

2018年度修士論文

Belle II 実験におけるハドロン分光に向けた
測定器の粒子識別性能と質量分解能の評価

名古屋大学理学研究科
素粒子宇宙物理学専攻
高エネルギー素粒子物理学研究室

学生番号 261701375

平田 光

平成31年3月30日

概要

近年、重いクォークを含むバリオンやエキゾチックハドロンの候補が数多く発見されており、チャームバリオンにおけるダイクォーク描像の検証やエキゾチックハドロンの内部構造を理解することはハドロンのクォーク束縛に関する新たな知見となる。 $X(3872)$ はエキゾチックハドロンの候補の一つであり、内部構造は未解明である。私はこの $X(3872)$ の性質を網羅し、内部構造を複眼的に検証できるよう $X(3872)$ の崩壊幅を測定する。

$X(3872)$ の崩壊幅は非常に小さく、Belle 実験によりその上限は 1.2 MeV と決定されている。Belle II 実験は電子陽電子衝突型 B ファクトリー実験であり、先行研究の約 50 倍の B 中間子事象のデータを取得予定である。したがって本実験では、先行研究で使用されていた $X(3872) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ 崩壊より、信号事象数は少ないものの質量分解能が良い $X(3872) \rightarrow D^0\bar{D}^0\pi^0$ 崩壊を用いて感度を向上させることができる。私は本実験環境下で $X(3872) \rightarrow D^0\bar{D}^0\pi^0$ 崩壊をシミュレーションし、 $X(3872)$ の崩壊幅の統計的な感度を見積もった。その結果、本測定は先行研究と比較して信号事象数は半分程度であるが、質量分解能は約 3 倍良いことを明らかにし、本実験で収集予定の全データ (50 ab^{-1}) を用いれば崩壊幅の上限値を約 180 keV まで向上させられる可能性があることを示した (図 1)。

ただし、本実験は立ち上げ段階であり、ハドロ分光の研究を遂行するためには、初期衝突データを用いて測定器の性能を理解しなければならない。したがって本研究では、崩壊幅測定に重要な質量分解能とチャームバリオン分光に重要な陽子識別性能を実データを用いて評価した。質量分解能の評価では、 D^0 中間子の荷電粒子のみで再構成できる崩壊過程を用いた。その結果、実データでの質量分解能はシミュレーションのものよりも約 10% 程度悪いことがわかった。また、陽子識別性能評価では、 Λ バリオンの再構成・選別方法と陽子識別効率・誤識別率を導出する手法をシミュレーションを用いて開発し、それらが真の値を 2% の精度で再現できることを示した。この手法を用いて実データを解析した結果、実データとシミュレーションでは誤識別率は一致しているのに対し、陽子識別効率の運動量依存性に違いがあることがわかった (図 2)。

本研究で行なった性能評価結果を飛跡検出器や粒子識別装置の較正へと役立たせ、性能評価と較正を繰り返すことで性能を十分に発揮させることが可能である。さらに、本研究によりこれらの性能が十分に発揮できれば、本実験で世界初となる有意な $X(3872)$ の崩壊幅測定といったハドロ分光が実現可能となる。

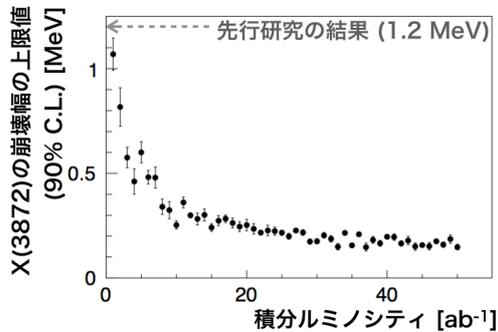


図 1: Belle II 実験で期待される $X(3872)$ の崩壊幅の上限値と積分ルミノシティの関係

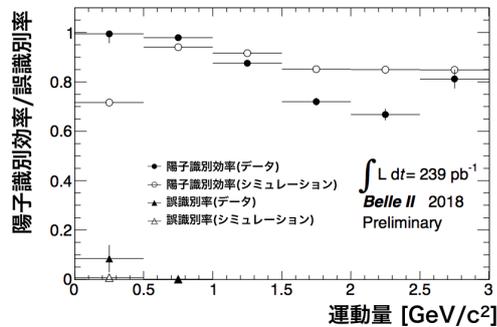


図 2: データでの陽子識別性能のトラック運動量依存性

目次

第 1 章	導入	4
1.1	ハドロン分光	4
1.2	チャームバリオン	4
1.3	チャーモニウムと $X(3872)$	5
1.4	本研究目的と本論文の構成	9
第 2 章	Belle II 実験	11
2.1	SuperKEKB/Belle II 実験の概要	11
2.2	Belle II 検出器	11
2.3	終状態粒子の再構成	14
2.3.1	荷電粒子の再構成	14
2.3.2	荷電ハドロン識別	14
2.3.3	光子の再構成	16
2.4	現在までの運転状況	17
第 3 章	Belle II 実験で期待される $X(3872)$ の崩壊幅の感度	20
3.1	使用したシミュレーションサンプル	20
3.2	再構成と選別	21
3.2.1	終状態粒子	21
3.2.2	π^0 中間子	22
3.2.3	D^0 中間子	23
3.2.4	$X(3872)$	24
3.2.5	B^+ 中間子	24
3.2.6	Best candidate selection	25
3.3	期待される信号事象数	27
3.4	$D^0\bar{D}^0\pi^0$ 不変質量分布の質量分解能の評価	30
3.5	フィット関数の決定と崩壊幅の導出	32
3.6	$X(3872)$ の崩壊幅の感度推定	35
3.7	結論	38
第 4 章	初期衝突データを用いた質量分解能の評価	39
4.1	使用したデータサンプル	39
4.2	D^0 中間子の再構成と選別	39
4.3	D^0 中間子の質量分解能の評価結果	40
4.4	結論	41

第 5 章	初期衝突データを用いた粒子識別性能評価	43
5.1	シミュレーションを用いた陽子識別性能の評価方法の開発	43
5.1.1	解析手順	43
5.1.2	使用したシミュレーションサンプル	44
5.1.3	Λ 再構成と選別	44
5.1.4	K_s veto	45
5.1.5	フィット関数の決定	49
5.1.6	陽子識別効率と誤識別率の計算	49
5.1.7	動作検証	51
5.1.8	ビームバックグラウンドの影響	53
5.2	初期衝突データを用いた粒子識別性能評価	55
5.2.1	使用したデータサンプル	55
5.2.2	実データ解析のための解析手法の改良	55
5.2.3	陽子識別性能評価	58
5.3	結論	63
第 6 章	まとめ	64
	謝辞	66

第1章 導入

1.1 ハドロン分光

現在までに発見された数百種類ものハドロンは、陽子の質量の約3分の1の質量を持つクォーク（構成子クォーク）から構成されると考えれば体系的に理解できる。このようなモデルはクォークモデルと呼ばれ、1960年代に Gell-Mann や Zweig により提唱されて以降、多様なハドロンの励起状態をよく説明できるとして成功を収めてきた。一方、クォークに働く強い相互作用を記述する量子色力学 (QCD) は色荷が白となるような4つ以上のクォークで構成されたハドロン（エキゾチックハドロン、図 1.2）の存在も禁止していない。近年、チャーム・ボトムクォークといった重いクォークを含む系で通常の間中子やバリオンとして説明できないエキゾチックハドロンの候補が次々と報告されている [1, 2, 3]。よって、重いクォークを含んだハドロンを探索し、それらを分光することは、エキゾチックハドロンの候補の内部構造を解明するだけでなく、ハドロン内部のクォーク束縛に関する新たな知見につながる。

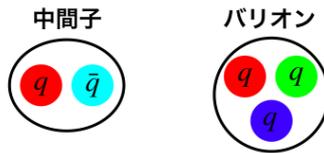


図 1.1: 中間子とバリオンの模式図

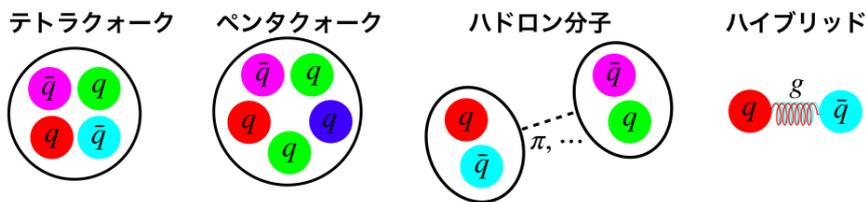


図 1.2: エキゾチックハドロンのモデル例

1.2 チャームバリオン

チャームバリオンは c クォークを1つと軽いクォーク2つから構成されるバリオンである。一般的に、カラースピン相互作用はクォークの質量に反比例するため、このような重いクォークを含むハドロン系では重いクォークと軽いクォーク間のカラースピン相互作用は0に近似できる。その

ため、重いクォークのスピンは保存し、チャームバリオン内の2つの軽いクォーク同士は準粒子的な状態(ダイクォーク)として振る舞う可能性がある。よって、チャームバリオンを分光することは、このようなダイクォーク描像を検証することにつながる。

近年、チャームバリオンは Belle 実験、BaBar 実験、LHCb 実験で次々と発見されている(図 1.3)。しかし、その量子数や生成・崩壊過程が完全にわかっている状態は少なく、これらを決定し励起状態を体系的に理解することが次の課題となる。

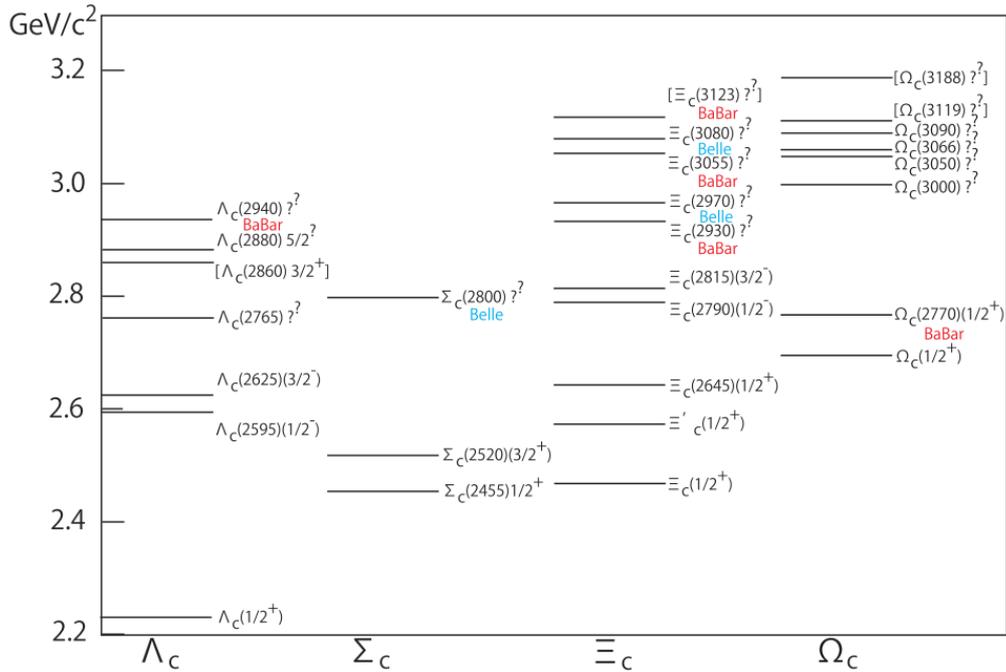


図 1.3: チャームバリオンの質量スペクトル [4]。

1.3 チャーモニウムと $X(3872)$

チャーモニウムは c クォークと \bar{c} クォークから構成された中間子である。その質量スペクトルはクォーク模型で理論的に予想されており [5]、現在までに観測されたチャーモニウムの質量とよく一致しているが、クォーク模型で予言されていない質量を持つ状態や通常の $c\bar{c}$ 状態ではありえない量子数を持った状態が次々と発見されている(図 1.4)。これらの粒子は X, Y, Z^{*1} と名付けられ、エキゾチックハドロンの候補と考えられている。以下では、エキゾチックハドロンの候補の1つであり、内部構造が未解明である $X(3872)$ に焦点を当て、現在までの実験的な観測結果と理論的な解釈についてまとめる。

^{*1}名付け方には例外があるものの、基本的には始状態放射過程により生成されたものを”Y”、電荷を持つものを”Z”、それ以外を”X”と呼ぶ。

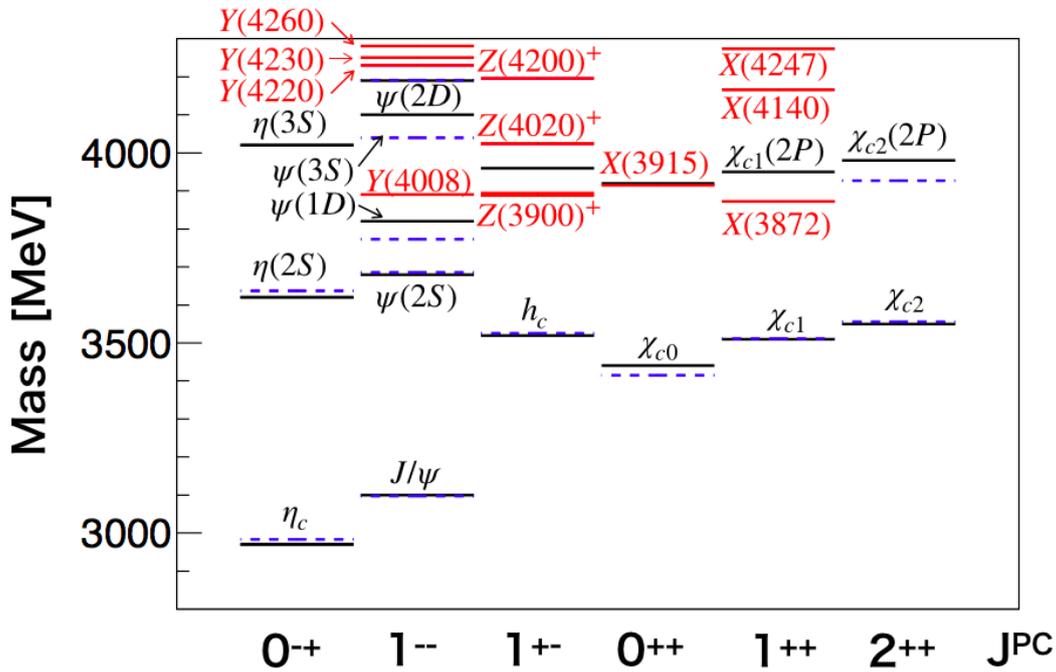


図 1.4: チャーモニウムの質量スペクトル。青の破線と赤の実線はそれぞれ観測された $c\bar{c}$ 状態、エキゾチックハドロン候補 X, Y, Z を示し、黒の実線はクォーク模型を用いた通常の $c\bar{c}$ 状態の質量に対する理論予想 [5] を示す。

$X(3872)$

$X(3872)$ は 2003 年に Belle 実験で $B^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- K^+$ 崩壊における $J/\psi \pi^+ \pi^-$ 不変質量分布から発見され [6]、その後、世界中の様々な実験で多様な生成・崩壊過程からその状態が確認されている (表 1.1)。この粒子は、 J/ψ 中間子を含む崩壊過程が見つかることから $c\bar{c}$ 成分を含むと考えられるが、その質量がクォーク模型の予想にはないこと、そして $X(3872)$ をチャーモニウムと仮定するとアイソスピンを明らかに破るような崩壊 ($X(3872) \rightarrow J/\psi \rho^{*2}$) が発見されたことから [7]、単純なチャーモニウムとして説明できない異質な粒子である。また、現在までにスピン・パリティ量子数 (J^{PC}) は 1^{++} と決定されている [8]。しかし、崩壊幅に関しては、上限が 1.2 MeV であることしかわかっていない [9]。

^{*2} ρ 中間子はアイソスピン $I = 1$ であることから、その親粒子の $X(3872)$ は $c\bar{c}$ 成分だけでなく $u\bar{u}$ 及び $d\bar{d}$ 成分を含むことを示唆している

表 1.1: $X(3872)$ の現在までの測定結果まとめ

質量 [MeV/ c^2]	崩壊幅 [MeV]	J^{PC}	生成・崩壊過程	崩壊分岐比 ($\times 10^{-5}$)	Q 値 [MeV]	実験
3871.69 ± 0.17	< 1.2	1^{++}	$B \rightarrow (J/\psi\pi^+\pi^-) + K$	1.27 ± 0.14	495.65 ± 0.17	Belle [6, 9], BaBar [10], LHCb [11, 12, 8]
			$p\bar{p} \rightarrow (J/\psi\pi^+\pi^-) + \dots$			CDF [13, 14, 15], D0 [16]
			$pp \rightarrow (J/\psi\pi^+\pi^-) + \dots$			CMS [17], ATLAS [18]
			$e^+e^- \rightarrow (J/\psi\pi^+\pi^-) + \gamma$			BESIII [19]
			$B \rightarrow (J/\psi\rho (\rightarrow \pi^+\pi^-)) + K$			Belle [7], LHCb [8]
			$B \rightarrow (J/\psi\omega (\rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)) + K$	—	360.67 ± 0.17	Belle [7], BaBar [20]
			$B \rightarrow (J/\psi\gamma) + K$	0.202 ± 0.038	774.79 ± 0.17	Belle [21], BaBar [22], LHCb [23]
			$B \rightarrow (\psi'\gamma) + K$	0.44 ± 0.12	185.59 ± 0.17	Belle [21], BaBar [22], LHCb [23]
			$B \rightarrow (D^0\bar{D}^0\pi^0) + K$	12.2 ± 0.31	7.05 ± 0.18	Belle [24]
$3874.0_{-0.7}^{+0.8}$	$3.45_{-1.70}^{+2.02}$		$B \rightarrow (D^0\bar{D}^{*0}) + K$ $\rightarrow D^0\bar{D}^0\pi^0$	20.5 ± 4.7 9.0 ± 2.1	0.01 ± 0.18	Belle [25], BaBar [26]

$X(3872)$ は発見されてから、現在に到るまでに様々な解釈がされている。例えば、その質量と $D^0\bar{D}^{*0}$ 閾値質量の差がわずかに $\Delta M = 0.01 \pm 0.18 \text{ MeV}/c^2$ [27] と非常に近く、アイソスピンを破る崩壊過程を説明できることから、 $D\bar{D}^*$ 分子状態と予測される。一方、陽子陽子衝突実験である CMS 実験と ATLAS 実験において測定された、陽子陽子衝突から直接生成された $X(3872)$ の微分断面積 [17, 18] が、同様な過程で生成された $\chi_{c1}(2P)$ 中間子における理論予想とよく一致していることから、 $X(3872)$ が $D\bar{D}^* - \chi_{c1}(2P)$ 混合状態であることも示唆されている [28]。しかしながら、決定的な証拠が不十分であるために、テトラクォークやハイブリッドといった他のモデルもはっきりと棄却できていない。

したがって、 $X(3872)$ の内部構造を決定するためには、その性質を網羅的に測定し現在提唱されているモデルを複眼的に検証するのが重要である。その中でも特に、 $X(3872)$ の崩壊幅が決定できれば部分崩壊幅が導出可能であり、これが実現すれば新たな実験的な観測量からの $X(3872)$ のモデルの検証が可能である。

$$\Gamma_f = \Gamma \cdot \frac{\mathcal{BR}(B \rightarrow X(3872)K) \times \mathcal{BR}(X(3872) \rightarrow f)}{\mathcal{BR}(B \rightarrow X(3872)K)} \quad (1.1)$$

ここでの Γ, \mathcal{BR} はそれぞれ全崩壊幅と括弧内の崩壊過程の崩壊分岐比を示す。よって、本研究では $X(3872)$ の崩壊幅の有意な測定を目指す。

$X(3872)$ の崩壊幅測定現状

現在までに $X(3872)$ の崩壊幅を最も精度良く測定したのは、Belle 実験によるものである [9]。この測定では、Belle 実験で取得された全データを用いて $X(3872) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ 崩壊の $J/\psi\pi^+\pi^-$ 不変質量分布をフィットすることで崩壊幅を導出し、 $X(3872)$ の崩壊幅の上限を 1.2 MeV と決定した。また、この論文では $X(3872)$ の崩壊幅は $J/\psi\pi^+\pi^-$ 過程における質量分解能 $\sim 2.0 \text{ MeV}$ よりも小さいことを指摘しており (表 1.2)、このような場合、同解析手法から得た $X(3872)$ の崩壊幅は本来のものよりも大きく見積もられやすいことが報告されている (図 1.5)。したがって、 $X(3872)$ の崩壊幅測定には、統計量というよりもむしろ質量分解能の改善が必要である。

一般的に、質量分解能は崩壊で解放されるエネルギー (Q 値) に依存し、Q 値が小さいほど分解能が良い。現在までに発見されている $X(3872)$ の崩壊過程における Q 値を表 1.1 にまとめた。この表から、 $J/\psi\pi^+\pi^-$ 過程よりも、 $D^0\bar{D}^{*0}$ 過程や $D^0\bar{D}^0\pi^0$ 過程の方がはるかに Q 値が小さいことがわかる。よって、このような過程を用いることで、崩壊幅測定の測定感度を向上させることが可能である。

Q 値の観点から言えば、現在観測されている崩壊過程の中では $X(3872) \rightarrow D^0\bar{D}^{*0}$ 崩壊が最も小さい。しかし、 $D^0\bar{D}^{*0}$ 閾値と $X(3872)$ の質量が誤差の範囲で一致しており ($\Delta M = M_{X(3872)} - M_{D^0} - M_{\bar{D}^{*0}} = 0.01 \pm 0.18 \text{ MeV}$)、この崩壊で見られる質量分布が $X(3872)$ の仮想状態からの寄与によるものである可能性がある。そのため、 $X(3872) \rightarrow D^0\bar{D}^{*0}$ 崩壊を全て再構成する解析では、ピークは必ず閾値以上となり、崩壊幅は閾値効果により本来の崩壊幅よりも大きく見積もられてしまうため、この崩壊で $X(3872)$ の質量と崩壊幅を測定するのは適切ではないと指摘されている [29]。実際に、このような解析方法を行った先行研究 (Belle [25], BaBar [26]) では、質量と崩壊幅が世界平均よりも有意にずれている (表 1.1)。

よって、本研究では $D^0\bar{D}^0\pi^0$ 過程を用いて $X(3872)$ の崩壊幅測定を行う。しかし、 $X(3872) \rightarrow D^0\bar{D}^0\pi^0$ 過程は崩壊分岐比が大きいものの再構成・選別できる信号事象数が少なく、このような測定は現在までに実現されていない。Belle II 実験は、Belle 実験の後身の実験であり、最終的に

Belle 実験の約 50 倍の統計量のデータを取得予定である。したがって、本実験の膨大なデータを用いれば本測定は可能であり、本測定が実現すれば世界初となる有意な $X(3872)$ の崩壊幅測定となる。

表 1.2: Belle 実験での $X(3872)$ の崩壊幅測定 [9] のまとめ

崩壊過程	崩壊幅	統計量	信号事象数	質量分解能
$B \rightarrow X(3872)(\rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-)K$	$< 1.2 \text{ MeV}$	$772 \times 10^6 (711 \text{ fb}^{-1})$	173 ± 16	$1.93 \pm 0.02 \text{ MeV}$
— $B^+ \rightarrow X(3872)K^+$			152 ± 15	$1.93 \pm 0.04 \text{ MeV}$
— $B^0 \rightarrow X(3872)K^0$			21.0 ± 5.7	$1.89 \pm 0.02 \text{ MeV}$

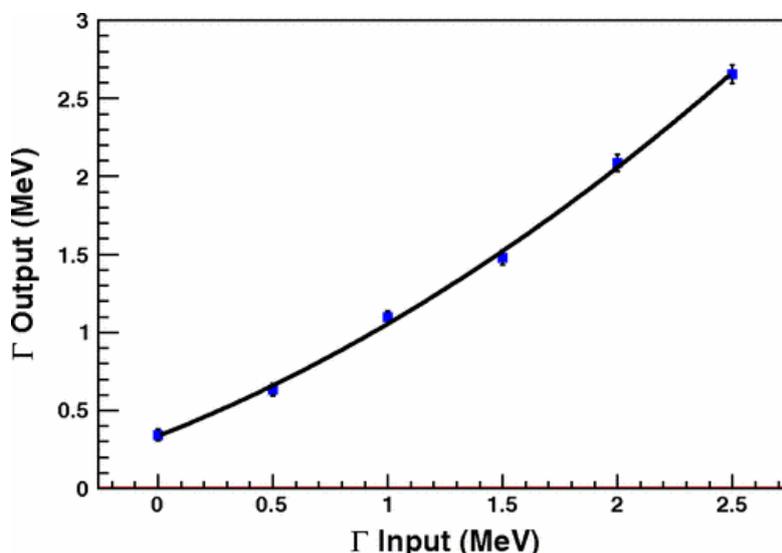


図 1.5: シミュレーションで生成された $X(3872)$ の崩壊幅と $X(3872) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ 崩壊の $J/\psi\pi^+\pi^-$ 不変質量分布をフィットすることで得た崩壊幅の関係 [9]

1.4 本研究目的と本論文の構成

Belle II 実験では上記で述べたようなチャームバリオン分光やエキゾチックハドロン候補の性質を精密に測定することが可能であり、私は、本実験で $X(3872) \rightarrow D^0\bar{D}^0\pi^0$ 崩壊を用いた $X(3872)$ の崩壊幅測定を目指す。ただし、本実験は、現在、衝突運転を開始したばかりの立ち上げ段階にあり、このような段階では、測定器の性能を設計値通りに発揮できるように、実データを用いて測定器の性能評価と較正を繰り返すことが重要である。測定器の性能の中で、特に質量分解能と陽子識別性能は、それぞれ $X(3872)$ の崩壊幅測定とチャームバリオン分光を行うのに不可欠である。以上のことから、私は以下の 3 つの研究を行なった。

- シミュレーションを用いた Belle II 実験で期待される $X(3872)$ の崩壊幅の感度の推定

- 初期衝突データを用いた測定器の質量分解能の評価
- 初期衝突データを用いた測定器の粒子識別性能の評価

本論文は5つの章から構成されており、本章で本研究の物理的な動機、第2章で Belle II 実験の概要を説明した後、第3章で Belle II 実験で期待される $X(3872)$ の崩壊幅の感度の研究、第4、5章で初期衝突データでの粒子識別性能と質量分解能の評価についてそれぞれ述べる。

第2章 Belle II 実験

2.1 SuperKEKB/Belle II 実験の概要

Belle II 実験は茨城県つくば市にある電子陽電子衝突型加速器を使用した B ファクトリー実験である。本実験では SuperKEKB 加速器 (図 2.1左) を用いて電子と陽電子を加速させ、7 GeV の電子と 4 GeV の陽電子を重心系エネルギー $\sqrt{s} = 10.58$ GeV で衝突させる。このエネルギーはちょうど $\Upsilon(4S)^{*1}$ の質量に一致しており、この状態を媒介することでほぼ確実に B 中間子を生成することができる。また、本実験は高輝度フロンティア実験であり、衝突点での水平方向のビームサイズを小さく絞るナノビーム方式を導入したことで、瞬間ルミノシティを前身の KEKB 加速器の約 40 倍まで上げることができる。したがって、Belle II 実験では大量の B 中間子を生成でき、本研究の目的でもある $B \rightarrow X(3872)K$ 崩壊から $X(3872)$ の精密測定が可能である。また、他にも CP 対称性の破れやレプトン普遍性の検証などの B の物理も測定をすることが可能である [30]。

重心系エネルギー $\sqrt{s} = 10.58$ GeV での e^+e^- 衝突で発生する主要な物理過程とその生成断面積を表 2.1 にまとめた。この表から本実験では B 中間子だけでなく、クォーク対事象やタウレプトン対事象も多く生成されることが分かる。この中でも特に $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ 過程では、その c クォークが破砕化することによりチャームクォークを含んだメソンやバリオンを生成できる。よって、本実験では第 1 章で述べたような新チャームバリオンの発見やその性質を精密に測定することが可能である。

表 2.1: 重心系エネルギー $\sqrt{s} = 10.58$ GeV の e^+e^- 衝突における主要な物理過程とその生成断面積 [30]

物理過程	生成断面積 [nb]
$e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S)$	1.110
$e^+e^- \rightarrow u\bar{u}$	1.61
$e^+e^- \rightarrow d\bar{d}$	0.40
$e^+e^- \rightarrow s\bar{s}$	0.38
$e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$	1.30
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	0.919

2.2 Belle II 検出器

重いクォークを含むハドロンは、ごく短時間で安定な粒子群 (π^\pm 中間子、 K^\pm 中間子、 K_L 中間子、陽子、電子、ミュオン、光子) に崩壊する。したがって、重いクォークを含むハドロンを

^{*1} b クォークと反 b クォークで構成された中間子 (ボトモニウム) の一種。その質量は 10.5794 ± 0.0014 GeV/ c^2 であり、約 96% が B 中間子対に崩壊する。 [27]

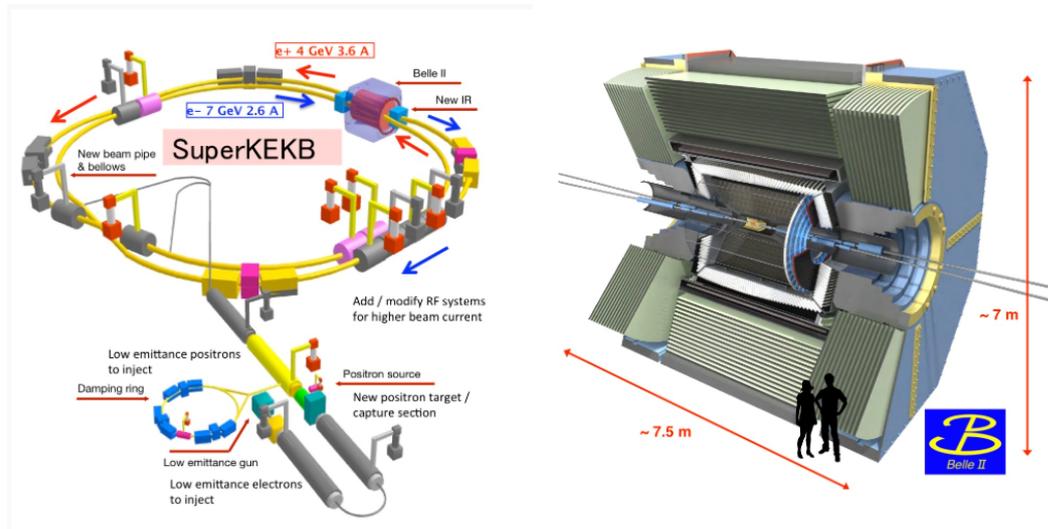


図 2.1: SuperKEKB 加速器 (左) と Belle II 検出器 (右)

解析するためには、終状態粒子の崩壊点と運動量、エネルギーを正確に測定し、粒子識別を行うことが重要である。本実験では、これらの測定を Belle II 検出器で行う [31]。Belle II 検出器は基本的には前身の Belle 実験で用いられていた Belle 検出器 [32] の構造を引き継いでおり、衝突点近傍から崩壊点検出器、中央飛跡検出器、粒子識別装置、電磁カロリメータ、 $K_L \cdot \mu$ 粒子検出器の 6 つの装置から構成されている (図 2.2)。以下では、各装置の概要についてまとめた。

崩壊点検出器

崩壊点検出器 (VerteX Detector, VXD) は粒子の崩壊点を精密測定することを目的とした半導体検出器である。この装置は荷電粒子が通過した際にシリコン内で発生する電子・正孔を電気信号として読み出すことにより、荷電粒子の通過点を検出できる。Belle 実験では、このような崩壊点検出器として、ストリップシリコン検出器 (Silicon Vertex Detector, SVD) 使われていたが、ルミノシティ増加に伴う高ビームバックグラウンドの環境下ではヒット点の誤識別が起こりやすい。したがって Belle II 実験ではそれを解決すべくピクセルシリコン検出器を SVD の内層に設置した。この装置のおかげで、Belle II 検出器は B 中間子を始め様々なハドロンの崩壊点を約 $50 \mu\text{m}$ の精度で検出できるとともに、比較的寿命が長い K_s 中間子や Λ バリオンの再構成効率の向上が可能である。

また、この装置では崩壊点を測定すると同時にエネルギー損失を用いた粒子識別を行っている。

中央飛跡検出器

中央飛跡検出器 (Central Drift Chamber, CDC) は VXD 外層に設置されたドリフトチェンバーであり、粒子の飛跡を検出することで粒子の位置と運動量を測定する。CDC は信号を観測するためのセンスワイヤーと電場を生成するためのフィールドワイヤーがそれぞれ 14336 本と 42240 本張られており、装置内部はヘリウムとエタンを 1:1 で混合したでガスが満たされている。この装置に荷電粒子が通過するとガス分子が電離し、強い電場により電子雪崩を起こしながらセンスワイヤーへドリフトし、このドリフト時間から粒子の飛跡からセンスワイヤーまでの距離を求めることができる。そして、同様に得られた他のヒット点の情報

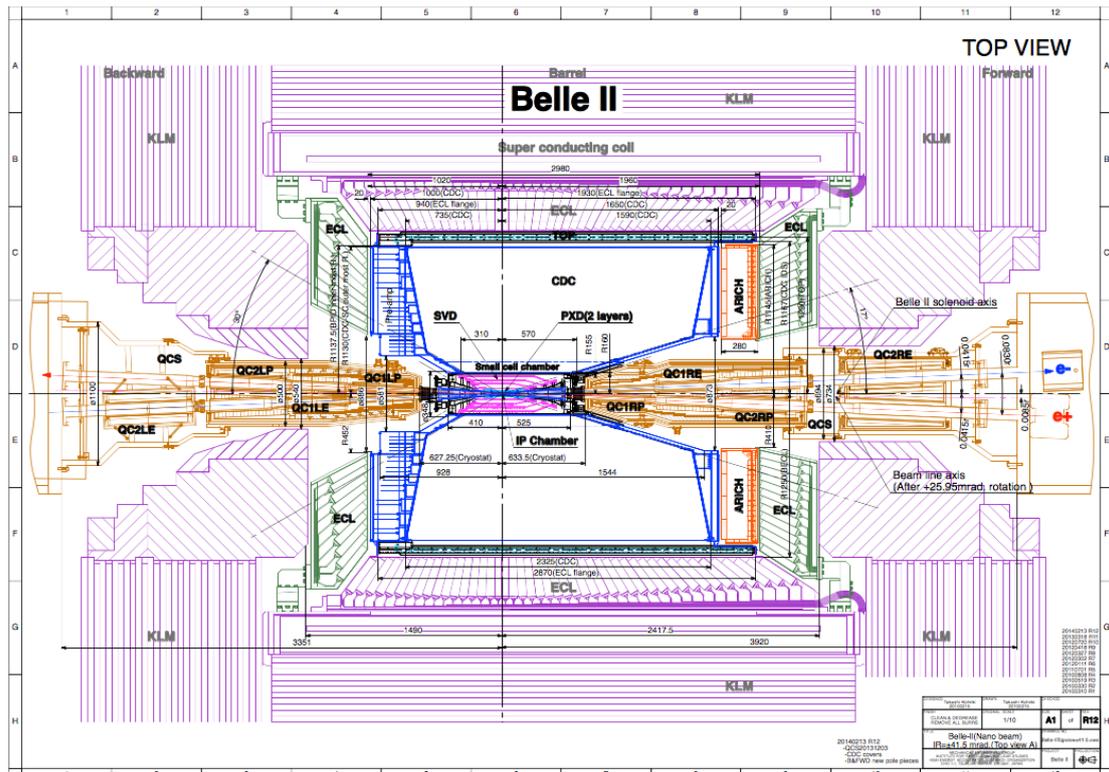


図 2.2: Belle II 検出器の断面図

も合わせて、飛跡の再構成を行うことで粒子の通過位置と運動量を求めることが可能である (詳細は第 2.3.1 節)。

また、この装置では VXD と同様にエネルギー損失を用いた粒子識別を行なっている。

粒子識別装置

Belle 実験では粒子識別装置としてパレル部に飛行時間検出器 (Time of Flight, TOF) と閾値型エアロジェルチェレンコフカウンターを使用し、それぞれ中運動量と高運動量を持つ荷電粒子の識別を行っていた。Belle II 実験では粒子識別の性能を向上させるため、新たにリングイメージ型チェレンコフ検出器を導入し、パレル部と前方のエンドキャップ部にそれぞれ Time of Propagation (TOP) カウンターとエアロジェル RICH (ARICH) 検出器が設置した。詳細は第 2.3.2 節で述べる。

電磁カロリメータ

電磁カロリメータ (Electromagnetic Calorimeter, ECL) は光子のエネルギーと入射方向測定する装置である。この装置は主にシンチレーター (タリウム活性化ヨウ化セシウム, CsI(Tl)) と光検出器で構成されており、光子や電子がシンチレーターに入射した際に発生する電磁シャワーの光量がエネルギーに比例することを利用し、エネルギー測定を行う。これらは基本的に Belle 検出器のものをそのまま使用しているため、基本的な性能としては Belle 実験の時と同等である。ただし、Belle II 実験では瞬間ルミノシティに比例して ECL の主な

バックグラウンド Radiative Bhabha 散乱が増えると予想されており、CsI(Tl) は発光の減衰時間が約 $1 \mu\text{s}$ と長いため、複数の信号が重なってしまう可能性がある。そこで、Belle II 実験では信号の出力波形をフィットすることでバックグラウンドの重なりを解くような読み出し回路を新たに導入する [34]。

また、ECL ではシャワーの形状とエネルギーと運動量の比 (E/p) を用いて電子/ハドロン (特に π 中間子) 識別を行うことができる。

$K_L \cdot \mu$ 粒子検出器

$K_L \cdot \mu$ 粒子検出器 (KLong Muon detector, KLM) はバレル部分とエンドキャップ部の超電導ソレノイドの外側に設置された装置であり、透過力の高い μ 粒子の識別と、電荷が 0 で寿命が長いために検出器内で反応を起こさない K_L 中間子を検出する装置である。この装置は薄い鉄板と荷電粒子を検出できる検出層を交互に重ねたサンドウィッチ構造となっており、通過した粒子と物質との相互作用の仕方から、 μ 粒子識別や K_L 中間子の検出が可能である。

2.3 終状態粒子の再構成

不安定なハドロンの質量を再構成するためには、終状態粒子の運動量とエネルギー、飛跡情報が不可欠であり、膨大な背景事象を削減するためには粒子識別が重要である。したがって、以下では本解析で特に重要な荷電粒子の飛跡再構成、荷電粒子識別、光子の再構成について簡単に説明する。

2.3.1 荷電粒子の再構成

VXD や CDC の装置内部には超電導ソレノイドによりビーム軸と平行に 1.5 T の磁場がかけられている。これにより、荷電粒子はビーム軸と垂直な方向に曲げられ、荷電粒子の横運動量 P_t に比例した曲率半径を持った螺旋軌道を描く^{*2}。このような螺旋軌道は曲率半径や最近接距離、トラックの角度情報を含む 5 つの Helix パラメータ [33] から一意に記述できる。よって、安定な荷電粒子の再構成は VXD や CDC の全ヒット点からパターン認識を用いて荷電粒子の飛跡の候補を探し、それらをフィットし Helix パラメータを決定することで荷電粒子の通過位置と横運動量の情報を得ることができる。Belle II 検出器は高い再構成効率を持つように設計されており、横運動量 $p_t > 0.5 \text{ GeV}/c$ の領域、そして、CDC や VXD のアクセプタンス ($0.3 \text{ rad} < \theta < 2.6 \text{ rad}$) で 80 % 以上の効率を持つ。ただし、この性能はビームバックグラウンドの影響で悪化する可能性がある。また、Belle II 検出器特に CDC での運動量分解能は σ_{p_t}/p_t は 0.4 % 以内と高い性能を持っている。

2.3.2 荷電ハドロン識別

ハドロンを解析する際には、その終状態に含まれる安定な粒子 ($K, \pi, \text{陽子}, \mu, e$) の識別を行うことがシグナル・ノイズ比を向上させる鍵である。特に第 1 章で述べたようなチャームバリオン分光や $X(3872) \rightarrow D^0 \bar{D}^0 \pi^0$ の解析する際には、その終状態に含まれる陽子, K, π を間違えずに識別

^{*2}この螺旋軌道の曲率半径 ρ は、荷電粒子の横運動量 P_t と磁束密度 B から以下のような関係が成り立っている。

$$\rho [\text{m}] = 0.3 \times B [\text{T}] \times p_t [\text{GeV}/c]$$

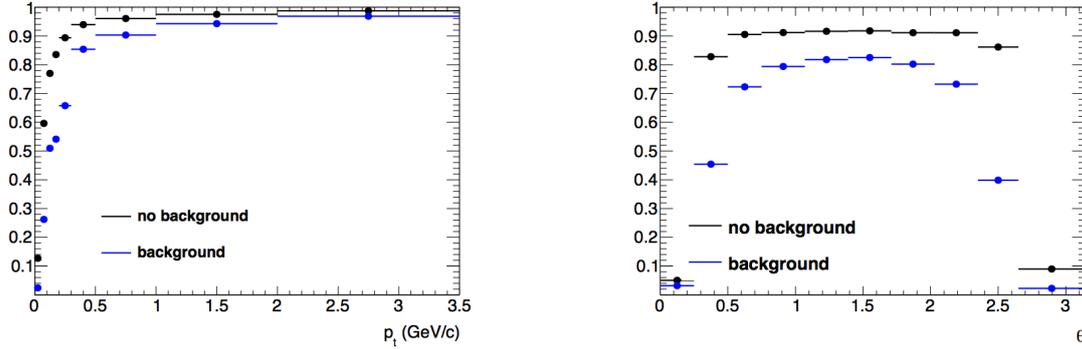


図 2.3: シミュレーションでの飛跡の再構成効率の横運動量依存性 (左) とトラック方向依存性 (右)。図中の黒線と青線はそれぞれビームバックグラウンドを含まなかった場合とビームバックグラウンドを含んだ場合を表す [30]。

することが重要である。よって、ここでは粒子識別の中でも陽子, K , π 識別 (ハドロン識別) 原理について詳しくまとめる。

Belle II 検出器では、ハドロン識別は K , π , 陽子それぞれの粒子らしさを表す量である Likelihood \mathcal{L}_i ($i, j = K, \pi, \text{陽子}$) を用いて行う。 \mathcal{L}_i は、SVD と CDC はエネルギー損失から計算した Likelihood $\mathcal{L}_i^{SVD(CDC)}$ 、TOP と ARICH は検出されたチェレンコフ光の情報から計算した Likelihood $\mathcal{L}_i^{TOP(ARICH)}$ を掛け合わせたものであり以下のように表される。

$$\mathcal{L}_i = \mathcal{L}_i^{TOP} \times \mathcal{L}_i^{ARICH} \times \mathcal{L}_i^{CDC} \times \mathcal{L}_i^{SVD}$$

解析時は、荷電粒子の Likelihood 比 $\mathcal{P}(i:j)$ を使い、 $\mathcal{P}(i:j)$ が 1 に近いことを要求することで粒子 i らしい荷電トラックを選ぶことができる。

$$\mathcal{P}(i:j) = \frac{\mathcal{L}_i}{\mathcal{L}_i + \mathcal{L}_j}$$

以下では、ハドロン識別をするために特に重要な TOP, ARICH, CDC, SVD の粒子識別の原理をまとめる。

エネルギー損失を用いた粒子識別の原理

SVD や CDC を通過した際に損失した荷電粒子のエネルギー (dE/dx) は粒子の速度 β に依存する。特殊相対性理論より、これは荷電粒子の運動量 p と質量 m を用いて $\beta\gamma = p/m$ と表されることから、飛跡情報から求めた p と dE/dx から求めた β を用いて粒子の質量がわかる。したがって、この装置では粒子識別を行うことができる。図 2.5 は dE/dx と p の関係を示している。この図から、特に $p < 1.5 \text{ GeV}/c^2$ の領域において、これらの装置で粒子識別を行えることが確認できる。

チェレンコフリングイメージを用いた粒子識別の原理

チェレンコフ光の放射角 θ_c を用いて粒子識別を行う。 θ_c は粒子の速度 β と輻射体の屈折率 n に依存する。

$$\beta = \frac{1}{\cos \theta_c} \quad (2.1)$$

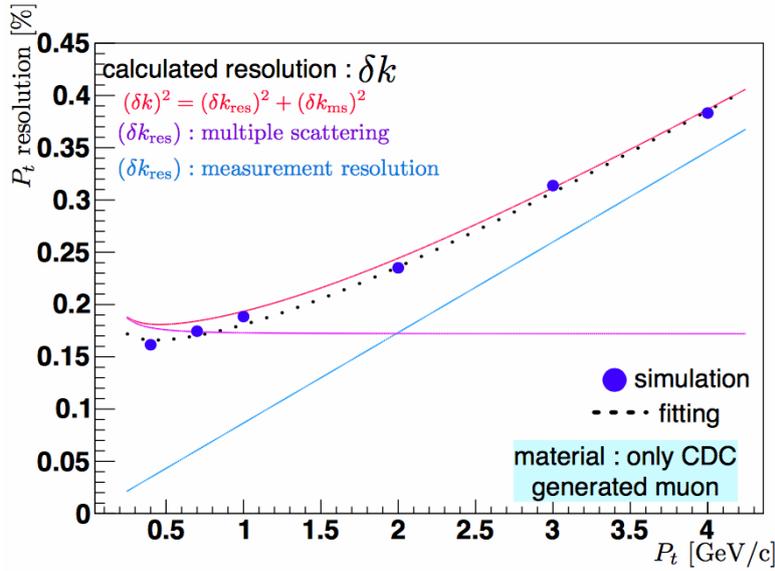


図 2.4: シミュレーションでの横運動量分解能 (σ_{p_t}/p_t) と横運動量の関係 [35]。

また、 β は粒子の運動量 p と粒子の質量 m で $m = p/(\beta\gamma)$ と表されることから以下の関係式が導かれる

$$m = p\sqrt{n^2 \cos^2 \theta_c - 1} \quad (2.2)$$

したがって、 θ_c が測定できれば、飛跡検出器で測定した運動量 p を用いて粒子の質量を求めることができ、粒子の質量から安定粒子の種類を特定することが可能である。以下では、この方法を用いて粒子識別を行なっている ARICH 検出器と TOP 検出器における θ_c 測定方法についてまとめる。

ARICH

この装置はエアロジェル輻射体と 1 光子検出可能な光検出器の一種である HAPD で構成され、エアロジェルで発生したチェレンコフ光を後段に設置された光検出器で直接チェレンコフリングイメージを再構成することで、 θ_c を測定する (図 2.3.2 中央)。

TOP

この装置は 2 枚の石英の板と 1 光子検出可能な光検出器 Micro-Channel-Plate(MCP)-PMT で構成されている。この石英板が輻射体の働きをし、発生したチェレンコフ光を石英内部で反射させ、片側端面に設置された光検出器でこれらを検出する。そして、光検出器で検出したチェレンコフ光の位置と時間から、リングイメージを再構成することで粒子識別を行うことが可能である。

2.3.3 光子の再構成

光子候補は ECL を用いてクラスター単位で再構成される。クラスターは、検出されたエネルギーが少なくとも 10 MeV 以上で周辺の CsI(Tl) 結晶の中で最も高いエネルギーを検出した結晶を中心

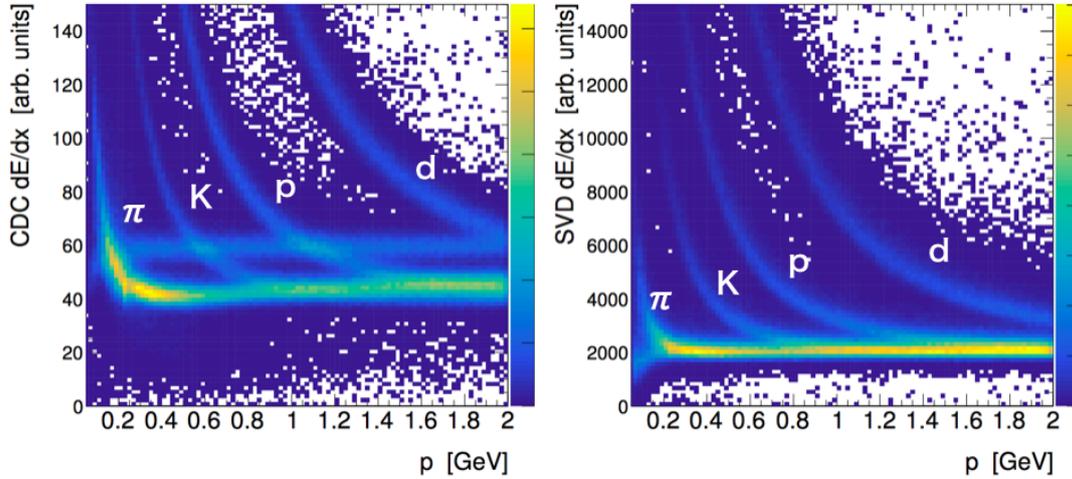


図 2.5: CDC (左) と SVD (右) における dE/dx と運動量 p の関係のシミュレーション結果 [30]。図中の π, K, p, d はそれぞれ荷電 π 中間子、荷電 K 中間子、陽子、重水素を示す。

に周辺 25 (5×5) 個の結晶群のことである。光子候補の入射位置 \vec{x} とエネルギー E はクラスター内の i 番目の結晶の重心座標 \vec{x}_i と測定されたエネルギー E_i を用いて以下のように決定する。

$$\vec{x} = \frac{\sum_i E_i \vec{x}_i}{\sum_i E_i}$$

$$E = \sum_i E_i$$

また、光子は飛跡検出器にヒットを残さないため、クラスターの中から対応するトラックがないもののみを光子候補として扱う。

Belle II 実験で想定されている光子のエネルギー分解能のエネルギー依存性が図 2.8 である。基本的に ECL は Belle 実験のものをそのまま引き継いでいるので、性能としては Belle 実験の時と同等であり、光子のエネルギーが 100 MeV のときにエネルギー分解能 σ_E/E は約 5% である。ただし、この性能はビームバックグラウンドの影響で悪化する可能性がある。

2.4 現在までの運転状況

Belle II 実験は 2018 年までに VXD^{*3} 以外の全ての検出器をインストールし、2018 年の 2 月より本実験初となる衝突運転 (Phase 2) を開始した。その後、2018 年 4 月に初衝突を観測し、約 3 ヶ月の間に約 490 pb^{-1} の衝突データを収集した。ここで取得されたデータは、Belle II 実験が設計値通りの性能を発揮できるようにするための検出器の較正とその性能評価に使われている。本研究で行われた、粒子識別性能評価と質量分解能の評価はこれに大きく貢献した。Phase 2 終了後は、最終的にインストールされる 6 層の VXD のうち、SVD4 層と PXD の 1 層と 4 分の 1 層分のインストールが行われ、2019 年 3 月から開始される本格的な物理ラン (Phase 3) に向けて最終調整が行われている。

^{*3}Phase 2 ではビームバックグラウンドを測定するため、VXD の代わりにビームバックグラウンドモニターがインストールされた。

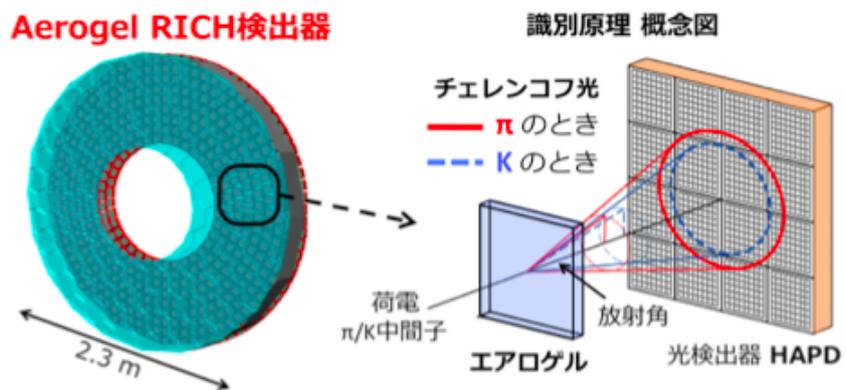


図 2.6: ARICH 検出器の模式図と概念図 [36]

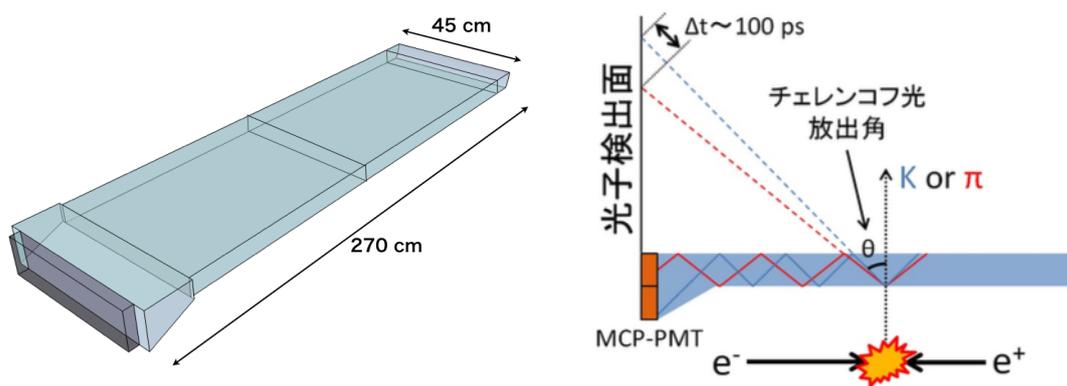


図 2.7: TOP 検出器の模式図と概念図 [37]

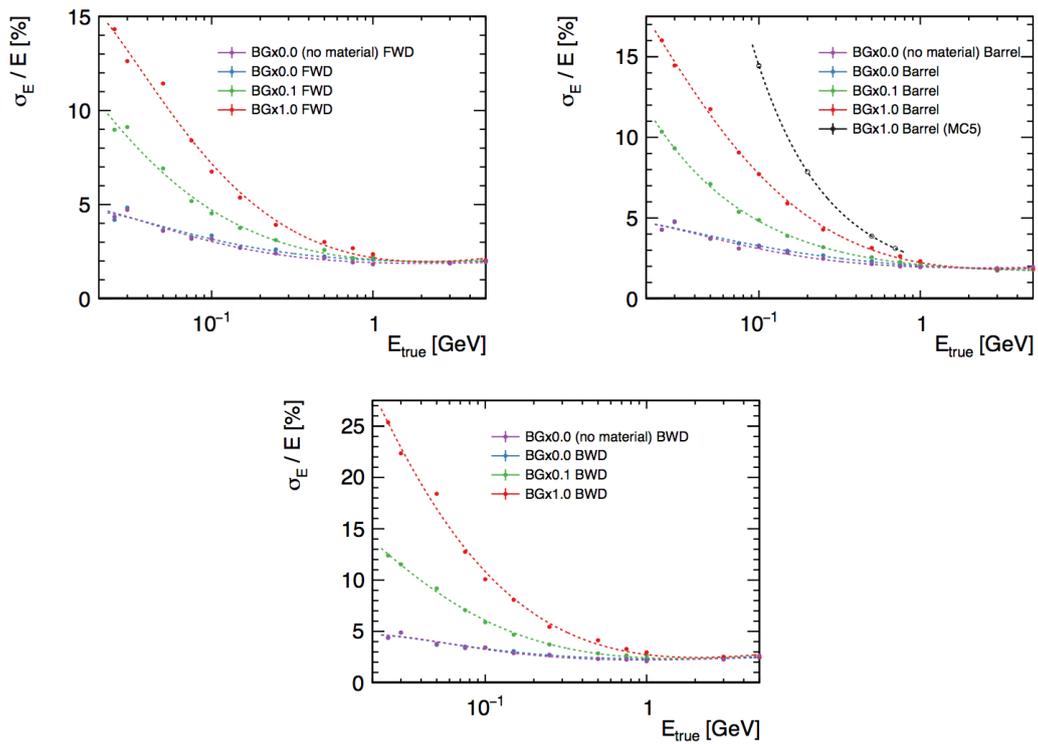


図 2.8: シミュレーションでの光子のエネルギー分解能のエネルギー依存性。左上は前方エンドキャップ部、右上はバレル部、下は後方エンドキャップ部での性能を示し、各図の青線と紫線はビームバックグラウンドを考慮しなかった時の性能、緑線・赤線・黒線はビームバックグラウンドを考慮した時の性能を表している。

第3章 Belle II 実験で期待される $X(3872)$ の崩壊幅の感度

$X(3872)$ の崩壊幅は、再構成した不変質量分布の信号事象成分が Breit-Wigner 分布に従うと仮定した関数でフィットすることで導出する。このような測定の感度を向上させるためには、統計量というよりもむしろ質量分解能が重要であり、そのために本研究では Q 値が小さく質量分解能が良い $X(3872) \rightarrow D^0 \bar{D}^0 \pi^0$ 崩壊を用いる。ただし、 $X(3872) \rightarrow D^0 \bar{D}^0 \pi^0$ 崩壊は再構成・選別できる信号事象数が少ないため、Belle II 実験でこの崩壊を用いて解析を行うことが妥当であるか検討する必要がある。したがって、私は本解析から得られる信号事象数と質量分解能を評価と、Belle II 実験で期待される $X(3872) \rightarrow D^0 \bar{D}^0 \pi^0$ 崩壊を用いた $X(3872)$ の崩壊幅の感度を調べた。

本章では、使用したシミュレーションサンプルと $X(3872) \rightarrow D^0 \bar{D}^0 \pi^0$ 崩壊の再構成・信号選別の説明を第 3.1 節と第 3.2 節でそれぞれ行い、本解析から得られる信号事象数と $X(3872)$ の質量分解能の評価結果を第 3.3 節と第 3.4 節で述べる。その後、崩壊幅を測定するために必要なフィット関数の決定と、その関数からバイアスなく崩壊幅を得ることができるのか確認し (第 3.5 節)、第 3.6 節で $X(3872)$ の崩壊幅の感度について言及する。

3.1 使用したシミュレーションサンプル

本研究では全事象に必ず信号が含まれるようなサンプル (Signal サンプル) を使用する。信号事象は図 3.1 のような崩壊過程を仮定した。図中の数値は、本シミュレーションサンプルにおける崩壊分岐比を表しており、3 つの D^0 の崩壊分岐比は PDG [27] の比率と同じとなるように設定した。本研究では、Q 値が小さいことによる質量分解能の $X(3872)$ の質量・崩壊幅依存性を調べるため、表 3.1 にあるような多数のサンプルを用意した。この時、 $B^\pm \rightarrow X(3872) K^\pm$ 崩壊と $X(3872) \rightarrow D^0 \bar{D}^0 \pi^0$ 崩壊は位相空間において均一に崩壊させ、 $D^0 \bar{D}^0 \pi^0$ 質量分布は Breit-Wigner 分布を仮定した。また、 $e^+ e^-$ 衝突で生成される $X(3872) \rightarrow D^0 \bar{D}^0 \pi^0$ 事象以外の物理事象由来の背景事象は、現在までに観測された崩壊過程と崩壊分岐比に従って生成された B 中間子事象や $q\bar{q}$ 事象のシミュレーションサンプル (Generic サンプル) を使用して見積もった。また、以上であげた全てのシミュレーションサンプルにおいて、検出器シミュレーションの際には Belle II 検出器にインストールされる全検出器を考慮し、ビームバックグラウンドは混合しないこととした。

表 3.1: 本シミュレーションサンプルにおける $X(3872)$ の性質の入力値まとめ

サンプル名	質量 [GeV/ c^2]	崩壊幅 [MeV]	統計量
Signal A	3.86500 - 3.87550	0.0	各 10^6 イベント
Signal B	3.87169	0.0 - 4.0	各 10^6 イベント
Generic	—	—	400 fb^{-1}

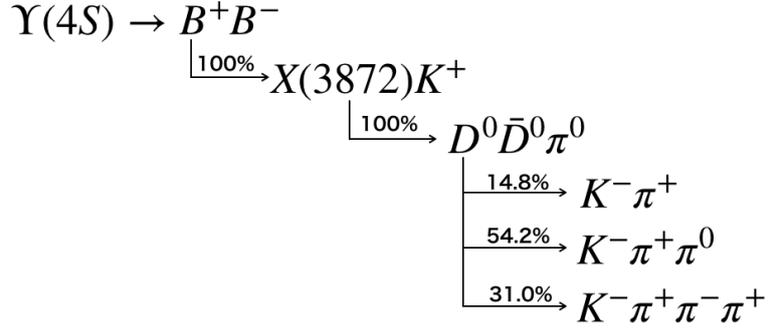


図 3.1: 本研究で考慮する $X(3872)$ の信号事象。(荷電共役についても同様のものとする。)

3.2 再構成と選別

本解析では信号事象を再構成し、 $B^\pm \rightarrow K^\pm X(3872)(\rightarrow D^0\bar{D}^0\pi^0)$ 崩壊に含まれる終状態粒子(光子、荷電 K 中間子、荷電 π 中間子)と中間状態粒子(D^0 中間子、 π^0 中間子)の特徴を用いて信号事象選別を行う。その具体的な選別条件は、Signal A/B サンプルにおける信号事象と $B^\pm \rightarrow K^\pm X(3872)(\rightarrow D^0\bar{D}^0\pi^0)$ 崩壊由来の背景事象(Crossfeed BG)の分布を比較することで決定した。以下では、各終状態粒子と中間状態粒子における再構成結果と選別条件についてまとめる。

3.2.1 終状態粒子

光子

光子の選別は ECL の情報を用いて行う。本解析で扱う光子の実験系のエネルギー分布 E_γ を図 3.2 に示した。この図より、光子の実験系エネルギー $E_\gamma > 50$ MeV を要求すれば、信号事象を十分に選べることがわかる。

次に、ECL で検出されたクラスターの中から光子らしい粒子を識別する。光子識別には ECL のシャワーの形状の情報を用いて行う [30]。これは電磁シャワーはハドロンシャワーと比べて広がらないことを利用し、最も高いエネルギーを検出した ECL の CsI 結晶を中心として、その周辺の 9 個 (3×3) の結晶で落としたエネルギーと周辺 21 個 (5×5 から四隅の 4 個を除いたもの) の結晶で落としたエネルギーの比 ($ClusterE9E21$) が小さいものを選ぶことで、光子らしい候補を選ぶこととする。真の光子事象とそれ以外の背景事象の $ClusterE9E21$ 分布を図 3.3 に示した。この図より $ClusterE9E21 > 0.8$ を要求すれば真の光子を選ぶことができることが確認できる。

したがって、本解析では以上の 2 つの要求を光子選別のために課すこととした。

K^\pm 中間子と π^\pm 中間子

K^\pm 中間子と π^\pm 中間子は以下の二つの要求を満たすものを選ぶ。

- 衝突点から荷電トラック最近接距離が小さいこと。
- 全ての粒子識別装置 (SVD, CDC, ARICH, TOP, ECL, KLM) を用いて K^\pm 中間子もしくは π^\pm 中間子らしいと識別された粒子であること。

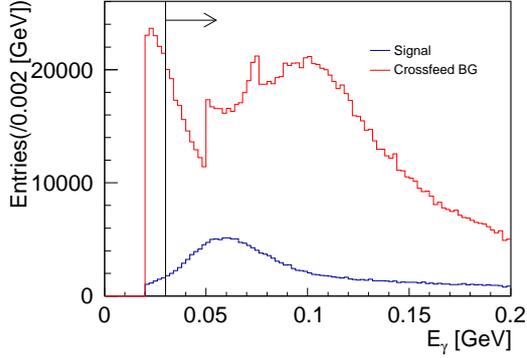


図 3.2: 光子選別前の E_γ 分布。

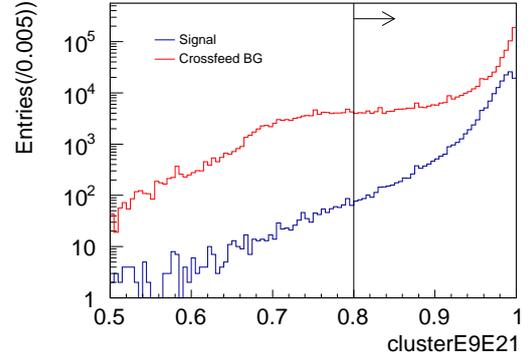


図 3.3: 光子選別前の $clusterE9E21$ 分布

前者に関しては、本解析では xy -平面における最近接距離 $d0 < 2.0$ cm と z 方向における最近接距離 $z0 < 4.0$ cm を要求することとした。さらに、飛跡再構成時のフィットのクオリティが良いものを選ぶため、そのクオリティを評価する χ^2 Probability が 0.001 以上であることも要求する (図 3.4)。

後者に関しては、第 2.1 章で述べたような Likelihood ratio を用いる。本解析における、真の π^\pm 中間子 (π^\pm 中間子) における pion ID likelihood ratio, $\mathcal{P}(\pi : K)$ (kaon ID likelihood ratio, $\mathcal{P}(K : \pi)$) の分布を図 3.5 (図 3.6) に示した。この図より真の事象のほとんどは likelihood ratio が 1 付近に分布し、背景事象のほとんどは 0 付近に分布することが確認できる。本解析では、粒子識別による選別効率を高く保つため、pion ID と kaon ID はそれぞれ $\mathcal{P}(\pi : K) > 0.002$ と $\mathcal{P}(K : \pi) > 0.002$ を要求することとした。

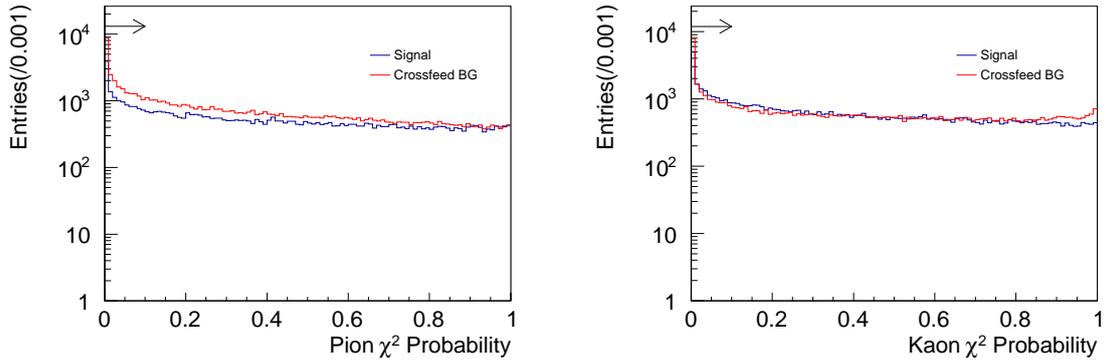


図 3.4: 荷電 K 中間子・荷電 π 中間子選別前の χ^2 Probability 分布。左図は π^\pm 中間子の場合、右図は K^\pm 中間子の場合を示す。

3.2.2 π^0 中間子

π^0 中間子は 99 % の崩壊分岐比で $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ に崩壊する [27]。したがって、本解析ではこの崩壊過程のみ再構成を行う。図 3.7 は本解析における $\gamma\gamma$ 再構成質量 ($M_{\gamma\gamma}$) 分布を示しており、 π^0 中間子

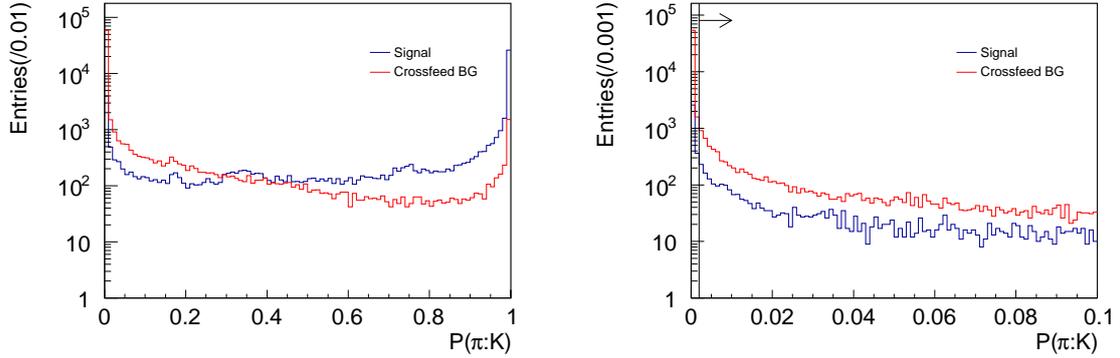


図 3.5: 荷電 π 中間子選別前の $P(\pi:K)$ 分布 (左) とその分布の 0 - 0.1 までをズームした図 (右)

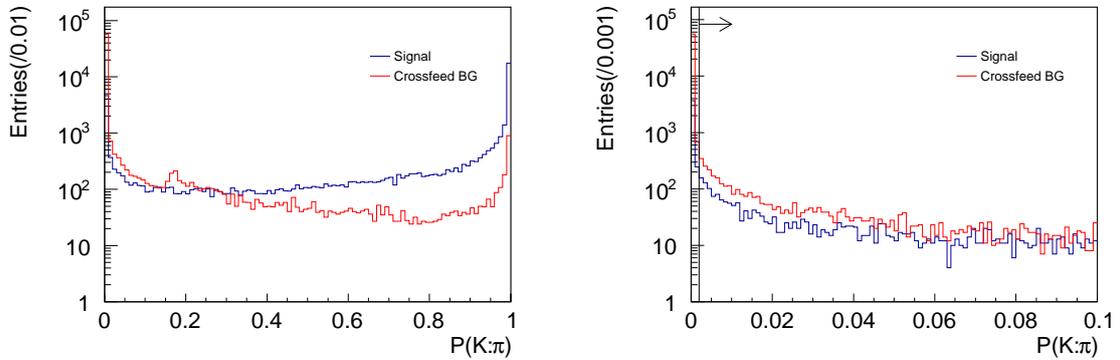


図 3.6: 荷電 K 中間子選別前の $P(K:\pi)$ 分布 (左) とその分布の 0 - 0.1 までをズームした図 (右)

の質量付近の事象を選ぶことで信号事象を選べることを確認できる。ただし、信号事象の $M_{\gamma\gamma}$ 分布は、ECL における電磁シャワーの漏れが原因で $M_{\gamma\gamma}$ が低い方にテールを持った非対称分布となる。したがって、 π^0 選別には π^0 質量に対して非対称的な条件 $110 \text{ MeV}/c^2 < M_{\gamma\gamma} < 145 \text{ MeV}/c^2$ を使用した。なお、 $M_{\gamma\gamma}$ の条件を要求した後、運動量分解能を向上させるため、 $M_{\gamma\gamma}$ が π^0 の質量と一致するという制約をつけて最小二乗法を用いた kinematic fit を行い、 π^0 候補の 4 元運動量を再計算した (mass constraint fit)。

3.2.3 D^0 中間子

D^0 中間子の再構成ではシミュレーションサンプル作成時に指定した 3 つの D^0 の崩壊 ($D^0 \rightarrow K^-\pi^+$, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$) を全て考慮した。信号選別は、基本的にそれぞれの崩壊過程における D^0 再構成質量が D^0 中間子の質量付近となるような候補を選ぶ。具体的には、それぞれの崩壊過程における D^0 再構成質量分布 (図 3.8–3.10) から、以下のように決定した。

$$\begin{cases} 1.851 \text{ GeV}/c^2 < M < 1.879 \text{ GeV}/c^2 & (D^0 \rightarrow K^-\pi^-, \text{ もしくは } D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+ \text{ 崩壊の場合}) \\ 1.820 \text{ GeV}/c^2 < M < 1.900 \text{ GeV}/c^2 & (D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0 \text{ 崩壊の場合}) \end{cases}$$

ここで、 $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$ 崩壊における選別条件だけは、 D^0 再構成質量の分解能が悪いため緩いものを使用した (図 3.9)。 D^0 再構成質量は質量分解能が悪くなる理由としては、終状態粒子の中

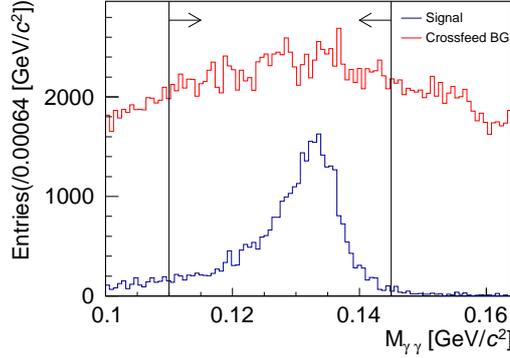


図 3.7: π^0 選別前の $\gamma\gamma$ 不変質量分布

に、荷電粒子よりも運動量分解能が悪い π^0 中間子が含まれるからである。

D^0 の信号選別後、 π^0 中間子の時と同様に、運動量分解能を向上させるため mass constraint fit を実行した。また、中間状態粒子が衝突点で崩壊すると仮定されるのに対し、 D^0 中間子はその寿命から衝突点から $\mathcal{O}(100 \mu\text{m})$ 程度離れたところで崩壊する。したがって、その崩壊点特定し、その崩壊点から荷電粒子が発生したとして 4 元運動量を補正すれば運動量分解能を向上させることができる。本解析では D^0 中間子の娘粒子が衝突点から離れたある一点で交わるという制約をつけて kinematic fit を行うことで、このような補正を行なった (vertex fit)。

3.2.4 $X(3872)$

$X(3872)$ は上記の D^0 候補とその電荷共役の \bar{D}^0 候補と π^0 候補から再構成を行う。選別は、 $D^0\bar{D}^0\pi^0$ 質量に関する要求を用いるが、全ての Signal A/B サンプルにおいて、信号事象が十分残るように、選別条件は $M_{D^0\bar{D}^0\pi^0} < 3.9 \text{ GeV}/c^2$ とした (図 3.11, 図 3.12)。

3.2.5 B^+ 中間子

上記の $X(3872)$ の候補と K^+ 中間子の質量を仮定した荷電トラックから B^+ 中間子を再構成する。 B^+ 中間子の選別には再構成質量ではなく、ビームエネルギーを用いた B 中間子 (Beam energy constrained mass, M_{bc}) の質量やエネルギー保存則を用いた変数 (Energy difference, ΔE) を使用した。その理由としては、再構成により得られた B 中間子のエネルギーよりビームエネルギーの方がエネルギー分解能が良いからである。よって、これらの変数を用いることで、より背景事象を抑制できる。 M_{bc} と ΔE の定義は以下のとおりである。

$$M_{bc} = \sqrt{E_{beam}^2 - \left(\sum_i \vec{P}_i\right)^2} \quad (3.1)$$

$$\Delta E = E_{Bcand} - E_{beam} \quad (3.2)$$

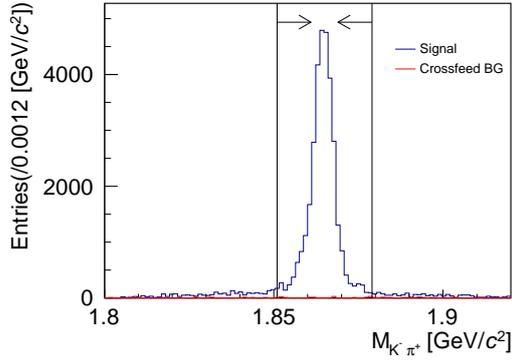


図 3.8: D^0 選別前の $K^-\pi^+$ 不変質量分布

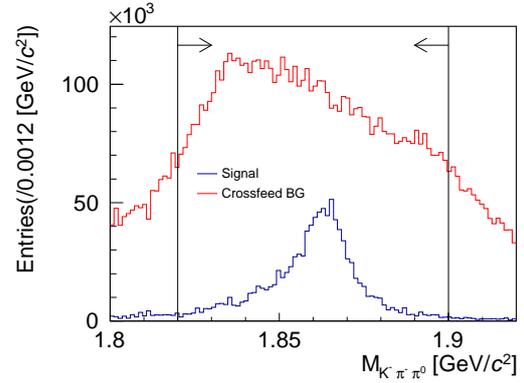


図 3.9: D^0 選別前の $K^-\pi^+\pi^0$ 不変質量分布

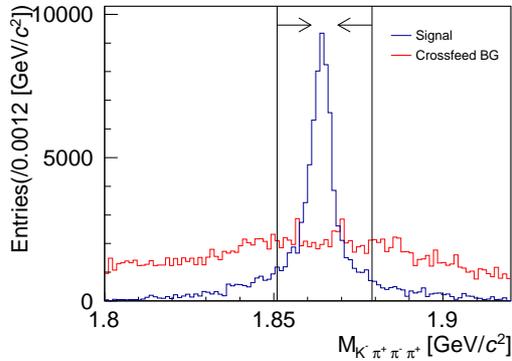


図 3.10: D^0 選別前の $K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ 不変質量分布

ここでの $\vec{P}_i, E_{\text{beam}}, E_{B\text{cand}}$ はそれぞれ B 中間子候補の i 番目の娘粒子^{*1} の e^+e^- 重心系での 3 元運動量、 e^+e^- 重心系でのビームエネルギー、 e^+e^- 重心系での B 中間子のエネルギーを示す。正しく B 中間子を再構成できている場合、 $(\sum_i \vec{P}_i)$ は B 中間子の 3 元運動量と等しくなるため、 M_{bc} は B 中間子の質量付近の値となる。また、 ΔE に関しては、エネルギー保存則より $E_{B\text{cand}}$ はビームエネルギーと一致するはずなので 0 付近の値となる。したがって、本解析では $M_{bc} > 5.27 \text{ GeV}/c^2$ 、 $|\Delta E| < 0.012 \text{ GeV}$ を要求することとした (図 3.13, 図 3.14)。

以上をまとめると、本解析で使用する各最終状態粒子と中間状態粒子の選別条件は表 3.2 のようになった。ここまでの要求をかけた後の $X(3872)$ 再構成質量分布と 1 事象あたりの信号事象候補数 (multiplicity) をそれぞれ図 3.15 と図 3.16 に示す。これらの図から、1 事象あたりの信号事象が 1 つしか含まないにもかかわらず、1 事象あたりの平均候補数は 3.717 であり、S/N が悪いことが確認できる。したがって、本研究では S/N を向上させるため Best candidate selection を実行する。

3.2.6 Best candidate selection

Best candidate selection (BCS) は 1 事象中に含まれる多数の候補で、最も信号事象に近いものの一つを選ぶような選別である。本研究では、信号事象であるならば中間状態 π^0, D^0, \bar{D}^0 の質量

^{*1}本解析においては $X(3872)$ の候補と K^+ の質量を仮定した荷電粒子のことである

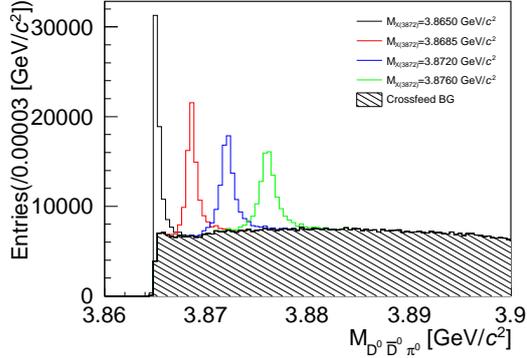


図 3.11: Signal A サンプルにおける異なる $M_{X(3872)}$ 仮定における $D^0 \bar{D}^0 \pi^0$ 不変質量分布

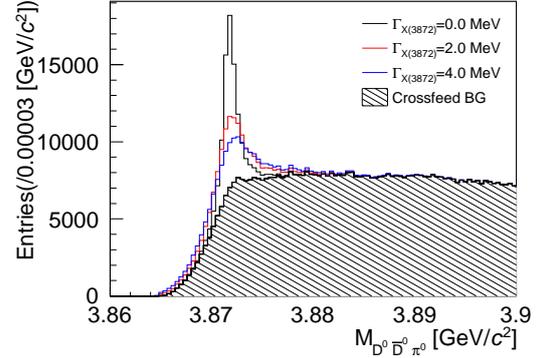


図 3.12: Signal B サンプルにおける異なる $\Gamma_{X(3872)}$ 仮定における $D^0 \bar{D}^0 \pi^0$ 不変質量分布

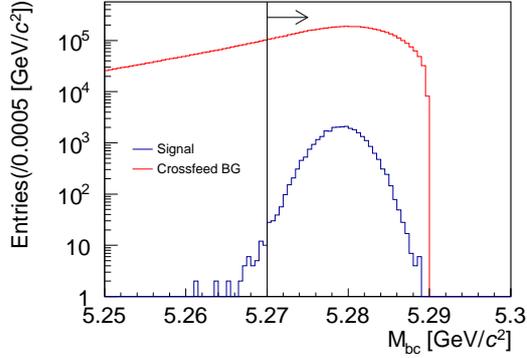


図 3.13: B^+ 中間子選別前の M_{bc} 分布

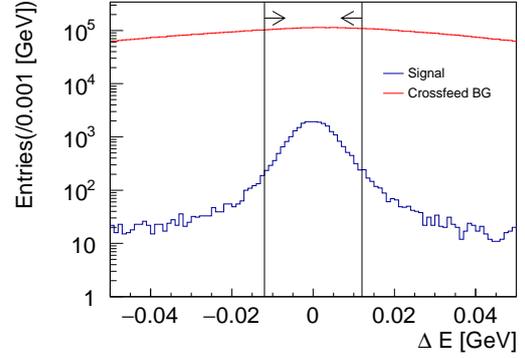


図 3.14: B^+ 中間子選別前の ΔE 分布

が PDG の値に近く、 ΔE が 0 に近いと考え、各事象で以下の χ_{BCS}^2 が一番小さくなるような候補を 1 つ選ぶこととした。

$$\chi_{BCS}^2 = \left(\frac{\Delta M_{D^0}}{\sigma M_{D^0}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta M_{\bar{D}^0}}{\sigma M_{\bar{D}^0}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta E}{\sigma_{\Delta E}} \right)^2 + \left[\left(\frac{\Delta M_{\pi^0}}{\sigma M_{\pi^0}} \right)^2 \right] \quad (3.3)$$

ここでの $\Delta M_{D^0}, \Delta M_{\bar{D}^0}, \Delta M_{\pi^0}$ はそれぞれ D^0 中間子、 \bar{D}^0 中間子、 π^0 中間子の mass constraint fit 前の再構成質量と PDG の値との差を示しており、 $\sigma M_{D^0}, \sigma M_{\bar{D}^0}, \sigma M_{\pi^0}$ は D^0 中間子、 \bar{D}^0 中間子、 π^0 中間子の再構成質量の質量分解能を示す。 ΔE に関しては、 D^0 中間子、 \bar{D}^0 中間子、 π^0 中間子に mass constraint fit をかけた後の ΔE を使用し、 $\sigma_{\Delta E}$ は ΔE の分解能を示す。また、ここでの分解能は再構成質量とシミュレーションで生成した真の質量との差の分布 (図 3.2.6 - 3.19) をガウス関数でフィットして得られた標準偏差とした。使用した分解能の値は表 3.3 にまとめた。

最終的に得られた $D^0 \bar{D}^0 \pi^0$ 質量分布を図 3.20 に示した。この図と図 3.15 を比較すると、BCS を実行したことで S/N が向上したことは明らかであり、以下で定義した BCS 選別効率と背景事象削減率を使ってこれを評価したところ、それぞれ 67.8 % と 86.3 % であった。

$$BCS \text{ 選別効率} = \frac{BCS \text{ 後の信号事象数}}{BCS \text{ 前の信号事象数}}$$

表 3.2: $X(3872) \rightarrow D^0 \bar{D}^0 \pi^0$ 崩壊過程における信号選別条件

	選別条件
π^\pm 中間子	$\mathcal{P}(\pi : K) > 0.002, \chi^2 \text{ Probability} > 0.001, z_0 < 4.0 \text{ cm}, d_0 < 2.0 \text{ cm}$
K^\pm 中間子	$\mathcal{P}(K : \pi) > 0.002, \chi^2 \text{ Probability} > 0.001, z_0 < 4.0 \text{ cm}, d_0 < 2.0 \text{ cm}$
γ	$\text{clusterE9E21} > 0.8, E_\gamma > 0.05 \text{ GeV}$
π^0 中間子	$0.11 \text{ GeV}/c^2 < M_{\gamma\gamma} < 0.145 \text{ GeV}/c^2$
D^0 中間子	$1.851 \text{ GeV}/c^2 < M_{K-\pi^+} (M_{K-\pi^+\pi^-\pi^+}) < 1.879 \text{ GeV}/c^2$ $1.82 \text{ GeV}/c^2 < M_{K-\pi^+\pi^0} < 1.9 \text{ GeV}/c^2$
$X(3872)$	$M_{D^0 \bar{D}^0 \pi^0} < 3.9 \text{ GeV}/c^2$
B^+ 中間子	$M_{bc} > 5.27 \text{ GeV}/c^2, \Delta E < 0.012 \text{ GeV}$

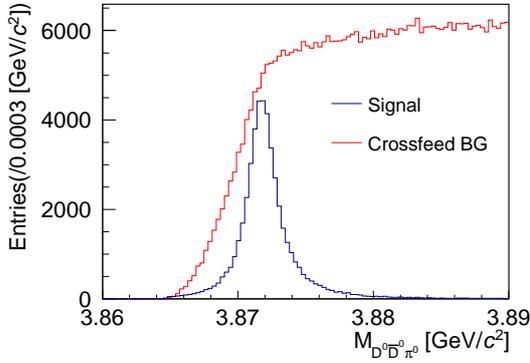


図 3.15: 全終状態粒子と全中間状態粒子選別後の $D^0 \bar{D}^0 \pi^0$ 不変質量分布

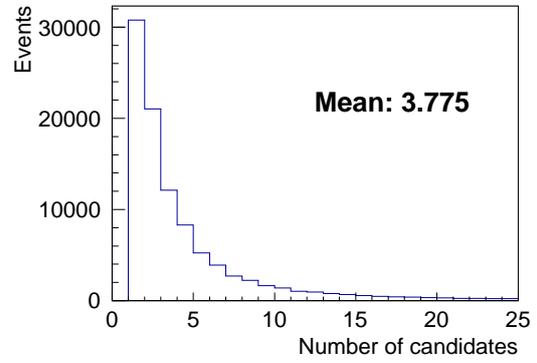


図 3.16: 1 事象あたりの信号事象候補数分布

$$\text{背景事象削減率} = 1 - \frac{\text{BCS 後の背景事象数}}{\text{BCS 前の背景事象数}}$$

この節の最後に、ここまでの各終状態粒子と中間状態粒子の再構成・選別と BCS による信号事象効率を再構成に使用した D^0, \bar{D}^0 崩壊過程ごとにまとめた (表 3.4)

3.3 期待される信号事象数

本節では Belle II 実験で期待される信号数について見積もる。信号数は以下のように求めることができる。

$$\begin{aligned}
 N_{\text{signal}} = & \int L dt \times \sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S)) \times \text{BR}(\Upsilon(4S) \rightarrow B^+B^-) \times 2 \\
 & \times \text{BR}(B^\pm \rightarrow X(3872)K^\pm \rightarrow D^0 \bar{D}^0 \pi^0 K^\pm) \\
 & \times \sum_i \sum_j \text{BR}(D^0 \rightarrow f_i) \cdot \epsilon_i \times \text{BR}(\bar{D}^0 \rightarrow f_j) \cdot \epsilon_j
 \end{aligned} \tag{3.4}$$

σ と BR はそれぞれ括弧内の過程の生成断面積と崩壊分岐比を表し、 $\int L dt$ は積分ルミノシティ、 f は任意の終状態粒子、 ϵ は信号事象効率を表す。また、添え字 i, j はそれぞれ再構成に使用した $D^0 \cdot$

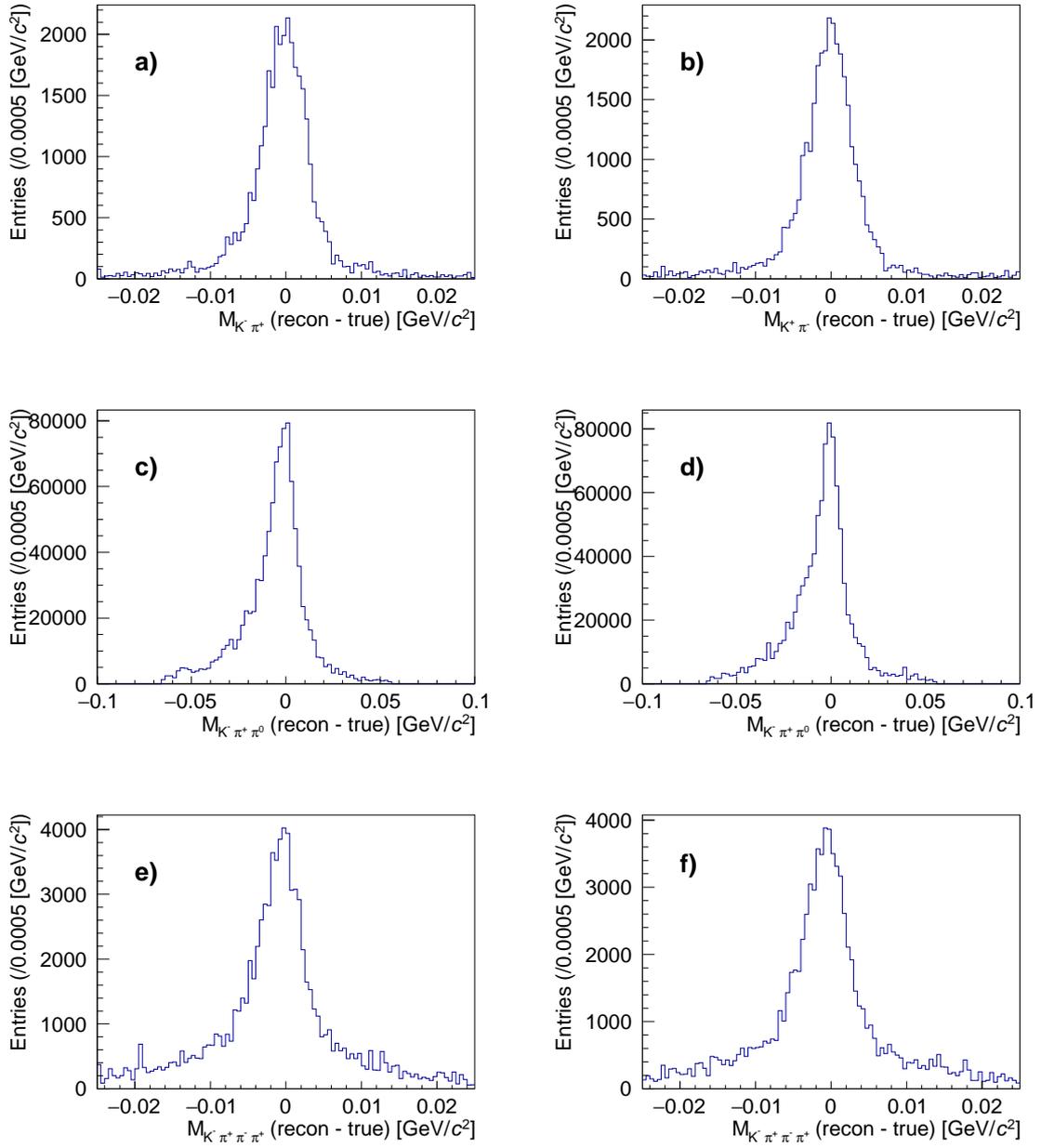


図 3.17: BCS で使用する D^0 の再構成質量と真の質量の差の分布。a) $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ 過程、b) $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ 過程、c) $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ 過程、d) $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0$ 過程、e) $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ 過程、f) $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ 過程のものを表す。

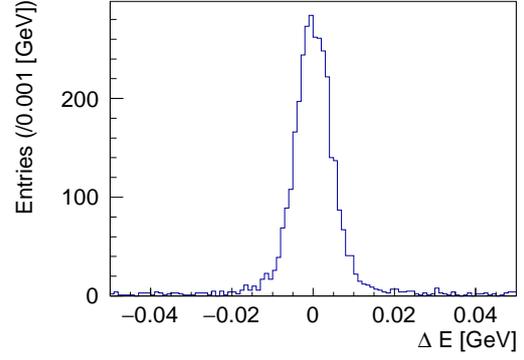
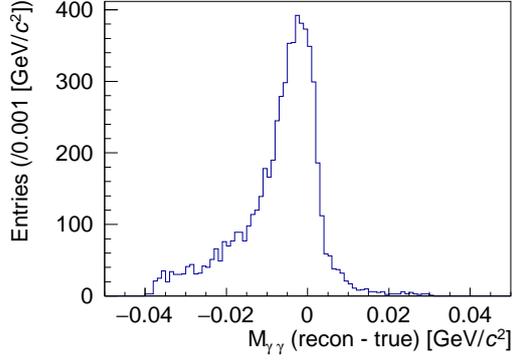


図 3.18: π^0 の再構成質量と真の質量の差の分布 図 3.19: ΔE の再構成質量と真の質量の差の分布

表 3.3: BCS に使用した $M_{D^0}, M_{\bar{D}^0}, M_{\pi^0}, \Delta E$ の分解能まとめ

	分解能 (質量に対しては MeV/c^2 , ΔE に対しては MeV)
$M_{D^0}(M_{\bar{D}^0})$	3.2 ($D^0 \rightarrow K^- \pi^+$)
	9.3 ($D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$)
	3.0 ($D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$)
M_{π^0}	4.4
ΔE	4.8

\bar{D}^0 崩壊過程を示す。それぞれの行の計算は、1行目で積分ルミノシティ $\int L dt$ あたりに e^+e^- 衝突から $\Upsilon(4S)$ を介して生成された B^\pm 中間子の数、2行目が B^\pm 中間子のうち $B^\pm \rightarrow X(3872)K^\pm \rightarrow D^0 \bar{D}^0 \pi^0 K^\pm$ 崩壊をする確率、最後の行が D^0, \bar{D}^0 中間子が $K^\mp \pi^\pm, K^\mp \pi^\pm \pi^0, K^\mp \pi^\pm \pi^\mp \pi^\pm$ に崩壊し、かつこれらの信号事象を再構成・選別できた確率を表す。

本論文の計算で使用する具体的な値は以下のとおりである。

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S)) = 1.110 \pm 0.008 \text{ [nb]} \quad (3.5)$$

$$\mathcal{BR}(\Upsilon(4S) \rightarrow B^+ B^-) = 0.514 \pm 0.6 \quad (3.6)$$

$$\mathcal{BR}(B^\pm \rightarrow X(3872)K^\pm, X(3872) \rightarrow D^0 \bar{D}^0 \pi^0) = (2.55 \pm 0.78) \times 10^{-5} \quad (3.7)$$

*2

$$\sum_i \sum_j \mathcal{BR}(D^0 \rightarrow f_i) \cdot \epsilon_i \times \mathcal{BR}(\bar{D}^0 \rightarrow f_j) \cdot \epsilon_j = (2.22 \pm 0.47) \times 10^{-3} \quad (3.8)$$

また、式 (3.8) 中の $\epsilon_{i,j}$ には表 3.4 の値を用いた。よって、これらの値と式 (3.4) より、積分ルミノシティ 1 ab^{-1} あたりに期待される信号事象数は $N_{\text{signal}} = 64.5 \pm 23.9$ である。先行研究の結果 (表 1.2) と比

*2 現在、 $X \rightarrow D^0 D^{*0}$ 崩壊を含んだ崩壊分岐比 $\mathcal{BR}(B^\pm \rightarrow X(3872)K^\pm, X(3872) \rightarrow D^0 \bar{D}^0 \pi^0 K^\pm) = 1.02 \times 10^{-4}$ である。そして、そのうちの 75% が $D^0 D^{*0}$ 崩壊からのものであるため、 $D^0 D^{*0}$ 崩壊を除いた崩壊分岐比は $(1.02 \times 10^{-4}) \times 0.25 = 2.55 \times 10^{-5}$ とした [27]。

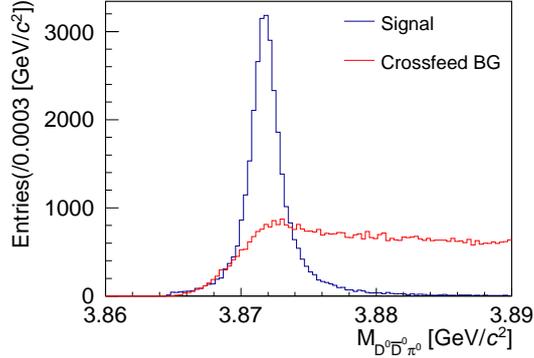


図 3.20: BCS 後の $D^0 \bar{D}^0 \pi^0$ 不変質量分布

表 3.4: 各 D^0, \bar{D}^0 崩壊過程を用いて信号事象を再構成・選別・BCS した時の信号事象効率まとめ

D^0 崩壊過程	\bar{D}^0 崩壊過程	(再構成効率)×(選別効率)×(BCS 効率)
$K^- \pi^+$	$K^+ \pi^-$	0.152
$K^- \pi^+$	$K^+ \pi^- \pi^0$	0.075
$K^- \pi^+$	$K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	0.086
$K^- \pi^+ \pi^0$	$K^+ \pi^-$	0.078
$K^- \pi^+ \pi^0$	$K^+ \pi^- \pi^0$	0.039
$K^- \pi^+ \pi^0$	$K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	0.046
$K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$K^+ \pi^-$	0.088
$K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$K^+ \pi^- \pi^0$	0.045
$K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	0.051

較すると、本解析で得られる信号事象数は先行研究の半分程度であることがわかった。また、本解析における信号事象数の誤差が大きい理由としては、 $BR(B^\pm \rightarrow X(3872)K^\pm, X(3872) \rightarrow D^0 \bar{D}^0 \pi^0)$ の測定精度が悪いからであり、今後 Belle II 実験で測定精度向上を目指す必要がある。

3.4 $D^0 \bar{D}^0 \pi^0$ 不変質量分布の質量分解能の評価

一般的に質量分解能は Q 値に依存するため、質量が $D^0 \bar{D}^0 \pi^0$ 閾値に近い $X(3872)$ の質量分解能は、その質量に大きく依存する。したがって、本研究ではこれを検証するために、まず $X(3872)$ の質量と質量分解能の関係を調べた。その後、 $X(3872)$ の崩壊幅と質量分解能にも依存性がある可能性があるため、それについても検証した。なお、 $D^0 \bar{D}^0 \pi^0$ 分布の質量分解能の求め方に関しては、第 3.2.6 章の BCS に用いた D^0 中間子、 \bar{D}^0 中間子、 π^0 中間子の質量分解能の導出方法と同様である。

$X(3872)$ の質量と質量分解能の関係

ここでは、Signal A サンプルを用いて、崩壊幅 $\Gamma_{X(3872)}$ を 0.0 MeV に固定し異なる質量を仮定した時の質量分解能の変化を調べる。図 3.21 (左) は、 $M_{X(3872)} = 3865.0 \text{ GeV}/c^2$, $3868.5 \text{ GeV}/c^2$, $3872.0 \text{ GeV}/c^2$, $3876.0 \text{ GeV}/c^2$ を仮定した時の再構成質量と真の質量の差の分布を示す。この図より、質量が大きくなるにつれて分解能が悪くなっていることが確認できる。さらに、再構成質量と真の質量の差をフィットすることで得た質量分解能と $X(3872)$ の真の質量との関係を図 3.21 (右) に示した。図中の赤線は、 $X(3872)$ の崩壊幅と質量分解能の関係を以下の閾値関数でフィットした結果である。

$$y = a \cdot \sqrt{x - x_0} \quad (3.9)$$

フィットより、各パラメータを以下のように求められた。

$$a = 8.186 \pm 0.013 \text{ [MeV}/c^2]$$

$$x_0 = 3.865 \pm 0.000 \text{ [GeV}/c^2]$$

以上から、 $D^0 \bar{D}^0 \pi^0$ 閾値から質量分解能が閾値関数で増加している関係を確認された。

また、現在の $X(3872)$ の質量の世界平均 $3.87169 \pm 0.00017 \text{ GeV}/c^2$ である [27]。よってこの値と上記のフィット結果より、Belle II 実験における $X(3872) \rightarrow D^0 \bar{D}^0 \pi^0$ 崩壊を用いた場合の $X(3872)$ の質量分解能は、

$$684 \pm 8 \text{ keV}/c^2 \quad (3.10)$$

と得られた。この結果と Belle 実験の $X(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ 崩壊を用いた場合の質量分解能 (表 1.2) を比較すると、本解析における質量分解能は先行研究よりも約 3 倍小さいことがわかった。

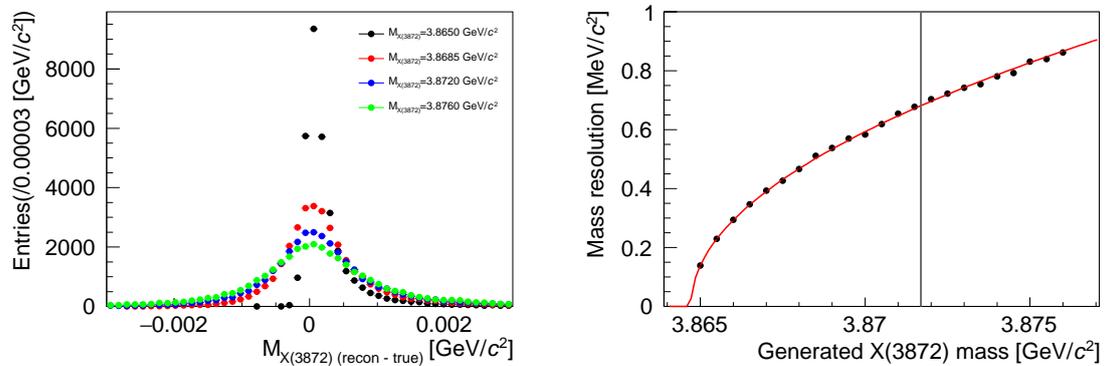


図 3.21: (左) $\Gamma_{X(3872)} = 0.0 \text{ MeV}$ で異なる質量を仮定した時の $X(3872)$ の再構成質量と真の質量の差の分布の比較。(右) 質量分解能の $X(3872)$ の質量依存性。図中の灰線は現在の $X(3872)$ の質量の世界平均 [27] を示す。

$X(3872)$ の崩壊幅と質量分解能の関係

ここでは、Signal B サンプルを用いて、質量 $M_{X(3872)}$ を現在の世界平均の値に固定し、異なる崩壊幅を仮定した時の質量分解能の変化を調べる。図 3.21 の右左の図は、それぞれ $\Gamma_{X(3872)} = 0.0 \text{ MeV}$, 2.0 MeV , 4.0 MeV を仮定した時の再構成質量と、真の質量の差の分布とそれらの分布を

フィットして得た質量分解能と $X(3872)$ の崩壊幅の関係を示している。これらの図から、本解析では質量分解能の $X(3872)$ の崩壊幅依存性は見られず、質量分解能の $X(3872)$ の崩壊幅依存性を $y = a$ (a は定数) でフィットした結果、 $a = 680 \pm 0.001$ と求められ、これは式 (3.10) と誤差の範囲で一致した。よって、本解析では質量分解能の $X(3872)$ の崩壊幅依存性はないものとし、解析を行うこととした。

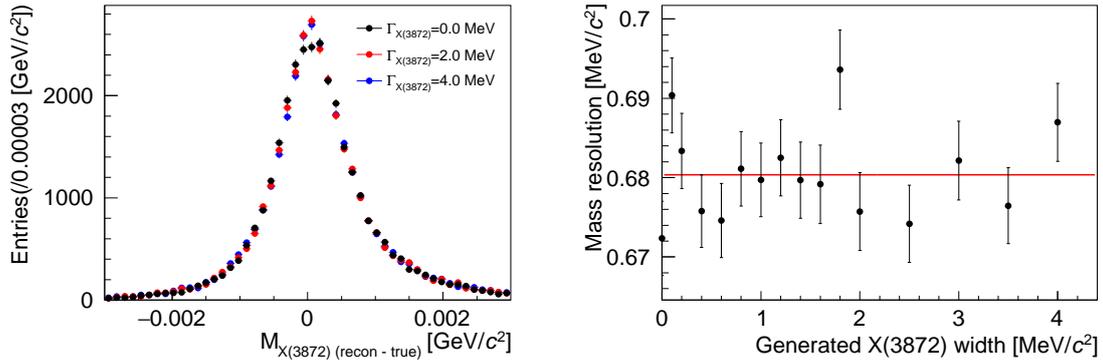


図 3.22: (左) $M_{X(3872)} = 3.87169$ MeV で異なる崩壊幅を仮定した時の $X(3872)$ の再構成質量と真の質量の差の分布の比較。(右) 質量分解能の $X(3872)$ の崩壊幅依存性。

3.5 フィット関数の決定と崩壊幅の導出

ここでは、信号事象と背景事象の $D^0 \bar{D}^0 \pi^0$ 質量分布のフィット関数を決定し、そのフィット関数から崩壊幅が正しく得られるのか確かめる。特に、シミュレーションで生成した $X(3872)$ の崩壊幅が質量分解能よりも小さい時に、バイアスなく崩壊幅を得ることができるのか調べる。

信号事象

実際に実データを解析する際には、再構成して得られた $D^0 \bar{D}^0 \pi^0$ 分布を検出器の分解能を考慮した信号関数を用いてフィットする。本研究では、第 3.1 章で述べたように、真の $D^0 \bar{D}^0 \pi^0$ 分布が Breit-Wigner 分布となることを仮定しているため、真の分布は当然 Breit-Wigner 公式 (3.11) に従う。

$$f_{BW} = \frac{A}{(m - \mu)^2 + \Gamma^2/4} \quad (3.11)$$

本研究では、この分布を分解能の確率密度関数 $f_{\text{resolution}}$ で畳み込むことで、実際に測定される $D^0 \bar{D}^0 \pi^0$ 分布を再現させる (式 3.12)。

$$f_{\text{signal}} = \int f_{BW}(m) \cdot f_{\text{resolution}}(m - x) dx \quad (3.12)$$

図 3.23 と図 3.24 の左の図は、それぞれシミュレーションで生成した真の $D^0 \bar{D}^0 \pi^0$ 分布を f_{BW} でフィットした結果と再構成して得られた $D^0 \bar{D}^0 \pi^0$ 分布を f_{signal} でフィットした結果を示す。この図から、それぞれのフィット関数が分布を再現していることが分かる。

次に、信号事象成分のフィット関数として上記の f_{signal} が妥当であるかを調べる。もし、この関数が妥当であるならば、 $X(3872)$ の崩壊幅をフィットで正しく求めることができ、線型性が確認

できるはずである。よって、ここでは Signal B サンプルを使って、シミュレーションで生成した $X(3872)$ の崩壊幅とフィットで得た崩壊幅の線型性を確認した。その結果、図 3.23 と図 3.24 の中央と左の図のようになった。これらの図中の赤線は、この関係を一次関数 $y = ax + b$ でフィットした結果であり、フィットで得られたパラメータ a, b の値は表 3.5 にまとめた。これらの解析の結果、真の $D^0\bar{D}^0\pi^0$ 分布を f_{BW} でフィットした場合には、真の崩壊幅を再現できた。一方、再構成して得られた $D^0\bar{D}^0\pi^0$ 分布を f_{signal} でフィットした場合、崩壊幅が小さく見積もられる傾向があることがわかった。このような傾向は、特にシミュレーションで生成した崩壊幅が質量分解能よりも小さい場合に現れやすく、シミュレーションで生成した崩壊幅が 100 keV の時に 44% 程度のバイアスが見られた。一方、先行研究 [9] の場合、同程度のバイアスが見られた崩壊幅は約 400 keV であった。したがって、 $D^0\bar{D}^0\pi^0$ 過程を用いることでよりバイアスのない崩壊幅測定が実現できることがわかった。

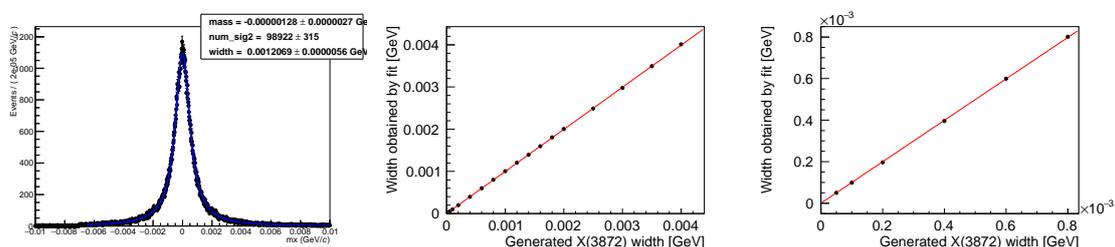


図 3.23: (左) 真の $D^0\bar{D}^0\pi^0$ と世界平均の差の分布 ($M_{X(3872)} = 3.87169 \text{ GeV}/c^2$, $\Gamma_{X(3872)} = 1.20 \text{ MeV}$) を非相対的 Breit-Wigner 分布でフィットした結果。(中央・右) シミュレーションで生成した $X(3872)$ の崩壊幅と真の $D^0\bar{D}^0\pi^0$ 質量分布を f_{BW} でフィットして得た崩壊幅の関係

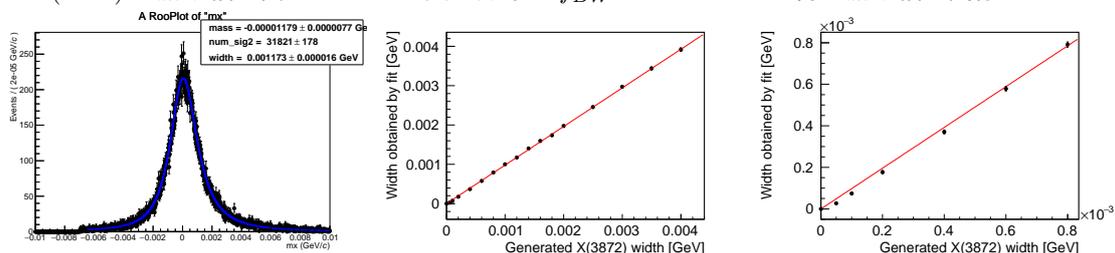


図 3.24: (左) $D^0\bar{D}^0\pi^0$ 再構成質量と世界平均の差の分布 ($M_{X(3872)} = 3.87169 \text{ GeV}/c^2$, $\Gamma_{X(3872)} = 1.20 \text{ MeV}$) を非相対的 Breit-Wigner 分布でフィットした結果。(中央・右) シミュレーションで生成した $X(3872)$ の崩壊幅と真の $D^0\bar{D}^0\pi^0$ 質量分布を f_{BW} でフィットして得た崩壊幅の関係。

背景事象の影響

本解析における背景事象は $B^\pm \rightarrow K^\pm X(3872) (\rightarrow D^0\bar{D}^0\pi^0)$ 崩壊由来の背景事象 (crossfeed BG) と一般的な B 中間子対事象や $q\bar{q}$ 事象に由来する背景事象 (generic BG) に大きく分けられる。一般的に前者は再構成質量分布に特異な構造を持ちやすく、後者は量が多いのが特徴である。本研究では、これらの背景事象成分のフィット関数を決定し、崩壊幅測定への背景事象の影響を調査した。

フィット関数は、crossfeed BG 成分には、シミュレーションで得た分布を確率密度関数 $f_{\text{crossfeed}}$

に焼き直したものを、Generic BG 成分には閾値関数 (式 3.13) を用いた^{*3}。

$$f_{\text{generic}} = A(x - x_0)^B \exp(C(x - x_0)) \quad (3.13)$$

crossfeed BG と generic BG を含めた $D^0 \bar{D}^0 \pi^0$ 再構成質量分布が図 3.25 である。図中の青の実線がフィット結果を示しており、フィット結果が分布がよく再現できていることが確認できる。シミュレーションで生成した崩壊幅とフィットで得られた崩壊幅の関係を表したものが図 3.26 である。背景事象を考慮しない時と比較すると、背景事象が増えたため崩壊幅に対する統計誤差が大きくなったため、真の崩壊幅とフィットで得た崩壊幅の関係は誤差の範囲で $y = x$ と一致した (表 3.5)。これにより、本解析で有意なバイアスなく崩壊幅を測定できることが示せた。

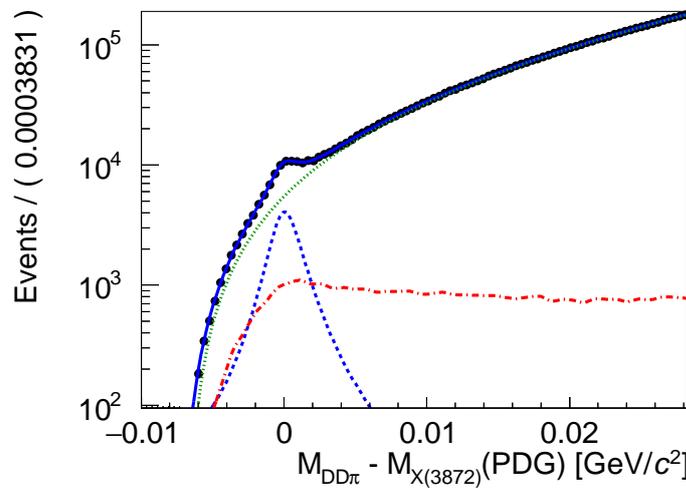


図 3.25: Crossfeed BG と Generic BG を含んだ $D^0 \bar{D}^0 \pi^0$ 再構成質量と世界平均の差の分布 ($M_{X(3872)} = 3.87169 \text{ GeV}/c^2$, $\Gamma_{X(3872)} = 1.20 \text{ MeV}$) をフィットした結果。青の破線が正しく再構成できた信号事象成分、赤が Crossfeed BG 成分、緑の点線が Generic BG 成分を表す。

表 3.5: 真の崩壊幅とフィットで得た崩壊幅の関係を $y = ax + b$ でフィットした結果のまとめ

	a	b
真の質量分布	0.9979 ± 0.0014	$(1.740 \pm 220.111) \times 10^{-9}$
信号事象の再構成質量分布	0.9818 ± 0.0035	$(-4.704 \pm 4.338) \times 10^{-7}$
Crossfeed BG を含んだ場合の再構成質量分布	0.9712 ± 0.0064	$(-2.402 \pm 4.389) \times 10^{-6}$
Crossfeed BG と Generic BG を含んだ場合の再構成質量分布	0.9976 ± 0.0099	$(7.770 \pm 93.111) \times 10^{-8}$

^{*3}これは Generic BG の $D^0 \bar{D}^0 \pi^0$ 不変質量分布から決定した。

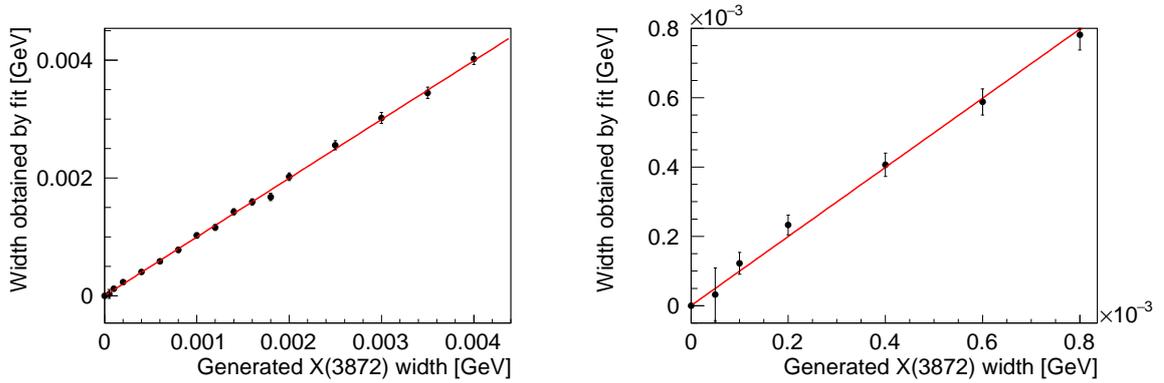


図 3.26: シミュレーションで生成した $X(3872)$ の崩壊幅と真の $D^0\bar{D}^0\pi^0$ 質量分布を f_{BW} でフィットして得た崩壊幅の関係

3.6 $X(3872)$ の崩壊幅の感度推定

ここでは本解析で $X(3872)$ の崩壊幅の上限値、および $3\sigma(5\sigma)$ の有意度で測定可能な $X(3872)$ の崩壊幅の感度を推定する。

$X(3872)$ の崩壊幅の上限値に対する感度

$X(3872)$ の崩壊幅の上限値を toy MC を用いて推定する。なお $M_{X(3872)}$ は $3.87169 \text{ GeV}/c^2$ で $\Gamma_{X(3872)}$ が非常に小さい場合を仮定し、 $\Gamma_{X(3872)}$ は 0.0 GeV と近似して考える。この時の推定方法は以下の通りである。

- (1) $M_{X(3872)} = 3.87169 \text{ GeV}/c^2$, $\Gamma_{X(3872)} = 0.0 \text{ MeV}$ を仮定したサンプルと Generic サンプルで得た $D^0\bar{D}^0\pi^0$ 再構成質量分布から確率密度関数を作る。
- (2) ある積分ルミノシティで期待される信号事象と背景事象数分だけ手順 (1) で作成した確率密度関数に従った乱数を生成することにより、擬似の $D^0\bar{D}^0\pi^0$ 再構成質量分布を作成する。
- (3) 手順 (2) で得た $D^0\bar{D}^0\pi^0$ 再構成質量分布を様々な崩壊幅を仮定した f_{signal} と、 $f_{\text{crossfeed}}$ 、 f_{generic} でフィットする。
- (4) これらのフィットを評価する likelihood と f_{BW} で仮定した崩壊幅との関係 (図 3.27) を見積もり、全面積の 90%となるような点を求める。
- (5) 統計的なふらつきを考慮するため、以上の手順を 50 回繰り返し平均をとる。

このようにして得られた $X(3872)$ の上限値と積分ルミノシティの関係を図 3.28 に示す。この図より、 $\Gamma_{X(3872)} = 0.0 \text{ MeV}$ の仮定のもとで、Belle II で収集される全データ (50 ab^{-1}) を用いれば $X(3872)$ の上限は約 180 keV まで決定できることが示された。

$3\sigma(5\sigma)$ の有意度で測定可能な $X(3872)$ の崩壊幅に対する感度

$X(3872)$ の崩壊幅の上限値と同様に toy MC を用いて感度を推定する。具体的な手順は以下の通りである。

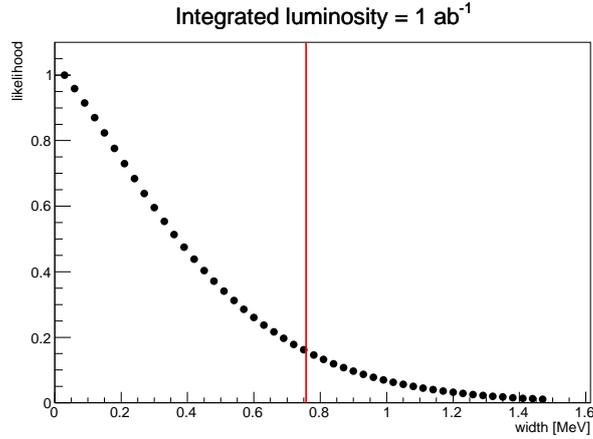


図 3.27: フィットを評価する likelihood と f_{BW} で仮定した崩壊幅との関係。積分ルミノシティに関しては 1 ab^{-1} を仮定した。

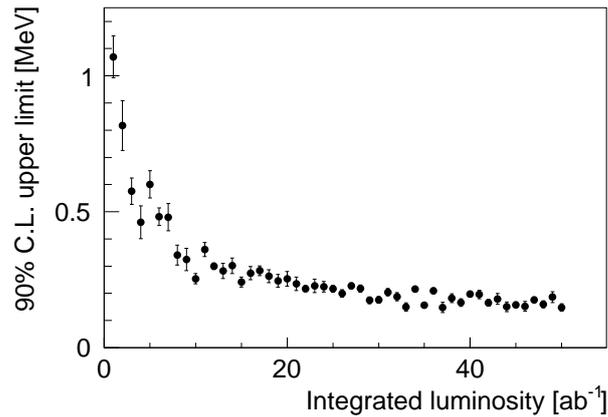


図 3.28: $X(3872)$ の崩壊幅の上限値と積分ルミノシティの関係。

- (1) ある積分ルミノシティで期待される $M_{X(3872)} = 3.87169 \text{ GeV}/c^2$, $\Gamma_{X(3872)} = 0.0 \text{ MeV}$ を仮定した擬似の $D^0 \bar{D}^0 \pi^0$ 再構成質量分布を作成する。
- (2) 手順 (1) で得た $D^0 \bar{D}^0 \pi^0$ 再構成質量分布を f_{signal} , $f_{\text{crossfeed}}$ と f_{generic} でフィットし、フィットを評価する likelihood (L_0) を取得する。このとき、Breit-Wigner 分布の崩壊幅に対応するパラメータを 0 に固定した。
- (3) 手順 (2) のフィットを Breit-Wigner 分布の崩壊幅に対応するパラメータを固定せずに再度行い、フィットの likelihood (L) を取得する。
- (4) 手順 (2) と (3) で得た L, L_0 から有意度 $\sqrt{-2 \ln(L_0/L)}$ を計算する。
- (5) 手順 (1)-(3) を 50 回繰り返し、有意度の平均値を取得する。

- (6) 以上の手順を $\Gamma_{X(3872)} = 0.0\text{-}4.0$ MeV を仮定した全ての擬似 $D^0\bar{D}^0\pi^0$ 再構成質量分布で行う。
- (7) 擬似データで仮定した崩壊幅と有意度の平均値の関係を示す図を作成し、二次関数でフィットする (図 3.29)。
- (8) フィット結果から有意度が $3(5)$ となる崩壊幅を導出することで、 $3\sigma(5\sigma)$ の有意度で測定可能な $X(3872)$ の崩壊幅を導出する。

以上の手順で得られた $3\sigma(5\sigma)$ の有意度で測定可能な $X(3872)$ の崩壊幅と積分ルミノシティの関係が図 3.30 である。これらの解析の結果から、Belle II 実験では $3\sigma(5\sigma)$ の有意度で 280 keV(570 keV) までの崩壊幅が測定可能であることがわかった。

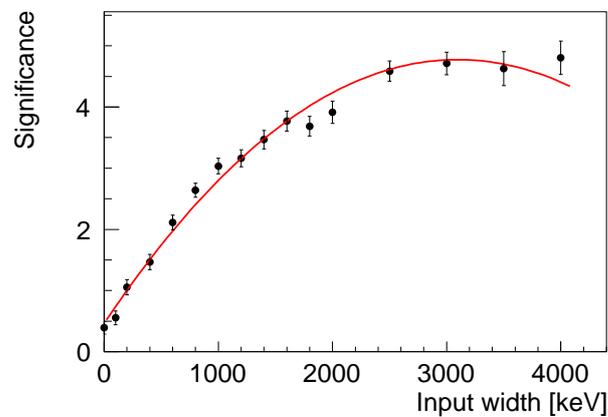


図 3.29: 擬似データで仮定した崩壊幅に対する有意度の平均値の例。ここでは、積分ルミノシティを 11 ab^{-1} を仮定した。

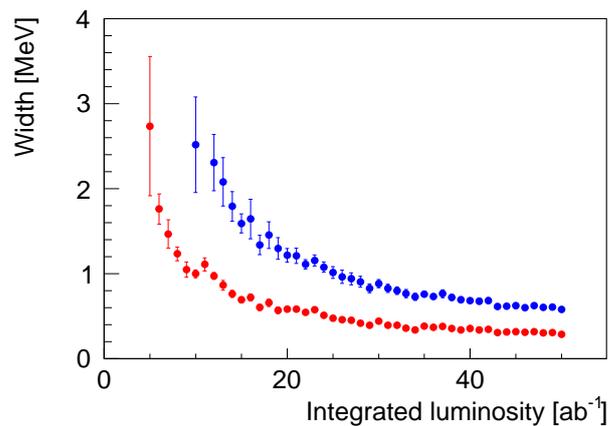


図 3.30: $3\sigma(5\sigma)$ の有意度で測定可能な $X(3872)$ の崩壊幅と積分ルミノシティの関係。赤と青がそれぞれ $3\sigma(5\sigma)$ の有意度のものを示す。

3.7 結論

本章では、 $X(3872) \rightarrow D^0 \bar{D}^0 \pi^0$ 崩壊を用いた $X(3872)$ の崩壊幅の感度について述べた。その結果、Belle II 実験では 1 ab^{-1} あたり約 64.5 の信号事象を得ることが可能であり、この崩壊における $X(3872)$ の質量分解能は約 $680 \text{ keV}/c^2$ であることがわかった。これらの結果は Belle 実験での $X(3872) \rightarrow J/\psi \pi \pi$ 崩壊を用いた先行研究 ([9], 図 1.2) と比較すると、信号事象は半分程度であるが、その質量分解能は約 3 倍良い。基本的に、崩壊幅の感度向上のためには統計量よりも質量分解能の方が効くため、この崩壊を用いることで感度を向上させることが可能である。そして本研究で $X(3872)$ の崩壊幅の感度を見積もった結果、少なくとも積分ルミノシティ 1 ab^{-1} のデータがあれば崩壊幅の上限を約 1.00 MeV まで、Belle II 実験で収集される予定の全データ (50 ab^{-1}) を用いれば約 180 keV まで更新させられることがわかった。さらに、 $3\sigma(5\sigma)$ の有意度で $280 \text{ keV}(570 \text{ keV})$ までの崩壊幅が測定可能である。したがって、Belle II 実験は世界で初めて $X(3872)$ の崩壊幅の有意な測定ができる可能性があることがわかった。

この章の最後に、本研究に関する今後の改善点をまとめる。

- 今回使用した generic BG の統計量が少なかったため、 f_{generic} の形に不定性がある。よって、今後は統計量を増やすことでこの不定性を減らす必要がある。
- 今回はビームバックグラウンドの考慮がされていないため、これを考慮すると再構成効率や質量分解能などが悪くなる可能性があり、その結果、 $X(3872)$ の崩壊幅の感度は下がる可能性がある。したがって、ビームバックグラウンドを含んだ場合についても同様に調査する必要がある。
- 現在使用している選別条件は最適化を行っていない。よって、これを行うことで S/N が向上し、感度が向上できる可能性がある。

第4章 初期衝突データを用いた質量分解能の評価

前章でも述べた通り、質量分解能は $X(3872)$ の崩壊幅を決定するために重要である。本章では、Belle II 実験で初めて取得された衝突データから D^0 中間子質量分解能を評価し、シミュレーションとの違いとその原因について考察する。さらに、この違いが第3章で述べた $X(3872)$ の崩壊幅測定への程度影響するのかについて言及する。

4.1 使用したデータサンプル

本節では2018年の4月から7月にかけて取得した初期衝突データを全て用いて、 D^0 質量分解能を評価する。また、比較のために B 中間子対事象と $q\bar{q}$ 事象を含んだシミュレーションサンプルを使用した。このシミュレーションサンプルでは、Phase 2 の状態を再現するため検出器シミュレーションの際に VXD を含めないこととし、Phase 2 取得前に想定されていたビームバックグラウンドを含めている。なお、それぞれのサンプルの積分ルミノシティは、データは 490 pb^{-1} 、シミュレーションは 4 fb^{-1} である。

4.2 D^0 中間子の再構成と選別

ここでは、 $X(3872)$ の崩壊幅測定でも使用する3つの D^0 崩壊過程のうち、終状態粒子が全て荷電中間子から構成される以下の2つの崩壊過程を再構成する。

$$\begin{cases} D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \\ D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+ \end{cases}$$

ただし、本解析では、統計量確保のため D^0 中間子の親粒子の指定は行わない。これにより、第3.2節で使用した荷電 K, π 中間子と D^0 中間子の選別条件をそのまま適用すると S/N がかなり悪くなってしまう。これを改善すべく、本章の研究ではまず K, π 中間子選別の粒子識別の要求を厳しくし、新たに D^0 の重心系運動量 (P_{cms}) の要求を追加した。図4.1は、信号事象と背景事象の P_{cms} 分布のシミュレーション結果である。この図から、背景事象は P_{cms} が低い領域に分布しているのに対し、信号事象は P_{cms} が高い領域にまで分布していることがわかる。これは $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ 事象から生成された D^0 中間子のおかげであり、 $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ 事象では e^+e^- の重心系エネルギーに比べて $c\bar{c}$ の質量が小さいため重心系運動量が高くなるからである^{*1}。よって、本解析ではより S/N を向上させるため、このような重心系運動量が高い事象を選ぶこととした。

^{*1} B 中間子対が重心系でほぼ静止するため、このような事象から生成された D^0 中間子は低い重心系運動量を持つ。よって、 P_{cms} が低い側のピークは、 B 中間子対事象から生じた D^0 中間子によるものである。

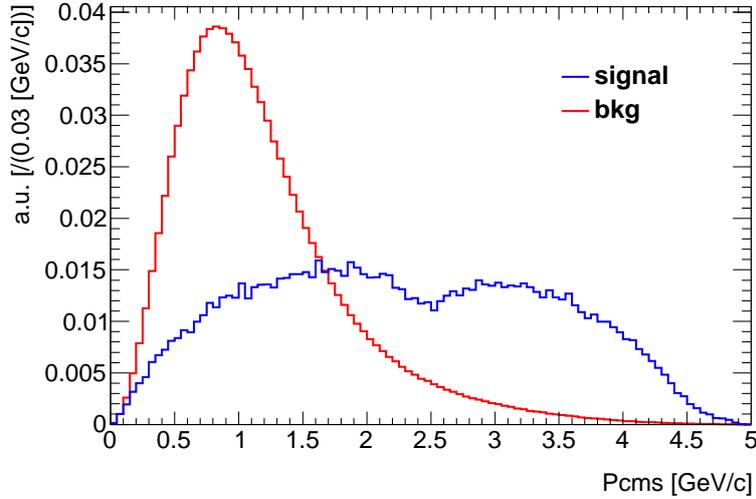


図 4.1: D^0 中間子の P_{cms} 分布。青が真の D^0 事象、赤が背景事象を表す。

表 4.1: $X(3872) \rightarrow D^0 \bar{D}^0 \pi^0$ 崩壊過程における信号選別条件

	選別条件
π^\pm 中間子	$\mathcal{P}(\pi : K) > 0.5, \chi^2 \text{ Probability} > 0.001, z_0 < 4.0 \text{ cm}, d_0 < 2.0 \text{ cm}$
K^\pm 中間子	$\mathcal{P}(K : \pi) > 0.5, \chi^2 \text{ Probability} > 0.001, z_0 < 4.0 \text{ cm}, d_0 < 2.0 \text{ cm}$
D^0 中間子	$P_{cms} > 1.5 \text{ GeV}/c$

表 4.2: D^0 質量評価のまとめ

	PDG [MeV/c^2]	シミュレーション [MeV/c^2]	実データ [MeV/c^2]
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	1864.83 ± 0.05	1864.76 ± 0.04	1863.56 ± 0.22
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	1864.83 ± 0.05	1864.87 ± 0.03	1863.57 ± 0.45

以上をまとめると、本解析で用いる信号事象選別は表 4.1 のようになり、この選別後の $K\pi$ 不変質量と $K\pi\pi\pi$ 不変質量分布が図 4.2 と図 4.3 である。次節では、これらの分布を用いて、 D^0 中間子の質量分解能についてシミュレーションとデータで比較する。

4.3 D^0 中間子の質量分解能の評価結果

質量分解能は第 4.2 節で得た不変質量分布を *Gauss* 関数でフィットし、その標準偏差を求めることで導出する。図 4.2 と図 4.3 の実線はこのようなフィットの結果を表しており、得られた D^0 質量と質量分解能をそれぞれ表 4.2 と表 4.3 にまとめた。その結果、 D^0 の質量はシミュレーションは PDG の値と良く合っているのに対し、データは PDG の値よりも $1 \text{ MeV}/c^2$ 程度低いことがわかった。初期衝突データでの質量分解能はシミュレーションの結果より 10 - 20 % 悪いことがわかった。

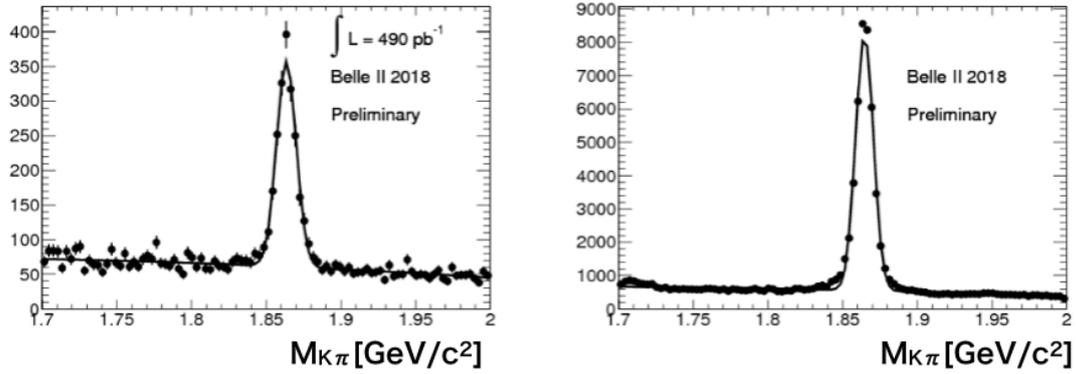


図 4.2: 選別後の $K\pi$ 不変質量分布。右図は実データの結果、左図はシミュレーションの結果を示す。

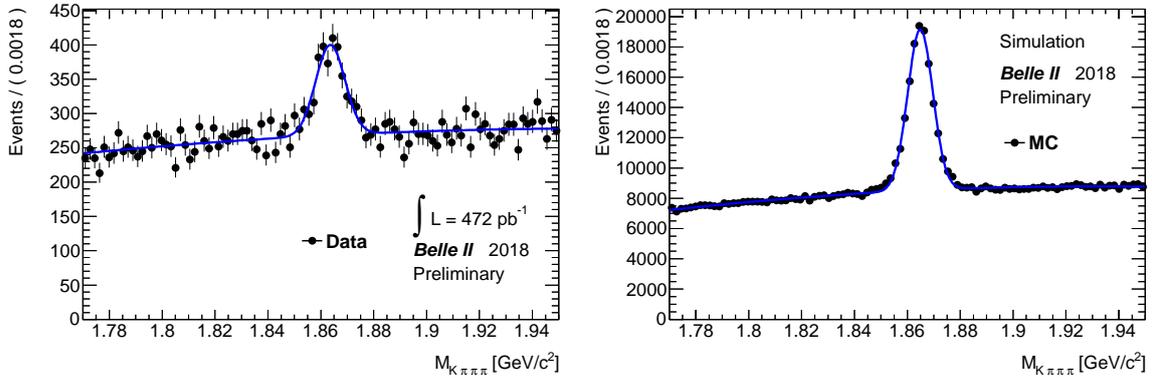


図 4.3: 選別後の $K\pi\pi\pi$ 不変質量分布。右図は実データの結果、左図はシミュレーションの結果を示す。

表 4.3: D^0 質量分解能評価のまとめ

	実データ [MeV/ c^2]	シミュレーション [MeV/ c^2]	比
$D^0 \rightarrow K^-\pi^+$	6.60 ± 0.22	5.54 ± 0.04	1.11 ± 0.04
$D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$	5.54 ± 0.51	4.76 ± 0.04	1.16 ± 0.11

4.4 結論

2018年4月から7月までに取得された初期衝突データとシミュレーションを用いて D^0 の質量分解能の評価を行なった。その結果、 D^0 の崩壊過程に関係なく、 D^0 の質量はシミュレーションはPDGの値と良く合っているのに対し、データから求めた D^0 質量は $1863.56 \text{ MeV}/c^2$ 程度であり、これはPDGの値よりも $1 \text{ MeV}/c^2$ 程度低いことがわかった。また、質量分解能に関しては初期衝突データはシミュレーションの結果より10 - 20%程度悪いことがわかった。これは、飛跡検出器の位置較正がよくないことにより、運動量分解能がシミュレーションより悪くなったことが原因である。よって、この差は位置較正が完了することにより、向上できることが見込まれる。

また、基本的に $X(3872)$ の崩壊幅の感度は質量分解能に比例するため、現在の性能で $X(3872)$ の崩壊幅を測定してもその感度は第3章のシミュレーション結果から 10-20 %程度悪くなるだけである。よって現在の性能でも、積分ルミノシティ 50 ab^{-1} で $X(3872)$ の崩壊幅の上限を約 220–240 keV まで更新させることが可能である。

第5章 初期衝突データを用いた粒子識別性能評価

粒子識別はハドロン分光において背景事象を抑えるために不可欠である。その中でも、陽子はチャームバリオンの多くの終状態に含まれ、陽子を正しく識別し、S/Nを向上させることがその性質を精密に測定するために重要である。したがって、本研究では、Belle II 実験でチャームハドロン分光を可能とするべく、陽子識別性能の評価方法の開発と初期データを用いた陽子識別性能評価を行なった。本章では開発した手法の詳細と陽子識別性能の評価結果について述べる。

5.1 シミュレーションを用いた陽子識別性能の評価方法の開発

5.1.1 解析手順

本研究では陽子識別性能の指標として陽子識別効率と誤識別率を用いる。これらの導出は以下のように行う。

- 陽子識別効率: 陽子を正しく識別する確率

$$e_p^{p-ID} = \frac{\text{陽子識別要求後の陽子のトラック数}}{\text{全陽子のトラック数}} \quad (5.1)$$

- 誤識別率: π 中間子を誤って陽子と識別される確率

$$f_{\pi}^{p-ID} = \frac{\text{陽子識別要求後の}\pi\text{中間子のトラック数}}{\text{全}\pi\text{中間子のトラック数}} \quad (5.2)$$

ここでの陽子識別は $\mathcal{P}(p:\pi)$ と $\mathcal{P}(p:K)$ を使用する。

上記の式の中での全陽子数や全 π 中間子数を精密に見積もるためには、粒子識別の情報を使わずに、高統計かつ高純度の陽子や π 中間子のサンプルを得る必要がある。本研究では、これらのサンプルを得るため 63.8%の崩壊分岐比で陽子と π 中間子に崩壊する Λ バリオンに着目した。なぜなら、 Λ バリオンは 263 ps の寿命をもつため [27]、崩壊点が電子陽電子衝突点から離れるという特徴を使い、粒子識別装置に頼ることなく陽子や荷電 π 中間子の信号を選別することが可能だからである (図 5.1左)。

解析の流れとしては以下の通りである。

- (1) 陽子と π 中間子から Λ 候補を再構成し、 Λ 選別を行うことでより純度が高い Λ サンプルを取得する。ここで得たサンプルの Λ 信号数は陽子や荷電 π 中間子のトラック数に等しい。
- (2) 陽子識別の要求をした場合としない場合で $p\pi$ 質量分布をフィットし、信号数を見積もる。
- (3) (2) で求めた信号数から、陽子識別効率や誤識別率を見積もる。

次節からは、上記の手順の具体的な解析方法と本手法の妥当性についてシミュレーションサンプルを用いて確認する。

5.1.2 使用したシミュレーションサンプル

本実験における Λ バリオンの生成は、主に B 中間子のバリオン崩壊と $q\bar{q}$ 事象のクォークが破碎化することによって行われる。したがって、本研究では、 B 中間子対事象と $q\bar{q}$ 事象を含んだシミュレーションサンプル (generic サンプル) を使用する。このサンプルの統計量としては、積分ルミノシティ 10 fb^{-1} を使用した。また、ここでは Phase 2 の状態を再現するため検出器シミュレーションの際に VXD を含めないこととし、簡単化のためビームバックグラウンドは考慮しないこととする。ビームバックグラウンドの影響については 5.1.8 節で述べる。

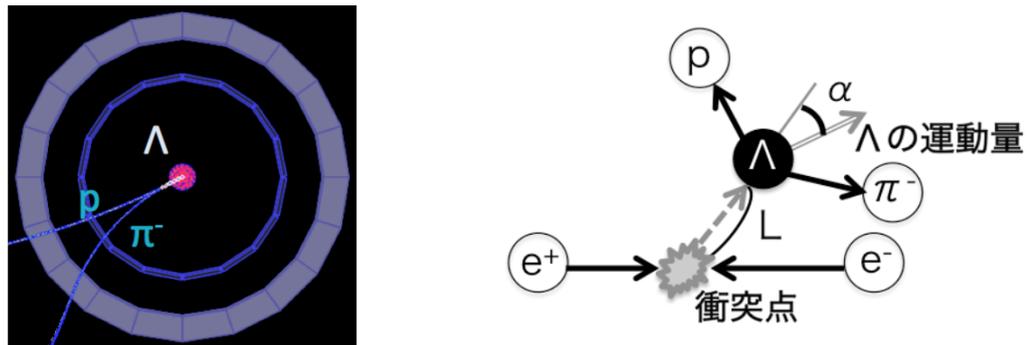


図 5.1: e^+e^- 衝突で生成された Λ バリオンが崩壊する様子。左は前方から見たシミュレーションディスプレイ、右は模式図で L と α は Λ 選別に変数を使用する変数を表す。

5.1.3 Λ 再構成と選別

再構成は一つの衝突イベントで発生した全トラックの中から電荷が逆の 2 本のトラックを選び、それぞれ π 中間子と陽子の質量を仮定して不変質量計算することで行う。なお、本解析では基本的に荷電共役は含めたこととし、このような 2 本のトラックの組み合わせを $p\pi$ 候補と呼ぶこととする。この際に、解析時の計算処理時間を短くするため、 Λ バリオンの信号領域よりも高い質量 ($M_{p\pi} > 1.2 \text{ GeV}/c^2$) を持つ $p\pi$ 候補は取り除くことにした。再構成後、Vertex fit を行うことで $p\pi$ 候補の崩壊点の位置を特定し、崩壊点が衝突点から離れているような候補の質量分解能を向上させた。また、この際に、2 本のトラックが一点に交わらなかった $p\pi$ 候補は事前に取り除いた。図 5.2 は、再構成と Vertex fit 後の $p\pi$ 不変質量分布を示す。この図から、詳細な Λ 選別をしなくとも Λ の質量付近 ($1.115863 \pm 0.00006 \text{ GeV}/c^2$ [27]) に信号が確認できるが、そのシグナル・ノイズ比 (S/N) は非常に悪い。したがって、S/N を向上させるため、より詳細な Λ 選別を決定する。基本的に Λ 選別は以下の Λ バリオンの崩壊点情報を使用する (図 5.1 右)。

- xy -平面での衝突点から Λ の崩壊点までの距離: L_{xy}
- xy -平面での衝突点から Λ の崩壊点を結ぶベクトルと Λ の運動量ベクトル間の角度: α_{xy}

これらの変数は Belle 実験での Λ 選別で使用されていたものを参考にし、4 つの変数のうち最も S/N を向上させることができる 2 つの変数を使用した。シミュレーションサンプルにおける各変数の信号事象および背景事象における分布を図 5.3 に示した。この図より、 L_{xy} が大きく、 $\cos \alpha_{xy}$ が 1 付近となる事象を選べば、信号事象を残しつつ背景事象を抑えられることがわかる。しかし、

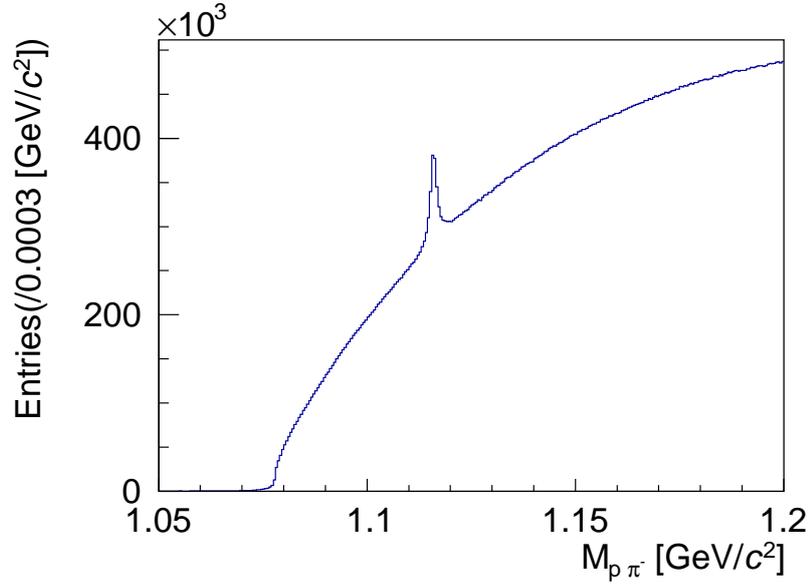


図 5.2: 再構成後 $p\pi$ 不変質量分布

ここで崩壊点の z -方向を使わなかったために、実データ解析において S/N が悪くなった。これに関しては第 5.2 節で詳しく述べる。

これらの変数を用いた選別条件については、信号数を残しつつ統計誤差を減らすために、統計誤差に対する信号数 (Figure Of Merit, FOM) が最大となるように最適化を行った。FOM は信号数 S と背景事象数 N を用いて以下のように表される。

$$\text{FOM} = \frac{S}{\sqrt{S+N}} \quad (5.3)$$

この時 L_{xy} や $\cos \alpha_{xy}$ の分布は A の運動量 (P_Λ) に依存する^{*1} ため、7つの P_Λ 領域に分けて最適化を行った。各領域での L_{xy} や $\cos \alpha_{xy}$ の要求値と FOM の関係は以下の図 5.4–5.5 のようになった。これらの図から、低運動量領域 ($0.0 \text{ MeV}/c^2 < P_\Lambda < 0.5 \text{ MeV}/c^2$) ではどのような L_{xy} , $\cos \alpha_{xy}$ カットを要求しても FOM が向上しないことがわかった。一方、それ以外の領域では要求が厳しくなるにつれて、FOM は一定となることがわかる。一般的に、FOM が同じ場合、厳しいカットをかけた方が S/N が良くなり、系統誤差が減らせる。よって、本研究では運動量に関係なく $L_{xy} > 1.0 \text{ cm}$, $\cos \alpha_{xy} > 0.9983$ を要求することとした。この要求後の各 P_Λ 領域における $M_{p\pi}$ 分布が図 5.6 である。この図から、低運動量領域ではこのような要求をしても S/N がかなり悪いことが確認できる。したがって、全運動量領域での $M_{p\pi}$ 分布を S/N をより向上させるため、本研究では $0.0 \text{ MeV}/c^2 < P_\Lambda < 0.5 \text{ MeV}/c^2$ となる領域は使用しないこととした。

5.1.4 K_s veto

以上で述べた A 選別は、 A の崩壊点が衝突点から離れているという条件を用いてきた。しかし、これでは A 以外の長寿命粒子、例えば K_s 中間子由来の背景事象が多く残ってしまう。図 5.7 は各

^{*1}例えば、飛行距離 L は粒子の寿命 τ 、運動量 p 、質量 m を用いて $L = \tau p/m$ と表され、運動量に比例する。

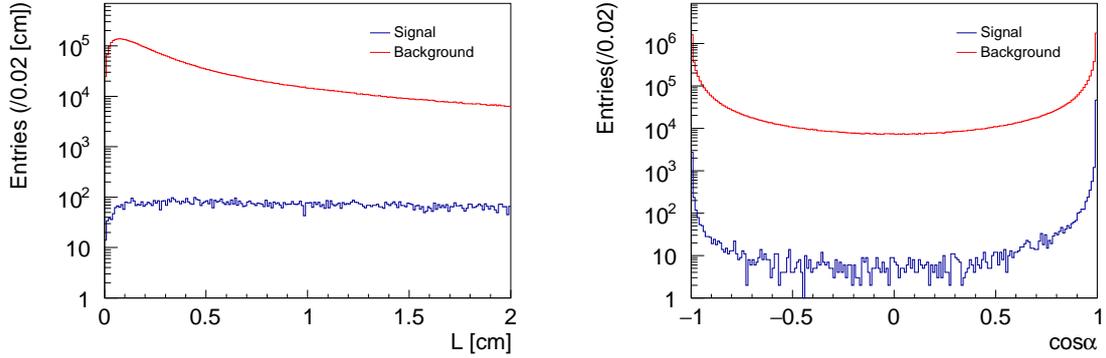


図 5.3: Λ 選別に用いる変数の信号事象と背景事象の分布の違い。(左) L_{xy} 分布 (右) $\cos \alpha_{xy}$ 分布を示す。

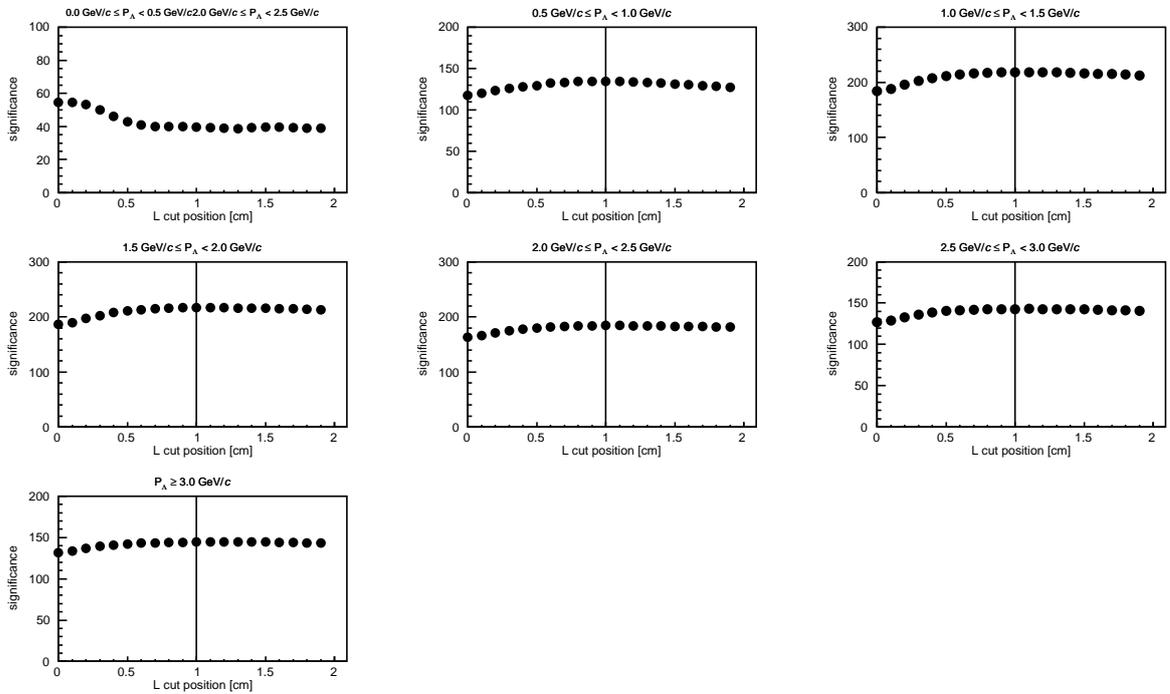


図 5.4: 各 P_Λ 領域における FOM と L_{xy} のカット条件の関係

陽子の運動量 (P_p) 領域における K_s 由来の背景事象における不変質量分布である。この図より、高い陽子の運動量領域 ($P_p \geq 1.4 \text{ GeV}/c$) では K_s 由来の背景事象が $M_{p\pi}$ 分布において一様な分布をしているのに対し、低い陽子の運動量領域 ($0.2 \text{ GeV}/c < P_p < 1.4 \text{ GeV}/c$) では $M_{p\pi}$ 分布に構造を持つことがわかる。このような構造は、 $M_{p\pi}$ 分布をフィットすることで信号数を見積もる本解析において、フィットの精度を悪くする。したがって、本研究では K_s veto を行う。

K_s veto には $\pi\pi$ 不変質量 ($M_{\pi\pi}$) を用いる。 $M_{\pi\pi}$ は、再構成に使用した 2 本のトラックのうち、陽子の質量を仮定したトラックを π 中間子の質量と仮定し直して 4 元運動量を計算することで得る。各陽子の運動量領域における真の Λ 事象と K_s 事象の $M_{\pi\pi}$ 分布を図 5.8 に示した。この図が

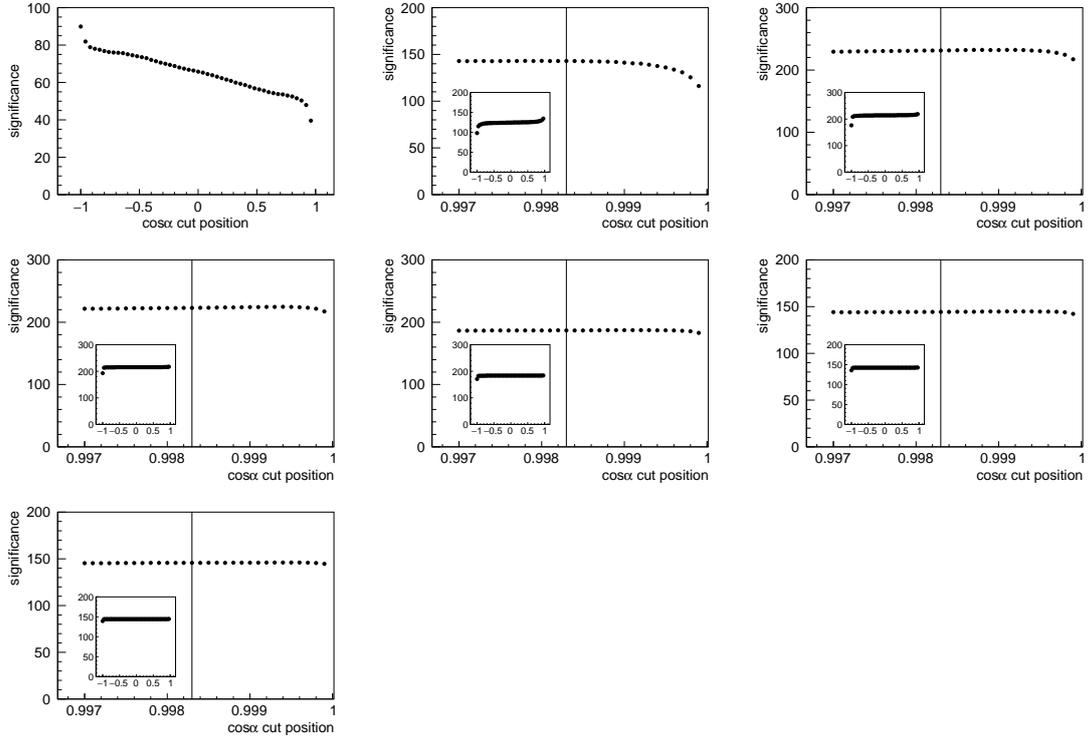


図 5.5: 各 P_Λ 領域における FOM と $\cos \alpha_{xy}$ のカット条件の関係

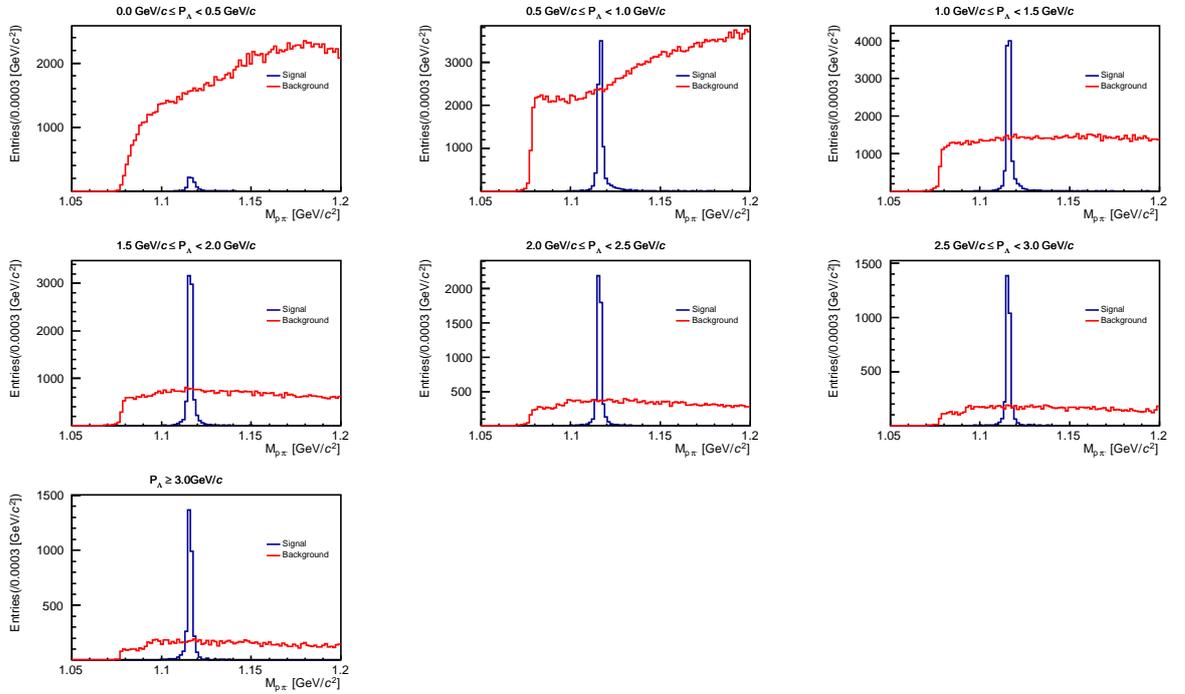


図 5.6: 各 P_Λ 領域における Λ 選別後の $p\pi$ 不変質量分布

ら、真の K_s 事象は K_s の質量付近でピークを作っていることが確認できる。さらに真の Λ 事象に注目すると、そのほとんどは K_s の質量よりも低い領域に分布していることがわかった。しかし、陽子の運動量が大きくなるにつれて真の Λ 事象は K_s 信号領域付近まで広く分布し、これらの二つの事象を分離するのは難しくなる。したがって、本研究では $0.2 \text{ GeV}/c < P_p < 1.4 \text{ GeV}/c$ の各運動量領域において信号効率が 50%以上となるように、要求を $M_{p\pi} < 0.45 \text{ GeV}/c^2$ と決定した。

図 5.9 に Λ 選別と K_s veto 実行後の $M_{p\pi}$ 分布を示した。この図と選別前の図 5.2 と比較すると S/N が向上していることがわかる。よって、ここからは Λ 選別に加え、 K_s veto を用いて陽子識別効率と誤識別率を見積もる。

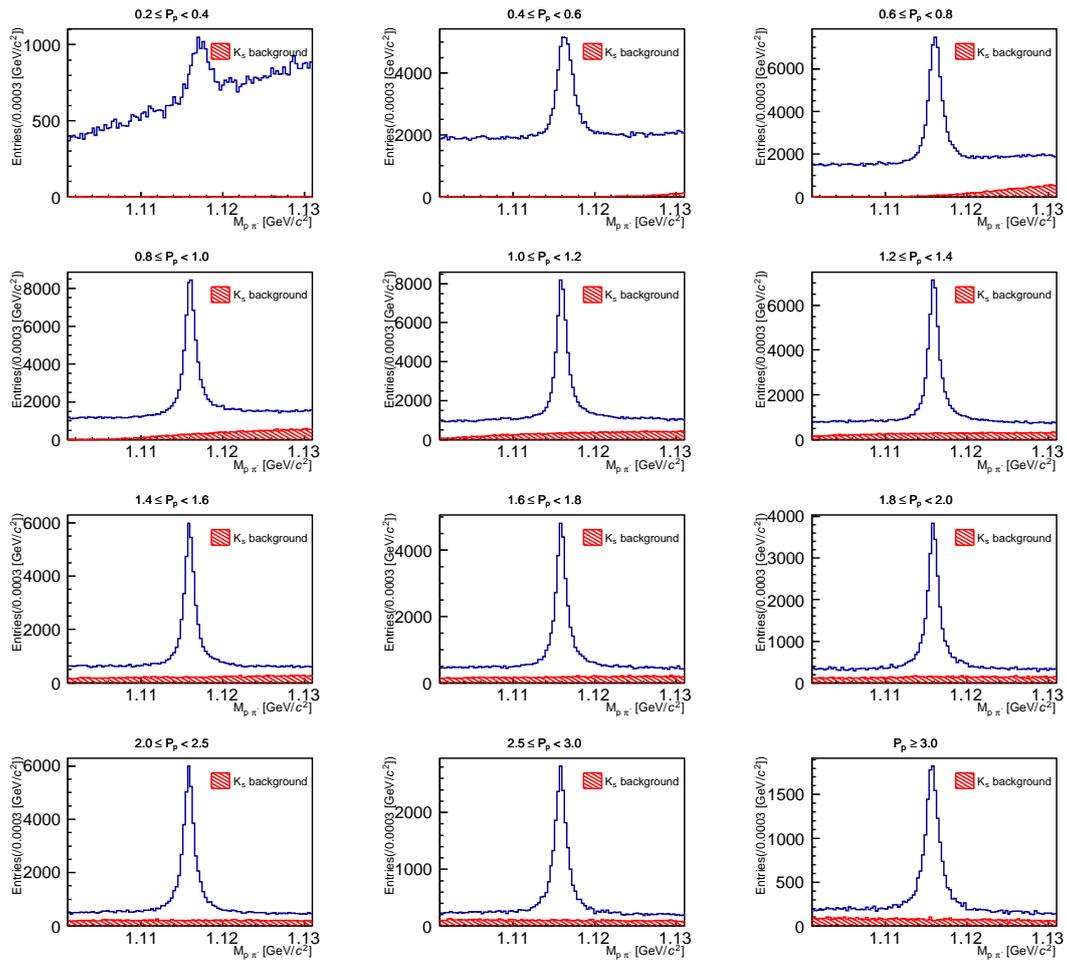


図 5.7: 各陽子の運動量領域での全事象の $M_{p\pi}$ 分布とそのうちの K_s 由来の背景事象分布

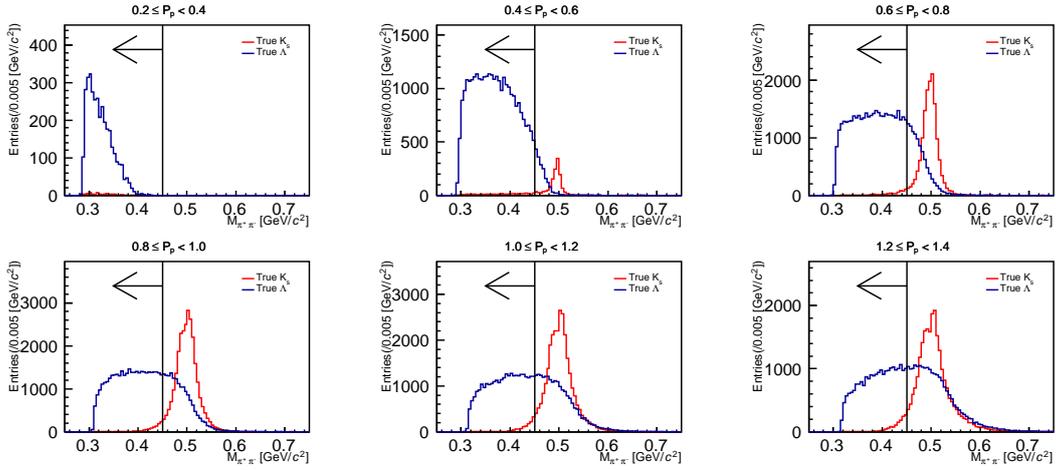


図 5.8: 各陽子の運動量領域における真の Λ と K_s の $M_{\pi\pi}$ 分布

5.1.5 フィット関数の決定

本研究では $p\pi$ 不変質量分布をフィットすることで陽子や荷電 π 中間子のトラック数を求める。フィットに用いる信号関数 f_{signal} は $p\pi$ 不変質量分布から 2 つの *Gauss* 関数^{*2} と *CrystalBall* 関数^{*3} を用いて以下のものを使用する。

$$f_{\text{signal}}(x) = \text{Gauss}_1(x) + \text{Gauss}_2(x) + \text{CrystalBall}(x) \quad (5.4)$$

ここでの、下付き添え字は 2 つのガウス関数を区別するために用いた。また、フィットのエラーを抑えるため、*Gauss* 関数と *CrystalBall* 関数の平均値に対応するパラメータは共通のものを使用した。背景事象関数 $f_{\text{background}}$ に関しては 2 次の Chebychev 関数を用いた。

これらのフィット関数を用いた $p\pi$ 不変質量分布のフィット結果を図 5.10 に示した。この図より、今回決定したフィット関数が、陽子識別の有無に関わらず $p\pi$ 不変質量分布をよく再現していることがわかる。したがって、以後、フィット関数はここでの f_{signal} と $f_{\text{background}}$ を使用することとする。

5.1.6 陽子識別効率と誤識別率の計算

粒子識別性能はトラックの方向や運動量に依存する。よって、ここではトラックとビーム軸との角度 θ とトラックの運動量をいくつかの領域に分け、領域ごとに陽子識別効率と誤識別率を求める。ここまです得られた Λ サンプルに含まれる真の陽子、荷電 π 中間子の運動量と $\cos \theta$ の分布を図 5.11–5.12 に示した。これらの図から、本サンプルから得られた陽子トラックは $0.2 \text{ GeV}/c < p_p <$

*2

$$\text{Gauss}(x) = N_{\text{gauss}} \cdot \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right)$$

ここでの $N_{\text{Gauss}}, \mu, \sigma$ はそれぞれ規格化定数、平均値、標準偏差を表す。

*3

$$\text{CrystalBall}(x) = N_{CB} \cdot \begin{cases} \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right) & \left(\frac{x-\mu}{\sigma} > -\alpha\right) \\ A \cdot (B - \frac{x-\mu}{\sigma})^{-n} & \left(\frac{x-\mu}{\sigma} \leq -\alpha\right) \end{cases}$$

ここでの N_{CB}, μ, σ はそれぞれ規格化定数、ガウス関数に対応する平均値、標準偏差を示す。

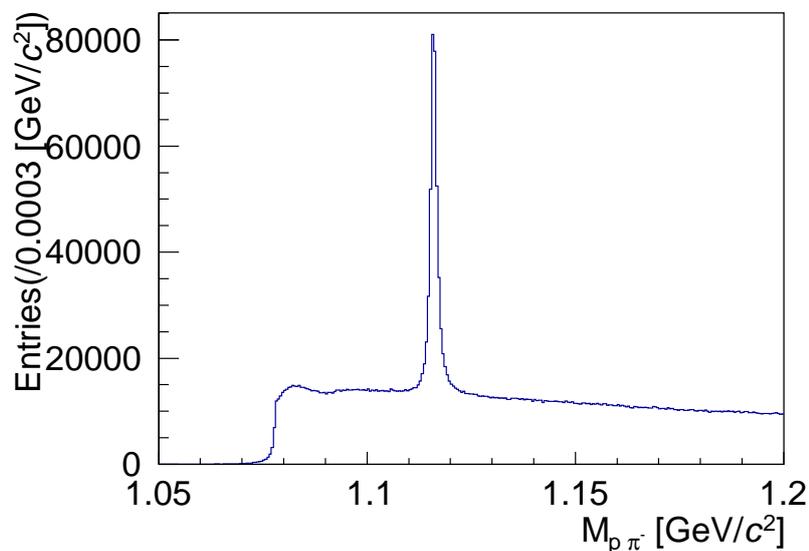


図 5.9: Λ 選別と K_s veto 実行後の $p\pi$ 不変質量分布。

表 5.1: 陽子トラックと荷電 π 中間子トラックの運動量領域の分け方のまとめ。左の表が陽子トラックにおけるもの、右が荷電 π 中間子トラックのものを示す。

ビン番号	陽子の運動量領域 [GeV/c]
1	$0.2 < P_p < 0.4$
2	$0.4 < P_p < 0.6$
3	$0.6 < P_p < 0.8$
4	$0.8 < P_p < 1.0$
5	$1.0 < P_p < 1.2$
6	$1.2 < P_p < 1.4$
7	$1.4 < P_p < 1.6$
8	$1.6 < P_p < 1.8$
9	$1.8 < P_p < 2.0$
10	$2.0 < P_p < 2.5$
11	$2.5 < P_p < 3.0$
12	$P_p > 3.0$

ビン番号	荷電 π の運動量領域 [GeV/c]
1	$0.2 < P_\pi < 0.4$
2	$0.4 < P_\pi < 0.6$
3	$0.6 < P_\pi < 0.8$
4	$0.8 < P_\pi < 1.0$

$3 \text{ GeV}/c$, $-0.9 < \cos \theta < 1$ の広い運動量と $\cos \theta$ 領域に分布していることがわかった^{*4}。一方、荷電 π トラックに関しては $\cos \theta$ は $-0.9 < \cos \theta < 1$ と広く分布しているのに対し、その運動量は $0.2 \text{ GeV}/c < P_p < 1 \text{ GeV}/c$ と狭いことがわかった。以上から各領域での統計量を考慮した結果、運動量と $\cos \theta$ の領域分けは表 5.1 と表 5.2 のように行う。

各領域における陽子識別効率と誤識別率は以下の手順に従って導出する。

^{*4} P_p 分布の $1.4 \text{ GeV}/c$ 付近に見られる不連続な点は、 K_s veto の際に $P_p = 1.4 \text{ GeV}/c$ を境に $M_{\pi\pi}$ の要求を課したからである。

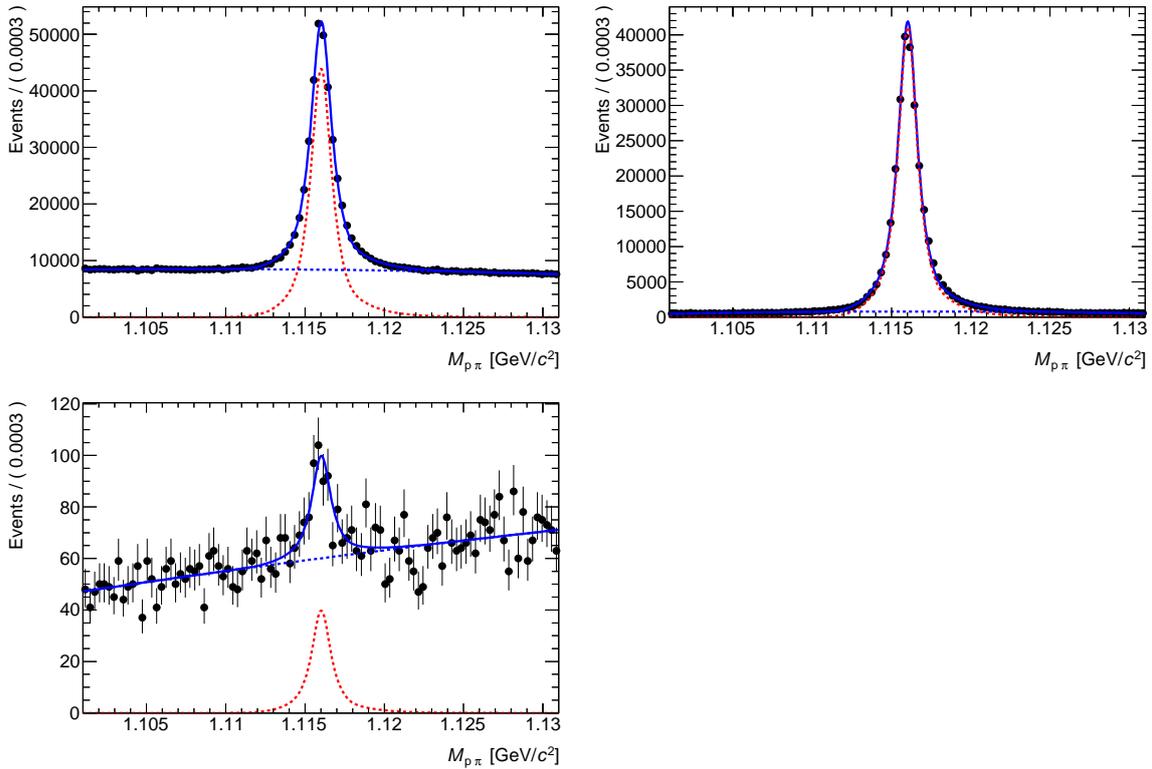


図 5.10: 全運動量、全 $\cos\theta$ 領域における $p\pi$ 不変質量分布とフィット結果（青実線）と信号事象成分（赤破線）と背景事象成分（青破線）。それぞれ、左上の図が陽子識別の要求をしない場合、右上の図が陽子質量を過程したトラックに陽子識別を要求した場合、下の図が π 質量を過程したトラックに陽子識別を要求した場合を示す。ここでの陽子識別要求は $\mathcal{P}(p:K) > 0.6$, $\mathcal{P}(p:\pi) > 0.6$ とした。

- (1) 各領域における信号関数の形を決定するため、陽子トラックに陽子識別の要求をしたときの $M_{p\pi}$ 分布を全パラメータを固定せずに ($f_{\text{signal}} + f_{\text{background}}$) でフィットする。ここで、陽子トラックに陽子識別の要求をしたときの $M_{p\pi}$ 分布を使用する理由としては、S/N がよく信号関数の形を精度よく決定できるからである。
- (2) 手順 (1) のフィットで得た f_{signal} のパラメータのうち信号数に対応するパラメータ以外をすべて固定し、陽子識別の要求なしの場合と π トラックに陽子識別の要求をした場合、陽子トラックに陽子識別の要求した場合の $M_{p\pi}$ 分布をそれぞれフィットする。
- (3) 手順 (2) で得た信号数から、式 (5.1), (5.2) にしたがって陽子識別効率や誤識別率を計算する。

なお、以上の手順で登場する陽子識別の要求はすべて $\mathcal{P}(p:K) > 0.6$ かつ $\mathcal{P}(p:\pi) > 0.6$ とした。

5.1.7 動作検証

以上の手法で得た陽子識別効率と誤識別率、そしてそれらの真の値を図 5.13 に示した。これらと比較した結果、本手法で得た陽子識別効率と誤識別率は真の値を 2% 以内で再現できるとわかった。これは、本手法が陽子識別性能を見積もるのに有効であることを示している。よって、第

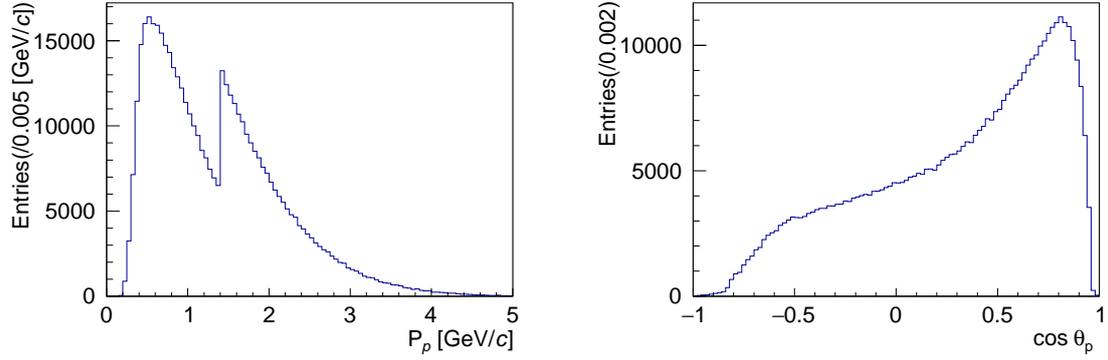


図 5.11: A サンプルから得られた陽子トラックの運動量分布 (左) と $\cos \theta$ 分布 (右)。

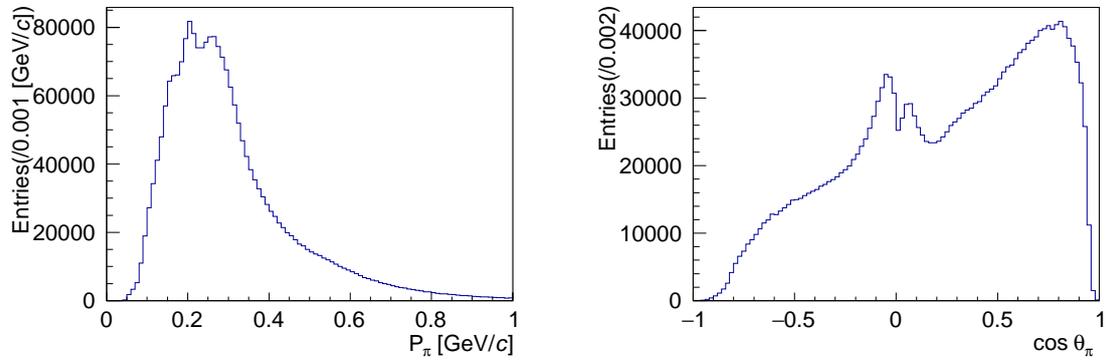


図 5.12: A サンプルから得られた荷電 π トラックの運動量分布 (左) と $\cos \theta$ 分布 (右)。

表 5.2: 陽子トラックと荷電 π 中間子トラックの $\cos \theta$ 領域の分け方のまとめ。陽子トラックと荷電 π 中間子トラック共に同じものを用いる。

ビン番号	θ 領域 [rad]	対応する Belle II 検出器の領域
1	$-0.8660 < \cos \theta < -0.6157$	後方部
2	$-0.6157 < \cos \theta < -0.4312$	バレル部 (TOP)
3	$-0.4312 < \cos \theta < -0.2468$	
4	$-0.2468 < \cos \theta < -0.0623$	
5	$-0.0623 < \cos \theta < 0.1222$	
6	$0.1222 < \cos \theta < 0.3067$	
7	$0.3067 < \cos \theta < 0.4911$	
8	$0.4911 < \cos \theta < 0.6756$	
9	$0.6756 < \cos \theta < 0.8600$	前方部 (ARICH)
10	$0.8600 < \cos \theta < 0.9563$	

5.2節では、この手法を用いて Phase 2 の実データの陽子識別性能を評価した結果について述べる。

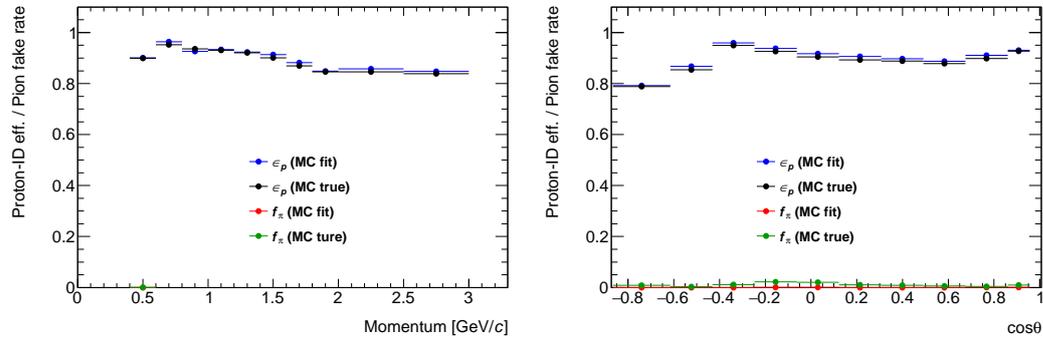


図 5.13: 陽子識別効率と誤識別率の真の値と本手法で得た値の比較。左が運動量依存性、右が $\cos\theta$ 依存性を示す。

5.1.8 ビームバックグラウンドの影響

本解析でのビームバックグラウンドの影響を受ける可能性がある項目は以下の 4 点である。

- A の再構成効率
- A 選別に用いる変数の分解能
- 質量分解能
- 粒子識別性能

よって、本節では第 5.1.1 節から第 5.1.7 節までに行なった解析を、ビームバックグラウンドを含むシミュレーションサンプルを用いて解析し、再構成効率、質量分解能、陽子識別性能の 3 つの観点から本解析におけるビームバックグラウンドの影響を調べた。

再構成効率

図 5.14 上段と下段はそれぞれ再構成後の真の 事象の運動量分布と運動方向分布の比較の図と、各運動量・運動方向領域における信号事象数の比を示している。これらの解析の結果、 A 信号事象の再構成効率は、ビームバックグラウンドの影響で 5 % 程度悪化することがわかった。

A 選別に用いる変数の分解能

A 選別に用いる変数 L_{xy} と $\cos\alpha_{xy}$ の分解能が悪化すると、FOM が変化するため第 5.1.3 節で最適した条件では選別効率が悪くなる場合がある。従って、ここではこれらの変数の分解能の評価と選別効率について述べる。

図 5.15 にこれらの変数の分解能分布を示した。この分布から分解能について評価すると、ビームバックグラウンドを含んだ場合 L_{xy} の分解能は約 2 % 悪化し、 $\cos\alpha_{xy}$ の分解能は変化しないこ

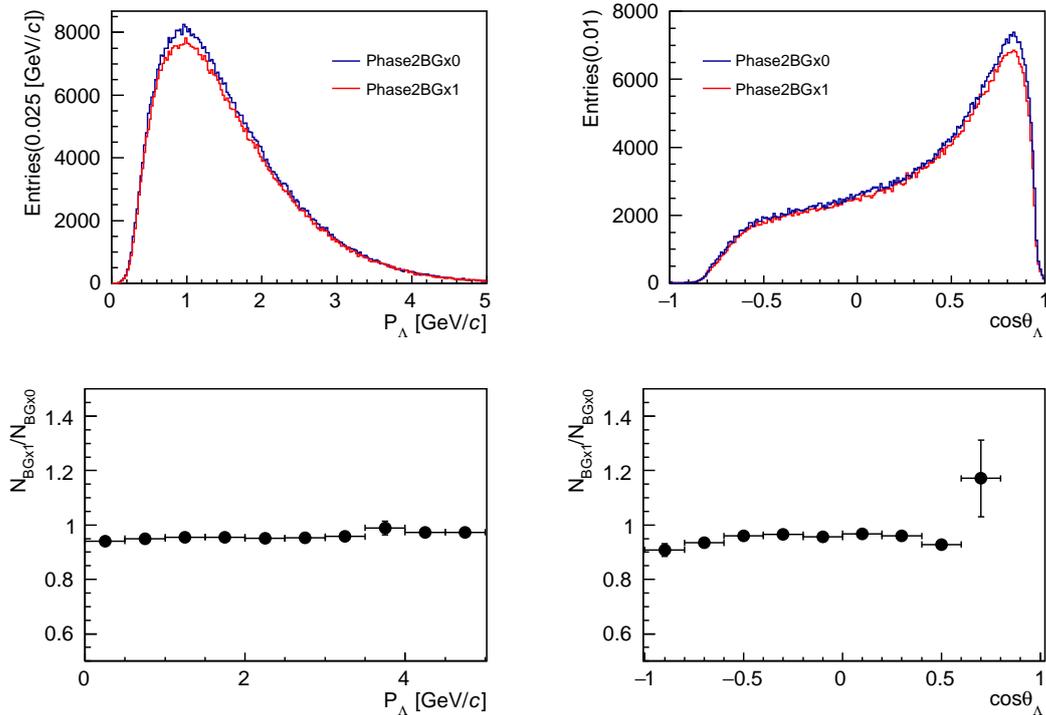


図 5.14: 再構成後の真の 事象の運動量分布と運動方向の分布。上段は赤がビームバックグラウンドありの場合、青がビームバックグラウンドなしの場合を示す。下段は各運動量・運動方向領域における信号事象数の比を示す。

とがわかった。さらに、ビームバックグラウンドを含むサンプルを用いてこれらの変数の選別条件を最適化した結果、ビームバックグラウンドなしの場合と同じ結果が得られた。図 5.16 (左) は Λ 選別と K_s veto 後の $p\pi$ 質量分布を示している。また、 Λ 選別効率もビームバックグラウンドの有無に関わらず等しい結果が得られた。以上から、Phase 2 環境下ではビームバックグラウンドは Λ 選別に影響しないことがわかった。

質量分解能

ビームバックグラウンドを含んだ場合と含まなかった場合の質量分布を図 5.16 (右) に示した。これらの分布をガウス関数でフィットし評価した結果、ビームバックグラウンドの有無に関係なく質量分解能は一定となることを確認した。

陽子識別性能

図 5.17 は真の陽子識別性能をビームバックグラウンドを含む場合と含まなかった場合を比較した図である。この図から全ての領域において陽子識別性能が統計誤差の範囲で一致していることが確認でき、Phase 2 では陽子識別性能はビームバックグラウンドに依らないことがわかった。また、ビームバックグラウンドを考慮しなかった場合と同様に本手法を用いて陽子識別性能を導出した結

果、本手法で得られた陽子識別効率と誤識別率はビームバックグラウンドを含めた場合でも真の値を2%以内で再現できることを確認した。

以上の結果から、本解析では Phase 2 におけるビームバックグラウンドの影響は再構成効率がわずかに下がるだけで、ほとんどないことがわかった。これは、Phase 2 では瞬間ルミノシティを設計値よりも下げて運転するために、ビームバックグラウンドの量が少ないからだと考えられる。そのため、実際に生じるビームバックグラウンドの量が想定よりも多かった場合は、性能が落ちる可能性も予想される。

5.2 初期衝突データを用いた粒子識別性能評価

5.2.1 使用したデータサンプル

本節では、上記で述べた手法を用いて 2018 年の 4 月から 7 月にかけて取得した初期衝突データにおける陽子識別性能の評価を行う。解析に用いたデータはこの期間に取得された約 490 pb^{-1} のデータのうち、CDC と TOP と ECL が正常に動作し、かつ粒子識別に欠かせない TOP カウンターが較正されたランのみを扱った。このような条件を満たすようなデータは積分ルミノシティ 239 pb^{-1} に相当する量であった。また、粒子識別装置の一つである ARICH 検出器に関しては、Phase 2 期間中に全ての読み出し回路を同時に使用すると、これらの温度が予想以上に上昇し ARICH 検出器の全領域を稼働するのが困難であった。したがって、Phase 2 期間中は ARICH を部分的に稼働し、各ランで稼働領域を変更しながら、検出器の較正を行っていた。

5.2.2 実データ解析のための解析手法の改良

Phase 2 期間中に収集されたデータは第 5.1 節で使用したシミュレーションサンプルの約 20 分の 1 であり、統計量が少ない。よって、実データ解析では統計量を確保しつつ S/N を保つべく、 A 選別とトラックの $\cos \theta$ と運動量領域分けを改良し、 K_s veto は行わないこととした。以下、 A 選別とトラックの $\cos \theta$ と運動量領域分けに関する改良点を含める解析方法の概要についてまとめる。

A 選別

初期データは検出器の較正が完了していないため、シミュレーションで見積もられているほど性能が発揮されていないことが多い。したがって、実データでは A 選別の最適化は行わず、シミュレーションで得た A 選別条件よりも緩い条件を試した。具体的な条件としては以下の通りである。

- $L_{xy} > 0.5 \text{ cm}$
- $\cos \alpha_{xy} > 0.995$

これらの要求は、もし崩壊点位置や運動量分解能がシミュレーションと同程度であった場合でも図 5.4 と図 5.5 で示した通り FOM に大きな差はない。図 5.18 (左) の赤点はこの選別を行った時の $M_{p\pi}$ 分布を示している。この図から、シミュレーションの $M_{p\pi}$ 分布 (図 5.10) と比較して、ほぼ同じ解析条件下であるのにもかかわらず S/N が悪くなっていることがわかる。図 5.18 (右) は全

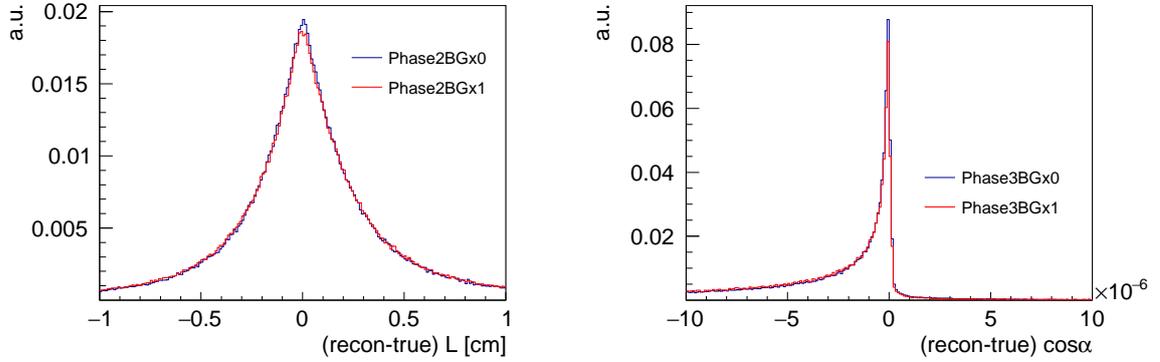


図 5.15: L_{xy} と $\cos \alpha_{xy}$ の分解能分布。青がビームバックグラウンドなしの場合、赤がビームバックグラウンドありの場合を示す。

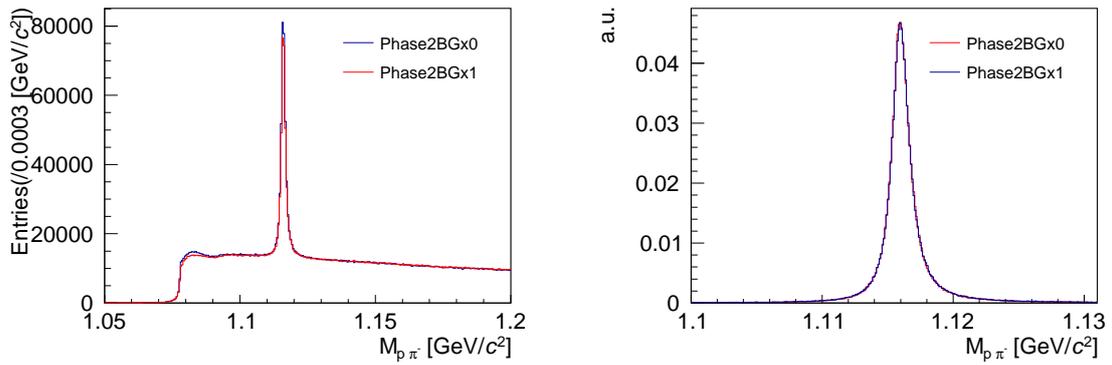


図 5.16: Λ 選別と K_s veto 実行後の $p\pi$ 不変質量分布。左は全事象の場合、右は真の Λ 事象の場合を示し、図中の青線がビームバックグラウンドなしの場合、赤線がビームバックグラウンドありの場合を示す。また、右図は分布の比較を簡単にするため面積を規格化した。

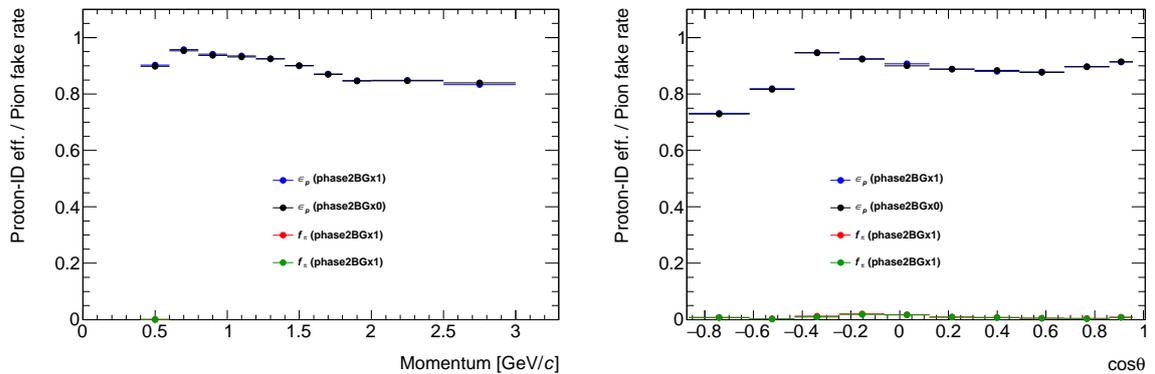


図 5.17: 真の陽子識別効率と誤識別率の運動量依存性 (左) と $\cos \theta$ 依存性 (右)。ここでの、陽子識別は $P(p:K) > 0.6$, $P(p:\pi) > 0.6$ を要求した。

$p\pi$ 候補の崩壊点の x, y 座標を示しており、崩壊点の座標 $x > 1$ cm, $z > 10$ cm 付近にシミュレーションでは見られなかった衝突点以外のトラック発生源があることを意味している。このことから、S/N が悪い理由はビーム由来の粒子とビームパイプと相互作用することで生じた背景事象であることがわかった。したがって、本研究ではこのような背景事象を減らすため、 Λ 選別で用いた変数を xy -平面の崩壊点情報だけでなく、 xyz の全方向を使用することとした。具体的には以下の通りである。

- $L_{xyz} = |\vec{x}_{\text{Vertex}}| > 0.5$ cm
- $\cos \alpha_{xyz} = (\vec{x}_{\text{Vertex}} \cdot \vec{P}) / (|\vec{x}_{\text{Vertex}}| |\vec{P}|) > 0.995$

ここでの \vec{x}_{Vertex} と \vec{P} は、それぞれ衝突点から Λ バリオンの崩壊点を結ぶベクトルと Λ バリオンの3元運動量を示す。これらの変数を用いて Λ 選別した結果が図 5.18 (左) の黒点であり、使用する崩壊点情報を z -方向まで拡張することにより S/N を向上できたことが確認できる。

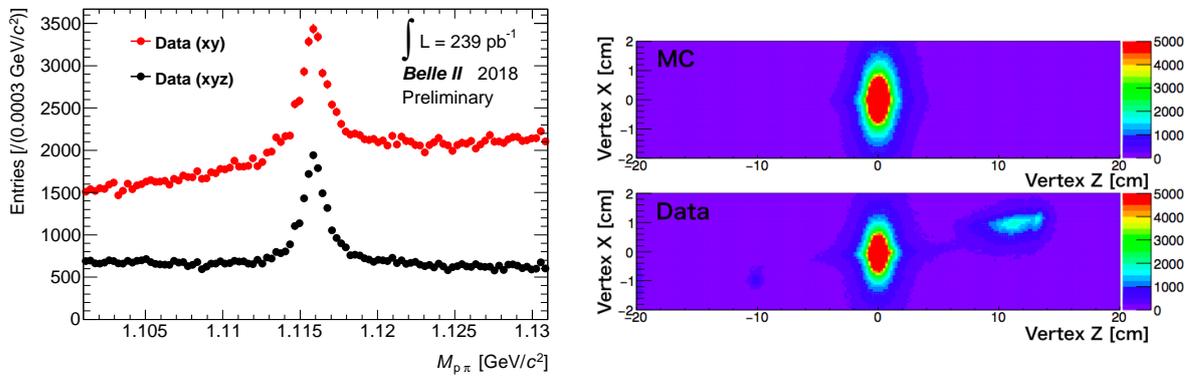


図 5.18: (左) Phase 2 データを用いた Λ 選別後の $p\pi$ 不変質量分布。赤は L_{xy} と $\cos \alpha_{xy}$ の条件を要求した場合、黒は L_{xyz} と $\cos \alpha_{xyz}$ の条件を要求した場合を示し、粒子識別の要求はなかった。(右) 全事象を用いた崩壊点の x, y 方向の位置の 2 次元分布。上段はシミュレーション結果、下段は Phase 2 データの結果を示す。

フィット関数

全運動量、 $\cos \theta$ 領域におけるデータでの $p\pi$ 不変質量分布と第 5.1.5 節で決めたフィット関数でフィットした結果について図 5.19 に示した。この図から、シミュレーションサンプルを用いて決定したフィット関数がデータの場合にもよく合っていることが確認できる。従って、データ解析でもフィット関数は同じものを使用する。

陽子識別効率と誤識別率の計算

第 5.1.6 節で述べた通り、粒子識別性能の評価はトラックの運動量とトラック方向に関する領域に分けて行う。ただし、実データの統計量を考慮し、領域の分け方を第 5.1.6 節のものより粗くした。具体的な値は表 5.3–5.4 にまとめた。

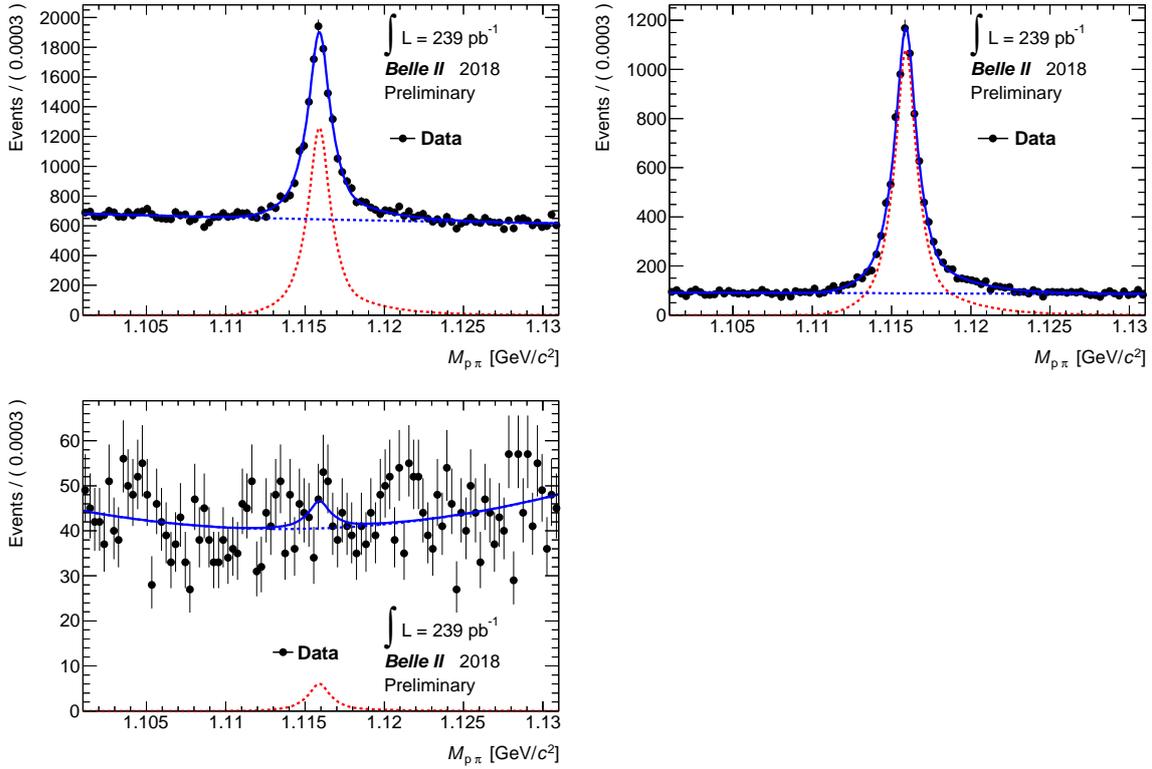


図 5.19: データでの $p\pi$ 不変質量分布。それぞれ、左上の図が陽子識別の要求をしない場合、右上の図が陽子質量を過程したトラックに陽子識別を要求した場合、下の図が π 質量を過程したトラックに陽子識別を要求した場合を示す。

表 5.3: Phase 2 データの解析に用いたトラック運動量に関するピンニング

ピン番号	陽子の運動量領域 [GeV/c]
1	$0.0 < P_p < 0.5$
2	$0.5 < P_p < 1.0$
3	$1.0 < P_p < 2.5$
4	$1.5 < P_p < 2.0$
5	$2.0 < P_p < 2.5$
6	$2.5 < P_p < 3.0$

ピン番号	荷電 π の運動量領域 [GeV/c]
1	$0.0 < P_\pi < 0.5$
2	$0.5 < P_\pi < 1.0$

5.2.3 陽子識別性能評価

図 5.19 の左上と右上は、それぞれ実データにおける陽子識別の要求をしない場合と陽子トラックに陽子識別を要求した場合の $p\pi$ 不変質量分布を示す。これらの 2 つの図を比較すると陽子識別の要求により、S/N が向上しており、これは実データで陽子を間違えずに識別できていることを意味している。図 5.20 は第 5.2.2 節で述べた改良点を踏まえた陽子識別性能の評価結果である。ここで得られた結果から、誤識別率は検出器の前方部以外はシミュレーションと同様に誤差の範囲で 0 と一致しているのに対し、陽子識別効率は運動量が $0 - 0.5 \text{ GeV}/c$ の領域と $1.5 - 2.5 \text{ GeV}/c$ の領域、さらに検出器の前方部 ($0.8600 < \cos \theta < 0.9563$) と後方部 ($-0.8660 < \cos \theta < -0.6157$) と

表 5.4: Phase 2 データの解析に用いたトラック方向 θ に関するビンニング

ビン番号	θ 領域	対応する Belle II 検出器の領域
1	$-0.8660 < \cos \theta < -0.6157$	後方部
2	$-0.6157 < \cos \theta < -0.2468$	バレル部 (TOP)
3	$-0.2468 < \cos \theta < 0.1222$	
4	$0.1222 < \cos \theta < 0.4911$	
5	$0.4911 < \cos \theta < 0.8600$	前方部 (ARICH)
6	$0.8600 < \cos \theta < 0.9563$	

において、特にシミュレーションとの差があることがわかった。以下では、ハドロン識別に重要である ARICH, CDC, TOP 検出器のそれぞれの陽子識別性能を評価し、その結果から上記で述べた実データとシミュレーションとの差の原因について考察する。

ARICH

Phase 2 期間中は ARICH は部分的に稼働していたのに対し、図 5.20 で示した性能は ARICH 検出器の全領域が稼働していることを仮定し解析を行っている。そのため、前方領域において ARICH のアクセプタンスが正しく加味されていないため、陽子識別性能が悪い結果となった。今後、ARICH の稼働状況を考慮した上で性能評価を行うことで、正しい ARICH 検出器の陽子識別性能を評価する予定である。

CDC

図 5.21 は、実データにおける CDC の陽子識別性能の評価結果である。この図から、ほとんどの領域でシミュレーション結果と同様な運動量 $\cdot \cos \theta$ 依存性を示している。低運動量領域ではシミュレーション結果に比べて陽子識別効率が約 20 % 高いことがわかる。これに関しては、シミュレーションサンプルで考慮されている dE/dx の分解能が悪く見積もられていたことが報告されており、シミュレーションサンプルで陽子識別効率が低く見積もられたため、このような差が生じたと考えられる。

TOP

図 5.22 に実データにおける TOP 検出器の陽子識別性能の評価結果を示す。この図から、陽子識別効率と誤識別率の $\cos \theta$ 依存性はシミュレーション結果と約 5 % 以内で一致しているのに対し、運動量依存性に関しては、ほとんどの領域で 10 % 以上シミュレーションと差が生じている。これに関しては、今回扱ったデータは TOP 検出器較正途中であり、TOP 検出器の時間分解能が設計値通りの性能を発揮できていないことが挙げられる。TOP 検出器の時間分解能が悪い原因に関しては、現在追求中であり今後の課題である。

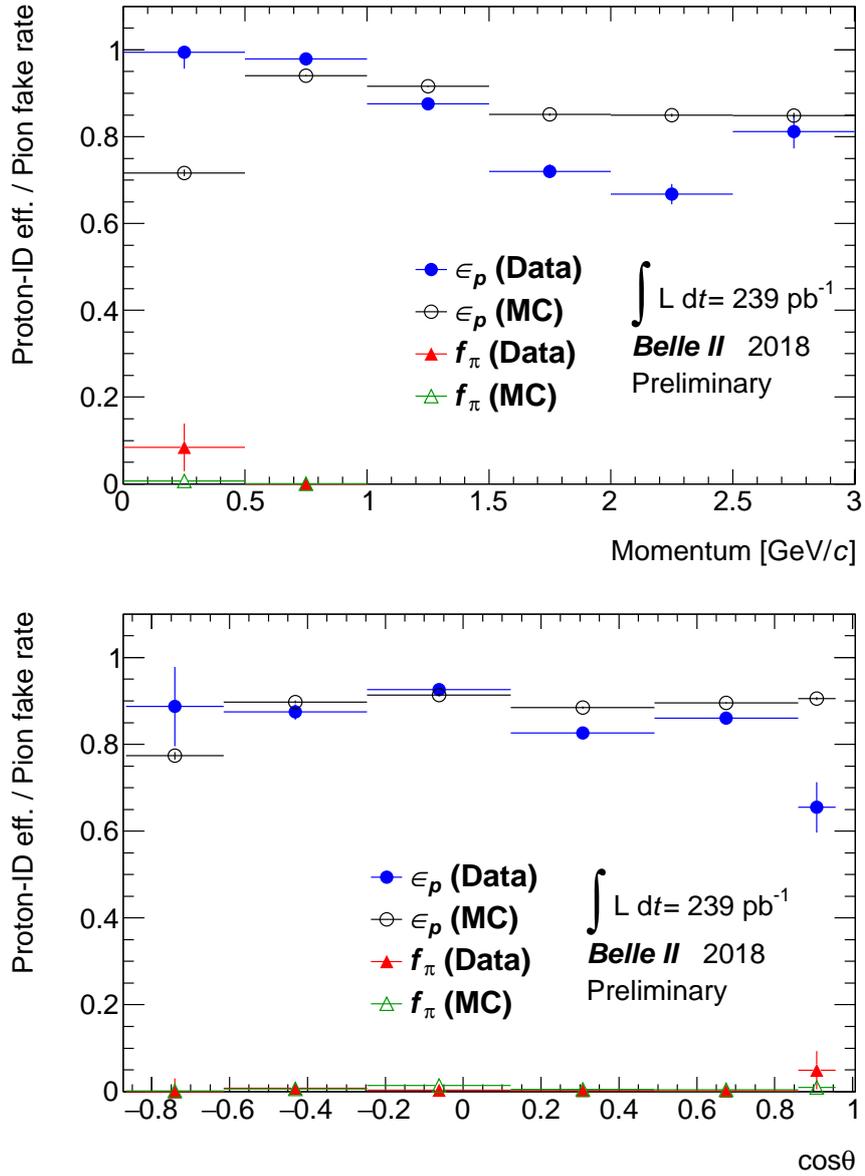


図 5.20: データでの陽子識別性能のトラック運動量依存性 (上) と $\cos\theta$ 依存性 (下)。ここでの、陽子識別は全粒子識別装置の情報を使用し、 $\mathcal{P}(p:K) > 0.6$, $\mathcal{P}(p:\pi) > 0.6$ を要求した。

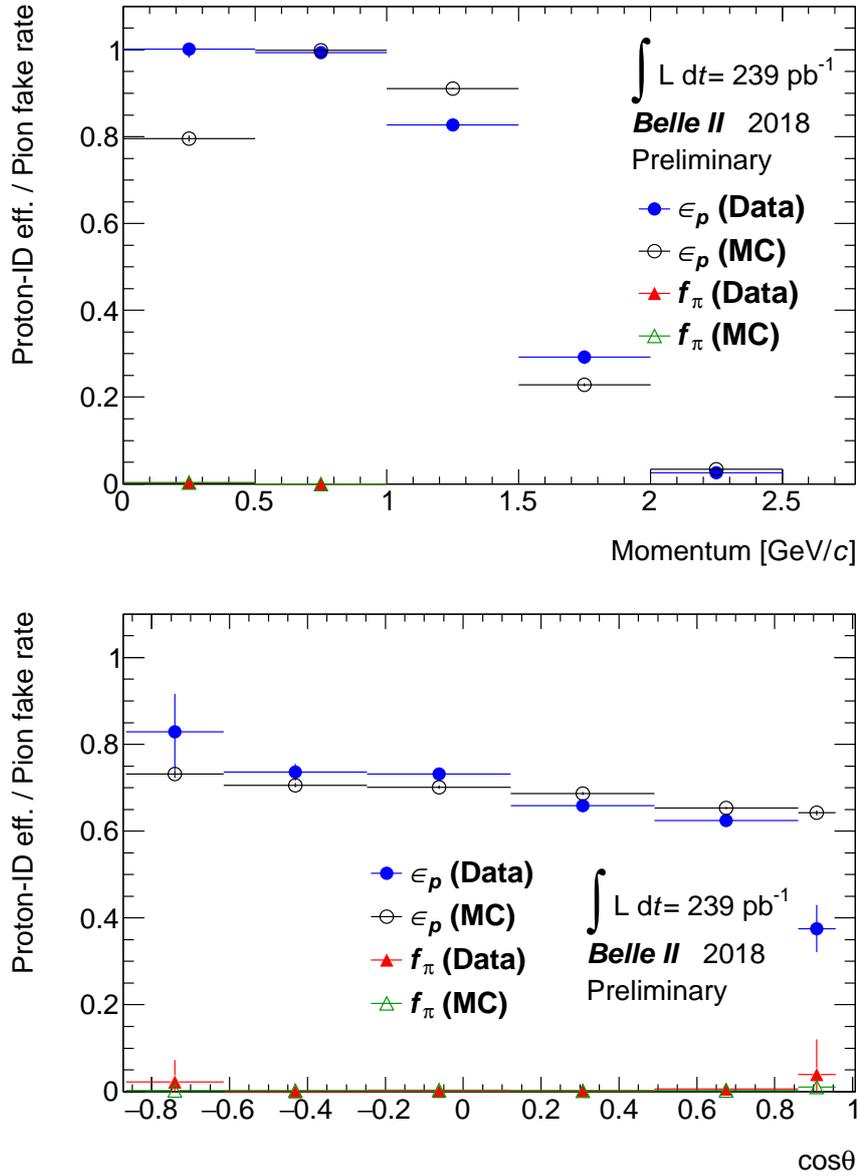


図 5.21: 実データを用いた CDC の陽子識別性能のトラック運動量依存性 (上) と $\cos\theta$ 依存性 (下)。ここでの、陽子識別は $\mathcal{P}(p:K)^{CDC} > 0.6$, $\mathcal{P}(p:\pi)^{CDC} > 0.6$ を要求した。

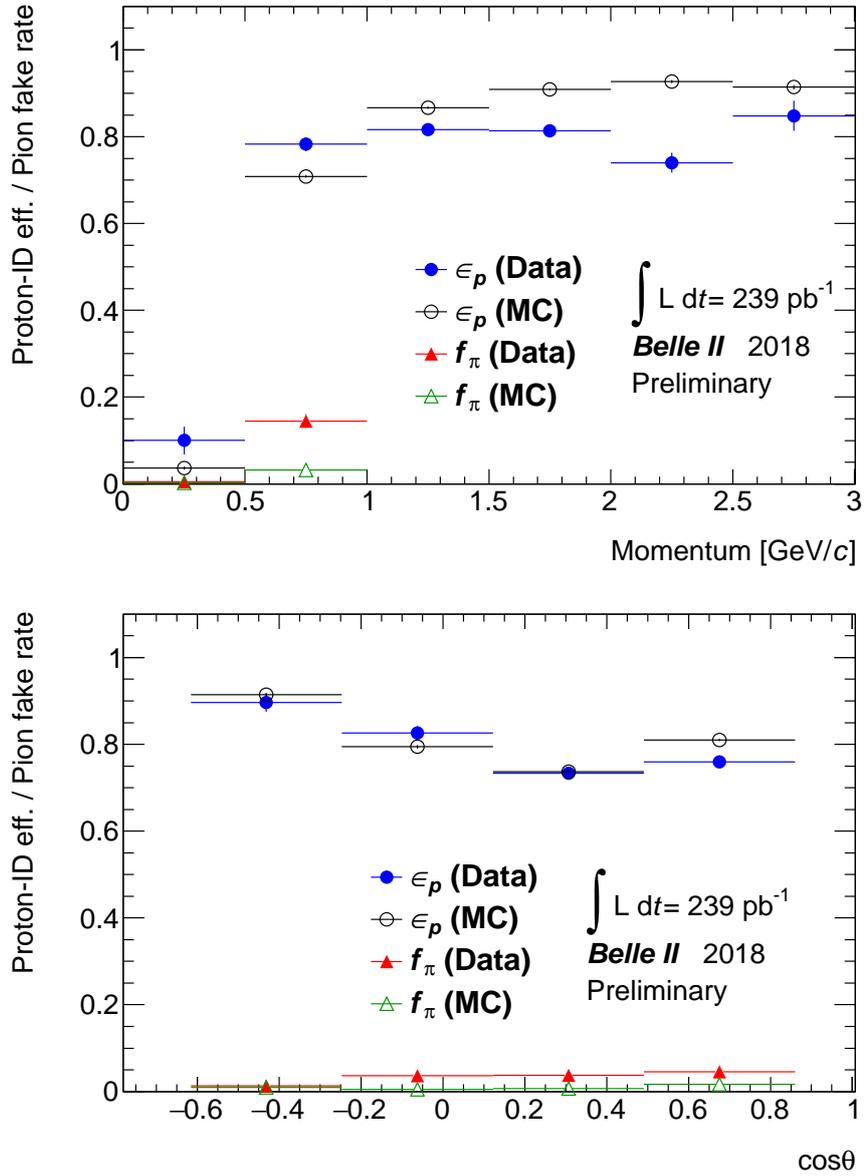


図 5.22: 実データを用いた TOP の陽子識別性能のトラック運動量依存性 (上) と $\cos\theta$ 依存性 (下)。ここでの、陽子識別は $\mathcal{P}(p: K)^{TOP} > 0.6$, $\mathcal{P}(p: \pi)^{TOP} > 0.6$ を要求した。

5.3 結論

私は実データを用いて陽子識別性能評価を行うために、シミュレーションを用いて Λ バリオンを用いた評価方法を開発をした。そして、シミュレーションサンプルを用いた動作検証の結果、本手法で得られる陽子識別性能は真の値を 2% 以内の精度で再現できることを確認し、本手法の妥当性を確かめた。また、2018 年の 4 月から 7 月に収集された衝突データを用いた粒子識別性能の評価を行なった結果、陽子識別効率のシミュレーションとデータの差が特に前方エンドキャップ部、低運動量領域、高運動量領域で 10% 以上見られた。現在までにこれらの差を生じさせる可能性がある原因は以下の通りである。

- 前方エンドキャップ部: Phase 2 期間中は ARICH の読み出し回路の温度が想定以上に上昇したために、部分的に稼働していた。それに対し、本解析では ARICH は全て稼働していると仮定した上で解析しているため、前方領域において陽子識別性能が悪い結果となった可能性がある。今後は、前方領域において ARICH のアクセプタンスが正しく加味して解析を行う。
- 低運動量領域: この領域は、基本的に CDC から測定した dE/dx から識別を行なっているが、シミュレーションサンプルで考慮されている dE/dx の分解能が実際よりも悪く見積もられており、シミュレーションサンプルで陽子識別効率が低く見積もられた可能性がある。
- 高運動量領域: この領域での差は TOP 検出器の陽子識別性能だけで見られ、これは TOP 検出器が較正途中でありその時間分解能が設計値通りの性能を発揮できていないか可能性がある。時間分解能が悪い原因に関しては、現在調査中であり今後の課題である。

今後は、以上の可能性を含め、データとシミュレーションの差の原因を追求し、検出器の較正に活かす。

第6章 まとめ

チャームバリオン分光やエキゾチックハドロンの内部構造を解明することは、ハドロン内部のクォーク束縛に関する知見となる。私はエキゾチックハドロンの候補の一つである $X(3872)$ の内部構造を調べるため、Belle II 実験において $X(3872)$ の崩壊幅を測定する。 $X(3872)$ の崩壊幅は、現在、Belle 実験で $X(3872) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ 崩壊過程を用いて 1.2 MeV 以下と決定されている。しかしこの測定では崩壊幅が質量分解能よりも小さいことから、同手法を用いて測定感度を向上させることは難しいことが指摘されている。そこで、私は $J/\psi\pi^+\pi^-$ 過程と比較して Q 値が小さく、良い質量分解能を持つ $D^0\bar{D}^0\pi^0$ 過程を用いることで、崩壊幅の感度が向上できることに着目した。

Belle II 実験環境下で $X(3872) \rightarrow D^0\bar{D}^0\pi^0$ 崩壊をシミュレーションした結果、本崩壊過程における質量分解能は約 680 keV であり、 1 ab^{-1} に期待される信号事象数は約 68.5 であることがわかった。これは先行研究と比較して、信号事象は半分程度であるが、その質量分解能は約 3 倍良い。基本的に、崩壊幅の感度向上には統計量よりも質量分解能の方が重要であるため、この崩壊を用いることで感度を向上させることが可能である。そして、本研究で $X(3872)$ の崩壊幅の統計的な感度を見積もった結果、少なくとも積分ルミノシティ 1 ab^{-1} のデータがあれば崩壊幅の上限を約 800 keV まで、Belle II 実験で収集される予定の全データ (50 ab^{-1}) を用いれば約 180 keV まで更新させられることがわかった。さらに、Belle II 実験の全データを用いれば、 $3\sigma(5\sigma)$ の有意度で 280 keV(570 keV) までの崩壊幅が測定でき、世界初の $X(3872)$ の有意な崩壊幅測定が行える可能性があることを示した。

ただし、現在、実験立ち上げ段階である本実験でチャームバリオン分光や $X(3872)$ の崩壊幅測定を遂行するために、初期衝突データを用いて測定器の性能評価と較正を繰り返すことで、測定器の性能を十分に発揮させなければならない。特に、質量分解能は $X(3872)$ の崩壊幅に重要であり、陽子識別はチャームバリオン分光に不可欠である。よって、私は 2018 年 4 月から 7 月までに取得された初期衝突データを用いて以下の 2 つの研究を行った。

初期衝突データを用いた質量分解能の評価

D^0 中間子の終状態粒子が全て荷電中間子から構成される崩壊過程 $D^0 \rightarrow K^-\pi^-$, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ を用いて質量分解能の評価を行なった。その結果、以下の 2 つのことがわかった。

- D^0 中間子の質量: シミュレーションは PDG[27] の値と良く合っているのに対し、データは PDG[27] の値よりも $1 \text{ MeV}/c^2$ 程度低い
- 質量分解能: 質量分解能に関しては初期衝突データはシミュレーションの結果より 10-20 % 程度悪いことがわかった。

これらは、飛跡検出器の位置較正が完了していないことが原因であり、これらが完了することで質量分解能が向上できることが見込まれる。

初期衝突データを用いた粒子識別性能の評価

私は初期衝突データを用いて粒子識別性能評価を行うために、 Λ バリオンを用いて陽子識別効率とその誤識別率を評価する方法をシミュレーションを用いて開発をした。そして、シミュレーションサンプルを用いた動作検証の結果、本手法で得られる粒子識別性能は真の値を 2% 以内の精度で再現できることを確認し、本手法が妥当であることを示した。初期衝突データを用いて、陽子識別性能の評価を行なった結果、以下のことがわかった。

- 陽子識別効率はシミュレーションとデータの差があり、特に前方エンドキャップ部、低運動量領域、高運動量領域でその差は 10% 以上ある。
- 誤識別率はデータとシミュレーション共に、誤差の範囲で 0 と一致した。

陽子識別効率におけるシミュレーションとデータの差は、シミュレーションと検出器由来の原因に大別でき、前者は CDC のシミュレーションで想定した dE/dx の分解能を修正することで改善できる。後者に関しては、今回の評価に用いたデータは検出器較正途中段階のものであり、各検出器の較正が完了し、特に TOP 検出器の時間分解能が設計値通り発揮できれば、その性能が改善できることが見込まれる。

今後は、以上で得られた結果を検出器の較正へと役立たせ、これらを繰り返すことで質量分解能と陽子識別性能を十分に発揮させる。そして、これらの研究が完了すれば Belle II 実験でチャームバリオン分光や世界初となる有意な $X(3872)$ の崩壊幅測定といったハドロン分光が実現可能となる。

謝辞

本論文を執筆するにあたり、大変多くの方に支えていただきました。指導教官である飯嶋徹教授には、研究に行き詰まった時に指針をいただいたり、学会や国際会議といった様々な場で本研究を発表する機会を与えていただきました。加藤悠司特任助教にはハドロン解析の基本を一から丁寧に教えていただき、多くの時間を割いていただきました。居波 賢二准教授、Alessandro Gaz 特任准教授、鈴木 一仁特任講師、松岡 広大特任准教授、前田陽祐元研究員、Oksu Seon 研究員には粒子識別に関する知識やソフトウェアに関する数多くの助言をいただきました。また、戸本誠准教授や堀井泰之講師をはじめとする ATLAS グループの方々には、研究に関する鋭いご指摘はもちろんのこと、論文やスライド作成などの幅広い知識をご教授いただきました。皆さまのご指導ご鞭撻により、本論文を書き上げることができました。心より感謝を申し上げます。

研究室の学生の皆さまにも大変お世話になりました。Dmitry Neverov さんをはじめ、研究室の先輩方には研究のことなど多くの助言をいただきました。同期や後輩とは、日頃から気軽に議論や研究の話をし、楽しい研究室生活を送ることができました。本論文をここまで書き上げられたのも、学生の皆さまの支えがあってこそだと思います。心より感謝いたします。

最後に、ここまで経済的に支えてくださった両親と姉に感謝を申し上げ、謝辞とさせていただきます。

関連図書

- [1] R. F. Lebed *et al.*, "Heavy-quark QCD exotica", Progress in Particle and Nuclear Physics 93 (2017) 143-194
- [2] A. Esposito *et al.*, "Multiquark Resonances", Physics Reports 668 (2017) 1-97.
- [3] A. Hosaka *et al.*, "Exotic hadrons with heavy flavors: X, Y, Z, and related states", PTEP **2016**, 062C01 (2016).
- [4] Y. Kato *et al.*, "Open charm hadron spectroscopy at B-factories", arXiv:1810.03748
- [5] S. Godfrey *et al.*, "Mesons in a relativized quark model with chromodynamics", Phys. Rev. D **32**, 189 (1985).
- [6] S.-K. Choi *et al.* (Belle Collaboration), "Observation of a narrow charmoniumlike state in exclusive $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^- J/\psi$ decays", Phys. Rev. Lett, **91**, 262001 (2003).
- [7] K. Abe *et al.* (Belle Collaboration), "Experimental constraints on the possible J^{PC} quantum numbers of the $X(3872)$ ", BELLE- CONF-0541, hep-ex/0505038 (2005).
- [8] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), "Quantum numbers of the $X(3872)$ state and orbital angular momentum in its $\rho^0 J/\psi$ decay", Phys. Rev. D **92**, 011102 (2015)
- [9] S.-K. Choi *et al.* (Belle Collaboration), "Bounds on the width, mass difference and other properties of $X(3872) \rightarrow \pi^+ \pi^- J/\psi$ decays", Phys. Rev. D **84** 052004 (2014).
- [10] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), "Study of $B \rightarrow X(3872)K$, with $X(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ ", Phys. Rev. D **77**, 111101 (2008)
- [11] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), "Determination of $X(3872)$ Meson Quantum Numbers", Phys. Rev. Lett. **110** 222001 (2013)
- [12] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), "Observation of $X(3872)$ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV", Eur. Phys. J. C **72**, 1972 (2012)
- [13] A. Abulencia *et al.* (CDF Collaboration), "Analysis of Quantum Numbers J^{PC} of the $X(3872)$ Particle", Phys. Rev. Lett. **98**, 132002 (2007)
- [14] D. Acosta *et al.* (CDF Collaboration), "Observation of the Narrow State $X(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ in $\bar{p}p$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV", Phys. Rev. Lett. **93**, 072001 (2004)
- [15] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), "Precision Measurement of the $X(3872)$ mass in $J/\psi \pi^+ \pi^-$ Decays", Phys. Rev. Lett. **103**, 152001 (2009)

- [16] V. M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), "Observation and Properties of the $X(3872)$ Decaying to $J/\psi\pi^+\pi^-$ in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV", Phys. Rev. Lett. **93**, 162002 (2004)
- [17] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), "Measurement of the $X(3872)$ production cross section via decays to $J/\psi\pi^+\pi^-$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV", Phys. Rev. Lett. **93**, 162002 (2004)
- [18] M. Aaboud *et al.* (ATLAS Collaboration), "Measurements of $\psi(2S)$ and $X(3872) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with ATLAS detector", JHEP 01 (2017) 117
- [19] M. Abilikhim *et al.* (BESIII Collaboration), "Observation of $e^+e^- \rightarrow \gamma X(3872)$ at BESIII", Phys. Rev. Lett. **112** 092001 (2014)
- [20] P. del Amo Sanchez *et al.* (BaBar Collaboration), "Evidence for the decay $X(3872) \rightarrow J/\psi\omega$ ", Phys. Rev. D **82**, 011101 (2010)
- [21] V. Bhardwaj *et al.* (Belle Collaboration), "Study of the $X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma$ and Search for $X(3872) \rightarrow \psi'\gamma$ in B Decays", Phys. Rev. Lett **107** 091803 (2011)
- [22] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), "Evidence for $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$ in $B^\pm \rightarrow X(3872)K^\pm$ Decays and a Study of $B \rightarrow c\bar{c}\gamma K$ ", Phys. Rev. Lett. **102**, 132001 (2009)
- [23] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), "Evidence for the decay $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$ ", Nucl.Phys. B886 665-680 (2014)
- [24] G. Gokhroo *et al.* (Belle Collaboration), "Observation of a Near-threshold $D^0\bar{D}^0\pi^0$ Enhancement in $B \rightarrow D^0\bar{D}^0\pi^0 K$ Decay", Phys. Rev. Lett **97** 162002 (2006).
- [25] T. Aushev *et al.* (Belle Collaboration), "Study of the $B \rightarrow X(3872)(\rightarrow D^{*0}\bar{D}^0)K$ decay", Phys. Rev. D **81**, 031103 (2010)
- [26] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), "Study of resonances in exclusive B Decays to $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$ ", Phys. Rev. D **77** 011102 (2008)
- [27] M. Tanabashi *et al.* (Particle Data Group), Phys. Rev. D **98**, 030001 (2018).
- [28] C.Meng *et al.*, " $X(3872)$ and its production at hadron colliders", Phys. Rev. D **96**, 074014 (2017)
- [29] E. Braaten *et al.*, "Analysis of $J/\psi\pi^+\pi^-$ and $D^0\bar{D}^0\pi^0$ decays of the $X(3872)$ ", Phys. Rev. D **96**, 074014 (2017)
- [30] E. Kou *et al.* (Belle II Collaboration), "The Belle II Physics Book", BELLE2-PUB-PH-2018-001, arXiv:1808.10567
- [31] T. Abe *et al.* (Belle II Collaboration), "Belle II Technical Design Report", KEK report 2010-1. arXiv:1011.0352
- [32] A. Abashian *et al.*, "The Belle Detector", Nucl. Instr. and Meth. A 479 (2002) 117-232

- [33] K. Fujii *et al.* (TOPAZ Collaboration), "Track reconstruction with the TRISTAN-TOPAZ TPC", Nucl. Inst. Meth. **A264** 297 (1988)
- [34] 宮林謙吉, "Belle II 電磁カロリメータ (ECL)", 高エネルギーニュース Vol. 33 No.2 (2014)
- [35] N. Taniguchi, " Central Drift Chamber for Belle-II ", Journal of Instrumentation **12** C06014 (2017) .
- [36] 首都大学東京高エネルギー物理実験研究室, Belle II, <https://www-hep.phys.se.tmu.ac.jp/research/belle2/index.html> (2019年1月20日参照)
- [37] 廣瀬茂輝, "Belle II 実験 TOP カウンター用 MCP-PMT の 実機設置環境における特性評価", 名古屋大学 修士論文 (2013)