平成 15 年 3 月 6 日

Belle実験における $D_s^+ \to \phi\pi^+$ 崩壊分岐比の測定

大阪大学大学院理学研究科物理学専攻山中卓研究室
博士前期課程 2 年
竹下 文祐

平成 15 年 3 月 6 日

概 要

荷電 D_s 中間子の $D_s^+ \to \phi\pi^+$ 崩壊の崩壊分岐比を測定した。高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の電子陽電子衝突型加速器 (KEK-B) と粒子検出器 (Belle Detector) により収集された $85.0 \times 10^6 B\bar{B}$ 対 (積分ルミノシティ $78.1 fb^{-1}$ 相当) を用い、$D_s^+ \to \phi\pi^+$ 崩壊を 159.8 ± 14.1 イベント観測し、以下の結果を得た。

$$Br(D_s^{\pm} \to \phi\pi^{\pm}) \quad = \quad (3.72 \pm 0.39(stat)^{+0.45}_{-0.39}(syst)) \times 10^{-2}$$

これにより、$B^0 \to D_s^+\pi^-$ 崩壊を用いた小林-益川行列の $|V_{ub}|^2$ 成分測定の精度を約 10% 向上することができる。

目 次

第 1 章 Introduction **3**

1.1 CP 非保存と小林-益川行列 3

1.2 $D_s \to \phi\pi$ 崩壊の研究意義 4

第 2 章 KEK B-factory **6**

2.1 KEK-B 加速器 6

2.2 BELLE 検出器 10

2.2.1 SVD (Silicon Vertex Detector) 10

2.2.2 CDC (Central Drift Chamber) 11

2.2.3 ACC (Aerogel Čherenkov Counter) 12

2.2.4 TOF (Time of Flight) 12

2.2.5 ECL (Electromagnetic Calorimeter) 12

2.2.6 ソレノイド電磁石 13

2.2.7 KLM ($\mathbf{K_L}/\mu$ 検出器) 13

第 3 章 解析の方針 **15**

3.1 概要 15

3.2 $D_s^+ \to \phi\pi^+$ の同定 15

3.2.1 崩壊モード 15

3.2.2 Full reconstruction された B^0 の数 16

3.3 D_s^+ の生成数の測定 16

3.3.1 崩壊モード 16

3.3.2 Missing Mass 17

3.3.3 partial reconstruction された D^{*-} の数 19

3.4 $Br(D_s^+ \to \phi\pi^+)$ の抽出 19

第 4 章 データ解析 **20**

4.1 データ 20

4.2 イベント選択 21
4.2.1 荷電粒子の選択 21
4.2.2 Full reconstruction におけるイベント選択 24
4.2.3 Partial reconstruction におけるイベント選択 28
4.3 検出効率 32
4.4 $Br(D_s^+ \to \phi\pi^+)$ の測定 32
4.4.1 N_f の測定 32
4.4.2 N_p の測定 35
4.4.3 $Br(D_s^+ \to \phi\pi^+)$ の抽出 36
4.5 系統誤差 36
4.5.1 崩壊分岐比に伴う系統誤差 36
4.5.2 トラッキングに伴う系統誤差 36
4.5.3 粒子識別に伴う系統誤差 37
4.5.4 シグナル MC の統計量に伴う系統誤差 39
4.5.5 generic MC の統計量に伴う系統誤差 39
4.5.6 ヒストグラムの bin 幅による系統誤差 39
4.5.7 $B \to D_s^* D^{**}$ 崩壊による系統誤差 39
4.5.8 Partial reconstruction の方法による系統誤差 42
4.5.9 M_{miss} のバックグラウンド見積りによる系統誤差 42
4.5.10 系統誤差のまとめ 43

第 5 章 結果 **44**

第 6 章 考察 **45**

第 7 章 結論 **46**

付録 **47**

付 録 A $\cos\phi_{D_s^*}$ について **47**

参考文献 **51**

謝辞 **53**

第1章　Introduction

1.1　CP 非保存と小林-益川行列

素粒子の弱い相互作用において、電荷を反転させる C(**C**harge:電荷) 変換と、座標を反転させる P(**P**arity:空間) 変換を同時に施すことを CP 変換という。また、この CP 変換の前後において物理法則の対称性が破れていることを CP 非保存という。CP 非保存は 1964 年、Chiristenson、Cronin、Fitch、Turlay [1] により、中性 K 中間子系において発見された現象である。この発見以前には、素粒子の弱い相互作用における C 変換と P 変換において対称性は保存しないが、その同時反転である CP 変換については対称性が保存していると思われていた。自然界は対称であるはずだ、という考え方が広く受け入れられていたからである。ところが彼らは、CP 固有値が -1 であると思われていた K_L^0 が、CP 固有値$+1$ である $\pi^+\pi^-$ に崩壊する、つまり CP 対称性が保存していないことを観測したのである。これが意味するところは、本質的に粒子に対する物理法則と、反粒子に対する物理法則とに差異が存在していることである。

その後、K 中間子系における CP 非保存は他の崩壊過程においても観測され、その存在は確証されるに至った。また近年では、B 中間子系における CP 非保存も観測されている [2] [3]。

この CP 非保存を説明できる有力な仮説として、1973 年に発表された「小林-益川理論」[4] がある。この理論は、当時 3 種類しか存在を確認されていなかったクォークが、1 世代 2 種類のフレーバーで 3 世代、計 6 種類存在し、世代間のクォークに弱い相互作用による混合が起こるならば、素粒子の標準理論に修正を加えることなく CP 非保存を説明できることを指摘していた。

このクォーク間の混合の度合を表すのが次に示す小林-益川行列である。

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

ここで、d、s、b はそれぞれ d、s、b クォークの質量固有状態を、d'、s'、b' は弱い相互作用における固有状態を表す。

この小林-益川行列を $\lambda = \sin\theta_C$ (θ_C : カビボ角 [5] ~ 0.22) を用いて λ^3 まで展開すると

(Wolfenstein 表示 [6]) 次のように表せる。ただし η は CP 非対称性を表すパラメータである。

$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \simeq \begin{pmatrix} 1-\frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix}$$

このように小林-益川行列は対角成分がほぼ 1 で、そこから離れるにつれ値が小さくなる。

これら行列要素の値を精密に測定、あるいは制限を設け、この理論の実験的検証を行なうという試みが現在様々な方法でなされている。e^+e^- 衝突によって作られる B 中間子のふるまいを観測する Belle 実験も、その 1 つである。

1.2 $D_s \to \phi\pi$ 崩壊の研究意義

今回の実験は小林-益川行列の行列要素の中でも、特に V_{ub} 要素に関係する。現在行なわれている $|V_{ub}|$ の決定方法に、$B^0 \to D_s^+\pi^-$ の崩壊分岐比の測定によるものがある [7]。$B^0 \to D_s^+\pi^-$ 崩壊は図 1.1 に示されるファインマン図の過程により引き起こされる。終状態は $(c\bar{s})(\bar{u}d)$ で $q\bar{q}$ が終状態に存在しないのでペンギンダイヤグラムによる寄与がなく、この崩壊は $\bar{b} \to \bar{u}$ 遷移を通してのみ起こる。従ってこの崩壊において、以下の式が理論的に予測される [7]。

$$Br(B^0 \to D_s^+\pi^-) = (2.4 \sim 4.6) \times |V_{ub}^* V_{cs}|^2 \tag{1.1}$$

式 1.1 のうち、$|V_{cs}|$ は R.Barate らの実験から以下のように求められており [8]、

$$|V_{cs}| = 0.97 \pm 0.09(stat) \pm 0.07(syst) \tag{1.2}$$

$B^0 \to D_s^+\pi^-$ の崩壊分岐比を測定することにより $|V_{ub}|$ の決定が可能となる。

$B^0 \to D_s^+\pi^-$ 崩壊を用いる利点の一つとして、バックグラウンドが少ないことが挙げられる。この崩壊を解析するにあたり予想される主なバックグラウンドは $B \to D_s X_c$ 崩壊であるが、$B \to D_s X_c$ からの D_s に比べ $B^0 \to D_s^+\pi^-$ からの D_s は大きな運動量を持つため、運動学的制限により $B \to D_s X_c$ の除去が容易となる。

一般的な $|V_{ub}|$ 決定方法として B 中間子の準レプトン崩壊 $(B \to X_u l\nu)$ を用いるものがあり、その結果は

$$|V_{ub}| \quad = \quad (4.08 \pm 0.34_{(stat)} \pm 0.44_{(syst)} \pm 0.29_{(theory)}) \times 10^{-3} \tag{1.3}$$

となっているが [9]、これとは異なった方法から $|V_{ub}|$ を検証するという点からも $B^0 \to D_s^+\pi^-$ 崩壊を利用した $|V_{ub}|$ 決定の研究は意義がある。

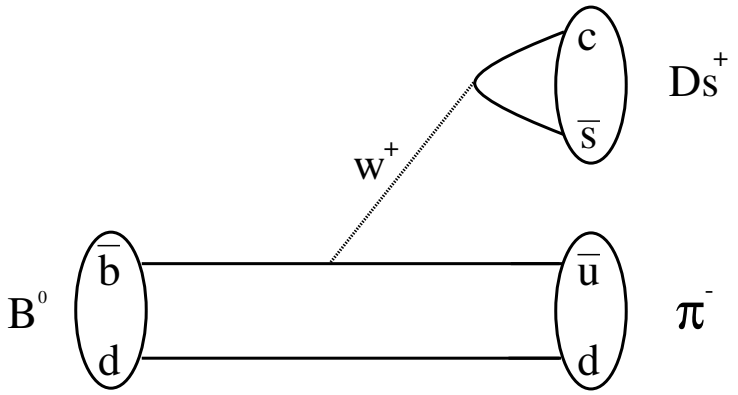


図 1.1: $B^0 \to D_s^+\pi^-$ 崩壊のファインマン図

今までに測定されている $B^0 \to D_s^+\pi^-$ の崩壊分岐比は Belle Collaboration によると $Br(B^0 \to D_s^+\pi^-) = (2.4^{+1.0}_{-0.8} \pm 0.7) \times 10^{-5}$ [10]、BaBar Collaboration によると $(3.2 \pm 0.9 \pm 1.0) \times 10^{-5}$[11] である。

このうち統計誤差は、今後 Belle Collaboration で蓄えられるであろう豊富なデータ量により比較的容易に改善されるが、問題は 29% の系統誤差であり [10]、これが $|V_{ub}|$ 決定の精度を悪くしている。この 29% の系統誤差の内 25.3% を $Br(D_s^+ \to \phi\pi^+)$ の不定性が占めている。

$Br(D_s^+ \to \phi\pi^+)$ の現在の結果は、

$$Br(D_s^+ \to \phi\pi^+) \quad = \quad (3.59 \pm 0.77 \pm 0.48) \times 10^{-2} \quad \text{(CLEO Collaboration)} \qquad (1.4)$$

となっている [12]。

以上の現状をふまえ、Belle 実験で得られた豊富なデータを用いて $Br(D_s^+ \to \phi\pi^+)$ を精密決定し、$|V_{ub}|$ 決定の精度を改善しようというのが今回の測定の最大の動機である。

第2章　KEK B-factory

この章では、KEK B-factory の実験装置である KEK-B 加速器 [14] と BELLE 検出器 [15] について述べる。

2.1　KEK-B 加速器

KEK-B 加速器とは、B 中間子を大量につくり出す事を目的とした、電子・陽電子衝突型の加速器であり、茨城県つくば市にある。

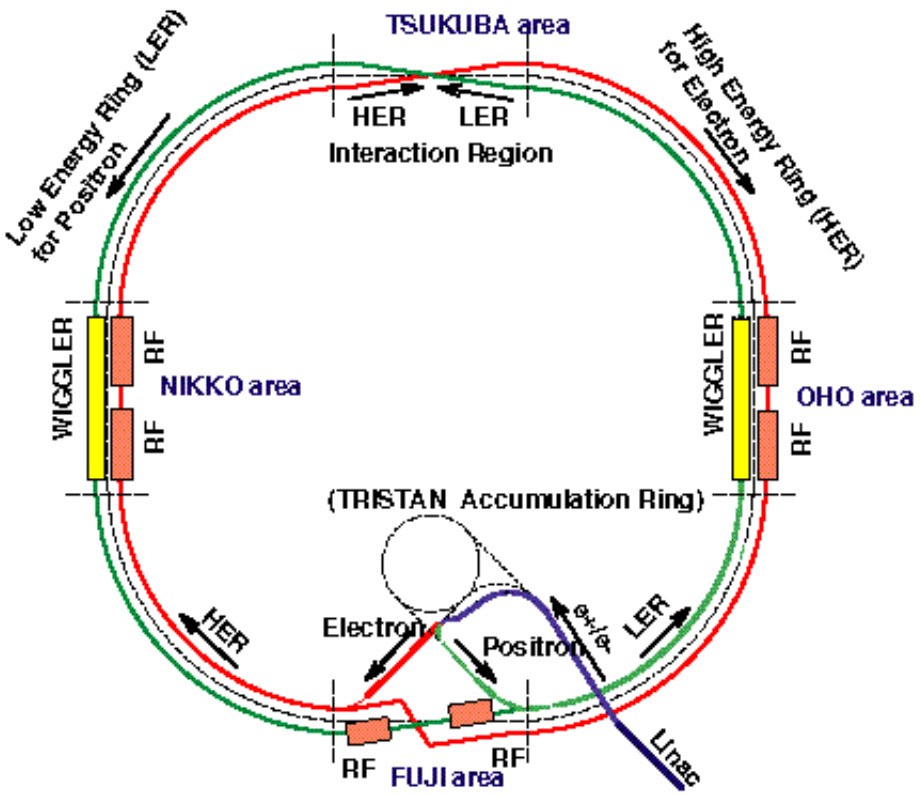


図 2.1: KEKB 加速器

図 2.1 が KEK-B 加速器の構成である。電子ビームリングは HER（ High Energy Ring ）、陽電子ビームリングは LER (Low Energy Ring) と呼ばれ、その周長は約 3km である。電子・陽電子は HER・LER 中を互いに反対方向に周回し、図上部の筑波実験棟内 (BELLE 検出器のある所) で衝突する。その際両ビームは ± 11mrad の角度を持って衝突させ、交差前後のビームの分離を容易にする。

KEK-B 加速器の特徴は、電子 8GeV・陽電子 3.5GeV という非対称なエネルギーを持つ事にある。この組合せは、衝突時の重心系エネルギーが $\Upsilon(4S)$ の不変質量 10.58GeV と一致するように選ばれている。これにより $\Upsilon(4S)$ の崩壊から生成された B 中間子を、実験室系において電子ビーム方向に平均約 $200\mu m$ 飛行させる事ができる。

もう一つの特徴は、高いルミノシティーである。ルミノシティー (輝度:L) とは、粒子の反応断面積を $\sigma(\mathrm{cm}^2)$、その反応事象率を $N(\mathrm{sec}^{-1})$ とすると

$$L = \frac{N}{\sigma} \tag{2.1}$$

で定義され、単位は $\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{sec}^{-1}$ である。KEK-B では最高 $8.256 \times 10^{33}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{sec}^{-1}$ のルミノシティーを記録している。

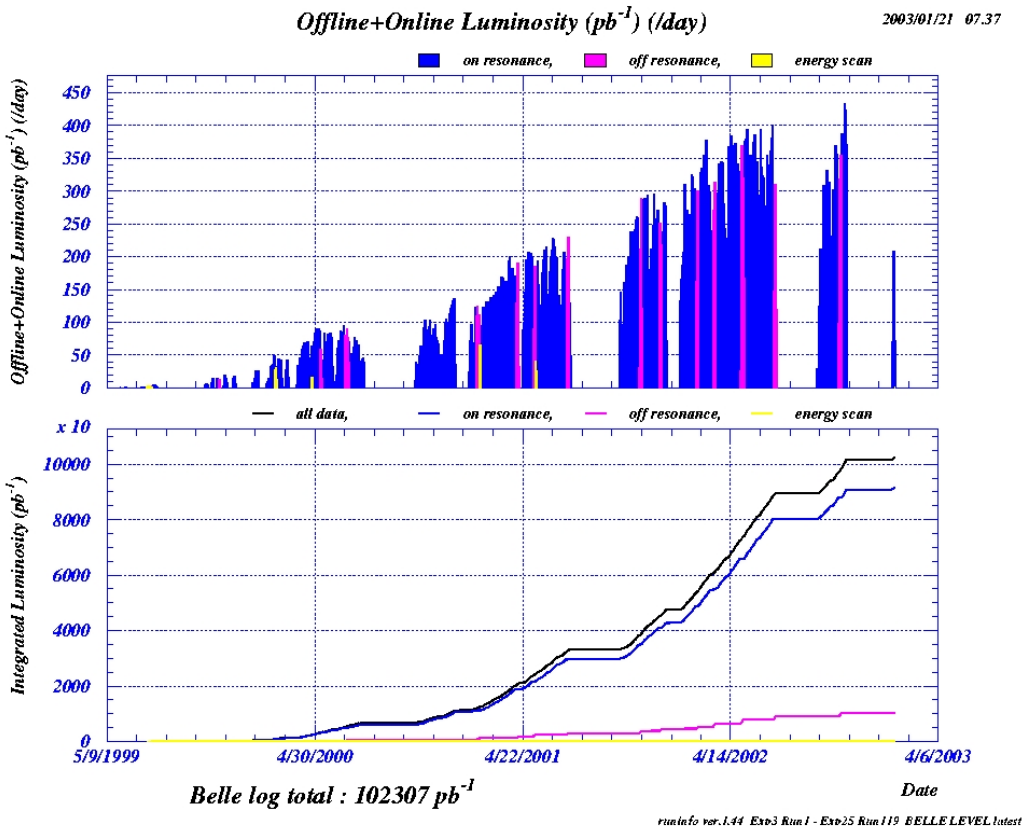


図 2.2: KEK-B の積分ルミノシティーの推移。横軸は時間で、上のグラフの縦軸は 1 日ごとの積分ルミノシティー、下のグラフの縦軸はその時点での総積分ルミノシティーである。

図 2.2 はこれまでの積分ルミノシティー (時間で積分したルミノシティー) の推移を表したものである。この図の示す通り、現時点での積分ルミノシティーは約 $100fb^{-1}$ に達している。

KEK-B 加速器の主なパラメータを、表 2.1 に示す。

		LER	HER	
Energy	E	3.5	8.0	GeV
Circumference	C	3016.26		m
Luminosity	$\mathcal{L}$	1×10^{34}		$\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$
Crossing angle	θ_x	± 11		mrad
Tune shifts	ξ_x/ξ_y	0.039/0.052		
Beta function at CP	β_x^*/β_y^*	0.33/0.01		m
Beam current	I	2.6	1.1	A
Natural bunch length	σ_z	0.4		cm
Energy spread	σ_ε	7.1×10^{-4}	6.7×10^{-4}	
Bunch spacing	s_b	0.59		m
Particle/bunch	N	3.3×10^{10}	1.4×10^{10}	
Emittance	$\varepsilon_x/\varepsilon_y$	$1.8 \times 10^{-8}/3.6 \times 10^{-10}$		m
Synchrotron tune	ν_s	$0.01 \sim 0.02$		
Betatron tune	ν_x/ν_y	45.52/45.08	47.52/43.08	
Momentum compaction factor	α_p	$1 \times 10^{-4} \sim 2 \times 10^{-4}$		
Energy loss/turn	U_o	0.81†/1.5‡	3.5	MeV
RF voltage	V_c	$5 \sim 10$	$10 \sim 20$	MV
RF frequency	f_{RF}	508.887		MHz
Harmonic number	h	5120		
Longitudinal damping time	τ_ε	43†/23‡	23	ms
Total beam power	P_b	2.7†/4.5‡	4.0	MW
Radiation power	P_{SR}	2.1†/4.0‡	3.8	MW
HOM power	P_{HOM}	0.57	0.15	MW
Bending radius	ρ	16.3	104.5	m
Length of bending magnet	ℓ_B	0.915	5.86	m

†: without wigglers, ‡: with wigglers

表 2.1: KEK-B 加速器の主なパラメータ

2.2 BELLE 検出器

BELLE 検出器の概観を図 2.3 に示す。反応によって出てくる粒子が 8GeV の電子のビーム軸方向に多く出るので、BELLE 検出器もビーム軸方向の前後で非対称な構成になっている。

図 2.4 に BELLE 検出器の中心部、ビーム衝突点付近の座標系の定義を示す。z 軸の方向は、陽電子ビーム軸と平行で逆向きにとってある。x,y 軸は z 軸に対し左手系でとる。 θ は z 軸に対して測った極角、ϕ は xy 平面上で x 軸に対して測った方位角である。

BELLE 検出器は 6 つの検出器とソレノイド電磁石から構成されている。6 つの検出器はビーム軸を中心にその周囲をとりまくように配置されており、内側から SVD、CDC、ACC、TOF、ECL、KLM と呼ばれている。

以下ではこれら個々の検出器について述べていく。また、その性能を表 2.2 にまとめる。

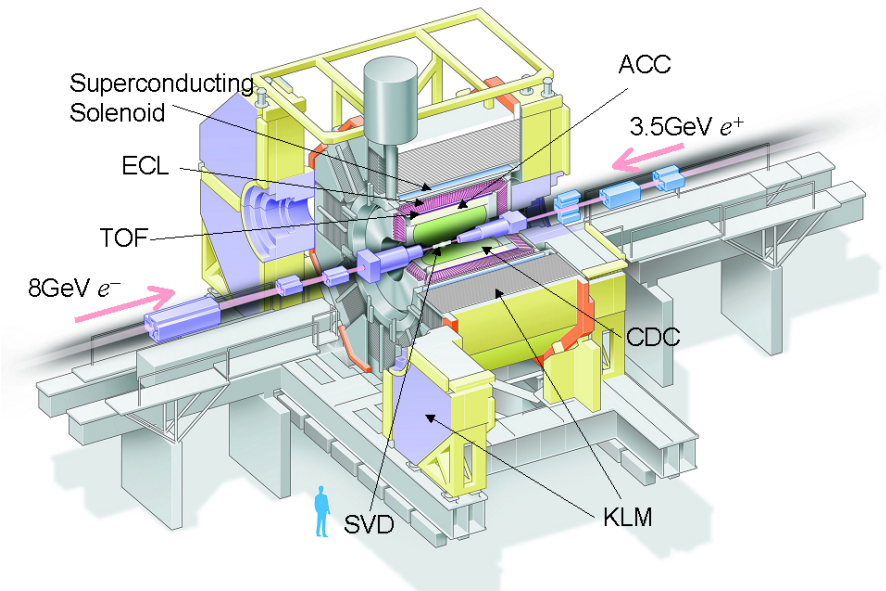


図 2.3: BELLE 検出器

2.2.1 SVD (Silicon Vertex Detector)

SVD は B 中間子の崩壊点を精密に測定するための検出器で、円筒形の 3 層構造をしている。半径は内側から順に 3.0cm、4.5cm、6.0cm である。各層は DSSD (Double-sided Silicon Strip

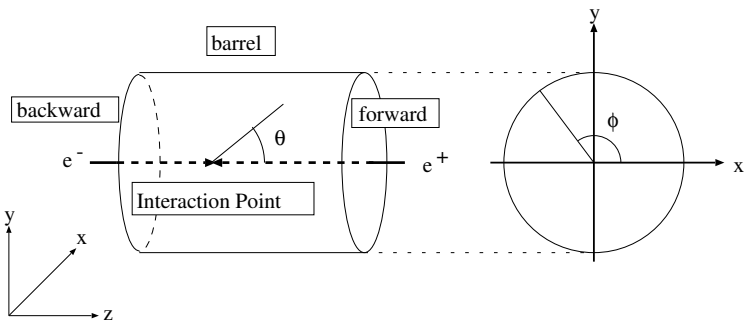


図 2.4: 座標軸の定義

Detector) と呼ばれる半導体検出器を複数つなぎ合わせてできている。

1 つの DSSD の大きさは縦 57.5mm、横 33.5mm、厚さ 300μm である。DSSD の一方の面には、円筒座標系 (図 2.4) で z 座標を測定するために、横方向に 1280 本の n-side ストリップが 42μm 間隔で走っている。もう片方の面には、ϕ 座標を測定するために、縦方向に 1281 本の p-side ストリップが 25μm 間隔で走っている。

3 層構造の最内層は z 軸方向に沿って 2 枚つないだ DSSD (ラダーと呼ぶ) を 8 本、同様に中間層は 3 枚つないだ DSSD ラダーを 10 本、最外層は 4 枚つないだ DSSD ラダーを 14 本用い、それらがビーム軸をとりまくように設置する。これにより θ 方向のアクセプタンスは $21^\circ \sim 139^\circ$ となっている。

2.2.2 CDC (Central Drift Chamber)

CDC は主に荷電粒子の運動量を測定するための検出器である。CDC の形状はビーム軸を中心とした内径 8.3cm、外径 88cm、長さ 240cm の円筒形であり、内部は原子番号の小さなガス (He (50%) と C_2H_6 (50%)) で満たされている。θ 方向のアクセプタンスは $17^\circ \sim 150^\circ$ となっている。ここに z 方向に 8400 本のセンスワイヤが張られており、荷電粒子がその近傍を通過するとワイヤから電気信号として検出され、粒子の飛跡が測定される。この飛跡の曲率半径より運動量を求める。

後述するソレノイド電磁石による磁場 B が z 軸に平行に生成されるため、そこを通過する荷電粒子は $r-\phi$ 平面内において円運動をする。その曲率半径を R とすると、粒子の $r-\phi$ 平面における運動量 p は

$$p = 0.3BR \tag{2.2}$$

の関係式により求められる。但し p、B、R の単位はそれぞれ GeV/c、テスラ、メートルである。

CDC では、荷電粒子の電離損失 (dE/dx) の測定も行われる。これは粒子の種類を識別するために使用される。

2.2.3 ACC (Aerogel Čherenkov Counter)

ACC は主に π 中間子と K 中間子とを識別するための検出器である。荷電粒子が屈折率 n の媒質中での光速度 c/n よりも速い速度 v で通過する時、チェレンコフ光を発する。その光を検出するのがチェレンコフカウンターである。

いま、ある粒子の運動量が CDC によって既知であるとすると、それが π (質量 $140\mathrm{MeV}/c^2$) であるか K (質量 $494\mathrm{MeV}/c^2$) であるかによって速度 v に差が生じてくる。チェレンコフ光の出る条件は $c/n < v$ なので、適当な屈折率 n の媒質を選ぶことにより、「π ならばチェレンコフ光を出すが K ならば出さない」とすることができる。こうして $\pi - K$ 識別を行なっている。

媒質としては屈折率 n =1.01、1.013、1.015、1.020、1.028 の 5 種類のシリカエアロジェルが用いられている。ACC によって、$1.0 \sim 3.5\mathrm{GeV/c}$ の範囲で $\pi - K$ 識別が可能となっている。

2.2.4 TOF (Time of Flight)

TOF は、ACC が識別できない、1.0GeV/c 以下の運動量領域の、π/K 識別をおこなうプラスチックシンチレーションカウンターである。

1 枚の 5mm 厚のトリガーシンチレーションカウンター (TSC) と、2cm の間隔を持つ 2 枚 (4mm) 厚の TOF カウンターを一組として、r = 120cm の位置に 128 組設置されている。

電子ビームと陽電子ビームが衝突した時間と、TOF が反応した時間の差を測定することにより粒子の飛行速度がわかり、粒子識別が可能となる。

2.2.5 ECL (Electromagnetic Calorimeter)

ECL は高エネルギーの光子・電子が結晶中で起こす電磁シャワー現象を利用して、光子のエネルギーと位置を高い検出効率・分解能で検出することを主目的としている。特に、B 中間子の崩壊によって生成される π^0 中間子が崩壊した 2γ の精密な測定は、その再構築のために重要である。

ECL はシリコンピンダイオードが信号読み出し用に取付けられた CsI(Tl) 結晶 8,736 個 ($32.2° < \theta < 128.7°$ を覆うバレル部 6,624 個、$12.4° < \theta < 31.4.°$ を覆うフォワードエンドキャップ部 1,152 個、$130.7° < \theta < 155.1°$ を覆うバックワードエンドキャップ部 960 個) から構成され

ている。各 CsI(Tl) 結晶は 30cm(16.1 放射長) の長さでビーム衝突点に向けて配置されている。

2.2.6 ソレノイド電磁石

ソレノイド電磁石は荷電粒子の運動量を測定するために、BELLE 検出器内、ビーム軸を中心とした半径 170cm 内に 1.5T の磁場を供給している。CDC 内における磁場は、2% 以内で一様である。

2.2.7 KLM ($\mathbf{K_L}/\mu$ 検出器)

KLM は K_L と μ を検出する事を主目的とする。これらの粒子は内側の検出器とほとんど相互作用せずにつきぬけてくるので、それを BELLE 検出器最外殻で識別する。

KLM は 4.7cm 厚の鉄アブソーバーと 1.5cm 厚の高抵抗平板チェンバー (**RPC** : **R**esistive - **P**late **C**ounter) を 1 組として 14 組、他の全ての検出器を取り囲むよう配置されている。鉄アブソーバーはソレノイド電磁石の作る磁場を内部に閉じ込める役割も果たしている。

Detector	Type	Configuration	Readout	Performance
Beam pipe	Beryllium double-wall	Cylindrical, r=2.3 cm 1.0mm Be/2.5mm He /1.0mm Be		Helium gas cooled
SVD	Double Sided Si Strip	300 μm-thick, 3 layers r = 3.0 - 6.0 cm Length = 22 - 34 cm	81.92 K	$19 \oplus 50/p\beta \sin^{3/2}\theta \mu m$: r-ϕ $36 \oplus 42/p\beta \sin^{5/2}\theta \mu m$: z $\sigma_{\Delta z} \sim 115$ μm
CDC	Small Cell Drift Chamber	Anode: 50 layers Cathode: 3 layers r = 8 - 88 cm -79$\leq z \leq$ 160 cm	A: 8.4 K C: 1.5 K	$\sigma_{r\phi} = 130$ μm $\sigma_z = 200 \sim 1,400 \mu$m $\sigma_{p_t}/p_t = (0.30/\beta \oplus 0.19 p_t)\%$ $\sigma_{dE/dx} = 6.9\%$
ACC	n : 1.01 $\sim$ 1.03 Silica Aerogel	$\sim$12x12x12 cm^3 blocks 960 barrel / 228 endcap FM-PMT readout	1,788	$\mu_{eff} \geq 6$ K/π 1.0<p<3.5GeV/c
TOF	Scintillator	128 ϕ segmentation r = 120 cm, 3 m-long	128$\times$2	σ_t = 95 ps K/π up to 1.0GeV/c
ECL	CsI	Towered structure $\sim$ 5.5x5.5x30 cm^3 crystals Barrel: r = 125 - 162 cm Endcap: z = -102 and +196 cm	6,624 1,152(f) 960(b)	σ_E/E= 0.07%/$E\oplus$ 0.8%/$E^{1/4}\oplus$1.3% $\sigma_{pos}(mm)$= $0.27 + 3.4/\sqrt{E} + 1.8/\sqrt[4]{E}$
MAGNET	super conducting	inner radius = 170 cm		B = 1.5 T
KLM	Resistive Plate c.	14layers (4.7cm Fe+4cm gap) two RPCs in each gap θ and ϕ strips	θ:16 K ϕ:16 K	$\Delta\phi$=$\Delta\theta$=30mrad for K_L σ_t= a few ns
EFC	BGO	2x1.5x12 cm^3	θ:5 ϕ:32	σ_E/E= $(0.3 \sim 1)\%/\sqrt{E}$

表 2.2: BELLE 検出器の性能

第3章　解析の方針

3.1　概要

この章では Belle 実験で観測される B^0 中間子の崩壊から $Br(D_s^+ \to \phi\pi^+)$ を測定する方針について述べる。今回の解析では B^0 中間子の $B^0 \to D_s^{*+}D^{*-}$ 崩壊によって生成される D_s^+ を用いて $Br(D_s^+ \to \phi\pi^+)$ を測定する。$Br(D_s^+ \to \phi\pi^+)$ を求めるには D_s^+ の生成数と $D_s^+ \to \phi\pi^+$ の崩壊数を測定する必要がある。そのために二つの独立した解析 ("Full reconstruction" と "Partial reconstruction" とする) を行なう。Partial reconstruction では、D_s^+ の生成数に相当する量を測定し、Full reconstruction では、ϕ と π^+ に崩壊した D_s^+ の数に相当する量を測定する。以下でそれぞれの方法について詳しく説明する。

なお、簡単の為、以下全て B^0 に関する記述で代表させるが、荷電共役変換を施した $\bar{B}^0$ に関する反応についての解析も全て同様に行なった。

3.2　$D_s^+ \to \phi\pi^+$ の同定

3.2.1　崩壊モード

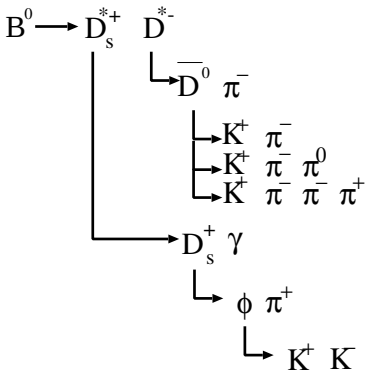


図 3.1: Full reconstruction で用いる B^0 の崩壊モード

$D_s^+ \to \phi\pi^+$ を同定するために用いる崩壊モードは、$B^0 \to D_s^{*+}D^{*-}$ である。各粒子が図 3.1 のように崩壊するものを選んだ。このように B^0 からの全崩壊物を再構成するため、この解析を Full reconstruction と呼ぶ。B^0 再構成の詳細は 4.2.2 で述べる。

3.2.2 Full reconstruction された B^0 の数

図 3.1 の崩壊を Full reconstruction して最終的に観測された B^0 の数を N_f とすると、以下の式 3.1 が成立する。

$$\begin{aligned} N_f &= \#B^0 \times Br(B^0 \to D_s^{*+}D^{*-}) \times Br(D_s^{*+} \to D_s^+\gamma) \times Br(D_s^+ \to \phi\pi^+) \\ &\quad \times Br(\phi \to K^+K^-) \times Br(D^{*-} \to \bar{D}^0\pi^-) \times \sum_{i=1}^{3} Br(i) \cdot \epsilon_{f(i)} \end{aligned} \tag{3.1}$$

$\#B^0$: 解析に用いた B^0 の数

$\epsilon_{f(i)}$: 各崩壊モードの検出効率

- $i = 1 : \bar{D}^0 \to K^+\pi^-$
- $i = 2 : \bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^0$
- $i = 3 : \bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^-\pi^+$

$Br(i)$ は $\bar{D}^0$ の 3 通りの崩壊モード毎の崩壊分岐比を表す。同様に $\epsilon_{f(i)}$ は $\bar{D}^0$ の 3 通りの崩壊モード毎の B^0 の検出効率を表す。

3.3 D_s^+ の生成数の測定

3.3.1 崩壊モード

D_s^+ の生成数を求める解析に用いる崩壊モードは、Full reconstruction と同じく $B^0 \to D_s^{*+}D^{*-}$ である。しかし D_s^{*+} は再構成せず、D^{*-} のみを再構成するので Partial reconstruction と呼ぶ。加えて D_s^{*+} からの γ を検出する。図 3.2 に Partial reconstruction 時の崩壊モードを示す。D^{*-} 再構成の詳細は 4.2.3 で述べる。

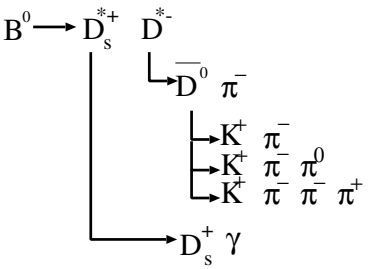


図 3.2: Partial reconstruction で用いる B^0 の崩壊モード

3.3.2 Missing Mass

Partial reconstruction では D^{*-} しか再構成しない。そのため、$B^0 \to D_s^{*+} D^{*-}$ の崩壊が起こっていることを判断することが困難である。それを確かめるために、Missing Mass (以下 M_{miss}) という量を導入する。M_{miss} は式 3.2 で定義される。なお以下の式すべてにおいて、E_X は粒子 X の $\Upsilon(4S)$ の静止系でのエネルギーを、$\vec{P}_X$ は粒子 X の $\Upsilon(4S)$ の静止系での運動量を、M_X は粒子 X の静止質量を表すものとする。

$$M_{miss}^2 \equiv E_{D_s^+}^2 - |\vec{P}_{D_s^+}|^2 \tag{3.2}$$

一方、図 3.2 の崩壊においてエネルギー保存則より、

$$E_{B^0} = E_{D_s^+} + E_\gamma + E_{D^{*-}} \tag{3.3}$$

同様に運動量保存則より、

$$\vec{P}_{B^0} = \vec{P}_{D_s^+} + \vec{P}_\gamma + \vec{P}_{D^{*-}} \tag{3.4}$$

式 3.3、3.4 を 3.2 に代入して、

$$\begin{aligned} M_{miss}^2 &= (E_{B^0} - E_\gamma - E_{D^{*-}})^2 - |\vec{P}_{B^0} - \vec{P}_\gamma - \vec{P}_{D^{*-}}|^2 \\ &= (E_{B^0}^2 - |\vec{P}_{B^0}|^2) + (E_{D^{*-}}^2 - |\vec{P}_{D^{*-}}|^2) - 2E_{B^0}E_{D^{*-}} - 2E_{B^0}E_\gamma + 2E_{D^{*-}}E_\gamma \\ &\quad + 2\vec{P}_{B^0}\cdot\vec{P}_{D^{*-}} + 2\vec{P}_{B^0}\cdot\vec{P}_\gamma - 2\vec{P}_{D^{*-}}\cdot\vec{P}_\gamma \\ &= M_{B^0}^2 + M_{D^{*-}}^2 - 2E_{B^0}E_{D^{*-}} - 2E_{B^0}E_\gamma + 2E_{D^{*-}}E_\gamma + 2|\vec{P}_{B^0}||\vec{P}_{D^{*-}}|\cos\theta_{B^0D^{*-}} \\ &\quad + 2|\vec{P}_{B^0}||\vec{P}_\gamma|\cos\theta_{B^0\gamma} - 2|\vec{P}_{D^{*-}}||\vec{P}_\gamma|\cos\theta_{D^{*-}\gamma} \end{aligned} \tag{3.5}$$

ただし、$\theta_{B^0D^{*-}}$ は $\vec{P}_{B^0}$ と $\vec{P}_{D^{*-}}$ のなす角度を表す。$\theta_{B^0\gamma}$ 及び $\theta_{D^{*-}\gamma}$ についても同様である。

式 3.5 の右辺において、M_{B^0}、$M_{D^{*-}}$ は Particle Data Group の値を用い [13]、E_γ、$E_{D^{*-}}$、$|\vec{P}_\gamma|$、$|\vec{P}_{D^{*-}}|$ 及び $\cos\theta_{D^{*-}\gamma}$ は測定される。また E_{B^0} は電子と陽電子の質量重心系でのビームエネルギー ($\simeq 5.29GeV$) と等しく、$|\vec{P}_{B^0}|$ も E_{B^0} から計算される。($|\vec{P}_{B^0}|^2 = E_{B^0}^2 - M_{B^0}^2$) 従って式 3.5 の右辺各項で未知なのは $\cos\theta_{B^0D^{*-}}$ と $\cos\theta_{B^0\gamma}$ である。

ここで、図 3.3 において余弦定理より以下の式が成り立つ。

$$\begin{aligned}
\cos\theta_{B^0D^{*-}} &= \frac{|\vec{P}_{B^0}|^2 + |\vec{P}_{D^{*-}}|^2 - |\vec{P}_{D_s^{*+}}|^2}{2|\vec{P}_{B^0}||\vec{P}_{D^{*-}}|} \\
&= \frac{E_{B^0}^2 - M_{B^0}^2 + E_{D^{*-}}^2 - M_{D^{*-}}^2 - E_{D_s^{*-}}^2 + M_{D_s^{*-}}^2}{2|\vec{P}_{B^0}||\vec{P}_{D^{*-}}|} \\
&= \frac{E_{B^0}^2 - M_{B^0}^2 + E_{D^{*-}}^2 - M_{D^{*-}}^2 - (E_{B^0} - E_{D^{*-}})^2 + M_{D_s^{*-}}^2}{2|\vec{P}_{B^0}||\vec{P}_{D^{*-}}|} \\
&= \frac{-M_{B^0}^2 - M_{D^{*-}}^2 + M_{D_s^{*-}}^2 + 2E_{B^0}E_{D^{*-}}}{2|\vec{P}_{B^0}||\vec{P}_{D^{*-}}|}
\end{aligned} \tag{3.6}$$

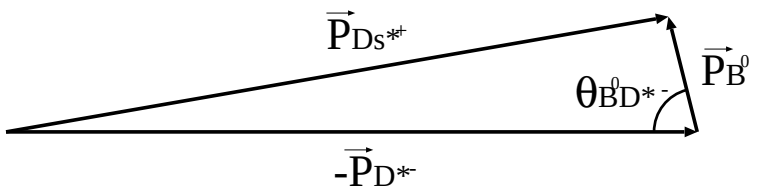


図 3.3: $B^0 \to D_s^{*+}D^{*-}$ 崩壊における各粒子の運動量ベクトルのなす三角形

一方、KEK-B で生成される B^0 は $\Upsilon(4S)$ の静止系で非常に遅い[1] 。そのため、図 3.2 の崩壊でできる D_s^{*+} と D^{*-} は $\Upsilon(4S)$ の静止系でほぼ反対方向に飛ぶ。従って、D_s^{*+} からの生成物である γ も D^{*-} と反対方向に飛ぶことが期待される。($\vec{P}_\gamma$ と $\vec{P}_{D^{*-}}$ 間の角度については 4.2.3 で再び論ずる。) よって式 3.7 が成り立つ。

$$\begin{aligned}
\cos\theta_{B^0\gamma} &\simeq \cos(\pi - \theta_{B^0D^{*-}}) \\
&= -\cos\theta_{B^0D^{*-}}
\end{aligned} \tag{3.7}$$

[1] この場合、$\Upsilon(4S)$ の $B^0\bar{B}^0$ 崩壊を考える。 B^0 の質量は 5.279Gev,$\Upsilon(4S)$ の質量は 10.580Gev であるので、できた B^0 は $\sqrt{(10.58/2)^2 - 5.279^2} = 0.34\text{GeV}$ の運動量しか持たない。

式 3.7、 3.6 を 3.5 に代入すれば、M_{miss} を計算することができる。
M_{miss} の定義式 3.2 より、図 3.2 の崩壊が起こっていれば,

$$M_{miss} \simeq 1.969(\mathrm{GeV}) \tag{3.8}$$

となることが期待される。 右辺の $1.969(\mathrm{GeV})$ は D_s^+ の静止質量である。今回の解析ではこの M_{miss} を用い、図 3.2 の崩壊が起きているかどうかを判断した。

3.3.3 partial reconstruction された D^{*-} の数

図 3.2 の崩壊を partial reconstruction して最終的に観測された D^{*-} と γ のペアの数を N_p とすると、以下の式 3.9 が成立する。$Br(i)$ は式 3.1 と同じく $\bar{D}^0$ の 3 通りの崩壊モード ($i=1: \bar{D}^0 \to K^+\pi^-, i=2: \bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^0, i=3: \bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^-\pi^+$) の崩壊分岐比を表す。同様に $\epsilon_{p(i)}$ は $\bar{D}^0$ の 3 通りの崩壊モードを用いた場合の、M_{miss} に対する要求を満たす D^{*-} と γ のペアの検出効率を表す。

$$\begin{aligned} N_p &= \#B^0 \times Br(B^0 \to D_s^{*+} D^{*-}) \times Br(D_s^{*+} \to D_s^+ \gamma) \\ &\quad \times Br(D^{*-} \to \bar{D}^0 \pi^-) \times \sum_{i=1}^{3} Br(i) \cdot \epsilon_{p(i)} \end{aligned} \tag{3.9}$$

$\#B^0$: 解析に用いた B^0 の数
$\epsilon_{p(i)}$: 各崩壊モードの検出効率

3.4 $Br(D_s^+ \to \phi\pi^+)$ の抽出

式 3.1、3.9 から以下の式 3.10 が得られる。

$$Br(D_s^+ \to \phi\pi^+) = \frac{N_f}{N_p} \times \frac{1}{Br(\phi \to K^+K^-)} \times \frac{\sum_{i=1}^{3} Br(i) \cdot \epsilon_{p(i)}}{\sum_{i=1}^{3} Br(i) \cdot \epsilon_{f(i)}} \tag{3.10}$$

式 3.10 から今回の実験の目的である $Br(D_s^+ \to \phi\pi^+)$ を求めることができる。ここで右辺の各崩壊分岐比は Particle Data Group の値 [13] を用いた (値は表 4.3 で後述)。また、各検出効率 $\epsilon_{f(i)}$ と $\epsilon_{p(i)}$ については 4.3 で述べる。

第4章　データ解析

3 章で述べた方針でデータを解析し、$Br(D_s^+ \to \phi\pi^+)$ を測定した。この章ではその手順を詳細に示す。

4.1　データ

今回の解析では 3 種類のデータを用いた。それぞれについて説明する。

実データ

今回の解析データとして、Belle 実験において 2002 年 8 月 27 日までに収集された 85.0×10^6 個の $B\bar{B}$ 対 (積分ルミノシティー $78.1fb^{-1}$ 相当) を用いた。以下これを実データと称する。

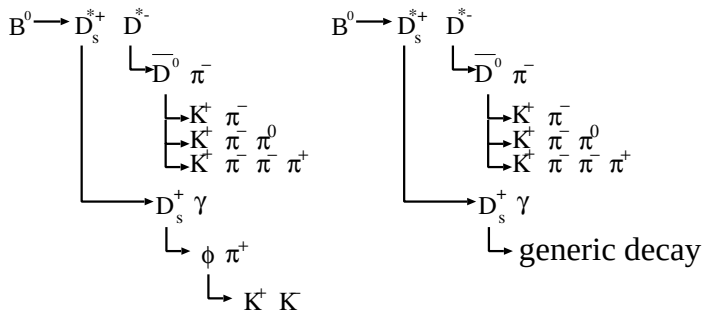
generic MC

バックグラウンドのふるまいを調べるため、また起こっている物理現象が把握できているかどうかを確認するために、$e^+e^- \to b\bar{b}, u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}, c\bar{c}$ 崩壊を含めてモンテカルロシミュレーションしたデータを用いた。事象数は 170×10^6 個の $B\bar{B}$ 対 (実データの 2 倍) 作成した。以下これを generic [1] MC と称する。なお、このうち $e^+e^- \to b\bar{b}$ を $B\bar{B}$ 事象、$e^+e^- \to u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}, c\bar{c}$ を continuum 事象と呼ぶことにする。

シグナル MC

シグナルイベントのふるまいを調べるため、シグナルモンテカルロシミュレーションとして、図 4.1 のような崩壊モードの 6 通りのデータを各 11 万イベント作った。以下これをシグナル MC と称する。

[1] generic とは、既知の様々な崩壊様式の分岐比に加え、未知の部分は LUND フラグメンテーションモデル [16] を用いて実際の崩壊をシミュレートする事をいう。



Full reconstruction Partial reconstruction

図 4.1: 作成したシグナル MC の崩壊モード。Full reconstruction 用と Partial reconstruction 用。それぞれ $\bar{D}^0$ の崩壊モードに合わせて 3 通りずつ作成した。Partial reconstruction では D_s^+ を generic に崩壊させた。また両方とも反対側の $\bar{B}^0$ は generic に崩壊させた。

4.2 イベント選択

以下、シグナル MC を用いてイベントの選択範囲を決めていく。

4.2.1 荷電粒子の選択

軌跡による選択

解析に使用する荷電粒子の軌跡について、

- $|dr| < 1cm$
- $|dz| < 4cm$

を要求した。ここで、$|dr|$、$|dz|$ は各々$r-\phi$、$r-z$ 平面におけるビーム衝突点からの $\mathrm{r}(=\sqrt{x^2+y^2})$ 方向、z 方向への距離に相当する。この要求により、ビームとビームパイプ内の残存ガスとの相互作用により生じる粒子のような、衝突点から離れた場所に起源を持つ粒子を取り除くことができる。

K と π の選別

検出された荷電粒子各々に対して、K らしさの比 $P(K,\pi)$ を式 4.1 で定義する。

$$P(K,\pi) \equiv \frac{P(K)}{P(K)+P(\pi)} \tag{4.1}$$

ここで $P(K)$、$P(\pi)$ は各々ACC、TOF、CDC での観測結果から導き出された K 中間子、π 中間子と見なすことができる確率である。モンテカルロシミュレーションによる K 中間子、π 中間子の $P(K,\pi)$ 分布を図 4.2 に示す。図 4.2 から、解析に使用する K、π に以下のような条件を課した。

- $K^{\pm}$

  $P(K,\pi) > 0.3$

- $\pi^{\pm}$

  $P(K,\pi) < 0.9$

これにより、

- K に対する検出効率:88.4%
- π に対する検出効率:92.8%
- K を π と見誤る確率:4.5%
- π を K と見誤る確率:9.2%

となる。

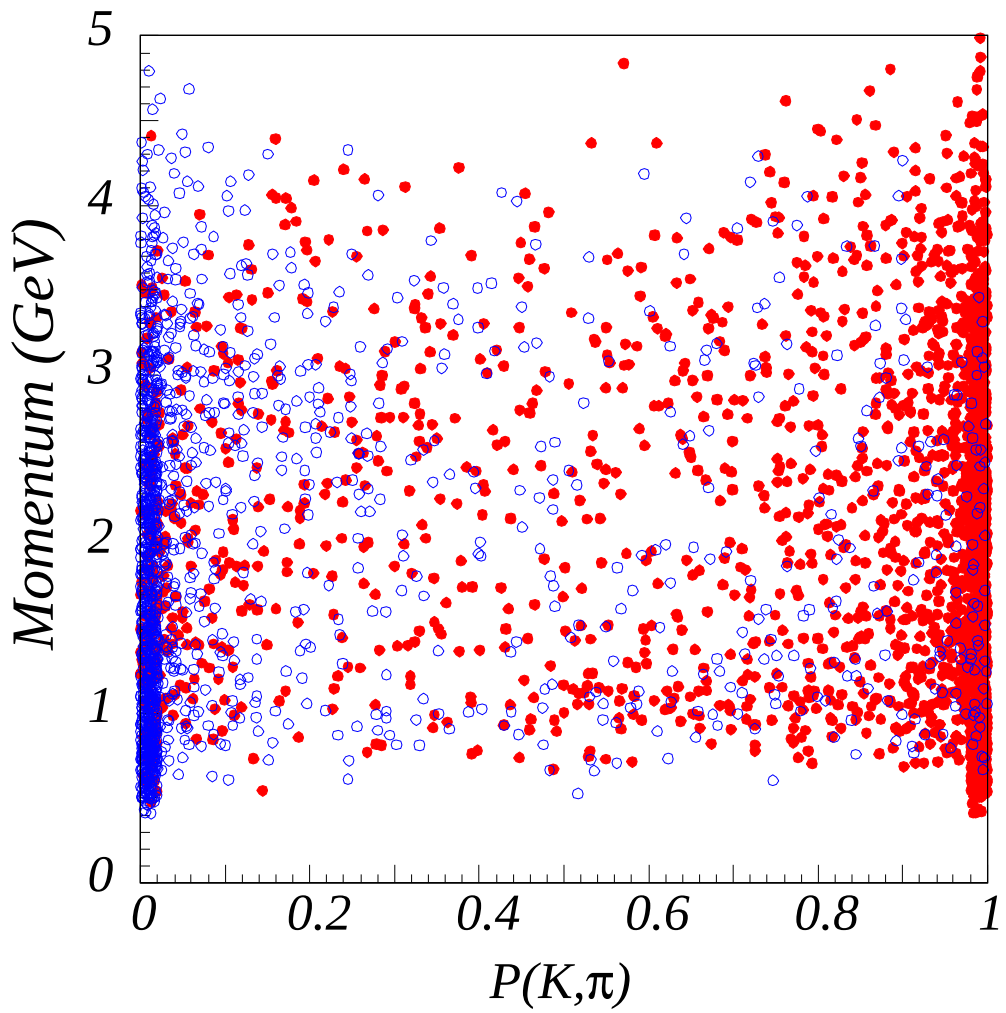


図 4.2: モンテカルロシミュレーションによる K 中間子 (赤)、π 中間子 (青) の運動量と $P(K,\pi)$ の 2 次元分布。

4.2.2 Full reconstruction におけるイベント選択

質量再構成による選択

Full reconstruction では図 3.1 に示す崩壊モードに従い、ϕ、D_s^+、D_s^{*+}、$\bar{D}^0$、D^{*-} に対して質量再構成を行なった。シグナル MC に対して求めたそれぞれの質量分布を図 4.3(a)∼(g) に示す。ただし $\bar{D}^0$ に関しては崩壊モード毎に求めた。また D_s^{*+}、D^{*-} に関してはそれぞれ D_s^+、$\bar{D}^0$ との再構成質量の差の分布を求めた。それぞれ、シグナルを約 90%含む領域をシグナル領域と設定した。ただし、D^{*-} に関してはシグナル領域を広くとってもバックグラウンドの割合がほぼ変わらなかったのでシグナル領域を広く設定した。その結果、各々以下の範囲内のものを採用した。

- $\bar{D}^0$

  $|M_{\bar{D}^0} - 1.865| < 0.01\mathrm{GeV}/c^2 \quad (\bar{D}^0 \to K^+\pi^-)$

  $|M_{\bar{D}^0} - 1.865| < 0.03 \quad (\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^0)$

  $|M_{\bar{D}^0} - 1.865| < 0.01 \quad (\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^-\pi^+)$

- D^{*-}

  $|(M_{D^{*-}} - M_{\bar{D}^0}) - 0.1455| < 0.005$

- ϕ

  $|M_\phi - 1.0195| < 0.007$

- D_s^+

  $|M_{D_s^+} - 1.969| < 0.009$

- D_s^{*+}

  $|(M_{D_s^{*+}} - M_{D_s^+}) - 0.1442| < 0.012$

ここで $M_X(\mathrm{GeV}/c^2)$ は粒子 X の再構成された質量である。

また、実データに対して行なった質量再構成の結果は図 4.4(a)∼(g) に示す。これは図 4.3 とは違い、B の全ての崩壊事象を含んでいるので、バックグラウンドが混入している。それぞれの分解能についてはシグナル MC によるものと誤差の範囲で一致している。

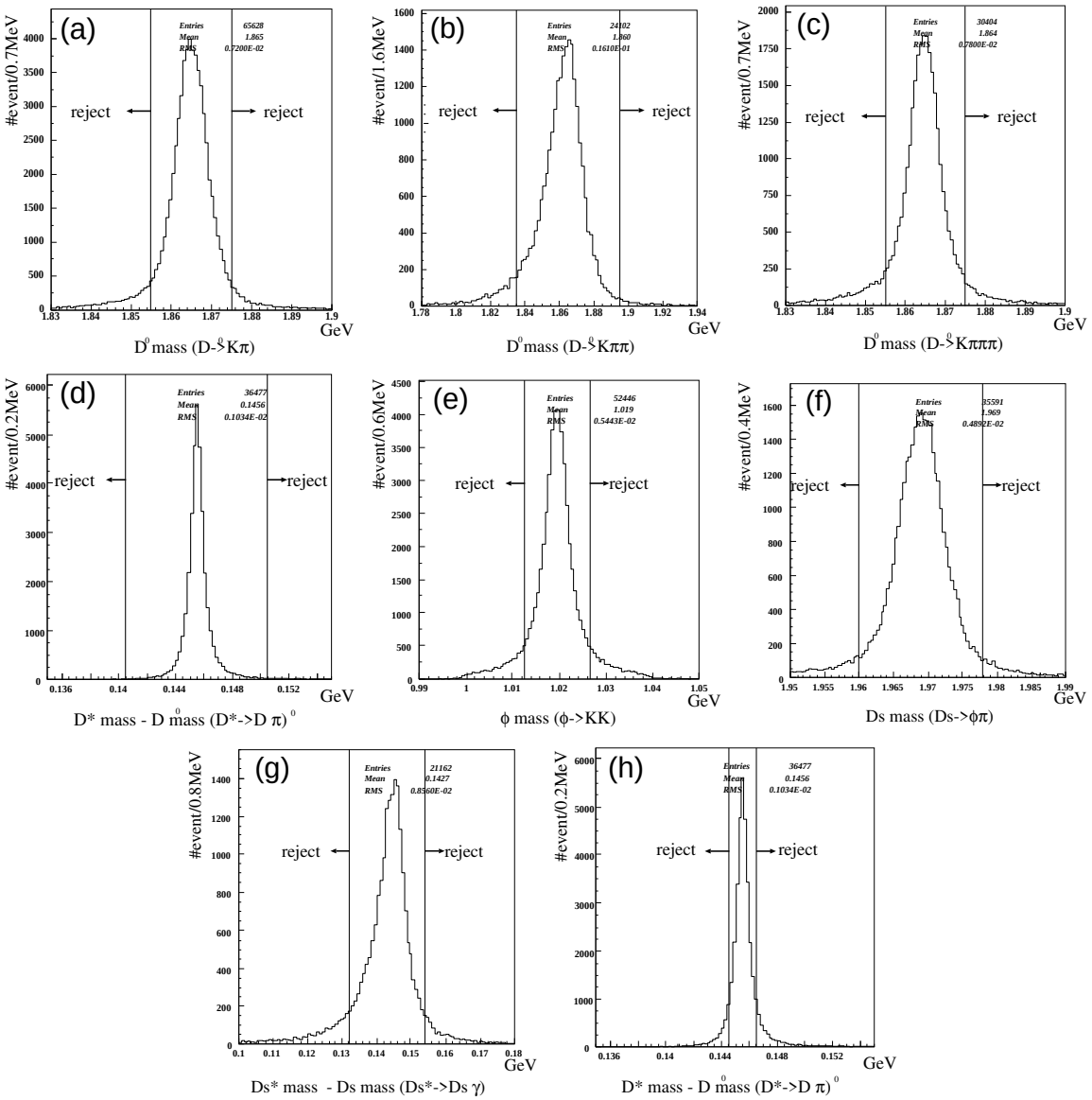


図 4.3: シグナル MC で再構成した各粒子の不変質量 (a)K^+、π^- から再構成した $\bar{D}^0$ の不変質量。(b)K^+、π^-、π^0 から再構成した $\bar{D}^0$ の不変質量。(c)K^+、π^-、π^-、π^+ から再構成した $\bar{D}^0$ の不変質量。(d)$\bar{D}^0$、π^- から再構成した D^{*-} の不変質量と $\bar{D}^0$ の不変質量の差。図中の矢印は Full reconstruction におけるイベント選択を表す。(e)K^+、K^- から再構成した ϕ の不変質量。(f)ϕ、π^+ から再構成した D_s^+ の不変質量。(g)D_s^+、γ から再構成した D_s^{*+} の不変質量と D_s^+ の不変質量の差。(h)$\bar{D}^0$、π^- から再構成した D^{*-} の不変質量と $\bar{D}^0$ の不変質量の差。図中の矢印は Partial reconstruction におけるイベント選択を表す。

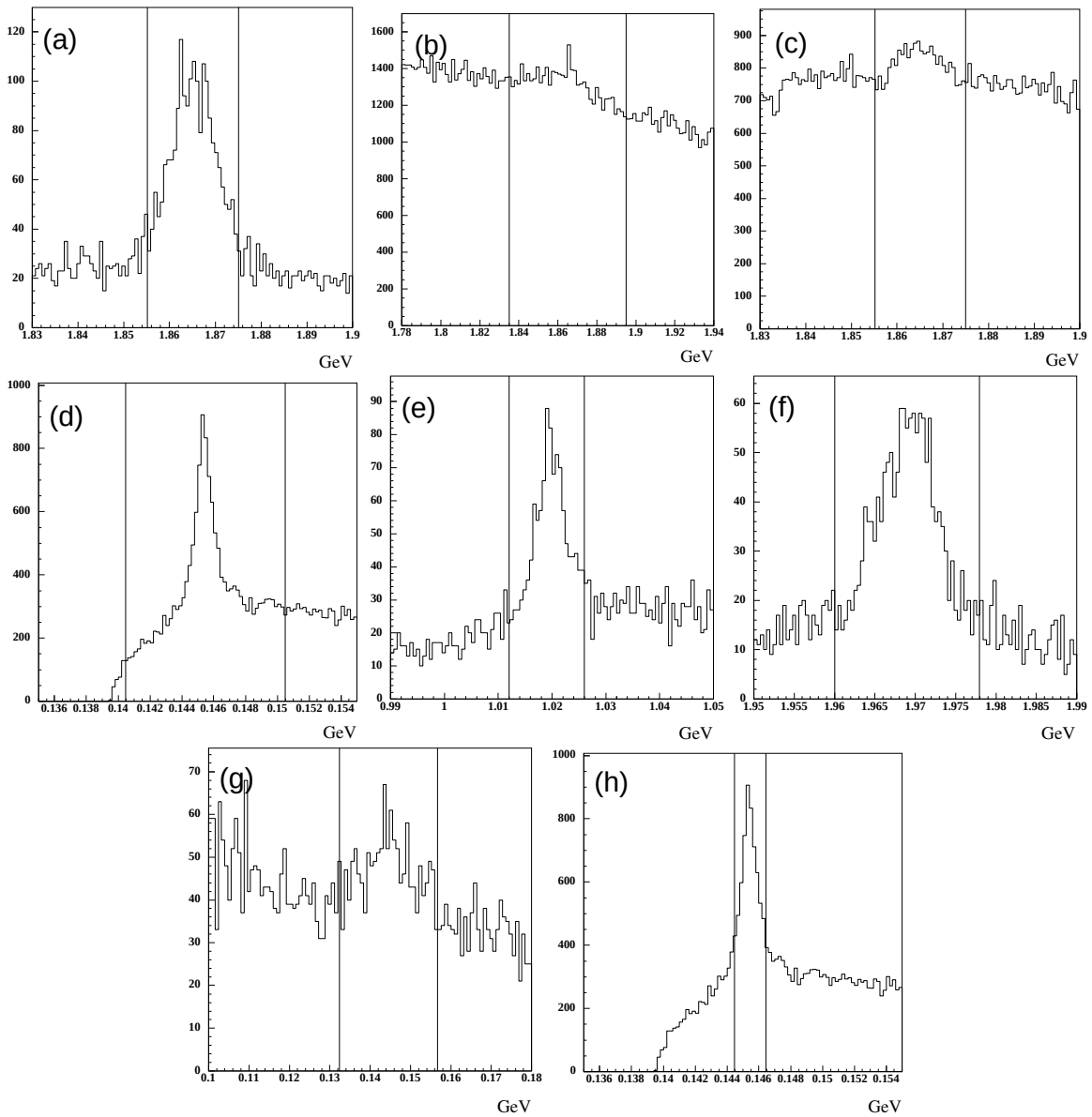


図 4.4: 実データで再構成した各粒子の不変質量 (a)K^+、π^- から再構成した $\bar{D}^0$ の不変質量。(b)K^+、π^-、π^0 から再構成した $\bar{D}^0$ の不変質量。(c)K^+、π^-、π^-、π^+ から再構成した $\bar{D}^0$ の不変質量。(d)$\bar{D}^0$、π^- から再構成した D^{*-} の不変質量と $\bar{D}^0$ の不変質量の差。図中の線は Full reconstruction におけるイベント選択を表す。(e)K^+、K^- から再構成した ϕ の不変質量。(f)ϕ、π^+ から再構成した D_s^+ の不変質量。(g)D_s^+、γ から再構成した D_s^{*+} の不変質量と D_s^+ の不変質量の差。(h)$\bar{D}^0$、π^- から再構成した D^{*-} の不変質量と $\bar{D}^0$ の不変質量の差。図中の線は Partial reconstruction におけるイベント選択を表す。

B^0 の再構成

上記の D_s^{*+}、D^{*-} の再構成の後、B^0 を再構成した。B^0 の再構成には以下の式 4.2、4.3 で定義される M_{bc}、ΔE を用いた。以下全て電子と陽電子の質量重心系でのビームエネルギーを E_{beam} と表す。

$$M_{bc} \equiv \sqrt{E_{beam}^2 - |\vec{P}_{B^0}|^2} \tag{4.2}$$

$$\Delta E \equiv E_{B^0} - E_{beam} \tag{4.3}$$

式 4.3 において、E_{B^0} と E_{beam} はエネルギー保存により等しいのでシグナルイベントでは ΔE は 0 になる。また式 4.2 においても E_{B^0} と E_{beam} が等しいことから、M_{bc} は B^0 の静止質量に等しくなる。

この M_{bc} と ΔE を用いて最終的に観測された B^0 の数 N_f を求めた。ただし、1 イベント中に複数シグナル候補がある場合は $|\Delta E|$ が最も 0 に近いものを一つ選んだ。シグナル領域は、シグナル MC を用いて見積り、以下のように設定した (図 4.5)。

- $5.27 < M_{bc} < 5.29\mathrm{GeV}/c^2$
- $-0.05 < \Delta E < 0.04\mathrm{GeV}$

なお、シグナル MC によればこの領域にはここまでの選択を通ってきたイベントの内 86%が入る。

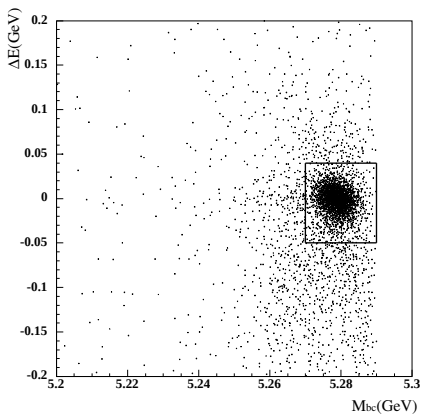


図 4.5: シグナル MC で再構成した B^0 の M_{bc}、ΔE 分布。図中の枠内をシグナル領域とした。

4.2.3 Partial reconstruction におけるイベント選択

質量再構成による選択

Partial reconstruction では図 3.2 で示した崩壊モードに従い、$\bar{D}^0$、D^{*-} に対して質量再構成を行なった。選択範囲は、D^{*-} 以外の粒子については前出の Full reconstruction と同じものを採用した。D^{*-} の選択範囲については図 4.3(h) に示すようにシグナルを約 80%含む領域を採用した。これは Partial reconstruction では Full reconstruction よりもバックグラウンドが多いためである。

- D^{*-}

  $|(M_{D^{*-}} - M_{\bar{D}^0}) - 0.1455| < 0.001(\mathrm{GeV}/c^2)$

D^{*-} の運動量による選択

図 4.7(a) にシグナル MC の $B^0 \to D_s^{*+} D^{*-}$ 崩壊における D^{*-} の運動量分布を示す。この分布に従い、D^{*-} の運動量が以下の範囲のものを採用した。

- $0.285 < |\vec{P}_{D^{*-}}|/E_{beam} < 0.34$

γ のエネルギーによる選択

図 4.7(b) に $D_s^{*+} \to D_s^+ \gamma$ 崩壊における γ のエネルギー分布をシグナル MC と generic MC について示す。この分布に従い γ のエネルギーが以下の範囲のものを採用した。

- $0.1 < E_\gamma < 0.3(\mathrm{GeV})$

$\vec{P}_{D^{*-}}$ と $\vec{P}_\gamma$ のなす角度による選択

3.3.2 後半で述べたように、$\vec{P}_{D^{*-}}$ と $\vec{P}_\gamma$ は反対方向であることが期待される。図 4.7(c) に $\vec{P}_{D^{*-}}$ と $\vec{P}_\gamma$ のなす角度 $\theta_{D^{*-}\gamma}$ の分布をシグナル MC と generic MC について示す。この分布に従い $\theta_{D^{*-}\gamma}$ が以下の範囲のものを採用した。

- $cos\theta_{D^{*-}\gamma} < -0.63$

π^0 起因の γ の除去

考えられる γ のバックグラウンドとして $\pi^0 \to \gamma\gamma$ 崩壊からの γ が挙げられる。そこで候補の γ と他の全ての γ を質量再構成し、質量 $M_{\gamma\gamma}$ が π^0 の質量近辺にくるものを除去した。図 4.7(d) に π^0 からの γ 対を再構成した質量と、シグナルの γ と任意の他の γ を再構成した質量の分布を示す。この分布に従い、$M_{\gamma\gamma}$ が以下の範囲のものを採用した。

- $|M_{\gamma\gamma} - 134.98| > 15(\mathrm{MeV})$

R_2 による選択

4.1 で述べた continuum 事象はバックグラウンドの一因となる。これを除去するには、事象の幾何学的特徴の違いを用いる。continuum 事象においては、2 つのジェットが正反対に生じるような形になることが多い。一方、$B\bar{B}$ 事象では、生成された B 粒子がほぼ静止しているため[2] 、球対称な形になる (図 4.6)。

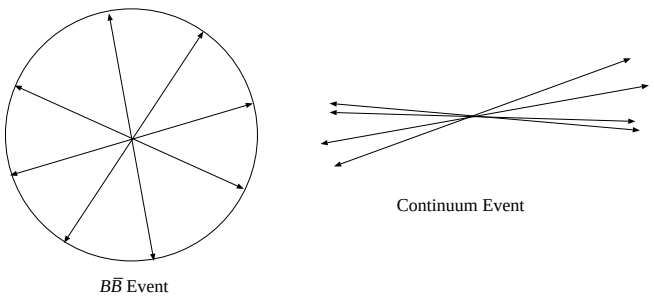


図 4.6: continuum 事象及び $B\bar{B}$ 事象の幾何学的特徴

今回の研究では、B の崩壊の研究で広く使われている Fox-Wolfram モーメントを使用する [17]。Fox-Wolfram モーメントは

$$H_l \equiv (\frac{4\pi}{2l+1}) \sum_{m=-l}^{l} |\sum_i \mathrm{Y}_l^m(\Omega_i)\frac{|\vec{p}_i|}{\sqrt{s}}|^2 \tag{4.4}$$

と定義される。式 4.4 中の和 $\sum_i$ は、その事象で生成されたハドロン全てにわたって足し合わせる。$\mathrm{Y}_l^m(\Omega_i)$ は球面調和関数である。また、$\sqrt{s}$ は重心系での e^+e^- 系の全エネルギーである。ここで、0 次と 2 次のモーメントの比 R_2 を $R_2 \equiv H_2/H_0$ と定義すると、球対称な事象は R_2∼0

[2] この場合、$\Upsilon(4S)$ の $B^0\bar{B}^0$ 崩壊を考える。B^0 の質量は $5.279\mathrm{GeV}/c^2$,$\Upsilon(4S)$ の質量は $10.580\mathrm{GeV}/c^2$ であるので、できた B^0 は $\sqrt{(10.58/2)^2 - 5.279^2} = 0.34\mathrm{GeV}/c^2$ の運動量しか持たない。

になる一方、continuum のような 2 ジェット型の事象は R_2∼1 となるため、識別を行なうことができる。図 4.7(e) にシグナル MC と generic MC の R_2 分布を示す。この図から、R_2 が以下の範囲のものを採用した。

- $R_2 < 0.3$

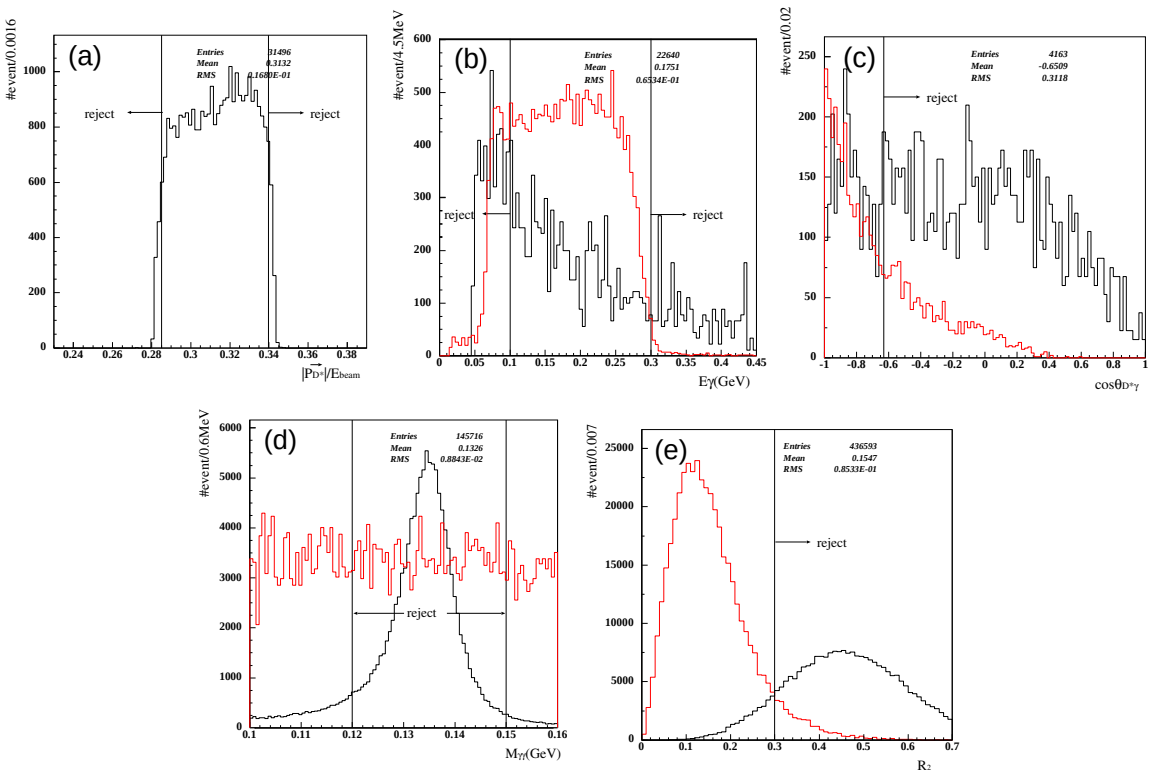


図 4.7: Partial reconstruction における種々のイベント選択。(a) と (d) 以外についてはシグナル MC(赤) と generic MC(黒) を重ねて示す。ただし generic MC の分布について縦軸のスケールは任意である。(a) シグナル MC について求めた D^{*-} の運動量を Ebeam で割った値の分布。(b)D_s^{*+} の崩壊によって生成された γ のエネルギー分布。(c)$\Upsilon(4S)$ 系における D^{*-} と γ の方向のなす角度分布。(d)γ、γ を再構成した不変質量。π^0 の質量近辺にくるものはバックグラウンドとして除去した。赤はシグナルの γ と任意の他の γ を再構成したものを、黒は π^0 からの γ 対を再構成したものを表す。(e)R_2 の分布。

M_{miss} による選択

上記のイベント選択を全て通過したイベントに対し 3.3.2 節で述べた方法で M_{miss} を計算した。M_{miss} の分布から最終的に観測された D^{*-} の数 N_p を求めた。ただし、1 イベント中に複数シグナル候補がある場合は、$|\cos\theta_{D_s^*\gamma} - \cos\theta_{D_s^*D^*}\cos\theta_{D^*\gamma}|$ が最も 0 に近いものを一つ選んだ (付録 A 参照)。図 4.8 のようにシグナル MC を用いて M_{miss} 分布を計算し、以下のようにシグナル領域を設定した。

- $1.94 < M_{miss} < 1.99(\mathrm{GeV}/c^2)$

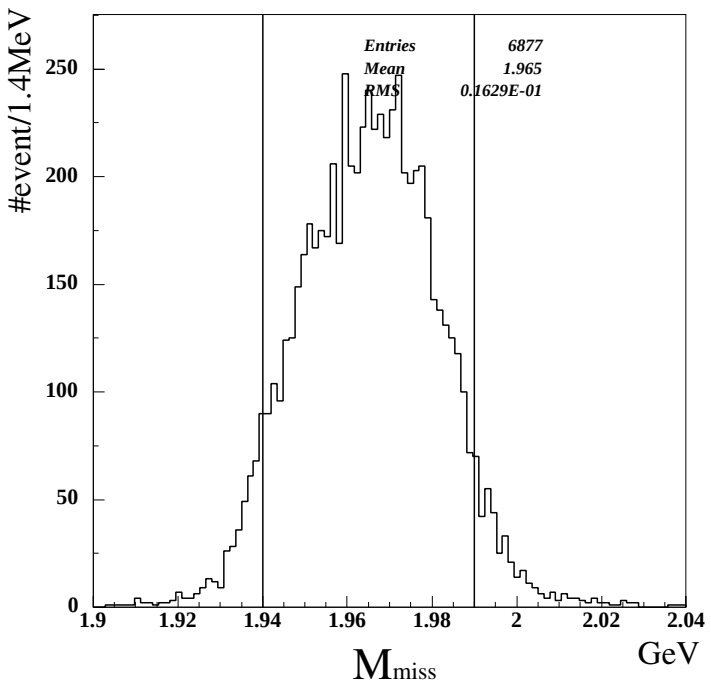


図 4.8: シグナル MC で算出した M_{miss} 分布。図中の枠内をシグナル領域とした。

Partial reconstruction におけるイベント選択のまとめ

今まで述べてきた Partial reconstruction における各イベント選択により、シグナルとバックグラウンドがそれぞれどれだけ落されるかを generic MC から計算した。これを表 4.1 にまとめる。

イベント選択	シグナル数 (S)	バックグラウンド数 (N)	S/N
D^{*-} の運動量及び π^0 起因の γ の除去	8055	265427	0.030
γ のエネルギー	7981	226563	0.035
$\theta_{D^{*-}\gamma}$	5288	76452	0.069
R_2	5069	69244	0.073
M_{miss}	4697	26377	0.178
$\lvert\cos\theta_{D_s^*\gamma} - \cos\theta_{D_s^*D^*}\cos\theta_{D^*\gamma}\rvert \sim 0$ の選択	4437	23250	0.191

表 4.1: Partial reconstruction におけるイベント選択の効率。generic MC を用いて計算した。イベント選択を表の上段から順番にかけていった時に残るシグナルとバックグラウンドの数を示す。

4.3 検出効率

式 3.1、3.9 に現れる検出効率とは事象を再構成する効率のことであり、式 4.5 で定義される。検出効率はシグナル MC を用いて見積もった。

$$\text{検出効率} \equiv \frac{\text{すべての選択を通過したイベント数}}{\text{作成したシグナル } MC \text{ の数}} \tag{4.5}$$

$\bar{D}^0$ の崩壊モード毎の検出効率の値を表 4.2 にまとめる。なお表 4.2 中の誤差は式 4.5 の分子に現れるイベント数の統計誤差である。

4.4 $Br(D_s^+ \to \phi\pi^+)$ の測定

4.4.1 N_f の測定

Full reconstruction において再構成した B 候補に対して、その M_{bc} 分布 ($5.2 < M_{bc} < 5.3\mathrm{GeV}/c^2$) に likelihood fit を施す事により、シグナル領域内からシグナルイベント数 (N_f) を

$\bar{D}^0$ の崩壊モード	full reconstruction の検出効率	partial reconstruction の検出効率
$\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$	$\epsilon_{f(1)} = 6.91 \pm 0.08\%$	$\epsilon_{p(1)} = 1.78 \pm 0.04\%$
$\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^0$	$\epsilon_{f(2)} = 3.06 \pm 0.05\%$	$\epsilon_{p(2)} = 0.69 \pm 0.03\%$
$\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^-\pi^+$	$\epsilon_{f(3)} = 3.08 \pm 0.05\%$	$\epsilon_{p(3)} = 0.83 \pm 0.03\%$

表 4.2: 各検出効率

抽出した。fit に用いた関数は、シグナル成分はガウス関数 (式 4.6)、バックグラウンド成分は ARGUS 関数 [18] (式 4.7) である。

$$\mathrm{Gauss}(x) = \frac{N}{\sqrt{2\pi}\sigma}\exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2\right) \tag{4.6}$$

$$\mathrm{ARGUS}(x) = Cx\sqrt{1-\left(\frac{x}{E^*_{beam}}\right)^2}\exp\left(\alpha\left(1-\left(\frac{x}{E^*_{beam}}\right)^2\right)\right) \tag{4.7}$$

ここで x は M_{bc} に相当し、ガウス関数の平均値 μ と標準偏差 σ はシグナル MC により決定した値である。この likelihood fit によりガウス関数の係数 N と ARGUS 関数の係数 C 及び構造係数 α の値を決定した。こうして形が求まったガウス関数をシグナル領域に渡って積分した値が N_f になる。

実データの M_{bc}、ΔE 分布を図 4.9 に示す。また、M_{bc} に施した likelihood fit の結果を図 4.10 に示す。この fit により以下の結果を得た。

$$N_f = 159.76 \pm 14.08_{(stat)} \tag{4.8}$$

また、この fit の結果シグナル領域中のバックグラウンド数は 19.26 イベントである。

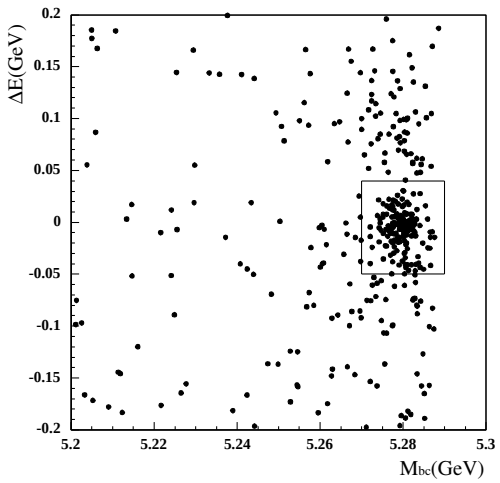


図 4.9: 実データの M_{bc}、ΔE 分布

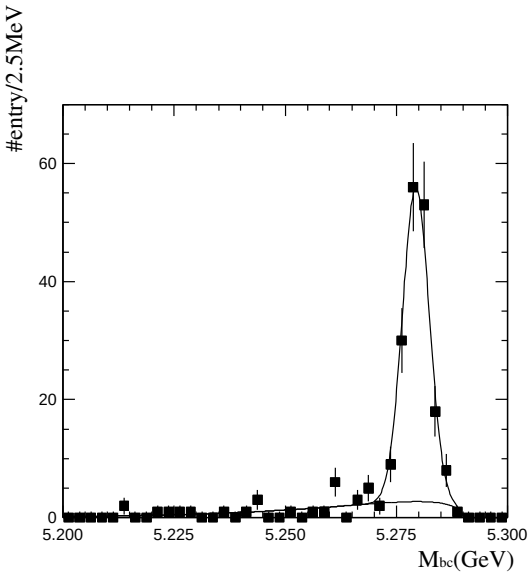


図 4.10: 実データの M_{bc} 分布 ($-0.05 < \Delta E < 0.04(\mathrm{GeV}/c^2)$)。ガウス関数と ARGUS 関数で fit した。

4.4.2 N_p の測定

Partial reconstruction において再構成した D^{*-} 候補に対して、その M_{miss} 分布からシグナルイベント数 (N_p) を抽出した。図 4.11 に実データと generic MC の M_{miss} 分布を示す。

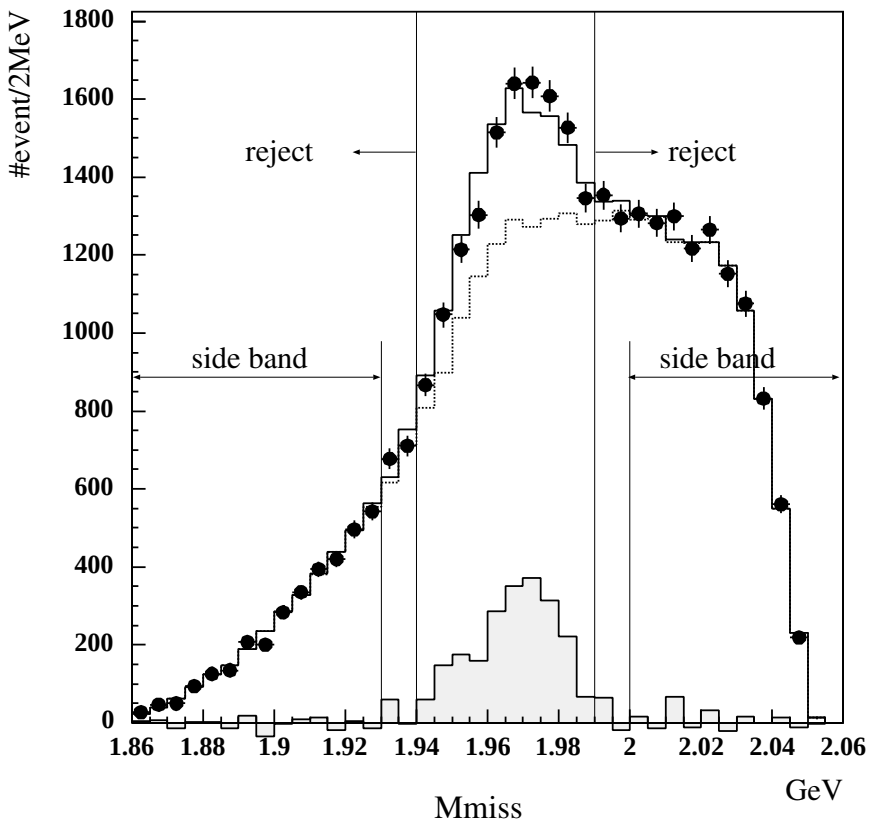


図 4.11: M_{miss} 分布。(1) プロット：実データ。(2) 直線：generic MC。(3) 破線：generic MC のバックグラウンド成分。(4) 影付きのヒストグラム：実データ (プロット) から generic MC のバックグラウンド成分 (破線) を引いたもの。観測されたシグナルに相当する。

N_p を抽出するにあたりバックグラウンドは generic MC から見積もった。その時、generic MC の事象数は M_{miss} 分布のサイドバンド ($1.86 < M_{miss} < 1.93$ 及び $2.0 < M_{miss} < 2.06(\mathrm{GeV}/c^2)$) の事象数が実データと合うようにスケールさせた。

図 4.11 の影付きのヒストグラム (観測されたシグナルに相当) をシグナル領域 ($1.94 < M_{miss} < 1.99(\mathrm{GeV}/c^2)$) について積分したものが N_p であり、以下の結果を得た。

$$N_p \quad = \quad 2150.03 \pm 139.5_{(stat)} \tag{4.9}$$

4.4.3 $Br(D_s^+ \to \phi\pi^+)$ の抽出

求めた $N_p(4.8)$、$N_f(4.9)$ を式 3.10 に代入した結果、

$$Br(D_s^+ \to \phi\pi^+) \quad = \quad 3.72 \pm 0.39_{(stat)}(\%) \tag{4.10}$$

と求まった。

4.5 系統誤差

この節では節で求めた $Br(D_s^+ \to \phi\pi^+)$ に関連する系統誤差について述べる。

4.5.1 崩壊分岐比に伴う系統誤差

式 3.10 に現れる各崩壊分岐比の不定性が系統誤差となる。各崩壊分岐比の値と不定性を表 4.3 にまとめる [13]。

崩壊モード	分岐比	相対誤差
$Br(\phi \to K^+K^-)$	$49.2 \pm 0.7\%$	1.4%
$Br(\bar{D}^0 \to K^+\pi^-)$	$3.80 \pm 0.09\%$	2.4%
$Br(\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^0)$	$13.1 \pm 0.9\%$	6.8%
$Br(\bar{D}^0 \to K^+\pi^-\pi^-\pi^+)$	$7.46 \pm 0.31\%$	4.2%

表 4.3: 式 3.10 に現れる各崩壊分岐比の値とその不定性。

表 4.3 の全崩壊分岐比が $Br(D_s^+ \to \phi\pi^+)$ に与える相対誤差は 1.4% である[3] 。

4.5.2 トラッキングに伴う系統誤差

トラッキング (SVD と CDC に荷電粒子が残したヒットから軌跡を再構成すること) に伴う系統誤差は、次式の比

[3] 中心値が表 4.3 中の各崩壊分岐比で、標準偏差が分岐比の誤差であるようなガウス分布を崩壊モードごとに 1 万イベントずつ発生させた。それらを用いて式 3.10 右辺を計算し、その分布をガウス分布で fit することにより得た標準偏差を $Br(D_s^+ \to \phi\pi^+)$ の誤差とした。

$$R \equiv \frac{N(\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0)}{N(\eta \to \gamma\gamma)} \tag{4.11}$$

N:事象が観測された数

の実データ $(data)$ とモンテカルロシミュレーション (MC) の比を用いて評価した [19]。運動量領域が $0.5 \sim 2.0\mathrm{GeV/c}^2$ の範囲において

$$\sqrt{\frac{R_{data}}{R_{MC}}} = 0.993 \pm 0.018 \tag{4.12}$$

の結果が得られた。1.8% の誤差の範囲で MC は実データと一致しているが、安全のために解析で用いる荷電粒子 1 個に対する検出効率が 1.8%の誤差を持つとして以下議論を進める。

Full reconstruction では 7 個の荷電粒子を、Partial reconstruction では 4 個の荷電粒子を使っている。そのため、$\epsilon_{f(i)}$、$\epsilon_{p(i)}$ はトラッキングの効率 (ϵ_{track}) だけを取り出して

$$\begin{aligned} \epsilon_{f(i)} &= \epsilon'_{f(i)} \times \epsilon_{track}^7 \\ \epsilon_{p(i)} &= \epsilon'_{p(i)} \times \epsilon_{track}^4 \end{aligned} \tag{4.13}$$

と表せる。ただし $\epsilon'_{f(i)}$、$\epsilon'_{p(i)}$ はトラッキング以外の要因による検出効率である。

式 4.13 を式 3.10 に代入すると、

$$Br(D_s^+ \to \phi\pi^+) = \frac{N_f}{N_p} \times \frac{1}{Br(\phi \to K^+K^-)} \times \frac{\sum_{i=1}^3 Br(i) \cdot \epsilon'_{p(i)}}{\sum_{i=1}^3 Br(i) \cdot \epsilon'_{f(i)}} \times \frac{1}{\epsilon_{track}^3} \tag{4.14}$$

となり、$1/\epsilon_{track}^3$ が $Br(D_s^+ \to \phi\pi^+)$ の計算にかかる。式 4.14 の形を見ると、トラッキングによる誤差を考えるにあたり実質的に荷電粒子 3 個分が効いてくることになる。そこで、$1.8\% \times 3 = 5.4\%$ をトラッキングによる系統誤差とした。

4.5.3 粒子識別に伴う系統誤差

式 4.1 で定義される粒子識別に伴う系統誤差に関しては、$D^{*-} \to \bar{D}^0(\to K^+\pi^-)\pi^-$ を用いて算出する。この崩壊モードは粒子識別を用いず力学的条件のみを用いて再構成を行なっても、バックグラウンドはそれほど大きくはならない。図 4.12 に実データを用いてこのモードを再構成した時の $(M_{D^{*-}} - M_{\bar{D}^0})$ 分布を示す。

そこで実データ及びシグナル MC において、粒子識別を用いずに再構成を行なったものと、粒子識別を用いて再構成を行なったものとの比から、各々の検出効率 ϵ_{data}、ϵ_{MC} が算出される。それぞれを K と π について算出したものを表 4.4 に示す。

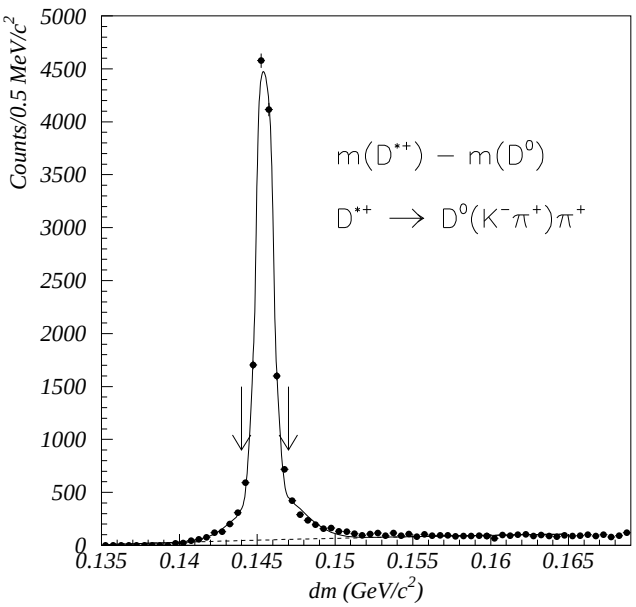


図 4.12: 実データを用いて $D^{*-} \to \bar{D}^0(\to K^+\pi^-)\pi^-$ 崩壊を再構成した時の $(M_{D^{*-}} - M_{\bar{D}^0})$ 分布。プロットが実データ、直線は fit によるシグナル成分、点線は fit によるバックグラウンド成分を表す。

粒子	ϵ_{data}	ϵ_{MC}
K	$87.99 \pm 0.12\%$	$88.40 \pm 0.21\%$
π	$88.54 \pm 0.37\%$	$92.82 \pm 0.51\%$

表 4.4: $D^{*-} \to \bar{D}^0(\to K^+\pi^-)\pi^-$ 実データとシグナル MC による粒子識別効率。

表 4.4 において、ϵ_{data} と ϵ_{MC} の差を系統誤差とした。すなわち、$K1$ 個につき 0.42%、$\pi 1$ 個につき 4.28% の系統誤差が式 3.10 の各検出効率に含まれることになる。Partial reconstruction では K を 1 個、π を 2 個用いている。一方 Full reconstruction では K を 3 個、π を 3 個用いている。これらは 4.5.2 と同様に式 3.10 中でキャンセルし、結局 $K2$ 個、$\pi 1$ 個が系統誤差として効いてくる。そこで $\sqrt{(0.42\times 2)^2+4.28^2}=4.4\%$ を粒子識別に伴う系統誤差とした。

4.5.4 シグナル MC の統計量に伴う系統誤差

4.3 で述べたように、シグナル MC の統計量に伴い、検出効率に誤差が付く (表 4.2)。これをシグナル MC の統計量に伴う系統誤差として扱った。表 4.2 の全検出効率が $Br(D_s^+ \to \phi\pi^+)$ に与える相対誤差は 2.1% となった。(計算方法は 4.5.1 と同様)

4.5.5 generic MC の統計量に伴う系統誤差

4.4.2 で述べたように、M_{miss} から N_p を抽出するにあたりバックグラウンドは generic MC から見積もった。この時、シグナル領域内の generic MC の統計誤差がバックグラウンドの不定性となる。これによる系統誤差は 3.5% となった。

4.5.6 ヒストグラムの bin 幅による系統誤差

M_{bc} 分布のヒストグラムに fit する際 (図 4.10)、その bin 幅の取り方によって得られるシグナル事象数にばらつきが生じる。今回は M_{bc} 分布の $5.2 \sim 5.3\mathrm{GeV}/c^2$ を 40bin に区切って fit した。それを 30bin または 50bin に変化させ、その時のシグナル事象数の変動の大きかった方を系統誤差として扱った。その結果、ヒストグラムの bin 幅による系統誤差を 1.3% とした。

4.5.7 $B \to D_s^* D^{**}$ 崩壊による系統誤差

4.4.2 で述べたように、Partial reconstruction ではバックグラウンドの評価に generic MC を用いた。そのため現段階で崩壊分岐比等が正確に測定されておらず、generic MC に含まれていない B の崩壊からの寄与があればそれは系統誤差になる。そのような B の崩壊でバックグラウンドになると予想されるものに以下の二つが挙げられる。

1. $B^+ \to D_s^{*+}\bar{D}^{**0}$
   $\bar{D}^{**0} \to D^{*-}\pi^+$

2. $B^0 \to D_s^{*+} D^{**-}$
$D^{**-} \to D^{*-}\pi^0$

1. の崩壊では $Br(B^+ \to D_s^{*+}\bar{D}^{**0})$ は測定されているが、$Br(\bar{D}^{**0} \to D^{*-}\pi^+)$ は測定されていない。2. の崩壊では $Br(B^0 \to D_s^{*+}D^{**-})$、$Br(D^{**-} \to D^{*-}\pi^0)$ 共に測定されていない。そこで 1、2 の崩壊が M_{miss} 分布のシグナル領域に何イベント入ってくるかを見積もるためにモンテカルロシミュレーションを行なった。それに際し、$Br(B^0 \to D_s^{*+}D^{**-})$ に関しては $Br(B^+ \to D_s^{*+}\bar{D}^{**0})$ と等しいと仮定した。また、$Br(\bar{D}^{**0} \to D^{*-}\pi^+)$ 及び $Br(D^{**-} \to D^{*-}\pi^0)$ に関しては表 4.5 に示す理論的な予測値 [20][21] を用いた。

見積りに必要なパラメータ	理論的な予想値
$Br(B^0 \to D_s^{*+}D^{**-})$	2.7%
$Br(D_1(2420)^0 \to D^{*-}\pi^+)$	1/3
$Br(D_1(j=1/2)^0 \to D^{*-}\pi^+)$	1/3
$Br(D_2^*(2460)^0 \to D^{*-}\pi^+)$	1/10
$Br(\bar{D}_1(2420)^- \to D^{*-}\pi^0)$	2/3
$Br(\bar{D}_1(j=1/2)^- \to D^{*-}\pi^0)$	2/3
$Br(\bar{D}_2^*(2460)^- \to D^{*-}\pi^0)$	1/10
D^{**} の構成割合 $D_1(2420)$:$D_1(j=1/2)$:$D_2^*(2460)$	1:2:6.7

表 4.5: $B \to D_s^* D^{**}$ 崩壊の寄与の見積りに必要な値

その結果、$B^+ \to D_s^{*+}\bar{D}^{**0}$ からの寄与が 99 イベント、$B^0 \to D_s^{*+}D^{**-}$ からの寄与が 39 イベントあると見積もった。それに加え図 4.13 のようにこれらの崩壊はすべて M_{miss} 分布のシグナル領域にピークを持つこともわかった。

この誤差は N_p を減少させる方向にのみ働く。すなわち $B \to D_s^* D^{**}$ による不定性は $N_p = 2150.03^{+0}_{-(99+39)}$ となる。これが式 3.10 で計算する $Br(D_s^+ \to \phi\pi^+)$ に及ぼす不定性は+6.4%であり、これを $B \to D_s^* D^{**}$ 崩壊による系統誤差とした。

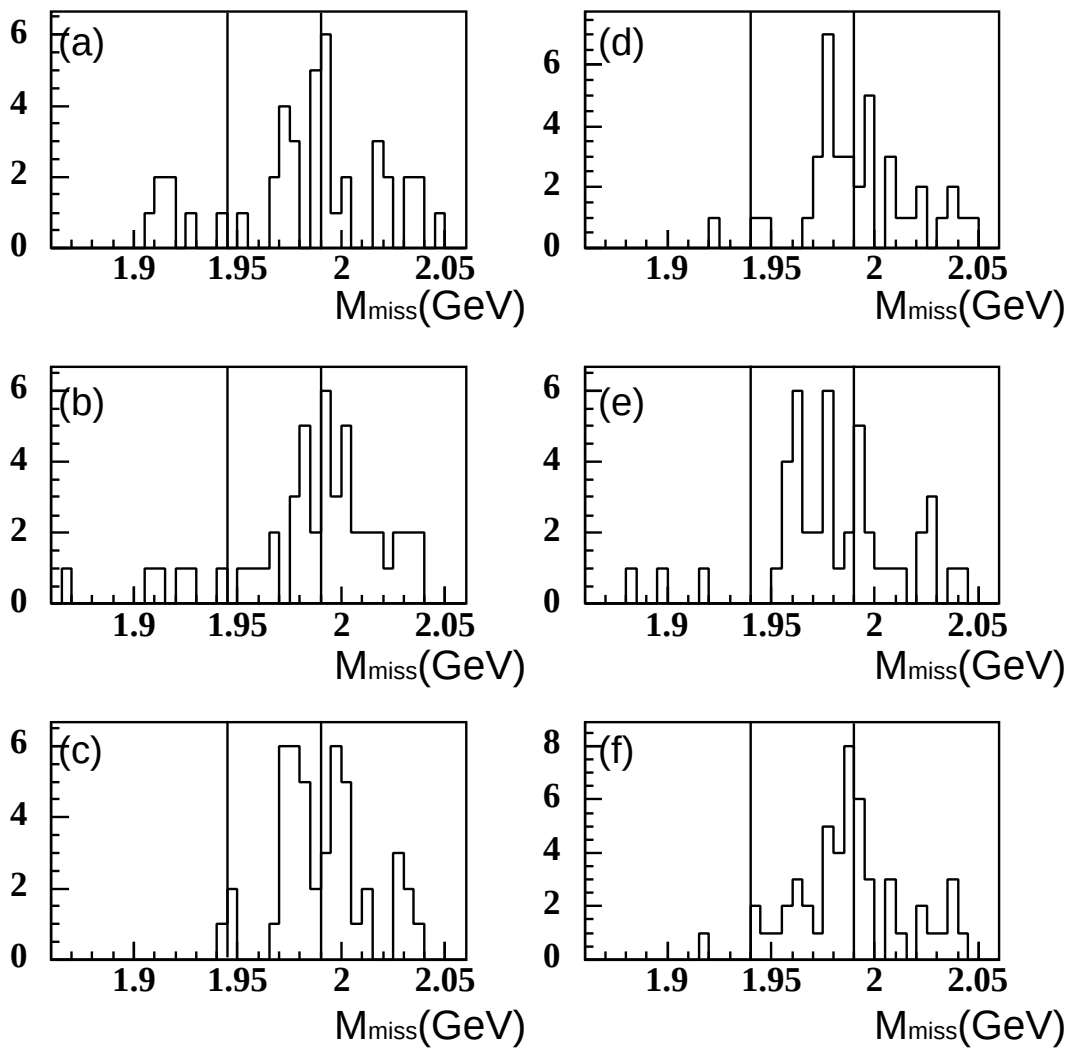


図 4.13: モンテカルロシミュレーションにより求めた $B \to D_s^* D^{**}$ 崩壊の M_{miss} 分布。各 1 万イベントずつ作成した。シグナル領域を線で示す。(a)$B^0 \to D_s^{*+} D_2^*(2460)^-$ 崩壊の M_{miss} 分布。(b)$B^0 \to D_s^{*+} D_1(2420)^-$ 崩壊の M_{miss} 分布。(c)$B^0 \to D_s^{*+} D_1(j = 1/2)^-$ 崩壊の M_{miss} 分布。(d)$B^+ \to D_s^{*+} D_2^*(2460)^0$ 崩壊の M_{miss} 分布。(e)$B^+ \to D_s^{*+} D_1(2420)^0$ 崩壊の M_{miss} 分布。(f)$B^+ \to D_s^{*+} D_1(j = 1/2)^0$ 崩壊の M_{miss} 分布。

4.5.8 Partial reconstruction の方法による系統誤差

小節 3.3.2 で述べたように、今回の解析では Partial reconstruction において $B^0 \to D_s^{*+} D^{*-}$ の崩壊が起こっているかどうかを判断するために M_{miss} という量を用いた。これとは別に $\cos\phi_{D_s^*}$(付録 A) を用いて、Partial reconstruction された数を評価することもできる。付録 A で後述するように、M_{miss} の方が $B^0 \to D_s^{*+} D^{*-}$ の崩壊が起こっているか判断するのに良い物理量である。しかし今回は保守的な立場に立ち、$\cos\phi_{D_s^*}$ を用いても結果を出し ($Br(D_s^+ \to \phi\pi^+) = 3.81(\%)$ となった。) M_{miss} で出した結果 (式 5.1 で後述) との差を系統誤差とした。その結果、Partial reconstruction の方法による系統誤差は 2.7% となった。

4.5.9 M_{miss} のバックグラウンド見積りによる系統誤差

小節 4.4.2 で述べたように、M_{miss} のバックグラウンドの見積りには generic MC を用いた。この時 generic MC の事象数は図 4.11 で示すサイドバンドの事象数が実データと合うようにスケールさせた。generic MC のサイドバンド事象数は 27307 イベント、実データは 13576 イベントであった。すなわち scaling factor は $13576/27307 = 0.49716$ となる。そして scaling factor にはサイドバンド事象数分の統計誤差がつき、

$$(\text{scaling factor}) \quad = \quad 0.49716 \pm 0.00522 \tag{4.15}$$

となる。これは N_p に ± 121.03 イベントの誤差をもたらす。これにより、$121.03/2150.3 = 5.6\%$ が M_{miss} のバックグラウンドの見積りによる系統誤差となる。

4.5.10 系統誤差のまとめ

今まで述べてきた系統誤差の値を表 4.6 にまとめておく。

系統誤差の要因	相対誤差
$B \to D_s^* D^{**}$	$+6.4\%$
M_{miss} のバックグラウンド	$\pm 5.6\%$
トラッキング	$\pm 5.4\%$
粒子識別	$\pm 4.4\%$
generic MC の統計量	$\pm 3.5\%$
Partial reconstruction の方法	$\pm 2.7\%$
シグナル MC の統計量	$\pm 2.1\%$
崩壊分岐比	$\pm 1.4\%$
M_{bc} 分布の bin 幅	$\pm 1.3\%$
合計	$\pm 12.2\%$

表 4.6: 系統誤差のまとめ

第5章　結果

4.5 節で求めた中心値に、4.5 節で見積もった系統誤差を考慮し、以下の結果を得た。

$$Br(D_s^+ \to \phi\pi^+) \quad = \quad 3.72 \pm 0.39(stat)^{+0.45}_{-0.39}(syst)(\%) \tag{5.1}$$

これは、CLEO Collaboration による現在の結果 (式 1.4) と誤差の範囲内で一致している。また、式 5.1 右辺の誤差は $\frac{\sqrt{0.39^2+0.45^2}}{3.72} = 16\%$ であり、現在の結果 (式 1.4) の誤差 $\frac{\sqrt{0.77^2+0.48^2}}{3.59} = 25\%$ よりも約 10% 精度が向上した。

第6章　考察

式 5.1 の値を用いると、Belle Collaboration による $B^0 \to D_s^+\pi^-$ を用いた小林-益川行列要素 $|V_{ub}|^2$ 測定 [10] の精度も約 10% 向上する。

ところが、式 1.1 からわかるように $Br(B^0 \to D_s^+\pi^-)$ から $|V_{ub}|$ を求めるに当たり、理論的な不定性が大きい (31%) のが現状であり、今後の理論計算の向上が期待される。それに加え、$Br(B^0 \to D_s^+\pi^-)$ 崩壊は希崩壊で、崩壊分岐比の測定において統計量が不足しているという現状がある。これに関しては Belle Collaboration や BaBar Collaboration で今後収集されるであろうデータを待つことにより、統計誤差を抑えることが可能である。これら 2 点が向上すれば、$B^0 \to D_s^+\pi^-$ を用いた $|V_{ub}|$ 測定も、現在行なわれている $B \to X_u l\nu$ 崩壊を用いる測定結果と同定度もしくはそれ以上の精度で結果を出すことが可能となる。

また今回の解析において最も大きな系統誤差の要因となっている $B \to D_s^* D^{**}$ 崩壊及び $D^{**} \to D^{*-}\pi$ 崩壊についての研究が進めば、さらに結果を改善することができる。

最後に、今回の解析の応用について述べる。今回は Partial reconstruction と Full reconstruction の 2 つの解析から $Br(D_s^+ \to \phi\pi^+)$ を求めたが、全く同じ手法で $Br(D_s^+ \to \bar{K}^{*0}K^+)$ や $Br(D_s^+ \to \bar{K^0}K^+)$ も求めることが可能である。これらの現在の値は、以下のようになっている [13]。

$$\begin{aligned} Br(D_s^+ \to \bar{K}^{*0}K^+) &= 3.3 \pm 0.9(\%) \\ Br(D_s^+ \to \bar{K^0}K^+) &= 3.6 \pm 1.1(\%) \end{aligned} \tag{6.1}$$

式 6.1 のように $Br(D_s^+ \to \bar{K}^{*0}K^+)$ や $Br(D_s^+ \to \bar{K^0}K^+)$ は不定性が大きく、どちらも $|V_{ub}|$ の測定に関係するため [10]、これらの値を更新することは意義が大きいと言える。

第7章　結論

中性 D_s 中間子の $D_s^+ \to \phi\pi^+$ 崩壊の崩壊分岐比 $Br(D_s^\pm \to \phi\pi^\pm)$ の測定を、KEK-B において集められた $85.0 \times 10^6 B\bar{B}$ 対 ($78.1 fb^{-1}$) を用いて行なった。

その結果、

$$Br(D_s^\pm \to \phi\pi^\pm) \quad = \quad (3.72 \pm 0.39(stat)^{+0.45}_{-0.39}(syst)) \times 10^{-2}$$

となった。これは誤差[1] 16%であり、現在の結果 $3.59 \pm 0.77 \pm 0.48$(誤差 25%) より改善している。この新しい結果を利用すると、小林-益川行列の $|V_{ub}|^2$ 成分の精度を約 10% 向上することが期待できる。

[1] ここでの誤差は、統計誤差と系統誤差の二乗和の平方根を指している。

付 録A　$\cos\phi_{D_s^*}$ について

小節 3.3.2 で述べたように、今回の解析では Partial reconstruction において $B^0 \to D_s^{*+} D^{*-}$ の崩壊が起こっているかどうかを判断するために M_{miss} という量を用いた。M_{miss} 分布で 1 イベント中に複数のシグナル候補がある場合、$|\cos\theta_{D_s^*\gamma} - \cos\theta_{D_s^* D^*}\cos\theta_{D^*\gamma}|$ がが最も 0 に近いものを一つ選んだ (4.2.3)。この値について説明するため、CLEO Collaboration が M_{miss} の代わりに用いている [12] $\cos\phi_{D_s^*}$ なる値について述べる。

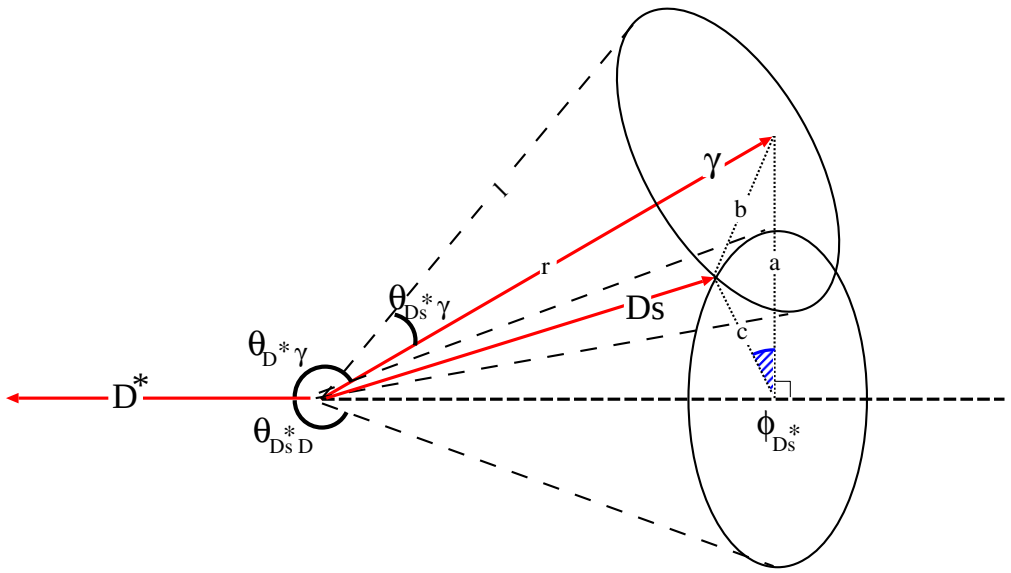


図 A.1: 2 つの円錐を用いた $B^0 \to D_s^{*+} D^{*-}$ 崩壊の模式図

図 A.1 に $B^0 \to D_s^{*+} D^{*-}$ 崩壊の模式図を示す。赤い矢印はそれぞれ D^{*-}、γ 及び D_s^+ の運動量ベクトルを表す。角度 $\theta_{D^*\gamma}$、$\theta_{D_s^*\gamma}$、$\theta_{D_s^* D}$、$\phi_{D_s^*}$ 及び線分 a、b、c、r をそれぞれ図 A.1 のように定義する。
また、γ の運動量ベクトルを軸とし D_s^+ の運動量ベクトルを母線とする円錐と、D^{*-} の運動量ベクトルを軸とし D_s^+ の運動量ベクトルを母線とする円錐が図 A.1 のように描ける。この二つ

の円錐の母線は長さが等しくその長さを l とおく。

この時、以下の 5 つの式が幾何学的に成り立つ。

$$
\begin{aligned}
r\cos(\pi-\theta_{D^*\gamma}) &= l\cos(\pi-\theta_{D_s^*D^*}) && \text{(A.1)}\\
a &= r\sin(\pi-\theta_{D^*\gamma}) && \text{(A.2)}\\
b^2 &= r^2+l^2-2rl\cos\theta_{D_s^*\gamma} && \text{(A.3)}\\
c &= l\sin(\pi-\theta_{D_s^*D^*}) && \text{(A.4)}\\
\cos\phi_{D_s^*} &= \frac{a^2+c^2-b^2}{2ac} && \text{(A.5)}
\end{aligned}
$$

式 A.1 $\sim$ A.4 を A.3 に代入して整理すると、

$$
\cos\phi_{D_s^*} = \frac{\cos\theta_{D_s^*\gamma}-\cos\theta_{D_s^*D^*}\cos\theta_{D^*\gamma}}{\sin\theta_{D_s^*D^*}\sin\theta_{D^*\gamma}} \qquad \text{(A.6)}
$$

となる。

一方、より簡略化した $B^0\to D_s^{*+}D^{*-}$ 崩壊の模式図を図 A.2 に示す。

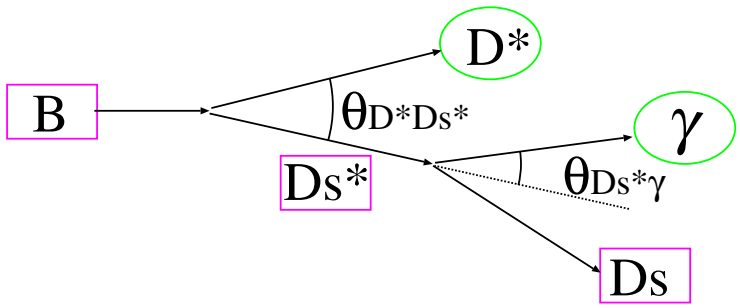


図 A.2: $B^0\to D_s^{*+}D^{*-}$ 崩壊の模式図。矢印は各粒子の運動量ベクトルを表す。紫の四角で囲まれた粒子：今回の実験では運動量を測定しないが他の測定量から間接的に運動量を求めることができる。緑の楕円で囲まれた粒子：今回の実験で運動量を測定する粒子。

図 A.2 の崩壊において運動量保存則より

$$
\begin{aligned}
\vec{P}_{B^0} &= \vec{P}_{D_s^{*+}}+\vec{P}_{D^{*-}} && \text{(A.7)}\\
\vec{P}_{D_s^{*+}} &= \vec{P}_{D_s}+\vec{P}_{\gamma} && \text{(A.8)}
\end{aligned}
$$

式 A.7、A.8 から、

$$\cos\theta_{D_s^* D^*} = \frac{|\vec{P}_{B^0}|^2 - |\vec{P}_{D_s^{*+}}|^2 - |\vec{P}_{D^{*-}}|^2}{2|\vec{P}_{D_s^{*+}}||\vec{P}_{D^{*-}}|} \quad (A.9)$$

$$\cos\theta_{D_s^* D^*} = \frac{|\vec{P}_{D_s^{*+}}|^2 + |\vec{P}_{\gamma}|^2 - |\vec{P}_{D_s^{+}}|^2}{2|\vec{P}_{D_s^{*+}}||\vec{P}_{\gamma}|} \quad (A.10)$$

式 A.9、A.10 において $|\vec{P}_{D^{*-}}|$、$|\vec{P}_{\gamma}|$ は今回の実験で測定している。$|\vec{P}_{B^0}|$、$|\vec{P}_{D_s^{*+}}|$、$|\vec{P}_{D_s^{+}}|$ に関しては以下の式 A.11 $\sim$ A.13 によって計算される。

$$|\vec{P}_{B^0}| = \sqrt{E_{beam}^2 - M_{B^0}^2} \quad (A.11)$$

$$|\vec{P}_{D_s^{*+}}| = \sqrt{(E_{beam} - E_{D^*})^2 - M_{D_s^{*+}}^2} \quad (A.12)$$

$$|\vec{P}_{D_s^{+}}| = \sqrt{(E_{beam} - E_{D^*} - E_{\gamma})^2 - M_{D_s^{+}}^2} \quad (A.13)$$

式 A.9 $\sim$ A.13 を式 A.6 に代入すれば $\cos\phi_{D_s^*}$ を求めることができる。

以上のような方法で求められた $\cos\phi_{D_s^*}$ は $B^0 \to D_s^{*+} D^{*-}$ 崩壊が起こっていれば以下の式を満たすはずである。

$$|\cos\phi_{D_s^*}| \leq 1 \quad (A.14)$$

そこで $\cos\phi_{D_s^*}$ を用いて $B^0 \to D_s^{*+} D^{*-}$ 崩壊が起きているかどうかを判断しようというのが CLEO Collaboration の手法である。今回の実験における $\cos\phi_{D_s^*}$ 分布を図 A.3 に示す。これを M_{miss} と同じ方法で解析した結果、観測されたシグナル数は 2154.4 イベントであった。

なお、M_{miss} と $\cos\phi_{D_s^*}$ によるイベント選択は全く同じ性質のものであることを確かめた。しかし、以下の 2 点を考慮して今回は M_{miss} を採用した。

- $\cos\phi_{D_s^*}$ の分布はバックグラウンドがシグナル領域にピークを持っていた。
- M_{miss} の方が物理的な意味が明瞭である。

以上が $\cos\phi_{D_s^*}$ についての説明である。さて、今回の解析でシグナル候補が複数個ある場合に用いた $(\cos\theta_{D_s^*\gamma} - \cos\theta_{D_s^* D^*}\cos\theta_{D^*\gamma})$ であるが、これは式 A.6 右辺の分子である。一方、式 A.6 右辺の分母 $\sin\theta_{D_s^* D^*}\sin\theta_{D^*\gamma}$ について見る。3.3.2 後半で述べたように D_s^{*+} と D^{*-} 及

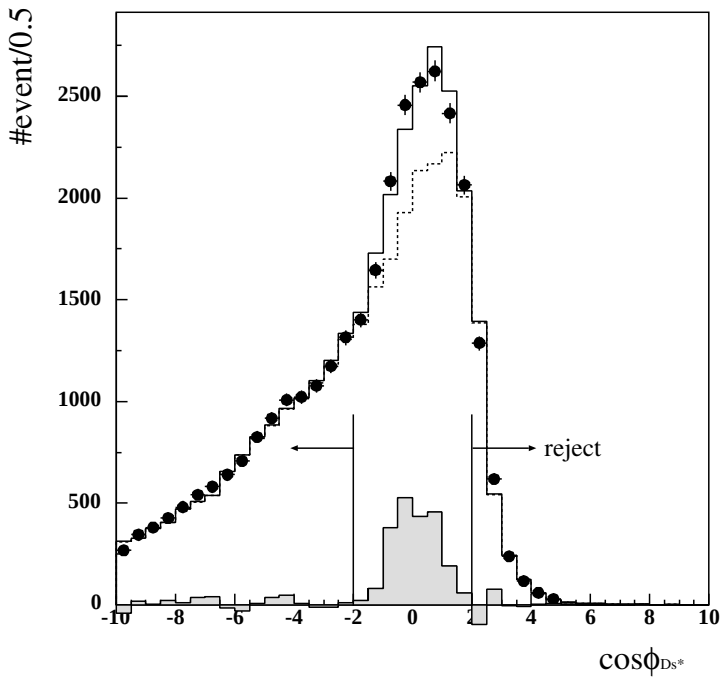


図 A.3: $\cos\phi_{D_s^*}$ 分布。(1) プロット：実データ。(2) 直線：generic MC。(3) 破線：generic MC のバックグラウンド成分。(4) 影付きのヒストグラム：実データ (プロット) から generic MC のバックグラウンド成分 (破線) を引いたもの。観測されたシグナルに相当する。

び γ と D^{*-} はそれぞれ $\Upsilon(4S)$ の静止系で反対方向に飛ぶ。そのためシグナルイベントでは $\sin\theta_{D_s^*D^*}\sin\theta_{D^*\gamma}$ はほぼ 0 になる。一方、シグナルイベントでは式 A.14 を満たさねばならないことを考えると、式 A.6 右辺の分子も 0 に近い値になるはずである。その条件を今回シグナル候補を 1 つに選ぶために用いた [22]。

関連図書

[1] J.H.Christenson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964).

[2] Belle Collaboration K.Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 091802 (2001).

[3] BaBar Collaboration B.Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 091801 (2001).

[4] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973).

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

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

[7] H.Hayakawa *et al.*,hep-ph/0212095 (2002).

[8] R.Barate *et al.*, Phys. Lett. **B465**, 349 (1999).

[9] CLEO Collaboration A.Bornheim *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**,231803 (2002).

[10] Belle Collaboration P.Krokovny *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**,231804 (2002).

[11] BaBar Collaboration B.Aubert *et al.*,hep-ex/0211053 (2002).

[12] CLEO Collaboration M.Artuso *et al.*, CLNS 95/1387 (1995).

[13] Particle Data Group (Groom *et al.*), Review of Particle Physics (2002).

[14] "KEKB B-Factory Design Report", KEK Report 95-7 (1995).

[15] Belle Collaboration, "Technical Design Report", KEK Report 95-1 (1995).

[16] T.Sj ö strand,"PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 Physics and Manual",hep-ph/9508391.

[17] G.C.Fox and S.Wolfram, Phys. Rev. Lett. **51**, 1581 (1978).

[18] H.Albrecht *et al.*(ARGUS collaboration), Phys,Lett. **B241**,278 (1990).

[19] Belle collaboration, BELLE-CONF-0011

[20] CLEO Collaboration S.Ahmed *et al.*, Phys. Rev. D **62**, 112003 (2000).

[21] A.Falk and M.Luke *et al.*, Phys,Lett. **B 292**, 119 (1992).

[22] S.Suzuki *et al.*, Belle Note 336 (2001).

謝辞

本論文を終えるにあたり、私が恵まれた環境に囲まれて高エネルギー物理学を学ぶ機会を与えて下さいました山中卓教授に心から感謝いたします。

山中研 Belle グループの先輩である北條高宗さん、原康二さん、三宅秀樹さんにはお忙しい中物理解析に関する様々な相談にのっていただいたことに加え、日常の雑談にもつきあっていただきました。先輩方のおかげで研究が楽しいものになりました。ありがとうございます。

秘書の続木佐知子さん、杉本奈美子さんには、事務手続きにおいてたいへんお世話になりました。ありがとうございます。

小寺克茂さん、坂下健さん、池本由希子さん、柴田吉輝君、田中栄一君、羽山紀生君、小松成宣君には、研究室での共同生活の中、物理のことから日常のささいなことまで、いろいろと良き話し相手になっていただきました。ありがとうございます。

同級の大場智仁君、池井隆起君、玉井佑治君とは互いに切磋琢磨しながらも、たくさんの楽しい時間が共有できました。ありがとうございます。

Belle Collaboration、KEK-B 加速器グループの方々の日夜の努力のおかげで、本論文を著す為のデータとソフトウェアを使わせていただくことができました。ありがとうございます。

名古屋大学の飯嶋 徹先生には今回の解析手法を提案していただくとともに、日々のミーティングで多くの貴重なアドバイスをいただきました。ありがとうございます。

原隆宣先生には、学部 4 年生でこの研究室に配属させて頂いてから 3 年間、計算機の使い方から物理の解析に関することまで、本当に様々な知識を授けていただきました。先生の御教授なしには本論文を書き終えることはできなかったと思います。大変ありがとうございます。

最後に、豊かな研究生活を私に与えて下さった皆様に感謝の気持ちをあらわし、本論文の筆をおかせて頂きます。ありがとうございました。