

修士論文

Belle II 実験におけるペンギン過程

$B \rightarrow K\pi\gamma$ のシミュレーション研究

～ A simulation study of the penguin process

$B \rightarrow K\pi\gamma$ at the Belle II experiment ～

東北大学大学院理学研究科

物理学専攻

太田 恭平

平成 29 年

概要

素粒子物理学において現在最も確立されている物理模型は標準模型と呼ばれるが、標準模型では説明できないことが数多く存在し、新しい物理理論の選別が重要な課題である。Belle II 実験においては、新物理の寄与を多様な崩壊現象から精密測定することができ、標準模型からのずれがどのような測定で見られるかによって、新物理のモデル選別が可能になる。

本研究で扱う $B \rightarrow K\pi\gamma$ という現象は、クォークレベルでは $b \rightarrow s\gamma$ という過程であるが、ツリーレベルの $b \rightarrow s\gamma$ は、標準模型では禁止されており、ペンギンダイアグラムと呼ばれるループを含んだダイアグラムによって引き起こされる。よって、新物理の効果がループに寄与すれば、ツリーレベルが抑制されている分、その効果が顕著になりやすく、 $b \rightarrow s\gamma$ は新物理への感度が高いと言える。 $B \rightarrow K\pi\gamma$ において、 $K\pi$ 系の不変質量 $M_{K\pi}$ が $K^*(892)$ のピーキング領域よりも大きい領域で支配的なレゾナンスは、未だに $K_2^*(1430)$ しか測定されておらず、Belle II 実験において、その他のレゾナンスを測定することが目指される。

本研究では、Belle II 実験の環境下で、 $B \rightarrow K^*(892)\gamma$, $B \rightarrow K_2^*(1430)\gamma$, $B \rightarrow K^*(1410)\gamma$, $B \rightarrow K^*(1680)\gamma$ について、 $B \rightarrow K\pi\gamma$ を再構成するシミュレーションを行なった。そこで得られた M_{bc} 分布をフィットして信号事象を抽出し、ヘリシティ角分布と $M_{K\pi}$ 分布のフィットによりレゾナンスの分離を行なった時の崩壊分岐比、直接的 CP 対称性の破れ、アイソスピン対称性の破れの統計誤差の見積もりを行なった。想定した積分ルミノシティは、 $0.711ab^{-1}$, $1ab^{-1}$, $5ab^{-1}$, $10ab^{-1}$, $25ab^{-1}$, $50ab^{-1}$ である。Belle の全統計 ($0.711ab^{-1}$) と同じ統計量を用いて Belle II で測定を行なった場合、 $B \rightarrow K^*(892)\gamma$ については Belle と同程度の統計誤差となる見積もりが得られた。また、Belle II の全統計 ($50ab^{-1}$) を用いた場合、仮定した崩壊分岐比に対する統計誤差の割合は以下のように見積もられた。

$$\begin{aligned}BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(892)\gamma) &: 0.24\% \\BF(B^0 \rightarrow K_2^{*0}(1430)\gamma) &: 0.73\% \\BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(1410)\gamma) &: 6.78\% \\BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(1680)\gamma) &: 7.51\% \\BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(892)\gamma) &: 0.32\% \\BF(B^+ \rightarrow K_2^{*+}(1430)\gamma) &: 1.25\% \\BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(1410)\gamma) &: 10.77\% \\BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(1680)\gamma) &: 13.10\%\end{aligned}$$

この結果において仮定した崩壊分岐比は、 $BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(892)\gamma) = 3.96 \times 10^{-5}$, $BF(B^0 \rightarrow K_2^{*0}(1430)\gamma) = 1.24 \times 10^{-5}$, $BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(1410)\gamma) = 1.28 \times 10^{-5}$, $BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(1680)\gamma) = 1.70 \times 10^{-6}$, $BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(892)\gamma) = 3.75 \times 10^{-5}$, $BF(B^+ \rightarrow K_2^{*+}(1430)\gamma) = 1.18 \times 10^{-5}$, $BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(1410)\gamma) = 1.21 \times 10^{-5}$, $BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(1680)\gamma) = 1.61 \times 10^{-6}$ である。

目次

第 1 章	物理モチベーション	1
1.1	標準模型	1
1.2	標準模型における CP 対称性の破れとその種類	3
1.3	$b \rightarrow s\gamma$	8
1.4	$B \rightarrow X_s\gamma$	10
1.5	Exclusive Analysis	12
1.6	$B \rightarrow K\pi\gamma$	16
第 2 章	Belle II	21
2.1	概要	21
2.2	SuperKEKB	22
2.3	ビームバックグラウンド	25
2.4	Belle II 検出器	28
2.5	VXD	29
2.6	CDC	30
2.7	TOP	31
2.8	ARICH	33
2.9	ECL	34
2.10	超電導ソレノイド	36
2.11	KLM	37
2.12	DAQ システム	38
2.13	トリガーシステム	40
2.14	ソフトウェア	41
第 3 章	再構成	42
3.1	概要	42
3.2	フォトン選別	43
3.3	荷電粒子選別	44
3.4	K_s 選別	45
3.5	π^0 選別	48

3.6	$K\pi$ 系	49
3.7	B 中間子の再構成	56
第 4 章	π^0/η veto	63
4.1	概要	63
4.2	ソフトフォトンの定義	64
4.3	FastBDT	65
4.4	インプット変数	67
4.5	パフォーマンスと相関	69
第 5 章	$q\bar{q}$ 背景事象抑制	74
5.1	概要	74
5.2	インプット変数	74
5.3	パフォーマンスと相関	85
第 6 章	$B\bar{B}$ 背景事象	91
6.1	信号事象由来の $B\bar{B}$ 背景事象	91
6.2	信号事象以外由来の $B\bar{B}$ 背景事象	91
6.3	カットフローテーブル	94
第 7 章	フィッティング	97
7.1	概要	97
7.2	M_{bc} 分布フィッティング	97
7.3	ヘリシティ角分布フィッティング	99
7.4	$M_{K\pi}$ 分布フィッティング	101
7.5	想定した統計	102
7.6	仮定した崩壊分岐比	104
7.7	toyMC	104
第 8 章	結果	111
第 9 章	まとめ	126
謝辞		128

第 1 章 物理モチベーション

本研究における信号事象は、 $B \rightarrow K\pi\gamma$ である。主なモチベーションは、B 中間子が $K\pi\gamma$ に崩壊するモードを包括的に測定し、それらのレゾナンス (共鳴状態) を分離して評価することである。レゾナンスとして、 $K^*(892)$, $K_2^*(1430)$, $K^*(1410)$, $K^*(1680)$ を想定した。観測量としては、崩壊分岐比、直接的 CP 対称性の破れ、中性 B 中間子と荷電中間子の直接的 CP 対称性の破れの差、アイソスピン対称性の破れを想定した。

1.1 標準模型

現在最も確立されている素粒子理論は標準模型と呼ばれるもので、殆どの実験結果が標準模型による理論予測と矛盾していない。現在発見されている素粒子には、物質を構成する粒子であるクォーク、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、そしてクォークとレプトンとウィークボソンに質量を与えるヒッグス粒子があるが、これらは全て標準模型に含まれている粒子である (図 1.1)。

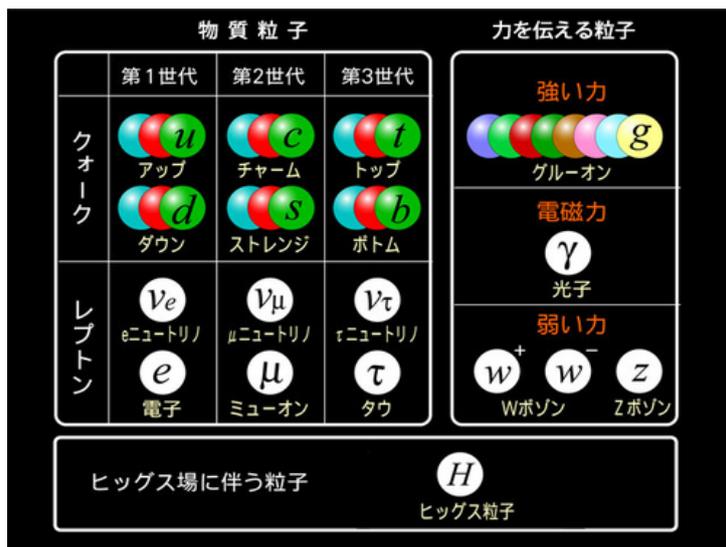


図 1.1 標準模型の素粒子 [1]

素粒子に働く相互作用は、電磁相互作用、強い相互作用、弱い相互作用、重力相互作用の4つであるが、標準模型では重力を除く3つの相互作用が記述される。日常生活において馴染み深い重力は、素粒子の世界では他の3つの相互作用に比べて非常に弱いため、標準模型は素粒子理論として高い予言能力を保持している。これら3つの相互作用は、相互作用を媒介するゲージボソンが、局所ゲージ対称性を課すことで自然に導入されることによって説明され、標準模型は $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ ゲージ対称性に基づく非可換ゲージ理論である。

素粒子には”世代”が存在し、現在まで3世代が確認されている。通常の原子を構成する u, d クォークや電子は3世代あるクォーク・レプトンの中で最も質量が小さく、安定的に存在できる第1世代に属する。CP対称性の破れは、1964年に第2世代のクォークであるストレンジクォークを含む中性K中間子の崩壊によって初めて観測されたが、それはとても小さいものであった。1973年に小林誠と益川敏英は、3世代の存在を仮定すれば、CP対称性の破れを理論的に説明できることを示す小林・益川理論を発表した。B中間子の場合、第3世代と第1,2世代との混合が小さいため、破れは相対的に大きく、BelleやBaBarにおいてB中間子の崩壊現象を精密に測定することで、小林・益川理論の妥当性が示された。

標準模型は、こうした数々の成功を収めてきた理論の総称である。しかし、標準模型は万能な理論というわけではなく、課題の1つには、前述のように重力についての記述が為されていないことが挙げられる。また、これまでに観測されたCP対称性の破れは、現在の物質優勢の宇宙を説明するには十分な大きさでないことがわかっている。その他にも、”世代”とはそもそも何なのか、暗黒物質の正体、相互作用の大統一など、標準模型では説明することができない問題は数多く存在する。

それらの問題に答えるには、標準模型を超える新しい物理理論が必要になる。新物理はTeVスケールという極めて高いエネルギー領域の物理理論だと考えられており、多くの実験によって多方面からその検証がなされている。しかし、未だにその明らかな兆候を掴めておらず、新物理の効果は当初考えられていた程大きくないことがわかっている。それは、新物理のエネルギースケールが当初考えられていたよりも高いことを示唆しており、実験のクオリティを今まで以上に上げていく必要がある。Belle II実験の前身であるBelle実験においても、標準理論からのズレを窺わせる結果がいくつか出ているが、多くのモードで統計誤差によりリミットされ、十分な新物理の検証に至らなかった。本研究で扱うBelle II実験の第一の目的は、統計量を50倍に増やすことで、より高いレベルで新物理模型の精密検証を行うことにある。

1.2 標準模型における CP 対称性の破れとその種類

物理法則がある変換の元で不変な場合、その変換の対称性は保存していると言
い、対して、不変でない場合、対称性は破れていると言う。ここでは変換として、
C と P を考える。C 変換は粒子と反粒子を入れ替える変換で、P 変換は鏡像変換
に当たる。電磁相互作用と強い相互作用は C、P 共に対称性が保存していると考え
られている。一方、弱い相互作用では、標準模型において W ボソンと相互作用
するのがカイラリティ左巻き成分だけで、かつ右巻きのニュートリノ (左巻きの反
ニュートリノ) が存在しないため、C 対称性も P 対称性も破れており、C と P を同
時に適用する CP 変換を適用した時にも、対称性が破れることがわかっている。

こうした対称性の破れは、宇宙における我々の存在そのものを説明するのも重要
である。現在の宇宙論では、ビッグバンを開始した宇宙において、物質と反物質
が同じ量存在したと考えられているが、現在の宇宙において反物質が存在する兆候
は一切見つかっていない。なぜ、反物質が消え、物質のみが残ったのかという物理
パズルは、「消えた反物質の謎」と呼ばれている。この問題を説明するには、C 対
称性の破れと CP 対称性の破れの存在が必要条件となる。

クォークセクターにおける標準模型の CP 対称性の破れは、CKM 行列 (カビボ・
小林・益川行列) によってフレーバー対称性が破れフレーバー混合が起きることと、
CKM 行列要素の複素位相によって説明される。CKM 行列はクォーク混合行列とも
呼ばれ、質量固有状態 (質量、フレーバーの確定した状態) を弱固有状態 (W ボ
ソンと相互作用する状態) に変換する。

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

ここで、 d, s, b は質量固有状態、 d', s', b' は弱固有状態である。この変換において、
CKM 行列はユニタリ行列である。 $n \times n$ のユニタリ行列 U は、

$$U^\dagger U = I \quad (I: \text{単位行列}) \quad (1.2)$$

を満たすので、対角成分について n 個の条件式、非対角成分について $2 \times {}_n C_2 =$
 $n(n-1)$ 個の条件式がある。結果、独立な実数の自由度は、 n^2 個となる。

$$2n^2 - n[\text{対角成分}] - 2 \times {}_n C_2[\text{非対角成分}] = n^2 \quad (1.3)$$

また、この内 $n(n-1)/2$ 個は実数空間の回転角 (世代間の混合角に対応) であり、更に、 $2n$ 個のクォーク場の位相変換の自由度 $2n-1$ を引くと、物理的に意味を持つ複素位相の数は $(n-2)(n-1)/2$ となる。

$$n^2 - n(n-1)/2[\text{混合角}] - (2n-1)[\text{位相変換}] = (n-2)(n-1)/2 \quad (1.4)$$

この CP を破る複素位相のことを CP 位相と呼ぶ。 n は世代の数に対応するので、CP 位相が現れるためには、世代が 3 世代以上必要であり、3 世代の場合は CP 位相が 1 つ現れる。小林・益川の論文に与えられた行列は、混合角を $\theta_i (i=1, 2, 3)$, CP 位相を σ とすると、

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} c_1 & -s_1 c_3 & -s_1 s_3 \\ s_1 c_2 & c_1 c_2 c_3 - s_2 s_3 e^{i\sigma} & c_1 c_2 s_3 + s_2 c_3 e^{i\sigma} \\ s_1 s_2 & c_1 s_2 c_3 + c_2 s_3 e^{i\sigma} & c_1 s_2 s_3 - c_2 c_3 e^{i\sigma} \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

ここで、 $s_i = \sin \theta_i, c_i = \cos \theta_i$ と略記した。また、CKM 行列のユニタリ性から、

$$V_{u\alpha}^* V_{u\beta} + V_{c\alpha}^* V_{c\beta} + V_{t\alpha}^* V_{t\beta} = 0 \quad (1.6)$$

が満たされる。ここで、 $(\alpha, \beta) = (d, s), (d, b), (s, b)$ である。 $(\alpha, \beta) = (d, b)$ の時の (6) 式を複素平面上で表すと、以下のようなの三角形になる (図 1.2)。

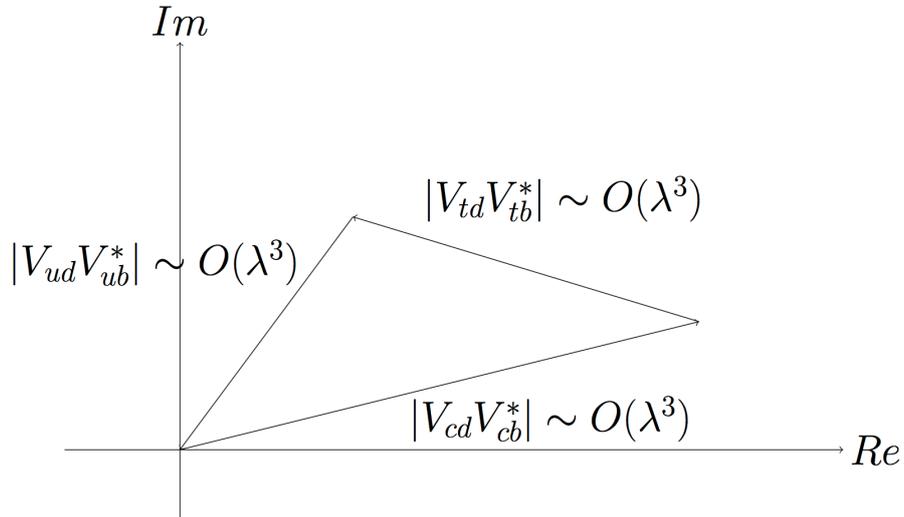


図 1.2 (d, b) 系のユニタリ三角形。全ての辺が同じオーダーとなるため内角が大きい。

ここで、 $\lambda \sim 0.22$ は CKM 行列のウォルフエンシュタイン表記と呼ばれる表現において用いられる定数である。この三角形はユニタリ三角形と呼ばれ、CP 変換は、

この三角形を実軸上で折り返すこと ($CP: V_{ij} \rightarrow V_{ij}^*$) に対応する。すると、折り返した三角形を位相変換 (複素平面における原点周りの回転に対応) しても内角の1つが0にならない限り、元の三角形と重ならないことがわかる。内角の1つが0になる場合とは、いわゆる二角形となる場合であり、クォークが2世代の時のユニタリ三角形 (二角形) と同様な図になる。その場合、位相変換で二角形は実軸上に重ねることができるので、折り返しても二角形が不変であり、CP 対称性が破れていないことが幾何学的にわかる。また、3世代の場合の (d, s) 系のユニタリ三角形は以下のようなほとんど潰れた三角形になる (図 1.3)。

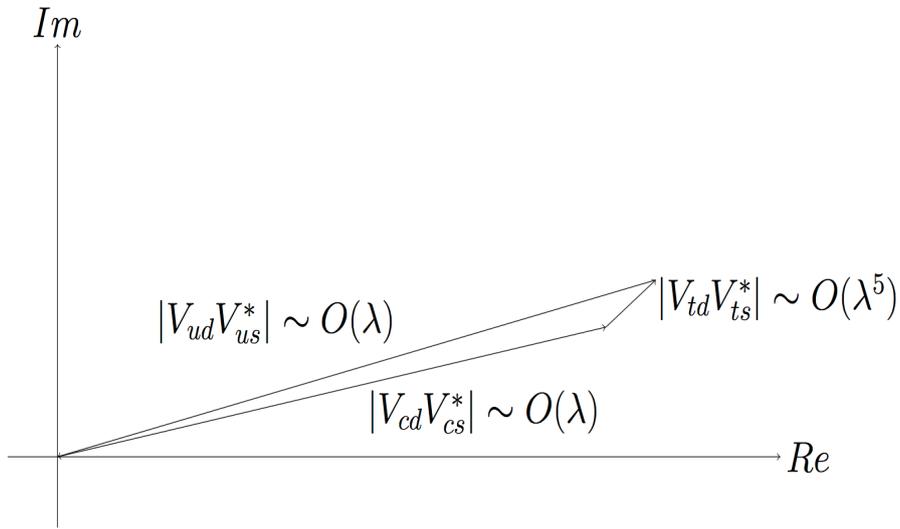


図 1.3 (d, s) 系のユニタリ三角形。第3世代との混合が相対的に少ないため、閉じた三角形になる。

前述のように、ユニタリ三角形が完全に閉じて二角形になると、CP 対称性の破れは消えるので、ユニタリ三角形のこの形状は (d, s) 系つまり K 中間子系における CP 非対称性が小さいことを示唆している。

これらの三角形は、形状が異なるものの面積は同じである。その面積は以下のように計算される。

$$S_{triangle} = \frac{1}{16} \sin \theta_1 \sin 2\theta_1 \sin 2\theta_2 \sin 2\theta_3 \sin \sigma \quad (1.7)$$

$S_{triangle}$ が0になるとユニタリ三角形は二角形となり CP 非対称性は消える。よって、フレーバー混合 ($\sin 2\theta_i \neq 0$) と0でない CP 位相が、標準模型における CP 対称性の破れの必要条件であることがわかる [2]。

CP 対称性の破れは、3 種類に分類される。1 つは間接的 CP 対称性の破れと呼ばれるもので、中性中間子とその反粒子と混合する過程における CP 対称性の破れによって、中性中間子の質量固有状態が CP の固有状態でなくなることである。その混合過程はボックスダイアグラムと呼ばれるダイアグラムで表される。 $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$ 混合過程のボックスダイアグラムを以下に示す (図 1.4)。K 中間子系に

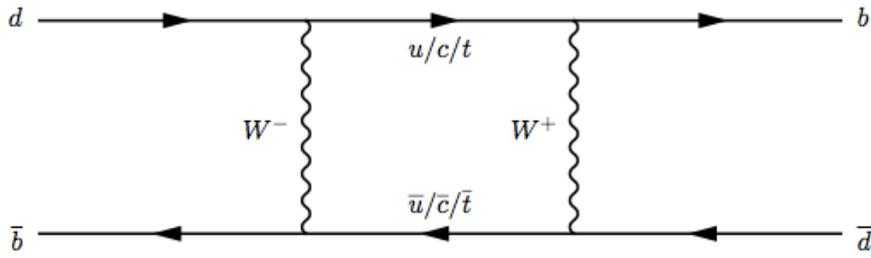


図 1.4 $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$ 混合のボックスダイアグラム。FCNC の 1 つ。

において、質量固有状態は K_s, K_L と呼ばれるが、これらは CP 固有状態ではなく、 K_L は 3 個の π 中間子だけでなく、僅かながら 2 個の π 中間子にも崩壊する。このタイプの CP 対称性の破れは、崩壊の振幅そのものにおける破れではないので、間接的 CP 対称性の破れと呼ばれる。B 中間子の質量固有状態を $|B_1\rangle, |B_2\rangle$ とおき、 $|B^0\rangle, |\bar{B}^0\rangle$ を基底にとって、 p, q を係数として線形結合をとると、

$$|B_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}}(p|B^0\rangle - q|\bar{B}^0\rangle), \quad |B_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}}(p|B^0\rangle + q|\bar{B}^0\rangle) \quad (1.8)$$

と表される。 $|B^0\rangle, |\bar{B}^0\rangle$ はそれぞれ直交するため、

$$\langle B_1|B_2\rangle = \frac{|p|^2 - |q|^2}{|p|^2 + |q|^2} \quad (1.9)$$

と計算され、 $|p|^2 \neq |q|^2$ の時、 $\langle B_1|B_2\rangle \neq 0$ となることがわかる。このことは、 $|p|^2 \neq |q|^2$ の時、 $|B_1\rangle, |B_2\rangle$ がそれぞれ異なる量の $|B^0\rangle, |\bar{B}^0\rangle$ を含んでいることを意味しており、CP 対称性の破れとなる。しかし B 中間子系では、 $|p/q| \sim 1$ となっており、このタイプの破れによる物理量の検証は難しい。 $|p/q| \sim 1$ となる理論的な理由は、ボックスダイアグラムにおけるオフシェルからの寄与を与える項 (質量行列の非対角成分) とオンシェルからの寄与を与える項 (吸収項の非対角成分) の CP 位相が同じになってしまうため [2] であり、実験的にも確認されている。

2つ目は直接的 CP 対称性の破れと呼ばれるもので、崩壊振幅そのものにおける CP 対称性の破れである。実際にこのタイプの CP 非対称性が現れるためには、複数の振幅 (ダイアグラム) の干渉が必要になる。実験的に観測する崩壊率は振幅の絶対値の二乗なので、単独の振幅では CP 位相が消えてしまうからだ。CP 位相を θ , 非 CP 位相を δ とおくと、単独の振幅の場合、

$$\begin{aligned} Amp &= Ae^{i(\theta+\delta)} \xrightarrow{CP \text{ 変換}} Amp^{CP} = Ae^{i(-\theta+\delta)} \\ |Amp|^2 - |Amp^{CP}|^2 &= 0 \end{aligned} \quad (1.10)$$

一方、2つの振幅がある場合、

$$\begin{aligned} Amp &= A_1 e^{i(\theta_1+\delta_1)} + A_2 e^{i(\theta_2+\delta_2)} \xrightarrow{CP \text{ 変換}} Amp^{CP} = A_1 e^{i(-\theta_1+\delta_1)} + A_2 e^{i(-\theta_2+\delta_2)} \\ |Amp|^2 - |Amp^{CP}|^2 &= -4|A_1 A_2| \sin(\theta_1 - \theta_2) \sin(\delta_1 - \delta_2) \end{aligned} \quad (1.11)$$

となり、 $\theta_1 - \theta_2 = 0$ または $\delta_1 - \delta_2 = 0$ でなければ、CP 対称性の破れを観測できる。しかし、 δ が強い相互作用によるものである場合、理論計算は難しく、きちんとした解析は難しい。

3つ目は、ボックスダイアグラムと直接的 CP 対称性の破れのダイアグラムの干渉効果 ($B^0(\bar{B}^0)$) として生成された粒子がそのまま終状態 f に崩壊する $B^0(\bar{B}^0) \rightarrow f$ の振幅と、 $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$ 混合を経て f に崩壊する $B^0(\bar{B}^0) \rightarrow \bar{B}^0(B^0) \rightarrow f$ の振幅の干渉効果) による CP 対称性の破れである。このタイプでは、以下で見ると、 Amp と Amp^{CP} の比をとる部分が出るので、終状態を CP 自己共役な状態 $f(f^{CP} = \pm f)$ に選ぶことで、強い相互作用による位相因子をキャンセルすることができる。 f として1つのファイマンダイアグラムが支配的な寄与を与える崩壊を想定すると、直接的 CP 対称性の破れの効果は小さいと見積もることができ、時間 $t = 0$ で $B^0(\bar{B}^0)$ が生成された場合の時間 t における CP 対称性の破れは、

$$\begin{aligned} A(t) &= \frac{P(B^0(t) \rightarrow f) - P(\bar{B}^0(t) \rightarrow f)}{P(B^0(t) \rightarrow f) + P(\bar{B}^0(t) \rightarrow f)} \\ &\sim \sin(\Delta m t) \cdot \text{Im} \left(\frac{q \text{Amp}(\bar{B}^0 \rightarrow f)}{p \text{Amp}(B^0 \rightarrow f)} \right) \end{aligned} \quad (1.12)$$

と表式される [2]。ここで、 $P(B^0(t) \rightarrow f)$ は時刻 t で B^0 が f に崩壊する確率、 Δm は中性 B 中間子の質量固有状態の質量の差である。こうした時間発展で振動する CP 非対称性は、時間依存 CP 対称性の破れと呼ばれる。Belle では、 f とし

て $J/\psi K_s$ を選んだモードがゴールデンモードとされ、このモードにおいて、 B 中間子系の CP 対称性の破れが、2001 年に初めて観測された。

1.3 $b \rightarrow s\gamma$

電荷は同じだが、世代、フレーバーの異なるクォーク間の遷移のことを Flavor Changing Neutral Current (FCNC) と呼ぶ。標準模型においては、カイラリティ左巻き成分が常に $SU(2)$ 二重項になっており、 Z ボソンに結合する中性カレントによる相互作用はフレーバー対称性を持っている。そのため中性カレントによるツリーレベルの FCNC は禁止され、 W ボソンが結合する荷電カレントを通して生じるループレベルの FCNC のみが、クォーク間の質量差がある時に存在する。図 1.5 に 1 ループのダイアグラムを示した。

ループレベルの寄与しかないため、標準模型を仮定した時の FCNC が起きる確率は、通常弱い相互作用による過程が起きる確率より小さく、ループにおいて新物理の寄与がある場合、相対的に新物理の効果が観測しやすい。 $b \rightarrow s\gamma$ は FCNC の一つで、輻射ペンギン過程 (radiative penguin process) と呼ばれる過程に当たり、CLEO 実験における $B \rightarrow K^*(892)\gamma$ の発見により 1993 年に初めて観測された。以降、CLEO、Belle、BaBar など様々なモードにおいて研究が為され、新物理のモデルに強い制限を与えている。

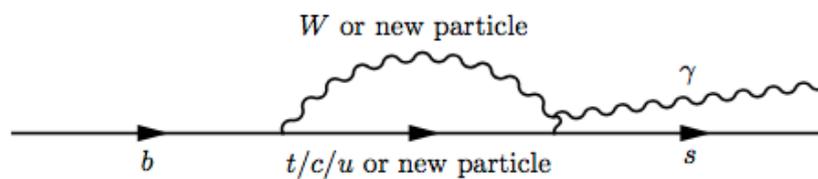


図 1.5 $b \rightarrow s\gamma$ のファイマンダイアグラム。ループ部分において新粒子の寄与が可能。

標準模型では、このダイアグラムにおける中間状態として、 u, c, t がループに寄与するが、質量が大きいトップクォークが支配的な寄与を与える (弱い相互作用による過程のためデカップリングは起こさない [2])。 W ボソンやトップクォークのような重い粒子に対し、ボトムクォークのエネルギースケール ($m_b \sim 4\text{GeV}$) は十分小さく、 W やトップの運動量もそのオーダーになるため、伝搬子を以下のような

に近似できる。

$$\frac{1}{p_{W,t}^2 - m_{W,t}^2} \sim -\frac{1}{m_{W,t}^2} \quad (p_{W,t}^2/m_{W,t}^2 \ll 1) \quad (1.13)$$

ここで、 $p_{W,t}$ と $m_{W,t}$ はそれぞれ W , トップの運動量と質量である。この近似によって、高エネルギー物理の寄与 (short distance effect) を積分して定数に潰してしまうことができ、低エネルギー QCD などによる複雑な低エネルギー物理の寄与 (long distance effect) から切り離して議論することができる。この近似を用いることで、図 1.5 のようなダイアグラム (ここでは簡単のためトップの寄与のみ考える) の有効ハミルトニアン $H_{O_{7\gamma}}$ は、以下のように書ける。

$$H_{O_{7\gamma}} = -\frac{4G_F}{\sqrt{2}} V_{tb} V_{ts}^* C_{7\gamma} O_{7\gamma} \quad (1.14)$$

G_F はフェルミ結合定数、 V_{tb} , V_{ts} は CKM 行列の要素。 $C_{7\gamma}$ は short distance effect の効果が押し込まれた定数で、ウィルソン係数と呼ばれる。 $O_{7\gamma}$ は long distance effect の効果を記述するオペレータである。 long distance effect は非摂動的なため一般に計算が難解であるが、short distance effect については摂動計算が有効なため、比較的正確な理論予測が可能となる。ウィルソン係数は short distance effect の効果のみを含むため、その測定によって高エネルギー領域の新物理の効果を検証できる。また、ウィルソン係数は多くの崩壊現象にとって一般的なものであり、様々な観測量を用いて測定を行うことができる。

実際の遷移振幅には、図 1.5 のようなダイアグラムだけでなく、様々なダイアグラムが寄与し得る。それらに対しても上述のようなスキームを用いることができるので、ボトムクォークのエネルギースケールにおける有効ハミルトニアンは一般的に、

$$H_{eff} = -\frac{4G_F}{\sqrt{2}} \sum_i \lambda_{CKM} C_i O_i \quad (1.15)$$

と書くことができる [3]。 λ_{CKM} は CKM 行列の要素の積、 C_i はウィルソン係数に対応し、 $O_i(\mu)$ は各ダイアグラムのオペレータである。そして、radiative penguin process における有効ハミルトニアンは、以下のように与えられる。

$$H_{eff} = -\frac{4G_F}{\sqrt{2}} \left[\lambda_q^t \sum_{i=1}^{10} C_i O_i + \lambda_q^u \sum_{i=1}^2 C_i (O_i - O_i^u) \right] \quad (1.16)$$

ここで、 $\lambda_q^t = V_{tb} V_{tq}^*$, $\lambda_q^u = V_{ub} V_{uq}^*$ である ($q = s, d$)。 CKM 行列はユニタリー行列であるため、 $\lambda_q^c = -\lambda_q^t - \lambda_q^u$ が成り立つことを使って、 λ_q^c を置き換えている。

オペレータ $O_i^{(u)}$ は以下のように定義される。

$$\begin{aligned}
O_1 &= (\bar{s}_L \gamma_\mu T^a c_L)(\bar{c}_L \gamma^\mu T^a b_L), & O_2 &= (\bar{s}_L \gamma_\mu c_L)(\bar{c}_L \gamma^\mu b_L), \\
O_1^u &= (\bar{s}_L \gamma_\mu T^a u_L)(\bar{u}_L \gamma^\mu T^a b_L), & O_2^u &= (\bar{s}_L \gamma_\mu u_L)(\bar{u}_L \gamma^\mu b_L), \\
O_3 &= (\bar{s}_L \gamma_\mu b_L) \sum_{q=u,d,c,s,b} (\bar{q}_L \gamma^\mu q_L), & O_4 &= (\bar{s}_L \gamma_\mu T^a b_L) \sum_{q=u,d,c,s,b} (\bar{q}_L \gamma^\mu T^a q_L), \\
O_5 &= (\bar{s}_L \Gamma b_L) \sum_{q=u,d,c,s,b} (\bar{q}_R \Gamma' q_R), & O_6 &= (\bar{s}_L \Gamma T^a b_L) \sum_{q=u,d,c,s,b} (\bar{q}_R \Gamma' T^a q_R), \\
O_7 &= \frac{e}{16\pi^2} m_b (\bar{s}_L \sigma^{\mu\nu} b_R) F_{\mu\nu}, & O_8 &= \frac{g_s}{16\pi^2} m_b (\bar{s}_L \sigma^{\mu\nu} T^a b_R) G_{\mu\nu}^a, \\
O_9 &= \frac{e^2}{16\pi^2} (\bar{s}_L \gamma_\mu b_L) \sum_\ell (\bar{\ell} \gamma^\mu \ell), & O_{10} &= \frac{e^2}{16\pi^2} (\bar{s}_L \gamma_\mu b_L) \sum_\ell (\bar{\ell} \gamma^\mu \gamma_5 \ell)
\end{aligned} \tag{1.17}$$

ここで、 $\Gamma = \gamma_\mu \gamma_\nu \gamma_\lambda$, $\Gamma' = \gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^\lambda$, $\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2}[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$, $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ (A_μ は 4 元電磁ポテンシャル)、 $G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - g_s \sum_{b,c=1}^8 f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c$ (G_μ はグルーオン場、 f^{abc} は完全反対称テンソル)、 γ_μ はガンマ行列、 T^a はゲルマン行列、 e は素電荷、 g_s は強い相互作用の結合定数、 L と R はカイラリティの左巻きと右巻きを示す。 O_1, O_2 はカレント-カレントオペレータ、 O_3, O_4, O_5, O_6 は QCD penguin オペレータ、 O_7 と O_8 はそれぞれ electromagnetic penguin、chromomagnetic penguin オペレータ、 O_9 と O_{10} はそれぞれ electroweak penguin オペレータのベクトル成分と擬ベクトル成分である。 O_9 と O_{10} は $b \rightarrow s(d)ll$ や $b \rightarrow s(d)\nu\nu$ においてのみ寄与を与える。

1.4 $B \rightarrow X_s \gamma$

$b \rightarrow s\gamma$ 事象は、ハドロンレベルでは $B \rightarrow X_s \gamma$ 事象に相当する (X_s は s クォークを含むハドロン)。QCD の帰結として、クォークを単独で取り出すことはできない (トップクォークはハドロン化する前に崩壊する) が、 $B \rightarrow X_s \gamma$ は実験で観測可能な事象である。 X_s を複数の崩壊モードから再構成する解析手法は、semi-inclusive analysis と呼ばれ、個々のモードを扱う exclusive analysis に比べ、実験的な難易度は高いが、統計量は exclusive analysis よりも多く、ハドロン化 (X_s が何に崩壊するか) による理論的な不定性が小さいことが利点である。標準模型にお

ける $B \rightarrow X_s \gamma$ の崩壊分岐比の理論予測値は、next-to-next leading order で

$$BF(B \rightarrow X_s \gamma) = (3.36 \pm 0.23) \times 10^{-4} \quad (E_\gamma > 1.6 \text{ GeV}) \quad (1.18)$$

と計算されている [4]。ここで、 E_γ は B 中間子の静止系におけるフォトンのエネルギーである。実験的には、CLEO、Belle、BaBar などによって測定され、世界平均は $(3.43 \pm 0.21 \pm 0.07) \times 10^{-4}$ であり [5] (最初の誤差は統計誤差、2つ目は系統誤差)、標準模型と誤差の範囲内で一致している。この結果は、荷電ヒッグスダブルレットモデルの荷電ヒッグスの質量が、238 GeV 以上であるという制限を与えている [6]。

崩壊分岐比の他にも、CP 対称性の破れは新物理の効果を検証する上で有効な観測量である。標準模型においては、CKM 行列のみに CP 位相が存在するため、ウィルソン係数は実数である。一方、新物理では、大きい CP 位相がウィルソン係数に現れ得るので、大きな破れを測定できれば、新物理の兆候を観測したことになる。 $B \rightarrow X_s \gamma$ の直接的 CP 対称性の破れ A_{CP} は、以下のように定義される。

$$\begin{aligned} A_{CP}^{\bar{B}^0/B^-} &= \frac{\Gamma_{\bar{B}^0/B^- \rightarrow X_s \gamma} - \Gamma_{B^0/B^+ \rightarrow X_{\bar{s}} \gamma}}{\Gamma_{\bar{B}^0/B^- \rightarrow X_s \gamma} + \Gamma_{B^0/B^+ \rightarrow X_{\bar{s}} \gamma}} \\ &= \frac{1}{1 - 2w} \frac{BF(\bar{B}^0/B^- \rightarrow X_s \gamma) - BF(B^0/B^+ \rightarrow X_{\bar{s}} \gamma)}{BF(\bar{B}^0/B^- \rightarrow X_s \gamma) + BF(B^0/B^+ \rightarrow X_{\bar{s}} \gamma)} \end{aligned} \quad (1.19)$$

Γ は崩壊幅、 BF は崩壊分岐比、 w は誤識別率である。 $B \rightarrow X_s \gamma$ に leading order で寄与するダイアグラムは、 O_1, O_7, O_8 である。直接的にフォトンが生成される O_7 の他に、 O_1 ではクォーク反クォークのペア、 O_8 ではグルーオンが関与してフォトンを生じさせる。そうした寄与を含めて計算すると、標準模型における A_{CP} の理論予測値は、

$$-0.6\% < A_{CP}^{SM} < 2.8\% \quad (1.20)$$

と計算され [7]、理論の不定性が比較的大きいが、 $\Delta A_{CP} = A_{CP}^{B^-} - A_{CP}^{\bar{B}^0}$ を定義すると、

$$\Delta A_{CP} \propto \text{Im} \frac{C_{8g}}{C_{7\gamma}} \quad (1.21)$$

となる [7]。標準模型においてウィルソン係数は実数なので、 ΔA_{CP} は正確に 0 であり、 \bar{B}^0 と B^- の間に A_{CP} の差はない。しかし、新物理では虚数になり得るので、 ΔA_{CP} が 0 からずれていれば、新物理の効果を観測したことになる。

1.5 Exclusive Analysis

Exclusive なモードにおいては、form factor の不定性が大きく、崩壊分岐比の理論的な誤差は大きい。例えば、標準模型における $B \rightarrow K^*(892)\gamma$ の崩壊分岐比の next-to-leading order の理論予測値は、

$$BF(\bar{B}^0 \rightarrow \bar{K}^{*0}\gamma) = 3.36_{-1.45}^{+1.76} \times 10^{-5} \quad (1.22)$$

$$(BF(\bar{B}^0 \rightarrow \bar{K}^{*0}\gamma) = 3.36_{-1.30}^{+1.62}(F_{K^*})_{-0.60}^{+0.62}(\mu)_{-0.09}^{+0.23}(\lambda_B) \pm 0.20(m_c)) \times 10^{-5}$$

$$BF(B^- \rightarrow K^{*-}\gamma) = 3.34_{-1.32}^{+1.66} \times 10^{-5} \quad (1.23)$$

$$(BF(B^- \rightarrow K^{*-}\gamma) = 3.34_{-1.32}^{+1.66}(F_{K^*})_{-0.47}^{+0.28}(\mu)_{-0.12}^{+0.33}(\lambda_B) \pm 0.20(m_c)) \times 10^{-5}$$

となっている [8]。ここで、 F_{K^*} は form factor(ハドロンの大きさや内部情報の情報)、 $\mu = m_b$ はエネルギースケール、 λ_B は B 中間子の prediction with、 m_c はチャームクォークの質量である。実験の世界平均は、中性 B 中間子モードにおいて $(4.33 \pm 0.15) \times 10^{-5}$ [9]、荷電 B 中間子モードにおいて $(4.21 \pm 0.18) \times 10^{-5}$ [9] で、中心値は理論値よりも大きいものの、誤差の範囲内で標準模型と一致している。しかし、崩壊分岐比の比をとることで、form factor の不定性がキャンセルされるので、Exclusive なモードにおいても新物理に感度がある観測量は存在する。

1 つは、直接的 CP 対称性の破れ A_{CP} である。標準模型の確率振幅と CP 位相、非 CP 位相をそれぞれ $Amp_{SM}, \theta_{SM}, \delta_{SM}$ とおく。また、新物理の振幅と CP 位相、非 CP 位相を $Amp_{NP}, \theta_{NP}, \delta_{NP}$ とおく。標準模型において、 $B \rightarrow K^*(892)\gamma$ の振幅に含まれる CP 位相は小さいので、

$$\begin{aligned} Amp_{SM} &= A_{SM} e^{i(\theta_{SM} + \delta_{SM})} \sim A_{SM} e^{i\delta_{SM}} \xrightarrow{CP \text{ 変換}} Amp_{SM}^{CP} = A_{SM} e^{i\delta_{SM}} \\ Amp_{NP} &= A_{NP} e^{i(\theta_{NP} + \delta_{NP})} \xrightarrow{CP \text{ 変換}} Amp_{NP}^{CP} = A_{NP} e^{i(-\theta_{NP} + \delta_{NP})} \\ A_{CP} &\propto |Amp_{SM} + Amp_{NP}|^2 - |Amp_{SM}^{CP} + Amp_{NP}^{CP}|^2 \\ &= -4|A_{SM}A_{NP}| \sin \theta_{NP} \sin(\delta_{NP} - \delta_{SM}) \end{aligned} \quad (1.24)$$

となる。標準模型では、 O_7 のダイアグラムが支配的なため他の振幅からの干渉効果も小さく、標準模型の A_{CP} の予測値は $|A_{CP}| < 1\%$ と比較的小さい [8] が、新物理の振幅が標準模型の振幅と干渉効果を起こせば、上式のように CP 対称性の破

れが生じる。標準模型の効果が小さい観測量は、新物理の効果が見えやすいので、感度が高いと言える。

また、 $B^0 \rightarrow K^{*0}(892)\gamma$ の直接的 CP 対称性の破れは、以下の式で表される [12]。 $BF(B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma)_{SM}$ は、標準模型における崩壊分岐比の予測値である。

$$A_{CP}(B^0 \rightarrow K^{*0}(892)\gamma) \sim [0.003 - 0.45 \text{Im}C_7(m_b)] \frac{BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(892)\gamma)_{SM}}{BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(892)\gamma)} \quad (1.25)$$

よって、直接的 CP 対称性の破れは C_7 の虚部に感度があり、世界平均では Confidence Level 95% で $|\text{Im}C_7(m_b)| < 0.16$ の制限をかけている。

もう一つの観測量として、アイソスピン対称性の破れは、

$$\begin{aligned} \Delta_{0+}(K^*\gamma) &= \frac{\Gamma(B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma) - \Gamma(B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma)}{\Gamma(B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma) + \Gamma(B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma)} \\ &= \frac{(\tau_{B^+}/\tau_{B^0})BF(B^0 \rightarrow K^{*+}\gamma) - BF(B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma)}{(\tau_{B^+}/\tau_{B^0})BF(B^0 \rightarrow \bar{K}^{*0}\gamma) + BF(B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma)} \end{aligned} \quad (1.26)$$

と定義される。標準模型においては、弱い相互作用における対消滅過程 (V_{ub} はあるが V_{db} はない)、chromo magnetic penguin や c クォークがループして、ハードグルーオンを放出する過程における spectator particle からのフォトンの輻射の寄与によって、アイソスピン対称性が破れる。spectator particle とは、 B^0 では d クォーク、 B^+ では u クォークのことであり、 u と d は電荷の違うのでフォトンとのカップリングが異なる。標準模型において、アイソスピン対称性の破れを引き起こすダイアグラムを図 1.6 に示した。

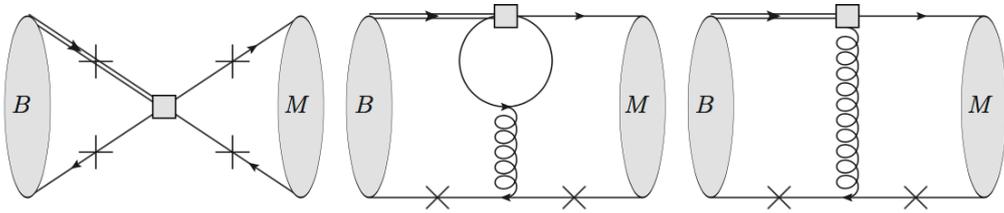


図 1.6 アイソスピン対称性の破れの過程 [10]。左図は弱い相互作用における対消滅過程、中央の図が c クォークがループして、ハードグルーオンを放出する過程、右図が chromo magnetic penguin。× はフォトン輻射する可能性のあるバーテックス。

標準模型における $B \rightarrow K^*(892)\gamma$ の予測値は、エネルギースケール μ の誤差が

支配的で、

$$\Delta_{0-}(K^*\gamma) = (5.8_{-2.7}^{+4.5}) \times 10^{-2} \quad (1.27)$$

$$(\Delta_{0-}(K^*\gamma) = 5.8_{-2.1}^{+4.1}(\mu)_{-1.0}^{+1.7}(F_{K^*})_{-1.3}^{+0.6}(\lambda_B)_{-0.1}^{+0.2}(m_c) \times 10^{-2})$$

となっている [8] が、新物理の寄与によってこの値からずれる可能性がある。

超対称性理論は、新物理モデルの 1 つと考えられているが、自由パラメータが多数ある。超対称性を必要最低限入れて標準模型を拡張したものを最小超対称標準模型と呼ぶが、自由パラメータが 124 個あるため、様々な仮定に基づいた研究が多くある。最も自由パラメータが少ない minimal supergravity(mSUGRA) では、自由パラメータは 5 つのみで、その中で m_0 は GUT scale でのカイラルスカラーの共通質量、 $m_{1/2}$ は GUT scale でのゲージノの共通質量、 A_0 はスカラーの 3 点結合定数、 μ の符号はヒッグスの mixing parameter、 $\tan\beta$ は 2 つのヒッグス場の真空期待値の比である。アイソスピン非対称性は、minimal flavor violation の観点から、mSUGRA のパラメータに感度がある。mSUGRA の寄与がある時、強い相互作用の結合定数 α_s の next-to-leading order でウィルソン係数を表現すると、 $\mu_W = O(M_W)$ のオーダーで計算される。

$$C_i(\mu_W) = C_i^{SM}(\mu_W) + \delta C_i^H(\mu_W) + \delta C_i^X(\mu_W) + \delta C_i^{(SM, \tan\beta)}(\mu_W) + \delta C_i^{(H, \tan\beta)}(\mu_W) \quad (1.28)$$

第 1 項は標準模型の W ボソン、第 2 項は荷電ヒッグス、第 3 項はチャージノの項、第 4 項は標準模型の W ボソンと $\tan\beta$ の相関、第 4 項は荷電ヒッグスと $\tan\beta$ の相関である。この場合の mSUGRA のアイソスピン非対称性は、図 1.7 のように計算されている。

また、 $B \rightarrow K_s \pi^0 \gamma$ では、時間依存 CP 対称性の破れを測定により新物理の探索ができる。なぜなら、図 1.5 において W ボソンと結合するのが、クォークのカイラリティ左巻き成分のため右巻きフォトンの輻射が $m_s/m_b \sim 0.02$ で抑制され、 $B^0(\bar{b}d) \rightarrow \bar{B}^0(b\bar{d}) \rightarrow X_s \gamma_R$ の振幅は小さく、 $B^0(\bar{b}d) \rightarrow X_s \gamma_R$ の振幅との干渉効果が少ないからだ。標準模型における時間依存 CP 対称性の破れ S_{SM} は、

$$S_{SM} \sim -2 \frac{m_s}{m_b} \sin(2\phi_1) \sin(\Delta mt) \quad (1.29)$$

と表される [11]。ここで、 $\phi_1 = \arg\left(\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{cb}^*}\right)$ は (d, b) 系のユニタリ三角形の角度の 1 つである。上式からわかるように、 $B \rightarrow K_s \pi^0 \gamma$ の CP 非対称性は、 m_s/m_b で抑制されている。しかし、新物理の右巻きカレントの効果が入り込めば、

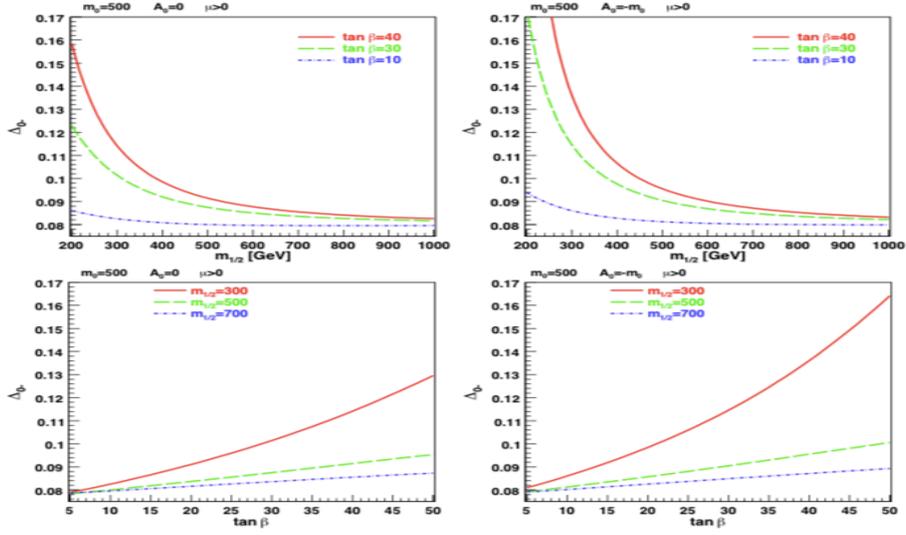


図 1.7 アイソスピン非対称性と $m_{1/2}$, $\tan \beta$ の関係 [13]。左側の 2 つの図が $A_0 = 0$ の時、右側の 2 つの図が $A_0 = -m_0$ の時。上段の図では、横軸が $m_{1/2}$ 。下段の図では、横軸が $\tan \beta$ 。縦軸はアイソスピン非対称性。

$B^0(\bar{b}d) \rightarrow X_s \gamma_R$ の振幅が大きくなり、その振幅との干渉効果による大きな CP 非対称性が現れることが予測されている。更に、 $B \rightarrow K_s \pi^0 \gamma$ は崩壊分岐比が大きい上、背景事象の抑制が上手くいく。Belle では、標準模型の CP 対称性の破れの効果を見やすい $B \rightarrow J/\psi K_s$ がゴールデンモードとされたが、Belle II では、新物理の効果を見やすい $B \rightarrow K_s \pi^0 \gamma$ がゴールデンモードの 1 つとされている。

ここまで、 $B \rightarrow K^*(892)\gamma$ を中心に様々な観測量を見てきたが、実験結果は標準模型と誤差の範囲内で一致している。一方、統計量が多く他のレゾナンスからの寄与も少ない $B \rightarrow K^*(892)\gamma$ に比べ、 $M_{K\pi}$ が $K^*(892)$ のピーキング領域より大きい領域にピークを持つ (あるいは持つであろう) レゾナンス (Higher Kaonic Resonances) については、 $B \rightarrow K^*(892)\gamma$ ほど盛んに測定が行われておらず、そうしたレゾナンスにおいて、 $B \rightarrow K^*(892)\gamma$ よりも新物理の効果が如実に現れる可能性がある。本研究の目的は、 $K^*(892)$ や Higher Kaonic Resonances をレゾナンスごとに分離して、上述したような観測量を測定するための物理解析手法を最適化し、その際の観測量の統計誤差を見積もることにある。

1.6 $B \rightarrow K\pi\gamma$

$B \rightarrow X_s\gamma$ 事象において、この X_s が K 中間子と π 中間子に崩壊するモードが、 $B \rightarrow K\pi\gamma$ である。 $K\pi$ に崩壊する具体的な X_s として現在観測されているのは、 $K^*(892)$ と $K_2^*(1430)$ である。図 1.8 は、Belle 実験の全データを用いて再構成された $K\pi$ 系での不変質量 $M_{K\pi}$ の分布で、 $K^*(892)$ と $K_2^*(1430)$ の 2 つのレゾナンスに対してフィットしている。 $K^*(892)$, $K_2^*(1430)$ それぞれのピークが支配的であることが見て取れる。しかし、 $K_2^*(1430)$ のピーク位置のフィットがややずれているようにも見え、それが未観測のモードの寄与によりずれた可能性もある。

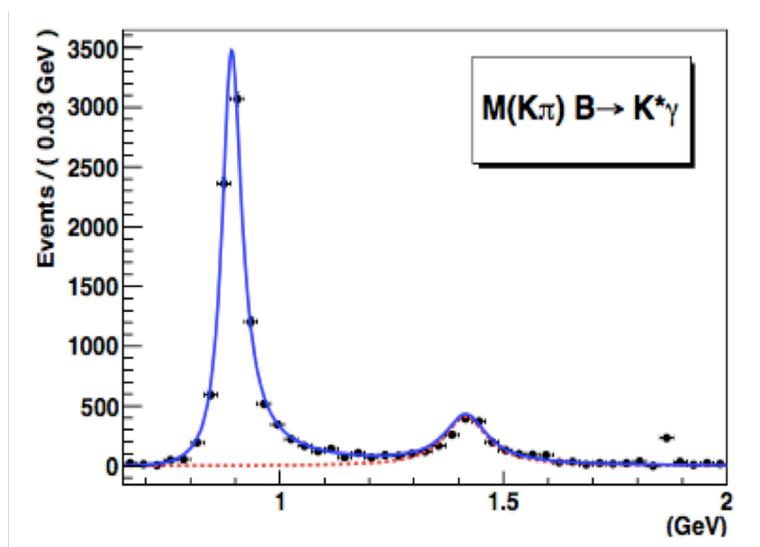


図 1.8 $K\pi$ 系の不変質量 [14]。

これらのピークは、ハドロンの準安定状態が中間状態として実現することによって現れるもので、共鳴状態 (レゾナンス) と呼ばれる。理論的には、他にも $K^*(1410)$, $K^*(1680)$ などのレゾナンスの寄与が予測されている。未観測のレゾナンスの崩壊分岐比や性質を知ることができれば、 $B \rightarrow X_s\gamma$ の semi-inclusive analysis などに役立つことができる。より多くの崩壊モードについての情報があれば、それだけ誤差を小さく抑えることができるからだ。また、今まで積極的に測定されてこなかった、Higher Resonances における新物理探索を行うこともできる。つまり、Higher Resonances について実験的にアプローチすることは、 $B \rightarrow X_s\gamma$ の higher mass 領域について理解を深めたり、新たな測定モードの可能

性を調べる意味で重要であると言える。

パリティと全角運動量の保存則から、 $B \rightarrow X_s \gamma$ 事象の条件としてスピン J が 1 以上、 X_s が 2 つの擬スカラー粒子に崩壊する条件として $P = (-1)^J$ である必要があり、この 2 つの条件を満たす状態が、 $B \rightarrow X_s \gamma \rightarrow K \pi \gamma$ における X_s となり得る。今後、このような X_s を K_X と表記する。本研究の具体的な信号事象として表 1.1 に記してあるモードを想定した。時間依存 CP 対称性の破れは扱わないため、検出効率が小さく統計誤差が大きいと予測される $B^0 \rightarrow K_s \pi^0 \gamma$ は、信号事象に含めていない。また、各 K_X の性質を表 1.2 に、質量と崩壊幅を表 1.3 に示した。

B 中間子	K_X	終状態
B^0	$K^{*0}(892), K_2^{*0}(1430), K^{*0}(1410), K^{*0}(1680),$	$K^+ \pi^- \gamma$
B^+	$K^{*+}(892), K_2^{*+}(1430), K^{*+}(1410), K^{*+}(1680),$	$K_s \pi^+ \gamma$
B^+	$K^{*+}(892), K_2^{*+}(1430), K^{*+}(1410), K^{*+}(1680),$	$K^+ \pi^0 \gamma$

表 1.1 $B \rightarrow K_X \gamma \rightarrow K \pi \gamma$ において、信号事象として想定した K_X と終状態。

K_X	$n^{2s+1} \ell_J$	J^P	I	$K\pi$ への崩壊確率
$K^*(892)$	$1^3 S_1$	1^-	$1/2$	$\sim 100\%$
$K_2^*(1430)$	$1^3 P_2$	2^+	$1/2$	$49.9 \pm 1.2\%$
$K^*(1410)$	$2^3 S_1$	1^-	$1/2$	$6.6 \pm 1.3\%$
$K^*(1680)$	$1^3 D_1$	1^-	$1/2$	$38.7 \pm 2.5\%$

表 1.2 $B \rightarrow K_X \gamma \rightarrow K \pi \gamma$ における K_X の性質。 n は主量子数。 S はクォーク反クォーク対の内部スピン。 ℓ はクォーク反クォーク間の相対軌道角運動量。 J はスピン。 P はパリティ。 I はアイソスピン。 $K\pi$ への崩壊確率は PDG に記載されている値。

$B \rightarrow K^*(892) \gamma$ は、既に多くの実験で様々な観測量の測定が為され、新物理に強い制限を与えている。また、昨年、Belle の全データ ($711 fb^{-1}$) を用いた $B \rightarrow K^*(892) \gamma$ の解析結果が報告され、全ての測定で標準模型と誤差の範囲内で一致したものの、アイソスピン対称性の破れの兆候を世界で初めて観測し (3.1σ)、 ΔA_{CP} を測定することにも世界で初めて成功した [15]。

$B \rightarrow K_2^*(1430) \gamma$ は、Belle と BaBar で測定されている。Belle では $29.4 fb^{-1}$

K_X	質量 [MeV]	崩壊幅 [MeV]
$K^{*0}(892)$	895.81 ± 0.19	47.4 ± 0.6
$K^{*+}(892)$	891.66 ± 0.26	50.8 ± 0.9
$K_2^{*0}(1430)$	1432.4 ± 1.3	109 ± 5
$K_2^{*+}(1430)$	1425.6 ± 1.5	98.5 ± 2.7
$K^*(1410)$	1414 ± 15	232 ± 21
$K^*(1680)$	1717 ± 27	322 ± 110

表 1.3 $B \rightarrow K_X \gamma \rightarrow K\pi\gamma$ における K_X の質量と崩壊幅。数値は PDG に記載されている値 ($K^*(892)$ は、ハドロンから生成された場合の値)。

で、中性モードの崩壊分岐比のみ以下のように測定された [16]。

$$BF(B^0 \rightarrow K_2^{*0}(1430)\gamma) = (1.3 \pm 0.5 \pm 0.1) \times 10^{-5} \quad (1.30)$$

BaBar では、 $81.4 fb^{-1}$ で中性・荷電モードの崩壊分岐比と中性モードにおける A_{CP} が測定された [17]。

$$BF(B^0 \rightarrow K_2^{*0}(1430)\gamma) = (1.22 \pm 0.25 \pm 0.10) \times 10^{-5} \quad (1.31)$$

$$BF(B^+ \rightarrow K_2^{*+}(1430)\gamma) = (1.45 \pm 0.40 \pm 0.15) \times 10^{-5} \quad (1.32)$$

$$A_{CP}(B^0 \rightarrow K_2^{*0}(1430)\gamma) = -0.08 \pm 0.15 \pm 0.01 \quad (1.33)$$

一方、 $K^*(1410)$ と $K^*(1680)$ については LASS 実験において、そのレゾナンス自体の存在は観測されているものの、 $B \rightarrow K^*(1410)\gamma$ と $B \rightarrow K^*(1680)\gamma$ は明確に観測されておらず、PDG においては以下のような制限が与えられているのみである。

$$BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(1410)\gamma) < 1.3 \times 10^{-4} \quad (CL = 90\%) \quad (1.34)$$

$$BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(1680)\gamma) < 2.0 \times 10^{-3} \quad (CL = 90\%) \quad (1.35)$$

$$BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(1680)\gamma) < 1.9 \times 10^{-3} \quad (CL = 90\%) \quad (1.36)$$

$B \rightarrow K^*(1410)\gamma$ については、理論の予測値を見ると、 $B \rightarrow K_2^{*0}(1430)\gamma$ と同じオーダーの崩壊分岐比である可能性は十分あるが、 $K^*(1410) \rightarrow K\pi$ の崩壊分岐比が 6.6% ほどしかなく、崩壊幅も $K_2^*(1430)$ より大きいため、実験的には $K_2^*(1430)$ のレゾナンスに埋もれてしまい見えづらくなっている可能性がある。 $K^*(1680)$ については、38.7% ほど $K\pi$ に崩壊するものの、 $B \rightarrow K^*(1680)\gamma$ の崩壊分岐比の

理論予測値が、 $K_2^*(1430)$ や $K^*(1410)$ などに比べて 1 オーダーほど小さい上、崩壊幅は今回扱う全てのレゾナンスの中で最も大きい可能性が高く、測定が難しいことが考えられる。 $B \rightarrow K^*(1410)\gamma$ と $B \rightarrow K^*(1680)\gamma$ の理論予測値を表 1.5 に示す。そうした事情から、予測される崩壊分岐比では、 $K^*(1410)$ や $K^*(1680)$ の $M_{K\pi}$ 分布における寄与は非常に小さくなるため、それぞれのレゾナンスの寄与の形状がわかりやすいように、各レゾナンスで $BF(B \rightarrow K\pi\gamma)$ を等しくした時の $M_{K\pi}$ 分布を図 1.8 に示した。

モード \ 文献	[18]	[19]
$B \rightarrow K^*(1410)\gamma$	$(1.14 \pm 0.18) \times 10^{-5}$	$(2.9 \sim 4.2) \times 10^{-5}$
$B \rightarrow K^*(1680)\gamma$	$(0.15 \pm 0.04) \times 10^{-5}$	$(0.4 \sim 0.6) \times 10^{-5}$

表 1.4 $B \rightarrow K^*(1410)\gamma$ と $B \rightarrow K^*(1680)\gamma$ の崩壊分岐比の理論予測値。

モード \ 文献	[18]	[19]	[20]
$B \rightarrow K^*(1410)\gamma$	4.1 ± 0.6	$7.2 \sim 10.6$	0.8 ± 0.4
$B \rightarrow K^*(1680)\gamma$	0.5 ± 0.2	$1.1 \sim 1.5$	0.7 ± 0.3

表 1.5 $B \rightarrow X_s\gamma$ の崩壊分岐比に対する $B \rightarrow K^*(1410)\gamma$, $B \rightarrow K^*(1680)\gamma$ の崩壊分岐比の割合 (%) の理論予測値。

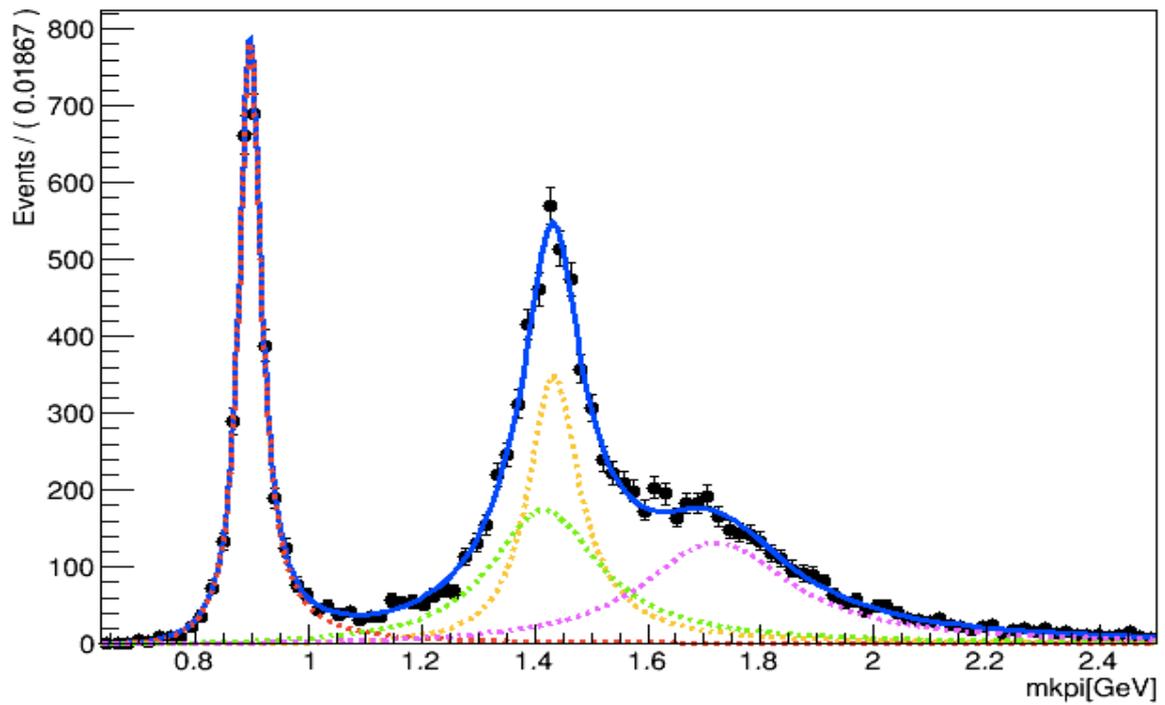


図 1.9 $BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(892)\gamma \rightarrow K\pi\gamma) : BF(B^0 \rightarrow K_2^{*0}(1430)\gamma \rightarrow K\pi\gamma) :$
 $BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(1410)\gamma \rightarrow K\pi\gamma) : BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(1680)\gamma \rightarrow K\pi\gamma) = 1 : 1 : 1 : 1$
 の時の $K\pi$ 系の不変質量。toyMC で作成。赤が $K^{*0}(892)$, 黄色が $K_2^{*0}(1430)$, 黄緑
 色が $K^{*0}(1410)$, 紫色が $K^{*0}(1680)$ 。それぞれのレゾナンスは、Relativistic Breit
 Wigner と呼ばれる width が $M_{K\pi}$ に依存する関数で表現される。

第 2 章 Belle II

2.1 概要

加速器実験は、粒子を加速して衝突させることで、人工的に高エネルギー状態を作り出し、その状況下で起きる物理現象を観測する実験である。素粒子の加速器実験には、大きく分けて 2 つのタイプがある。

1 つは、エネルギーフロンティアと呼ばれるタイプで、観測したい物理のエネルギースケールに加速器の重心エネルギーを合わせて、そのエネルギーにおける物理を直接的に観測する。標準模型を超える新物理は、TeV スケールの物理理論であるとされており、陽子と陽子を衝突させ最大重心エネルギー 14TeV を実現する円形加速器である LHC が現在の代表格である。また、ILC と呼ばれる電子陽電子衝突型の加速器が次世代加速器として計画されており、岩手県の北上山地が候補地に選定されている。ILC の重心エネルギーは 0.25TeV \sim 1TeV が想定されており、LHC より重心エネルギーが小さいものの、複合粒子のため内部構造を持つ陽子を衝突させる LHC に比べ、素粒子である電子と陽電子を衝突させる ILC の方がクリーンな事象を観測できる上、始状態が決まりやすいため、精密な測定が可能である。新物理の発見に向いているハドロンコライダーと精密測定に向いているレプトンコライダーは、相補的な関係となっている。図 2.1 に、LHC と ILC のモンテカルロシミュレーションのイベントディスプレイを示す。

もう 1 つは、強度フロンティアと呼ばれるタイプで、重心エネルギーはターゲットとする物理のエネルギースケールよりも低いのが、新物理に感度がある事象を大量に生成することで、間接的に高エネルギースケールの物理を観測する。不確定性原理より、低エネルギーの事象であっても稀に高エネルギー物理の寄与がある事象が存在するため、事象数が多ければ多いほど新物理への感度は増す。また、強度フロンティアによる間接探索は、新物理の相互作用の性質を探るのに適しており、エネルギーフロンティアと相補的な関係にある。図 2.2 に世界の加速器のエネルギーとルミノシティを示す。Belle(I,II) 実験は強度フロンティアの実験であり、B 中間子を大量に生成する B ファクトリー実験の 1 つである。B 中間子の他にも、タウ粒子、チャーム粒子などを大量に生成してフレーバー物理の多様な研究を実現する。そうした様々な過程の研究を行うことによって、新物理に対する多角的な検証が可能となる。

強度フロンティアの実験にとって極めて重要である”事象数”を定量的に評価するとき、ルミノシティと呼ばれるビーム強度を表すパラメータが用いられる。瞬間ルミノシティ $L[\text{cm}^2\text{L}^{-1}]$ は、以下のように定義される。

$$\text{Event number} = L \times \sigma \quad (2.1)$$

$\sigma[\text{cm}^2]$ は断面積である。瞬間ルミノシティを時間で積分したものを積分ルミノシティと呼び、Belle 実験では、KEKB 加速器と呼ばれる電子陽電子衝突型加速器を用いて、世界最高の瞬間ルミノシティ $2.11 \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 、世界最高の積分ルミノシティ 1ab^{-1} を実現した。 $B\bar{B}$ ペアとしては、 771.581×10^6 ペア (積分ルミノシティ 0.711ab^{-1}) のデータ取得に成功した。しかし、Belle 実験の統計をもってしても、多くのモードで統計誤差によるリミットが障害になり、新物理の確かな兆候を掴むことができなかった。Belle II 実験では、加速器の瞬間ルミノシティを 40 倍に上げ、Belle 実験の 50 倍である 50ab^{-1} のデータ取得し、新物理の効果の精密測定を目指す。図 2.3 に SuperKEKB 加速器と Belle II 検出器の全体図を示す。

2.2 SuperKEKB

Belle II 実験で用いられる加速器は SuperKEKB 加速器と呼ばれる。トンネルは KEKB と同じものを用いる。SuperKEKB は KEKB と同じ電子陽電子衝突型加速器で、電子が走るリングを High Energy Ring(HER)、陽電子が走る Low Energy Ring(LER) と呼ぶ。電子を 7.007GeV に加速、陽電子を 4.000GeV に加速し、対消滅を起こすことによって、質量 10.58GeV の $\Upsilon(4S)$ を効率よく生成する運転が主運転となる。 $\Upsilon(4S)$ は b クォークと反 b クォークからなる中間子の 1 つで、約 48.6% が $B^0\bar{B}^0$ 、約 51.4% が B^+B^- ペアへと崩壊するため、B ファクトリー実験において有用なレゾナンスである。

HER と LER でエネルギーが非対称な理由は、時間依存 CP 対称性の破れの測定のためである。時間依存 CP 対称性の破れの測定には、CP 非対称度の時間発展を測定する必要がある。実験的には、 B^0 と \bar{B}^0 の崩壊時間の差を測定することは、 B^0 と \bar{B}^0 の崩壊位置の距離の差を測定することに対応するが、 B^0 の平均寿命は $1.520 \pm 0.004 [\text{ps}]$ [24] と短く、実験室系において $\Upsilon(4S)$ を静止して生成した場合、検出器で測定可能な距離の差を実現できない。一方、電子ビームのエネルギーを陽

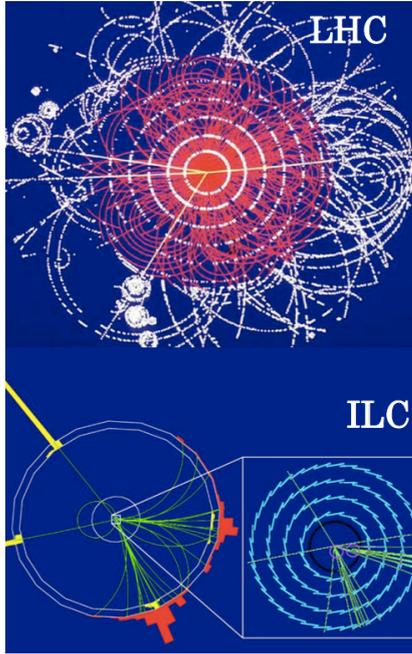


図 2.1 モンテカルロシミュレーションによる LHC(上図) と ILC(下図) の典型的なイベントディスプレイ [21]。ILC の方がクリーンなイベントを観測できるため、(同じ重心エネルギーにおいて)LHC よりも得られる情報が遥かに多い。

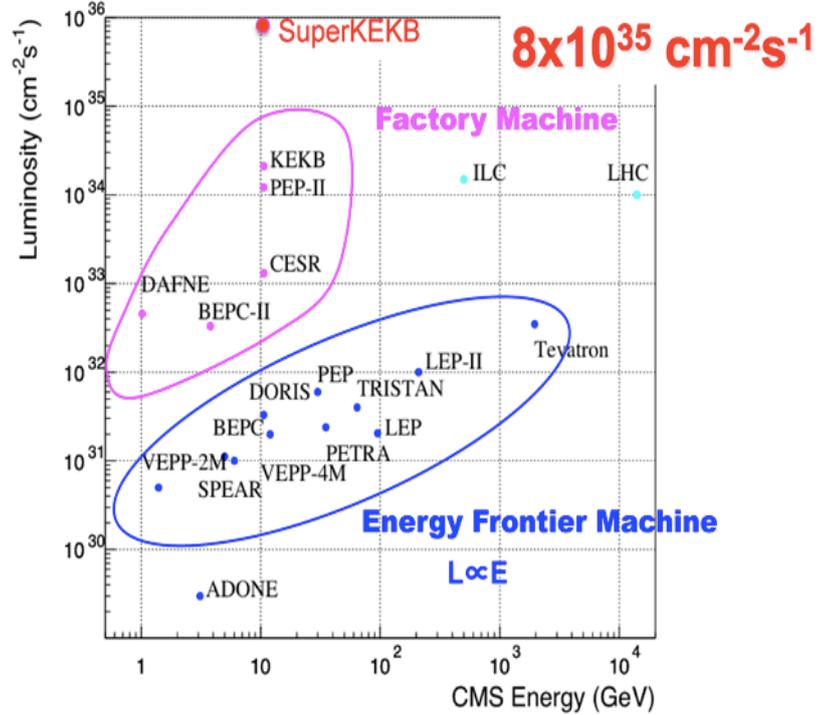


図 2.2 世界のコライダーのエネルギーとルミノシティ [22]。

電子ビームより大きくとると、 $B\bar{B}$ ペアは電子ビーム方向にブーストするので、 B 中間子の寿命が相対論的効果で延び、検出可能な距離の差を実現できる。

SuperKEKB では、KEKB の 40 倍の瞬間ルミノシティ $8 \times 10^{35} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ を目指している。ここで、それを実現するための方法の概略を述べる。

ルミノシティは加速器のパラメータを使うと、次の式で与えられる [25]。

$$L = \frac{\gamma_{\pm}}{2er_e} \left(1 + \frac{\sigma_y^*}{\sigma_x^*}\right) \frac{I_{\pm} \xi_{y\pm}}{\beta_{y\pm}^*} \frac{R_L}{R_{\xi_y}} \quad (2.2)$$

x, y はビーム軸に対して、水平な軸と垂直な軸である。 γ, e, r_e はローレンツ因子、電気の電荷量、古典電子半径である。 σ_y^*/σ_x^* は電子・陽電子のデザインされた反応点 (Interaction Point : IP) におけるビームサイズの比、 I はビーム電流、 $\xi_{y\pm}$ は垂直方向のビーム・ビーム・パラメータ、 $\beta_{y\pm}^*$ は IP における垂直ベータ関

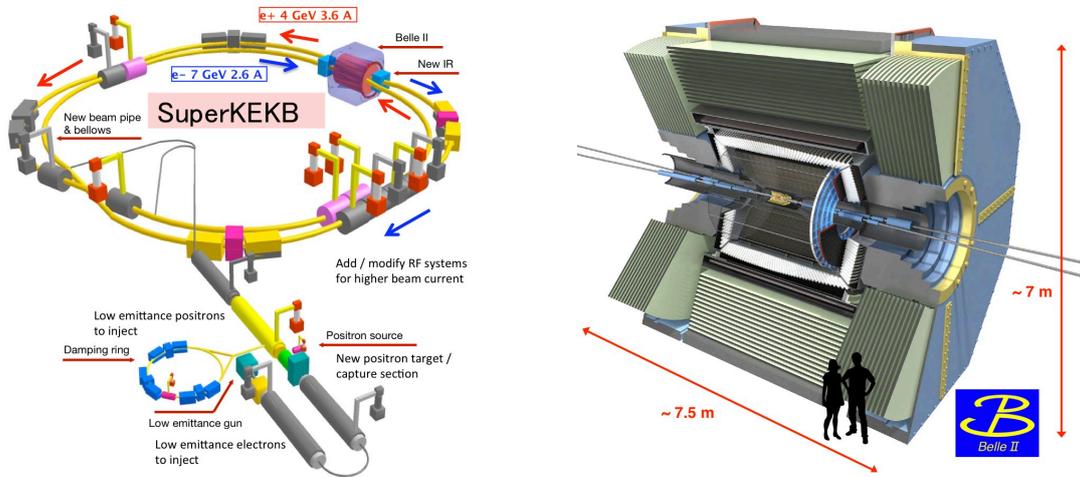


図 2.3 SuperKEKB 加速器と Belle II 検出器 [23]。

数、 R_L/R_{ξ_y} は交差角や砂時計効果による幾何学的な要因に起因する補正係数である。+ のインデックスは陽電子、- は電子のビームに対応する。ただし、ここでは σ_y^* と σ_x^* が電子と陽電子で同じ大きさであることを仮定している。この式から、 I 、 $\xi_{y\pm}$ がルミノシティに比例し、 $\beta_{y\pm}^*$ が反比例することがわかる。

$\xi_{y\pm}$ は相手のバンチとの相互作用が、どれくらいベータトロン振動 (ビーム軸に垂直な方向のビーム粒子の振動) に寄与したかを表すパラメータで、当初 KEKB の 4 倍にあげる予定だったが、それを実現する保証が立たず、KEKB と同じ 0.09 の実現を目指すことになった。 I はバンチ内の粒子数に対応する量で、当初は蓄積電流を最大限にまで上げる予定だったが、大電流を実現するためのコストの問題などがあり、2 倍程度上げるにとどまった。つまり、ルミノシティを大幅に上げるには、 $\beta_{y\pm}^*$ を十分に小さくする必要があるが、IP におけるビームサイズは、IP からの距離を s とすると、

$$\sigma_y(s) = \sqrt{\varepsilon_y \left(\beta_y^* + \frac{s^2}{\beta_y^*} \right)} \quad (2.3)$$

であり、 $\beta_{y\pm}^*$ を小さくすればするほど、IP から離れた位置においてビームサイズが大きくなり、相手のバンチと重なっている領域の密度が小さくなるので、結果的にルミノシティはあまり上がらない。こうした効果を砂時計効果と呼ぶ。砂時計効果を緩和するには、

$$\beta_{y\pm}^* > \sigma_z \quad (\sigma_z : \text{バンチ長}) \quad (2.4)$$

とする必要があり、 σ_z のリミットがある。 σ_z を小さくしていくと、ビームが真空パイプ中でロスするエネルギー量が増えて様々な機器が発熱して故障の原因となったり、コヒーレント放射光 (バンチが放出するシンクロトロン放射光の波長よりもバンチ長の方が短い領域において、それぞれの電子から放射する放射光の位相が揃い、強度が大きくなってしまいう現象) が生じるため、バンチ長を小さくしていくのは困難である。

そこで、SuperKEKB では、ナノビーム方式を採用した。ナノビーム方式では、交差角をつけてビームを交差させ、IP から離れた位置で交差しないようにするので、”有効的なバンチ長”は交差している領域の長さとなる。その長さを d とおくと、砂時計効果のリミットは、

$$\beta_{y\pm}^* > d \quad \left(d = \frac{\sigma_x^*}{\sin \phi} \sim \frac{\sigma_x^*}{\phi} \right) \quad (2.5)$$

となる (ϕ は水平半交差角)。よって、 d を小さく取ることによって、砂時計効果を緩和しつつ、 $\beta_{y\pm}^*$ を小さくすることができる (むしろ、交差角をつけることで交差しない部分ができってしまうので、 $\beta_{y\pm}^*$ を十分に絞らなければルミノシティは減少してしまう)。ただし、SuperKEKB においては、”有効的なバンチ長”による砂時計効果のリミットではなく、力学口径 (位相空間での粒子の運動の安定領域) によるリミットが効いている。ビーム損失は、何らかの要因によってビーム粒子が力学口径からはみ出てしまうことによって生じるが、 $\beta_{y\pm}^*$ を極端に絞ることによって、力学口径が極端に狭くなり、タウシェック効果によってビーム寿命が短くなってしまふ。

結果的に、SuperKEKB では、 $\beta_{y\pm}^*$ を 1/20、 I を 2 倍にすることで KEKB の 40 倍の瞬間ルミノシティを得ることを目指す。表 2.1 に SuperKEKB のパラメータについて示す。2017 年 2 月より Phase2 の運転が始まる予定となっている。Phase2 では、VXD の一部がないものの、ダークセクターなどの一部のスタディは行われる予定となっている。Phase3 は 2018 年秋から開始予定となっている。Phase3 では、Belle II 検出器がフルコンディションで設置され、本格的な物理実験が開始される。

2.3 ビームバックグラウンド

SuperKEKB では、ルミノシティの向上に伴い、ビームバックグラウンドが大幅に増える。想定されるバックグラウンドには以下のようなものがある。

パラメータ	LER	HER	単位
ビームエネルギー	4.000	7.007	GeV
ビーム電流	3.6	2.6	A
バンチ数/リング	2500		
リング周長	3016.315		m
水平エミッタンス	3.2	4.6	nm
垂直エミッタンス	8.64	11.5	pm
IP における水平ベータ関数	32	25	mm
IP における垂直ベータ関数	270	300	μm
バンチ長	6	5	mm
エネルギーロス/ターン	2.15	2.50	MeV
ビーム・ビーム・パラメータ	0.0881	0.0807	
ルミノシティ	8.0×10^{35}		$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$

表 2.1 SuperKEKB の加速器パラメータ [26]

(1) タウシェック散乱

散乱によってベータatron振動の運動量がビーム軸方向の運動量に変換されると、ビームエネルギーが基準エネルギーからずれてビーム損失に繋がり、軌道を外れた粒子がビームパイプに当たってシャワーを形成してバックグラウンドとなる。散乱確率はビームサイズに反比例するので、KEKB に比べてバックグラウンドは激増する。また、ビームロスの頻度はビームエネルギーの 3 乗に反比例するので、特に LER において深刻な問題となる。こうした理由があって、LER のビームエネルギーは、Belle 実験よりも 0.5GeV 高い 4GeV になった。対応策として、多くのコリメータを導入することで散乱粒子を IR(Interaction Region) 前に削り、バックグラウンドを抑制する。

(2) ビームガス散乱

ビーム粒子がビームパイプ内の残留ガスの電場によって散乱を受けて角度が変わったり、制動放射で光子を放出してエネルギーを失うことにより生じるバックグラウンド。散乱確率はビーム電流と真空度に比例するため、KEKB と同程度

の真空度を確保できれば、そこまで大きなバックグラウンドにはなり得ない。

(3) シンクロトロン放射

シンクロトロン放射は荷電粒子が曲がった時に、もとの進行方向に放出される放射光で、IP 手前の最終収束電磁石でビーム粒子の軌道が曲げられる際に発生して内層の検出器に当たるとバックグラウンドとなる。また、IP を通り過ぎたビーム粒子が反対側の最終収束電磁石で曲げられる際に発生した放射光が散乱して、IP 側に戻ってくるとバックグラウンドとなる。しかし、後者に関しては、寄与は少ないと予想されている。KEKB では最終収束電磁石が HER と LER で共有していたため、反対側の最終収束電磁石において中心から離れた位置を通過して大きく曲げられ、強い放射光が出てたが、SuperKEKB では、交差角を大きくしたことで、各リングが専用の最終収束電磁石を設置することになったためである [27]。

(4) Radiative Bhabha 散乱

Radiative Bhabha 散乱 ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$) とは、フォトン放出を伴う Bhabha 散乱 (電子・陽電子の弾性散乱) である。Radiative Bhabha では、小さい散乱角に大きな断面積を持つため、ビーム軸方向にフォトンが放出され、それが磁石などの鉄と光核反応を起こし、大量の中性子が発生し、KLM の主なバックグラウンドとなる。この中性子の生成率はルミノシティに比例する。フォトンを出してエネルギーを失ったビーム粒子は軌道を外れるが、各リングが専用の最終収束電磁石を設置しているため、この粒子がビームパイプにあたることにより生じるバックグラウンドの寄与は少ないと予想される。

(5) 2 光子過程

2 光子過程とは、電子と陽電子の両方から放出された仮想フォトンが相互作用して粒子生成が起きるものであり、QED 過程である $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ が大きな断面積を持つ。このペアバックグラウンドは運動量がとても低いため、ソレノイド磁場に巻きついて、 $1/r^2$ に比例するバックグラウンド分布となる。

(6) ビーム・ビーム相互作用

相手側のバンチとの相互作用によって散乱されることによって、シンクロトロン放射のようなバックグラウンドの増加につながる。

2.4 Belle II 検出器

Belle II 実験の検出器は Belle II 検出器と呼ばれる。40 倍のルミノシティ下においてパフォーマンスを維持・向上するためのアップグレードがなされている。PXD と SVD の 2 種類の検出器からなる VXD。トラッキング、運動量測定、低運動量の粒子識別を担う CDC。バレル部の粒子識別を担う TOP。エンドキャップの粒子識別を担う A-RICH。 γ や e^\pm のエネルギー測定を行う ECL。長寿命粒子である K_L と μ の識別を行う KLM。Belle II 検出器は、これら複数の検出器によって構成され、多様な物理事象の測定を可能にする。また、大量に発生する事象を漏らさず測定するために、データ収集の仕方も効率化している。解析では、ビッグデータの解析のためにグリッドコンピューティングを利用する。図 2.4 に Belle II の各検出器に見込まれているパフォーマンスを示した。

Component	Type	Configuration	Readout	Performance
Beam pipe	Beryllium double-wall	Cylindrical, inner radius 10 mm, 10 μm Au, 0.6 mm Be, 1 mm coolant (paraffin), 0.4 mm Be		
PXD	Silicon pixel (DEPFET)	Sensor size: 15 \times 100 (120) mm ² pixel size: 50 \times 50 (75) μm^2 2 layers: 8 (12) sensors	10 M	impact parameter resolution $\sigma_{z_0} \sim 20 \mu\text{m}$ (PXD and SVD)
SVD	Double sided Silicon strip	Sensors: rectangular and trapezoidal Strip pitch: 50(p)/160(n) - 75(p)/240(n) μm 4 layers: 16/30/56/85 sensors	245 k	
CDC	Small cell drift chamber	56 layers, 32 axial, 24 stereo r = 16 - 112 cm - 83 $\leq z \leq$ 159 cm	14 k	$\sigma_{r\phi} = 100 \mu\text{m}$, $\sigma_z = 2 \text{ mm}$ $\sigma_{p_t}/p_t = \sqrt{(0.2\%p_t)^2 + (0.3\%/\beta)^2}$ $\sigma_{p_t}/p_t = \sqrt{(0.1\%p_t)^2 + (0.3\%/\beta)^2}$ (with SVD) $\sigma_{dE/dx} = 5\%$
TOP	RICH with quartz radiator	16 segments in ϕ at $r \sim 120 \text{ cm}$ 275 cm long, 2 cm thick quartz bars with 4x4 channel MCP PMTs	8 k	$N_{p.e.} \sim 20$, $\sigma_t = 40 \text{ ps}$ K/ π separation : efficiency > 99% at < 0.5% pion fake prob. for $B \rightarrow \rho\gamma$ decays
ARICH	RICH with aerogel radiator	4 cm thick focusing radiator and HAPD photodetectors for the forward end-cap	78 k	$N_{p.e.} \sim 13$ K/ π separation at 4 GeV/c: efficiency 96% at 1% pion fake prob.
ECL	CsI(Tl) (Towered structure)	Barrel: $r = 125 - 162 \text{ cm}$ End-cap: $z = -102 \text{ cm}$ and $+196 \text{ cm}$	6624 1152 (F) 960 (B)	$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.2\%}{E} \oplus \frac{1.6\%}{\sqrt{E}} \oplus 1.2\%$ $\sigma_{pos} = 0.5 \text{ cm}/\sqrt{E}$ (E in GeV)
KLM	barrel: RPCs end-caps: scintillator strips	14 layers (5 cm Fe + 4 cm gap) 2 RPCs in each gap 14 layers of (7 - 10) \times 40 mm ² strips read out with WLS and G-APDs	θ : 16 k, ϕ : 16 k 17 k	$\Delta\phi = \Delta\theta = 20 \text{ mradian}$ for K_L $\sim 1\%$ hadron fake for muons $\Delta\phi = \Delta\theta = 10 \text{ mradian}$ for K_L $\sigma_p/p = 18\%$ for 1 GeV/c K_L

図 2.4 Belle II の各検出器に見込まれているパフォーマンス [28]。

2.5 VXD

崩壊点位置検出器 (VXD) は、IP を囲むような円筒 6 層の側面に配置されている。内側 2 層は Pixel Detector(PXD) と呼ばれるピクセル型検出器、外側 4 層は Silicon Vertex Detector(SVD) と呼ばれるストリップ型の検出器で構成され、IP から $17^\circ \sim 150^\circ$ の角度を覆っている。

PXD のピクセルは、DEPFET(Depleted Field Effect Transistor) と呼ばれる半導体素子によって形成され、荷電粒子が通過すると電気信号が発生し、そのピクセルの位置を知ることによって荷電粒子の通過位置を観測できる。第 1 層が IP から 1.4cm、第 2 層が 2.2cm の位置に配置される。Belle 実験では、4 層の SVD が VXD として採用されていたが、ストリップ型であるため、同時に複数の荷電粒子が通過した際に偽物の粒子通過点候補 (ゴースト粒子) が生じてしまう、後述の APV25 を使用しても IP に近づけていくとビームバックグラウンド増加に伴う占有率の増加に対応するのが困難であるなどの弱点があり、最内層には PXD が新たに導入された。一方、PXD には、ピクセル型であるために収集するデータ量が膨大になる、DEPFET の動作原理から時間分解能があまり良くない (SVD が $3ns$ 程度なのに対して、 $20\mu s$ 程度) などの弱点がある。それを補うために、SVD の飛跡情報を使って ROI(Region of interest) と呼ばれる領域を決め、それに該当するデータのみを保存することで、余分だと予測されるデータを削減する。図 2.5 に PXD のセンサーの幾何学的な略図を示す。

SVD はストリップ型のシリコンセンサーである DSSD(Double-sided Silicon Strip Detector) を用いる。センサーには p 型ストリップと n 型ストリップが片面ずつに直交に並んで配置されており、p 型と n 型それぞれどのストリップに反応したかで荷電粒子の通過位置を二次元的に測定できる。ビームバックグラウンド増加に伴う占有率の増加に対応するために、読み出し用の ASIC(Application Specific Integrated Circuit : 特定用途向け集積回路) として APV25 を用いる。APV25 によって読み取り速度の高速化がなされ、占有率が改善される。しかし、APV25 にはストリップとの配線が長くなると信号読み出しの際にノイズが大きくなるという弱点があり、DSSD の直上に配置することになった (chip on sensor concept)。このままではセンサー裏側 (p-side) の信号を読み出せないなので、センサー裏側から PA(Pitch-Adaptor) と呼ばれるフレキシブル基板を伸ばし、表面に折り返して接着して結線する (Origami concept)。第 4 層から第 6 層に用いられるラダーにはス

ラント構造が用いられている。スラント構造では、ビーム軸方向の一番端にあるラダーを隣のラダーに対して IP 側に近づける方向に角度をつけて設置する。この構造によって、荷電粒子の DSSD 表面に対する入射角を小さくして粒子の SVD 通過距離を一直線にラダーを設置する場合に比べて短くすることができるので、多重散乱を抑制して位置分解能を向上させることができる。図 2.6 に SVD のラダー構造を示す。



図 2.5 PXD のセンサーの幾何学的な略図 [28]。灰色の表面が DEPFET。全長は 174mm。

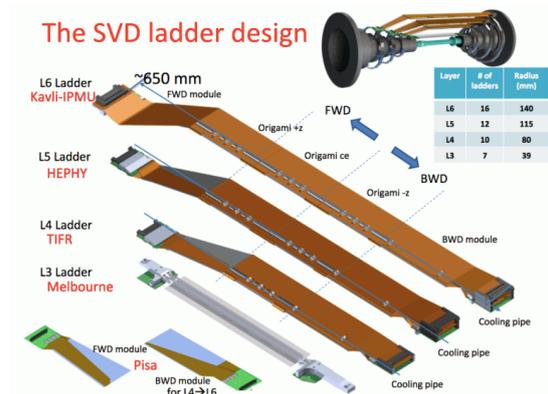


図 2.6 SVD のラダー構造 [29]。4 層目以降がスラント構造になっている。

2.6 CDC

CDC(Central Drift Chamber) は SVD の外層に配置されるドリフトチェンバーであり、内径が 16cm、外径が 113cm ある。Belle では内径が 7.7cm、外径が 88cm で、内径外径共に一回り大きくなっている。これは、CDC に比べバックグラウンドに強い SVD の外径を大きくしたことや CDC の外層に設置するバレル部の粒子識別検出器 (TOP) がサイズの的にコンパクトになったことが理由で、外径が大きくなったことでセンスワイヤーの総数が増える (8400 本から 14336 本) ので、運動量分解能が向上する。

CDC のワイヤーには、電場を生成するためのフィールドワイヤー (0V) と電気信号を観測するためのセンスワイヤー (+HV) がある。荷電粒子が通過すると、ガス分子が電離され電子が生じる。発生した電子が電場によってセンスワイヤーへドリフトしていくと、センスワイヤー近傍において非常に高い電場によって電子雪崩が生じ、センスワイヤーに生じる誘導電流が信号として出力される。その信号パル

スの立ち上がり時間とイベント時間 [30] からドリフト時間を求める。ドリフト速度はほぼ一定なので、ドリフト時間から通過した飛跡とセンスワイヤーとの距離がわかる。その距離を半径、センスワイヤーを中心とした円の接線をフィットすることで軌跡を再構成する。

荷電粒子の軌跡は、超電導ソレノイドによってビーム軸方向に 1.5T の磁場がかかっているため、螺旋軌道を描く。その螺旋軌道の曲率の符号から、荷電粒子の電荷の符号がわかる。また、軌跡の曲率半径の絶対値から横運動量 (ビーム軸に垂直な方向の運動量) p_t が求められる。

$$p_t[\text{GeV}] = 0.3 \times 1.5[\text{T}] \times \rho[\text{m}] \quad (\rho : \text{曲率半径の絶対値}) \quad (2.6)$$

更に、信号の電荷量から dE/dx を測定して、低運動量における粒子識別 (Particle Identification : PID) の情報も取得する。

センスワイヤーにはアキシアルワイヤー (ビーム軸に対して平行) とステレオワイヤー (ビーム軸に対して、ビーム軸周りの角度を持つ) があるため、CDC は 3 次元情報の取得が可能である。二次元トラックとステレオワイヤーの情報を使って、軌跡の IP 近辺でのビーム軸方向の位置と運動量を計算する。アキシアルワイヤーとステレオワイヤーは、6 層ごと交互に現れる構造となっており、その 6 層を 1 つのスーパーレイヤーと呼び (最内層のみ 8 層)、全体は 9 つのスーパーレイヤーで構成される。図 2.7 に Belle と Belle II の CDC のセンスワイヤーの配置を示す。

使用するガスはヘリウム 50%、エタン 50% の混合ガスで、Belle と同じである。ドリフト速度が遅くはない上、低い電場で飽和する (ほぼ一定速度になる)、放射長が 640m と長いこと多重散乱の影響を抑えられる、 dE/dx の分解能が良いなどの利点がある。

2.7 TOP

TOP(Time-Of-Propagation) カウンターは CDC の外層バレル部に設置される PID 検出器で、荷電 K 中間子と荷電 π 中間子の識別を主目的とする。Belle で使用されたバレル PID 検出器 (ACC+TOF) に比べてサイズのコンパクトになっている。

K 中間子と π 中間子では質量が 360MeV ほど異なり、その差がチェレンコフ光の放射角や飛行時間に定量的な違いを生むので、それを利用して識別する。まず、荷電粒子が TOP カウンターを通過した時に、チェレンコフ光が荷電粒子の進行方

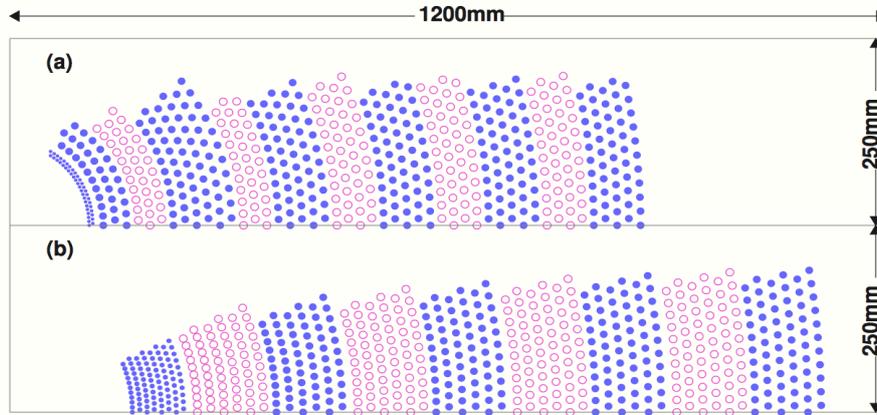


図 2.7 Belle の CDC と Belle II の CDC のセンスワイヤーの配置の比較 [31]。(a) が Belle, (b) が Belle II。ドットとオープンドットは、それぞれアキシアルワイヤーとステレオワイヤー。Belle II の方がレバーアームが長くなり、レイヤー数が増えている。

向に円錐状に放出される。その放射角を θ_c とすると、

$$m = p\sqrt{n^2 \cos^2 \theta_c - 1} \quad (m : \text{質量}, p : \text{運動量 (CDC で測定済み)}, n : \text{屈折率}) \quad (2.7)$$

という関係式が成り立つ。質量が大きい粒子ほど小さい角度でチェレンコフ光が放出されるので、その光が輻射体内部で全反射を繰り返して端面の光検出器に達するまでの伝搬時間は質量が大きい方が長くなる。このチェレンコフ光の伝搬時間の差が主な判定量だが、再構成されたチェレンコフ光のリングイメージ、荷電粒子がヒットするまでの飛行時間からも粒子識別情報を得る。飛行時間 t は、飛行距離を L とすると、

$$t = \frac{L}{c} \times \sqrt{\frac{1}{1 + \left(\frac{m}{p}\right)^2}} \quad (m : \text{質量}, p : \text{運動量}, n : \text{屈折率}) \quad (2.8)$$

と表され、これも質量に依るので K と π では定量的に異なる。

リングイメージを歪めず、多くのフォトンを検出するために、輻射体には石英を用いる。光検出器には、Micro-Channel-Plate Photo-Multiplier Tube(MCP-PMT)を用いており、時間分解能は 40ps 以下である。屈折率はチェレンコフ光の波長に依存するので、伝搬速度に広がりが生じて時間分解能が悪化するが、その効果を抑制するために色分解集光ミラーによって波長分解を行う。

Belle で用いられた ACC はチェレンコフ光の有無で粒子識別する閾値型検出器のため、得られる情報が限られていたのに対し、TOP そして後述する ARICH はリングイメージを再構成するので、使用できる情報が増え、性能が向上している。また、TOP はチェレンコフ検出器でありながら、飛行時間の情報も使えるのが特徴であり、広範囲の運動量領域をカバーすることができる。図 2.8 に TOP における粒子識別の概念図を示す。

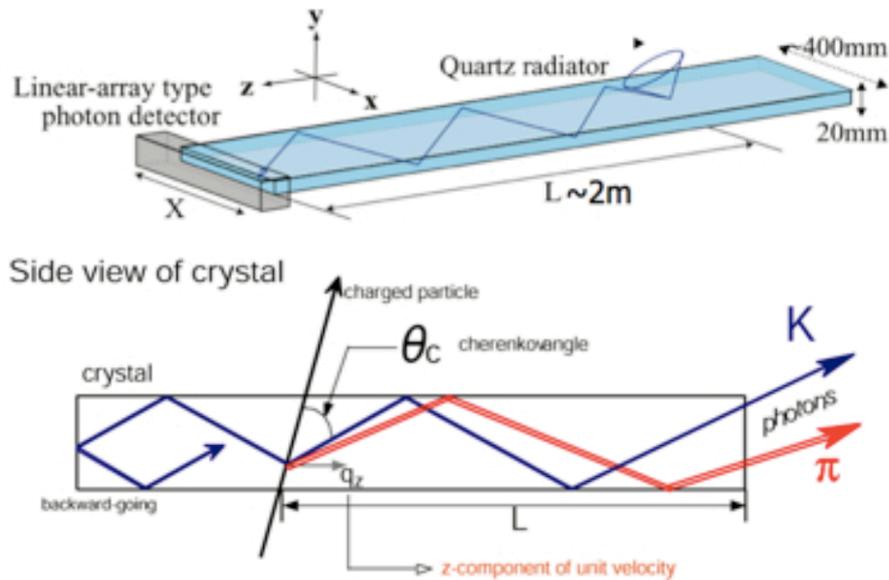


図 2.8 TOP カウンターにおける粒子識別の概念図 [32]。

2.8 ARICH

Belle ではフレーバータギングを優先させるため、エンドキャップの粒子識別は 2.0GeV 以下の運動量領域に限定されていた [33] が、新物理探索のためには、高運動量の粒子識別が必要であり、チェレンコフ光のリングイメージを再構成する新型粒子識別装置の開発が行われた。それが ARICH (Aerogel Ring Imaging CHerenkov) 検出器であり、ビーム軸方向のエンドキャップ部における荷電 K 中間子と荷電 π 中間子の識別を主目的とする。図 2.9 に ARICH における粒子識別の概念図を示す。

ARICH は、TOP と同様にチェレンコフ光のリングイメージを再構成して、質量の差から生じる放射角の差によって粒子識別を行う。輻射体にシリカエアロゲル、光検出器には HAPD(Hybrid Avalanche Photo Detector) を使用する。輻射体と光検出器を離すことでリングイメージを大きくして分離能力を良くするため、シリカエアロゲルと HAPD の間は 16cm の空間となっている。屈折率が高いほど放射角は大きくなるが、高すぎると全反射を起こしたり、透過長が短くなるため、識別能力が落ちる。シリカエアロゲルの屈折率は 1.01 から 1.1 の範囲で微調整を行うことができ、新たに開発されたピンドライ法を用いることで 1.06 程度の屈折率でも 55mm 程度の透過長を維持する。また、屈折率の異なる 2 層の輻射体を用いるデュアルレイヤー方式を採用することで、リングイメージをフォーカスすることができ、チェレンコフ光発生点の違いによる角度分解能の悪化を抑制する。図 2.10 にデュアルレイヤー方式の模式図を示す。

ドーナツ状に 456 個配置される HAPD は、チェレンコフ光により光陰極で生成された光電子を高電圧で加速し、APD に打ち込んで信号を取得する構造になっている。ARICH は超電導ソレノイド内部で稼働するため、光検出器には 1.5T の強磁場下において位置分解能を維持することや radiative Bhabha 由来の中性子などに対する耐性が求められるが、改良の結果 10 年に及ぶ運用に耐え得る目処がついている。

ARICH の設置領域は、奥行き約 280mm の空間に限られており、シリカエアロゲルが 40mm、チェレンコフ光の拡散距離が 160mm、HAPD が 30mm あるため、読み出しシステムは 50mm の空間に収めなければならない。それを可能にするために専用の ASIC を開発し、更に、その ASIC が搭載された HAPD からの信号読み出しと信号処理を行う”Front-end Board”と複数の Front-end Board からの情報を統合して DAQ システムに送信する”Merger Board”という二種類の専用読み出し回路を使用する [34]。

2.9 ECL

ECL(Electromagnetic Calorimeter) は、主にフォトンや電子の測定を行う。また、断面積が大きく理論計算の精度が良い Bhabha 散乱を用いてルミノシティの測定も担う。

Belle II の ECL は物質量の大きい吸収層 (鉛やタングステン) と物質量の小さい

Aerogel RICH検出器

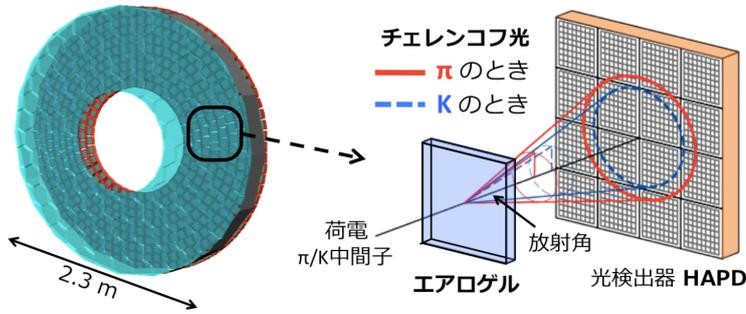


図 2.9 ARICH における粒子識別の概念図 [35]。

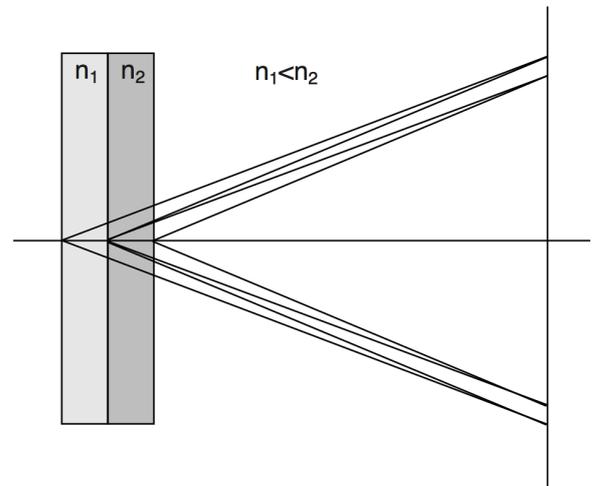


図 2.10 デュアルレイヤー方式の模式図 [28]。 $n_1 = 1.045, n_2 = 1.055$ のシリカエアロゲルを使用する。

検出層が交互に配置されるサンプリング型カロリメータである。高エネルギー領域における物質との相互作用が、電子では制動放射、光子では電子対生成が支配的になり、その連鎖反応 (電磁シャワー) が起きるので、吸収層において発達したシャワー中の粒子が検出層において損失するエネルギーを読み出すことでエネルギーを測定する。

荷電粒子の軌跡を検出する有感領域である IP から $17^\circ \sim 150^\circ$ の範囲に飛んだ粒子の電磁シャワーのすそまで検出するために、IP から $12^\circ \sim 157^\circ$ の範囲をカバーしている。前方エンドキャップ部に 1152 本、バレル部に 6624 本、後方エンドキャップ部に 960 本の CsI(Tl) 結晶を使用する。CsI(Tl) 結晶の幅は約 5.5cm あり、モリエール半径の 1.5 倍強の値に対応し (CsI の放射長は 1.85cm)、光子が入射した結晶を中心に 5×5 本の領域を取れば、側方へのシャワー漏れは実用上問題にならないように再構成できる。長さは 30cm あり、放射長の 16.1 倍に対応する。

CsI(Tl) はエネルギー損失が 1MeV あたり約 5 万光子と豊富な発光量を誇るが、発光の減衰時間が $1.3\mu s$ と長いため、Belle II の高ルミノシティ環境下での使用においてはパイルアップが問題で、特にエンドキャップにおいて深刻である。そこで、Belle II では得られた信号波形をフィットして CsI(Tl) カウンターごとに信号パルスの検出エネルギーに加え信号パルスのタイミングを求め、トリガーとの時間

差を見ることでバックグラウンドを削減する [36]。図 2.11 に Belle と Belle II の読み出しスキームの比較を示す。また、実験開始から数年後に、時定数が 30ns と短い純 CsI をエンドキャップに導入するなどのアップグレードがなされる可能性がある。

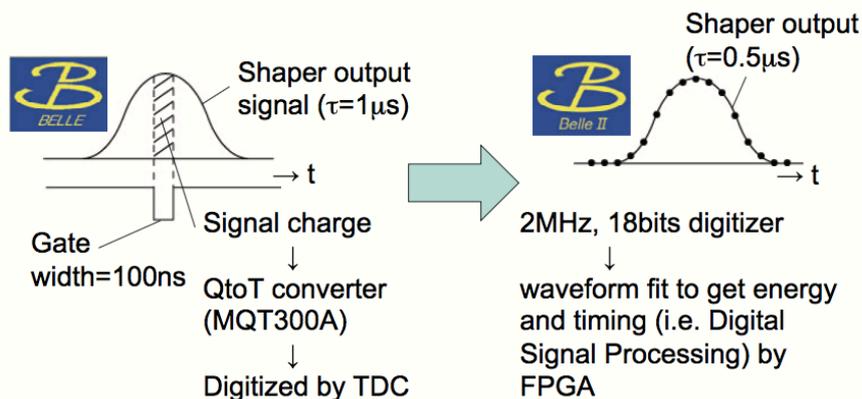


図 2.11 Belle と Belle II の読み出しスキームの比較 [36]。Belle II では、波形フィットにより検出エネルギーと共に時間情報を得ることで、ビームバックグラウンドの削減を行う。

2.10 超電導ソレノイド

内径 1.7m、外径 2.00m、長さ 4.41m の NbTi/Cu 超電導ソレノイドが ECL と KLM の間に設置されており、4400A の電流を流すことで 1.5T の磁場をビーム軸上に発生させる。IP 付近で発生した荷電粒子は、ローレンツ力によってビーム軸周りに回転するため、3次元軌道は螺旋を描く。

この磁場は交差角を持つビームの衝突性能を劣化させるため、ビームが IP に至る前に ESR(2T) と ESL(3T) が逆向きの磁場を与えることでビームライン上のソレノイド磁場を積分値としてキャンセルする [37]。図 2.12 に IP 付近でのソレノイド磁場分布を示す。

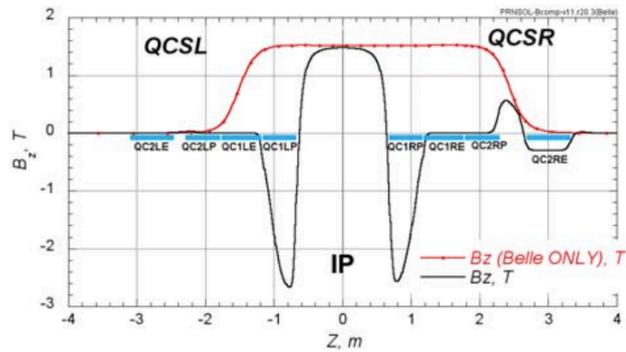


図 2.12 IP 付近でのソレノイド磁場分布 [37]。赤線はビーム軸状のソレノイド磁場。黒線はソレノイド磁場と ESR、ESL が作る逆向きソレノイド磁場の合成磁場。

2.11 KLM

KLM は Belle II 検出器の最外層に位置して IP から $20^\circ \sim 155^\circ$ をカバーしており、 μ の同定と K_L の検出・同定を主に行う。 μ は π 中間子と質量が近く、チェレンコフ光も利用する検出器で識別するのには向かないが、KLM においてレプトンとハドロンの相互作用の違いを利用して識別する。 K_L は電荷が 0 でかつ寿命が比較的長く最外層まで到達するので、この段階で検出する。ニュートリノは弱い相互作用しか起こさず Belle II 検出器では測定できないため、ニュートリノイベントと区別する意味でも重要である。

KLM は ECL と同様のサンプリング型検出器で、吸収層 (鉄) でハドロンシャワーを起こさせ、検出層で信号を検出する。バレル部は 15 層構造、エンドキャップ部は 14 層構造となっている。吸収層において、 μ は電磁相互作用により電離損失するのみだが、荷電ハドロンは強い相互作用もするので、落とすエネルギーが異なる上、散乱角度も大きくなる。そうした特徴を利用して、CDC で測定された軌跡と KLM で測定された軌跡のマッチングから、識別情報を得る。 K_L は強い相互作用により生じるハドロンシャワーを検出して運動量方向のみ測定可能 (エネルギー分解能は非常に悪い) である。荷電トラック由来のバックグラウンド抑制のために、荷電トラックの情報と ECL の情報を用いて K_L 候補を決定する。

検出層には、Belle では Resistive Plate Counter (RPC) と呼ばれるガスチェン

バーが採用され、ストリーマーモードという手法で信号を検出した [38]。しかし、不感時間が長いことが大きな弱点で、Belle II の高ルミノシティ下において RPC を用いた場合のシミュレーションでは、エンドキャップにおける全ての層の検出効率が 0.0% という悲惨な結果が出た [28]。そこで、バレル部の内側 2 層とエンドキャップ部の全てをプラスチックシンチレータに交換した。それに伴い、Wave Length Shifting filter(WLS) と Multi-Pixel Photon Counter(MPPC) が新たに導入され、シンチレータに交換した層においては、シンチレータで放出されたフォトンの波長を WLS で変え、MPPC で検出する [39]。図 2.13 にバレル KLM 検出器の概念図、図 2.14 にエンドキャップ KLM 用のプラスチックシンチレータを示す。

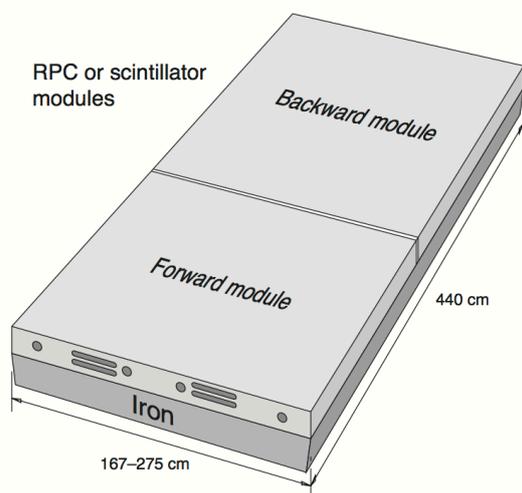


図 2.13 バレル KLM 検出器の概略図 [39]。

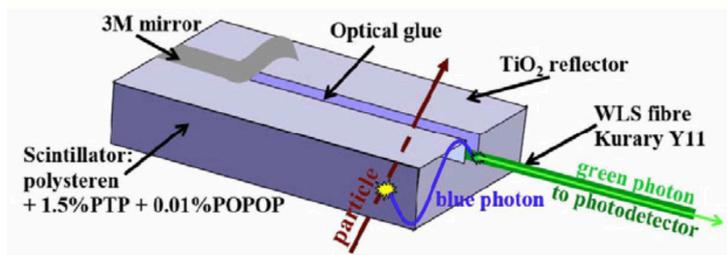


図 2.14 エンドキャップ KLM 用のプラスチックシンチレータ [39]。

2.12 DAQ システム

Belle II では、高ルミノシティ下における検出器の占有率増加を抑制するために、検出要素の高精細化がなされており、データ量はイベントあたり 1MB を超える。更に、最大トリガーレートは 30kHz と見積もられており、1 秒間に 30GB という膨大なデータ量となる。このデータ量をリアルタイム処理でいかに削減するのが、Belle II における Data AcQuisition(DAQ) システムの設計において重要である。また、データの取りこぼしをなくすために不感時間を最小にすることも求められる。具体的には、以下の流れでデータ収集が行われる。

まず、トリガー信号と全システムで共通となるクロックが、各検出器のフロントエンド電子回路に分配され、アナログ信号をデジタル化する。その信号は Belle2link と呼ばれる高速光データ転送システムで共通読み出しモジュール COPPER に送られ、そのデータはネットワークに送出される。222 枚の COPPER から送られたデータは Readout PC に集められ、イベントの形成を行っていく。イベント形成は段階的に行われ、イベント形成が全て完了したら、High Level Trigger(HLT) にデータを送り、basf2(後述) を用いてイベント再構成処理をする。その結果を用いて物理イベントの選択を行う。

PXD のデータ量は他の検出器に比べ圧倒的に大きい。そこで、HLT で再構成された荷電粒子の軌跡を PXD センサーの表面まで外挿して、信号が発生するピクセルを予測し、その部分のデータだけを他の検出器の生データ及び HLT の処理結果と結合させ、高速 Redundant Arrays of Inexpensive Disks(RAID) システムに記録する。

図 2.15 に DAQ システムの全体図を示す。

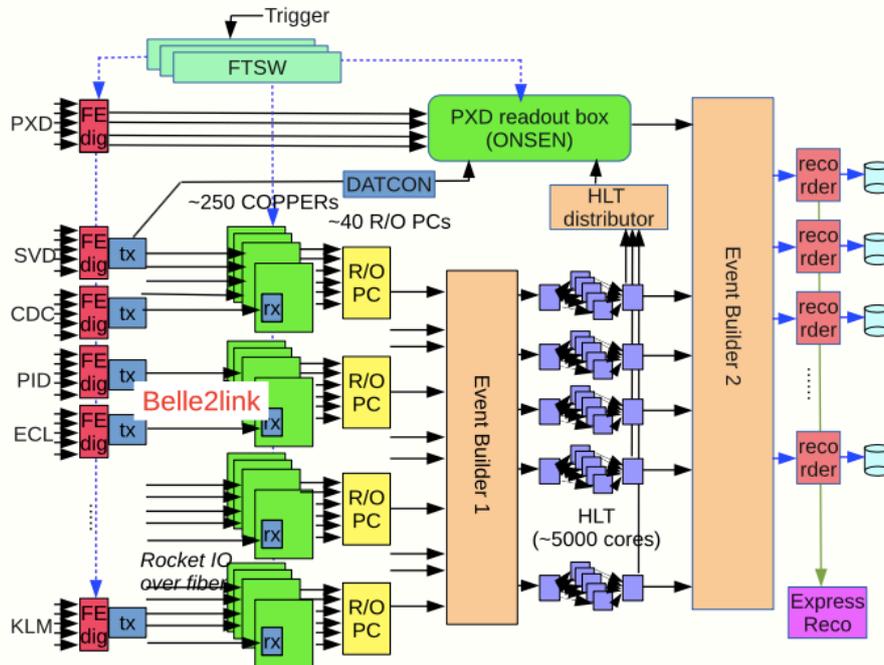


図 2.15 DAQ システムの全体図 [40]。

2.13 トリガーシステム

Belle II のトリガーシステムは、Belle のコンセプトを引き継がれており、4つのサブトリガーシステムの情報を Global Decision Logic(GDL) に送り、GDL が最終判断を行うといった構造になっている。サブトリガーは、CDC、TOP、ECL、KLM の4つである。トリガーデータの流れと処理は DAQ から完全に独立しており、DAQ の状態に関わらず常に継続して行われる。GDL が生成するトリガー信号は DAQ に送られ、イベントの読み出しが開始する。

物理事象に対するトリガー判定は、主に CDC と ECL が行う。TOP は事象の発生時間を精密に求めることに用いられ、KLM は μ のトラック情報を利用して、CDC と ECL と組み合わせて使用される。

Belle では、各サブトリガーから、要約された情報のみが GDL に送られていたが、Belle II では、要約された情報に加え、CDC による荷電粒子の電荷や運動量の情報や ECL によるクラスターの位置やエネルギーの情報などの詳細な情報も送られ、その上で GDL が最終判断を下す。

図 2.16 にトリガーシステムの概観を示す。

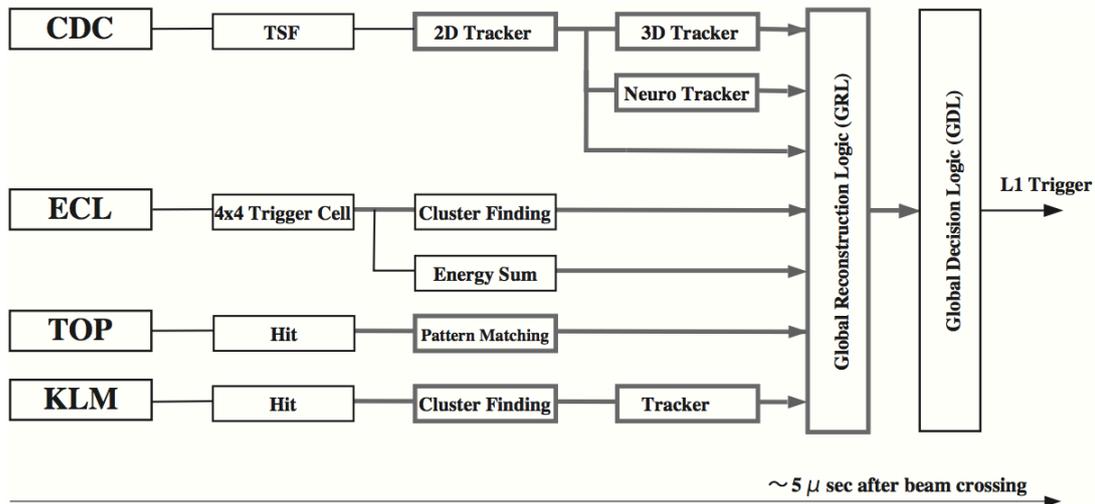


図 2.16 トリガーシステムの概観 [30]。太線部分が Belle II で新たに導入された部分。

2.14 ソフトウェア

Belle II の解析ソフトウェアフレームワークは basf2 と呼ばれる。basf2 では、C++ で作ったモジュールについて、パイソンスクリプトでパラメータと実行する順序を記述して、解析を行う。図 2.17 に basf2 の処理の流れを示す。

イベントジェネレーターとしては、多様な B 中間子の物理現象をカバーする EvtGen を使用する。検出器シミュレーションは、各粒子が物質中で起こす振る舞いをシミュレートする Geant4 と呼ばれる大規模ソフトウェアがサポートする。

解析に使用するサンプルは、自分で作成したものに加え、MC Campaign で生成されたサンプルを用いる。MC Campaign とは、Belle II の解析において頻繁に使われるであろうサンプルの Data Production である。MC Campaign は度々行われており、それぞれ作成するときの basf2 のリリースや用いるビームバックグラウンドファイルが異なるなどの違いがある。本研究では、generic サンプルが $1ab^{-1}$ に相当する MC8 と呼ばれるサンプルを用いた。また、本研究では、計算資源として KEK Central Computer System(KEKCC) と Grid Computing を用いた。Grid Computing では、gbasf2 と呼ばれる basf2 のジョブを Grid 上で実行するツールを使用した。

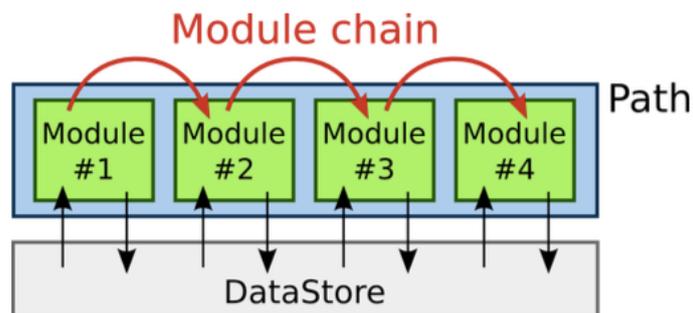


図 2.17 basf2 の処理の流れ [41]。データストアを介してデータの入出力を繰り返しながら、Path に沿って各モジュールの処理を行っていく。

第 3 章 再構成

3.1 概要

B 中間子を再構成するにあたって、 $1.15 \text{ GeV} < M_{K\pi} < 1.9 \text{ GeV}$ かつ $M_{bc} > 5.27 \text{ GeV}$ において、以下で定義されるシグニフィカンスが最大化されるカット条件を採用した。

$$\text{Significance} = \frac{S}{\sqrt{S+B}} \quad (3.1)$$

ここで、 S はシグナル事象数、 B はバックグラウンド事象数である。 $1.15 \text{ GeV} < M_{K\pi} < 1.9 \text{ GeV}$ を選んだ理由は、本研究のメインターゲットとなる Higher Resonances が支配的な領域だからである。カットを決める際に仮定した各レゾナンスの崩壊分岐比は以下の通りである。

K_X	$BF(B \rightarrow X_s \gamma)$	$BF(B^0 \rightarrow K^+ \pi^- \gamma)$	$BF(B^+ \rightarrow K_s \pi^+ \gamma)$	$BF(B^+ \rightarrow K^+ \pi^0 \gamma)$
$K^{*0}(892)$	4.33×10^{-5}	2.83×10^{-5}	-	-
$K^{*+}(892)$	4.21×10^{-5}	-	1.38×10^{-5}	1.38×10^{-5}
$K_2^{*0}(1430)$	1.24×10^{-5}	4.16×10^{-6}	-	-
$K_2^{*+}(1430)$	1.4×10^{-5}	-	2.34×10^{-6}	2.34×10^{-6}
$K^{*0}(1410)$	1.28×10^{-5}	5.98×10^{-7}	-	-
$K^{*+}(1410)$	1.28×10^{-5}	-	2.99×10^{-7}	2.99×10^{-7}
$K^{*0}(1680)$	0.17×10^{-5}	4.39×10^{-7}	-	-
$K^{*+}(1680)$	0.17×10^{-5}	-	2.20×10^{-7}	2.20×10^{-7}

表 3.1 カット条件を決めた時の各レゾナンスの崩壊分岐比の仮定。

$X_s \rightarrow K\pi$ は強い相互作用で起こり、アイソスピンが保存するので、 π 中間子がアイソスピン 3 重項であることから、荷電 π に崩壊するモードの分岐比は π^0 に崩壊するモードの 2 倍になる。しかし、 K^0 は半々の確率で K_s か K_L として観測されるため、 $BF(B^+ \rightarrow K_s \pi^+ \gamma)$ と $BF(B^+ \rightarrow K^+ \pi^0 \gamma)$ は結果的に等しくなる。実際的には、本研究において K_s は $K_s \rightarrow \pi^+ \pi^-$ (約 69%) というモードのみ再構成するので、 $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ (約 99%) を再構成する $B^+ \rightarrow K^+ \pi^0 \gamma$ の方が、 $B^+ \rightarrow K_s \pi^+ \gamma$ よりも再構成の対象となるシグナル事象数自体は多い。

3.2 フォトン選別

$b \rightarrow s\gamma$ は二体崩壊であるので、この時の信号光子は比較的高いエネルギーを取る。そこで、重心エネルギーが 1.8GeV から 3GeV である光子を採用した (図 3.1)。崩壊角については、ECL エンドキャップにはシンクロトン放射などによる背景事象が多いため、バレル領域で観測された候補のみを採用する (図 3.2)。

また、放射長の違いやハドロンシャワーにおける吸収長の長さのスケールが異なることから、ECL でのシャワー形状によって光子と他の粒子を区別できるので、その形状を表現する変数が光子選別において有効となる。本研究では、 $E_{9/21}$ 、ZernikeMVA、クラスター二次モーメントを使った。 $E_{9/21}$ は、一番大きいエネルギーを検出した CsI 結晶を中心に 9 個と 21 個 (隅の 4 つを省く) の結晶を選んだ時に、9 個の結晶で測定された合計エネルギー ($E9$) と 21 個の合計エネルギー ($E21$) の比率であり、1 に近いほど光子である可能性が高い。図 3.3 に $E_{9/21}$ の分布の図を示す。

$$E_{9/21} = E9/E21 \quad (3.2)$$

ZernikeMVA は、Zernike moments というシャワー形状を表現する変数を使って計算される MVA output[42] であり、1 に近いほど光子である可能性が高い。Zernike Moments は、以下のような式で表される。

$$|Z_{nm}| = \frac{n+1}{\pi} \frac{1}{\sum_i w_i E_i} \left| \sum_i R_{nm}(\rho_i) e^{-im\alpha_i} w_i E_i \right| \quad (3.3)$$

$$\left(R_{nm}(\rho) = \sum_{s=0}^{\frac{n-|m|}{2}} (-1)^s \frac{(n-s)!}{s! \left(\frac{n+|m|}{2} - s\right)! \left(\frac{n-|m|}{2} - s\right)!} \rho^{n-2s} \right) \quad (3.4)$$

ここで、 i は電磁シャワーに含まれる結晶のインデックスで、 E_i は i 番目の結晶に落としたエネルギー、 ρ_i はシャワーに対して垂直な平面における i 番目の結晶の距離、 α_i はシャワーに対して垂直な平面における i 番目の結晶の角度、 w_i は全エネルギーに対する E_i の割合である。このうち、 $|Z_{11}|, |Z_{20}|, |Z_{22}|, |Z_{31}|, |Z_{33}|, |Z_{40}|, |Z_{42}|, |Z_{44}|, |Z_{51}|, |Z_{53}|, |Z_{55}|$ が ZernikeMVA の計算に用いられる。図 3.4 に ZernikeMVA の分布の図を示す。クラスター二次モーメントは、以下のように表される。

$$SecondMoment = \frac{\sum_i w_i E_i \rho_i^2}{\sum_i w_i E_i} \quad (3.5)$$

その定義からシャワーの広がるほど、大きい値を取るが、フォトンの電磁シャワーは比較的シャープなため大きな値を取りにくい。図 3.5 にクラスター二次モーメントの分布の図を示す。更に、 $\pi^0 \rightarrow 2\gamma, \eta \rightarrow 2\gamma$ 由来の高エネルギーフォトン背景事象を減らすために、後述する π^0/η veto を適用した (図 3.6, 図 3.7)。

フォトン選別時の信号事象の保持率を表 3.1, 3.2, 3.3 に示す。

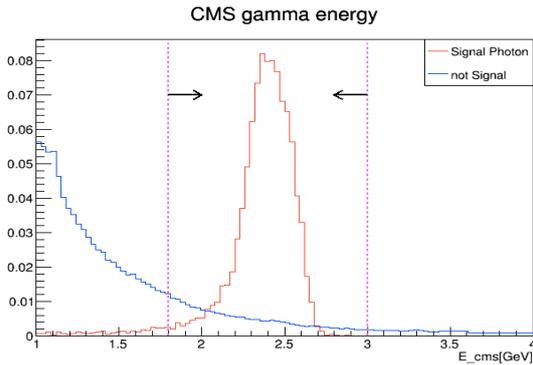


図 3.1 γ の重心系エネルギー。赤線は信号事象の γ , 青線はそれ以外。

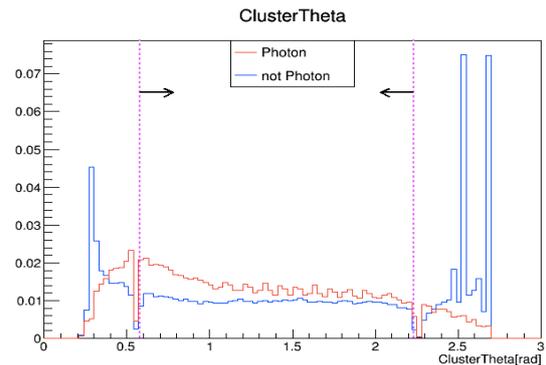


図 3.2 γ の崩壊角。赤線は荷電 K 中間子、青線は荷電 π 中間子。

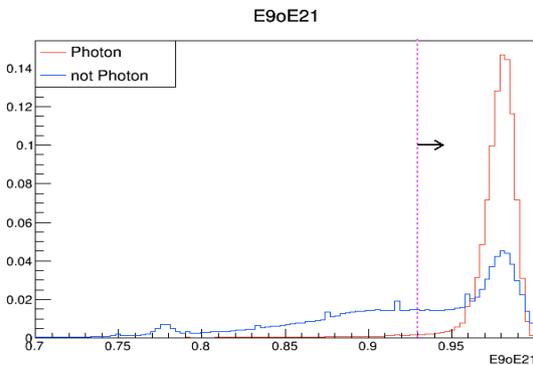


図 3.3 γ の $E_{9/21}$ 。赤線はフォトン、青線はそれ以外。

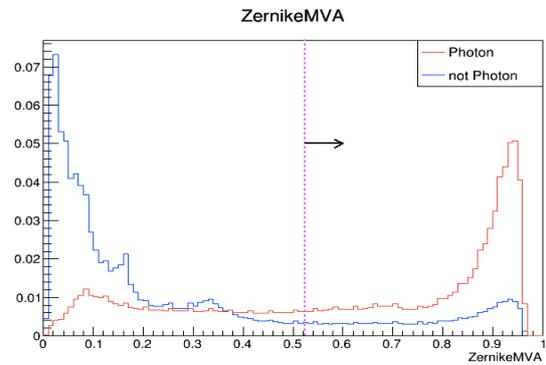


図 3.4 γ の ZernikeMVA。赤線はフォトン、青線はそれ以外。

3.3 荷電粒子選別

K と π の識別のために、CDC, A-RICH, TOP の PID 情報から求められた K/π を識別する確率密度関数で、荷電粒子を選別する (図 3.9, 図 3.10)。また、陽子確率によるカットを K 中間子に、電子確率によるカットを π 中間子に適用する

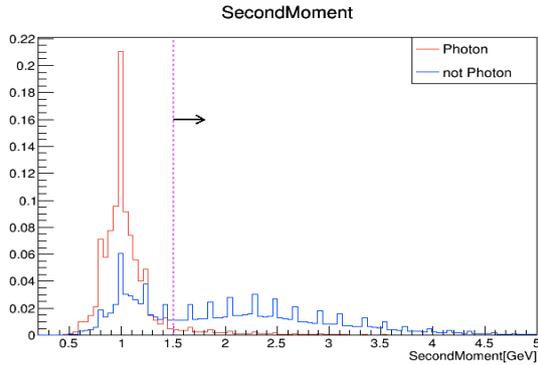


図 3.5 γ の ECL クラスター二次モーメント。赤線は光子、青線はそれ以外。

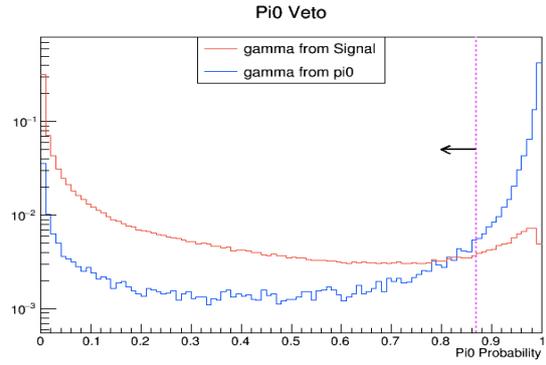


図 3.6 γ の Pi0 Probability。赤線は信号光子、青線は π^0 由来の光子。

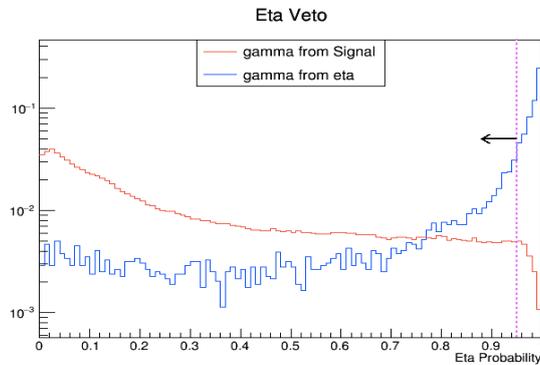


図 3.7 γ の Eta Probability。赤線は信号光子、青線は η 由来の光子。

(図 3.11, 図 3.12)。運動量については、特に低運動量背景事象の削減のために、重心系の運動量を使って選別を行なった (図 3.13, 図 3.14)。一方、 B 中間子、 K_x レゾナンスの寿命が短いため、信号事象荷電粒子は IP から近い場所で生成するはずである。IP から生成点までのビーム軸に垂直方向の距離を dr 、ビーム軸方向の距離を dz を使ってカットを適用する (図 3.15, 図 3.16)。更に、トラッキングのクオリティを評価する χ^2 確率分布によるカットも行なった (図 3.17, 図 3.18)。

3.4 K_s 選別

K_s は約 69% が $\pi^+\pi^-$ に、約 31% が $\pi^0\pi^0$ に崩壊する。 π^0 は主に 2γ に崩壊するため、 $\pi^0\pi^0$ を再構成するには 4γ を使って再構成する手法が考えられるが、実際的に困難であり大きな系統誤差が生じてしまう。よって、今回は $K_s \rightarrow \pi^+\pi^-$ の

Cut	$B^0 \rightarrow K^{*0}(892)\gamma$	$B^0 \rightarrow K_2^{*0}(1430)\gamma$	$B^0 \rightarrow K^{*0}(1410)\gamma$	$B^0 \rightarrow K^{*0}(1680)\gamma$
no cut	86.9%	86.9%	86.9%	86.9%
$1.8 \text{ GeV} < E^* < 3.0 \text{ GeV}$	97.9%	97.2%	96.4%	95.1%
$33^\circ < \theta_\gamma < 128^\circ$	83.0%	83.2%	83.2%	83.3%
$E_{9/21} > 0.93$	99.8%	99.7%	99.7%	99.7%
ZernikeMVA > 0.525	98.3%	98.3%	98.3%	98.2%
クラスター二次 モーメント < 1.5 GeV	99.6%	99.6%	99.6%	99.6%
Cumulative	69.0%	68.6%	68.0%	67.2%

表 3.2 $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ におけるフォトン選別時の信号事象の保持率

Cut	$B^+ \rightarrow K^{*+}(892)\gamma$	$B^+ \rightarrow K_2^{*+}(1430)\gamma$	$B^0 \rightarrow K^{*+}(1410)\gamma$	$B^0 \rightarrow K^{*+}(1680)\gamma$
no cut	87.1%	87.0%	87.1%	87.0%
$1.8 \text{ GeV} < E^* < 3.0 \text{ GeV}$	97.1%	96.9%	96.0%	94.7%
$33^\circ < \theta_\gamma < 128^\circ$	83.0%	83.2%	83.1%	83.4%
$E_{9/21} > 0.93$	99.8%	99.7%	99.7%	99.7%
ZernikeMVA > 0.53	98.3%	98.2%	98.2%	98.1%
クラスター二次 モーメント < 1.5 GeV	99.6%	99.6%	99.6%	99.6%
Cumulative	68.5%	68.4%	67.7%	67.0%

表 3.3 $B^+ \rightarrow K_s\pi^+\gamma$ におけるフォトン選別時の信号事象の保持率

みを再構成の対象とする。 $K_s \rightarrow \pi^+\pi^-$ を再構成するに当たっては、V0finder と NisKsFinder を用いた。V0finder は、 V^0 粒子を再構成するツールで、2つの荷電軌跡がある一点をとるという制約をつけてバーテックスフィットを行い、運動量を再計算して、 K_s の不変質量の分解能を向上させる (図 3.8)。

NisKsFinder は、多変量解析によって V^0 ではない粒子を除去するためのアウトプット”V0like”と Λ 粒子を除去するためのアウトプット”NoLambda”を出力し、そのアウトプット二つを用いてカットを行う。V0like は V^0 粒子である確率、NoLambda は Λ 粒子ではない確率で、本物の $K_s \rightarrow \pi^+\pi^-$ 事象では、どちらの値も 1 に近くなりがちである。V0like, NoLambda の分布を図 3.19, 図 3.20 に示す。

本研究では、KEK の住澤一高氏が提供し、昨年まで本研究室に在籍していた猪

Cut	$B^+ \rightarrow K^{*+}(892)\gamma$	$B^+ \rightarrow K_2^{*+}(1430)\gamma$	$B^0 \rightarrow K^{*+}(1410)\gamma$	$B^0 \rightarrow K^{*+}(1680)\gamma$
no cut	87.1%	87.0%	87.0%	87.0%
$1.8 \text{ GeV} < E^* < 3.0 \text{ GeV}$	97.1%	97.0%	96.0%	94.7%
$33^\circ < \theta_\gamma < 128^\circ$	83.0%	83.2%	83.2%	83.3%
$E_{9/21} > 0.9$	99.9%	99.9%	99.9%	99.9%
ZernikeMVA > 0.51	98.3%	98.3%	98.3%	98.2%
クラスター二次 モーメント < 1.6 GeV	99.7%	99.7%	99.7%	99.7%
Cumulative	68.7%	68.6%	68.0%	67.2%

表 3.4 $B^+ \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ におけるフォトン選別時の信号事象の保持率

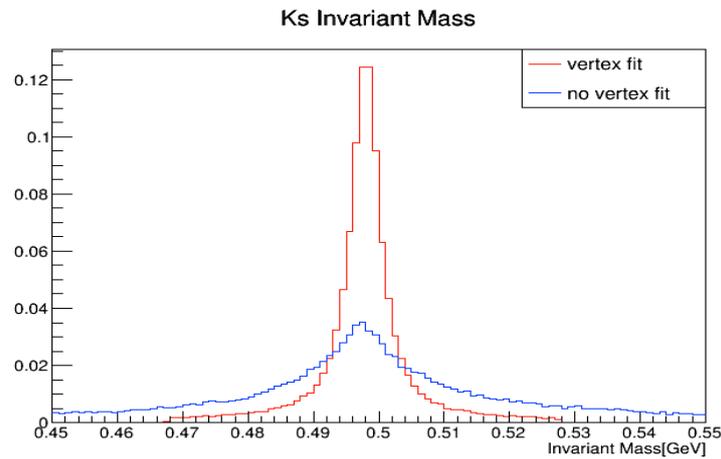


図 3.8 $M_{\pi\pi}$ 分布。バーテックスフィットを行った場合と行わなかった場合の比較。

塚昌大氏が実装した V0finder と NisKsFinder を用いた [43]。本研究にあたって、MC8 のサンプルを使って MVA パッケージによる FastBDT のトレーニングを行い、NisKsFinder を適用した。インプット変数は以下の通りである。

- 軌跡の最近接点間の 3 次元距離 (DistZ)。
- ビーム直交面での IP から崩壊点までの距離 (Flight length)。
- K_s の運動量方向と K_s の崩壊点の間の角度 (dphi)。
- 2 軌跡のビーム直交面での IP から軌跡までの距離の小さい方。
- 2 軌跡のビーム直交面での IP から軌跡までの距離の大きい方。

- K_s 候補の実験室系運動量。
- K_s の運動量方向と K_s の静止系における荷電 π^+ の運動量方向との間の角度。
- 正電荷軌跡が VXD にヒットを持てば 1。持たなければ 0。
- 負電荷軌跡が VXD にヒットを持てば 1。持たなければ 0。
- 正電荷軌跡がヒットを持つ CDC の axial レイヤーの数。
- 負電荷軌跡がヒットを持つ CDC の axial レイヤーの数。
- 正電荷軌跡がヒットを持つ CDC の stereo レイヤーの数。
- 負電荷軌跡がヒットを持つ CDC の stereo レイヤーの数。

NoLambda

- 正電荷軌跡の proton ID
- 負電荷軌跡の proton ID
- 片方の軌跡を陽子と仮定して計算した不変質量のうち、 Λ 粒子の質量に近い方の値。
- 正電荷軌跡の実験室系での運動量。
- 負電荷軌跡の実験室系での運動量。
- 正電荷軌跡の崩壊角。
- 負電荷軌跡の崩壊角。

また、 K_s 候補に対して、以下のようなカットも行なった (図 3.21～図 3.25)。

$$|m_{K_s}^{PDG} - m_{\pi^+\pi^-}| < 0.02 \text{ GeV},$$

$$0.3 \text{ GeV} < p^* < 2.6 \text{ GeV} \quad (p^* \text{ は重心系の運動量の大きさ}) \text{ DistZ} < 20 \text{ cm},$$

$$\text{Flight length} > 0.25 \text{ cm},$$

$$\text{dphi} < 0.21 \text{ rad},$$

3.5 π^0 選別

π^0 は約 99% が 2γ に崩壊するため、このモードを再構成する。 K_x から崩壊する π^0 は運動量が大きくなりがちなので、運動量のカットと 2つのフォトン間の角度を $\theta_{\gamma\gamma}$ と置いて、 $\cos \theta_{\gamma\gamma}$ によるカットをかける (図 3.26)。再構成する時、mass constrained fit を適用した。mass constrained fit では、 2γ の 4 元運動量から計算した不変質量が π^0 の質量に一致するという制約を課して運動量を再計算する。再構成に使用するフォトンのカットは低運動量の候補を除くためにカットをかける

(図 3.29)。

その他に、 $M_{\gamma\gamma}$ 、 π^0 候補の重心系運動量によるカットをかける (図 3.27, 図 3.28, 図 3.30)。

3.6 $K\pi$ 系

2.5GeV 以下の $K\pi$ 系の不変質量を再構成する。また、 D 中間子は $K\pi$ に壊れやすく、 D 中間子を再構成してしまうことが多いので、以下のような D veto を行った。

- $1.835 \text{ GeV} < M_{K\pi} < 1.895 \text{ GeV}$ を除去。(for $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\gamma$)
- $1.840 \text{ GeV} < M_{K\pi} < 1.900 \text{ GeV}$ を除去。(for $B^+ \rightarrow K_s\pi^+\gamma$)
- $1.805 \text{ GeV} < M_{K\pi} < 1.905 \text{ GeV}$ を除去。(for $B^+ \rightarrow K^+\pi^0\gamma$)

$K\pi$ 系選別時の信号事象の保持率を表 3.5, 3.6, 3.7 に示す。

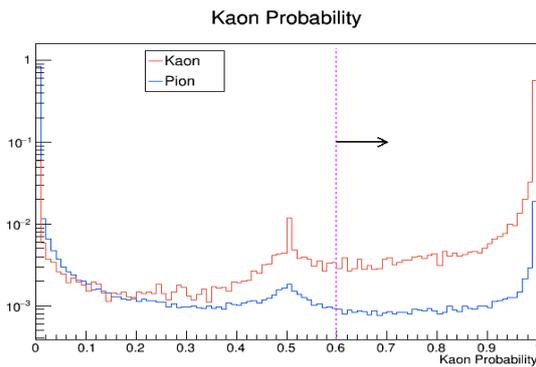


図 3.9 K 中間子確率。縦軸は対数表示。赤線は荷電 K 中間子、青線は荷電 π 中間子。

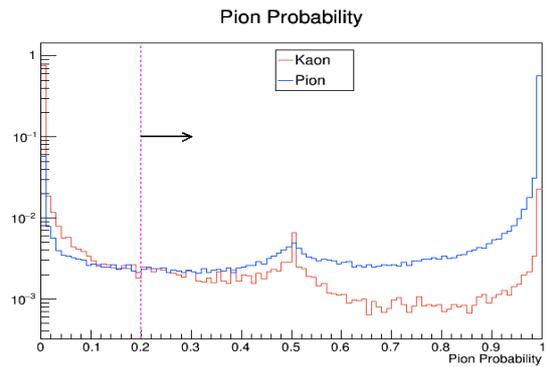


図 3.10 π 中間子確率。縦軸は対数表示。赤線は荷電 K 中間子、青線は荷電 π 中間子。

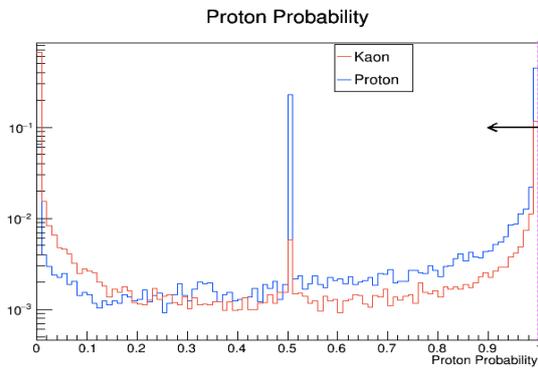


図 3.11 Proton 確率。赤線は荷電 K 中間子、青線は陽子。

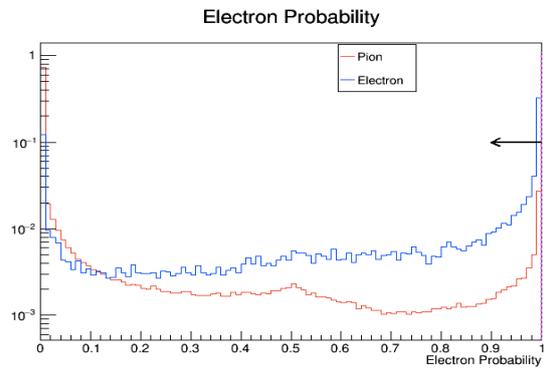


図 3.12 Electron 確率。赤線は荷電 π 中間子、青線は電子。

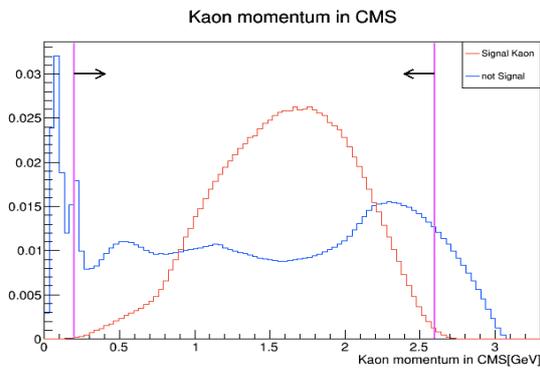


図 3.13 K^\pm の重心系運動量。赤線は信号事象の荷電 K 中間子、青線はそれ以外。

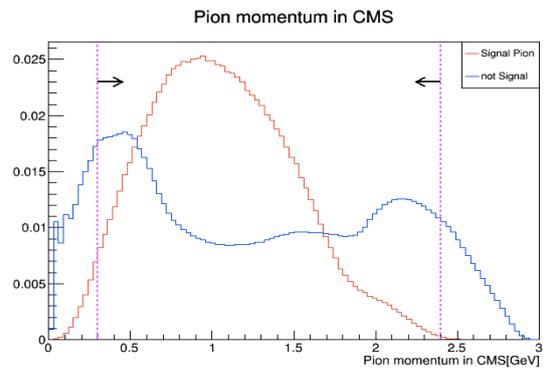


図 3.14 π^\pm の重心系運動量。赤線は信号事象の荷電 π 中間子、青線はそれ以外。

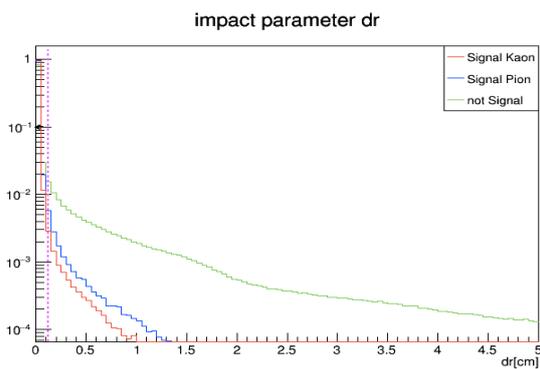


図 3.15 ビーム軸と垂直な平面における IP からの距離。縦軸は対数表示。赤線は荷電 K 中間子、青線は荷電 π 中間子。緑線はそれ以外。

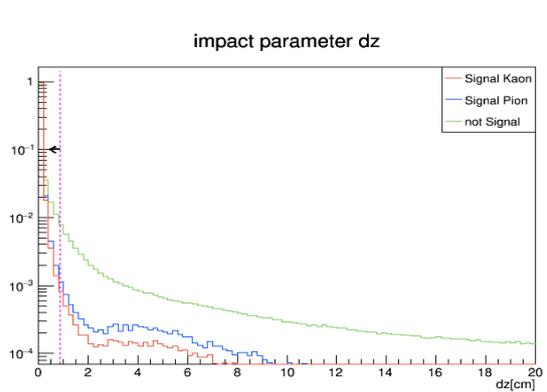


図 3.16 ビーム軸方向における IP からの距離。縦軸は対数表示。赤線は荷電 K 中間子、青線は荷電 π 中間子。緑線はそれ以外。

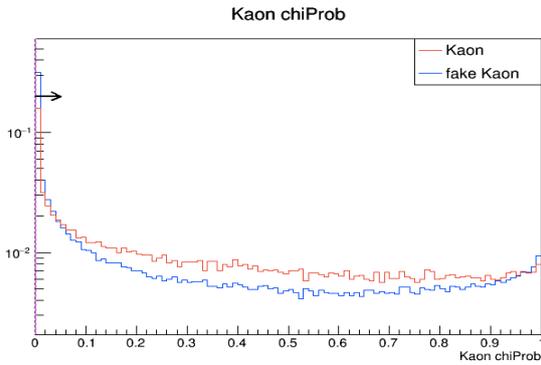


図 3.17 K^\pm の χ^2 確率。縦軸は対数表示。赤線は荷電 K 中間子、青線はそれ以外。

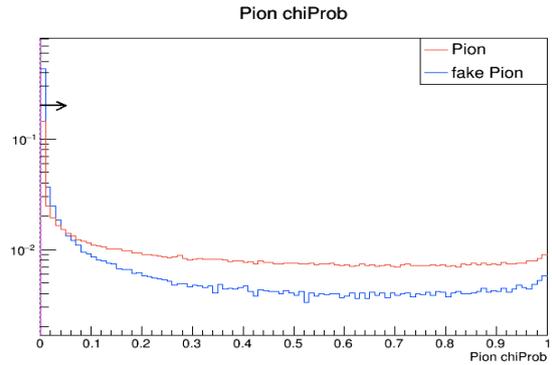


図 3.18 π^\pm の χ^2 確率。縦軸は対数表示。赤線は荷電 K 中間子、青線はそれ以外。

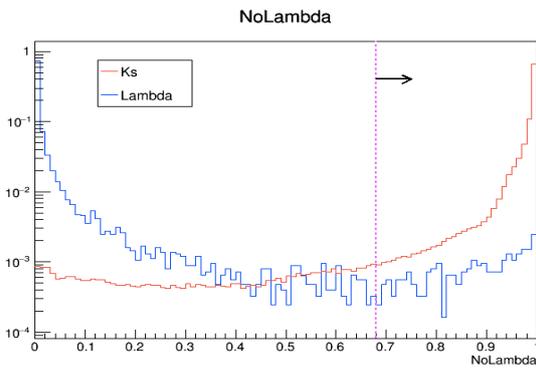


図 3.19 NoLambda(Λ 粒子ではない確率)。赤線は K_s 、青線は Λ 粒子。

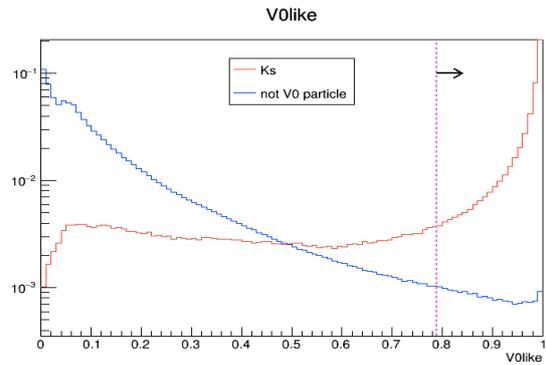


図 3.20 V0like(V^0 粒子である確率)。赤線は K_s 、青線は V^0 粒子を含まない背景事象。

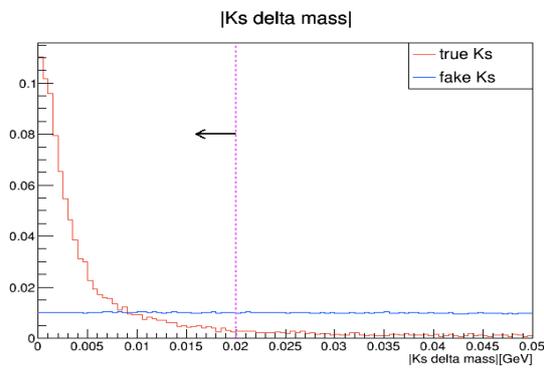


図 3.21 $M_{\pi\pi}$ 分布。赤線は K_s 、青線はそれ以外。

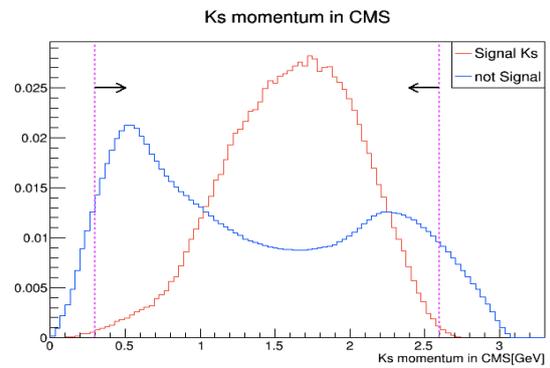


図 3.22 K_s の重心系運動量。赤線は信号事象の K_s 、青線はそれ以外。

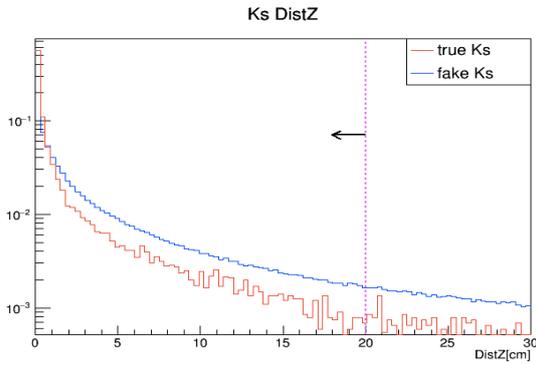


図 3.23 軌跡の最近接点間の距離。赤線は K_s , 青線はそれ以外。

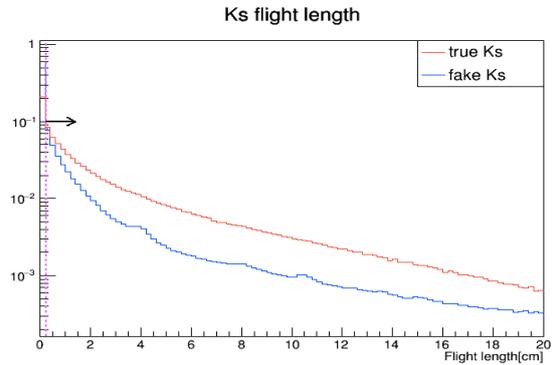


図 3.24 K_s の飛行距離。赤線は K_s , 青線はそれ以外。

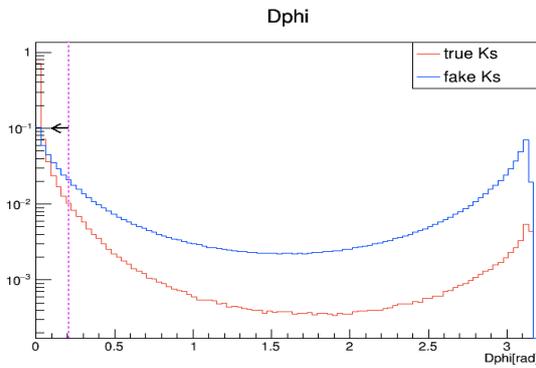


図 3.25 K_s の運動量方向と K_s の崩壊点の間の角度。縦軸は対数表示。赤線は K_s , 青線はそれ以外。

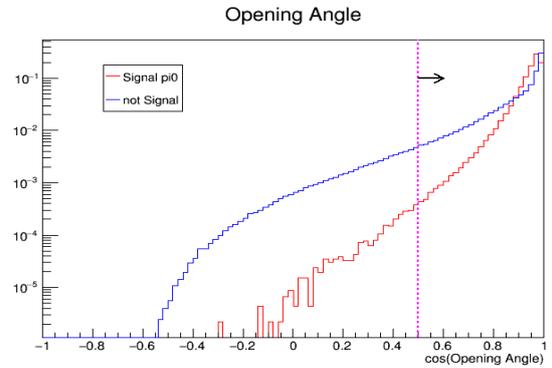


図 3.26 $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ における 2 つのフォトン間の角度のコサイン値。赤線は信号事象の π^0 , 青線はそれ以外。縦軸は対数表示。

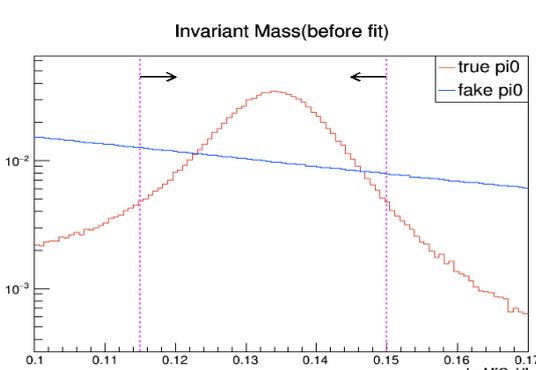


図 3.27 mass constrained fit 前の $M_{\gamma\gamma}$ 分布。赤線は π^0 , 青線はそれ以外。

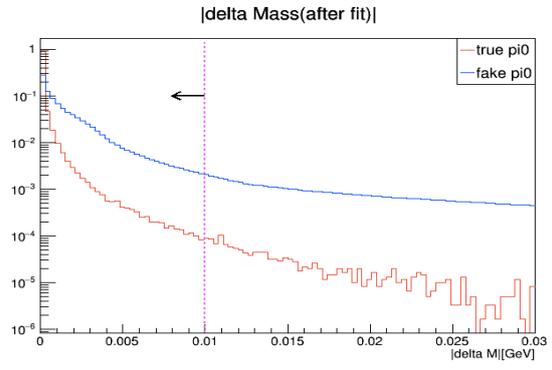


図 3.28 mass constrained fit 後の $M_{\gamma\gamma}$ 分布。縦軸は対数表示。赤線は π^0 , 青線はそれ以外。

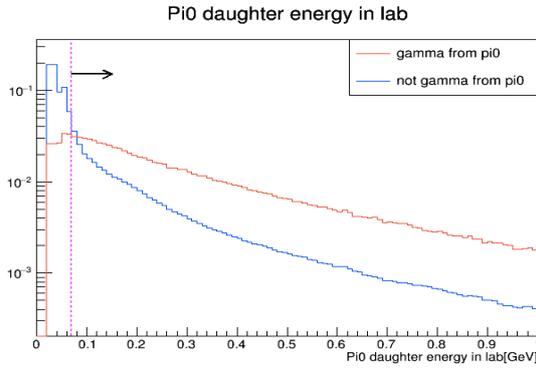


図 3.29 π^0 の娘 γ の実験室系エネルギー。赤線が信号事象、青線はそれ以外。

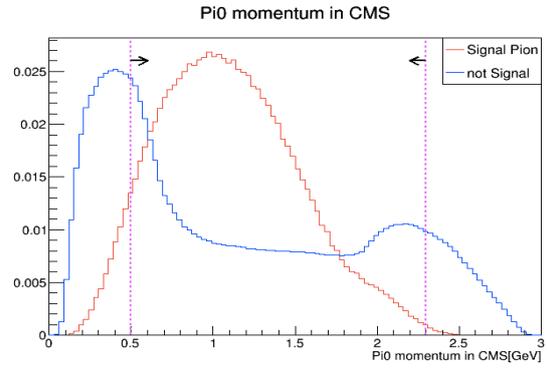


図 3.30 π^0 の重心系運動量。赤線が信号事象の π^0 、青線はそれ以外。

Cut	$B^0 \rightarrow K^{*0}(892)\gamma$	$B^0 \rightarrow K_2^{*0}(1430)\gamma$	$B^0 \rightarrow K^{*0}(1410)\gamma$	$B^0 \rightarrow K^{*0}(1680)\gamma$
no cut	86.1%	85.5%	84.8%	84.7%
Kaon Probability > 0.6 for K^+	85.0%	87.9%	86.3%	86.4%
Proton Probability < 1 for K^+	99.3%	97.2%	98.8%	98.8%
$0.2 \text{ GeV} < p^* < 2.6 \text{ GeV}$ for K^+	98.9%	97.4%	98.8%	98.7%
Pion Probability > 0.2 for π^-	95.6%	95.9%	95.2%	95.0%
Electron Probability < 1 for π^-	98.8%	99.5%	99.6%	99.6%
$0.3 \text{ GeV} < p^* < 2.4 \text{ GeV}$ for π^-	96.1%	94.9%	98.1%	98.4%
$dr < 0.12 \text{ cm}$ for K^+, π^-	94.7%	93.2%	94.8%	95.0%
$dz < 0.9 \text{ cm}$ for K^+, π^-	98.3%	97.9%	98.3%	98.3%
tracking χ^2 Probability > 0.001 for K^+, π^-	95.3%	93.5%	95.1%	95.3%
D^0 veto ($1.835 \text{ GeV} < M_{K\pi} < 1.895 \text{ GeV}$ の範囲を除去)	100%	99.1%	98.7%	92.7%
$M_{K\pi} < 2.5 \text{ GeV}$	100%	99.1%	98.0%	95.5%
Cumulative	57.9%	54.0%	57.0%	52.4%

表 3.5 $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ における $K\pi$ 系選別時の信号事象の保持率

Cut	$B^+ \rightarrow K^{*+}(892)\gamma$	$B^+ \rightarrow K_2^{*+}(1430)\gamma$	$B^0 \rightarrow K^{*+}(1410)\gamma$	$B^0 \rightarrow K^{*+}(1680)\gamma$
no cut	54.7%	51.4%	52.4%	52.3%
DistZ < 20 cm for K_s	99.6%	99.3%	99.5%	99.5%
Flight length > 0.25 cm for K_s	95.3%	92.8%	94.3%	94.2%
dphi < 0.21 rad for K_s	97.3%	95.3%	96.6%	96.5%
$ m_{K_s}^{PDG} - m_{\pi^+\pi^-} < 0.02$ GeV for K_s	97.1%	96.9%	97.0%	97.0%
$0.3 \text{ GeV} < p^* < 2.6 \text{ GeV}$ for K_s	99.8%	97.5%	99.5%	99.4%
V0like > 0.79 for K_s	98.4%	97.9%	98.1%	98.1%
NoLambda > 0.68 for K_s	94.3%	92.9%	94.9%	94.8%
Pion Probability > 0.3 for π^+	94.9%	95.2%	94.0%	93.7%
Electron Probability < 1 for π^+	99.3%	99.4%	99.6%	99.6%
$0.4 \text{ GeV} < p^* < 2.3 \text{ GeV}$ for π^+	92.1%	86.6%	95.9%	96.9%
$dr < 0.08$ cm for π^+	96.0%	95.8%	96.8%	97.0%
$dz < 0.8$ cm for π^+	99.2%	99.1%	99.3%	99.4%
tracking χ^2 Probability > 0.001 for π^+	97.3%	97.3%	97.7%	97.8%
D^+ veto ($1.84 \text{ GeV} < M_{K\pi} < 1.9 \text{ GeV}$ の範囲を除去)	100%	99.2%	98.7%	92.7%
$M_{K\pi} < 2.5 \text{ GeV}$	100%	99.3%	98.0%	95.4%
Cumulative	36.5%	28.9%	34.8%	32.0%

表 3.6 $B^+ \rightarrow K_s \pi^+ \gamma$ における $K\pi$ 系選別時の信号事象の保持率

Cut	$B^+ \rightarrow K^{*+}(892)\gamma$	$B^+ \rightarrow K_2^{*+}(1430)\gamma$	$B^0 \rightarrow K^{*+}(1410)\gamma$	$B^0 \rightarrow K^{*+}(1680)\gamma$
no cut	66.9%	67.5%	68.1%	68.4%
Kaon Probability > 0.6 for K^+	86.1%	88.2%	86.7%	86.4%
Proton Probability < 1 for K^+	99.4%	97.2%	98.8%	98.8%
$0.2 \text{ GeV} < p^* < 2.4 \text{ GeV}$ for K^+	96.7%	89.9%	96.5%	96.3%
$dr < 0.15 \text{ cm}$ for K^+	98.2%	96.9%	97.7%	97.6%
$dz < 1.4 \text{ cm}$ for K^+	99.7%	99.5%	99.6%	99.6%
tracking χ^2 Probability > 0.001 for K^+	98.1%	95.8%	97.3%	97.2%
$E_\gamma > 0.07 \text{ GeV}$ (for 2γ from π^0)	87.9%	89.6%	91.0%	91.8%
$\cos \theta_{\gamma\gamma} > 0.5$	99.5%	99.8%	99.9%	100%
$0.115 \text{ GeV} < M(\text{before fit}) < 0.15 \text{ GeV}$	91.9%	91.5%	91.9%	91.7%
$ m_{\pi^0}^{PDG} - m_{\gamma\gamma} < 0.010 \text{ GeV}$	100%	100%	100%	100%
$0.5 \text{ GeV} < p^* < 2.3 \text{ GeV}$ for π^0	92.3%	90.3%	96.8%	97.5%
D^+ veto ($1.805 \text{ GeV} < M_{K\pi} < 1.910 \text{ GeV}$ の範囲を除去)	100%	98.6%	97.8%	86.8%
$M_{K\pi} < 2.5 \text{ GeV}$	100%	99.4%	98.1%	95.4%
Cumulative	39.5%	34.6%	41.3%	36.2%

表 3.7 $B^+ \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ における $K\pi$ 系選別時の信号事象の保持率

3.7 B 中間子の再構成

B 中間子を再構成するカットにおいて、以下の二つの運動学的変数を使用した。

$$M_{bc} = \sqrt{\left(\frac{1}{2}E_{CMS}\right)^2 - |p_{CMS}^B|^2} \quad (3.6)$$

$$\Delta E = E_{CMS}^B - \frac{1}{2}E_{CMS} \quad (3.7)$$

$M_{bc}, \Delta E$ はそれぞれ Beam Constrained Mass、Energy Difference と呼ばれる変数である。ここで、 E_{CMS} は重心系エネルギー、 \vec{p}_{CMS}^B は重心系における B 中間子の運動量ベクトル、 E_{CMS}^B は重心系における B 中間子のエネルギーである。

B 中間子は $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ 過程で生成される。重心系において、 $\Upsilon(4S)$ はほぼ静止して生成されるので、運動学的に考えると、B 中間子の重心系エネルギーは重心系エネルギーの 1/2 である。その初期条件より、正しく B 中間子を再構成できれば、 M_{bc} は運動量保存則より B 中間子の nominal な質量にピークを持ち、 ΔE はエネルギー保存則より 0 にピークを持つ。ビームエネルギーは B 中間子のエネルギーよりも正確に知ることができるので、B の不変質量よりも M_{bc} の方が分解能が高い。また、ECL におけるシャワー漏れの影響などから、フォトンのエネルギーは低く見積もられがちで、相対的には $K\pi$ 系の運動量の方が正確に測定できる。そのため、 M_{bc} の計算では、ECL で測定されたフォトンのエネルギーを使わずに B の運動量を計算する。

$$\vec{p}_{CMS}^B = \vec{p}_{CMS}^{K\pi} + \frac{\vec{p}_{CMS}^\gamma}{|\vec{p}_{CMS}^\gamma|} \times \left(\frac{1}{2}E_{CMS} - E_{CMS}^{K\pi}\right) \quad (3.8)$$

この定義で B の運動量を計算した方が、 M_{bc} の分解能は向上する。本研究では、 $5.2\text{GeV} < M_{bc} < 5.29\text{GeV}$ かつ $0.08\text{GeV} < \Delta E < 0.15\text{GeV}$ の値でカットをかけた。また、 $q\bar{q}$ 背景事象抑制（後述）のために、 $q\bar{q}$ bkg に対する信号事象確率によってカットをかけた。

M_{bc} の分布を図 3.31、 ΔE の分布を図 3.32、 $q\bar{q}$ bkg に対する信号事象確率の分布を図 3.33～図 3.35 に示す。

1 つのイベントの中で複数の B 中間子候補ができた場合、その中から最も信号事象らしい候補を選ぶことを Best Candidate Selection と呼ぶ。本研究では、 $|\Delta E|$ が最も小さい候補を Best Candidate として最終的な B 中間子候補に選んだ。

B 中間子選別時の信号事象の保持率を表 3.8, 3.9, 3.10 に示す。

また、具体的なカット条件一覧を表 3.11~3.13 に示す。

最終的な再構成の結果として、 $M(K\pi) < 2.5\text{GeV}$ における各レゾナンスの検出効率を表 3.14 に示した。

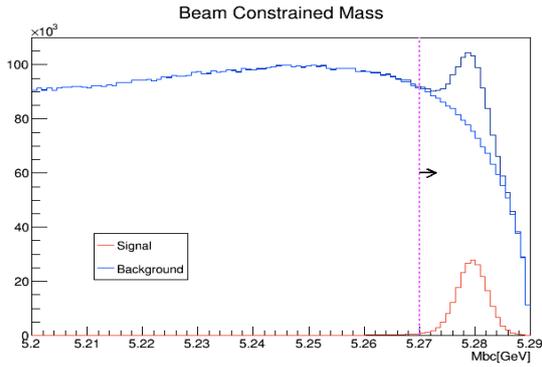


図 3.31 M_{bc} 分布。赤線が信号事象。青線が背景事象。紺色が全事象。5.27GeV 以上を信号事象ボックスとした。

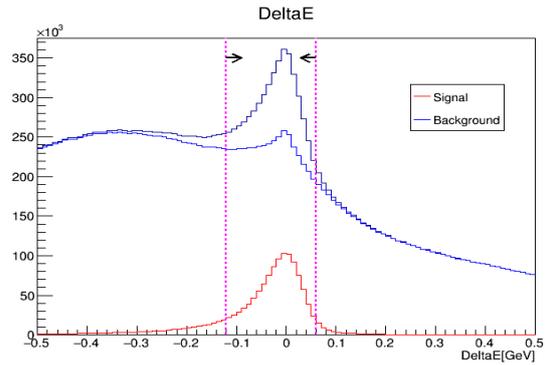


図 3.32 ΔE 分布。赤線が信号事象。青線が背景事象。紺色が全事象。

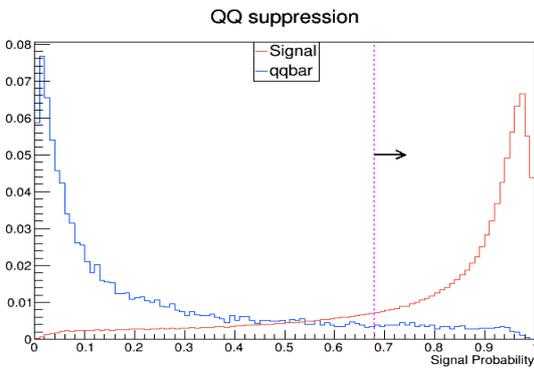


図 3.33 $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ の $q\bar{q}$ bkg に対する Signal Probability。赤線は信号事象、青線は $q\bar{q}$ 。

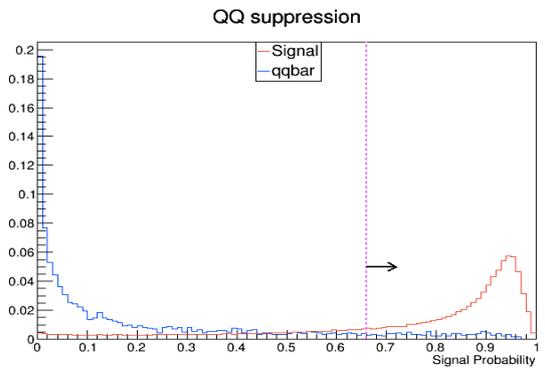


図 3.34 $B^+ \rightarrow K_s\pi^+\gamma$ の $q\bar{q}$ bkg に対する Signal Probability。赤線は信号事象、青線は $q\bar{q}$ 。

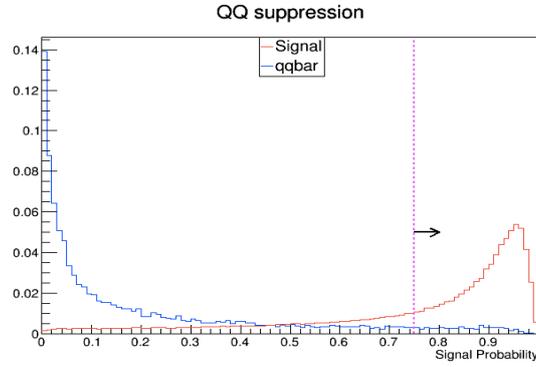


図 3.35 $B^+ \rightarrow K^+ \pi^0 \gamma$ の $q\bar{q}$ bkg に対する Signal Probability。赤線は信号事象、青線は $q\bar{q}$ 。

Cut	$B^0 \rightarrow K^{*0}(892)\gamma$	$B^0 \rightarrow K_2^{*0}(1430)\gamma$	$B^0 \rightarrow K^{*0}(1410)\gamma$	$B^0 \rightarrow K^{*0}(1680)\gamma$
no cut	46.9%	41.4%	44.6%	39.8%
$5.2\text{GeV} < M_{bc} < 5.29\text{GeV}$	99.8%	99.7%	99.6%	99.5%
$-0.12\text{GeV} < \Delta E < 0.06\text{GeV}$	81.4%	81.7%	81.6%	82.0%
π^0 Probability < 0.87 for γ	93.1%	92.8%	92.8%	92.6%
η Probability < 0.95 for γ	98.4%	98.3%	98.3%	98.3%
Signal Probability > 0.68 (for $q\bar{q}$ 抑制)	76.3%	75.7%	76.2%	75.6%
Best Cnadidate Selection with lowest ΔE	96.1%	95.9%	97.2%	97.6%
Cumulative	25.6%	22.3%	24.5%	21.8%

表 3.8 $B^0 \rightarrow K^+ \pi^- \gamma$ における B 中間子選別時の信号事象の保持率

Cut	$B^+ \rightarrow K^{*+}(892)\gamma$	$B^+ \rightarrow K_2^{*+}(1430)\gamma$	$B^0 \rightarrow K^{*+}(1410)\gamma$	$B^0 \rightarrow K^{*+}(1680)\gamma$
no cut	31.2%	23.4%	28.6%	25.3%
$5.2\text{GeV} < M_{bc} < 5.29\text{GeV}$	99.7%	99.7%	99.7%	99.7%
$-0.12\text{GeV} < \Delta E < 0.06\text{GeV}$	81.2%	82.1%	82.0%	82.6%
π^0 Probability < 0.87 for γ	92.9%	92.5%	92.6%	92.4%
η Probability < 0.96 for γ	98.9%	98.8%	98.8%	98.8%
Signal Probability > 0.66 (for $q\bar{q}$ 抑制)	73.9%	73.7%	73.8%	73.6%
Best Cnadidate Selection with lowest ΔE	92.6%	92.3%	94.5%	95.3%
Cumulative	15.9%	11.9%	14.9%	13.3%

表 3.9 $B^+ \rightarrow K_s \pi^+ \gamma$ における B 中間子選別時の信号事象の保持率

Cut	$B^+ \rightarrow K^{*+}(892)\gamma$	$B^+ \rightarrow K_2^{*+}(1430)\gamma$	$B^0 \rightarrow K^{*+}(1410)\gamma$	$B^0 \rightarrow K^{*+}(1680)\gamma$
no cut	32.9%	27.8%	33.4%	28.2%
$5.2\text{GeV} < M_{bc} < 5.29\text{GeV}$	99.7%	99.7%	99.7%	99.6%
$-0.12\text{GeV} < \Delta E < 0.06\text{GeV}$	77.9%	76.2%	77.2%	77.1%
π^0 Probability < 0.83 for γ	91.4%	91.0%	91.0%	90.8%
η Probability < 0.97 for γ	99.3%	99.3%	99.3%	99.2%
Signal Probability > 0.75 (for $q\bar{q}$ 抑制)	66.9%	66.7%	66.6%	66.3%
Best Cnadidate Selection with lowest ΔE	95.3%	94.2%	96.1%	96.5%
Cumulative	14.8%	12.0%	14.8%	12.5%

表 3.10 $B^+ \rightarrow K^+ \pi^0 \gamma$ における B 中間子選別時の信号事象の保持率

対象粒子	カット条件
フォトン	$1.8 \text{ GeV} < E^* < 3.0 \text{ GeV}$ $33^\circ < \theta_\gamma < 128^\circ$ (バレル ECL のみ) $E_{9/21} > 0.93$ ZernikeMVA > 0.525 クラスター二次モーメント $< 1.5 \text{ GeV}$ π^0 Probability < 0.87 η Probability < 0.95
荷電 K 中間子	$0.2 \text{ GeV} < p^* < 2.6 \text{ GeV}$ Kaon Probability > 0.6 Proton Probability < 1 $dr < 0.12 \text{ cm}$ $dz < 0.9 \text{ cm}$ χ^2 Probability > 0.001
荷電 π 中間子	$0.3 \text{ GeV} < p^* < 2.4 \text{ GeV}$ Pion Probability > 0.2 Electron Probability < 1 $dr < 0.12 \text{ cm}$ $dz < 0.9 \text{ cm}$ χ^2 Probability > 0.001
$K\pi$ 系	$M_{K\pi} < 2.5 \text{ GeV}$ D^0 veto ($1.835 \text{ GeV} < M_{K\pi} < 1.895 \text{ GeV}$ の範囲を除去)
B 中間子	Signal Probability > 0.68 (for $q\bar{q}$ 抑制) $5.2 \text{ GeV} < M_{bc} < 5.29 \text{ GeV}$ $-0.12 \text{ GeV} < \Delta E < 0.06 \text{ GeV}$

表 3.11 $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ のカット条件一覧

対象粒子	カット条件
フォトン	$1.8 \text{ GeV} < E^* < 3.0 \text{ GeV}$ $33^\circ < \theta_\gamma < 128^\circ$ (バレル ECL のみ) $E_{9/21} > 0.93$ ZernikeMVA > 0.53 クラスター二次モーメント $< 1.5 \text{ GeV}$ π^0 Probability < 0.87 η Probability < 0.96
K_s	$0.3 \text{ GeV} < p^* < 2.6 \text{ GeV}$ $ m_{K_s}^{PDG} - m_{\pi^+\pi^-} < 0.02 \text{ GeV}$ DistZ $< 20 \text{ cm}$ Flight length $> 0.25 \text{ cm}$ dphi $< 0.21 \text{ rad}$ V0like > 0.79 NoLambda > 0.68
荷電 π 中間子	$0.4 \text{ GeV} < p^* < 2.3 \text{ GeV}$ Pion Probability > 0.3 Electron Probability < 1 $dr < 0.08 \text{ cm}$ $dz < 0.8 \text{ cm}$ χ^2 Probability > 0.001
$K\pi$ 系	$M_{K\pi} < 2.5 \text{ GeV}$ D^+ veto ($1.84 \text{ GeV} < M_{K\pi} < 1.9 \text{ GeV}$ の範囲を除去)
B 中間子	Signal Probability > 0.66 (for $q\bar{q}$ 抑制) $5.2 \text{ GeV} < M_{bc} < 5.29 \text{ GeV}$ $-0.12 \text{ GeV} < \Delta E < 0.06 \text{ GeV}$

表 3.12 $B^+ \rightarrow K_s \pi^+ \gamma$ のカット条件一覧

対象粒子	カット条件
フォトン	$1.8 \text{ GeV} < E^* < 3.0 \text{ GeV}$ $33^\circ < \theta_\gamma < 128^\circ$ (バレル ECL のみ) $E_{9/21} > 0.9$ ZernikeMVA > 0.51 クラスター二次モーメント $< 1.6 \text{ GeV}$ π^0 Probability < 0.83 η Probability < 0.97
荷電 K 中間子	$0.2 \text{ GeV} < p^* < 2.4 \text{ GeV}$ Kaon Probability > 0.6 Proton Probability < 1 $dr < 0.15 \text{ cm}$ $dz < 1.4 \text{ cm}$ χ^2 Probability > 0.001
π^0	$0.5 \text{ GeV} < p^* < 2.3 \text{ GeV}$ $\cos \theta_{\gamma\gamma} > 0.5$ $0.115 \text{ GeV} < M(\text{before fit}) < 0.15 \text{ GeV}$ $ m_{\pi^0}^{PDG} - m_{\gamma\gamma} < 0.010 \text{ GeV}$ $E_\gamma > 0.07 \text{ GeV}$ (π^0 の娘粒子 2γ 双方について)
$K\pi$ 系	$M_{K\pi} < 2.5 \text{ GeV}$ D^+ veto ($1.805 \text{ GeV} < M_{K\pi} < 1.910 \text{ GeV}$ の範囲を除去)
B 中間子	Signal Probability > 0.75 (for $q\bar{q}$ 抑制) $5.2 \text{ GeV} < M_{bc} < 5.29 \text{ GeV}$ $-0.12 \text{ GeV} < \Delta E < 0.06 \text{ GeV}$

表 3.13 $B^+ \rightarrow K^+ \pi^0 \gamma$ のカット条件一覧

検出効率 (%)	$B \rightarrow K^*(892)\gamma$	$B \rightarrow K_2^*(1430)\gamma$	$B \rightarrow K^*(1410)\gamma$	$B \rightarrow K^*(1680)\gamma$
$B^0 \rightarrow K^+ \pi^- \gamma$	17.29 ± 0.01	7.52 ± 0.01	1.16 ± 0.01	5.67 ± 0.01
$B^+ \rightarrow K_s \pi^+ \gamma$	3.80 ± 0.00	1.42 ± 0.00	0.25 ± 0.00	1.22 ± 0.00
$B^+ \rightarrow K^+ \pi^0 \gamma$	4.96 ± 0.01	2.03 ± 0.01	0.35 ± 0.00	1.62 ± 0.01

表 3.14 $M(K\pi) < 2.5 \text{ GeV}$ における検出効率

第 4 章 π^0/η veto

4.1 概要

Belle II 実験において、 π^0 や η は比較的生成されやすい中間子で、その多くが 2γ へ崩壊する (π^0 は約 99%、 η は約 39%) が、 $B \rightarrow X_s \gamma$ 事象の解析では、高エネルギーの π^0 中間子や η 中間子から生じる高エネルギーの光子を信号光子と取り違えることが多く、主要な背景事象の 1 つとなる。 2γ の内、片方の高エネルギーの光子が背景事象になるとき、もう一方の光子は比較的低エネルギーとなるので、便宜上、この高エネルギーの光子を”ハード光子”、低エネルギーの光子を”ソフト光子”と呼ぶことにする。

π^0/η veto では、それぞれのハード光子に対して、同じイベント内の全てのソフト光子を組み合わせて $\pi^0(\eta)$ 候補を作り、それぞれの候補に対して” $\pi^0(\eta)$ probability”を計算することで背景事象の除去を行う。しかし、1 つのイベントにおいて、ソフト光子は何十個も存在するため、同じイベント内で複数個の $\pi^0(\eta)$ 候補が存在する。今回は $\pi^0(\eta)$ probability が最も高い候補の確率値を採用した。これにより、 $\pi^0(\eta)$ を含むイベントを見つけることができる。 π^0/η probability をアウトプットする流れを図 4.1 に示す。一方、このやり方では、信号事象の $\pi^0(\eta)$ probability も上がってしまい、検出効率が落ちてしまう。つまり、 $\pi^0(\eta)$ 由来のソフト光子を残したまま、他のソフト光子を除外して、ソフト光子の数を少なくすることが、パフォーマンス向上のための 1 つのポイントである。そこで、エネルギーによるカットとトリガー時間によるカットを行い、ソフト光子の選別を行なった。

また、Belle 実験では、ソフト光子の崩壊角ごとに 3 パターンの場合分けをした上で二次元確率密度関数を用いて $\pi^0(\eta)$ probability をアウトプットしていたが、本研究では、FastBDT を用いた多変量解析により、 $\pi^0(\eta)$ probability を求めた。

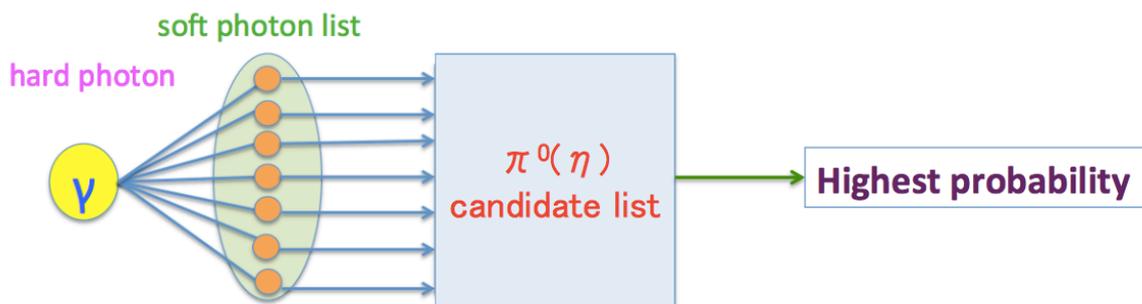


図 4.1 π^0/η probability をアウトプットする流れ

4.2 ソフトフォトンの定義

ソフトフォトンの多くはビーム背景事象由来の事象であり、できる限り本物のフォトンを残しつつビーム背景事象を残したい。まず、低エネルギーのビームバックグラウンドを除去するために、以下のようなエネルギーのカットを行なった。

π^0 veto : " $E > 25\text{MeV}$ かつ $clusterReg = 1$ " または " $E > 20\text{MeV}$ かつ $clusterReg \neq 1$ "
 η veto : " $E > 35\text{MeV}$ かつ $clusterReg = 1$ " または " $E > 30\text{MeV}$ かつ $clusterReg \neq 1$ "

ここで、 $clusterReg = 1$ はソフトフォトンのクラスター角度がフォワードエンドキャップ方向に一致する時、 $clusterReg \neq 1$ はそれ以外の時である。

また、ビーム背景事象の中には別のバンチ由来の事象も多いので、トリガー時間によるカットが有効である。そこで、以下のような"クラスタータイミング" $T[ns]$ でカットをかけた。

$$T = T_{rec} - T_{trigger} \quad (4.1)$$

ここで、 T_{rec} は ECL におけるクラスター内で最もエネルギーを落とした結晶における波形をフィットして得られた値で、 $T_{trigger}$ はトリガーがかかった時刻である。別のバンチ由来のビーム背景事象は、クラスタータイミングの絶対値が大きい値を取りやすいため、そうしたビーム背景事象とそれ以外の事象との区別に効果的である。クラスタータイミングの分布を図 4.2 に示した。ただし、高エネルギー事象の方が検出器の時間分解能が良いため、"クラスタータイミングの絶対値の上限"はエネルギーに依存する。そこで、"クラスタータイミングの絶対値の上限"として、本

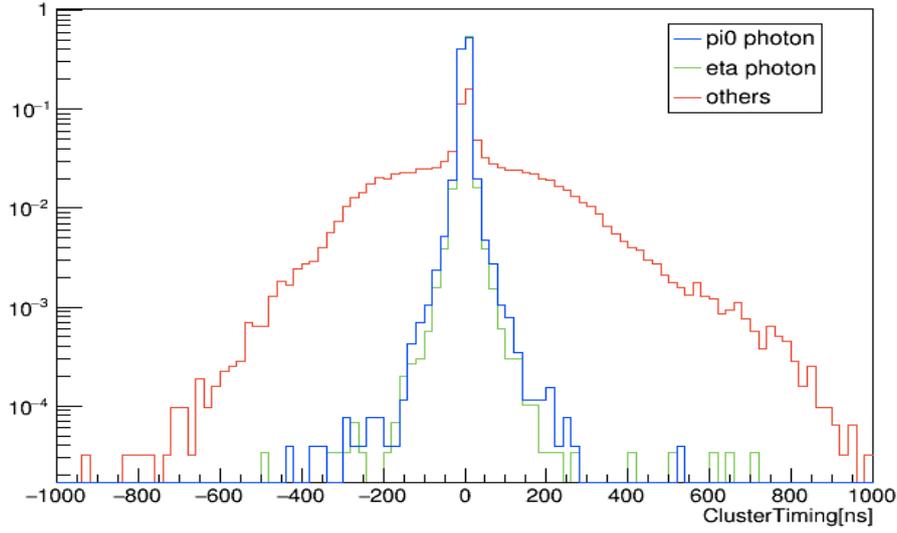


図 4.2 クラスタータイミング。縦軸は対数表示。青色は π^0 由来のフォトン。緑色は η 由来のフォトン。赤色はそれ以外。

物のフォトンが 99.7% 残るような値を 47MeV ずつに区切りながら求め、そのデータ点に対してフィッティングして、関係式を求めた。定性的な意味合いはないが、フィッティングにはブライトウィグナー関数と指数関数を用いた。フィッティングの様子を図 4.3 に示す。結果、ソフトフォトンの実験室系エネルギー $E[\text{GeV}]$ の関数として、以下の式が得られた。

$$T(E)[ns] = \begin{cases} \frac{A}{(E-E_0)^2 + \frac{1}{4}a^2} + B \exp(-bE) & (E > 61.5 \text{ MeV}) \\ 120 & (E < 61.5 \text{ MeV}) \end{cases} \quad (4.2)$$

$$A = 2.939, E_0 = 0.03385, a = 0.3267, B = 13.32, b = 0.4641$$

低エネルギー領域はビーム背景事象が支配的な領域であるため、本物のフォトンが 99.7% 保持することができなくなるものの、120ns コンスタントでカットをかけることにした。

4.3 FastBDT

今回、 π^0/η veto を作成するにあたって、マシン・ラーニング・プログラムの一種である FastBDT を使用した。FastBDT は、basf2 で標準的に用いられている多変量解析のツールである。

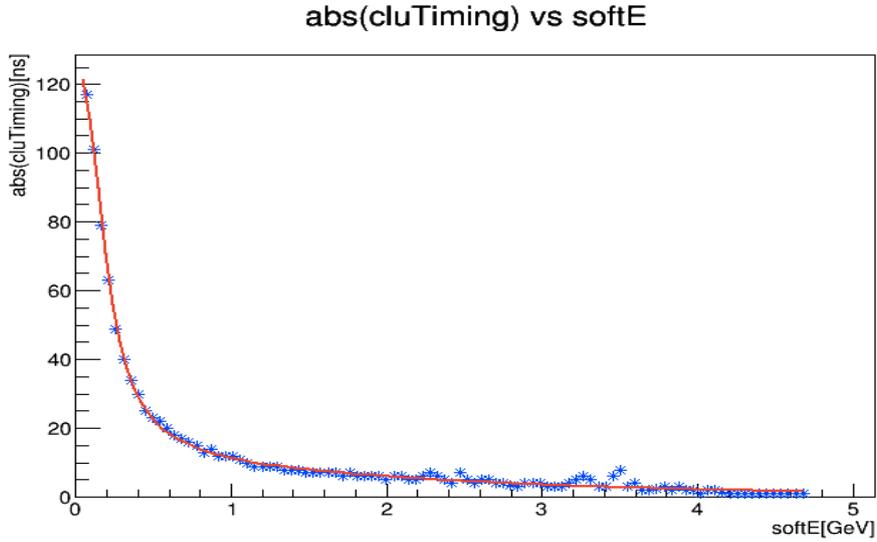


図 4.3 ”クラスタータイミングの絶対値の上限”のエネルギー依存性のフィッティング。

まず、DT(Decision Tree) は、図 4.4 のようなツリー構造の図である。DT を用いた多変量解析では、DT にトレーニングサンプルを通していき、信号事象と背景事象それぞれのイベントの特徴を学習し、各ノードの変数や閾値を最適化する。BDT(Boosted Decision Tree) では、オーバートレーニング (統計的なふらつき) を避けるため、決定木の深さを制限し、多数の DT を作る。また、間違っ て識別されたイベントについて学習データとしての “重み” を上げる。GDBT(Gradient BDT) はパラメータの最適化の際に勾配降下法を用いるもので、SGBDT(Stochastic GBDT) は決定木の作成においてランダムな学習サンプルが用いられ、オーバートレーニングを避けようとする。FastBDT は、“速度” に関して最適化された SGBDT で、学習と実行に要する時間が TMVA などの他の実装に比べて 1/10 のオーダーまで削減される [44]。図 4.5 では、FEI(Full Event Interpretation : 一方の B 中間子だけでなく双方の B 中間子を再構成する手法) において、それぞれの多変量解析を使用した時のパフォーマンスを示しており、Belle で使用された NeuroBayes と同等かそれ以上のパフォーマンスを実現できることがわかる。

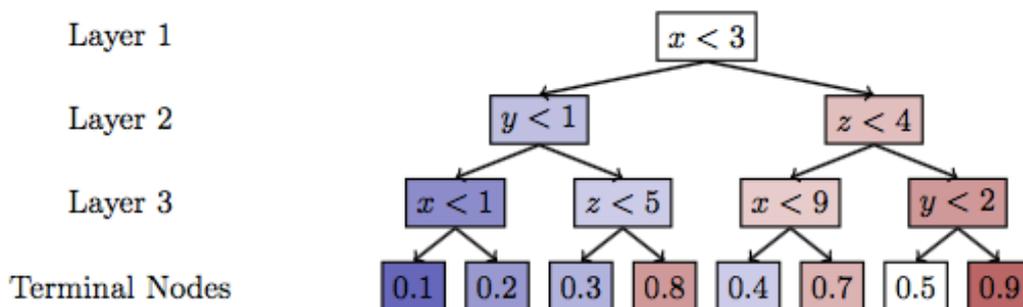


図 4.4 3層の決定木 [45]。Layer1 から 2,3 へとセレクションが行われ、真なら右のノード、偽なら左のノードへ進む。Terminal nodes においてアウトプットが得られる。

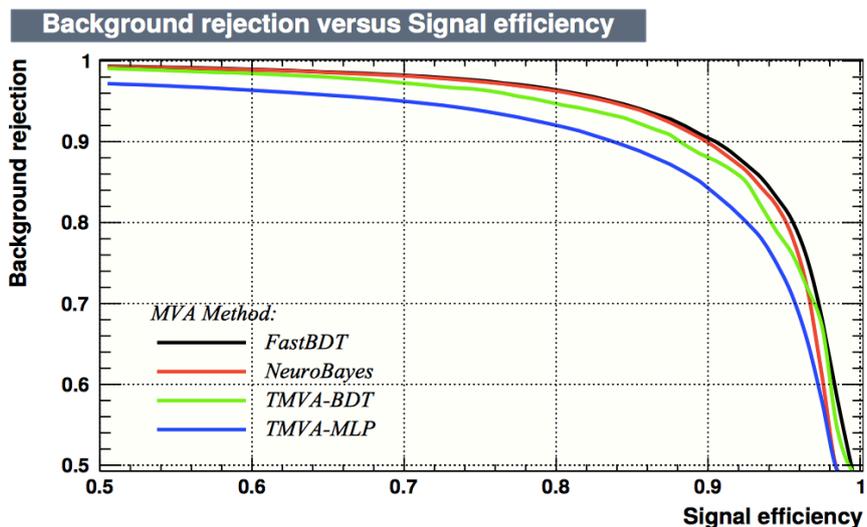


図 4.5 FEI における ROC(Receiver Operating Characteristic) プロット [44]。横軸が信号事象検出効率。縦軸が背景事象除去率。

4.4 インプット変数

$\pi^0(\eta)$ probability を導出するために、以下の 5 変数をインプット変数に用いた (バイアスを避けるために、ハードフォトンの情報は極力使っていない)。

$M_{\gamma\gamma}$: 2γ 系の不変質量
 E_{soft} : ソフトフォトンの実験室系エネルギー
 θ_{soft} : ソフトフォトンの崩壊角
 $ZernikeMVA_{A_{soft}}$: ソフトフォトンの ZernikeMVA
 $minC2HDist_{soft}$: ソフトフォトンの minC2HDist

特に効果的な変数は、 $M_{\gamma\gamma}$ と E_{soft} であるが、他の変数もパフォーマンスに寄与し得る。 θ_{soft} はソフトフォトンのエネルギーに依存したり、ビーム背景事象の角度分布 (エンドキャップに多い) を特徴付けられる。ZernikeMVA は前述したようにシャワー形状を表現する変数であり、ソフトフォトンの選別に有効である。minC2HDist は、クラスターの位置からトラックの螺旋軌道までの近接距離のことである。全ての螺旋軌道の中で、その距離が一番近いものを採用する。中性粒子より荷電粒子の方が、この距離が小さくなる傾向があるため、荷電粒子のソフトフォトンの特徴づける。

それぞれの変数の分布を図 4.6 に示した。

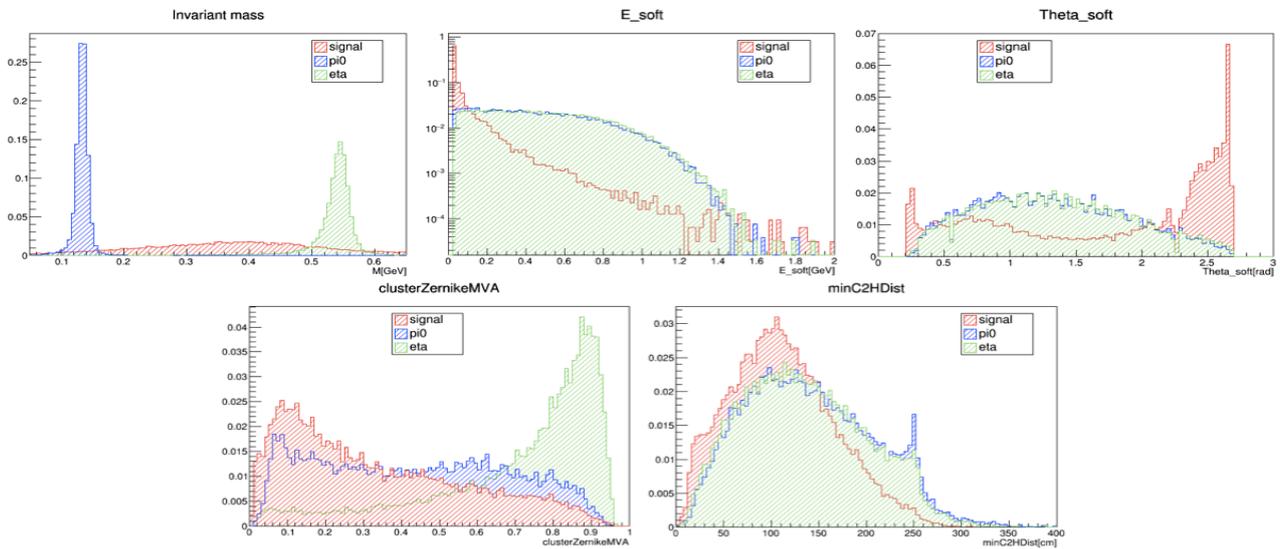


図 4.6 インプット変数。赤が信号事象。青が $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, 緑が $\eta \rightarrow 2\gamma$ 。上段は、左から順に不変質量分布、ソフトフォトンのエネルギー分布、ソフトフォトンの角度分布。下段は、左がソフトフォトンの ZernikeMVA 分布、右がソフトフォトンの minC2HDist 分布。

4.5 パフォーマンスと相関

Belle での π^0 veto は、75% の信号事象を残し、80% の π^0 背景事象の除去が可能だった [46]。今回作成した π^0 veto では、MC8 サンプルについて適用した時、75% の信号事象を残す場合、88% の π^0 背景事象の除去が可能だと見積もれた。また、Belle I の η veto は、パフォーマンスを議論した文献が見つからなかったため比較できないが、本研究で作成した η veto は、75% の信号事象を残し、79% の π^0 背景事象の除去を可能だと見積もれた。ここで、“75% の信号事象”というの、あくまで Belle の π^0/η veto と比較するために用いている基準であり、本研究では、その基準でカットを適用しているわけではない。図 4.7 は、横軸が信号事象保持率、縦軸が $q\bar{q}$ 背景事象除去率となるパフォーマンスカーブを示している。また、図 4.8、図 4.9 に π^0 probability と η probability の分布を示している。

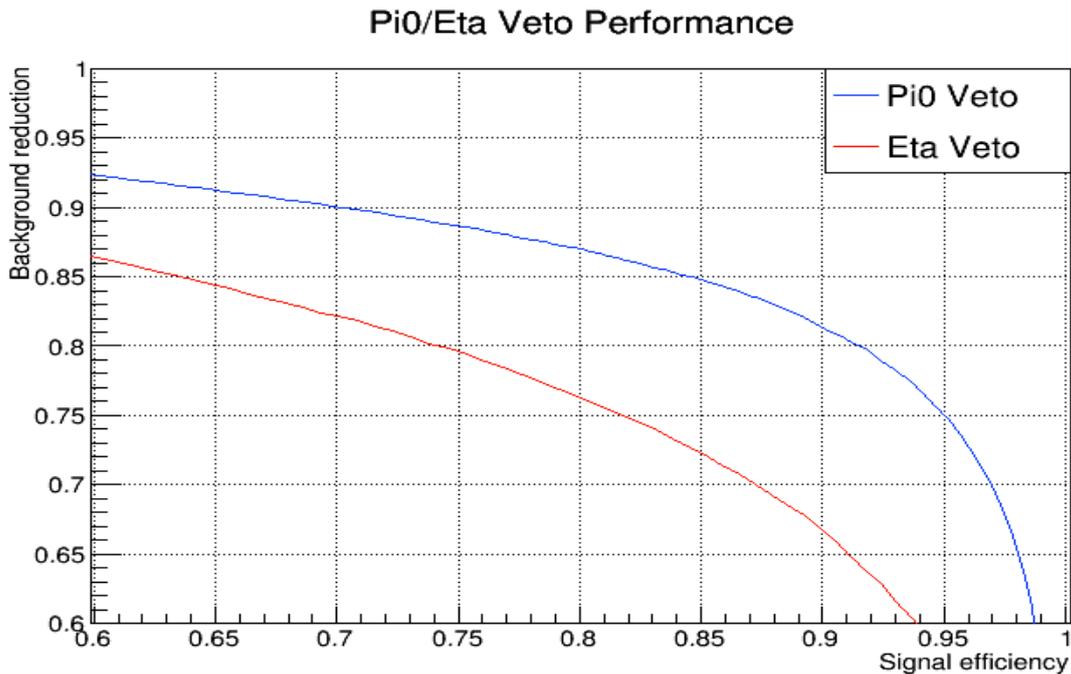


図 4.7 π^0/η veto のパフォーマンス。青が π^0 veto, 赤が η veto。横軸が信号事象保持率、縦軸が $q\bar{q}$ 背景事象除去率。

図 4.10、図 4.11 に π^0 veto における信号事象と π^0 背景事象の相関行列をそれぞれ示している。また、図 4.12、図 4.13 に η veto における信号事象と η 背景事象の相関行列をそれぞれ示している。Pi0_Prob が π^0 probability, Eta_Prob が η

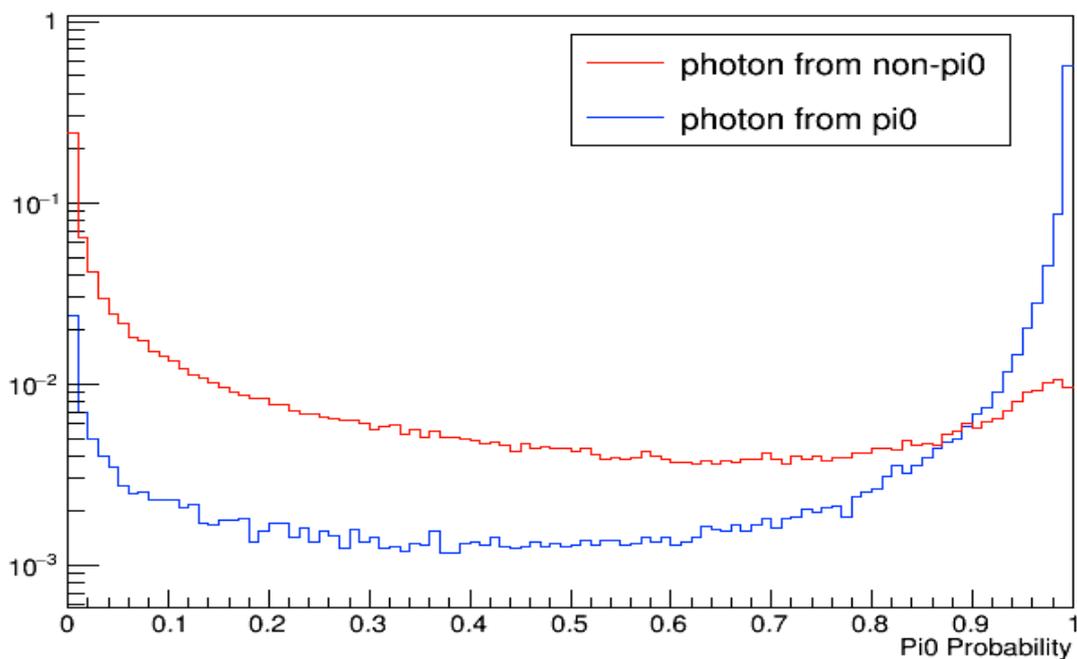


図 4.8 π^0 probability の分布の様子。青が π^0 由来のフォトン。赤が π^0 由来でないフォトン。

probability, $hardE$ がハードフォトンのエネルギー、 $hardE_{cms}$ がハードフォトンの重心系エネルギーである。これらの相関行列を見ると、ハードフォトンと π^0/η probability には弱いながらも相関があることがわかる。これは、ハードフォトンのエネルギースペクトルが、信号事象と π^0/η で比較的顕著に異なっており、他の変数でトレーニングしても、多少この傾向を学習してしまうためと考えられる。図 4.14 にハードフォトンの重心エネルギーの分布を示す。また、 $\pi^0(\eta)$ probability が最も高い $\pi^0(\eta)$ 候補の確率値をハードフォトンの $\pi^0(\eta)$ probability としてアウトプットして採用していることも、バイアスがかかりやすい要因の 1 つとなっている。

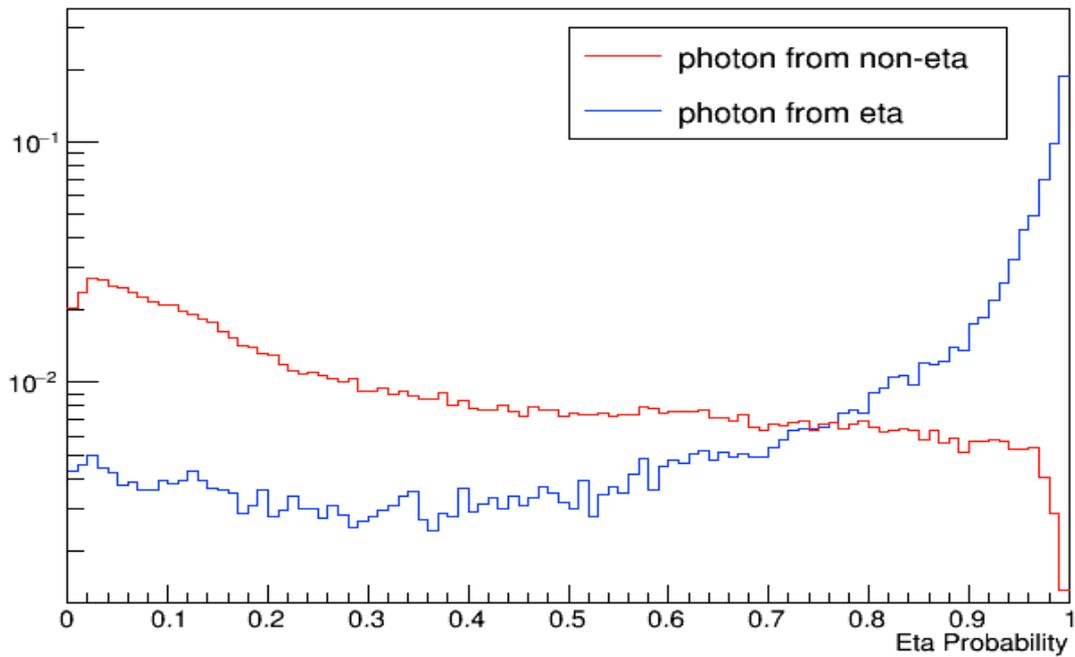


図 4.9 η probability の分布の様子。青が η 由来の光子。赤が η 由来でない光子。

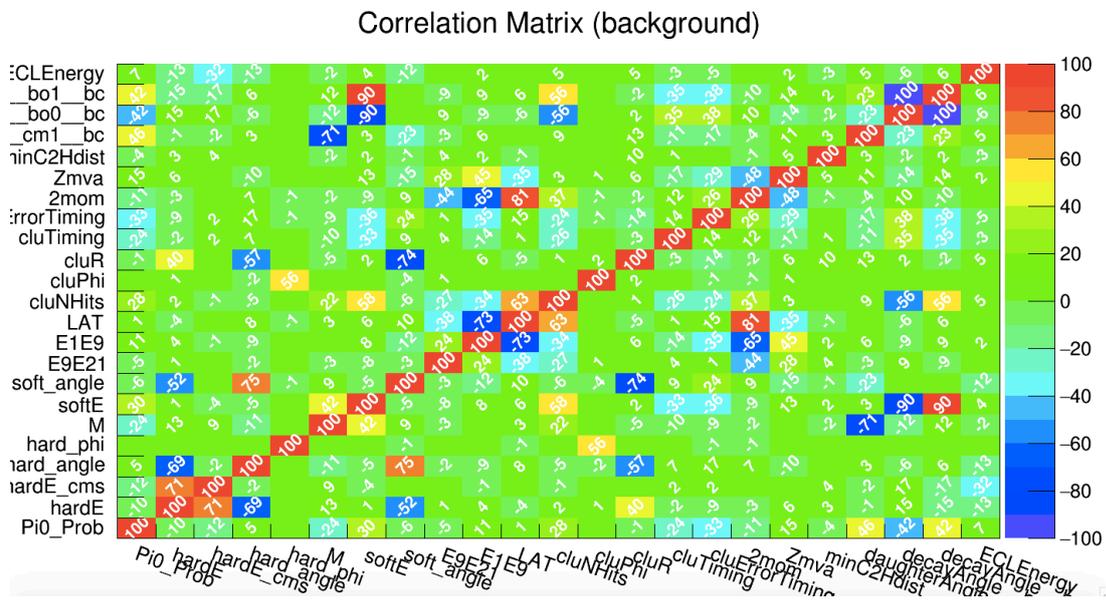


図 4.10 π^0 veto における信号事象の相関行列。Pi0_Prob が π^0 probability, hardE がハードフォトンのエネルギー、hardE_cms がハードフォトンの重心系エネルギー。ハードフォトンのエネルギーと弱い相関があり、ハードフォトンのエネルギーが小さい時、パフォーマンスが低下する。

Correlation Matrix (signal)

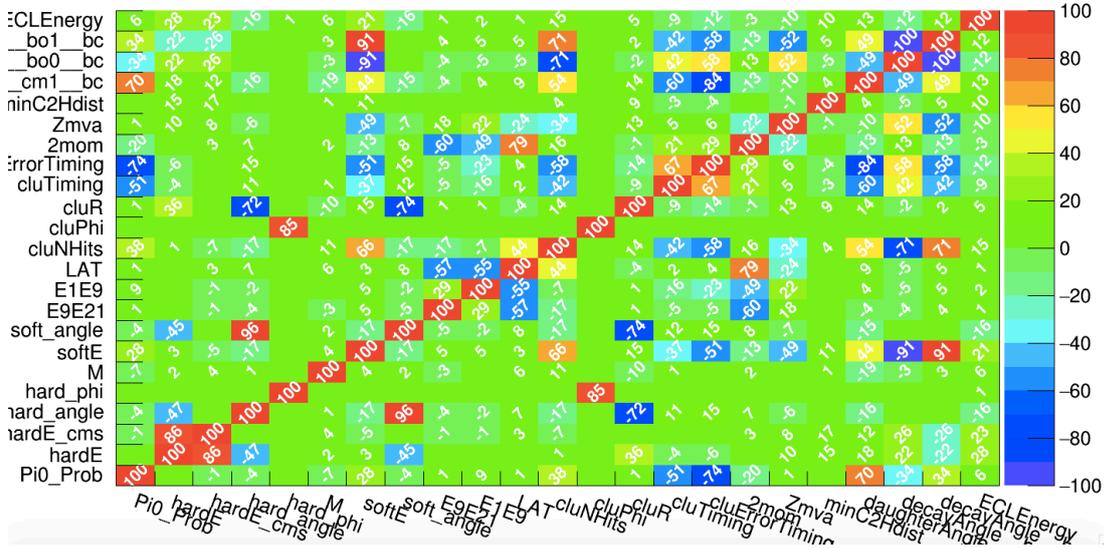


図 4.11 π^0 veto における π^0 背景事象の相関行列。Pi0_Prob が π^0 probability, hardE がハードフォトンのエネルギー、hardE_cms がハードフォトンの重心系エネルギー。

Correlation Matrix (background)

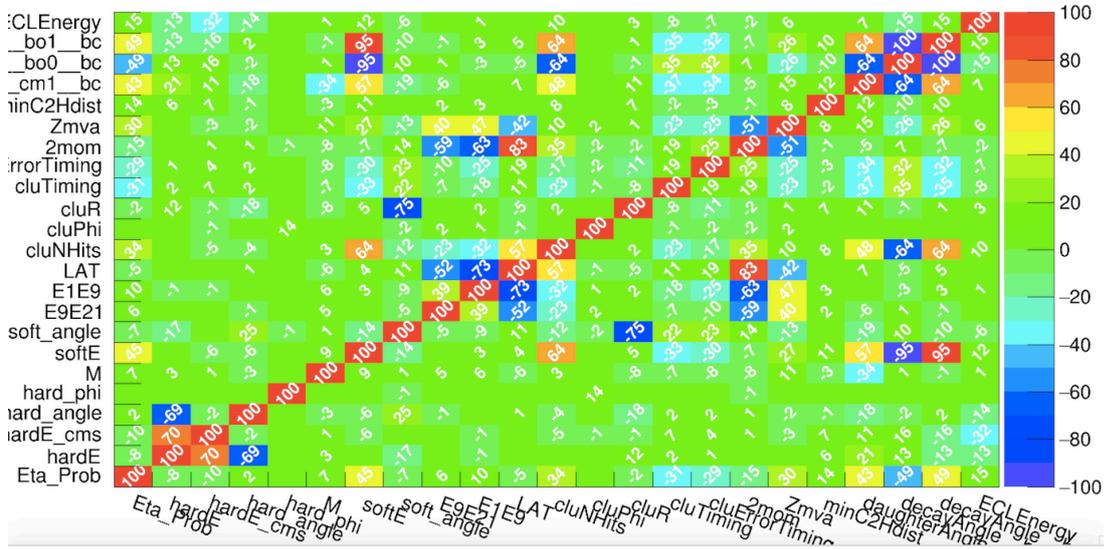


図 4.12 η veto における信号事象の相関行列。Eta_Prob が η probability, hardE がハードフォトンのエネルギー、hardE_cms がハードフォトンの重心系エネルギー。ハードフォトンのエネルギーと弱い相関があり、ハードフォトンのエネルギーが小さい時、パフォーマンスが低下する。

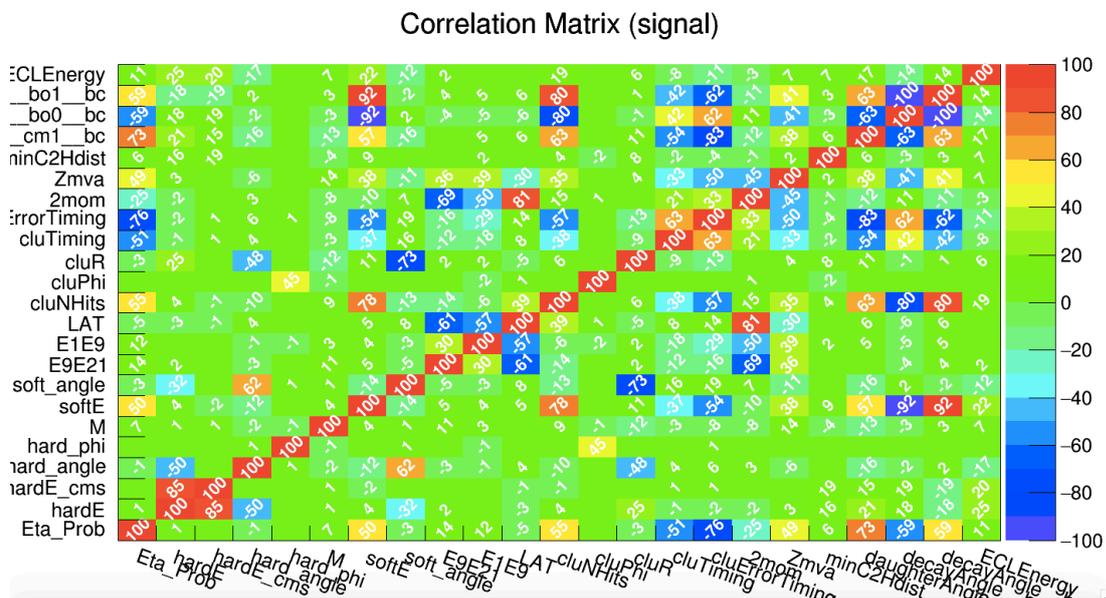


図 4.13 η veto における η 背景事象の相関行列。Eta_Prob が η probability, hardE がハードフォトンのエネルギー、hardE_cms がハードフォトンの重心系エネルギー。

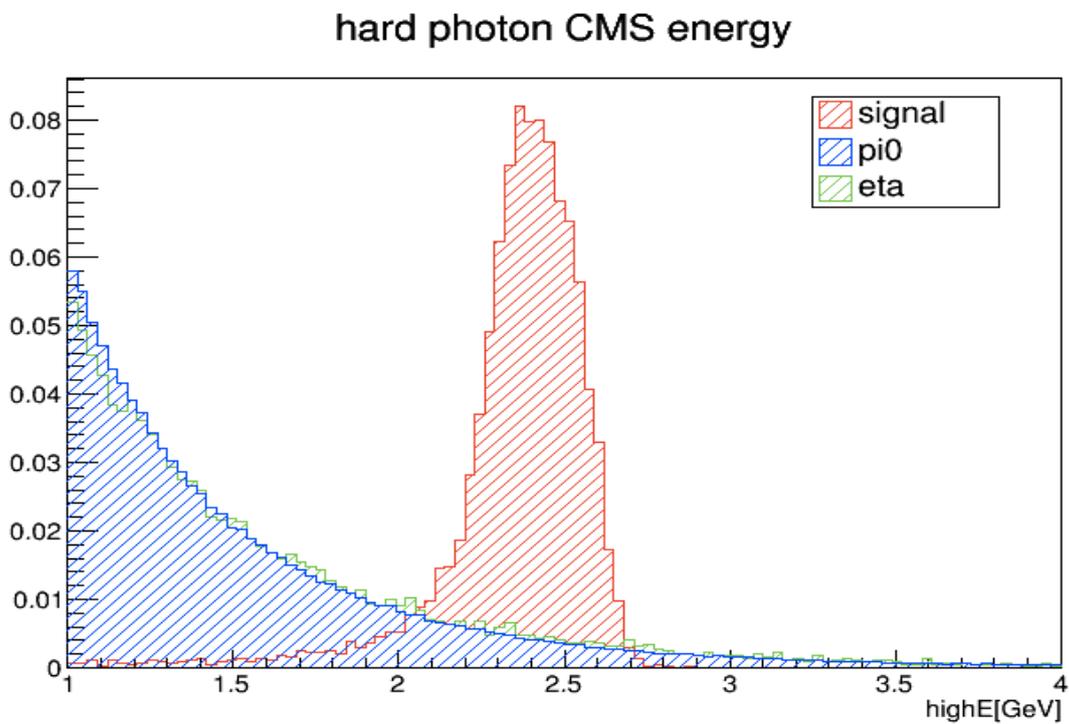


図 4.14 ハードフォトンの重心系エネルギー。赤が信号事象。青が $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, 緑が $\eta \rightarrow 2\gamma$ 。

第 5 章 $q\bar{q}$ 背景事象抑制

5.1 概要

$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ イベント ($q = u, d, s, c$ クォーク) は、B 中間子生成事象の約 3 倍の断面積があり、本研究における最も大きい背景事象である。ただし、 u, d, s, c の質量は Belle II 実験の重心系エネルギーである 10.58GeV に比べ比較的小さい。そのため、これらのイベントは高い運動量を持ち、ジェットとして観測される。対して、B 中間子が生成するようなイベントでは、B 中間子は重心系においてほぼ静止した状態で生成されるため、崩壊粒子は全方向に均一に分布する。図 5.1 にイベント形状の概念図を示す。こうした違いがあるため、 $q\bar{q}$ 背景事象はイベント形状を表す変数を使うことによって、ある程度信号事象と分離することが可能である。本研究では、FastBDT による多変量解析によって、 $q\bar{q}$ 背景事象に対する Signal Probability を求め、 $q\bar{q}$ 背景事象を抑制する。以下、この章において、“運動量”、“エネルギー”はそれぞれ、“重心系における運動量”、“重心系におけるエネルギー”を指すものとする。

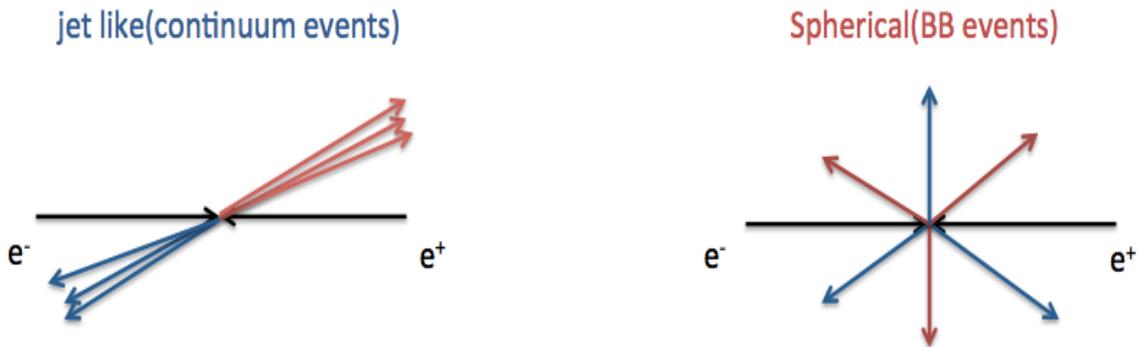


図 5.1 イベント形状の概念図。左図が $q\bar{q}$ イベントでジェットライクなイベント形状になる傾向がある。右図が $B\bar{B}$ イベントで球形のイベント形状になる傾向がある。

5.2 インプット変数

KSFW variables

イベント形状を直接的に表現することができる変数として、Fox-Wolfram moments がある。 l 番目の Fox-Wolfram moment は、

$$H_\ell = \sum_{m,n} |\vec{p}_m| |\vec{p}_n| P_\ell(\cos \theta_{m,n}) \quad (5.1)$$

と表される。ここで、 \vec{p}_i, \vec{p}_j は i, j 番目の粒子の運動量ベクトル、 P_ℓ は l 番目のルジャンドル多項式、 $\theta_{i,j}$ は i 番目と j 番目の運動量ベクトルの間の角である。これを規格化すると、

$$\frac{H_\ell}{H_0} = \frac{\sum_{m,n} |\vec{p}_m| |\vec{p}_n| P_\ell(\cos \theta_{m,n})}{\sum_{m,n} |\vec{p}_m| |\vec{p}_n|} \quad (5.2)$$

Fox-Wolfram moments を発展させたものとして、Super Fox Wolfram(SFW) がある。SFW の Fox-Wolfram moment の計算では、B 中間子候補の再構成に使った粒子とそれ以外の粒子 (ROE) を区別して計算する。 l 番目の Fox-Wolfram moment は、

$$r_\ell^k = \frac{\sum_{m,n} |\vec{p}_m| |\vec{p}_n| P_\ell(\cos \theta_{m,n})}{\sum_{m,n} |\vec{p}_m| |\vec{p}_n|} \quad (5.3)$$

k は Fox-Wolfram moment のタイプを表し、 so または oo である。 m のインデックスで表される粒子が B 候補の娘粒子で、 n のインデックスで表される粒子が ROE の粒子である時に so 、両方の粒子が ROE の粒子である時に oo となる。

SFW を更に拡張したものとして、Kakuno Super Fox-Wolfram(KSFW) がある [47]。KSFW では、粒子の電荷、missing 粒子などの情報が付与される。また、B 中間子のエネルギーとの相関を取り除くために規格化の方法が変わっている。KSFW は以下のように定義される。

$$KSFW = \sum_{\ell=0}^4 R_\ell^{so} + \sum_{\ell=0}^4 R_\ell^{oo} + \gamma \sum_n^{N_t} |p_{t,n}| \quad (5.4)$$

ここで、 R_ℓ^{so}, R_ℓ^{oo} は r_ℓ^{so}, r_ℓ^{oo} のように修正された Fox-Wolfram moment である。 γ は free parameter で、 N_t は B 中間子の娘粒子、ROE 粒子の合計数、 p_t は横運動量 (ビーム軸に垂直な方向の運動量) の大きさである。 R_ℓ^{so}, R_ℓ^{oo} は以下のように定義される。

$$R_\ell^{so} = \frac{\alpha_{cl}H_{cl}^{so} + \alpha_{nl}H_{nl}^{so} + \alpha_{ml}H_{ml}^{so}}{E_{cms} - E_B} \quad (5.5)$$

$$R_\ell^{oo} = \frac{\beta_\ell H_\ell^{oo}}{(E_{cms} - E_B)^2} \quad (5.6)$$

ここで、 $\alpha_{cl}, \alpha_{nl}, \alpha_{ml}, \beta_\ell$ はそれぞれ係数で、 E_{cms} は重心系エネルギー、 E_B は B 候補のエネルギーである。もし ℓ が奇数なら、

$$H_{nl}^{so} = H_{ml}^{so} = 0 \quad (5.7)$$

$$H_{cl}^{so} = \sum_i \sum_{jx} Q_i Q_{jx} |p_{jx}| P_\ell(\cos \theta_{i,jx}) \quad (5.8)$$

$$H_\ell^{oo} = \sum_j \sum_k Q_j Q_k |p_j| |p_k| P_\ell(\cos \theta_{j,k}) \quad (5.9)$$

i は B 候補の娘粒子、 j は ROE 粒子を意味し、 x は粒子のタイプ ($x = c, m, n$)、 Q_i, Q_{jx} はそれぞれの粒子の電荷である。もし ℓ が偶数ならば、

$$H_{xl}^{so} = \sum_i \sum_{jx} |p_{jx}| P_\ell(\cos \theta_{i,jx}) \quad (5.10)$$

$$H_\ell^{oo} = \sum_j \sum_k |p_j| |p_k| P_\ell(\cos \theta_{j,k}) \quad (5.11)$$

ここで、KSFW moments h_{xl}^{so}, h_ℓ^{oo} を以下のように定義する。

$$h_{xl}^{so} = \frac{H_{xl}^{so}}{E_{cms} - E_B} \quad (5.12)$$

$$h_\ell^{oo} = \frac{H_\ell^{oo}}{(E_{cms} - E_B)^2} \quad (5.13)$$

Belle では、Fisher 判別解析によって KSFW の尤度比を求め、それを多変量解析のインプット変数として使用していたが、本研究では、16 種類の KSFW moments、横運動量の合計、missing mass の以下の 18 種類の変数をインプット変数として使用した。図 5.2, 図 5.3, 図 5.4 に分布を示す。

$$h_{c0}^{so}, h_{c1}^{so}, h_{c2}^{so}, h_{c3}^{so}, h_{c4}^{so}, h_{n0}^{so}, h_{n2}^{so}, h_{n4}^{so}, h_{m0}^{so}, h_{m2}^{so}, h_{m4}^{so}, \quad (5.14)$$

$$h_0^{oo}, h_1^{oo}, h_2^{oo}, h_3^{oo}, h_4^{oo}, \quad (5.15)$$

$$P_t = \sum_n^{N_t} |p_{t,n}|, \quad (5.16)$$

$$mm^2 = \begin{cases} (E_{cms} - \sum_n^{N_t} E_n)^2 - \sum_n^{N_t} |p_n|^2 & (E_{cms} - \sum_n^{N_t} E_n > 0) \\ -(E_{cms} - \sum_n^{N_t} E_n)^2 - \sum_n^{N_t} |p_n|^2 & (E_{cms} - \sum_n^{N_t} E_n < 0) \end{cases} \quad (5.17)$$

E_n, p_n は粒子 n のエネルギーと運動量。

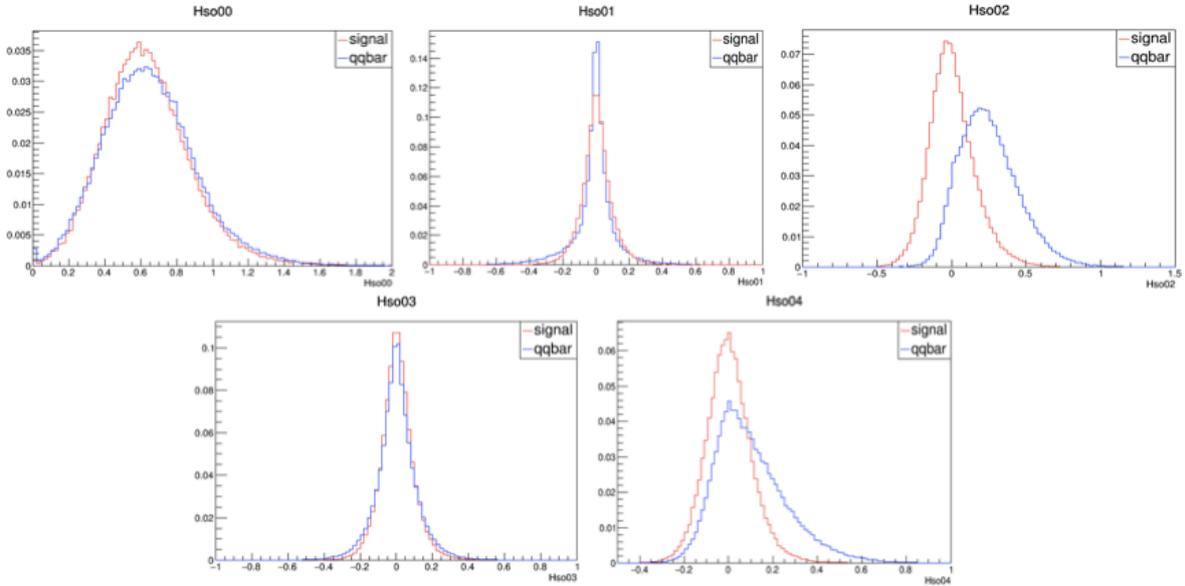


図 5.2 インプット変数。上段は、左から順に h_{c0}^{s0} , h_{c1}^{s0} , h_{c2}^{s0} 。下段は、左が h_{c3}^{s0} , 右が h_{c4}^{s0} 。赤が信号事象、青が $q\bar{q}$ 背景事象。

B 候補の崩壊角分布

スピン 1 のベクター粒子である $\Upsilon(4S)$ がスピン 0 の擬スカラー粒子である $B\bar{B}$ に崩壊する時、 θ_B を重心系における B 中間子の崩壊角 (B 中間子の運動量方向と HER のビーム軸方向の間の角度) とすると、崩壊角分布 $Y(\cos \theta_B)$ は d-function によって以下のように表される。

$$Y(\cos \theta_B) \propto |d_{1,0}^1(\theta)|^2 \propto 1 - \cos^2 \theta_B \quad (5.18)$$

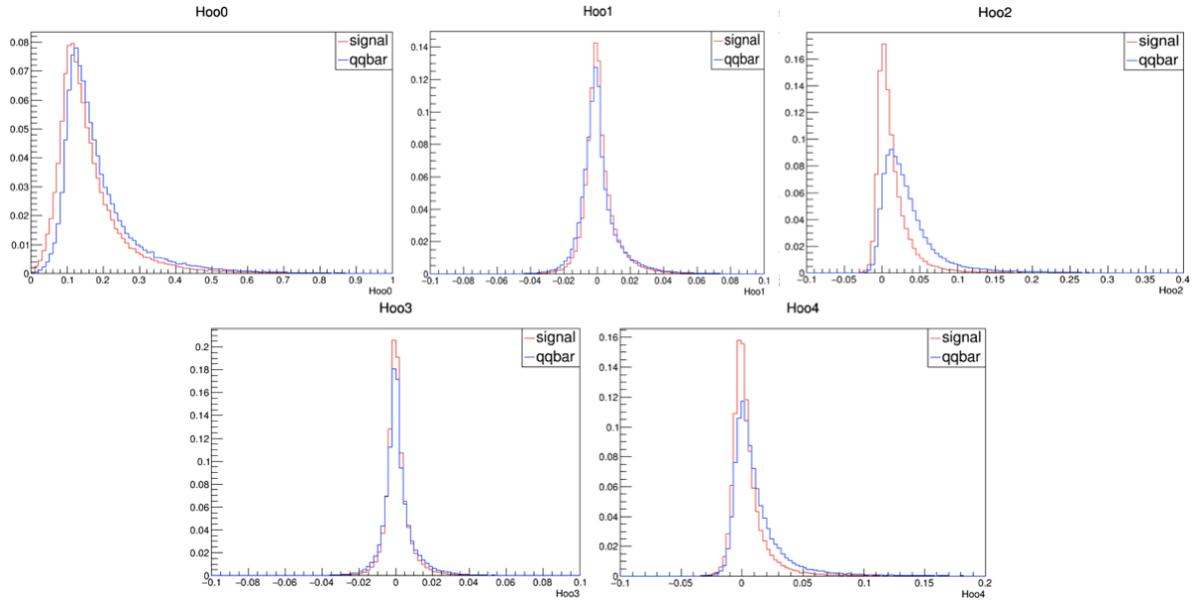


図 5.3 インプット変数。上段は、左から順に $h_0^{0\circ}$, $h_1^{0\circ}$, $h_2^{0\circ}$ 。下段は、左が $h_3^{0\circ}$, 右が $h_4^{0\circ}$ 。赤が信号事象、青が $q\bar{q}$ 背景事象。

一方、 $q\bar{q}$ 背景事象では、 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ の反応はベクター結合なので、

$$Y(\cos\theta_B) \propto |d_{1,1}^1(\theta)|^2 + |d_{1,-1}^1(\theta)|^2 \propto 1 + \cos^2\theta_B \quad (5.19)$$

となり、ビーム軸方向の運動量を持ちやすい。ただし、 $q\bar{q}$ 背景事象はランダムに再構成されるので、実際に観測される崩壊角分布は一様分布となる。 $\cos\theta_B$ をインプット変数として使用した (図 5.5 の左上)。

Thrust Variables

計算に使う粒子の総数を N 、 \vec{p}_i を i 番目の粒子の運動量とする。スラスト T とスラスト軸 \vec{n}_T は以下のように定義できる。

$$T = \max_i \frac{\sum_{j=1}^N |\vec{n}_T \cdot \vec{p}_j|}{\sum_{j=1}^N |\vec{p}_j|} \quad (5.20)$$

単位ベクトルとして、各粒子の運動量方向を使った時、運動量方向と単位ベクトルの内積の合計を規格化した値が最大となる時の単位ベクトルがスラスト軸、そ

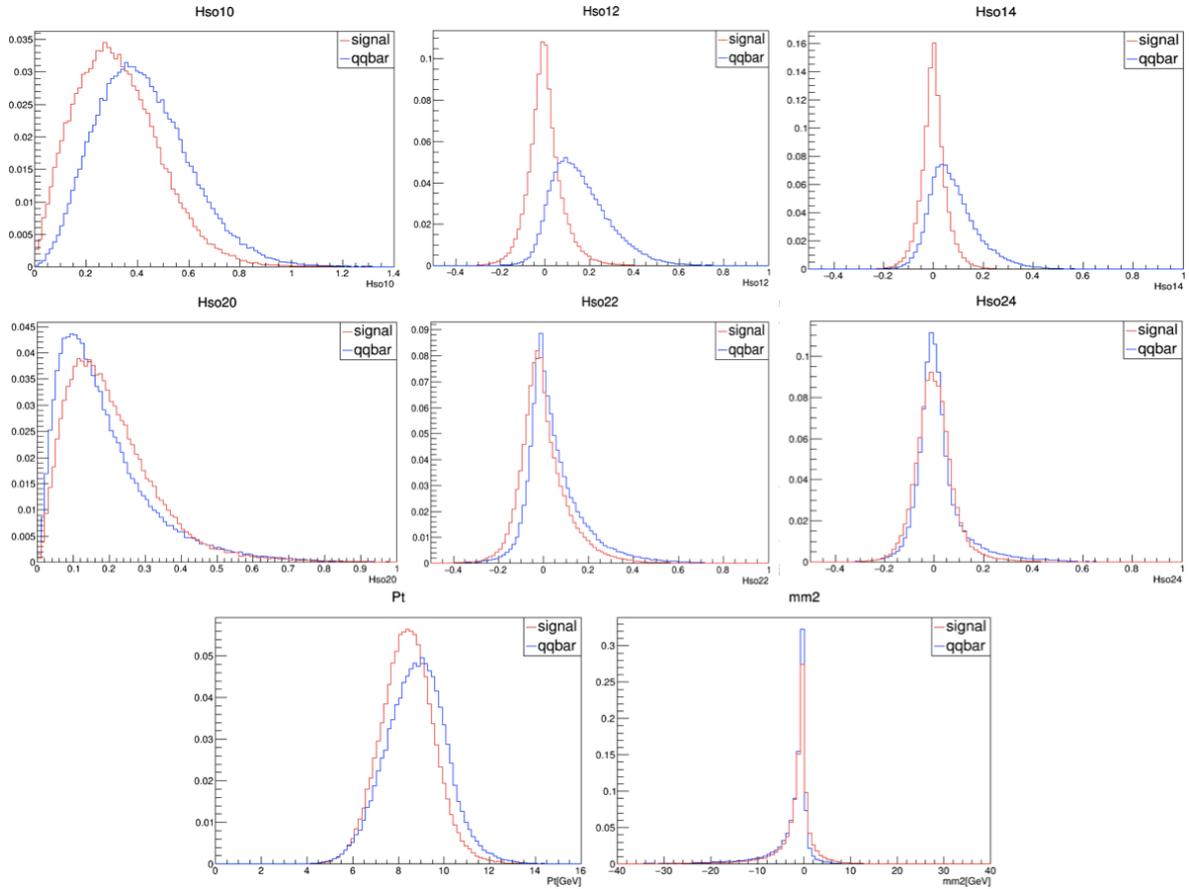


図 5.4 インプット変数。 $h_{n0}^{so}, h_{n2}^{so}, h_{n4}^{so}, h_{m0}^{so}, h_{m2}^{so}, h_{m4}^{so}, P_t, mm^2$ 。上段は、左から順に $h_{n0}^{so}, h_{n2}^{so}, h_{n4}^{so}$ 。中段は $h_{m0}^{so}, h_{m2}^{so}, h_{m4}^{so}$ 。下段は左が P_t 、右が mm^2 。赤が信号事象、青が $q\bar{q}$ 背景事象。

の値がスラストである。スラストは $q\bar{q}$ 背景事象の方が信号事象よりも大きい値を取ることが多い。ここで、 θ_T を信号側の終状態粒子のみから計算したスラスト軸と ROE 粒子のみから計算したスラスト軸の間の角度とする。 $|\cos \theta_T|$ は、 $q\bar{q}$ 背景事象は 1 に近い値を取り、信号事象は一様な分布となる。また、 θ_{TBz} を信号側の終状態粒子のみから計算したスラスト軸とビーム軸との間の角度とする。 $|\cos \theta_{TBz}|$ は、 $q\bar{q}$ 背景事象は信号事象より大きな値を取ることが多い。これは、 $q\bar{q}$ 背景事象がジェットライクでなおかつ”B 候補の崩壊角分布”で述べたようにビーム軸方向の運動量を持ちやすいからである。ROE 粒子のみから計算したスラスト $Thrust_{ROE}$ (図 5.5 の右上) と $|\cos \theta_T|$ (図 5.5 の左下) と $|\cos \theta_{TBz}|$ (図 5.5 の右下) をインプット変数として使用した。

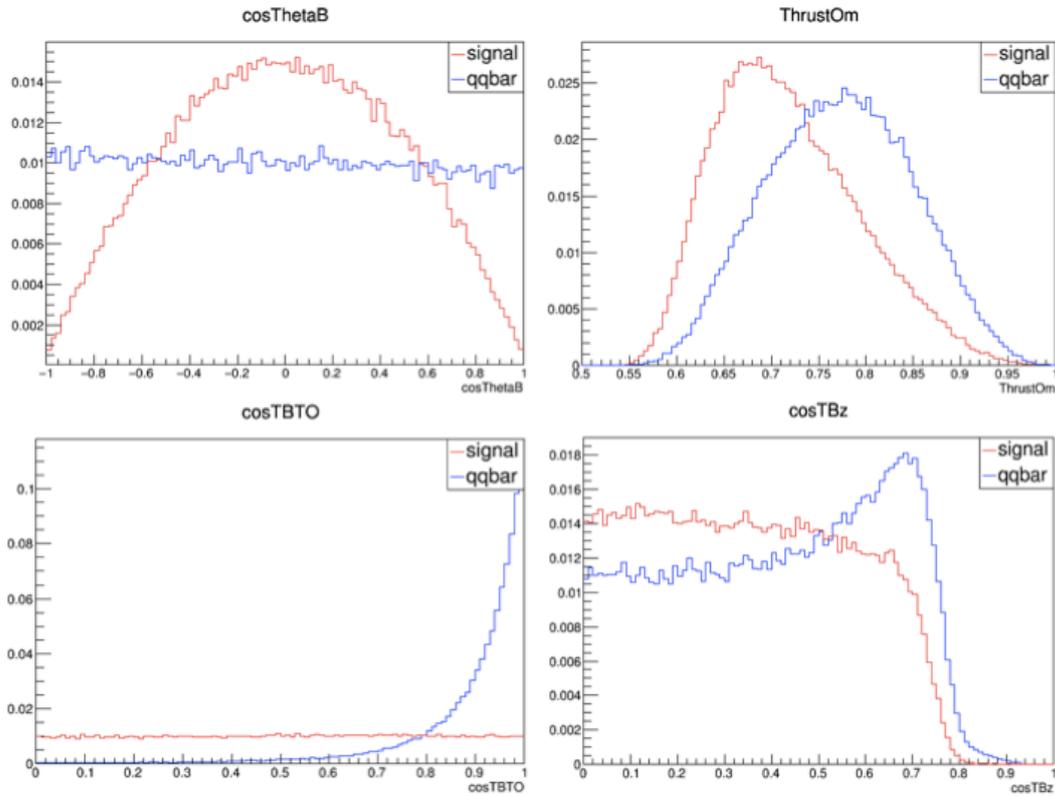


図 5.5 インプット変数。左上が $\cos \theta_B$, 右上が $Thrust_{ROE}$, 左下が $|\cos \theta_T|$, 右下が $|\cos \theta_{TBz}|$ 。赤が信号事象、青が $q\bar{q}$ 背景事象。

Cleo Cones

Cleo Cones は、CLEO collaboration によって導入された、スラストのコンセプトを改良した変数である [48]。B 候補の終状態粒子のみから計算したスラスト軸と ROE 粒子の運動量方向の間の角の大きさ (0° から 180°) で場合分けして計算する。スラスト軸の周りを 10 度ずつの間隔で分け、それぞれの間隔に入ってくる ROE 粒子の運動量の大きさの合計を Cleo Cones(1~9) とする (どの粒子も入ってこなければ 0)。

CleoCone1 : スラスト軸と運動量方向の間の角の大きさが 0° から 10° または 170° から 180° の ROE 粒子の運動量の合計。

CleoCone2 : スラスト軸と運動量方向の間の角の大きさが 10° から 20° または 160° から 170° の ROE 粒子の運動量の合計。

CleoCone3 : スラスト軸と運動量方向の間の角の大きさが 20° から 30° または 150° から

160° の ROE 粒子の運動量の合計。

CleoCone4 : スラスト軸と運動量方向の間の角の大きさが 30° から 40° または 140° から 150° の ROE 粒子の運動量の合計。

CleoCone5 : スラスト軸と運動量方向の間の角の大きさが 40° から 50° または 130° から 140° の ROE 粒子の運動量の合計。

CleoCone6 : スラスト軸と運動量方向の間の角の大きさが 50° から 60° または 120° から 130° の ROE 粒子の運動量の合計。

CleoCone7 : スラスト軸と運動量方向の間の角の大きさが 60° から 70° または 110° から 120° の ROE 粒子の運動量の合計。

CleoCone8 : スラスト軸と運動量方向の間の角の大きさが 70° から 80° または 100° から 110° の ROE 粒子の運動量の合計。

CleoCone9 : スラスト軸と運動量方向の間の角の大きさが 80° から 90° または 90° から 100° の ROE 粒子の運動量の合計。

信号事象との相関を避けるため、B 候補の娘粒子の運動量は使っていない。 $q\bar{q}$ 背景事象はジェットライクなイベント形状なので、スラスト軸との間の角が小さい CleoCone1 などは信号事象よりも大きい値を取りがちで、間の角が大きい CleoCone9 などは信号事象の方が大きい値を取りやすい。Cleo Cones(1~9) をインプット変数として使用した。図 5.6 に分布を示す。

Sphericity Variables

スフェリシティテンソル S を以下のように定義される [49]。

$$S_{tensor}^{\alpha,\beta} = \frac{\sum_i^N p_i^\alpha p_i^\beta}{\sum_i^N |\vec{p}_i|^2} \quad (5.21)$$

p_i^α, p_i^β は粒子 i の x, y, z 方向のいずれかの運動量で、 α, β は x, y, z を示す。 S の 3 つの固有値を大きい順に、 $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ とする ($\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$) とする。ここで、スフェリシティスカラー (S_{scalar}) とアplanarity ($S_{aplanarity}$) を以下のように定義する。

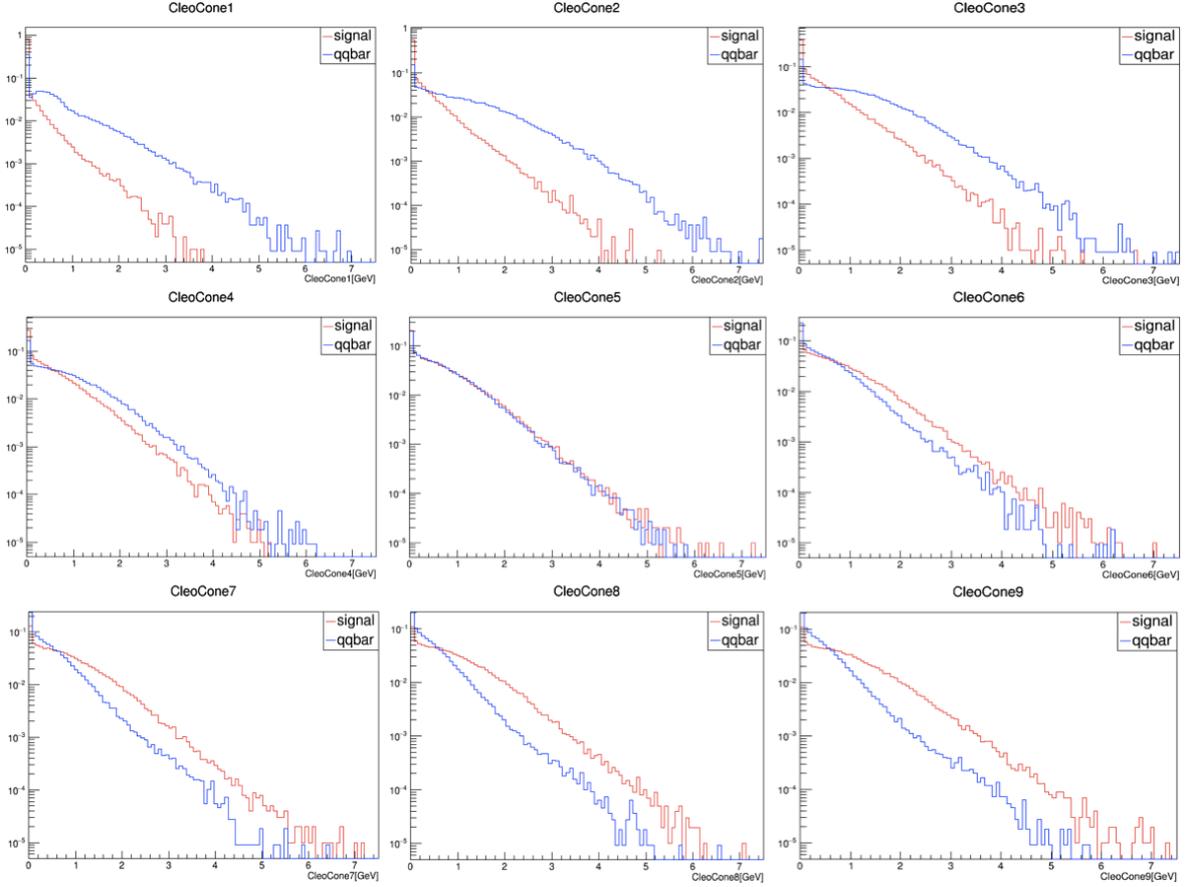


図 5.6 インput変数。CleoCones(1~9)。縦軸は対数表示。赤が信号事象、青が $q\bar{q}$ 背景事象。

$$S_{scalar} = \frac{3}{2}(\lambda_2 + \lambda_3) = \frac{3}{2}(1 - \lambda_1) \quad (5.22)$$

$$S_{aplanarity} = \frac{3}{2}\lambda_3 \quad (5.23)$$

S_{scalar} は 0 から 1、 $S_{aplanarity}$ は 0 から 1/2 の範囲に値をとる変数である。等方向性の高いイベントでは、 $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ は近い値を取りがち ($\lambda_{1,2,3} \sim 1/3$) で、 S_{scalar} は 1、 $S_{aplanarity}$ は 1/2 に近くなる。一方、ジェットライクなイベントでは、 λ_1 が 1 に近くなり、 S_{scalar} と $S_{aplanarity}$ は 0 に近くなる。本研究では、信号サイドへのバイアスを避けるために、 S_{scalar} と $S_{aplanarity}$ は ROE 粒子のみを使って計算し、インput変数として使用した。

スフェリシティ軸を固有値が λ_1 の時の固有ベクトルとする。また、B 候補の終状態の粒子のみを使って計算されたスフェリシティ軸と ROE 粒子のみを使って計

算されたスフェリシティ軸の間の角度を θ_{s1} とする。 $\cos \theta_{s1}$ は $\cos \theta_T$ に近いコンセプトを持っている。また、 θ_z を全ての粒子を使って計算されたスフェリシティ軸とビーム軸方向の間の角度とし、 $|\cos \theta_{s1}|$ と $|\cos \theta_z|$ をインプット変数として使用した。更に、固有値が λ_2, λ_3 の時の B 候補の終状態の粒子のみを使って計算されたスフェリシティ軸と ROE 粒子のみを使って計算されたスフェリシティ軸の間の角度を θ_2, θ_3 として、 $|\cos \theta_{s2}|$ と $|\cos \theta_{s3}|$ もインプット変数とした。図 5.7 に分布を示す。

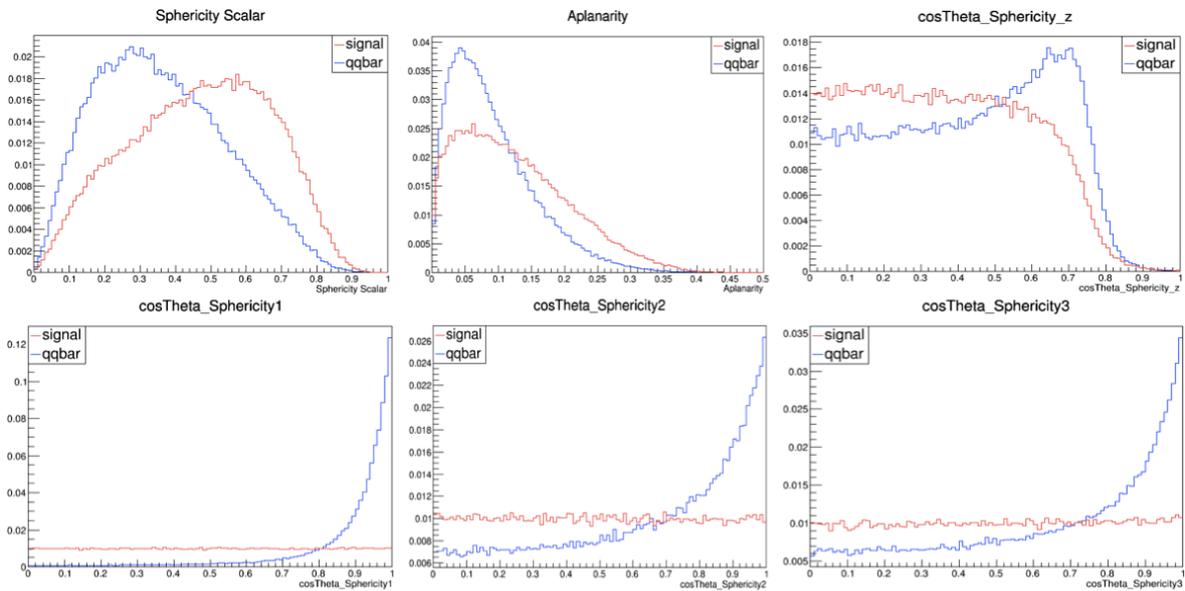


図 5.7 インプット変数。Sphericity Variables。赤が信号事象、青が $q\bar{q}$ 背景事象。

B flavor tagging quality, qr

$q\bar{q}$ 背景事象では、フレーバータギングのパフォーマンスが落ちるので、フレーバータギングの情報は信号事象との分離に役立つ。フレーバータギングのパフォーマンスは、 qr を使って評価され、中性 B 中間子のモードのみにおいて、インプット変数として使用した。 q はフレーバーを示し、 b クォークの電荷の 3 倍である。 r は 0 から 1 の範囲に分布し、誤識別率 w とすると、 r は $1 - 2w$ に相当する。 qr は絶対値が大きいほどフレーバーが決定できることを示し、 -1 から 1 の範囲を分布する。タグサイドの B 中間子が B なら 1 に近くなり、 \bar{B} なら -1 に近くなる。

qr は FastBDT による多変量解析を使って求めた。まず、フレーバーを同定できる崩壊を以下の 13 個のカテゴリに分けた。それぞれのカテゴリでフレーバー

を同定するのに使われる粒子をターゲットと呼ぶことにする。 X は崩壊可能ないずれかの粒子、 X_c は c クォークを含む崩壊可能ないずれかの粒子である。

Electron : $\bar{B} \rightarrow X e^-$ における電子の電荷が目印。ターゲットは電子。

IntermediateElectron : $\bar{B} \rightarrow X_c X \rightarrow X e^+$ における陽電子の電荷が目印。ターゲットは陽電子。

Muon : $\bar{B} \rightarrow X \mu^-$ におけるミューオンの電荷が目印。ターゲットはミューオン。

IntermediateMuon : $\bar{B} \rightarrow X_c X \rightarrow X \mu^+$ における反ミューオンの電荷が目印。ターゲットは反ミューオン。

KinLepton : $\bar{B} \rightarrow X l^-$ におけるレプトンの電荷が目印。ターゲットはレプトン。

IntermediateKinLepton : $\bar{B} \rightarrow X_c X \rightarrow X l^+$ における反レプトンの電荷が目印。ターゲットは反レプトン。

Kaon : $\bar{B} \rightarrow X K^-$ における K 中間子の電荷が目印。ターゲットは K 中間子。

FastPion : $\bar{B} \rightarrow D^+ \pi^-$ における π 中間子の電荷が目印。ターゲットは π^- 中間子。

SlowPion : $\bar{B} \rightarrow X D^{*+} \rightarrow X D^0 \pi^+$ における π 中間子の電荷が目印。ターゲットは π^+ 中間子。

MaximumP* : 最も大きい重心系運動量を持っている粒子の電荷が目印。ターゲットはレプトンや π^- 中間子。

KaonPion : $\bar{B} \rightarrow X D^{*+} \rightarrow X D^0 \pi^+ \rightarrow X K^- \pi^+$ における K 中間子と π 中間子の電荷が目印。ターゲットは K^- 中間子と π^+ 中間子。

FastSlowCorrelated : D^{*+} 由来の π 中間子と高運動量粒子の電荷が目印。ターゲットはレプトンや π^+ 中間子。

Lambda : $\bar{B} \rightarrow \Lambda_c^* X \rightarrow \Lambda X \rightarrow X p \pi^-$ における Λ 粒子のフレーバーが目印。ターゲットは Λ 。

フレーバータギングのトレーニングでは、トラックレベル、イベントレベル、コンバイナーレベルの3ステップのトレーニングが必要となる。トラックレベルでは、ROEのトラック、ECLクラスター、KLMクラスターから作られる”ダミー粒子”がそれぞれのカテゴリのターゲットに一致する確率を求める。イベントレベ

ルでは、“ダミー粒子”がターゲットに一致すると仮定した時に、そのカテゴリーに一致する確率を求める。コンバイナーレベルでは、トラックレベルで求めた“ターゲットに一致する確率”が一番高い“ダミー粒子”がターゲットとして選ばれ、イベントレベルで求めた“カテゴリーに一致する確率”と q の積をインプット変数として用いて、 qr を求めるためのトレーニングを行った。

中性 B 中間子のモードのノンレゾナンスを除く 4 モードのサンプルを使ってトレーニングを行い、その結果得られた weight file を用いて qr を求めた。レベル間でのバイアスを避けるため、それぞれのステップごとに異なるサンプルを使った。図 5.8 に qr の分布を示す。

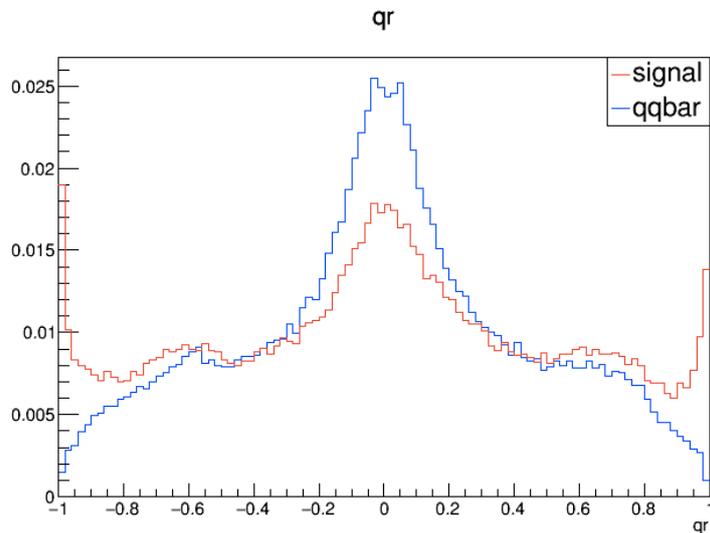


図 5.8 インプット変数。B flavor tagging quality。赤が信号事象、青が $q\bar{q}$ 背景事象。

5.3 パフォーマンスと相関

FastBDT を用いて、前節で示したインプット変数について学習させた。本研究では、 $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\gamma$, $B^+ \rightarrow K_s\pi^+\gamma$, $B^+ \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ のそれぞれについてトレーニングを行い、シグニフィカンスが最大化するようにカット値を決め、表 5.1 のようなパフォーマンスを得た。図 5.9, 5.10, 5.11 は、横軸が信号事象保持率、縦軸が $q\bar{q}$ 背景事象除去率となるパフォーマンスカーブを示している。

図 5.12, 図 5.13 に信号事象と $q\bar{q}$ 背景事象の相関行列をそれぞれ示した。basf2 のデフォルトでは、規格化した $\ell = 2$ の Fox-Wolfram moments である $R_2 = H_2/H_0$

や信号サイドのスラストの大きさが使用されているが、 $M_{K\pi}$ と相関を持っているため、トレーニング変数に含めなかった。相関行列を見ると、 M_{bc} や $M_{K\pi}$ といった信号サイドのサンプル情報と相関を持つことなく Signal Probability が得られていることがわかる。

$q\bar{q}$ 背景事象抑制	$B^0 \rightarrow K^+\pi^-\gamma$	$B^+ \rightarrow K_s\pi^+\gamma$	$B^+ \rightarrow K^+\pi^0\gamma$
カット値	0.68	0.66	0.75
信号保持率	75.9%	74.1%	66.9%
$q\bar{q}$ 背景事象 除去率	90.2%	89.7%	93.8%

表 5.1 $q\bar{q}$ 背景事象抑制のパフォーマンス。カット値はシグニフィカンスが最大化するように決めている。

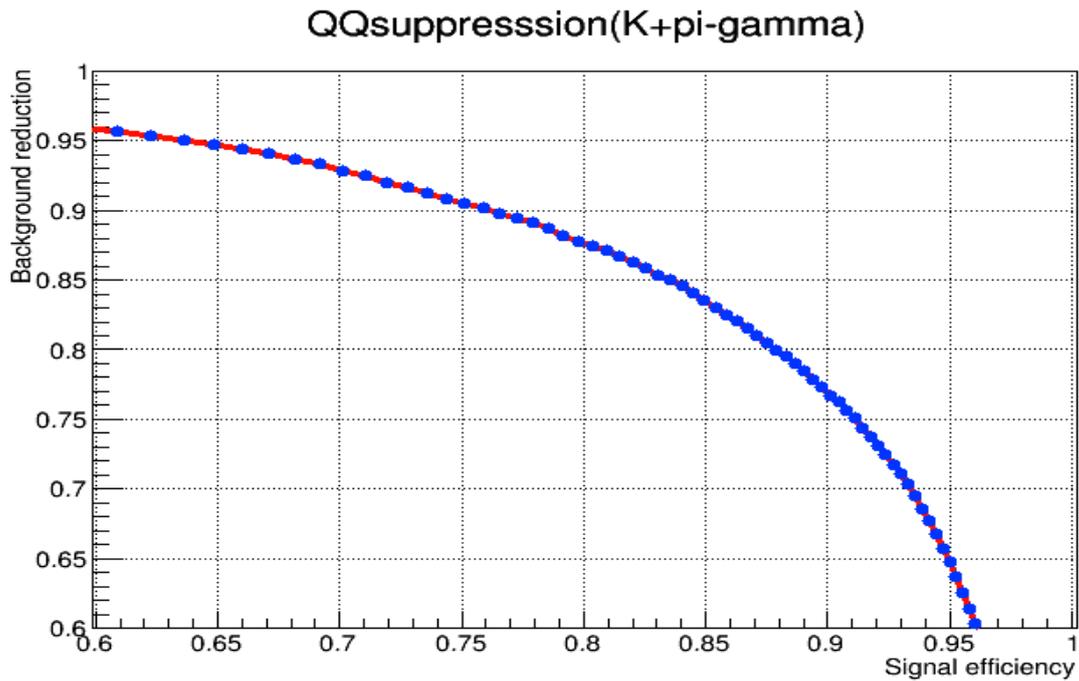


図 5.9 $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ の $q\bar{q}$ 抑制のパフォーマンス。横軸が信号事象保持率、縦軸が $q\bar{q}$ 背景事象除去率。

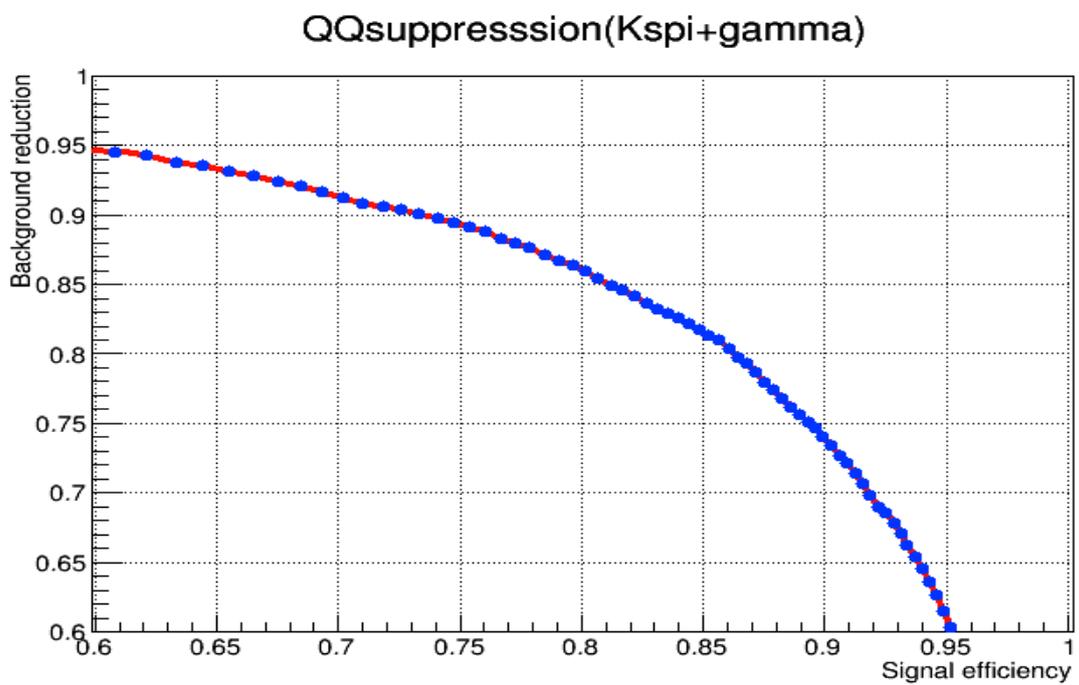


図 5.10 $B^+ \rightarrow K_s \pi^+ \gamma$ の $q\bar{q}$ 抑制のパフォーマンス。横軸が信号事象保持率、縦軸が $q\bar{q}$ 背景事象除去率。

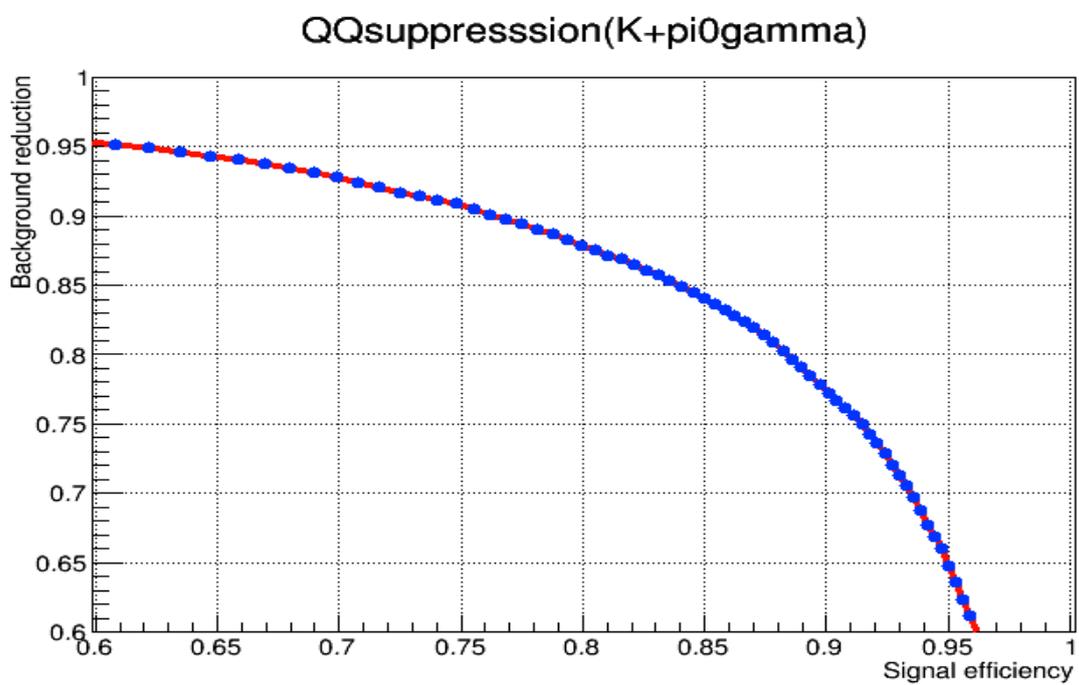


図 5.11 $B^+ \rightarrow K^+ \pi^0 \gamma$ の $q\bar{q}$ 抑制のパフォーマンス。横軸が信号事象保持率、縦軸が $q\bar{q}$ 背景事象除去率。

Correlation Matrix (background)

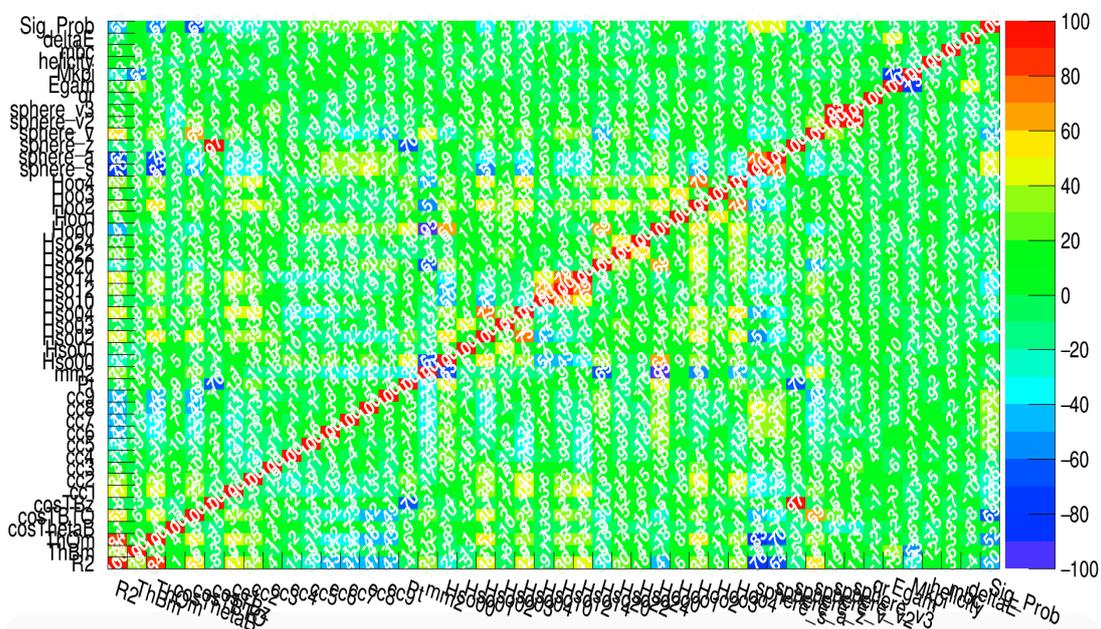


図 5.13 $q\bar{q}$ 抑制における $q\bar{q}$ イベントの相関行列。R2(左から 1 番目) が R_2 、ThBm(左から 2 番目) が信号サイドのスラストの大きさ、deltaE(右から 2 番目) が ΔE 、mbc(右から 3 番目) が M_{bc} 、Mkpi(右から 4 番目) が $M_{K\pi}$ 、Sig_Prob(右から 1 番目) が Signal Probability。

第 6 章 $B\bar{B}$ 背景事象

6.1 信号事象由来の $B\bar{B}$ 背景事象

再構成の対象とするモード以外の $B \rightarrow K\pi\gamma$ 由来の背景事象のことを cross-feed と呼ぶ。例えば、 $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ であれば、 $B^0 \rightarrow K_s\pi^0\gamma$, $B^+ \rightarrow K_s\pi^+\gamma$, $B^+ \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ 由来の背景事象のことである。また、再構成の対象となるモードの終状態粒子の組み間違えによる背景事象を combinatorial background と呼ぶ。これらの種類の背景事象の割合は以下ようになった。

Decay	$B^0 \rightarrow K_s\pi^0\gamma$ bkg	$B^0 \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ bkg	$B^+ \rightarrow K_s\pi^+\gamma$ bkg	$B^+ \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ bkg
$K^+\pi^-\gamma$	0%	73.1%	0.8%	26.1%
$K_s\pi^+\gamma$	18.5%	1.9%	79.6%	0%
$K^+\pi^0\gamma$	2.4%	14.8%	0%	82.8%

表 6.1 $M_{K\pi} < 1.1\text{GeV}$ における $B \rightarrow K\pi\gamma$ 由来の背景事象のモードごとの割合。

Decay	$B^0 \rightarrow K_s\pi^0\gamma$ bkg	$B^0 \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ bkg	$B^+ \rightarrow K_s\pi^+\gamma$ bkg	$B^+ \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ bkg
$K^+\pi^-\gamma$	0%	67.2%	2.7%	30.1%
$K_s\pi^+\gamma$	37.7%	4.3%	58.0%	0%
$K^+\pi^0\gamma$	9.1%	54.5%	0%	36.4%

表 6.2 $1.1\text{GeV} < M_{K\pi} < 2.5\text{GeV}$ における $B \rightarrow K\pi\gamma$ 由来の背景事象のモードごとの割合。

6.2 信号事象以外由来の $B\bar{B}$ 背景事象

信号事象以外からの背景事象は、 $B \rightarrow K\pi\pi\gamma$, $B \rightarrow K\pi\pi^0$, $B \rightarrow K\pi\eta$ となるモード由来のものが多い。 $B \rightarrow K\pi\gamma$ 以外のモード由来の背景事象は以下のような割合だった。

Rank	$K^+\pi^-\gamma$	$K_s\pi^+\gamma$	$K^+\pi^0\gamma$
1	$K^{*0}(892)\eta(31\%)$	$X_{sd}\gamma(28\%)$	$X_{su}\gamma(30\%)$
2	$X_{su}\gamma(24\%)$	$K^{*+}(892)\eta(26\%)$	$X_{sd}\gamma(23\%)$
3	$X_{sd}\gamma(17\%)$	$X_{su}\gamma(23\%)$	$K^{*+}(892)\eta(21\%)$
4	$K^{*0}(892)\pi^0(9\%)$	$K^{*+}(892)\pi^0(15\%)$	$K^{*+}(892)\pi^0(5\%)$
5	$K^+\pi^-\pi^0(7\%)$	$K^{*+}(892)\eta'(3\%)$	$J/\psi K^+(2\%)$
others	12%	5%	19%

表 6.3 $M_{K\pi} < 1.1\text{GeV}$ における主な B decay background

Rank	$K^+\pi^-\gamma$	$K_s\pi^+\gamma$	$K^+\pi^0\gamma$
1	$K^+\pi^-\pi^0(21\%)$	$X_{su}\gamma(12\%)$	$X_{su}\gamma(23\%)$
2	$X_{su}\gamma(14\%)$	$K_0^{*+}(1430)\eta(12\%)$	$X_{sd}\gamma(13\%)$
3	$K^+\pi^-\eta(12\%)$	$D^0\pi^+(12\%)$	$K_0^{*+}(1430)\eta(11\%)$
4	$K_0^{*0}(1430)\eta(9\%)$	$K^{*+}(892)\eta(9\%)$	$J/\psi K^+(11\%)$
5	$X_{sd}\gamma(6\%)$	$X_{sd}\gamma(7\%)$	$K^{*+}(892)\eta(5\%)$
others	38%	48%	37%

表 6.4 $1.1\text{GeV} < M_{K\pi} < 2.5\text{GeV}$ における主な B decay background(D veto 適用後)

Rank	$K^+\pi^-\gamma$	$K_s\pi^+\gamma$	$K^+\pi^0\gamma$
1	$K^{*0}(892)\pi^+\gamma(25\%)$	$K^{*+}(892)\pi^-\gamma(25\%)$	$K^+\eta\gamma(28\%)$
2	$K^{*+}(892)\pi^-\gamma(13\%)$	$K^{*0}(892)\pi^+\gamma(13\%)$	$K^{*+}(892)\pi^0\gamma(13\%)$
3	$K^{*0}(892)\pi^0\gamma(12\%)$	$K^{*+}(892)\pi^0\gamma(10\%)$	$K^{*+}(892)\pi^-\gamma(12\%)$
4	$K^+\eta\gamma(10\%)$	$K^0\rho^+\gamma(9\%)$	$K^{*0}(892)\pi^0\gamma(11\%)$
5	$K^+\rho^-\gamma(10\%)$	$K^0\eta\gamma(9\%)$	$K^+\rho^-\gamma(11\%)$
others	30%	34%	25%

表 6.5 $M_{K\pi} < 1.1\text{GeV}$ における主な $X_s\gamma$ background

Rank	$K^+\pi^-\gamma$	$K_s\pi^+\gamma$	$K^+\pi^0\gamma$
1	$K^{*0}(892)\pi^+\gamma(16\%)$	$K^{*+}(892)\pi^-\gamma(20\%)$	$K^+\eta\gamma(30\%)$
2	$K^+\eta\gamma(14\%)$	$K^0\eta\gamma(14\%)$	$K^+\rho^-\gamma(13\%)$
3	$K^{*+}(892)\pi^-\gamma(13\%)$	$K^{*0}(892)\pi^+\gamma(13\%)$	$K^{*0}(892)\pi^0\gamma(11\%)$
4	$K^+\rho^-\gamma(12\%)$	$K^0\rho^+\gamma(9\%)$	$K^{*+}(892)\pi^0\gamma(9\%)$
5	$K^+\pi^-\pi^+\gamma(11\%)$	$K^+\pi^-\pi^+\gamma(9\%)$	$K^+\pi^-\pi^0\gamma(7\%)$
others	34%	35%	30%

表 6.6 $1.1\text{GeV} < M_{K\pi} < 2.5\text{GeV}$ における主な $X_s\gamma$ background(D veto 適用後)

6.3 カットフローテーブル

ここで、カットフローテーブルを表 6.7, 6.8, 6.9 に示す。統計量は $1ab^{-1}$ を想定している。生成事象数は、電子・陽電子衝突で生じる事象数。再構成事象数は、再構成後に残る事象数。 π^0/η veto の欄は、 π^0/η veto を適用後に残る事象数。 $q\bar{q}$ 背景事象抑制の欄は、 $q\bar{q}$ 背景事象抑制を適用後に残る事象数。Best Candidate Selection の欄は、Best Candidate Selection 適用後に残る事象数である。信号事象には、経由したレゾナンスごとの区別なく、再構成の対象となる $B \rightarrow K\pi\gamma$ 事象が当たる。 $M_{K\pi} < 1.1\text{GeV}$ の場合と $1.1\text{GeV} < M_{K\pi} < 2.5\text{GeV}$ の場合の 2 つを示す。

$B^0 \rightarrow K^+\pi^-\gamma(\text{lower mass})$	信号事象数	$q\bar{q}$ 背景事象数	$B\bar{B}$ 背景事象数	検出効率 [%]	Significance
生成事象数	36425	3.7×10^9	1.1×10^9	48.44	0.52
再構成事象数	11131	39757	560	14.80	49.07
π^0/η veto	10200	11390	462	13.56	68.69
$q\bar{q}$ 背景事象抑制	7747	1041	288	10.30	81.32
Best Candidate Selection	7636	1011	258	10.15	80.92

表 6.7 $M_{K\pi} < 1.1\text{GeV}$ の $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ における各カットごとの信号, $q\bar{q}$, $B\bar{B}$ 事象の事象数と検出効率と Significance。統計量は $1ab^{-1}$ を想定。

$B^0 \rightarrow K^+\pi^-\gamma(\text{higher mass})$	信号事象数	$q\bar{q}$ 背景事象数	$B\bar{B}$ 背景事象数	検出効率 [%]	Significance
生成事象数	36425	3.7×10^9	1.1×10^9	48.44	0.52
再構成事象数	2458	56913	1460	3.27	9.96
π^0/η veto	2241	16248	888	2.98	16.10
$q\bar{q}$ 背景事象抑制	1694	1403	545	2.25	28.06
Best Candidate Selection	1662	1352	501	2.21	28.04

表 6.8 $1.1\text{GeV} < M_{K\pi} < 2.5\text{GeV}$ の $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ における各カットごとの信号, $q\bar{q}$, $B\bar{B}$ 事象の事象数と検出効率と Significance。統計量は $1ab^{-1}$ を想定。

$B^+ \rightarrow K_s \pi^+ \gamma$ (lower mass)	信号事象数	$q\bar{q}$ 背景事象数	$B\bar{B}$ 背景事象数	検出効率 [%]	Significance
生成事象数	38224	3.7×10^9	1.1×10^9	47.79	0.55
再構成事象数	2610	9111	196	3.26	23.91
π^0/η veto	2401	2657	161	3.00	33.24
$q\bar{q}$ 背景事象抑制	1782	250	90	2.23	38.68
Best Candidate Selection	1729	242	82	2.16	38.15

表 6.9 $M_{K\pi} < 1.1\text{GeV}$ の $B^+ \rightarrow K_s \pi^+ \gamma$ における各カットごとの信号, $q\bar{q}$, $B\bar{B}$ 事象の事象数と検出効率と Significance。統計量は $1ab^{-1}$ を想定。

$B^+ \rightarrow K_s \pi^+ \gamma$ (higher mass)	信号事象数	$q\bar{q}$ 背景事象数	$B\bar{B}$ 背景事象数	検出効率 [%]	Significance
生成事象数	38224	3.7×10^9	1.1×10^9	47.79	0.55
再構成事象数	591	11941	368	0.74	5.21
π^0/η veto	542	3591	247	0.68	8.19
$q\bar{q}$ 背景事象抑制	399	359	160	0.50	13.17
Best Candidate Selection	385	343	132	0.48	13.12

表 6.10 $1.1\text{GeV} < M_{K\pi} < 2.5\text{GeV}$ の $B^+ \rightarrow K_s \pi^+ \gamma$ における各カットごとの信号, $q\bar{q}$, $B\bar{B}$ 事象の事象数と検出効率と Significance。統計量は $1ab^{-1}$ を想定。

$B^+ \rightarrow K^+ \pi^0 \gamma$ (lower mass)	信号事象数	$q\bar{q}$ 背景事象数	$B\bar{B}$ 背景事象数	検出効率 [%]	Significance
生成事象数	19093	3.7×10^9	1.1×10^9	23.87	0.28
再構成事象数	3722	33304	743	4.65	19.15
π^0/η veto	3381	9368	623	4.23	29.24
$q\bar{q}$ 背景事象抑制	2266	418	300	2.83	41.48
Best Candidate Selection	2222	398	224	2.78	41.67

表 6.11 $M_{K\pi} < 1.1\text{GeV}$ の $B^+ \rightarrow K^+ \pi^0 \gamma$ における各カットごとの信号, $q\bar{q}$, $B\bar{B}$ 事象の事象数と検出効率と Significance。統計量は $1ab^{-1}$ を想定。

$B^+ \rightarrow K^+ \pi^0 \gamma$ (higher mass)	信号事象数	$q\bar{q}$ 背景事象数	$B\bar{B}$ 背景事象数	検出効率 [%]	Significance
生成事象数	19093	3.7×10^9	1.1×10^9	23.87	0.28
再構成事象数	896	28756	715	1.12	5.14
π^0/η veto	810	8288	484	1.01	8.28
$q\bar{q}$ 背景事象抑制	543	583	224	0.68	14.77
Best Candidate Selection	530	565	196	0.66	14.75

表 6.12 $1.1\text{GeV} < M_{K\pi} < 2.5\text{GeV}$ の $B^+ \rightarrow K^+ \pi^0 \gamma$ における各カットごとの信号, $q\bar{q}$, $B\bar{B}$ 事象の事象数と検出効率と Significance。統計量は $1ab^{-1}$ を想定。

第7章 フィットTING

7.1 概要

本研究では、ヘリシティ角ごと、あるいは $M_{K\pi}$ ごとの M_{bc} 分布をフィッティングしてそれぞれの範囲における信号事象を抽出し、信号事象のみのヘリシティ角分布と $M_{K\pi}$ 分布のヒストグラムを作る。それから、ヘリシティ角分布をフィッティングして、レゾナンスのスピ成分を分離することで、 $N(B \rightarrow K_2^* \gamma)$ を測定する。その情報から $M_{K\pi}$ 分布における K_2^* の寄与を固定した上で、 $M_{K\pi}$ 分布のフィッティングを行い、スピン1成分の各レゾナンスのモードの測定を行う。

7.2 M_{bc} 分布フィッティング

M_{bc} 分布を構成する事象を大きく分けると、信号事象、 $q\bar{q}$ 背景事象、 $B\bar{B}$ 背景事象に分けられる。

信号事象の寄与については、以下に定義される Crystal Ball function[50] でフィッティングした。Crystal Ball function は、基本的にはガウシアン形だが、ある閾値から $-n$ 次冪関数 ($n > 0$) となる関数である。

$$Crystal\ Ball(x) \propto \begin{cases} \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right) & \left(\frac{x-\mu}{\sigma} > -\alpha\right) \\ \left(\frac{n}{\alpha}\right)^n \exp\left(-\frac{\alpha^2}{2}\right) \cdot \left(\frac{n}{\alpha} - \alpha - \frac{x-\mu}{\sigma}\right)^{-n} & \left(\frac{x-\mu}{\sigma} < -\alpha\right) \end{cases} \quad (7.1)$$

μ は平均値で、 B 中間子の nominal mass の値に対応する。 σ はガウシアンの標準偏差に対応するパラメータ、 n は冪関数の次数を表現し、 α は関数が変わる閾値である。本研究では、イールドパラメータ以外の全てのパラメータを MC サンプルの値で固定した。信号事象の M_{bc} のフィッティングの様子を図 7.1～図 7.3 に示した。

一方、 $q\bar{q}$ 背景事象の寄与に対しては、経験式として知られている Argus function[51] を用いてモデル化した。

$$Argus(x) \propto \begin{cases} x \left(1 - \left(\frac{x}{b}\right)^2\right)^p \exp\left(c \left(1 - \left(\frac{x}{b}\right)^2\right)\right) & \left(\frac{x}{b} < 1\right) \\ 0 & \left(\frac{x}{b} \geq 1\right) \end{cases} \quad (7.2)$$

b はエンドポイント、 p は冪関数因子の次数、 c は指数関数因子の勾配を表現するパラメータである。Argus function については、 b は重心系のビームエネルギーの値

で固定、 p は MC サンプルの値で固定、 c とイールドは浮動させた。 $q\bar{q}$ 背景事象の M_{bc} のフィッティングの様子を図 7.4 に示した。

$B\bar{B}$ 背景事象は、基本的に Argus function+Bifurcated Gaussian でモデル化した。が、 $M_{K\pi}$ の範囲によっては、ピークを作るタイプのバックグラウンドが少ないことがあり、そのような場合は Argus function のみを用いてモデル化した。Bifurcated Gaussian は、平均値より大きい場合と小さい場合で標準偏差が異なるガウシアン型の関数である。 $B\bar{B}$ 背景事象については、イールドを含め全てのパラメータを MC サンプルの値で固定した。 $B\bar{B}$ 背景事象の M_{bc} のフィッティングの様子を図 7.5, 7.6 に示した。

また、信号事象、 $q\bar{q}$ 背景事象、 $B\bar{B}$ 背景事象の全ての要素を合わせた時の M_{bc} 分布フィッティングの様子を図 7.7 に示した。 M_{bc} 分布フィッティングの条件を表 7.1 にまとめた。

$$Bifurcated\ Gaussian(x) \propto \begin{cases} \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma_L^2}\right) & (x < x_0) \\ \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma_R^2}\right) & (x \geq x_0) \end{cases} \quad (7.3)$$

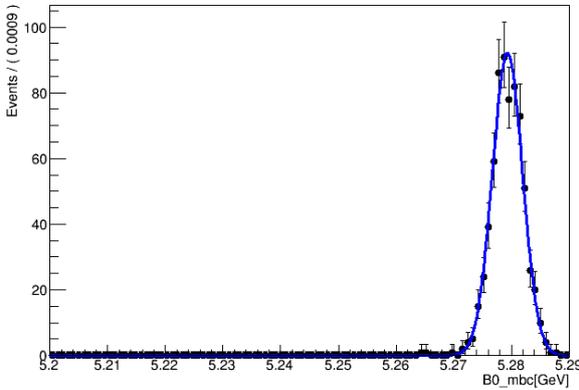


図 7.1 Crystal Ball function による信号事象の M_{bc} 分布のフィッティング ($1ab^{-1}$, $0.934\text{GeV} < M_{K\pi} < 0.964\text{GeV}$, $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\gamma$)

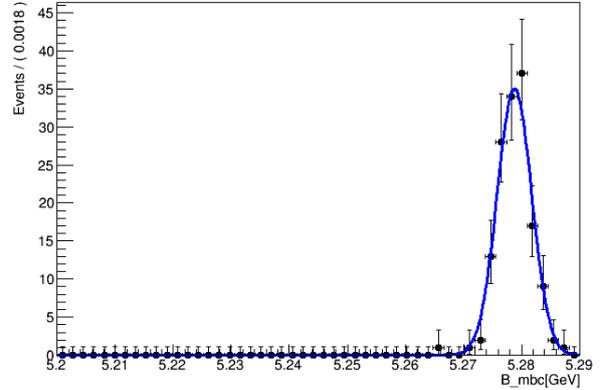


図 7.2 Crystal Ball function による信号事象の M_{bc} 分布のフィッティング ($1ab^{-1}$, $0.934\text{GeV} < M_{K\pi} < 0.964\text{GeV}$, $B^+ \rightarrow K_s^+\pi^+\gamma$)

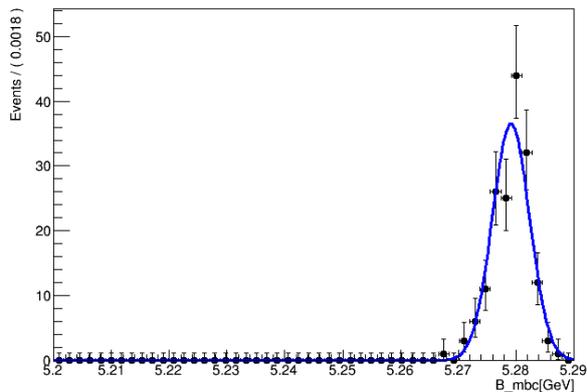


図 7.3 Crystal Ball function による信号事象の M_{bc} 分布のフィッティング ($1ab^{-1}$, $0.934\text{GeV} < M_{K\pi} < 0.964\text{GeV}$, $B^+ \rightarrow K^+\pi^0\gamma$)

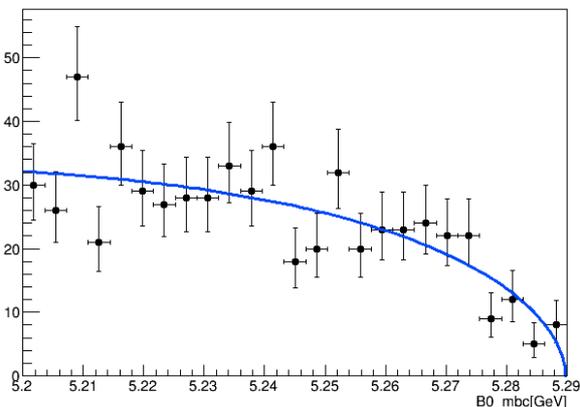


図 7.4 Argus function による $q\bar{q}$ 背景事象の M_{bc} 分布のフィッティング ($1ab^{-1}$, $0.934\text{GeV} < M_{K\pi} < 0.964\text{GeV}$, $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\gamma$)

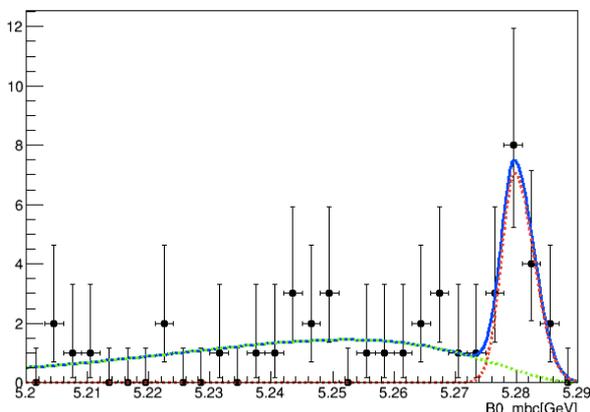


図 7.5 Argus function+Bifurcated Gaussian による $B\bar{B}$ 背景事象の M_{bc} 分布のフィッティング ($1ab^{-1}$, $0.934\text{GeV} < M_{K\pi} < 0.964\text{GeV}$, $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\gamma$)

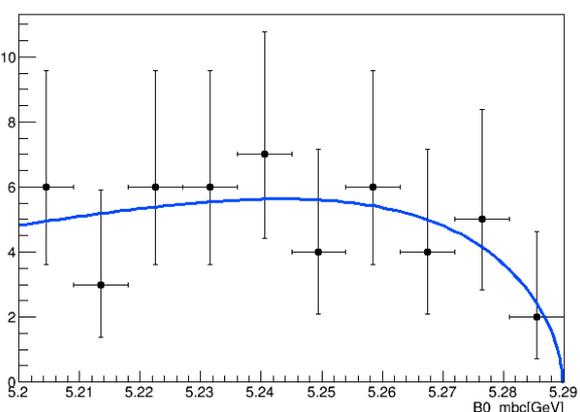


図 7.6 Argus function による $B\bar{B}$ 背景事象の M_{bc} 分布のフィッティング ($1ab^{-1}$, $1.635\text{GeV} < M_{K\pi} < 1.665\text{GeV}$, $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\gamma$)

7.3 ヘリシティ角分布フィッティング

K_X 候補の静止系における K_X の運動量方向に対する K 中間子の崩壊角 $\cos\theta_h$ の分布をヘリシティ角分布と呼ぶ。ヘリシティ角分布は、各レゾナンスのスピンのによって異なるため、信号事象をスピン成分ごとに分離するのに役立つ。B 中間子

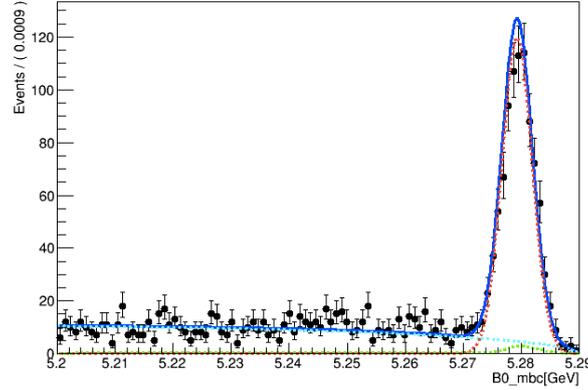


図 7.7 M_{bc} 分布のフィッティング ($1ab^{-1}$, $0.934\text{GeV} < M_{K\pi} < 0.964\text{GeV}$, $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\gamma$)。赤色が信号、水色が $q\bar{q}$ 背景事象、緑色が $B\bar{B}$ 背景事象。

事象タイプ	フィット関数	フィットパラメータの条件
信号事象	Crystal Ball	イールド以外全て MC で固定
$q\bar{q}$ 背景事象	Argus	冪関数の次数 p は MC で固定。 b は重心系ビームエネルギーで固定。 slope parameter(c) とイールドは浮動。
$B\bar{B}$ 背景事象	Argus or (Bifurcated Gaussian+Argus)	全てのパラメータを固定。

表 7.1 M_{bc} フィットの条件

が擬スカラー粒子、フォトンがベクトル粒子であるため、この場合の K_X のヘリシティの大きさは 1 と確定できる。よって、具体的なヘリシティ角分布 $H(\cos\theta_h)$ は、d-function によって以下のように表される。

$$H(\cos\theta_h) \propto |d_{1,0}^1(\theta)|^2 \propto 1 - \cos^2\theta_h \quad (\text{スピン 1}) \quad (7.4)$$

$$H(\cos\theta_h) \propto |d_{1,0}^2(\theta)|^2 \propto \cos^2\theta_h - \cos^4\theta_h \quad (\text{スピン 2}) \quad (7.5)$$

$K_2^*(1430)$ と $K^*(1410)$ はそれぞれの width よりも質量が近く、 $M_{K\pi}$ 分布をフィッティングでこれらのレゾナンスを分離することは困難である。そこで、ヘリシティ角分布のフィッティングから $N(B \rightarrow K_2^*(1430)\gamma)$ を求め、 $M_{K\pi}$ をフィッティングする時にその値で固定する。ここで、スピン 1 の項とスピン 2 の項は干渉を起こすが、干渉項は $\cos\theta_h$ についての奇関数である (干渉項 $\propto \cos\theta_h - \cos^3\theta_h$)。今回、

$\cos\theta_h$ の絶対値をヘリシティ角分布としてフィッティングに用いるため、この項の寄与はキャンセルする。

ヘリシティ角分布フィッティングの条件を表 7.2 にまとめた。

事象タイプ	フィット関数	フィットパラメータの条件
スピン 1 信号事象	$1 - \cos^2 \theta_h$	イールドが浮動 (他のパラメータなし)。
スピン 2 信号事象	$\cos^2 \theta_h - \cos^4 \theta_h$	イールドが浮動 (他のパラメータなし)。

表 7.2 ヘリシティ角フィットの条件

7.4 $M_{K\pi}$ 分布フィッティング

$M_{K\pi}$ 分布における各レゾナンスの寄与は、Relativistic Breit-Wigner と呼ばれる関数によってモデル化される [52]。

$$M_r(m_{K\pi}) \propto F(m_{K\pi}) \frac{m_{K\pi}}{p_{K\pi}} \left| \frac{m_r \Gamma_r(m_{K\pi})}{(m_r^2 - m_{K\pi}^2) - im_r \Gamma_r(m_{K\pi})} \right| = F(m_{K\pi}) \frac{m_{K\pi}}{p_{K\pi}} |\sin \delta_r e^{i\delta_r}| \quad (7.6)$$

ここで、 m_r は各レゾナンスの nominal mass で、 $\delta_r, \Gamma_r(m)$ は、

$$\cot \delta_r = \frac{m_r^2 - m_{K\pi}^2}{m_r \Gamma_r(m_{K\pi})} \quad (7.7)$$

$$\Gamma_r(m_{K\pi}) = \begin{cases} \Gamma_r \frac{m_r}{m_{K\pi}} f_r^2 \left(\frac{p_r}{p_{K\pi}} \right)^3 & (\text{スピン 1}) \\ \Gamma_r \frac{m_r}{m_{K\pi}} f_r^2 \left(\frac{p_r}{p_{K\pi}} \right)^5 & (\text{スピン 2}) \end{cases} \quad (7.8)$$

f_r は Blatt-Weisskopf form factor で、

$$f_r = \begin{cases} \sqrt{\frac{1+r^2 p_r^2}{1+r^2 p_{K\pi}^2}} & (\text{スピン 1}) \\ \sqrt{\frac{9+3r^2 p_r^2+r^4 p_r^4}{9+3r^2 p_{K\pi}^2+r^4 p_{K\pi}^4}} & (\text{スピン 2}) \end{cases}$$

$F(m_{K\pi})$ は PhaseSpaceFactor で、

$$F(m_{K\pi}) = 2m_{K\pi}(m_{K\gamma max}^2 - m_{K\gamma min}^2), \quad (7.9)$$

ここで、 $m_{K\gamma_{max}}$ と $m_{K\gamma_{min}}$ はそれぞれ $m_{K\gamma}$ の最大値と最小値である。

Relativistic Breit-Wigner は width に対応する Γ_r が $m_{K\pi}$ に依存して変化し、かつレゾナンスのスピンのごとく width の式や form factor が異なることが1つの特徴である。フィッティングにおいては、イールド以外のパラメータを MC の値で固定した ($B \rightarrow K_2^*\gamma$ はヘリシティ角分布フィットから固定)。

各レゾナンスの同じスピンの項は干渉を起こす。それを含めてフィッティングを行う場合、 M_{bc} とヘリシティ角分布と $M_{K\pi}$ 分布を simultaneous fitting する必要がある。しかし、higher resonance が支配的な $M_{K\pi}$ 領域のバックグラウンドの寄与の理解は十分でない (特に、ヘリシティ角分布と $M_{K\pi}$ 分布への寄与) ため、あまり現実的な方法ではない。また、事象ジェネレータが干渉を考慮してチューンされていないこともあり、今回はこの干渉を考慮しなかった。

各レゾナンスごとのフィッティングの様子を図 7.8, 7.9, 7.10, 7.11 に示す。 $M_{K\pi}$ 分布フィッティングの条件を表 7.3 にまとめた。

事象タイプ	フィット関数	フィットパラメータの条件
$K^*(892)$, $K^*(1410)$, $K^*(1680)$	Relativistic Breit-Wigner(スピン 1)	イールド以外全て MC で固定。
$K_2^*(1430)$	Relativistic Breit-Wigner(スピン 2)	全てのパラメータを固定 (イールドはヘリシティ角分布フィットから固定)。

表 7.3 $M_{K\pi}$ フィットの条件

7.5 想定した統計

今回、観測量の統計誤差を見積もるにあたって、 $0.711ab^{-1}$, $1ab^{-1}$, $5ab^{-1}$, $10ab^{-1}$, $25ab^{-1}$, $50ab^{-1}$ の統計量を想定した。Belle 実験の $B\bar{B}$ ペアの全統計量は約 $0.711ab^{-1}$ であり、その場合との比較のために、同統計量の $0.711ab^{-1}$ を採用した。Belle の最新結果では、 $B \rightarrow K^*(892)\gamma$ の測定において、以下のような結果が出ている [15]。

$$BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(892)\gamma) = (3.96 \pm 0.07 \pm 0.14) \times 10^{-5} \quad (7.10)$$

$$BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(892)\gamma) = (3.76 \pm 0.10 \pm 0.12) \times 10^{-5} \quad (7.11)$$

$$A_{CP}(B^0 \rightarrow K^{*0}(892)\gamma) = (-1.3 \pm 1.7 \pm 0.4)\% \quad (7.12)$$

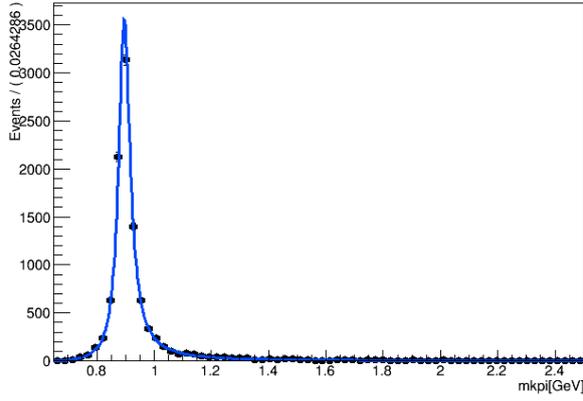


図 7.8 $K^{*0}(892)$ のジェネレータレベルの $M_{K\pi}$ 分布に対するフィッティング ($B^0 \rightarrow K^{*0}(892)\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$)

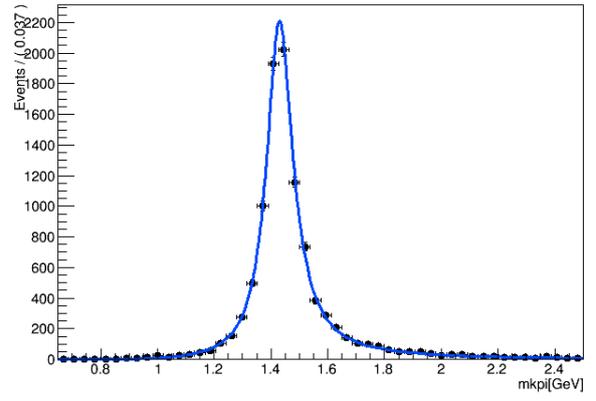


図 7.9 $K_2^{*0}(1430)$ のジェネレータレベルの $M_{K\pi}$ 分布に対するフィッティング ($B^0 \rightarrow K_2^{*0}(1430)\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$)

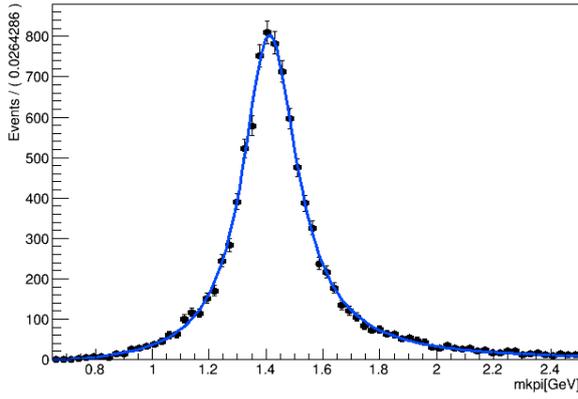


図 7.10 $K^{*0}(1410)$ のジェネレータレベルの $M_{K\pi}$ 分布に対するフィッティング ($B^0 \rightarrow K^{*0}(1410)\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$)

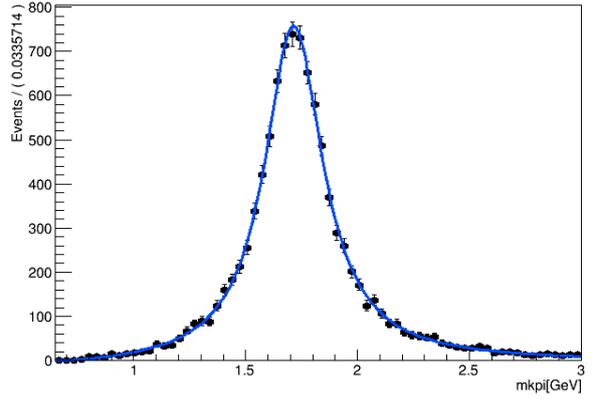


図 7.11 $K^{*0}(1680)$ のジェネレータレベルの $M_{K\pi}$ 分布に対するフィッティング ($B^0 \rightarrow K^{*0}(1680)\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$)

$$A_{CP}(B^+ \rightarrow K^{*+}(892)\gamma) = (+1.1 \pm 2.3 \pm 0.3)\% \quad (7.13)$$

$$A_{CP}(B \rightarrow K^*(892)\gamma) = (-0.4 \pm 1.4 \pm 0.3)\% \quad (7.14)$$

$$\Delta_{0+} = (+6.2 \pm 1.5 \pm 0.6 \pm 1.2)\% \quad (7.15)$$

$$\Delta A_{CP} = (+2.4 \pm 2.8 \pm 0.5)\% \quad (7.16)$$

$$\bar{A}_{CP} = (-0.1 \pm 1.4 \pm 0.3)\% \quad (7.17)$$

ここで、一番目の誤差は統計誤差、二番目の誤差は系統誤差、 Δ_{0+} の三番目の誤差は $BF(\Upsilon(4S) \rightarrow B^+B^-)/BF(\Upsilon(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0)(= f_{+-}/f_{00})$ の誤差である。

7.6 仮定した崩壊分岐比

今回、 $B \rightarrow K^*(1410)\gamma$ と $B \rightarrow K^*(1680)\gamma$ の崩壊分岐比について、以下のように Condition1~3 に場合分けして、それぞれの条件における観測量の統計誤差を求めた。 $BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(892)\gamma)$ は Belle の全データの結果 [15]、 $BF(B^0 \rightarrow K_2^{*0}(1430)\gamma)$ は PDG の値を仮定した。Condition1 の $BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(1410)\gamma)$ と $BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(1680)\gamma)$ は、文献 [18] の $B \rightarrow X_s\gamma$ の崩壊分岐比に対する割合を参考にして決めた。 $B \rightarrow X_s\gamma$ の崩壊分岐比には、Belle の fully inclusive method の結果 (3.12×10^{-4}) を使用した。Condition2 は、 $BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(1410)\gamma)$ と $BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(1680)\gamma)$ を 0 に仮定して、各統計量から求まる崩壊分岐比の上限值 (Confidence level 90%) を求めた。Condition3 は、現在の崩壊分岐比の上限值が大きいことを踏まえ、 $BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(1680)\gamma)$ が $BF(B^0 \rightarrow K_2^{*0}(1430)\gamma)$ と同じ場合を仮定した。荷電モードの崩壊分岐比は、仮定した中性モードの崩壊分岐比に対するアイソスピン対称性の破れが、 $BF(B^0 \rightarrow K^*(892)\gamma)$ についての Belle と BaBar の平均 (約 6.3%) となるように設定した。

具体的に仮定した値は、表 7.4 と表 7.5 に示した。また、Condition1 におけるそれぞれのレゾナンスの $M_{K\pi}$ 分布の様子を図 7.12 に示した。

ただし、Condition2 と Condition3 の CP 非対称性とアイソスピン非対称性については統計誤差を求めなかった。Condition2 は $B \rightarrow K^*(1410)\gamma$ と $B \rightarrow K^*(1680)\gamma$ の上限値をどこまで制限できるかを調べるのが目的で、 $B \rightarrow K^*(892)\gamma$ と $B \rightarrow K_2^*(1430)\gamma$ の誤差については、Condition1 とほぼ変わらない結果となることが予想されるからだ。Condition3 は、現在の $B \rightarrow K^*(1680)\gamma$ の PDG の上限値が高く設定されているために設けた条件であるが、Belle の $M_{K\pi}$ 分布 (図 1.7) を見る限り、 $B \rightarrow K^*(1680)\gamma$ の寄与はかなり小さいものと推測される。また、表 1.6 に示した理論の予測値によれば、 $B \rightarrow K^*(1680)\gamma$ の崩壊分岐比が 10^{-5} のオーダーとなる可能性は低い。そうした理由から、やや非現実的な条件だと考えられるからだ。

7.7 toyMC

今回、観測量の統計誤差を見積もるために、各統計量、各崩壊分岐比の仮定ごとに毎にポアソン分布で事象数が変動する 1000 実験分の toyMC サンプルに対して

中性モード	$BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(892)\gamma)$	$BF(B^0 \rightarrow K_2^{*0}(1430)\gamma)$	$BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(1410)\gamma)$	$BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(1680)\gamma)$
Condition1	3.96×10^{-5}	1.24×10^{-5}	1.28×10^{-5}	0.17×10^{-5}
Condition2	3.96×10^{-5}	1.24×10^{-5}	0.00	0.00
Condition3	3.96×10^{-5}	1.24×10^{-5}	1.28×10^{-5}	1.24×10^{-5}

表 7.4 中性モードの各レゾナンスの崩壊分岐比の仮定。

荷電モード	$BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(892)\gamma)$	$BF(B^+ \rightarrow K_2^{*+}(1430)\gamma)$	$BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(1410)\gamma)$	$BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(1680)\gamma)$
Condition1	3.75×10^{-5}	1.18×10^{-5}	1.21×10^{-5}	0.16×10^{-5}
Condition2	3.75×10^{-5}	1.18×10^{-5}	0.00	0.00
Condition3	3.75×10^{-5}	1.18×10^{-5}	1.21×10^{-5}	1.18×10^{-5}

表 7.5 荷電モードの各レゾナンスの崩壊分岐比の仮定。

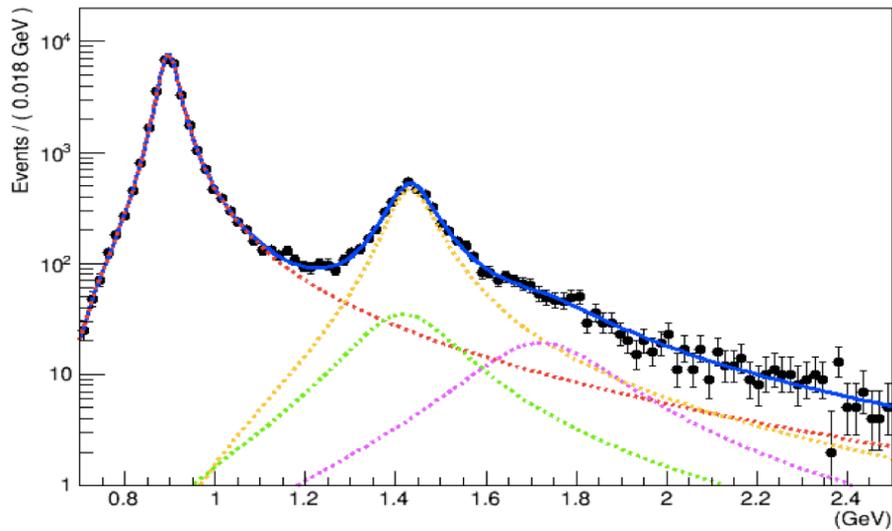


図 7.12 崩壊分岐比に Condition1 を仮定した時の $M_{K\pi}$ 分布。toyMC で作成。赤が $B \rightarrow K^*(892)\gamma$, 橙が $B \rightarrow K_2^*(1430)\gamma$, 緑が $B \rightarrow K^*(1410)\gamma$, 水色が $B^+ \rightarrow K^*(1680)\gamma$ 。対数表示。

フィッティングを行って、その誤差を求めた。フィッティングの手順を以下に説明する。

まず、 $1.3\text{GeV} < M_{K\pi} < 1.6\text{GeV}$ を $B \rightarrow K_2^*(1430)\gamma$ の signal window に設定して、その範囲におけるヘリシティ角分布を 0.1 または 0.2 ずつに区切り、それぞれの領域において M_{bc} 分布をフィッティングする。フィッティングの対象となる

事象数が少なすぎると、 M_{bc} のフィッティングが安定しないため、ビンの大きさは統計量やモードによって変更した。その M_{bc} のフィッティングで得られた信号イールドを検出効率で割って、ヘリシティ角分布を作成する。 $1.3\text{GeV} < M_{K\pi} < 1.6\text{GeV}$ において、スピン 2 成分はほぼ $K_2^*(1430)$ のみによって構成されていると考えられ、ヘリシティ角分布をスピン 2 成分とスピン 1 成分の確率密度関数によってフィッティングした時、スピン 2 成分の信号イールドから $B \rightarrow K_2^*(1430)\gamma$ 事象の事象数を求めることができる。この時のヘリシティ角分布のフィッティングの様子を図 7.13, 7.14, 7.15, 7.16, 7.17, 7.18 に示した。

次に、 $M_{K\pi}$ 分布を $10\sim 50\text{MeV}$ ずつのビンに区切り、それぞれの領域において M_{bc} 分布をフィッティングする (ビンの大きさは、統計量やモードごとに変更した)。そのフィッティングで得られた信号イールドを検出効率で割って、 $M_{K\pi}$ 分布を作成する。ここで、 $K_2^*(1430)$ のイールドをヘリシティ角分布のフィッティングで得られた情報から固定した上で、この $M_{K\pi}$ 分布を 4 つのレゾナンスに対応する 4 本の Relativistic Breit-Wigner でフィッティングする。そのフィッティングによって、 $B \rightarrow K^*(892)\gamma$, $B \rightarrow K^*(1410)\gamma$, $B \rightarrow K^*(1680)\gamma$ 事象の信号イールドがそれぞれ求まる。この時の $M_{K\pi}$ 分布のフィッティングの様子を図 7.19, 7.20, 7.21, 7.22, 7.23, 7.24, 7.25, 7.26, 7.27, 7.28, 7.29, 7.30 に示した。1000 実験分の toyMC によって得られたフィッティングのイールドの誤差の平均値から、観測量の誤差を求めた。

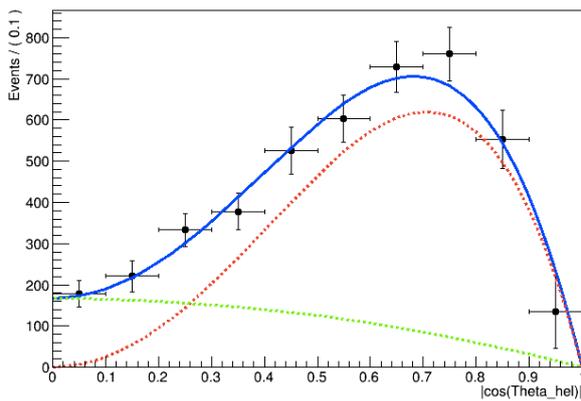


図 7.13 ヘリシティ角分布のフィッティング (Condition1 の $1ab^{-1}$, $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\gamma$)。赤色がスピン 2 成分, 緑色がスピン 1 成分。

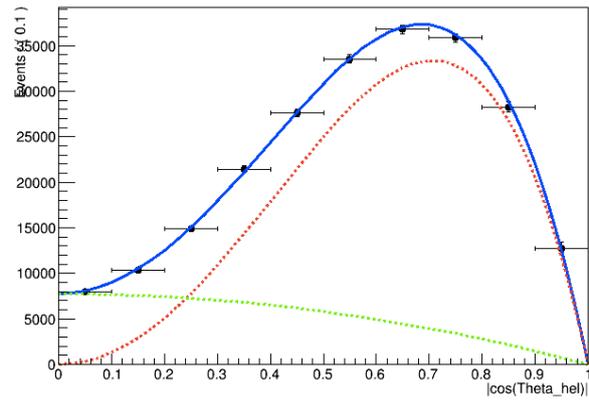


図 7.14 ヘリシティ角分布のフィッティング (Condition1 の $50ab^{-1}$, $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\gamma$)。赤色がスピン 2 成分, 緑色がスピン 1 成分。

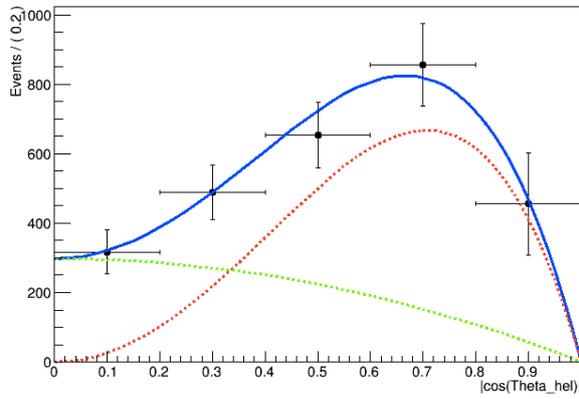


図 7.15 ヘリシティ角分布のフィッティング (Condition1 の $1ab^{-1}$, $B^+ \rightarrow K_s\pi^+\gamma$)。赤色がスピン 2 成分, 緑色がスピン 1 成分。

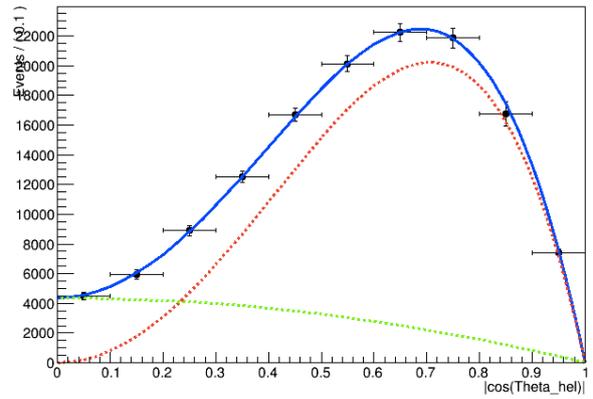


図 7.16 ヘリシティ角分布のフィッティング (Condition1 の $50ab^{-1}$, $B^+ \rightarrow K_s\pi^+\gamma$)。赤色がスピン 2 成分, 緑色がスピン 1 成分。

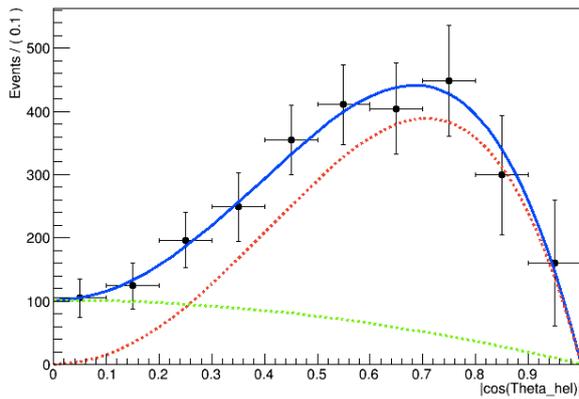


図 7.17 ヘリシティ角分布のフィッティング (Condition1 の $1ab^{-1}$, $B^+ \rightarrow K^+\pi^0\gamma$)。赤色がスピン 2 成分, 緑色がスピン 1 成分。

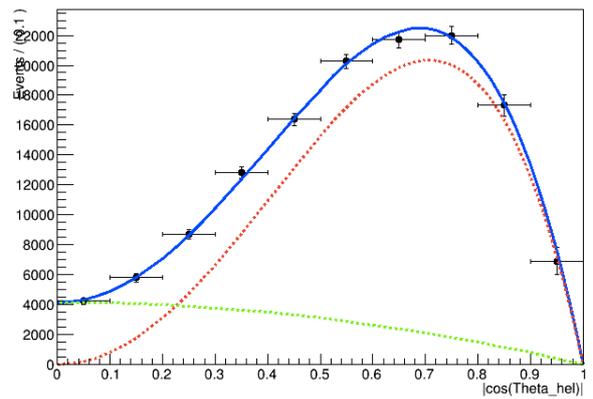


図 7.18 ヘリシティ角分布のフィッティング (Condition1 の $50ab^{-1}$, $B^+ \rightarrow K^+\pi^0\gamma$)。赤色がスピン 2 成分, 緑色がスピン 1 成分。

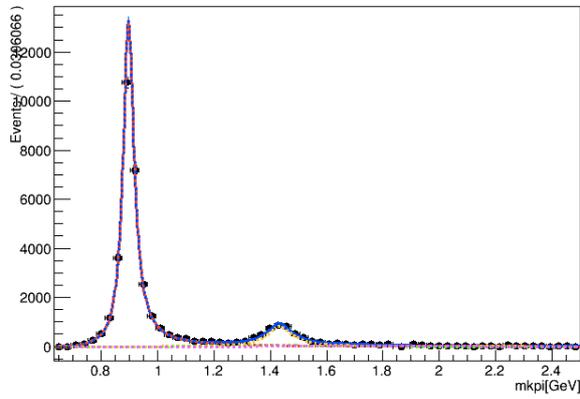


図 7.19 $M_{K\pi}$ のフィッティング (Condition1 の $1ab^{-1}$, $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\gamma$)。赤色が $K^*(892)$, 黄色が $K_2^*(1430)$, 緑色が $K^*(1410)$, 桃色が $K^*(1680)$ 。

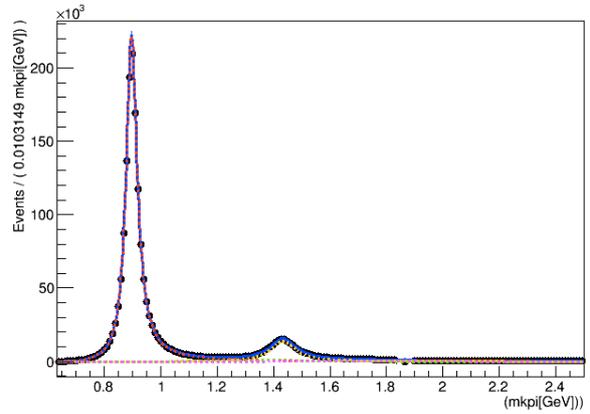


図 7.20 $M_{K\pi}$ のフィッティング (Condition1 の $50ab^{-1}$, $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\gamma$)。赤色が $K^*(892)$, 黄色が $K_2^*(1430)$, 緑色が $K^*(1410)$, 桃色が $K^*(1680)$ 。

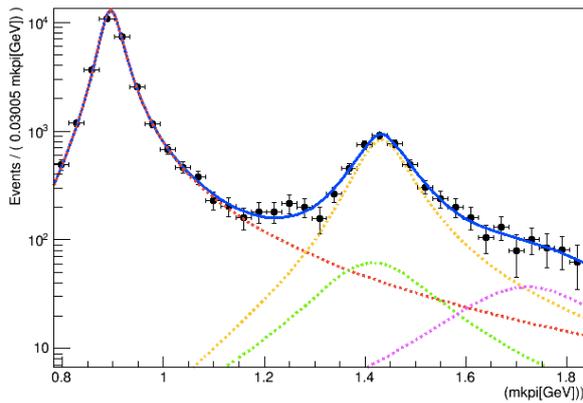


図 7.21 $M_{K\pi}$ のフィッティング (Condition1 の $1ab^{-1}$, $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\gamma$)。対数表示。赤色が $K^*(892)$, 黄色が $K_2^*(1430)$, 緑色が $K^*(1410)$, 桃色が $K^*(1680)$ 。

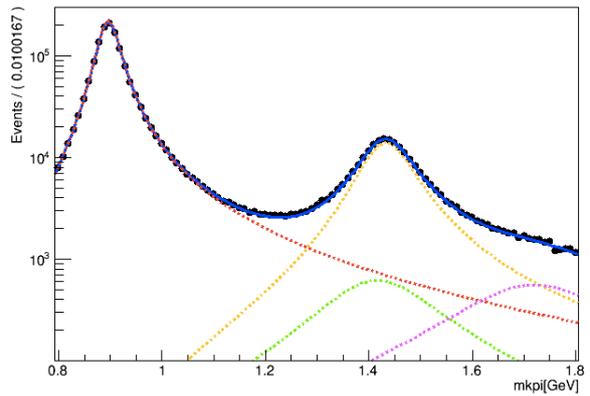


図 7.22 $M_{K\pi}$ のフィッティング (Condition1 の $50ab^{-1}$, $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\gamma$)。対数表示。赤色が $K^*(892)$, 黄色が $K_2^*(1430)$, 緑色が $K^*(1410)$, 桃色が $K^*(1680)$ 。

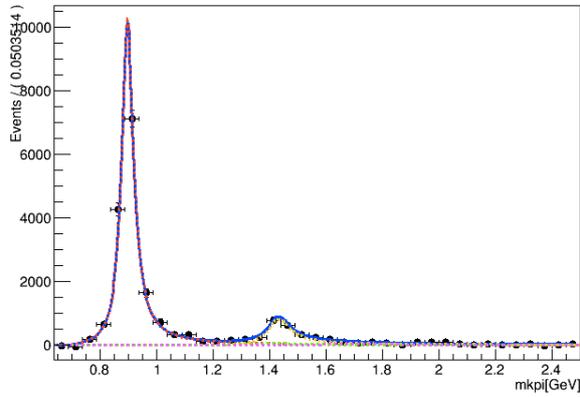


図 7.23 $M_{K\pi}$ のフィッティング (Condition1 の $1ab^{-1}$, $B^+ \rightarrow K_s\pi^+\gamma$)。赤色が $K^*(892)$, 黄色が $K_2^*(1430)$, 緑色が $K^*(1410)$, 桃色が $K^*(1680)$ 。

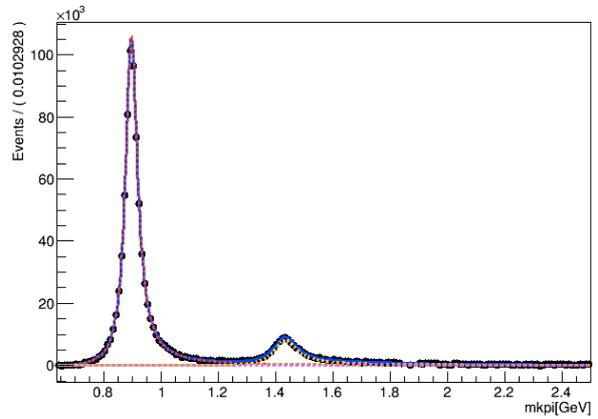


図 7.24 $M_{K\pi}$ のフィッティング (Condition1 の $50ab^{-1}$, $B^+ \rightarrow K_s\pi^+\gamma$)。赤色が $K^*(892)$, 黄色が $K_2^*(1430)$, 緑色が $K^*(1410)$, 桃色が $K^*(1680)$ 。

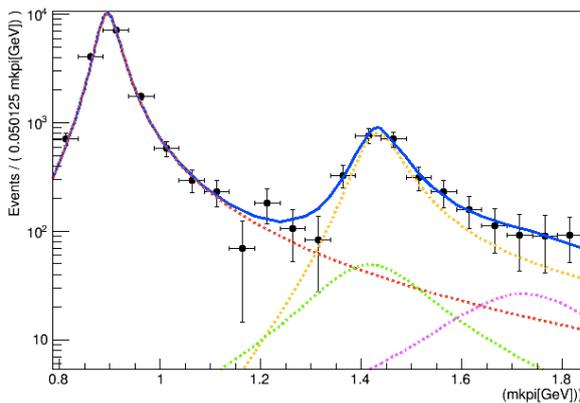


図 7.25 $M_{K\pi}$ のフィッティング (Condition1 の $1ab^{-1}$, $B^+ \rightarrow K_s\pi^+\gamma$)。対数表示。赤色が $K^*(892)$, 黄色が $K_2^*(1430)$, 緑色が $K^*(1410)$, 桃色が $K^*(1680)$ 。

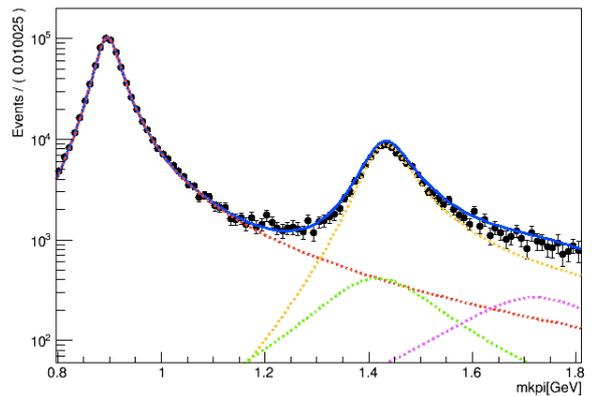


図 7.26 $M_{K\pi}$ のフィッティング (Condition1 の $50ab^{-1}$, $B^+ \rightarrow K_s\pi^+\gamma$)。対数表示。赤色が $K^*(892)$, 黄色が $K_2^*(1430)$, 緑色が $K^*(1410)$, 桃色が $K^*(1680)$ 。

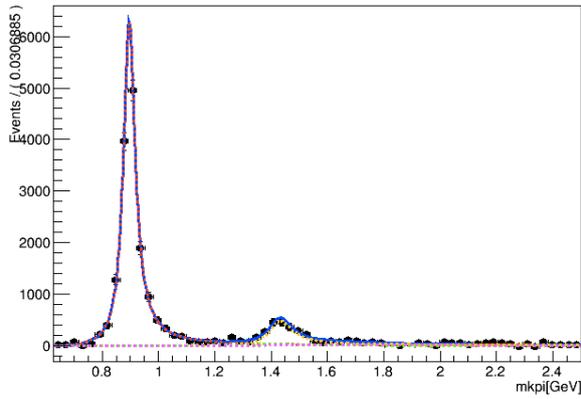


図 7.27 $M_{K\pi}$ のフィッティング (Condition1 の $1ab^{-1}$, $B^+ \rightarrow K^+\pi^0\gamma$)。赤色が K^* (892), 黄色が K_2^* (1430), 緑色が K^* (1410), 桃色が K^* (1680)。

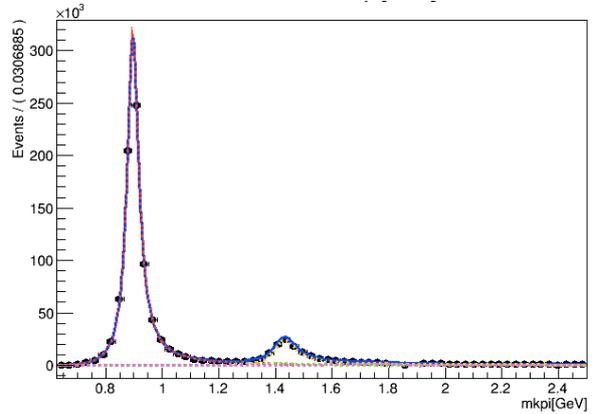


図 7.28 $M_{K\pi}$ のフィッティング (Condition1 の $50ab^{-1}$, $B^+ \rightarrow K^+\pi^0\gamma$)。赤色が K^* (892), 黄色が K_2^* (1430), 緑色が K^* (1410), 桃色が K^* (1680)。

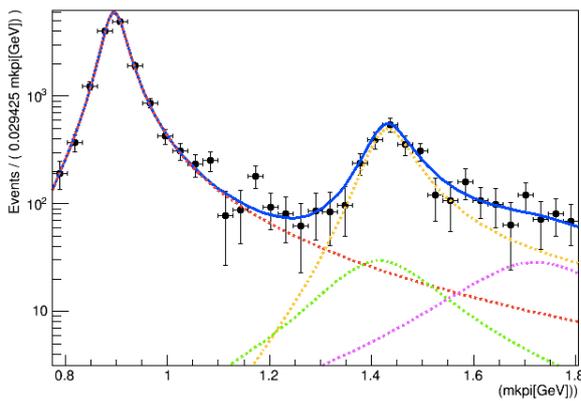


図 7.29 $M_{K\pi}$ のフィッティング (Condition1 の $1ab^{-1}$, $B^+ \rightarrow K^+\pi^0\gamma$)。対数表示。赤色が K^* (892), 黄色が K_2^* (1430), 緑色が K^* (1410), 桃色が K^* (1680)。

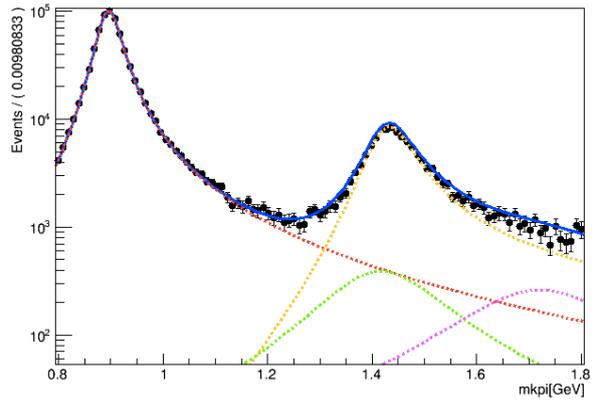


図 7.30 $M_{K\pi}$ のフィッティング (Condition1 の $50ab^{-1}$, $B^+ \rightarrow K^+\pi^0\gamma$)。対数表示。赤色が K^* (892), 黄色が K_2^* (1430), 緑色が K^* (1410), 桃色が K^* (1680)。

第 8 章 結果

$B \rightarrow K^*(892)\gamma$ について比較した限りでは、Belle の全データと同じ統計量では、Belle II においても同程度の統計誤差で測定できることが見積もられた。また、Belle II が目指している統計量の $50ab^{-1}$ では、崩壊分岐比を Condition1 に仮定した時、崩壊分岐比に対する統計誤差の割合は以下ようになった。

$$\begin{aligned}BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(892)\gamma) &: 0.24\% \\BF(B^0 \rightarrow K_2^{*0}(1430)\gamma) &: 0.73\% \\BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(1410)\gamma) &: 6.78\% \\BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(1680)\gamma) &: 7.51\% \\BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(892)\gamma) &: 0.32\% \\BF(B^+ \rightarrow K_2^{*+}(1430)\gamma) &: 1.25\% \\BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(1410)\gamma) &: 10.77\% \\BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(1680)\gamma) &: 13.10\%\end{aligned}$$

統計誤差に限定すれば、 $B \rightarrow K^*(892)\gamma$ と $B \rightarrow K_2^*(1430)\gamma$ は 1% 程度の精度で測定できる。 $B \rightarrow K^*(1410)\gamma$ と $B \rightarrow K^*(1680)\gamma$ は 10% 程度の誤差で測定できることが見積もられた。図 8.1 では、未発見のレゾナンスについて、崩壊分岐比に対する統計誤差の割合と統計量の関係を示した。図 8.1 を見ると、 $B \rightarrow K^*(1410)\gamma$ と $B \rightarrow K^*(1680)\gamma$ は、中性モードなら $5ab^{-1}$ 程度で、荷電モードなら $25ab^{-1}$ 程度で、統計誤差が 20% の精度で測定できることがわかる。また、 $B \rightarrow K^*(1410)\gamma$ と $B \rightarrow K^*(1680)\gamma$ の測定では、系統誤差に対して統計誤差が支配的であると推測される。「発見」の基準となる誤差は 20% で、仮定した崩壊分岐比であれば、Belle II において「発見」できる予測が立つ。

Condition2 の $50ab^{-1}$ では、 $B \rightarrow K^*(1410)\gamma$ と $B \rightarrow K^*(1680)\gamma$ について、以下の上限が得られる見積もりとなった。

$$\begin{aligned}BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(1410)\gamma) &< 1.12 \times 10^{-6} \quad (\text{CL}=90\%) \\BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(1680)\gamma) &< 1.72 \times 10^{-7} \quad (\text{CL}=90\%) \\BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(1410)\gamma) &< 1.58 \times 10^{-6} \quad (\text{CL}=90\%) \\BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(1680)\gamma) &< 2.74 \times 10^{-7} \quad (\text{CL}=90\%) \end{aligned}$$

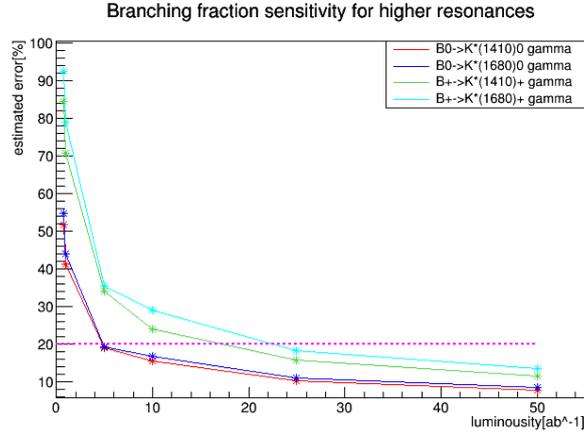


図 8.1 $B^0 \rightarrow K^{*0}(1410)\gamma$, $B^0 \rightarrow K^{*0}(1680)\gamma$, $B^+ \rightarrow K^{*+}(1410)\gamma$, $B \rightarrow K^{*+}(1680)\gamma$ の崩壊分岐比に対する統計誤差の割合と統計量の関係。赤が $B^0 \rightarrow K^{*0}(1410)\gamma$, 青が $B^0 \rightarrow K^{*0}(1680)\gamma$, 緑が $B^+ \rightarrow K^{*+}(1410)\gamma$, 水色が $B^+ \rightarrow K^{*+}(1680)\gamma$ 。桃色の点線は 20% のライン。

これらの上限値は、Condition1 で仮定した崩壊分岐比より 1 オーダー分ほど小さく、崩壊分岐比が予想より小さく測定が難しい場合においても、厳しい制限をつけられることが見積もられた。

Condition3 の $50ab^{-1}$ では、崩壊分岐比に対する統計誤差の割合は以下のようになった。

$$\begin{aligned}
 BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(892)\gamma) &: 0.24\% \\
 BF(B^0 \rightarrow K_2^{*0}(1430)\gamma) &: 0.76\% \\
 BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(1410)\gamma) &: 7.10\% \\
 BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(1680)\gamma) &: 1.32\% \\
 BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(892)\gamma) &: 0.32\% \\
 BF(B^+ \rightarrow K_2^{*+}(1430)\gamma) &: 1.30\% \\
 BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(1410)\gamma) &: 11.12\% \\
 BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(1680)\gamma) &: 2.32\%
 \end{aligned}$$

$K^*(1680)$ 以外のレゾナンスの結果は Condition1 とほぼ変わらず、 $B \rightarrow K^*(1680)\gamma$ は Belle の $B \rightarrow K^*(892)\gamma$ と同程度の統計誤差で測定できることが見積もられた。

ここで、(7.10) 式 ~ (7.17) 式に示した Belle の $B \rightarrow K^*(892)\gamma$ における系統誤差を Belle II における系統誤差と仮定して考察を行う。Belle の $B \rightarrow K^*(892)\gamma$

における系統誤差の詳細については、図 8.7, 図 8.8 に示した。 $K^*(892)$ 以外のレゾナンスについてもそれと同じ系統誤差を仮定する (崩壊分岐比の系統誤差については、それぞれのレゾナンスごとにスケーリングしたものをを用いる)。統計誤差は、Condition1 の $50ab^{-1}$ の結果を仮定する。

その場合、崩壊分岐比に対する誤差の割合は、以下のように見積もられた。

$$\begin{aligned}
BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(892)\gamma) &: 3.51\% \\
BF(B^0 \rightarrow K_2^{*0}(1430)\gamma) &: 3.58\% \\
BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(1410)\gamma) &: 7.63\% \\
BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(1680)\gamma) &: 8.29\% \\
BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(892)\gamma) &: 3.30\% \\
BF(B^+ \rightarrow K_2^{*+}(1430)\gamma) &: 3.51\% \\
BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(1410)\gamma) &: 11.29\% \\
BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(1680)\gamma) &: 13.54\%
\end{aligned}$$

統計誤差のみの場合の割合と比較すると、 $B \rightarrow K^*(892)\gamma$ と $B \rightarrow K_2^*(1430)\gamma$ は系統誤差が支配的で、 $B \rightarrow K^*(1410)\gamma$ と $B \rightarrow K^*(1680)\gamma$ は統計誤差が支配的であることがわかる。この仮定における崩壊分岐比に対する誤差の割合と統計量の関係を図 8.2 と図 8.3 に示す。ただ、このような Exclusive なモードの崩壊分岐比については、理論の不定性が大きいため、新物理への感度は低い。

A_{CP} と ΔA_{CP} の誤差は、以下のように見積もられた。ここで、 A_{CP} と ΔA_{CP} は中性モードと荷電モードを合わせた時の値である。

$$\begin{aligned}
A_{CP}(B \rightarrow K^*(892)\gamma) &: 0.4\% \\
A_{CP}(B \rightarrow K_2^*(1430)\gamma) &: 0.7\% \\
A_{CP}(B \rightarrow K^*(1410)\gamma) &: 5.5\% \\
A_{CP}(B \rightarrow K^*(1680)\gamma) &: 6.2\% \\
\Delta A_{CP}(B \rightarrow K^*(892)\gamma) &: 0.6\% \\
\Delta A_{CP}(B \rightarrow K_2^*(1430)\gamma) &: 1.5\% \\
\Delta A_{CP}(B \rightarrow K^*(1410)\gamma) &: 12.1\% \\
\Delta A_{CP}(B \rightarrow K^*(1680)\gamma) &: 14.2\%
\end{aligned}$$

まず、 $B \rightarrow K^*(892)\gamma$ については、第二章で述べたように、

$$|A_{CP}(B \rightarrow K^*(892)\gamma)| < 1\% \quad (8.1)$$

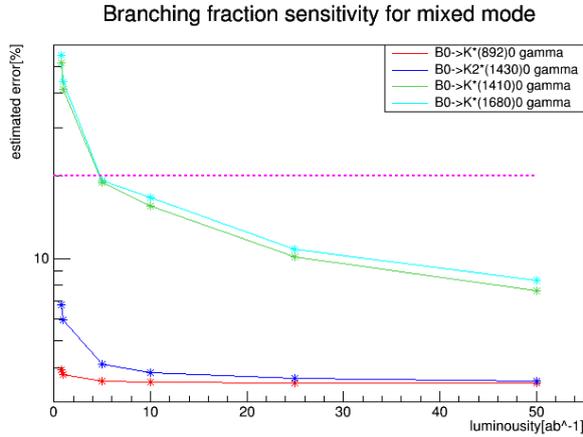


図 8.2 $B^0 \rightarrow K^{*0}(892)\gamma$, $B^0 \rightarrow K_2^{*0}(1430)\gamma$, $B^0 \rightarrow K^{*0}(1410)\gamma$, $B^0 \rightarrow K^{*0}(1680)\gamma$ の崩壊分岐比に対する誤差の割合と統計量の関係。系統誤差は、Belle の $B \rightarrow K^*(892)\gamma$ の系統誤差を仮定。赤が $B^0 \rightarrow K^{*0}(892)\gamma$, 青が $B^0 \rightarrow K_2^{*0}(1430)\gamma$, 緑が $B^0 \rightarrow K^{*0}(1410)\gamma$, 水色が $B^0 \rightarrow K^{*0}(1680)\gamma$ 。桃色の点線は 20% のライン。

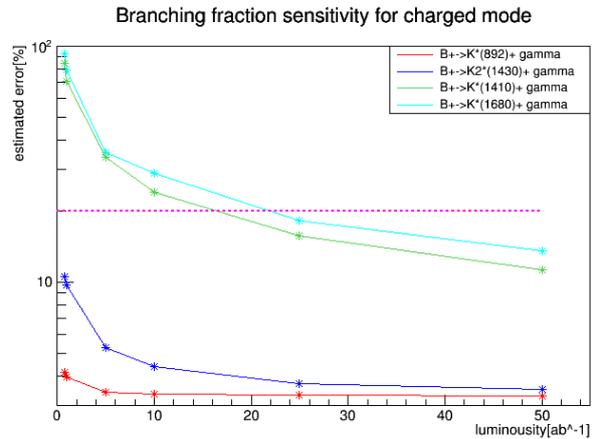


図 8.3 $B^+ \rightarrow K^{*+}(892)\gamma$, $B^+ \rightarrow K_2^{*+}(1430)\gamma$, $B^+ \rightarrow K^{*+}(1410)\gamma$, $B^+ \rightarrow K^{*+}(1680)\gamma$ の崩壊分岐比に対する誤差の割合と統計量の関係。系統誤差は、Belle の $B \rightarrow K^*(892)\gamma$ の系統誤差を仮定。赤が $B^+ \rightarrow K^{*+}(892)\gamma$, 青が $B^+ \rightarrow K_2^{*+}(1430)\gamma$, 緑が $B^+ \rightarrow K^{*+}(1410)\gamma$, 水色が $B^+ \rightarrow K^{*+}(1680)\gamma$ 。桃色の点線は 20% のライン。

とする標準模型の理論予測があるので、測定された $|A_{CP}|$ が 2.0% 程度なら 3σ 、2.8% 程度なら 5σ で標準模型からのずれを観測したことになる。また、測定された $|\Delta A_{CP}|$ が 1.9% 程度なら 3σ 、3.1% 程度なら 5σ で $\Delta A_{CP} \neq 0$ を示すことができる。 $B \rightarrow K_2^*(1430)\gamma$ については、測定された $|A_{CP}|$ が 2.0% 程度なら 3σ 、3.4% 程度なら 5σ で $A_{CP} \neq 0$ を示すことができる。 $|\Delta A_{CP}|$ は、4.5% 程度なら 3σ 、7.4% 程度なら 5σ で $\Delta A_{CP} \neq 0$ を示すことができる。 $B \rightarrow K^*(1410)\gamma$ と $B \rightarrow K^*(1680)\gamma$ については、 A_{CP} は 6% 程度、 ΔA_{CP} は 13% 程度で測定できる可能性がある。これら観測されていないレゾナンスにおいて、新物理の効果が大きいことも有り得るので、Belle II において測定する価値があると考えられる。この仮定における A_{CP} の誤差と統計量の間を関数を図 8.4 に示す。図 8.5 には、この仮定における ΔA_{CP} の誤差と統計量の間を関数を示す。

アイソスピン非対称性は、以下のように見積もられた。

$$\begin{aligned} \Delta_{0+}(K^*(892)\gamma) &: 6.3 \pm 1.3\% \\ \Delta_{0+}(K_2^*(1430)\gamma) &: 6.3 \pm 1.5\% \end{aligned}$$

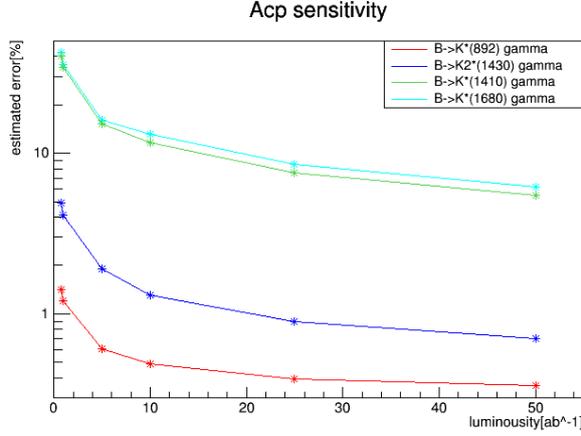


図 8.4 $B \rightarrow K^*(892)\gamma$, $B \rightarrow K_2^*(1430)\gamma$, $B \rightarrow K^*(1410)\gamma$, $B \rightarrow K^*(1680)\gamma$ の A_{CP} の誤差と統計量の関係。系統誤差は、Belle の $B \rightarrow K^*(892)\gamma$ の系統誤差を仮定。赤が $B \rightarrow K^*(892)\gamma$, 青が $B \rightarrow K_2^*(1430)\gamma$, 緑が $B \rightarrow K^*(1410)\gamma$, 水色が $B \rightarrow K^*(1680)\gamma$ 。

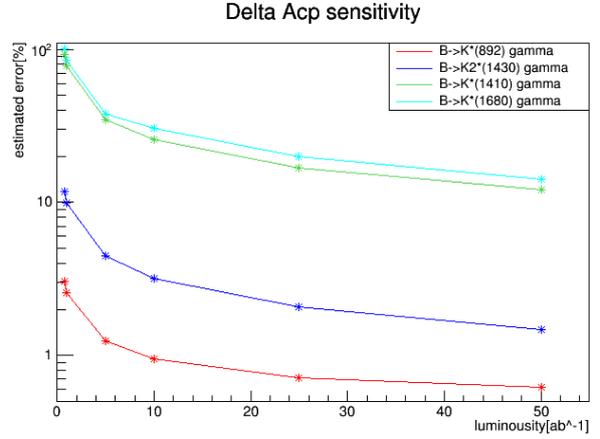


図 8.5 $B \rightarrow K^*(892)\gamma$, $B \rightarrow K_2^*(1430)\gamma$, $B \rightarrow K^*(1410)\gamma$, $B \rightarrow K^*(1680)\gamma$ の ΔA_{CP} の誤差と統計量の関係。系統誤差は、Belle の $B \rightarrow K^*(892)\gamma$ の系統誤差を仮定。赤が $B \rightarrow K^*(892)\gamma$, 青が $B \rightarrow K_2^*(1430)\gamma$, 緑が $B \rightarrow K^*(1410)\gamma$, 水色が $B \rightarrow K^*(1680)\gamma$ 。

$$\Delta_{0+}(K^*(1410)\gamma) : 6.3 \pm 6.2\%$$

$$\Delta_{0+}(K^*(1680)\gamma) : 6.3 \pm 7.2\%$$

図 8.6 には、この仮定におけるアイソスピン非対称性の誤差と統計量の関係を示す。図 8.6 を見ると、 $B \rightarrow K^*(892)\gamma$ では、系統誤差が改善すれば、アイソスピン非対称性を 5σ で観測できることがわかる。 $B \rightarrow K_2^*(1430)\gamma$ では、 $10ab^{-1}$ 程度の統計量において、 3σ でアイソスピン対称性の破れを測定できる。 $B \rightarrow K^*(1410)\gamma$ と $B \rightarrow K^*(1680)\gamma$ では、 1σ 程度で測定できる見込みもなっている。想定したアイソスピン非対称性 (6.3%) は、あくまで $K^*(892)$ の測定値であるため、 $K^*(1410)$ や $K^*(1680)$ において大きな非対称性が観測できることも考えられる。

また、Belle のアイソスピン非対称性の測定では、 f_{+-}/f_{00} の誤差が支配的になっている ((7.15) 式) が、 f_{+-}/f_{00} の現在の誤差は統計誤差が支配的 [53] である。しかし、Belle II において統計誤差は改善できる ($50ab^{-1}$ なら $1/2$ 程度になる可能性がある) ため、より精密な測定が可能だと見込まれている。仮に、 f_{+-}/f_{00} の誤差が $1/2$ になった場合を考えると、アイソスピン非対称性は、

$$\Delta_{0+}(K^*(892)\gamma) : 6.3 \pm 0.8\%$$

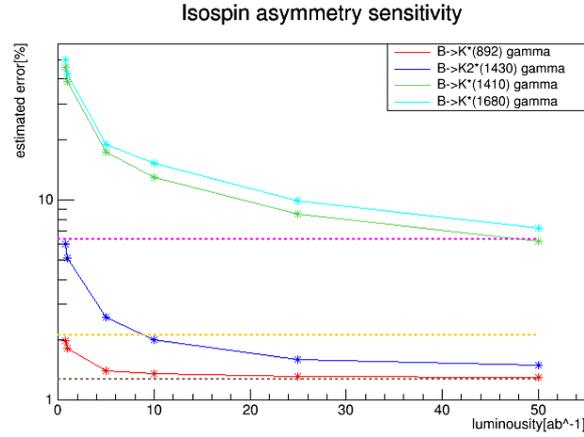


図 8.6 $B \rightarrow K^*(892)\gamma$, $B \rightarrow K_2^*(1430)\gamma$, $B \rightarrow K^*(1410)\gamma$, $B \rightarrow K^*(1680)\gamma$ のアイソスピン非対称性の誤差と統計量の関係。系統誤差は、Belle の $B \rightarrow K^*(892)\gamma$ の系統誤差を仮定。赤が $B \rightarrow K^*(892)\gamma$, 青が $B \rightarrow K_2^*(1430)\gamma$, 緑が $B \rightarrow K^*(1410)\gamma$, 水色が $B \rightarrow K^*(1680)\gamma$ 。桃色の点線は 1σ , 黄色の点線は 3σ , 茶色の点線は 5σ のライン。

$$\Delta_{0+}(K_2^*(1430)\gamma) : 6.3 \pm 1.1\%$$

$$\Delta_{0+}(K^*(1410)\gamma) : 6.3 \pm 6.1\%$$

$$\Delta_{0+}(K^*(1680)\gamma) : 6.3 \pm 7.1\%$$

のような精度で測定できる見積もりとなる。この場合、 $B \rightarrow K^*(892)\gamma$ は 7.6σ で、 $B \rightarrow K_2^*(1430)\gamma$ は 5.9σ でアイソスピン非対称性を観測できる。

具体的な各観測量の統計誤差は、以下の表のように見積もられた。ここで、崩壊分岐比の結果は、誤差の絶対値を $\pm(\text{統計誤差})$ と記述していて、括弧内は仮定した崩壊分岐比に対する統計誤差の比率である。Condition2 の $K^*(1410)$ と $K^*(1680)$ のモードの結果に関しては、Confidence Level 90% の崩壊分岐比の上限を記述している。 A_{CP} と ΔA_{CP} については、 $0.0 \pm (\text{統計誤差})\%$ という記述をしている。0.0 を記述しているのは、アイソスピン非対称性を 6.3% に仮定しているのに対し、粒子と反粒子に崩壊分岐比の差を設けていないことを明示的に示すためである。アイソスピン非対称性についても同様に、 $6.3 \pm (\text{統計誤差})\%$ という記述をしている。また、”中性モードと荷電モードの直接的 CP 対称性の破れの平均” \overline{A}_{CP} は、以下のように定義している。

$$\overline{A}_{CP} = \frac{A_{CP}(B^+ \rightarrow X_s^{*+}) - A_{CP}(B^0 \rightarrow X_s^{*0})\gamma}{2} \quad (8.2)$$

Condition1	$BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(892)\gamma)$	$BF(B^0 \rightarrow K_2^{*0}(1430)\gamma)$	$BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(1410)\gamma)$	$BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(1680)\gamma)$
$0.711ab^{-1}$	$\pm 7.01 \times 10^{-7}$ (1.77%)	$\pm 7.21 \times 10^{-7}$ (5.81%)	$\pm 6.59 \times 10^{-6}$ (51.51%)	$\pm 9.30 \times 10^{-7}$ (54.67%)
$1ab^{-1}$	$\pm 5.70 \times 10^{-7}$ (1.44%)	$\pm 6.03 \times 10^{-7}$ (4.86%)	$\pm 5.26 \times 10^{-6}$ (41.08%)	$\pm 7.46 \times 10^{-7}$ (43.87%)
$5ab^{-1}$	$\pm 2.61 \times 10^{-7}$ (0.66%)	$\pm 2.67 \times 10^{-7}$ (2.15%)	$\pm 2.38 \times 10^{-6}$ (18.60%)	$\pm 3.20 \times 10^{-7}$ (18.76%)
$10ab^{-1}$	$\pm 1.92 \times 10^{-7}$ (0.49%)	$\pm 1.93 \times 10^{-7}$ (1.56%)	$\pm 1.93 \times 10^{-6}$ (15.10%)	$\pm 2.78 \times 10^{-7}$ (16.37%)
$25ab^{-1}$	$\pm 1.26 \times 10^{-7}$ (0.32%)	$\pm 1.27 \times 10^{-7}$ (1.02%)	$\pm 1.22 \times 10^{-6}$ (9.54%)	$\pm 1.73 \times 10^{-7}$ (10.21%)
$50ab^{-1}$	$\pm 9.40 \times 10^{-8}$ (0.24%)	$\pm 9.05 \times 10^{-8}$ (0.73%)	$\pm 8.67 \times 10^{-7}$ (6.78%)	$\pm 1.28 \times 10^{-7}$ (7.51%)

表 8.1 $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ の測定から得られる Condition1 における中性モードの崩壊分岐比の統計誤差。() 内は仮定した崩壊分岐比に対する統計誤差の比率。

Condition2	$BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(892)\gamma)$	$BF(B^0 \rightarrow K_2^{*0}(1430)\gamma)$	$BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(1410)\gamma)$	$BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(1680)\gamma)$
$0.711ab^{-1}$	$\pm 7.00 \times 10^{-7}$ (1.77%)	$\pm 6.86 \times 10^{-7}$ (5.53%)	$BF < 7.74 \times 10^{-6}$	$BF < 1.15 \times 10^{-6}$
$1ab^{-1}$	$\pm 5.70 \times 10^{-7}$ (1.44%)	$\pm 5.73 \times 10^{-7}$ (4.62%)	$BF < 6.30 \times 10^{-6}$	$BF < 9.47 \times 10^{-7}$
$5ab^{-1}$	$\pm 2.61 \times 10^{-7}$ (0.66%)	$\pm 2.54 \times 10^{-7}$ (2.05%)	$BF < 2.86 \times 10^{-6}$	$BF < 4.07 \times 10^{-7}$
$10ab^{-1}$	$\pm 1.92 \times 10^{-7}$ (0.49%)	$\pm 1.83 \times 10^{-7}$ (1.48%)	$BF < 2.37 \times 10^{-6}$	$BF < 3.46 \times 10^{-7}$
$25ab^{-1}$	$\pm 1.26 \times 10^{-7}$ (0.32%)	$\pm 1.21 \times 10^{-7}$ (0.97%)	$BF < 1.61 \times 10^{-6}$	$BF < 2.34 \times 10^{-7}$
$50ab^{-1}$	$\pm 9.40 \times 10^{-8}$ (0.24%)	$\pm 8.53 \times 10^{-8}$ (0.69%)	$BF < 1.12 \times 10^{-6}$	$BF < 1.72 \times 10^{-7}$

表 8.2 $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ の測定から得られる Condition2 における中性モードの崩壊分岐比の統計誤差。() 内は仮定した崩壊分岐比に対する統計誤差の比率。 $BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(1410)\gamma)$ と $BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(1680)\gamma)$ については、Confidence Level 90% の崩壊分岐比の上限を求めた。

Condition3	$BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(892)\gamma)$	$BF(B^0 \rightarrow K_2^{*0}(1430)\gamma)$	$BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(1410)\gamma)$	$BF(B^0 \rightarrow K^{*0}(1680)\gamma)$
$0.711ab^{-1}$	$\pm 7.01 \times 10^{-7}$ (1.77%)	$\pm 7.56 \times 10^{-7}$ (6.09%)	$\pm 6.92 \times 10^{-6}$ (54.07%)	$\pm 1.25 \times 10^{-6}$ (10.01%)
$1ab^{-1}$	$\pm 5.70 \times 10^{-7}$ (1.44%)	$\pm 6.32 \times 10^{-7}$ (5.09%)	$\pm 5.52 \times 10^{-6}$ (43.17%)	$\pm 1.01 \times 10^{-6}$ (8.13%)
$5ab^{-1}$	$\pm 2.61 \times 10^{-7}$ (0.66%)	$\pm 2.80 \times 10^{-7}$ (2.26%)	$\pm 2.51 \times 10^{-6}$ (19.59%)	$\pm 4.33 \times 10^{-7}$ (3.49%)
$10ab^{-1}$	$\pm 1.92 \times 10^{-7}$ (0.49%)	$\pm 2.02 \times 10^{-7}$ (1.63%)	$\pm 2.01 \times 10^{-6}$ (15.67%)	$\pm 3.54 \times 10^{-7}$ (2.86%)
$25ab^{-1}$	$\pm 1.26 \times 10^{-7}$ (0.32%)	$\pm 1.33 \times 10^{-7}$ (1.08%)	$\pm 1.26 \times 10^{-6}$ (9.87%)	$\pm 2.21 \times 10^{-7}$ (1.78%)
$50ab^{-1}$	$\pm 9.40 \times 10^{-8}$ (0.24%)	$\pm 9.46 \times 10^{-8}$ (0.76%)	$\pm 9.09 \times 10^{-7}$ (7.10%)	$\pm 1.64 \times 10^{-7}$ (1.32%)

表 8.3 $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ の測定から得られる Condition3 における中性モードの崩壊分岐比の統計誤差。() 内は仮定した崩壊分岐比に対する統計誤差の比率。

Condition1	$BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(892)\gamma)$	$BF(B^+ \rightarrow K_2^{*+}(1430)\gamma)$	$BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(1410)\gamma)$	$BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(1680)\gamma)$
$0.711ab^{-1}$	$\pm 1.42 \times 10^{-6}$ (3.79%)	$\pm 1.87 \times 10^{-6}$ (15.93%)	$\pm 1.52 \times 10^{-5}$ (125.30%)	$\pm 2.15 \times 10^{-6}$ (133.20%)
$1ab^{-1}$	$\pm 1.25 \times 10^{-6}$ (3.33%)	$\pm 1.65 \times 10^{-6}$ (14.03%)	$\pm 1.32 \times 10^{-5}$ (109.02%)	$\pm 1.82 \times 10^{-6}$ (113.11%)
$5ab^{-1}$	$\pm 5.57 \times 10^{-7}$ (1.48%)	$\pm 7.21 \times 10^{-7}$ (6.13%)	$\pm 5.78 \times 10^{-6}$ (47.57%)	$\pm 8.24 \times 10^{-7}$ (51.09%)
$10ab^{-1}$	$\pm 4.07 \times 10^{-7}$ (1.08%)	$\pm 5.21 \times 10^{-7}$ (4.43%)	$\pm 4.32 \times 10^{-6}$ (35.57%)	$\pm 6.53 \times 10^{-7}$ (40.46%)
$25ab^{-1}$	$\pm 2.70 \times 10^{-7}$ (0.72%)	$\pm 2.79 \times 10^{-7}$ (2.37%)	$\pm 2.89 \times 10^{-6}$ (23.83%)	$\pm 4.08 \times 10^{-7}$ (25.34%)
$50ab^{-1}$	$\pm 1.75 \times 10^{-7}$ (0.47%)	$\pm 2.12 \times 10^{-7}$ (1.81%)	$\pm 1.98 \times 10^{-6}$ (16.32%)	$\pm 3.11 \times 10^{-7}$ (19.34%)

表 8.4 $B^+ \rightarrow K_s \pi^+ \gamma$ の測定から得られる Condition1 における荷電モードの崩壊分岐比の統計誤差。() 内は仮定した崩壊分岐比に対する統計誤差の比率。

Condition2	$BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(892)\gamma)$	$BF(B^+ \rightarrow K_2^{*+}(1430)\gamma)$	$BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(1410)\gamma)$	$BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(1680)\gamma)$
$0.711ab^{-1}$	$\pm 1.42 \times 10^{-6}$ (3.79%)	$\pm 1.79 \times 10^{-6}$ (15.26%)	$BF < 1.73 \times 10^{-5}$	$BF < 3.25 \times 10^{-6}$
$1ab^{-1}$	$\pm 1.25 \times 10^{-6}$ (3.33%)	$\pm 1.57 \times 10^{-6}$ (13.32%)	$BF < 1.47 \times 10^{-5}$	$BF < 2.41 \times 10^{-6}$
$5ab^{-1}$	$\pm 5.57 \times 10^{-7}$ (1.48%)	$\pm 6.85 \times 10^{-7}$ (5.83%)	$BF < 6.46 \times 10^{-6}$	$BF < 1.09 \times 10^{-6}$
$10ab^{-1}$	$\pm 4.07 \times 10^{-7}$ (1.08%)	$\pm 5.09 \times 10^{-7}$ (4.33%)	$BF < 4.99 \times 10^{-6}$	$BF < 7.71 \times 10^{-7}$
$25ab^{-1}$	$\pm 2.70 \times 10^{-7}$ (0.72%)	$\pm 2.67 \times 10^{-7}$ (2.27%)	$BF < 3.35 \times 10^{-6}$	$BF < 5.43 \times 10^{-7}$
$50ab^{-1}$	$\pm 1.75 \times 10^{-7}$ (0.47%)	$\pm 2.04 \times 10^{-7}$ (1.74%)	$BF < 2.51 \times 10^{-6}$	$BF < 3.89 \times 10^{-7}$

表 8.5 $B^+ \rightarrow K_s \pi^+ \gamma$ の測定から得られる Condition2 における荷電モードの崩壊分岐比の統計誤差。() 内は仮定した崩壊分岐比に対する統計誤差の比率。 $BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(1410)\gamma)$ と $BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(1680)\gamma)$ については、Confidence Level 90% の崩壊分岐比の上限を求めた。

Condition3	$BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(892)\gamma)$	$BF(B^+ \rightarrow K_2^{*+}(1430)\gamma)$	$BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(1410)\gamma)$	$BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(1680)\gamma)$
$0.711ab^{-1}$	$\pm 1.42 \times 10^{-6}$ (3.79%)	$\pm 1.96 \times 10^{-6}$ (16.69%)	$\pm 1.59 \times 10^{-5}$ (130.67%)	$\pm 3.01 \times 10^{-6}$ (25.61%)
$1ab^{-1}$	$\pm 1.25 \times 10^{-6}$ (3.33%)	$\pm 1.72 \times 10^{-6}$ (14.58%)	$\pm 1.38 \times 10^{-5}$ (114.21%)	$\pm 2.51 \times 10^{-6}$ (21.38%)
$5ab^{-1}$	$\pm 5.57 \times 10^{-7}$ (1.48%)	$\pm 7.51 \times 10^{-7}$ (6.39%)	$\pm 6.07 \times 10^{-6}$ (50.03%)	$\pm 1.14 \times 10^{-6}$ (9.66%)
$10ab^{-1}$	$\pm 4.07 \times 10^{-7}$ (1.08%)	$\pm 5.57 \times 10^{-7}$ (4.73%)	$\pm 4.49 \times 10^{-6}$ (37.03%)	$\pm 8.53 \times 10^{-7}$ (7.26%)
$25ab^{-1}$	$\pm 2.70 \times 10^{-7}$ (0.72%)	$\pm 2.91 \times 10^{-7}$ (2.47%)	$\pm 2.99 \times 10^{-6}$ (24.56%)	$\pm 5.33 \times 10^{-7}$ (4.53%)
$50ab^{-1}$	$\pm 1.75 \times 10^{-7}$ (0.47%)	$\pm 2.19 \times 10^{-7}$ (1.86%)	$\pm 2.06 \times 10^{-6}$ (16.89%)	$\pm 4.13 \times 10^{-7}$ (3.52%)

表 8.6 $B^+ \rightarrow K_s \pi^+ \gamma$ の測定から得られる Condition3 における荷電モードの崩壊分岐比の統計誤差。() 内は仮定した崩壊分岐比に対する統計誤差の比率。

Condition1	$BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(892)\gamma)$	$BF(B^+ \rightarrow K_2^{*+}(1430)\gamma)$	$BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(1410)\gamma)$	$BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(1680)\gamma)$
$0.711ab^{-1}$	$\pm 1.29 \times 10^{-6}$ (3.44%)	$\pm 1.53 \times 10^{-6}$ (13.06%)	$\pm 1.38 \times 10^{-5}$ (110.99%)	$\pm 2.07 \times 10^{-6}$ (128.71%)
$1ab^{-1}$	$\pm 1.12 \times 10^{-6}$ (2.99%)	$\pm 1.43 \times 10^{-6}$ (12.18%)	$\pm 1.13 \times 10^{-5}$ (92.89%)	$\pm 1.77 \times 10^{-6}$ (113.13%)
$5ab^{-1}$	$\pm 5.04 \times 10^{-7}$ (1.34%)	$\pm 6.71 \times 10^{-7}$ (5.71%)	$\pm 5.78 \times 10^{-6}$ (47.55%)	$\pm 7.80 \times 10^{-7}$ (51.14%)
$10ab^{-1}$	$\pm 3.55 \times 10^{-7}$ (0.97%)	$\pm 4.58 \times 10^{-7}$ (3.90%)	$\pm 3.87 \times 10^{-6}$ (31.93%)	$\pm 6.52 \times 10^{-7}$ (40.45%)
$25ab^{-1}$	$\pm 2.28 \times 10^{-7}$ (0.61%)	$\pm 2.91 \times 10^{-7}$ (2.47%)	$\pm 2.43 \times 10^{-6}$ (20.00%)	$\pm 4.07 \times 10^{-7}$ (25.16%)
$50ab^{-1}$	$\pm 1.62 \times 10^{-7}$ (0.43%)	$\pm 2.05 \times 10^{-7}$ (1.74%)	$\pm 1.74 \times 10^{-6}$ (14.25%)	$\pm 2.88 \times 10^{-7}$ (17.89%)

表 8.7 $B^+ \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ の測定から得られる Condition1 における荷電モードの崩壊分岐比の統計誤差。() 内は仮定した崩壊分岐比に対する統計誤差の比率。

Condition2	$BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(892)\gamma)$	$BF(B^+ \rightarrow K_2^{*+}(1430)\gamma)$	$BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(1410)\gamma)$	$BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(1680)\gamma)$
$0.711ab^{-1}$	$\pm 1.29 \times 10^{-6}$ (3.44%)	$\pm 1.47 \times 10^{-6}$ (12.54%)	$BF < 1.66 \times 10^{-5}$	$BF < 2.45 \times 10^{-6}$
$1ab^{-1}$	$\pm 1.12 \times 10^{-6}$ (2.99%)	$\pm 1.37 \times 10^{-6}$ (11.70%)	$BF < 1.44 \times 10^{-5}$	$BF < 2.18 \times 10^{-6}$
$5ab^{-1}$	$\pm 5.04 \times 10^{-7}$ (1.34%)	$\pm 6.45 \times 10^{-7}$ (5.48%)	$BF < 7.36 \times 10^{-6}$	$BF < 9.58 \times 10^{-7}$
$10ab^{-1}$	$\pm 3.54 \times 10^{-7}$ (0.97%)	$\pm 4.47 \times 10^{-7}$ (3.80%)	$BF < 4.84 \times 10^{-6}$	$BF < 8.10 \times 10^{-7}$
$25ab^{-1}$	$\pm 2.28 \times 10^{-7}$ (0.61%)	$\pm 2.80 \times 10^{-7}$ (2.38%)	$BF < 2.94 \times 10^{-6}$	$BF < 5.14 \times 10^{-7}$
$50ab^{-1}$	$\pm 1.62 \times 10^{-7}$ (0.43%)	$\pm 1.97 \times 10^{-7}$ (1.67%)	$BF < 2.05 \times 10^{-6}$	$BF < 3.89 \times 10^{-7}$

表 8.8 $B^+ \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ の測定から得られる Condition2 における荷電モードの崩壊分岐比の統計誤差。() 内は仮定した崩壊分岐比に対する統計誤差の比率。 $BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(1410)\gamma)$ と $BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(1680)\gamma)$ については、Confidence Level 90% の崩壊分岐比の上限を求めた。

Condition3	$BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(892)\gamma)$	$BF(B^+ \rightarrow K_2^{*+}(1430)\gamma)$	$BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(1410)\gamma)$	$BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(1680)\gamma)$
$0.711ab^{-1}$	$\pm 1.29 \times 10^{-6}$ (3.44%)	$\pm 1.61 \times 10^{-6}$ (13.67%)	$\pm 1.44 \times 10^{-5}$ (118.55%)	$\pm 2.78 \times 10^{-6}$ (23.66%)
$1ab^{-1}$	$\pm 1.12 \times 10^{-6}$ (2.99%)	$\pm 1.49 \times 10^{-6}$ (12.66%)	$\pm 1.17 \times 10^{-5}$ (96.43%)	$\pm 2.36 \times 10^{-6}$ (20.10%)
$5ab^{-1}$	$\pm 5.04 \times 10^{-7}$ (1.34%)	$\pm 6.97 \times 10^{-7}$ (5.93%)	$\pm 6.00 \times 10^{-6}$ (49.41%)	$\pm 1.04 \times 10^{-6}$ (8.83%)
$10ab^{-1}$	$\pm 3.64 \times 10^{-7}$ (0.97%)	$\pm 4.81 \times 10^{-7}$ (4.09%)	$\pm 3.99 \times 10^{-6}$ (32.87%)	$\pm 8.25 \times 10^{-7}$ (7.01%)
$25ab^{-1}$	$\pm 2.28 \times 10^{-7}$ (0.61%)	$\pm 3.02 \times 10^{-7}$ (2.57%)	$\pm 2.49 \times 10^{-6}$ (20.63%)	$\pm 5.12 \times 10^{-7}$ (4.35%)
$50ab^{-1}$	$\pm 1.62 \times 10^{-7}$ (0.43%)	$\pm 2.11 \times 10^{-7}$ (1.79%)	$\pm 1.79 \times 10^{-6}$ (14.82%)	$\pm 3.63 \times 10^{-7}$ (3.09%)

表 8.9 $B^+ \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ の測定から得られる Condition3 における荷電モードの崩壊分岐比の統計誤差。() 内は仮定した崩壊分岐比に対する統計誤差の比率。

Condition1	$BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(892)\gamma)$	$BF(B^+ \rightarrow K_2^{*+}(1430)\gamma)$	$BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(1410)\gamma)$	$BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(1680)\gamma)$
$0.711ab^{-1}$	$\pm 9.56 \times 10^{-7}$ (2.54%)	$\pm 1.19 \times 10^{-6}$ (10.10%)	$\pm 1.02 \times 10^{-5}$ (84.32%)	$\pm 1.49 \times 10^{-6}$ (92.56%)
$1ab^{-1}$	$\pm 8.35 \times 10^{-7}$ (2.22%)	$\pm 1.08 \times 10^{-6}$ (9.20%)	$\pm 8.56 \times 10^{-6}$ (70.58%)	$\pm 1.27 \times 10^{-6}$ (78.77%)
$5ab^{-1}$	$\pm 3.74 \times 10^{-7}$ (1.00%)	$\pm 4.91 \times 10^{-7}$ (4.18%)	$\pm 4.09 \times 10^{-6}$ (33.73%)	$\pm 5.67 \times 10^{-7}$ (35.21%)
$10ab^{-1}$	$\pm 2.71 \times 10^{-7}$ (0.72%)	$\pm 3.44 \times 10^{-7}$ (2.93%)	$\pm 2.88 \times 10^{-6}$ (23.81%)	$\pm 4.62 \times 10^{-7}$ (28.57%)
$25ab^{-1}$	$\pm 1.74 \times 10^{-7}$ (0.47%)	$\pm 2.01 \times 10^{-7}$ (1.71%)	$\pm 1.86 \times 10^{-6}$ (15.33%)	$\pm 2.88 \times 10^{-7}$ (17.94%)
$50ab^{-1}$	$\pm 1.19 \times 10^{-7}$ (0.32%)	$\pm 1.47 \times 10^{-7}$ (1.25%)	$\pm 1.31 \times 10^{-6}$ (10.77%)	$\pm 2.12 \times 10^{-7}$ (13.10%)

表 8.10 $B^+ \rightarrow K_s\pi^+\gamma$ と $B^+ \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ の測定結果を合わせた時に得られる Condition1 における荷電モードの崩壊分岐比の統計誤差。()内は仮定した崩壊分岐比に対する統計誤差の比率。

Condition2	$BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(892)\gamma)$	$BF(B^+ \rightarrow K_2^{*+}(1430)\gamma)$	$BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(1410)\gamma)$	$BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(1680)\gamma)$
$0.711ab^{-1}$	$\pm 9.56 \times 10^{-7}$ (2.54%)	$\pm 1.14 \times 10^{-6}$ (9.69%)	$BF < 1.20 \times 10^{-5}$	$BF < 1.96 \times 10^{-6}$
$1ab^{-1}$	$\pm 8.35 \times 10^{-7}$ (2.22%)	$\pm 1.03 \times 10^{-6}$ (8.79%)	$BF < 1.03 \times 10^{-5}$	$BF < 1.61 \times 10^{-6}$
$5ab^{-1}$	$\pm 3.74 \times 10^{-7}$ (1.00%)	$\pm 4.69 \times 10^{-7}$ (3.99%)	$BF < 4.86 \times 10^{-6}$	$BF < 7.19 \times 10^{-7}$
$10ab^{-1}$	$\pm 2.71 \times 10^{-7}$ (0.72%)	$\pm 3.36 \times 10^{-7}$ (2.86%)	$BF < 3.47 \times 10^{-6}$	$BF < 5.58 \times 10^{-7}$
$25ab^{-1}$	$\pm 1.74 \times 10^{-7}$ (0.47%)	$\pm 1.93 \times 10^{-7}$ (1.64%)	$BF < 2.21 \times 10^{-6}$	$BF < 3.73 \times 10^{-7}$
$50ab^{-1}$	$\pm 1.19 \times 10^{-7}$ (0.32%)	$\pm 1.42 \times 10^{-7}$ (1.20%)	$BF < 1.58 \times 10^{-6}$	$BF < 2.74 \times 10^{-7}$

表 8.11 $B^+ \rightarrow K_s\pi^+\gamma$ と $B^+ \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ の測定結果を合わせた時に得られる Condition2 における荷電モードの崩壊分岐比の統計誤差。()内は仮定した崩壊分岐比に対する統計誤差の比率。 $BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(1410)\gamma)$ と $BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(1680)\gamma)$ については、Confidence Level 90% の崩壊分岐比の上限を求めた。

Condition3	$BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(892)\gamma)$	$BF(B^+ \rightarrow K_2^{*+}(1430)\gamma)$	$BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(1410)\gamma)$	$BF(B^+ \rightarrow K^{*+}(1680)\gamma)$
$0.711ab^{-1}$	$\pm 9.56 \times 10^{-7} (2.54\%)$	$\pm 1.24 \times 10^{-6} (10.58\%)$	$\pm 1.07 \times 10^{-5} (87.80\%)$	$\pm 2.04 \times 10^{-6} (17.38\%)$
$1ab^{-1}$	$\pm 8.35 \times 10^{-7} (2.22\%)$	$\pm 1.13 \times 10^{-6} (9.57\%)$	$\pm 8.93 \times 10^{-6} (73.58\%)$	$\pm 1.72 \times 10^{-6} (14.63\%)$
$5ab^{-1}$	$\pm 3.74 \times 10^{-7} (1.00\%)$	$\pm 5.11 \times 10^{-7} (4.35\%)$	$\pm 4.27 \times 10^{-6} (35.16\%)$	$\pm 7.66 \times 10^{-7} (6.52\%)$
$10ab^{-1}$	$\pm 2.71 \times 10^{-7} (0.72\%)$	$\pm 3.64 \times 10^{-7} (3.10\%)$	$\pm 2.98 \times 10^{-6} (24.56\%)$	$\pm 5.93 \times 10^{-7} (5.04\%)$
$25ab^{-1}$	$\pm 1.74 \times 10^{-7} (0.47\%)$	$\pm 2.09 \times 10^{-7} (1.78\%)$	$\pm 1.91 \times 10^{-6} (15.77\%)$	$\pm 3.69 \times 10^{-7} (3.14\%)$
$50ab^{-1}$	$\pm 1.19 \times 10^{-7} (0.32\%)$	$\pm 1.52 \times 10^{-7} (1.30\%)$	$\pm 1.35 \times 10^{-6} (11.12\%)$	$\pm 2.73 \times 10^{-7} (2.32\%)$

表 8.12 $B^+ \rightarrow K_s \pi^+ \gamma$ と $B^+ \rightarrow K^+ \pi^0 \gamma$ の測定結果を合わせた時に得られる Condition3 における荷電モードの崩壊分岐比の統計誤差。()内は仮定した崩壊分岐比に対する統計誤差の比率。

Direct CPV	$A_{cp}(B^0 \rightarrow K^{*0}(892)\gamma)$	$A_{cp}(B^0 \rightarrow K_2^{*0}(1430)\gamma)$	$A_{cp}(B^0 \rightarrow K^{*0}(1410)\gamma)$	$A_{cp}(B^0 \rightarrow K^{*0}(1680)\gamma)$
$0.711ab^{-1}$	$0.0 \pm 1.7\%$	$0.0 \pm 5.5\%$	$0.0 \pm 47.1\%$	$0.0 \pm 48.6\%$
$1ab^{-1}$	$0.0 \pm 1.4\%$	$0.0 \pm 4.7\%$	$0.0 \pm 39.8\%$	$0.0 \pm 40.8\%$
$5ab^{-1}$	$0.0 \pm 0.6\%$	$0.0 \pm 2.1\%$	$0.0 \pm 17.8\%$	$0.0 \pm 18.3\%$
$10ab^{-1}$	$0.0 \pm 0.5\%$	$0.0 \pm 1.5\%$	$0.0 \pm 13.9\%$	$0.0 \pm 15.1\%$
$25ab^{-1}$	$0.0 \pm 0.3\%$	$0.0 \pm 1.0\%$	$0.0 \pm 9.0\%$	$0.0 \pm 9.8\%$
$50ab^{-1}$	$0.0 \pm 0.2\%$	$0.0 \pm 0.7\%$	$0.0 \pm 6.6\%$	$0.0 \pm 7.1\%$

表 8.13 $B^0 \rightarrow K^+ \pi^- \gamma$ の測定から得られる Condition1 における中性モードの直接的 CP 対称性の破れの統計誤差。

Direct CPV	$A_{cp}(B^+ \rightarrow K^{*+}(892)\gamma)$	$A_{cp}(B^+ \rightarrow K_2^{*+}(1430)\gamma)$	$A_{cp}(B^+ \rightarrow K^{*+}(1410)\gamma)$	$A_{cp}(B^+ \rightarrow K^{*+}(1680)\gamma)$
$0.711ab^{-1}$	$0.0 \pm 3.8\%$	$0.0 \pm 15.5\%$	$0.0 \pm 119.2\%$	$0.0 \pm 127.7\%$
$1ab^{-1}$	$0.0 \pm 3.2\%$	$0.0 \pm 13.1\%$	$0.0 \pm 101.1\%$	$0.0 \pm 106.9\%$
$5ab^{-1}$	$0.0 \pm 1.4\%$	$0.0 \pm 5.9\%$	$0.0 \pm 45.2\%$	$0.0 \pm 48.0\%$
$10ab^{-1}$	$0.0 \pm 1.0\%$	$0.0 \pm 4.1\%$	$0.0 \pm 33.6\%$	$0.0 \pm 38.1\%$
$25ab^{-1}$	$0.0 \pm 0.6\%$	$0.0 \pm 2.7\%$	$0.0 \pm 21.7\%$	$0.0 \pm 24.6\%$
$50ab^{-1}$	$0.0 \pm 0.5\%$	$0.0 \pm 1.7\%$	$0.0 \pm 15.5\%$	$0.0 \pm 17.7\%$

表 8.14 $B^+ \rightarrow K_s \pi^+ \gamma$ の測定から得られる Condition1 における荷電モードの直接的 CP 対称性の破れの統計誤差。

Direct CPV	$A_{cp}(B^+ \rightarrow K^{*+}(892)\gamma)$	$A_{cp}(B^+ \rightarrow K_2^{*+}(1430)\gamma)$	$A_{cp}(B^+ \rightarrow K^{*+}(1410)\gamma)$	$A_{cp}(B^+ \rightarrow K^{*+}(1680)\gamma)$
$0.711ab^{-1}$	$0.0 \pm 3.3\%$	$0.0 \pm 13.9\%$	$0.0 \pm 105.7\%$	$0.0 \pm 120.9\%$
$1ab^{-1}$	$0.0 \pm 2.8\%$	$0.0 \pm 11.8\%$	$0.0 \pm 89.5\%$	$0.0 \pm 103.4\%$
$5ab^{-1}$	$0.0 \pm 1.3\%$	$0.0 \pm 5.3\%$	$0.0 \pm 40.0\%$	$0.0 \pm 46.0\%$
$10ab^{-1}$	$0.0 \pm 0.9\%$	$0.0 \pm 3.7\%$	$0.0 \pm 28.9\%$	$0.0 \pm 36.8\%$
$25ab^{-1}$	$0.0 \pm 0.6\%$	$0.0 \pm 2.4\%$	$0.0 \pm 18.7\%$	$0.0 \pm 24.0\%$
$50ab^{-1}$	$0.0 \pm 0.4\%$	$0.0 \pm 1.7\%$	$0.0 \pm 13.4\%$	$0.0 \pm 17.2\%$

表 8.15 $B^+ \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ の測定から得られる Condition1 における荷電モードの直接的 CP 対称性の破れの統計誤差。

Direct CPV	$A_{cp}(B^+ \rightarrow K^{*+}(892)\gamma)$	$A_{cp}(B^+ \rightarrow K_2^{*+}(1430)\gamma)$	$A_{cp}(B^+ \rightarrow K^{*+}(1410)\gamma)$	$A_{cp}(B^+ \rightarrow K^{*+}(1680)\gamma)$
$0.711ab^{-1}$	$0.0 \pm 2.5\%$	$0.0 \pm 10.4\%$	$0.0 \pm 79.2\%$	$0.0 \pm 87.8\%$
$1ab^{-1}$	$0.0 \pm 2.1\%$	$0.0 \pm 8.8\%$	$0.0 \pm 67.0\%$	$0.0 \pm 74.2\%$
$5ab^{-1}$	$0.0 \pm 0.9\%$	$0.0 \pm 3.9\%$	$0.0 \pm 30.0\%$	$0.0 \pm 33.2\%$
$10ab^{-1}$	$0.0 \pm 0.7\%$	$0.0 \pm 2.8\%$	$0.0 \pm 21.9\%$	$0.0 \pm 26.5\%$
$25ab^{-1}$	$0.0 \pm 0.4\%$	$0.0 \pm 1.8\%$	$0.0 \pm 14.1\%$	$0.0 \pm 17.2\%$
$50ab^{-1}$	$0.0 \pm 0.3\%$	$0.0 \pm 1.2\%$	$0.0 \pm 10.2\%$	$0.0 \pm 12.3\%$

表 8.16 $B^+ \rightarrow K_s\pi^+\gamma$ と $B^+ \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ の測定結果を合わせた時に得られる Condition1 における荷電モードの直接的 CP 対称性の破れの統計誤差。

\overline{A}_{CP}	$\overline{A}_{CP}(B \rightarrow K^*(892)\gamma)$	$\overline{A}_{CP}(B \rightarrow K_2^*(1430)\gamma)$	$\overline{A}_{CP}(B \rightarrow K^*(1410)\gamma)$	$\overline{A}_{CP}(B \rightarrow K^*(1680)\gamma)$
$0.711ab^{-1}$	$0.0 \pm 1.5\%$	$0.0 \pm 5.9\%$	$0.0 \pm 46.1\%$	$0.0 \pm 50.2\%$
$1ab^{-1}$	$0.0 \pm 1.3\%$	$0.0 \pm 5.0\%$	$0.0 \pm 39.0\%$	$0.0 \pm 42.4\%$
$5ab^{-1}$	$0.0 \pm 0.6\%$	$0.0 \pm 2.2\%$	$0.0 \pm 17.4\%$	$0.0 \pm 18.9\%$
$10ab^{-1}$	$0.0 \pm 0.4\%$	$0.0 \pm 1.6\%$	$0.0 \pm 13.0\%$	$0.0 \pm 15.2\%$
$25ab^{-1}$	$0.0 \pm 0.3\%$	$0.0 \pm 1.0\%$	$0.0 \pm 8.4\%$	$0.0 \pm 9.9\%$
$50ab^{-1}$	$0.0 \pm 0.2\%$	$0.0 \pm 0.7\%$	$0.0 \pm 6.0\%$	$0.0 \pm 7.1\%$

表 8.17 Condition1 における中性モードと荷電モードの直接的 CP 対称性の破れの平均の統計誤差。

Direct CPV	$A_{cp}(B \rightarrow K^*(892)\gamma)$	$A_{cp}(B \rightarrow K_2^*(1430)\gamma)$	$A_{cp}(B \rightarrow K^*(1410)\gamma)$	$A_{cp}(B \rightarrow K^*(1680)\gamma)$
$0.711ab^{-1}$	$0.0 \pm 1.4\%$	$0.0 \pm 4.9\%$	$0.0 \pm 40.5\%$	$0.0 \pm 42.5\%$
$1ab^{-1}$	$0.0 \pm 1.2\%$	$0.0 \pm 4.1\%$	$0.0 \pm 34.2\%$	$0.0 \pm 35.8\%$
$5ab^{-1}$	$0.0 \pm 0.5\%$	$0.0 \pm 1.8\%$	$0.0 \pm 15.3\%$	$0.0 \pm 16.0\%$
$10ab^{-1}$	$0.0 \pm 0.4\%$	$0.0 \pm 1.3\%$	$0.0 \pm 11.7\%$	$0.0 \pm 13.1\%$
$25ab^{-1}$	$0.0 \pm 0.2\%$	$0.0 \pm 0.8\%$	$0.0 \pm 7.6\%$	$0.0 \pm 8.5\%$
$50ab^{-1}$	$0.0 \pm 0.2\%$	$0.0 \pm 0.6\%$	$0.0 \pm 5.5\%$	$0.0 \pm 6.2\%$

表 8.18 中性モードと荷電モードの測定結果を合わせた時に得られる Condition1 における直接的 CP 対称性の破れの統計誤差。

ΔA_{CP}	$\Delta A_{CP}(B \rightarrow K^*(892)\gamma)$	$\Delta A_{CP}(B \rightarrow K_2^*(1430)\gamma)$	$\Delta A_{CP}(B \rightarrow K^*(1410)\gamma)$	$\Delta A_{CP}(B \rightarrow K^*(1680)\gamma)$
$0.711ab^{-1}$	$0.0 \pm 3.0\%$	$0.0 \pm 11.8\%$	$0.0 \pm 92.2\%$	$0.0 \pm 100.4\%$
$1ab^{-1}$	$0.0 \pm 2.5\%$	$0.0 \pm 9.9\%$	$0.0 \pm 77.9\%$	$0.0 \pm 84.7\%$
$5ab^{-1}$	$6.3 \pm 1.1\%$	$0.0 \pm 4.4\%$	$0.0 \pm 34.9\%$	$6.3 \pm 37.9\%$
$10ab^{-1}$	$0.0 \pm 0.8\%$	$0.0 \pm 3.1\%$	$0.0 \pm 25.9\%$	$0.0 \pm 30.5\%$
$25ab^{-1}$	$0.0 \pm 0.5\%$	$0.0 \pm 2.0\%$	$0.0 \pm 16.8\%$	$0.0 \pm 19.8\%$
$50ab^{-1}$	$0.0 \pm 0.4\%$	$0.0 \pm 1.4\%$	$0.0 \pm 12.1\%$	$0.0 \pm 14.2\%$

表 8.19 Condition1 における ΔA_{CP} の統計誤差。

ISV	$\Delta_{0-}(B \rightarrow K^*(892)\gamma)$	$\Delta_{0-}(B \rightarrow K_2^*(1430)\gamma)$	$\Delta_{0-}(B \rightarrow K^*(1410)\gamma)$	$\Delta_{0-}(B \rightarrow K^*(1680)\gamma)$
$0.711ab^{-1}$	$6.3 \pm 1.5\%$	$6.3 \pm 5.9\%$	$6.3 \pm 45.9\%$	$6.3 \pm 50.0\%$
$1ab^{-1}$	$6.3 \pm 1.3\%$	$6.3 \pm 4.9\%$	$6.3 \pm 38.8\%$	$6.3 \pm 42.2\%$
$5ab^{-1}$	$6.3 \pm 0.6\%$	$6.3 \pm 2.2\%$	$6.3 \pm 17.4\%$	$6.3 \pm 18.9\%$
$10ab^{-1}$	$6.3 \pm 0.4\%$	$6.3 \pm 1.6\%$	$6.3 \pm 12.9\%$	$6.3 \pm 15.2\%$
$25ab^{-1}$	$6.3 \pm 0.3\%$	$6.3 \pm 1.0\%$	$6.3 \pm 8.4\%$	$6.3 \pm 9.9\%$
$50ab^{-1}$	$6.3 \pm 0.2\%$	$6.3 \pm 0.7\%$	$6.3 \pm 6.0\%$	$6.3 \pm 7.1\%$

表 8.20 Condition1 におけるアイソスピン対称性の破れの統計誤差。

Syst. source	$K_s\pi^0\gamma$	$K^+\pi^-\gamma$	$K_s\pi^+\gamma$	$K^+\pi^0\gamma$	$K^{*0}\gamma$	$K^{*+}\gamma$	Δ_{0-}
MC stat. $K_s\pi^0\gamma$	0.360	-	-	-	0.024	-	0.012
MC stat. $K^+\pi^-\gamma$	-	0.135	-	-	0.126	-	0.063
MC stat. $K_s\pi^+\gamma$	-	-	0.242	-	-	0.159	0.079
MC stat. $K^+\pi^0\gamma$	-	-	-	0.284	-	0.097	0.048
n_{BB}	1.370	1.370	1.370	1.370	1.370	1.370	-
Photon	2.000	2.000	2.000	2.000	2.000	2.000	-
Tracking	0.700	0.700	1.050	0.350	0.693	0.794	0.050
K/π ID	-	1.650	0.800	0.840	1.575	0.807	0.382
π^0	1.562	-	-	1.562	0.105	0.535	0.214
K_s	0.172	-	0.172	-	0.011	0.113	0.051
$M(K\pi)$	0.310	0.310	0.310	0.310	0.310	0.310	-
$\pi^0\eta$ veto + qq supp.	0.560	0.560	0.560	0.560	0.560	0.560	-
charge asym. $K^+\pi^-\gamma$	-	0.005	-	-	0.005	-	0.003
charge asym. $K_s\pi^+\gamma$	-	-	0.005	-	-	0.007	0.003
charge asym. $K^+\pi^0\gamma$	-	-	-	0.001	-	0.000	0.000
ΔE window	1.095	0.030	0.029	1.135	0.102	0.408	0.153
life time	-	-	-	-	-	-	0.185
f_{+-}/f_{00}	1.236	1.234	1.152	1.168	1.235	1.167	1.162
number of generic BB decay	0.028	0.015	0.025	0.007	0.016	0.009	0.003
number of rareB	0.129	0.533	0.478	0.490	0.507	0.482	0.012
number of $X_s\gamma$	0.204	0.154	0.242	0.243	0.157	0.241	0.042
number of combinatorial bkg.	0.124	0.020	0.054	0.121	0.027	0.076	0.024
number of cross-feeds bkg.	0.177	0.167	0.208	0.232	0.168	0.215	0.023
number of $K^{*0}\eta$	0.041	0.063	0.003	0.002	0.062	0.002	0.030
number of $K^{*+}\eta$	0.001	0.002	0.075	0.063	0.002	0.071	0.034
number of $K^*\pi^0$	0.003	0.003	0.101	0.092	0.003	0.097	0.047
number of $K_1(1270)\gamma$	0.483	0.339	0.449	0.476	0.349	0.458	0.054
number of $K_1(1400)\gamma$	0.239	0.207	0.208	0.232	0.210	0.215	0.003
number of $K^*(1410)\gamma$	0.059	0.052	0.055	0.061	0.052	0.057	0.002
number of $K_2^*(1430)\gamma$	1.424	0.938	0.762	0.834	0.970	0.774	0.097
number of $K^*(1680)\gamma$	0.181	0.127	0.158	0.192	0.131	0.169	0.019
A_{CP} from $B \rightarrow X_s\gamma$	0.010	0.003	0.026	0.017	0.004	0.024	0.014
A_{CP} from $B \rightarrow K^*\eta$	0.002	0.001	0.001	0.003	0.001	0.002	0.000
A_{CP} from $B \rightarrow K^*\pi^0$	0.001	0.000	0.008	0.004	0.000	0.004	0.002
A_{CP} from other rareB	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
Δ_{0-} from $B \rightarrow X_s\gamma$	0.183	0.016	0.123	0.013	0.027	0.074	0.023
M_{bc} mean with π^0	0.017	-	-	0.027	0.001	0.010	0.005
M_{bc} mean without π^0	-	0.011	0.018	-	0.010	0.011	0.000
qq ARGUS m_0	0.102	0.115	0.096	0.185	0.114	0.132	0.009
Signal $cb \alpha K_s\pi^0\gamma$	0.742	-	-	-	0.038	-	0.020
Signal $cb \alpha K^+\pi^0\gamma$	-	-	-	1.034	-	0.199	0.099
Signal $cb n K_s\pi^0\gamma$	3.783	-	-	-	0.003	-	0.001
Signal $cb n K^+\pi^0\gamma$	-	-	-	1.097	-	0.014	0.007
Fitter bias	2.353	0.193	0.663	1.309	0.165	0.182	0.083
Total	5.917	3.534	3.334	4.208	3.506	3.282	1.287

図 8.7 Belle における $B \rightarrow K^*(892)\gamma$ の崩壊分岐比とアイソスピン破れの系統誤差 [14].

Syst. source	$A_{CP}^{K^+\pi^-\gamma}$	$A_{CP}^{K^*\pi^0\gamma}$	$A_{CP}^{K_s\pi^+\gamma}$	$A_{CP}^{K^+\pi^0\gamma}$	$A_{CP}^{K^{*+}\gamma}$	$A_{CP}^{comb.}$	ΔA_{CP}
MC stat. $K_s\pi^0\gamma$	-	-	-	-	-	-	-
MC stat. $K^+\pi^-\gamma$	-	-	-	-	-	-	-
MC stat. $K_s\pi^+\gamma$	-	-	-	-	-	-	-
MC stat. $K^+\pi^0\gamma$	-	-	-	-	-	-	-
n_{BB}	-	-	-	-	-	-	-
Photon	-	-	-	-	-	-	-
Tracking	0.001	0.001	-	-	0.008	0.004	0.007
K/π ID	0.003	0.003	-	-	0.004	0.004	0.000
π^0	0.000	0.000	-	-	0.006	0.004	0.006
K_s	0.000	0.000	-	-	0.002	0.001	0.002
$M(K\pi)$	-	-	-	-	-	-	-
$\pi^0\eta$ veto + qq supp.	-	-	-	-	-	-	-
charge asym. $K^+\pi^-\gamma$	0.404	0.404	-	-	-	0.261	0.404
charge asym. $K_s\pi^+\gamma$	-	-	0.412	-	0.254	0.090	0.254
charge asym. $K^+\pi^0\gamma$	-	-	-	0.040	0.015	0.005	0.015
ΔE window	-	-	-	-	-	-	-
life time	-	-	-	-	-	-	-
f_{+-}/f_{00}	-	-	-	-	-	-	-
number of generic BB decay	0.001	0.001	0.013	0.008	0.003	0.002	0.002
number of rareB	0.002	0.002	0.010	0.004	0.008	0.002	0.010
number of $X_s\gamma$	0.004	0.004	0.004	0.056	0.025	0.011	0.021
number of combinatorial bkg.	0.005	0.005	0.010	0.026	0.016	0.009	0.011
number of cross-feeds bkg.	0.019	0.019	0.023	0.029	0.002	0.012	0.021
number of $K^{*0}\eta$	0.012	0.012	0.001	0.001	0.001	0.009	0.011
number of $K^{*+}\eta$	0.000	0.000	0.017	0.015	0.016	0.005	0.016
number of $K^*\pi^0$	0.000	0.000	0.009	0.010	0.009	0.004	0.009
number of $K_1(1270)\gamma$	0.006	0.006	0.030	0.011	0.023	0.011	0.017
number of $K_1(1400)\gamma$	0.007	0.007	0.023	0.002	0.015	0.010	0.008
number of $K^*(1410)\gamma$	0.001	0.001	0.003	0.000	0.002	0.002	0.001
number of $K_2^*(1430)\gamma$	0.038	0.038	0.068	0.019	0.042	0.041	0.003
number of $K^*(1680)\gamma$	0.003	0.003	0.010	0.006	0.008	0.004	0.005
A_{CP} from $B \rightarrow X_s\gamma$	0.087	0.087	0.051	0.111	0.075	0.083	0.012
A_{CP} from $B \rightarrow K^*\eta$	0.042	0.042	0.047	0.041	0.045	0.043	0.003
A_{CP} from $B \rightarrow K^*\pi^0$	0.002	0.002	0.055	0.053	0.054	0.020	0.053
A_{CP} from other rareB	0.006	0.006	0.001	0.003	0.003	0.006	0.007
Δ_{0-} from $B \rightarrow X_s\gamma$	0.002	0.002	0.002	0.003	0.001	0.001	0.001
M_{bc} mean with π^0	0.000	0.000	-	0.013	0.002	0.001	0.002
M_{bc} mean without π^0	0.002	0.002	0.011	-	0.001	0.001	0.003
qq ARGUS m_0	0.001	0.001	0.011	0.011	0.005	0.002	0.004
Signal $cb \propto K_s\pi^0\gamma$	0.003	0.003	-	-	-	0.000	0.007
Signal $cb \propto K^+\pi^0\gamma$	-	-	-	0.106	0.016	0.006	0.016
Signal $cb \propto K_s\pi^0\gamma$	0.000	0.000	-	-	-	0.000	0.000
Signal $cb \propto K^+\pi^0\gamma$	-	-	-	0.074	0.001	0.000	0.001
Fitter bias	0.070	0.070	0.116	0.164	0.092	0.082	0.115
total	0.424	0.424	0.445	0.261	0.297	0.308	0.496

図 8.8 Belle における $B \rightarrow K^*(892)\gamma$ の直接的 CP 対称性の破れと ΔA_{CP} の系統誤差 [14]。

第9章 まとめ

Belle II 実験は、Belle の 50 倍の統計量の実現によって統計誤差の削減を行い、新物理の精密検証を目指している。実験で生じる崩壊現象の中でも、 $b \rightarrow s\gamma$ は、ツリーレベルのダイアグラムが標準模型において禁止されているため、新物理に感度が高い。そのハドロン過程の一つである $B \rightarrow K\pi\gamma$ における $K\pi$ 系では、 $K^*(892)$ と $K_2^*(1430)$ が支配的で、他のレゾナンスを経由した過程は未だに測定されておらず、Belle II において測定されることが期待される。現時点において、 $B \rightarrow K^*(892)\gamma$ と $B \rightarrow K_2^*(1430)\gamma$ の測定結果は標準模型と一致しているが、未発見のレゾナンスの観測量では新物理の効果が顕著に現れる可能性がある。

本研究では、レゾナンスとして $K^*(892)$, $K_2^*(1430)$, $K^*(1410)$, $K^*(1680)$ を想定し、 $B^0 \rightarrow K^+\pi^-\gamma$, $B^+ \rightarrow K_s\pi^+\gamma$, $B^+ \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ を再構成した。再構成においては、マシン・ラーニング・プログラムの一種である FastBDT による多変量解析を用いる π^0/η veto や $q\bar{q}$ 背景事象抑制を適用した。B 中間子を再構成後、 M_{bc} 分布をフィッティングして信号事象を抽出し、ヘリシティ角分布と $M_{K\pi}$ 分布のフィッティングによってレゾナンスを分離する手法を想定し、各観測量の統計誤差を 1000 実験分の toyMC サンプルによって見積もった。

Condition1 の崩壊分岐比を仮定した場合、 $50ab^{-1}$ の統計量における崩壊分岐比に対する統計誤差の割合は、 $B \rightarrow K^*(892)\gamma$ と $B \rightarrow K_2^*(1430)\gamma$ は 1% 程度で、 $B \rightarrow K^*(1410)\gamma$ と $B \rightarrow K^*(1680)\gamma$ は 10% 程度だった。 $B \rightarrow K^*(1410)\gamma$ と $B \rightarrow K^*(1680)\gamma$ では、中性モードは $5ab^{-1}$ 程度で、荷電モードは $25ab^{-1}$ 程度で、「発見」の基準となる 20% の統計誤差で測定できる。 $B \rightarrow K^*(1410)\gamma$ と $B \rightarrow K^*(1680)\gamma$ は系統誤差に対して統計誤差が支配的であることが推測されるので、Belle II において実際に測定されることが期待される。また、系統誤差として Belle の $B \rightarrow K^*(892)\gamma$ の系統誤差を仮定した場合、 A_{CP} は $50ab^{-1}$ の統計量を用いた場合、 $K^*(892)$, $K_2^*(1430)$, $K^*(1410)$, $K^*(1680)$ のそれぞれのレゾナンスについて、0.4%, 0.7%, 5.5%, 6.2% で、 ΔA_{CP} は 0.6%, 1.5%, 12.1%, 14.2% で測定できる。アイソスピン非対称性は $50ab^{-1}$ の統計量を用いた場合、それぞれのレゾナンスについて 1.3%, 1.5%, 6.2%, 7.2% で測定できる。想定した 6.3% の非対称性が測定された場合、 $B \rightarrow K_2^*(1430)\gamma$ は $10ab^{-1}$ ならアイソスピン非対称性を 3σ 程度で、 $B \rightarrow K^*(1410)\gamma$ と $B \rightarrow K^*(1680)\gamma$ は $50ab^{-1}$ なら 1σ 程度で測定できることが見積もられた。 $B \rightarrow K^*(892)\gamma$ と $B \rightarrow K_2^*(1430)\gamma$ は、系統誤差

が改善すれば 5σ 以上で測定できる可能性がある。

謝辞

本研究を進めるにあたって、素粒子実験研究室の皆様をはじめ様々な方に大変お世話になりました。

山本先生には、授業やセミナーでご指導をいただき、素粒子の基礎分野について一から教えていただきました。グループミーティングでは、私の発表を真剣に聴いてくださり、わかりにくい点や不足している点などについての的確なアドバイスをしていただきました。石川先生には、常日頃から、様々なサポートをしていただきました。初めての物理解析で、わからないことばかりの私に、一つ一つの問題に対して明確な道標を示していただきました。また、お忙しい中、発表のスライドの添削もしていただきました。佐貫先生や長嶺先生にもセミナーで丁寧なご指導ご鞭撻をいただきました。

研究室の学生の皆様にも大変お世話になりました。堀口さんや綿貫さんには、研究対象が比較的似ていたこともあり、お忙しい中、ペンギン過程の物理や解析について沢山のことを教えていただきました。猪塚さんには、Belle II の解析について、無知な私に根気強くご指導していただきました。また、本研究で用いた NisKsFinder は、猪塚さんが basf2 に実装したものであり、それがなければ本研究は成り立たなかったと思います。

Belle II Japan Students の勉強会では、物理解析をやっている方と情報交換したり、検出器をやっている方の話を聞いて Belle II 実験の理解を深めることができ、モチベーションの維持に繋がりました。また、Belle II Collaboration の方々には、メーリングリストなどを通して様々なご助言をいただきました。

最後に、本研究に関わってくださった全ての皆様に感謝の意を記したいと思います。ありがとうございました。

参考文献

- [1] 高エネルギー加速器研究機構 (2016) 「素粒子原子核の研究」
<https://www.kek.jp/ja/Research/IPNS/>
- [2] 林青司 (2012) 「CP 対称性の破れ:小林益川模型から深める素粒子物理」サイエンス社
- [3] Tobias Hurth , Mikihiro Nakao (2011) 「Radiative and Electroweak Penguin Decays of B Mesons」 [arXiv:1005.1224]
- [4] M. Misiak et al., (2015) 「Updated NNLO QCD predictions for the weak radiative B-meson decays」 arXiv:1503.01789
- [5] Y. Amhis et al. (Heavy Flavor Averaging Group) arXiv:1412.7515
- [6] T. Saito et al. [Belle Collaboration] Phys. Rev. D 91, no. 5, 052004 (2015)
- [7] M. Benzke, S. J. Lee, M. Neubert, and G. Paz, 「Long-Distance Dominance of the CP Asymmetry in $B \rightarrow X_{s,d}\gamma$ Decays」 Phys.Rev.Lett. 106 (2011) 141801, arXiv:1012.3167.
- [8] Xiao Zhen-Jun et al. (2006) 「 $B \rightarrow K^*\gamma$ Decay in Top-Quark Two-Higgs-Doublet Model」 Commun.Theor.Phys. 46 (2006) 895-900
- [9] C. Patrignani and Particle Data Group 2016 Chinese Phys. C 40 100001
- [10] J. Lyon and R. Zwicky, 「Isospin asymmetries in $B \rightarrow (K^*, \rho)\gamma/\ell^+\ell^-$ and $B \rightarrow K\ell^+\ell^-$ in and beyond the Standard Model」 arXiv:1305.4797.
- [11] David Atwood, Michael Gronau, and Amarjit Soni (1997) 「Mixing-induced CP Asymmetries in Radiative B Decays in and beyond the Standard Model」 arXiv:hep-ph/ 9704272v1
- [12] Wolfgang Altmannshofer and David M. Straub(2015) 「New physics in $b \rightarrow s$ transitions after LHC run 1」 arXiv:hep-ph/1411.316v4
- [13] M. R. Ahmady and F. Mahmoudi(2007) 「Constraints on the mSUGRA parameter space from NLO calculation of isospin asymmetry in $B \rightarrow K^*\gamma$ 」 arXiv:hep-ph/0608212v2
- [14] T. Horiguchi, Akimasa Ishikawa, and Hitoshi Yamamoto “Measurement of BF_{ACP} Δ_{+0} and Δ_{ACP} in $B \rightarrow K^*\gamma$ ” . In: Belle Notes 1437 (2016).
- [15] T. Horiguchi et al.(2017) 「Evidence for Isospin Violation and Measurement of CP Asymmetries in $B \rightarrow K^*(892)\gamma$ 」 arXiv:1707.00394

- [16] S. Nishida et al.(2002) 「Radiative B Meson Decays into $K\pi\gamma$ and $K\pi\pi\gamma$ Final States」 arXiv:hep-ex/0205025
- [17] B. Aubert, et al(2004) 「Measurement of the $B^0 \rightarrow K_2^{*0}(1430)\gamma$ and $B^+ \rightarrow K_2^{*+}(1430)\gamma$ branching fractions」 arXiv:hep-ex/0409035
- [18] S. Veseli, M. G. Olsson(1995) 「Radiative rare B decays revisited」 Phys. Lett. B 367, 309
- [19] A. Ali, T. Ohl and T. Mannel (1993) 「Radiative rare B decays into higher K-resonances」 Phys. Lett. B 298, 195.
- [20] A.S. Safir (2001) 「The Radiative rare decays $B \rightarrow K^{**}\gamma$ in the light-cone QCD sum rule approach」 Euro. Phys. Jour 3, 15.
- [21] 山下了「LHC ILC - ILC at KEK」<https://ilc.kek.jp/Lectures/OHO2006/01PhysicsYamashita.pdf>
- [22] 高エネルギー加速器研究機構 (2010)「ナノビームで目指す世界の頂点 ～ スーパー B ファクトリーへの挑戦 ～」
<https://www2.kek.jp/ja/newskek/2010/marapr/SuperKEKB.html>
- [23] 高エネルギー加速器研究機構 「Super KEKB and Belle II」
https://www.belle2.org/project/super_kekb_and_belle_ii
- [24] K.A. Olive et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C, 38, 090001 (2014) and 2015 update
- [25] 飯田直子 (2010)「SuperKEKB 計画進捗状況」高エネルギーニュース Vol.29 No.1 2010/04.05.06
- [26] Yuki Yoshi Ohnishi, et al(2013) 「Accelerator design at SuperKEKB」 Progress of Theoretical and Experimental Physics, 2013(3), 2013.
- [27] 飯島徹, 中山浩幸, 後田裕 (2011) 「Belle II 実験」高エネルギーニュース Vol.29 No.4 2011/01.02.03
- [28] T. Abe et al.(2010) 「Belle II Technical Design Report」 arXiv: 1011.0352
- [29] Belle-II. Tutti i diritti riservati. 「Belle II Pisa」 <https://web.infn.it/Belle-II/index.php/pisa-2/34-belleii-pisa>
- [30] 岩崎義仁, 海野祐土, 中澤秀介 (2015) 「Belle II 実験トリガーシステム」高エネルギーニュース Vol.34 No.2 2015/07.08.09
- [31] 谷口七重 (2014) 「Belle II CDC」高エネルギーニュース Vol.32 No.4 2014/01.02.03
- [32] 高エネルギー加速器研究機構「The TOP counter: a new method for particle identification」 <http://www2.kek.jp/proffice/archives/feature/2010/BelleIIBPID.html>
- [33] 米永匡伸 (2017) 「Belle II 実験 Aerogel RICH 検出器のための光検出器制御システ

- ムの開発」 修士論文
- [34] 幡谷航暉 (2017) 「Belle II 実験 ARICH 用光検出器のためのモニターシステムの開発」 修士論文
- [35] 首都大学東京高エネルギー実験研究室 (2013) 「Aerogel RICH 検出器」 <https://www-hep.phys.se.tmu.ac.jp/research/belle2/index.html>
- [36] 宮林謙吉 (2014) 「Belle II 電磁カロリメーター (ECL)」 高エネルギーニュース Vol.33 No.2. 2014/07.08.09
- [37] N.Ohuchi et al. 「Design of the superconducting magnet system for the SuperKEKB interaction region」 in Proceedings of the NA-PAC' 13, Pasadena, CA USA, pp. 759-761.
- [38] 渡部佳世 「BELLE 実験におけるガラス RPC のためのフロンレスガスに関する研究」 修士論文
- [39] 住澤一高 「Belle II KLM」 高エネルギーニュース Vol.33 No.1 2014/04.05.06
- [40] 伊藤領介, 中尾幹彦, 山田悟, 鈴木聡, 今野智之, 樋口岳雄 「Belle II 実験のデータ収集システム」 Vol.33 No.3 2014/10.11.12
- [41] Christian Pulvermacher (2013) 「The Belle II Software Framework and ROOT」 ROOT Users Workshop 2013
- [42] Alon Hershenhorn, Torben Ferber, and Christopher Hearty 「ECL shower shape variables based on Zernike moments」 BELLE2-NOTE-TE-2017-001
- [43] 猪塚昌大 「Belle II 実験のための KS 検出の研究」 修士論文
- [44] Thomas Keck (2014) 「The Full Event Interpretation for Belle II」 Masterarbeit
- [45] Thomas Keck (2016) 「FastBDT : A speed-optimized and cache-friendly implementation of stochastic gradient-boosted decision trees for multivariate classification」 arXiv: 1609.06119v1
- [46] P. Koppenburg (2004) 「An improved π^0 and η veto」 Belle Note 665
- [47] S.H. Lee et al. (Belle Collaboration) 「Evidence for $B^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 」 Phys. Rev. Lett. 91, 261801 (2003).
- [48] Asner et al. (1996) 「Search for exclusive charmless hadronic B decays」 Phys. Rev. D 53, 1039
- [49] AJ Bevan et al. (2014) 「The Physics of the B Factories」 arXiv:1406.6311
- [50] T. Skwarnicki (1986) 「A STUDY OF THE RADIATIVE CASCADE TRANSITIONS BETWEEN THE UPSILON-PRIME AND UPSILON RESONANCES」 Ph.D Thesis, Institute for Nuclear Physics, Krakow ; Desy internal report,

DESY F31-86-02.

- [51] H. Albrecht et al.(1990) [ARGUS Collaboration] 「Search for hadronic $b \rightarrow u$ decays」 Physics. Lett. B241
- [52] B. Aubert, et al [BABAR Collaboration] 「Time-dependent and time-integrated angular analysis of $B \rightarrow \phi K_s^0 \pi^0$ and $\phi K^\pm \pi^\mp$ 」 Phys.Rev.D78:092008,2008
- [53] B. Aubert et al. [BaBar Collaboration] 「Measurement of the Branching Fraction of $\Upsilon 4S \rightarrow B\bar{B}$ 」 Phys. Rev. Lett. 95, 042001 (2005)