

修士論文

Belle II 実験のための  $K_S$  検出の研究

～ A study of  $K_S$  detection for the Belle II experiment ～

東北大学大学院理学研究科

物理学専攻

猪塚 昌大

平成 28 年



# 概要

Belle II 実験では高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の電子陽電子非対称型加速器 SuperKEKB によって重心エネルギー 10.58 GeV の  $B$  中間子対を作り、大立体角検出器によって崩壊過程を追跡する。世界記録のルミノシティを達成した Belle 実験のさらなる高輝度化、高性能化により、統計誤差を低く抑えた新物理探索が期待されている。

$K_S$  中間子は、 $B$  の崩壊過程で生じる粒子の一つである。電弱ペンギン過程  $b \rightarrow s\gamma$  などの CP 非対称度の測定に重要な過程にも関わり、その検出能力を上げることは新物理探索に直接貢献する。本研究では  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$  崩壊事象を再構成することによって  $K_S$  の検出方法を調べた。

$\pi^\pm$  の飛跡と運動量は崩壊点位置検出器 (VXD) と中央ドリフトチェンバー (CDC) によって測定され、粒子の種類は CDC での  $dE/dx$  と TOP カウンター及び A-RICH でのチェレンコフ光のリングイメージとによって検出される。

$K_S$  の崩壊点位置と 4 元運動量は 2 つの軌跡に対する kinematics fit によって計算される。本研究では Belle 実験を基に V0finder を導入し、kinematics fit の前に vertexing を行い、再構成を効率化した。

さらに 2 つの多変量解析を導入し、 $K_S$  候補の持つ 20 変数による背景事象の除去を試みた。その結果、従来のカットに比べて 1.24 倍の efficiency で信号事象の選別ができることをシミュレーションによって確認した。一方で、ビームバックグラウンドにより再構成 efficiency が 22.8% 低くなることを見積もられた。

また、 $K_S$  再構成 efficiency を Belle と比較するために  $B^+ \rightarrow K_S\pi^+\gamma$  崩壊を再構成し、同程度の efficiency が得られることがわかった。

# 目次

第 1 章	序章	1
第 2 章	Belle II 実験	3
2.1	概要 . . . . .	3
2.2	物理事象 . . . . .	3
2.3	SuperKEKB . . . . .	4
2.4	検出器 . . . . .	6
2.5	ビーム BG . . . . .	14
2.6	ソフトウェア . . . . .	15
2.7	計算資源 . . . . .	15
2.8	MC シミュレーション . . . . .	16
2.9	終状態粒子の再構成 . . . . .	18
2.10	MC キャンペーン . . . . .	22
2.11	崩壊粒子 . . . . .	22
第 3 章	$K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ の再構成	24
3.1	$K_S$ 中間子 . . . . .	24
3.2	$V^0$ . . . . .	24
3.3	物理的動機 . . . . .	25
3.4	V0finder . . . . .	25
3.5	kinematics fit . . . . .	28
3.6	track efficiency の評価 . . . . .	29
第 4 章	多変量解析 (MVA)	31
4.1	概要 . . . . .	31
4.2	MVA アルゴリズム . . . . .	32

4.3	BG の種類 . . . . .	33
4.4	NisKsFinder . . . . .	34
4.5	プレカット . . . . .	35
4.6	MC サンプル . . . . .	35
4.7	V0like . . . . .	36
4.8	NoLambda . . . . .	44
4.9	パフォーマンス評価と閾値の決定 . . . . .	49
第 5 章	$B \rightarrow K_S \pi^+ \gamma$ モードの再構成	52
5.1	概要 . . . . .	52
5.2	再構成方法 . . . . .	53
5.3	再構成 efficiency . . . . .	54
第 6 章	まとめ	56
	謝辞	58

# 目次

1.1	$b \rightarrow s\gamma$ 遷移の Feynmann ダイアグラム。標準模型の寄与 (左) と超対称性理論による寄与 (右)。	2
2.1	$B^0 - \bar{B}^0$ 振動の box ダイアグラム [4]	5
2.2	$B^0 - \bar{B}^0$ の崩壊の様子 [4]	5
2.3	Two photon 衝突によるハドロン生成の Feynmann ダイアグラム [4]	5
2.4	物理事象の反応断面積 [20]	5
2.5	SuperKEKB の全体図	6
2.6	SuperKEKB のマシンパラメーター [2]	6
2.7	Belle II 検出器の外観	7
2.8	Belle II 検出器・Belle 検出器の断面図 [2]	7
2.9	ビーム軸方向から見た VXD の配置。上半分が Belle II で下半分が Belle。緑は CDC の inner CFRP。 [14]	8
2.10	DSSD の構造 [21]	9
2.11	PXD の構造 [2]	9
2.12	CDC のセンスワイヤー構成。stereo スーパーレイヤーの U と V はワイヤーの方向を表す。 [2]	10
2.13	CDC の主なパラメーター比較 [2]	10
2.14	CDC の断面図の 1/4 [22]。四角形はセンスワイヤーのセルで、図で表されたグループ (Track Segment Finder) ごとに飛跡断片が測定される。実際の TSF は $\phi$ 方向に 8 倍の密度で並び、赤で示されるセルがそれぞれの位置情報に使われる。	10
2.15	HAPD 光検出器の概略図 [2]	11
2.16	A-RICH におけるリングイメージの形成	11
2.17	TOP カウンター概観 [2]	12

2.18	Belle で測定された磁場分布。IP を原点にとっている。 [2] . . . . .	13
2.19	MC 生成事象 . . . . .	17
2.20	$xy$ 平面での helix パラメーター . . . . .	21
3.1	$K_S$ の崩壊の様子。崩壊点が IP から離れているため、 $V^0$ として同定し やすい。 . . . . .	25
3.2	$K_S$ の崩壊点を $xy$ 平面上の最近接点によって計算する。 . . . . .	26
3.3	PoCA と軌跡間の最近接点とでは運動量の方向が異なるため、運動量の 和として計算される $K_S$ の運動量も PoCA のほうを使うと誤差が生じる。 26	26
3.4	$K_S$ の不変質量の分布。青が V0finder を用いた場合で、黒が用い なかった場合。vertexing によって正確度が高くなる。それぞれ kinemat- ics fit 前の値を示している。ピーク位置は青が $497.67 \text{ MeV}/c^2$ , 黒が $497.31 \text{ MeV}/c^2$ 。標準偏差は青が $11.63 \text{ MeV}/c^2$ , 黒が $15.40 \text{ MeV}/c^2$ 。 27	27
3.5	$K_S$ の fit 後の質量分布。ピーク位置は $498.09 \text{ MeV}/c^2$ で、標準偏差は $11.01 \text{ MeV}/c^2$ 。 . . . . .	28
4.1	Decision Tree のモデル [15]。この例では、各イベントはまず Layer 1 の 分岐ノードから始め、カット $x < 3$ を満たすものは Layer 2 の右のノ ードに、満たさないものは左のノードに進む。同様にして下へ進んで行き、 一番下の終着点ノードでアウトプットを得る。アウトプットは学習サン プルで決まり、そのノードに到達したイベントのうちシグナルである割 合で計算される。 . . . . .	32
4.2	non- $V^0$ BG の荷電軌跡の様子。2つの平面は SVD 表面を表す。BG は 一番右のシグナルイベントと誤って認識され再構成される。 . . . . .	34
4.3	<1> DistZ . . . . .	36
4.4	<2> Fl . . . . .	37
4.5	<3> Dphi . . . . .	37
4.6	<4> MinD0 . . . . .	38
4.7	<5> MaxD0 . . . . .	38
4.8	<6> Mom . . . . .	39
4.9	<7> DecayAngle . . . . .	39
4.10	<8> VXDPositive . . . . .	40
4.11	<9> VXDNegative . . . . .	40

4.12	<10> CDCAxialPositive . . . . .	41
4.13	<11> CDCAxialNegative . . . . .	41
4.14	<12> CDCStereoPositive . . . . .	42
4.15	<13> CDCStereoNegative . . . . .	42
4.16	V0like の分布。 $K_S$ シグナルを青、non- $V^0$ BG を赤で示している。上が BGx0 サンプルで下が BGx1 サンプル。 . . . . .	43
4.17	<1> PrPildPositive . . . . .	44
4.18	<2> PrPildNegative . . . . .	45
4.19	<3> LambdaMass . . . . .	45
4.20	<4> MomPositive . . . . .	46
4.21	<5> MomNegative . . . . .	46
4.22	<6> SinThetaPositive . . . . .	47
4.23	<7> SinThetaNegative . . . . .	47
4.24	NoLambda の分布。 $K_S$ シグナルを青、 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ を赤で示している。左が BGx0 サンプルで右が BGx1 サンプル。 . . . . .	48
4.25	BGx0 サンプル . . . . .	50
4.26	BGx1 サンプル . . . . .	50
4.27	NisKsFinder の選別パフォーマンス。3本の曲線は、橙が 94% purity で efficiency を最大にする NoLambda 閾値を伴うカット、緑 (ほぼ橙と重 なる) が goodNis カット、紫がプレカットのみである。上が BGx0 サ ンプルで下が BGx1 サンプル。 . . . . .	50
5.1	シグナル領域に含まれる $B^+ \rightarrow K^{*\pm}\gamma$ の $M_{bc}$ 分布。青がシグナルで、赤 がバックグラウンド。ただし $M_{bc}$ の範囲は $5.20 < M_{bc} < 5.29 \text{ GeV}/c^2$ に拡張して示している。 . . . . .	54



# 表目次

2.1	MC6 generic サンプルに含まれる $100 \text{ fb}^{-1}$ あたりの各物理事象の数。 .	23
3.1	$K_S$ 由来 Track の再構成効率 . . . . .	30
4.1	Belle goodKs カット . . . . .	51
4.2	goodKs の efficiency と、対応する NisKsFinder の閾値 . . . . .	51
5.1	$B \rightarrow K_S \pi^\pm \gamma$ モードの再構成 efficiency . . . . .	55

# 第 1 章

## 序章

現在、実験により正しいことが確認されている素粒子の唯一の理論体系は標準模型である。標準模型は 2012 年の LHC 実験によるヒッグス粒子の発見を最後にすべての種類の素粒子が発見され、その記述する性質は実験結果を矛盾なく説明している。

しかし、宇宙に目を向けると、23% の質量を占める暗黒物質を構成する素粒子の候補が標準模型にはなく、またバリオン数の過多は小林・益川理論によるクォーク混合の CP 破れだけでは十分に説明できない。さらに、質量を持たないとされていたニュートリノが 3 世代それぞれで異なる質量を持つことが、ニュートリノ振動の観測によって明らかになった。これらの事実が、標準模型を超える物理の存在を示唆している。

$B$  ファクトリー実験は粒子の加速衝突により  $B$  中間子を大量に生成し、その崩壊過程を追跡する。 $B$  中間子に含まれる  $b$  クォークは、他の世代との混合角が小さく長寿命である上、エネルギーが QCD スケールより十分高い。そのため、 $B$  中間子は他のハドロンに比べて理論的不定性が小さく、標準模型の有力なプローブである。

Belle 実験はつくば市の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) にある円形加速器 KEKB を用いた、電子 ( $e^-$ ) と陽電子 ( $e^+$ ) の加速衝突による  $B$  ファクトリー実験である。KEKB は世界最高となる  $2.1 \times 10^{-5} \text{ fb}^{-1}\text{s}^{-1}$  のピークルミノシティを達成した。2010 年 6 月で稼働を終了するまで  $1.04 \text{ ab}^{-1}$  の積分ルミノシティに相当する統計を手に入れ、様々な物理量の測定が行われてきた。中でも  $B$  中間子の CP 破れの測定 [1] は、当時の競争相手であった BaBar 実験の結果と合わせて小林・益川理論を裏付け、両氏のノーベル賞受賞に貢献した。

LHC 実験や ILC 実験などのエネルギー・フロンティアでは、高エネルギーでの非弾性散乱から新粒子を直接生成して新物理を探索する。一方でルミノシティ・フロンティアの  $B$  ファクトリーでは、ループ内の仮想粒子として現れる新粒子の寄与を標準模型からのず

れとして感知しようとしており、相補的な役割を持っている。間接探索の例には  $b \rightarrow s\gamma$  遷移における超対称性粒子による右巻きカレントへの寄与がある (図 1.1)。標準模型では  $W$  ボソンに結合するフェルミオンのヘリシティは左巻きに限られ、右巻き光子の放出が強く制限される [3]。

しかし、多くの新物理探索実験が行われている中で、その兆候はいまだ発見されていない。ルミノシティ・フロンティアでは、さらに多くの統計から誤差を正しく見積もって測定することが観測の鍵となる。

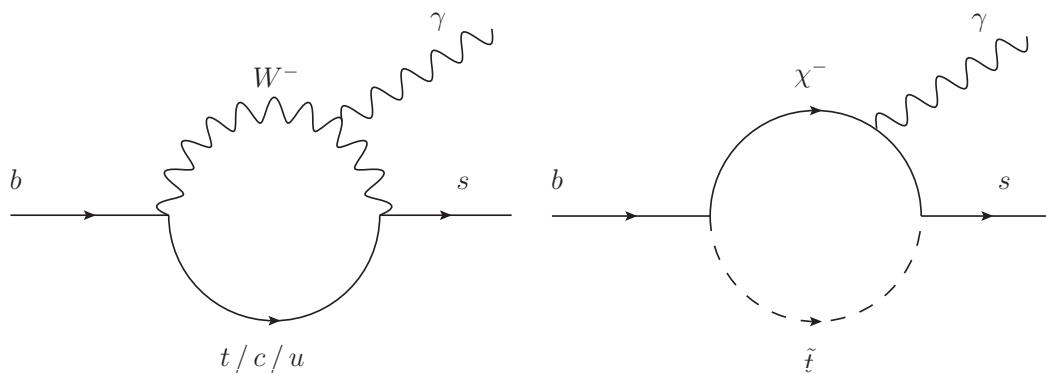


図 1.1:  $b \rightarrow s\gamma$  遷移の Feynmann ダイアグラム。標準模型の寄与 (左) と超対称性理論による寄与 (右)。

本研究は、Belle II 実験における  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$  事象の再構成方法の導入とその評価である。続く第 2 章で Belle II 実験について解説する。次に第 3 章で今回導入した  $K_S$  再構成方法を記す。第 4 章では多変量解析を用いた  $K_S$  選別の方法を導入して評価結果を述べ、第 5 章で  $B^+ \rightarrow K_S\pi^+\gamma$  崩壊モードの再構成によって  $K_S$  検出効率を評価する。第 6 章で全体をまとめる。

## 第 2 章

# Belle II 実験

### 2.1 概要

新たな  $B$  ファクトリーとなる Belle II 実験は、Belle 実験の加速器と検出器をアップグレードして行われる。加速器 SuperKEKB の目標ルミノシティは 40 倍の  $8 \times 10^{-4} \text{ fb}^{-1}\text{s}^{-1}$ 、積分ルミノシティは 50 倍の  $50 \text{ ab}^{-1}$  と大幅に統計が増えることが期待されている。検出器も多くが入れ替わり、大量のデータの取り扱いと測定の精密化を可能にする。

2016 年 2 月からは、Phase 1 としてビームの調整とビームパイプの真空化が行われている。2017 年 11 月から Phase 2 となり、VXD を除く検出器を設置し、ビーム調整をしながら測定が行われる。そして 2018 年 10 月からは VXD も設置して Phase 3 として完全な測定を開始する予定である。

### 2.2 物理事象

ビームの衝突点 (IP) で、 $+z$  方向<sup>\*1</sup>に 7 GeV で入射する電子と  $-z$  方向に 4 GeV で入射する陽電子が衝突し対消滅を起こす。この系は 11 GeV のエネルギー、 $z$  方向に 3 GeV/c の運動量を持ち、重心エネルギーは  $\sqrt{11^2 - 3^2} = 10.583 \text{ [GeV]}$  である。これは  $b\bar{b}$  共鳴状態  $\Upsilon(4S)$  の閾値であり、 $B$  中間子 (質量 5.279 GeV) 対の生成閾値でもある。仮想光子から  $\Upsilon(4S)$  が生成すると、即座に  $B^+B^-$  (崩壊分岐比 51.4%) または  $B^0\bar{B}^0$  (48.6%) に崩壊する [9]。

$\Upsilon(4S)$  系での  $B$  中間子の運動量は、系の運動量 3 GeV/c より十分小さい 0.363 GeV/c

---

<sup>\*1</sup> 厳密には  $e^+$  ビームの入射方向を  $-z$  方向として定義している。

である。これは次のようにして計算できる。2体崩壊において、崩壊前の粒子の質量を  $M$ 、崩壊後の粒子 1, 2 の質量をそれぞれ  $m_1, m_2$  とする。重心系において、親粒子は静止しているから運動量の大きさは等しく  $p$  とおける。次にエネルギー保存則を用いると、 $c = 1$  の単位系で

$$p = \frac{\sqrt{\{M^2 - (m_1 + m_2)^2\}\{M^2 - (m_1 - m_2)^2\}}}{2M} \quad (2.1)$$

と導出され、ここに  $M = 10.583 \text{ GeV}/c^2, m_1 = m_2 = 5.279 \text{ GeV}/c^2$  を代入して  $B$  中間子の運動量が求まる。

$B^0 - \overline{B}^0$  系はクォークの混合によって、一方が崩壊するまで互いの状態が振動する (図 2.1)。系の運動量の大きさから、実験室系では系の速度と中間子の速度を同一と見なせる。よって、重心系での  $B$  の崩壊時間を  $\tau$  とすると、崩壊するまで  $z$  方向に飛ぶ距離は  $\beta\gamma\tau$  ( $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}, \beta = 3/11 = 0.273$ ) となる。同様にして、崩壊時間差は崩壊位置の差  $\Delta z$  から  $\Delta\tau = \Delta z / (\beta\gamma)$  として求まる。終状態から 2 つの  $B$  の崩壊点を再構成することにより、その崩壊時間差を測定することができる (図 2.2)。

$B^0$  と  $\overline{B}^0$  の崩壊時間差からは CP 破れが測定される。CP 固有状態への崩壊  $B^0(\overline{B}^0) \rightarrow f_{\text{CP}}$  において、 $\Delta\tau$  に対する崩壊率の非対称度は

$$\frac{R(\overline{B}^0 \rightarrow f_{\text{CP}}; \Delta\tau) - R(B^0 \rightarrow f_{\text{CP}}; \Delta\tau)}{R(\overline{B}^0 \rightarrow f_{\text{CP}}; \Delta\tau) + R(B^0 \rightarrow f_{\text{CP}}; \Delta\tau)} = -\xi_f \sin 2\phi_{\text{CP}} \sin(\Delta m_d \Delta\tau) \quad (2.2)$$

を満たす [1]。ここで  $\xi_f$  は終状態の CP 固有値、 $\Delta m_d$  は  $B^0$  と  $\overline{B}^0$  の質量固有値の差で、 $\phi_{\text{CP}}$  がユニタリ三角形に関する角度である。 $f_{\text{CP}} = J/\psi K_S$  の場合、これは  $\phi_1 = \arg[-V_{cd}V_{cb}^*/V_{td}V_{tb}^*]$  と等しい。

$\Upsilon(4S)$  の他に起こりうる主な過程の一つは continuum 事象  $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow q\bar{q}$  ( $q = u, d, c, s$ ) である。軽いクォーク対が  $3 \text{ GeV}/c$  の高運動量で飛びながらジェット状に崩壊する。他にも Bhabha 散乱  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ 、レプトン対や光子の生成、さらに  $e^+$  と  $e^-$  それぞれから放出される仮想光子同士の反応 (Two photon、図 2.3) も起こる。 $\tau$  粒子の崩壊は、理論的不定性の小さなレプトン物理の対象となる。標準模型において、荷電レプトンのフレーバー破れは実験の中でまず起こらず、その発見は即座に新物理の証拠となり、重要なモードの一つである [23]。図 2.4 に各過程の反応断面積とレートを示す。

## 2.3 SuperKEKB

Belle II で用いる加速器は SuperKEKB と呼ばれる。これは KEKB を要求性能に合わせてアップグレードされたもので、KEKB と同じ KEK 敷地内の地下 3 m、周長 3 km

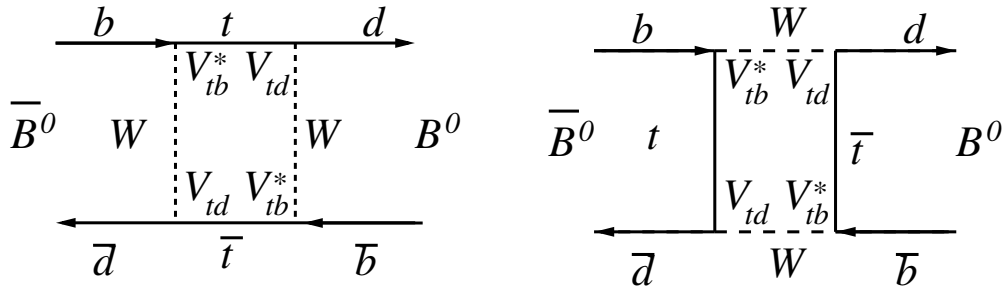


図 2.1:  $B^0 - \bar{B}^0$  振動の box ダイアグラム [4]

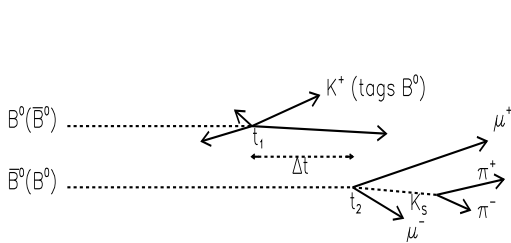


図 2.2:  $B^0 - \bar{B}^0$  の崩壊の様子 [4]

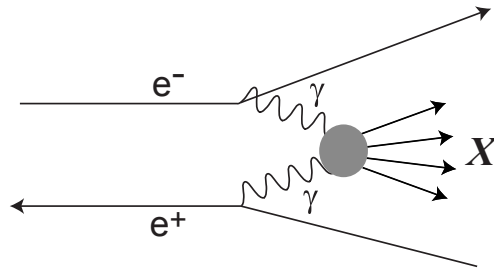


図 2.3: Two photon 衝突によるハドロン生成の Feynmann ダイアグラム [4]

Process	$\sigma$ (nb)	Rate (Hz)
$\Upsilon$ (4S)	1.2	960
Continuum	2.8	2200
$\mu^+ \mu^-$	0.8	640
$\tau^+ \tau^-$	0.8	640
Bhabha	44	$350^3$
$\gamma\gamma$	2.4	$19^3$
Two photon	12	$10000^4$
Total	67	$\sim 15000$

図 2.4: 物理事象の反応断面積 [20]

のトンネルを使う。図 2.5 が全体の様子である。電子と陽電子がそれぞれのリングで周回し、IP 付近で磁石によって収束しながら衝突する。

SuperKEKB のパラメーターを図 2.6 に示す。ルミノシティを増加させるために、ビームカレントを上げるだけでなく、ナノビームスキームと呼ばれる方法を採用している。ビームをバンチ長よりも細く絞ると、衝突点周りのバンチ長程度の範囲が相手のバンチから大きく力を受けてエミッタンスが増加する (砂時計効果) ため、ビームサイズはバンチ長が下限となる。そこで、交差角を大きくして交差領域を小さくさせると、その長さは  $\sigma_x^*/\phi$  となり、これが有効バンチ長として下限を。これは、ビームを垂直方向 ( $y$ ) に小さく絞り、さらに  $y$  方向に 83 mrad まで角度を大きくして交差領域を小さくさせる。すると、衝突点以外の交差領域砂時計効果を抑制しながらルミノシティを増大させる。衝突領域でビームが細く絞られるため、ビームパイプも半径 12.0 mm まで細くなっている。

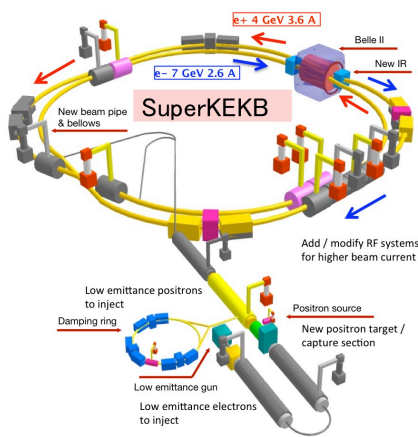


図 2.5: SuperKEKB の全体図

		LER (e+)	HER (e-)	units
Beam Energy	$E$	4	7	GeV
Half Crossing Angle	$\phi$		41.5	mrad
Horizontal Emittance	$\varepsilon_x$	3.2(2.7)	2.4(2.3)	nm
Emittance ratio	$\varepsilon_y/\varepsilon_x$	0.40	0.35	%
Beta Function at the IP	$\beta_x^*/\beta_y^*$	32 / 0.27	25 / 0.41	mm
Horizontal Beam Size	$\sigma_x^*$	10.2(10.1)	7.75(7.58)	$\mu\text{m}$
Vertical Beam Size	$\sigma_y^*$	59	59	nm
Betatron tune	$\nu_x/\nu_y$	45.530/45.570	58.529/52.570	
Momentum Compaction	$\alpha_c$	$2.74 \times 10^{-4}$	$1.88 \times 10^{-4}$	
Energy Spread	$\sigma_\varepsilon$	$8.14(7.96) \times 10^{-4}$	$6.49(6.34) \times 10^{-4}$	
Beam Current	$I$	3.60	2.62	A
Number of Bunches/ring	$n_b$		2503	
Energy Loss/turn	$U_0$	2.15	2.50	MeV
Total Cavity Voltage	$V_c$	8.4	6.7	MV
Synchrotron Tune	$\nu_s$	-0.0213	-0.0117	
Bunch Length	$\sigma_z$	6.0(4.9)	5.0(4.9)	mm
Beam-Beam Parameter	$\xi_y$	0.0900	0.0875	
Luminosity	$L$		$8 \times 10^{35}$	$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$

図 2.6: SuperKEKB のマシンパラメーター [2]

## 2.4 検出器

IP からは崩壊によって生じた多数の粒子が様々な方向に飛んでくる。それらを検出器によって捉え、崩壊事象を再構成する。再構成には粒子の種類、通過位置、方向、運動量の情報が使われる。

衝突領域を覆う Belle II 検出器の外見は、図 2.7 に示すように直径 3.5 m、長さ 7.5 m の巨大な円筒型の鉄でできた構造物である。IP から見て  $17^\circ < \theta < 150^\circ$  ( $\theta$ : polar angle) のアクセプタンスを持つ。検出器は複数の装置から構成されており、

- 崩壊点位置検出器 (VXD)
- 中央ドリフトチェンバー (CDC)
- エアロゲル・チェレンコフカウンター (A-RICH)
- Time of Propagation (TOP) カウンター
- 電磁カロリメーター (ECL)
- 超電導ソレノイド
- $K_L/\mu$  検出器 (KLM)

から成る。検出器の断面図を図 2.8 に示す。以下ではそれぞれの検出器について概説する。

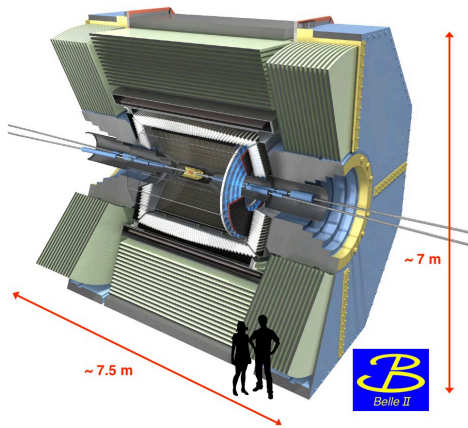


図 2.7: Belle II 検出器の外観

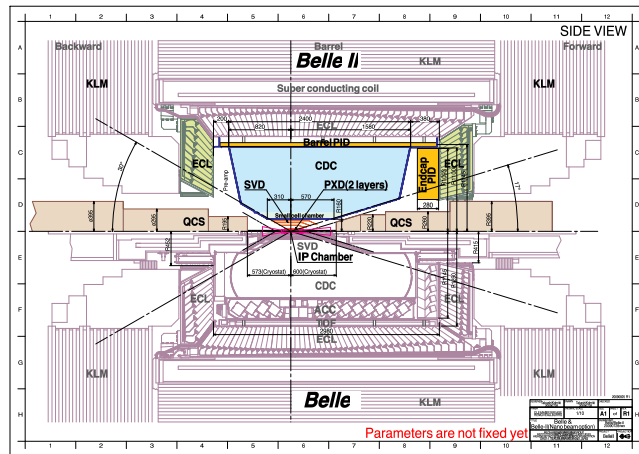


図 2.8: Belle II 検出器・Belle 検出器の断面図 [2]

## 2.4.1 VXD

崩壊点位置検出器 (VXD) は荷電粒子の通過位置を測定することにより、 $B$  の崩壊点を再構成する検出器である。ビームパイプに最も近い位置にあり、ビームバックグラウンドの影響を強く受けるため、ルミノシティ増加に伴う高レートのパックグラウンドに対応する必要がある。

VXD は 6 層の円筒側面に配置し、内側 2 層のピクセル型検出器 (PXD) と外側 4 層のストリップ型検出器 (SVD) から構成される。各層には  $z$  方向に長いラダー状の位置検出センサーが含まれ、 $\phi$  方向に並んでビーム衝突領域を囲んでいる。図 2.9 に VXD の配置を Belle と比較して示す。

PXD (Pixel Detector) は IP から 1.4 cm, 2.2 cm の位置に置かれる。内側 2 層はピク



セル型 PXD (Pixel Detector) から成る。センサーには厚さ  $50 \mu\text{m}$  の DEPFET を用いる。ストリップ型と比べて専有率が小さいため、衝突点近傍の高いビーム BG 下においても測定が可能である。図 2.11 に PXD の構造を示す。

SVD は Silicon Vertex Detector の略で、半導体センサーを用いて荷電粒子の通過位置を検出する。DSSD (Double-sided Silicon Detector) 方式を用い、p 型ストリップと n 型ストリップを裏表に直交して配置して 2 次元座標を得る (図 2.10)。Belle 実験では 4 層の SVD が崩壊点位置検出器として用いられていたが、PXD が内側に入ったことで体積が増大した。4 層目から 6 層目では前方にスラント (斜め) 構造を採用し、 $\theta$  の小さな領域での多重散乱を抑制し、分解能を高め、全長を抑える効果が期待されている [21]。ルミノシティ増大に対応できる専有率にするため、読み出しチップには shape time の短い APV25 を用いている。APV25 は導線の容量ノイズを抑えるために DSSD 上に置かれる。Belle II の DSSD は  $70 \mu\text{m}$  よりも高い位置分解能をもつ。

VXD の空間分解能は、MC シミュレーションによると、最小で Belle の 1/2 に相当する  $15 \mu\text{m}$  の空間分解能をもつ [8]。

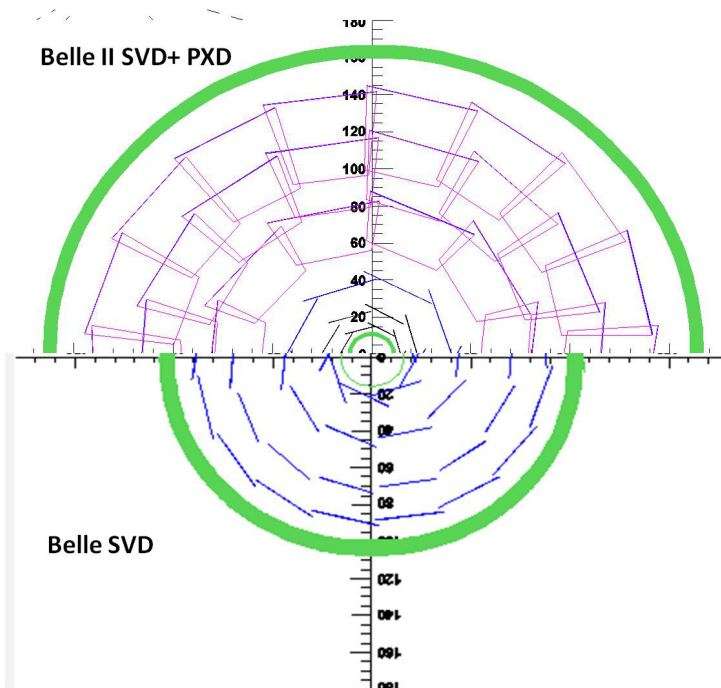


図 2.9: ビーム軸方向から見た VXD の配置。上半分が Belle II で下半分が Belle。緑は CDC の inner CFRP。 [14]

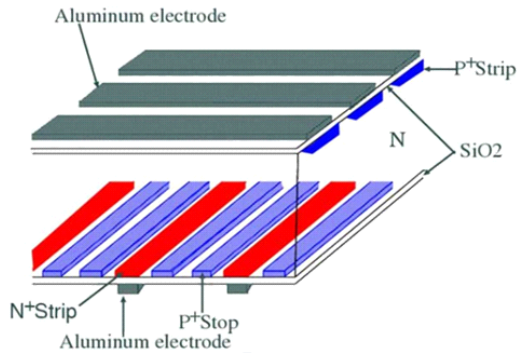


図 2.10: DSSD の構造 [21]

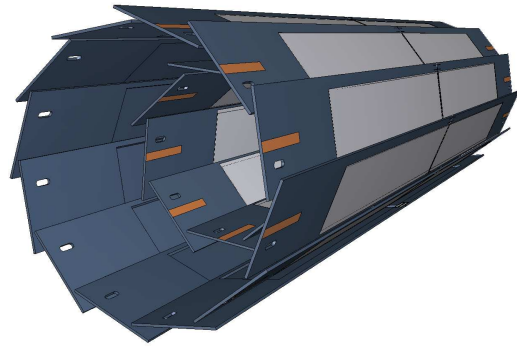


図 2.11: PXD の構造 [2]

## 2.4.2 CDC

円筒型の中央ドリフトチェンバー (CDC) はエンドキャップ間に 14,336 本のセンスワイヤーと 42,240 本のフィールドワイヤーを張ったガスチェンバーである。VXD と TOP の間に位置し、半径は 16.0 - 113.0 cm、長さは 220 cm である。側面は CFRP からなり、その厚さは内側が 0.5 mm、外側が 5 mm である。アルミニウムのエンドキャップは 4.1 t もの張力を支える。内側には He - C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> ガスが流される。

荷電粒子が CDC を通過するとガスから電離した電子がセンスワイヤーまで移動 (ドリフト) する。そのドリフト時間から、ワイヤーから粒子の通過位置までの距離が測定される。センスワイヤーには axial と stereo があり、前者は  $z$  軸と平行に、後者は  $\phi$  方向にずらして張られ、これらの組み合わせにより通過位置の 3 次元座標が得られる。センスワイヤーは 6 層 (最内層のみ 8 層) ごとにスーパーレイヤーをなし、飛跡断片を検出する。5 つの axial スーパーレイヤーと 4 つの stereo スーパーレイヤーが交互に配置する。CDC の断面図を図 2.14 に、スーパーレイヤーの構成を図 2.12 に示す。Belle と比べると、全体のワイヤー数の中でも stereo ワイヤーを大きく増やしたことで、 $z$  方向の位置分解能が向上した。

ヒットレートの増加には SVD を拡大することで対応し、一方で外側では粒子識別装置 (TOP) が薄くなったことにより、CDC は Belle に比べ動径方向に拡大している。

図 2.13 に CDC の主なパラメーターを示す。

荷電軌跡を検出できる VXD と CDC をまとめてトラッカーと呼ぶ。検出した軌跡からは、曲率半径によって運動量が測定される。さらに CDC では、 $dE/dx$  を測定することによって、TOP まで到達しないような低運動量の粒子に対しても粒子識別を行うことが

できる。

superlayer type and No.	No. of layers	Signal cells per layer	radius (mm)	Stereo angle (mrad)
Axial 1	8	160	168.0 - 238.0	0.
Stereo U 2	6	160	257.0 - 348.0	45.4 - 45.8
Axial 3	6	192	365.2 - 455.7	0.
Stereo V 4	6	224	476.9 - 566.9	-55.3 - -64.3
Axial 5	6	256	584.1 - 674.1	0.
Stereo U 6	6	288	695.3 - 785.3	63.1 - 70.0
Axial 7	6	320	802.5 - 892.5	0.
Stereo V 8	6	352	913.7 - 1003.7	-68.5 - -74.0
Axial 9	6	384	1020.9 - 1111.4	0.

	Belle	Belle II
Radius of inner cylinder (mm)	77	160
Radius of outer cylinder (mm)	880	1130
Radius of innermost sense wire (mm)	88	168
Radius of outermost sense wire (mm)	863	1111.4
Number of layers	50	56
Number of sense wires	8,400	14,336
Gas	He-C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	He-C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>
Diameter of sense wire (μm)	30	30

図 2.12: CDC のセンスワイヤー構成。 stereo スーパーレイヤーの U と V はワイヤーの方向を表す。 [2]

図 2.13: CDC の主要パラメーター比較 [2]

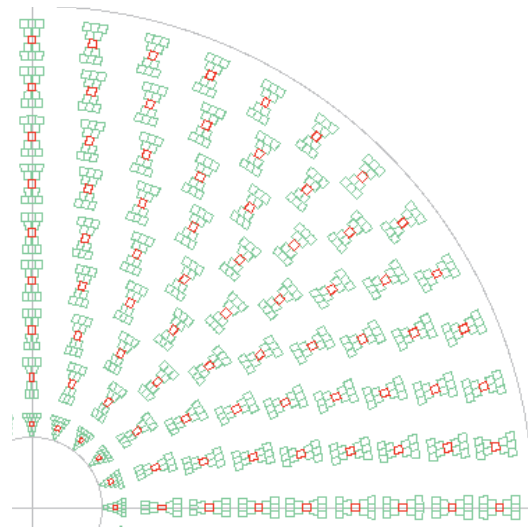


図 2.14: CDC の断面図の 1/4 [22]。四角形はセンスワイヤーのセルで、図で表されたグループ (Track Segment Finder) ごとに飛跡断片が測定される。実際の TSF は  $\phi$  方向に 8 倍の密度で並び、赤で示されるセルがそれぞれの位置情報に使われる。

### 2.4.3 A-RICH

物質に入射した荷電粒子の速度が光速  $c/n$  を超えるとチェレンコフ光が放出される。その放出角  $\theta_c$  は速度によって、

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta} \quad (\beta = v/c)$$

で決まる。ゆえに、放出角が測定できれば粒子の質量を

$$m = \frac{p}{\beta\gamma} = p\sqrt{n^2 \cos^2 \theta_c - 1}$$

として求めることができる。

A-RICH は前方エンドキャップ部分に置かれた検出器で、エアロゲルに入射した荷電粒子から放出されるチェレンコフ光のリングイメージによって  $K/\pi$  識別を行う。Belle の ACC 検出器は、チェレンコフ光の有無で識別をする閾値型で、性能を発揮できる運動量範囲が  $2 \text{ GeV}/c$  以下に限られていたが、A-RICH では  $0.5 \sim 4.0 \text{ GeV}/c$  の全運動量領域に対応し、 $4\sigma$  の識別性能を目指している。また、 $1 \text{ GeV}/c$  以下での  $\pi/\mu/e$  識別も行える。

チェレンコフ光を検出する HAPD は浜松フォトニクスが開発した光検出器である。フォトカソードで入射した光子から光電子を生成し、 $7\text{--}10 \text{ kV}$  で  $1000$  倍程度まで増幅して  $4.9 \text{ mm}$  四方の APD (Avalanche Photo-diode) へ入射する。APD ではバイアス電圧によって約  $40$  倍までさらに増幅する。図 2.15 に HAPD の概略図を示す。

輻射体に用いられるシリカエアロゲルは透明度が非常に高く、光子の散乱を抑える。屈折率の異なるもの ( $1.045$  と  $1.055$ ) を重ねることで、それぞれのチェレンコフ光が検出器上で重なり、薄く保ちながら検出精度を上げることができる (図 2.16)。

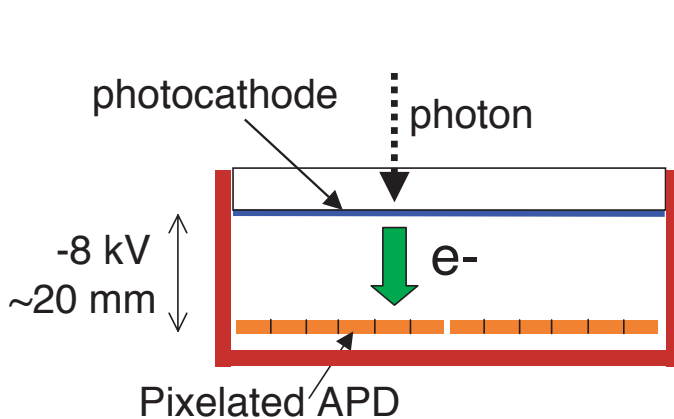


図 2.15: HAPD 光検出器の概略図 [2]

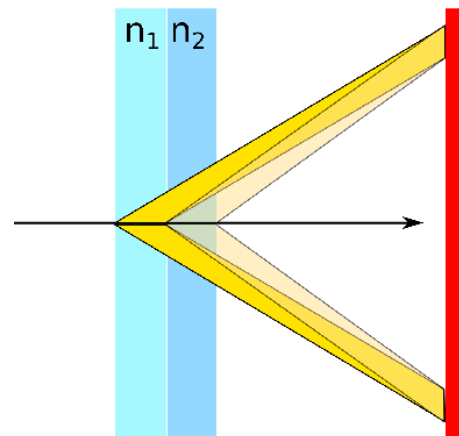


図 2.16: A-RICH におけるリングイメージの形成

#### 2.4.4 TOP カウンター

TOP (Time of Propagation) カウンターは CDC と ECL の間の  $12 \text{ cm}$  の空間にあり、バレル方向へ飛んだ荷電  $K/\pi$  の識別を担う。1つのモジュールに厚さ  $20 \text{ mm}$ 、幅

450 mm、長さ 125 cm のクォーツバーが 2 枚  $z$  方向に連なり、CDC を囲うように全部で 16 個配置される。A-RICH と同様にリングイメージ型であり、クォーツを通過する荷電粒子から放出されたチェレンコフ光がクォーツ内で全反射を繰り返し、フロントエンドの光検出器に入射する。その位置と伝播時間からリングイメージを再構成し、チェレンコフ角によって識別する。Belle ではバレル部分の粒子識別を ACC と TSC/TOF (Trigger Scintillation Counter/Time of Flight) 検出器が行っていたが、これらが占める空間は動径方向に 17 cm 程度であった。これが大幅に小さくなり、さらに識別性能が向上している。図 2.17 に TOP の概略図を示す。

フロントエンドの MCP-PMT 光検出器は入射した光子の時間を分解能 40 ps 以下で測定しながら、 $10^6$  倍まで増幅する。5.3 mm 四方の  $4 \times 4$  ピクセルによって位置を測定する。反対側には集光ミラーがあり、伝播する光の波長分散を抑えて時間分解能を向上させる [17]。

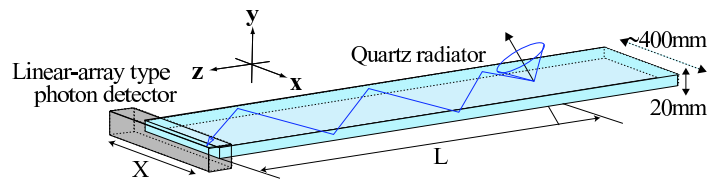


図 2.17: TOP カウンター概観 [2]

## 2.4.5 ECL

電磁カロリメーター (ECL) は光子のエネルギーと入射位置、方向を測定する。 $B$  崩壊による生成物の  $1/3$  は  $\pi^0$  中間子などの光子を生成する粒子であり [2]、それらの  $\mathcal{O}(10)$  MeV のエネルギーから、 $B \rightarrow K * \gamma$  の 4 GeV、較正に用いる Bhabha 散乱の 7 GeV など、最大 10 GeV までの光子を測定する必要がある [18]。

ECL は内径 1.25 m、長さ 3 m のバレル部分と  $-1.02 < z < 1.96$  [m] のエンドキャップ部分からなり、シンチレーターであるテーパ状の CsI(Tl) クリスタルが、バレルに 6621 個、前方エンドキャップに 1152 個、後方に 960 個—全部で 43 t になる—放射状に配置されている。各クリスタルは、平均で Molière 半径 3.57 cm の 1.5 倍に相当する  $6 \times 6 \text{ cm}^2$  の断面積と、放射長 1.86 cm の 16 倍に相当する 30 cm の奥行きをもつ。

光子または  $e^\pm$  が ECL に入射すると、対生成と制動放射の繰り返しにより電磁シャワーを作る。それを全て吸収してシンチレーション光によりエネルギーを測定する。

エネルギー分解能は

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{0.066\%}{E}\right)^2 + \left(\frac{0.81\%}{\sqrt[4]{E}}\right)^2 + (1.34\%)^2} \quad (2.3)$$

と近似される [2]。

Belle での  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  過程で測定した分解能は  $\frac{\sigma_E}{E} = 1.7\%$ ,  $\Delta\phi = 0.23^\circ$ ,  $\Delta M(\pi^0) = 4.8 \text{ MeV}/c^2$ ,  $\Delta M(\eta) = 12 \text{ MeV}/c^2$  であり、モンテカルロシミュレーションとよく一致している。

## 2.4.6 超電導ソレノイド

ECL と KLM の間にある直径 3.4 m、長さ 4.4 m の超電導ソレノイドは、NbTi/Cu コイルに流す 4400 A の電流によって  $z$  方向に 1.5 T の磁場を作る。IP で生じた荷電粒子はこの磁場によって回転しながら飛行する。図 2.18 に  $rz$  平面での磁場分布を示す。

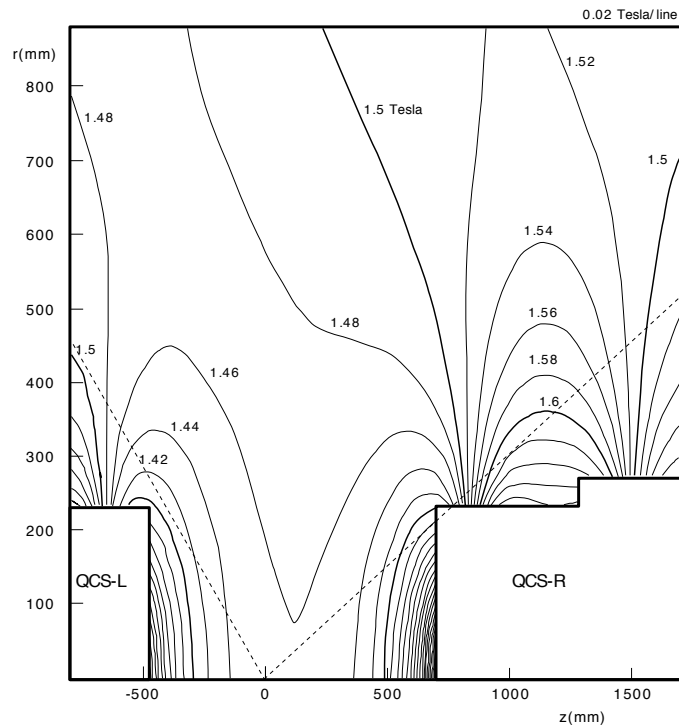


図 2.18: Belle で測定された磁場分布。IP を原点にとっている。 [2]

## 2.4.7 KLM

KLM [16] は最も外側にある鉄製の検出器であり、polar angle  $45^\circ$ – $125^\circ$  がバレル領域、エンドキャップまで含めると  $20^\circ$ – $155^\circ$  をカバーする。ガスチェンバーの RPC (Resistive Plate Chamber) 検出器の層と鉄の層が、バレル領域はそれぞれ 15 層と 14 層、エンドキャップ領域は 14 層ずつ交互に並んでいる。また、ソレノイドの戻り磁場の通り道となっている。

荷電粒子が KLM まで到達すると、鉄の層で散乱しながら RPC 層で通過位置が検出される。ハドロンは多重散乱で軌跡が大きく曲がり、 $\mu$  は電離損失のみにより散乱する。これを利用して軌跡から  $\mu$  を識別する。また、入射した  $K_L$  が鉄核子と反応するとハドロンシャワーを生じて検出することができる。

バレル部分の BG 専有率は Belle で宇宙線フラックスと一致していたため、Belle II でも問題とならない。エンドキャップ部分では中性子照射により Belle でも 90–95% まで検出効率が落ちており、Belle II ではエンドキャップ全体とバレル内側 2 層が、ガラスシンチレーターからプラスチックシンチレーターに交換されている。

## 2.5 ビーム BG

物理事象でない検出器反応のほとんどは、ビームの軌道を外れた粒子に由来するビームバックグラウンド (ビーム BG) と呼ばれるもので、検出効率を下げ、測定精度を悪くする。ビーム BG の主要素には

Radiative Bhabha 衝突点で散乱した電子と陽電子からビーム軸方向に放出された光子が、  
下流のマグネットなどに当たって中性子を生成する

Touschek 散乱 バンチ内の粒子が衝突し、軌道を外れて真空チェンバーやマグネットに当たりシャワーを生成する

ビームガス散乱 ビームが残留ガスと衝突して軌道を外れ、シャワーを生成する

がある。ビーム BG は Belle の 20 倍程度のレベルで生じると想定されている。ビームエネルギーが非対称であるほど  $B$  の崩壊点が離れるので崩壊位置の分解能は良くなる。しかし、Touschek 散乱による BG の寿命はビームサイズに比例して短くなり、BG レートが高くなる。それを抑制するために、Belle の電子 8 GeV と陽電子 3.5 GeV から小さいブーストに変更された。

トリガーシステムでは、 $\Upsilon(4S)$  事象を 100% 近く捉えつつ、ビーム BG のレートを物理事象の 1 倍程度に削減することを目標としている [20]。

## 2.6 ソフトウェア

Belle II のデータ解析ソフトウェアフレームワークは basf2 (Belle II Analysis Software Framework) と呼ばれる。シミュレーション、再構成、データ処理、解析などに用いるライブラリや外部ソフトウェアが含まれる。Belle 実験で使われていたソフトウェアライブラリ basf を基に共同開発されている。

ユーザーは作業単位であるモジュールを選び、順序とパラメーターをスクリプトに書いて実行する。解析時に必要となる作業の多くはすでにモジュールとして提供されているが、各自で新たに作成して組み込むこともできる。モジュールの流れはパスと呼ばれ、実行中の初期化、イベントループ、終了時処理はパスに沿って行われる。他のモジュールが作成したデータは、データストアを介して入出力することができる。要するに、basf2 はモジュール間の橋渡しを行う。

ソフトウェアのコードは Git レポジトリにより管理され、コンピューターの場所を限定されずに使用できるようになっている。進捗管理は Redmine で行っている。現在はそれらのサーバー資源を DESY が提供している。

Cern の開発する解析ソフトウェア ROOT のソフトウェア本体及びライブラリは、保存データのフォーマットや数値計算などの場面で活用されている。本研究でも basf2 ライブラリの中やデータ解析で用いている。

## 2.7 計算資源

Belle II では多くのデータを記録し、それに相当する量のシミュレーションを行うため、莫大な計算時間とディスク容量を要する。そのような作業では Grid と呼ばれる分散コンピューティングを使い、実験に参加する研究所や大学の計算機リソースをインターネットで繋ぎ、各ノードに計算とデータを割りあてている。

KEK の計算機センター (KEKCC) ではジョブ管理システムによって計算負担を分散している。IBM の GPFS や Cern の CVMFS などのファイルシステムを用いて多数のディスクへの高速なアクセスを実現している。



## 2.8 MC シミュレーション

シミュレーションは、将来行われる測定の見積もり、物理モデルの整合性の確認、測定コストの削減といった目的で行われる。粒子の崩壊事象においては、崩壊する時刻、終状態、運動量方向は一定でなく、確率的に決定する。そのため、シミュレートするには確率事象を取り扱う必要がある。計算機上ではモンテカルロ (MC) シミュレーションが確率試行を実現する。

Belle II 実験でのフルシミュレーションは、粒子生成、粒子崩壊、検出器シミュレーション、イベント再構成という手順で行われる。それぞれのステップについて下に説明する。イベント再構成は次の章で記述する。

### 2.8.1 粒子生成

親粒子は CLEO の開発するイベントジェネレーター EvtGen によって生成される。EvtGen は指定した種類の親粒子を 1 つ生成する。Belle II では多くの場合、 $B$  物理事象を調べるために  $\Upsilon(4S)$  を生成する。

### 2.8.2 粒子崩壊

イベントジェネレーターは生成した粒子の崩壊事象を以下の手順で [12]。

1. 親粒子の種類と 4 元運動量を与える
2. 定義された崩壊率と物理モデルに従い、全ての粒子が安定になるまでの崩壊連鎖を決定する
3. 粒子の質量を分布に従い決定する
4. 粒子の運動を決定する

$\Upsilon(4S)$  物理事象には EvtGen が用いられる。図 2.19 には VXD 領域で見た生成された粒子の軌跡を示す。赤色が  $K_S$  で緑色が  $K_S$  から生成した  $\pi^\pm$  と  $\gamma$  で、青色がその他の粒子である。

各粒子の標準の崩壊過程と分岐比は、Particle Data Group (PDG) にまとめられたデータに基づいて定められている。シミュレーション時には、必要に応じて粒子崩壊を指定することによって、例えば稀崩壊を毎イベント生成することができる。

手順 4 では、崩壊後粒子の運動から計算される amplitude の二乗で求まる崩壊率をも

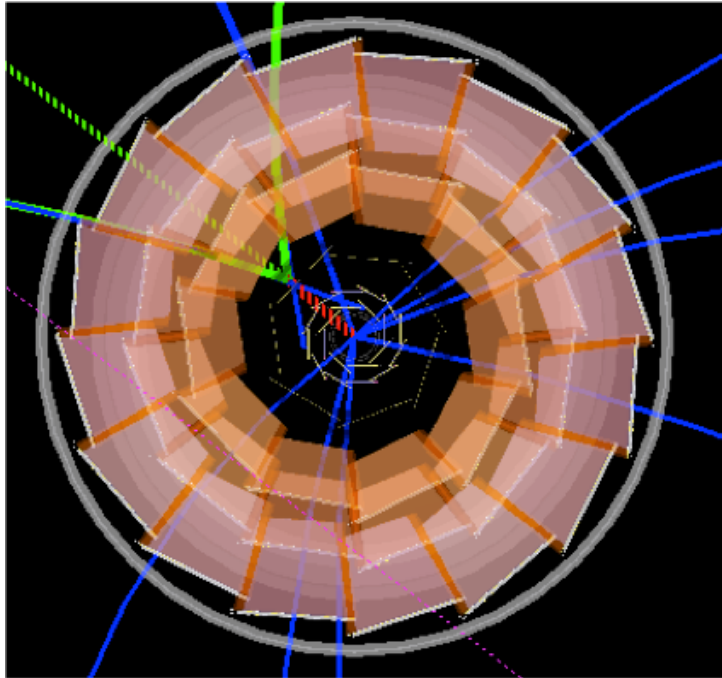


図 2.19: MC 生成事象

とに、崩壊の各段階において MC シミュレーションにより accept/reject する。

軽いクォーク対の起こす continuum 事象では、無数の崩壊過程と終状態が考えられ、そのすべてを定義するのは非現実的であり、崩壊連鎖の決定が Pythia によって行われる。Pythia は inclusive 崩壊を擬似生成するツールで、スウェーデンの Lund University で開発されている [13]。

イベントジェネレーターは各粒子の生成条件と粒子間の親子関係を記述した MC テーブルを生成し、MCParticle オブジェクトとして粒子ごとに情報を保存する。MCParticle が持つ情報には、粒子を指すインデックス番号、粒子の種類を表す PDG コード、質量、4 元運動量、生成点と時間、崩壊点と時間、親粒子のインデックス、娘粒子のインデックス、生成した過程の種類 (initial state radiation など)、検出器反応の結果がある。

### 2.8.3 検出器シミュレーション

イベント生成で作成された MCParticle をもとにして、実験での現象を再現するために、物質中での相互作用と検出器反応のシミュレーションが行われる。この 2 つをまとめて検出器シミュレーションと呼ぶ。

物質反応のシミュレーションでは、粒子が検出器内部を運動するときの物質や電磁場に

よる相互作用を Geant4 によって擬似生成する。Geant4 は各粒子を追跡し、多重散乱、電離損失などの物質効果や、磁場による回転を計算する。

検出器反応のシミュレーションでは、検出器との相互作用をデジタイザーが計数化し、クラスタライザが一定面積内の計数をクラスタとしてまとめる。他にも PID 情報の計算など、検出器に対応した処理が行われる。このとき、別にシミュレートしたビーム BG のデータを検出器反応と混合することができる。

シミュレーションの結果は、最終的に測定データと同様、DST (Data Summary Table) の形で生成される。

## 2.9 終状態粒子の再構成

### 2.9.1 標準再構成

Belle II の検出器と直接反応する終状態粒子は、 $\mu$  粒子や  $e^\pm$  の荷電レプトンや、陽子、荷電  $K$  中間子、 $K_L$  中間子ハドロン、及び輻射崩壊や  $\pi^0$  中間子に由来する光子と多様であるが、 $B$  の崩壊過程を再構成するには、まずその粒子の種類、軌跡、運動量といったものを検出器反応から再構成する必要がある。

ヒット位置やドリフト時間など、各検出器の反応情報は DST の形で保存される。これから、以下で述べる方法によって、終状態粒子について物理解析に有用な情報を再構成する。これらの情報は mDST (mini DST) オブジェクトとして、粒子の種類によって Track、ECLCluster、KLMCluster へ再構成される。また、粒子識別情報は PIDLikelihood として作成される。標準再構成は、DST から終状態の mDST を作成することを指す。

### 2.9.2 荷電粒子

終状態の荷電粒子は、VXD と CDC からなるトラッカーと TOP と ARICH からなる粒子識別装置で電磁相互作用を起こして終状態の荷電粒子の軌跡は、VXD と CDC (トラッカー) で検出された通過位置から再構成される。粒子の種別については、 $K/p/\pi$  の識別は CDC の  $dE/dx$ 、及び TOP、A-RICH でのリングイメージから、 $e$  の識別は  $dE/dx$  と ECL での電磁シャワー形状から、 $\mu$  の識別は KLM でのハドロンシャワー形状から尤度比として得られる。

### 2.9.3 磁場中での運動

検出器内で発生した荷電粒子はソレノイドによる  $z$  方向の磁場 1.5 T によりローレンツ力を受けながららせん運動する。ここではその運動を簡単に説明する。

速度  $\vec{v}$  で運動する電荷  $q$  の粒子が磁場  $\vec{B} = (0, 0, B)$  から受けるローレンツ力は

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = q\vec{v} \times \vec{B} \quad (2.4)$$

である。これは運動方向に対して垂直であり、相対論的關係式を微分すると

$$E^2 - \vec{p}^2 = m^2, \quad (2.5)$$

$$2E dE - 2\vec{p} \cdot d\vec{p} = 0, \quad (2.6)$$

$$dE = \frac{\vec{p} \cdot d\vec{p}}{E} \quad (2.7)$$

より、 $dE = 0$  すなわちエネルギーは増減せず、したがって運動量の大きさと速さもローレンツ力によっては変わらない。さらに  $\frac{dp_z}{dt} = 0$  であることと合わせて、 $\vec{p}$  を  $xy$  平面に射影すると等速で回転していることが分かる。この回転角を  $\phi$ 、横運動量を  $p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$  とすると、

$$qvB \sin \theta = \left| \frac{d\vec{p}}{dt} \right| \quad (2.8)$$

$$= \frac{p_t d\phi}{dt} \quad (2.9)$$

$$= p_t \frac{v}{\rho} \sin \theta, \quad (2.10)$$

$$p_t = qB\rho \quad (\rho: \text{曲率半径}) \quad (2.11)$$

となる。

式 (2.11) は MKS 単位系で成り立つ関係式であるが、これを実験の標準単位  $p$  [GeV/c],  $q$  [e],  $B$  [T],  $\rho$  [cm],  $c$  [cm/ns] に直すと、

$$p_t = \frac{qB\rho}{\alpha} \text{ [GeV/c]}, \quad \alpha = \frac{10^4}{c} = 333.56 \quad (2.12)$$

$B = 1.5$  [T] を代入すれば

$$p_t = \frac{q\rho}{222.37} \text{ [GeV/c]} \quad (2.13)$$

となる。このようにして、粒子の軌跡がわかればその曲率半径から粒子の横運動量を測定することができる。

## 2.9.4 tracking

トラッカーによって得られた通過位置から軌跡への再構成 (tracking) は、track finding と track fitting のステップに分けられる。

track finding では、パターン認識によって、各検出器で検出される個々のヒットから、1つの粒子通過による共通のヒットの組み合わせを発見する。組み合わせられたヒットは一つの軌跡候補にまとめられる。VXD よりも外側の CDC のほうが入射粒子が少ないことから、次の手順で軌跡を見つける [2]。

1. まず CDC 内のヒットからパターン認識を行って軌跡候補を探す (局所的パターン認識)。
2. 見つかった軌跡候補を VXD へ外挿し、関連する VXD のヒットを探す。
3. 関連付けられなかった残りの VXD ヒットから、局所的パターン認識によって新たに軌跡候補を探す。
4. 今度はそれを CDC に外挿し、関連するヒットを探す。

track fitting では、軌跡候補の点を通るような荷電粒子の track パラメーターを推定する。このとき、Kalman filtering と呼ばれる手法が利用される。荷電粒子が検出器内を飛ぶと、主に束縛電子との非弾性衝突によってエネルギーが減衰する。その反応断面積は粒子の種類と運動量に依存する、Kalman filtering では、軌跡を一方向に辿りながら各点における helix パラメーターを推測し、それらが滑らかに変化するように最小二乗法により fit する。ビーム BG による誤差を減らすため、fit 結果から遠いヒットは取り除かれる。結果は各粒子仮定ごとに TrackFitResult オブジェクトとして生成される。

## 2.9.5 helix パラメーター

らせん運動をする粒子の軌跡は 5つの helix パラメーターによって一意的に記述できる。Belle II の磁場は十分に均一で、また系が磁場方向周りに回転対称であるので、らせんを表す helix パラメーターで軌跡を表現する。

それぞれの軌跡は定められた定点 (pivot) の位置に対する 5つの helix パラメーターとそれらの分散・共分散で表現される。通常、pivot は IP に設定されていて、 $xy$  平面上で pivot に最も近い軌跡上の点を PoCA (Point of Closest Approach) と呼ぶ。

$d_0$   $xy$  平面上での PoCA への距離 (impact parameter)。角運動量と同じ符号を持つ。

$\varphi_0$   $xy$  平面上での運動量方向の方位角。

$\omega$  曲率半径の逆数。電荷と同じ符号を持つ。中性粒子では 0。

$z_0$  PoCA の  $z$  座標。

$\tan \lambda$  軌跡のスロープ角。  $p_z/p_t$ 。

図 2.20 はこのうち前 3 つのパラメーターを表している。磁場は  $z$  方向を向き、正電荷は時計回りに回転する。また、 $p_t$  の向きが逆になるので  $d_0$  も負の値になる。

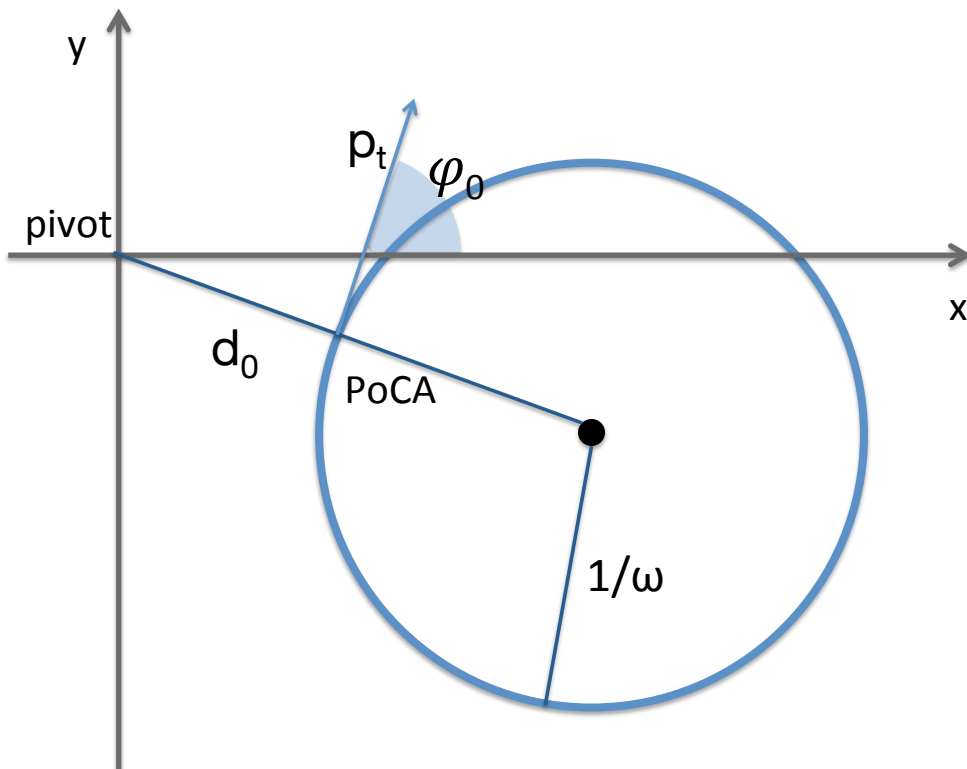


図 2.20:  $xy$  平面での helix パラメーター

## 2.9.6 光子

崩壊で生じる光子は ECL で電磁シャワーを作る。一つの光子から生成されるシャワーはクラスタとして再構成され、入射位置と角度、エネルギーが測定される。エネルギーはクリスタル底面からシャワーが漏れることで実際よりも低く測定されることがあり、較正が必要となる。

電磁シャワーをハドロンシャワーと識別するために用いる情報は E9/E25 の値によっ

て得られる。これは、クラスター中心の  $5 \times 5$  クラスターで測定されたエネルギー合計に対する  $3 \times 3$  でのエネルギー合計の比である。ハドロンシャワーの 95% のエネルギーがおよそ平均自由行程だけ横に広がるのに対し、電磁シャワーは Molière 半径の 2 倍に収まる [5]。ゆえに光子の電磁シャワーではこの比は 1 に近くなる。

再構成されたクラスターは ECLCluster オブジェクトとして生成される。

## 2.9.7 $K_L$ 中間子

$K_L$  中間子は KLM 検出器でのハドロンシャワーによって検出され、KLMCluster オブジェクトとして生成される。

## 2.10 MC キャンペーン

Belle II グループでは、MC キャンペーンと称して物理解析に頻繁に用いられる各物理事象の MC シミュレーションを行い、フルシミュレーションを行って mDST を作成している。シミュレーション時にビーム BG を混合していないものを BGx0、混合したものを BGx1 と呼ぶ。本研究では 2015 年に作成された MC キャンペーン 5 (MC5) と MC キャンペーン 6 (MC6) の mDST を用いる。

MC5 までは 1.5 T の均一磁場を仮定してシミュレーションが行われていたが、MC6 では位置によって値が変わる 3 次元マップが用いられている。また、ビーム BG の精度向上などの変更が行われている。

実験で期待される崩壊分岐比と標準模型の物理モデルに従って生成した、 $B$  物理事象と continuum 事象からなる MC サンプルを generic サンプルという。generic サンプルに含まれる物理事象の数を表 2.1 に示す。

## 2.11 崩壊粒子

$B$  中間子や  $K_S$  など、検出器と反応する前に他の粒子へ崩壊するものは、終状態粒子を組み合わせることで再構成される。再構成には、各粒子の運動量  $p_i$  と粒子仮定質量  $m_i$  が用いられる。各粒子のエネルギーは

$$E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2} \quad (2.14)$$

表 2.1: MC6 generic サンプルに含まれる  $100 \text{ fb}^{-1}$  あたりの各物理事象の数。

事象の種類	事象数 ( $\times 10^4$ )
mixed ( $B^0-\bar{B}^0$ )	5346
charged ( $B^+B^-$ )	5654
uubar	16050
ddbar	4010
ccbar	3830
ssbar	13290

と計算され、エネルギー・運動量保存則より、親粒子の 4 元運動量は、

$$p^\mu = \sum_i p_i^\mu \quad (2.15)$$

として再構成される。



## 第3章

# $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$ の再構成

### 3.1 $K_S$ 中間子

$K_S$  は  $s$  クォークと  $d$  クォークから成る中間子  $K^0$  または  $\bar{K}^0$  が混合してできる質量固有状態の一つである。 $s$  クォークを含む中性ハドロンでは最も軽いものの一つで、弱い相互作用によって崩壊するため、長い寿命をもつ。質量は  $497.61 \text{ MeV}/c^2$ 、寿命は  $8.954 \times 10^{-2} \text{ ns}$  ( $c\tau = 2.684 \text{ cm}$ ) である。

終状態は  $2\pi$  で、 $2/3$  が荷電  $\pi^+\pi^-$ 、 $1/3$  が中性  $\pi^0\pi^0$  である。後者は4光子に崩壊し、再構成が困難である。一方で荷電モードは次に述べる  $V^0$  事象として検出され、クリーンな再構成が可能である。本研究ではこの荷電モードの再構成を扱う。

### 3.2 $V^0$

長寿命中性粒子が互いに逆符号の電荷をもつ2つの粒子に崩壊する事象のことを  $V^0$  という。1940年頃に Rochester と Butler が V 状の軌跡を霧箱実験で発見したのが始まりである [10]。検出器中を運動する中性粒子はほとんど反応しないが、荷電粒子に崩壊するとそれが V 字状の軌跡として観測される。それが中性粒子に由来するために  $V^0$  と呼ばれている。

$V^0$  には  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$  のほか、 $\Lambda \rightarrow p\pi^-$  とその荷電共役、および物質中での photon conversion  $\gamma \rightarrow e^+e^-$  が考えられる。

$V^0$  は検出しやすい荷電粒子から再構成されることから測定精度がよい。さらに、荷電軌跡が他の軌跡と離れた点から生成するため、同定しやすい。ゆえに、ノイズを抑えた再構成が可能である。

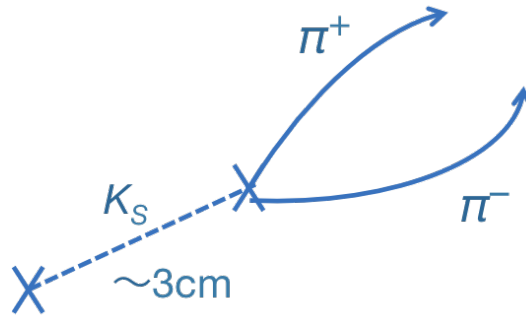


図 3.1:  $K_S$  の崩壊の様子。崩壊点が IP から離れているため、 $V^0$  として同定しやすい。

### 3.3 物理的動機

$K_S$  の検出は  $B^0 \rightarrow D^+\pi^-$ ,  $D^+ \rightarrow K_S\pi^+$  崩壊などの再構成に必要で、 $B$  中間子や  $D$  中間子の測定数を増やすために重要である。また、新物理探索においては、 $B \rightarrow K_S\pi^0\gamma$  や  $B \rightarrow \phi K_S$  など、 $b \rightarrow s\gamma$  遷移を含む多くの崩壊モードで出現する。

Belle II では  $e^-$  と  $e^+$  の非弾性衝突というクリーンな環境と、トラックの体積増加と位置分解能向上を背景に、 $K_S$  を用いた測定の重要さが増している。

### 3.4 V0finder

V0finder は荷電粒子の軌跡から  $V^0$  事象を再構成するツールである。これを用いて以下の手順で  $K_S$  を再構成し、崩壊点位置と 4 元運動量を計算する。

1. 一つの衝突イベントで生じるすべての軌跡から、正電荷と負電荷の軌跡 1 対で組を作る。
2. それぞれの軌跡かららせんを再構成する。このとき IP での磁場の値をとって均一磁場を仮定する。
3. らせんを  $xy$  平面上に射影してできる 2 円について、円の最近接点を計算する。円が交差する場合は、 $z$  座標の近いほうの交差点を最近接点とする。交差しない場合は中心間を結ぶ直線上の点をとる。最近接点の中点を  $K_S$  の崩壊点にとる。最近接点での運動量の和から、 $K_S$  の運動量と不変質量を計算する。
4. 2 つの軌跡がある 1 点をとるという制約をつけて kinematics fit を行い、 $K_S$  の運動量を再計算する。その共通の 1 点を崩壊点とする。

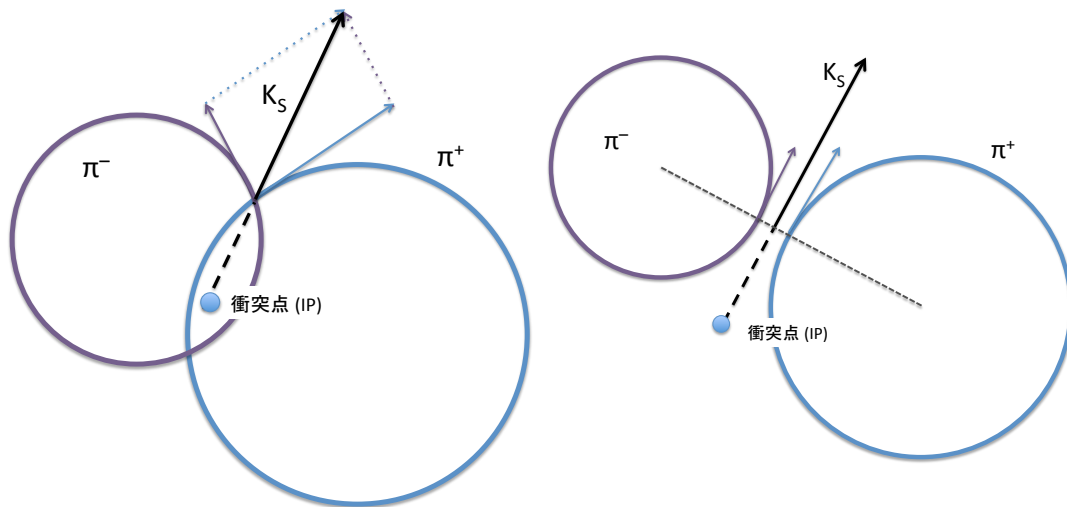


図 3.2:  $K_S$  の崩壊点を  $xy$  平面上の最近接点によって計算する。

軌跡がもつ track パラメーターの値は、IP からの最近接点 (PoCA、point of closest approach) での値である。V0finder を使わずに再構成して  $K_S$  の運動量を計算すると、PoCA での運動量の和となるため、一般に正しい値とはならない。一方で V0finder では手順 3 の vertexing によって最近接点での運動量を用いるので、 $K_S$  の運動量を正しく計算することができる。図 3.4 には V0finder を用いた場合、用いない場合での  $K_S$  の不変質量の分布を示す。

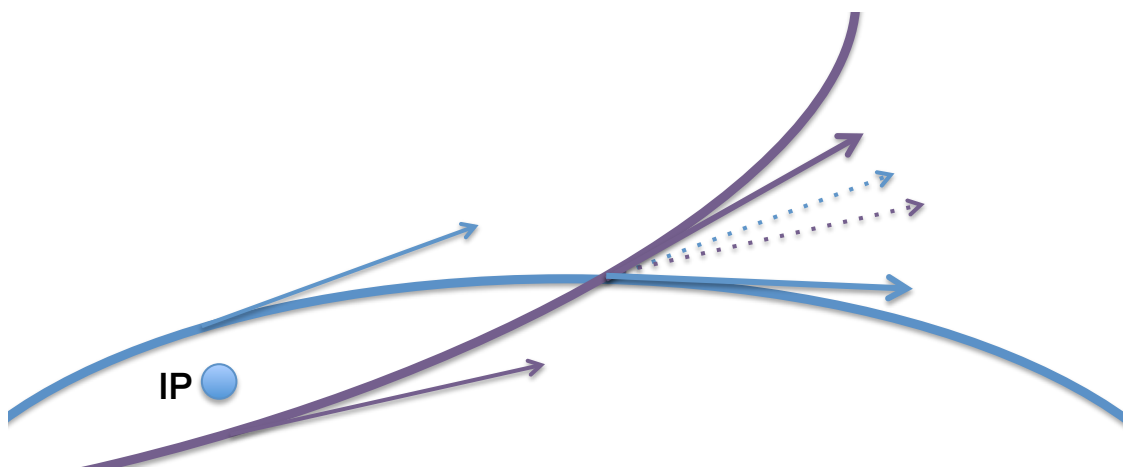


図 3.3: PoCA と軌跡間の最近接点とでは運動量の方向が異なるため、運動量の和として計算される  $K_S$  の運動量も PoCA のほうを使うと誤差が生じる。

不変質量の標準偏差は V0finder によって 75.5% へ減少した。 $K_S$  の運動量をより正確

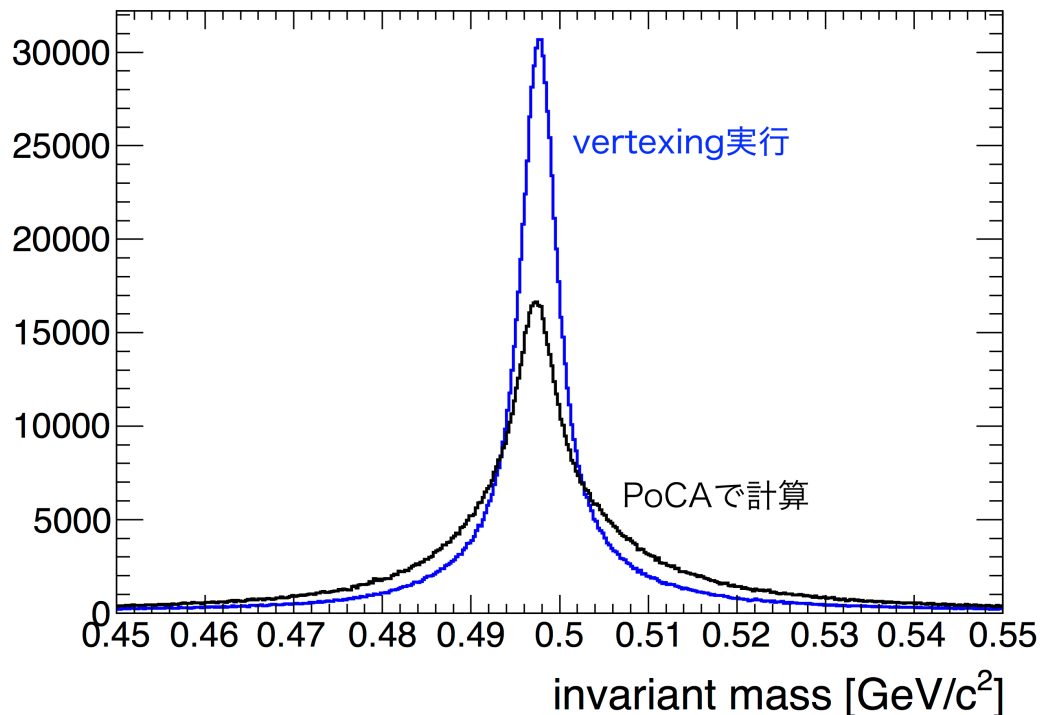


図 3.4:  $K_S$  の不変質量の分布。青が V0finder を用いた場合で、黒が用いなかった場合。vertexing によって正確度が高くなる。それぞれ kinematics fit 前の値を示している。ピーク位置は青が  $497.67 \text{ MeV}/c^2$ 、黒が  $497.31 \text{ MeV}/c^2$ 。標準偏差は青が  $11.63 \text{ MeV}/c^2$ 、黒が  $15.40 \text{ MeV}/c^2$ 。

に計算できていることがいえる。一方でピーク位置は  $0.4 \text{ MeV}/c^2$  だけ高くずれている。Kalman filtering は、荷電粒子が PoCA から飛ぶときの物質効果による減衰分を補正して track パラメーターを推定するため、IP から離れて生成する軌跡に対して、生成した点での運動量よりも高い値に出る傾向がある。V0finder はこの運動量から軌跡を再構成し崩壊点を計算するので、不変質量のずれを生じると考えられる。

本研究にあたっては、Belle の同様のツールを KEK の住澤一高氏が書き換えて提供した。それに対して、不具合の修正とリファクタリング、コーディングスタイルの変更を行って実装した。また、 $V^0$  を Particle として解析に用いるためのモジュールを開発した。

## 3.5 kinematics fit

親粒子の崩壊点位置と運動量は、最小二乗法を用いた kinematics fit によって、2つの軌跡から再計算される。このとき軌跡が (崩壊点となる) 共通の1点を通るという制約を伴う。この計算は KFitter が実装している。

図 3.5 に fit 結果の質量分布を示す。標準偏差が fit によって小さくなり、計算の精度がより高くなっていることが分かる。

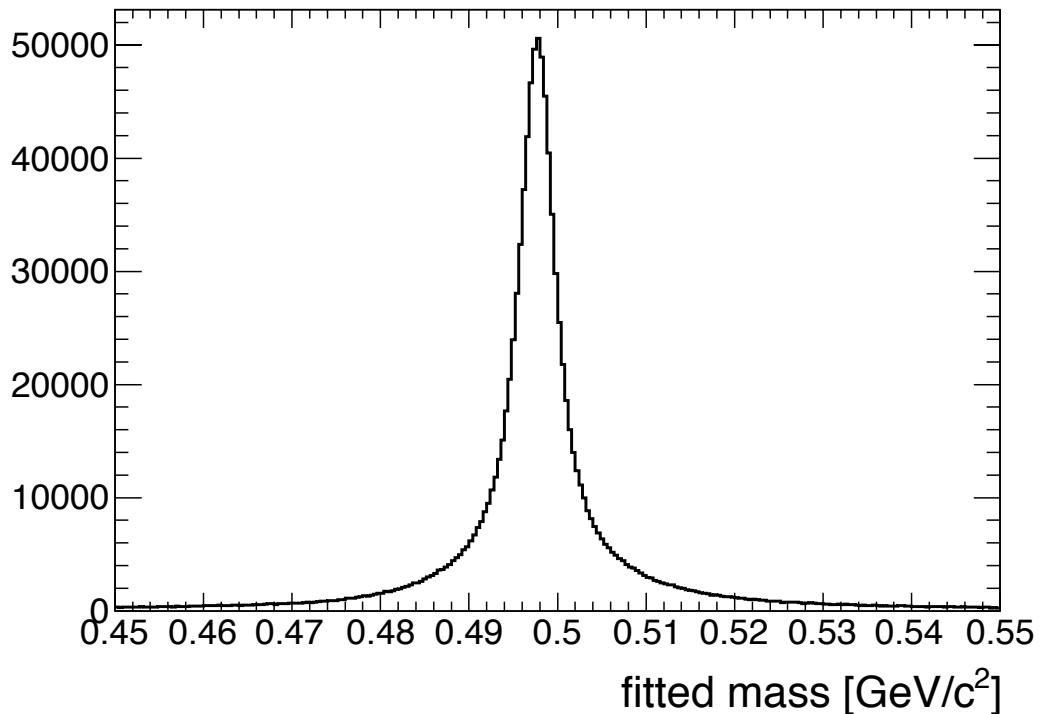


図 3.5:  $K_S$  の fit 後の質量分布。ピーク位置は  $498.09 \text{ MeV}/c^2$  で、標準偏差は  $11.01 \text{ MeV}/c^2$ 。

### 3.5.1 MC マッチング

再構成した  $K_S$  がたしかに正しいものかは崩壊シミュレーションで生成した粒子 (MC 粒子) の情報によって確認される。 $K_S$  が正しく  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$  を再構成した場合をシグナルであるといい、そうでない場合を BG であるという。シグナルか BG かを確認する

MC マッチングの手順は以下の通りである。

まず、 $K_S$  候補を構成する軌跡に関連付けられた MC 粒子を見る。MC 粒子と軌跡が関連付けられるのは、次の 2 条件を満たすときである。

- MC 粒子の作るヒット点の 5% 以上が軌跡に含まれていること
- 軌跡上のヒット点の 2/3 以上がその MC 粒子の作ったものであること

軌跡の両方が MC 粒子と関連付けられ、さらにそれらが  $\pi^+$  と  $\pi^-$  であるときは次へ進む。そうでなければ BG とする。次に  $\pi^\pm$  それぞれの MC の親粒子を確認し、それが共通の  $K_S$  であれば次へ進む。そうでなければ BG とする。最後に  $K_S$  の崩壊モードを確認する。それが  $\pi^+\pi^-(n\gamma)$  ( $n = 1, 2, \dots$ ) である場合はシグナルとする。これは final state radiation もシグナルとしている。他の崩壊モードに対しては BG とする。

### 3.6 track efficiency の評価

$K_S$  由来の  $\pi^\pm$  は、IP から離れた点から生成するため tracking される割合が異なる可能性がある。ここではこれらの荷電粒子が正しく tracking される割合を MC サンプルで調べた。 $K_S$  の崩壊モードが  $\pi^+\pi^-$  であるものを対象とする。もしくは final state radiation などにより  $\pi^+\pi^-\gamma$  のように 1 つ以上の光子が生じたものも含む。

サンプルには MC5 BGx0 の mixed サンプル ( $B^0-\overline{B^0}$  事象) 500 万事象を使った。比較するために、IP 近くで荷電粒子を生成するようなモードとして  $D^\pm \rightarrow K^\mp\pi^\pm\pi^\pm$  の終状態の再構成効率を同サンプルで調べた。

得られた結果を表 3.1 に示す。

表 3.1:  $K_S$  由来 Track の再構成効率

崩壊モード	MC Track	再構成 Track	efficiency
$\pi^+\pi^-$	5190954	4284247	0.8253
$\pi^+\pi^-\gamma$	499714	411459	0.8233
$\pi^+\pi^-2\gamma$	23652	19366	0.81879
$\pi^+\pi^-3\gamma$	768	636	0.828
$\pi^+\pi^-4\gamma$	30	28	0.93
$\pi^+\pi^-5\gamma$	2	2	1
total	5715120	4715738	0.8251
$D \rightarrow K\pi\pi$	1211805	1086696	0.8967

## 第 4 章

# 多変量解析 (MVA)

### 4.1 概要

多変量解析 (Multivariate analysis, MVA) は、機械学習を用いて信号事象 (シグナル) と背景事象 (BG) を分離する方法の一つである。十分な数のシグナルイベントと BG イベントからなる学習サンプルを与えると、各イベントが持つ複数の変数の値をインプットとし、どのようなイベントがシグナル、もしくは BG なのかを事前に学習する。シグナル候補のサンプルに MVA を実行すると、イベントがシグナルと BG のどちららしいかをインプットと学習結果を用いて計算し、イベント毎に一つの数値 (アウトプット) を出力する。そのアウトプットを閾値にして、サンプルから BG を分離する。

BG 除去で一般に多く用いられる、各変数の閾値を決めることによって分離する方法 (スクエアカット型) と比べ、MVA では、相関を持つ多くの変数を同時に扱い、分離手順を自動的に決定することができる。また、アウトプット閾値それぞれで効率よく分離が行われるので、学習データを一度作成すれば、閾値のみによって分離効率を変えることができる。

Belle 実験の NisKsFinder [7] は、 $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$  事象を MVA によって選別するツールである。MC サンプルを用いて学習させ、従来のカットより高いパフォーマンスを実現した。本研究では、Belle NisKsFinder とはアルゴリズムの異なるものを——これも NisKsFinder と呼ぶ——basf2 に導入し、その選別効率を評価した。



## 4.2 MVA アルゴリズム

Decision Tree (DT) は、図 4.1 に示すような、2 方向の分岐点 (ノード) が連なったツリー型の構造である。分岐ノードでは変数のカットが一つ定められ、それを満たすかどうかで分岐先が決まる。終着点ノードのそれぞれで、学習サンプルによって定まったアウトプットの値が得られる。

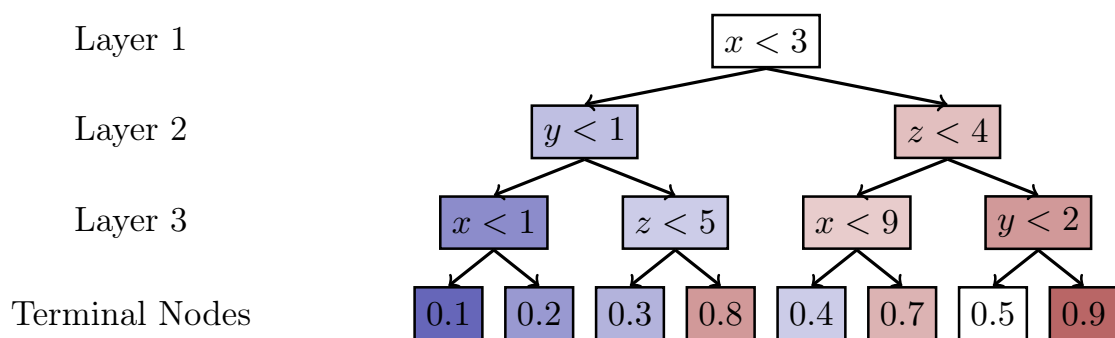


図 4.1: Decision Tree のモデル [15]。この例では、各イベントはまず Layer 1 の分岐ノードから始め、カット  $x < 3$  を満たすものは Layer 2 の右のノードに、満たさないものは左のノードに進む。同様にして下へ進んで行き、一番下の終着点ノードでアウトプットを得る。アウトプットは学習サンプルで決まり、そのノードに到達したイベントのうちシグナルである割合で計算される。

学習では、終着点ノードでのシグナルと BG の分布がより乖離するように、各分岐ノードの変数とその閾値を最適化する。ここで用いられる gini index を用いた最適化方法 [11] を説明する。

gini index は各ノードにおいて、「シグナルと BG を間違えて分類する確率  $\div 2$ 」の値をとる。学習サンプルからあるノードに分岐したものに、 $N_{\text{sig}}$  個のシグナルと  $N_{\text{bg}}$  個の BG が含まれているとき、ここでの gini index を考えると、ノード中のイベントから無作為に選んだものはシグナルと BG のどちらかである。選んだものがシグナルで、それを BG と分類する確率は

$$\frac{N_{\text{sig}}}{N_{\text{sig}} + N_{\text{bg}}} \frac{N_{\text{bg}}}{N_{\text{sig}} + N_{\text{bg}}} \quad (4.1)$$

である。逆に、選んだものが BG で、それをシグナルと分類する確率も同じ式となる。こ

これらの和が誤分類の確率であり、結局、gini index は

$$gini = \frac{N_{sig}N_{bg}}{(N_{sig} + N_{bg})^2} \quad (4.2)$$

となる。

分岐先ノードでの gini index も同様に計算され、シグナルイベント (BG イベント) のうちカットを満たす数と満たさない数をそれぞれ  $N_{sig(bg),y}$ ,  $N_{sig(bg),n}$  ( $N_{sig(bg),y} + N_{sig(bg),n} = N_{sig(bg)}$ ) として、2つの分岐先での gini index の和をとると、

$$gini' = \frac{N_{sig,y} + N_{bg,y}}{N_{sig} + N_{bg}} \frac{N_{sig,y}N_{bg,y}}{(N_{sig,y} + N_{bg,y})^2} + \frac{N_{sig,n} + N_{bg,n}}{N_{sig} + N_{bg}} \frac{N_{sig,n}N_{bg,n}}{(N_{sig,n} + N_{bg,n})^2} \quad (4.3)$$

となる。

ノードの最適化は、初めのノードから下の層に向かって順番に決定する。各ノードの最適なカットは、誤分類確率を最も大きく減らすものとする。すなわち、gini index の減少  $gini - gini'$  を最大にするカットが、各ノードに採用される。層の深さが一定まで達するか、ノードがシグナルか BG の一方を含む、もしくはノード中のサンプルが一定数未満となったとき、そこを終着点とする。

DT が深くなるほど、学習サンプルへの依存が強くなり、統計的なふらつきが大きくなる。Boosted Decision Tree (BDT) では、学習サンプルに重み付けし、重みを変えながらカット回数に低い上限をつけた DT を多数生成する (boosting)。生成した浅い DT のアウトプットの重み付け平均を全体のアウトプットとして得る。

BDT を発展させた Gradient BDT (GBDT) は、サンプルの重み付けを変えるときに最急降下法 (gradient-descent) を使い、変数が閾値付近を取ることによるふらつきを小さくする。それを元にした Stochastic GBDT (SGBDT) は、boosting のときにサンプルからランダム抽出して用いることで、さらに統計的ふらつきに対して強固になる [15]。

NisKsFinder では FastBDT を用いる。これは SGBDT を最適化して学習と実行に要する時間を TMVA などの他の実装に比べて 1/10 のオーダーまで削減したものである [15]。

Belle NisKsFinder では、商用ソフトウェアの NeuroBayes でニューラルネットによる MVA を行っていたが、basf2 では互換性を残す目的でのみ提供されている。今回は basf2 で最も標準的に用いられている FastBDT を選択した。

### 4.3 BG の種類

再構成した  $K_S$  候補の背景事象には、

- combinatorial
- fake track
- curl track
- $V^0$  BG

がある。初めの3種類を non- $V^0$  BG と呼び、そのイメージを図 4.2 に示す。

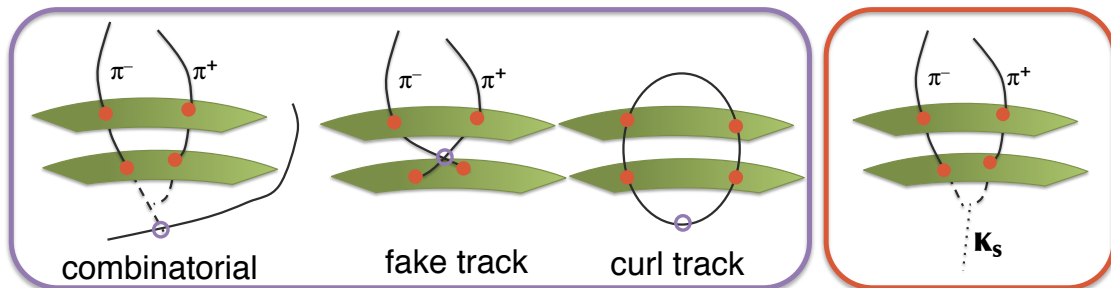


図 4.2: non- $V^0$  BG の荷電軌跡の様子。2つの平面は SVD 表面を表す。BG は一番右のシグナルイベントと誤って認識され再構成される。

non- $V^0$  BG のうち combinatorial BG は、軌跡の少なくとも一方が  $K_S$  起源ではないものである。多くの荷電軌跡は IP 付近で生成するが、それを他の軌跡と組むことで生じる。fake track BG は、軌跡の少なくとも一方が荷電粒子に由来しないものである。ビーム BG によるヒットなどが tracking されることで、そのような軌跡が生じる。curl track BG は、低運動量の1つの荷電粒子によって生じた軌跡を  $V^0$  として再構成したものである。低運動量では曲率が大きくなり、トラッカー表面周りで回転する。その軌跡が静止した  $K_S$  から生じた2つの軌跡と間違えて再構成された場合にこの BG が生じる。

$V^0$  BG は、2つの軌跡が  $\Lambda(\bar{\Lambda}) \rightarrow p\pi$  に由来するものである。 $K_S$  以外の  $V^0$  には物質内での photon conversion  $\gamma \rightarrow ee$  によるものも考えられるが、実験ではほとんどが  $\Lambda$  によるものであるため、 $V^0$  BG は  $\Lambda$  による BG を指すこととする。

## 4.4 NisKsFinder

本研究で導入した NisKsFinder は、MVA を  $K_S$  の選別に応用したものである。V0finder で再構成した  $K_S$  候補から、BG を除去するための変数すべてを抽出し、FastBDT を用いた2種類の MVA によって2つのアウトプットを出力する。このうち1種類は non- $V^0$  BG を除去するための MVA で、アウトプットを V0like と名付ける。もう1つは  $V^0$  BG、すなわち  $\Lambda$  を除去するための MVA で、このアウトプットを NoLambda

と名付ける。

入力変数には Belle の NisKsFinder で使用していたものと同じ 20 変数を用いる。このうち 13 変数が V0like の計算に、7 変数が NoLambda の計算に使われる。Belle ではニューラルネットを用いているが、今回はそれがライセンス上使用できないため、basf2 で標準となっている FastBDT を採用した。

まず MC サンプルから V0finder によって  $K_S$  を再構成してプレカットをかけて残った候補から、学習を行った。それから同じく MC サンプルから再構成してプレカットをかけた  $K_S$  候補に、MVA を実行してアウトプットを計算し、それをパフォーマンス評価に用いた。

## 4.5 プレカット

V0finder で再構成した各  $K_S$  候補で MVA を行う前に、明らかに  $K_S$  でないものを除くために以下のカットをかける。

- 質量ウィンドウ  $|dM| < 20 \text{ MeV}/c^2$
- 運動量  $p > 60 \text{ MeV}/c$
- 軌跡の最近接点間距離  $z_{dist} < 20 \text{ cm}$

## 4.6 MC サンプル

今回、NisKsFinder の学習と評価に用いる MC サンプルは、 $K_S$  サンプル、non- $V^0$  BG サンプル、 $V^0$  サンプルに分けられる。 $K_S$  サンプルは、2つの軌跡がたしかに  $K_S$  に由来しているものである。MC マッチング (3.5.1 節) によってこれを確認している。また、non- $V^0$  サンプルは、2つの軌跡が  $V^0$  ( $K_S$ ,  $\Lambda$ ,  $\gamma$ ) 由来でないもので、 $V^0$  サンプルは、2つの軌跡が  $\Lambda$  に由来するものである。

学習サンプルには、MC6 generic サンプルのビームバックグラウンド混合していないもの (BGx0) もしくは混合しているもの (BGx1) それぞれで  $1 \text{ fb}^{-1}$  相当のデータを用いた。評価時には、学習サンプルと重複しない MC6 generic サンプル  $1 \text{ fb}^{-1}$  相当のデータを用いた。ビーム BG の構成は用いた学習サンプルと同じである。

## 4.7 V0like

non- $V^0$  BG を除去するために、13 変数をインプット変数に用いる。学習サンプルには、シグナルとして  $K_S$  サンプル、BG として non- $V^0$  サンプルを用いた。以下では各変数の分布とともに名前、定義、特徴などの説明を記す。分布には学習サンプルを用い、2 つの図のうち左側が BGx0 サンプル、右側が BGx1 サンプルで、それぞれの青色がシグナル、赤色が BG の分布を表す。これらの定義は VXDPositive と VXDNegative を除き Belle と共通である。Belle ではその崩壊点検出器である SVD のヒット有無が 2 変数の代わりに用いられる。

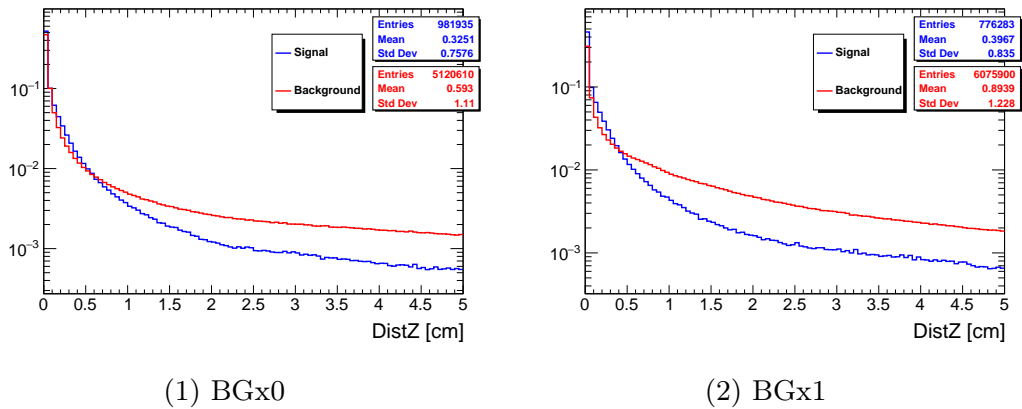
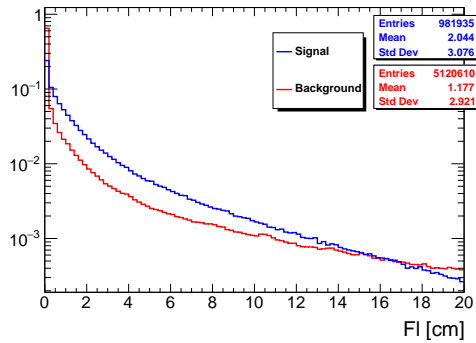
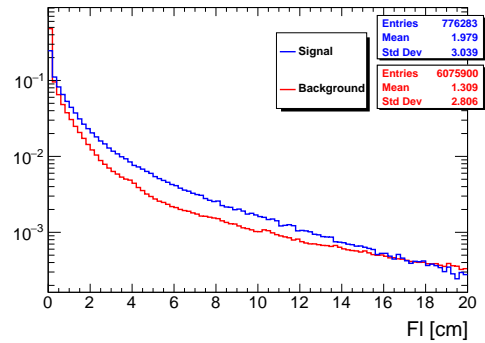


図 4.3:  $\langle 1 \rangle$  DistZ : 軌跡の最近接点間の距離。最近接点は V0finder の vertexing (3.4 節、手順 3) で計算される。 $K_S$  は 1 点で崩壊するため、0 に近い値をとるが、combinatorial などの BG では軌跡が離れ、大きな値をとる。

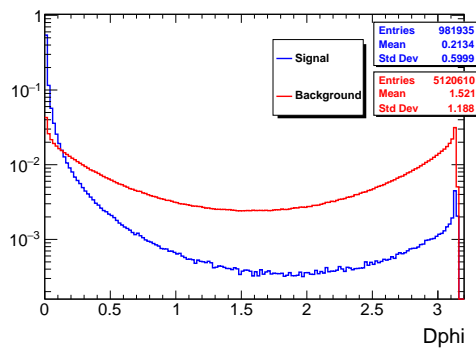


(1) BGx0

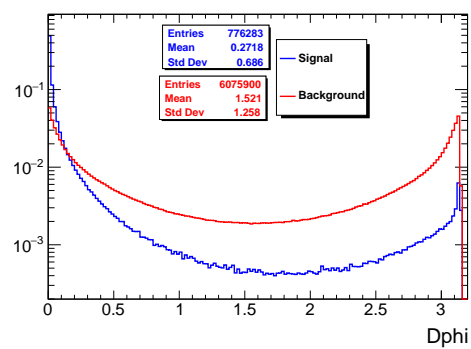


(2) BGx1

図 4.4: <2> Fl : ビーム直交面 ( $xy$  平面) での  $K_S$  崩壊点までの距離 (flight length)。再計算された崩壊点 (kinematics fit、3.4 節、手順 4) の位置  $(x, y, z)$  に対して、 $\sqrt{x^2 + y^2}$  で計算される。 $K_S$  は長寿命であるため、広い分布をもつが、IP で生成した軌跡同士を組んだような BG では 0 に近い値をとる。

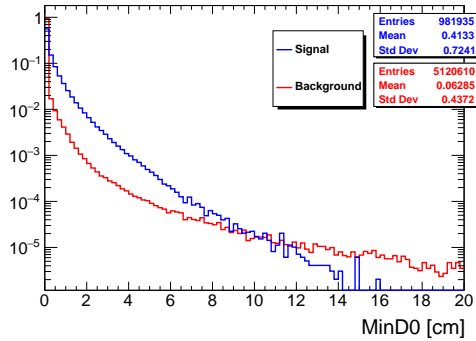


(1) BGx0

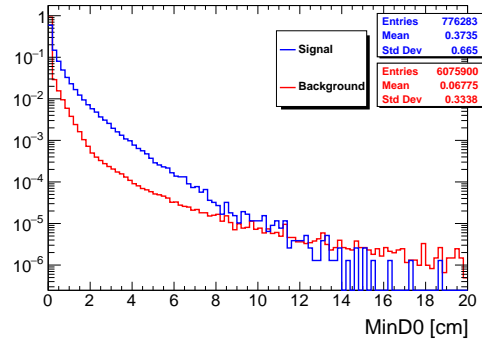


(2) BGx1

図 4.5: <3> Dphi :  $xy$  平面における、 $K_S$  運動量と、崩壊点の位置ベクトルの間の角度。IP から飛んでくる  $K_S$  は崩壊するまで直進するため、運動量と崩壊点の方向が一致する。ゆえにシグナルでは 0 に近い値をとる。

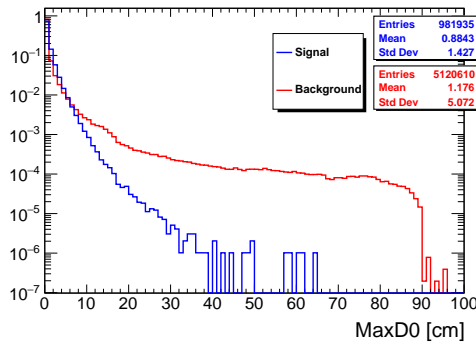


(1) BGx0

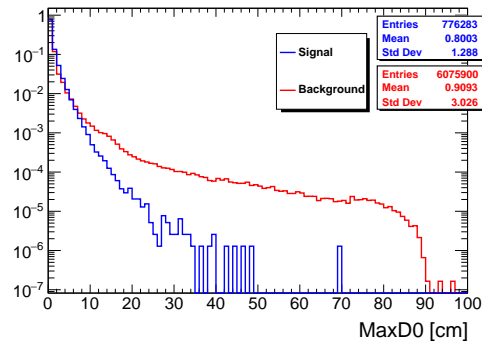


(2) BGx1

図 4.6:  $\langle 4 \rangle$  MinD0 : 軌跡それぞれで計算される impact parameter のうち小さい方。ここでの impact parameter は、 $xy$  平面上で見た IP から軌跡までの距離であり、常に正の値をとる<sup>\*1</sup>。軌跡の一方が IP で生成されるような BG では 0 に近い値をとる。

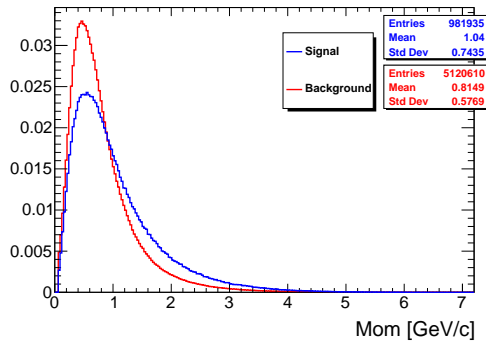


(1) BGx0

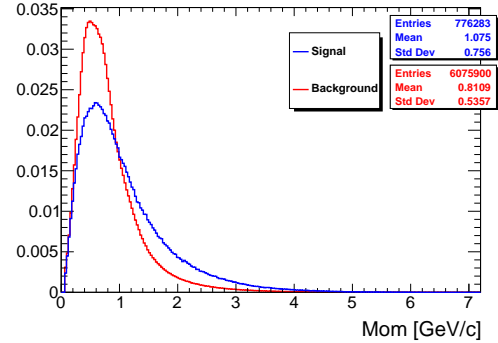


(2) BGx1

図 4.7:  $\langle 5 \rangle$  MaxD0 : 軌跡それぞれで計算される impact parameter のうち大きい方。ここでの impact parameter は、 $xy$  平面上で見た IP から軌跡までの距離であり、常に正の値をとる。シグナルでは flight length よりも小さな値になるが、IP から離れた位置で検出された偽の軌跡を含むような fake track BG では大きな値をとる。

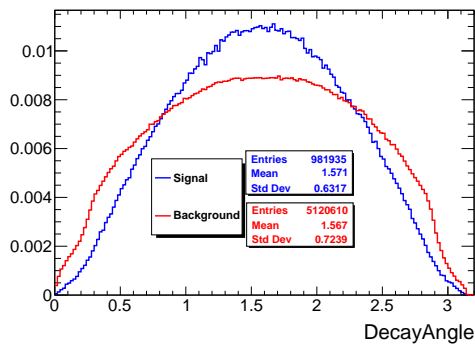


(1) BGx0

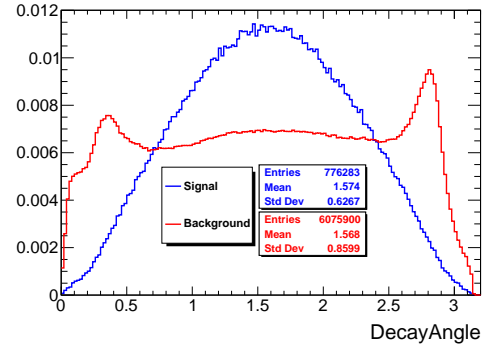


(2) BGx1

図 4.8:  $\langle 6 \rangle$  Mom :  $K_S$  の lab 系での運動量。シグナルの分布は、 $K_S$  がどのような崩壊モードによって生成されるかに依存するが、generic サンプルでは平均 1 GeV/c で生成する。



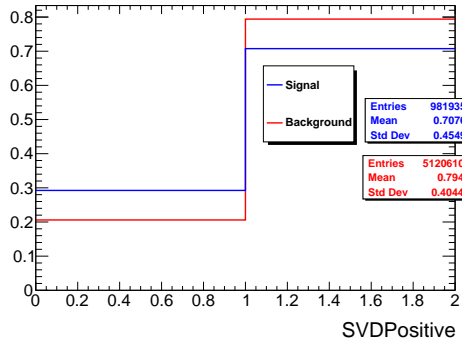
(1) BGx0



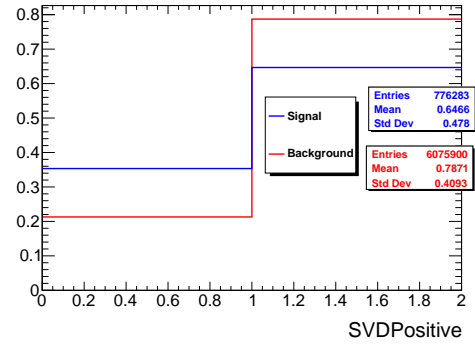
(2) BGx1

図 4.9:  $\langle 7 \rangle$  DecayAngle :  $K_S$  系における、 $K_S$  の運動方向に対する  $\pi^+$  の運動方向の角 (崩壊角)。 $\pi^+$  の運動方向は、正電荷軌跡の最近接点での運動量で定まる。 $K_S$  はスカラー粒子であり、崩壊確率が立体角に依存しないため、崩壊角の cosine に対して均一に分布する。



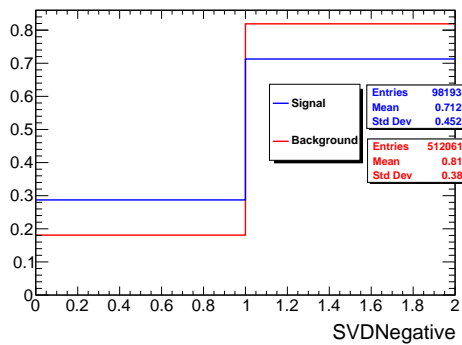


(1) BGx0

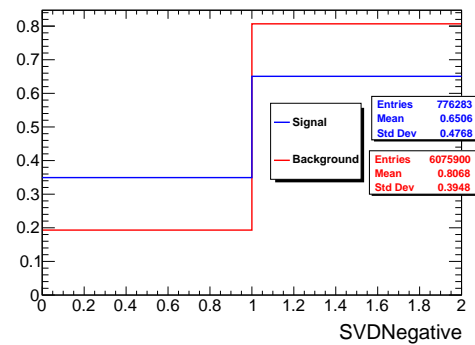


(2) BGx1

図 4.10: <8> VXDPositive : 正電荷軌跡が VXD 検出器にヒットを持てば 1、持たなければ 0。  $K_S$  は VXD の外で崩壊する場合もあるため、0 の割合がより高くなる。

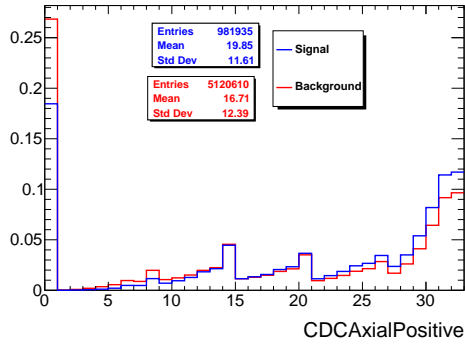


(1) BGx0

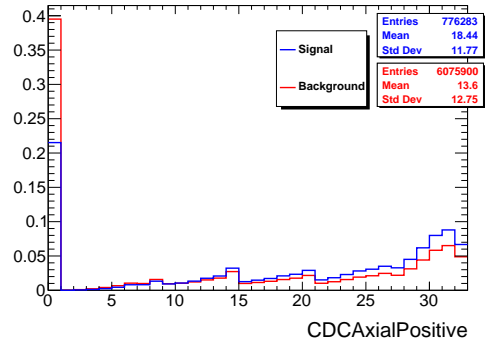


(2) BGx1

図 4.11: <9> VXDNegative : 負電荷軌跡が VXD 検出器にヒットを持てば 1、持たなければ 0。 VXDPositive と同様の分布が見られる。

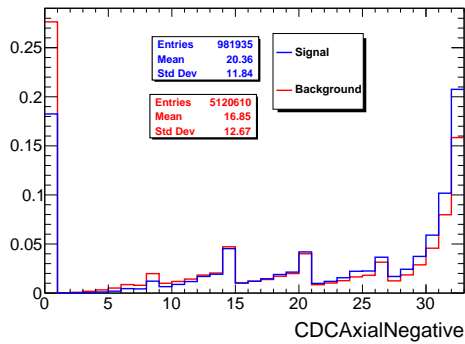


(1) BGx0

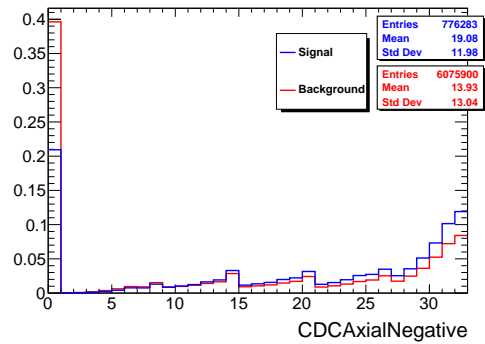


(2) BGx1

図 4.12: <10> CDCAxialPositive : 正電荷軌跡がヒットを持つ CDC の axial レイヤーの数。ピークが見られる値 (8, 14, 20, ...) は、内側の 1 つ以上のスーパーレイヤーに含まれる全レイヤーにヒットを持つ場合に相当する (図 2.12 を参照)。

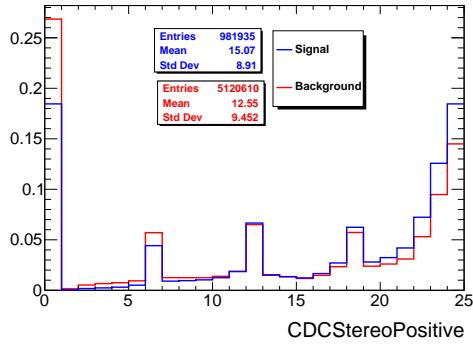


(1) BGx0

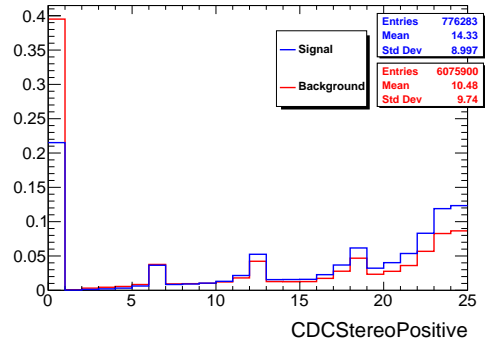


(2) BGx1

図 4.13: <11> CDCAxialNegative : 負電荷軌跡がヒットを持つ CDC の axial レイヤーの数。CDCAxialPositive と同様にピークが見られる。

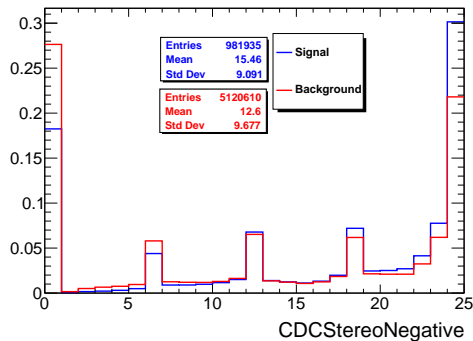


(1) BGx0

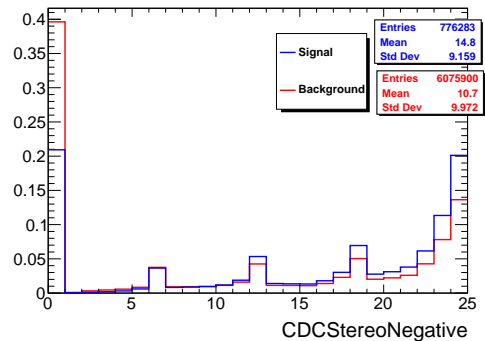


(2) BGx1

図 4.14: <12> CDCStereoPositive : 正電荷軌跡がヒットを持つ CDC の stereo レイヤーの数。ピークが見られる値 (6, 12, 18, ...) は、内側の 1 つ以上のスーパーレイヤーに含まれる全レイヤーにヒットを持つ場合に相当する。



(1) BGx0



(2) BGx1

図 4.15: <13> CDCStereoNegative : 負電荷軌跡がヒットを持つ CDC の stereo レイヤーの数。CDCStereoPositive と同様にピークが見られる。

13 変数から計算されたアウトプット V0like の分布を図 4.16 に示す。シグナルの多くが 1 近く、BG の多くが 0 近くに分布し、non- $V^0$  BG が分離していることがわかる。

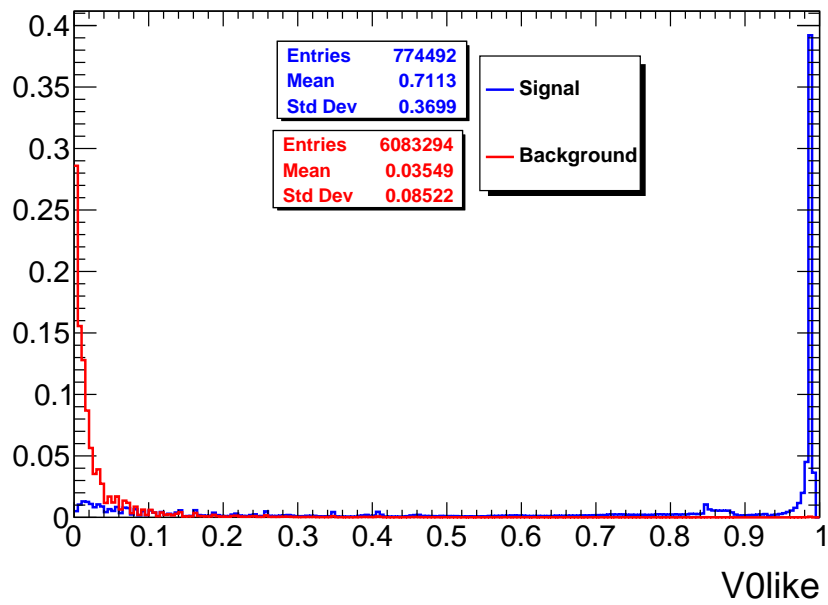
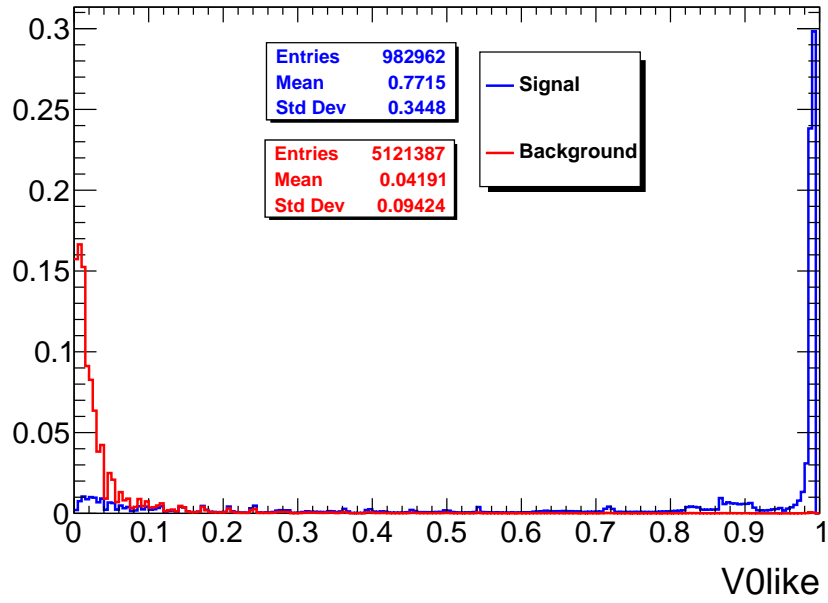


図 4.16:  $V0like$  の分布。 $K_S$  シグナルを青、 $non-V^0$  BG を赤で示している。上が BGx0 サンプルで下が BGx1 サンプル。

## 4.8 NoLambda

$V^0$  BG ( $\Lambda$  事象) を  $K_S$  候補から除去するために、7 変数をインプット変数に用いる。学習サンプルには、シグナルとして  $K_S$  サンプル、BG として  $V^0$  サンプルを用いた。以下では  $V^0$ like の場合と同様に、各変数を説明する。学習サンプルを用いた変数の分布も同様に示す。これらの定義は Belle と共通である。

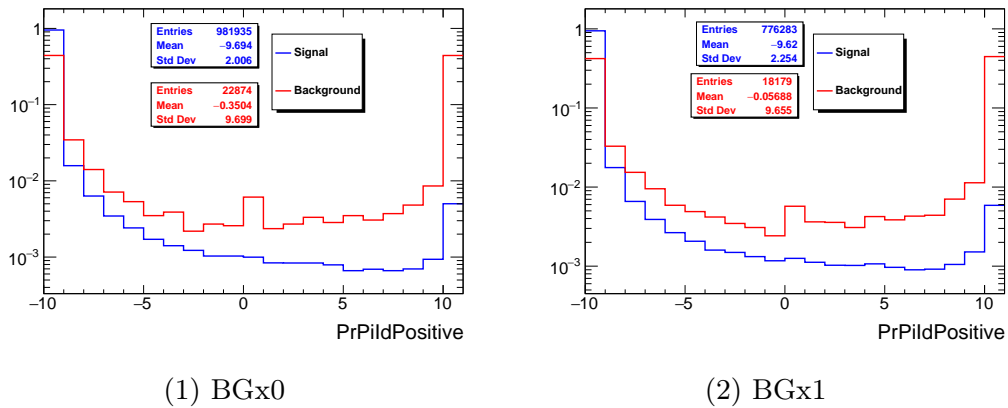
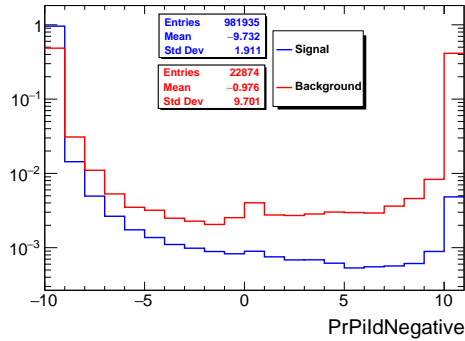
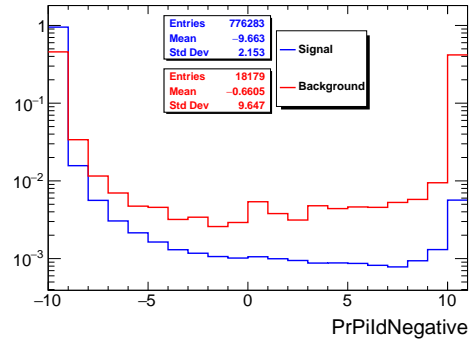


図 4.17:  $\langle 1 \rangle$  PrPiIdPositive : 正電荷軌跡の  $p/\pi$  識別値\*2。粒子識別装置から得られる  $p$  の  $\pi$  に対する尤度比から計算される。シグナルでは両方が  $\pi$  なので値が低いが、BG では片方が  $p$  なので半数が高い値をとる。

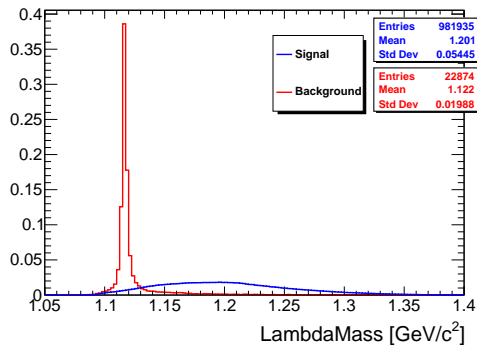


(1) BGx0

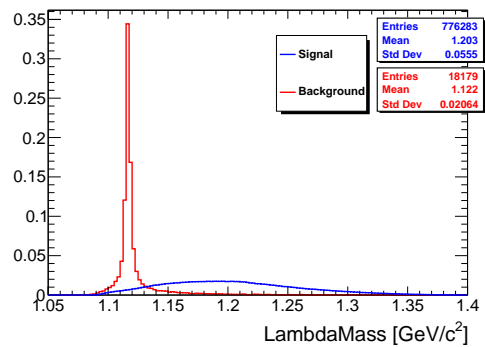


(2) BGx1

図 4.18: <2> PrPildNegative : 負電荷軌跡の  $p/\pi$  識別値。PrPildPositive と同様の傾向をもつ。

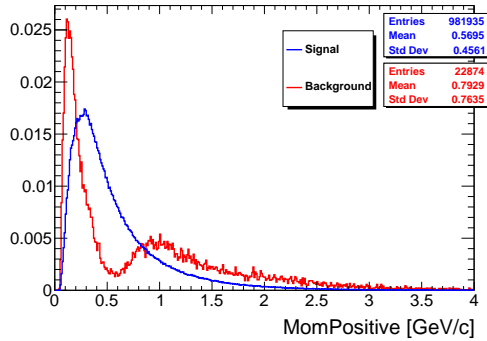


(1) BGx0

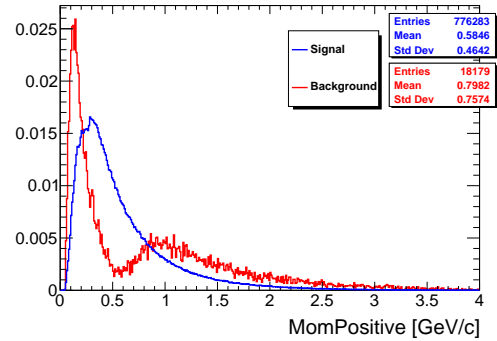


(2) BGx1

図 4.19: <3> LambdaMass : 軌跡の片方を陽子と仮定して  $\Lambda \rightarrow p\pi$  として計算した不変質量のうち、 $\Lambda$  質量の nominal 値 ( $1.11568 \text{ GeV}/c^2$ ) に近い方の値。BG では  $\Lambda$  仮定もしくは  $\bar{\Lambda}$  仮定の正しいほうが nominal 値に近い値をとるため、ピークを作る。

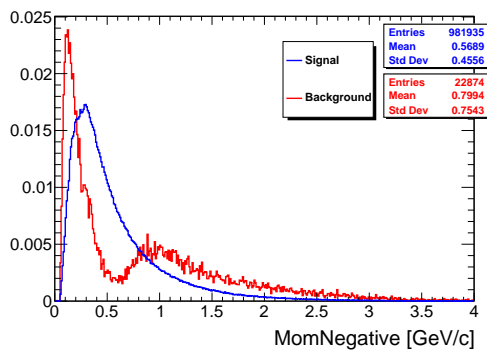


(1) BGx0

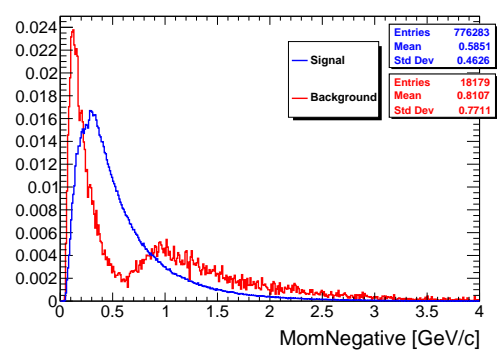


(2) BGx1

図 4.20: <4> MomPositive : 正電荷軌跡の lab 系での運動量。  $\Lambda \rightarrow p\pi$  で生じる荷電粒子の重心系での運動量は 101 MeV/c と小さく、lab 系での運動量はおよそその質量に比例する。ゆえに BG では低い領域と高い領域にそれぞれ  $\pi$  と  $p$  による 2つのピークを持つ。

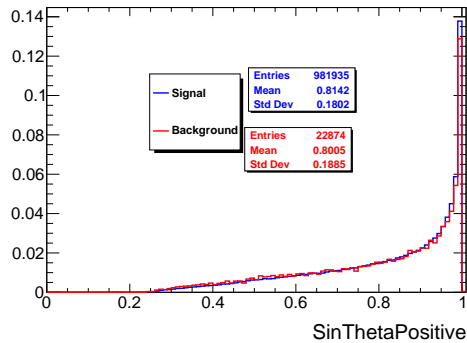


(1) BGx0

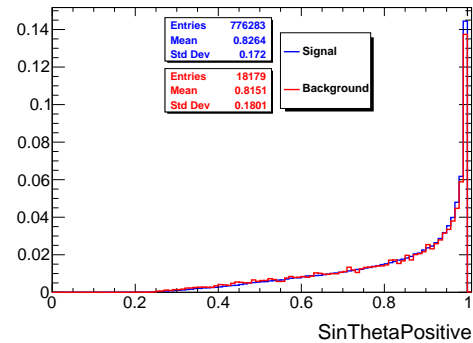


(2) BGx1

図 4.21: <5> MomNegative : 負電荷軌跡の lab 系での運動量。MomPositive と同様の分布を持つ。

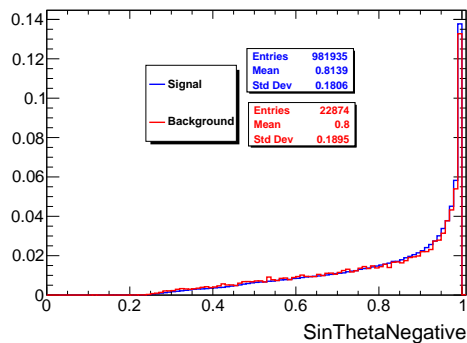


(1) BGx0

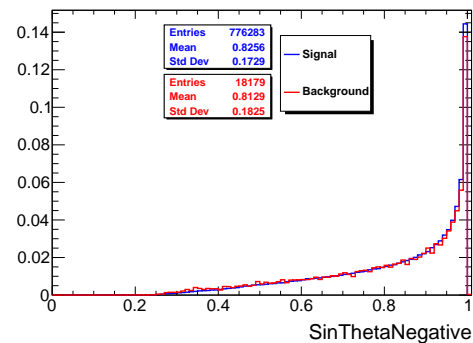


(2) BGx1

図 4.22: <6> SinThetaPositive : 正電荷軌跡の polar angle  $\theta$  に対する  $\sin \theta$ 。軌跡の最近接点における運動量を用いて  $\sqrt{p_x^2 + p_y^2}/p$  として計算される。インプット変数として用いたが、シグナルと BG で分布の差が見られない。



(1) BGx0



(2) BGx1

図 4.23: <7> SinThetaNegative : 負電荷軌跡の polar angle  $\theta$  に対する  $\sin \theta$ 。これも SinThetaPositive と同じく、シグナルと BG で分布の差が見られない。

7 変数から計算されたアウトプット NoLambda の分布を図 4.24 に示す。シグナルの多くが 1 近く、BG の多くが 0 近くに分布し、 $V^0$  BG が分離していることがわかる。



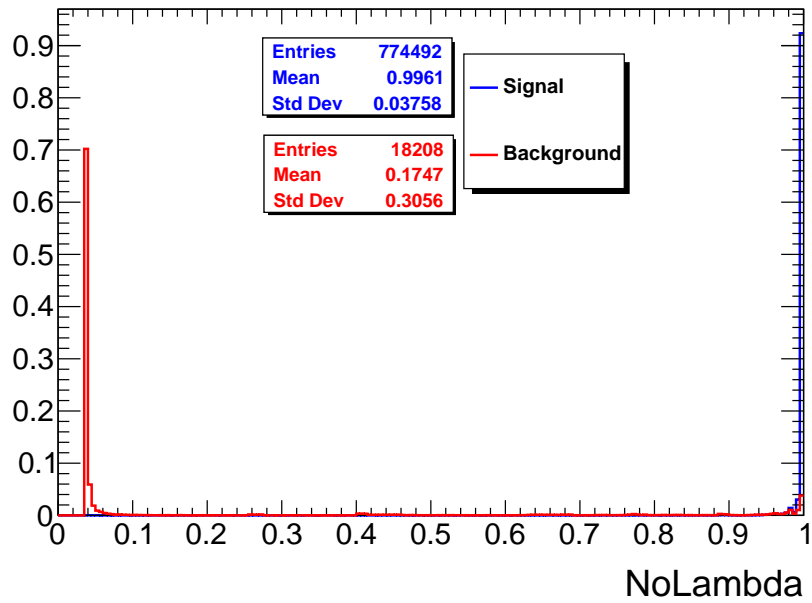
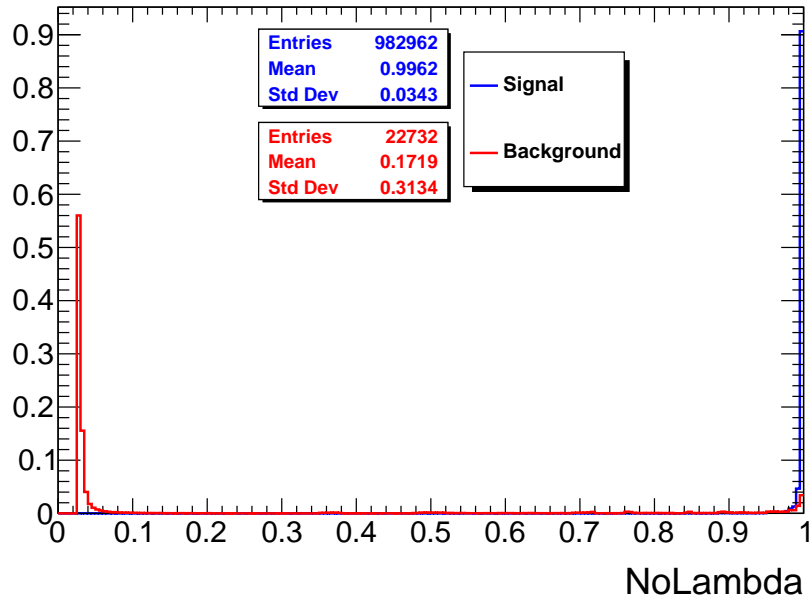


図 4.24: NoLambda の分布。 $K_S$  シグナルを青、 $\Lambda(\bar{\Lambda})$  を赤で示している。左が BGx0 サンプルで右が BGx1 サンプル。

## 4.9 パフォーマンス評価と閾値の決定

NisKsFinder によるアウトプット V0like と NoLambda を閾値としたカットを同時にかけて  $K_S$  事象を選別する。その選別のパフォーマンスを efficiency と purity によって評価した。

選別効率 (efficiency) は、崩壊シミュレーションで生成された  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-(n\gamma)$  崩壊事象のうち、再構成されて、かつカットを満たす  $K_S$  シグナルの割合である。purity は、カットを通過した  $K_S$  候補の中で見たシグナルの割合である。

比較用の参照点として、Belle 実験で標準的に用いられている goodKs カット [6] を採用した。これは、 $K_S$  の統計的 significance  $S/\sqrt{S+N}$  を最大にすることを目的としたスクエアカット型の選別方法で、Belle での purity は 94% である。運動量領域を 3 つに分け、それぞれで  $MinD0, Dphi, DistZ, Fl$  の閾値を変えてカットする。表 4.1 にその条件を示す。今回は、goodKs カットとして質量ウィンドウ  $|dM| < 20 \text{ MeV}/c^2$  の条件とともにこれらのカットを MC サンプルに対して行い、残った数から efficiency と purity を計算した。

今回は 2 つの purity で efficiency を最大にする V0like 閾値と NoLambda 閾値をそれぞれ調べた。その一つは Belle の goodKs、また Belle の NisKsFinder の標準カットが満たす purity 94% である。もう一つは、今回 goodKs をかけた場合の purity の値である。

調べた具体的な手順は、まず NoLambda 閾値を 0 から 1 まで 0.001 刻みのある値に固定し、V0like 閾値を 0 から 1 まで 0.001 刻みで変化させ、それぞれでの purity を測る。連続的に変化する purity が目的の基準値を超えたときの閾値と efficiency を記録する。各 NoLambda 閾値で測られた efficiency のうち、値が最大となるときを見つけた。これらの結果を、goodKs の結果とまとめて表 4.2 に示す。ここで、goodKs の purity に対応したカットを goodNis と呼ぶことにする。

ここで調べた閾値のうち NoLambda 閾値を固定しながら V0like 閾値を連続的に変化させ、efficiency と purity の 2 次元プロットを作成した。それを図 4.27 に示す。goodKs と比較して、efficiency が改善していることが確認できる。

goodNis についてみると、BGx0 では goodKs の 36.33% に対して 1.24 倍に相当する 45.15% の efficiency で  $K_S$  が選別できた。BGx1 では 1.33 倍の 34.83% の efficiency が得られた。よって、NisKsFinder の導入により、Belle の標準的な選別方法に比べて高い効率で  $K_S$  が得られるようになった。

一方、ビーム BG に対しては efficiency が 45.15% から 34.83% へと 22.8% 低くなっ

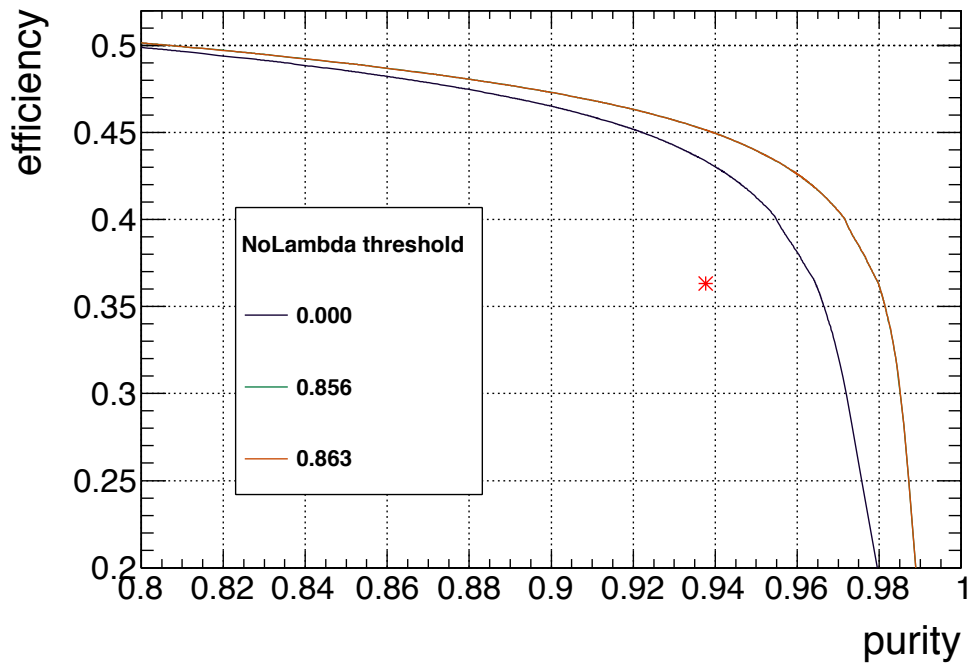


図 4.25: BGx0 サンプル

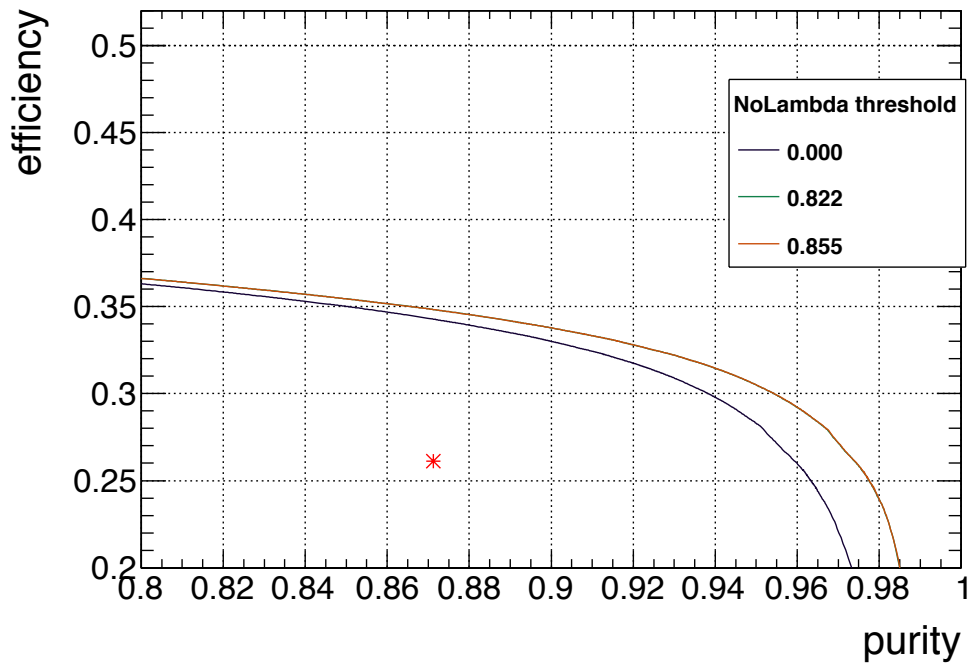


図 4.26: BGx1 サンプル

図 4.27: NisKsFinder の選別パフォーマンス。3本の曲線は、橙が 94% purity で efficiency を最大にする NoLambda 閾値を伴うカット、緑 (ほぼ橙と重なる) が goodNis カット、紫がプレカットのみである。上が BGx0 サンプルで下が BGx1 サンプル。

表 4.1: Belle goodKs カット

momentum [GeV/c]	MinD0 [cm]	Dphi [rad]	DistZ [cm]	F1 [cm]
$p < 0.5$	$> 0.05$	$< 0.3$	$< 0.8$	—
$0.5 \leq p \leq 1.5$	$> 0.03$	$< 0.1$	$< 1.8$	$> 0.08$
$1.5 < p$	$> 0.02$	$< 0.03$	$< 2.4$	$> 0.22$

表 4.2: goodKs の efficiency と、対応する NisKsFinder の閾値

(a) BGx0 サンプル。崩壊シミュレーションの生成数は 1,666,417 個。

カット	efficiency (%)	purity (%)	V0like 閾値	NoLambda 閾値
プレカットのみ	58.98	15.98	—	—
goodKs	36.33	93.76	—	—
goodNis	45.15	93.76	0.569	0.863
94% purity	44.96	94.00	0.598	0.856

(b) BGx1 サンプル。崩壊シミュレーションの生成数は 1,666,859 個。

カット	efficiency (%)	purity (%)	V0like 閾値	NoLambda 閾値
プレカットのみ	46.46	11.23	—	—
goodKs	26.12	87.12	—	—
goodNis	34.83	87.12	0.379	0.822
94% purity	31.46	94.00	0.668	0.855

た。ただし goodKs での低下 28.1% と比較すると小さく抑えられ、高い耐久性をもつことがわかった。ビーム BG が加わると、特に DecayAngle に見られるように変数の分布が変化する。多変量解析では、ビーム BG を含んでも、変数の変化に対応して学習することで、efficiency を保つことができると考えられる。

多変量解析はシグナルと BG を識別する変数を増やすことによって選別効率が向上する。今後、VXDPositive および VXDNegative をヒット数とする、flight length の 0 からのずれなどの変数を追加するなどの策によって、さらに高い  $K_S$  選別が期待できる。

## 第 5 章

# $B \rightarrow K_S \pi^+ \gamma$ モードの再構成

### 5.1 概要

本研究では  $K_S$  を選別する NisKsFinder を導入して efficiency を調べたが、Belle の NisKsFinder とは efficiency の評価方法が異なり、比較しがたい。今回、V0finder と NisKsFinder を導入したことにより、Belle 実験とほぼ同じ条件で、 $K_S$  を含む  $B$  崩壊モードを再構成できるようになった。そこで、ビーム BG がない場合、NisKsFinder が機能すれば Belle と同程度の efficiency が得られると考えられる。一方で Belle の 20 倍に相当するビーム BG が混入すると、efficiency が低下すると予想される。本研究では、MC シミュレーションの  $B \rightarrow K^{*+} \gamma$  サンプルを用いて、これまでの手順で  $K_S$  を再構成し、 $B \rightarrow K_S \pi^+ \gamma$  モードの再構成効率を Belle 実験での結果 [19] と比較した。

$B \rightarrow K^* \gamma$  モードは Belle 及び Belle II で積極的に研究が進められている。第 2 章でも述べたように、 $b \rightarrow s \gamma$  遷移は新物理に感度を持っている。特に電子陽電子コライダーのクリーンな環境は、このようなループレベルの稀な過程を測定するのに適している。

$B^0 \rightarrow K^{*0} \gamma$  は時間依存 CP 破れ (Time-dependent CPV, mixing-induced CPV) の測定に用いられる崩壊モードの一つである。時間依存 CPV は、終状態が CP 固有状態であるときに振動する  $B^0 - \bar{B}^0$  の干渉項によって、崩壊時間差  $\Delta\tau$  の関数として現れる。しかし、ヘリシティ抑制により、標準模型ではこの非対称度が小さくなる ( $S = \mathcal{O}(10^{-2})$ ) と予測され、新物理への感度が高くなる。

$B^+ \rightarrow K^{*+} \gamma$  は、これとアイソスピンの異なる崩壊モードである。荷電  $B$  では干渉項がないため、直接的 CPV が崩壊分岐比の非対称性から測定される。標準模型では中性モードの直接的 CPV と同じ値となるため、この差は新物理の効果として測定される。この崩壊は  $b \rightarrow s \gamma$  遷移だけでなく、ツリーレベルの消滅・生成過程によっても起こりうる。

後者の標準模型での崩壊振幅は  $10^5$  のオーダーに抑えられ、仮想粒子に現れる新粒子の寄与が強調される。

$K^{*+}$  は  $2/3$  の確率で  $K_0\pi^+$  へ崩壊する。フレーバー固有状態  $K_0$  はその  $1/2$  がエネルギー固有状態  $K_S$  として観測される。(残り  $1/2$  は  $K_L$ 。) 結局  $K^{*+}\gamma$  の中で  $K_S\pi^+\gamma$  として崩壊する確率は  $1/3$  となる。

## 5.2 再構成方法

MC サンプルから以下の Belle と共通の手順で  $B$  中間子を再構成した。

- V0finder で再構成した  $K_S(\rightarrow \pi^+\pi^-)$  を、質量  $M - M_{\text{truth}} < 10 \text{ MeV}/c^2$  でカットする。
- NisKsFinder を用いて、goodNis カット (表 4.2) を行う。
- $K_S$  と 1 つの荷電軌跡を組み合わせて  $K^{*\pm} \rightarrow K_S\pi^\pm$  を再構成する。 $\pi^\pm$  に対しては以下の条件でカットする。
  - IP から軌跡の最近接点までの距離:  $|z_0| < 5.0 \text{ cm}$ ,  $|d_0| < 0.5 \text{ cm}$
  - 運動量:  $p > 0.1 \text{ GeV}/c$
  - $K/\pi$  尤度比:  $Kid < 0.9$

高エネルギーの共鳴状態を低減するため、 $K^{*\pm}$  の不変質量は  $2.0 \text{ GeV}/c^2$  未満に限定する。

- $B$  から即座に放出される光子 (prompt photon) を以下の条件で選別する。
  - $\Upsilon(4S)$  系でのエネルギー  $1.8 \text{ GeV} < E_\gamma^{\text{cms}} < 3.4 \text{ GeV}$
  - ECL でのクラスタの広がりから  $\gamma$  を識別:  $E9/E25 > 0.95$
  - バレル部分での検出:  $33^\circ < \theta_\gamma^{\text{lab}} < 128^\circ$
- $K^{*\pm}$  と prompt photon から  $B^\pm$  を再構成し、以下の変数でカットする。
  - "beam-constrained mass"

$$M_{\text{bc}} = \sqrt{E_{\text{beam}}^2 - p_B^2}, \quad E_{\text{beam}} = \frac{E_{e^-} + E_{e^+}}{2},$$

$$5.27 \text{ GeV} < M_{\text{bc}} < 5.29 \text{ GeV}$$

- "delta E"

$$\Delta E = E_B - E_{\text{beam}}, \quad -0.2 \text{ GeV} < \Delta E < 0.1 \text{ GeV}$$

再構成した  $B$  中間子の  $M_{\text{bc}}$  分布を図 5.1 に示す。 $B$  は正しい運動量に再構成されてい

ることが見られる。

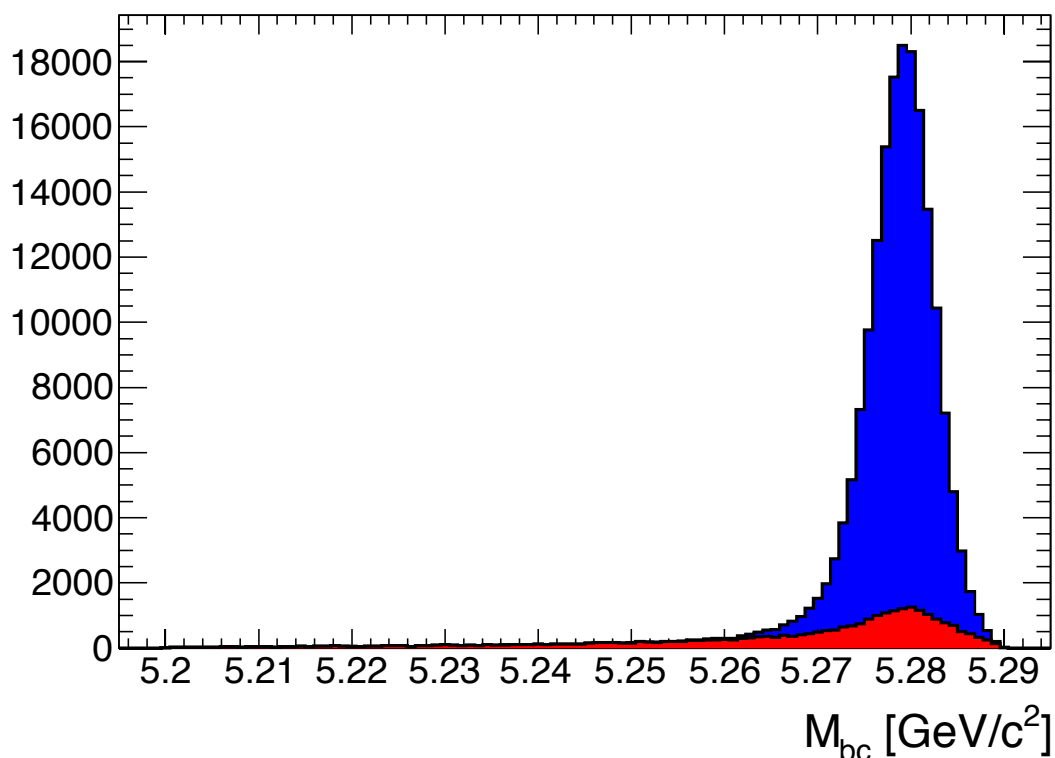


図 5.1: シグナル領域に含まれる  $B^+ \rightarrow K^{*\pm}\gamma$  の  $M_{bc}$  分布。青がシグナルで、赤がバックグラウンド。ただし  $M_{bc}$  の範囲は  $5.20 < M_{bc} < 5.29 \text{ GeV}/c^2$  に拡張して示している。

### 5.3 再構成 efficiency

MC サンプルから、崩壊シミュレーションで生成した  $B \rightarrow K^{*\pm}\gamma$  崩壊から正しく再構成できた  $B$  中間子の割合として、再構成 efficiency を計算した。

MC サンプルには、 $B^+B^-$  の一方がこの崩壊モードを起こすようにして、MC6 と同等の条件で標準シミュレーション及び標準再構成をしたものを 200 万イベント用いた<sup>\*1</sup>。その結果を表 5.1 に示す。

BGx0 での efficiency は Belle の 7.96% と同程度の値となり、今回導入した NisKs-Finder が、NeuroBayes を用いる Belle と同じ程度の効率で  $K_S$  を得ることがわかった。一方、ビーム BG を含むと efficiency が 30.0% 低下することがわかった。これは

<sup>\*1</sup> MC6 にはシグナル MC サンプルが存在しないが、当研究室の太田恭平がこれを作成してくれた。

表 5.1:  $B \rightarrow K_S \pi^\pm \gamma$  モードの再構成 efficiency

サンプル	$B \rightarrow K^{*\pm} \gamma$ 生成数	(内 $B \rightarrow K_S \pi^\pm \gamma$ )	再構成シグナル数	efficiency (%)
BGx0	1,884,877	600,280	146,961	7.796
BGx1	1,885,077	601,064	116,649	6.188

NisKsFinder での低下よりも大きく、ECL での光子検出や粒子識別性能などにも課題が残っていると考えられる。



## 第6章

### まとめ

Belle II 実験は電子と陽電子の加速衝突により生成する  $B$  中間子対の崩壊過程を追跡する実験である。実験で生じる  $K_S$  は新物理を探索する最も重要なプローブの一つであり、検出効率を上げることは探索を一步前に進めることになる。Belle II のソフトウェアは 2018 年の本運転に向けて準備が進められており、 $K_S$  の再構成は荷電粒子による軌跡を組み合わせることによって行われる。本研究では  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$  崩壊事象を対象に、ソフトウェア上で検出効率を向上することを目的とした。

$K_S$  のような、長寿命中性粒子が 2 つの荷電粒子に崩壊する事象を  $V^0$  と呼ぶ。本研究では、 $V^0$  事象を再構成するために荷電軌跡を 2 つ組み合わせ、軌跡がビーム直交面に作る円の最近接点を計算することによって、崩壊点位置と運動量を計算する V0finder を導入した。これを用いて、 $K_S$  の不変質量の標準偏差が 75.5% へ減少した。さらに最小二乗法を用いた kinematics fit を、両方の軌跡がある 1 点を通るという制約をつけて行うことで、より正確な値で再構成することができる。

V0finder で再構成した  $K_S$  からバックグラウンド (BG) を除去するために、多変量解析による方法を導入し、FastBDT を用いた NisKsFinder を実装した。 $V^0$  以外の BG を除去するために 13 変数、 $V^0$  の BG を除去するために 7 変数をインプット変数として用い、それぞれからアウトプット V0like と NoLambda が計算される。MC サンプルを使って評価し、これらのアウトプットが  $K_S$  と BG を分離できることを見た。ビーム BG のない MC サンプルでは、Belle の標準的な  $K_S$  選別方法の goodKs と比較して 1.24 倍の efficiency を達成した。ビーム BG を加えると、efficiency が低下するものの、goodKs での低下 28.1% と比較すると、22.8% に低下が留まることを確認した。今後は新たな変数を追加するなどの策によって、さらに高い精度での  $K_S$  選別が期待できる。

導入した方法による  $K_S$  再構成の efficiency を、ニューラルネットによる多変量解析

を用いた Belle での研究結果と比較するために、 $B^+ \rightarrow K_S \pi^+ \gamma$  崩壊モードを再構成した。ビーム BG がない MC サンプルでの  $B$  中間子の efficiency は、Belle と同じ程度の値 7.796% となり、 $K_S$  中間子を Belle と同程度の efficiency で再構成することができることを確認した。一方で、ビーム BG があると 30.0% efficiency が低下し、 $K_S$  以外での検出性能にも課題が残ると考えられる。本研究での改善は、ルミノシティ増加と合わせて物理解析の精度向上へ貢献できると考えられる。

# 謝辞

まず初めに、本研究を成し遂げるために多くの方にご迷惑をおかけしたことをこの場を借りてお詫び申し上げます。特に論文審査委員と最終試験委員の7名の方々には、論文として最低限の内容を達成するために、多くの時間を割いていただきご意見を頂戴しました。ご心配させてしまった方々にも大変申し訳ないことをしました。

また、多くの方々にご支援いただきました。厚く御礼申し上げます。

山本先生には、HEP 春の学校を始め、様々なワークショップで発表する機会をいただきました。多忙な中でも  $B$  の物理などについて丁寧に教えていただき、強いモチベーションになりました。

石川さんには今回の研究で指導いただき大変お世話になりました。研究の方法に限らず姿勢や考え方もご鞭撻いただきました。研究の進み具合などで期待に沿えないことも多く、迷惑をおかけすることが常々でしたが、それでも手放さずに背中を押していただき、感謝しております。

KEK の住澤さんにも tracking に関して議論する時間を多く取っていただき感謝しています。V0finder も提供していただき、それがなくては今回の結果が出せませんでした。

研究室のメンバーには日常的に助けられてきました。堀口さんをはじめとして先輩方には経験や知識を授けていただき、同期とはコーヒーを片手に有象無象を語り合いました。後輩や留学で来ている学生も優秀な人ばかりで刺激が多く、卒業していった方々にも配属初期にご飯に連れて行っていただいたりしました。今回もぎりぎりのところを精神的にも戦略的にも支えていただきました。

勉強会を年3回開いていた Belle II Japan Students では他大学との交流を通じて異なる研究や文化を知れて新鮮に感じ、一つの楽しみになりました。

また、時に行き詰まったときには大学や高校の友人にも相談に乗ってもらうことも幾度かあり、周りに恵まれていたことを幸せに思います。

最後になりますが、家族の理解あってこそこの2年間でした。心より感謝の意を表しま

す。ありがとうございました。

## 参考文献

- [1] Kazuo Abe et al. “Observation of mixing induced CP violation in the neutral  $B$  meson system”. In: *Phys. Rev.* D66 (2002), p. 032007. DOI: 10.1103/PhysRevD.66.032007. arXiv: hep-ex/0202027 [hep-ex].
- [2] T. Abe et al. “Belle II Technical Design Report”. In: (2010). arXiv: 1011.0352 [physics.ins-det].
- [3] David Atwood, Michael Gronau, and Amarjit Soni. “Mixing induced CP asymmetries in radiative B decays in and beyond the standard model”. In: *Phys. Rev. Lett.* 79 (1997), pp. 185–188. DOI: 10.1103/PhysRevLett.79.185. arXiv: hep-ph/9704272 [hep-ph].
- [4] A. J. Bevan et al. “The Physics of the B Factories”. In: *Eur. Phys. J.* C74 (2014), p. 3026. DOI: 10.1140/epjc/s10052-014-3026-9. arXiv: 1406.6311 [hep-ex].
- [5] C. W. Fabjan. “Calorimetry in High-Energy Physics”. In: *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 32.1 (1982), pp. 335–389. DOI: 10.1146/annurev.ns.32.120182.002003.
- [6] F. Fang. “Study of  $K_s \rightarrow \pi^+ \pi^-$  Selection”. In: *Belle Notes* 323 (2000).
- [7] A. Ishikawa H. Nakano and K. Sumisawa. “ $K_s$  selection with NeuroBayes and nisKsFinder class”. In: *Belle Notes* 1253 (2012).
- [8] Tomoko Iwashita. “Tracking detectors for Belle-II”. In: (2014). Talk at the 15th International Conference on B-Physics at Frontier Machines.
- [9] C. Patrignani et al. “Review of Particle Physics”. In: *Chin. Phys.* C40.10 (2016), p. 100001. DOI: 10.1088/1674-1137/40/10/100001.
- [10] G. D. Rochester and C. C. Butler. “Evidence for the existence of new unstable elementary particles”. In: *Nature* 160 (1947), pp. 855–857.

- [11] Byron P. Roe, Hai-jun Yang, and Ji Zhu. “Boosted Decision Trees, A Powerful Event Classifier”. In: *Statistical Problems in Particle Physics, Astrophysics and Cosmology*. Imperial College Press, 2012, 139–142. DOI: {10.1142/9781860948985\_0029}. eprint: {[http://www.worldscientific.com/doi/pdf/10.1142/9781860948985\\_0029](http://www.worldscientific.com/doi/pdf/10.1142/9781860948985_0029)}. URL: %7B[http://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/9781860948985\\_0029](http://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/9781860948985_0029)%7D.
- [12] Anders Ryd et al. “EvtGen: A Monte Carlo Generator for B-Physics”. In: (2005).
- [13] T. Sjöstrand et al. “A Brief Introduction to PYTHIA 8.1”. In: (2007). <http://home.thep.lu.se/~torbjorn/pythia81html/pythia8100.pdf>.
- [14] Shinya Sugihara. “Design Study of Belle II Interaction Region”. In: *Belle II Notes* (2011).
- [15] Thomas Keck. “FastBDT: A speed-optimized and cache-friendly implementation of stochastic gradient-boosted decision trees for multivariate classification”. In: *CoRR* abs/1609.06119 (2016). URL: %7B<http://arxiv.org/abs/1609.06119>%7D.
- [16] 住澤一高. “Belle II KLM”. In: 高エネルギーニュース Vol.33, No.1 (2014), p. 27.
- [17] 古賀祐介. “Belle II 実験 TOP カウンター実機の光学性能評価”. MA thesis. 名古屋大学, 2012.
- [18] 宮林謙吉. “Belle II 電磁カロリメーター (ECL)”. In: 高エネルギーニュース Vol.33, No.2 (2014), p. 108.
- [19] 堀口 朋裕. “Measurement of BF Acp  $\Delta +0$  and  $\Delta$  Acp in  $B \rightarrow K^* \gamma$ ”. In: *Belle Notes* 1437 (2016).
- [20] 海野祐士 et al. “Belle II 実験トリガーシステム”. In: 高エネルギーニュース Vol.34, No.2 (2015), p. 105.
- [21] 清野義敬. “BelleII 実験における Silicon Vertex Detector(SVD) 製作に関する研究”. MA thesis. 新潟大学, 2015.
- [22] 谷口七重. “Belle II CDC”. In: 高エネルギーニュース Vol.32, No.4 (2014), p. 241.
- [23] 飯嶋徹 et al. “Belle II 実験”. In: 高エネルギーニュース Vol.29, No.4 (2011), p. 201.