2P)$ は生成しにくい範疇に入るので、ファクトリゼーションの制約がなくなる。 B メソンの三体崩壊に着目する。すると再構成すべき終状態は $B^0 \rightarrow \eta_c \gamma K^+ \pi^-$ となる。

1.4 本研究の目的

本研究の目的は、 $X(3872)$ の $C = -1$ パートナーまたは $h_c(1P)$, $h_c(2P)$ が $\eta_c \gamma$ に崩壊する事象を探索するため、 $B \rightarrow \eta_c \gamma K^+ \pi^-$ およびその荷電共役状態を再構成する手法を確立し、検出効率およびバックグラウンドの見積もりを行うことである

1.5 Belle 実験について

本研究は茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) によって行われた、Belle 実験で蓄積されたデータを用いた。Belle 実験の主たる目的は、時間依存 CP 対称性の破れを測定することである。 B 中間子系における CP 対称性の破れでは、間接的 CP 対称性の破れを観測することが小林益川理論を検証する上で重要であった。そのためにまず $B\bar{B}$ 対を大量生成した上で、 B 中間子と反 B 中間子の崩壊における時間発展の差を調べる必要がある。 B^0 中間子または反 B^0 中間子が CP 固有状態に崩壊する際に、両者の間における時間発展の差を時間依存 CP 非保存と呼ぶ。

上記のとおり、静止した $\Upsilon(4S)$ の崩壊によって発生する B 中間子はほとんど運動量を持たないが、KEKB 加速器では電子と陽電子を非対称エネルギーで衝突させることにより、 B 中間子をローレンツブーストさせている。すると相対論的效果で B 中間子の寿命が延びるため、崩壊するまでに約 0.2mm 飛行する。これだけの飛程があれば、 B 中間子の崩壊位置の違いから時間依存 CP 非保存についての測定が可能となる。

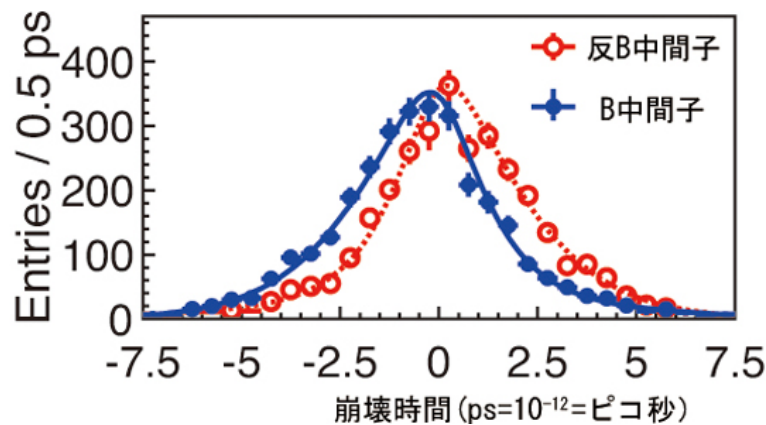


図 1.6: KEK の B ファクトリーを使って得られた B 中間子と反 B 中間子の崩壊時間の分布で、対生成した相手粒子の崩壊時刻を時刻の原点にとっている。二つの分布の違いが CP 対称性の破れを意味しており、違いの大きさが小林・益川理論に基づく予想と一致した。

B 中間子の崩壊は $c\bar{c}$ を含むハドロンの生成源としても有用である。その理由は、弱い相互作用の最低次の $b \rightarrow c\bar{c}s$ 遷移で崩壊して、チャーモニウムを生成するためである。この弱い相互作用ではカビボ抑制のない結合が寄与するので、崩壊分岐比は比較的高い。したがって、大量の $B\bar{B}$ のデータを蓄積する Belle の環境は、チャーモニウム物理に関する解析を行う上で非常に有益である。

第2章 実験装置

本研究では茨城県つくば市に位置する高エネルギー加速器研究機構 (KEK) で行われた Belle 実験が蓄積したデータを解析した。Belle 実験は 1999 年に始動し、2010 年にデータ収集を終えた。本章では KEKB 電子陽電子衝突型加速器と Belle 測定器について述べる。

2.1 KEKB 加速器

2.1.1 仕様

KEKB 加速器は e^+ と e^- のビームをそれぞれ 3.5GeV と 8GeV に加速して衝突させる 2 リング衝突型ビーム加速器である。2つのリングに蓄積されたビームが、交差する 1 点でのみ衝突する様に作られている。この衝突点を囲む構造の Belle 測定器を設置して、発生する粒子を検出・記録する。KEKB 加速器全体の概要図を 2.1 に示す。

KEKB 加速器は、重心系エネルギーが、 B メソン対生成に適した $\Upsilon(4S)$ 粒子の質量である 10.58GeV で性能が最適となる様、設計されている。その理由は、Belle 実験の主な目的が CP 対称性の破れを測定することだからである。 CP 対称性の破れを研究するのに必要な B メソン・反 B メソンペアを大量に生成するためには、 $B\bar{B}$ ペアへの崩壊分岐比が高い $\Upsilon(4S)$ を作る事が適している ($\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B} : 96.6\%$)。

B 中間子は他の中間子に比べると重い粒子であるため、多様な崩壊モードが存在する。その中で CP 対称性の観測で注目すべき崩壊モードの分岐比は大きなものでも 10^{-4} 、小さなものでは 10^{-5} から 10^{-6} と非常に小さい。各測定器の検出効率を考慮すると、さらに 2 桁程多い統計量が必要となる。そのため KEKB 加速器では、それ以前の加速器より 2 桁高いルミノシティを得る設計となっている。ルミノシティに関する詳細は後述する。

2.1.2 ルミノシティ

ルミノシティとは加速器の事象生成能力を表す指標でありルミノシティと反応断面積の積が事象の生成頻度になる。衝突型加速器におけるルミノシティ L は、加速器の設計値パラメーターを用いて式 2.1 によって決まる。

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

ここで、 E はビームのエネルギー (単位: GeV)、 I は蓄積電流 (単位: A) である。 ξ はビーム・ビームチェーンシフトと呼ばれる、衝突時に働くビーム・ビーム力の強さを表す

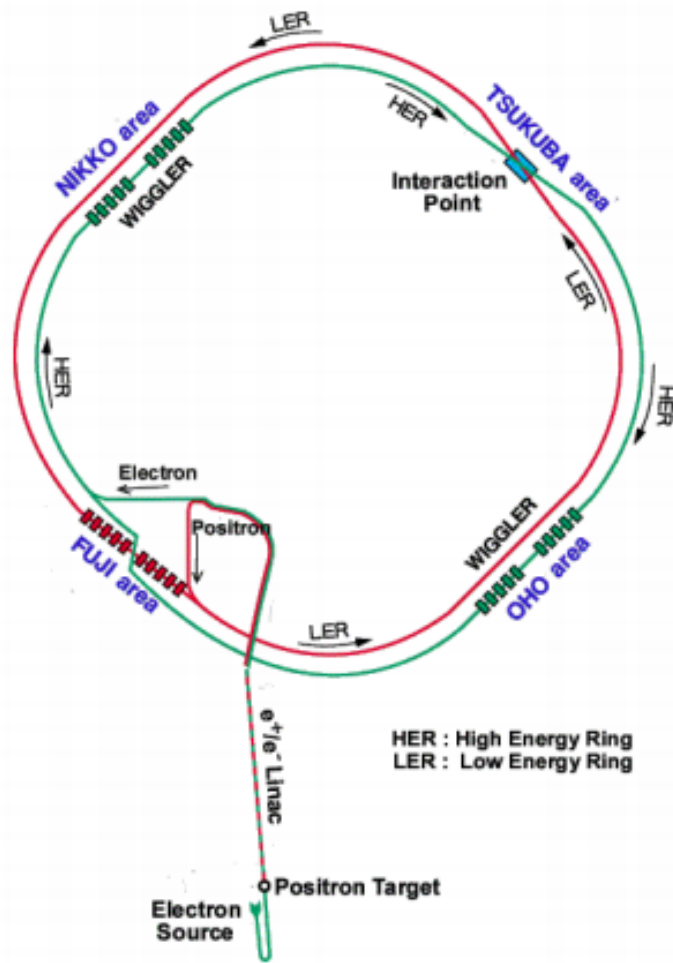


図 2.1: KEKB 加速器の概要図。TSUKUBA area と呼ばれる箇所に衝突点があり、Belle 測定器が設置されている。

量であり、ほぼ 0.040 の値を持つ。 r は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で、 β_y^* は衝突点における垂直方向 (y 方向) にどれだけビームを絞れるかを表すパラメーター (単位: cm) である。表 2.1 に KEKB 加速器のパラメーターの一覧を示す。ルミノシティ $1 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ の時、1 秒間におよそ 10 回 $B\bar{B}$ が生成される。

KEKB 加速器では 2003 年に設計値であるビームルミノシティ $1 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ を実現し、最大 $2.1 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ を記録した。この値は電子・陽電子衝突型加速器としては、これまでに世界中で実現された最も高い値である。

表 2.1: KEKB 加速器における各パラメーターの設計値

リング	LER	HER
ビームエネルギー	3.5GeV	8.0GeV
周長	3016.26km	
ルミノシティ	$2.1 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	
ビーム交差角	$\pm 11 \text{mrad}$	
ビームビームパラメーター	0.039/0.052	
Beta function at IP(β_x^*/β_y^*)	0.33/0.01m	
ビーム電流	2.6A	1.1A
バンチ間隔	0.59m	
バンチの数	5000	

2.1.3 KEKB 加速器の各パラメーター

電子と陽電子はリングの中を数千個ずつのバンチと呼ばれる集団となって周回する。1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、電流を多数個のバンチに分散させる必要がある。KEKB 加速器では電子と陽電子のバンチを $\pm 11 \text{mrad}$ の角度で衝突させる有限角度衝突を採用した。交差角 0 の正面衝突の場合、異なるリングを走っている電子と陽電子を同一軌道に乗せて衝突させ、再び異なるリングに分離しなければならない。これに対して有限角度衝突の場合は、衝突点近くに分離させるための偏向磁石を置く必要がなく、バンチの間隔を短縮できる。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の影響を受けなくて済むという利点もある。

KEKB 加速器のこれまでの運転実績では、ビーム・ビームチェンシフト ξ を 0.09 まで上げ、各リングに約 1400 個のバンチを蓄積することにより、1.66A(陽電子)、1.34A(電子)のビーム電流値を得て、2009 年にピークルミノシティ $2.11 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ を達成するとともに、同年 12 月には積分ルミノシティが 1ab^{-1} に達した。このうち B 中間子の崩壊過程の研究に使用する $\Upsilon(4S)$ に重心系エネルギーを設定して、収集したデータは 711fb^{-1} であった。

2.2 Belle 測定器

粒子の様々な物理量を測定するため、それぞれの粒子や物理量に特化した複数の検出器を組み合わせた構造になっている。

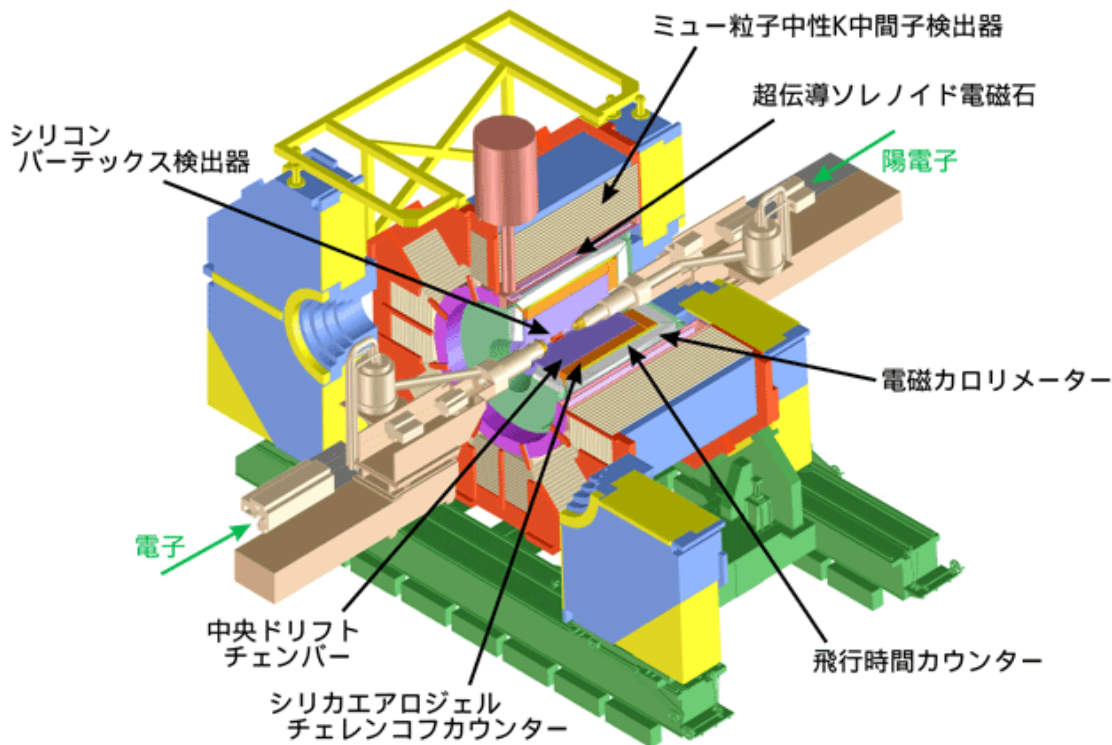


図 2.2: Belle 測定器の外観図

2.2.1 粒子崩壊点検出器 (SVD)

SVD は衝突点からもっとも近い箇所に設置され、 B メソンを含む、寿命の短い粒子 ($10^{-10} \sim 10^{-13}$ sec) の崩壊点を測定する。時間依存 CP 対称性の破れを間接的に測定するには崩壊位置を精密に測ることが必要であり、その目的のために装備されるものである。

衝突点 (Interaction Point) に最も近い検出器であるので、粒子が透過しやすいよう、物質質量が少なく硬い素材のセンサーを用いる必要がある。図 2.3 のような薄い長方形の両面シリコンストラップ検出器 (DSSD) センサーには表面に 512 本、裏面に 768 本の 0.08mm 間隔のストリップを、表面と裏面で直交する方向に設けてあり、ストリップの近くを粒子が通過するとそのストリップから電気信号が読みだせるようになっている。素粒子の通過位置を測定し、ヒット点を結んで得た飛跡から崩壊点を決める。

また、後に記述する中央飛跡検出器と共に荷電粒子の飛跡を検出し、運動量を精度良く測定することができる。

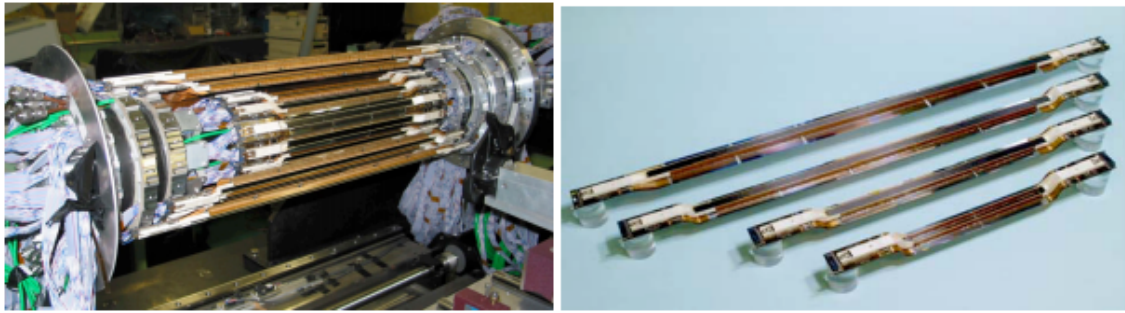


図 2.3: SVD 検出器

2.2.2 中央飛跡検出器 (CDC)

中央飛跡検出器は以下の 3 つの役割を果たす。

- 荷電粒子の飛跡の検出
- トリガー信号の生成
- 比較的低い運動量領域での粒子識別

検出した飛跡の、磁場中の曲率から荷電粒子の運動量を測定することができる。CDC で測定した飛跡はさらに外側の検出器まで外挿され、そこにおける粒子識別にも必要である。トリガー情報はデータを取り込むべきイベントかどうかの判断をする。

中央飛跡検出器は、ヘリウムとエタンを 1 対 1 で混合したガスを満たし、その中に張ったワイヤーに高電圧を印加するドリフトチェンバーと呼ばれる形式の飛跡検出器である。図 2.4 は、中央飛跡検出器のチェンバー内部の写真で、上下に伸びる金色の線が張られたワイヤーである。荷電粒子が入射すると、チェンバー内のガスをイオン化して、電子を生成する。高電圧ワイヤーは電場を形成しており、電離によって発生した電子は陽極ワイヤーへ向かってドリフトする。ワイヤーに近付くと、高電場によって電子はガス分子に衝突してから次の衝突までにイオン化を起こすに十分なエネルギーを得る。そのため、ガス分子と衝突するたびに電子およびイオンの数がネズミ算式に増える。このようにして当初のイオン化と比べ数万倍に達した電子・イオン対が引き起こす電位変化が信号パルスを形成する。

ガス通過中の荷電粒子のエネルギー損失も測定し、運動量と合わせて粒子の種類を識別することができる。中央飛跡検出器による粒子識別の結果は図 2.4 に示す。

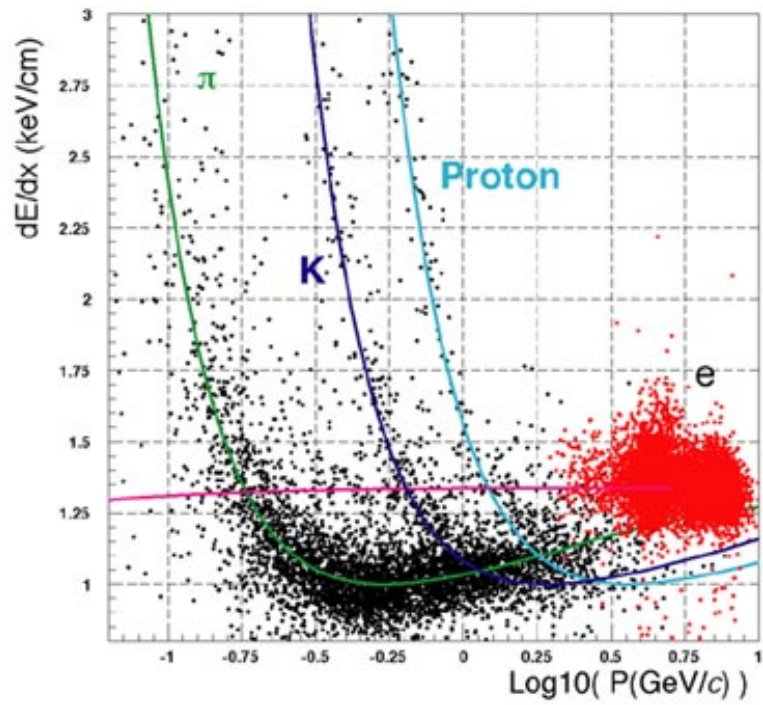


図 2.4: 中央飛跡検出器による粒子識別

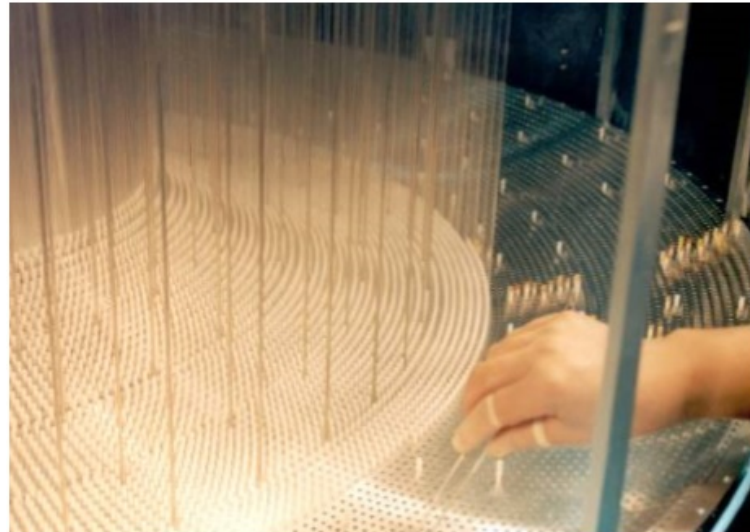


図 2.5: 中央飛跡検出器のワイヤー部分

2.2.3 エアロジェルチェレンコフカウンター (ACC)

エアロジェルチェレンコフカウンターは 1 GeV を上回る高い運動量領域における π メソンと K メソンの粒子識別を役割とする。

Belle 実験では放射体に、屈折率の小さい (1.01~1.03) シリカエアロジェルという物質を

採用している。非対称エネルギーによる衝突では、発生する粒子の運動量の大きさがビーム軸方向からの角度 θ に依存する。そのため検出箇所ごとに違う屈折率のものを用いて、より広範囲の運動量に対応できるような設計となっている。屈折率と、 π メソンと K メソンの分離能力の関係を図 2.6 に示す。

質量 m の荷電粒子が屈折率 n の物質を速さ v で通過する際、式 2.2 の条件を満たせば物質中でチェレンコフ光を放射する。

$$n > \frac{1}{\beta} = \sqrt{1 + \left(\frac{m}{p}\right)^2} \beta = \frac{v}{c} \quad (2.2)$$

つまり適切な屈折率 n を持つ輻射体により、エアロジェルチェレンコフカウンターを通過した荷電粒子がチェレンコフ光を放射すれば π メソン、放射しない場合は K メソンであると識別することができる。

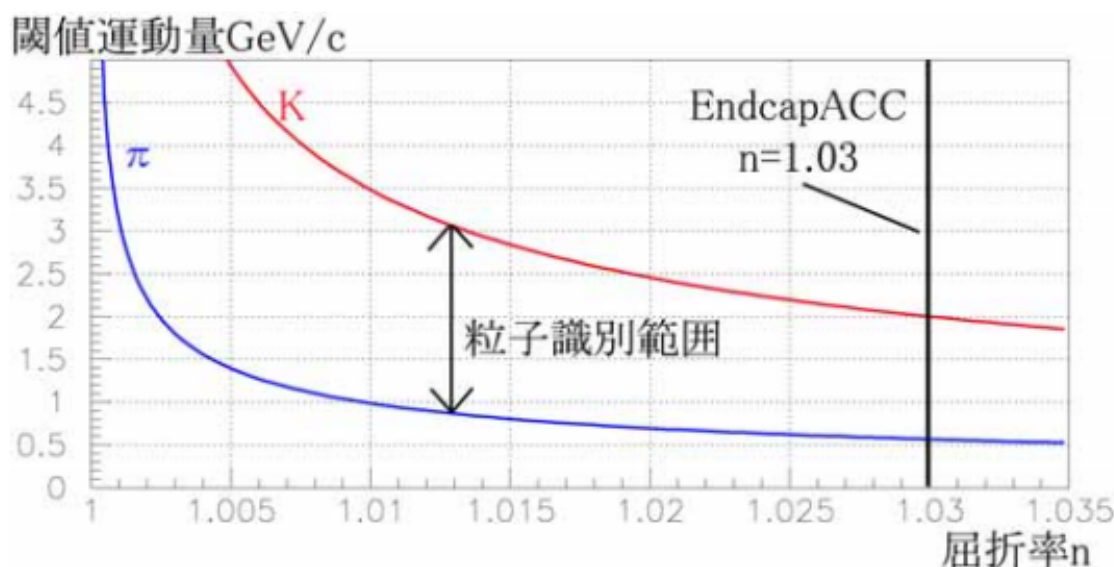


図 2.6: 屈折率と π メソン・ K メソンの分離能力の関係

2.2.4 飛行時間カウンター (TOF)

飛行時間カウンターは事象が生成したタイミングを測定し、トリガー信号を出すとともに、荷電粒子の飛行時間 (Time of Flight) を測定することにより π メソンと K メソンを識別する。粒子の種類が異なる場合は、質量の違いから同じ運動量を持っていても速さに差が生じる。それゆえビーム軸から約 1.2m の距離に置いた検出器へ到達するのにかかる時間が異なっていることを用いて、粒子識別を行う。

飛行距離 d および時間差 Δt は式 2.3 の関係がある。

$$\beta = \frac{d[\text{cm}]}{\Delta t \cdot c[\text{ns}]} = \frac{p}{E} = \frac{p}{\sqrt{m^2 + p^2}} \Delta t = \frac{d}{c} \sqrt{1 + \left(\frac{m^2}{p^2}\right)^2} \quad (2.3)$$

ここで c は光速、 E は粒子のエネルギー、 v は粒子速度、 m は粒子質量、 p は粒子の運動量である。

粒子の運動量および飛行距離は崩壊点検出器および中央ドリフトチェンバーで検出した飛跡で精度よく測定される。すると粒子の質量 m が求まるので、粒子識別が可能である。Belle の飛行時間カウンターで識別できる粒子運動量は $1.2\text{GeV}/c$ 以下のものであるが、このエネルギー帯には $\Upsilon(4S)$ の崩壊で発生する K 中間または π 中間子の 90% が含まれる。

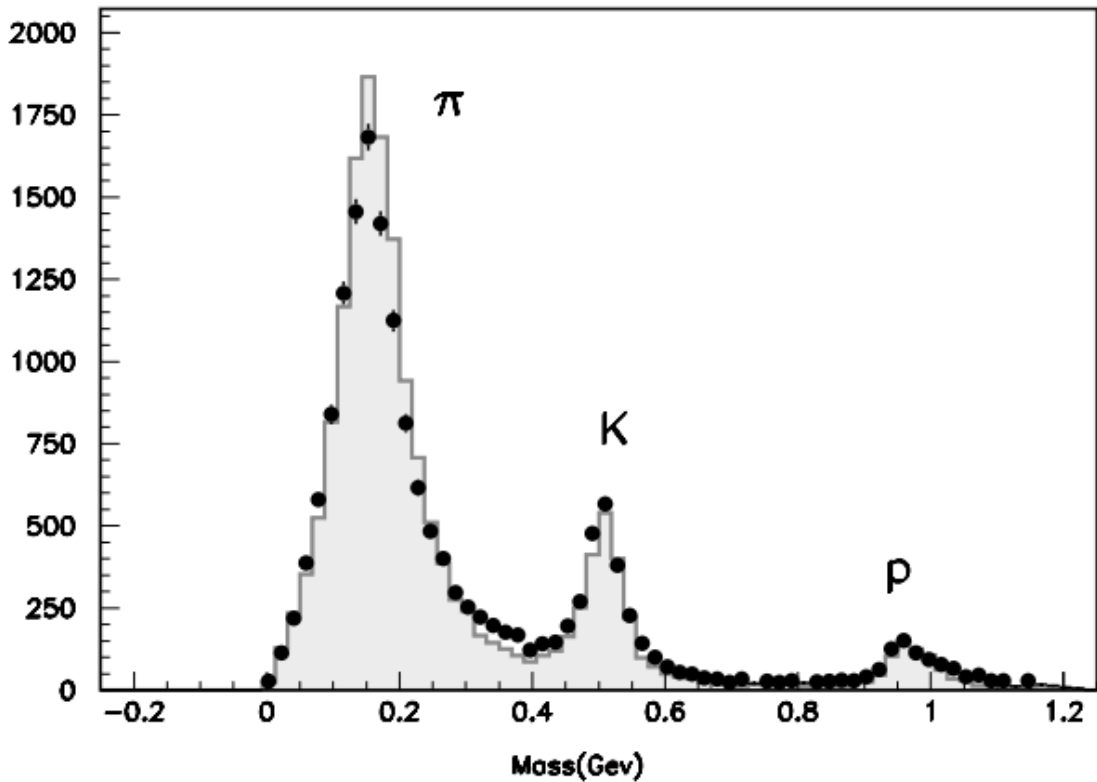


図 2.7: The Belle detector 1.2GeV までの領域における TOF の粒子識別結果

2.2.5 電磁カロリメーター (ECL)

電磁カロリメーターは光子や電子 (陽電子) のエネルギーと入射位置を測定する検出器である。Belle 実験ではタリウム活性化ヨウ化セシウム (CsI(Tl)) 結晶を使用したシンチレーターを採用している。

高エネルギーの光子や電子が物質に入射すると、原子核がつくる強い電場によって、電

子陽電子対生成 ($\gamma \rightarrow e^+e^-$) が起こる。ここで生成された電子や陽電子がまた強い電場を受け、光子を放出する制動放射を起こす。この過程を繰り返したものを電磁シャワーと呼び、物質の厚さが十分であれば、電磁シャワーを形成した光子は最終的にほとんど全てのエネルギーを失う。エネルギー損失に起因するシンチレーション光を PIN-PD で電気信号に変換して読み出すことで、入射粒子のエネルギーを知ることが出来る。

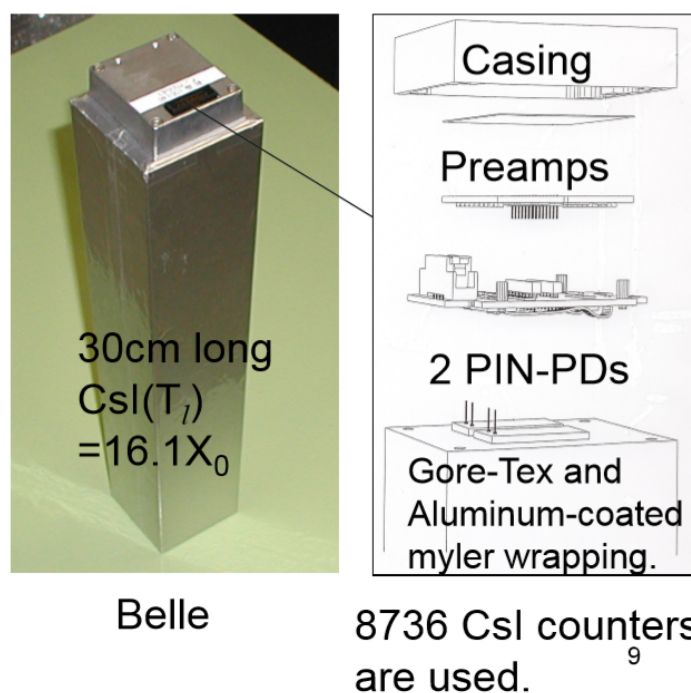


図 2.8: CSI(Tl) シンチレーターと PIN-PD

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。荷電粒子の中では電子や陽電子だけが電磁シャワーを形成して ECL 中でほとんどのエネルギーを失うのに対し、ほかの荷電粒子の場合はその一部のエネルギーを失うに過ぎない。よって、CDC で測定した運動量 (p) と ECL で測定したエネルギー損失 (E) の間の比 (E/p) が 1 に近いものが電子または陽電子であると識別することができる。

また、B 中間子の崩壊過程の約 3 分の 1 は π^0 を含んでおり、 π^0 は 99% の分岐比で $\gamma\gamma$ へと崩壊する。そのため、光子のエネルギーおよび方向を精度よく測定することは、B 中間子の崩壊過程を調べる上で非常に重要である。

ECL はビーム軸方向に対して垂直な方向 (筒状) に飛んでくる粒子を検出するバレル部分と、ビーム軸方向と並行な方向の粒子を検出するエンドキャップ部分に設置されている。図 2.9 は Belle 検出器内における ECL の配置図であり、衝突点の周りを囲んでいる長方形のひとつひとつが CsI(Tl) カウンターであり、その数は 8736 本である。電磁シャワーは横方向に広がりを持つため、電子や光子が直接入射したカウンターだけでなく、その周辺の

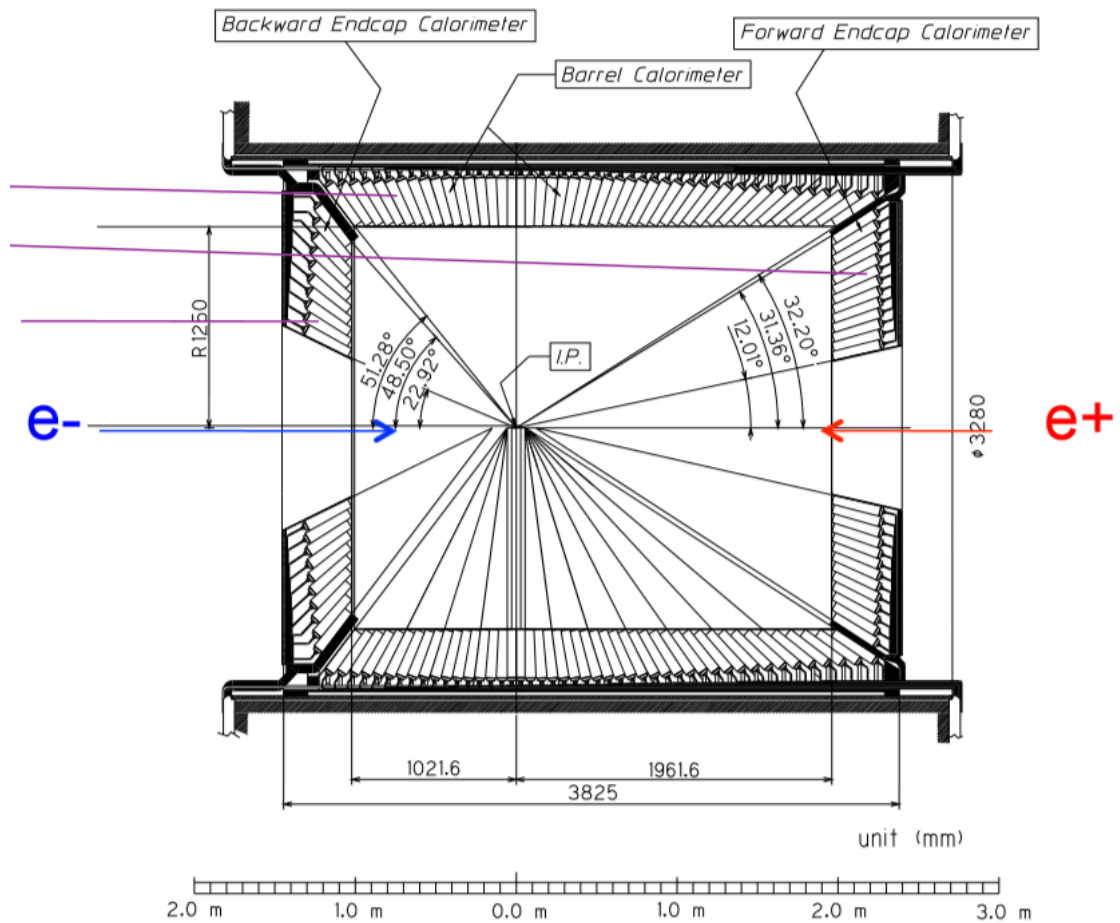


図 2.9: Belle 検出器内における電磁カロリメーターのビーム軸を含む断面図

カウンターでも信号を出す。そこで、10MeV 以上の信号を出すカウンターの中から、最も信号の大きいものを選び出し、そこを中心に 5×5 の範囲内の 25 本のカウンターを選び、さらにその中で 0.5MeV 以上の信号を検出したカウンターを選ぶ。こうして選ばれたカウンターの集団をクラスターと呼ぶ。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をすべて合計し、入射してきた粒子のエネルギーを得ることが出来る。

2.2.6 超伝導ソレノイド

超伝導ソレノイドは 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 の部分につくる役割を担う。コイルは Nb・Ti 合金超伝導材を線材として使用し、液体ヘリウム冷凍庫により -268 度まで冷却されて超伝導状態となっている。コイル中には 4160A の大電流が断面 $3 \times 33\text{mm}^2$ の線材に流れている。

2.2.7 K_L^0 および μ 粒子検出器 (KLM)

KLM 検出器は超伝導ソレノイドの外側に位置しており、厚さ 4.7cm の鉄プレートと Resistiv Plate Counter(RPC) という検出器が交互に 14 層積み重ねられた構造をしており、 K_L^0 メソンの検出と μ 粒子の同定を行う。

長寿命の K^0 粒子は生成された後寿命が短い K_S^0 または K_L^0 のいずれかの状態で観測される。 K_S^0 の寿命は 10^{-10} 秒であるのに対して、 K_L^0 の寿命は 10^{-8} 秒と 2 桁近い差がある。その為 K_S^0 は数センチで $\pi^+\pi^-$ に崩壊し CDC や TOF、ACC などから得られる飛跡やエネルギー損失の情報から再構成できるが、 K_L^0 は非荷電粒子で飛跡を作らない上、崩壊するまでの飛行距離が長いため、内部の検出器では測定できない。そこで、鉄と相互作用して生成するハドロンシャワーを RPC で検出する手法をとる。

同時に μ 粒子は高い貫通力を持ち、電磁相互作用しか起こさないため、KLM を何層も貫く飛跡として識別できる。1.5GeV/c の μ 粒子に対する検出効率は 95% 以上である。

第3章 データ解析

3.1 実験データの処理と選別

本研究の対象である $B^0 \rightarrow \eta_c \gamma K^\pm \pi^\mp$ 崩壊は、崩壊分岐比が 10^{-4} 程度の希な過程であると予想される。本章では Belle 実験のデータ処理の流れを説明するとともに $B^0 \rightarrow \eta_c \gamma K^\pm \pi^\mp$ を選別する手法とその結果について述べる。

3.1.1 実験データおよびシミュレーションの処理

図 3.1 は解析の手順を示したフローチャートである。実データは右側に示し、 $B^0 \rightarrow \eta_c \gamma K^\pm \pi^\mp$ 崩壊が生じた事象の期待される物理量の分布や、予期されるバックグラウンドの見積もりをモンテカルロシミュレーションにより検討するためのデータ処理の流れを図の左側に示す。

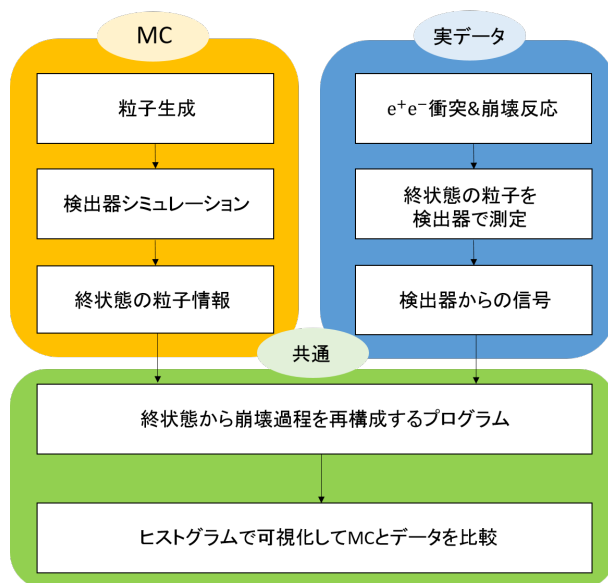


図 3.1: 解析の流れについてのフローチャート

Belle 検出器の各サブシステムが出力した信号は、データ収集システムで数値化して記録される。この段階の実験データを Raw Data と呼ぶ。Raw Data は必要な較正を加えた後、四元運動量、四元位置ベクトルを再構成して粒子ごとに保存した、Mini Data Samarry

Tape (MDST) という形式で保存され、これが解析の入力となるデータである。

モンテカルロシミュレーションではまず、事象生成シミュレーター Evtgen プログラム [1] を使用する。電子・陽電子衝突で発生する粒子の四元運動量を、理論やモデルが予言する確率分布にしたがってモンテカルロシミュレーションで計算する。EventGenerator で発生した粒子は検出器を通る前の情報であるため、GEANT シミュレーション [10] を行い、検出器を通過する際の相互作用が計算され、それをもとにエレクトロニクスやデータ収集システムの特性を加味して、実データと同形式の Raw Data を出力し、これをさらに処理して最終的に MDST ファイルへと保存される。

実験データもシミュレーションも同じ形式で保存されている為、同じ再構成プログラムを使って解析を進めることが出来る。本研究では $B \rightarrow \eta_c \gamma K \pi$ 崩壊の信号として $B \rightarrow h_c K \pi, h_c \rightarrow \eta_c \gamma, \eta_c \rightarrow K_S^0 K \pi$ なる崩壊チェーンの事象を生成したシミュレーションデータを作成した。また、バックグラウンドは $e^+e^- \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}, c\bar{c}$ のクォーク対生成事象 (コンティニウム) のシミュレーション事象を用いた。

3.2 $K\pi$ 粒子識別

Belle 測定器で測定され検出した粒子のうち、荷電粒子は MDST 形式の段階では、種類を分けずに保存されている。その中から荷電 K メソンと荷電 π メソンを識別する方法について説明する。

Belle 検出器では、荷電 π メソンと荷電 K メソンの識別は CDC、TOF、ACC の 3 つの検出器の情報を組み合わせて行う。すなわち、飛跡測定によって運動量を測り、これと CDC のエネルギー損失 (dE/dx)、TOF での飛行時間、ACC での光電子数 (N_{pe}) の情報を組み合わせて用いる。 dE/dx は 0.8GeV 以下、TOF は $1.2\text{GeV}/c$ 以下、ACC は $1.2 \sim 3.5\text{GeV}/c$ の運動量領域が識別可能な範囲である。それぞれの検出器情報から得るそれぞれの粒子の確率密度関数の積として、対象粒子らしさを表す指標となる Likelihood を得る。 K メソンと π メソンの Likelihood (L) は以下の式で表される。

$$L_K = P_K^{\text{CDC}} \times P_K^{\text{TOF}} \times P_K^{\text{ACC}} \quad (3.1)$$

$$L_\pi = P_\pi^{\text{CDC}} \times P_\pi^{\text{TOF}} \times P_\pi^{\text{ACC}} \quad (3.2)$$

P はそれぞれの検出器で得る確率密度である。 K メソンと π メソンを識別する際には、式 3.1 と式 3.2 の割合、すなわち Likelihood ratio を以下のように定義し、これを選別に用いる。

$$(\text{K 中間子の likelihoodratio}) = \frac{L_K}{(L_K + L_\pi)} \quad (3.3)$$

$$(\text{\pi 中間子の likelihoodratio}) = \frac{L_\pi}{(L_K + L_\pi)} \quad (3.4)$$

本研究では K メソンの Likelihood ratio が 0.6 以上のものを K 、それ以外を π と分類することにした。

3.3 再構成プログラム

η_c は $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ に崩壊するモードで再構成するので、目的の崩壊モードにおける B 中間子は最終的に γ 、 K 、 π と η_c を構成する K_S^0 、 K^\pm 、 π^\mp となり、 K_S^0 は $\pi^+ \pi^-$ に崩壊するため、最終的に終状態の粒子の数は7個である。終状態粒子の中から $B^0 \rightarrow \eta_c \gamma K^\pm \pi^\mp$ モードの終状態である可能性のあるものを選んで、後述するビームコンストレイントマス (M_{bc}) とエネルギー残差 (ΔE) を計算する必要がある。本節ではそれについて記す。

3.4 $\eta_c \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ 事象の再構成

η_c を $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ モードで再構成する際、既述した手法で荷電 K メソンや荷電 π メソンの検出と識別は行われている。 K_S^0 は69%の分岐比で $\pi^+ \pi^-$ に崩壊し、生成した点から崩壊点まで数 cm 程度飛行する。

3.4.1 nisKsFinder

η_c の再構成においてより明瞭なピークを得るために、 η_c の崩壊から発生した K_S を選別する。 K_S は $\pi^+ \pi^-$ に崩壊した状態で観測される。 K_S を再構成する際に使われる π^+ と π^- をニューラルネットワークを用いて選別する手法が nisKsFinder である。

$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ を、できるだけ検出効率を高く保ちつつ高純度で選別するため、Belle 実験では以下の4つの特徴量に着目して学習させたニューラルネットワークによって K_S^0 選別を行う手法が用いられている。これを開発者の名前の頭文字を取って nisKsFinder という。

- xy 平面内の2本の飛跡の交点と Interaction Point(IP) の距離
- 2本の飛跡の間の z 軸方向の距離
- Interaction Point を原点として、 K_S^0 候補の崩壊点の位置ベクトルと運動量ベクトルのなす角
- 2本ある娘粒子の飛跡のうち、Interaction Point から最近接点までの距離の短い方

これらの特徴量が $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 信号とバックグラウンドを弁別するのにどのように役立つかを以下に模式図で示す。

① 2本の荷電粒子の飛跡の交点と Interaction Point との距離。図 3.2 はシグナル、図 3.3 はバックグラウンドの場合を表す。

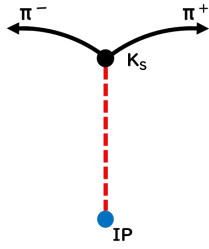


図 3.2: 2本の荷電粒子の飛跡の交点と Interaction Point との距離 (sig)

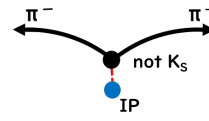


図 3.3: 2本の荷電粒子の飛跡の交点と Interaction Point との距離 (bg)

② 2本の荷電粒子の飛跡の間のz軸方向の距離。図3.4はシグナル、図3.5はバックグラウンドである。

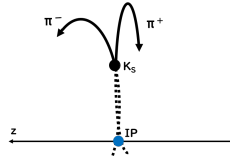


図 3.4: 2本の荷電粒子の飛跡の間のz軸方向の距離 (sig)

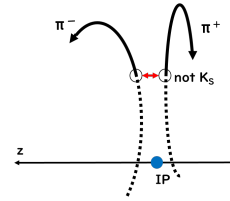


図 3.5: 2本の荷電粒子の飛跡の間のz軸方向の距離 (bg)

③ Interaction Point を原点として、 K_S^0 候補の崩壊点の位置ベクトルと運動量ベクトルのなす角。図3.6はシグナル、図3.7はバックグラウンドである。

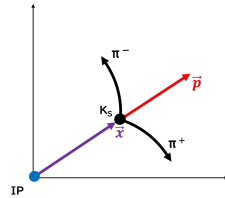


図 3.6: K_S^0 候補の崩壊点の位置ベクトルと運動量ベクトルのなす角 (sig)

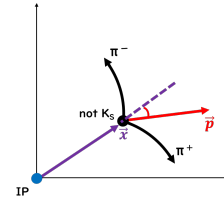


図 3.7: K_S^0 候補の崩壊点の位置ベクトルと運動量ベクトルのなす角 (bg)

④ 2本ある娘粒子の飛跡のうち、Interaction Point から最近接点までの距離の短い方。図3.8がシグナル、図3.9がバックグラウンドである。



図 3.8: 2本ある娘粒子の飛跡のうち、Interaction Point から最近接点までの距離の短い方 (sig) 図 3.9: 2本ある娘粒子の飛跡のうち、Interaction Point から最近接点までの距離の短い方 (bg)

ニューラルネットワークは $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ の Likelihood を出力し、その値が 0.5 以上のものを K_S^0 候補とした。さらにマスバーテックスコンストレインドフィット、すなわち $\pi^+\pi^-$ 系の質量が K_S^0 質量の PDG 値と一致し、かつ π^+ と π^- が一点から生じている束縛条件をつけた $x, y, z, P_x, P_y, P_z, E$ の 7次元空間内での χ^2 最小化を行ってもっともらしい崩壊点と運動量ベクトルを再計算する手法を適用して、運動量分解能の改善を図った。

こうして選別した K_S^0 候補に K^\pm および π^\mp を組み合わせて $\eta_c \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ 崩壊を再構成する。この際、この K^\pm および π^\mp の飛跡には、 $|dr| < 1.0\text{cm}$ かつ $|dz| < 3.0\text{cm}$ という条件を課した。ここで、 $|dr|$ は IP と飛跡の間の xy 平面内の距離、 $|dz|$ には IP を基準として飛跡の最近接点の z 座標である。

以上の手順で選別した $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ 系の不変質量が η_c の質量の PDG 値から $\pm 40\text{MeV}/c^2$ 以内のものを η_c 候補とした。信号事象モンテカルロシミュレーションのデータサンプルにおける $\eta_c \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ 候補の不変質量分布を図 3.10 に示す。

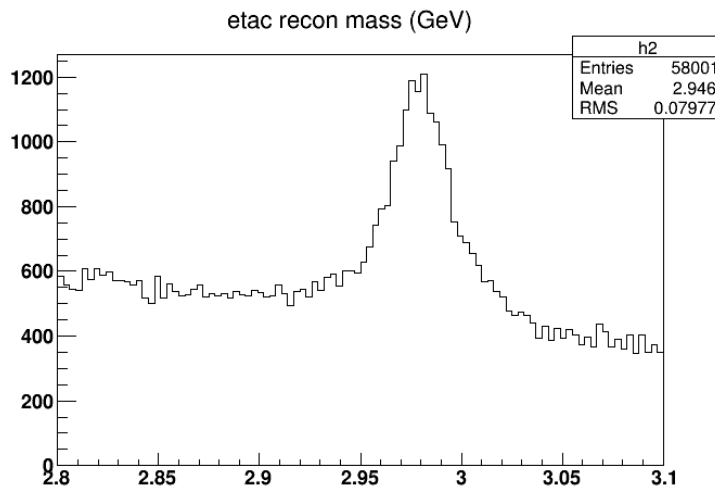


図 3.10: シグナルモンテカルロによる η_c の再構成結果

3.5 γ の再構成と選別

ECL クラスターのうち、荷電粒子の飛跡を外挿したものと一致しないものを γ の候補とする。この γ 候補のうち、 $B^0 \rightarrow \eta_c \gamma K^\pm \pi^\mp$ の再構成には、バレル部の場合 50MeV 以上、エンドキャップ部の場合 100MeV 以上のもののみを用いることにした。

さらに、Belle 実験では γ のエネルギーと検出した位置、他の γ と組み合わせた際の不変質量により、 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ に起因する確率を計算する手法が確立されており、 π^0 からの γ である確率が 0.2 以下であること、そして電磁シャワーは中性ハドロンが形成するクラスターと比ベコア部分が明瞭であることから、クラスター中心の 3×3 結晶マトリックスで検出したエネルギーを E_9 、 5×5 結晶マトリックスまで領域を広げた検出エネルギーを E_{25} として、 $E_9/E_{25} > 0.9$ を要求した。

3.6 $B^0 \rightarrow \eta_c \gamma K^\pm \pi^\mp$ 崩壊の再構成

以上の手順で選別した $\eta_c \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ 候補、 γ 候補に、 η_c の娘粒子と重複しないよう、 $|dr| < 1$ cm かつ $|dz| < 3$ cm を満たす互いに異符号の荷電 K メソンと荷電 π メソンの飛跡を加え、 B メソン候補を再構成する。 $\Upsilon(4S)$ からの B メソン対生成では、 $\Upsilon(4S)$ 静止系にローレンツ変換すると、対で生じた B メソンと反 B メソンが等しく重心系エネルギーの半分を持ち、互いに反対向きに運動する、特有の運動学的条件がある。そこでビームコンストレイントマス (M_{bc}) とエネルギー残差 (ΔE) なる二つの変数を以下の通り定義する。

$$M_{bc} \equiv \sqrt{E_{\text{beam}}^2 - p_B^2} = \sqrt{E_{\text{beam}} - |\vec{P}_{\eta_c}^* + \vec{P}_\gamma^* + \vec{P}_{K^\pm}^* + \vec{P}_{\pi^\mp}^*|^2} \quad (3.5)$$

$$\Delta E \equiv E_B - E_{\text{beam}} = (E_{\eta_c}^* + E_\gamma^* + E_{K^\pm}^* + E_{\pi^\mp}^*) - E_{\text{beam}} \quad (3.6)$$

この計算に用いる変数は以下のとおりである。

$$E_{\text{beam}} : \text{ビームエネルギー (重心系エネルギーの } 1/2 = \frac{M_{\Upsilon(4S)}}{2}) \quad (3.7)$$

$$\vec{P}_{\eta_c}^*, E_{\eta_c}^* : \eta_c \text{ の運動量とエネルギー} \quad (3.8)$$

$$\vec{P}_\gamma^*, E_\gamma^* : \gamma \text{ の運動量とエネルギー} \quad (3.9)$$

$$\vec{P}_{K^\pm}^*, E_{K^\pm}^* : K^\pm \text{ の運動量とエネルギー} \quad (3.10)$$

$$\vec{P}_{\pi^\mp}^*, E_{\pi^\mp}^* : \pi^\mp \text{ の運動量とエネルギー} \quad (3.11)$$

$B^0 \rightarrow \eta_c \gamma K^\pm \pi^\mp$ 崩壊の信号は、 M_{bc} 分布では 5.28 GeV/ c^2 に、 ΔE 分布では 0 GeV に、ピークを形成する。

信号事象モンテカルロシミュレーションのデータでの M_{bc} と ΔE の二次元分布を図 3.11 に示す。この範囲に入る B メソン候補が 1 事象中に見つかった数の分布を図 3.12 に示す。終状態の粒子の数が 7 つと多いことから、複数の B メソン候補が同一事象中に見つかってしまう場合が非常に多いことがわかる。そこで、その中で最良のものを選別する必要がある。

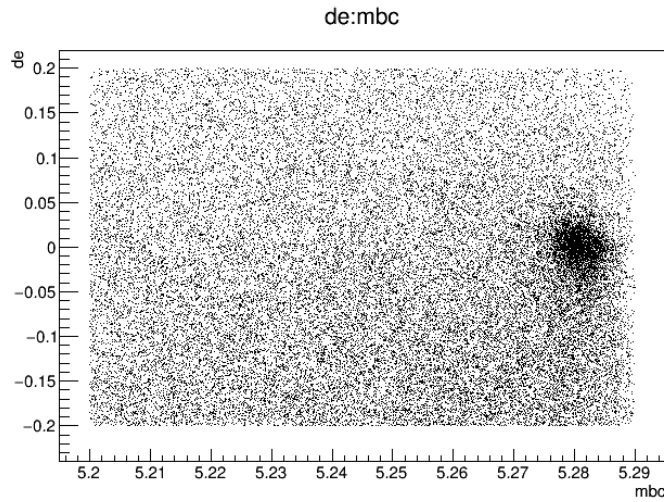


図 3.11: 信号モンテカルロシミュレーションデータにおける M_{bc} と ΔE 二次元分布

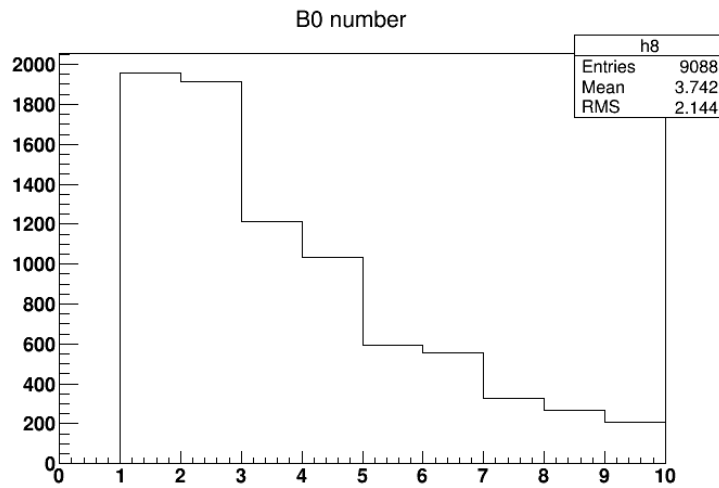


図 3.12: $M_{bc} > 5.2\text{GeV}$ 、 $|\Delta E| < 0.2\text{GeV}$ の条件を満たす、1 事象あたりの B メソン候補の数の分布

3.7 最良 B 候補選別

$B^0 \rightarrow \eta_c \gamma K^+ \pi^-$ 崩壊において、 $\eta_c \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ に含まれる異符号の荷電 K メソン・荷電 π メソンの組と B メソンから直接生じるそれらの候補の組み合わせの数が非常に多く、1 事象中に複数個の B メソン候補が見つかる場合には、最も高い頻度で寄与する。 M_{bc} および ΔE の条件を満たす複数の γ が存在する事象の頻度がそれに次ぎ、 $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 候補

が複数寄与する場合は最も少ない。

そこで、 η_c 娘粒子の $K^\pm\pi^\mp$ と B メソンから直接生じる $K^+\pi^-$ にそれぞれバーテックス
コンストレイントフィットを行い、 χ^2 の和をとる。これが最小のものを選ぶ。それで一意
に決まらない場合は、複数の γ が寄与しているので、 π^0 から生じている確率が最も低い
ものを選択する。それでも一意に決まらない場合は、 $\pi^+\pi^-$ の不変質量が K_S^0 質量の PDG
値に最も近いものを選ぶ。

こうして、1 事象中に最良の B メソン候補を選んだ上で、 $-0.07\text{GeV} < \Delta E < +0.04\text{GeV}$
の条件下の M_{bc} 分布を図 3.13 に、 $M_{bc} > 5.27\text{GeV}/c^2$ の条件下での ΔE 分布を図 3.14 に
示す。

さらに、 $\eta_c\gamma$ に崩壊する共鳴状態を同定するのに、 $K_S^0K^\pm\pi^\mp\gamma$ 系の不変質量 ($M_{(K_S^0K^\pm\pi^\mp\gamma)}$)
と、 $K_S^0K^\pm\pi^\mp$ 系 (すなわち η_c 候補) の不変質量 ($M_{(K_S^0K^\pm\pi^\mp)}$) の差、マスディファレンス
の分布を用いると、($M_{(K_S^0K^\pm\pi^\mp)}$) の事象ごとの測定誤差がキャンセルして、観測される
ピークの幅が γ のエネルギー分解能だけで決まる状況を実現できる。 $B^0 \rightarrow h_c K^+\pi^-$ 、
 $h_c \rightarrow \eta_c\gamma$ なる崩壊チェーンの信号モンテカルロシミュレーションデータで、このマスディ
ファレンスの分布を確認したものを図 3.15 に示す。 $h_c \rightarrow \eta_c\gamma$ に対応するピークが 0.55GeV
付近に形成されている。

こうして、生成した 10^5 事象中 $-0.07\text{GeV} < \Delta E < +0.04\text{GeV}$ かつ $M_{bc} > 5.27\text{GeV}/c^2$
の信号領域に入る事象数が 2047 事象であったことから、検出効率を $2.05 \pm 0.04\%$ と見積
もった。

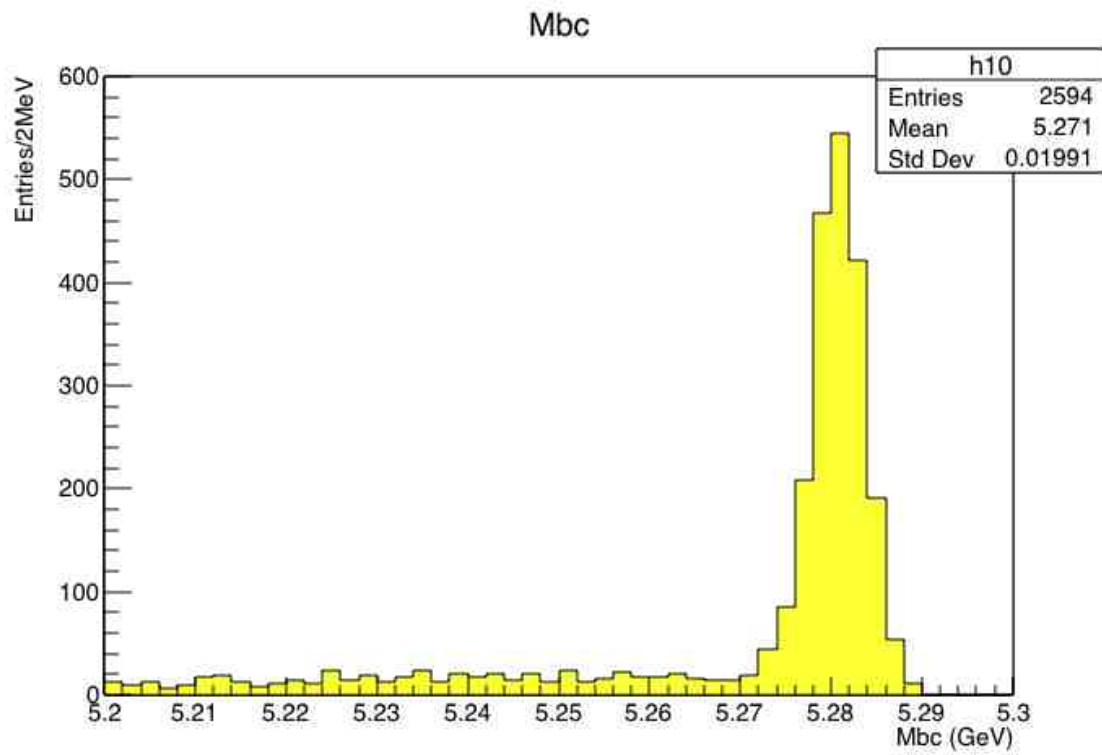


図 3.13: Best candidate selection 後の M_{bc} 分布。 $-0.07\text{GeV} < \Delta E < 0.04\text{GeV}$ のカットをかけている。

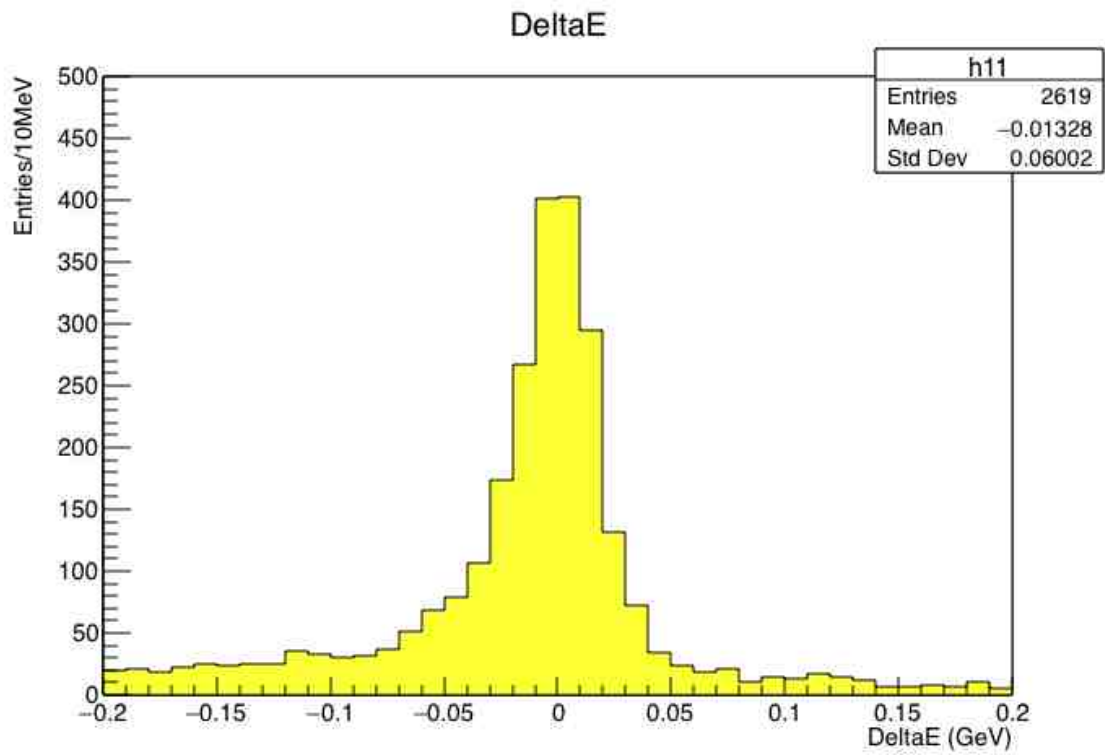


図 3.14: Best candidate selection 後の ΔE 分布。 $5.27[\text{GeV}] < M_{bc}$ のカットをかけている。

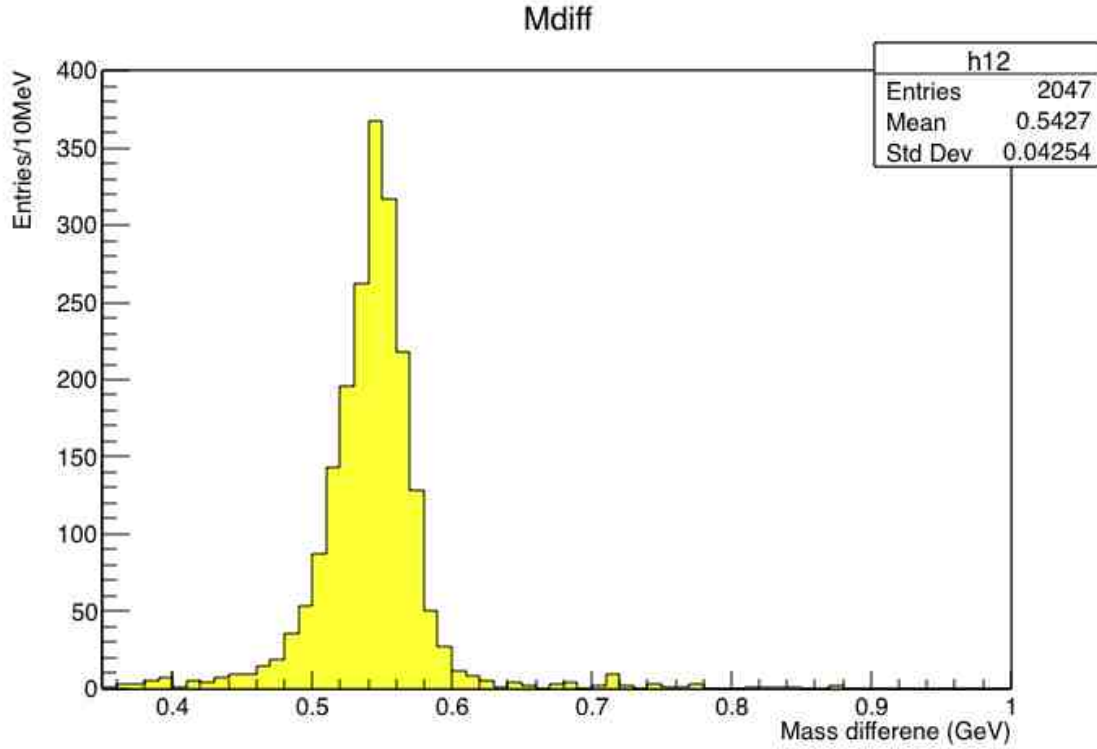


図 3.15: Best candidate selection 後の $K^\pm\pi^\mp\eta_c\gamma$ 過程の mass difference 分布。 $-0.07\text{GeV} < \Delta E < 0.04\text{GeV}$ 、 $5.27[\text{GeV}] < M_{bc}$ の条件を満たした事象のみを選別した。

3.8 信号事象数の期待値

ここで信号事象数の期待値を求める。 $B^0 \rightarrow h_c K^+ \pi^-$ を考え、その崩壊分岐比として、ほかのチャームニウムを含む崩壊モードが $10^{-3} \sim 10^{-4}$ のオーダーであることから、 10^{-4} を仮定する。

すると、信号事象数の期待値は、関係する過程の崩壊分岐比と検出効率を用いて以下のように計算できる。

$$N_{\text{sig}} = (\text{中性 } B \text{ メソンの数}) \times \mathcal{B}(B^0 \rightarrow h_c K^+ \pi^-) \times \mathcal{B}(h_c \rightarrow \eta_c \gamma) \times \mathcal{B}(\eta_c \rightarrow K_S K \pi) \times \mathcal{B}(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-) \times \varepsilon \quad (3.12)$$

ここで、 $\mathcal{B}(h_c \rightarrow \eta_c \gamma) = 51\%$ 、 $\mathcal{B}(h_c \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp)$ は、 $\mathcal{B}(h_c \rightarrow K \bar{K} \pi) = 7.3\%$ という PDG 値を引用する。SU(3) フレーバー対称性に起因する係数と、中性 K メソンが K_S^0 になる割合を考慮して $\frac{2}{3}$ と $\frac{1}{2}$ を乗じた。検出効率は前節より $2.05 \pm 0.04\%$ である。

これらの数値を式 3.12 に代入すると以下を得る。

$$N_{\text{sig}} = (772 \times 10^6) \times (10^{-4}) \times (0.516) \times (0.073 \times \frac{2}{3} \times \frac{1}{2}) \times (0.692) \times (0.02) \approx 13.4 \quad (3.13)$$

式 3.13 より、Belle 実験の全データ ($772 \times 10^6 B$ メソン対) 中の信号事象の期待値は 13.4 事象である。

3.9 バックグラウンドの見積もり

重心系エネルギー 10.58GeV の電子・陽電子衝突では、 $\Upsilon(4S)$ 経由の B メソン・反 B メソン対生成以外に、 $u\bar{u}$ 、 $d\bar{d}$ 、 $s\bar{s}$ と $c\bar{c}$ のコンティニウムと呼ばれるクォーク対生成事象が発生する。前節で説明した事象選別をあわせたハドロン事象 (uds) および $c\bar{c}$ (charm) のシミュレーションデータを解析した mass difference 分布を図 3.16、図 3.17 に示す。ここで、 $-0.07\text{GeV} < \Delta E < +0.04\text{GeV}$ かつ $M_{bc} > 5.27\text{GeV}/c^2$ の信号領域に入った事象数を、実データの統計でスケールすると、約 40000 事象に達する。

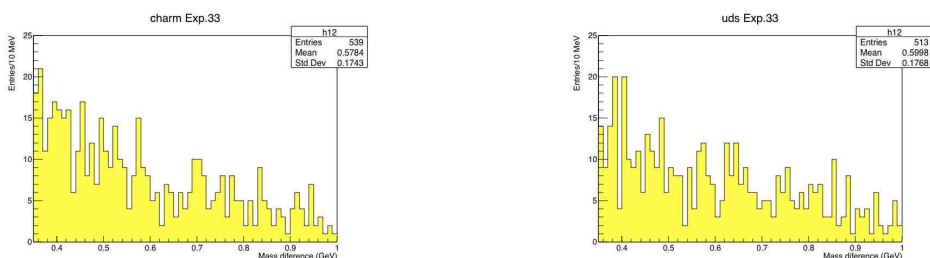


図 3.16: $c\bar{c}$ (charm) のシミュレーションデータを解析した mass difference 分布。 $-0.07[\text{GeV}] < \Delta E < 0.04[\text{GeV}]$ 、 $\Delta E < 0.04[\text{GeV}]$ 、 $5.27[\text{GeV}] < M_{bc}$ のカットをかけている。
 図 3.17: uds シミュレーションデータを解析した mass difference 分布。 $-0.07[\text{GeV}] < \Delta E < 0.04[\text{GeV}]$ 、 $\Delta E < 0.04[\text{GeV}]$ 、 $5.27[\text{GeV}] < M_{bc}$ のカットをかけている。

Belle 実験では参考文献 [20] に記述されているように、18 個の事象の形状を表現する変数を用いた Likelihood Ratio を計算し、コンティニウムバックグラウンド事象を分離する指標とする手法が確立しており、開発者の頭文字と、変数の定式化の方法の名称をあわせて、KSFW Likelihood Ratio と呼ばれている。

本研究でもこの手法の適用を試みた。信号事象とバックグラウンドのモンテカルロシミュレーション事象が示す KSFW Likelihood Ratio の分布を図 3.18、図 3.19 に示す。 B メソンの二体崩壊または三体崩壊に適用してきた他の例よりも終状態の粒子数が 7 体と多いためか、バックグラウンド低減効果は 2 倍から 3 倍にとどまることがわかった。

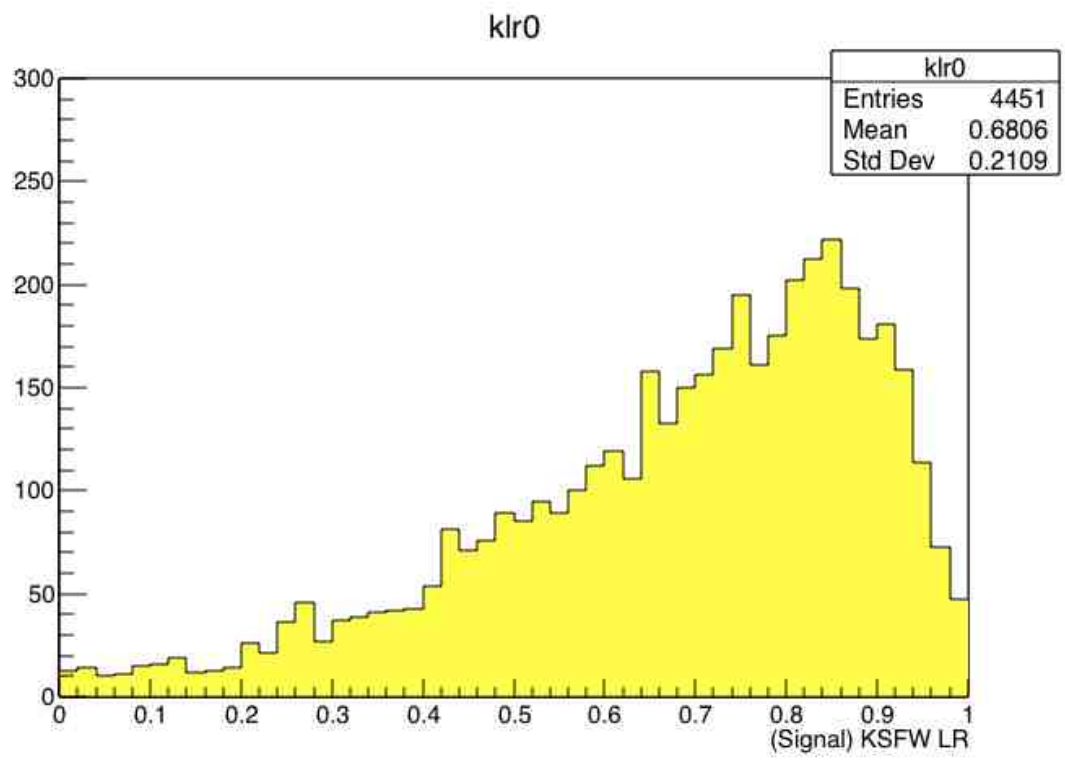


図 3.18: 信号事象のモンテカルロシミュレーション事象が示す KSFW Likelihood Ratio の分布

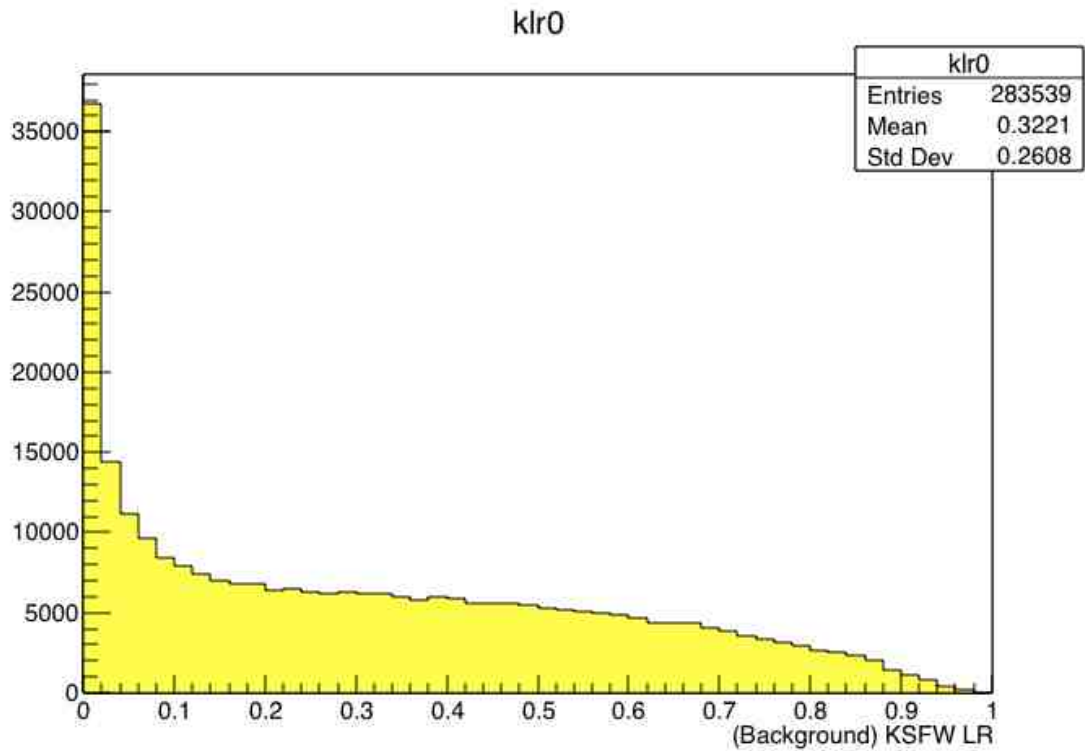


図 3.19: バックグラウンドのモンテカルロシミュレーション事象が示す KSFV Likelihood Ratio の分布

3.10 実験データにおけるバックグラウンド量

Belle 実験が収集した全データは $772 \times 10^6 B$ メソン対生成を含む。その中から信号事象数の期待値が 13 事象ということは、全データの数%にあたるデータサンプル中にはバックグラウンドしか見出されないことを意味する。

そこで、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と比較するため、2004 年 1 月から 2 月までの期間に収集された $19 \times 10^6 B$ メソン対生成を含むデータを解析して得た、 M_{bc} 、 ΔE 、マスディファレンスの分布を図 3.20、3.21、3.22 に示す。

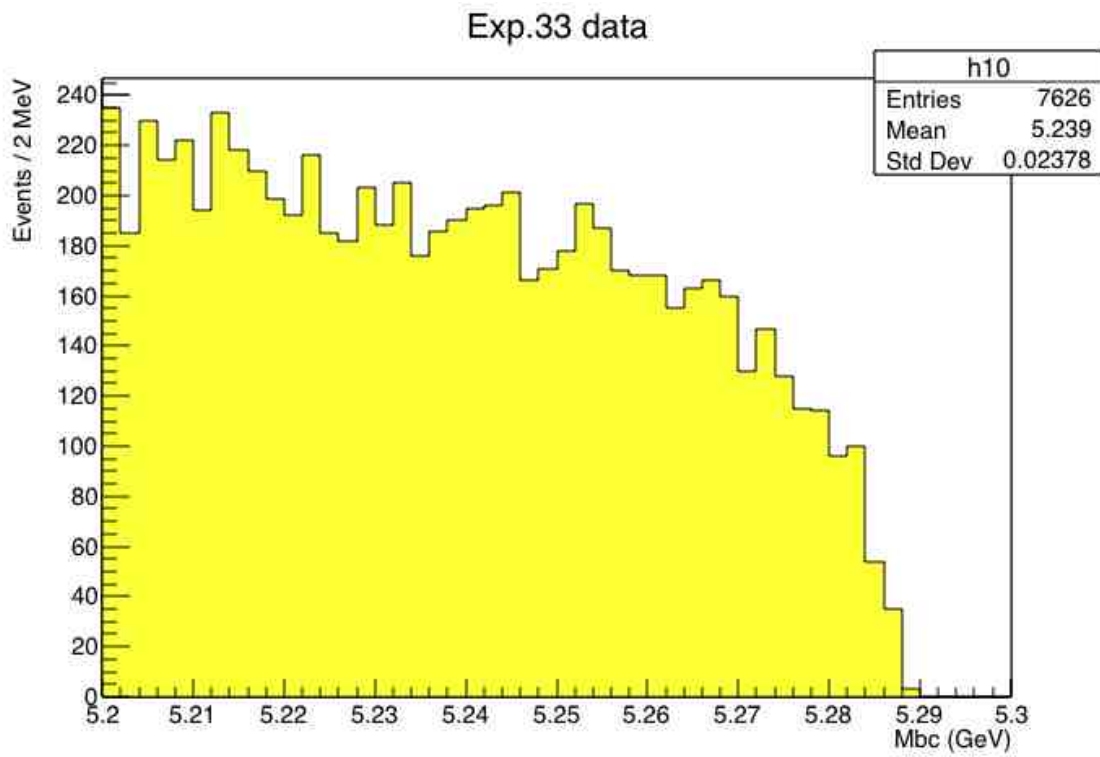


図 3.20: $19 \times 10^6 B$ メソン対生成を含むデータを解析して得た M_{bc} 分布

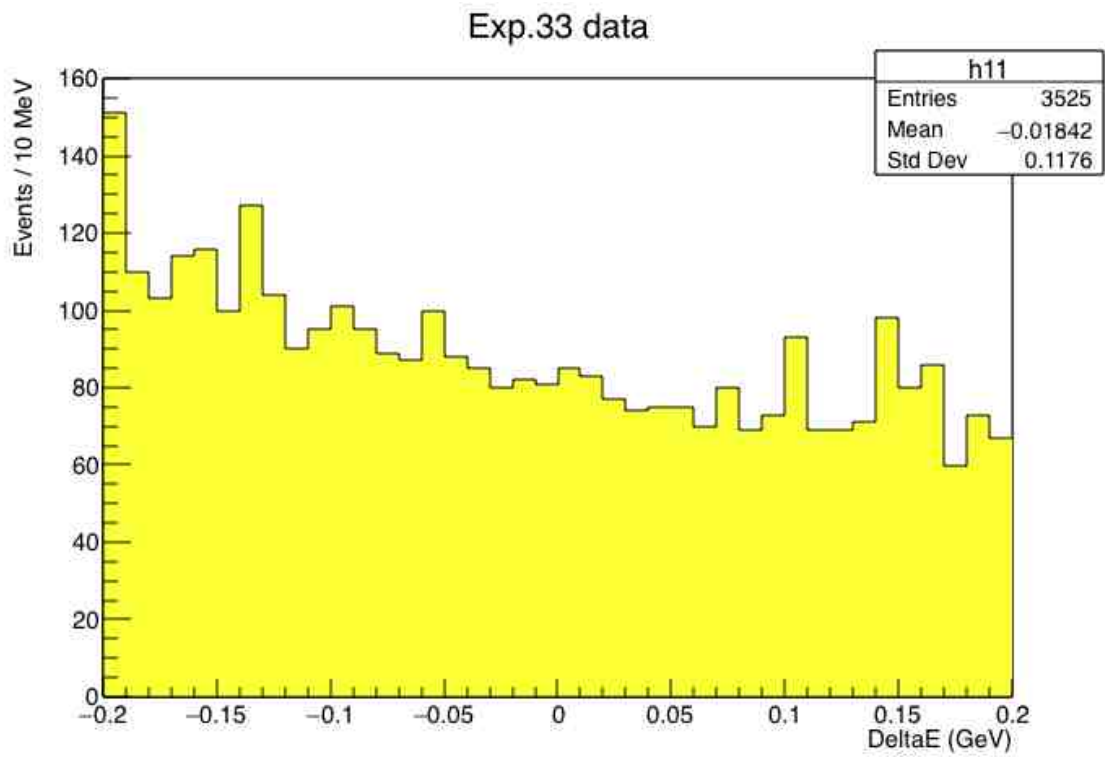


図 3.21: $19 \times 10^6 B$ メソン対生成を含むデータを解析して得た ΔE 分布

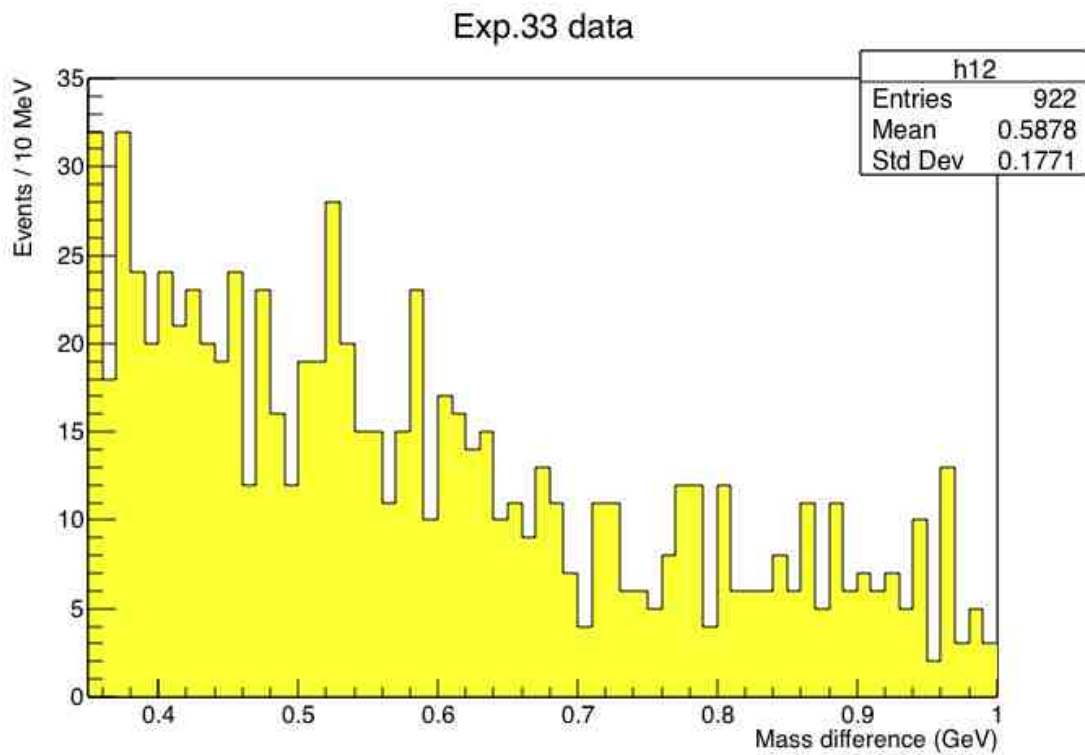


図 3.22: $19 \times 10^6 B$ メソン対生成を含むデータを解析して得たマスディファレンス分布

このデータの統計量に対応するバックグラウンドの期待値は 1000 事象であるのに対し、922 事象を観測し、比較的よい一致を見せていることがわかった。信号事象数が 13 事象であることから、信号事象を観測するには現状の 100 倍程度のバックグラウンド低減が必要である。

第4章 まとめ

$h_c(1P)$ およびこれまで未発見の $h_c(2P)$ や $X(3872)$ の $C = 1$ パートナー粒子を探索するのに適した、 $B^0 \rightarrow \eta_c \gamma K^\pm \pi^\mp$ 過程の再構成法を編み出した。検出効率は $2.05 \pm 0.04\%$ で、 $B^0 \rightarrow h_c K^+ \pi^-$ 崩壊分岐比を 10^{-4} と仮定すると、Belle 実験の全データ $772 \times 10^6 B$ メソン対生成事象中には、13 事象が期待値であることがわかった。

Belle 検出器で収集した $19 \times 10^6 B$ 中間子生成事象データを用いて、バックグラウンド事象数を確認したところ、922 事象であり、モンテカルロシミュレーションによる見積値 1000 事象と比較的よい一致を見た。したがって Belle 実験が収集した全データ、 $772 \times 10^6 B$ メソン対では 40000 事象のバックグラウンドが予想される。

よって $B^0 \rightarrow \eta_c \gamma K^\pm \pi^\mp$ 崩壊のシグナルを確認するためには、現状に比してバックグラウンドを 1/100 程度に抑制することが必要であることがわかった。

関連図書

- [1] Anders Rydberg et al, BAD 522 v6
- [2] 岩下智子, Measurement of branching fractions for B to J/psi eta K decays and search for a narrow resonance in the J/psi eta final state, 博士学位論文 (2011)
- [3] J.Beringer et al,(Particle Data Group), Phys. Rev. D86, 010001 (2012)
- [4] 脇田紗弥佳. $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ モードによる B 中間子の $\psi' \pi^0 K$ 崩壊に関する研究, 修士論文 (2012)
- [5] 津田幸枝, $B^0 \rightarrow \psi' \pi^0$ 過程の崩壊分岐比測定, 修士学位論文 (2009)
- [6] 上原貞治, 高エネルギーニューズ Vol.24 No.3 2005/10.11.12, Belle で見つかった新粒子 X(3872) と Y(3940)
- [7] 宮林謙吉, Belle におけるエキゾチックハドロン XYZ の研究, Vol.31 No.1 2012/04.05.06
- [8] 宮林謙吉 上原貞治, Belle 実験で見つかった「隠れたチャーム」を持つ粒子, 日本物理学会誌 Vol.63, No.3(2008) 200,
- [9] 宮林謙吉, クォーク 4 個でできた新粒子発見?, 日本物理学会誌 Vol.63, No.6(2008) 417
- [10] R.Brun et al, GEANT321 CERN Report No.DD/EE/84-1 (1987)
- [11] ” 東京大学大学院理学系研究科・理学部”, <<https://www.s.u-tokyo.ac.jp/ja/story/newsletter/40/4/features/06.html>>
- [12] ” 高エネルギー加速器研究機構”, <<https://www2.kek.jp/ja/newskek/2003/janfeb/belle-cp2.html>>
- [13] 佐藤優太郎, Central Drift Chamber(CDC) 中央飛跡検出器
- [14] S.Uno, KEK , The BELLE central drift chamber(1996)
- [15] ” 相原研究室の紹介”, <<http://hep.phys.s.u-tokyo.ac.jp/lab-intro/apparatus.html>>
- [16] 中川尊, 新型高性能光検出器 (HAPD) 読み出しのための ASIC の開発, 修士学位論文 (2005)
- [17] 吉見弘道, ”TOF カウンター”, <<http://www.jahep.org/intro/tof.pdf>>

- [18] The Belle detector”, <http://www-f9.ijs.si/~krizan/belle/detect_paper.pdf>
- [19] 齋藤智之,Belle 検出器,<<http://epx.phys.tohoku.ac.jp/eeweb/seminar/20100520belle.pdf>>
- [20] K.Abe *et al*, Belle Collaboration,Phys.Rev.0.68 012001(2003)