

Belle 実験における $B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ 崩壊の探索

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

平成 19 年 2 月 6 日

概要

$B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ 崩壊は標準理論では OZI 則により強く抑制されているため、崩壊分岐比は非常に小さく、 $B(B^0 \rightarrow \phi\pi^0) \sim 2.5 \times 10^{-9}$ であると予想されている。この予想値に対し、標準理論を超える物理の寄与の大きさは数倍～100 倍程度が期待されている。このため、この崩壊は新しい物理探索に適している。

本研究では 2000 年 1 月～2006 年 3 月までに Belle 検出器で収集された 520.24×10^6 個の $B\bar{B}$ 対を用いて $B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ 崩壊の探索を行った。その結果、

$$B(B^0 \rightarrow \phi\pi^0) < 2.5 \times 10^{-7} \quad (C.L.90\%) \quad (1)$$

を得た。

目次

第 1 章 序論	1
1.1 $B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ 崩壊	1
1.2 $B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ の研究目的	2
第 2 章 加速器・検出器	3
2.1 KEKB 加速器	3
2.2 Belle 検出器	3
2.2.1 SVD(Silicon Vertex Detector)	7
2.2.2 CDC(Central Drift Chamber)	8
2.2.3 ACC (Aerogel Čerenkov Counter)	10
2.2.4 TOF (Time of Flight)	10
2.2.5 ECL (Electromagnetic Calorimeter)	12
2.2.6 超伝導ソレノイド電磁石	13
2.2.7 KLM (K_L/μ Hadronic Calorimeter)	13
第 3 章 イベント選別・再構築	15
3.1 $\phi\pi^0$ 崩壊の再構築手順	15
3.2 データサンプル	15
3.3 ハドロニックイベント選別	16

3.4	$B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ 再構築	18
3.4.1	K/π 粒子識別	18
3.4.2	ϕ 再構築	19
3.4.3	π^0 再構築	19
3.4.4	B^0 再構築	20
3.5	バックグラウンド	21
3.5.1	$q\bar{q}$ バックグラウンド	21
3.5.2	$B\bar{B}$ バックグラウンド	29
3.6	選別条件 (まとめ)	31
第 4 章	イベント数の見積もり	32
4.1	ヘリシティ ($\cos\theta_H$)	32
4.2	Extended Maximum Likelihood fit	32
4.2.1	Extended Maximum Likelihood fit(手法)	32
4.2.2	確率密度関数 (M_{KK})	35
4.2.3	確率密度関数 ($\cos\theta_H$)	35
4.2.4	確率密度関数 (M_{bc})	36
4.2.5	確率密度関数 (ΔE)	36
4.2.6	Extended Maximum Likelihood fit(結果)	46
4.3	崩壊分岐比と U.L. の導出方法	47
4.4	系統誤差	47
4.4.1	$B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ の崩壊分岐比に対する系統誤差	47
4.4.2	$B \rightarrow \phi\pi^0$ の崩壊分岐比の上限値に対する系統誤差	50

4.5 結果	50
第 5 章 議論・結論	52
付録 A 付録	54
A.1 CP 対称性の破れ	54
A.1.1 小林 - 益川行列とユニタリー三角形	54

目 次

1.1	$B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ 崩壊項、 $B^0 \rightarrow \phi K^0$ 崩壊において 2 番目に大きく寄与する項	1
1.2	$B^0 \rightarrow \phi K_s$ 崩壊において最も大きく寄与する項	2
2.1	KEKB 加速器	4
2.2	ルミノシティの推移	4
2.3	Belle 検出器	6
2.4	座標軸の定義	6
2.5	SVD の構造	8
2.6	CDC の構造	9
2.7	ACC の構造	11
2.8	TOF カウンターと TSC カウンターの概観	11
2.9	ECL の構造	12
3.1	$B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ 崩壊の樹形図	15
3.2	実験データを用いた $P(K/\pi)$ と K/π 運動量の 2 次元分布。○印は K 、×印は π を表す。	19
3.3	実験データを用いた $P(K/\pi) > 0.6$ を要求した時の K の検出効率と π を K と誤る確率	19
3.4	MC で生成した $B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ 崩壊を用いて再構築した M_{KK} 分布。 $1.005\text{GeV}/c^2 < M_{KK} < 1.035\text{GeV}/c^2$ (赤線で挟まれる領域) を要求した。	20
3.5	MC で生成した $B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ 崩壊を用いて再構築した $M_{\gamma\gamma}$ 分布。 $0.118\text{GeV}/c^2 < M_{\gamma\gamma} < 0.150\text{GeV}/c^2$ (赤線で挟まれる領域) を要求した。	20

3.6	MC で生成した $B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ 崩壊を用いて再構築した M_{bc} 。 $M_{bc} > 5.18\text{GeV}/c^2$ (赤線より大きい領域) を要求した。	21
3.7	MC で生成した $B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ 崩壊を用いて再構築した ΔE 。 $-0.1\text{GeV} < \Delta E < 0.2\text{GeV}$ (赤線で挟まれる領域) を要求した。	21
3.8	$q\bar{q}$ イベント	22
3.9	$B\bar{B}$ イベント	22
3.10	左:R2 と右:SFW(旧) の比較。赤のヒストグラムはMC で生成した $B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ 崩壊イベント、青のヒストグラムはサイドバンドデータから得た $q\bar{q}$ である。横軸は SFW (旧) 又は $R2$ 、縦軸は各分布の面積を 1 に規格化した時の各 bin にイベントが入ってくる確率を表す。	23
3.11	左: LR (旧) と右 : LR (新) の比較。赤のヒストグラムはMC で生成した $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊イベントであり、青のヒストグラムはサイドバンドデータから得た $q\bar{q}$ である。横軸は LR (旧) 又は LR (新)、縦軸は各分布の面積を 1 に規格化した時の各 bin にイベントが入ってくる確率を表す。 LR (旧) = $SFW_{signal}/(SFW_{signal} + SFW_{q\bar{q}})$ 、 LR (新) = $NSFW_{signal}/(NSFW_{signal} + NSFW_{q\bar{q}})$ と定義する。	26
3.12	θ_B の定義	26
3.13	e^+e^- 衝突におけるヘリシティの組み合わせ	26
3.14	シグナル領域 ($M_{bc} : 5.27\text{GeV}/c^2 \sim 5.29\text{GeV}/c^2, \Delta E : -0.1\text{GeV} \sim 0.1\text{GeV}$) とサイドバンド領域 ($M_{bc} : 5.18\text{GeV}/c^2 \sim 5.26\text{GeV}/c^2, \Delta E : -0.2\text{GeV} \sim 0.3\text{GeV}$)。また、Fitting Region は 4.2 節で述べる Extended Maximum Likelihood fit を行う際に用いる領域であり、その範囲は $M_{bc}:5.18\text{GeV}/c^2 \sim 5.29\text{GeV}/c^2, \Delta E:-0.1\text{GeV} \sim 0.2\text{GeV}$ である。	27
3.15	MM^2 における領域別の $NSFW$ 分布。黒:シグナル、赤: $q\bar{q}$ を表す。横軸: $NSFW$ 、縦軸:イベント数である。	28
3.16	$\cos\theta_B$ 分布。黒:シグナル、赤: $q\bar{q}$ を表す。	28
3.17	Likelihood Ratio カット。黒:シグナル、赤: $q\bar{q}$ を表す。 $LR > 0.6$ を要求した。	29
3.18	ΔE 分布。 $\phi\pi^0$:黒、 $\phi\omega$:赤、 ϕK_s :緑、 $\phi\rho^\pm$:青を表す。各分布は ΔE を除く全てのカット ($M_{\gamma\gamma}$ 、 M_{KK} 、 M_{bc} 、 LR カット) を掛けた後に、各分布の面積が等しくなるように規格化したものを表す。	30

4.1	ヘリシティの定義。 θ_H は ϕ 静止系における B の運動量方向と K^+ の運動量方向の成す角である。	33
4.2	Extended Maximum Likelihood fit に用いる領域における実験データの分布。左上 ($M_{KK}\text{GeV}/c^2$), 右上 ($\cos\theta_H$), 左下 ($M_{bc}\text{GeV}/c^2$), 右下 ($\Delta E\text{GeV}$) である。	34
4.3	MC を用いて生成した $\phi\pi^0$ 崩壊の M_{KK} 分布。	38
4.4	サイドバンドデータから得た $q\bar{q}$ の M_{KK} 分布。	38
4.5	MC を用いて生成した $a_0(980)\pi^0$ 崩壊の M_{KK} 分布。 $a_0(980)\pi^0 + f_0(980)\pi^0$ イベントの確率密度関数には $a_0(980)\pi^0$ のフィットパラメーターを用いる。	38
4.6	MC を用いて生成した $KK\pi^0$ 崩壊の M_{KK} 分布。	38
4.7	MC を用いて生成した $\phi\omega$ 崩壊の M_{KK} 分布。	39
4.8	MC を用いて生成した ϕK_s 崩壊の M_{KK} 分布。	39
4.9	MC を用いて生成した $\phi\rho^\pm$ 崩壊の M_{KK} 分布。	39
4.10	MC を用いて生成した $\phi\pi^0$ 崩壊の $\cos\theta_H$ 分布。	40
4.11	サイドバンドデータから得た $q\bar{q}$ の $\cos\theta_H$ 分布。これを規格化してヒストグラム確率密度関数として用いた。	40
4.12	MC を用いて生成した $a_0(980)\pi^0$ 崩壊の $\cos\theta_H$ 分布。 $a_0(980)\pi^0 + f_0(980)\pi^0$ イベントの確率密度関数には $a_0(980)\pi^0$ のフィットパラメーターを用いる。	40
4.13	MC を用いて生成した $KK\pi^0$ 崩壊の $\cos\theta_H$ 分布。これを規格化してヒストグラム確率密度関数として用いた。	40
4.14	MC を用いて生成した $\phi\omega$ 崩壊の $\cos\theta_H$ 分布。	41
4.15	MC を用いて生成した ϕK_s 崩壊の $\cos\theta_H$ 分布。	41
4.16	MC を用いて生成した $\phi\rho^\pm$ 崩壊の $\cos\theta_H$ 分布。	41
4.17	MC を用いて生成した $\phi\pi^0$ 崩壊の M_{bc} 分布。	42
4.18	サイドバンドデータから得た $q\bar{q}$ の M_{bc} 分布。シグナル領域はサイドバンド領域をフィッティングして得た関数で外挿する。	42

4.19	MC を用いて生成した $a_0(980)\pi^0$ 崩壊の M_{bc} 分布。 $a_0(980)\pi^0 + f_0(980)\pi^0$ イベントの確率密度関数には $a_0(980)\pi^0$ のフィットパラメーターを用いる。	42
4.20	MC を用いて生成した $KK\pi^0$ 崩壊の M_{bc} 分布。	42
4.21	MC を用いて生成した $\phi\omega$ 崩壊の M_{bc} 分布。	43
4.22	MC を用いて生成した ϕK_s 崩壊の M_{bc} 分布。	43
4.23	MC を用いて生成した $\phi\rho^\pm$ 崩壊の M_{bc} 分布。	43
4.24	MC を用いて生成した $\phi\pi^0$ 崩壊の ΔE 分布。	44
4.25	サイドバンドデータから得た $q\bar{q}$ の ΔE 分布。	44
4.26	MC を用いて生成した $a_0(980)\pi^0$ 崩壊の ΔE 分布。 $a_0(980)\pi^0 + f_0(980)\pi^0$ イベントの確率密度関数には $a_0(980)\pi^0$ のフィットパラメーターを用いる。	44
4.27	MC を用いて生成した $KK\pi^0$ 崩壊の ΔE 分布。	44
4.28	MC を用いて生成した $\phi\omega$ 崩壊の ΔE 分布。	45
4.29	MC を用いて生成した ϕK_s 崩壊の ΔE 分布。	45
4.30	MC を用いて生成した $\phi\rho^\pm$ 崩壊の ΔE 分布。	45
4.31	ExtendedMaximumLikelihoodfit の結果 : 左上 ($M_{KK}\text{GeV}/c^2$), 右上 ($\cos\theta_H$), 左下 ($M_{bc}\text{GeV}/c^2$), 右下 ($\Delta E\text{GeV}$) である。エラーバー付きの "—" が実験データ、黒のヒストグラムが Likelihood 関数を各成分に射影した分布である。この分布のほぼ 100% は $q\bar{q}$ である。また赤:シグナル、青: $a^0\pi^0 + f^0\pi^0$ 、緑: $(KK\pi^0 + \phi\omega + \phi K_s + \phi\rho^\pm)$ である。	46
4.32	$L(\mathcal{B}, \vec{N}_{BG})$ 分布。横軸 $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \phi\pi^0)$ 、縦軸 $L(\mathcal{B}, \vec{N}_{BG})$ を表す。黒線は 90% C.L. の崩壊分岐比の上限値の位置を示す。	51
5.1	積分ルミノシティ遷移の予測値 (短期)	53
5.2	積分ルミノシティ遷移の予測値 (長期)	53
A.1	ユニタリー三角形	55

表 目 次

1.1	各モデルにおける崩壊分岐比	2
2.1	KEKB 加速器の主なパラメータ	5
2.2	SVD1、SVD2 時におけるビームパイプの相違点	8
2.3	SVD1 と SVD2 の相違点	9
2.4	Belle 検出器の性能	14
3.1	e^+ と e^- を $\Upsilon(4S)$ 静止系での不変質量 10.58GeV で衝突させたときの様々な過程の反応 断面積である。 θ_{lab} は実験室系での極角、 p_t は横運動量を表す。	16
3.2	MM^2 領域	25
4.1	U.L. と期待されるイベント数。 ϕ_{K_s} は崩壊分岐比が測定されているので、その値を示 す。	34
4.2	Extended Maximum Likelihood fit で得た各崩壊のイベント数。 ϕ_{K_s} は測定された崩 壊分岐比から期待される値、 $KK\pi^0$, $\phi\omega$, $\phi\rho^\pm$ は U.L. を崩壊分岐比と仮定した時に期待 される値で固定した。	47
4.3	B_{stat} 導出に用いる各パラメーター	49
4.4	$B \rightarrow \phi\pi^0$ の崩壊分岐比に対する系統誤差	49

第1章 序論

この章では、まず $B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ 崩壊の概要を述べ、その後に崩壊分岐比測定の意義を述べる。

1.1 $B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ 崩壊

$B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ 崩壊は標準理論では図 1.1 のような過程で起こる。

この崩壊過程の特徴の一つは、OZI 則により強く抑制されていることである。このため標準理論では崩壊分岐比が 2.5×10^{-9} と見積もられている [1]。

また中間状態にループを含んでいるという特徴がある。MSSM(minimal supersymmetric standard

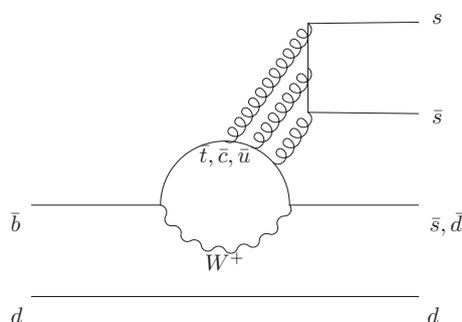


図 1.1: $B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ 崩壊項、 $B^0 \rightarrow \phi K^0$ 崩壊において 2 番目に大きく寄与する項

model)[1] や、TC2(technicolor)[2][3] などの標準理論を超える理論は、このループ部分に各理論で仮定した粒子が寄与する可能性を指摘している。これらの寄与が存在すると、崩壊分岐比が標準理論で予想されている値の約 2 倍まで大きくなる可能性がある。

その他に VLDQ(vector like down quark)[4] と呼ばれる理論がある。この理論の特徴は、標準理論では禁止されている FCNC(flavor changing neutral current) を許していることである。仮にこの寄与があった場合、崩壊分岐比は標準理論の値の約 100 倍まで大きくなる可能性がある。各理論における予想値と現在測定されている崩壊分岐比の上限値 [5] を表 1.1 にまとめる。

標準理論	MSSM	TC2	VLDQ	U.L.(BABAR)
$(2.5 \pm 0.4) \times 10^{-9}$	$\lesssim 5 \times 10^{-9}$	$\lesssim 5 \times 10^{-9}$	$\lesssim 2.1 \times 10^{-7}$	$\lesssim 2.8 \times 10^{-7}$

表 1.1: 各モデルにおける崩壊分岐比

1.2 $B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ の研究目的

表 1.1 が示すように標準理論で予想される崩壊分岐比に対し、上記の理論では期待される分岐比が大きいため、 $B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ 崩壊は標準理論を超える物理の探索に非常に適していると言える。従って本研究の最大の目的は $B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ 崩壊の分岐比を調べることによって新しい物理の寄与があるかどうかを検証することである。

この崩壊過程において、新しい物理の寄与を検証することは次の意義を持つ。

現在、様々な B 中間子の崩壊様式を用いて CP 対称性の破れ (付録 A.1) が測定されている。その大きさを決めるパラメータの一つに $\sin 2\phi_1$ がある。新しい物理が入る余地がないと考えられている $b \rightarrow c\bar{c}s$ 遷移を介して崩壊する様々な様式 ($J/\psi K_s, \psi(2S)K_s$ 等) における $\sin 2\phi_1$ 測定の平均値は 0.687 ± 0.032 である [6]。それに対し、 $b \rightarrow q\bar{q}s$ 遷移 ($q\bar{q} = u, d, s$) を介する様式の $\sin 2\phi_1$ の平均値は 0.50 ± 0.06 であり [6]、 $b \rightarrow c\bar{c}s$ 遷移に対して 2.6σ ずれている。このずれは $b \rightarrow q\bar{q}s$ 遷移過程に新しい物理の寄与によって起きている可能性がある。

標準理論では、 $b \rightarrow s$ 遷移の代表的な崩壊の一つである $B^0 \rightarrow \phi K_s$ 崩壊において、この崩壊に最も大きく寄与する項は図 1.2 であり、二番目に大きく寄与する項は図 1.1 であるとされている。ここで、新しい物理の入る可能性のある図 1.1 に示す項において、 $b \rightarrow s$ を $b \rightarrow d$ に置き換えたものが $B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ である。従って $B(B^0 \rightarrow \phi\pi^0)$ 崩壊の分岐比を測定することにより、 $B^0 \rightarrow \phi K_s$ 崩壊の二番目に大きく寄与する項の大きさに理論的な制限を与えることが出来ると考えられている。

そこで本解析では、このような意義を持つ $B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ 崩壊に対する崩壊分岐比を測定した。

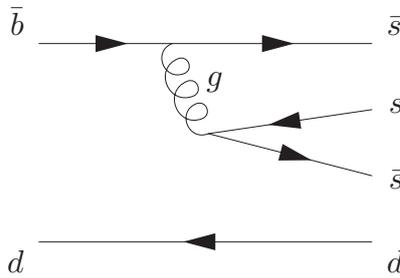


図 1.2: $B^0 \rightarrow \phi K_s$ 崩壊において最も大きく寄与する項

第2章 加速器・検出器

本解析で使用する $B\bar{B}$ 対は KEK B-factory で生成・収集された。 $B\bar{B}$ の生成には KEKB 加速器 [7]、収集には Belle 検出器 [8] を用いた。この章では、その生成・収集メカニズムを述べる。

2.1 KEKB 加速器

KEKB 加速器は電子・陽電子衝突型加速器である (図 2.1)。電子ビームリングは HER (High Energy Ring)、陽電子ビームリングは LER (Low Energy Ring) と呼ばれ、各リングとも周長は 3km である。電子・陽電子は HER・LER 中を互いに反対方向に周回し、筑波実験棟にある Belle 検出器内部 (図 2.1 上部) で衝突する。

この加速器の優れている点は非常に高いルミノシティを実現しているということである。現時点でのルミノシティの最高値は $17.118 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ [9] であり、これは世界最高記録である。また現在までの積分ルミノシティは $\sim 710 \text{fb}^{-1}$ に達している。日ごとの積分ルミノシティと全積分ルミノシティの各推移を図 2.2、KEKB 加速器の主なパラメータを表 2.1 に示す。

B 中間子の稀崩壊モードへの崩壊分岐比を測定するには、大量の $B\bar{B}$ 対を効率的に生成する必要がある。そこで、ビームの e^+e^- 不変質量を $\Upsilon(4S)$ 共鳴状態のエネルギーである 10.58GeV と一致させている。生成された $\Upsilon(4S)$ の 96% 以上は $B\bar{B}$ 対に崩壊する。

2.2 Belle 検出器

Belle 検出器 (図 2.3) は 6 種類の検出器とソレノイド電磁石から構成されている。6 種類の検出器はビーム軸を中心にその周辺を取り囲むように配置されており、内側から SVD、CDC、ACC、TOF、ECL、KLM と呼ばれている。

初めに Belle 検出器の座標系を図 2.4 のように定義しておく。KEKB 加速器は電子・陽電子を非対称なエネルギーで衝突させているので、生成粒子の飛行方向は z 軸正方向 (電子ビームの進行方向) に偏る。そのため各検出器は z 軸正方向により長く検出領域を確保している。

以下では各検出器の詳細について述べ、最後に各検出器の性能をまとめて示す (図 2.4)。

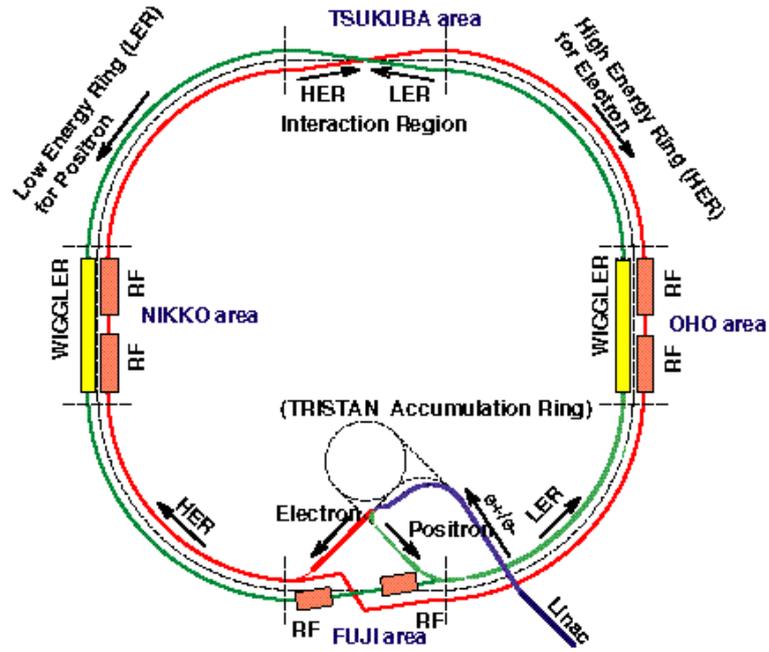


図 2.1: KEKB 加速器

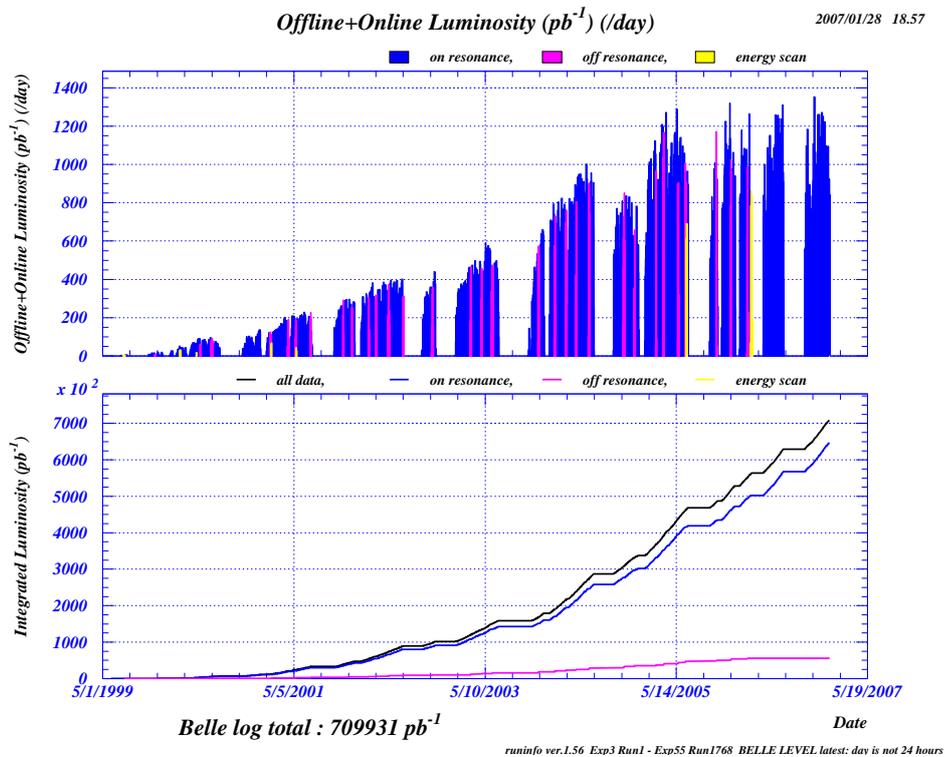


図 2.2: ルミノシティの推移

		LER	HER	
Energy	E	3.5	8.0	GeV
Circumference	C	3016.26		m
Luminosity	\mathcal{L}	1.5×10^{34}		$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Crossing angle	θ_x	± 11		mrاد
Tune shifts	ξ_x/ξ_y	0.039/0.052		
Beta function at CP	β_x^*/β_y^*	0.33/0.01		m
Beam current	I	2.0	1.4	A
Natural bunch length	σ_z	0.4		cm
Energy spread	σ_ε	7.1×10^{-4}	6.7×10^{-4}	
Bunch spacing	s_b	0.59		m
Particle/bunch	N	3.3×10^{10}	1.4×10^{10}	
Emittance	$\varepsilon_x/\varepsilon_y$	$1.8 \times 10^{-8}/3.6 \times 10^{-10}$		m
Synchrotron tune	ν_s	0.01 \sim 0.02		
Betatron tune	ν_x/ν_y	45.52/45.08	47.52/43.08	
Momentum compaction factor	α_p	$1 \times 10^{-4} \sim 2 \times 10^{-4}$		
Energy loss/turn	U_o	0.81†/1.5‡	3.5	MeV
RF voltage	V_c	5 \sim 10	10 \sim 20	MV
RF frequency	f_{RF}	508.887		MHz
Harmonic number	h	5120		
Longitudinal damping time	τ_ε	43†/23‡	23	ms
Total beam power	P_b	2.7†/4.5‡	4.0	MW
Radiation power	P_{SR}	2.1†/4.0‡	3.8	MW
HOM power	P_{HOM}	0.57	0.15	MW
Bending radius	ρ	16.3	104.5	m
Length of bending magnet	ℓ_B	0.915	5.86	m

†: without wigglers, ‡: with wigglers

表 2.1: KEKB 加速器の主なパラメータ

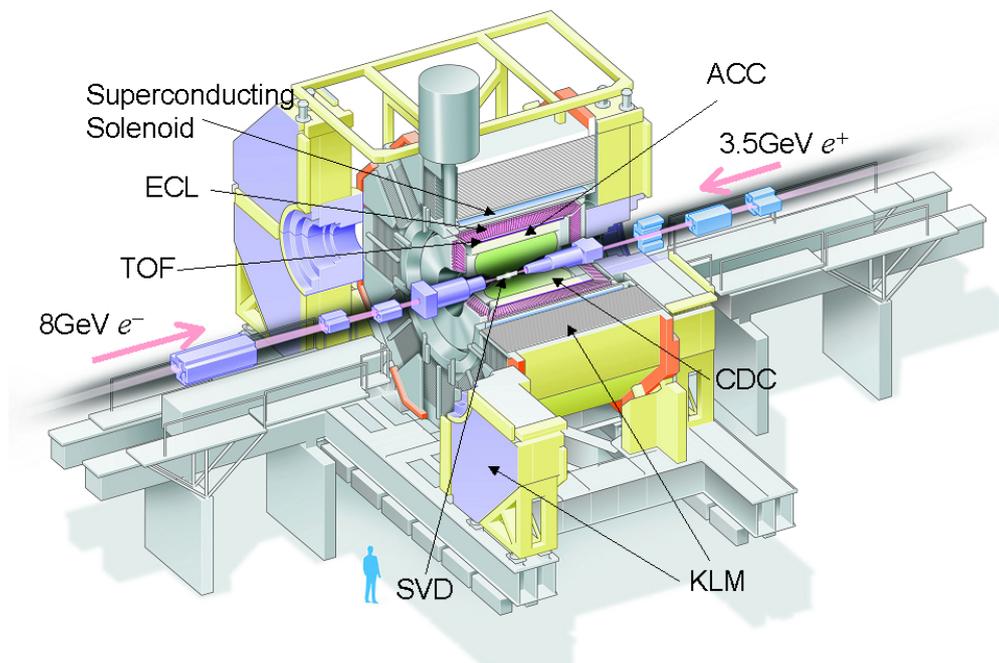


図 2.3: Belle 検出器

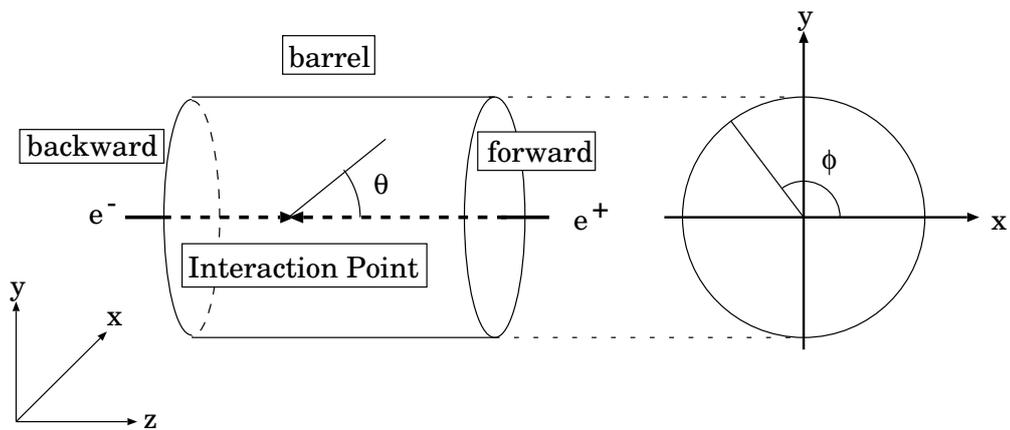


図 2.4: 座標軸の定義

2.2.1 SVD(Silicon Vertex Detector)

Belle 検出器の最内部にはビームパイプがあり、その外部に SVD(図 2.5) と呼ばれるシリコン半導体検出器が位置する。この検出器は主に次の 2 つの用途に使用する。

- 粒子の崩壊点を特定する
- CDC(後述) 情報と照合して荷電粒子の運動量を測定する

SVD は 2003 年夏に大きなアップグレードが行われた。そのため、それ以前のものを SVD1、それ以後のものを SVD2 と呼んでいる。この節では、まず SVD1 とビームパイプに関する情報を述べ、その後 SVD1 から SVD2 への変更点を述べる。

SVD1

崩壊点の位置や運動量をより精度よく測定するためには、粒子の飛跡を可能な限り崩壊点近傍で測定すること、また多重散乱の原因となる物質量を減らすことが必要となる。

ビームパイプは低物質量のベリリウムを用いた二層から成る円筒型パイプであり、内層・外層パイプの厚さは共に 0.5mm、半径はそれぞれ 20mm・23mm である。また電子・陽電子ビーム衝突時に発生するシンクロトロン光 (< 5keV) を除くために、外層パイプの表面に厚さ 20 μ m の金メッキを施している。ビーム起因の発熱は数百ワットに達するため、2 層の隙間にヘリウムガスを流し冷却を行っている。

SVD1 は z 軸を中心とした円筒型の三層構造をしている。各層の半径はそれぞれ 30mm、45.5mm、60.5mm である。この検出器は θ 方向で $23^\circ < \theta < 139^\circ$ を覆い、全立体角の 86 % を占める。また、それぞれの層は両面シリコンストリップ検出器 (DSSD) と呼ばれる小検出器を多数組み合わせで構成されている。DSSD とは荷電粒子の通過位置を特定するための検出器である。この検出器はシリコン n 型半導体の両面に n^+ 型半導体または p^+ 型半導体でつくられた細長い線 (ストリップ) をそれぞれ ϕ 、 z 方向に 25、42 μ m ピッチで張り合わせて作られる。荷電粒子がこの半導体中を通ると約 2 万個の電子・ホール対を発生させる。これらがバイアス電圧によってドリフトし、粒子の通過位置に対応するストリップに集約され、電気信号が検出されるため粒子の通過位置を知ることが出来る。

荷電粒子の運動量ならびに粒子の崩壊点を測定するときは、まず後述する CDC で荷電粒子の飛跡を再構築する。その後、その飛跡と SVD で測定された点を照合し、飛跡を補正する。

次に SVD1 の性能を示す。CDC で再構築された飛跡と SVD で測定された点が一致する確率は 98.7 % 以上と非常に高い。また崩壊点の位置分解能は、荷電粒子の飛跡とビーム衝突点との最近接距離の分解能から評価され、 $\sigma_{xy} = 19 \oplus 50/(p\beta\sin^3/2\theta)\mu\text{m}$ 、 $\sigma_z = 36 \oplus 42/(p\beta\sin^{5/2}\theta)\mu\text{m}$ である。ここで p の単位は GeV/c である。この分解能の第一項は SVD 固有の位置分解能であり、第二項は多重散乱の効果による位置分解能を表す。

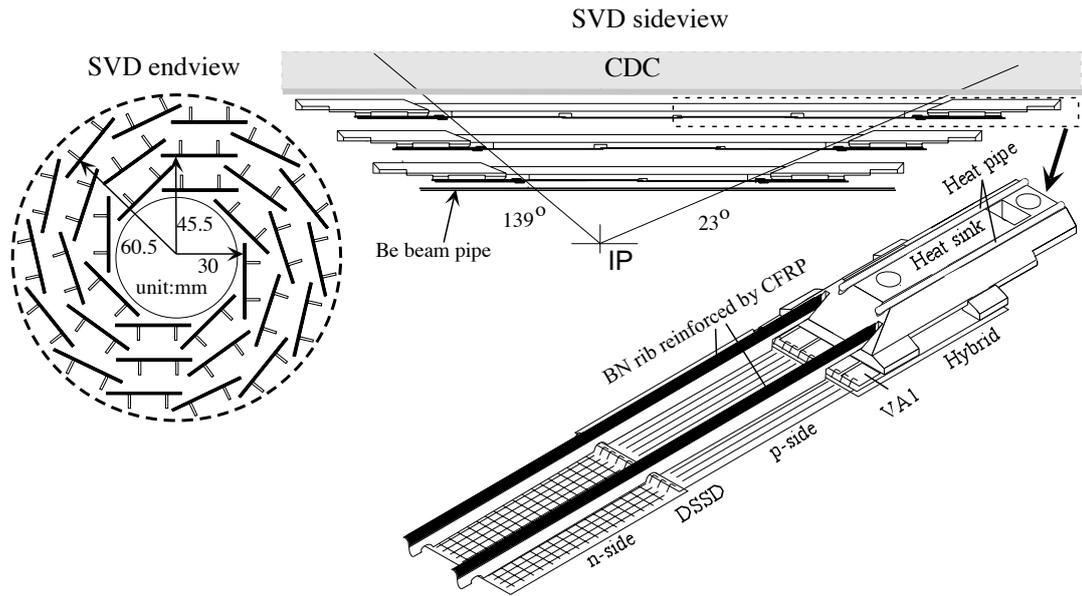


図 2.5: SVD の構造

SVD1 から SVD2 への変更点

SVD1 から SVD2 へアップグレードした際の変更点を表 2.2、表 2.3 にまとめた。大きな変更点としては次の 2 点が挙げられる。

- SVD の層数が 3 層から 4 層になったことによる分解能向上
- SVD が覆う立体角が大きくなったことによる検出効率向上

		ビームパイプ (SVD1)	ビームパイプ (SVD2)
構造	層数	2 層 (r: 20, 23mm)	2 層 (r: 15, 18mm)
	厚さ	0.5(Be)/2.5(He)/0.5(Be)mm	0.5(Be)/2.5(PF200)/0.5(Be)mm

表 2.2: SVD1、SVD2 時におけるビームパイプの相違点

2.2.2 CDC(Central Drift Chamber)

CDC は SVD の外側に位置するドリフトチェンバーであり、後述するソレノイド磁石がつくる 1.5T の磁場の中に置かれている。この検出器の主な目的は磁場中の荷電粒子の飛跡を再構築することによ

		SVD1	SVD2
構造	層数	3層 (r: 30.0, 45.5, 60.5mm)	4層 (r:20.0, 43.5, 70.0, 88.0mm)
	θ	$23^\circ < \theta < 139^\circ$	$17^\circ < \theta < 150^\circ$
DSSD	ピッチ分解能	$25(\phi)/50(z) \mu\text{m}$ $\sim 144 \mu\text{m}$	1~3層 : $73(\phi)/50(z) \mu\text{m}$ $\sim 127 \mu\text{m}$

表 2.3: SVD1 と SVD2 の相違点

り運動量を測定すること、また電離損失 (dE/dx) を測定して粒子識別を行うことである。CDC の構造を図 2.6 に示す。

この検出器は、動径方向においては 8.3cm から 88.0cm に位置し、長さは 2.2m である。これによ

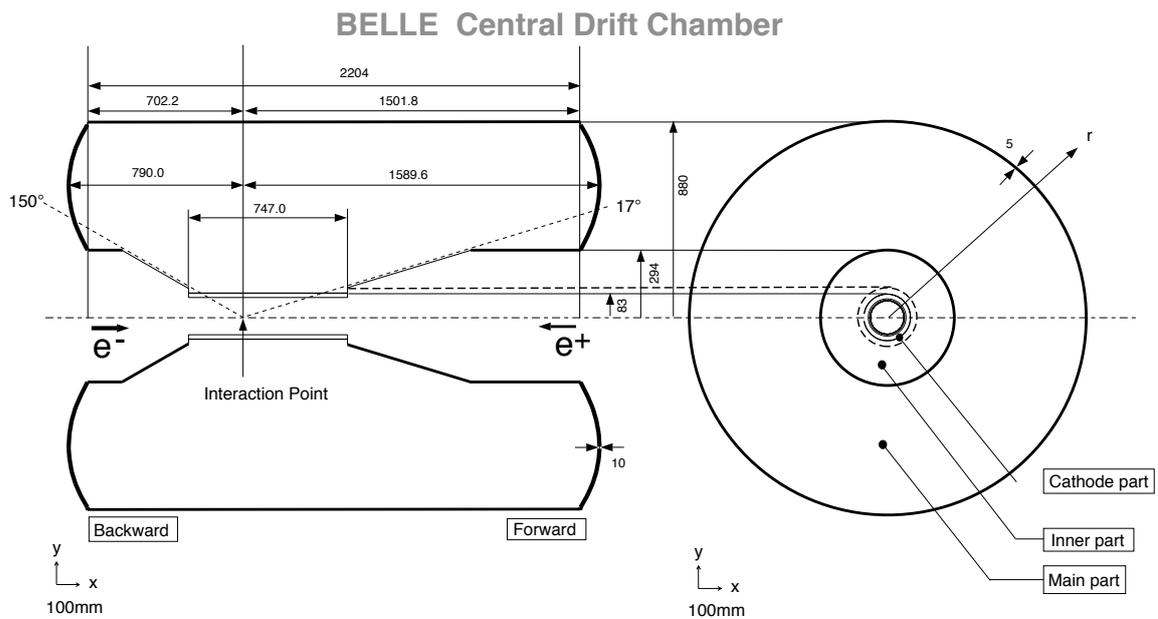


図 2.6: CDC の構造

り θ 方向で $17^\circ < \theta < 150^\circ$ を覆っている。多重散乱を減らして精度よく運動量を測定するためには低物質質量であることが必要である。これを実現するために、円筒の最内部から最外部に至るまで壁はなく、また充填ガスは $He : C_2H_6 = 1 : 1$ の軽いガスを用いている。この結果、CDC の横運動量分解能は $(0.20p_\perp \oplus 0.29)\%$ である。ここで p_\perp の単位は GeV/c であり、“ \oplus ”はその前後の値の二乗和の平方根をとることを意味する。

次に CDC の検出メカニズムについて述べる。この検出器は z 方向に 8400 本のセンスワイヤが張られている。荷電粒子が通過するとガスがイオン化され、その際に生じた電子がセンスワイヤにドリフトすると、電子雪崩が起こる。このドリフト時間を測定することで粒子の通過位置が求まる。複数のワイヤ面での通過位置より飛跡を求め、この飛跡の曲率半径から運動量を求める。後述するソ

レノイド電磁石による磁場 B が z 軸に平行であるので、そこを通過する荷電粒子は $r - \phi$ 平面内において円運動をする。この曲率半径を R とすると、粒子の $r - \phi$ 平面における運動量 p_{\perp} は

$$p_{\perp} = 0.3BR \quad (2.1)$$

の関係式から求められる。ここで p_{\perp} 、 B 、 R の単位はそれぞれ GeV/c、テスラ、メートルである。

2.2.3 ACC (Aerogel Čerenkov Counter)

ACC (シリカエアロジェル・チェレンコフカウンター) は主に π と K を識別するための検出器である。

荷電粒子が屈折率 n の媒質中を媒質中での光速 c/n よりも速い速度 v で通過する時、チェレンコフ光を発する。その光を検出するのがチェレンコフカウンターである。仮に、ある荷電粒子の運動量 p が CDC によって既知であるとする。粒子の質量を m とすると、チェレンコフ光を出す条件は、

$$n > \frac{c}{v} = \sqrt{1 - \frac{m^2}{p^2}} \quad (2.2)$$

であるので、チェレンコフ光を発するかどうかは屈折率と粒子の質量とに依存する。従って適当な屈折率 n の媒質を選ぶことにより、 π (質量 $140\text{MeV}/c^2$) と K (質量 $494\text{MeV}/c^2$) の識別が可能である。

この検出器では屈折率が $n = 1.010, 1.013, 1.015, 1.020, 1.028, 1.030$ という 6 種類のシリカエアロジェルを用いており、それらを組み合わせてバレル部に 960 個、前方エンドキャップ部に 228 個設置している。これにより $1.0 \sim 3.5\text{GeV}/c$ の範囲における π と K を識別することが可能である。ACC の構造を図 2.7 に示す。

2.2.4 TOF (Time of Flight)

TOF (飛行時間カウンター) は先に述べた ACC の外側に位置する。この検出器は TOF カウンターと TSC カウンターから成る。それぞれのカウンターの概観を図 2.8 に示す。

TOF カウンターは $1.5\text{GeV}/c$ 以下の K/π を粒子の飛行時間から識別することを主な目的としている。 K/π 識別は TOF から得られた飛行時間と ACC、CDC の情報を組み合わせて行われる (詳細は 3.4.1 参照)。これを行った結果 $1.4\text{GeV}/c$ 以下の運動量領域においては 2σ 以上の高い K/π 粒子識別が可能である。

TSC カウンターは、電子・陽電子衝突で発生したイベントとトリガー条件を照合するための時間を与えている。

TOF カウンターと TSC カウンターはビーム軸から動径方向に 1.2m 離れたところにそれぞれ 128

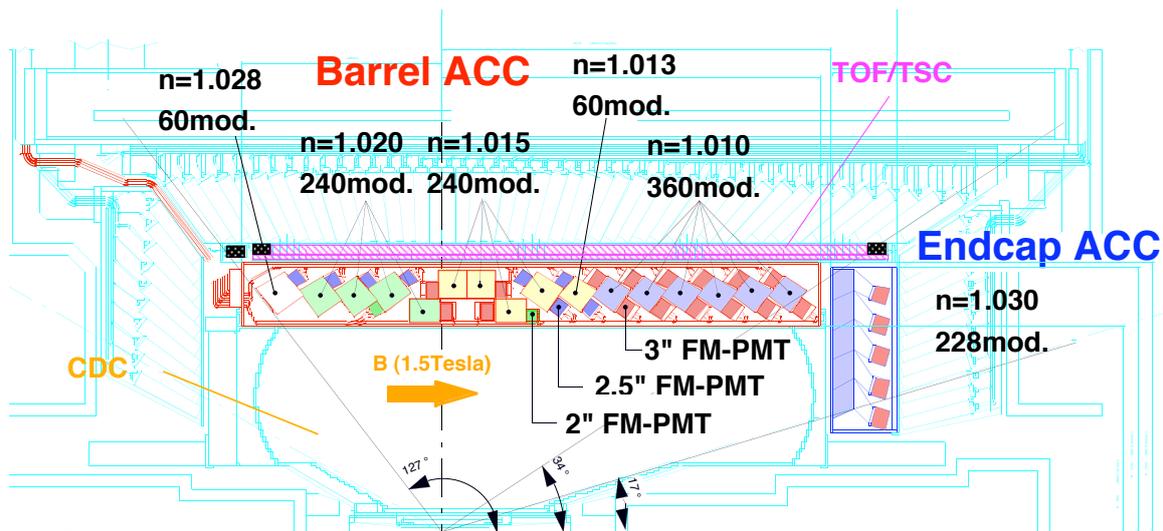


図 2.7: ACC の構造

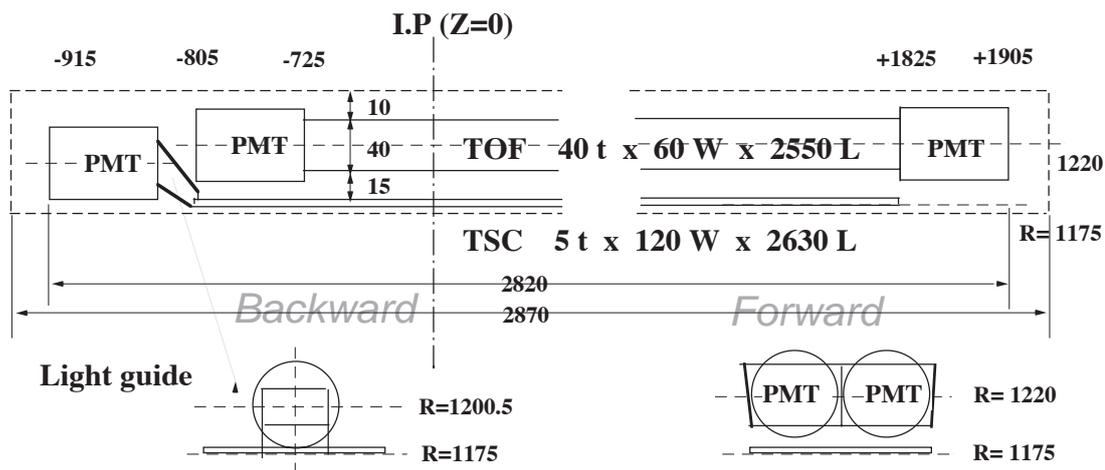


図 2.8: TOF カウンターと TSC カウンターの概観

個、64個配置されている。これらは θ 方向において $34^\circ < \theta < 129^\circ$ を覆っている。TOFカウンターは厚さ4 cm、TSCカウンターは厚さ0.5 cmであり、長さは共に約2mのシンチレータが用いられている。シンチレータの光を検出するために光電子増倍管がTSCカウンターには一方の端面に1つ、TOFカウンターには両端に1つずつ直接接合されている。

2.2.5 ECL (Electromagnetic Calorimeter)

ECL (電磁カロリメーター) は高エネルギーの光子・電子が結晶中で起こす電磁シャワー現象を利用して、光子のエネルギーと位置を高い検出効率・分解能で検出することを主目的としている。この検出器は特に、 B の崩壊過程で生成される π^0 を $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 崩壊を用いて再構築するときに重要である。ECLの構造を図2.9に示す。

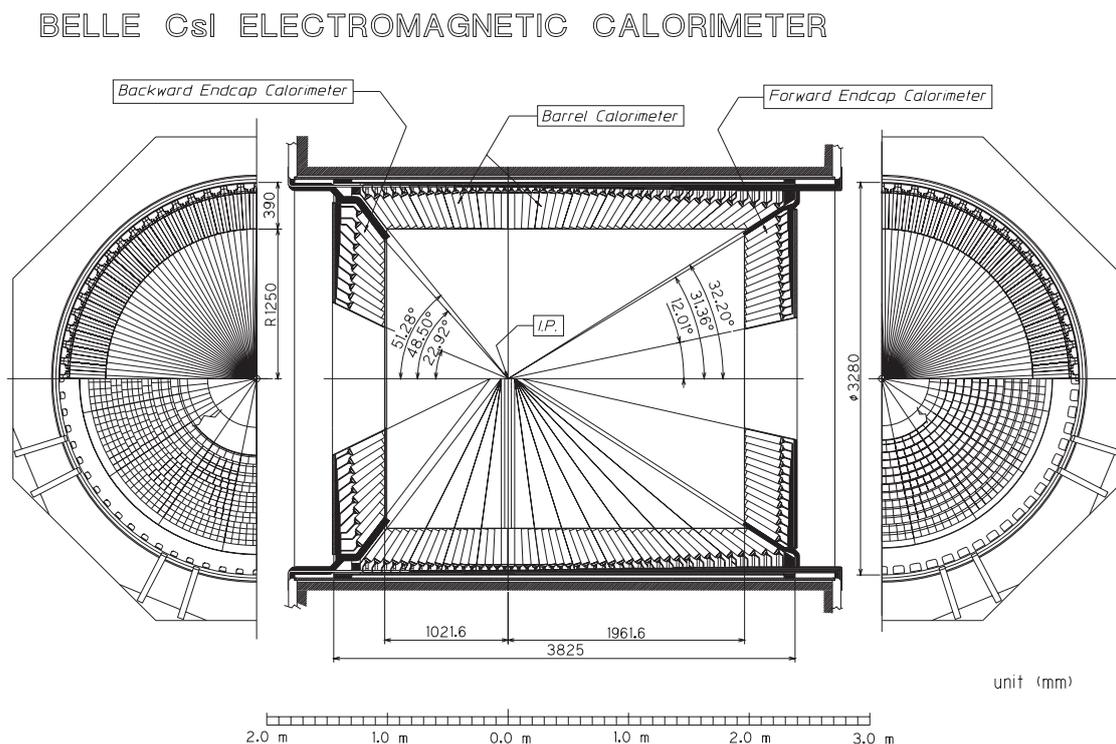


図 2.9: ECL の構造

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

である。各 CsI(Tl) 結晶は 30cm(16.1 放射長) の長さでビーム衝突点に向けて配置されている。エネルギー分解能 σ_E/E は、

$$\frac{\sigma_E}{E} = (0.066 \cdot E^{-1} \oplus 0.81 \cdot E^{-1/4} \oplus 1.34) \% \quad (2.3)$$

また位置分解能は、

$$\sigma_{\text{position}} = 0.27 + 3.4 \cdot E^{-1/2} + 1.8 \cdot E^{-1/4} \quad (2.4)$$

となっている。ここで E 及び σ_{position} の単位はそれぞれ GeV 及びミリメートルである。1GeV のエネルギーをもつ光子の位置分解能は 5.5mm である。

2.2.6 超伝導ソレノイド電磁石

超伝導ソレノイド磁石は ECL の外側に位置し、 z 軸と平行方向に 1.5T の磁場を供給する。このソレノイド磁石により CDC における荷電粒子の運動量測定が可能になる。

コイルには高純度のアルミニウム中に NbTi/Cu の超伝導体が入れられたワイヤーが用いられ、半径 1.7m、長さ 4.4m の円筒側面上に厚さ 5cm で巻かれている。コイルは超伝導体にするために液体ヘリウムを用いて冷却されている。

超伝導ソレノイド磁石による磁場の大きさは、衝突点付近に置かれた QCS マグネットが原因で場所に依存し、10 % の変位を持っている。運動量を精度よく測定するために、あらかじめ磁場の各点を約 0.1 % の精度で測定してある。

2.2.7 KLM (K_L/μ Hadronic Calorimeter)

KLM (K_L/μ 検出器) は K_L と運動量 0.6GeV/c 以上の μ を検出する事を主目的とする。これらの粒子は内部の検出器とほとんど相互作用せずに突き抜けてくるので、それを Belle 検出器最外殻にあるこの検出器で識別する。

1組の KLM は厚さ 47mm の鉄アブソーバーと厚さ 15mm の高抵抗平板チェンバー (RPC : Resistive Plate Counter) からなる。それが 14 組、他の全ての検出器を取り囲むように設置されている。鉄アブソーバーはソレノイド電磁石が供給する磁場を内部に閉じ込める役割も果たしている。

Detector	Type	Configuration	Readout	Performance
Beam pipe for SVD1	Beryllium double-wall	Cylindrical, r=20,23 mm 1.0mm Be/2.5mm He /1.0mm Be		Helium gas cooled
Beam pipe for SVD2	Beryllium double-wall	Cylindrical, r=15,18 mm 1.0mm Be/2.5mm PF200 /1.0mm Be		PF200 cooled
SVD1	Double Sided Si Strip	300 μ m-thick, 3 layers $r = 30 - 60.5$ mm pitch : 25(p)/50(n) μ m	$r - \phi$:40.96K z :40.96K	Δz resolution $\sim 144\mu$ m
SVD2	Double Sided Si Strip	300 μ m-thick, 4 layers $r = 20 - 88$ mm pitch 1 \sim 3layer: 75(p)/50(n) μ m 4layer:73(p)/65(n) μ m	$r - \phi$: 55.296K z : 55.296K	Δz resolution $\sim 127\mu$ m
CDC	Small Cell Drift Chamber	Anode: 50 layers Cathode: 3 layers $r = 8 - 88$ cm $-79 \leq z \leq 160$ cm	A: 8.4 K C: 1.5 K	$\sigma_{r\phi} = 130 \mu$ m $\sigma_z = 200 \sim 1,400\mu$ m $\sigma_{p_t}/p_t = (0.30/\beta \oplus 0.19p_t)\%$ $\sigma_{dE/dx} = 6.9\%$
ACC	$n : 1.01$ ~ 1.03 Silica Aerogel	$\sim 12 \times 12 \times 12$ cm ³ blocks 960 barrel / 228 endcap FM-PMT readout	1,788	$\mu_{eff} \geq 6$ K/ π 1.0 < p < 3.5 GeV/c
ToF	Scintillator	128 ϕ segmentation $r = 120$ cm, 3 m-long	128 \times 2	$\sigma_t = 95$ ps K/ π up to 1.0 GeV/c
ECL	CsI	Towered structure $\sim 5.5 \times 5.5 \times 30$ cm ³ crystals Barrel: $r =$ 125 - 162 cm Endcap: $z =$ -102 and +196 cm	6,624 1,152(f) 960(b)	$\sigma_E/E =$ 0.07%/E \oplus 0.8%/E ^{1/4} \oplus 1.3% $\sigma_{pos}(mm) =$ 0.27 + 3.4/ \sqrt{E} + 1.8/ $\sqrt[4]{E}$
MAGNET	super conducting	inner radius = 170 cm		B = 1.5 T
KLM	Resistive Plate c.	14layers (4.7cm Fe+4cm gap) two RPCs in each gap θ and ϕ strips	θ :16 K ϕ :16 K	$\Delta\phi = \Delta\theta = 30$ mrad for K_L $\sigma_t =$ a few ns
EFC	BGO	$2 \times 1.5 \times 12$ cm ³	θ :5 ϕ :32	$\sigma_E/E =$ (0.3 \sim 1)%/ \sqrt{E}

表 2.4: Belle 検出器の性能

第3章 イベント選別・再構築

この章では、まず $B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ 崩壊を再構築する手順を示し、その後、各段階でのイベント選別方法を述べる。

3.1 $\phi\pi^0$ 崩壊の再構築手順

$B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ 崩壊は図 3.1 のように崩壊していき、終状態は $K^+K^-\gamma\gamma$ である。再構築する際は、終状態から $K^+K^- \rightarrow \phi, \gamma\gamma \rightarrow \pi^0$ のように再構築し、その ϕ と π^0 から B^0 を再構築するという順序で行う。

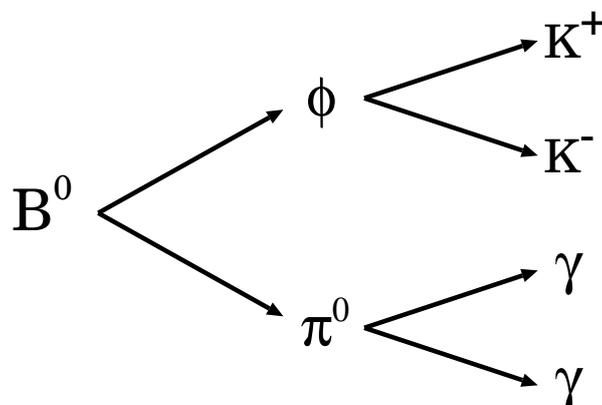


図 3.1: $B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ 崩壊の樹形図

3.2 データサンプル

本研究で用いるデータは 2000 年 1 月から 2006 年 3 月までの期間に Belle 検出器で収集されたものである。 $\Upsilon(4S)$ 共鳴状態で収集されたこの期間の積分ルミノシティは 480.23fb^{-1} であり、 520.24×10^6 個の $B\bar{B}$ 対に対応する。

3.3 ハドロニックイベント選別

Belle 検出器で収集されたデータには $B\bar{B}$ 対生成以外のイベントも含まれている。具体的には $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ($q = u, d, s, c$)、 τ 対生成、 μ 対生成、バーバ散乱、放射バーバ散乱、 2γ 過程である。ここでハドロニックイベントは $B\bar{B}$ 、 $q\bar{q}$ を指す。その他は QED 過程から生成される。しかし、 τ 対生成はイベントにおける幾何学的性質が他と異なるので、 τ 対生成 とその他の QED イベント (QED_{others} イベント) を区別して呼ぶことにする。これらの反応断面積を表 3.1 に示す。

ハドロニックイベント選別条件は次の通りである。ここでは運動量、エネルギーは特に記述がなけ

process	cross section(nb)
$e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S)$	1.2
$q\bar{q}$	2.8
$e^+e^- \rightarrow l^+l^-$ ($l = \mu, \tau$)	1.6
Bhabha : $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ($\theta_{lab} > 17^\circ$)	44
2 photon processes: $\gamma\gamma \rightarrow anything$ ($\theta_{lab} > 17^\circ, p_t > 0.1\text{GeV}/c$)	~ 15

表 3.1: e^+ と e^- を $\Upsilon(4S)$ 静止系での不変質量 10.58GeV で衝突させたときの様々な過程の反応断面積である。 θ_{lab} は実験室系での極角、 p_t は横運動量を表す。

れば $\Upsilon(4S)$ 静止系での大きさを表す。

- 信頼度の高い荷電粒子の飛跡 ("good track") が 3 本以上ある。ただし、good track の条件は $|dr| < 2.0\text{cm}$ 、 $|dz| < 4\text{cm}$ 、 $p_t > 0.1\text{GeV}/c$ を満たすことである。ここで dr 、 dz はそれぞれ x - y 平面、 z 軸上での IP(e^+ と e^- の衝突点) と飛跡の最近接距離を表し、 p_t は横運動量を表す。
荷電粒子の飛跡が 3 本以上という要求により QED_{others} イベントを効果的に除去出来る。IP 付近を通過するという要求 ($|dr| < 2.0\text{cm}$ 、 $|dz| < 4\text{cm}$) で宇宙線やビームバックグラウンドを除くことが出来る。なぜならこれらのイベントは無秩序な飛跡であるのに対し、ハドロニックイベントの飛跡は IP を通過するからである。また $p_t > 0.1\text{GeV}/c$ という要求で、運動量がビーム軸に平行に分布しているビームバックグラウンドやバーバ散乱を除くことが出来る。
- ECL において、有感領域である $-0.7 < \cos\theta < 0.9$ の範囲内に少なくとも 1 つ、信頼性の高いクラスター ("good ECL cluster") がある。ただし、good ECL cluster の条件は、クラスターが 100MeV 以上のエネルギーを持つことである。QED_{others} イベントは非常に浅い角度に分布するため、この条件により QED_{others} イベントを除くことが出来る。
- 検出可能な全エネルギー E_{vis} が次の条件式を満たす。ただし、 E_{vis} は π^\pm の質量を仮定した good tracks と good photons (CDC の有感領域である $17^\circ < \theta < 150^\circ$ にあり、且つ CDC で構築された飛跡を伴わない good ECL cluster を形成する光子) から計算される。

$$E_{vis} \geq 0.2\sqrt{s} \quad (3.1)$$

\sqrt{s} は $\Upsilon(4S)$ 静止系での全体の不変質量である。

4. E_{sum} が次の条件式を満たす。ただし、 E_{sum} は CDC の有感領域内にある good ECL cluster のエネルギーの和を表す。

$$0.1 \text{ GeV} < E_{sum}/\sqrt{s} < 0.8 \text{ GeV} \quad (3.2)$$

この条件を掛けることで QED_{others} イベントを除くことが出来る。なぜなら QED_{others} イベントの終状態には電子と光子しか含まれないので $E_{sum}/\sqrt{s} \sim 1$ になるからである。しかし、仮に電子もしくは光子がカロリメーターの隙間を通過する等で1個でも検出漏れした場合、QED_{others} イベントは上記の条件を満たす。そのようなイベントを除去するため、さらに次の条件を加える。

$$E'_{sum}/(\# \text{ of good ECL cluster}) < 1.0 \text{ GeV} \quad (3.3)$$

E'_{sum} は CDC の有感領域外も含んだ全ての good ECL cluster のエネルギーの和を表す。

5. 全 good track と全 good photon の運動量の和における z 軸方向成分、 p_z が次の条件式を満たす。

$$|p_z| < 0.5\sqrt{s} \quad (3.4)$$

これによりビームバックグラウンドを除くことが出来る。なぜならハドロニックイベントは $|p_z| \sim 0$ であるのに対し、ビームバックグラウンドは無秩序な値をとるからである。

6. 全ての good tracks から再構築される崩壊点が次の条件式を満たす。

$$|r_{vertex}| < 1.5 \text{ cm} \quad \text{且つ} \quad |z_{vertex}| < 3.5 \text{ cm} \quad (3.5)$$

r_{vertex} 、 z_{vertex} はそれぞれ r- ϕ 平面、z 軸での位置を表す。上記の式は崩壊点が IP 付近であるということを表している。これによりビームバックグラウンドを除くことが出来る。

7. イベントのスラスト軸¹ に対して垂直な平面でイベントを半球に分ける。次に荷電粒子を全て π であると仮定し、それを用いて各半球の不変質量を計算する。 τ 対生成イベントの場合、不変質量が τ の質量と一致する。このイベントを質量の大きなジェットイベントと見なし、各半球の不変質量を M_{jet} とおき、次の条件を掛ける。

$$M_{jet} > 1.8 \text{ GeV}/c^2 \quad \text{又は} \quad \begin{cases} E'_{sum}/\sqrt{s} > 0.18 \\ M_{jet}/E_{vis} > 0.25 \end{cases} \quad (3.6)$$

これらの条件を掛けると、 $B\bar{B}$ イベントの検出効率は 99.1 %、 $q\bar{q}$ イベントの検出効率は 79.5 % となり、ハドロニックイベント以外のイベントは 95 % 以上除去出来る。

¹ $\Upsilon(4S)$ 静止系イベントに含まれる全粒子数を N、各粒子 i の運動量を \vec{p}_i とおく。これをある方向 \vec{n} の平行成分 $\vec{p}_{i//}$ と垂直成分 $\vec{p}_{i\perp}$ に分ける。スラスト T は \vec{n} の関数

$$T(\vec{n}) = \frac{\sum_i^N |p_{i//}|}{\sum_i^N |p_i|}$$

の最大値として定義される。最大値を与える方向 \vec{n} をスラスト軸と呼ぶ。

3.4 $B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ 再構築

3.4.1 K/π 粒子識別

Belle 検出器では K/π 識別のため、CDC で測定された dE/dx 、TOF 及び ACC を用いる。 dE/dx 、TOF は $1.2\text{GeV}/c$ までの低い運動量領域、ACC は $3.5\text{GeV}/c$ までの高い運動量領域で主に役立つ。実際は ACC、TOF、CDC 全ての検出器の応答関数を利用して得られた Likelihood 関数 $P(K/\pi)$ を K/π 識別に用いる。

$$P(K/\pi) = \left(\frac{\text{Prob}(K)}{\text{Prob}(K) + \text{Prob}(\pi)}\right)_{ACC} \times \left(\frac{\text{Prob}(K)}{\text{Prob}(K) + \text{Prob}(\pi)}\right)_{TOF} \times \left(\frac{\text{Prob}(K)}{\text{Prob}(K) + \text{Prob}(\pi)}\right)_{CDC} \quad (3.7)$$

ここで K, π の確率を表す $\text{Prob}(K)$ 、 $\text{Prob}(\pi)$ はそれぞれの検出器において次の分布から得ることが出来る。

- ACC : ACC において検出された光電子数分布
- TOF : TOF において測定された時間の期待値からのずれ (正規分布で記述)
- CDC : CDC において測定された dE/dx 値の期待値からのずれ (正規分布で記述)

この Likelihood 関数 $P(K/\pi)$ による K/π 識別能力の評価のために、純粋な K, π が必要になる。これには以下に示されるチャーム粒子の崩壊過程を用いることが出来る。

$$D^{*+} \rightarrow D^0(K^-\pi^+)\pi_s^+ \quad (3.8)$$

この崩壊過程では、 D^{*+} から発生する低運動量 (D^{*+} 静止系で $p_{\pi^+} \sim 40\text{MeV}/c$ 、 s は slow を意味する) の π_s^+ が特徴的である。この π_s^+ の要求により 95 % 以上と高い純度で対象イベントを得ることが出来る。このため D^0 を再構成した荷電粒子の電荷から直接 K, π を断定することが可能である。実験データを用いて、このコントロールサンプルの $P(K/\pi)$ 、 K/π 運動量の 2 次元分布を求めると図 3.2 のようになる。この分布から $3.5\text{GeV}/c$ 程度までの広い運動量領域において K/π 分離が実現していることが分かる。また、 $P(K/\pi) > 0.6$ を要求した時の K の検出効率、 π を K と誤って認識してしまう確率を図 3.3 に示す。 $3.5\text{GeV}/c$ までの広い運動量領域において、 K の検出効率は 80 % 以上、 π を K と誤って認識してしまう確率は 10 % 以下という高い K/π 識別能力を実現している。

本解析では $P(K/\pi) > 0.1$ を要求した。この値はモンテカルロシミュレーション (MC) で生成した $B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ 崩壊イベントにおける $P(K/\pi)$ 分布から決めた。なお、この時の K の検出効率は 98.6 % であり、 π を K と誤って認識してしまう確率は 22.2 % であった。後述する ϕ の質量カットを要求するとほぼ確実に ϕ 崩壊からくる K を選ぶことが出来るので、 $P(K/\pi)$ カットで落とす π の数は最低限に留めている。

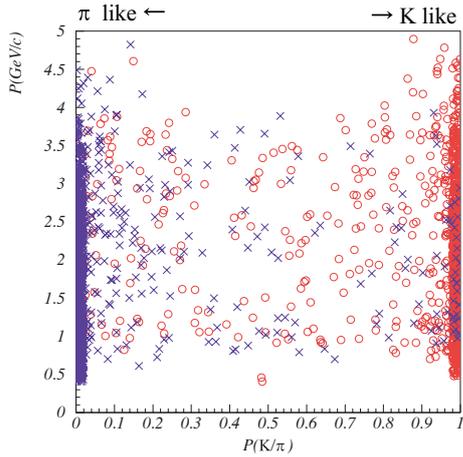


図 3.2: 実験データを用いた $P(K/\pi)$ と K/π 運動量の 2 次元分布。○印は K 、×印は π を表す。

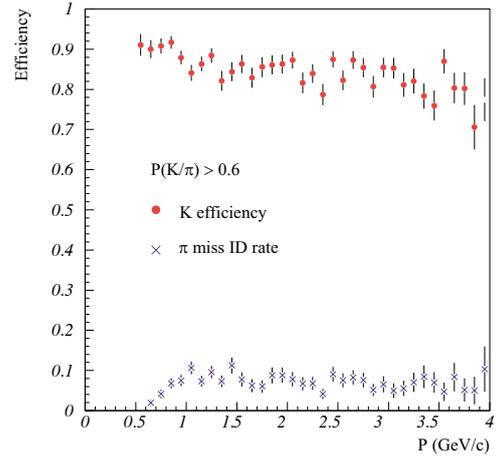


図 3.3: 実験データを用いた $P(K/\pi) > 0.6$ を要求した時の K の検出効率と π を K と誤る確率

3.4.2 ϕ 再構築

この解析では $\phi \rightarrow K^+K^-$ 崩壊をする ϕ 粒子を対象とする。 ϕ 粒子の選別では次の条件を満たすことを要求した。

- $P(K/\pi) > 0.1$
- $|dr| < 1\text{cm}$
- $|dz| < 4\text{cm}$
- $1.005\text{GeV}/c^2 < M_{KK} < 1.035\text{GeV}/c^2$

dr と dz はそれぞれ r - ϕ 平面、 z 軸上での K^\pm の飛跡と $\text{IP}(e^+$ と e^- の衝突点) の最近接距離を表す。また M_{KK} は娘粒子候補となる K^\pm から再構築した質量である。MC で生成した $B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ 崩壊イベントから再構築した M_{KK} 分布を図 3.4 に示す。

3.4.3 π^0 再構築

この解析では $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 崩壊をする π^0 粒子を対象とする。 π^0 選別では次の 2 つの条件を満たすことを要求した。

- $E_\gamma > 0.05\text{GeV}$

- $0.118\text{GeV}/c^2 < M_{\gamma\gamma} < 0.150\text{GeV}/c^2$

E_γ は π^0 の娘粒子候補となる γ のエネルギーである。また $M_{\gamma\gamma}$ は娘粒子候補となる γ から再構築した質量である。MC で生成した $B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ 崩壊イベントから再構築した $M_{\gamma\gamma}$ を図 3.5 に示す。

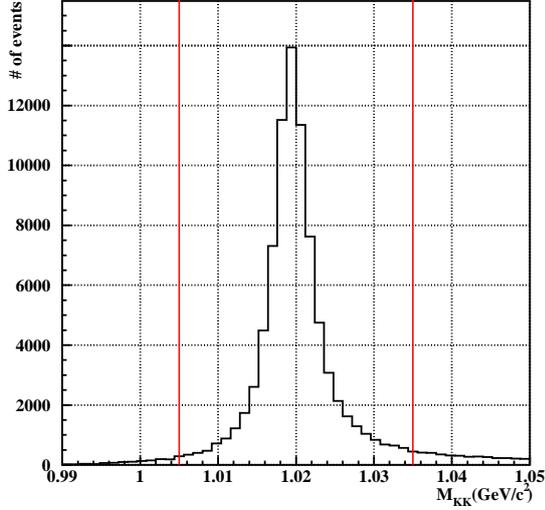


図 3.4: MC で生成した $B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ 崩壊を用いて再構築した M_{KK} 分布。 $1.005\text{GeV}/c^2 < M_{KK} < 1.035\text{GeV}/c^2$ (赤線で挟まれる領域) を要求した。

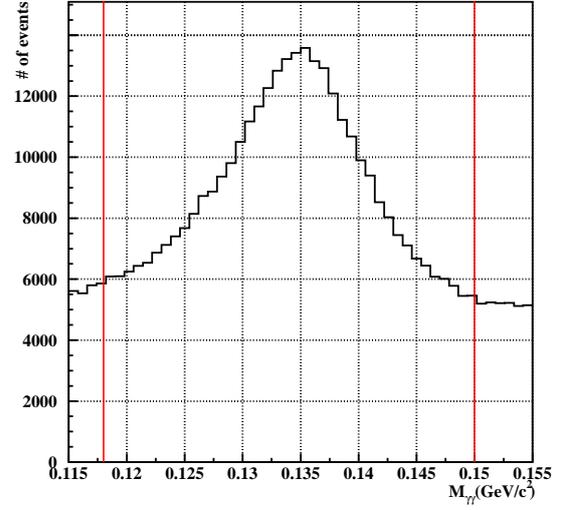


図 3.5: MC で生成した $B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ 崩壊を用いて再構築した $M_{\gamma\gamma}$ 分布。 $0.118\text{GeV}/c^2 < M_{\gamma\gamma} < 0.150\text{GeV}/c^2$ (赤線で挟まれる領域) を要求した。

3.4.4 B^0 再構築

Belle 実験では B を再構築するときに次のような工夫をしている。 $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ は二体崩壊なので B の運動量は一意的に決まる。この特徴を利用し、次のような変数を定義する。

$$\Delta E = E_B^{cms} - E_{beam}^{cms} \quad (3.9)$$

$$M_{bc} = \sqrt{E_{beam}^{cms} - P_B^{cms}} \quad (3.10)$$

ここで、cms は $\Upsilon(4S)$ 静止系を意味する。また E_{beam}^{cms} は $e^+(e^-)$ ビームのエネルギーを表す。 E_{beam}^{cms} の不定性は小さいので、このように定義すると E_B 、 P_B の不定性を分けることができる。 B^0 を正しく再構築した場合、 $M_{bc} \sim 5.279\text{GeV}/c^2$ (B の質量)、 $\Delta E \sim 0\text{GeV}$ が期待される。これを踏まえて B^0 選別では次の条件を要求した。

- $M_{bc} > 5.18\text{GeV}/c^2$
- $-0.1\text{GeV} < \Delta E < 0.2\text{GeV}$

MC で生成した $B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ 崩壊イベントから再構築した M_{bc} 、 ΔE をそれぞれ図 3.6、図 3.7 に示す。 ΔE の条件がシグナル ($B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ に崩壊する B^0) を 27.9 % 削るような厳しいものになっているのは、 $\Delta E < -0.1\text{GeV}$ に後述する $B\bar{B}$ バックグラウンドが分布しているからである。

$B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ に崩壊する B^0 を再構築する際に、上記の条件を満たす B^0 候補が複数残る場合がある。このときは π^0 の質量が文献値 [10] に近いものを選択する。

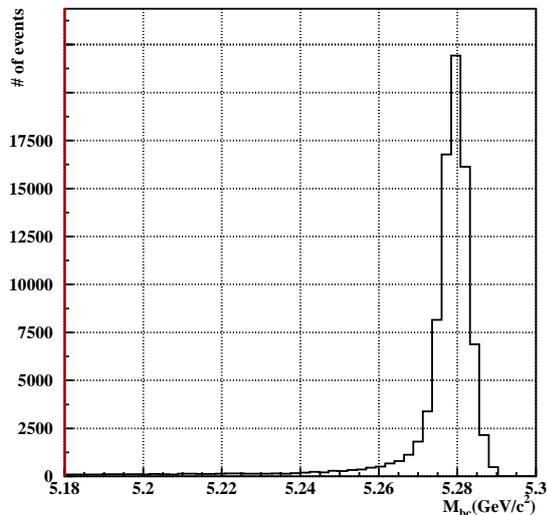


図 3.6: MC で生成した $B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ 崩壊を用いて再構築した M_{bc} 。 $M_{bc} > 5.18\text{GeV}/c^2$ (赤線より大きい領域) を要求した。

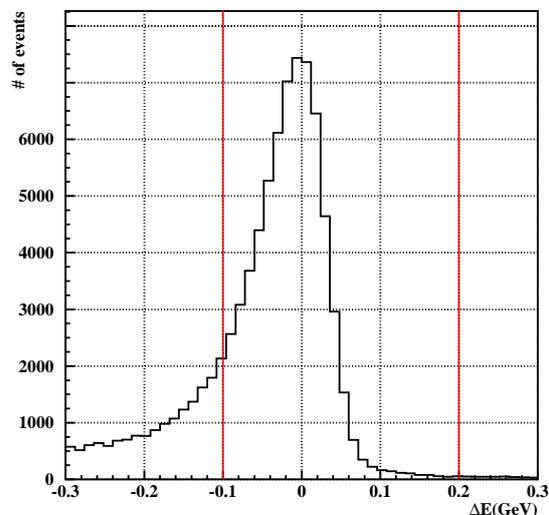


図 3.7: MC で生成した $B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ 崩壊を用いて再構築した ΔE 。 $-0.1\text{GeV} < \Delta E < 0.2\text{GeV}$ (赤線で挟まれる領域) を要求した。

3.5 バックグラウンド

シグナルの再構築条件を掛けた後に残ってくるバックグラウンドは大別すると 2 種類ある。

- $q\bar{q}$ バックグラウンド ($q=u,d,c,s$)
- $B\bar{B}$ バックグラウンド

この節ではそれぞれのバックグラウンドを除去する方法を述べる。

3.5.1 $q\bar{q}$ バックグラウンド

$q\bar{q}$ の質量は全体の不変質量 \sqrt{s} に対して小さいので、 $q\bar{q}$ から派生した粒子群の運動量は大きい。そのため $q\bar{q}$ は図 3.8 のように jet-like に崩壊する。それに対して $B(\bar{B})$ は $\Upsilon(4S)$ 静止系ではほぼ静止

している。そのため、その崩壊により生じた粒子は図 3.9 のように全方向に均一に分布することになる。この幾何学的な性質の違いを利用して $q\bar{q}$ イベントを除去する。これには Fox-Wolfram 手法 [11] を改良したものをを用いる。また後述する B の飛行方向 ($\cos\theta_B$) も $q\bar{q}$ 除去に用いる。

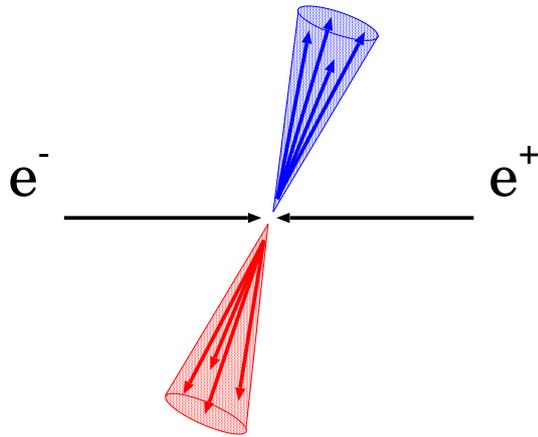


図 3.8: $q\bar{q}$ イベント

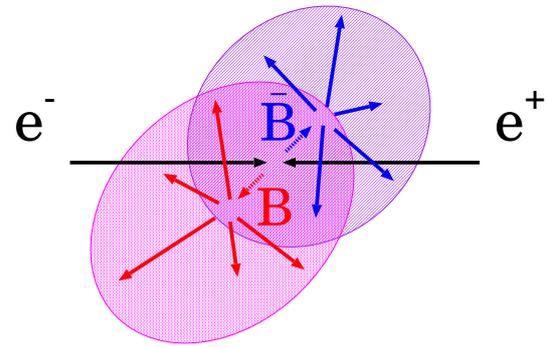


図 3.9: $B\bar{B}$ イベント

Super Fox-Wolfram 手法

Fox-Wolfram 手法にはこれまでに 2 度の改良が行われてきた。そこでまず Fox-Wolfram 手法を説明し、次に 1 度目の改良が加えられた”Super Fox-Wolfram(旧)”、最後に今回用いた 2 度目の改良が加えられた”Super Fox-Wolfram(新)”を説明する。

Fox-Wolfram 手法

n 次の Fox-Wolfram 運動量は次のように定義される。

$$H_n \equiv \sum_{i,j} |p_i^*| |p_j^*| P_n(\cos\theta_{ij}) \quad (3.11)$$

P_n は n 次のルジャンドル多項式、 p_i^* と p_j^* はそれぞれ $\Upsilon(4S)$ 静止系での i 番目、 j 番目の粒子の識別子である。 θ_{ij} は i 番目と j 番目の粒子の運動量方向の成す角である。規格化した 2 次の Fox-Wolfram 運動量 ($R_2 \equiv H_2/H_0$) は *jet-like* イベントでは ~ 1 、球状に崩壊したイベントでは ~ 0 になる。

Super Fox-Wolfram 手法 (旧)

シグナルに崩壊する $B^0(\bar{B}^0)$ を” B_{sig} ”、 B_{sig} の再構築に使われなかった荷電粒子 (μ, π^\pm) 及び中性粒子を”*others*”と呼ぶ。Super Fox-Wolfram 手法 (旧) は Fox-Wolfram 手法を $(B_{sig}, others)$ 、 $(others, others)$ の組み合わせに分けて行う。 (B_{sig}, B_{sig}) は M_{bc} 、 ΔE に強い相関があるので用いない。

Super Fox-Wolfram 手法 (旧) は次のように定義される。

$$SFW \equiv \sum_{n=2,4} \alpha_n \left(\frac{H_n^{so}}{H_0^{so}} \right) + \sum_{n=1}^4 \beta_n \left(\frac{H_n^{oo}}{H_0^{oo}} \right) \quad (3.12)$$

α_n, β_n は任意の係数である。また H_n^{so}, H_n^{oo} は次の通りである。

$$H_n^{so} \equiv \sum_i \sum_j |p_i| |p_j| P_n(\cos\theta_{ij}) \quad (3.13)$$

$$H_n^{oo} \equiv \sum_j \sum_{k(\neq j)} |p_j| |p_k| P_n(\cos\theta_{jk}) \quad (3.14)$$

i は B_{sig} の娘粒子、 j と k は $others$ を表す。R2 と SFW(旧) を比較した場合、図 3.10 に示すように SFW(旧) の方がシグナルと $q\bar{q}$ を分離出来ていることが分かる。

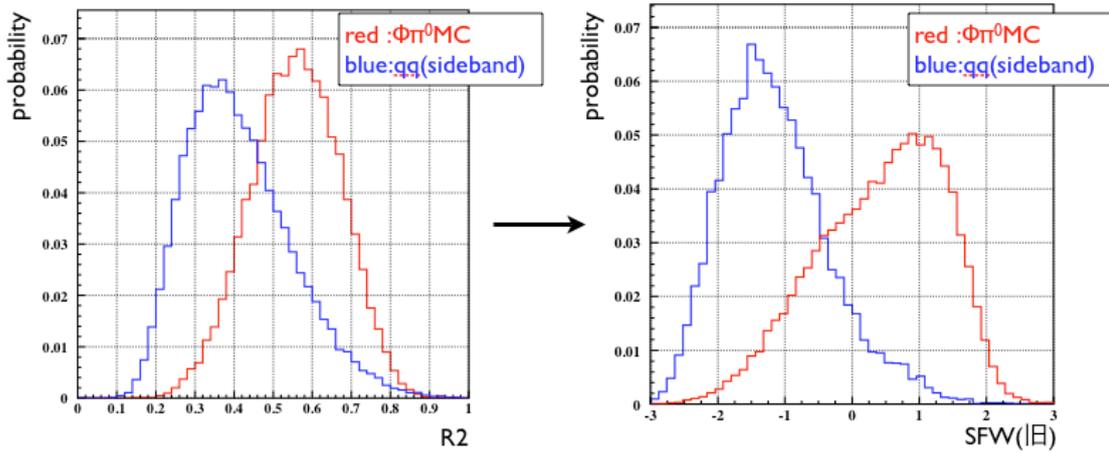


図 3.10: 左:R2 と右:SFW(旧) の比較。赤のヒストグラムは MC で生成した $B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ 崩壊イベント、青のヒストグラムはサイドバンドデータから得た $q\bar{q}$ である。横軸は SFW (旧) 又は $R2$ 、縦軸は各分布の面積を 1 に規格化した時の各 bin にイベントが入ってくる確率を表す。

Super Fox-Wolfram 手法 (新)

Super Fox-Wolfram 手法 (旧) から Super Fox-Wolfram 手法 (新) で改良された点を以下に示す。

- 荷電粒子、中性粒子、dark matter を区別する。
- H_n/H_0 のように規格化していたが、規格化をせず H_n のまま用いる。
- 2 個の荷電粒子で Fox-Wolfram 運動量を計算するときは、2 粒子の電荷が同符号か異符号を考慮する。
- 粒子の横運動量を取り入れる。

Super Fox-Wolfram 手法 (新) は次のように定義される。

$$NSFW = \sum_{l=0}^4 R_l^{so} + \sum_{l=0}^4 R_l^{oo} + \gamma \sum_{n=1}^{N_t} |(P_t)_n| \quad (3.15)$$

ここで P_t は横運動量、 N_t は全粒子数を指す。この項の係数の数は $1(\gamma)$ である。また、 R_l^{so} は次のように定義される。

$$R_l^{so} = \frac{\alpha_c \cdot (H_{charged})_l^{so} + \alpha_n \cdot (H_{neutral})_l^{so} + \alpha_m \cdot (H_{missing})_l^{so}}{E_{beam} - \Delta E} \quad (3.16)$$

$l = 1, 3$ の時、

$$(H_{charged})_l^{so} = \beta_l^{so} \sum_i \sum_{j_x} Q_i Q_{j_x} |p_i| |p_{j_x}| P_l(\cos\theta_{ij_x}) \quad (3.17)$$

$$(H_{neutral})_l^{so} = (H_{missing})_l^{so} = 0 \quad (3.18)$$

$l = 0, 2, 4$ の時、

$$(H_x)_l^{so} = \sum_i \sum_{j_x} \beta_l^{so} |p_i| |p_{j_x}| P_l(\cos\theta_{ij_x}) \quad (3.19)$$

i は B_{sig} の娘粒子、 j は *others* を表す。また x は *charged, neutral, missing*、 Q_i 、 Q_{j_x} は粒子 i 、 j_x の電荷を表す。 $P_l(\cos\theta_{ij_x})$ は l 次のルジャンドル多項式、 θ_{ij_x} は i と j_x の成す角である。

R_l^{so} の係数の数は、

- $l = 1, 3$ の時は $2(= 1 \times 2) : \alpha_c \cdot \beta_l^{so}$
- $l = 0, 2, 4$ の時は $9(= 3 \times 3) : \alpha_x \cdot \beta_l^{so}$

である。

R_l^{oo} は次のように定義される。

$l = 1, 3$ の時、

$$R_l^{oo} = \frac{\beta_l^{oo} \sum_j \sum_{k(\neq j)} Q_j Q_k |p_j| |p_k| P_l(\cos\theta_{jk})}{(E_{beam} - \Delta E)^2} \quad (3.20)$$

$l = 0, 2, 4$ の時、

$$R_l^{oo} = \frac{\beta_l^{oo} \sum_j \sum_{k(\neq j)} |p_j| |p_k| P_l(\cos\theta_{jk})}{(E_{beam} - \Delta E)^2} \quad (3.21)$$

ここで j 、 k は *others* を表す。 R_l^{oo} の係数の数は $5(\beta_l^{oo} : l = 0 \sim 4)$ である。

上記のように計算される $NSFW$ と次の MM^2 は相関があることが分かっている。 MM^2 は観測されなかった粒子群の不変質量で、

$$MM^2 = \begin{cases} \left(E_{\Upsilon(4S)} - \sum_{n=1}^{N_t} E_n \right)^2 - \left(\sum_{n=1}^{N_t} \vec{p}_n \right)^2 & (E_{\Upsilon(4S)} - \sum_{n=1}^{N_t} E_n > 0) \\ - \left(\left(E_{\Upsilon(4S)} - \sum_{n=1}^{N_t} E_n \right)^2 - \left(\sum_{n=1}^{N_t} \vec{p}_n \right)^2 \right) & (E_{\Upsilon(4S)} - \sum_{n=1}^{N_t} E_n < 0) \end{cases} \quad (3.22)$$

で定義される。 n は検出される粒子の識別子である。 $E_{\Upsilon(4S)}$ は $\Upsilon(4S)$ のエネルギー、 $\sum_{n=1}^{N_t} E_n$ は測定された全エネルギーを表す。 \vec{p}_n は検出される粒子 n の運動量を表す。全粒子の E_n 、 \vec{p}_n を正確に測定出来た場合、 $(E_{\Upsilon(4S)} - \sum_{n=1}^{N_t} E_n) \sim 0$ 、 $\sum_{n=1}^{N_t} \vec{p}_n \sim 0$ となる。イベントに直接検出することが不可能なニュートリノ等を含まれる場合、 $(E_{\Upsilon(4S)} - \sum_{n=1}^{N_t} E_n) > 0$ なので $MM^2 > 0$ となる。また、各粒子のエネルギーの大きさを過大評価した場合は $(E_{\Upsilon(4S)} - \sum_{n=1}^{N_t} E_n) < 0$ となるので $MM^2 < 0$ となる。

$NSFW$ と MM^2 は相関があるため、 MM^2 を次の 7 領域 (表 3.2) に分け、各領域で $NSFW$ を計算している。LR(新)、LR(旧) を

$$LR(\text{旧}) = \frac{SFW_{\text{signal}}}{SFW_{\text{signal}} + SFW_{q\bar{q}}} \quad (3.23)$$

$$LR(\text{新}) = \sum_{MM^2=1}^7 \frac{NSFW_{\text{signal}}(MM^2)}{NSFW_{\text{signal}}(MM^2) + NSFW_{q\bar{q}}(MM^2)} \quad (3.24)$$

と定義し、これらを用いて SFW 手法 (新) と SFW 手法 (旧) を比較した場合、図 3.11 に示すように、SFW 手法 (新) の方がよりシグナルと $q\bar{q}$ を分離出来ていることが分かる。

最終的には $NSFW$ と後述の $\cos\theta_B$ から Likelihood Ratio を導出して $q\bar{q}$ 除去を効率的に行うカットパラメーターを決定する。

領域	1	2	3	4	5	6	7
$MM^2(\text{GeV}/c^2)$	< -0.5	$-0.5 \sim 0.3$	$0.3 \sim 1.0$	$1.0 \sim 2.0$	$2.0 \sim 3.5$	$3.5 \sim 6$	> 6.0

表 3.2: MM^2 領域

B の飛行方向 ($\cos\theta_B$)

B の飛行方向は $q\bar{q}$ 除去に有用である。 θ_B の定義は $\Upsilon(4S)$ 静止系で B の運動量ベクトルと z 軸正方向の成す角である (図 3.12)。

e^+e^- 対消滅の際、 e^+ と e^- はヘリシティを保存するために反対のヘリシティを持っていないなければならない。よってスピン 1/2 を持つ e^\pm では、可能なヘリシティの組み合わせとして $e_R^+e_L^-$ と $e_R^-e_L^+$ がある (図 3.13)。ここで R(L) は右巻き (左巻き) を表す。そのため全角運動量は 1 であり、その方向は z 軸正方向である。

次に $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S)$ 、 $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ を考える。 $\Upsilon(4S)$ のスピンは 1 である。 $B(\bar{B})$ のスピンは 0 なので $B\bar{B}$ 体系の軌道角運動量が 1 になる。従って $B\bar{B}$ の運動量方向は $|Y_{1,m}|^2 \propto |d_{1,0}^1|^2 = \sin^2\theta_B$ に従う。ここで $Y_{1,m}$ は球面調和関数、 $d_{1,0}^1$ は回転行列である。一方、 $q\bar{q}$ はでたための組み合わせで偽の B を再構築するので、立体角に対して一様に分布する。

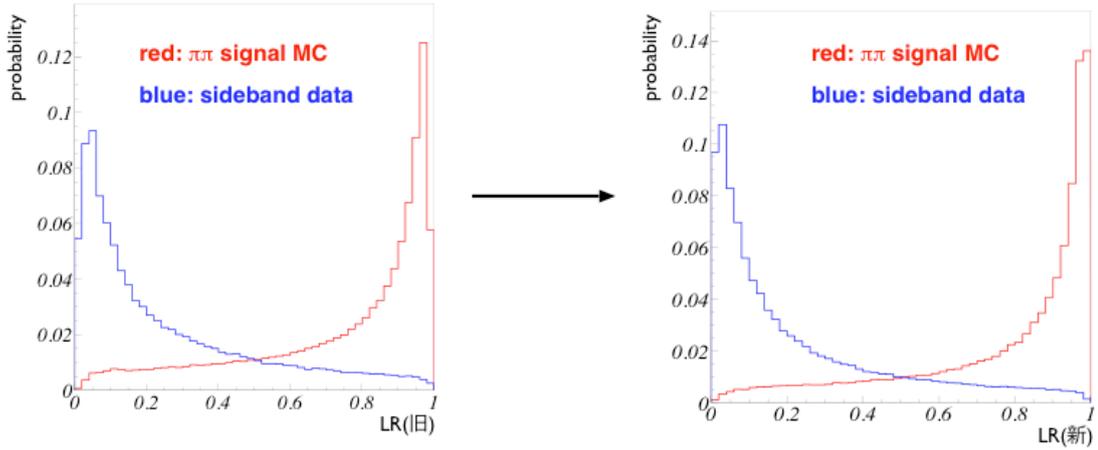


図 3.11: 左: $LR(\text{旧})$ と右 : $LR(\text{新})$ の比較。赤のヒストグラムは MC で生成した $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊イベントであり、青のヒストグラムはサイドバンドデータから得た $q\bar{q}$ である。横軸は $LR(\text{旧})$ 又は $LR(\text{新})$ 、縦軸は各分布の面積を 1 に規格化した時の各 bin にイベントが入ってくる確率を表す。 $LR(\text{旧}) = SFW_{\text{signal}} / (SFW_{\text{signal}} + SFW_{q\bar{q}})$ 、 $LR(\text{新}) = NSF_{\text{signal}} / (NSF_{\text{signal}} + NSF_{q\bar{q}})$ と定義する。

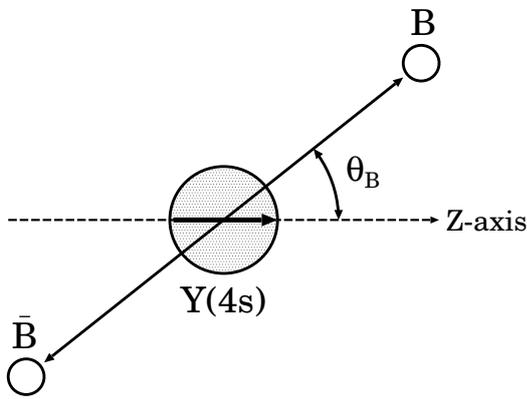


図 3.12: θ_B の定義

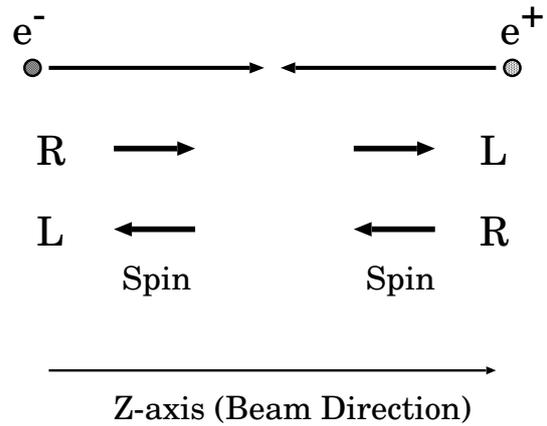


図 3.13: e^+e^- 衝突におけるヘリシティの組み合わせ

Likelihood Ratio カット

$q\bar{q}$ 除去のために、 $NSFW$ と $|\cos\theta_B|$ の分布を用いて、シグナルと $q\bar{q}$ の Likelihood Ratio を導出する。

まず Likelihood 関数を得るために、シグナルは MC(モンテカルロシミュレーション) を、 $q\bar{q}$ は実験データのサイドバンドデータを用いる。サイドバンドデータとは $q\bar{q}$ のみが分布する領域のデータである。シグナル領域とサイドバンド領域は次のように定義する (図 3.14)。

- シグナル領域 : $5.27\text{GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.29\text{GeV}/c^2$ 、 $-0.1\text{GeV} < \Delta E < 0.1\text{GeV}$
- サイドバンド領域 : $5.18\text{GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.26\text{GeV}/c^2$ 、 $-0.2\text{GeV} < \Delta E < 0.3\text{GeV}$

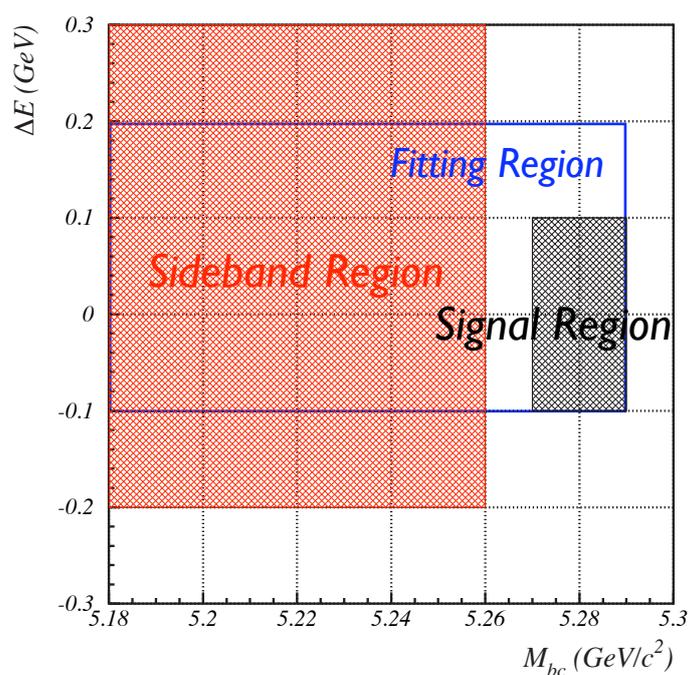


図 3.14: シグナル領域 ($M_{bc} : 5.27\text{GeV}/c^2 \sim 5.29\text{GeV}/c^2$, $\Delta E : -0.1\text{GeV} \sim 0.1\text{GeV}$) とサイドバンド領域 ($M_{bc} : 5.18\text{GeV}/c^2 \sim 5.26\text{GeV}/c^2$, $\Delta E : -0.2\text{GeV} \sim 0.3\text{GeV}$)。また、Fitting Region は 4.2 節で述べる Extended Maximum Likelihood fit を行う際に用いる領域であり、その範囲は $M_{bc}:5.18\text{GeV}/c^2 \sim 5.29\text{GeV}/c^2$, $\Delta E:-0.1\text{GeV} \sim 0.2\text{GeV}$ である。

$NSFW$ と $|\cos\theta_B|$ の Likelihood 分布をそれぞれ 図 3.15、図 3.16 に示す。これらの分布をそれぞれ次の関数でフィッティングし、 $NSFW$ および $|\cos\theta_B|$ の Likelihood 関数を得る。

- $NSFW$ (シグナル) : 非対称正規分布 + 正規分布

$NSFW(q\bar{q})$: 非対称正規分布 + 正規分布

$$f(\mu) = \begin{cases} \frac{f_l}{f_l+f_r} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{ln}} \cdot \exp\left(\frac{-(\mu-\langle\mu\rangle)^2}{2\sigma_{ln}^2}\right) + A \cdot \exp\left(\frac{-(\mu-\langle\mu\rangle)^2}{2\sigma_{lw}^2}\right) & (\mu < \langle\mu\rangle) \\ \frac{f_r}{f_l+f_r} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{rn}} \cdot \exp\left(\frac{-(\mu-\langle\mu\rangle)^2}{2\sigma_{rn}^2}\right) + A \cdot \exp\left(\frac{-(\mu-\langle\mu\rangle)^2}{2\sigma_{rw}^2}\right) & (\mu > \langle\mu\rangle) \end{cases} \quad (3.25)$$

$f_l, f_r, \mu, \sigma_{ln}, \sigma_{lw}, \sigma_{rn}, \sigma_{rw}, A$ は任意の係数である。 $NSFW$ は MM^2 の値で 7 領域に分けて定義されているので、Likelihood 関数 $\equiv L(NSFW, MM^2) = N_1 \cdot f(\mu, MM^2)$ である。 N_1 は規格化定数である。

- $|\cos\theta_B|$ (シグナル) : 二次関数
 $|\cos\theta_B|(q\bar{q})$: 定数

$$f(x) = 1 + c_1 \cdot x + c_2 \cdot x^2 \quad (3.26)$$

c_1, c_2 は任意の係数である。ただし、 $q\bar{q}$ の場合は $c_1 = c_2 = 0$ である。従って $L(|\cos\theta_B|) = N_2 \cdot f(x)$ である。

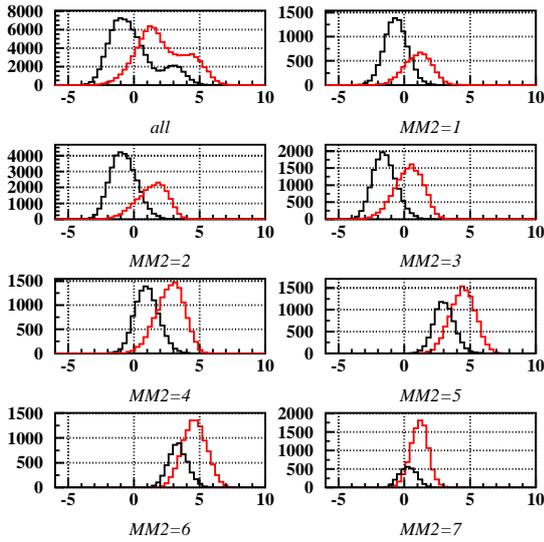


図 3.15: MM^2 における領域別の $NSFW$ 分布。黒:シグナル、赤: $q\bar{q}$ を表す。横軸: $NSFW$ 、縦軸:イベント数である。

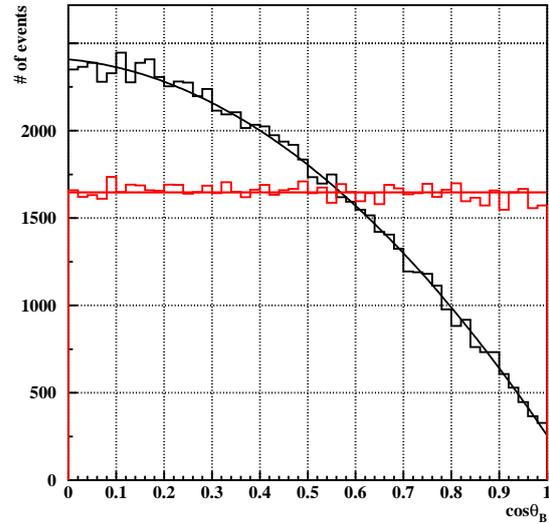


図 3.16: $\cos\theta_B$ 分布。黒:シグナル、赤: $q\bar{q}$ を表す。

ここで $NSFW$ と $|\cos\theta_B|$ を組み合わせ、シグナルと $q\bar{q}$ の Likelihood を次のように定義する。

$$L_{B\bar{B}} = L(NSFW, MM^2)_{B\bar{B}} \times L(|\cos\theta_B|)_{B\bar{B}} \quad (3.27)$$

$$L_{q\bar{q}} = L(NSFW, MM^2)_{q\bar{q}} \times L(|\cos\theta_B|)_{q\bar{q}} \quad (3.28)$$

これを用いて Likelihood Ratio (LR) を次のように定義する。

$$LR \equiv \frac{L_{B\bar{B}}}{L_{B\bar{B}} + L_{q\bar{q}}} \quad (3.29)$$

LR 分布は図 3.17 のようになる。この分布に対し、 $q\bar{q}$ 除去のために $LR > 0.6$ を要求した。これにより $q\bar{q}$ を 90.1 % 除去し、シグナルを 73.7 % 残すことが出来た。

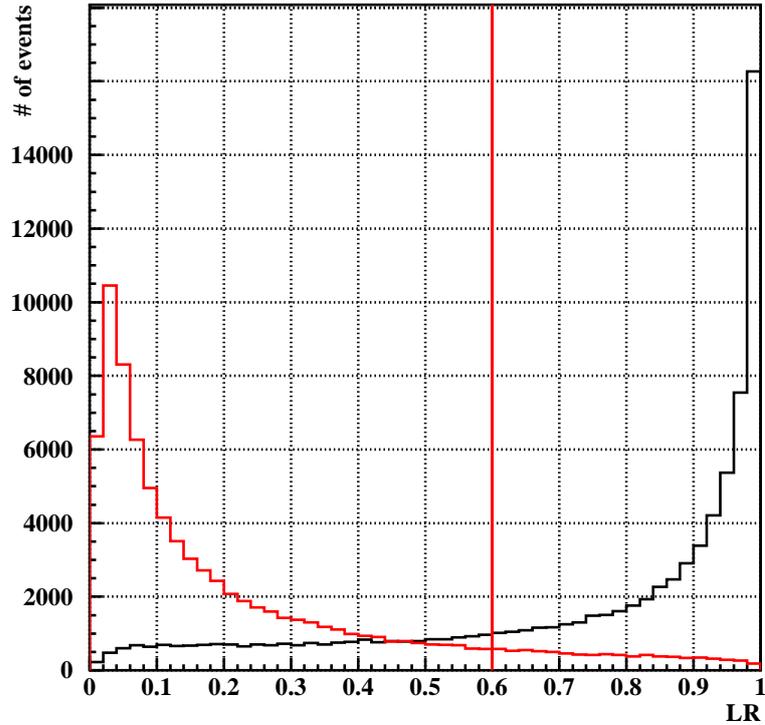


図 3.17: Likelihood Ratio カット。黒:シグナル、赤: $q\bar{q}$ を表す。 $LR > 0.6$ を要求した。

3.5.2 $B\bar{B}$ バックグラウンド

$B\bar{B}$ バックグラウンドとは、シグナルイベント以外の任意の B 崩壊により生成された粒子群を用いて、あたかもシグナルのように再構築されたイベントである。バックグラウンドとなる崩壊様式は、モンテカルロシミュレーションを用いて現在知られている全ての B の崩壊イベントをそれぞれの分岐比に比例する量生成し、それに対しシグナル再構築条件を掛けて特定した。その際に用いたデータ量は、崩壊分岐比が $\sim 10^{-4}$ 以上と比較的大きなものに対しては実験データの約 2.2 倍、それ以下のものに対しては実験データの約 50 倍である。

その結果、次の 6 つがバックグラウンドとして寄与することが分かった。

- $B^0 \rightarrow a_0(980)\pi^0$ ($a_0(980) \rightarrow K^+K^-$, $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$)
- $B^0 \rightarrow f_0(980)\pi^0$ ($f_0(980) \rightarrow K^+K^-$, $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$)
- $B^0 \rightarrow K^+K^-\pi^0$ ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$)
- $B^0 \rightarrow \phi\omega$ ($\phi \rightarrow K^+K^-$, $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$)
- $B^0 \rightarrow \phi K_s$ ($\phi \rightarrow K^+K^-$, $K_s \rightarrow \pi^0\pi^0$)
- $B^\pm \rightarrow \phi\rho^\pm$ ($\phi \rightarrow K^+K^-$, $\rho^\pm \rightarrow \pi^0\pi^\pm$)

これらは終状態がシグナルと全く同じものと、終状態がシグナルと同じ終状態に π 又は γ が加わったものとの2種類に大別することが出来る。前者は、シグナルと M_{KK} 、 $\cos\theta_H$ 分布 (4.1 節) が異なることを利用し、4.2 節で述べる Extended Maximum Likelihood fit で識別する。後者 ($\phi\omega$ 、 ϕK_s 、 $\phi\rho^\pm$) は粒子を1つ見失っているため、その分再構築した B のエネルギーが小さくなり、 ΔE 分布が負方向にずれる (図 3.18)。この特徴を利用して、3.4.4 節で述べた $-0.1 < \Delta E < 0.2\text{GeV}$ を掛けて大部分をカットする。

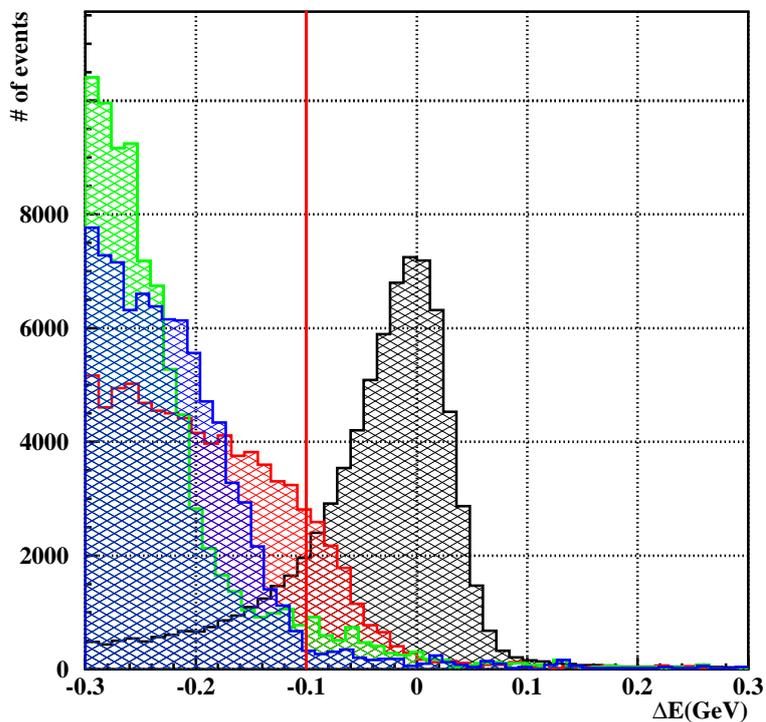


図 3.18: ΔE 分布。 $\phi\pi^0$:黒、 $\phi\omega$:赤、 ϕK_s :緑、 $\phi\rho^\pm$:青を表す。各分布は ΔE を除く全てのカット ($M_{\gamma\gamma}$ 、 M_{KK} 、 M_{bc} 、 LR カット) を掛けた後に、各分布の面積が等しくなるように規格化したものを表す。

3.6 選別条件(まとめ)

- ϕ 再構築 : $P(K/\pi) > 0.1$ 、 $|dr| < 1\text{cm}$ 、 $|dz| < 4\text{cm}$ 、 $1.005\text{GeV}/c^2 < M_{KK} < 1.035\text{GeV}/c^2$
- π^0 再構築 : $E_\gamma > 0.05\text{GeV}$ 、 $0.118\text{GeV}/c^2 < M_{\gamma\gamma} < 0.150\text{GeV}/c^2$
- B 再構築 : $M_{bc} > 5.18\text{GeV}/c^2$ 、 $-0.1\text{GeV} < \Delta E < 0.2\text{GeV}$
- $q\bar{q}$ 除去 : $LR > 0.6$

これらの条件を掛けると、シグナルの検出効率は 0.235 ± 0.1 となる。

第4章 イベント数の見積もり

3章で述べた全てのカットを加えると 3208 イベント残る。残ったイベント数に対して各崩壊が何イベントずつ含まれるかを Extended Maximum Likelihood fit で見積もる。まず、フィットに用いる構成要素の一つである $\cos\theta_H$ について述べ、Extended Maximum Likelihood fit について述べる。

4.1 ヘリシティ ($\cos\theta_H$)

θ_H は K^+K^- 静止系における B^0 の運動量方向と K^+ の運動量方向の成す角として定義される (図 4.1)。 $B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ 崩壊は、言い換えるとスカラー粒子 (S) がベクター粒子 (V) とスカラー粒子 (S) に崩壊している。ある粒子が VS に 2 体崩壊する場合、可能なヘリシティの組み合わせは (+1,0)、(0,0)、(-1,0) である。今 B^0 が S であることを考慮すると、角運動量保存から $B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ 崩壊では (0,0) のみ許される。 $\phi \rightarrow K^+K^-$ 崩壊は $V \rightarrow SS$ に 2 体崩壊するとみることが出来る。この場合の崩壊振幅は球面調和関数 $Y(l=1, m=0) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}}\cos\theta_H$ に比例する。実際測定される量は崩壊振幅の 2 乗に比例するので $\cos\theta_H^2$ に従う。

$q\bar{q}$ では無秩序に偽の B が再構成されているので立体角に対して一様に分布する。

4.2 Extended Maximum Likelihood fit

4.2.1 Extended Maximum Likelihood fit(手法)

Extended Maximum Likelihood fit は、各事象の運動力学的変数を用いてシグナルと各種バックグラウンドの量を同時に求める手法である。本解析では、 $B\bar{B}$ バックグラウンドのうち $a_0\pi^0$ 、 $f_0\pi^0$ 、 $KK\pi^0$ は終状態がシグナルと完全に同じであるため、 M_{bc} や ΔE だけでは識別不可能である。そこでそれらを識別するために、さらに M_{KK} 、 $\cos\theta_H$ を加えて 4 つの運動力学的変数を用いた Extended Maximum Likelihood fit を行った。各変数のフィッティングは、サイドバンド領域の一部とシグナル領域を含む範囲のイベントを用いる。

- $1.005\text{GeV}/c^2 < M_{KK} < 1.035\text{GeV}/c^2$

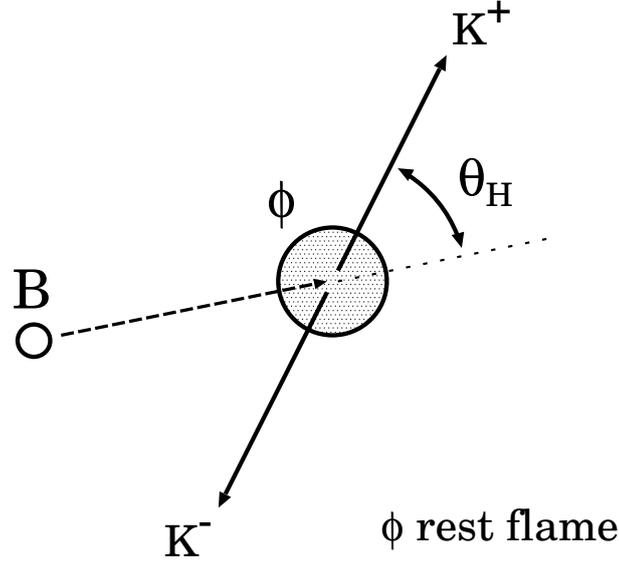


図 4.1: ヘリシティの定義。 θ_H は ϕ 静止系における B の運動量方向と K^+ の運動量方向の成す角である。

- $-1 < \cos\theta_H < 1$
- $5.18\text{GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.29\text{GeV}/c^2$
- $-0.1\text{GeV} < \Delta E < 0.2\text{GeV}$

この領域における、実験データの M_{KK} 、 $\cos\theta_H$ 、 M_{bc} 、 ΔE 分布を図 4.2 に示す。

これらの分布を、シグナルと各種バックグラウンドで再現するために、次の Likelihood 関数を用いる。

$$L = \frac{1}{N!} \exp\left(-\sum_i N_i\right) \prod_{j=1}^N \left[\sum_i N_i \cdot P_i(M_{KK}^j) \cdot P_i(\cos\theta_H^j) \cdot P_i(M_{bc}^j) \cdot P_i(\Delta E^j) \right] \quad (4.1)$$

ここで i は崩壊モード ($\phi\pi^0$, $q\bar{q}$, " $a_0(980)\pi^0 + f_0(980)\pi^0$ ", $KK\pi^0$, $\phi\omega$, ϕK_s , $\phi\rho^\pm$) と区別する識別子、 j は全イベントに対する通し番号を表す。 N はフィッティングに用いる全イベント数、 N_i は各崩壊モード i のイベント数、 P_i は確率密度関数を表す。それぞれの確率密度関数は、 $q\bar{q}$ はサイドバンドデータ、それ以外は MC を用いて決めた。 $a_0(980)\pi^0$ と $f_0(980)\pi^0$ は確率密度関数が非常に類似しているため、この 2 つの識別は困難である。そのため、この 2 つを区別せずにフィッティングをする。

フィッティングでは、 $N_{\phi\pi^0}$ 、 $N_{q\bar{q}}$ 、 $N_{a_0(980)\pi^0+f_0(980)\pi^0}$ と $P_{q\bar{q}}$ に用いられる全パラメータを求める。 ϕK_s は測定された崩壊分岐比から期待されるイベント数に固定した。その他の N_i は文献 [10] に記載されている崩壊分岐比の上限値 (U.L.) を崩壊分岐比に仮定した時に期待されるイベント数に固定する。用いた U.L. と期待値を表 4.1 に示す。 $N_{\phi\pi^0}$ 、 $N_{q\bar{q}}$ 、 $N_{a_0(980)\pi^0+f_0(980)\pi^0}$ と $P_{q\bar{q}}$ における全パラメータを動かして、 $-\ln L$ が最小になる時の各値をフィッティングにおける最適値とする。

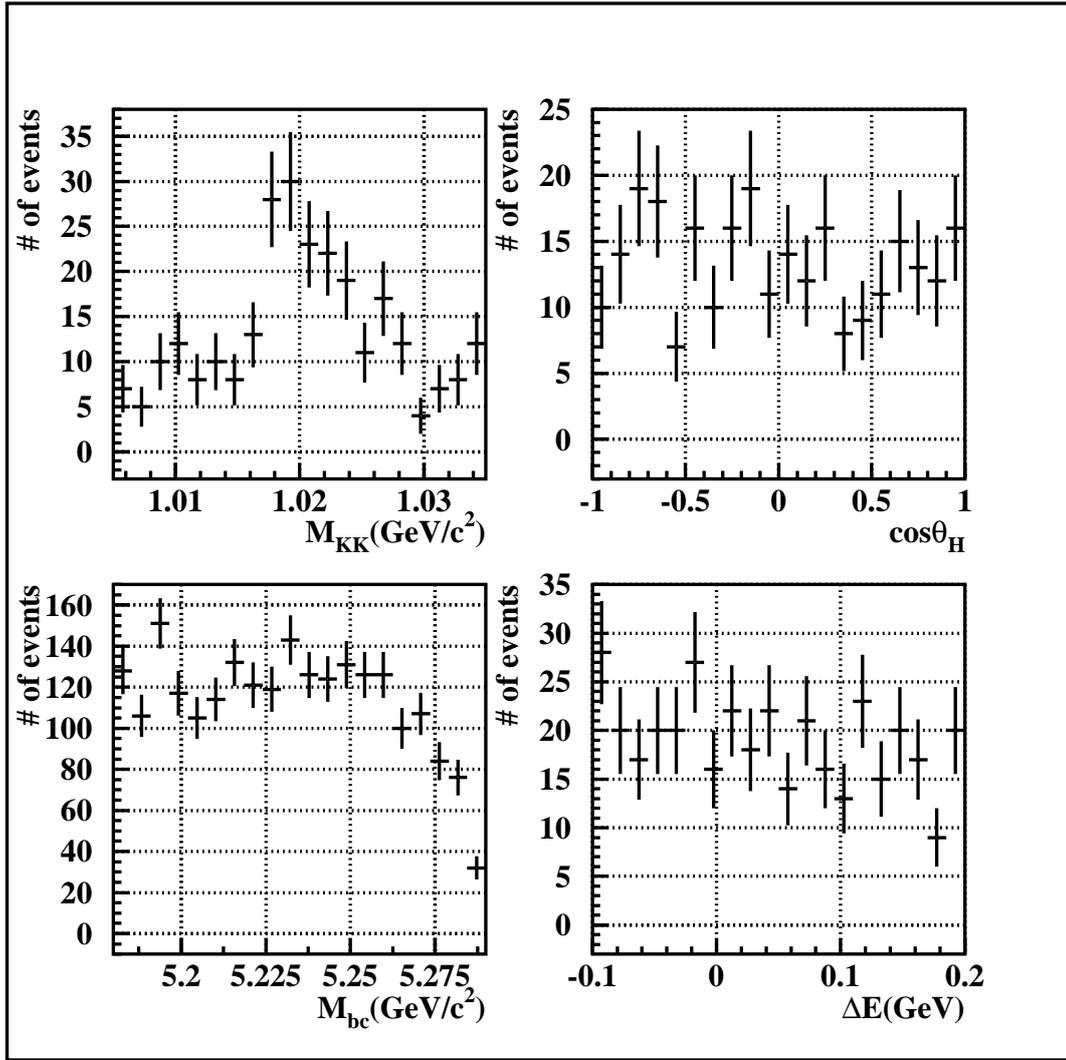


図 4.2: Extended Maximum Likelihood fit に用いる領域における実験データの分布。左上 ($M_{KK}\text{GeV}/c^2$), 右上 ($\cos\theta_H$), 左下 ($M_{bc}\text{GeV}/c^2$), 右下 ($\Delta E\text{GeV}$) である。

崩壊様式	$KK\pi^0$	$\phi\omega^0$	ϕK_s	$\phi\rho^\pm$
$U.L.(\times 10^{-5})$	1.9	2.1	0.43(BR)	1.6
期待されるイベント数	3.02	1.85	0.25	0.65

表 4.1: U.L. と期待されるイベント数。 ϕK_s は崩壊分岐比が測定されているので、その値を示す。

4.2.2 確率密度関数 (M_{KK})

M_{KK} 分布を表す関数として、次のものを用いた。

- Breit-Wigner 関数 : $\phi\pi^0, a_0(980)\pi^0 + f_0(980)\pi^0, \phi\omega, \phi K^0, \phi\rho^\pm$

$$f(M_{KK}) = \frac{N}{2\pi} \cdot \frac{\sigma}{(M_{KK} - \mu)^2 + \frac{\sigma^2}{4}} \quad (4.2)$$

- 一次関数 : $KK\pi^0$

$$f(M_{KK}) = c_0 + c_1 \cdot M_{KK} \quad (4.3)$$

- 一次関数+Breit-Wigner 関数 : $q\bar{q}$

$$f(M_{KK}) = \frac{N}{2\pi} \cdot \frac{\sigma}{(M_{KK} - \mu)^2 + \frac{\sigma^2}{4}} + c_0 + c_1 \cdot M_{KK} \quad (4.4)$$

μ, σ, N, c_0, c_1 は各崩壊モードの M_{KK} 分布を上記の関数でフィットすることで決められる係数である。それぞれの結果を図 4.3 ~ 図 4.9 に示す。また、それらの分布を Likelihood 関数を適用する範囲において面積が 1 になるように規格化したものを M_{KK} の確率密度関数とした。

4.2.3 確率密度関数 ($\cos\theta_H$)

$\cos\theta_H$ 分布を表す関数として、次のものを用いた。

- 二次関数 : $\phi\pi^0, \phi\omega, \phi K^0, \phi\rho^\pm$

$$f(\cos\theta_H) = c_0 + c_1 \cdot \cos\theta_H + c_2 \cdot \cos^2\theta_H \quad (4.5)$$

- 一次関数 : $a_0(980)\pi^0 + f_0(980)\pi^0$

$$f(\cos\theta_H) = c_0 + c_1 \cdot \cos\theta_H \quad (4.6)$$

c_0, c_1, c_2 は各崩壊モードの $\cos\theta_H$ 分布を上記の関数でフィットすることで決められる係数である。それぞれの結果を図 4.10 ~ 図 4.16 に示す。それらの分布を規格化したものを $\cos\theta_H$ の確率密度関数とする。また $q\bar{q}, KK\pi^0$ は解析的な関数で表すことが難しいので規格化したヒストグラム分布を確率密度関数として用いる。

4.2.4 確率密度関数 (M_{bc})

M_{bc} 分布を表す関数として、次のものを用いた。

- 正規分布 + 正規分布 + 一次関数 : $\phi\pi^0, a_0(980)\pi^0 + f_0(980)\pi^0, KK\pi^0$

$$f(M_{bc}) = \frac{N_1}{\sqrt{2\pi}\sigma_1} \exp\left(-\frac{(M_{bc} - \mu_1)^2}{2\sigma_1^2}\right) + \frac{N_2}{\sqrt{2\pi}\sigma_2} \exp\left(-\frac{(M_{bc} - \mu_2)^2}{2\sigma_2^2}\right) + c_0 + c_1 \cdot M_{bc} \quad (4.7)$$

- ARGUS 関数 : $q\bar{q}$

$$f(M_{bc}) = N \cdot M_{bc} \sqrt{1 - \left(\frac{M_{bc}}{E_{beam}}\right)^2} \exp\left(c \cdot \left[1 - \left(\frac{M_{bc}}{E_{beam}}\right)^2\right]\right) \quad (4.8)$$

$N_1, \sigma_1, \mu_1, N_2, \sigma_2, \mu_2, c_0, c_1, N, c$ は各崩壊モードの M_{bc} 分布を上記の関数でフィットすることで決められる係数である。 E_{beam} は CM 系でのビームエネルギー $\simeq 5.289\text{GeV}$ で固定している。それぞれの結果を図 4.17 ~ 図 4.23 に示す。それらの分布を Likelihood 関数を適用する範囲において面積が 1 になるように規格化したものを M_{bc} の確率密度関数とする。また、 $\phi\omega, \phi K_s, \phi\rho^\pm$ は解析的な関数で表すことが難しいので上記の条件で規格化したヒストグラム分布を確率密度関数として用いる。

4.2.5 確率密度関数 (ΔE)

ΔE を表す関数として、次のものを用いた。

- Crystal Ball 関数 + 一次関数 : $\phi\pi^0, a_0(980)\pi^0 + f_0(980)\pi^0, KK\pi^0$

$$f(\Delta E) = \begin{cases} N \cdot \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\mu - \Delta E}{\sigma}\right)^2\right] + c_0 + c_1 \cdot \Delta E & \Delta E > \mu - \alpha \cdot \sigma \\ N \cdot \exp\frac{\alpha^2}{2} \left[\frac{\alpha}{n} \left(\frac{\mu - \Delta E}{\sigma} - \alpha\right) + 1\right]^{-n} + c_0 + c_1 \cdot \Delta E & \Delta E < \mu - \alpha \cdot \sigma \end{cases} \quad (4.9)$$

- 一次関数 : $q\bar{q}$

$$f(\Delta E) = c_0 + c_1 \cdot \Delta E \quad (4.10)$$

$N, \alpha, n, \sigma, \mu, c_0, c_1$ は各崩壊モードの ΔE 分布を上記の関数でフィットすることで決められる係数である。それぞれの結果を図 4.24 ~ 図 4.30 に示す。それらの分布を Likelihood 関数を適用する範囲において面積が 1 になるように規格化したものを ΔE の確率密度関数とする。また、 $\phi\omega, \phi K_s, \phi\rho^\pm$ は解析的な関数で表すことが難しいので上記の条件で規格化したヒストグラム分布を確率密度関数として用いる。なお $\phi\omega, \phi K_s, \phi\rho^\pm$ では $\Delta E > -0.1\text{GeV}$ を満たすイベントは非常に稀である。そのため確率密度関数を決める際に使用したイベント数も少数になった。しかし、これらの期待されるイベ

ント数 (表 4.1) は、支配的なバックグラウンドである $q\bar{q}$ の期待値 (3185 ± 212 イベント、サイドバンドデータを M_{bc} に射影した分布を ARGUS 関数でフィットして見積もった) に対して非常に小さい。そのため、これらにつく系統誤差は $q\bar{q}$ につく誤差に対して無視出来る程度であると考えられる。

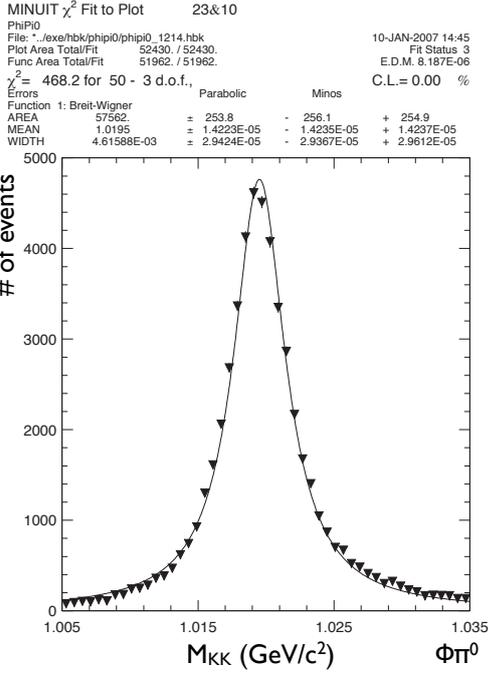


図 4.3: MC を用いて生成した $\phi\pi^0$ 崩壊の M_{KK} 分布。

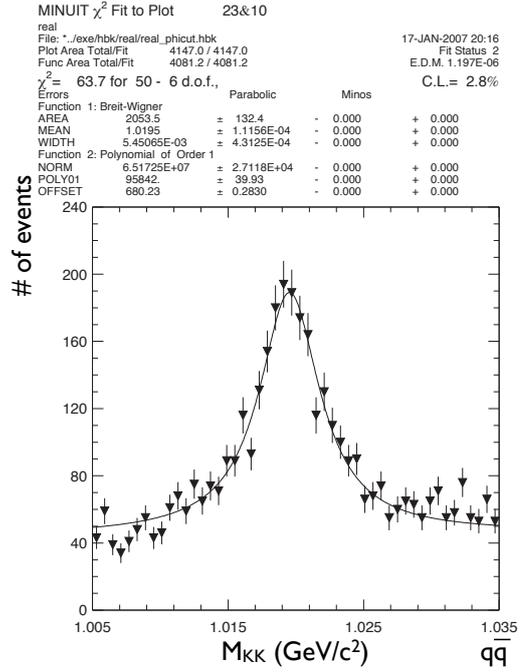


図 4.4: サイドバンドデータから得た $q\bar{q}$ の M_{KK} 分布。

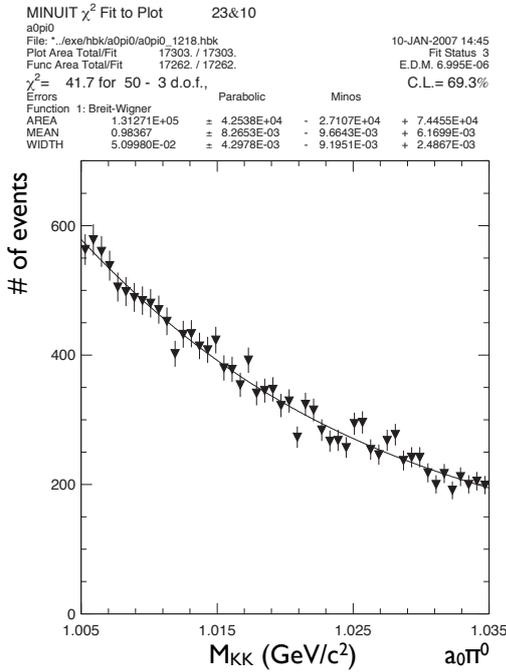


図 4.5: MC を用いて生成した $a_0(980)\pi^0$ 崩壊の M_{KK} 分布。 $a_0(980)\pi^0 + f_0(980)\pi^0$ イベントの確率密度関数には $a_0(980)\pi^0$ のフィットパラメータを用いる。

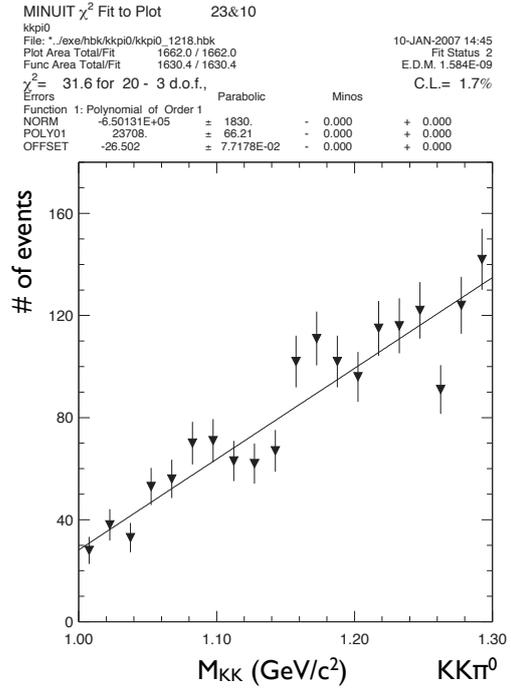


図 4.6: MC を用いて生成した $KK\pi^0$ 崩壊の M_{KK} 分布。

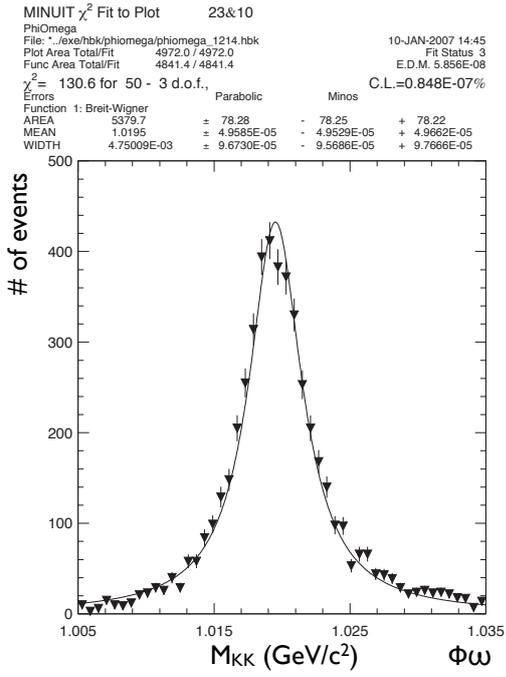


図 4.7: MC を用いて生成した $\phi\omega$ 崩壊の M_{KK} 分布。

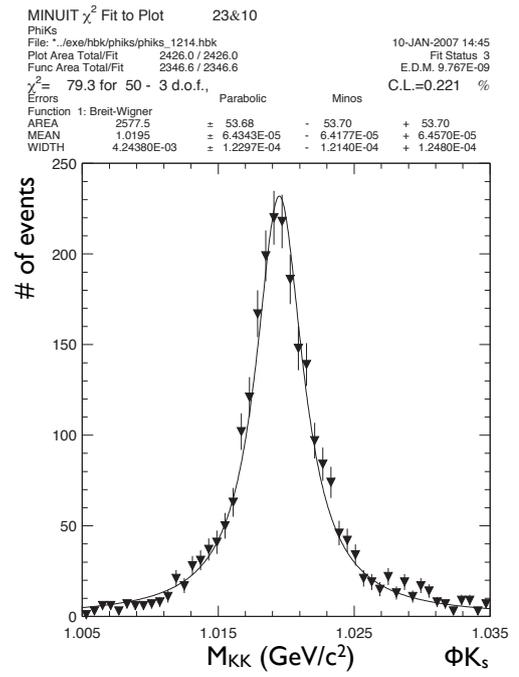


図 4.8: MC を用いて生成した ϕK_s 崩壊の M_{KK} 分布。

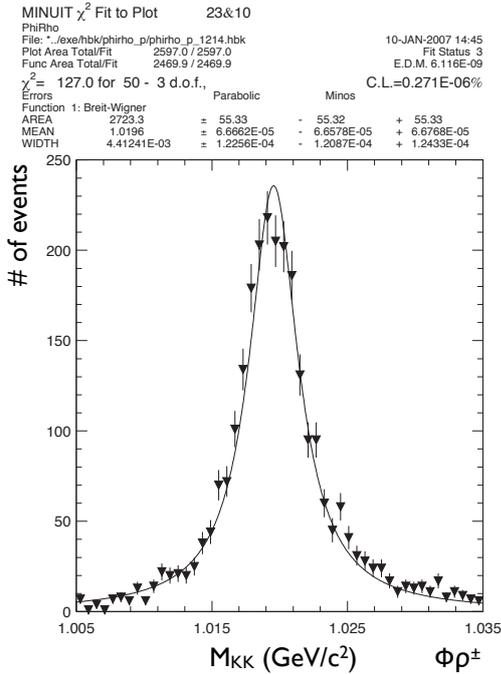


図 4.9: MC を用いて生成した $\phi\rho^\pm$ 崩壊の M_{KK} 分布。

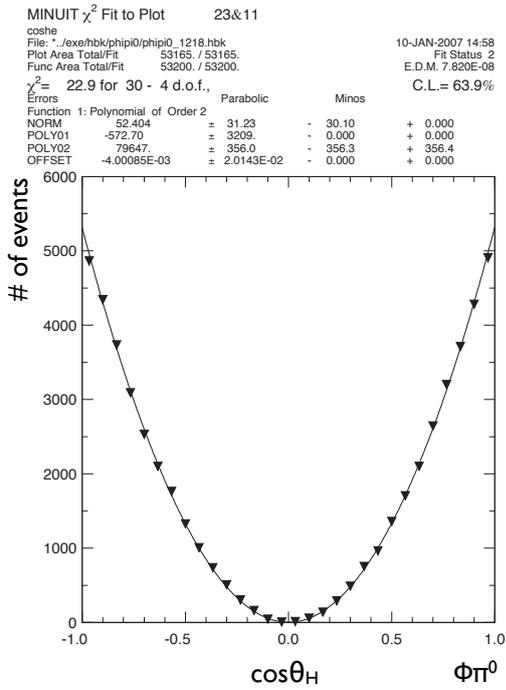


図 4.10: MC を用いて生成した $\phi\pi^0$ 崩壊の $\cos\theta_H$ 分布。

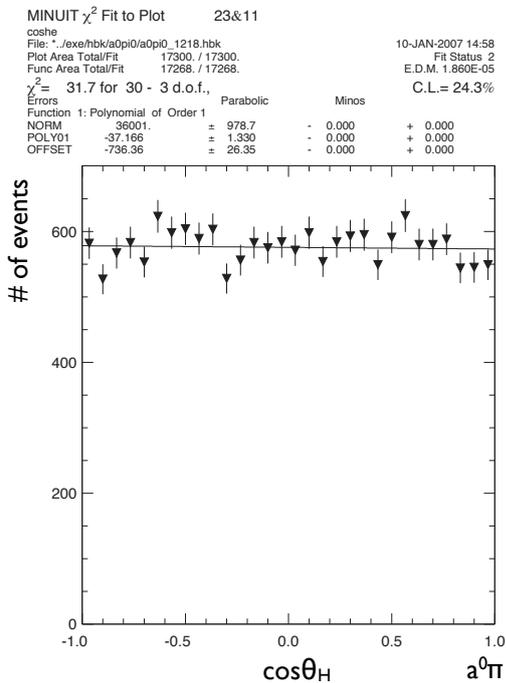


図 4.12: MC を用いて生成した $a_0(980)\pi^0$ 崩壊の $\cos\theta_H$ 分布。 $a_0(980)\pi^0 + f_0(980)\pi^0$ イベントの確率密度関数には $a_0(980)\pi^0$ のフィットパラメーターを用いる。

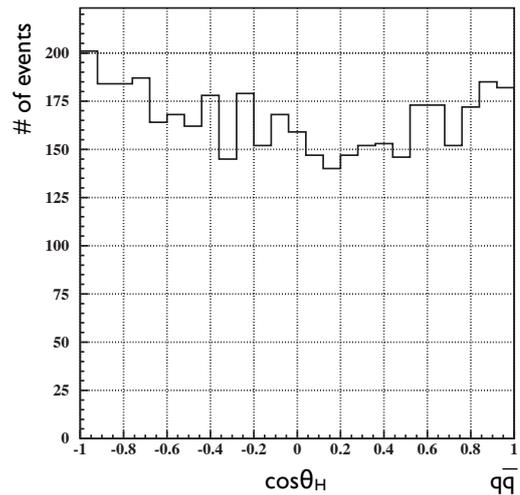


図 4.11: サイドバンドデータから得た $q\bar{q}$ の $\cos\theta_H$ 分布。これを規格化してヒストグラム確率密度関数として用いた。

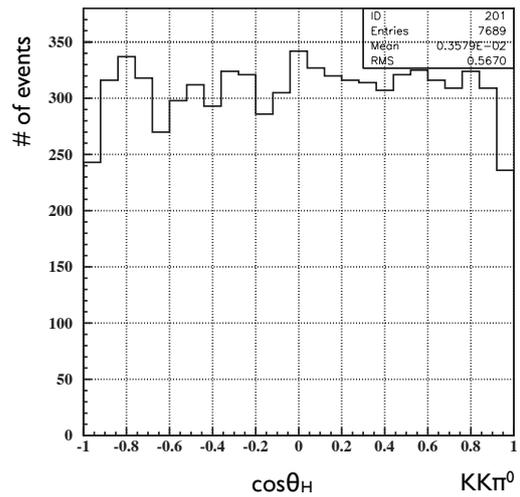


図 4.13: MC を用いて生成した $KK\pi^0$ 崩壊の $\cos\theta_H$ 分布。これを規格化してヒストグラム確率密度関数として用いた。

MINUIT χ^2 Fit to Plot 23&11
 coshe
 File: ../exe/hbk/phiomega/phiomega_1218.hbk 10-JAN-2007 14:58
 Plot Area Total/Fit 4972.0 / 4972.0 Fit Status 2
 Func Area Total/Fit 4940.9 / 4940.9 E.D.M. 4.794E-08
 $\chi^2 = 29.3$ for 30 - 4 d.o.f., C.L.= 29.8%

Errors	Parabolic	Minos	
Function 1: Polynomial of Order 2			
NORM	3249.9	= 95.12	- 0.000 + 82.85
POLY01	505.47	= 738.6	- 0.000 + 0.000
POLY02	-2416.1	= 101.0	- 101.6 + 101.6
OFFSET	-9.07433E-02	= 0.1528	- 0.000 + 0.000

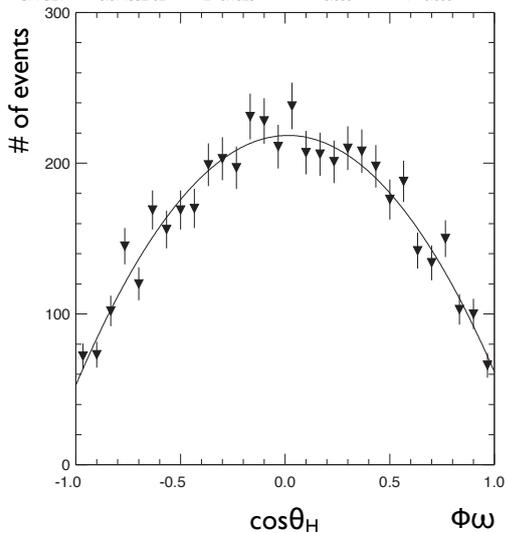


図 4.14: MC を用いて生成した $\phi\omega$ 崩壊の $\cos\theta_H$ 分布。

MINUIT χ^2 Fit to Plot 23&11
 coshe
 File: ../exe/hbk/phiKs/phiKs_1218.hbk 10-JAN-2007 14:58
 Plot Area Total/Fit 2426.0 / 2426.0 Fit Status 3
 Func Area Total/Fit 2395.4 / 2395.4 E.D.M. 4.420E-08
 $\chi^2 = 33.6$ for 30 - 4 d.o.f., C.L.= 14.6%

Errors	Parabolic	Minos	
Function 1: Polynomial of Order 2			
NORM	407.03	= 11.04	- 0.000 + 0.000
POLY01	2412.1	= 47.27	- 0.000 + 0.000
POLY02	3588.0	= 77.98	- 77.52 + 77.51
OFFSET	0.34018	= 6.1083E-03	- 0.000 + 0.000

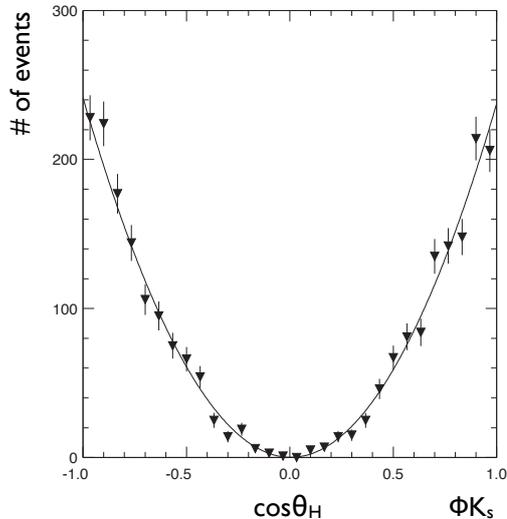


図 4.15: MC を用いて生成した ϕK_s 崩壊の $\cos\theta_H$ 分布。

MINUIT χ^2 Fit to Plot 23&11
 coshe
 File: ../exe/hbk/phi rho_p/phi rho_p_1218.hbk 10-JAN-2007 14:58
 Plot Area Total/Fit 2718.0 / 2718.0 Fit Status 2
 Func Area Total/Fit 2681.9 / 2681.9 E.D.M. 1.264E-05
 $\chi^2 = 38.5$ for 30 - 4 d.o.f., C.L.= 5.4%

Errors	Parabolic	Minos	
Function 1: Polynomial of Order 2			
NORM	231.17	= 23.04	- 21.69 + 0.000
POLY01	70.560	= 738.5	- 0.000 + 0.000
POLY02	3330.5	= 89.93	- 89.90 + 90.29
OFFSET	1.10957E-02	= 0.1199	- 0.000 + 0.000

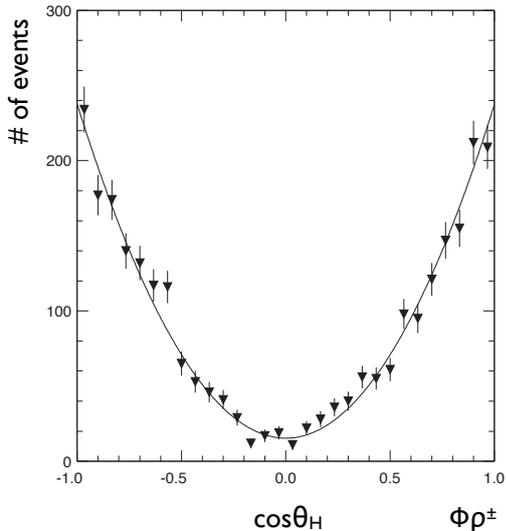


図 4.16: MC を用いて生成した $\phi\rho^\pm$ 崩壊の $\cos\theta_H$ 分布。

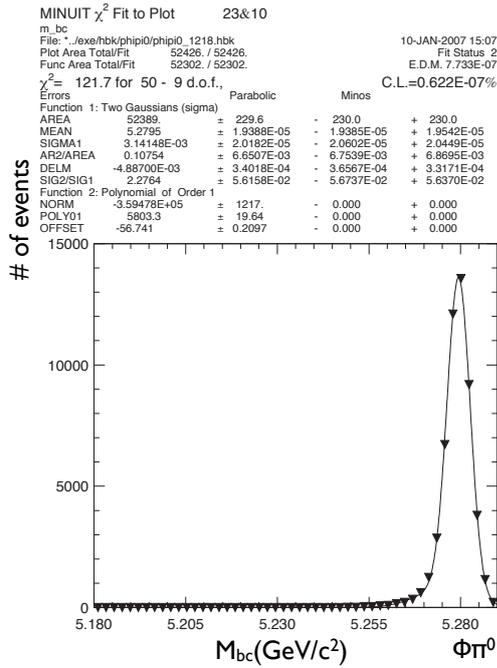


図 4.17: MC を用いて生成した $\phi\pi^0$ 崩壊の M_{bc} 分布。

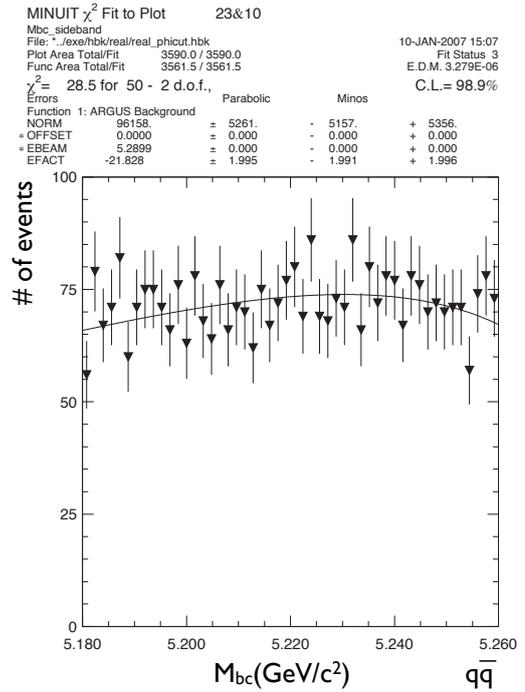


図 4.18: サイドバンドデータから得た qq の M_{bc} 分布。シグナル領域はサイドバンド領域をフィッティングして得た関数で外挿する。

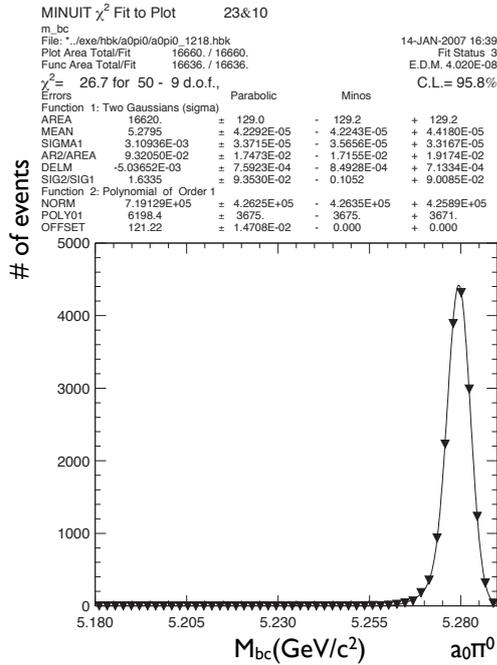


図 4.19: MC を用いて生成した $a_0(980)\pi^0$ 崩壊の M_{bc} 分布。 $a_0(980)\pi^0 + f_0(980)\pi^0$ イベントの確率密度関数には $a_0(980)\pi^0$ のフィットパラメーターを用いる。

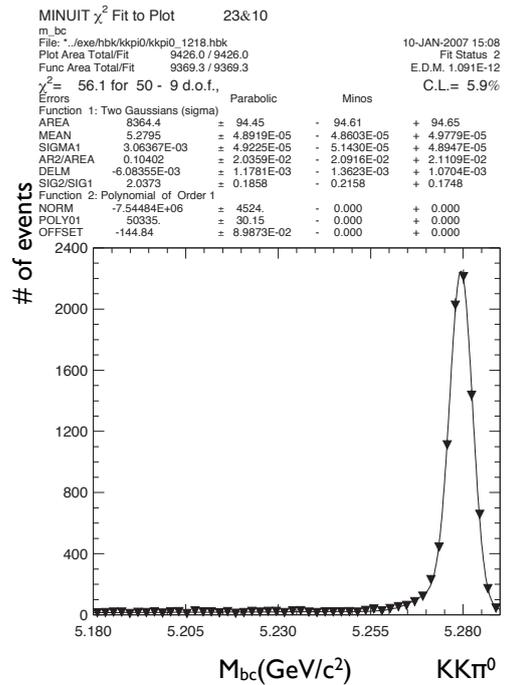


図 4.20: MC を用いて生成した $KK\pi^0$ 崩壊の M_{bc} 分布。

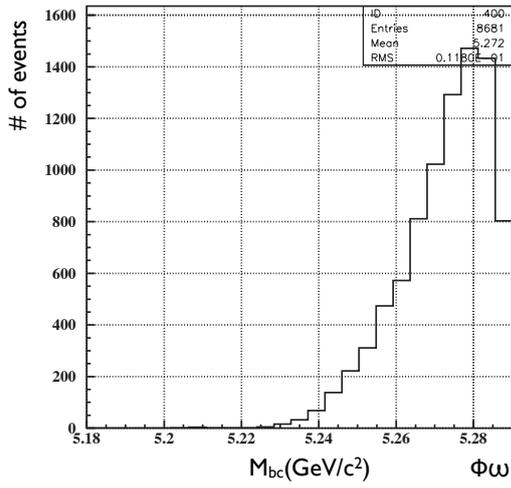


図 4.21: MC を用いて生成した $\phi\omega$ 崩壊の M_{bc} 分布。

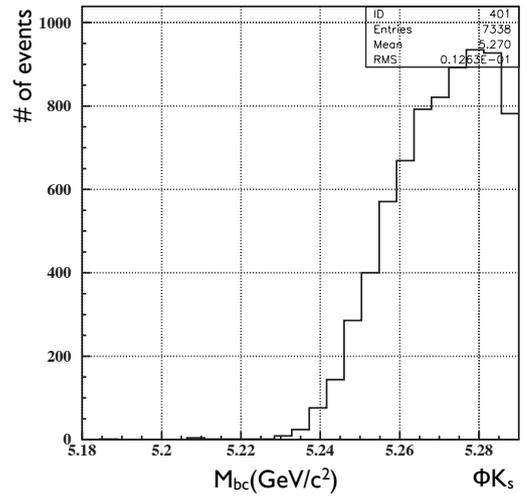


図 4.22: MC を用いて生成した ϕK_s 崩壊の M_{bc} 分布。

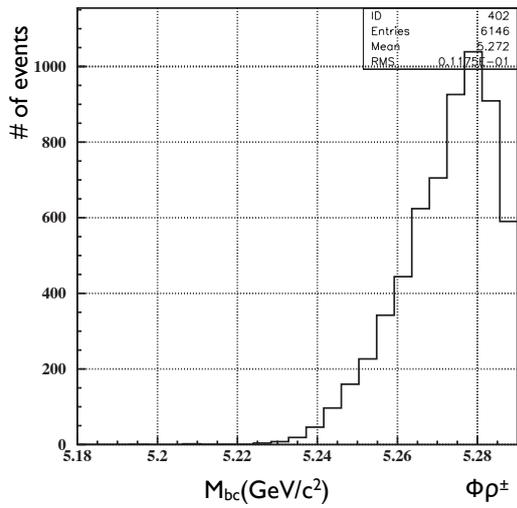


図 4.23: MC を用いて生成した $\phi\rho^\pm$ 崩壊の M_{bc} 分布。

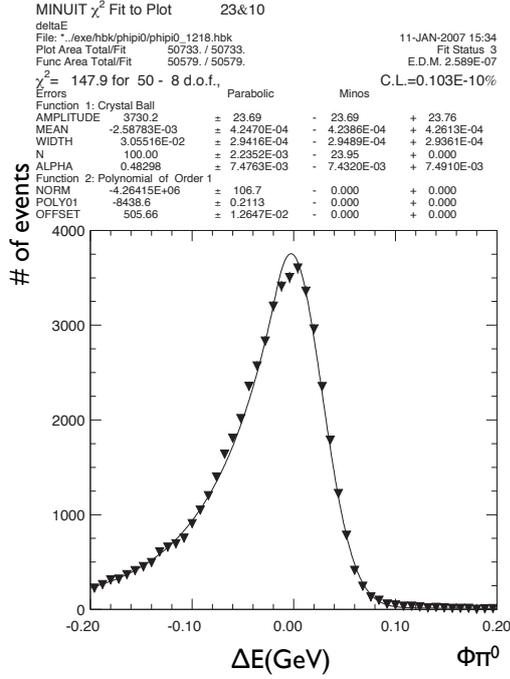


図 4.24: MC を用いて生成した $\phi\pi^0$ 崩壊の ΔE 分布。

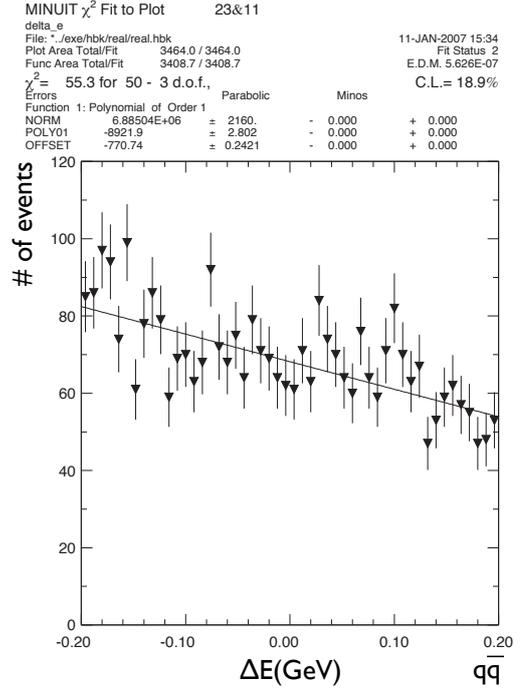


図 4.25: サイドバンドデータから得た $q\bar{q}$ の ΔE 分布。

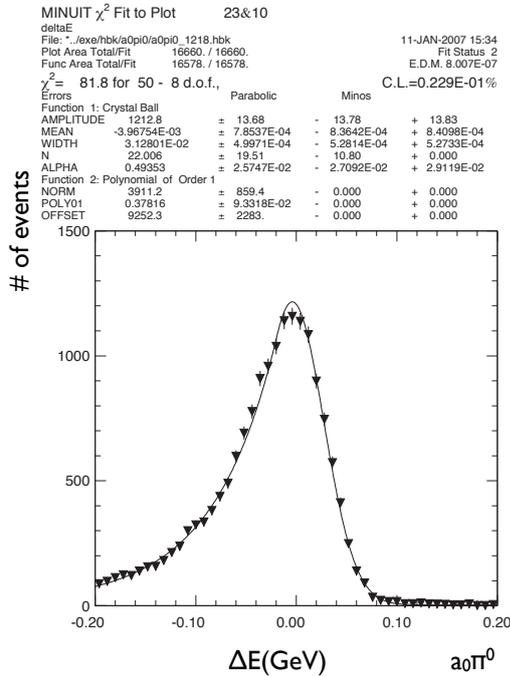


図 4.26: MC を用いて生成した $a_0(980)\pi^0$ 崩壊の ΔE 分布。 $a_0(980)\pi^0 + f_0(980)\pi^0$ イベントの確率密度関数には $a_0(980)\pi^0$ のフィットパラメータを用いる。

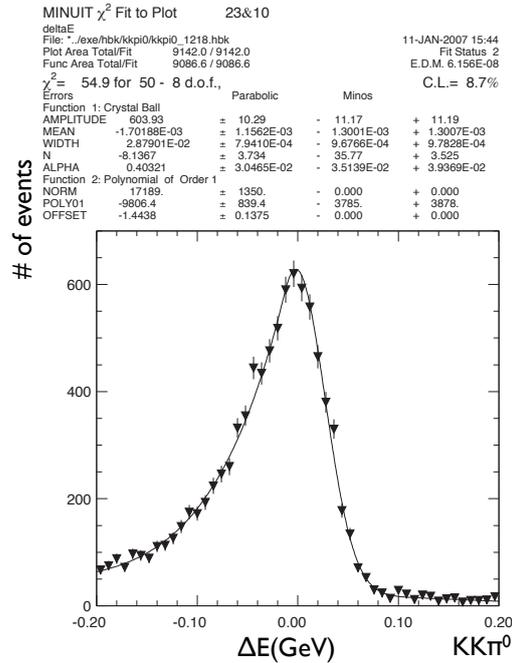


図 4.27: MC を用いて生成した $KK\pi^0$ 崩壊の ΔE 分布。

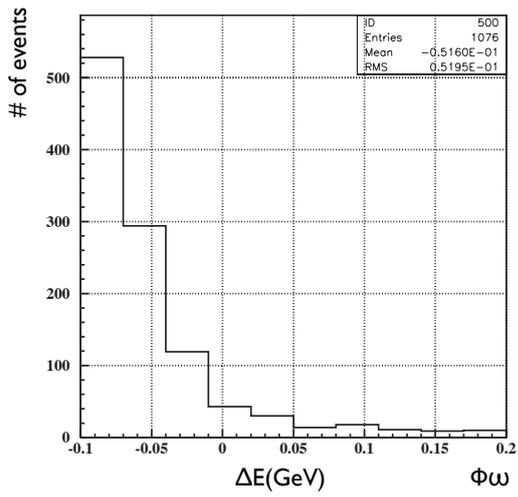


図 4.28: MC を用いて生成した $\phi\omega$ 崩壊の ΔE 分布。

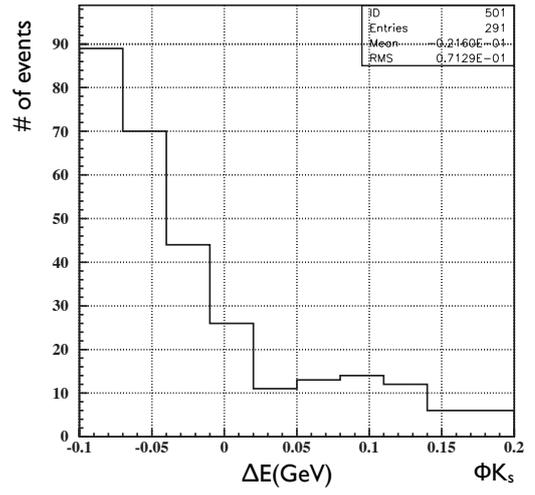


図 4.29: MC を用いて生成した ϕK_s 崩壊の ΔE 分布。

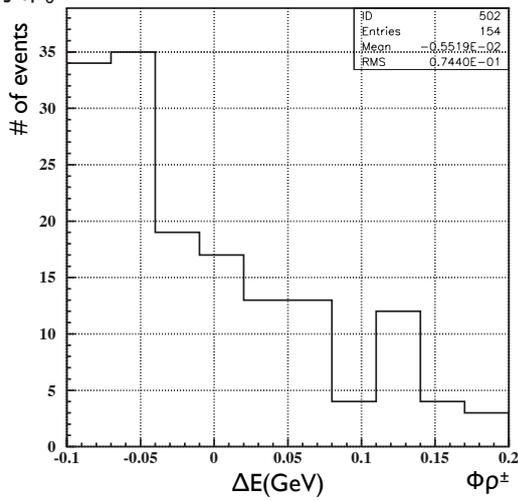


図 4.30: MC を用いて生成した $\phi\rho^\pm$ 崩壊の ΔE 分布。

4.2.6 Extended Maximum Likelihood fit(結果)

Extended Maximum Likelihood fit の結果を図 4.31 に示す。また各崩壊のイベント数を表 4.2 に示す。 $B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ 崩壊のイベント数として -3.2 ± 8.3 を得た。

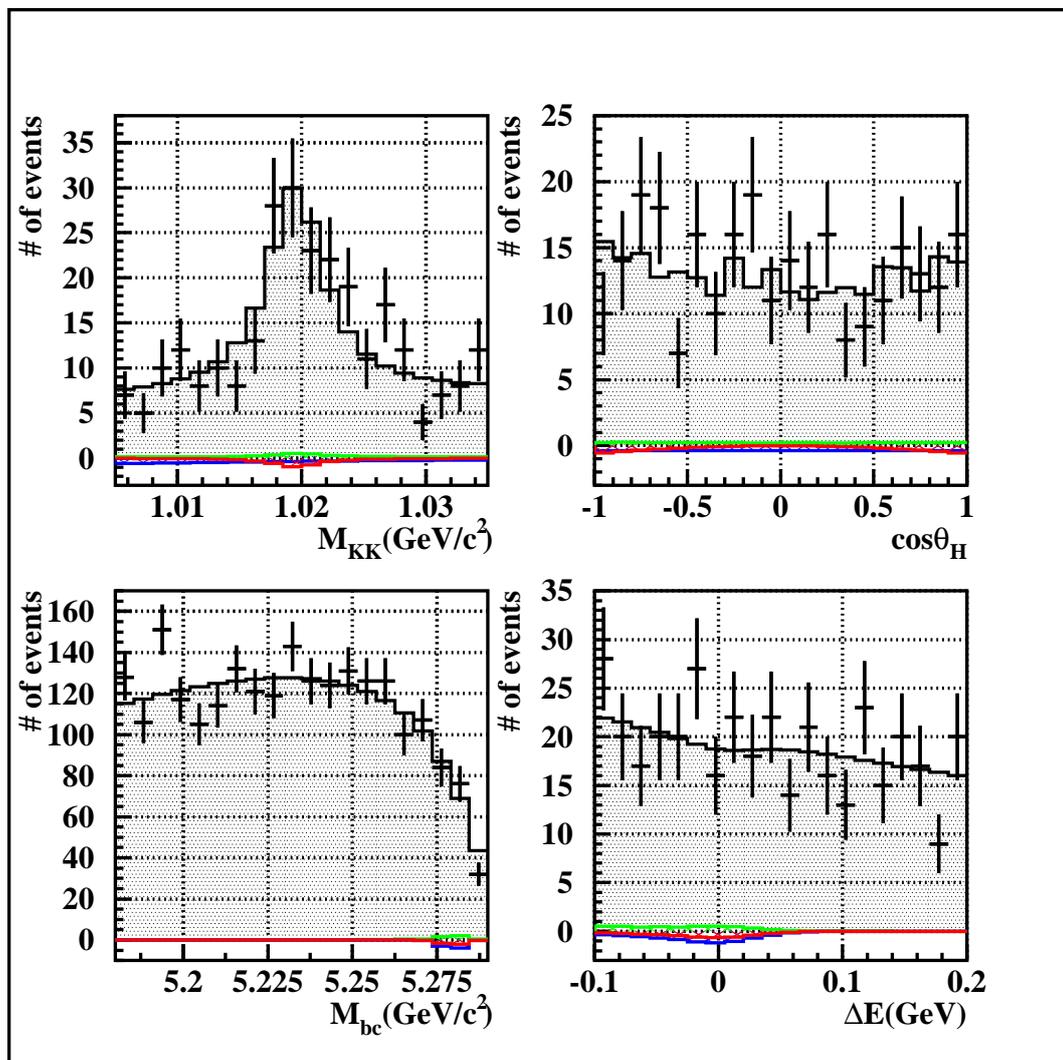


図 4.31: ExtendedMaximumLikelihoodfit の結果 : 左上 ($M_{KK}\text{GeV}/c^2$), 右上 ($\cos\theta_H$), 左下 ($M_{bc}\text{GeV}/c^2$), 右下 ($\Delta E\text{GeV}$) である。エラーバー付きの ” - ” が実験データ、黒のヒストグラムが Likelihood 関数を各成分に射影した分布である。この分布のほぼ 100 % は $q\bar{q}$ である。また赤:シグナル、青: $a^0\pi^0 + f^0\pi^0$ 、緑: $(KK\pi^0 + \phi\omega + \phi K_s + \phi\rho^\pm)$ である。

	yield	検出効率
total	3208	
$\phi\pi^0$	-3.2 ± 8.3	0.235 ± 0.001
$q\bar{q}$	3213 ± 58	
$a_0\pi^0 + f_0\pi^0$	-7.5 ± 10.7	$(7.84 \pm 0.06) \times 10^{-2}(a_0\pi^0)$ $(7.38 \pm 0.06) \times 10^{-2}(f_0\pi^0)$
$KK\pi^0$	3.157(fixed)	$(3.10 \pm 0.39) \times 10^{-4}$
$\phi\omega$	1.851(fixed)	$(3.93 \pm 0.14) \times 10^{-3}$
ϕK_s	0.249(fixed)	$(7.48 \pm 0.61) \times 10^{-4}$
$\phi\rho^\pm$	0.653(fixed)	$(1.62 \pm 0.28) \times 10^{-4}$

表 4.2: Extended Maximum Likelihood fit で得た各崩壊のイベント数。 ϕK_s は測定された崩壊分岐比から期待される値, $KK\pi^0, \phi\omega, \phi\rho^\pm$ は U.L. を崩壊分岐比と仮定した時に期待される値で固定した。

4.3 崩壊分岐比と U.L. の導出方法

$B(B^0 \rightarrow \phi\pi^0)$ は次のように定義する。

$$\mathcal{B} = \frac{N_s}{\epsilon \cdot N_{B\bar{B}} \cdot \mathcal{B}(\phi \rightarrow K^+K^-) \cdot \mathcal{B}(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)} \quad (4.11)$$

$N_{B\bar{B}}$ は $B\bar{B}$ 対の数、 ϵ はシグナルの検出効率、 N_s はフィッティングによって得られたシグナルのイベント数を表す。

統計誤差のみを考慮した $B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ の崩壊分岐比は、表 4.3 に示す値を用いて、

$$\mathcal{B}_{stat}(B^0 \rightarrow \phi\pi^0) = (-0.54 \pm 1.40(stat.)) \times 10^{-7} \quad (4.12)$$

となる。この結果、崩壊分岐比は統計誤差の範囲内で 0 となるので、次のように定義される式を用いて 90 % C.L. の上限値 \mathcal{B}_{UL} を求める。

$$\int_0^{\mathcal{B}_{UL}} L(\mathcal{B}, \vec{N}_{BG}, \vec{\alpha}_{q\bar{q}}) d\mathcal{B} = \frac{9}{10} \int_0^\infty L(\mathcal{B}, \vec{N}_{BG}, \vec{\alpha}_{q\bar{q}}) d\mathcal{B} \quad (4.13)$$

ここで \vec{N}_{BG} は $(N_{q\bar{q}}, N_{a_0(980)\pi^0 + f_0(980)\pi^0})$ である。 $\vec{\alpha}_{q\bar{q}}$ は、 $q\bar{q}$ の $M_{KK}, \cos\theta_H, M_{bc}, \Delta E$ の確率密度関数に含まれる全パラメータを表す。崩壊分岐比の上限値は、次節の系統誤差を考慮し、導出する。

4.4 系統誤差

4.4.1 $B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ の崩壊分岐比に対する系統誤差

本解析で考えられる系統誤差の種類と、それぞれの $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \phi\pi^0)$ に対する寄与の大きさを表 4.4 に示す。主な系統誤差の見積もり方法を以下に述べる。

- $q\bar{q}$ の $\cos\theta_H$ の確率密度関数 (PDF) に対する系統誤差 ($\cos\theta_H^{q\bar{q}}$)
 M_{KK} 、 M_{bc} 、 ΔE の PDF には解析的な関数を用い、それぞれの関数に含まれるパラメータは変数とし、Extended Maximum Likelihood fit で決めている。そのため、Extended Maximum Likelihood fit で得られる誤差の中に系統誤差は含まれている。

それに対し、 $\cos\theta_H$ はヒストグラムを PDF に用いているため、Extended Maximum Likelihood fit の際、PDF の形を固定している。そのため、PDF の形に対する系統誤差を考慮する必要がある。そこで、

1. 図 4.11 における各 bin のイベント数を、その統計誤差を標準偏差とする正規分布に従う乱数で変動させ、全体の面積が 1 になるように規格化した $q\bar{q}$ の $\cos\theta_H$ の PDF を再定義する。
2. この PDF を用いて Extended Maximum Likelihood fit を行い、 $B(B \rightarrow \phi\pi^0)$ を得る。

上記の 1.~2. を多数回繰り返し (n 回目に定義された $\cos\theta_H$ の PDF を $P_{(\cos\theta_H:q\bar{q})}^n$ とする)、 $\Delta B^n(\cos\theta_H^{q\bar{q}})$ を得る。ここで $\Delta B^n(\cos\theta_H^{q\bar{q}})$ は n 回目における $B(B^0 \rightarrow \phi\pi^0)$ と式 (4.12) との差を表す。この $\Delta B^n(\cos\theta_H^{q\bar{q}})$ の分布の平均二乗誤差を $\Delta B(\cos\theta_H^{q\bar{q}})$ とする。

- $\phi\pi^0$ 、 $a_0(980)\pi^0 + f_0(980)\pi^0$ の PDF に対する系統誤差 ($P_{\phi\pi^0}$ 、 $P_{a_0(980)\pi^0+f_0(980)\pi^0}$)
 $\phi\pi^0$ 、 $a_0(980)\pi^0 + f_0(980)\pi^0$ に関する PDF ($P_{\phi\pi^0}$ 、 $P_{a_0(980)\pi^0+f_0(980)\pi^0}$ と呼ぶ) を各々に、そのパラメータの誤差を標準偏差とする正規分布に従うように変動させる。その後、Extended Maximum Likelihood fit を再び行い、得られた $B(B \rightarrow \phi\pi^0)$ と式 (4.12) との差をとる。これを繰り返し、得られた残差の分布の平均二乗誤差を $\Delta B(P_{\phi\pi^0})$ 、 $\Delta B(P_{a_0(980)\pi^0+f_0(980)\pi^0})$ とする。
- $KK\pi^0$ 、 $\phi\omega$ 、 $\phi\rho^\pm$ のイベント数を固定したことに対する系統誤差
各崩壊のイベント数を 0 から崩壊分岐比の上限値の間で変動させ、最も式 (4.12) に対して変動幅の大きな値を系統誤差とした。
- $a^0(980)\pi^0$ と $f^0(980)\pi^0$ を区別せずフィットしたことに対する系統誤差
2 つの崩壊は M_{KK} 分布以外は誤差の範囲で一致しているので、 M_{KK} の PDF のパラメータを $a^0(980)\pi^0$ のものと $f^0(980)\pi^0$ のもの間で変動させ、最も式 (4.12) に対して変動幅の大きな値を系統誤差とした。

全ての系統誤差の単純和をとり、本解析に対する系統誤差と定義すると、

$$\text{系統誤差} = 0.34 \times 10^{-7} \quad (4.14)$$

となる。

N_s	-3.2 ± 8.3 event
$\epsilon(B^0 \rightarrow \phi\pi^0)$	(0.235 ± 0.001)
$N_{B\bar{B}}$	$(520.24 \pm 6.82) \times 10^6$
$\mathcal{B}(\phi \rightarrow K^+K^-)$	(0.492 ± 0.006)
$\mathcal{B}(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$	(0.9880 ± 0.0003)

表 4.3: B_{stat} 導出に用いる各パラメーター

	系統誤差 [$\times 10^{-7}$]
$\cos\theta_H^{q\bar{q}}$	0.19
$P_{\phi\pi^0}$	0.02
$P_{a_0\pi^0+f_0\pi^0}$	0.02
固定イベント数 ($KK\pi^0$)	0.03
固定イベント数 ($\phi\omega$)	0.01
固定イベント数 ($\phi\rho^\pm$)	0.01
$a_0\pi^0$ と $f_0\pi^0$ を無識別	0.02
$\phi\pi^0$ の検出効率	0.003
$B\bar{B}$ 対の数	0.01
荷電粒子の飛跡再構築	0.01
π^0 検出効率	0.02

表 4.4: $B \rightarrow \phi\pi^0$ の崩壊分岐比に対する系統誤差

4.4.2 $B \rightarrow \phi\pi^0$ の崩壊分岐比の上限値に対する系統誤差

表 4.4 が示すように、 $\cos\theta_H^{q\bar{q}}$ 以外の系統誤差は $\cos\theta_H^{q\bar{q}}$ に比べ十分小さいため、U.L. に対する系統誤差では無視出来るものとする。

$\cos\theta_H^{q\bar{q}}$ 分布に関しては、ヒストグラムを PDF として用いているため、その各 bin は統計的な不定性を持つ。ここでは、 $\cos\theta_H^{q\bar{q}}$ の PDF の不定性で Likelihood 関数を smear する。

まず、 $P(\cos\theta_H : q\bar{q})$ として用いた $\cos\theta_H^{q\bar{q}}$ 分布 (4.11) における i 番目の bin の値を x_i とし、 $\vec{x} \equiv (x_1, x_2, \dots, x_{25})^1$ と表す。式 (4.13) で定義した $L(\mathcal{B}, \vec{N}_{BG}, \vec{\alpha}_{q\bar{q}})$ は \vec{x} の関数でもあるので $L(\mathcal{B}, \vec{N}_{BG}, \vec{\alpha}_{q\bar{q}}, \vec{x})$ と書き表すことが出来る。次に各 bin のベント数を、その統計誤差を標準偏差とする正規分布に従う乱数で変動させ、全体の面積が 1 になるように規格化し直したものを作る。この様にして、無作為に大統計 (式 (4.15) 中の N は統計量を表す) の \vec{x} を生成し、それぞれの \vec{x} に対応する L を足し合わせると、PDF の不定性を含む Likelihood 関数 (L_{syst}) は次のように表すことが出来る。

$$L_{syst}(\mathcal{B}, \vec{N}_{BG}, \vec{\alpha}_{q\bar{q}}) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N L_n(\mathcal{B}, \vec{N}_{BG}, \vec{\alpha}_{q\bar{q}}, \vec{x}_n) \quad (4.15)$$

本解析では式 (4.15) を式 (4.13) の L と置き換え、崩壊分岐比の上限値 B_{UL} を計算した。

4.5 結果

式 (4.15) を用いて求めた L_{syst} (図 4.32) から、90 % C.L. の崩壊分岐比の上限値を導出すると、

$$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \phi\pi^0) < 2.5 \times 10^{-7} \quad (90 \% C.L.) \quad (4.16)$$

となる。

¹ $\cos\theta_H^{q\bar{q}}$ 分布は 25bins に分割されている

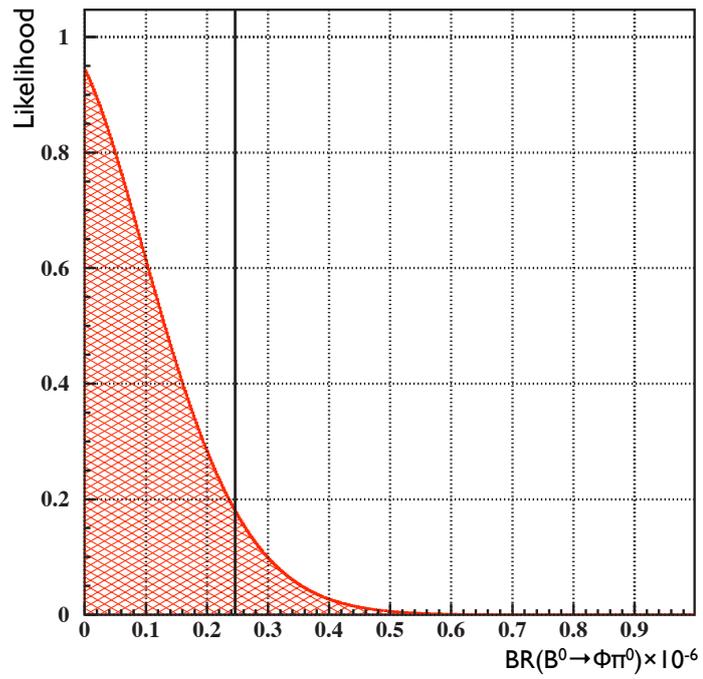


図 4.32: $L(\mathcal{B}, \vec{N}_{BG})$ 分布。横軸 $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \phi\pi^0)$ 、縦軸 $L(\mathcal{B}, \vec{N}_{BG})$ を表す。黒線は 90 % C.L. での崩壊分岐比の上限値の位置を示す。

第5章 議論・結論

本解析の結果、 $B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ の崩壊分岐比に対して、次の上限値を得た。

$$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \phi\pi^0) < 2.5 \times 10^{-7} \quad (90 \% C.L.) \quad (5.1)$$

この値は BABAR 実験で測定された現在の世界記録 (2.8×10^{-7} , 90 % *C.L.*) と同程度の結果である。

本解析の特徴として、バックグラウンドの不定性が大きいということが挙げられる。 $B^0 \rightarrow KK\pi^0$ 、 $B^0 \rightarrow \phi\omega$ 、 $B^\pm \rightarrow \phi\rho^\pm$ 崩壊は、崩壊分岐比に対して上限値がつけられているだけであり、 $a_0(980)\pi^0$ 、 $f_0(980)\pi^0$ 崩壊では上限値すらつけられていない。

そのため、本解析ではいかにこれらの不定性の影響を抑えるかが重要になってくる。 $B^0 \rightarrow KK\pi^0$ 、 $B^0 \rightarrow \phi\omega$ 、 $B^\pm \rightarrow \phi\rho^\pm$ 崩壊は、 ΔE において $-0.1\text{GeV} < \Delta E < 0.2\text{GeV}$ という厳しい条件 (3.5.2 節) を課すことにより、不定性の影響を最小限に抑えた。しかし、この条件でシグナルを 27.9 % 失っている。 $a_0(980)\pi^0$ 、 $f_0(980)\pi^0$ 崩壊は、Extended Maximum Likelihood fit でそれらのイベント数を測定することにより不定性の影響を除いた。

将来加速器や検出器の性能、各崩壊様式に関連する理論が発達し、 $B^0 \rightarrow KK\pi^0$ 、 $B^0 \rightarrow \phi\omega$ 、 $B^\pm \rightarrow \phi\rho^\pm$ の崩壊分岐比に対して大きな制限が加われば、 ΔE をより広くとることが出来ると期待出来る。そうなれば現在より効率的に $B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ 崩壊の分岐比測定が可能になる。

次に $a_0(980)\pi^0$ 、 $f_0(980)\pi^0$ 崩壊の場合を考える。 $a_0(980)\pi^0$ 、 $f_0(980)\pi^0$ 崩壊は $B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ 崩壊と終状態が同じため確率密度関数が類似している。そのため仮にどちらかのイベントしか存在しない場合でもフィッティングを行うと両方にイベント数が割り振られる。そのためフィッティングを正確に行うことが困難である。将来、 $a_0(980)\pi^0$ 、 $f_0(980)\pi^0$ 崩壊の分岐比に大きな制限が加われば Extended Maximum Likelihood fit において、これらの崩壊にパラメーターの自由度を割り当てる必要がなくなる可能性がある。その場合、フィッティングの精度が上がることを期待出来る。

さらに、実験データの統計量を増やすと、サイドバンドのデータ量も増え、本解析の支配的な系統誤差である $\cos\theta_H^{qq}$ の各 bin の統計誤差が小さくなるため、この系統誤差を抑えることが出来る。また統計量の増加は直接的にも $B^0 \rightarrow \phi\pi^0$ 崩壊の分岐比測定の精度を向上させる。Belle 実験では統計量が図 5.1、図 5.2 のように増加すると予測されている [12]。本解析の結果 ($xx \times 10^{-7}$) は VLDQ の上限値 (2.1×10^{-7}) に迫りつつあるので、数年以内に VLDQ の寄与を検証することが可能になると期待できる。

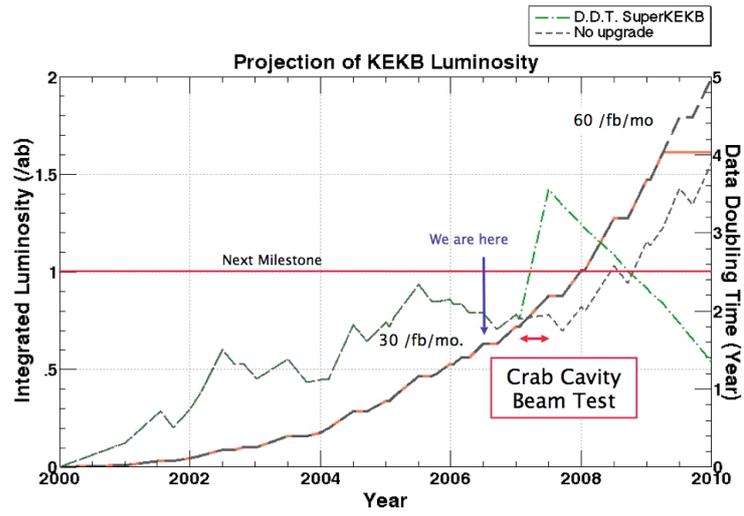


図 5.1: 積分ルミノシティ遷移の予測値 (短期)

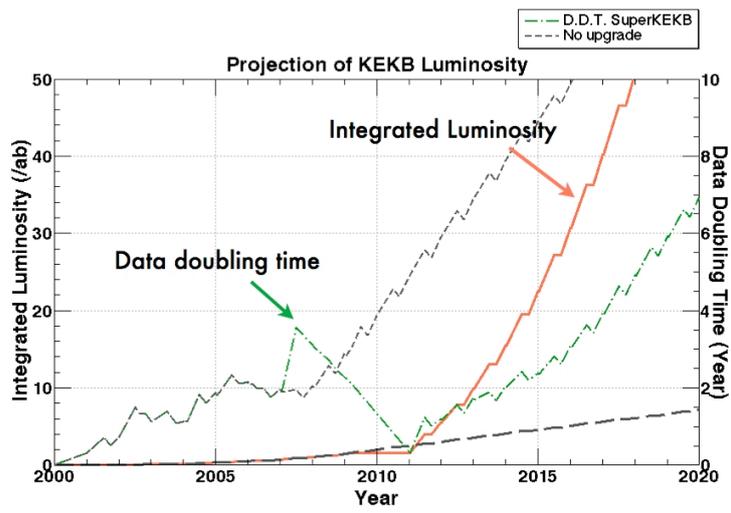


図 5.2: 積分ルミノシティ遷移の予測値 (長期)

付録 A 付録

A.1 CP 対称性の破れ

素粒子の弱い相互作用において粒子と反粒子を交換することを C 変換 (荷電共役変換)、空間座標を反転することを P 変換 (パリティ変換) という。またこれらの変換を同時に行うことを CP 変換という。これらの変換の前後で粒子が同じ波動関数に従うとき、それぞれの変換に対して対称であるという。 P 対称性は電磁気相互作用、強い相互作用では成り立っていると考えられているが、弱い相互作用ではこの対称性が破れていることが 1957 年、C. S. Wu らによって発見された [13]。同様に弱い相互作用では C 対称性も破れていることが示された。しかし、その後も CP 対称性が破れているという発見はなく、 P 対称性、 C 対称性が同じ量だけ破れているので CP 対称性は弱い相互作用でも成り立っていると考えられていた。

ところが 1964 年、V. L. Fitch、J. W. Cronin らにより中性 K 中間子系において CP 対称性が破れていることが発見された [14]。彼らは CP 固有値が -1 であると考えられていた K_L^0 が、 CP 固有値 $+1$ である $\pi^+\pi^-$ に崩壊することを観測した。

一方、中性 B 中間子系においては CP 対称性の破れが大きいと I. Bigi と A. I. Sanda によって指摘され [15]、予測された大きな CP 対称性の破れが 2000 年に発見された [16]。

A.1.1 小林 - 益川行列とユニタリー三角形

CP 対称性の破れを説明する仮説として、1973 年小林 - 益川理論 [17] が発表された。この理論によれば、 CP 非保存は 3 世代のクォークが混合することにより生じる。この混合行列 V_{CKM} は、小林 - 益川行列と呼ばれ、式 (A.1) に表されるような 3×3 の成分をもつユニタリー行列として表される。

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (\text{A.1})$$

これをウォルフエンシュタイン (Wolfenstein) 表式 [18] で三つの実数と一つの複素位相を使って近似的に表すと

$$V_{CKM} \simeq \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.2})$$

と書ける。ここに現れる複素位相が CP 非保存の起源となる。

V_{CKM} は 3×3 にユニタリー条件を課すと、9つの条件式を得る。そのうちの次の6つの条件式は複素平面上で三角形を形成する。これをユニタリー三角形という。

$$V_{ud}V_{us}^* + V_{cd}V_{cs}^* + V_{td}V_{ts}^* = 0 \quad (\text{A.3})$$

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (\text{A.4})$$

$$V_{us}V_{ub}^* + V_{cs}V_{cb}^* + V_{ts}V_{tb}^* = 0 \quad (\text{A.5})$$

$$V_{ud}V_{cb}^* + V_{ud}V_{cs}^* + V_{ub}V_{cb}^* = 0 \quad (\text{A.6})$$

$$V_{ud}V_{td}^* + V_{ud}V_{tb}^* + V_{ub}V_{tb}^* = 0 \quad (\text{A.7})$$

$$V_{cd}V_{td}^* + V_{cs}V_{ts}^* + V_{cb}V_{tb}^* = 0 \quad (\text{A.8})$$

例として B 中間子系に強い関係を持つ (A.5) 式を複素平面上に図示すると図 A.1 のようになる。ただし図 A.1 では底辺が 1 になるように規格化してある。すなわち、ウォルフエンシュタイン表式では (A.5) の各項は、 λ の 1 次オーダーで

$$V_{ud}V_{ub}^* = A\lambda^3(\rho + i\eta), \quad V_{cd}V_{cb}^* = -A\lambda^3, \quad V_{td}V_{tb}^* = A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) \quad (\text{A.9})$$

となる。これを用いて $|V_{cd}V_{cb}^*| = A\lambda^3$ で規格化し、 $\rho = \rho/A\lambda^3, \bar{\eta} = \eta/A\lambda^3$ とおいた。また角は右から反時計回りに ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3 とした。

CP 対称性が破れている条件は、小林 - 益川行列の i 行 j 列の行列要素に関して $V_{ij} \neq V_{ji}^*$ である。これは (A.9) の 3 項が同一直線上にないということの意味する。言い換えるとユニタリー三角形が面積を持つことを意味している。したがって標準理論での CP 問題は、このユニタリー三角形を決めることに帰着する。

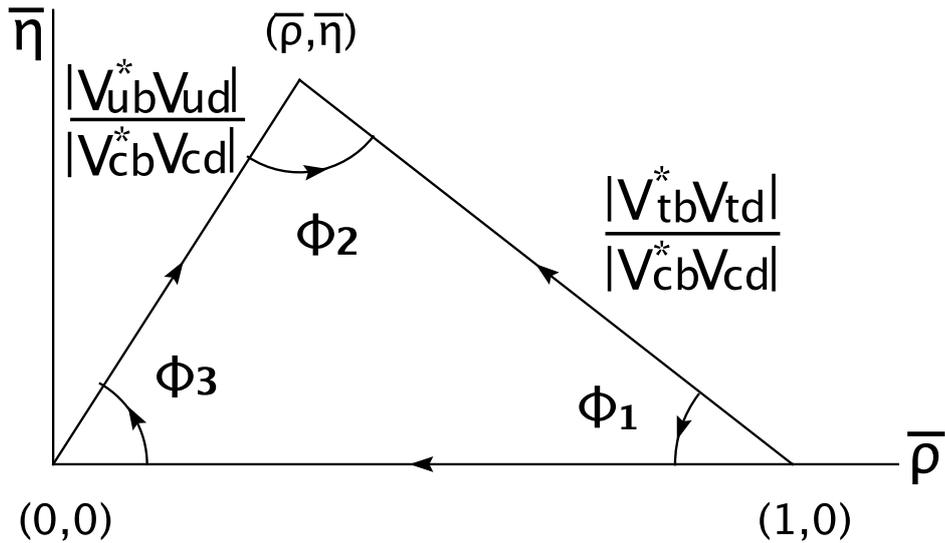


図 A.1: ユニタリー三角形

謝辞

本論文を書き終えるにあたり、次の方々に感謝の言葉を述べさせて頂きたいと思います。

初めに、素晴らしい研究環境を与えて下さり、また研究内容から日常の様々なことにまで温かい御指導して下さいました山中卓教授に深くお礼を申し上げます。

花垣和則先生、山鹿光裕先生には素粒子物理学・コンピューターに関する深い知識をご教授していただき、本研究に対しても多くの助言を頂きました。ありがとうございました。

三宅秀樹さんには、お忙しい中、昼夜・深夜を厭わず本研究に対し非常に多くの助言を頂き、また日常の雑談にも付き合ってくださいました。ありがとうございました。

秘書の川口真希さんには研究生活における様々な事務手続きにおいて大変お世話になりました。ありがとうございました。

山中研 Belle グループの Heffernan David Noel さん、黒木洋平君、四宮新也君には本研究における様々な場面で助力を頂き、また日常生活でも良き話し相手になって頂きました。ありがとうございました。

小寺克茂さん、掛橋淳志さん、佐藤和史君、河股秀典君、廣瀬穰君、吉元寛貴君には、研究室での共同生活の中で良き話し相手になって頂きました。ありがとうございました。

同学年の岩井瑛人君とは、非常に多くの時間を共有し、時には喧嘩になるまで議論したこともありましたが、互いに切磋琢磨し過ごした時間は非常に貴重なものであったと考えています。ありがとうございました。

SVD グループの方々には、Belle 実験における解析の基礎を学ばせて頂きました。ありがとうございました。

Belle Collaborator、KEK-B 加速器グループの方々の日夜の努力のおかげで、本解析に必要なデータとソフトウェアを得ることが出来ました。ありがとうございました。

原隆宣先生には、本解析において手厚い御指導、御助力を頂きました。時には厳しいお言葉を頂しつつも熱心なご指導のおかげで、私はこれ以上ない程の素晴らしい研究生活を送ることが出来ました。また日常生活においても様々な場面で相談にのって頂きました。本当にありがとうございました。

最後に、豊かな研究生活を与えて下さった皆様への感謝の気持ちを胸に本論文の筆を置かせて頂きます。

関連図書

- [1] Phys.Lett. B **594** 196-204 (2004).
- [2] C. T. Hill, Phys. Lett. B **345**, 483 (1995).
- [3] K. Lane and T. Eichen, Phys. Lett. B **352**, 382 (1995);K. Lane, Phys. Lett. B.**433**, 96 (1998);G. Cvetič, Rev. Mod. Phys. **71**, 513, (1999).
- [4] Y. Grossman, Y. Nir and R. Rattazzi, in Heavy Flavours II, edited by A. J. Buras and M. Linder, (World Scientific, Singapore), p.755 (1998).
- [5] The BABAR Collaboration, B. Aubert, *et al.*, Phys.Rev. D **74** 011102 (2006)
- [6] Heavy Flavor Averaging Group, hep-ex/0603003 (2006).
- [7] "KEKB B-Factory Design Report", KEK Report 95-7(1995).
- [8] Belle Collaboration, "Technical Design Report", KEK Report 95-1(1995).
- [9] S. W. Lin, "Records on the Luminosity Value", http://belle.kek.jp/bdocs/lum_record.html.
- [10] Journal of Physics G:Nuclear and Particle Physics Vol.33 July 2006 Pp 1-1232.
- [11] G. Fox, S. Wolfram, Phys. Rev. Lett **41**, 1581 (1978).
- [12] K. Oide's Senorio, <http://www-acc.kek.jp/kekb/Commissioning/Record/scenario.html>.
- [13] C. S. Wu *et al.*, Phys. Rev.**105**,1413 (1957).
- [14] J. H. Christenson *et al.*, Phys. Rev. Lett.**12**, 138 (1964).
- [15] I. I. Bigi and A. I. Sanda, Nucl. Phys.**193**, 851 (1981).
- [16] Belle Collaboration K. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 091802 (2001).
- [17] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973).
- [18] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51**,1945 (1983).