

2023 年度修士論文

$B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ 崩壊を用いた B メソン崩壊
点位置分解能の評価

奈良女子大学大学院人間文化総合科学研究科
数物科学専攻 物理学コース
高エネルギー物理学研究室

博士前期課程 2 年
学籍番号：22810020
今井彩加

2024 年 3 月 1 日

概要

茨城県つくば市にある高エネルギー加速器研究機構 (KEK) では、7 GeV の電子と 4 GeV の陽電子を衝突させる SuperKEKB 加速器と、生成した粒子を検出する大立体角スペクトロメーターである Belle II 測定器を用いた Belle II 実験が現在稼働中である。Belle II 実験では、 B メソン稀崩壊過程における CP 対称性の破れを測定するとともに、標準理論では禁止または抑制されている過程を探索することにより、標準理論を超えた物理の兆候を探ることを目的としている。ペンギンダイアグラムと呼ばれるクォークレベルで 1 ループの遷移による B メソンの崩壊モードにおける CP 非保存の測定は新物理に感度が高いと考えられている。その中でも $B^0 \rightarrow K^+ K^- K_S^0$ は重要なモードの一つであり、 $K^+ K^-$ 対を生む中間状態として $\phi \rightarrow K^+ K^-$ を含む。これと類似の B メソン崩壊過程を用いて、Belle II 実験の B メソンの崩壊点を再構成する性能を確認するため、 $B^0 \rightarrow \phi K^{*0} (\rightarrow K^+ \pi^-)$ 崩壊に着目した。

時間依存 CP 非保存測定に必要な不可欠な崩壊点位置分解能を評価するために、 $B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ 事象において本研究では、 $\phi \rightarrow K^+ K^-$ の 2 本のみの飛跡を用いて再構成を行ったときの崩壊点の位置と $K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$ の 2 本のみの飛跡を用いて再構成を行ったときの崩壊点の位置の差 $\Delta z'$ 分布の標準偏差に着目した。モンテカルロシミュレーションデータと Belle II 実験が収集した 365 fb^{-1} 相当の実験データを使用した。モンテカルロシミュレーションデータでの解析では $\Delta z'$ 分布から、 $B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ 崩壊の B メソン崩壊点位置分解能は $36.6 \pm 7.6 \mu\text{m}$ を得た。実験データの解析では $\Delta z'$ 分布から、 $B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ 崩壊の B メソン崩壊点位置分解能は $34.9 \pm 6.7(\text{stat}) \pm 2.3(\text{syst}) \mu\text{m}$ を得た。このことから実験データとシミュレーションサンプルでは、顕著な差は見出されなかった。また、前世代の Belle 実験では $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ により再構成した崩壊点の位置分解能が約 $75 \mu\text{m}$ であったことと比較すると、約 2 倍の改善であることが分かった。

目次

1	序論	2
1.1	標準理論	2
1.2	標準理論における CP 対称性の破れ	3
1.3	本研究の目的	5
2	Belle II 実験	7
2.1	SuperKEKB 加速器	7
2.2	Belle II 測定器	9
3	時間依存 CP 非保存の測定	19
3.1	荷電粒子の飛跡再構成	20
3.2	崩壊点再構成	21
4	モンテカルロシミュレーションによる $B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ 崩壊の事象再構成 と崩壊点位置分解能	22
4.1	$B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ 崩壊モード	22
4.2	事象再構成	23
4.3	Best Candidate Selection	25
4.4	信号領域の決定	26
4.5	崩壊点位置分解能の見積もり	26
5	バックグラウンドの見積もりと $\Delta z'$ 分布をフィットする擬似実験	30
5.1	コンティニウムバックグラウンドの低減	31
5.2	$B\bar{B}$ バックグラウンドの見積もり	38
5.3	MC データに対する M_{bc} および ΔE 分布のフィットによる信号およ びバックグラウンド事象の抽出	41
5.4	MC データに対するバックグラウンドの $\Delta z'$ 確率密度関数の決定と信 号 $\Delta z'$ 分布の抽出	42
6	Belle II 実験データでの $B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ 崩壊の事象再構成	46
6.1	$B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ の信号事象抽出	47
6.2	実験データにおける崩壊点位置分解能の評価	49

7	まとめ	51
8	謝辞	52
9	付録	53
9.1	コンティニウムバックグラウンドの低減に使用した変数	53
	参考文献	63

図目次

1.1	標準理論に現れる素粒子	2
1.2	ユニタリティ三角形	5
1.3	(左) $\phi \rightarrow K^+K^-$ 崩壊と (右) $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ の opening angle	6
2.1	SuperKEKB 加速器	7
2.2	ナノ・ビーム・スキームの概念図	9
2.3	Belle II 測定器	9
2.4	崩壊点検出器の断面図	10
2.5	VXD センサーの配置図	10
2.6	DEPFET センサー	11
2.7	DEPFET センサーピクセルの内部構造	11
2.8	DSSD の構造	11
2.9	オリガミコンセプト	12
2.10	SVD ラダーの構成	12
2.11	Belle 実験の CDC(a) と Belle II 実験の CDC(b) でのワイヤー配置の比較。ドットとオープンドットは、それぞれ z 軸に平行なアキシヤルワイヤーと飛跡系の三次元的再構成に必要な z 軸に角度をつけて張られたステレオワイヤーを示す。	13
2.12	TOP カウンターの概形	14
2.13	TOP カウンターの動作原理概念図	14
2.14	ARICH の識別原理	15
2.15	ECL のビーム軸を含む断面図	16
2.16	Belle II 実験でのデータ収集システムのブロック図	18
3.1	時間依存 CP 非保存測定方法	20
4.1	$B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ のダイアグラム	22
4.2	signalMC の $M_{K\pi}$ 質量分布。 $0.70 \text{ GeV}/c^2 < M_{K\pi} < 1.55 \text{ GeV}/c^2$ の条件を課す。	24
4.3	signalMC の M_{KK} 質量分布。 ϕ メソン候補を選ぶための $M_{KK} < 1.05 \text{ GeV}/c^2$ の条件を課す。	25
4.4	signalMC の M_{bc} 分布	26
4.5	signalMC の ΔE 分布	26
4.6	signalMC の $M_{bc} - \Delta E$ 分布	26

4.7	$B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ signal MC における 4 本すべての娘粒子の飛跡を用いた時の z -residual 分布	27
4.8	$B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ signalMC における $\phi \rightarrow K^+K^-$ の 2 本のみ飛跡を用いた時の z -residual 分布	28
4.9	$B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ signalMC における $K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-$ の 2 本のみ飛跡を用いた時の z -residual 分布	28
4.10	本来の崩壊点	29
4.11	実際に見える崩壊点	29
4.12	$B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ signalMC における $K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-$ の 2 本のみ飛跡を用いた時の崩壊点の z 座標と $\phi \rightarrow K^+K^-$ の 2 本のみ飛跡を用いた時の崩壊点の z 座標の差 $\Delta z'$ 分布	29
5.1	$c\bar{c}$ の M_{bc} 分布	30
5.2	$u\bar{u}$ の M_{bc} 分布	30
5.3	$d\bar{d}$ の M_{bc} 分布	31
5.4	$s\bar{s}$ の M_{bc} 分布	31
5.5	$B^0\bar{B}^0$ の M_{bc} 分布	31
5.6	B^+B^- の M_{bc} 分布	31
5.7	$B\bar{B}$ 事象とコンティニウム事象の事象形状	32
5.8	FastBDT 出力。信号は 1 に近い値、コンティニウムバックグラウンドは 0 に近い値をとって分布する。	34
5.9	Figure of Merit の結果	35
5.10	$c\bar{c}$ の FastBDT > 0.8 の条件を課した M_{bc} 分布	36
5.11	$u\bar{u}$ の FastBDT > 0.8 の条件を課した M_{bc} 分布	36
5.12	$d\bar{d}$ の FastBDT > 0.8 の条件を課した M_{bc} 分布	37
5.13	$s\bar{s}$ の FastBDT > 0.8 の条件を課した M_{bc} 分布	37
5.14	$B^0\bar{B}^0$ の FastBDT > 0.8 の条件を課した M_{bc} 分布	37
5.15	B^+B^- の FastBDT > 0.8 の条件を課した M_{bc} 分布	37
5.16	シミュレーションの $B\bar{B}$ 事象から $B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ 信号事象のみを除いた $M_{bc} - \Delta E$ 分布	38
5.17	図 5.16 からさらに non-resonant $B^0 \rightarrow \phi K^+\pi^-$ 事象、 $B^0 \rightarrow \phi K_0^{*0}$ 事象を事象生成情報により除いた $M_{bc} - \Delta E$ 分布	39
5.18	図 5.17 からさらに $B^0 \rightarrow f_0 K^{*0}$, $B^0 \rightarrow f_0 K_0^{*0}$ など、 K^+K^- の起源が ϕ ではないが、終状態が $B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ 信号と同じ $K^+K^-K^+\pi^-$ になる事象を事象生成情報で除いた $M_{bc} - \Delta E$ 分布	39

5.19	$B\bar{B}$ の ΔE 分布	40
5.20	$B\bar{B}$ の $M_{bc} - \Delta E$ 分布 $-0.1 \text{ GeV} < \Delta E < 0.1 \text{ GeV}$ の M_{bc} 分布、 $M_{bc} < 5.255 \text{ GeV}/c^2$ の ΔE 分布を調べる。	40
5.21	$B\bar{B}$ の $-0.1 \text{ GeV} < \Delta E < 0.1 \text{ GeV}$ の M_{bc} 分布	41
5.22	$B\bar{B}$ の $M_{bc} < 5.255 \text{ GeV}/c^2$ の ΔE 分布	41
5.23	積分ルミノシティ 1 ab^{-1} 相当の信号およびバックグラウンドをそ それぞれ期待値の事象数含む MC データの M_{bc} 分布。この時の ΔE は $-0.03 \text{ GeV} < \Delta E < 0.03 \text{ GeV}$ の条件を課している。	41
5.24	積分ルミノシティ 1 ab^{-1} 相当の信号およびバックグラウンドをそ れぞれ期待値の事象数含む MC データの ΔE 分布。この時の M_{bc} は $5.27 \text{ GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.29 \text{ GeV}/c^2$ の条件を課している。	42
5.25	サイドバンド領域 ($5.2 \text{ GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.26 \text{ GeV}/c^2$) におけるコ ンティニウムバックグラウンドの $\Delta z'$ 分布。Double Gaussian で記 述できる。	44
5.26	$B\bar{B}$ バックグラウンドの $\Delta z'$ 分布。Gaussian で記述することとした。	44
5.27	積分ルミノシティ 1 ab^{-1} 相当の信号およびバックグラウンドをそ れぞれ期待値の事象数含む MC データの $\Delta z'$ 分布。下の青点線は $B\bar{B}$ 事象の $\Delta z'$ 分布、上の青点線はコンティニウム事象の $\Delta z'$ 分布、赤 点線は信号事象の $\Delta z'$ 分布、実線は 3 つの点線を合わせたものである。	45
6.1	実験データの $M_{bc} - \Delta E$ 分布	47
6.2	実験データの M_{bc} 分布	47
6.3	実験データの ΔE 分布	48
6.4	モンテカルロシミュレーションデータの信号領域での $M_{K\pi}$ 質量分布 (左) と実験データの $M_{K\pi}$ 質量分布 (右)。モンテカルロシミュレー ションデータの時、 $0.8 \text{ GeV}/c^2 < M_{K\pi} < 1.0 \text{ GeV}/c^2$ の事象数を 365 fb^{-1} に換算すると 341 事象である。	49
6.5	実験データの M_{bc} サイドバンド領域の $\Delta z'$ 分布	50
6.6	実験データの信号領域の $\Delta z'$ 分布。上の点線はサイドバンド領域の コンティニウム事象の $\Delta z'$ 分布、下の点線はモンテカルロシミュレー ションデータより求めた $B\bar{B}$ 事象の $\Delta z'$ 分布、赤点線は信号事象の $\Delta z'$ 分布、実線が 3 つの点線を合わせたものである。	50
9.1	R2 分布	53
9.2	cosTBTO 分布	53

9.3	cosTBz 分布	54
9.4	thrustBm 分布	54
9.5	thrustOm 分布	54
9.6	CleoConeCS(1,ROE) 分布	55
9.7	CleoConeCS(2,ROE) 分布	55
9.8	CleoConeCS(3,ROE) 分布	55
9.9	CleoConeCS(4,ROE) 分布	56
9.10	CleoConeCS(5,ROE) 分布	56
9.11	CleoConeCS(6,ROE) 分布	56
9.12	CleoConeCS(7,ROE) 分布	57
9.13	CleoConeCS(8,ROE) 分布	57
9.14	CleoConeCS(9,ROE) 分布	57
9.15	KSFVVariables(et) 分布	58
9.16	KSFVVariables(mm2) 分布	58
9.17	KSFVVariables(hso00) 分布	58
9.18	KSFVVariables(hso02) 分布	59
9.19	KSFVVariables(hso04) 分布	59
9.20	KSFVVariables(hso10) 分布	59
9.21	KSFVVariables(hso12) 分布	60
9.22	KSFVVariables(hso14) 分布	60
9.23	KSFVVariables(hso20) 分布	60
9.24	KSFVVariables(hso22) 分布	61
9.25	KSFVVariables(hso24) 分布	61
9.26	KSFVVariables(hoo0) 分布	61
9.27	KSFVVariables(hoo2) 分布	62
9.28	KSFVVariables(hoo1) 分布	62
9.29	KSFVVariables(hoo3) 分布	62

表目次

2.1	SuperKEKB 加速器の設計値	8
2.2	Belle II データ収集システムの要求性能	17
4.1	$B \rightarrow \phi K^{*0}$ 崩壊の事象を再構成する選別条件。 M_{KK} は K^+K^- の 不変質量、 $M_{K\pi}$ は $K^\pm\pi^\pm$ の不変質量を表す。その他の変数の定義 は本文を参照。	23
5.1	バックグラウンドの見積もりに使用した MC データ	30
5.2	CleoCones の変数の場合分け	33
5.3	FastBDT 出力値の条件を課す前後の事象数の変化	36
5.4	$B\bar{B}$ バックグラウンドの MC データの $\Delta z'$ 分布のフィット結果	43
5.5	コンティニウムバックグラウンドの MC データの $\Delta z'$ 分布のフィッ ト結果	43
6.1	崩壊過程と崩壊分岐比	46

1 序論

1.1 標準理論

標準理論は素粒子のふるまいを記述する現在の基本理論で、自然界に存在する 4 つの力のうち重力以外の「強い相互作用」、「弱い相互作用」、「電磁相互作用」の 3 つの相互作用をゲージ対称性に基づいて記述する。図 1.1 にあるように、物質を構成する粒子であるクォークとレプトンがそれぞれ 6 種ずつ、相互作用を媒介する粒子であるゲージボソンが 4 種、物質に質量を与える機構と関係するヒッグス粒子の計 17 種類の粒子を含む。これまでの実験結果で標準理論と明らかに矛盾するものは見出されていない。

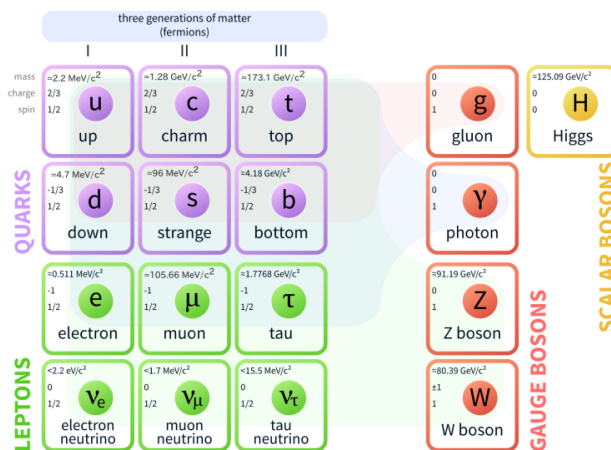


図 1.1: 標準理論に現れる素粒子

しかし、現在の標準理論では説明ができていない点も存在する。宇宙に存在すると考えられている物質やエネルギーのうち、標準理論で説明できるものは 5 % で、残りの 95 % は、天文観測の結果により、ダークマターと呼ばれる重力以外の相互作用がほとんど働かない物質が 27 %、宇宙を加速膨張させるダークエネルギーが 68 % を占めると考えられており、これらの正体は不明である。また、現在の宇宙は反粒子が残っておらず粒子のみで構成されているが、この状態に至る機構も未解明である。そのため、標準理論を超える新しい物理存在は确实視されており、その兆候の探索が重要である。

1.2 標準理論における CP 対称性の破れ

ビッグバン時に物質と反物質が異なる量が生成されたとすると、その差は一般にインフレーションで薄められてしまうことから、理論に不自然な仮定が必要になることが多い。これらは宇宙のごく初期には同数生成されたと考えられている。そこから、現在の宇宙で物質のみが存在している状況になる条件をサハロフの3条件と呼び、その3条件の1つが CP 対称性の破れである。 C は荷電共役変換、 P はパリティ変換を表している。

小林・益川理論は、クォークのフレーバーを考える中性カレント相互作用 (Flavor Changing Neutral Current, FCNC) が禁止されている事実を認識した上に、1964年に中性 K メソン系で発見された CP 対称性の破れを説明し得るものとして提案された理論である。クォークの世代数が3以上であれば、ユニタリ行列 V_{KM} の要素内に除去できない複素位相が残存し、それが弱い相互作用の CP 対称性を破るというものである。弱い相互作用では、電荷 $+\frac{2}{3}$ のアップ系クォークと電荷 $-\frac{1}{3}$ のダウン系クォークが二重項を成し、質量固有状態と弱い相互作用の固有状態は一般に異なる。それら間の関係はユニタリ変換 V_{KM} を用いて式 (1.1) のように書ける。

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{\text{KM}} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

この V_{KM} を小林・益川行列と呼び、 V_{KM} は、

$$V_{\text{KM}}^\dagger V_{\text{KM}} = 1 \quad (1.2)$$

を満たすユニタリ行列である。1になる関係式が3個、0になる関係式が6個あり、合計9個の束縛条件が存在する。 V_{KM} には2(実部 + 虚部) $\times 3 \times 3 = 18$ 個のパラメーターが存在するが、ユニタリ条件による9個の束縛条件により $18 - 9 = 9$ 個まで自由度の数が減る。さらに、クォークの波動関数の位相は自由にとることができるため、クォーク波動関数間の共通の位相を除いた位相差(5つ)は物理的に意味のある観測量ではないので、 $9 - 5 = 4$ 個のパラメーターが残る。残った4個のパラメーターのうち、3個は3次元空間内の回転を表すオイラー角に対応し、残る1個が CP 対称性を破る複素位相である。よって V_{KM} は式 (1.3) のように書ける。

$$\begin{aligned}
V_{\text{KM}} &= \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \\
&= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.3)
\end{aligned}$$

ここで、

$$s_{ij} = \sin \theta_{ij} \quad (1.4)$$

$$c_{ij} = \cos \theta_{ij} \quad (1.5)$$

で、 (i, j) は $(i, j) = (1, 2), (2, 3), (1, 3)$ という世代のインデックスである。弱い相互作用の荷電カレント相互作用により、クォークのフレーバー遷移が同一世代間で大きく、異なる世代間では小さい事実に基づき、 $s_{12} = \lambda$ のべきで展開したものを V_{KM} の Wolfenstein 表示と呼ぶ。その表式では、 V_{KM} は式 (1.6)~式 (1.8) により、式 (1.9) のように書ける。

$$s_{12} = \lambda = \frac{|V_{us}|}{\sqrt{|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2}} \quad (1.6)$$

$$s_{23} = A\lambda^2 = \lambda \left| \frac{V_{us}}{V_{us}} \right| + O(\lambda^4) \quad (1.7)$$

$$s_{13}e^{i\delta} = V_{ub}^* = A\lambda^3(\rho + i\eta) \quad (1.8)$$

$$\begin{aligned}
V_{\text{KM}} &= \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4) \\
&= \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\bar{\rho} - i\bar{\eta}) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \bar{\rho} - i\bar{\eta}) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.9)
\end{aligned}$$

式 (1.2) のユニタリ条件をあらわに書くと式 (1.10) となる。

$$V_{\text{KM}}^\dagger V_{\text{KM}} = \begin{pmatrix} V_{ud}^* & V_{cd}^* & V_{td}^* \\ V_{us}^* & V_{cs}^* & V_{ts}^* \\ V_{ub}^* & V_{cb}^* & V_{tb}^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

ここで、 B メソンの研究により吟味できるユニタリー条件は V_{KM}^\dagger の 3 行目と V_{KM} の 1 列目の内積で、式 (1.11) である。

$$V_{ub}^* V_{ud} + V_{cb}^* V_{cd} + V_{tb}^* V_{td} = 0 \quad (1.11)$$

式 (1.11) に対応するユニタリー条件は複素平面上に図 1.2 のような三角形を描く。右辺が 0 になる恒等式は式 (1.11) を含めて 6 つあり、それぞれの恒等式は複素平面上に三角形を描く。その中でも式 (1.11) 及び図 1.2 に示したものは、三辺の長さがすべて λ のオーダーが同じで、三つの内角がどれも数十度の大きさになるという特徴があり、他の 5 つとの顕著な違いがある。ユニタリティ三角形の辺の長さや内角はそれぞれ独立に測定でき、全ての測定と無矛盾な三角形を見出せるか否かにより、 CP 対称性の破れを含め、小林・益川理論の包括的な検証を行うことができる。

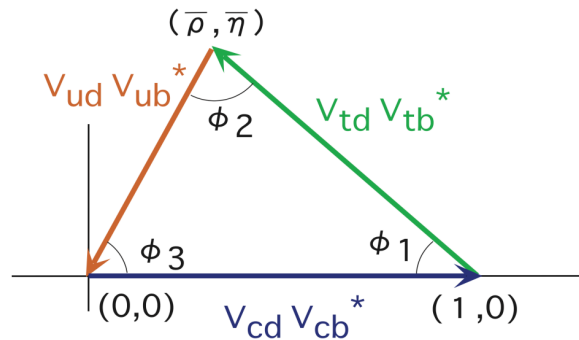


図 1.2: ユニタリティ三角形

1.3 本研究の目的

小林・益川理論だけでは宇宙が物質のみが残存する状態になっていることを説明できないため、小林・益川理論以外に CP 非保存を生じる新原理・新粒子の兆候を探索することが重要である。そこで Belle II 実験では、不確定性原理から新粒子が寄与することができる、ループを介したペンギンダイアグラムから生じる B メソンの稀崩壊過程における時間依存 CP 対称性の破れを測定し、標準理論とのずれを探することを重要課題としている。ここでは、対でできる B メソンと \bar{B} メソンの崩壊点をそれぞれ再構成して、その位置の違いからこれらが崩壊した時間差を事象ごとに求める必要がある。ペンギンダイアグラムから生じるもののうち $B^0 \rightarrow K^+ K^- K_S^0$ は重要なモードの一つである。この中には $B^0 \rightarrow \phi K_S^0$, $B^0 \rightarrow f_0 K_S^0$ といった二体崩壊が生じて、 $K^+ K^-$ 対が $\phi \rightarrow K^+ K^-$, $f_0 \rightarrow K^+ K^-$ から生じる寄与が約半分またはそれ以上を占めている [4]。

その中の $\phi \rightarrow K^+K^-$ 崩壊は ϕ メソンの質量が $1020 \text{ MeV}/c^2$ 、 K メソンの質量が $494 \text{ MeV}/c^2$ であることから、しきい値直上の崩壊であり、それにより出てくる K^+ トラックと K^- トラックの opening angle がほかの崩壊よりも小さい。対称的な例として $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ 崩壊の $B \rightarrow J/\psi K$ について B メソンの静止系で $B \rightarrow \phi K$ の二体崩壊と比較すると、前者の opening angle は約 120 度になるのに対して、 $\phi \rightarrow K^+K^-$ 崩壊では約 9 度になる。その模式図を図 1.3 に示す。

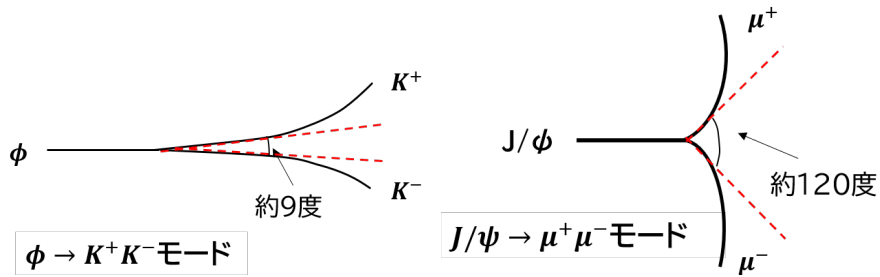


図 1.3: (左) $\phi \rightarrow K^+K^-$ 崩壊と (右) $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ の opening angle

$B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ モードを用いた崩壊点位置分解能は先行研究 [23][25] があるのに対し、この opening angle が小さいとき、再構成した崩壊点の位置分解能に与える影響について調べるために、本研究では $B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ 、 $\phi \rightarrow K^+K^-$ 、 $K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-$ に着目し、 B メソンの崩壊点の位置分解能を評価した。

2 Belle II 実験

Belle II 実験は Belle II 測定器と SuperKEKB 加速器を用いて行われる電子・陽電子衝突実験である。茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) で行われていた Belle 実験の後続実験で、2019 年 3 月から本格的に運転が開始された。最終的に Belle 実験の 50 倍である 50 ab^{-1} の高統計データを収集し、そのデータの解析によって B メソン系における CP 対称性の破れの精密測定をはじめ、素粒子標準理論で禁止または抑制されている稀な過程の探索または測定により、新しい物理法則の解明をミッションとする国際共同実験である。

2.1 SuperKEKB 加速器

SuperKEKB 加速器は約 3 km の周長を持つ、7 GeV の電子と 4 GeV の陽電子を衝突させる電子・陽電子衝突型加速器である。図 2.1 に、SuperKEKB 加速器の全体図を示す。

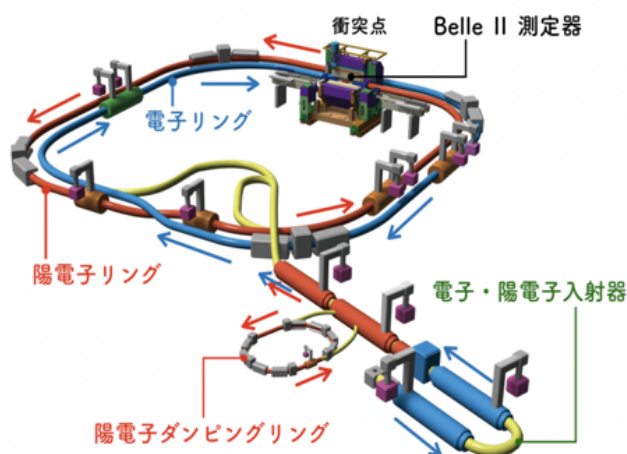


図 2.1: SuperKEKB 加速器

稀な過程を高感度で探索及び測定するには、加速器のルミノシティの大幅な向上が必要である。ルミノシティとは、ビーム衝突性能を表す指標となる量であり、式 (2.1) のように単位時間当たりに生じる事象数 $R[s^{-1}]$ は、ルミノシティ $\mathcal{L}[\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$ と反応断面積 $\sigma[\text{cm}^2]$ の積で表せる。

$$R[s^{-1}] = \mathcal{L}[\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}] \times \sigma[\text{cm}^2] \quad (2.1)$$

SuperKEKB の目標ルミノシティは $6 \times 10^{35} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ で、KEKB の最高値 $2.1 \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ の 30 倍のルミノシティを得ようとしている。衝突型加速器では、ルミノシティ \mathcal{L} は加速器を設計する際のパラメーターを用いて式 (2.2) のように記述される。

$$\mathcal{L} \propto \gamma_{\pm} \left(\frac{I_{\pm} \xi_{y\pm}}{\beta_{y\pm}^*} \right) \quad (2.2)$$

ここで β_y^* は衝突点垂直方向ベータ関数、 I はビーム電流、 ξ_y は垂直方向ビームビームパラメーター、 γ はローレンツ・ファクターである。添え字の $+$ は陽電子ビームの、 $-$ は電子ビームのパラメーターであることを示す。式 (2.2) より、ルミノシティを向上させるためには、 β_y^* を小さく、 I 、 ξ_y を大きくする必要がある。しかし、バンチの長さに見合う限度を超えて β_y^* を絞っても、焦点位置以外でビームのバンチが膨らむ「砂時計効果」によって、ルミノシティ向上に効果的ではない。そこで、SuperKEKB 加速器では、ナノ・ビーム・スキームを採用することによって砂時計効果を避けつつ β_y^* を 20 分の 1 まで絞って有効にルミノシティをあげることを想定した設計にしている。電子ビームと陽電子ビームのそれぞれのバンチがリングを周回し、SuperKEKB 加速器のビーム衝突点でバンチが交差する際のナノ・ビーム・スキームの概念図を図 2.2 に示す。衝突点での β_y^* を小さくしても、ビーム交差領域のサイズがそれを超えないよう、KEKB 加速器では 22 mrad であったビーム交差角を 83 mrad まで大きくして 200~300 μm 程度まで狭めることができるため、これと同等程度まで β_y^* を小さくできる。この際に交差領域での鉛直方向のビームスポットの広がり最終的には 1 μm を切る状態を目指す。表 2.1 に SuperKEKB 加速器の設計値を示す。

表 2.1: SuperKEKB 加速器の設計値

パラメーター	陽電子リング	電子リング
ビームエネルギー	4.0 GeV	7.007 GeV
ビーム電流	3.6 A	2.6 A
$\frac{\beta_x^*}{\beta_y^*}$	32/0.27 mm	25/0.30 mm
x 軸方向のビームサイズ (σ_x)	10.1 μm	10.7 μm
y 軸方向のビームサイズ (σ_y)	48 nm	62 nm
バンチの長さ (σ_z)	6(4.7) mm	5(4.9) mm
ビーム-ビームパラメーター ($\frac{\xi_x}{\xi_y}$)	0.0028/0.088	0.0012/0.081

Nano-Beam Scheme

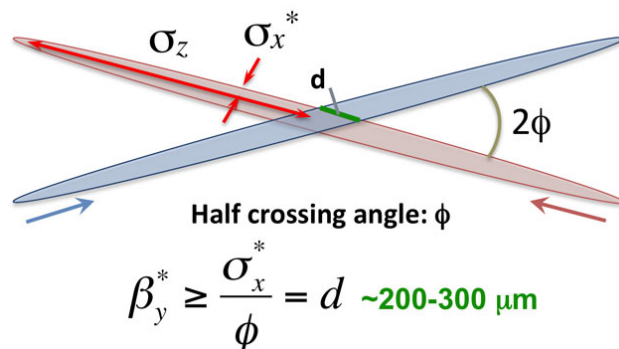


図 2.2: ナノ・ビーム・スキームの概念図

2.2 Belle II 測定器

Belle II 測定器は、幅、高さが約 8 m、重さが約 1400 トンの大きさの大立体角汎用検出器である。内部には、測定の目的に最適化された様々な検出器が、ビームパイプの衝突点付近に円筒状に重なる構造をしている。以下に各検出器について述べる。

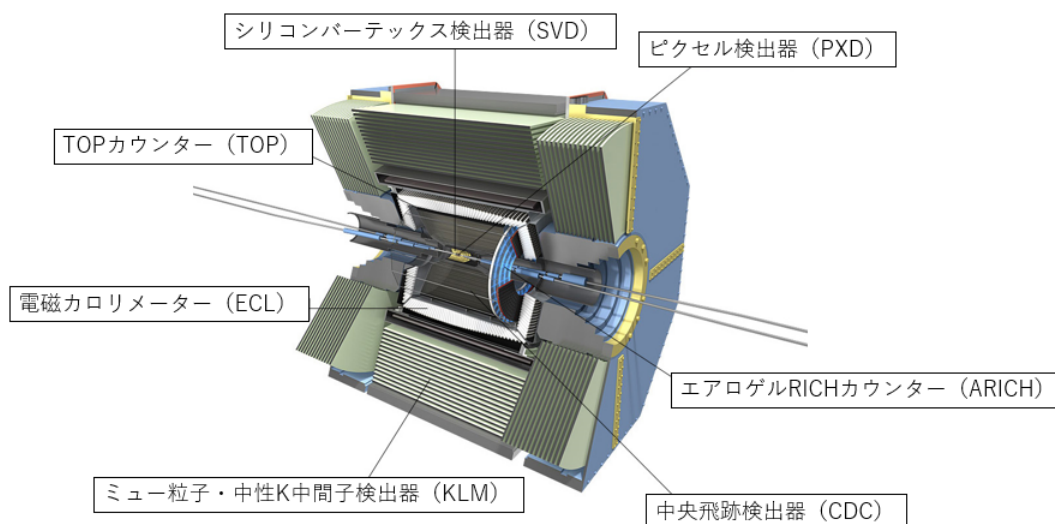


図 2.3: Belle II 測定器

2.2.1 崩壊点検出器 (VXD:Vertex Detector)

VXD は B メソンの崩壊点を測定するものである。Belle II 実験でも重要な時間依存 CP 対称性の破れの測定においては、対で生じる B^0 と \bar{B}^0 の精密な崩壊点測定が必要である。VXD はビームパイプを囲むように 2 層の PXD(ピクセル検出器) と 4 層の SVD(シリコンバーテックス検出器) の 2 種類のセンサーを用いた合計 6 層からなる。B メソンなど不安定粒子の崩壊などによって生成された荷電粒子は各層のシリコンセンサーを突き抜ける。そしてこの時に作られる電気信号から、センサー上の通過位置を示す 2 次元情報を得る。後述する中央飛跡検出器 (CDC) が荷電粒子の飛跡を見出して運動量を求めると、それを衝突点に向けて外挿し、該当するセンサー上のヒットと結び付けて飛跡のヘリックスパラメーターを再フィットにより求め直す。こうして衝突点からの最近接点を高精度で得た複数の飛跡から、B メソンをはじめとした不安定粒子の崩壊点の再構成を可能にする。

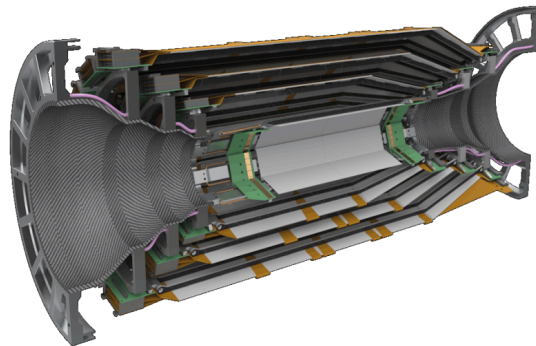


図 2.4: 崩壊点検出器の断面図

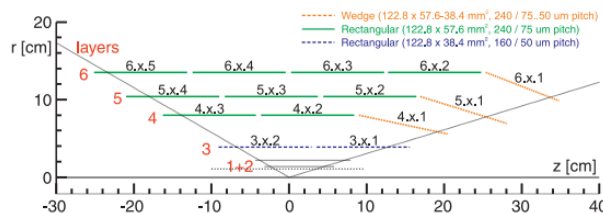


図 2.5: VXD センサーの配置図

PXD:Pixel Detector

PXD は VXD の内側から 1 層目と 2 層目の検出器である。PXD は DEPFET (Depleted P-channel Field Effect Transistor) (図 2.6) と呼ばれるピクセル化されたシリコン検

出器で構成されている。荷電粒子がシリコン内を通過することによって電子・正孔対が生成され、その電気信号を増幅して読み出す。このセンサーの厚みは $50\ \mu\text{m}$ と薄く、荷電粒子が通過する際の多重散乱を低減して B メソン崩壊点の位置分解能を高くすることに大きく貢献している。

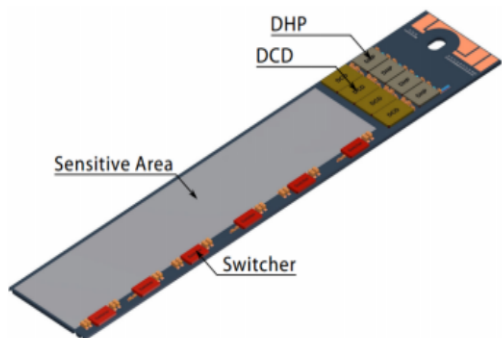


図 2.6: DEP FET センサー

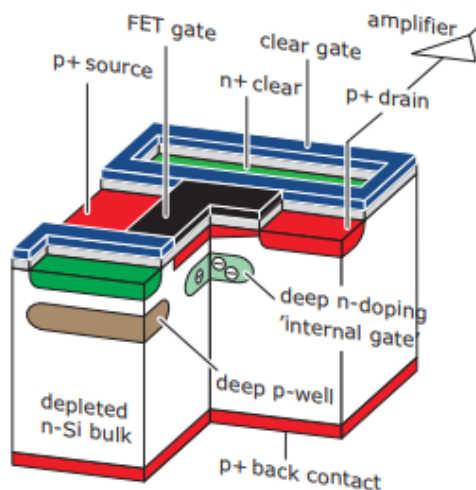


図 2.7: DEP FET センサーピクセルの内部構造

SVD: Silicon Vertex Detector

SVD に使用される検出器は DSSD (Double-Sided Silicon Detector) と呼ばれるシリコンセンサーである。DSSD の構造を図 2.8 に示す。

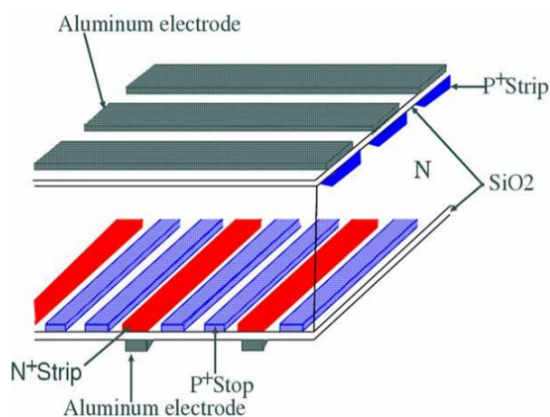


図 2.8: DSSD の構造

このセンサーは、図 2.8 に示すようにセンサーの各面に n 型半導体のストリップと

p型半導体のストリップが直交に配置された構造となっている。Belle II 実験の SVD センサーと読み出しチップを結ぶ接続部には、ノイズを抑制するために図 2.9 に写真を示すオリガミコンセプトと呼ばれる構造を採用した。

また、各層の SVD は図 2.10 で示すような、DSSD(図 2.8)、断熱材 (AIREX)、読み出し基板、アダプタ用フレキシブル基板、オリガミフレキシブル基板、およびサポートリブから較正されている。読み出しには APV25 と呼ばれる ASIC を使用している。

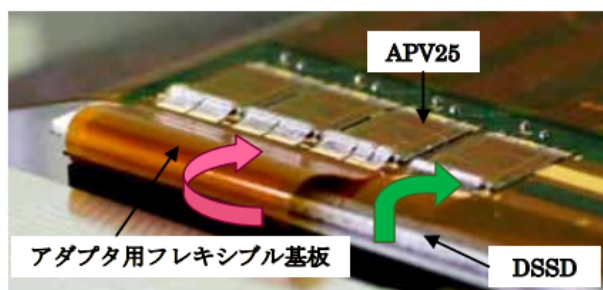


図 2.9: オリガミコンセプト

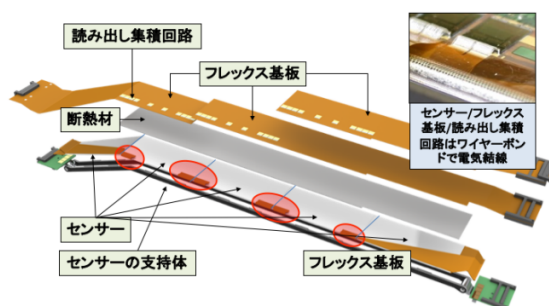


図 2.10: SVD ラダーの構成

2.2.2 中央飛跡検出器 (CDC: Central Drift Chamber)

CDC は半径約 1.1 m の円筒の中に細い金属線を張り、内部をヘリウムとエタンを 1:1 で混合したガスで満たした検出器で、内側直径が約 32 cm、外側直径が約 226 cm である。信号読み出しのためのセンスワイヤーと電場形成のためのフィールドワイヤーには、それぞれ直径 30 μm の金メッキタングステンと直径 120 μm のアルミニウム合金を使用している。荷電粒子がこの検出器を横切ると、充填されているガス分子がイオン化され、生じた電子がフィールドワイヤーで形成された電場によってセンスワイヤーへとドリフトし、センスワイヤーのごく近傍で電子雪崩を形成することによ

り電気信号パルスを作る。また、電気信号の大きさすなわちガスを通過中の荷電粒子のエネルギー損失 (dE/dx) を測定することで、粒子の種類を識別することができる。

図 2.11 に Belle 実験と Belle II 実験でのワイヤー配置の比較を示す。Belle 実験の CDC と比べると VXD が占める領域が拡大したこと、後述するように粒子識別の役割を担う検出器がエアロゲルチェレンコフ検出器 (ACC) から TOP カウンターに更新されて占める体積が減少したことに対応して、内半径および外半径がともに大きくなった。

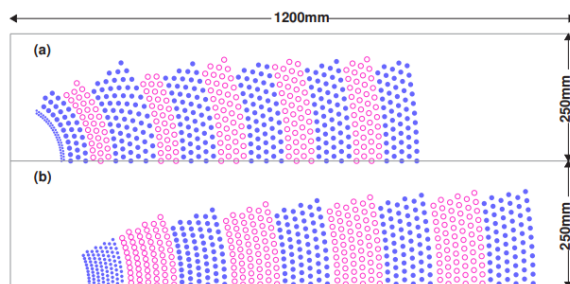


図 2.11: Belle 実験の CDC(a) と Belle II 実験の CDC(b) でのワイヤー配置の比較。ドットとオープンドットは、それぞれ z 軸に平行なアキシアルワイヤーと飛跡系の三次元的再構成に必要な z 軸に角度をつけて張られたステレオワイヤーを示す。

2.2.3 粒子識別検出器

粒子識別装置には TOP (Time of Propagation カウンター) と、前方エンドキャップ部は ARICH (Aerogel RICH カウンター) の検出器を用いている。高速の π メソンと K メソンが物質内を通過すると、チェレンコフ光と呼ばれる光が荷電粒子の軌道を中心軸とする円錐状に輻射される。TOP と ARICH は、高感度の光検出器で光子を検出し、同じ運動量でも π と K では質量の違いにより速さが異なり、その結果として生じる輻射角度の違いを測定して粒子識別を行う。 π と K の識別は、フレーバータグや新物理探索のための稀崩壊の測定に重要である。

TOP: Time of Propagation カウンター

TOP カウンターは、Belle II 実験において主にバレル部の K^\pm/π^\pm 識別を担うリングイメージ型チェレンコフ (RICH) 検出器である。2.7 cm \times 45 cm \times 2 cm の石英輻射体と光検出器 MCP-PMT を 1 ユニットとして構成されており、Belle II 検出器の円筒部に 16 台設置されている。光速に近い荷電粒子が石英輻射体に入射するとチェレンコフ光が発生する。このチェレンコフ光は輻射帯内部で全反射して端面の光検出器

まで伝播し、そこで MCP-PMT で検出される。TOP カウンターの動作原理を図 2.13 に示す。輻射体内でチェレンコフ光は全反射を繰り返しながら伝播する際に、光路の長さがチェレンコフ光を放出した角度に依存して変わることから、それを伝播時間と検出位置が反映する。時間分解能に優れた MCP-PMT を使用することにより、精密に測定したチェレンコフ光の伝播時間と検出位置情報および荷電粒子の電子・陽電子衝突点から TOP カウンターまでの飛行時間情報をあわせて、荷電粒子を同定する。

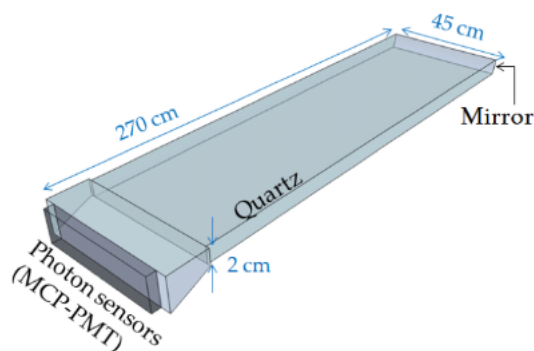


図 2.12: TOP カウンターの概形

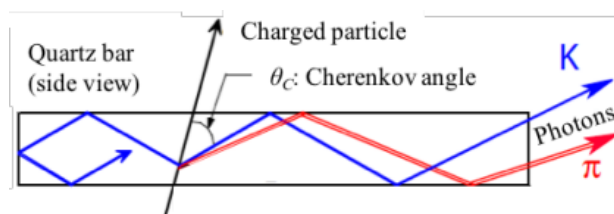


図 2.13: TOP カウンターの動作原理概念図

ARICH:Aerogel RICH カウンター

ARICH はチェレンコフ光を用いた検出器であり、前方エンドキャップ部での K/π メソン識別を担っている。屈折率が粒子入射側で 1.045 と反対側が 1.055 で厚さ 2 cm の異なる 2 種類のアエロゲルを輻射体としている。ARICH はこのシリカアエロゲルと、リングを再構成できるように、チェレンコフ光の到来位置を検出する機能を持つ HAPD(Hybrid Avalanche Photo Detector) と呼ばれる光検出器で構成される。図 2.14 に ARICH の識別便利を示す。

荷電粒子が輻射体であるアエロゲルを通過したときに発生するチェレンコフ光を 20 cm ほど離れたところで入射位置に感度のある光検出器で測定することにより、チェレンコフ角 θ_c を測定する。 θ_c は、荷電粒子の速度 β と輻射体の屈折率 n を用いて式

(2.3) と書ける。

$$\cos\theta_c = \frac{1}{\beta n} \quad (2.3)$$

荷電粒子の運動量 p を CDC で測定すれば、荷電粒子の質量式 (2.4) を測定でき、粒子識別を行うことができる。

$$m = (p/c)\sqrt{n^2\cos^2\theta_c - 1} \quad (2.4)$$

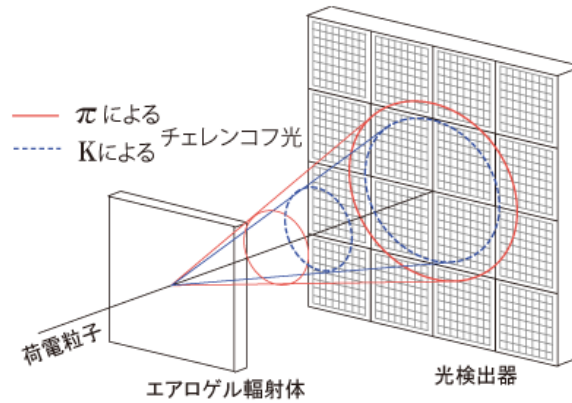


図 2.14: ARICH の識別原理

2.2.4 電磁カロリメーター (ECL:Electromagnetic Calorimeter)

ヨウ化セシウム (CsI(Tl)) 結晶シンチレーターを使用した検出器であり、電子や光子のエネルギーを測定する。電子や光子がシンチレーター結晶に入射すると、電磁シャワーを起こす。生じたエネルギー損失により発生したシンチレーション光を PIN-PD で読みだす。その信号パルスをサンプリング周波数 1.76 MHz の 18 bit ADC を用いて 31 点サンプル・アンド・ホールドした波形データをフィットして当該結晶中のエネルギー損失とパルスのタイミングを再構成する。CsI(Tl) 結晶は長さ 30 cm で、断面は約 $5.5 \times 5.5\text{cm}^2$ の形状であり、前方エンドキャップ部に 1152 本、バレル部に 6624 本、後方エンドキャップ部に 960 本使用している。バレル部内筒の半径は 1250 mm で、荷電粒子の飛跡を検出するデバイスの有感領域 $17^\circ < \theta < 150^\circ$ の範囲に発生した粒子が形成した電磁シャワーのすそまで検出可能となるようエンドキャップ部の CsI(Tl) カウンターはその外側の $12^\circ < \theta < 157^\circ$ まで配置されている。ECL の断面図は図 2.15 に示す。

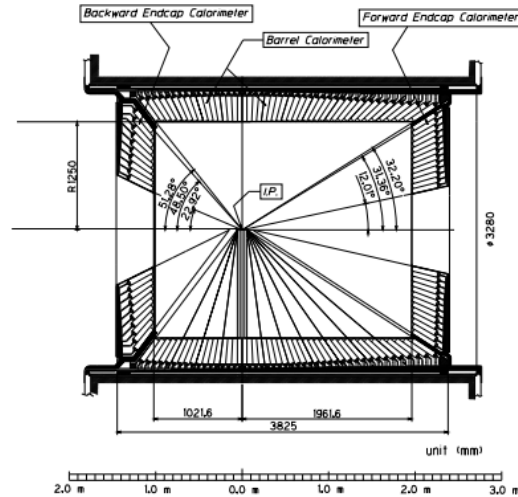


図 2.15: ECL のビーム軸を含む断面図

2.2.5 超伝導ソレノイド電磁石

ECL の外側にはソレノイド型電磁石が設置されており、その内側に 1.5 T の強い磁場を作る。CDC 内の荷電粒子はこの磁場によってローレンツ力を受け軌道が曲げられ、その曲率から運動量を測定する。

2.2.6 μ 粒子・ K_L^0 粒子検出器 (KLM)

KLM 検出器は、 μ 粒子の同定と K_L^0 の検出のための検出器であり、Belle II 検出器の最外層に位置している。ソレノイド電磁石が作る磁場のフラックスリターンを兼ねた約 4.7 cm の鉄板を 14 層設置し、それぞれの板の間に約 4.4 cm の隙間があり、そこに荷電粒子の通過を検出する検出器が設置されている。構造体はバレル部とエンドヨーク部からなり、中央にあるバレル部を前後 2 つのエンドヨーク部で蓋をして内側を完全に囲い、磁場が漏れないようになっている。高いバックグラウンドにさらされるエンドキャップ部とバレル部の内側 3 層は、プラスチックシンチレータに波長変換ファイバーを差し込み、ガイガーモードで動作するピクセル型半導体光センサーの浜松ホトニクス社製 MPPC で読みだす検出器、他は Belle 実験から継承されている RPC(Resistive Plate Counter) というガスチェンバーの 1 種で、2 枚のガラスの板を数 mm のギャップで並べた構造の検出器を採用している。

2.2.7 データ収集 (DAQ) システム

Belle II 実験では、Belle 実験の 30 倍の高いルミノシティでのデータ収集を行う。そのため、トリガーの高性能化および検出器のデータ収集能力の向上が必要である。Belle II データ収集システムに要求される性能を表 2.2 に示す。

表 2.2: Belle II データ収集システムの要求性能

最大トリガーレート	30 kHz
最大イベントサイズ	1 MB
最大 Level 1 データフロー	30 GB/sec
ピクセルデータサイズリダクション	1/10
HLT レートリダクション	1/3 ~ 1/6
最大データ記録レート	1.8 GB/sec

データ収集システムのうち、PXD 以外の検出器サブシステムでは、デジタル化された信号は共通の Belle2link と呼ばれる高速光データ転送システムを用いて共通読み出しモジュール COPPER に送られる。PXD のデータ量はほかの検出器と比べて圧倒的に大きいため、高次トリガー (HLT) で再構成された粒子の飛跡を PXD センサーの表面まで外挿して興味ある領域 (Region of interest) にあって信号を発生したピクセルのデータだけを後段に送ることによりデータ量の削減を図っている。HLT はオフラインと全く同じ全イベント再構成がイベントごとの並列処理で行われ、その結果を用いて物理イベントの選択を行う。

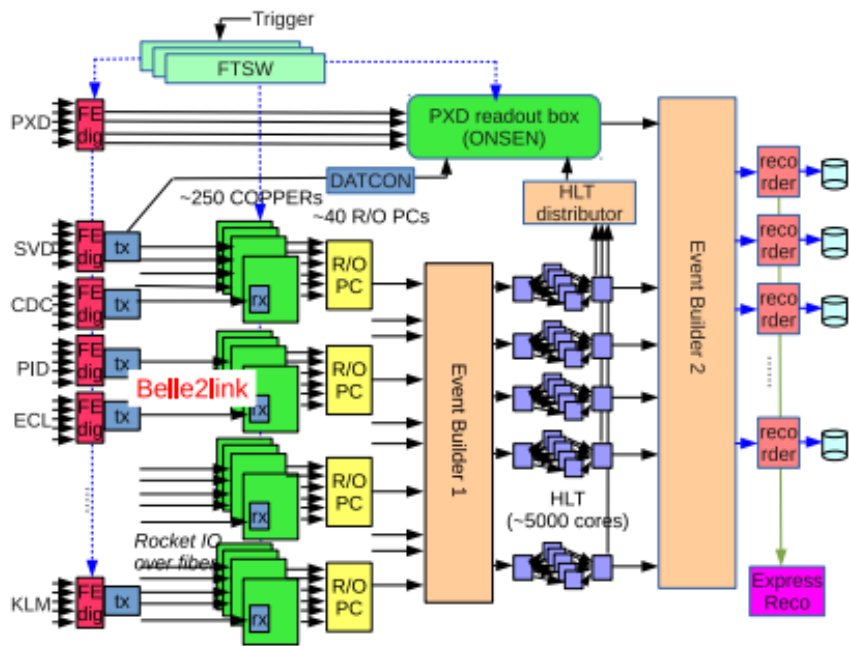


図 2.16: Belle II 実験でのデータ収集システムのブロック図

3 時間依存 CP 非保存の測定

B ファクトリー実験では中性 B メソンは $\Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0$ 崩壊によって得られる。 B^0 または \bar{B}^0 のいずれかが CP 固有状態 f_{CP} に崩壊し、他方がフレーバーを特定できる状態 f_{tag} に崩壊したとする。 $B \rightarrow f_{CP}$ の崩壊時刻を t_{CP} 、 $B \rightarrow f_{\text{tag}}$ の崩壊時刻を t_{tag} とするとき、崩壊時間差を

$$\Delta t \equiv t_{CP} - t_{\text{tag}} \quad (3.1)$$

と定義すると、 CP 固有状態に崩壊する B メソンの確率密度関数 (Probability Density Function:PDF) $\mathcal{P}(\Delta t)$ は次式で与えられる。

$$\mathcal{P} = \frac{e^{-|\Delta t|/\tau}}{4\tau} \{1 + q \cdot [S \sin(\Delta m \Delta t) - C \cos(\Delta m \Delta t)]\} \quad (3.2)$$

ここで、 $q = \pm 1$ は $B \rightarrow f_{\text{tag}}$ に崩壊した B メソンのフレーバーで、 $B^0 \rightarrow f_{\text{tag}}$ のときに $q = +1$ である。また、中性 B メソンの寿命は $\tau (\sim 1.5 \text{ps})$ 、中性 B メソンの二つの質量固有状態の質量差は Δm 、 B メソンの崩壊と $B^0 \bar{B}^0$ 混合が干渉して生じる間接的 CP 非保存パラメーターは S 、直接的 CP 非保存パラメーターは C である。式 (3.2) が与える非対称度は Δt の関数で次式になる。

$$\begin{aligned} A(\Delta t) &\equiv \frac{\Gamma[\bar{B}(\Delta t) \rightarrow f_{CP}] - \Gamma[B(\Delta t) \rightarrow f_{CP}]}{\Gamma[\bar{B}(\Delta t) \rightarrow f_{CP}] + \Gamma[B(\Delta t) \rightarrow f_{CP}]} \\ &= S \sin(\Delta m \Delta t) - C \cos(\Delta m \Delta t) \end{aligned} \quad (3.3)$$

$\Upsilon(4S)$ メソンから崩壊した 2 つの中性 B メソンがともに崩壊せず存在している限り、2 つは必ず $B^0 \bar{B}^0$ のペアで存在し、 $B^0 B^0$ や $\bar{B}^0 \bar{B}^0$ のペアでは存在しない。これは二粒子系であるため、ボーズ統計に従う二粒子間の量子力学的相関が生じるためである。電子・陽電子対消滅により $\Upsilon(4S)$ を介して生じる、 B^0 と \bar{B}^0 がなす系は仮想光子と同じ $c = 1$ の状態にある。ここまでの仮定に関するのが電磁気力と強い相互作用なので、 c 固有値が保存されることから、先に f_{tag} に崩壊したものが B^0 であるとき、その瞬間他方は必ず \bar{B}^0 となる。残された B メソンは単独で $B^0 \bar{B}^0$ 混合をしながら f_{CP} に崩壊する。

Belle II 実験での時間依存 CP 非保存を測定する手順を以下に示す。図 3.1 は $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ 崩壊を用いた時間依存 CP 非保存測定の模式図である。

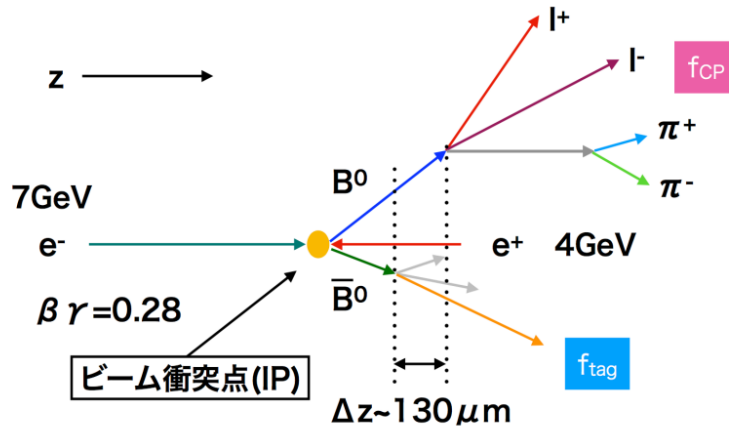


図 3.1: 時間依存 CP 非保存測定方法

1. CP 固有状態への崩壊 ($B \rightarrow f_{CP}$) を再構成する。
2. 同一事象中で $B \rightarrow f_{CP}$ の娘粒子以外に再構成した粒子を集め、それらをタグ側の B メソン ($B \rightarrow f_{tag}$) とする。
3. CP 側とタグ側双方の B メソンの崩壊点を再構成して Δz を得る。 $\Delta t = \Delta z / c\beta\gamma$ より、 Δt を得る。
4. タグ側の娘粒子の情報からフレーバー識別の符号 q とフレーバータグの質を表す指標である r を得る。
5. 得られた Δt 分布と q と r を考慮した確率密度関数を用いた最尤度法フィットにより S と C を決定する。

3.1 荷電粒子の飛跡再構成

電子・陽電子衝突によって粒子が発生すると、Belle II 測定器内ではソレイド磁場により荷電粒子はローレンツ力を受け、その飛跡はらせん軌道 (helix) を描く。CDC のセンスワイヤーのヒットで連なっているパターンをなす群を見出すことが飛跡の認識である。1本の飛跡を構成すると認識された CDC ヒット情報を用いて、らせん軌道を規定する5つのヘリックスパラメーターなる変数を、最小二乗法の適用によって求める。同一事象内で発見し得る全ての飛跡に対してこれをくり返す。こうして CDC で見出した飛跡を VXD に外挿し、その近傍に見出した PXD や SVD のヒットを含めて最小二乗法フィットをもう一度行う、CDC と VXD のコンバインドフィットにより、最終的なヘリックスパラメーターを得る。この際にヘリックスパラメーターの誤差も見積り、誤差行列として保存する。Belle II 実験で採用しているヘリックスパラ

メーターは、設計上の理想的な IP である座標原点に、らせん軌道の飛跡が最も接近した点である PoCA (Point of Closest Approach) として以下の 5 つを定義する。

- d_0 : xy 平面内の座標原点から PoCA までの距離の最小値。らせんを xy 平面内に投影した円の外側と内側のいずれに座標原点がいるかにより正負の符号をつける。

- z_0 : PoCA の z 座標

- ϕ_0 : xy 平面内の PoCA の方位角

- ω : 曲率半径の逆数。粒子の電荷により正負の符号をつける。

- $\tan\lambda$: $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ として、 rz 平面内の傾き

なお、Belle 測定器の座標系は、ビーム衝突点を座標原点にとり、83 mrad で交差する電子ビームと陽電子ビームの二等分線を z 軸方向、電子の進行と同じ向きを $+z$ とし、鉛直上向きに y 軸、SuperKEKB 加速器リング外側を向いた x 軸で張る右手系である。

3.2 崩壊点再構成

Δt は 2 つの B メソンの崩壊点位置のビーム軸方向の差 Δz から $\Delta t = \Delta z / \beta\gamma c$ により得られる。ここで $\beta\gamma$ は非対称衝突による $\Upsilon(4S)$ の実験室系におけるローレンツブースト、 c は光速である。そのため、 Δz の精密な測定は Δt の精度を左右する。

崩壊点再構成とは CDC と VXD をコンバインドフィットして得た娘粒子の飛跡とその誤差行列から親粒子の崩壊点位置をコンストレイントフィットにより求めることを指す。

一般に、粒子の状態を記述する運動学的変数は、位置 (x, y, z) 、運動量とエネルギーからなる 4 元運動量 (P_x, P_y, P_z, E) の 7 つであり、再構成した終状態の荷電粒子の飛跡から親粒子のこの 7 つのパラメータを束縛条件つきフィットにより抽出する。それを実行するソフトウェアとして、Belle II 実験では TreeFit を開発し、本研究でもそれを使用した。親の B メソンを、崩壊チェーンを指定して再構成する場合、指定した崩壊チェーンの中間状態も含めてコンストレイントフィットする機能が TreeFit の特色である。

様々な B メソンの崩壊モードにおける時間依存 CP 非保存測定で、崩壊点位置分解能はモンテカルロシミュレーションを用いてモデル化する取り組みが行われている。したがってモンテカルロシミュレーションと実験データで直接に比較できる量の分布を観測することにより、シミュレーションが実験の状況を適切に再現していることを確かめることが必要である。その目的に合致する量として、 $B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ 崩壊事象において、再構成した $\phi \rightarrow K^+ K^-$ 崩壊点と $K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$ 崩壊点の位置の違いが有効であると考えた。

4 モンテカルロシミュレーションによる $B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ 崩壊の事象再構成と崩壊点位置分解能

4.1 $B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ 崩壊モード

ペンギンダイアグラムで生じる B メソンの崩壊モードにおける CP 非保存測定は重要であり、 $B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ 崩壊もペンギンダイアグラムから生じる崩壊モードである。

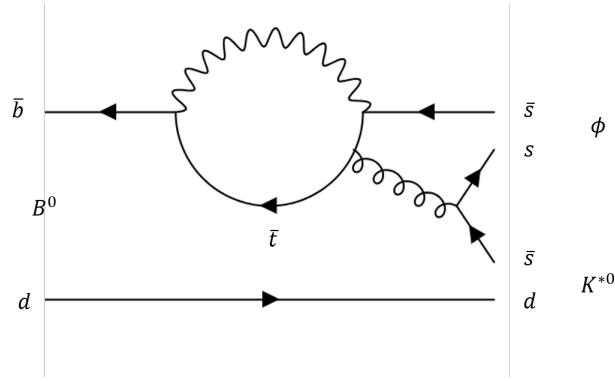


図 4.1: $B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ のダイアグラム

$B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ 崩壊は、擬スカラー粒子である B メソンから ϕ と K^{*0} という二つのベクトル粒子への崩壊である。角運動量保存より終状態は ϕ と K^{*0} の間の軌道角運動量 L は 0,1,2 が可能で、一般にこれら 3 つの線形結合である。PDG では、Transversity 基底で測定値を示しており、 $A_{\parallel}, A_{\perp}, A_0$ の 3 つの崩壊振幅による表記である。一方、EvtGen プログラムでは、2 つの横偏極 H_+ と H_- 、縦偏極 H_0 による定義であり、以下の関係式で変換できる。

$$A_{\parallel} = \frac{H_+ + H_-}{\sqrt{2}} \quad (4.1)$$

$$A_{\perp} = \frac{H_+ - H_-}{\sqrt{2}} \quad (4.2)$$

$$A_0 = H_0 \quad (4.3)$$

EvtGen プログラムでは $B \rightarrow VV$ モードを取り扱うため、SVV_HELAMP モデルに上記の式で得た H_+, H_-, H_0 の 3 つの振幅の絶対値 ($|H_+| = 0.7069$, $|H_0| = 0.7050$, $|H_-| = 0.0525$) と位相 (H_+ の位相=2.4772, H_0 の位相=0.0, H_- の位相=1.7413) を入力として与えて事象生成した。signalMC と呼ばれる $B\bar{B}$ 対生成事象で片側が $B^0 \rightarrow \phi K^{*0} (\rightarrow K\pi)$ 崩壊で、反対側が一般的な Generic decay する事象およびその荷電共役状態のみ含むシミュレーションデータを用意した。

4.2 事象再構成

本研究ではモンテカルロシミュレーション (Monte Carlo:MC) のデータを使用する。事象選別条件の最適化やバックグラウンドの見積もりに Event Generator で事象生成し、GEANT4 で粒子が物質を通過する際の相互作用をシミュレーションし、通過した測定器の有感領域の部位ごとに、そこで生じたエネルギー損失の値に基づき、信号処理電子回路の特性を加味して実データと同じ形式の生データを生成する。これを実データを処理するのと同じソフトウェアを用いて、荷電粒子の飛跡やカロリメーターで検出したエネルギーのクラスターを再構成するところまで進めて、生成した粒子の4元ベクトル (t, x, y, z) と (E, P_x, P_y, P_z) を求めて書き込んだ MDST 形式のデータにする。この MDST データを以降の解析処理の入力とすることで、シミュレーションデータと実データの直接比較が可能である。

$B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$, $\phi \rightarrow K^+ K^-$, $K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$ とその荷電共役 (charged conjugate, cc) 状態の事象を再構成する選別条件を表 4.1 に示す。粒子識別の Likelihood は、

表 4.1: $B \rightarrow \phi K^{*0}$ 崩壊の事象を再構成する選別条件。 M_{KK} は $K^+ K^-$ の不変質量、 $M_{K\pi}$ は $K^\pm \pi^\pm$ の不変質量を表す。その他の変数の定義は本文を参照。

粒子	選別条件
K^\pm	Likelihood Ratio > 0.1 $ dr < 1 \text{ cm}$ $ dz < 5 \text{ cm}$
π^\pm	Likelihood Ratio > 0.1 $ dr < 1 \text{ cm}$ $ dz < 5 \text{ cm}$
ϕ	$M_{KK} < 1.05 \text{ GeV}/c^2$
K^{*0}	$0.70 \text{ GeV}/c^2 < M_{K\pi} < 1.55 \text{ GeV}/c^2$
B^0	$-0.15 \text{ GeV} < \Delta E < 0.15 \text{ GeV}$ $5.24 \text{ GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.29 \text{ GeV}/c^2$

SVD、CDC、TOP、ARICH、ECL、KLM の情報を組み合わせて求める。Likelihood は粒子の種類を仮定したときに入手可能な量の確率密度の積である。荷電粒子の識別全般に、SVD と CDC で測定した粒子のエネルギー損失 dE/dx 、CDC で測定した飛跡からの運動量、TOP で測定した粒子の飛行時間とチェレンコフ光の光検出器受光

面上での検出位置と伝搬時間分布、ARICH で測定したチェレンコフ光子のリングイメージといった諸々の量の分布が示す確率密度が使用可能である。CDC で測定した運動量の大きさ p と ECL で測定したエネルギー E の比 E/p が 1 に近い大きな値をとる分布をすることが大きく役立つ。 μ 粒子の識別は、KLM でのヒット位置と内部の検出器から外挿した飛跡の残差と、KLM を構成する鉄板を貫いた枚数の分布による確率密度を用いて行う。粒子で i, j を荷電粒子 e, μ, π, K, p, d を指す 1 から 6 までの値をとる添え字とし、粒子識別に使用する物理量の添え字を k で表すと、種類 j の粒子に対応する Likelihood \mathcal{L}_j は

$$\mathcal{L}_j = \prod_k \mathcal{P}_k(j) \quad (4.4)$$

で表せる。ここで、 $\mathcal{P}_k(j)$ は種類 j の粒子が物理量 k の分布を作る確率密度である。したがって、種類 j の粒子に対する Likelihood Ratio は式 (4.5) で表すことができる。

$$\text{Likelihood Ratio} = \frac{\mathcal{L}_j}{\sum_{i=1}^6 \mathcal{L}_i} \quad (4.5)$$

$K^+\pi^-$ の不変質量 $M_{K\pi}$ と K^+K^- の不変質量 M_{KK} の分布を以下の図 4.2 と図 4.3 に示す。 K^{*0} 以外に同じ終状態である $K\pi$ に崩壊する質量 $1.4 \text{ GeV}/c^2$ 付近の励起状態も K^{*0} と同様に扱えるため、それを受け入れる目的で $M_{K\pi}$ 不変質量の上限を $1.55 \text{ GeV}/c^2$ にした。

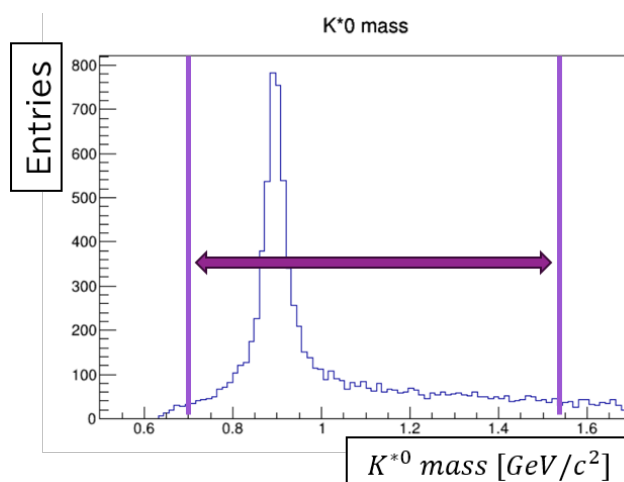


図 4.2: signalMC の $M_{K\pi}$ 質量分布。 $0.70 \text{ GeV}/c^2 < M_{K\pi} < 1.55 \text{ GeV}/c^2$ の条件を課す。

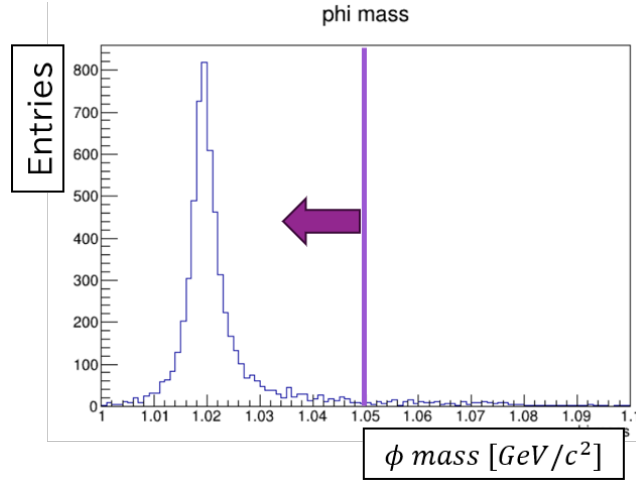


図 4.3: signalMC の M_{KK} 質量分布。 ϕ メソン候補を選ぶための $M_{KK} < 1.05$ GeV/c^2 の条件を課す。

B メソン候補を再構成することができているかを確認するのに、 M_{bc} は Beam Constraint Mass、 ΔE は Energy Difference と呼ばれる二つの変数が重要であり、次の式 (4.6) と式 (4.7) に示す。

$$M_{bc} \equiv \sqrt{E_{\text{beam}}^2 - p_B^2} \quad (4.6)$$

$$\Delta E \equiv E_B - E_{\text{beam}} \quad (4.7)$$

E_{beam} はビームの重心系エネルギー、 p_B は重心系での B メソンの運動量、 E_B は重心系での B メソンのエネルギーである。Belle II 実験では、 $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ 過程は二体崩壊で、それぞれの B メソンのエネルギーは二等分され、互いに反対向きに運動するという特別な運動学的条件にある。したがって信号は M_{bc} は B メソンの質量である $5.28 \text{ GeV}/c^2$ のピーク、 ΔE はゼロにピークする分布として現れる。signalMC の M_{bc} 分布と ΔE 分布を図 4.4, 図 4.5 に示す。

4.3 Best Candidate Selection

同一事象内で $B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ 候補となる K^+, K^-, K^+, π^- の組み合わせが複数見つかった場合は最ももともらしいものを 1 つ選択する必要がある。これを Best Candidate Selection と呼ぶ。複数の $B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ 候補が見つかった場合は TreeFit が返す p-value が最も高いものを選ぶようにした。この操作が必要になるのは信号事象全体の 8 % であった。

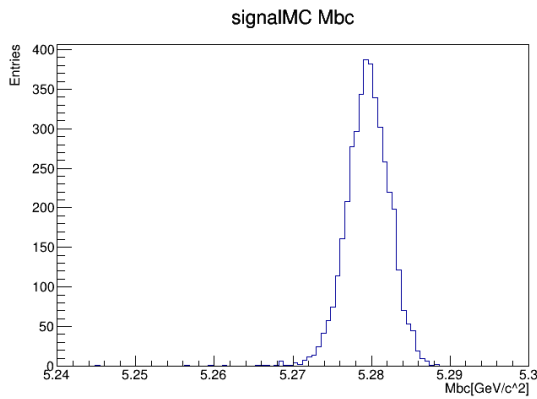


図 4.4: signalMC の M_{bc} 分布

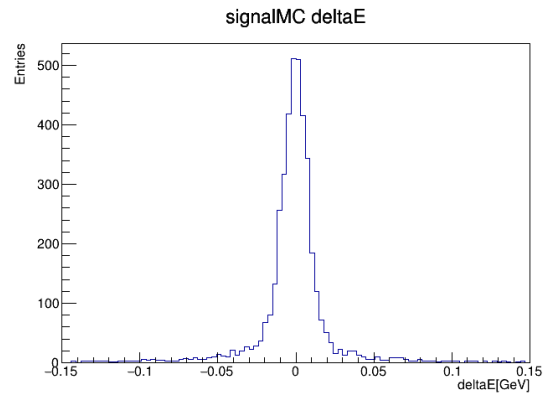


図 4.5: signalMC の ΔE 分布

4.4 信号領域の決定

図 4.6 に示すように、 $5.27 \text{ GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.29 \text{ GeV}/c^2$ かつ $-0.03 \text{ GeV} < \Delta E < 0.03 \text{ GeV}$ の領域内に明瞭なピークが見られる。この領域を信号領域とした。

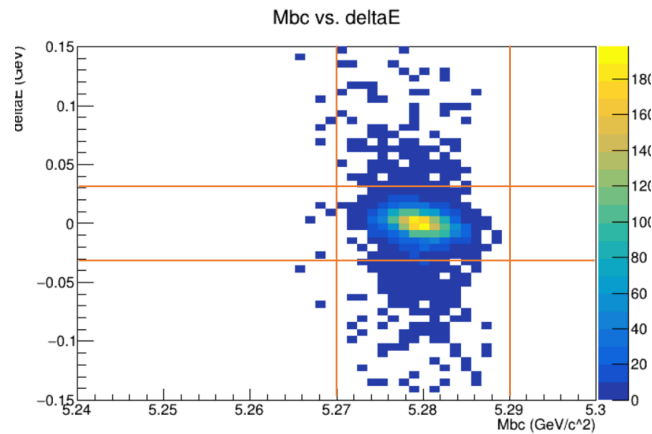


図 4.6: signalMC の $M_{bc} - \Delta E$ 分布

4.5 崩壊点位置分解能の見積もり

$B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ 事象における崩壊点位置分解能の期待値を、シミュレーションデータにより見積もった。

- $B^0 \rightarrow \phi(\rightarrow K^+K^-)K^{*0}(\rightarrow K^+\pi^-)$ の 4 本のすべての娘粒子の飛跡を用いるとき
- $\phi \rightarrow K^+K^-$ の 2 本のみ飛跡を用いるとき
- $K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-$ の 2 本のみ飛跡を用いるとき

の 3 つの手法による結果を比較した。第 3 章で説明した説明した荷電粒子の飛跡を表現するヘリックスパラメーターのうち、 B メソン崩壊点の座標を決定するパラメーターは d_0 と z_0 である。TreeFit と呼ばれる Belle II コンストレイントフィットするソフトウェアパッケージの仕様を考慮すると、崩壊点を再構成する際に、特定の飛跡について誤差行列の d_0 と z_0 の成分を拡大すると、崩壊点を求める際に重みを減らして B メソンの崩壊点の決定に寄与しないようにできる。つまり、 $\phi \rightarrow K^+K^-$ の飛跡のみで B^0 の崩壊点を再構成するには、 $K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-$ の娘粒子である K^+ と π^- の飛跡について d_0 と z_0 の誤差を 1000 倍拡大すればよい。 $B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ 信号事象シミュレーションデータサンプルを用いて、前章で説明した信号領域に見出した B メソン候補について崩壊点位置分解能を調べた。

4.5.1 事象生成時と再構成時の B メソン崩壊点位置の差

再構成された B メソンの崩壊点の z 座標と事象生成時の真の B メソンの崩壊点の z 座標の差を z -residual と呼ぶ。その分布の標準偏差は崩壊点位置分解能を表している。前述の 3 つの手法で求めた z -residual 分布を図 4.7～図 4.9 に示す。

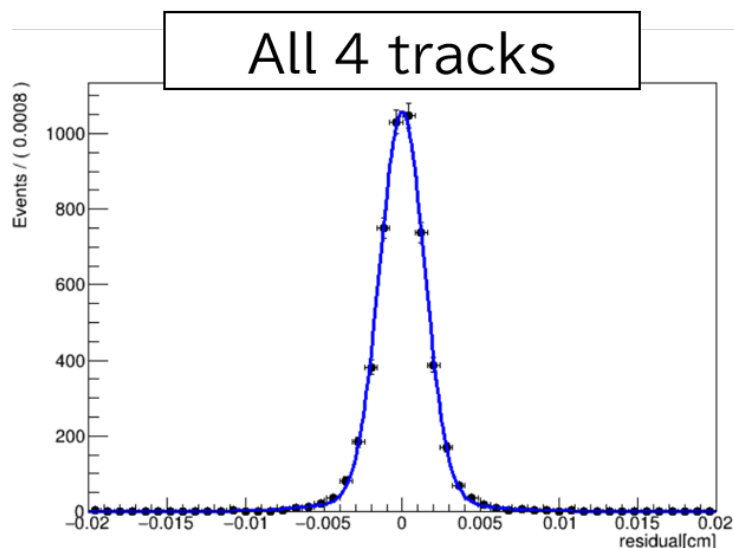


図 4.7: $B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ signal MC における 4 本すべての娘粒子の飛跡を用いた時の z -residual 分布

いずれも 2 つの正規分布を重ね合わせた Double Gaussian によるフィットを行った。式 (4.8) に Double Gaussian の式を示す。

$$\mathcal{P}(x) = N_1 \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x - \mu_1)^2}{2\sigma_1^2}\right) + N_2 \frac{1}{\sigma_2 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x - \mu_2)^2}{2\sigma_2^2}\right) \quad (4.8)$$

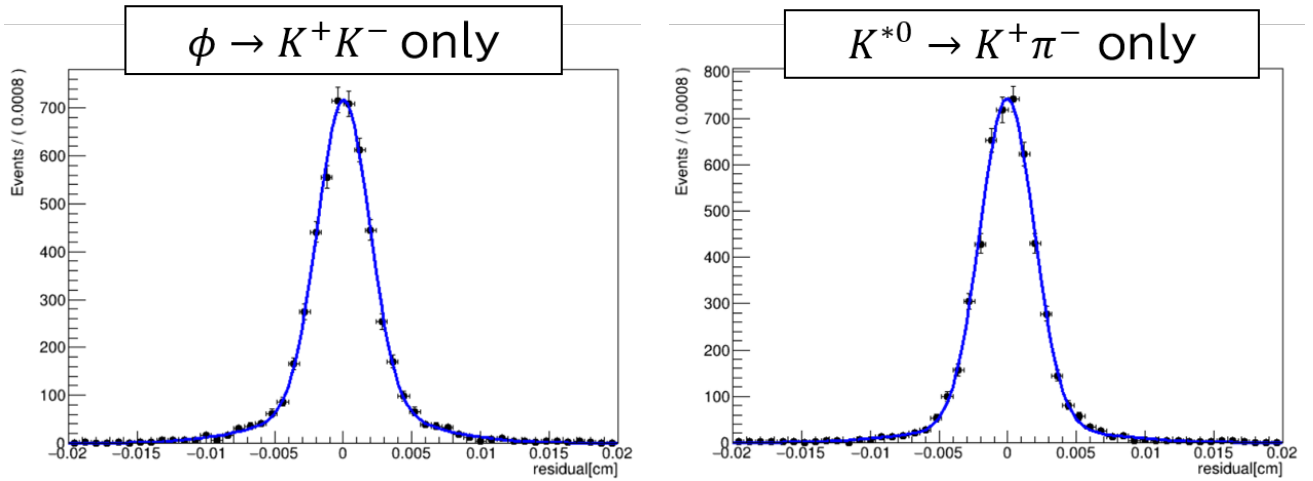


図 4.8: $B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ signalMC における $\phi \rightarrow K^+K^-$ の 2 本のみ
の飛跡を用いた時の z -residual 分布
 図 4.9: $B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ signalMC における $K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-$ の 2 本のみ
の飛跡を用いた時の z -residual 分布

N_1 と N_2 は 2 つの Gaussian それぞれの事象数を表している。分解能、つまりこの分布の標準偏差は 2 つの Gaussian の σ の加重平均を式 (4.9)~(4.11) にしたがって計算した σ_{weighted} の値を示す。

$$f_1 = \frac{N_1}{N_1 + N_2} \quad (4.9)$$

$$f_2 = \frac{N_2}{N_1 + N_2} \quad (4.10)$$

$$\sigma_{\text{weighted}} = \sqrt{f_1 \times \sigma_1^2 + f_2 \times \sigma_2^2} \quad (4.11)$$

その結果、崩壊点位置分解能は、4 本すべての娘粒子の飛跡を用いた時では $19.7 \pm 0.5 \mu\text{m}$ 、 $\phi \rightarrow K^+K^-$ の 2 本のみ
の飛跡を用いた時では $32.9 \pm 1.3 \mu\text{m}$ 、 $K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-$ の 2 本のみ
の飛跡を用いた時では $29.4 \pm 1.1 \mu\text{m}$ という値を得た。

図 4.10 のように、本来は ϕ と K^{*0} の崩壊は一点で起きており、同一事象で ϕ と K^{*0} の崩壊点をそれぞれ再構成すると、検出器の有限な崩壊点位置分解能によって図 4.11 のように位置の違いが現れる。この崩壊点の z 座標の差を $\Delta z'$ とする。この差は MC の事象生成時の情報に依存せず、実験データから得られる情報だけで崩壊点位置分解能の評価を行うことができる。

図 4.12 に示す $\Delta z'$ 分布を Double Gaussian でフィットし、分布の標準偏差を求めた結果、 $40.2 \pm 5.2 \mu\text{m}$ という値を得た。 $\phi \rightarrow K^+K^-$ で B メソンの崩壊点を再構成した際の分解能 σ_{KK}^2 と $K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-$ で B メソンの崩壊点を再構成した際の分解能

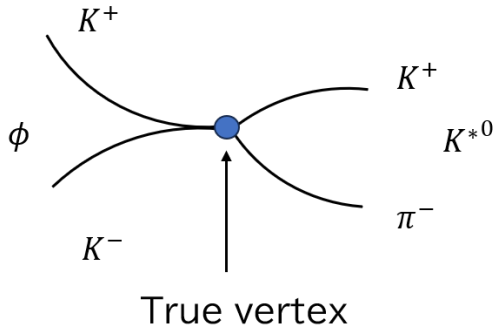


図 4.10: 本来の崩壊点

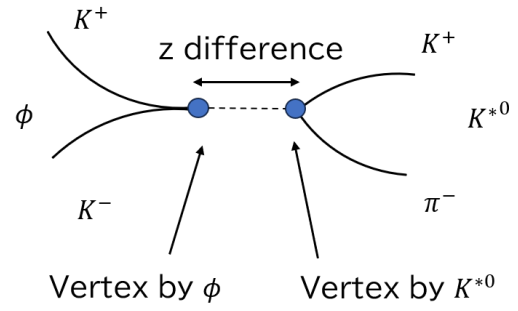


図 4.11: 実際に見える崩壊点

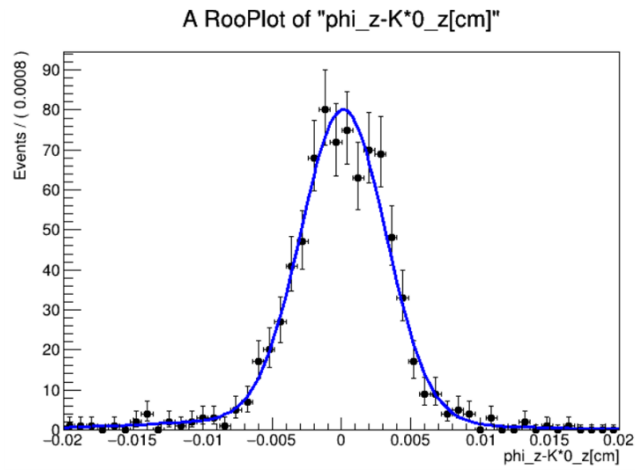


図 4.12: $B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ signalMC における $K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$ の 2 本のみ飛跡を用いた時の崩壊点の z 座標と $\phi \rightarrow K^+ K^-$ の 2 本のみ飛跡を用いた時の崩壊点の z 座標の差 $\Delta z'$ 分布

$\sigma_{K\pi}^2$ が独立に寄与するとみなし、二乗和を取ると

$$\sqrt{\sigma_{KK}^2 + \sigma_{K\pi}^2} = 41.8 \pm 1.1 \mu\text{m} \quad (4.12)$$

である。 $\Delta z'$ 分布の標準偏差と、 σ_{KK}^2 および $\sigma_{K\pi}^2$ の quadrature な和が統計誤差の範囲で一致しており、 $\Delta z'$ には $\phi \rightarrow K^+ K^-$ と $K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$ の各々の崩壊点位置分解能がほぼ独立に寄与していることが分かった。

5 バックグラウンドの見積もりと $\Delta z'$ 分布をフィットする擬似実験

バックグラウンドの見積もりには、 $\Upsilon(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0, B^+B^-$ およびコンティニウムの MC データを使用した。コンティニウムとは $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}, u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$ クォーク対生成事象の総称である。 $B^0\bar{B}^0$ は中性 B メソン対生成事象、 B^+B^- は荷電 B メソン対生成事象である。表 5.1 にバックグラウンドの見積もりに使用した MC データと、信号領域に現れた事象数を示す。また、これらバックグラウンド過程の M_{bc} 分布を図 5.1~5.6 に示す。この時、 ΔE は $-0.3 \text{ GeV} < \Delta E < 0.3 \text{ GeV}$ の条件を課している。

表 5.1: バックグラウンドの見積もりに使用した MC データ

Event Type	積分ルミノシティ	事象数
$u\bar{u}$	200 fb ⁻¹	24388
$c\bar{c}$		114110
$d\bar{d}$		5314
$s\bar{s}$		43953
コンティニウムバックグラウンド		187765
$B^0\bar{B}^0$		922
B^+B^-		1080
$B\bar{B}$		2002
バックグラウンド合計		189767

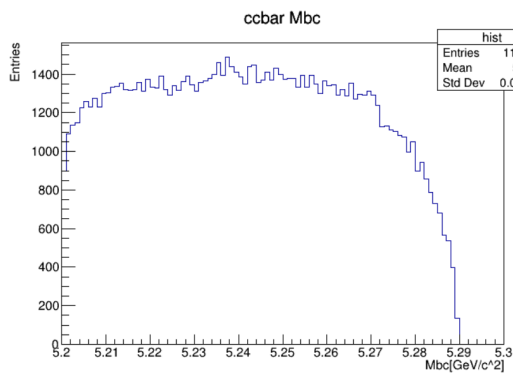


図 5.1: $c\bar{c}$ の M_{bc} 分布

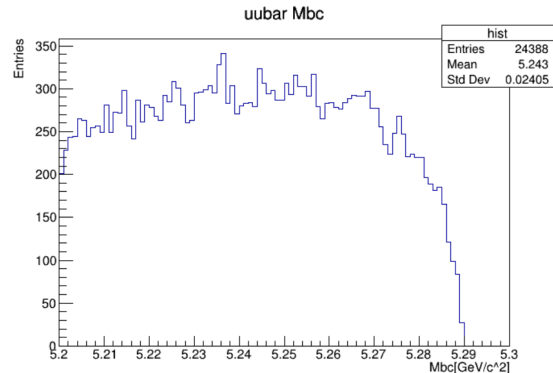


図 5.2: $u\bar{u}$ の M_{bc} 分布

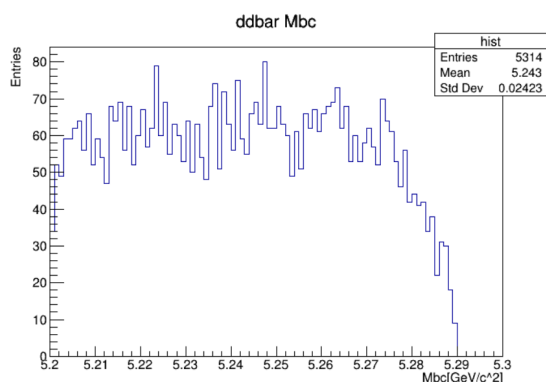


図 5.3: $d\bar{d}$ の M_{bc} 分布

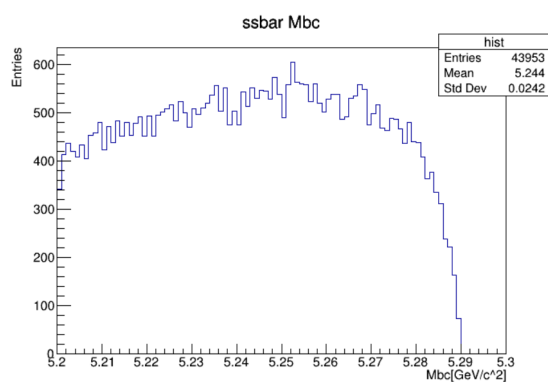


図 5.4: $s\bar{s}$ の M_{bc} 分布

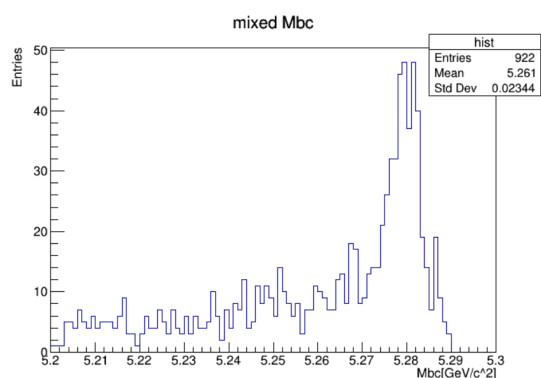


図 5.5: $B^0\bar{B}^0$ の M_{bc} 分布

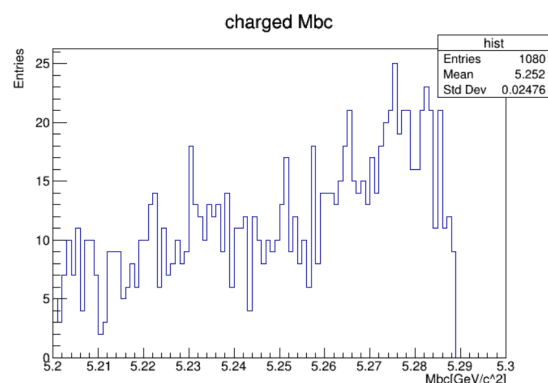


図 5.6: $B^+\bar{B}^-$ の M_{bc} 分布

コンティニウム事象は $u\bar{u}$, $c\bar{c}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$ のいずれも位相空間に沿ってなめらかに運動学的限界である $5.29 \text{ GeV}/c^2$ まで分布している。 $B^0\bar{B}^0$ 事象は信号と同様に $M_{bc}=5.28 \text{ GeV}/c^2$ 付近にピークを作る寄与がある。 B^+B^- 事象は $B^0\bar{B}^0$ 事象ほど顕著ではないが、 $M_{bc}=5.28 \text{ GeV}/c^2$ 付近に事象がやや集中する傾向が見られる。詳細はコンティニウムバックグラウンドの低減を図り、 M_{bc} 分布に対する最尤度法フィットによる信号事象の抽出を説明する第 5 章で述べる。

5.1 コンティニウムバックグラウンドの低減

既述したように $B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ 崩壊はコンティニウムからくるバックグラウンドが支配的である。コンティニウムバックグラウンドの低減を図るには、コンティニウム事象と $B\bar{B}$ 事象の事象形状の差を用いる。重心系で見たとき、 B メソン対はしきい値直上のエネルギーで生成するため、 B メソンはほぼ静止していることから、その崩壊で生じる終状態の粒子は空間に等方的に生じる。それに対してコンティニウム事象では、初期に生成するクォークと反クォークが互いに正反対の向きである back-to-back に高

い運動量を持ち、そこからハドロン化して最初のクォークまたは反クォークの進行する向きに沿って集中したジェットと呼ばれる粒子群を形成する。こうした差を数値化する量がこれまでに多数提案されている。これら事象形状変数群を入力として多変量解析アルゴリズムの一つである FastBDT をつかい、信号とバックグラウンドを分ける指標となる出力値を得ることにした。

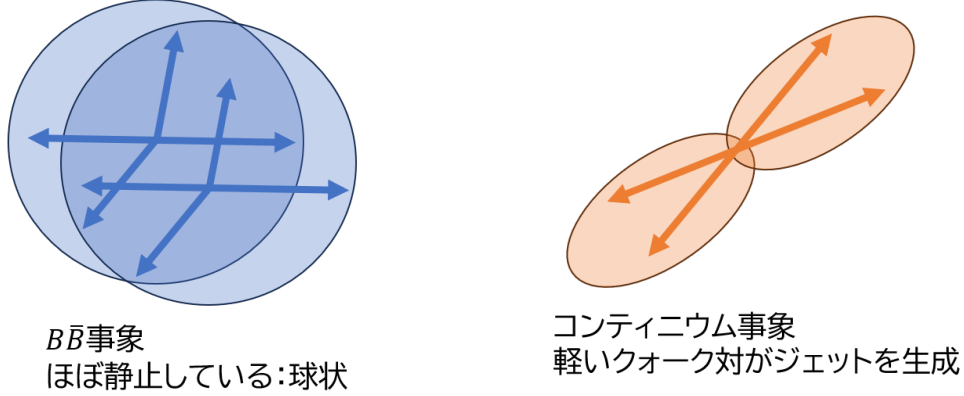


図 5.7: $B\bar{B}$ 事象とコンティニウム事象の事象形状

多変量解析に使用した変数は、Belle 実験で導入されていた事象形状の変数 16 種類、CLEO 実験でコンティニウム抑制に使用されていた変数 9 種類、スラスト関係の変数 4 種類と Reduced Fox-Wolfram moment である R_2 の計 30 種類である。この 30 種類の変数について詳しく以下で説明する。

まず、Belle 標準の事象形状の変数について説明する。変数は Kakuno-Super-Fox-Wolfram moments(KSFW) と呼ばれる 14 変数とビームラインからの横運動量の合計 P_t^{sum} と squared-missing-mass M_{miss}^2 の計 16 種類である。KSFW は ROE 粒子と B メソン候補の娘粒子の場合と ROE 粒子のみの場合の”so”と”oo”に分けられる。ここで、ROE とは Rest of Event の略であり、 B メソン候補を再構成したとき、その娘粒子を除外した残りの粒子がなす系のことである。 l が偶数 ($l = 0, 2, 4$) のときの”so”KSFW モーメントは以下の式 (5.1) で表せる。ここで a は B メソン候補の娘粒子、 b は ROE 粒子である。また、 x は b が charged($x = 0$)、neutral($x = 1$)、missing($x = 2$) を区別する変数である。

$$R_{xl}^{\text{so}} = \frac{\sum_a \sum_b |\vec{P}_b| P_l(\cos \theta_{ab})}{E_{\text{beam}} - \Delta E} \quad (5.1)$$

また、同様にして l が偶数 ($l = 0, 2, 4$) のときの”oo”KSFW モーメントを以下の式 (5.2)、 l が奇数 ($l = 1, 3$) のときの”oo”KSFW モーメントを以下の式 (5.3) に示す。この時の a, b はどちらも ROE 粒子を表す。ここで、 P_l はルジャンドル多項式、 θ_{ab} は

a と b の運動量の角、 q は粒子の電荷である。

$$R_l^{\text{oo}} = \frac{\sum_a \sum_b q_a q_b |\vec{P}_a| |\vec{P}_b| P_l(\cos \theta_{ab})}{(E_{\text{beam}} - \Delta E)^2} \quad (5.2)$$

$$R_l^{\text{oo}} = \frac{\sum_a \sum_b |\vec{P}_a| |\vec{P}_b| P_l(\cos \theta_{ab})}{E_{\text{beam}} - \Delta E} \quad (5.3)$$

以上の 14 変数を合わせたものが KSFW モーメントである。また、横運動量の合計 P_t^{sum} と squared-missing-mass M_{miss}^2 は以下の式 (5.4) と式 (5.5) で表せる。ここで、 $\vec{P}_{t,n}$ は粒子 n の横運動量、 N はその事象中すべての粒子の数である。

$$P_t^{\text{sum}} = \sum_{n=1}^N |\vec{P}_{t,n}| \quad (5.4)$$

$$M_{\text{miss}}^2 = \left(2E_{\text{beam}} - \sum_{n=1}^N E_n \right)^2 - \left| \sum_{n=1}^N \vec{P}_n \right|^2 \quad (5.5)$$

次に、CLEO 実験で使用されていた変数について説明する。変数はスラスト軸と ROE に含まれる粒子の運動量がなす角の大きさを 10 度間隔で場合分けをし、それぞれの場合の ROE 粒子の運動量の合計を表す。以下の表 5.2 に 9 つの場合分けを示す。

表 5.2: CleoCones の変数の場合分け

変数名	角の大きさ
CleoCone(1)	0°~10° または 170°~180°
CleoCone(2)	10°~20° または 160°~170°
CleoCone(3)	20°~30° または 150°~160°
CleoCone(4)	30°~40° または 140°~150°
CleoCone(5)	40°~50° または 130°~140°
CleoCone(6)	50°~60° または 120°~130°
CleoCone(7)	60°~70° または 110°~120°
CleoCone(8)	70°~80° または 100°~110°
CleoCone(9)	80°~90° または 90°~100°

さらに、スラスト関係の変数について説明する。 B メソン候補のスラスト軸と ROE のスラスト軸がなす角のコサイン、 B メソン候補のスラスト軸と z 軸がなす角のコサイン、 B メソン候補および ROE のスラスト軸の値の 4 変数である。事象時の軸と丸

みを表現する量であるスラスト T は以下の式 (5.6) で表され、その軸は T を最大にする事象の軸と単位ベクトル \vec{n} によって与えられる。ここで p_i は i 番目の粒子の運動量である。

$$T = \max_{|\vec{n}|=1} \frac{\sum_i |\vec{n} \cdot P_i|}{\sum_i |P_i|} \quad (5.6)$$

R_2 は 2 番目と 0 番目の Fox-Wolfram moment の比率であり、丸い形状の事象は 0、ジェットライクな事象は 1 になる。 R_2 は式 (5.7) で表すことができ、Fox-Wolfram moment は式 (5.8) で表せる。ここで、 $\theta_{i,j}$ は運動量 P_i と P_j がなす角度、 P_l はルジャンドル多項式である。

$$R_2 = \frac{H_2}{H_0} \quad (5.7)$$

$$H_l = \sum_{i,j} \frac{|P_i||P_j|}{E_{\text{event}}^2} P_l(\cos \theta_{i,j}) \quad (5.8)$$

以上の変数を入力した FastBDT を構成し、信号とコンティニウムバックグラウンドの MC データを用いて学習させた。さらに学習用のトレーニングデータと種類は同じで独立な事象のデータサンプルを用いて、学習の結果を確認した。結果として得た FastBDT 出力値の分布を、図 5.8 に示す。信号は 1 に近い値、バックグラウンドは 0 に近い値をとって分布し、両者を分ける指標として機能することが分かった。

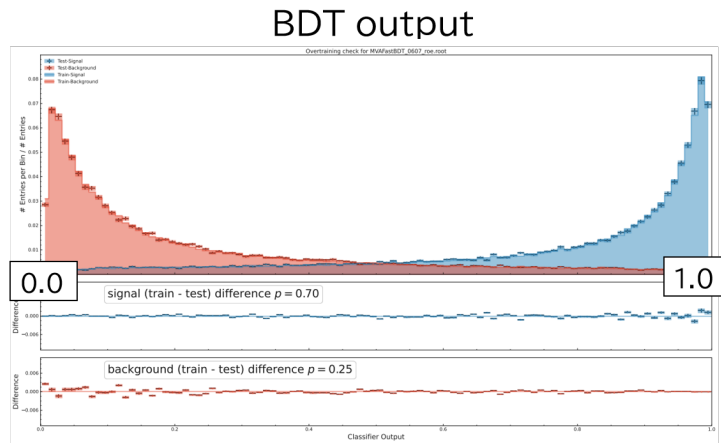


図 5.8: FastBDT 出力。信号は 1 に近い値、コンティニウムバックグラウンドは 0 に近い値をとって分布する。

この FastBDT の値が大きい事象のみ受け入れることにより信号の検出効率を確保しつつバックグラウンドの効果的な削減が可能になる。そこで、Figure of

Merit($\text{FoM} = \frac{N_{\text{sig}}}{\sqrt{N_{\text{sig}} + N_{\text{bg}}}}$) が最大になるように FastBDT 出力の値を最適化した。ここで N_{sig} と N_{bg} はそれぞれ信号とバックグラウンドの事象数期待値である。

その結果、図 5.9 に示すように FastBDT > 0.8 の条件を課すとき FoM が最大になった。それゆえ以後の解析では FastBDT > 0.8 の条件を課す。多変量解析に使用した 30 変数の FastBDT > 0.8 の条件を課す前と後の分布は付録に載せる。

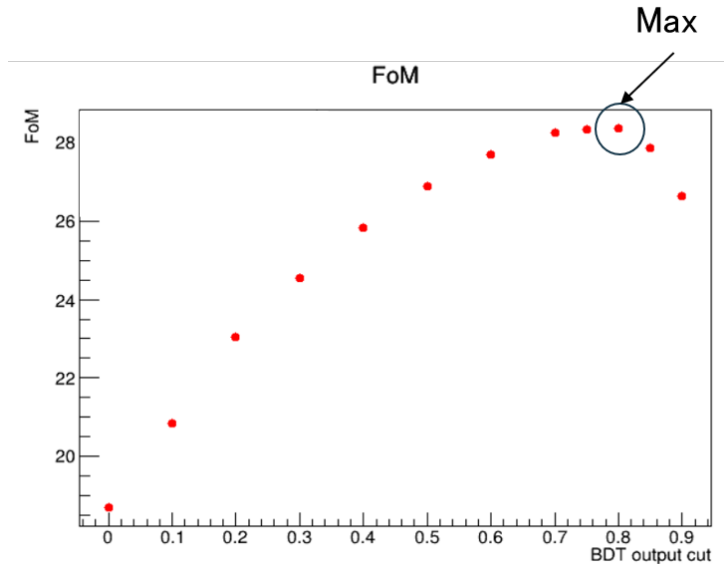


図 5.9: Figure of Merit の結果

FastBDT 出力値の条件を課したときの積分ルミノシティ 200 fb^{-1} 相当のデータにおけるバックグラウンドの事象数期待値を表 5.3 に示す。また、FastBDT > 0.8 を課した際の M_{bc} 分布を図 5.10~5.15 に示す。以上から、FastBDT > 0.8 の条件を課すことにより、バックグラウンドを約 $1/20$ の量まで低減できることが分かった。

表 5.3: FastBDT 出力値の条件を課す前後の事象数の変化

Event Type	積分ルミノシティ	FastBDT > 0.8 の条件を課す前の事象数	FastBDT > 0.8 の条件を課した後の事象数
$u\bar{u}$	200 fb ⁻¹	24388	720
$c\bar{c}$		114110	4999
$d\bar{d}$		5314	142
$s\bar{s}$		43953	2413
コンティニウム バックグラウンド		187765	8274
$B^0\bar{B}^0$		922	427
B^+B^-		1080	451
$B\bar{B}$		2002	878
バックグラウンド合計		189767	9152

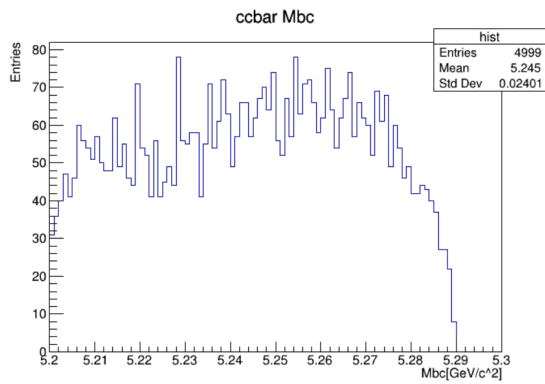


図 5.10: $c\bar{c}$ の FastBDT > 0.8 の条件を課した M_{bc} 分布

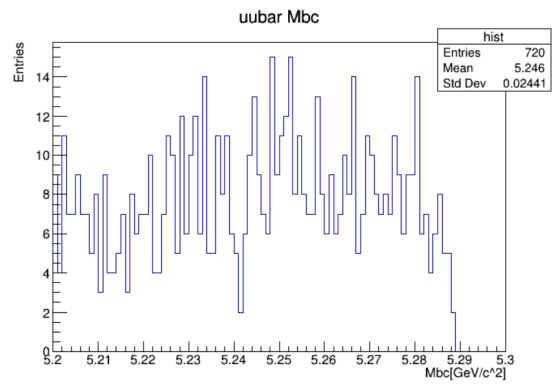


図 5.11: $u\bar{u}$ の FastBDT > 0.8 の条件を課した M_{bc} 分布

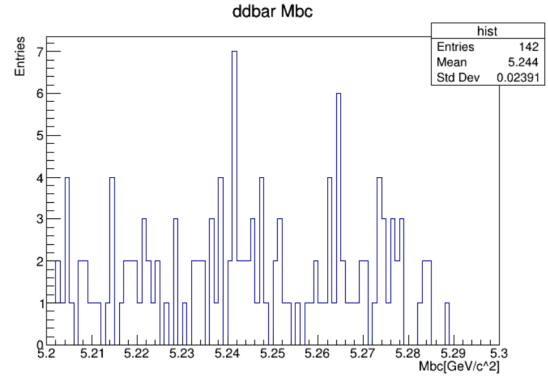
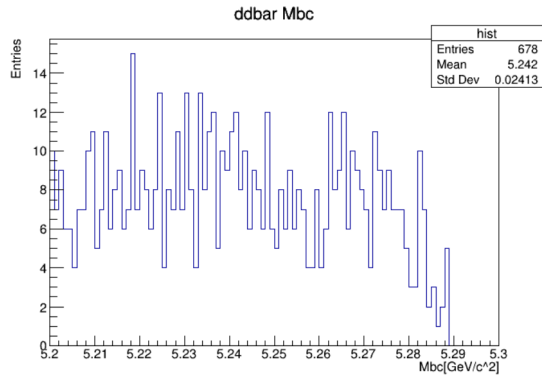


図 5.12: $d\bar{d}$ の FastBDT > 0.8 の条件を課した M_{bc} 分布

図 5.13: $s\bar{s}$ の FastBDT > 0.8 の条件を課した M_{bc} 分布

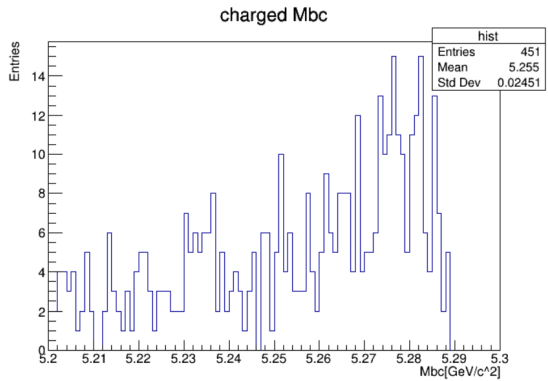
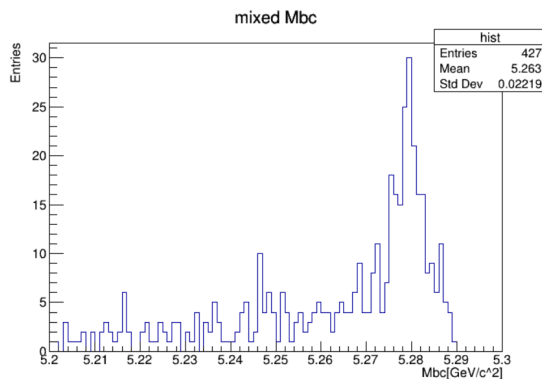


図 5.14: $B^0\bar{B}^0$ の FastBDT > 0.8 の条件を課した M_{bc} 分布

図 5.15: B^+B^- の FastBDT > 0.8 の条件を課した M_{bc} 分布

5.2 $B\bar{B}$ バックグラウンドの見積もり

図 5.14 と図 5.15 に示すように $B\bar{B}$ バックグラウンドには、 $M_{bc} = 5.28 \text{ GeV}/c^2$ 付近にピークあるいは事象の集中が見られる。図 5.16 にシミュレーションの $B\bar{B}$ 事象から $B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ 信号のみ事象生成情報により除いた分布を示す。 $B^0\bar{B}^0$ 事象については、non-resonant $B^0 \rightarrow \phi K^+\pi^-$ 崩壊や $B^0 \rightarrow \phi K_0^{*0}$ および $B^0 \rightarrow \phi K_2^{*0}$ のような準位が異なる K^* の崩壊モードの寄与があることが分かった。これらはすべて終状態が $B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ 崩壊の信号と同じく一点から出る $K^+K^-K^+\pi^-$ の 4 つの荷電粒子になることから K^+K^- -vertex と $K^+\pi^-$ -vertex の位置のずれを議論するうえでは同等なので、信号であるとみなす取り扱いにした。

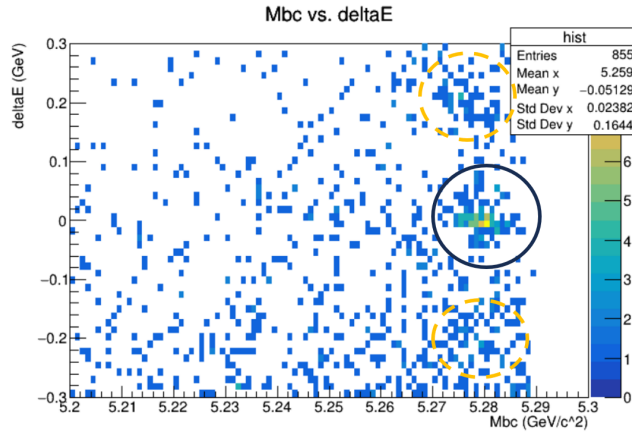


図 5.16: シミュレーションの $B\bar{B}$ 事象から $B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ 信号事象のみを除いた $M_{bc} - \Delta E$ 分布

図 5.17 は図 5.16 に示すサンプルから、さらに事象生成情報により、non-resonant $B^0 \rightarrow \phi K^+\pi^-$ 事象、 $B^0 \rightarrow \phi K_0^{*0}$ 事象、 $B^0 \rightarrow \phi K_2^{*0}$ 事象を除いた $M_{bc} - \Delta E$ 分布である。少数だが $B^0 \rightarrow f_0 K^{*0}$ 、 $B^0 \rightarrow f_0 K_0^{*0}$ 、 $B^0 \rightarrow f_0 K_2^{*0}$ のように、 K^+K^- の起源が ϕ ではないが、 $\phi \rightarrow K^+K^-$ 選別をする不変質量の範囲に入り、終状態が信号と同じ $K^+K^-K^+\pi^-$ になる過程がある。これらを図 5.17 からさらに除いた $M_{bc} - \Delta E$ を図 5.18 に示す。

こうして信号領域に入り、終状態が全て一点から生じる $K^+K^-K^+\pi^-$ となる崩壊モード以外を $B\bar{B}$ バックグラウンドとしてその ΔE 分布を図 5.19 に示す。 $-0.1 \text{ GeV} > \Delta E$ と $0.1 \text{ GeV} < \Delta E$ の黄丸部分には、 $B \rightarrow \phi K\pi\pi$ 崩壊の π を 1 つ無視しているものや $B \rightarrow \phi K$ 崩壊に余分な π をつけたものが事象集中する分布の構造が見られる。これを避けるために図 5.20 に示すように A 部の M_{bc} 分布と B 部の

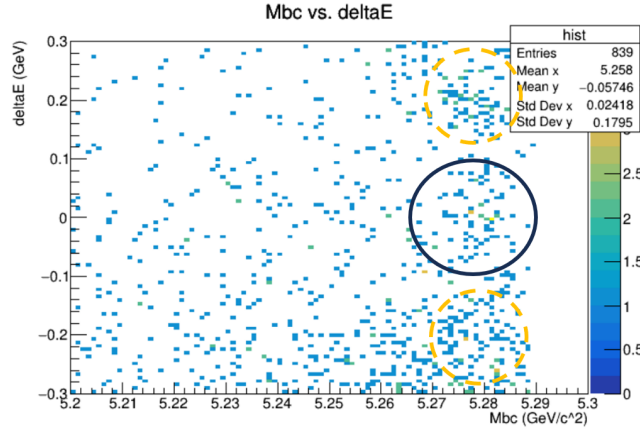


図 5.17: 図 5.16 からさらに non-resonant $B^0 \rightarrow \phi K^+ \pi^-$ 事象、 $B^0 \rightarrow \phi K_0^{*0}$ 事象を事象生成情報により除いた $M_{bc} - \Delta E$ 分布

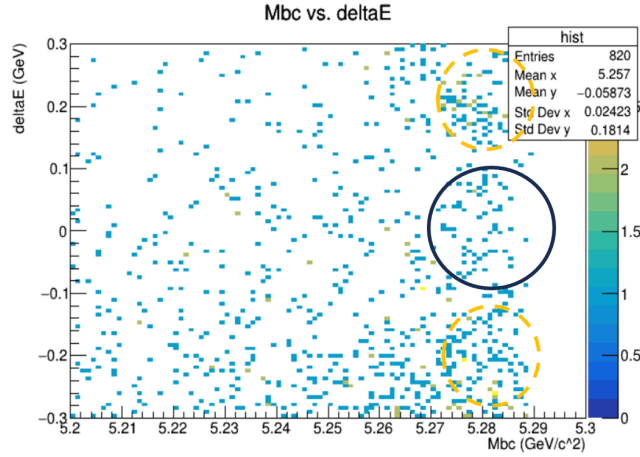


図 5.18: 図 5.17 からさらに $B^0 \rightarrow f_0 K^{*0}$, $B^0 \rightarrow f_0 K_0^{*0}$ など、 $K^+ K^-$ の起源が ϕ ではないが、終状態が $B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ 信号と同じ $K^+ K^- K^+ \pi^-$ になる事象を事象生成情報で除いた $M_{bc} - \Delta E$ 分布

ΔE 分布を調べて対応する確率密度関数を決めることにした。

$B^0 \bar{B}^0$ と $B^+ B^-$ の MC データを使い、図 5.20 に示す A 部の $-0.1 < \Delta E < 0.1$ の M_{bc} 分布と B 部 $M_{bc} < 5.255 \text{ GeV}/c^2$ の ΔE 分布を図 5.21 と図 5.22 に示す。

図 5.21 は 1 つのガウシアンと ARGUS 関数で、図 5.22 は 1 次関数で extended unbinned maximum likelihood fit を行った。

ここでピークを表す正規分布を式 (5.9)、位相空間に沿った M_{bc} 分布を表す ARGUS 関数を式 (5.10) に示す。

$$f_{\text{Gaussian}}(M_{bc}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(M_{bc} - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (5.9)$$

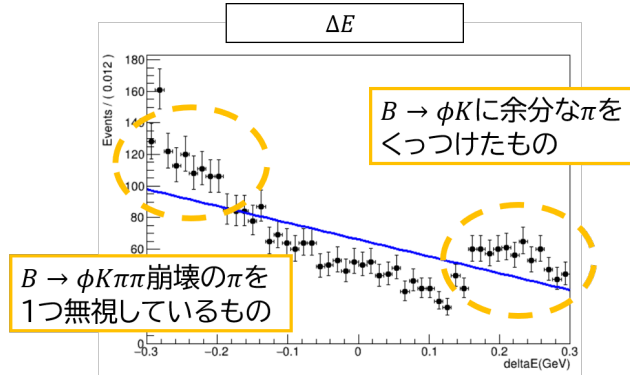


図 5.19: $B\bar{B}$ の ΔE 分布

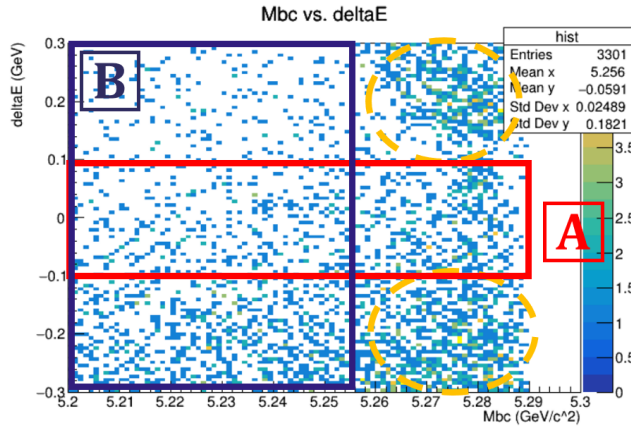


図 5.20: $B\bar{B}$ の $M_{bc} - \Delta E$ 分布

$-0.1 \text{ GeV} < \Delta E < 0.1 \text{ GeV}$ の M_{bc} 分布、 $M_{bc} < 5.255 \text{ GeV}/c^2$ の ΔE 分布を調べる。

$$f_{\text{ARGUS}}(M_{bc}) = M_{bc} \cdot \left[1 - \left(\frac{M_{bc}}{m_0} \right)^2 \right]^p \cdot \exp \left[c \cdot \left(1 - \left(\frac{M_{bc}}{m_0} \right)^2 \right) \right] \quad (5.10)$$

ここで、ARGUS 関数の運動学的限界を表す $m_0 = E_{\text{beam}}$ は重心系でのビームエネルギー、すなわち重心系エネルギーの半分であり、 $E_{\text{beam}} = 5.29 \text{ GeV}$ とした。ガウシアンのパラメーターである σ (標準偏差) と μ (平均値)、ARGUS 関数の shape パラメーターはフィットで求めることとした。

M_{bc} 分布で正規分布で表現されるピークを作る成分は積分ミノシティ 1 ab^{-1} 相当で 74 事象、その時の $B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ 信号事象は約 1100 事象であり、ピークを作っているバックグラウンドは信号の約 7% であった。peaking background には ϕK^{*+} や ϕK_2^{*+} 、 ϕK_0^{*+} などが含まれており、PDG[20] によると、これらの過程の崩壊分岐比が 20%~30% の精度で測定されていることから、このピークするバックグラウンドの不定性は信号事象に対して数% の寄与しかないと、系統誤差として見積もること

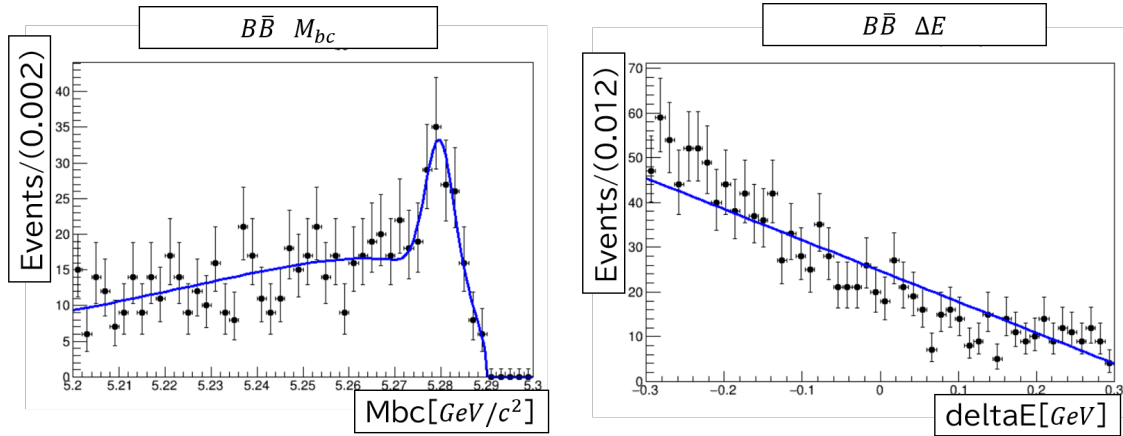


図 5.21: $B\bar{B}$ の $-0.1 \text{ GeV} < \Delta E <$ 図 5.22: $B\bar{B}$ の $M_{bc} < 5.255 \text{ GeV}/c^2$ の 0.1 GeV の M_{bc} 分布 ΔE 分布

にした。

5.3 MC データに対する M_{bc} および ΔE 分布のフィットによる信号およびバックグラウンド事象の抽出

積分ルミノシティ 1 ab^{-1} 相当のシグナル MC データとバックグラウンド MC データを合わせて、 M_{bc} 分布と ΔE 分布を調べた。このときの分布を図 5.23、5.24 に示す。

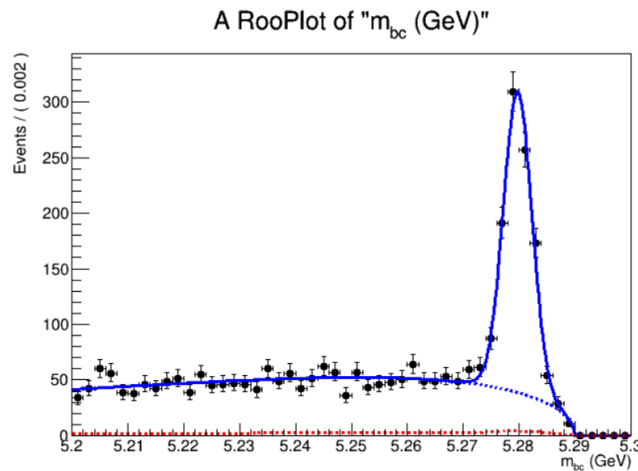


図 5.23: 積分ルミノシティ 1 ab^{-1} 相当の信号およびバックグラウンドをそれぞれ期待値の事象数含む MC データの M_{bc} 分布。この時の ΔE は $-0.03 \text{ GeV} < \Delta E < 0.03 \text{ GeV}$ の条件を課している。

図 5.23 には、青の点線の $q\bar{q}$ バックグラウンド、赤の点線の $B\bar{B}$ バックグラウンド、実線の 2 つのバックグラウンドと信号を合わせたもののフィットの線が描きこんである。この時の信号領域のフィットの積分値は

- ・ 信号事象 = 852 ± 37
 - ・ コンティニウム事象 = 339 ± 7
 - ・ $B\bar{B}$ 事象 = 33 ± 4
- を得た。

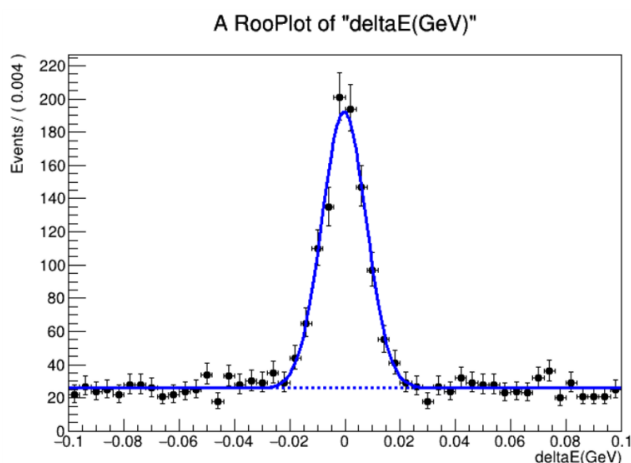


図 5.24: 積分ルミノシティ 1ab^{-1} 相当の信号およびバックグラウンドをそれぞれ期待値の事象数含む MC データの ΔE 分布。この時の M_{bc} は $5.27 \text{ GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.29 \text{ GeV}/c^2$ の条件を課している。

図 5.24 には、信号事象を表すガウス関数とバックグラウンドを表す一次関数のフィットが描きこんである。この時の信号領域のフィットの積分値は

- ・ 信号事象 = 840 ± 35
- ・ バックグラウンド事象 = 389 ± 13

を得た。

これにより、 M_{bc} および ΔE 分布をフィットして信号事象数とバックグラウンド事象数の抽出を行う準備が整った。

5.4 MC データに対するバックグラウンドの $\Delta z'$ 確率密度関数の決定と信号 $\Delta z'$ 分布の抽出

バックグラウンドの ϕ 候補と K^*0 候補の崩壊点の位置の差 $\Delta z'$ 分布の期待値を調べる。実験データを扱う際には、バックグラウンドの $\Delta z'$ 分布を表す確率密度関数を適切なデータサンプルで決定する必要がある。支配的なバックグラウンドであ

るコンティニウムは、 $M_{bc} < 5.26 \text{ GeV}/c^2$ のサイドバンド領域の事象で K^+K^- と $K^+\pi^-$ の崩壊点の位置の差 $\Delta z'$ が示す分布によれば実験データから直接求めることができる。

$B\bar{B}$ バックグラウンドについては事象数が少なく、実験データから見積もりに使用できる事象サンプルを得ることが困難と予想されるため、MC データの $\Delta z'$ 分布を用いる。

これらのバックグラウンドの MC データにおける $\Delta z'$ 分布をフィットした結果について、表 5.4 と表 5.5 に示す。

表 5.4: $B\bar{B}$ バックグラウンドの MC データの $\Delta z'$ 分布のフィット結果

パラメーター	フィット結果
μ_1	$-6.6 \pm 9.7 \text{ }\mu\text{m}$
σ_1	$55.8 \pm 6.9 \text{ }\mu\text{m}$

表 5.5: コンティニウムバックグラウンドの MC データの $\Delta z'$ 分布のフィット結果

パラメーター	フィット結果
fraction	0.73 ± 0.04
μ_1	$0.5 \pm 1.4 \text{ }\mu\text{m}$
σ_1	$36.7 \pm 1.9 \text{ }\mu\text{m}$
μ_2	$2.1 \pm 7.2 \text{ }\mu\text{m}$
σ_2	$111.9 \pm 9.6 \text{ }\mu\text{m}$

コンティニウムバックグラウンドの $\Delta z'$ 分布については、MC データで $5.2 \text{ GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.26 \text{ GeV}/c^2$ のサイドバンド領域と $5.27 \text{ GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.29 \text{ GeV}/c^2$ の信号領域で $\Delta z'$ 分布の標準偏差を、2 つの正規分布の σ を加重平均して求めたところ、サイドバンド領域では $62.3 \pm 5.7 \text{ }\mu\text{m}$ 、信号領域では $59.0 \pm 8.6 \text{ }\mu\text{m}$ と有意な差がない。したがって、実データの解析でも M_{bc} サイドバンド事象によりコンティニウムバックグラウンドの $\Delta z'$ 確率密度関数を決定して支障ないと判断した。

積分ルミノシティ 1 ab^{-1} 相当の信号およびバックグラウンドをそれぞれ期待値の事象数含む MC データの $\Delta z'$ 分布を $B\bar{B}$ バックグラウンドとコンティニウムバックグラウンド事象数と確率密度関数をすでに述べた値に固定し、信号およびバックグラウンドをそれぞれ期待値の事象数含む $\Delta z'$ 分布を図 5.27 に示す。信号事象の $\Delta z'$ 分布は Double Gaussian で記述するフィットを実行した。信号成分の分布の標準偏差

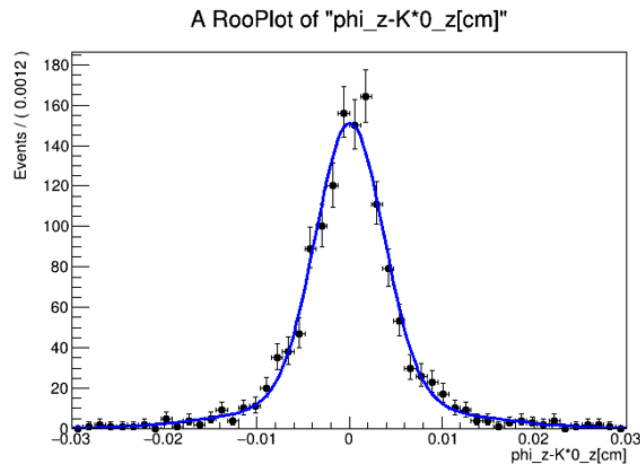


図 5.25: サイドバンド領域 ($5.2 \text{ GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.26 \text{ GeV}/c^2$) におけるコンティニウムバックグラウンドの $\Delta z'$ 分布。Double Gaussian で記述できる。

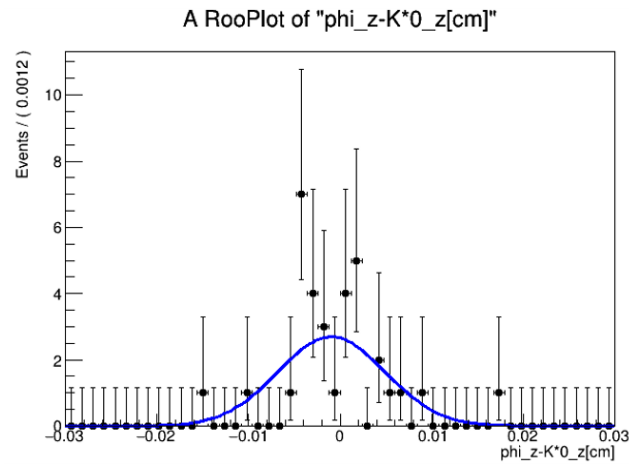


図 5.26: $B\bar{B}$ バックグラウンドの $\Delta z'$ 分布。Gaussian で記述することとした。

を、2つの正規分布の σ を加重平均して求めたところ $36.6 \pm 7.6 \mu\text{m}$ を得た。これは信号事象のみのシミュレーションデータで同様に得た 4 章 5 節で述べた結果と誤差の範囲で一致しており、実データで行う信号成分 + バックグラウンド成分のフィットが問題なく実行できることを示す。

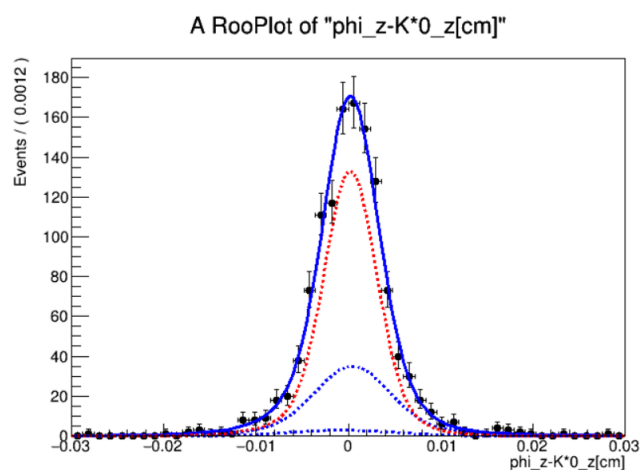


図 5.27: 積分ルミノシティ 1 ab^{-1} 相当の信号およびバックグラウンドをそれぞれ期待値の事象数含む MC データの $\Delta z'$ 分布。下の青点線は $B\bar{B}$ 事象の $\Delta z'$ 分布、上の青点線はコンティニウム事象の $\Delta z'$ 分布、赤点線は信号事象の $\Delta z'$ 分布、実線は3つの点線を合わせたものである。

6 Belle II 実験データでの $B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ 崩壊の事象再構成

Belle II 実験が 2022 年夏までの運転で $\Upsilon(4S)$ 共鳴に重心系エネルギーを合わせて収集したデータ、 365 fb^{-1} を解析した。信号事象の期待値 N_{signal} を、電子・陽電子衝突によって生成した $\Upsilon(4S)$ の生成断面積 $\sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S))$ と崩壊分岐比 Br 、再構成効率 ϵ を用いて式 (6.1) で求めることができる。このときに使用した崩壊分岐比の値を表 6.1 にまとめる。検出効率 ϵ は、100 万事象の生成に対して信号領域内に 234202 事象をえたことから、式 (6.2) より求めた。

$$N_{\text{signal}} = \int Ldt \times \sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S)) \times (Br(\Upsilon(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0) \times 2) \\ \times Br(B^0 \rightarrow \phi K^{*0}) \times Br(\phi \rightarrow K^+K^-) \times Br(K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-) \times \epsilon \quad (6.1)$$

$$\epsilon = \frac{\text{信号事象数 } N_{\text{signal}}}{\text{再構成に使用した signal MC の事象数 } N} = \frac{234202}{1000000} \doteq 23.4\% \quad (6.2)$$

表 6.1: 崩壊過程と崩壊分岐比

崩壊過程	崩壊分岐比
$\Upsilon(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0$	0.486
$B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$	1.0×10^{-5}
$\phi \rightarrow K^+K^-$	0.491
$K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-$	0.667

ここで、 $\Upsilon(4S)$ の生成断面積は 1.1 nb を用いて式 (6.1) より、 $\int Ldt = 365 \text{ fb}^{-1}$ の実験データを使用したときの信号事象の期待値は

$$N_{\text{signal}} = \int Ldt \times \sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S)) \times (Br(\Upsilon(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0) \times 2) \\ \times Br(B^0 \rightarrow \phi K^{*0}) \times Br(\phi \rightarrow K^+K^-) \times Br(K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-) \times \epsilon \\ = 365 \text{ fb}^{-1} \times 1.1 \text{ nb} \times (0.486 \times 2) \times 1.0 \times 10^{-5} \times 0.491 \times 0.667 \times 0.234 \\ = 300 \quad (6.3)$$

より、約 300 事象である。

6.1 $B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ の信号事象抽出

図 6.1 に示すように、 $M_{bc}=5.28 \text{ GeV}/c^2$ 付近かつ $\Delta E = 0$ 付近に明瞭なピークが見られる。これが $B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ の信号である。

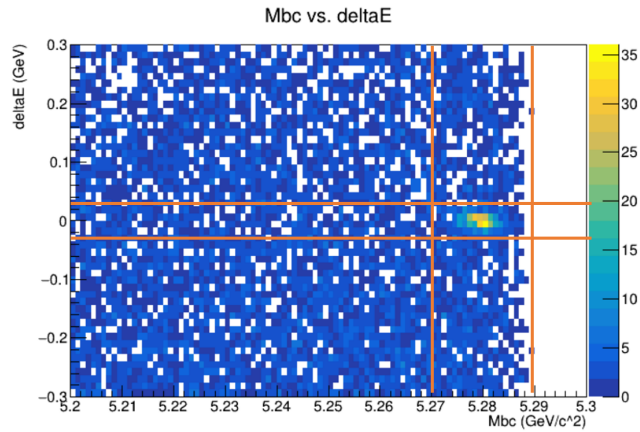


図 6.1: 実験データの $M_{bc} - \Delta E$ 分布

M_{bc} 分布については信号事象は Gaussian、コンティニウムバックグラウンドの成分は ARGUS 関数で、 $B\bar{B}$ バックグラウンドの成分は Gaussian と ARGUS 関数で extended unbinned maximum likelihood fit を行って信号事象数を抽出した。フィット結果と合わせた M_{bc} 分布 ($-0.03 \text{ GeV} < \Delta E < 0.03 \text{ GeV}$) を図 (6.2) に示す。

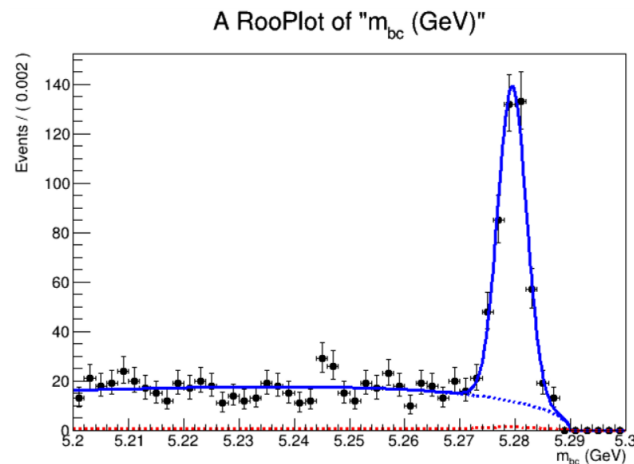


図 6.2: 実験データの M_{bc} 分布

- フィットの信号領域の積分値は
- 信号事象= 412 ± 24

- コンティニウム事象=102 ± 4
- $B\bar{B}$ 事象=12 ± 2

を得た。結果をクロスチェックするため、 ΔE 分布のフィットを $5.27 \text{ GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.29 \text{ GeV}/c^2$ の範囲で行った。信号事象は正規分布、背景事象はコンティニウムと $B\bar{B}$ をまとめて分布を 1 次関数で表した。フィット結果と合わせた ΔE 分布を図 6.3 に示す。

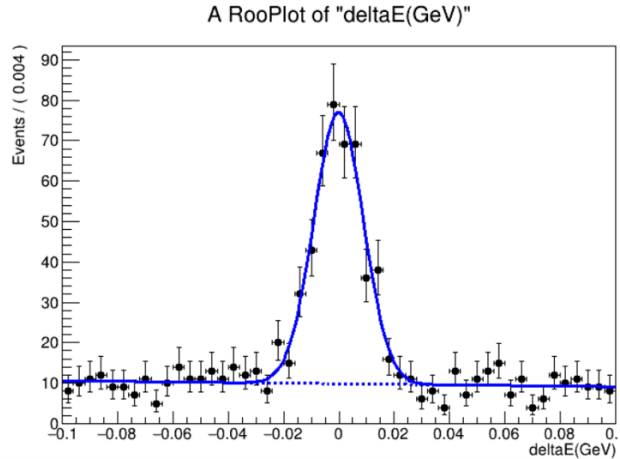


図 6.3: 実験データの ΔE 分布

M_{bc} 分布と同様にフィットの信号領域の積分値を求めると、

- 信号事象=377 ± 23
- 背景事象=148 ± 8

を得た。信号事象数、背景事象数とも M_{bc} 分布をフィットした場合と一致した。

信号事象数期待値は約 300 事象であったからそれに比べて実験データの信号事象数約 400 事象は有意に多い。その理由を理解するため、モンテカルロシミュレーションデータと実験データの信号領域内の $K^+\pi^-$ の質量 $M_{K\pi}$ 分布を比較した。その結果を図 6.4 に示す。

1 ab^{-1} 相当のモンテカルロシミュレーションデータにおいて、 K^{*0} が含まれている $0.8 \text{ GeV}/c^2 < M_{k\pi} < 1.0 \text{ GeV}/c^2$ の範囲内の事象数は 935、これを 365 fb^{-1} 相当のデータに換算すると事象数は 341 であった。また、 365 fb^{-1} 相当の実験データのと看、 K^{*0} が含まれている $0.8 \text{ GeV}/c^2 < M_{k\pi} < 1.0 \text{ GeV}/c^2$ の範囲内の事象数は 333 で一致している。このことから、モンテカルロシミュレーションでは $K_0^*(1430)$ や $K_2^*(1430)$ のように $K^+\pi^-$ に崩壊する励起状態の量が過小評価になっていることが分かった。これら $K^+\pi^-$ に崩壊する励起状態も $K^{*0}(892)$ と同様に強い相互作用でただちに崩壊することから、 $\Delta z'$ 分布を扱う上では $K^{*0}(892)$ と同様に信号として扱う。

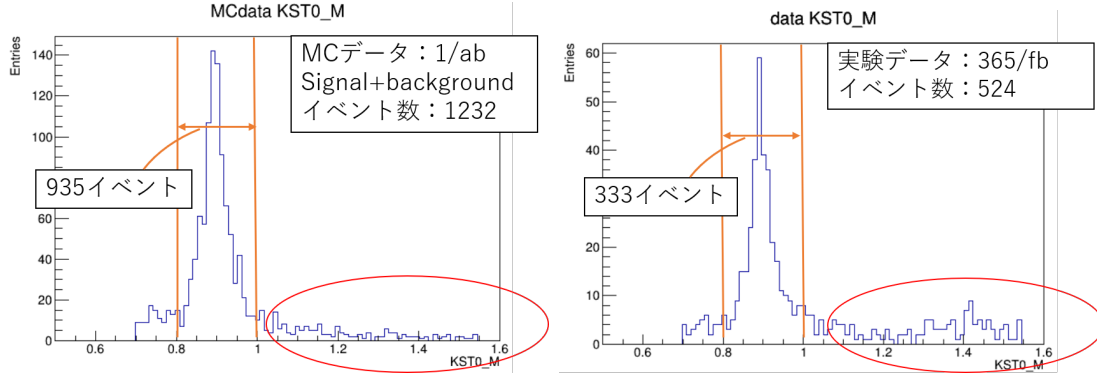


図 6.4: モンテカルロシミュレーションデータの信号領域での $M_{K\pi}$ 質量分布 (左) と実験データの $M_{K\pi}$ 質量分布 (右)。モンテカルロシミュレーションデータのと看、 $0.8 \text{ GeV}/c^2 < M_{K\pi} < 1.0 \text{ GeV}/c^2$ の事象数を 365 fb^{-1} に換算すると 341 事象である。

6.2 実験データにおける崩壊点位置分解能の評価

前章で述べたシミュレーションデータにおける擬似実験と同様の手順で実験データでの $B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ モードの崩壊点位置分解能を評価する。フィットに使用する関数を式 (6.4) に示す。

$$\mathcal{P}(\Delta z') = \frac{N_{\text{signal}}}{N_{\text{total}}} \mathcal{P}_{\text{signal}}(\Delta z') + \frac{N_{q\bar{q}}}{N_{\text{total}}} \mathcal{P}_{q\bar{q}}(\Delta z') + \frac{N_{B\bar{B}}}{N_{\text{total}}} \mathcal{P}_{B\bar{B}}(\Delta z') \quad (6.4)$$

この時、 N_{signal} は信号事象数、 $N_{q\bar{q}}$ はコンティニウムバックグラウンドの事象数、 $N_{B\bar{B}}$ は $B\bar{B}$ バックグラウンドの事象数、 N_{total} はその合計数、 $\mathcal{P}_{\text{signal}}(\Delta z')$ は信号の $\Delta z'$ 確率密度関数、 $\mathcal{P}_{q\bar{q}}(\Delta z')$ はコンティニウムバックグラウンドの $\Delta z'$ 確率密度関数、 $\mathcal{P}_{B\bar{B}}(\Delta z')$ は $B\bar{B}$ バックグラウンドの $\Delta z'$ 確率密度関数を表す。

コンティニウムバックグラウンドの $\Delta z'$ 確率密度関数は実験データで $5.2 \text{ GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.26 \text{ GeV}/c^2$ の範囲であるサイドバンド領域の事象で決定する。その分布を図 6.5 に示す。

これを Double Gaussian でフィットを行い、コンティニウムバックグラウンドの $\Delta z'$ 確率密度関数を決定した。 $B\bar{B}$ バックグラウンドは事象数が少ないので、前章で述べたシミュレーションデータで決定した $\Delta z'$ 確率密度関数を用いる。信号事象の $\Delta z'$ 分布を Double Gaussian で表現し、その標準偏差は $34.9 \pm 6.7(\text{stat}) \pm 2.3(\text{sys}) \mu\text{m}$ と得た。 $\Delta z'$ 分布とフィット結果を図 6.6 に示す。系統誤差は事象数 N_{signal} , $N_{q\bar{q}}$, $N_{B\bar{B}}$ と、 $\mathcal{P}_{B\bar{B}}(\Delta z')$ の分布関数の不定性を考慮した。この値はモンテカルロシミュレーションデータの期待値と誤差の範囲内で一致している。 Belle 実験で $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ モー

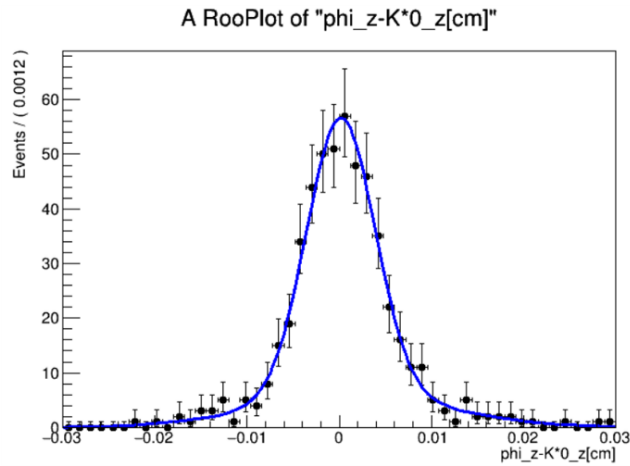


図 6.5: 実験データの M_{bc} サイドバンド領域の $\Delta z'$ 分布

ドの崩壊点位置分解能が $75 \mu\text{m}$ であったことと比較すると、今回の結果は Belle II 実験が Belle 実験の時より B メソン崩壊点位置分解能に優れていることを示した。

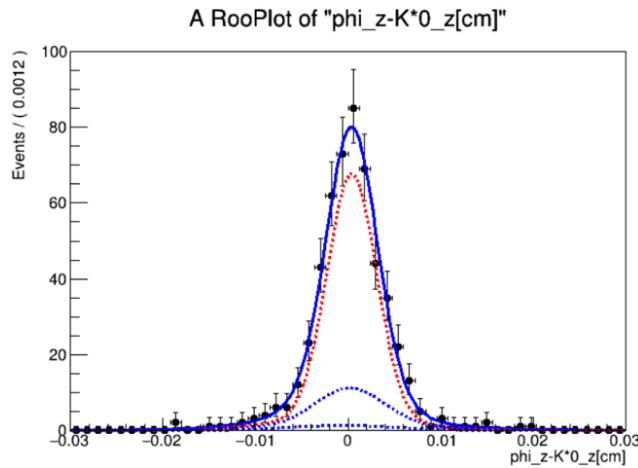


図 6.6: 実験データの信号領域の $\Delta z'$ 分布。上の点線はサイドバンド領域のコンティニウム事象の $\Delta z'$ 分布、下の点線はモンテカルロシミュレーションデータより求めた $B\bar{B}$ 事象の $\Delta z'$ 分布、赤点線は信号事象の $\Delta z'$ 分布、実線が 3 つの点線を合わせたものである。

7 まとめ

ペンギンダイアグラムと呼ばれるループを含む稀崩壊過程での B メソン崩壊における CP 非保存の測定は新物理に感度が高い重要な研究である。また、時間依存 CP 非保存測定には B メソンの崩壊点位置分解能を調べることは必要不可欠である。本研究では、モンテカルロシミュレーションデータと Belle II 実験のデータを用いて、ペンギンダイアグラムから生じる $B^0 \rightarrow \phi K^{*0} (\rightarrow K^+ \pi^-)$ 崩壊の B メソン崩壊点位置分解能の評価を行った。 $B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ 崩壊の $\phi \rightarrow K^+ K^-$ の 2 本の飛跡のみを用いて崩壊点を再構成したときの B メソンの崩壊点の位置と $K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$ の 2 本の飛跡のみを用いて崩壊点を再構成したときの B メソンの崩壊点の位置の差 $\Delta z'$ 分布の標準偏差が B メソンの崩壊点位置分解能を表している。これは事象生成時の崩壊点情報に依存しないためシミュレーションと実験データを直接比較可能である。信号事象とバックグラウンドを合わせたモンテカルロシミュレーションデータの $\Delta z'$ 分布の標準偏差を求める擬似実験では $36.6 \pm 7.6 \mu\text{m}$ を得た。

実験データの解析では $\Delta z'$ 分布の標準偏差から B メソン崩壊点の位置分解能を $34.9 \pm 6.7(\text{stat}) \pm 2.3(\text{syst}) \mu\text{m}$ と得た。実験データとシミュレーションデータは誤差の範囲内で一致しており、顕著な差は見出されなかった。多くの時間依存 CP 非保存の解析でシミュレーションデータに基づく Δt 分解能の評価をフィットに用いる手法がとられているところ、その妥当性を裏付けることができた。また、前世代の Belle 実験では $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ モードでの崩壊点の位置分解能が約 $75 \mu\text{m}$ であったことと比較すると、約 2 倍の改善であることが分かった。

8 謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々にお世話になりました。

まず、研究室の宮林謙吉先生、下村真弥先生、蜂谷崇先生に感謝申し上げます。特に指導教官の宮林先生には、研究の方針や解析手法など研究における疑問点について丁寧にご指導いただきました。下村先生、蜂谷先生にも研究室ミーティングで研究内容を見ていただき、サポートしていただきました。ミーティングでご指摘いただいたことにより、改善点を見つけることができました。ミーティング以外にも、院生部屋に顔を出して進捗を気にかけていただいたり、息抜きの雑談にもものっていただき楽しい研究室生活でした。また、住澤一高さんや原康二さんをはじめ、Belle II JapanのTCPVグループの皆様にもお世話になりました。毎週定例のミーティングで進捗を見ていただき、初歩的なことでも解析手法やソフトウェアに関する事で分からないことがあると丁寧に教えていただきました。グループの皆様の協力があったからこそ、研究を進めることができました。

さらに、研究室では先輩である楠戸さんには、研究についての質問にいつも快く答えていただき、アドバイスをたくさんいただきました。同期の田頭さん、杉山さん、波多さん、渡部さんとは毎日一緒にご飯を食べたり、いろんなお話をして本当に楽しい3年間の研究室生活を送ることができました。お互いの誕生日やクリスマスにはお祝いしたりとても仲良くしてくれて、この研究室に入ってよかったなと感じます。後輩の皆さんともお話する機会があるときにはお話できてうれしかったです。

研究室以外の大学の友人や、大学以外にも6年間続けたアルバイト先の皆様もずっと私のことを支えて、仲良くしていただいてありがとうございました。研究室以外で息抜きができる環境があるということが私の中でとてもいい影響を与えていました。

また、家族にはこれまで一番お世話になりました。大学院まで通わせてくれて、研究やアルバイトで朝早くに起きるときも夜遅くに帰ってくるときも、温かいご飯をいつも用意してくれ、感謝してもしきれません。

最後に、これまで支えていただいた皆様に感謝申し上げますとともに、謝辞とさせていただきます。本当にありがとうございました。

9 付録

9.1 コンティニウムバックグラウンドの低減に使用した変数

コンティニウムバックグラウンドの低減に使用した変数の分布を

- 信号事象のみ (左上)
 - 信号+バックグラウンド (左下)
 - 信号事象のみで $\text{FastBDT} > 0.8$ の条件を課したもの (右上)
 - 信号+バックグラウンドで $\text{FastBDT} > 0.8$ の条件を課したもの (右下)
- の 4 つの場合を以下に示す。

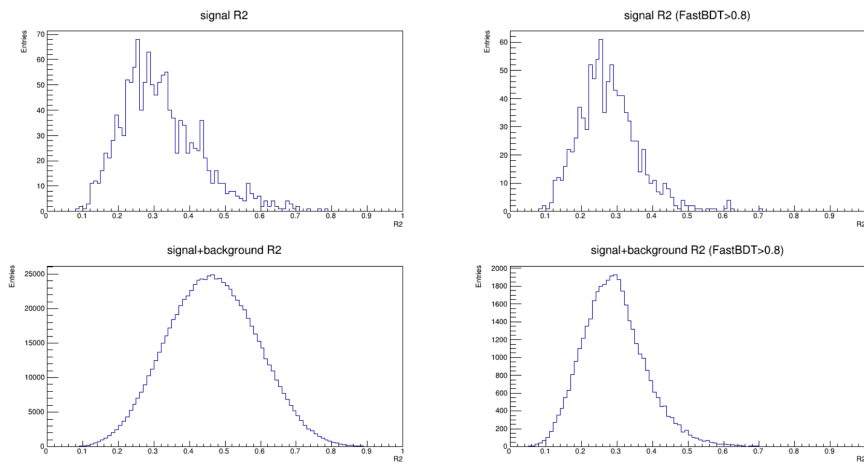


図 9.1: R2 分布

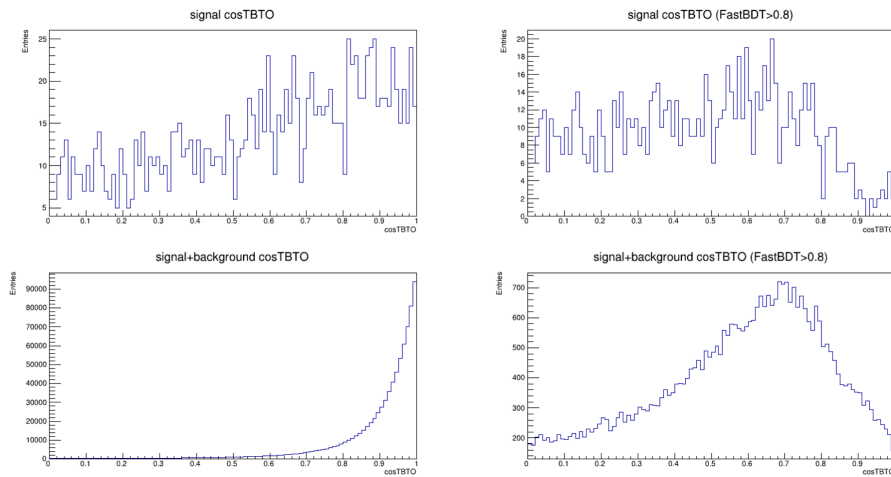


図 9.2: $\cos\text{TBTO}$ 分布

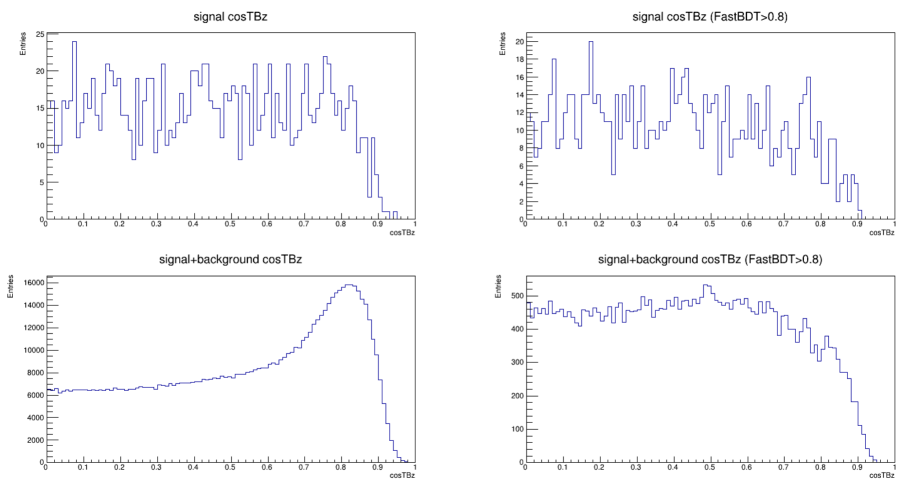


图 9.3: $\cos TBz$ 分布

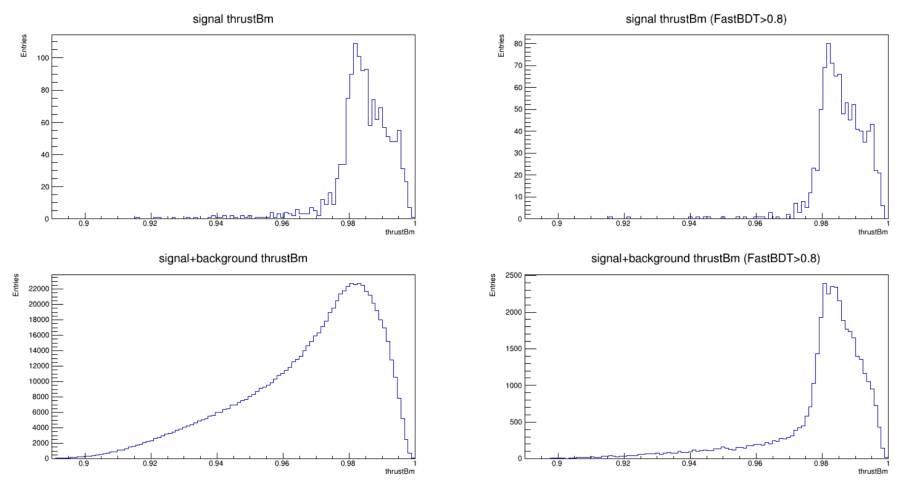


图 9.4: $thrustBm$ 分布

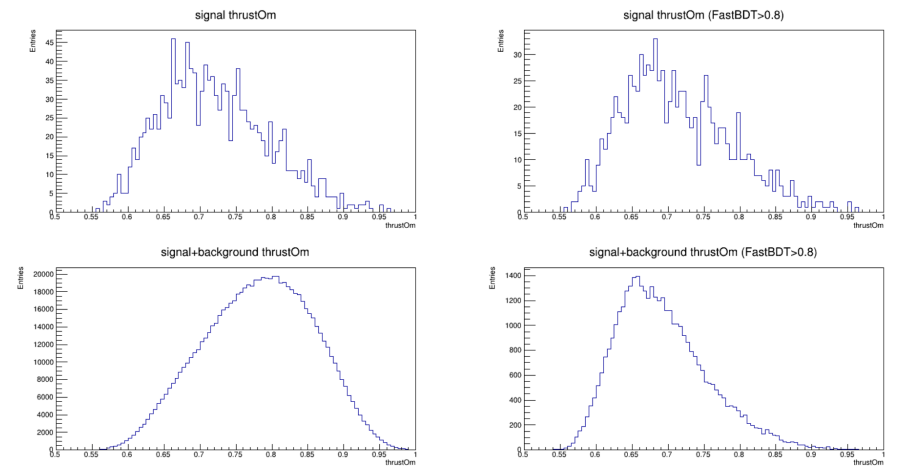


图 9.5: $thrustOm$ 分布

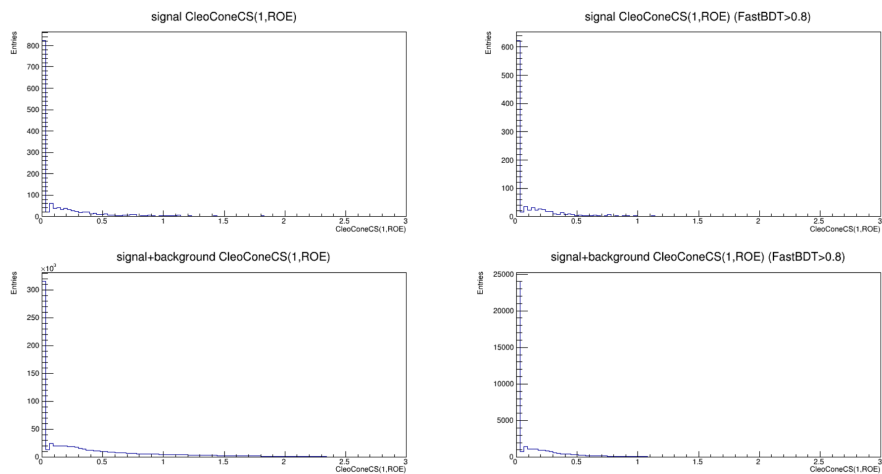


图 9.6: CleoConeCS(1,ROE) 分布

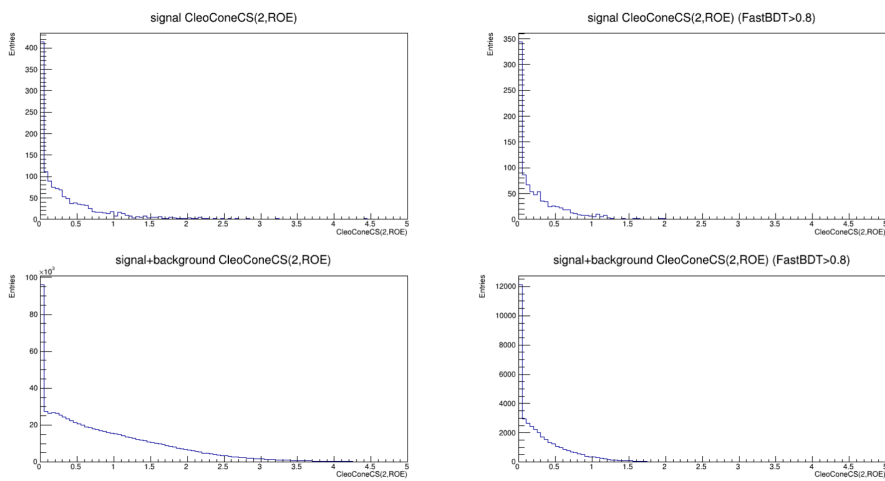


图 9.7: CleoConeCS(2,ROE) 分布

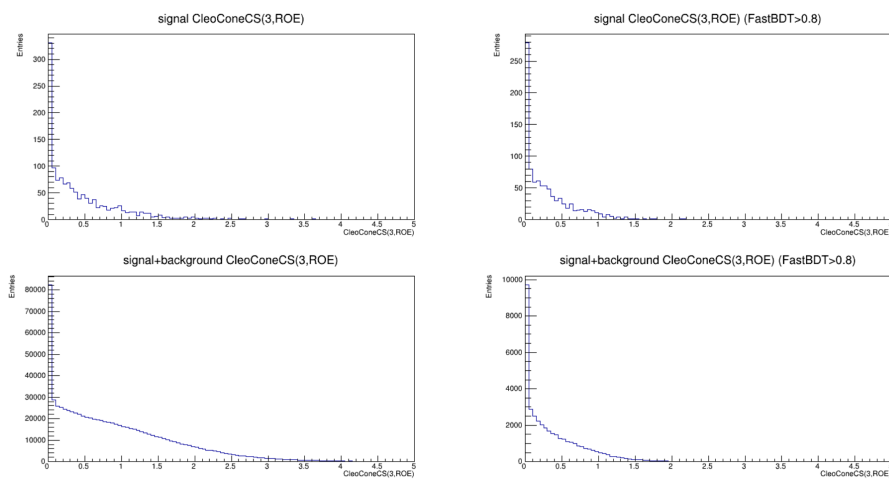


图 9.8: CleoConeCS(3,ROE) 分布

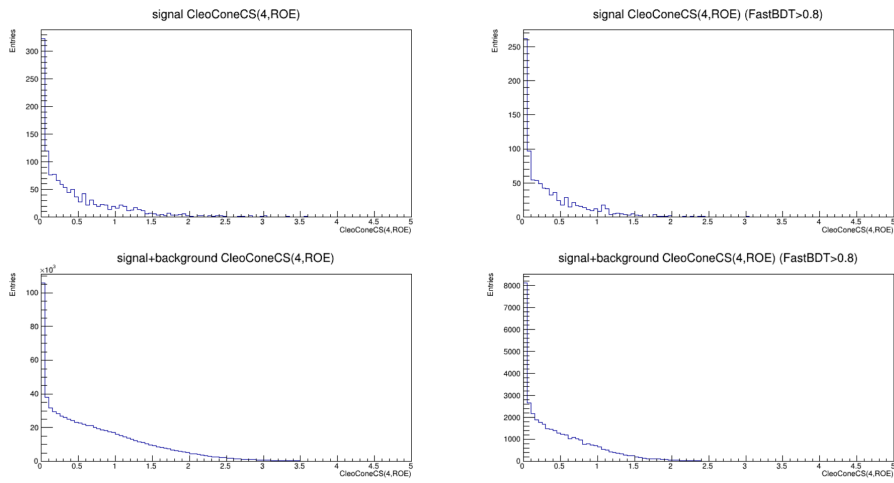


图 9.9: CleoConeCS(4,ROE) 分布

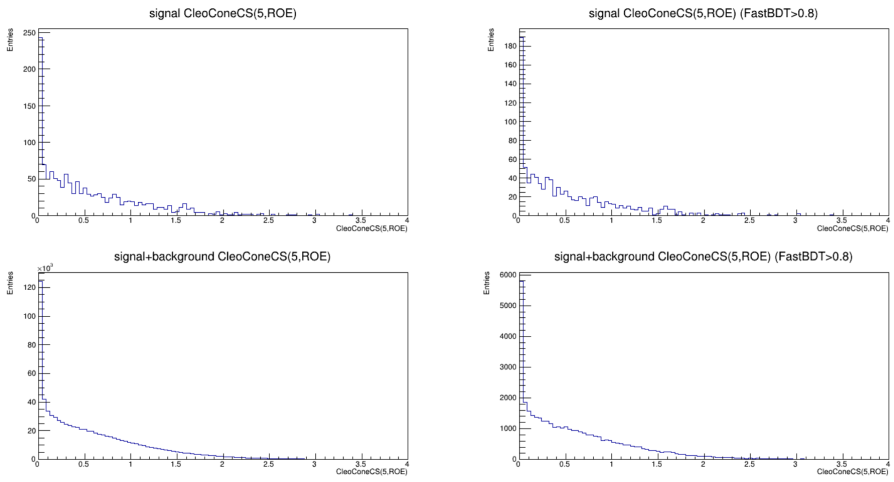


图 9.10: CleoConeCS(5,ROE) 分布

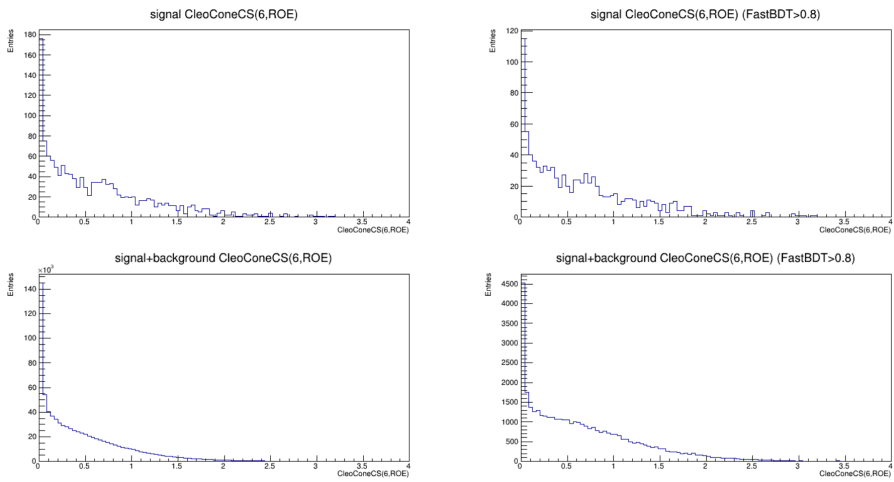


图 9.11: CleoConeCS(6,ROE) 分布

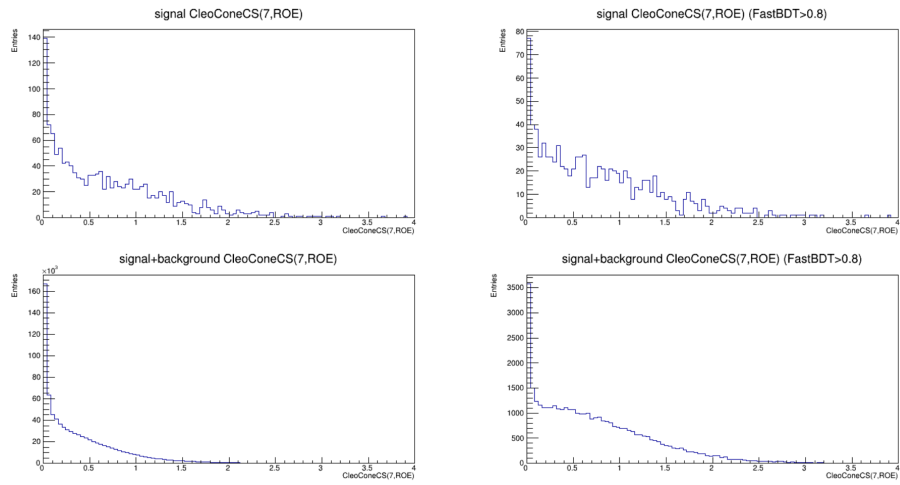


图 9.12: CleoConeCS(7,ROE) 分布

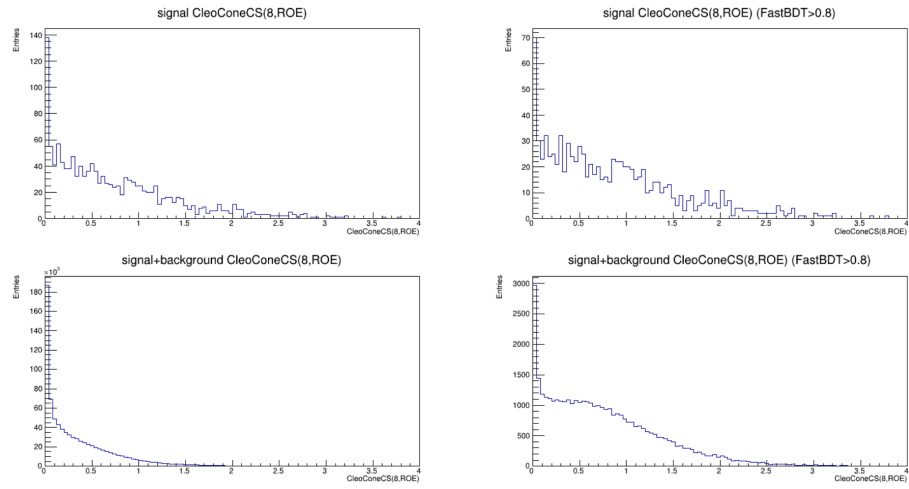


图 9.13: CleoConeCS(8,ROE) 分布

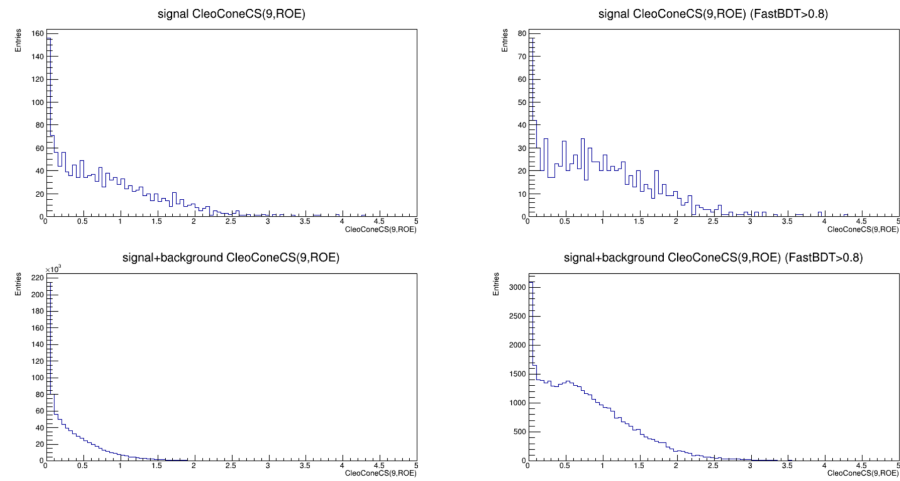


图 9.14: CleoConeCS(9,ROE) 分布

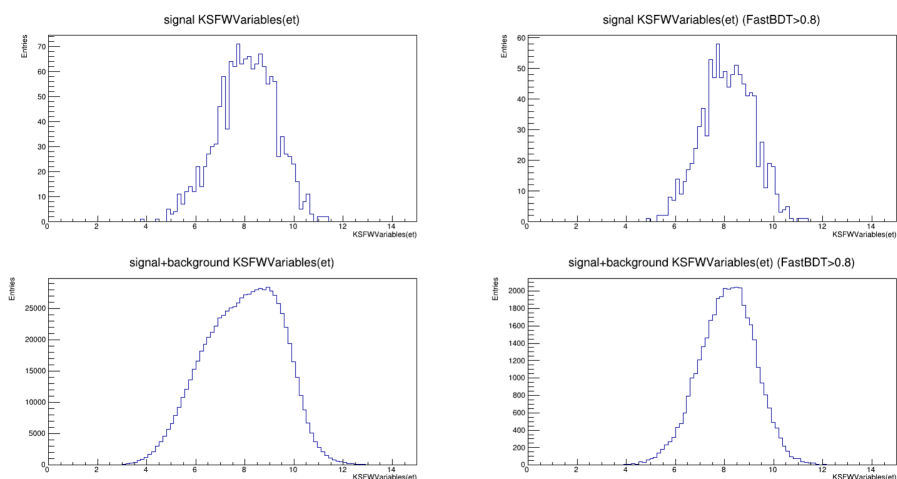


图 9.15: KSFVariables(et) 分布

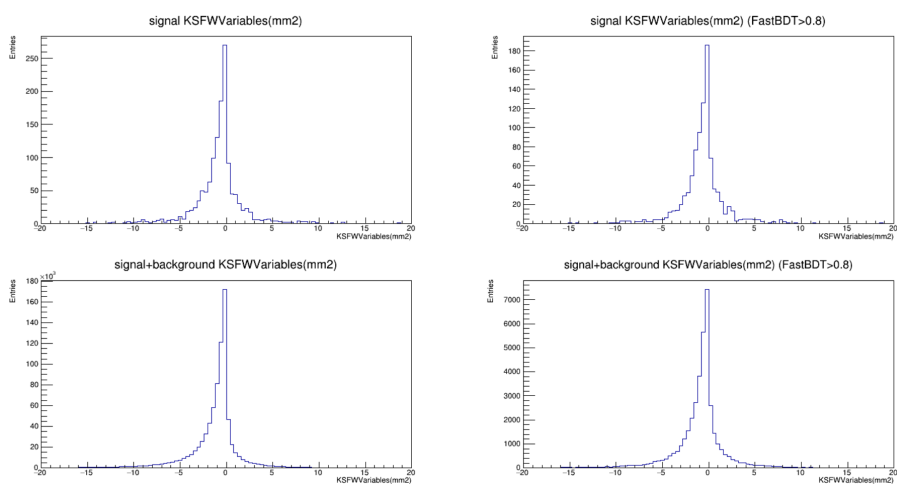


图 9.16: KSFVariables(mm2) 分布

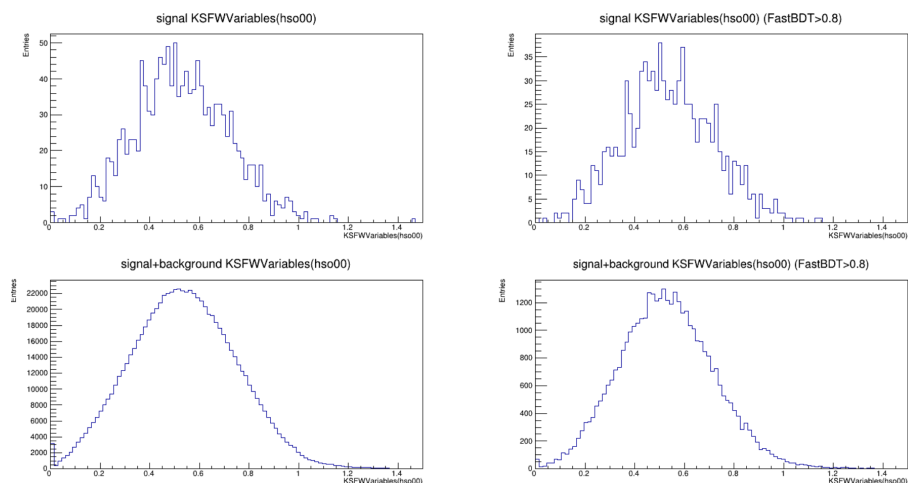


图 9.17: KSFVariables(hso00) 分布

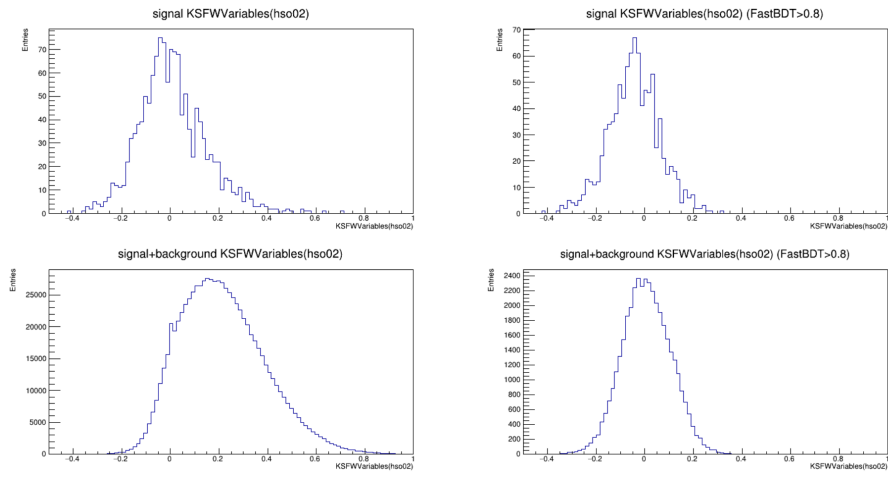


图 9.18: KSFVariables(hso02) 分布

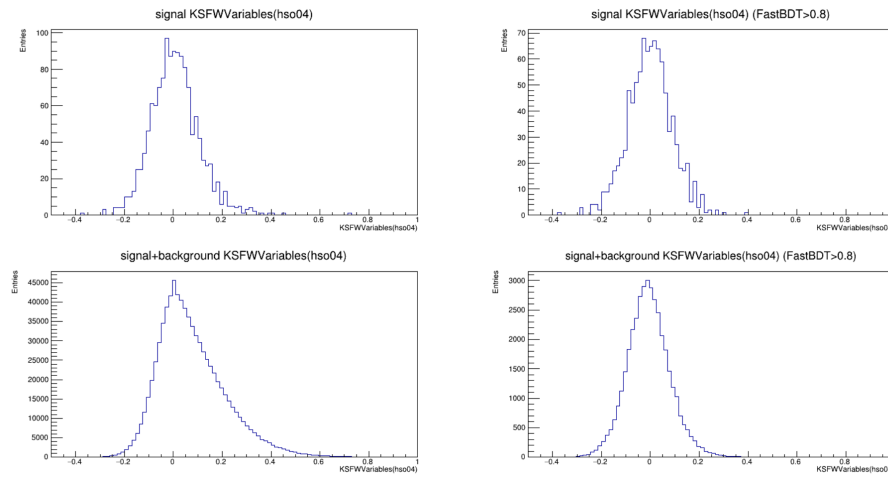


图 9.19: KSFVariables(hso04) 分布

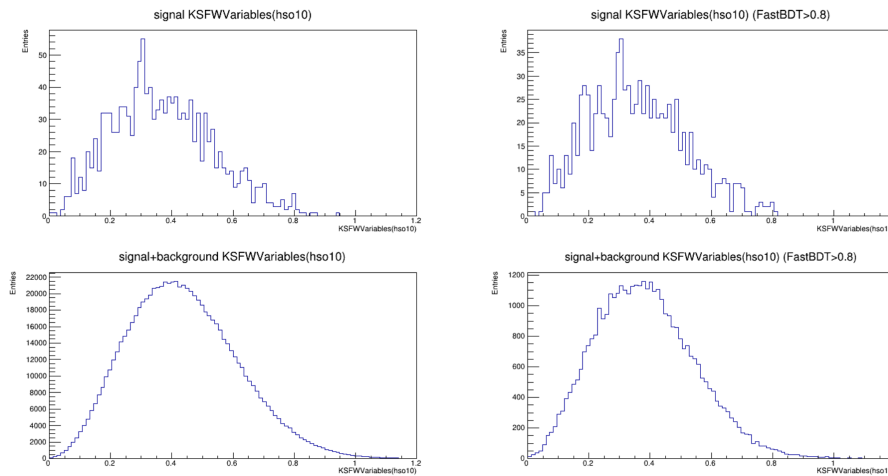


图 9.20: KSFVariables(hso10) 分布

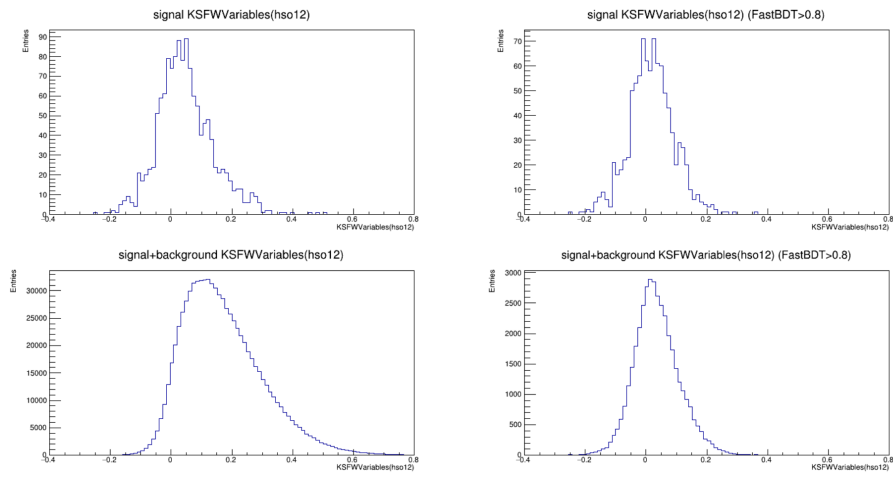


图 9.21: $KSFVariables(hso12)$ 分布

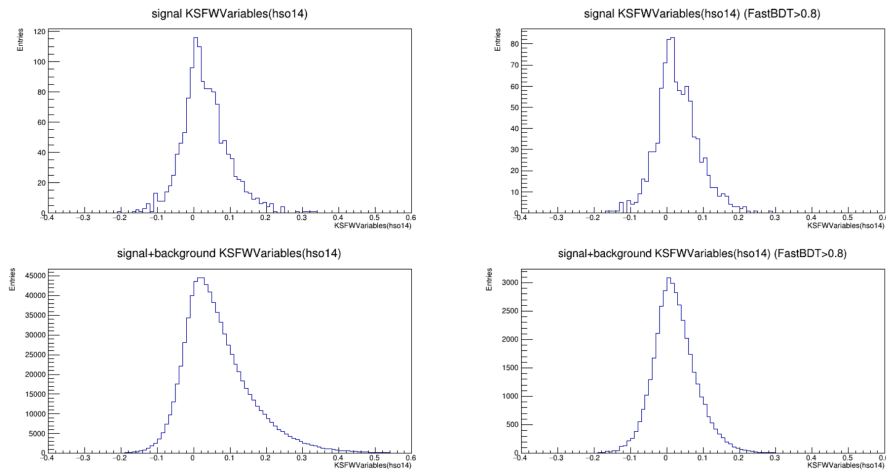


图 9.22: $KSFVariables(hso14)$ 分布

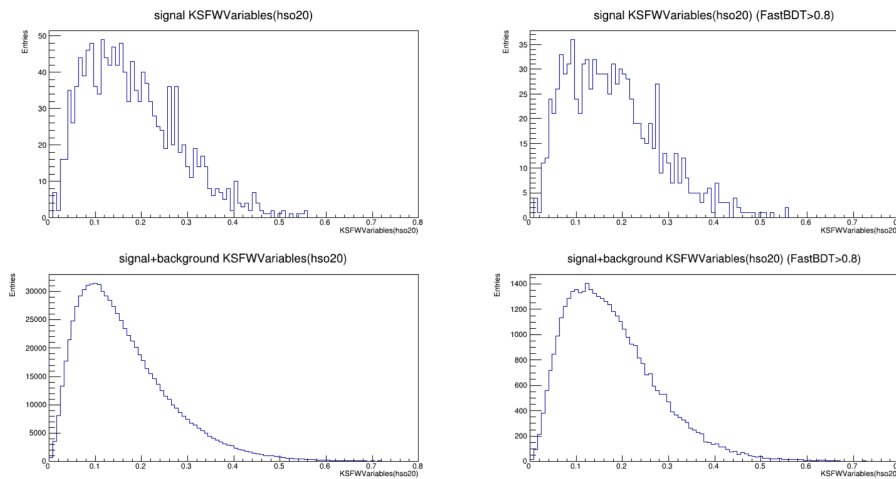


图 9.23: $KSFVariables(hso20)$ 分布

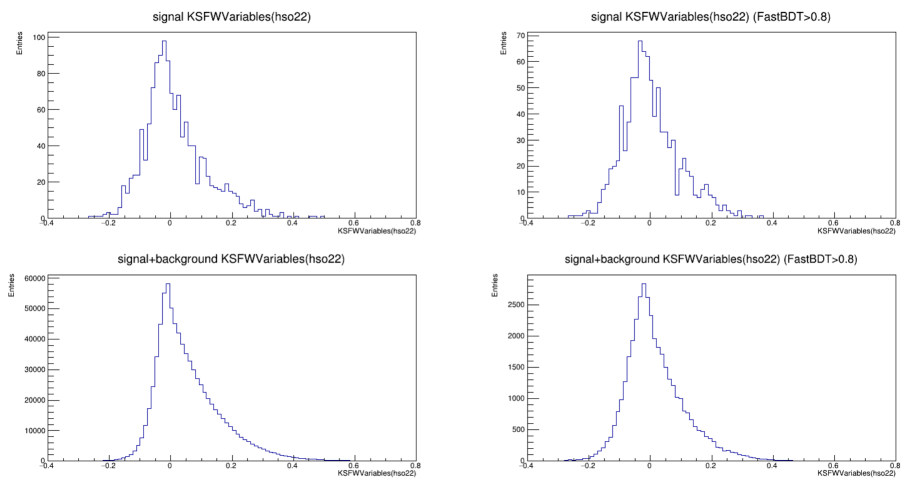


图 9.24: KSFVariables(hso22) 分布

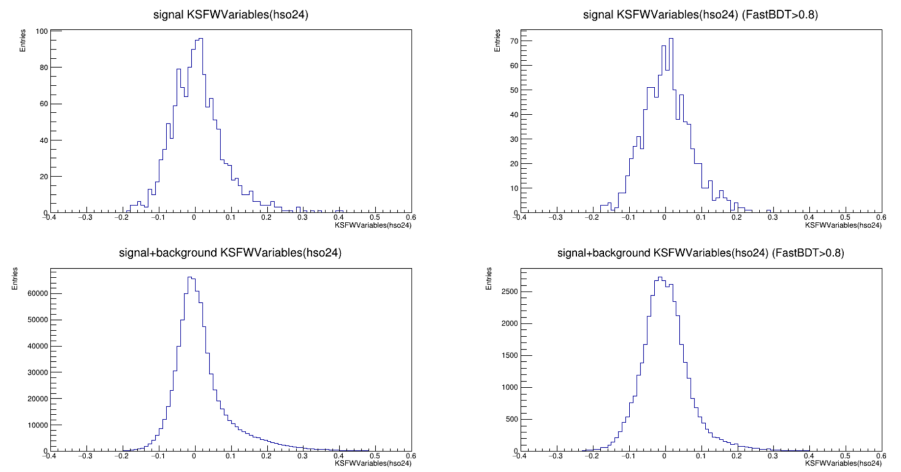


图 9.25: KSFVariables(hso24) 分布

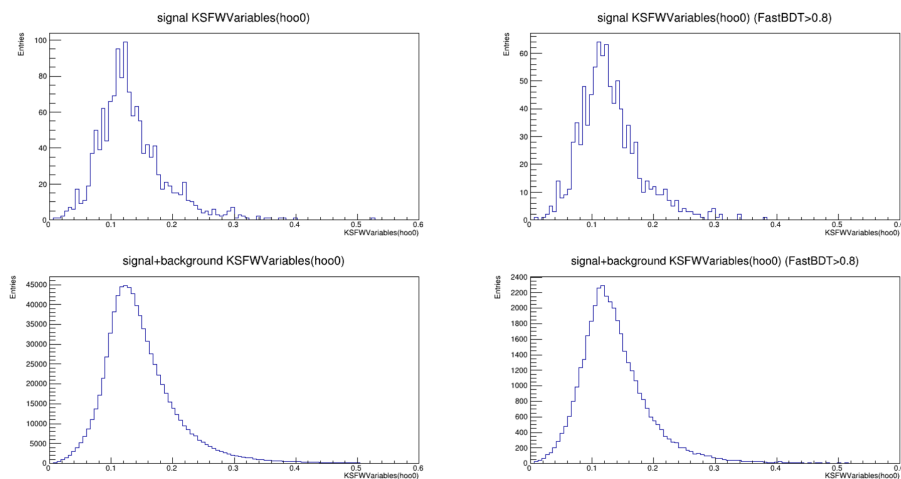


图 9.26: KSFVariables(hoo0) 分布

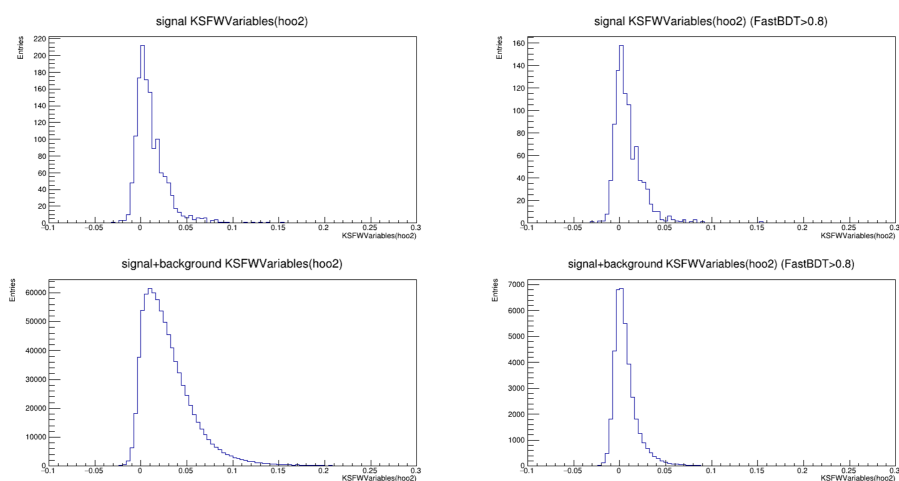


图 9.27: KSFVariables(hoo2) 分布

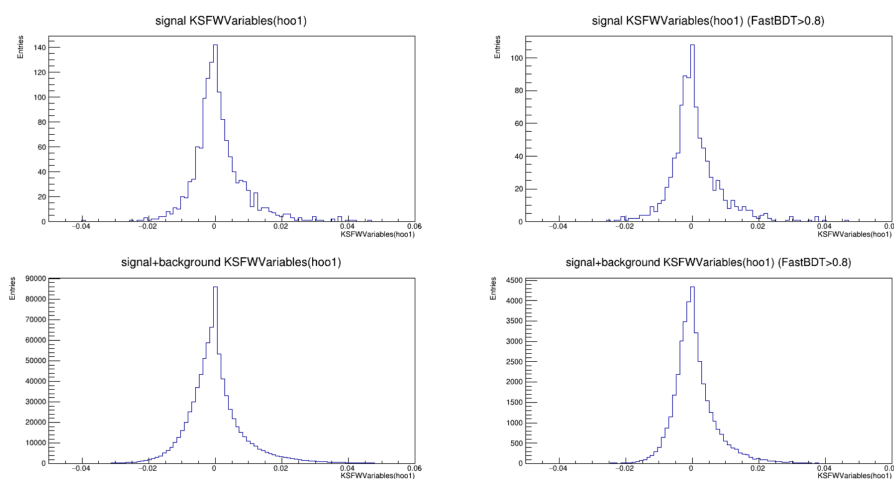


图 9.28: KSFVariables(hoo1) 分布

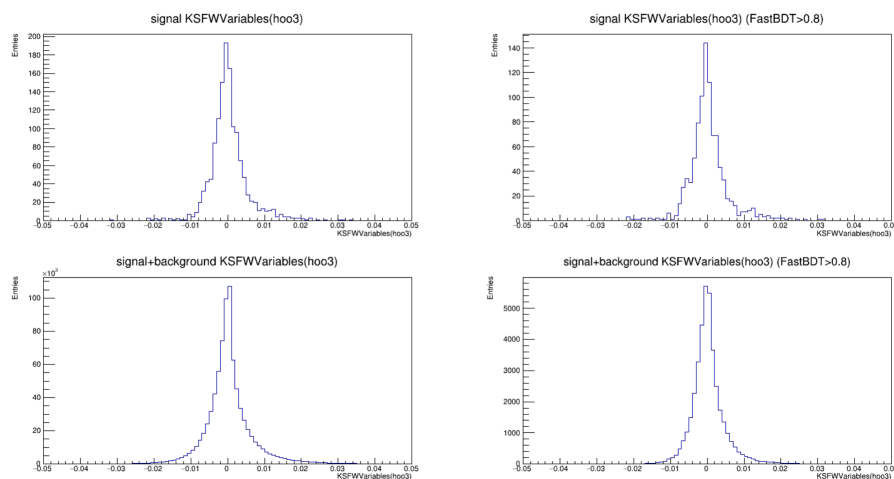


图 9.29: KSFVariables(hoo3) 分布

参考文献

- [1] 中尾幹彦, "B ファクトリーで探る標準模型を越える物理"
<https://indico.cern.ch/event/872673/contributions/3751783/attachments/1988394/3314135/nakao-lecture1.pdf>
- [2] J-PARC muon g-2/EDM experiment, "新物理に挑む"
<https://g-2.kek.jp/new-physics/>
- [3] 樋口岳雄、住澤一高、堺井義秀, "CP 対称性の破れの測定 (ϕ_1, ϕ_2)"
<https://www.jahep.org/hepnews/2011/119CP-05Fweb.pdf>
- [4] Y.Nakahama et al., "Measurement of CP violating asymmetries in $B^0 \rightarrow K^+ K^- K_S^0$ decays with a time-dependent Dalitz approach"
<https://journals.aps.org/prd/pdf/10.1103/PhysRevD.82.073011>
- [5] News@KEK, "ナノビームで目指す世界の頂点"
<https://www2.kek.jp/ja/newskek/2010/marapr/SuperKEKB.html>
- [6] 赤井和憲、小磯晴代, "特集 本格始動! SuperKEKB 加速器"
<https://www.pasj.jp/kaishi/cgi-bin/kasokuki.cgi?articles%2F15%2Fp213-220.pdf>
- [7] Kavli IPMU, "「SuperKEKB プロジェクト」 加速器が本格稼働"
<https://www.ipmu.jp/ja/20180323-SuperKEKB-Phase2Start>
- [8] Belle II 実験ホームページ
<https://belle2.jp/ja/>
- [9] 森井友子、樋口岳雄, "Belle II シリコン崩壊点検出器 (SVD)"
<https://www.jahep.org/hepnews/2016/16-2-2-BelleIISVD.pdf>
- [10] K. Adamczyk et al (2022), "The design, construction, operation and performance of the Belle II silicon vertex detector"
<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/17/11/P11042/pdf>
- [11] 谷口七重, "Belle II CDC"
https://www.jahep.org/hepnews/2013/13-4-3-BelleII_CDC.pdf
- [12] 鈴木一仁、居波賢二、松岡広大, "Belle II 実験 TOP カウンターのインストール完了報告"
<https://www.jahep.org/hepnews/2016/16-3-4-TOP.pdf>
- [13] 西田昌平, "Belle II Aerogel RICH 検出器の建設と運転"

- <https://www.jahep.org/hepnews/2019/19-2-2-arich.pdf>
- [14] 宮林謙吉, "Belle II 電磁カロリメーター (ECL)"
<https://www.jahep.org/hepnews/2014/14-2-6-BelleIIECL.pdf>
- [15] 住澤一高, "Belle II KLM", 高エネルギーニュース第 33 巻 27 ページ (2014 年)
<https://www.jahep.org/hepnews/2014/14-1-4-BelleIIKLM.pdf>
- [16] 伊藤領介, 中尾幹彦, 山田悟, "Belle II 実験のデータ収集システム"
<https://www.jahep.org/hepnews/2014/14-3-2-BelleIIDAQ.pdf>
- [17] K.-F. Chen et al., "Measurement of Polarization and Triple-Product Correlations in $B^0 \rightarrow \phi K^*$ Decays"
<https://journals.aps.org/prl/pdf/10.1103/PhysRevLett.94.221804>
- [18] M. Prim et al., "Angular analysis of $B^0 \rightarrow \phi K^*$ decays and search for CP violation at Belle"
<https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.88.072004>
- [19] S. Agostinelli et al., "Geant4—a simulation toolkit"
- [20] Particle Data Group
<https://pdg.lbl.gov/>
- [21] 谷川輝, "Measurement of time-dependent CP asymmetry in $B^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0 K_S^0$ decays at the Belle II experiment (Belle II 実験における $B^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0 K_S^0$ 崩壊過程の時間依存 CP 非対称度の測定)"
<https://docs.belle2.org/record/3149/files/BELLE2-PTHEISIS-2022-006.pdf>
- [22] 為近彩智, "Belle II 実験 Phase II ランにおける ARICH 検出器のアライメントおよび $B \rightarrow K^* \gamma$ 崩壊の探索"
<https://www-hep.phys.se.tmu.ac.jp/thesis/doc/2018-Mthesis-tamechika.pdf>
- [23] 藤井美保, "Belle II 実験の 2019 年春期データにおける $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ 崩壊の事象再構成と崩壊点位置分解能の評価"
https://webhepl.cc.nara-wu.ac.jp/old_HP/thesis/master/2019fujii/master_thesis_fujii.pdf
- [24] 西川愛, "Belle II 実験における $B^0 \rightarrow \eta_c \gamma K^\pm \pi^\mp$ 崩壊の探索"
https://webhepl.cc.nara-wu.ac.jp/old_HP/thesis/master/2020nishikawa/master_thesis_nishikawa.pdf

[25] 楠戸愛美, "Belle II 実験における $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}(\rightarrow K^+\pi^-)$ モードを用いたフ
レーバー誤認率と Δt 分解能の評価"

[https://webhepl.cc.nara-wu.ac.jp/old_HP/thesis/master/
2021kusudo/20810047_Aimi_Kusudo.pdf](https://webhepl.cc.nara-wu.ac.jp/old_HP/thesis/master/2021kusudo/20810047_Aimi_Kusudo.pdf)

[26] 黒田奈津貴, " $B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+}$ 崩壊を用いた $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 外挿による B 中間子崩
壊点再構成の研究"

[https://webhepl.cc.nara-wu.ac.jp/old_HP/thesis/master/
2022kuroda/2022kuroda_master_thesis.pdf](https://webhepl.cc.nara-wu.ac.jp/old_HP/thesis/master/2022kuroda/2022kuroda_master_thesis.pdf)