

2020年度修士学位論文  
Belle II 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 人間文化総合科学研究科  
物理学専攻 高エネルギー物理学研究室  
西川愛

2021年2月28日

## 概要

本研究では  $\eta_c\gamma$  に崩壊する未知の共鳴状態の探索を行うため、 $B^0 \rightarrow \eta_c\gamma K^\pm\pi^\mp$  崩壊過程に着目し、 $B^0 \rightarrow h_c K^\pm\pi^\mp$ ,  $h_c \rightarrow \eta_c\gamma$  崩壊ベンチマークに再構成法の検討とバックグラウンドの見積もりとその低減を行い、Belle II 実験における  $B^0 \rightarrow \eta_c\gamma K^\pm\pi^\mp$  崩壊の検出感度を見積もった結果について報告する。

# 目次

第 1 章	序論	6
1.1	標準理論	6
1.2	ハドロン形成	7
1.3	チャーモニウム	7
1.4	$X(3872)$	7
1.4.1	$X(3872)$ の $J^{PC}$	7
1.4.2	$X(3872)$ の構造	8
1.5	C-odd パートナー	8
1.6	ファクトリゼーション	8
1.7	本研究の目的	9
第 2 章	実験装置	10
2.1	SuperKEKB 加速器	10
2.2	Belle II 測定器	11
2.2.1	バーテックス検出器 (VXD)	12
2.2.2	中央飛跡検出器 (CDC)	12
2.2.3	パレル部粒子識別 (TOP)	13
2.2.4	エンドキャップ部粒子識別 (ARICH)	14
2.2.5	電磁カロリメーター (ECL)	14
2.2.6	超伝導ソレノイド	15
2.2.7	$K_L^0$ 及び $\mu$ 粒子検出器 (KLM)	15
2.2.8	トリガーとデータ収集システム	16
2.2.9	オフラインデータ処理システム	16
第 3 章	データ解析	18
3.1	実験データおよびシミュレーションデータの処理	18
3.2	$B^0 \rightarrow \eta_c \gamma K^\pm \pi^\mp$ 信号シミュレーション事象データの生成	18
3.3	バックグラウンド見積りのためのシミュレーション事象データ	19
3.4	$B^0 \rightarrow \eta_c \gamma K^\pm \pi^\mp$ 崩壊の再構成と $\eta_c \gamma$ 質量分布	19
3.4.1	荷電粒子の選別と粒子識別	19

---

3.4.2	$\gamma$ の選別 . . . . .	21
3.4.3	$\eta_c$ 再構成 . . . . .	21
3.4.4	$B$ メソン候補再構成 . . . . .	22
3.4.5	最良候補の選別 . . . . .	23
3.4.6	$\eta_c\gamma$ 質量分布 . . . . .	23
3.4.7	信号検出効率の導出 . . . . .	25
3.4.8	信号事象数の期待値 . . . . .	25
3.5	バックグラウンドの見積もりと低減 . . . . .	26
3.5.1	コンティニウムバックグラウンド . . . . .	27
3.5.2	事象形状変数と BDT によるコンティニウムバックグラウンドの低減 . . . . .	27
3.6	期待される感度 . . . . .	33
第 4 章	まとめ	35
付録 A	最良候補選別方法の検討	37
参考文献		39

# 目次

1.1	標準理論に現れる素粒子 [1] . . . . .	6
2.1	SuperKEKB 加速器 [7] . . . . .	10
2.2	ナノビームスキームの概念図 [8] . . . . .	11
2.3	Belle II 測定器の概観図 [10] . . . . .	12
2.4	PXD、SVD の配置図 [11] . . . . .	12
2.5	VXD の断面図 [11] . . . . .	12
2.6	CDC の半断面図 [12] . . . . .	13
2.7	TOP の動作原理概念図 [13] . . . . .	14
2.8	フォーカシング輻射スキーム [14] . . . . .	14
2.9	ARICH の識別原理 [15] . . . . .	14
2.10	ECL の断面図 [16] . . . . .	15
2.11	Belle II データ収集システムの全体図 [18] . . . . .	16
3.1	$K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ モードでの $E9E21$ 分布 . . . . .	21
3.2	$p\bar{p}$ モードでの $E9E21$ 分布 . . . . .	21
3.3	$K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ の不変質量分布 . . . . .	22
3.4	$p\bar{p}$ の不変質量分布 . . . . .	22
3.5	$K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ モードでの $M_{bc}$ 分布 . . . . .	22
3.6	$p\bar{p}$ モードでの $M_{bc}$ 分布 . . . . .	22
3.7	$K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ モードでの $\Delta E$ 分布 . . . . .	22
3.8	$p\bar{p}$ モードでの $\Delta E$ 分布 . . . . .	22
3.9	$K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ モードでの $\Delta E$ vs $M_{bc}$ 分布 . . . . .	23
3.10	$p\bar{p}$ モードでの $\Delta E$ vs $M_{bc}$ 分布 . . . . .	23
3.11	$K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ モードでの一事象当たりの $B$ メソン候補の数 . . . . .	23
3.12	$p\bar{p}$ モードでの一事象当たりの $B$ メソン候補の数 . . . . .	23
3.13	$K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ モードでの $\eta_c \gamma$ 不変質量分布 . . . . .	24
3.14	$p\bar{p}$ モードでの $\eta_c \gamma$ 不変質量分布 . . . . .	24
3.15	$K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ モードでの $M_{bc}$ 分布 (最良候補選別後) . . . . .	25
3.16	$p\bar{p}$ モードでの $M_{bc}$ 分布 (最良候補選別後) . . . . .	25

---

3.17	$B\bar{B}$ 事象とコンティニウム事象の事象形状	27
3.18	コンティニウムバックグラウンドの FastBDT 出力値分布 ( $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ モード)	30
3.19	$B\bar{B}$ バックグラウンドの FastBDT 出力値分布 ( $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ モード)	30
3.20	信号の FastBDT 出力値分布 ( $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ モード)	31
3.21	コンティニウムバックグラウンドの FastBDT 出力値分布 ( $p\bar{p}$ モード)	31
3.22	$B\bar{B}$ バックグラウンドの FastBDT 出力値分布 ( $p\bar{p}$ モード)	32
3.23	信号の FastBDT 出力値分布 ( $p\bar{p}$ モード)	32
3.24	信号事象の $M_{bc}$ 分布 ( $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ モード)	33
3.25	信号事象の $M_{bc}$ 分布 ( $p\bar{p}$ モード)	33
3.26	バックグラウンド事象の $M_{bc}$ 分布 ( $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ モード)	34
3.27	バックグラウンド事象の $M_{bc}$ 分布 ( $p\bar{p}$ モード)	34
3.28	$K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ モードでの $M_{bc}$ 分布 (Toy MC)	34
3.29	$p\bar{p}$ モードでの $M_{bc}$ 分布 (Toy MC)	34

# 表目次

1.1	チャーモニウム . . . . .	7
3.1	バックグラウンドの見積りに使用した Belle II 共用モンテカルロシミュレーションデータ . . . . .	19
3.2	$B^0 \rightarrow \eta_c \gamma K^\pm \pi^\mp$ 崩壊の事象再構成時の選別条件 . . . . .	20
3.3	$K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ モードでの $\eta_c \gamma$ 不変質量分布のフィット結果 . . . . .	24
3.4	$p\bar{p}$ モードでの $\eta_c \gamma$ 不変質量分布のフィット結果 . . . . .	24
3.5	積分ルミノシティ $100 \text{ fb}^{-1}$ あたりのバックグラウンドの見積もり結果 . . . . .	26
3.6	変数の場合分け . . . . .	28
3.7	FastBDT 出力値の条件を課す前後の事象数の比較 ( $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ モード) . . . . .	33
3.8	FastBDT 出力値の条件を課す前後の事象数の比較 ( $p\bar{p}$ モード) . . . . .	33
A.1	各条件下での最良候補選別結果 ( $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ モード) . . . . .	37
A.2	各条件下での最良候補選別結果 ( $p\bar{p}$ モード) . . . . .	38

# 第1章

## 序論

### 1.1 標準理論

標準理論とは、自然界の物質を構成する最小単位である素粒子のクォークやレプトンと、それらの間に働く、強い力、電磁力、弱い力を伝えるゲージボソン、さらに素粒子に質量を与えるヒッグス粒子について説明する理論体系である。以下の図 1.1 に標準理論に現れる素粒子を示す。図 1.1 上の数字は GeV を単位として表した素粒子の質量である。

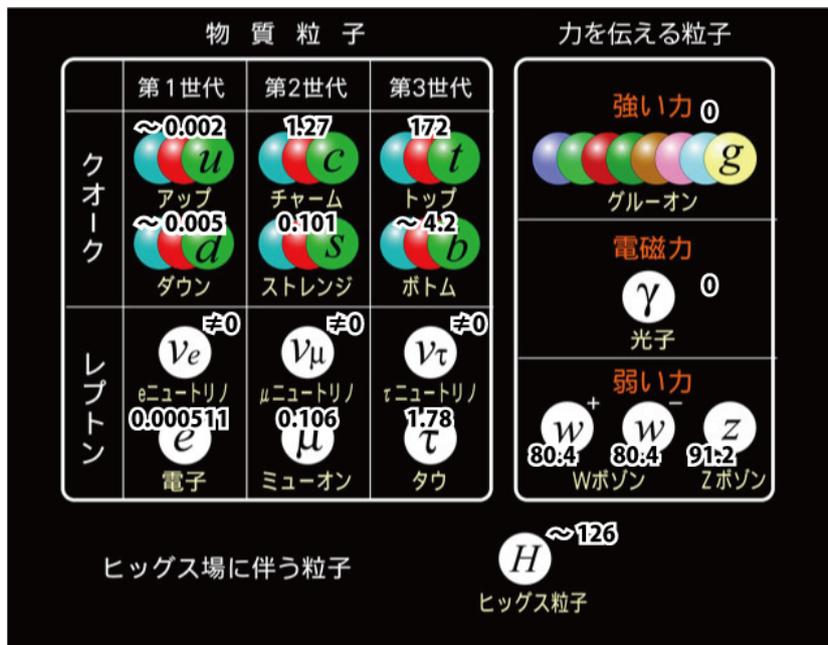


図 1.1 標準理論に現れる素粒子 [1]

## 1.2 ハドロ形成

クォークはクォークまたは反クォークを構成子として、強い相互作用によりハドロと総称される複合粒子を形成する。それらは通常、構成子がクォーク3つのバリオン、またはクォーク・反クォークの4体を構成子とするメソンのいずれかに分類される。エキゾチックハドロとは、メソンやバリオンとは違った構造を持つハドロンのことであり、クォークと反クォークが2つずつ合計4体を構成とするテトラクォークや、クォークとグルーオン成分を陽に含むハイブリッド状態、メソン2つが $\pi$ メソン交換により分子のように束縛されたメソン分子などが考えられている。

## 1.3 チャーモニウム

チャーモニウムとは $c$ クォークと $\bar{c}$ クォークによって構成されるメソンのことであり、スピンやパリティ、荷電共役などの違いにより様々なチャーモニウムが存在する。以下の表1.1にその一部を示す[2]。ここで $J^{PC}$ とは量子数のことであり、 $J$ はスピン、 $P$ はパリティ、 $C$ は荷電共役を表す。

表 1.1 チャーモニウム

	$\eta_c$	$J/\psi$	$h_c$	$\chi_{c0}$	$\chi_{c1}$	$\chi_{c2}$
$J^{PC}$	$0^{-+}$	$1^{--}$	$1^{+-}$	$0^{++}$	$1^{++}$	$2^{++}$
質量 [MeV/c <sup>2</sup> ]	2984	3097	3525	3415	3511	3556

## 1.4 $X(3872)$

$X(3872)$ とは、エキゾチックハドロンの一つであり、2003年に 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際に発見された質量  $3872\text{MeV}/c^2$  の幅が狭い共鳴のことである[3]。 $D$ メソン・ $\bar{D}$ メソン対閾値 ( $3740\text{MeV}/c^2$ ) よりも質量が重い励起状態は、強い相互作用により  $D\bar{D}$  に崩壊して幅が広がるが、 $X(3872)$  の崩壊幅は  $1.2\text{MeV}$  以下と狭く、 $J/\psi$  への崩壊分岐比が比較的高いという点で通常のチャーモニウムとは異なっている。

### 1.4.1 $X(3872)$ の $J^{PC}$

第1.3節でも説明しているが、 $J^{PC}$  は量子数のことであり、 $J$ はスピン、 $P$ はパリティ、 $C$ は荷電共役を表す。 $P$ と $C$ は multiplicative quantum number であり、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[4]、 $J/\psi$ と $\gamma$ がともに  $C = -1$  であることより  $X(3872)$  は  $C = +1$  であると決定された。そのほかのスピン、

パリティの決定は  $X(3872) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$  崩壊の角度相関から決定され、2013年に最終的に LHCb 実験 [5] により  $X(3872)$  の量子数が  $J^{PC} = 1^{++}$  であると決定された。

### 1.4.2 $X(3872)$ の構造

$J^{PC} = 1^{++}$  であることより、 $X(3872)$  が未確認のチャーモニウム  $\chi_{c1}(2P)$  である可能性もある。 $\chi_{c1}(2P)$  は  $J/\psi\gamma$  や  $\psi'\gamma$  への崩壊分岐比が数十%程度と考えられていることと矛盾して輻射崩壊の崩壊分岐比が低い。 $D^0\bar{D}^{*0}\pi^0$  や  $\bar{D}^{*0}D^0$  への崩壊分岐比の下限値が30%であるのに対し、 $J/\psi\gamma$  や  $\psi'\gamma$  への崩壊分岐比の Lower Limit は0.7%や4%である [2]。また、 $X(3872)$  はクォークと反クォーク4つで構成されるテトラクォークである可能性は低いと考えられる [5]。メソン分子は束縛エネルギーが緩い結合で壊れやすい粒子であるので、 $X(3872)$  がテバトロンや LHC の高エネルギー陽子・(反)陽子衝突における直接生成も観測されていることにより、純粋なメソン分子であることも考えにくい。以上のことより、 $X(3872)$  は  $J^{PC} = 1^{++}$  のメソン分子とチャーモニウムの混合状態とする説が有力となっている。 $X(3872)$  の波動関数を混合角  $\theta$  を用いて以下の式 1.1 に示す。

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

## 1.5 C-odd パートナー

$X(3872)$  がメソン分子  $|D^0\bar{D}^{*0}\rangle + |\bar{D}^{*0}D^0\rangle$  と  $\chi_{c1}(2P)$  の混合状態とすると、 $J/\psi\gamma$  モードには主としてチャーモニウム成分である  $\chi_{c1}(2P)$  が輻射崩壊する過程が効くと考えられる。同様に C-odd パートナーが  $|D^0\bar{D}^{*0}\rangle - |\bar{D}^{*0}D^0\rangle$  と同じ量子数のチャーモニウム成分  $h_c(2P)$  の混合状態とすると、輻射崩壊する過程として量子数の矛盾がないのは  $\eta_c\gamma$  である。これは、チャームクォークはアップやダウンクォークと比べて重いのでスピンの反転が難しいため、輻射崩壊して軌道角運動量が p-wave から s-wave になるときのスピン-重項の状態を保つレートが高いためである。実際に既知の  $J^{PC} = 1^{+-}$  チャーモニウムである  $h_c(1P)$  が  $\eta_c(1S)\gamma$  に輻射崩壊する崩壊分岐比は  $Br(h_c(1P) \rightarrow \eta_c(1S)\gamma) = 51\%$  [2] と高い。

## 1.6 ファクトリゼーション

$B$  メソンは質量が  $5.28 \text{ GeV}/c^2$  と大きいものとなっている。そのため、 $B$  メソンが二体崩壊すると崩壊後の娘粒子は互いに反対方向に高い運動量を持って離れる。そのため、終状態相互作用が小さく、崩壊振幅を、二つの娘粒子に至る2つのカレントの積で表したものが良い近似として成り立つ。この近似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量子数  $J^{PC}$  が  $J^{PC} = 0^{++}, 1^{--}, 1^{++}$  のチャーモニウムは生成しやすいが、 $J^{PC} = 0^{+-}, 1^{+-}, 2^{++}$  生成は抑制される。そこで本研究で  $J^{PC} = 1^{+-}$  の状態を生成するうえで、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している。

## 1.7 本研究の目的

本研究の目的は、 $\eta_c\gamma$  に崩壊するハドロンの探索、すなわち  $X(3872)$  の C-odd パートナーまたは  $h_c(2P)$  の探索を行うため、 $B^0 \rightarrow \eta_c\gamma K^\pm\pi^\mp$  崩壊モードの再構成を行い、バックグラウンドの見積もりとその低減を図ったうえで、Belle II 実験における検出感度を見積もることである。

## 第2章

# 実験装置

### 2.1 SuperKEKB 加速器

SuperKEKB 加速器とは、2010 年まで運転を続けた前身の KEKB 加速器をグレードアップさせたものであり、7 GeV の電子と 4 GeV の陽電子を衝突させ B メソン・反 B メソン対を生成する非対称エネルギー衝突型加速器である。以下の図 2.1 に SuperKEKB 加速器の全体模式図を示す。

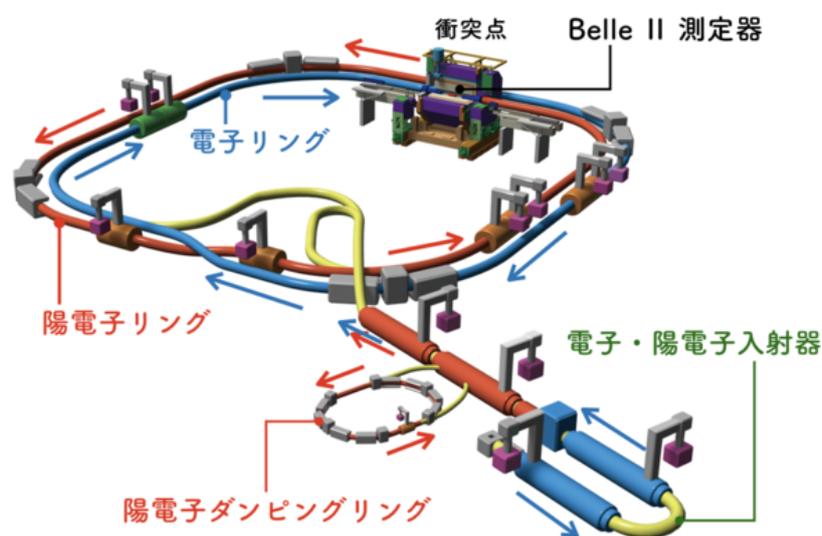


図 2.1 SuperKEKB 加速器 [7]

SuperKEKB 加速器は KEKB 加速器と比較して 40 倍にあたる  $8 \times 10^{35} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  ルミノシティを目指している。ここでルミノシティとは衝突型加速器の物理事象発生能力を表す指標であり、反応断面積を  $\sigma$ 、単位時間あたりの事象発生数を  $Y$  とすると、ルミノシティ  $L$  を用いて  $Y = L \times \sigma$  と表せる。この式より、事象発生数はルミノシティに比例していることが分かる。つまり、より多くのデータを集めて稀な物理現象を探索するには高いルミノシティが必要

である。ルミノシティは以下の式から求められる [8]。ここで衝突点での二つのビームについて、フラットビームと等しい水平及び垂直ビームサイズを仮定している。

$$L = \frac{\gamma_{\pm}}{2er_e} \left( \frac{I_{\pm}\xi_{y\pm}}{\beta_y^*} \right) \left( \frac{R_L}{R_{\xi_y}} \right) \quad (2.1)$$

添え字の  $\pm$  は  $+$  が陽電子、 $-$  が電子ビームについての数値であることを表し、 $*$  は衝突点での数値であることを表す。 $\gamma_{\pm}$  はローレンツファクター、 $e$  は電子の電荷量、 $r_e$  は古典電子半径であり、これらは定数または自由にとることが出来ないパラメータである。また、 $R_{\xi_y}$  は交差角度と砂時計効果から生じる垂直ビームパラメーターの縮小係数を、 $R_L$  は交差角度と砂時計効果によるルミノシティの縮小係数を表す。バンチ長が  $\beta_y^*$  に比べて十分に小さければ、これらのパラメーターの比率は通常 1 からそれほど遠くない。よって、ルミノシティは主にビーム電流値  $I_{\pm}$ 、垂直方向ビームパラメーター  $\xi_{y\pm}$ 、衝突点での垂直方向ベータ関数  $\beta_y^*$  によって決定される。

したがって、ルミノシティを上げる方法としては、 $I_{\pm}$ 、 $\xi_{y\pm}$  を大きくして  $\beta_y^*$  を小さくすればよい。SuperKEKB 加速器では KEKB 加速器と比較して、ビーム電流値  $I_{\pm}$  を 2 倍に、衝突方式にナノビームスキームを採用することで  $\beta_y^*$  を 20 分の 1 にして、40 倍のルミノシティを達成する計画である。ここでナノビームスキームとは、以下の図 2.2 に示すように、従来の正面衝突ではなく、水平方向に大きな交差角を持たせてバンチ（電子、陽電子はバンチと呼ばれるかたまりとなって加速器の中を周回している）を交差させることにより、バンチが衝突する領域を小さくする方法である。

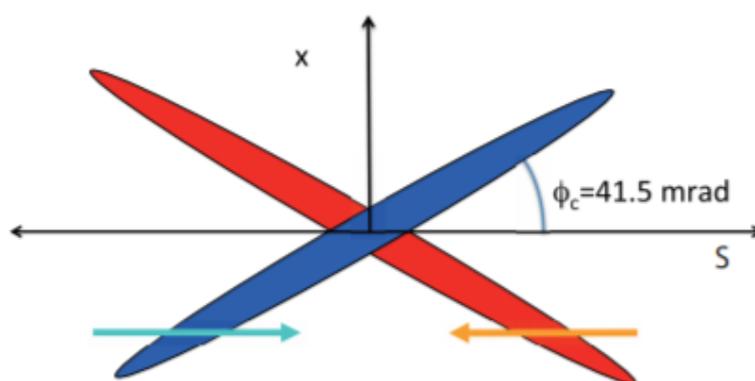


図 2.2 ナノビームスキームの概念図 [8]

## 2.2 Belle II 測定器

Belle II 測定器は、SuperKEKB 加速器の衝突点に設置された高さ、幅、奥行き約 8 m の大型汎用粒子測定器である。電子・陽電子衝突によって生成された  $B$  メソン対から崩壊して出てくる粒子を以下で紹介する各検出器によって識別、検出を行っている。以下の図 2.3 に示す。

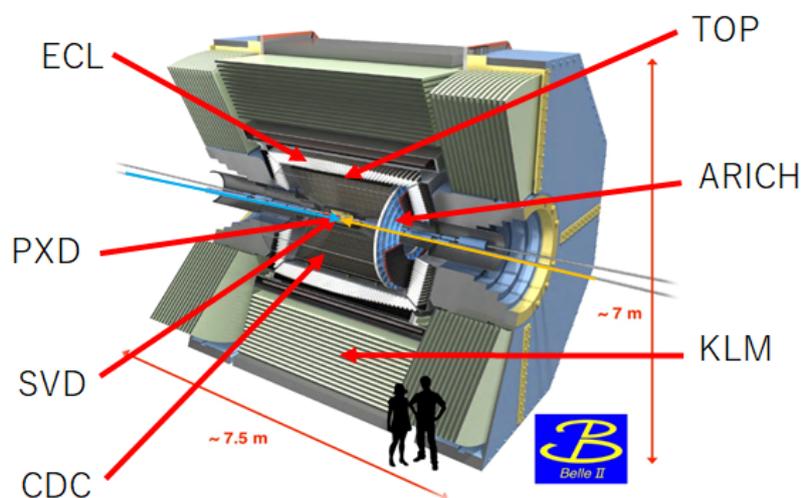


図 2.3 Belle II 測定器の概観図 [10]

### 2.2.1 バーテックス検出器 (VXD)

Pixel Detector(PXD) と Silicon Vertex Detector(SVD) の二つからなり、粒子の崩壊点位置の測定を行う。ビーム衝突点から最も近い位置に設置されている検出器であり、衝突点部分のビームパイプを取り囲むように内側から2層のPX D、4層のSVDで構成される。荷電粒子がシリコンを通過した際に電子・正孔対が生成され、それを電気信号として取り出すことが検出の原理である。以下の図 2.4 に PVD、SVD の配置図を、図 2.5 に VXD の断面図を示す。

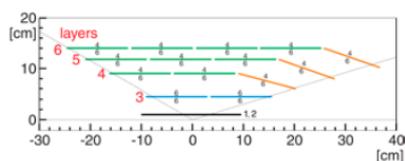


図 2.4 PXD、SVD の配置図 [11]

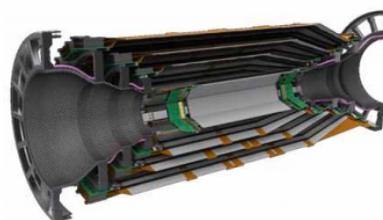


図 2.5 VXD の断面図 [11]

### 2.2.2 中央飛跡検出器 (CDC)

半径約 1.1m の円筒形状内に陽極であるセンスワイヤーが 14336 本、陰極となるフィールドワイヤーが 42240 本の計 56576 本の細い金属ワイヤーを張ったドリフトチェンバーであり、荷電粒子の飛跡を検出して運動量を求めるとともに、ガス中のエネルギー損失 (dE/dx) を測定できる。荷電粒子がガス中を通過すると、ガス分子に衝突しながら進むのでガス分子がイオン化される。生成された電子はフィールドワイヤーによって形成された電場に行き、信号読み出

し用のセンスワイヤーに向かってドリフトする。センスワイヤー近傍では電場が強く、電子はガス分子に衝突してから次に衝突するまでの間にイオン化を生じさせるのに十分なエネルギーを得るため、電子がガス分子と衝突するたびに指数関数的増加を示す。これをガス増幅という。こうしてセンスワイヤー近傍に発生した電荷のうち、陽イオンの方がフィールドワイヤーまで移動する距離がはるかに長いので、これがワイヤーに生じる電位変化すなわち信号パルスの生成には支配的である。以下の図 2.6 に CDC の半断面図を示す。ここで、図 2.6 の実線と点線はそれぞれ  $z$  軸に平行なワイヤーとステレオワイヤーを表しており、このワイヤー配置により、荷電粒子の飛跡を三次元で再構成可能である。最内層のピンク色の 8 本はスモールセル部分を表しており、 $\phi$  方向と半径方向のそれぞれが外側のノーマルセルと比べて半分程度のサイズとなっている。セルの分割を細かくすることにより、空間的に細分化することや最大ドリフト時間を短縮することが出来、高いヒットレートが予想される最内層でのワイヤーのヒットレートとオキュパンシーを減らすことが出来る。

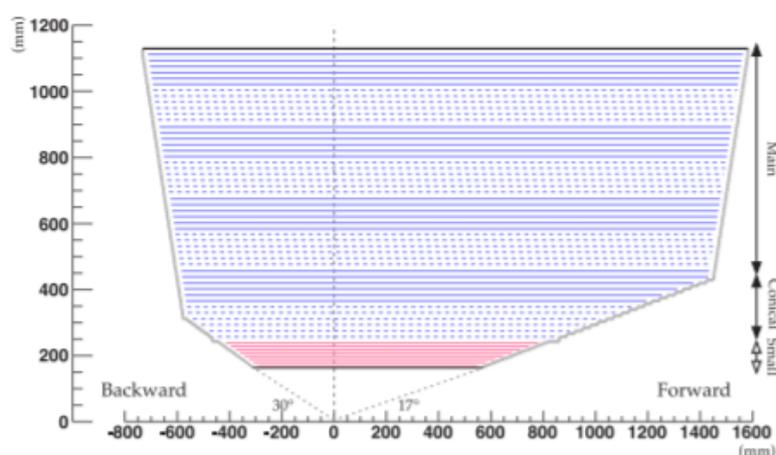


図 2.6 CDC の半断面図 [12]

### 2.2.3 バレル部粒子識別 (TOP)

長さ 2.7 m、幅 45 cm、厚さ 2 cm のチェレンコフ光輻射体である合成石英板とその後端面に設置された光検出器、信号読み出し回路で構成され、バレル部分での  $\pi$  メソン、 $K$  メソン識別を担っている。内層部を CDC、外層部を ECL に挟まれた動径方向約 12 cm のスペースに設置される。ある位置にある運動量で荷電粒子が入射したとき、粒子の種類の違い、すなわち質量の違いにより、速さの違いがあるため、チェレンコフ光を放射する角度、チェレンコフ角の違いが生じる。全反射条件を満たしたチェレンコフ光はチェレンコフ角で決まった経路を伝播していくため、伝播時間と光検出器光電面上の検出位置がチェレンコフ角を反映したものになる。この原理により Time of Propagation の頭文字を取って TOP 検出器と呼ぶ。図 2.7 に TOP の動作原理概念図を示す。

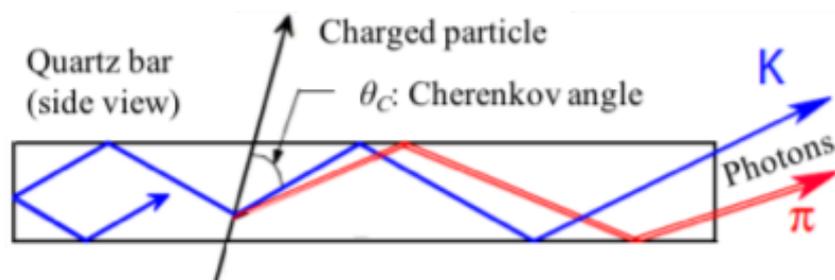


図 2.7 TOP の動作原理概念図 [13]

### 2.2.4 エンドキャップ部粒子識別 (ARICH)

チェレンコフ輻射体としてエアロゲルを使用した検出器であり、前方エンドキャップ部での  $\pi$  メソン、 $K$  メソン識別を担っている。ARICH 検出器では屈折率が 1.045 と 1.055 の異なる二種類のエアロゲルを用いて、これらを重ねて多層化することによってチェレンコフ角測定 of 角度分解能を損なうことなく輻射体の厚みを増すことにより検出光子数を増やしている。これをフォーカシング輻射体スキームと呼ぶ。光検出器には HAPD (Hybrid Avalanche Photo Detector) を用いており、捕らえた光子の位置情報からチェレンコフ角を再構成して荷電粒子を同定している。以下の図 2.8 にフォーカシング輻射スキームの概念図を、図 2.9 に ARICH の識別原理を示す。

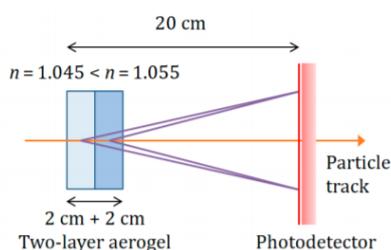


図 2.8 フォーカシング輻射スキーム [14]

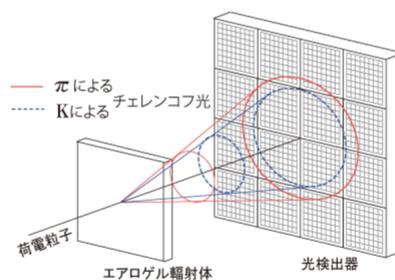
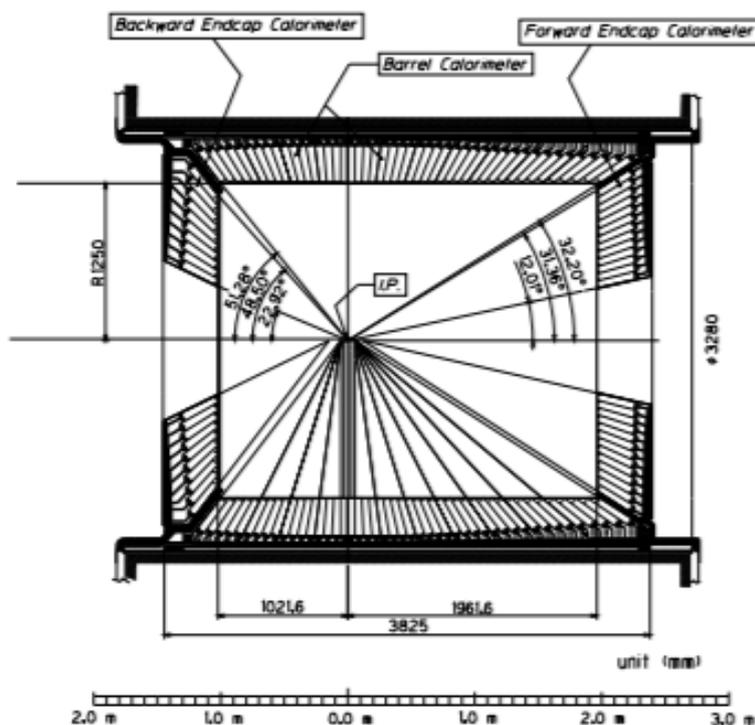


図 2.9 ARICH の識別原理 [15]

### 2.2.5 電磁カロリメーター (ECL)

CsI(Tl) 結晶シンチレータを使用した検出器であり、電子や光子のエネルギー測定を行う。結晶中に電子や光子が入射すると、光子からの電子・陽電子対生成や電子や陽電子からの制動放射により電子シャワーが形成され、そのエネルギーのほとんどを結晶中で失う。その際にエネルギー損失に比例するシンチレーション光を出すので、その光をシリコン PIN フォトダイオードによって読み出すことにより電子や光子のエネルギーを測定する。図 2.10 に ECL の断面図を示す。前方エンドキャップ部に 1152 本、バレル部に 6624 本、後方エンドキャップ部に 960 本の CsI(Tl) 結晶シンチレータを使用している。バレル部内筒の半径は 1250 mm で

あり、荷電粒子の飛跡検出器群の有感領域  $17^\circ < \theta < 150^\circ$  の範囲に発生した粒子が形成した電磁シャワーも検出できるようにするため、シャワーの横方向への広がりも考慮し、エンドキャップ部の CsI(Tl) 結晶シンチレータは  $12^\circ < \theta < 157^\circ$  の範囲を覆っている。



スチックシンチレータに波長変換ファイバーを差し込み、MPPC を取り付けた検出器を使用しており、鉄を通過した粒子が散乱されるかどうか、シャワーを形成するかどうかで  $\mu$  粒子や荷電ハドロン、 $K_L^0$  を識別している。

## 2.2.8 トリガーとデータ収集システム

トリガーとはある特定の事象を取捨選択する電子回路のことであり、トリガーシステムは各検出器から送られてくる情報から、バックグラウンド事象かデータを取得すべき物理事象かの取捨選択を判断する。主として、ECL で検出したエネルギーと、CDC の信号が出たワイヤーの配置パターンの情報を用いる。トリガーシステムから送信されるトリガー信号は、加速器の RF 信号より作成された全システム共通のクロックと一緒に各検出器のフロントエンド回路に分配され、フロントエンドでデジタル化された各検出器での信号は Belle2link と呼ばれる高速光データ転送システムを用いて共通読み出しモジュールである COPPER に送信される。その後、送信されたデータからイベントビルディングが行われ、並列処理で行われるオフラインと同じイベント再構成の結果より物理事象の選択が行われる。以下の図 2.11 に Belle II のデータ収集システムの全体像を示す。

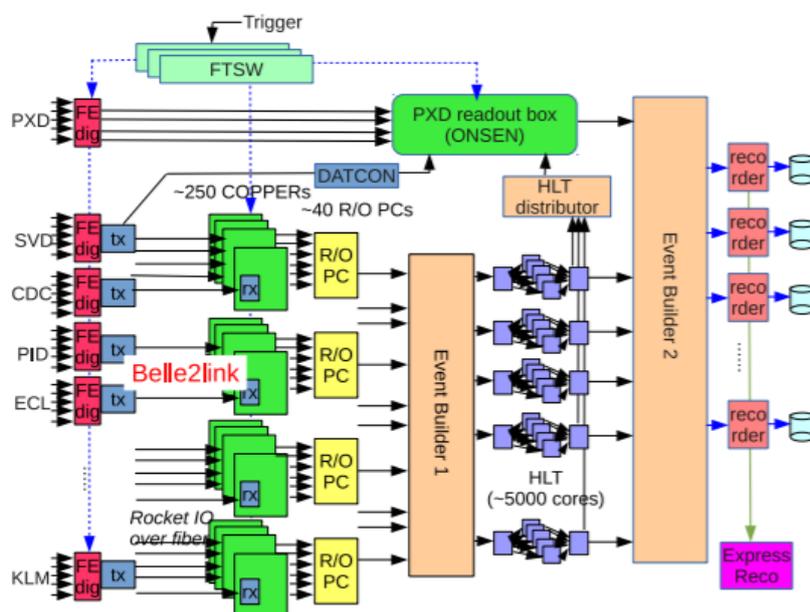


図 2.11 Belle II データ収集システムの全体図 [18]

## 2.2.9 オフラインデータ処理システム

データ収集システムにより、事象ごとに ROOT フォーマットに整えられた生データは KEK 機構内に敷設されたデータ転送リンクにより、計算科学センター中央計算機システム (KEKCC) に送られる。物理解析の対称となる検出した粒子の四元運動量を再構成した DST 形

---

式のデータはグリッドコンピューティング上の処理により生成する。

## 第3章

# データ解析

### 3.1 実験データおよびシミュレーションデータの処理

Belle II 実験をはじめ、素粒子・原子核の実験データを解析する際には、研究対象が相対論的量子力学に支配され、確率過程により生じる減少であることから、ある仮説に基づいたモンテカルロシミュレーションにより期待値を得て、それを実験データと比較する手法をとる。

本研究で扱う崩壊過程である  $B^0 \rightarrow \eta_c \gamma K^\pm \pi^\mp$  は他のチャーモニウムを含む崩壊過程と同様、 $10^{-4}$  程度の崩壊分岐比が予想される。したがって、何ら選別せずに、実験データを解析しても、ほぼ全ての事象がバックグラウンドである。また、実験データの分布を見ながら選別条件を調整すると、人為的なバイアスの混入を否定できない。そこで、信号事象、バックグラウンド事象の両方とも期待される分布をシミュレーションデータを用いて調べたのちに実験データを解析する手順とする。

実験データは Belle II 測定器を構成する各検出器からの信号をデータ収集システムで数値化した主データに必要な較正を行ったうえで、四元運動量や四元位置ベクトルを再構成して粒子ごとのデータオブジェクトを作成する。この段階まで処理が進んだものを MDST 形式と呼ぶ。シミュレーションデータも MDST 形式を作成する。事象生成には Evtgen プログラムを用いて、電子・陽電子衝突での粒子を理論やモデルが予言する確率分布を使用して生成する。粒子が検出器を通過する際の相互作用は GEANT4 プログラムで計算し、検出器の特性を反映して生データと同じ形式のデータオブジェクトを作成する。その後、MDST 形式にする処理手順は実験データのそれと基本的に同じである。こうして実験データもモンテカルロシミュレーションデータも Mini Data Samarry Tape(MDST) という形式でデータを保存することにより、解析プログラムは同じものを使用できる。

### 3.2 $B^0 \rightarrow \eta_c \gamma K^\pm \pi^\mp$ 信号シミュレーション事象データの生成

$B^0 \rightarrow \eta_c \gamma K^\pm \pi^\mp$  過程を研究するにあたり、信号シミュレーション事象として  $B^0 \rightarrow h_c K^\pm \pi^{mp}$ ,  $h_c \rightarrow \eta_c \gamma$  なる崩壊チェーンの事象生成を行うことにした。ここで  $\eta_c \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  と  $\eta_c \rightarrow p\bar{p}$  の二つの崩壊モードを考慮した。 $\eta_c$  のそれぞれの崩壊モードについて 10 万事象を生成した。ここで、 $\eta_c \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  は  $K^0 K^- \pi^+$  及び  $\bar{K}^0 K^+ \pi^-$  で生成し、 $K^0$  または  $\bar{K}^0$

を GEANT4 に渡す。 $K^0$  または  $\overline{K^0}$  が 50:50 で  $K_S^0$  または  $K_L^0$  になり、 $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  の崩壊分岐比が 69.2% であるため、 $100000 \times 0.5 \times 0.692 = 34600$  事象が有効な  $\eta_c \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  モードの事象数である。

### 3.3 バックグラウンド見積もりのためのシミュレーション事象データ

バックグラウンドの見積もりには Belle II 共用のモンテカルロシミュレーションデータを使用した。以下の表 3.1 に使用したもののまとめを示す。ここで、Event Type が  $u\bar{u}$ ,  $d\bar{d}$ ,  $s\bar{s}$ ,  $c\bar{c}$  は対応するクォーク・反クォーク対生成事象を指し、これらを総称してコンティニウム事象と呼ぶ。 $B^0\overline{B^0}$  は中性  $B$  メソン対生成、 $B^+B^-$  は荷電  $B$  メソン対生成事象で、ともに  $\Upsilon(4S)$  から生じる。事象数は積分ルミノシティ ( $\int Ldt$ ) に対応するものである。

表 3.1 バックグラウンドの見積もりに使用した Belle II 共用モンテカルロシミュレーションデータ

Event Type	$\int Ldt$	事象数
$u\bar{u}$	100 fb <sup>-1</sup>	161 M
$d\bar{d}$		40 M
$s\bar{s}$		38 M
$c\bar{c}$		133 M
$B^0\overline{B^0}$		54 M
$B^+B^-$		51 M

### 3.4 $B^0 \rightarrow \eta_c \gamma K^\pm \pi^\mp$ 崩壊の再構成と $\eta_c \gamma$ 質量分布

この節では、信号モンテカルロシミュレーションデータ (以下 signal MC) を用いた選別条件の確認や検出効率の見積もりについて説明する。

#### 3.4.1 荷電粒子の選別と粒子識別

以下の表 3.2 に  $B^0 \rightarrow \eta_c \gamma K^\pm \pi^\mp$  崩壊の事象再構成時の選別条件を示す。ここで  $|dr|$  はビーム衝突点以下 (IP) と磁場中でらせんを描く飛跡の最近接点から  $z$  軸におろした垂線の長さであり、 $dz$  は IP に対する飛跡の最近接点の  $z$  座標である。

表 3.2  $B^0 \rightarrow \eta_c \gamma K^\pm \pi^\mp$  崩壊の事象再構成時の選別条件

粒子	選別条件
$K$	$ dr  < 2$ $ dz  < 5$ $K$ の Likelihood Ratio $> 0.6$
$\pi$	$ dr  < 2$ $ dz  < 5$ $K$ の Likelihood Ratio $< 0.6$
$K_S^0$	$0.4776 \text{ GeV}/c^2 < M_{\pi^+\pi^-} < 0.5176 \text{ GeV}/c^2$
$p$	$ dr  < 2$ $ dz  < 5$ $p$ の Likelihood Ratio $> 0.2$

Likelihood とは対称の粒子らしさを表す指標となるものであり、前章で説明した各検出器の信号に関する確率密度から算出する。飛跡測定によって求められる運動量、CDC で測るエネルギー損失  $dE/dx$ 、TOP で測定される粒子の飛行時間と再構成したリングイメージや ARICH でのチェレンコフ光リングイメージが用いられている。他にも  $\mu$  粒子の識別に KLM が、電子識別には ECL が用いられている。Likelihood(L) は以下の式 3.1 で求められる。ここで添字の  $k$  はそれぞれの検出器を表し、添字の  $i$  は粒子の種類を表す。すなわち、 $P_k(i)$  とは検出器  $k$  で得られる粒子  $i$  の確率密度である。

$$L_i = \prod_k P_k(i) \quad (3.1)$$

$K$  メソンと  $\pi$  メソンを識別する際は、 $K$  メソンの Likelihood Ratio を以下の式 3.2 で定義し選別に用いた。

$$(K \text{ メソンの Likelihood Ratio}) = \frac{L_K}{(L_K + L_\pi)} \quad (3.2)$$

また  $p$  の選別に用いた  $p$  の Likelihood Ratio は以下の式 3.3 で定義される。

$$(p \text{ の Likelihood Ratio}) = \frac{L_p}{(L_e + L_\mu + L_\pi + L_K + L_p + L_d)} \quad (3.3)$$

また  $B$  メソンを再構成する際の選別条件に使用されている  $M_{bc}$  と  $\Delta E$  は式 3.4、式 3.5 で求められる変数である。これらは、重心系すなわち  $\Upsilon(4S)$  静止系での  $B$  メソン候補の運動量の大きさ  $P_B$  とエネルギー  $E_B$  を用いて定義され、対で生成する  $B$  メソンが重心系エネルギーの半分を持ち、互いに正反対向きの運動量を持つことに基づいている。ここで、 $E_{\text{beam}}$  は重心系でのビームエネルギー、すなわち重心系エネルギーの  $\frac{1}{2}$  である。 $B$  崩壊信号では、 $M_{bc} = 5.28 \text{ GeV}/c^2$ 、 $\Delta E = 0$  にピークが形成される。

$$M_{bc} = \sqrt{E_{\text{beam}}^2 - p_B^2} \quad (3.4)$$

$$\Delta E = E_B - E_{\text{beam}} \quad (3.5)$$

### 3.4.2 $\gamma$ の選別

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  $\gamma$  の候補としており、その中で  $\gamma$  のエネルギーが 100 MeV 以上であることを要求する。また  $E9/E21$  という変数を使用する。この変数は最も大きいエネルギーを検出した CsI 結晶を中心に  $3 \times 3$  個の結晶で観測されたエネルギーと  $5 \times 5$  個の結晶のうち四隅の結晶を引いた 21 個の結晶で観測されたエネルギーの比率である。 $\gamma$  が生成する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較してコア部分が明瞭であるので、 $E9/E21$  の値は大きくなる。本研究では  $E9/E21 > 0.9$  を要求した。図 3.1 と図 3.2 にそれぞれ  $\eta_c \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  モードと  $\eta_c \rightarrow p\bar{p}$  モードによる  $E9/E21$  の分布を示す。図中の赤い点線は  $E9/E21 = 0.9$  を示す。

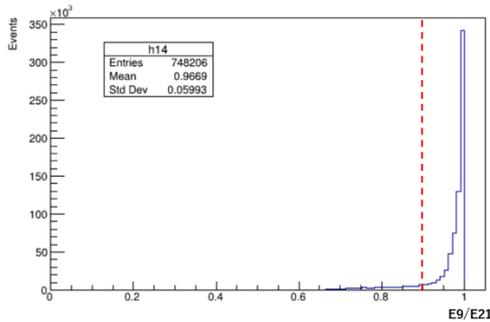


図 3.1  $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  モードでの  $E9/E21$  分布

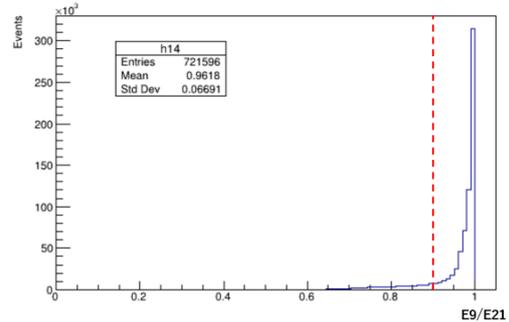


図 3.2  $p\bar{p}$  モードでの  $E9/E21$  分布

### 3.4.3 $\eta_c$ 再構成

Signal MC 事象データサンプルを解析した際の  $\eta_c \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  モードと  $\eta_c \rightarrow p\bar{p}$  モードで対応する終状態での不変質量分布を図 3.3 と図 3.4 に示す。赤い 2 本の点線は  $\eta_c$  の質量  $\pm 40 \text{ MeV}/c^2$  を示し、 $2.984 \text{ GeV}/c^2$  付近のピークを適切に含む。ここで、 $\eta_c$  の崩壊幅は  $32 \text{ MeV}/c^2$  あり、それが質量分布のピーク周りの広がりには支配的である。

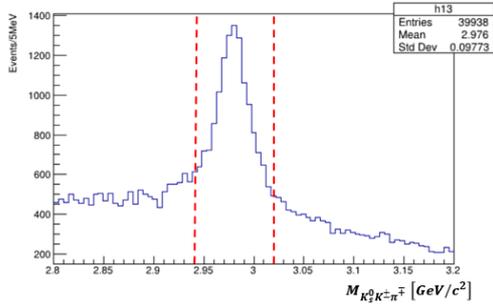


図 3.3  $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  の不変質量分布

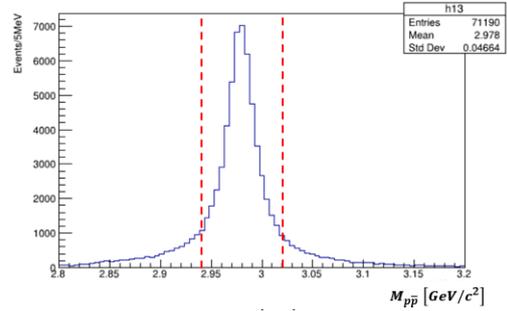


図 3.4  $p\bar{p}$  の不変質量分布

### 3.4.4 B メソン候補再構成

$\eta_c \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  モードと  $\eta_c \rightarrow p\bar{p}$  モードで B メソン候補の再構成を行った。以降、 $\eta_c \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  に崩壊するモードを  $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  モード、 $\eta_c \rightarrow p\bar{p}$  に崩壊するモードを  $p\bar{p}$  モードと呼ぶ。図 3.5 と図 3.6 にそれぞれのモードでの  $M_{bc}$  分布、図 3.7 と図 3.8 にそれぞれのモードでの  $\Delta E$  分布を示す。どちらの崩壊モードでも  $M_{bc} = 5.28 \text{ GeV}/c^2$ 、 $\Delta E = 0$  にピークが形成されていることが確認できた。図中の赤い点線は  $M_{bc} = 5.27$ 、 $\Delta E = \pm 0.05$  を示す。

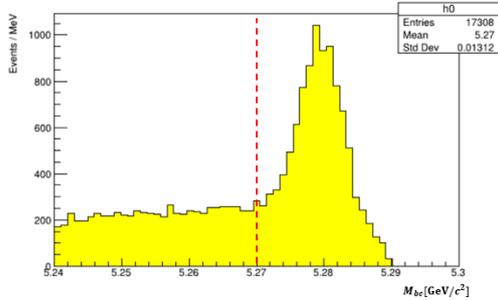


図 3.5  $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  モードでの  $M_{bc}$  分布

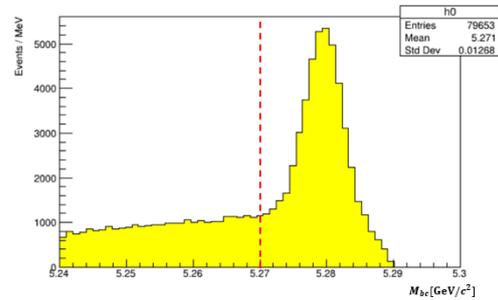


図 3.6  $p\bar{p}$  モードでの  $M_{bc}$  分布

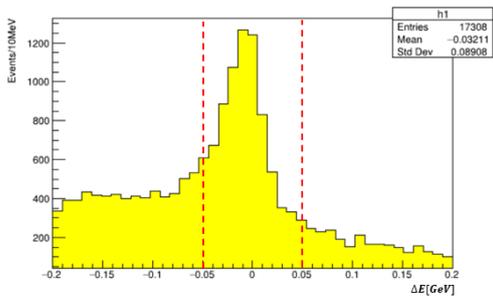


図 3.7  $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  モードでの  $\Delta E$  分布

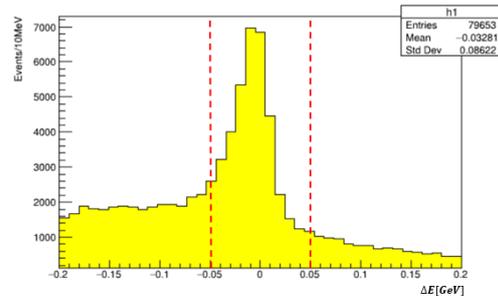


図 3.8  $p\bar{p}$  モードでの  $\Delta E$  分布

また、図 3.9 と図 3.10 にそれぞれのモードでの  $M_{bc}$  と  $\Delta E$  の二次元プロットを示す。赤い

点線で囲まれた範囲 ( $M_{bc} > 5.27 \text{ GeV}/c^2$  以上、 $|\Delta E| < 0.05 \text{ GeV}$  以内) を信号領域とした。

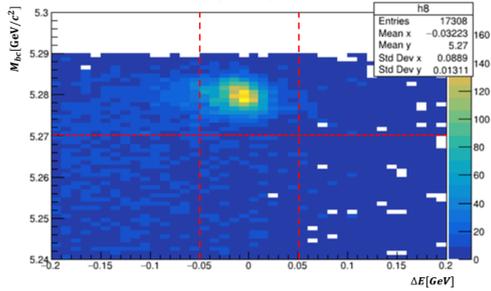


図 3.9  $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  モードでの  $\Delta E$  vs  $M_{bc}$  分布

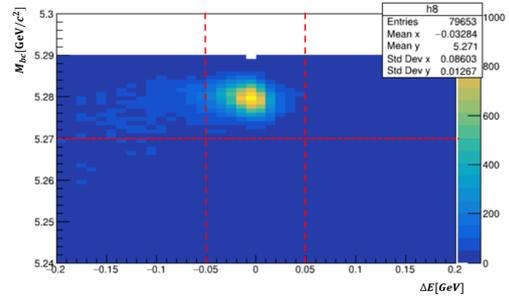


図 3.10  $p\bar{p}$  モードでの  $\Delta E$  vs  $M_{bc}$  分布

### 3.4.5 最良候補の選別

図 3.11 と図 3.12 に  $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  モードと  $p\bar{p}$  モードでの一事象に信号領域に見出される  $B$  メソン候補の数の分布を示す。どちらのモードも半数近くは複数の候補が見出されたため、これらの候補の中から最良の  $B$  メソン候補を選別する必要がある。本研究では複数の  $B$  メソン候補がある場合は、 $\Delta E$  が 0 に一番近いもの、すなわち  $|\Delta E|$  が一番小さいものを選び、 $M_{bc}$  分布から信号抽出することとした。

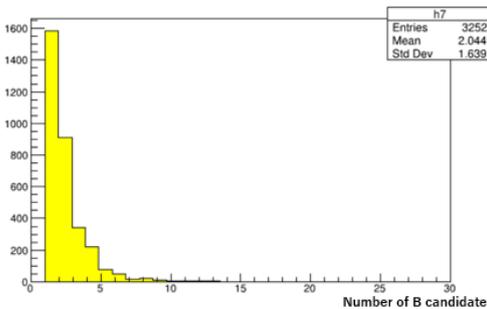


図 3.11  $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  モードでの一事象当たりの  $B$  メソン候補の数

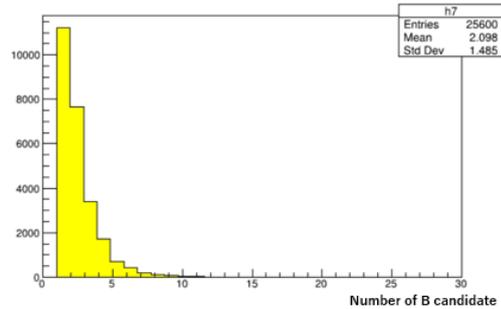
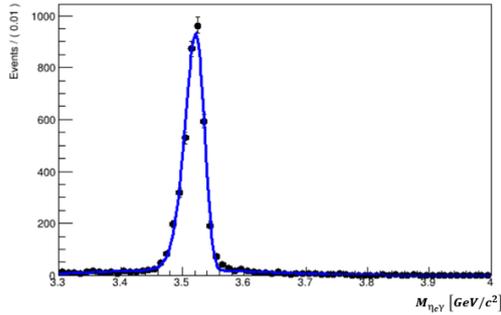
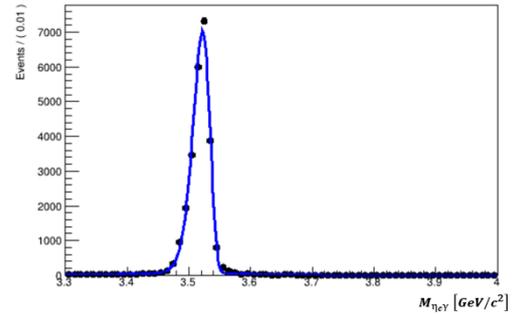


図 3.12  $p\bar{p}$  モードでの一事象当たりの  $B$  メソン候補の数

### 3.4.6 $\eta_c \gamma$ 質量分布

図 3.13 と図 3.14 にそれぞれ  $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  モードと  $p\bar{p}$  モードによる  $B$  メソン候補選別の再構成と最良候補選別を行い、それを通過した事象について  $\eta_c \gamma$  の不変質量分布を示す。 $h_c \rightarrow \eta_c \gamma$  のシミュレーションデータによる検討なので、 $h_c$  の質量 ( $3525 \text{ MeV}/c^2$ ) にピークが認められる。

図 3.13  $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  モードでの  $\eta_c \gamma$  不変質量分布図 3.14  $p\bar{p}$  モードでの  $\eta_c \gamma$  不変質量分布

$\gamma$  を検出すると、ECL の CsI(Te) 結晶シンチレーターの長さが  $16X_0$  であることからシャワーの漏れの効果により、低いほうに Tail が出る非対称な分布になる。そこで Novosibirsk function[19] を使用し、それだけでは合わない分布の裾の部分を表すために幅の広い Gaussian を足した関数でフィットした。ここで、Novosibirsk function は、分布のピーク位置を表す  $M_N$ 、分布の広がりを表す  $\sigma_N$ 、分布の非対称度を表す  $a$  の 3 つのパラメーターで記述される。追加した Gaussian は平均値  $M_G$ 、標準偏差  $\sigma_G$  で記述される。それぞれのフィット結果を以下の表 3.3 と表 3.4 に示す。フィット結果より分解能は  $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  モードで  $16 \text{ MeV}/c^2$ 、 $p\bar{p}$  モードで  $14 \text{ MeV}/c^2$  が期待できることが分かった。

表 3.3  $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  モードでの  $\eta_c \gamma$  不変質量分布のフィット結果

$M_N$	$3521.3 \pm 0.5 \text{ [MeV}/c^2]$
$\sigma_N$	$16.0 \pm 0.3 \text{ [MeV}/c^2]$
$a$	$0.18 \pm 0.02$
$M_G$	$3498 \pm 8 \text{ [MeV}/c^2]$
$\sigma_G$	$139 \pm 7 \text{ [MeV}/c^2]$

表 3.4  $p\bar{p}$  モードでの  $\eta_c \gamma$  不変質量分布のフィット結果

$M_N$	$3522.0 \pm 0.2 \text{ [MeV}/c^2]$
$\sigma_N$	$13.8 \pm 0.1 \text{ [MeV}/c^2]$
$a$	$0.217 \pm 0.007$
$M_G$	$3493 \pm 4 \text{ [MeV}/c^2]$
$\sigma_G$	$118 \pm 3 \text{ [MeV}/c^2]$

### 3.4.7 信号検出効率の導出

ここまで述べてきた基本的な事象選別条件を適用した場合の信号検出効率の見積もりについて述べる。バックグラウンド低減の工夫について後述するが、そこでは残存バックグラウンド量とともに、新たな要求を課すことによる信号収量の減少を合わせて議論する必要がある、その際の基準となる。信号領域に入ってくる事象数から、信号の検出効率を見積もった図 3.15 と図 3.16 に  $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  モードと  $p\bar{p}$  モードでの  $M_{bc}$  分布を示す。シミュレーションデータであるので検出した終状態の粒子がすべて正しい  $B$  メソン候補を事象生成情報から同定でき、それを赤色のヒストグラムで示した。 $M_{bc}$  および  $\Delta_E$  の条件を満たし、信号領域に見出されたが、少なくとも一つの終状態の粒子を誤って組み合わせた寄与を黄色部分で示した。これらの結果から  $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  モードの検出効率は  $12.5 \pm 0.5\%$ 、 $p\bar{p}$  モードの検出効率は  $26.0 \pm 0.1\%$  と求められる。また、信号領域中で最良候補選別が正しいものを選ぶ確率は、 $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  モードで  $79.5 \pm 0.6\%$ 、 $p\bar{p}$  モードの検出効率は  $91.1 \pm 0.2\%$  と求められた。

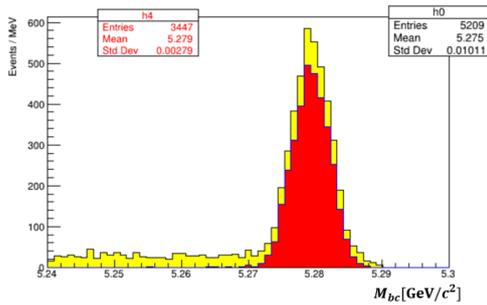


図 3.15  $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  モードでの  $M_{bc}$  分布 (最良候補選別後)

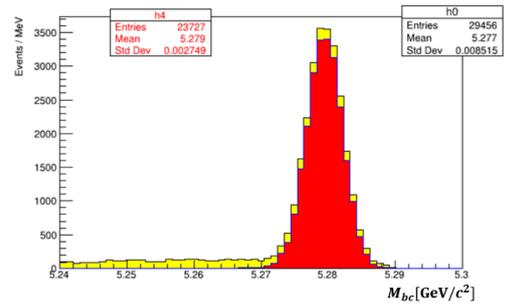


図 3.16  $p\bar{p}$  モードでの  $M_{bc}$  分布 (最良候補選別後)

### 3.4.8 信号事象数の期待値

ここまで述べてきた知見に基づき信号事象数の期待値  $N_{\text{sig}}$  を式 3.6 と式 3.7 により求めた。ここで、 $\Upsilon(4S)$  の反応断面積が  $1.1\text{nb}$ 、 $\mathcal{B}(\Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0) = 48.6\%$  であることから、 $100\text{fb}^{-1}$  あたりの中性  $B$  メソンの数は  $1.1 \times 10^8$  個である。また  $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow h_c K^+ \pi^-)$  は  $10^{-4}$  を仮定した。

ここで式 3.6 の  $\mathcal{B}(\eta_c \rightarrow K_S^0 K^+ \pi^-)$  は、PDG に掲載されている崩壊分岐比  $\mathcal{B}(\eta_c \rightarrow K \bar{K} \pi)$  に  $\text{SU}(3)$  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  $\frac{1}{2}$  を乗じている。結果として、どちらの崩壊モードも信号事象数の期待値は  $100\text{fb}^{-1}$  あたりに数個程度であり、これは Belle 実験の全データで数十事象、Belle II 実験の全データでは数百～数千事象にあたる。

$\eta_c \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  モード :

$$\begin{aligned}
 N_{\text{sig}} &= (\text{中性 } B \text{ メソンの数}) \times \mathcal{B}(B^0 \rightarrow h_c K^+ \pi^-) \times \mathcal{B}(h_c \rightarrow \eta_c \gamma) \\
 &\quad \times \mathcal{B}(\eta_c \rightarrow K_S^0 K^+ \pi^-) \times \mathcal{B}(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) \times (\text{検出効率}) \\
 &= 1.1 \times 10^8 \times 10^{-4} \times 0.51 \times \left(0.073 \times \frac{2}{3} \times \frac{1}{2}\right) \times 0.69 \times 0.125 \\
 &= 12
 \end{aligned} \tag{3.6}$$

$\eta_c \rightarrow p\bar{p}$  モード :

$$\begin{aligned}
 N_{\text{sig}} &= (\text{中性 } B \text{ メソンの数}) \times \mathcal{B}(B^0 \rightarrow h_c K^+ \pi^-) \times \mathcal{B}(h_c \rightarrow \eta_c \gamma) \\
 &\quad \times \mathcal{B}(\eta_c \rightarrow p\bar{p}) \times (\text{検出効率}) \\
 &= 1.1 \times 10^8 \times 10^{-4} \times 0.51 \times 0.0015 \times 0.26 \\
 &= 2.2
 \end{aligned} \tag{3.7}$$

### 3.5 バックグラウンドの見積もりと低減

前項 3.4.8 で求めた信号事象数の期待値に対して、バックグラウンド量を見積もった。3.3 で説明した Belle II 共用のモンテカルロシミュレーションデータを使用して、各 Event Type 毎に信号領域に入ってくる事象数を表 3.5 に示す。ここで、コンティニウムとは  $e^+e^- \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}, c\bar{c}$  のクォーク対生成事象の総称であり、 $u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}, c\bar{c}$  事象数の合計である。同様に  $B\bar{B}$  は  $B^0\bar{B}^0, B^+B^-$  の合計である。

表 3.5 積分ルミノシティ  $100 \text{ fb}^{-1}$  あたりのバックグラウンドの見積もり結果

Event Type	$K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ モード	$p\bar{p}$ モード
$u\bar{u}$	4580	1496
$d\bar{d}$	1109	241
$s\bar{s}$	3253	344
$c\bar{c}$	17200	1642
コンティニウム	26142	3723
$B^0\bar{B}^0$	4026	269
$B^+B^-$	4148	418
$B\bar{B}$	8174	687
全 Event Type 合計	34316	4410

$K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  モードよりも  $p\bar{p}$  モードの方が終状態の粒子の組み合わせの数が少ないことを反映して予想されるバックグラウンドの事象数は少なく、どちらの崩壊モードでもコンティニウムが占めるバックグラウンドが支配的であるということがわかった。

### 3.5.1 コンティニウムバックグラウンド

コンティニウムバックグラウンドの特徴は、 $u, d, s, c$  クォークの質量が重心系エネルギーよりも軽いため、衝突により生成された初期のクォークおよび反クォークが持つ運動量は大きくなり、その方向に沿ってハドロンの生成が起きる。これをハドロンジェットの形成と呼び、図 3.17 右側のように重心系で見ると、互いに反対向きに生成粒子が集中した事象として観測される。それに対して、 $B\bar{B}$  事象はしきい値の直上のエネルギーで生成するので、重心系では生成された  $B$  メソンはほぼ静止した状態であることから、終状態の粒子の分布は比較的等方的になる。図 3.17 に  $B\bar{B}$  事象とコンティニウム事象の事象形状の違いを模式的に示す。これを数値化する各種の試みによる変数群を用いて、このバックグラウンドの識別と低減を図る。

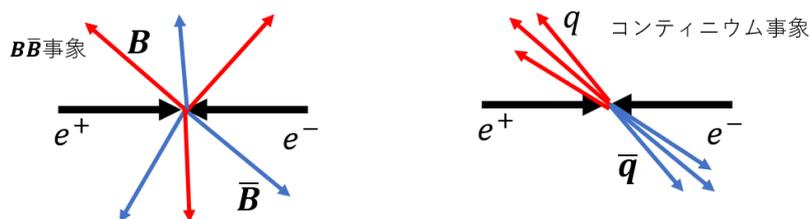


図 3.17  $B\bar{B}$  事象とコンティニウム事象の事象形状

### 3.5.2 事象形状変数と BDT によるコンティニウムバックグラウンドの低減

既述したように、コンティニウムから来るバックグラウンドが支配的であるため、その低減を図るため FastBDT[21] なる多変量解析アルゴリズムに基づいて Belle II 実験で開発された信号とコンティニウムバックグラウンドを分離する指標となる出力値を得る手法を適用した。

多変量解析に用いた変数は、事象形状を表す変数群である。Belle 実験でコンティニウム抑制に使用されていた 16 変数、CLEO 実験でコンティニウム抑制に使用されていた 9 変数、Thrust 関係の 4 変数と Reduced Fox-Wolfram moment である  $R_2$ [24] の計 30 変数である。以下でこれらの変数を詳しく説明する。

まず、Belle 実験で使用されていた 16 変数について説明する。変数は Kakuno-Super-Fox-Wolfram moments(KSFW) と呼ばれる 14 変数とビームラインからの横運動量の合計  $p_t^{\text{sum}}$  と squared-missing-mass  $M_{\text{miss}}^2$  の 2 変数を合わせた 16 変数である。KSFW は ROE 粒子と  $B$  メソン候補の娘粒子の場合と ROE 粒子のみの場合によって 'so' と 'oo' に分けられる。ここで ROE とは Rest of Event の略であり、 $B$  メソン候補を再構成できた事象について、その  $B$  メソン候補の娘粒子を除外した残りの粒子がなす系のことである。 $l$  が偶数 ( $l = 0, 2, 4$ ) の時の 'so' KSFW モーメントは以下の式 3.8 で定義される。ここで  $a$  は  $B$  メソン候補の娘粒子を表し、 $b$  は ROE 粒子を表す。また、 $x$  は  $b$  が charged( $x = 0$ )、neutral( $x = 1$ )、missing( $x = 2$ ) であることを表している。

$$R_{xl}^{so} = \frac{\sum_a \sum_b |\vec{p}_b| P_l(\cos(\theta_{ab}))}{E_{\text{beam}} - \Delta E} \quad (3.8)$$

また、同様にして  $l$  が偶数 ( $l = 0, 2, 4$ ) の時の 'oo' KSFW モーメントを以下の式 3.9、 $l$  が奇数 ( $l = 1, 3$ ) の時の 'oo' KSFW モーメントを以下の式 3.10 で定義する。ここで  $a$  と  $b$  は両方とも ROE 粒子を表す。

$$R_l^{oo} = \frac{\sum_a \sum_b q_a q_b |\vec{p}_a| |\vec{p}_b| P_l(\cos(\theta_{ab}))}{(E_{\text{beam}} - \Delta E)^2} \quad (3.9)$$

$$R_l^{oo} = \frac{\sum_a \sum_b |\vec{p}_a| |\vec{p}_b| P_l(\cos(\theta_{ab}))}{E_{\text{beam}} - \Delta E} \quad (3.10)$$

ここで、 $q$  は粒子の電荷を表し、 $p$  は粒子の運動量を表す。また、 $P_l$  はルジャンドル多項式を表し、 $\theta_{ab}$  は  $a$  と  $b$  の運動量の角を表している。以上、式 3.8 で定義される 9 変数と式 3.9 と式 3.10 で定義される 5 変数を合わせた 14 変数が KSFW モーメントである。

また、横運動量の合計  $p_t^{\text{sum}}$  と squared-missing-mass  $M_{\text{miss}}^2$  は以下の式 3.11 と式 3.12 で定義される。ここで、 $\vec{p}_{t,n}$  は粒子  $n$  の横運動量を表し、 $N$  はその事象中のすべての粒子の数を表す。また、 $E_n$  と  $\vec{p}_n$  は粒子  $n$  のエネルギーと運動量を表す。

$$p_t^{\text{sum}} = \sum_{n=1}^N |\vec{p}_{t,n}| \quad (3.11)$$

$$M_{\text{miss}}^2 = (2E_{\text{beam}} - \sum_{n=1}^N E_n)^2 - |\sum_{n=1}^N \vec{p}_n|^2 \quad (3.12)$$

次に、CLEO 実験で使用されていた 9 変数について説明する。変数はスラスト軸と ROE に含まれる粒子の運動量がなす角の大きさで場合分けし、それぞれの場合の ROE 粒子の運動量の合計である。以下の表 3.6 に全部で 9 つある角の場合分けを示す。

表 3.6 変数の場合分け

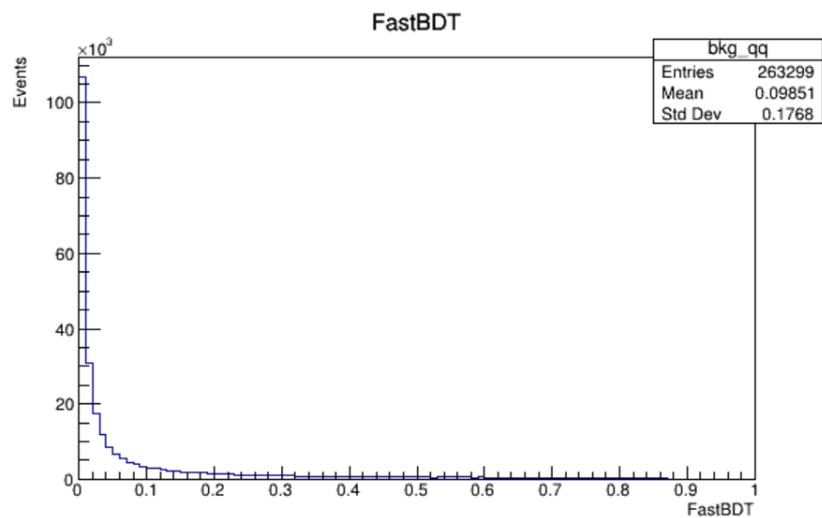
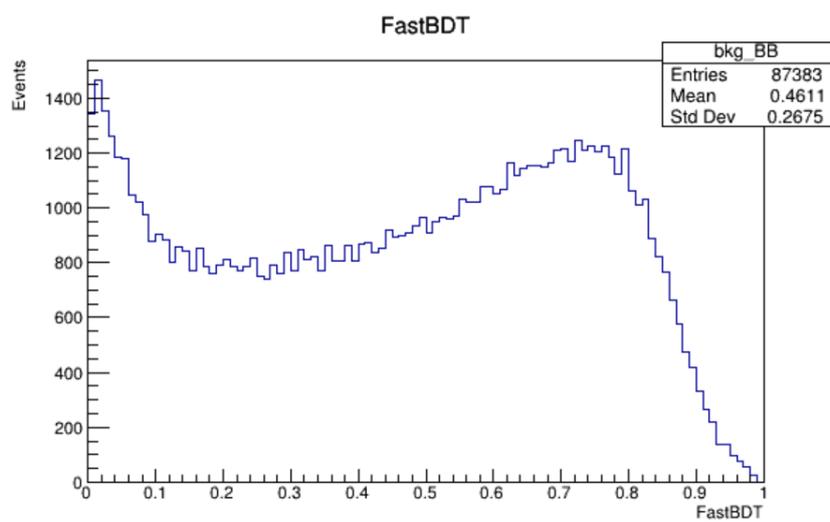
変数名	角の大きさ
cleoConeThrust0	$0^\circ \sim 10^\circ$ or $170^\circ \sim 180^\circ$
cleoConeThrust1	$10^\circ \sim 20^\circ$ or $160^\circ \sim 170^\circ$
cleoConeThrust2	$20^\circ \sim 30^\circ$ or $150^\circ \sim 160^\circ$
cleoConeThrust3	$30^\circ \sim 40^\circ$ or $140^\circ \sim 150^\circ$
cleoConeThrust4	$40^\circ \sim 50^\circ$ or $130^\circ \sim 140^\circ$
cleoConeThrust5	$50^\circ \sim 60^\circ$ or $120^\circ \sim 130^\circ$
cleoConeThrust6	$60^\circ \sim 70^\circ$ or $110^\circ \sim 120^\circ$
cleoConeThrust7	$70^\circ \sim 80^\circ$ or $100^\circ \sim 110^\circ$
cleoConeThrust8	$80^\circ \sim 90^\circ$ or $90^\circ \sim 100^\circ$

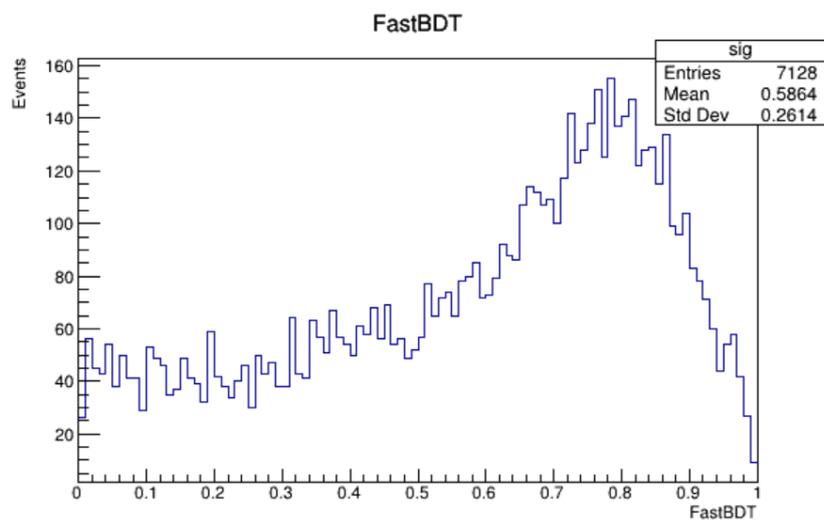
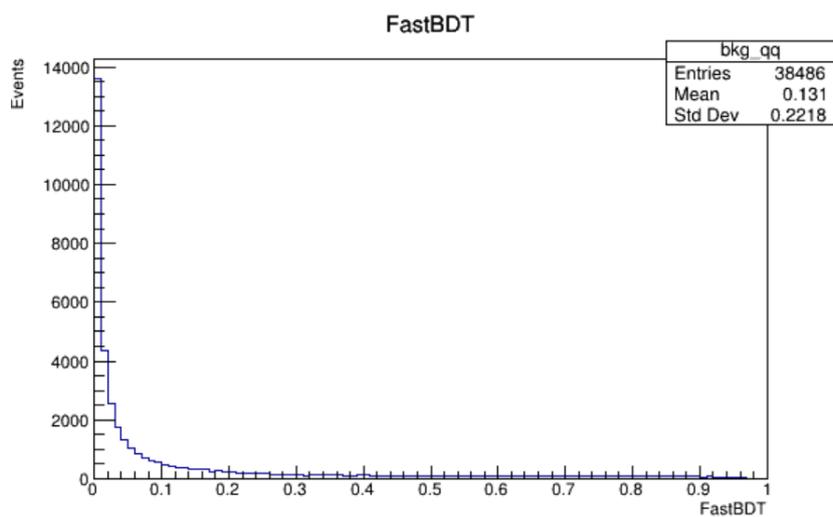
さらに、スラストを活用した変数群について説明する。 $B$  メソン候補のスラスト軸と ROE のスラスト軸がなす角のコサイン、 $B$  メソン候補のスラスト軸と  $z$  軸がなす角のコサイン、 $B$  メソン候補および ROE のスラスト軸の値の 4 変数である。事象の軸と丸みを表現する量であるスラスト  $T$  は以下の式 3.13 で定義され、その軸は  $T$  を最大にする事象の軸と単位ベクトル  $\vec{n}$  によって与えられる。ここで  $p_i$  は  $i$  番目の粒子の運動量である。

$$T = \max_{|n|=1} \frac{\sum_i |\vec{n} \cdot p_i|}{\sum_i |p_i|} \quad (3.13)$$

以上の変数を入力とする FastBDT を構成し、信号とコンティニウムバックグラウンドの MC データを用いて BDT を学習させた。FastBDT をはじめ、ニューラルネットワーク、機械学習、深層学習など、学習器と総称されるアルゴリズムでは、一般に、学習に用いたデータと種類は同じで、独立な事象のデータサンプルを用いて、学習の結果として得られる出力値の分布により、学習の結果を成否を検証する。図 3.18、図 3.19、図 3.20 はそれぞれ  $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  モードでのコンティニウムバックグラウンド、 $B\bar{B}$  バックグラウンド、信号について、それを行ったものである。コンティニウムバックグラウンドは FastBDT 出力値がゼロに近いところに集中するのに対して、信号は 0.6 以上になる事象が大勢を占め、 $B\bar{B}$  バックグラウンドはその二つの中間的な分布になることがわかった。同じ作業を  $p\bar{p}$  モードで行った結果が図 3.21、図 3.22、図 3.23 に示すものであり、 $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  モードと同様に、コンティニウムバックグラウンドは FastBDT 出力値が 0 に近い所に集中する一方、信号は 0.7 以上になる事象が大半を占め、 $B\bar{B}$  バックグラウンドが中間的な分布を示す。

いずれの場合も、 $B\bar{B}$  バックグラウンドの FastBDT 出力値分布は、ゼロに近いところに事象が集中する成分と、信号と同様 0.6 以上の大きな値をとるところに集中する成分がある。 $B\bar{B}$  バックグラウンドは、信号と同様に初期に生成する  $B$  メソンが重心系でほぼ静止しており、その崩壊により発生する娘粒子が等方的に発生する、という運動学的条件は類似している。このため、FastBDT 出力値が信号と同様に大きなところに分布する事象がある。FastBDT 出力値がゼロに近いところに集まる成分は、信号は  $B$  メソン崩壊としては  $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  モードの場合は 7 体、 $p\bar{p}$  モードの場合で 5 体と、終状態粒子の数が最も多い部類になることに起因すると考えられる。つまり、 $B\bar{B}$  バックグラウンドで片方の  $B$  メソンが  $K\pi$  や  $\pi\pi$  などの二体崩壊、あるいは  $KK\pi$  や  $K\pi\pi$  などの三体崩壊のように終状態粒子の数が少ないモードで崩壊した場合は、信号候補を構成する粒子以外の ROE に含まれる粒子の数が少なく、これが信号事象との特徴の違いとなると考えられる。

図 3.18 コンティニウムバックグラウンドの FastBDT 出力値分布 ( $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  モード)図 3.19  $B\bar{B}$  バックグラウンドの FastBDT 出力値分布 ( $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  モード)

図 3.20 信号の FastBDT 出力値分布 ( $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  モード)図 3.21 コンティニウムバックグラウンドの FastBDT 出力値分布 ( $p\bar{p}$  モード)

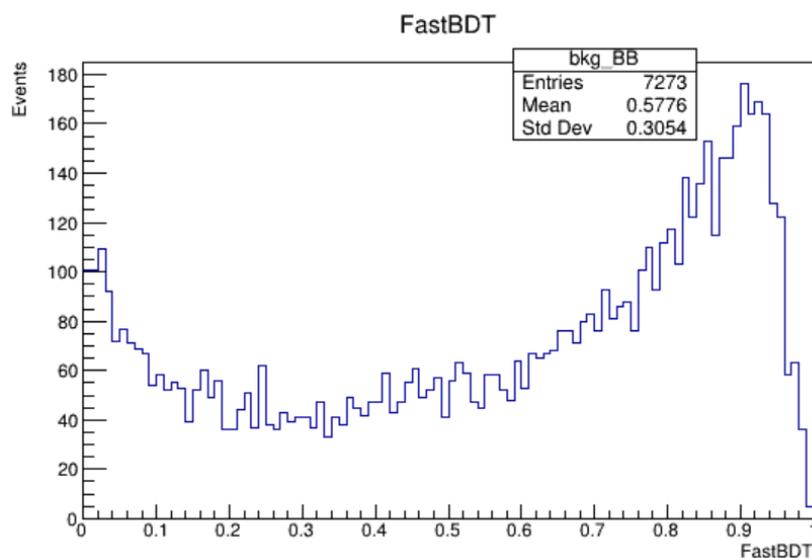
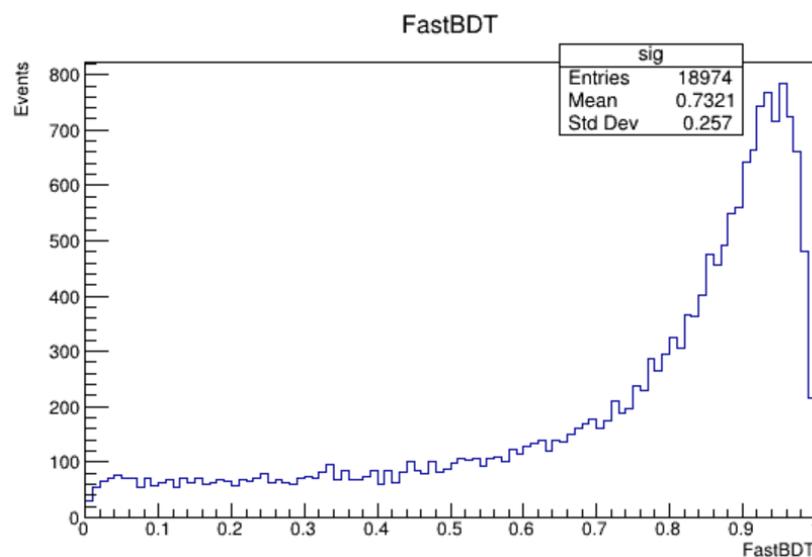
図 3.22  $B\bar{B}$  バックグラウンドの FastBDT 出力値分布 ( $p\bar{p}$  モード)図 3.23 信号の FastBDT 出力値分布 ( $p\bar{p}$  モード)

表 3.7 と表 3.8 に  $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  モードと  $p\bar{p}$  モードで FastBDT 値の条件を課した場合と課さない場合のコンティニウムバックグラウンド、 $B\bar{B}$  バックグラウンド、信号の事象数をまとめたものを示す。 $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  モードでは FastBDT の出力値が 0.25 より大きくなることを要求すると、コンティニウム事象を 88% 低減しながら、86% の信号事象を保持できることがわかった。 $p\bar{p}$  モードでは FastBDT 出力値が 0.25 より大きい要求によりコンティニウム事象を 84% 低減しながら、92% の信号事象を保持することが確認できた。これらの知見に基づき、Belle II 実験での探索感度を疑似実験で見積もることにした。

表 3.7 FastBDT 出力値の条件を課す前後の事象数の比較 ( $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  モード)

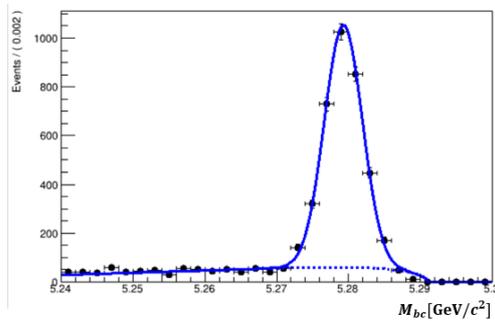
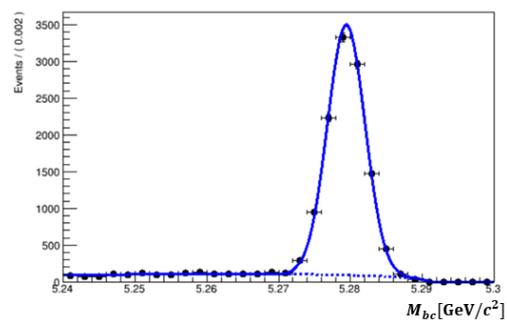
Cut 条件	コンティニウム	$B\bar{B}$	信号
$M_{bc} > 5.27 \text{ GeV}/c^2$ 以上 かつ $ \Delta E  < 0.05 \text{ GeV}$ 以内	26142	8174	4416
$M_{bc} > 5.27 \text{ GeV}/c^2$ 以上 かつ $ \Delta E  < 0.05 \text{ GeV}$ 以内 かつ FastBDT $> 0.25$	3195	5800	3798

表 3.8 FastBDT 出力値の条件を課す前後の事象数の比較 ( $p\bar{p}$  モード)

Cut 条件	コンティニウム事象	$B\bar{B}$ 事象	信号事象
$M_{bc} > 5.27 \text{ GeV}/c^2$ 以上 かつ $ \Delta E  < 0.05 \text{ GeV}$ 以内	3723	687	12970
$M_{bc} > 5.27 \text{ GeV}/c^2$ 以上 かつ $ \Delta E  < 0.05 \text{ GeV}$ 以内 かつ FastBDT $> 0.25$	583	531	11945

### 3.6 期待される感度

ここまで述べた事象選別条件を課した場合の信号事象について、 $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  モードと  $p\bar{p}$  モードが示す  $M_{bc}$  分布をそれぞれ図 3.24 と図 3.25 に示す。分布を表現する確率密度関数として、正規分布を用い、わずかに再構成に失敗して広く分布する成分には ARGUS 関数 [25] を用いた。フィットの結果、いずれも正規分布の平均値は  $5.279 \text{ GeV}/c^2$ 、標準偏差は  $2.6 \text{ MeV}/c^2$  であった。

図 3.24 信号事象の  $M_{bc}$  分布 ( $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  モード)図 3.25 信号事象の  $M_{bc}$  分布 ( $p\bar{p}$  モード)

さらにバックグラウンドの  $M_{bc}$  分布を  $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  モードと  $p\bar{p}$  モードについて、ARGUS 関数でフィットした結果をそれぞれ図 3.26 と図 3.27 に示す。

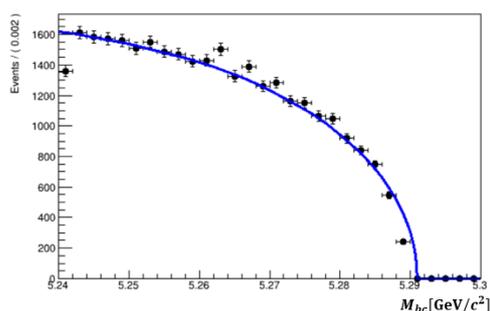


図 3.26 バックグラウンド事象の  $M_{bc}$  分布 ( $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  モード)

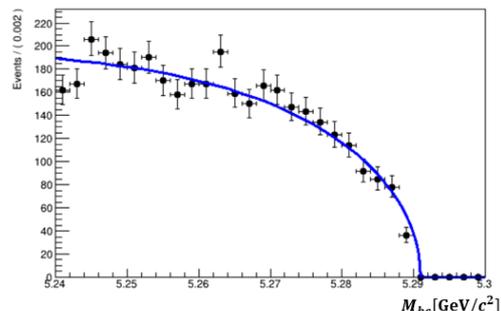


図 3.27 バックグラウンド事象の  $M_{bc}$  分布 ( $p\bar{p}$  モード)

これらのフィット結果により、該当する確率密度関数が決定できたので、それに基づいたモンテカルロ法により、 $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  モードと  $p\bar{p}$  モードについて、 $50 \text{ ab}^{-1}$  を想定した  $M_{bc}$  値の疑似データを作成した。それをフィットした結果を図 3.28 と図 3.29 に示す。フィットが返した信号事象数は  $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  モードで  $6493 \pm 4168$  事象、 $p\bar{p}$  モードで  $1199 \pm 751$  事象であり、有意な信号を確認することは難しいとの結論に達した。さらに感度の向上を図るには、これまでの取り組みで活用されていない情報の活用を検討すべきであることがわかった。

例えば  $B$  メソン崩壊における時間依存  $CP$  非保存測定では  $CP$  固有状態に崩壊した  $B$  メソン候補と当該事象からその娘粒子を除いた ROE でそれぞれ崩壊点を再構成し、両者の距離から二つの  $B$  メソン崩壊が起きた時間差  $\Delta t$  を得るので、同様の手法で  $\eta_c \gamma K^\pm \pi^\mp$  に崩壊した  $B$  メソン候補と ROE の崩壊点を再構成し、信号であれば  $B$  メソン崩壊なので  $\Delta t$  が  $B$  メソンの寿命である  $1.52 \text{ ps}$  を時定数とする指数関数的な分布をする一方で、コンティニウムバックグラウンドでは、強い相互作用がもたらす破碎 (fragmentation) とハドロン化で生じた粒子は厳密にクォーク・反クォーク対が生じた一点から発生するため、 $\Delta t$  分布がディラックのデルタ関数が検出器の分解能で広がった分布になる。この  $\Delta t$  分布に現れる特徴の違いを、さらなるバックグラウンドの低減に用いるなどの工夫が考えられる。

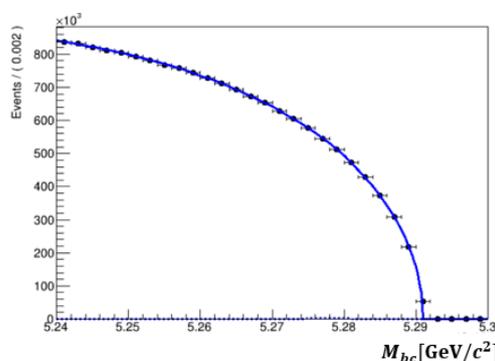


図 3.28  $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  モードでの  $M_{bc}$  分布 (Toy MC)

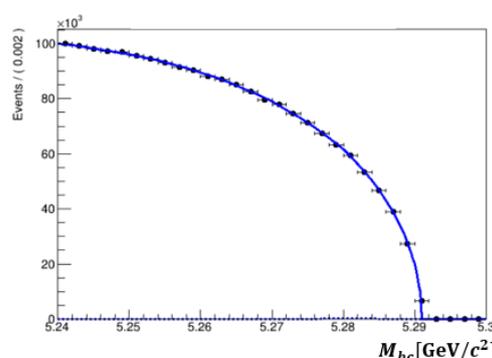


図 3.29  $p\bar{p}$  モードでの  $M_{bc}$  分布 (Toy MC)

## 第4章

# まとめ

本研究では、モンテカルロシミュレーションデータを用いて Belle II 実験における  $B^0 \rightarrow \eta_c \gamma K^\pm \pi^\mp$  崩壊過程の再構成法を求め、 $\eta_c \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  に崩壊するモードと  $\eta_c \rightarrow p\bar{p}$  に崩壊するモードの二つのモードで検出効率や信号事象数の期待値を求めた。 $\eta_c \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  に崩壊するモードでは、検出効率は 12.5%、100 fb<sup>-1</sup> あたりの信号事象数の期待値は 12 事象であることがわかった。同様に  $\eta_c \rightarrow p\bar{p}$  に崩壊するモードでは、検出効率は 26.0%、100 fb<sup>-1</sup> あたりの信号事象数の期待値は 2 事象であることがわかった。

Belle II 共用のモンテカルロシミュレーションデータを用いてバックグラウンド事象数の見積もりを行い、コンティニウムが占めるバックグラウンドが支配的であることがわかった。FastBDT を用いたコンティニウムバックグラウンドの低減を行うことで、 $\eta_c \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  に崩壊するモードではコンティニウムバックグラウンドを 88% 低減しつつ、信号事象を 86% 保持することができ、 $\eta_c \rightarrow p\bar{p}$  に崩壊するモードではコンティニウムバックグラウンドを 84% 低減しつつ、信号事象を 92% 保持することができることがわかった。

また、信号事象とバックグラウンド事象の分布にフィットを行い、その結果を用いて、50 ab<sup>-1</sup> 相当のデータを使用した場合の  $M_{bc}$  分布を Toy MC により作成した。どちらのモードでも信号事象はバックグラウンド事象に埋もれており、有意な信号は確認できなかった。よって今後の課題としては、 $B\bar{B}$  バックグラウンド低減措置の導入や、FastBDT 出力値の Cut 値の最適化、また本研究では活用していない情報の活用 (time-dependent CP violation の解析技術の一部を導入して、崩壊点再構成により  $\Delta t$  の分布の違いを活用する) など新たな手法を導入していくことで、バックグラウンドの低減を図ることが挙げられる。

## 謝辞

本研究に取り組むにあたり、多くの方々にお世話になりましたことを紙面を借りてお礼申し上げます。まずはじめに、このような研究に携わる機会を与えてくださった研究室の林井久樹先生、宮林謙吉先生、下村真弥先生、蜂谷崇先生に感謝申し上げます。

指導教官である宮林先生には、研究や物理のことはもちろん、話の組み立て方など様々なことをご教授いただきました。また、ご多用の中にもかかわらず話し合いの時間をとっていただき、発表スライドの添削などもしていただきました。林井先生には、研究の進捗を気にかけていただき、研究室のミーティングで多くの助言をいただきました。下村先生、蜂谷先生にも、また違った視点からの助言をいただき、オンラインでのミーティングや研究室内のクラウドファイルサーバーの導入などコロナ禍の中での研究環境を整えていただきました。先生方に深く感謝するとともに御礼申し上げます。

また、名古屋大学の加藤悠司さん、平田光さん、B2J-Hadron グループや Charmonium spectroscopy and new particles at Belle and Belle II グループの皆様にも、研究における多くの助言をいただき、心より感謝申し上げます。卒業された先輩方や研究室の皆様にも、様々な助言や励ましの言葉をいただきましたことを深く感謝するとともに御礼申し上げます。

最後に、本研究においてご支援賜りましたすべての方々に深謝いたしますとともに、改めて深く御礼申し上げます。皆様本当にありがとうございました。

## 付録 A

# 最良候補選別方法の検討

本研究では、いくつかの最良候補選別の方法を行い、その際の検出効率や信号領域中で最良候補選別が正しいものを選ぶ確率を比較することで最良候補選別の方法を決定した。解析には signal MC を用いており、表 A.1 と表 ?? は  $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  モードと  $p\bar{p}$  モードで各条件の最良候補選別を行った際の信号領域に入ってくる事象数やその中で終状態の組み合わせがすべて正しい (正しく再構成された) 事象数、検出効率、信号領域中で最良候補選別が正しく再構成されたものを選ぶ確率 (purity) についてまとめたものである。ここで  $\chi^{\text{low}}$  は  $\chi^2$  probability が一番低いものを選ぶということを表し、 $\chi^{\text{high}}$  は  $\chi^2$  probability が一番高いものを選ぶということを表す。また、下付きの添え字  $B$  は  $B$  の崩壊点で、 $\eta_c$  は  $\eta_c$  の崩壊点で vertex constraint fit を行った際の  $\chi^2$  probability であることを表す。また、 $\Delta E^{\text{near}0}$  は  $\Delta E$  が 0 に一番近いものを選ぶということを表す。条件が複数ある場合は、まず  $\rightarrow$  の前の条件の選別を行い、その後も複数候補がある場合には  $\rightarrow$  の後の条件の選別を行っている。

表 A.1 各条件下での最良候補選別結果 ( $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  モード)

最良候補選別条件	信号領域内の事象数	正しく再構成された事象数	検出効率	purity
なし	5573	3965	16.1 %	71.1 %
$\chi_{\eta_c}^{\text{low}} \rightarrow \chi_B^{\text{low}}$	1092	908	3.2 %	83.2 %
$\chi_{\eta_c}^{\text{high}} \rightarrow \chi_B^{\text{high}}$	1798	1552	5.2 %	86.3 %
$\chi_{\eta_c}^{\text{low}} \rightarrow \Delta E^{\text{near}0}$	1954	1630	5.6 %	83.4 %
$\chi_{\eta_c}^{\text{high}} \rightarrow \Delta E^{\text{near}0}$	2667	2234	7.7 %	83.8 %
$\Delta E^{\text{near}0}$	4027	3248	11.6 %	80.7 %

表 A.2 各条件下での最良候補選別結果 ( $p\bar{p}$  モード)

最良候補選別条件	信号領域内の事象数	正しく再構成された事象数	検出効率	purity
なし	29498	25106	29.5 %	85.1 %
$\chi_{\eta_c}^{\text{low}} \rightarrow \chi_B^{\text{low}}$	13564	12132	13.6 %	89.4 %
$\chi_{\eta_c}^{\text{high}} \rightarrow \chi_B^{\text{high}}$	16817	15546	16.8 %	92.4 %
$\chi_{\eta_c}^{\text{low}} \rightarrow \Delta E^{\text{near0}}$	24040	22081	24.0 %	91.9 %
$\chi_{\eta_c}^{\text{high}} \rightarrow \Delta E^{\text{near0}}$	24126	22167	24.1 %	91.9 %
$\Delta E^{\text{near0}}$	24273	22281	24.3 %	91.8 %

結果より、どちらの崩壊モードでも  $\Delta E$  が 0 に一番近いものを選ぶ選別が検出効率が一番高いことが分かった。選別が正しいものを選ぶ確率は  $\chi^2$  probability を用いた選別の方が高くなっているが、検出効率の値を比較して、本研究では最良候補選別として  $\Delta E$  が 0 に一番近いもの、すなわち  $|\Delta E|$  が一番小さいものを選ぶということを行うことにした。

## 参考文献

- [1] KEK,2012,「標準理論を超えるためには」,2021/1/4 閲覧  
<https://www.kek.jp/ja/newsroom/2012/08/31/1800/>
- [2] PDG,2020,「The Review of Particle Physics (2020)」,2020/1/4 閲覧  
[https://pdg.lbl.gov/2020/listings/contents\\_listings.html](https://pdg.lbl.gov/2020/listings/contents_listings.html)
- [3] S.K. Choi, et al., Belle collaboration, Phys. Rev. Lett. 91, 262001 (2003).  
<https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.91.262001>
- [4] V. Bhardwaj, et al., Belle collaboration, Phys. Rev. Lett. 107, 091803 (2011).  
<https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.107.091803>
- [5] R. Aaij, et al., LHCb collaboration, Phys. Rev. Lett. 110, 222001 (2013).  
<https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.110.222001>
- [6] M. Aaboud, et al., ATLAS collaboration, JHEP01(2017)117 (2017).  
[https://link.springer.com/article/10.1007/JHEP01\(2017\)117](https://link.springer.com/article/10.1007/JHEP01(2017)117)
- [7] KEK,2018,「「SuperKEKB プロジェクト」 加速器が本格稼働しました」,2021/1/12 閲覧  
<https://www.kek.jp/ja/newsroom/2018/03/22/0900/>
- [8] SuperKEKB,2014,「SuperKEKB Design Report」,2021/1/12 閲覧  
<https://www-superkekb.kek.jp/documents.html>
- [9] 赤井和憲,小磯晴代,2010,「KEKB 加速器が切り開いたルミノシティ最前線」,2021/1/29 閲覧  
<https://www.pasj.jp/kaishi/cgi-bin/kasokuki.cgi?articles/7/p213.pdf>
- [10] Belle II,「SUPER KEKB AND BELLE II」,2021/1/12 閲覧  
[https://www.belle2.org/project/super\\_kekb\\_and\\_belle\\_ii](https://www.belle2.org/project/super_kekb_and_belle_ii)
- [11] 森井友子,樋口岳雄,2016,「Belle II シリコン崩壊点検出器 (SVD)」,2021/1/12 閲覧  
<http://www.jahep.org/hepnews/2016/16-2-2-BelleIISVD.pdf>
- [12] 谷口七重,2013,「Belle II CDC」,2021/1/12 閲覧  
[http://www.jahep.org/hepnews/2013/13-4-3-BelleII\\_CDC.pdf](http://www.jahep.org/hepnews/2013/13-4-3-BelleII_CDC.pdf)
- [13] 鈴木一仁,居波賢二,松岡広大,2016,「Belle II 実験 TOP カウンターのインストール完了報告」,2021/1/12 閲覧  
<http://www.jahep.org/hepnews/2016/16-3-4-TOP.pdf>
- [14] 田端誠,2019,「エアロゲルの開発と応用」,2021/1/12 閲覧

- <http://www.jahep.org/hepnews/2019/19-4-3-aerogel.pdf>
- [15] Belle II, 「粒子識別装置—エアロゲル RICH カウンター」,2021/1/12 閲覧  
<https://belle2pb.kek.jp/Detector/TOP-A-RICH/>
- [16] 宮林謙吉,2014, 「Belle II 電磁カロリメーター (ECL)」,2021/1/12 閲覧  
<http://www.jahep.org/hepnews/2014/14-2-6-BelleIIECL.pdf>
- [17] 住澤一高,2014, 「Belle II KLM」,2021/1/12 閲覧  
<http://www.jahep.org/hepnews/2014/14-1-4-BelleIIKLM.pdf>
- [18] 伊藤領介, 中尾幹彦, 山田悟,2014, 「Belle II 実験のデータ収集システム」,2021/1/12 閲覧  
<http://www.jahep.org/hepnews/2014/14-3-2-BelleIIDAQ.pdf>
- [19] ROOT,2021, 「ROOT Reference Guide」,2021/2/4 閲覧  
<https://root.cern.ch/doc/master/classRooNovosibirsk.html>
- [20] H. Ikeda et al., Belle Collaboration, NIM A441p.401,(2000).  
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900299009924>
- [21] T. Keck, arXiv:1609.06119,(2016)  
<https://arxiv.org/abs/1609.06119>
- [22] S. H. Lee et al., Belle Collaboration, Phys. Rev. Lett. 91, 261801,(2003)  
<https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.91.261801>
- [23] A. H. Gonzalez, M. Sevier, arXiv:1712.07790v2,(2018).  
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900218313573>
- [24] G. C. Fox, S. Wolfram, Phys. Rev. Lett. 41, 1581,(1978)  
<https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.41.1581>
- [25] ROOT,2021, 「ROOT Reference Guide」,2021/2/4 閲覧  
<https://root.cern.ch/doc/master/classRooArgusBG.html>
- [26] 皆吉遥, 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修士学位論文 (2018).  
[https://webhep1.cc.nara-wu.ac.jp/old\\_HP/thesis/master/2018minayoshi/minayoshi\\_mthesis.pdf](https://webhep1.cc.nara-wu.ac.jp/old_HP/thesis/master/2018minayoshi/minayoshi_mthesis.pdf)
- [27] 爲近彩智, Belle II 実験 Phase II ランにおける ARICH 検出器のアライメントおよび  $B \rightarrow K^* \gamma$  崩壊の探索, 首都大学東京大学院修士学位論文 (2019).  
<https://www-hep.phys.se.tmu.ac.jp/thesis/doc/2018-Mthesis-tamechika.pdf>
- [28] Y. Kato et al., Belle collaboration, Phys. Rev. D. 97, 012005 (2018).  
<https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.97.012005>