

シミュレーションによる $B^0 \rightarrow K^*\gamma$ 崩壊を用いた
Super Belle用SVDの5層目の最適化

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
四宮 新也

平成20年2月5日

概要

現在稼働中である Belle 実験は、2012 年開始を目標に次期実験である Super Belle へのアップグレードが計画されている。それに伴い、各検出器も新しい実験に適した性能を備えたものにアップグレードする必要がある。シリコン崩壊点検出器 (SVD) は現在の 4 層構造から 6 層構造になることが決定しているが、各層の配置位置はまだ最適化の余地がある。

本研究では、その SVD でも特に 5 層目が、Super Belle 実験において標準理論を超える物理を発見できる可能性を秘めたモード $B^0 \rightarrow K^* \gamma$ に大変重要なものであることを明らかにした。

また、5 層目の位置の及ぼす影響を調べ、6 層目より 2cm 内側に配置すると最も効率良く結果が得られることが判明した。

目次

第 1 章 序論	1
1.1 CP 非保存	1
1.1.1 小林-益川行列とユニタリー三角形	1
1.1.2 B 中間子系における CP 対称性の破れ	3
1.2 崩壊点検出器の必要性	4
1.3 CP 対称性の破れの観測方法	4
1.4 Super Belle	5
1.5 本研究の目的	7
第 2 章 加速器・検出器	8
2.1 加速器	8
2.1.1 KEKB 加速器	8
2.1.2 Super KEKB 加速器	9
2.2 Belle 検出器	12
2.2.1 SVD(Silicon Vertex Detector)	14
第 3 章 $B^0 \rightarrow K^*\gamma$ 崩壊	19
3.1 $B^0 \rightarrow K^*\gamma$ 崩壊の物理的意義	19
3.2 誤差	20

第 4 章	評価方法	22
4.1	本研究で用いたシミュレーション	22
4.2	$B^0 \rightarrow K^*\gamma$ 崩壊の再構築手順	22
4.3	CP 側の再構築	24
4.3.1	K_S の再構築	24
4.3.2	π^0 、 K^* 崩壊の再構築	24
4.3.3	B^0 の再構築	25
4.4	tag 側の再構成	25
第 5 章	検出効率と崩壊点分解能の評価	27
5.1	性能評価の指標	27
5.2	5 層目の位置による影響と最適な位置	28
5.2.1	K_S の崩壊点分解能と検出効率	28
5.2.2	B^0 の崩壊点分解能と検出効率	30
5.2.3	5 層目の最適な場所の決定方法	30
5.2.4	6 層目の位置による影響	32
5.2.5	まとめ	33
5.3	5 層目の位置が他の崩壊モードへ与える影響	34
5.3.1	$B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊	34
5.3.2	$B^0 \rightarrow \phi K_S$ 崩壊	37
5.3.3	まとめ	37
5.4	misalignment による影響	38
5.4.1	$B^0 \rightarrow K^*\gamma$ への影響	38

5.4.2	系統誤差への影響	40
5.4.3	まとめ	41
第 6 章	結論	42
付 録 A	SVD 2 層の距離と崩壊点から SVD までの距離による崩壊点分解能への影響	43

目 次

1.1	ユニタリー三角形の概念図。底辺の長さが $ V_{td}V_{tb}^* $ 、原点から頂点への距離は $ V_{ud}V_{ub}^* $ 、もう一方の ρ 軸上の点から頂点までの距離は $ V_{td}V_{tb}^* $ である。角度は右から反時計回りに ϕ_1 、 ϕ_2 、 ϕ_3 の順に名前を付ける。	3
1.2	B^0 と \bar{B}^0 で得られる崩壊時間差分布の違い。このような違いがあるが、実際には検出器の分解能や、tag の精度などからぼやかされた形が観測される。	5
1.3	CP 非対称度を表すパラメータ $\sin 2\phi_1$ の測定の概念。 $B^0\bar{B}^0$ 対による二次粒子をまず CP 側と tag 側のどれかに分けてその崩壊過程を再構築する。それぞれの崩壊点の距離差 $\Delta z = \beta\gamma c\Delta t$ を利用して崩壊の時間差 Δt を計算する。	6
2.1	KEKB 加速器	9
2.2	ルミノシティの推移	10
2.3	ルミノシティの推移の計画。上は積分ルミノシティ、下は瞬間最高ルミノシティを表す。	10
2.4	交差角衝突とクラブ衝突の概念図	12
2.5	Belle 検出器	13
2.6	座標軸の定義	13
2.7	SVD2 のアクセプタンスの図	15
2.8	Super Belle 用 SVD の計画図。左はビーム軸方向から、右はビーム軸に対し横から見たもの。	16
3.1	$B^0 \rightarrow K^*\gamma$ 崩壊項	19
3.2	ルミノシティの推移とそれに伴う $B^0 \rightarrow K^*\gamma$ 崩壊の δS の変化 (計画)	20

3.3	ビーム軸から距離 r の範囲内で $B^0 \rightarrow K^*\gamma$ における K_S の崩壊する割合。横軸に崩壊位置とビーム軸の距離をとっている。青線は現行 SVD がカバーしている範囲。赤線は、仮に Super Belle 用 SVD で 5 層目が中心から 10cm の位置に配置された場合。 . . .	21
4.1	今回用いたシミュレーションにおける SVD の変更点。左半分が現行の SVD。右半分が今回のために作成した SVD。	23
4.2	$B^0 \rightarrow K^*\gamma$ 崩壊の樹形図	23
4.3	K_S の崩壊点分解能と SVD におけるヒット数の関係。横軸は MC での K_S の崩壊点と再構築した K_S の崩壊点との差 (K_S の崩壊点分解能)。黒線は SVD に 2 層以上のヒットを要求したもの。赤線はヒットのある層が 2 層未満であることを要求したもの。 . .	24
4.4	K_S の質量分布とそのカット。実線はシグナル、破線はその中のバックグラウンドを表す。赤線に挟まれる領域を要求している。	24
4.5	π^0 の質量分布とそのカット。実線はシグナル、破線はその中のバックグラウンドを表す。赤線に挟まれる領域を要求している。	25
4.6	K^* の質量分布とそのカット。実線はシグナル、破線はその中のバックグラウンドを表す。赤線に挟まれる領域を要求している。	25
4.7	B^0 の質量分布。実線はシグナル、破線はその中のバックグラウンドを表す。赤線に挟まれる領域を要求している。	26
4.8	tag 側の再構築の概念図。実際は左図のように崩壊したものを、右図のように扱って再構築する。	26
5.1	ダブルガウシアンでフィットした例。赤線がガウス分布で、黒線は二つの赤線の足し合わせ。	28
5.2	K_S の崩壊点分解能。黒線は 5 層目の位置が $r=12\text{cm}$ のとき。赤線は $r=14\text{cm}$ のとき。	29
5.3	K_S の検出効率 (a) と崩壊点分解能 (b)。なお、各グラフの右側の軸は、現在の SVD から得られる値を 1 した比率である。	29
5.4	5 層目の位置と $B^0 \rightarrow K^*\gamma$ における B^0 の検出効率 (a) 及び各崩壊点分解能 (b : CP 側、c : tag 側、d : $B^0\bar{B}^0$ の崩壊点差) との関係。	30

5.5	左：現在の SVD と同じ精度の S を実現するために必要な統計量 N'_s と 5 層目の位置の関係。右：現行 SVD を基準とし、同じ精度で S を測定するのに必要なルミノシティの比。	32
5.6	6 層目の位置と $B^0 \rightarrow K^* \gamma$ 崩壊の検出効率 (a) 及び崩壊点分解能 (b:CP 側、 c:tag 側、 d: $B^0 \bar{B}^0$ の崩壊点差) の関係。 6 層目の位置は、赤:14cm、青:15cm、緑:13cm。	33
5.7	左は現在の SVD と同精度の S を実現するのに必要な統計量。右は必要なルミノシティの比。 6 層目の位置は赤:14cm、青:15cm、緑:13cm。	34
5.8	$B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 崩壊における B^0 の質量分布	35
5.9	$B^0 \rightarrow \phi K_S$ 崩壊における ϕ の質量分布。	35
5.10	$B^0 \rightarrow \phi K_S$ 崩壊における B^0 の質量分布。	35
5.11	5 層目の位置と $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ における B^0 の検出効率 (a) 及び各崩壊点分解能 (b : CP 側、 c : tag 側、 d : $B^0 \bar{B}^0$ の崩壊点差) との関係。	36
5.12	5 層目の位置と $B^0 \rightarrow \phi K_S$ における B^0 の検出効率 (a) 及び各崩壊点分解能 (b : CP 側、 c : tag 側、 d : $B^0 \bar{B}^0$ の崩壊点差) との関係。	37
5.13	Global misalignment の概念図。	38
5.14	Internal misalignment の概念図。	38
5.15	Global misalignment と検出効率 (a) と崩壊点分解能 (b:CP 側、 c:tag 側、 d: $B^0 \bar{B}^0$ の崩壊点差) との関係。 各色は、赤 : $X_{global} = 0$, 青 : = 1, 緑 : = 2, ピンク : = 3 を表す。	39
5.16	Internal misalignment と検出効率 (a) と崩壊点分解能 (b:CP 側、 c:tag 側、 d: $B^0 \bar{B}^0$ の崩壊点差) との関係。 赤 : $X_{internal} = 0$, 青 : = 1, 緑 : = 2, ピンク : = 3。	40
5.17	X_{global} と $X_{internal}$ の組み合わせと $\sin 2\phi_1$ の系統誤差の関係。	41
A.1	各パラメータの位置関係。	44
A.2	SVD 2 層の距離及び崩壊点から SVD までの距離と崩壊点分解能の関係。 横軸は 2 層間の距離 (d)、縦軸は崩壊点から SVD までの距離 (r)。色軸は崩壊点分解能 (σ_{v_z}) で SVD の位置分解能 (σ_{z_1}) を基準にしている。	44

表 目 次

1.1	Super Belle の目標値	6
2.1	KEKB 加速器の主なパラメータ	11
2.2	SVD2 のスペック	15
2.3	SVD2 と Super Belle 用 SVD の相違点。なお Super Belle 用 SVD に関しては、計画段階のものである。	17
2.4	Belle 検出器の性能	18
3.1	誤差の内訳	21

第1章 序論

この章ではまず、Belle 及び Super Belle 実験が目的としている CP 対称性の破れの探索の意義について説明する。次に、これらの実験になぜ崩壊点検出器が必要なのかについて説明する。そして Super Belle 実験の概要について述べ、最後に本論文の目的について述べる。

1.1 CP 非保存

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)、これらの変換を同時に施すことを 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 [1]。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、 P 対称性、 C 対称性が同じ分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 らは CP 固有値が -1 であると考えられていた K_L が CP 固有値 $+1$ である $\pi^+\pi^-$ に崩壊することを観測し、 CP 対称性が破れていることを発見した。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 [3]、予測された大きな CP 対称性の破れが 2000 年に Belle 実験及び BABAR 実験によって発見された [4][5]。

1.1.1 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 年に小林-益川理論 [6] 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、 3×3 の成分をもつユニタリー行列として表される。

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

これをウォルフエンシュタイン (Wolfenstein) 表式 [7] 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

$$V_{CKM} \simeq \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

と書ける。ここに現れる複素位相 (式 (1.2) の η はこの複素成分の大きさを表す) が CP 非保存の起源となる。

小林-益川行列 V_{CKM} は九つのユニタリー条件を満たしている。そのうち、 B 中間子系にとって最も関連があるものとして、

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (1.3)$$

というユニタリー条件が成立する。ウォルフエンシュタインのパラメータを用いれば、 λ の 1 次オーダーで

$$V_{ud}V_{ub}^* = A\lambda^3(\rho + i\eta), \quad V_{cd}V_{cb}^* = -A\lambda^3, \quad V_{td}V_{tb}^* = A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) \quad (1.4)$$

と表されるので、 $\bar{\rho} = \rho/A\lambda^3, \bar{\eta}' = \eta/A\lambda^3$ と定義して、三辺の長さを $|V_{cd}V_{cb}^*| = A\lambda^3$ で規格化すると図 1.1 のように底辺の長さが 1、頂点の位置が $(\bar{\rho}, \bar{\eta}')$ の三角形を作ることになり、これをユニタリー三角形と呼ぶ。

CP 対称性が保存するためには $V_{ij} = V_{ij}^*$ である必要があり、 $\eta \neq 0$ のとき、つまりユニタリー三角形が面積を持つとき、 CP 対称性は破れていることを意味する。したがって、標準模型における CP 問題はこのユニタリー三角形の面積を求めることに帰着される。

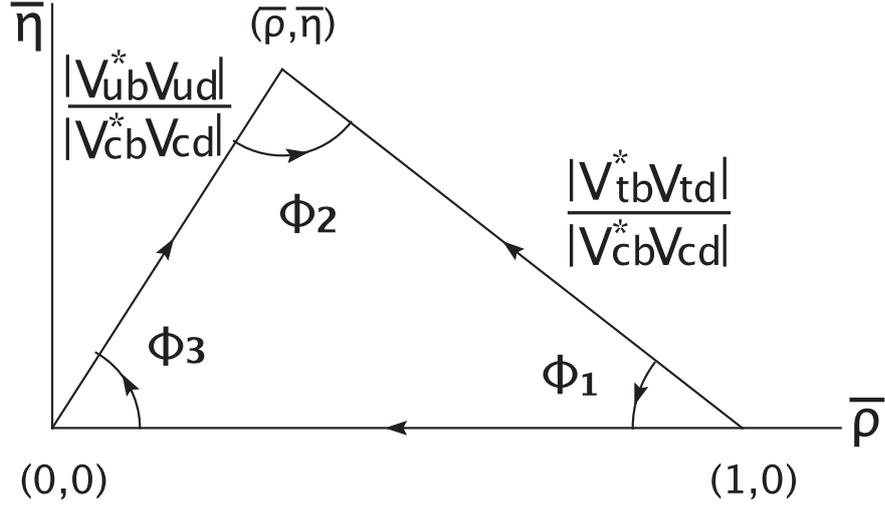


図 1.1: ユニタリー三角形の概念図。底辺の長さが $|V_{td}V_{tb}^*|$ 、原点から頂点への距離は $|V_{ud}V_{ub}^*|$ 、もう一方の ρ 軸上の点から頂点までの距離は $|V_{td}V_{tb}^*|$ である。角度は右から反時計回りに ϕ_1 、 ϕ_2 、 ϕ_3 の順に名前を付ける。

1.1.2 B 中間子系における CP 対称性の破れ

ここで B^0 もしくは \bar{B}^0 から、ある CP 固有状態 f に崩壊する場合を考える。もし B 中間子の振動が起こらないとすると、 CP 対称性の破れが、 $B^0 \rightarrow f$ の遷移振幅 A_f と $\bar{B}^0 \rightarrow f$ の遷移振幅 \bar{A}_f の大きさの違いによってのみ生じる。この遷移振幅の絶対値の違いによる CP 対称性の破れを「直接的 CP 対称性の破れ」と呼ぶ。しかし、 $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$ のように振動が起こると、 B^0 の崩壊は $B^0 \rightarrow f$ へ行くとときと $B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow f$ へ行くとときの二つのチャンネルの組み合わせによって起こる。この組み合わせの崩壊幅は二つのチャンネルの振幅の和を自乗したものであるため、振幅の複素成分による干渉項も起こる。干渉項は B^0 と \bar{B}^0 との間で異なることが可能なため、その場合もし A_f と \bar{A}_f の大きさが等しくても、干渉項によって崩壊幅も異なる。この振動による CP 対称性の破れを「間接的 CP 対称性の破れ」と呼ぶ。

B^0 と \bar{B}^0 の崩壊幅は時間依存性を持つ。二個の B 中間子の崩壊の時間差を Δt とし、それぞれの崩壊幅を $\Gamma(B^0(\Delta t) \rightarrow f)$ 、 $\Gamma(\bar{B}^0(\Delta t) \rightarrow f)$ で記述すると、間接的 CP 対称性の破れ $A_{CP}(\Delta t)$ は

$$A_{CP}(\Delta t) = \frac{\Gamma(\bar{B}^0(\Delta t) \rightarrow f) - \Gamma(B^0(\Delta t) \rightarrow f)}{\Gamma(\bar{B}^0(\Delta t) \rightarrow f) + \Gamma(B^0(\Delta t) \rightarrow f)} \quad (1.5)$$

と定義できる。最終状態 f が $J/\Psi K_s$ の場合、上記の (1.5) 式は

$$A_{CP}(\Delta t) = \frac{\Gamma(\bar{B}^0(\Delta t) \rightarrow J/\Psi K_s) - \Gamma(B^0(\Delta t) \rightarrow J/\Psi K_s)}{\Gamma(\bar{B}^0(\Delta t) \rightarrow J/\Psi K_s) + \Gamma(B^0(\Delta t) \rightarrow J/\Psi K_s)} = \sin 2\phi_1 \sin(\Delta m \Delta t) \quad (1.6)$$

となる。ここで ϕ_1 はユニタリー三角形の一つの角度で $\sin 2\phi_1$ は CP 対称性の破れの大きさに相当するパラメータであり、 Δm は B 中間子系の二つの質量固有状態の質量差で、間接的 CP 対称性の破れの振動数を表すパラメータである。Belle 実験の目的の一つは、この角度 ϕ_1 を精密に測定することである。

1.2 崩壊点検出器の必要性

上記の (1.6) を見ればわかるように、 $A_{CP}(\Delta t)$ は正弦関数の形をしている。ユニタリー三角形のパラメータ $\sin 2\phi_1$ を測定するためには、 Δt を Δm の精度までに測定する必要がある。

Belle 実験では KEKB と呼ばれている電子・陽電子衝突型加速器を使っている。KEKB は電子と陽電子を衝突させ、 $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S)$ のように $\Upsilon(4S)$ という粒子を作っている。ここで $\Upsilon(4S)$ は b クォークと \bar{b} クォークからなる励起状態であり、主に B 中間子対に崩壊する。しかし $\Upsilon(4S)$ と B 中間子対の質量がほとんど変わらないため、生成された B 中間子系の重心系での運動量は低い。また、 B 中間子の寿命は $\tau_B = 1.5 \times 10^{-12}$ と非常に短いため、生成された B 中間子はすぐに崩壊してしまい、 B^0 と \bar{B}^0 の崩壊時間差を直接的に測定することは不可能である。

この問題点を乗り越えるために KEKB では電子ビームと陽電子ビームのエネルギーを非対称にして ($E_{e^-} = 8\text{GeV}, E_{e^+} = 3.5\text{GeV}$) 衝突させている。これによって、作られる B^0 と \bar{B}^0 が実験系においてローレンツブーストされ、

$$\Delta z = \beta\gamma c\Delta t \quad (1.7)$$

のように、2つの B 中間子の崩壊時間差 Δt は、崩壊位置の差 Δz に置き換えることができる (図 1.3 を参照)。ここで c は光速、 $\beta\gamma$ はローレンツ因子であり、KEKB の場合 $\beta\gamma = 0.425$ となっている。この場合、間接的 CP 対称性の破れを観測するために B^0 と \bar{B}^0 の崩壊点の距離差の分解能 (崩壊点位置分解能) を $\sigma_{\Delta z} \sim 100\mu\text{m}$ の精度で測ることが要求されている。

この微距離の測定を正確に行うため、Belle 実験では測定器の最内層に SVD (Silicon Vertex Detector) と呼ばれているシリコン半導体崩壊点検出器を利用している。

1.3 CP 対称性の破れの観測方法

間接的 CP 対称性の破れのみがある場合、 B 中間子の崩壊時間差分布は

$$f(\tau) = \frac{1}{2} e^{-\frac{|\Delta t|}{\tau_B}} (1 \pm S \sin \Delta m \Delta t) \quad (1.8)$$

で得られる。ここで τ_B は B 中間子の寿命、 S は間接的 CP 対称性の破れを表すパラメータである。また式中の符号は観測したい崩壊モードに崩壊する B 中間子 (CP 側の B) が B^0 のときは +、 \bar{B}^0 のときは - をとる。このため B^0 から観測したいモードに崩壊するか、 \bar{B}^0 から崩壊するかによって得

られる分布が違い、この違いを見るのが CP 対称性の破れを観測することになる (図 1.2 参照)。そこで CP 側の B がどちらかを判断するために、もう一方の B 中間子 (tag 側の B) を用いて判断している¹。

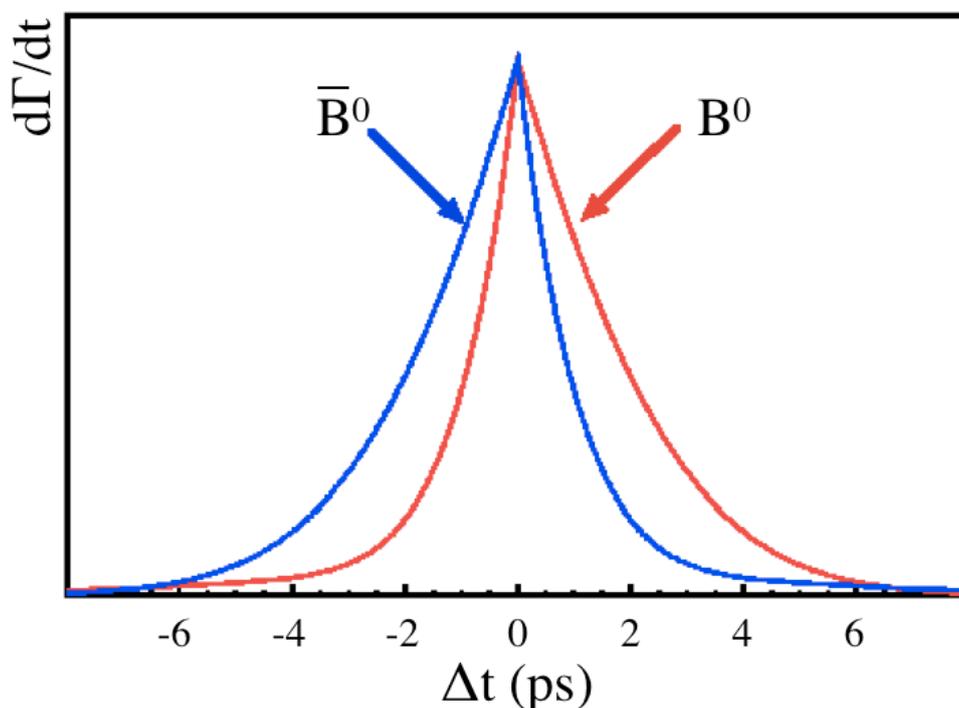


図 1.2: B^0 と \bar{B}^0 で得られる崩壊時間差分布の違い。このような違いがあるが、実際には検出器の分解能や、tag の精度などからぼやかされた形が観測される。

1.4 Super Belle

Belle 実験ではこれまでに様々な崩壊モードの CP 対称性の破れを観測し、ユニタリー三角形の各角度を測定することで小林-益川理論を検証してきた。そしてこれからの課題は、標準理論とのズレを探索し、標準理論を超える物理を検証することに移行する。そのためには、CKM 行列のより精密な測定、新しい CP 対称性の破れや相互作用の探索が必要である。Super Belle 実験ではより高いルミノシティを得ることや、また各検出器の性能をこれらの測定・探索に特化したものにアップグレードすることでこれを可能にする。Belle 実験での性能・測定値と Super Belle 実験でのその目標値をまとめたものを表 1.1 に示す。

¹代表的な例としては $B^0 \rightarrow D^* l \nu$ が挙げられる。 B^0 からくるレプトンは+電荷を持ち、 \bar{B}^0 からくるレプトンは-電荷を持つため、この電荷を判別することで tag 側の B を判断している。

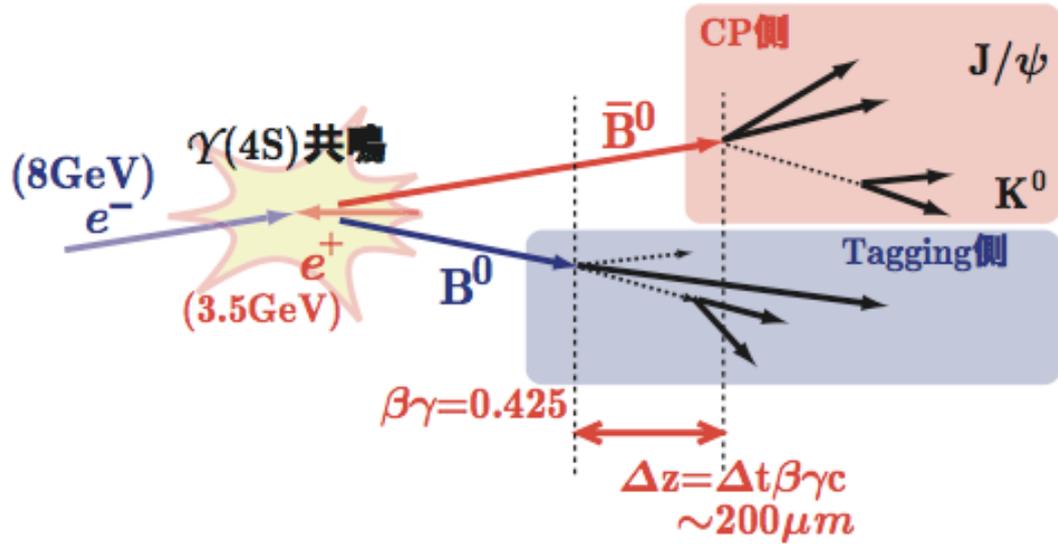


図 1.3: CP 非対称度を表すパラメータ $\sin 2\phi_1$ の測定の概念。 $B^0\bar{B}^0$ 対による二次粒子をまず CP 側と tag 側のどちらかに分けてその崩壊過程を再構築する。それぞれの崩壊点の距離差 $\Delta z = \beta\gamma c\Delta t$ を利用して崩壊の時間差 Δt を計算する。

	Belle	Super Belle(目標値)
最高瞬間ルミノシティ	$1.5 \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	$2 \times 10^{35} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
積分ルミノシティ	1ab^{-1}	10ab^{-1}
$\sin 2\phi_1$ の誤差	0.038	0.019
ϕ_2 の誤差	11°	2.9°
ϕ_3 の誤差	30°	4°

表 1.1: Super Belle の目標値

1.5 本研究の目的

現時点で Super Belle 用 SVD が 4 層構造から 6 層構造になることは決定しているが、各層の配置位置はある程度自由に決めることが出来る。そこで、 K_S のトラッキングを用いたイベント (詳しくは 3.1 節で説明する) に非常に重要な役割を持つ最外層から 2 番目の層、つまり 5 層目の位置を、目的とする物理を達成できるような場所に決定することが本研究の目的である。今回は、 K_S のトラッキングを必要とする崩壊モードの一つであり、Super Belle 実験で標準理論を超える物理を発見の可能性を秘めた $B^0 \rightarrow K^*\gamma$ 崩壊を用いて

- 5 層目の位置が検出効率及び崩壊点分解能に与える影響はどのようなものか? (5.2 節)
- 最適な 5 層目の位置はどこか? (5.2 節)
- 他の重要なモードに悪影響を及ぼさないか? (5.3 節)
- misalignment による効果はどれほどのものか? (5.4 節)

について明らかにする。

第2章 加速器・検出器

この章では、Belle 実験における加速器 [8] と検出器 [9] の詳細と、Super KEKB におけるそれらの計画及び要求される性能について述べる。

2.1 加速器

現在 Belle 実験が用いている加速器を「KEKB 加速器」と呼ぶ。また Super Belle 実験での加速器は「Super KEKB 加速器」と呼ばれている。ここでは KEKB 加速器の詳細について述べた後、Super KEKB 加速器の計画について述べる。

2.1.1 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として非常に高いルミノシティを実現しているということが挙げられる。現時点でのルミノシティの最高値は $17.118 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ [10] 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。

Belle 実験の主目的は $B\bar{B}$ 対を用いて CP 対称性の破れを測定することであるので、KEKB 加速器は次の条件を満たすことが必要である。

- 大量の $B\bar{B}$ 対を効率的に生成する
- B と \bar{B} の崩壊位置の差を精度良く測定するため B 、 \bar{B} を長距離飛行させる。

まず $B\bar{B}$ 対を大量に生成するため、ビームの不変質量を $\Upsilon(4S)$ 共鳴状態のエネルギーである 10.58GeV と一致するように設計している。 $B(\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}) \gtrsim 96\%$ であるので、効率良く $B\bar{B}$ 対も生成する

ことができる。

次にそれぞれのビームを電子 8GeV・陽電子 3.5GeV という非対称なエネルギーで衝突させている。これにより B は実験室系において電子ビーム方向に平均 $200\mu\text{m}$ 飛行する。Belle 検出器を用いた場合、約 $100\mu\text{m}$ の崩壊点分解能を持つので、CP 対称性の破れを測定するために $200\mu\text{m}$ の飛行距離は十分である。

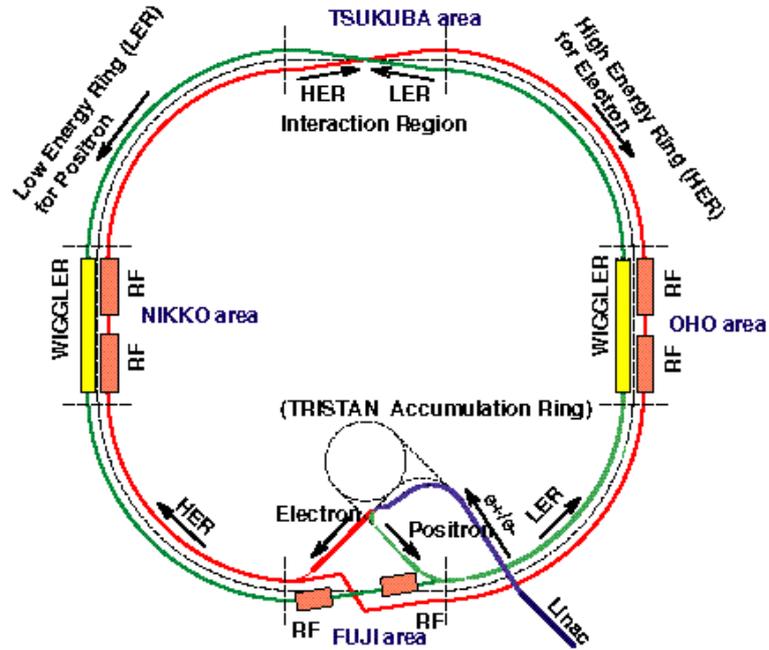


図 2.1: KEKB 加速器

2.1.2 Super KEKB 加速器

Super KEKB の最大の目的はルミノシティの増加であり、その推移は図 2.3 のように期待されている。これの実現のために、ビーム電流及びバンチと呼ばれるビームを構成する粒子群の粒子数の増加が計画されている。また現在研究中であるクラブ衝突の導入も計画されている。

クラブ衝突とは、現在のビームの衝突方法である交差角衝突をより効率良く衝突させるための衝突方法である。現在、電子ビームと陽電子ビームのバンチは約 1.3° の角度で斜めに交差し衝突している (図 2.4 上)。このバンチは横幅 $110\mu\text{m}$ 、長さ 7mm と細長い形をしている。そのため交差角衝突では一度に多くの粒子を衝突させることが出来ない。クラブ衝突では高周波 (RF) をかけこれらのバンチを傾けて、互いに正面衝突させているため (図 2.4 下)、より効率良くビームを衝突させることが出来る。

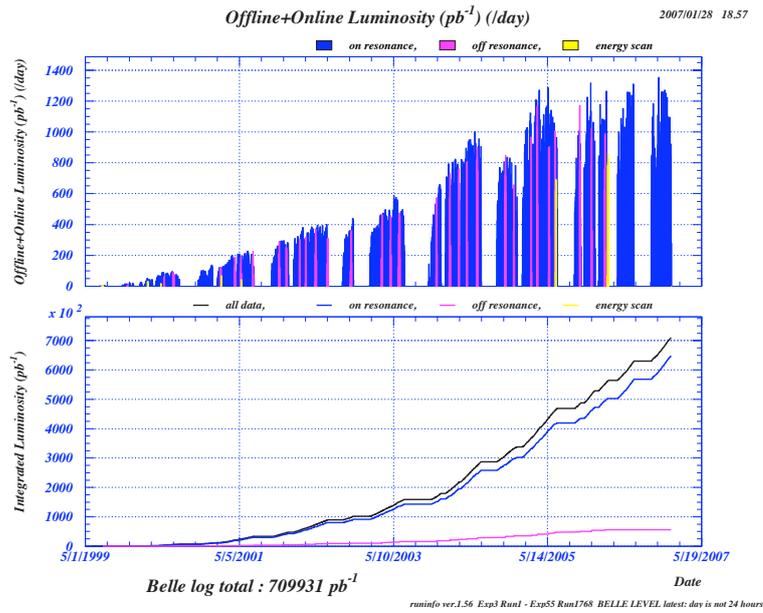


図 2.2: ルミノシティの推移

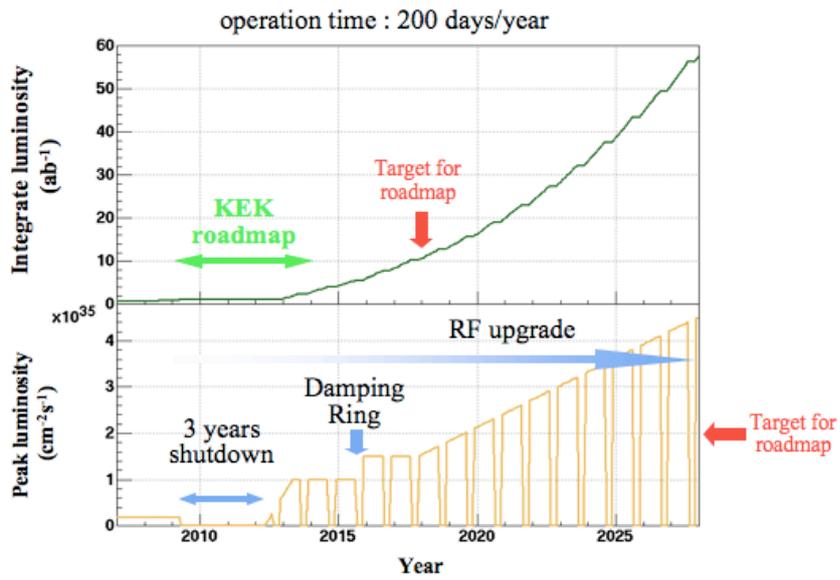


図 2.3: ルミノシティの推移の計画。上は積分ルミノシティ、下は瞬間最高ルミノシティを表す。

		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

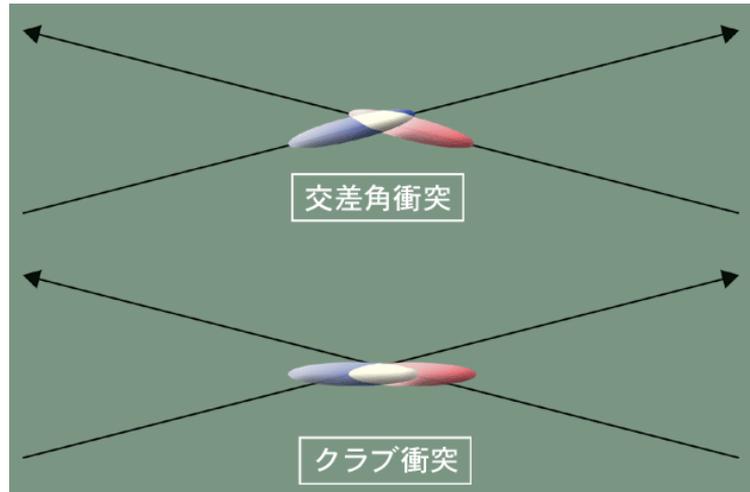


図 2.4: 交差角衝突とクラブ衝突の概念図

2.2 Belle 検出器

Belle 検出器 (図 2.5) 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、内側からシリコン崩壊点検出器 (SVD)、中央ドリフトチェンバー (CDC)、シリカエアロジェルチェレンコフ光検出器 (ACC)、飛行時間検出器 (TOF)、電磁カロリメータ (ECL)、 μ 粒子 K_L 中間子検出器 (KLM) が配置されている。

初めに、図 2.6 で示すように e^- の進行方向を z 軸正方向として、Belle 検出器の座標系を定義しておく。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。

以下では本論文の主題である SVD について説明する。まず現在使われている SVD の詳細について述べ、その後に Super Belle 用 SVD に要求される性能について述べる。そして最後に、各検出器の性能を表 2.4 にまとめて示す。

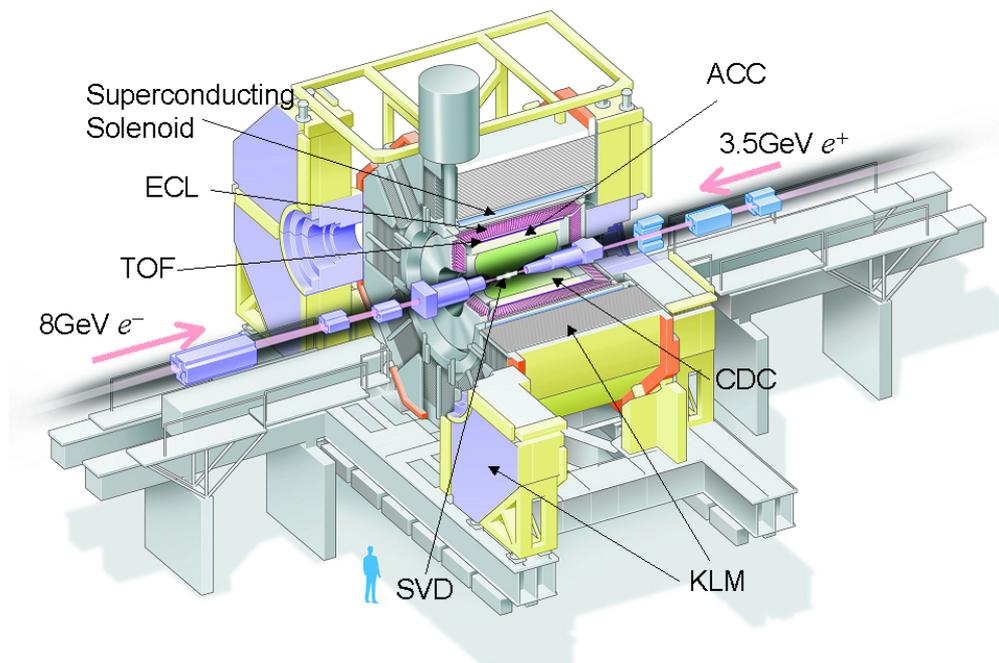


図 2.5: Belle 検出器

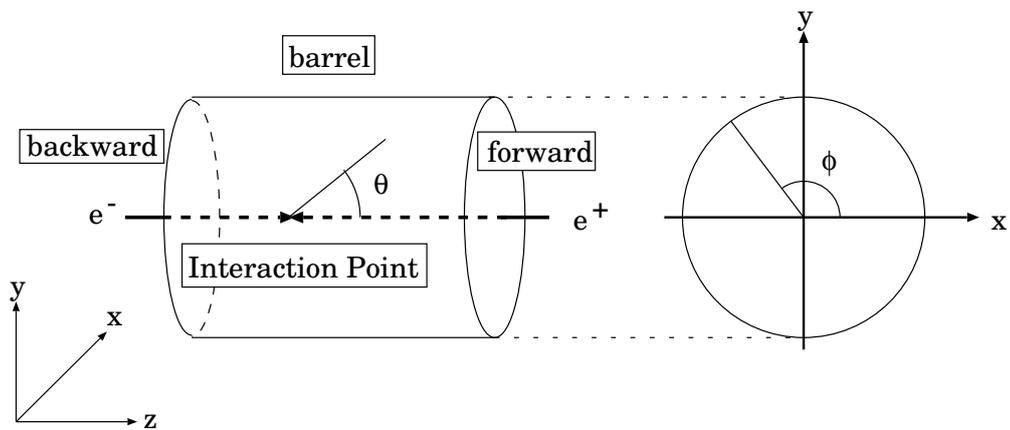


図 2.6: 座標軸の定義

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 情報と照合して荷電粒子の運動量を測定する

この節では、現在使われているシリコン半導体検出器を SVD2 と呼び、その詳細とビームパイプに関する情報を述べ、その後 SVD2 から Super Belle 用 SVD への変更点を述べる。

SVD2

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 147mm・158mm 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 ($< 5\text{keV}$) を除くために、外層パイプの表面に厚さ $20\mu\text{m}$ 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層の隙間にパラフィンを通して冷却を行っている。

SVD2 は z 軸を中心とした円筒型四層構造をしている。各層の半径はそれぞれ 20mm、43.5mm、69.5mm、88mm である。この検出器は θ 方向で $17^\circ < \theta < 150^\circ$ を覆い、全立体角の 86 % を占める (図 2.7)。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、1 ~ 3 層目は 75、 $50\mu\text{m}$ ピッチで、4 層目は 73、 $65\mu\text{m}$ 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。

各層で z 方向に繋がれている DSSD は、1 層目では 2 枚、2 層目では 3 枚、3 層目では 4 枚、4 層目では 5 枚である (この一つに繋がったものを 1 ユニットと数える)。複数のユニットをビーム軸を取り巻く風車状に並べて全 ϕ 方向を覆っている。SVD2 の各層の性能をまとめたものを表 2.2 に示す。

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、一つ外側にある CDC で荷電粒子の飛跡を再構築する。次にその飛跡と SVD で測定された点を照合し、飛跡を補正する。

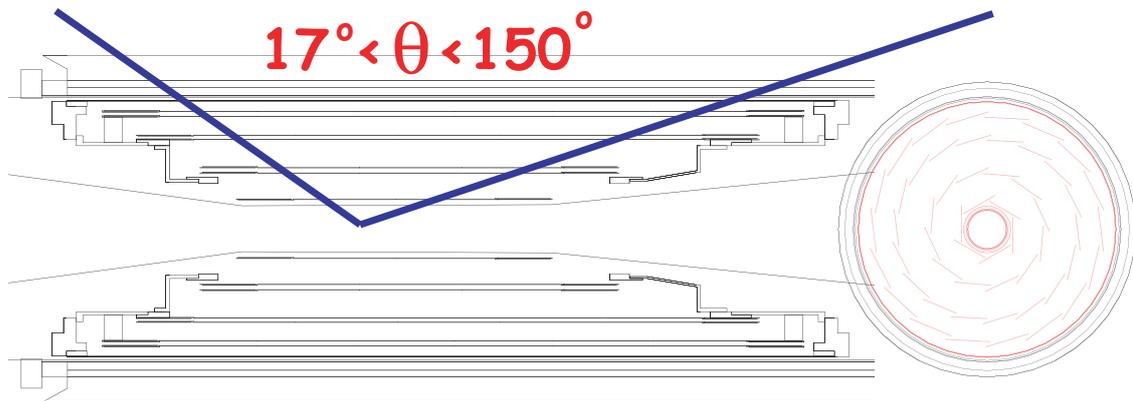


図 2.7: SVD2 のアクセプタンスの図

Layer	1	2	3	4
Radius (mm)	20	43.5	70	88
DSSD length (mm)	76.8	76.8	76.8	73.8
DSSD width (mm)	25.6	25.6	25.6	33.3
DSSD thickness (μm)	300	300	300	300
P-side (r/ϕ) strip pitch (μm)	50	50	50	65
N-side (z) strip pitch (μm)	75	75	75	73
DSSDs per ladder	2	3	5	6
Ladders per layer	6	12	18	18
Total channels	12288	24576	36864	36864

表 2.2: SVD2 のスペック

Super Belle 用 SVD への要求性能 [11]

Super Belle へのアップグレードに伴って、SVD ルミノシティの向上と Super Belle が目的とする物理に対応した性能を要求される。図 2.8 が現段階でのデザイン案である。

まず Impact Parameter の測定精度の向上がある。これによって B^0 の稀少崩壊探索におけるバックグラウンドを減らすことが出来る。このためには、SVD の最内層を出来るだけ衝突点近くに配置することや、より高い位置分解能を持つことが要求される。次に、低い運動量領域の粒子のトラッキングも重要である。このためには、SVD の層を 5 層以上に増やして SVD のみでトラッキング出来るようにすることや、SVD の物質量を減らし多重散乱の影響を小さくすることが必要である。また、SVD でトラッキング出来る K_S の検出効率の向上がある。これは K_S のトラッキングと衝突点のみから B^0 の崩壊点を探す崩壊モードの解析に重要であり、SVD の領域を大きくすることを要求する。なおこれは本論文の主題でもあり、次章以降で詳しく述べる。

ルミノシティの増加に伴い、バックグラウンドと放射線量も増加する。今までの研究から、SVD の全チャンネルのうち信号を発生しているチャンネルの占める割合 (占有率) が 10% を超えるとトラッキングの精度や検出効率が著しく低下することが確認されている。バックグラウンドの増加や、SVD の最内層が衝突点に近づくことによって占有率が増えると考えられるため、空間的・時間的な細分化が求められ、それに応じた検出器及び読み出し装置の導入が必要である。また放射線量も増えるため、放射線耐性の高さも求められる。

現行 SVD と Super Belle 用 SVD との主な変更点を表 2.3 にまとめた。

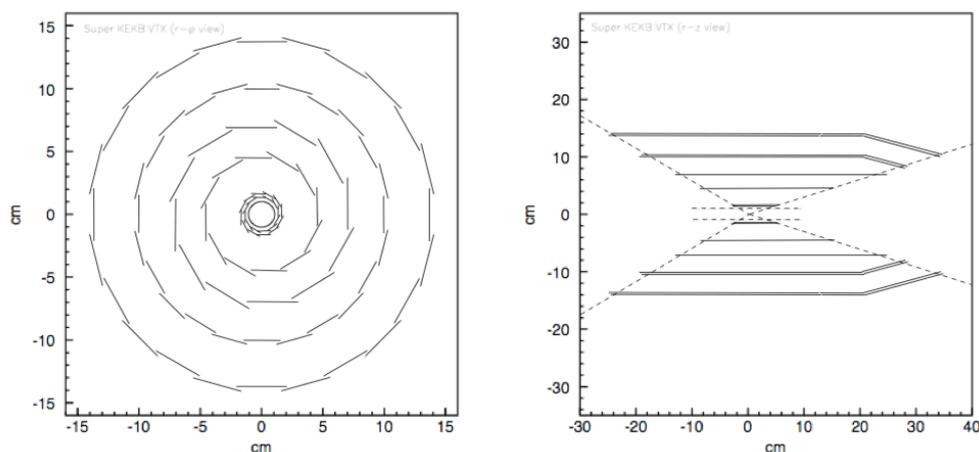


図 2.8: Super Belle 用 SVD の計画図。左はビーム軸方向から、右はビーム軸に対し横から見たもの。

	SVD2	Super Belle 用 SVD
層数	4 層 (r: 20.0,43.5,70.0,88.0mm)	6 層 (r: 未定, 1st \simeq 10,6th \simeq 140mm)
読み出し	VA1TA	APV25
DSSD	73(ϕ)/50(z) μm ピッチ	1 \sim 2 層:newDSSD or Hybrid pixels or

表 2.3: SVD2 と Super Belle 用 SVD の相違点。なお Super Belle 用 SVD に関しては、計画段階のものである。

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 μm -thick, 3 layers $r = 30 - 60.5$ mm pitch : 25(p)/50(n) μm	$r - \phi$:40.96K z :40.96K	Δz resolution $\sim 144\mu\text{m}$
SVD2	Double Sided Si Strip	300 μm -thick, 4 layers $r = 20 - 88$ mm pitch 1 \sim 3layer: 75(p)/50(n) μm 4layer:73(p)/65(n) μm	$r - \phi$: 55.296K z : 55.296K	Δz resolution $\sim 127\mu\text{m}$
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	$\sigma_{r\phi} = 130 \mu\text{m}$ $\sigma_z = 200 \sim 1,400\mu\text{m}$ $\sigma_{p_t}/p_t = (0.30/\beta \oplus 0.19p_t)\%$ $\sigma_{dE/dx} = 6.9\%$
ACC	$n : 1.01$ ~ 1.03 Silica Aerogel	$\sim 12 \times 12 \times 12 \text{ cm}^3$ blocks 960 barrel / 228 endcap FM-PMT readout	1,788	$\mu_{eff} \geq 6$ K/π $1.0 < p < 3.5 \text{ GeV}/c$
ToF	Scintillator	128 ϕ segmentation $r = 120$ cm, 3 m-long	128 \times 2	$\sigma_t = 95$ ps K/π up to $1.0 \text{ GeV}/c$
ECL	CsI	Towered structure $\sim 5.5 \times 5.5 \times 30 \text{ cm}^3$ 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	$\Delta\phi = \Delta\theta = 30 \text{ mrad}$ for K_L $\sigma_t =$ a few ns
EFC	BGO	$2 \times 1.5 \times 12 \text{ cm}^3$	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 $B^0 \rightarrow K^* \gamma$ 崩壊

この章では、本研究の評価に用いた $B^0 \rightarrow K^* \gamma$ 崩壊の物理的意義について述べ、現在の成果と Super Belle においてどのような結果を期待しているかについて述べる。

3.1 $B^0 \rightarrow K^* \gamma$ 崩壊の物理的意義

$B^0 \rightarrow K^* \gamma$ のようにクォークレベルでは $b \rightarrow s \gamma$ となる崩壊モード (図 3.1) は標準模型を超える物理の探索に非常によいモードとされている。 $b \rightarrow s$ の崩壊モードは $B^0 \bar{B}^0$ 混合との干渉によって、 $\sin 2\phi_1$ を測定することができるが、 $b \rightarrow s \gamma$ では、 $B^0(\bar{B}^0)$ から出た γ は左巻き (右巻き) の偏極が $\mathcal{O}(m_q/m_b)$ で抑制されている。そのため標準物理で予言される CP のパラメータ S は

$$S = (m_q/m_b) \sin 2\phi_1 \simeq 0.03 \quad (3.1)$$

と大変小さい [12]。つまり、これよりも有意に大きい値が得られれば標準理論を超える物理が存在する可能性を示唆することになる。例えば、もし SUSY が存在すると (グルイーノの質量を $1\text{TeV}/c^2$ 、 $\delta_{RL} = 0.01$ と仮定)、 $S = 0.2$ 程度と予想されている (図 3.2 参照)。

そこで Super Belle では、当面の目標ルミノシティである 10ab^{-1} を貯めたときに、 δS (S の不定性部分) を標準理論の予測値である 0.03 以下にできるような SVD を要求する。

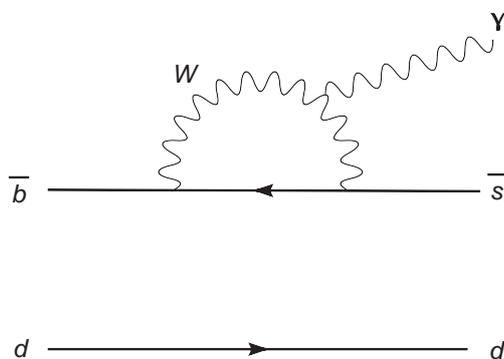


図 3.1: $B^0 \rightarrow K^* \gamma$ 崩壊項

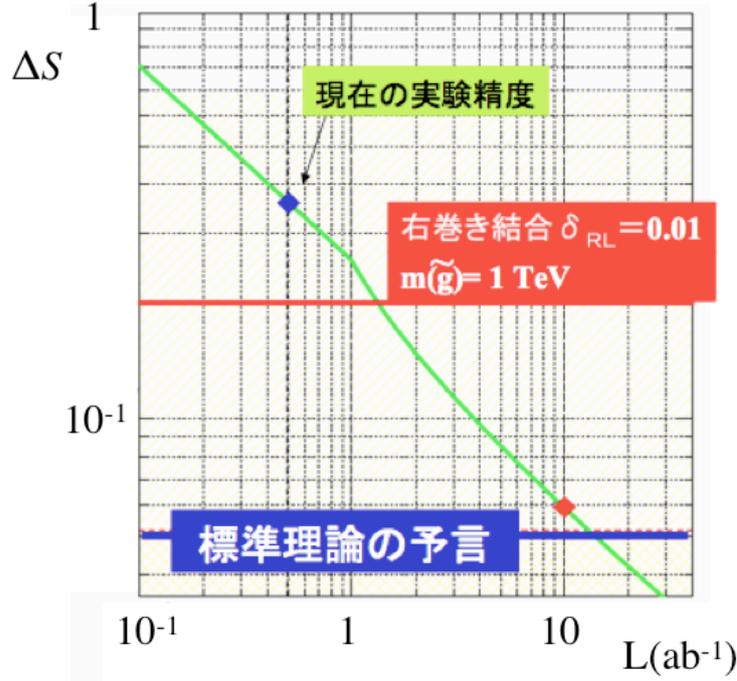


図 3.2: ルミノシティの推移とそれに伴う $B^0 \rightarrow K^*\gamma$ 崩壊の δS の変化 (計画)

$B^0 \rightarrow K^*\gamma$ 崩壊で CP 対称性の破れを見るためには、終状態が $K^* \rightarrow K_S \pi^0$ である必要がある。また、 K_S のトラッキングの情報から B 中間子の崩壊点を測定するためには、 K_S は $\pi^+\pi^-$ に崩壊し、その二つの荷電 π はそれぞれ SVD に 2 層以上のヒットを要求する (詳しくは 4.3.1 にて述べる)。そのため、 $B^0 \rightarrow K^*\gamma$ の検出効率率は SVD の最外層から 2 番目の層の位置に大きく依存してくる (図 3.3 参照)。

このような K_S のトラッキングを必要とするイベントを、本論文では「 K_S イベント」と呼ぶことにする。

3.2 誤差

現在このモードは 535×10^6 個の $B^0 \bar{B}^0$ 対を用いて測定されており、 $S = -0.32_{-0.33}^{+0.36} \pm 0.05$ [13] となっている (誤差の内訳は表 3.1 を参照)。統計誤差が大きく、 S が標準理論から予言される値と矛盾があるとは言えない。

統計誤差は、ルミノシティの増加以外に検出効率の向上によって小さくすることができる。そして検出効率は前述の通り SVD の最外層から 2 番目の層に大きく依存する。また、 B 中間子の崩壊点の測定精度向上によって測定に必要な統計量を少なく出来る。これは第 1 章で述べたように、 S の測定は B 中間子対の崩壊点位置の差の測定に帰着されるため、引いては S の測定精度の向上に繋がるからである。これらの理由から $B^0 \rightarrow K^*\gamma$ 崩壊モードを用いて Super Belle 用 SVD の 5 層目の位置を決定する。

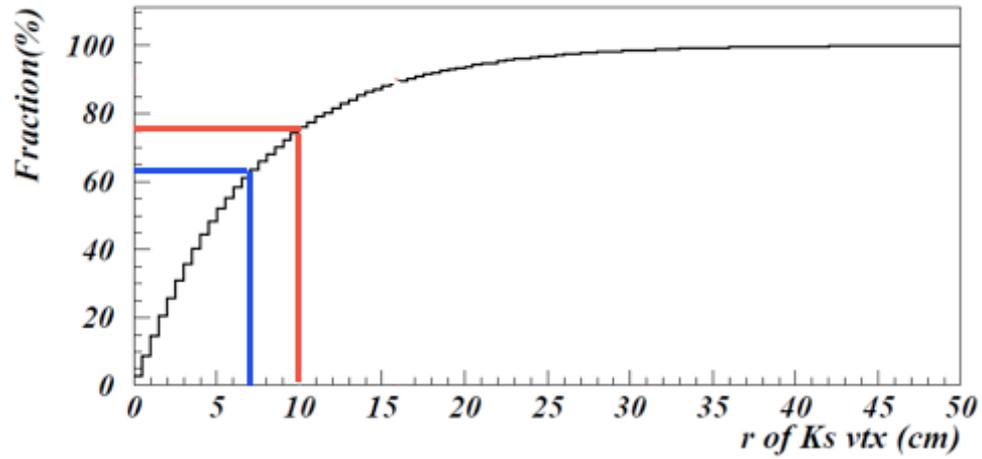


図 3.3: ビーム軸から距離 r の範囲内で $B^0 \rightarrow K^*\gamma$ における K_S の崩壊する割合。横軸に崩壊位置とビーム軸の距離をとっている。青線は現行 SVD がカバーしている範囲。赤線は、仮に Super Belle 用 SVD で 5 層目が中心から 10cm の位置に配置された場合。

	カテゴリー	σ
Statistical		0.36
Systematic	Physics Parameter	0.008
	Background Shape	0.003
	Flavor Tagging	0.010
	Signal Fraction	0.028
	Fit Bias	0.006
	Resolution Function	0.037
	Vertexing †	0.009
	Tag Side Interference †	0.002

†: 統計量によらないもの

表 3.1: 誤差の内訳

第4章 評価方法

この章ではまず、本研究のために使用したシミュレーションで用いた仮定について説明する。その後 $B^0 \rightarrow K^*\gamma$ 崩壊の再構築方法を説明する

4.1 本研究で用いたシミュレーション

本研究を行うにあたって、Super Belle を再現したシミュレーションが必要であるが、それは現在作成途中にあり、また様々なパラメータが未決定であるため使用できない。よって今回は、現行の Belle 実験を再現しているシミュレーションを、本研究に適した形に変更したものをを用いて評価を行った。

具体的には、CDC の内側数層を取り除き、そのスペースに新たに SVD の 5 層目と 6 層目を追加している (図 4.1)。6 層目は LoI[11] に示されている通り、中心から 14cm の場所に配置した。5 層目と 6 層目は、4 層目と同じ DSSD を用いており、30 ユニットで ϕ 方向 360° をカバーしている。SVD の 1 ~ 4 層目とその他の検出器、加速器性能は全て現行の Belle 実験のものと仮定したが、 K_S イベントに注目するだけであるならその他の部分は現行のもので十分であると判断した。

また、実際に実験を行うとビームバックグラウンドが発生するが、現段階で Super Belle でのビームバックグラウンドを見積もることができない。そのため本研究におけるシミュレーションでは、Super Belle 及び、現行の Belle 共にビームバックグラウンドはないものと仮定した。

また粒子の崩壊については、一方の B 中間子を $B^0 \rightarrow K^*\gamma$ で崩壊させ、もう一方の B 中間子を実際のものと同じ分岐比で崩壊 (このような崩壊をジェネリックな崩壊と呼ぶ) させている。

4.2 $B^0 \rightarrow K^*\gamma$ 崩壊の再構築手順

$B^0 \rightarrow K^*\gamma$ 崩壊は図 4.2 のように崩壊していく。中性粒子のみではうまく B の崩壊点を再構築することが出来ないため、 K_S の崩壊モードの約 70% を占める $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ にのみ注目する。よって終状態は $\pi^+\pi^-\gamma\gamma\gamma$ である。 $\pi^+\pi^-$ から K_S を、また二つの γ から π^0 を再構築し、これらから再構築された K^* ともう一つの γ を用いて最終的に B^0 を再構築する。

このような CP 対称性の破れを観測したいモードに崩壊する B 中間子を CP 側、反対側の B 中間子を tag 側と呼ぶ。

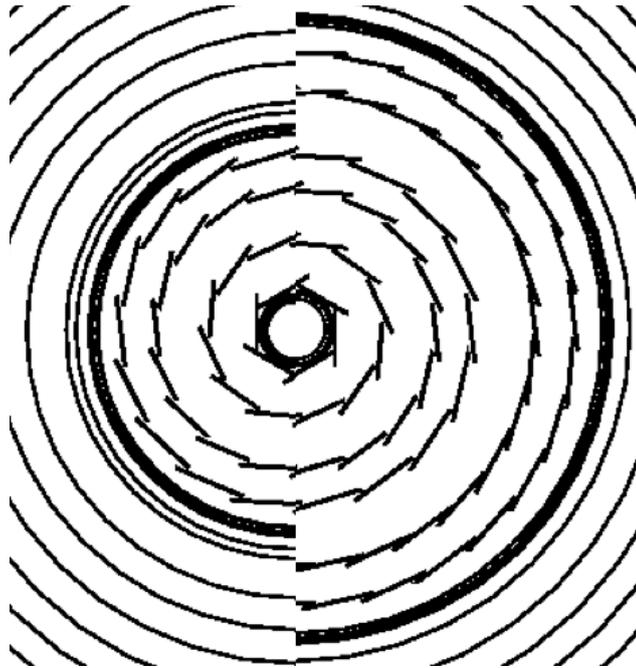


図 4.1: 今回用いたシミュレーションにおける SVD の変更点。左半分が現行の SVD。右半分が今回のために作成した SVD。

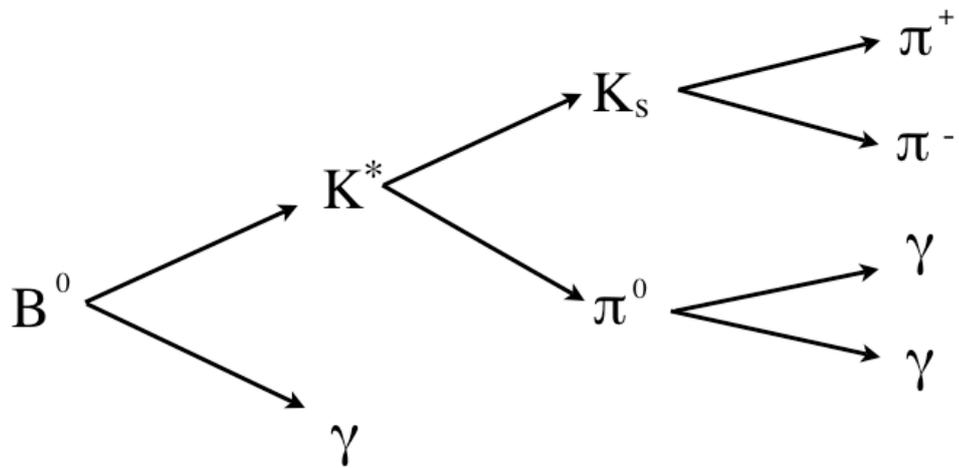


図 4.2: $B^0 \rightarrow K^*\gamma$ 崩壊の樹形図

4.3 CP 側の再構築

4.3.1 K_S の再構築

K_S のトラッキングを用いた解析では、その娘粒子である $\pi^+\pi^-$ がそれぞれ SVD に 2 層以上の 2 次元ヒットを持つこと (DSSD の n 側、p 側の両方にヒットがあること) を要求する (図 4.3)。また K_S の質量が分布の 3σ 以内である $490\text{MeV}/c^2 < M_{K_S^0} < 505\text{MeV}/c^2$ であることを要求した。 K_S の質量分布は図 4.4 のように得られた。破線はバックグラウンドで、これは K_S を再構築する際に tag 側から間違った π 粒子を用いてしまうことに起因する。

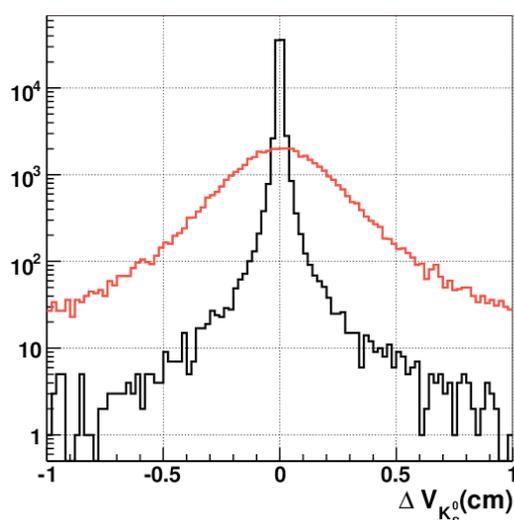


図 4.3: K_S の崩壊点分解能と SVD におけるヒット数の関係。横軸は MC での K_S の崩壊点と再構築した K_S の崩壊点との差 (K_S の崩壊点分解能)。黒線は SVD に 2 層以上のヒットを要求したもの。赤線はヒットのある層が 2 層未満であることを要求したもの。

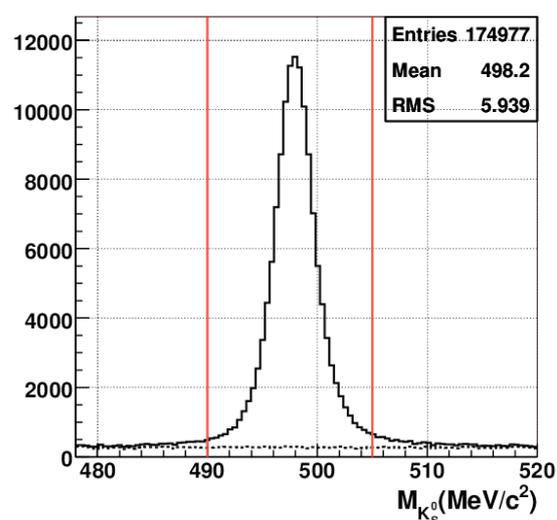


図 4.4: K_S の質量分布とそのカット。実線はシグナル、破線はその中のバックグラウンドを表す。赤線に挟まれる領域を要求している。

4.3.2 π^0 、 K^* 崩壊の再構築

π^0 及び K^* は再構築した際の不変質量で用いて同定する。 π^0 は二つの γ から組み上げ、 $118\text{MeV}/c^2 < M_{\pi^0} < 145\text{MeV}/c^2$ を要求する (図 4.5)。 K^* は K_S と π^0 から組み上げ、 $0.8\text{GeV}/c^2 < M_{K^*} < 1.0\text{GeV}/c^2$ を満たすことを要求している (図 4.6)。ここで見られるバックグラウンドも K_S のとき

と同様に、間違っただ γ (tag 側由来のものや他の粒子から 2 次的に発生したもの) から π^0 を再構築してしまうこと、間違っただ K_S や π^0 を用いて K^* を再構築してしまうことが原因である。

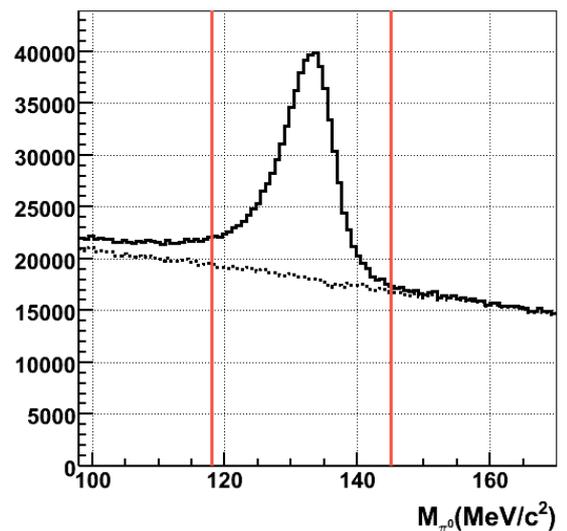


図 4.5: π^0 の質量分布とそのカット。実線はシグナル、破線はその中のバックグラウンドを表す。赤線に挟まれる領域を要求している。

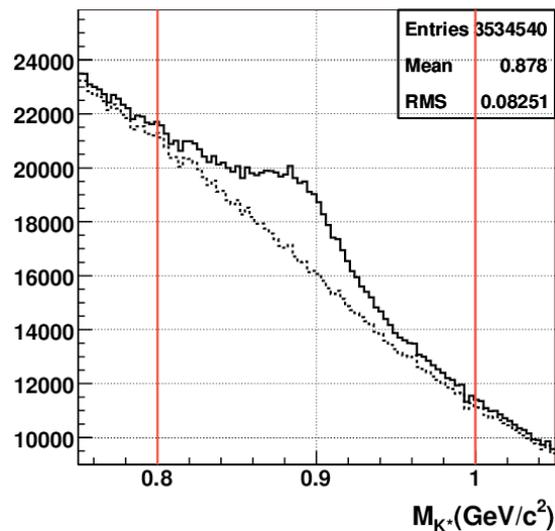


図 4.6: K^* の質量分布とそのカット。実線はシグナル、破線はその中のバックグラウンドを表す。赤線に挟まれる領域を要求している。

4.3.3 B^0 の再構築

前述の条件を満たした K^* と γ から B^0 を再構築する。ここで B^0 の不変質量が $5.0\text{GeV}/c^2 < M_{B^0} < 5.4\text{GeV}/c^2$ であることを要求する (図 4.7)。また、条件を満たした K^* 及び γ が複数個ある場合は、それらの組み合わせの中から最も B^0 の質量 ($5.28\text{GeV}/c^2$) に近いものを選んでいく。

4.4 tag 側の再構成

tag 側の B 中間子は、検出された荷電粒子のうち、 CP 側の B^0 を再構築するのに用いられた粒子以外の全ての荷電粒子を用いて再構成する。しかし tag 側の B^0 の多くは、図 4.8 左の D 中間子のような中間状態を経て終状態の荷電粒子となるものを含む。これらの粒子も全て、衝突点付近から出て来たものとして扱い再構築する (図 4.8 右)。ただし、大きく崩壊点位置の精度を下げている粒子 (つまり長寿命の粒子) は除かれる。

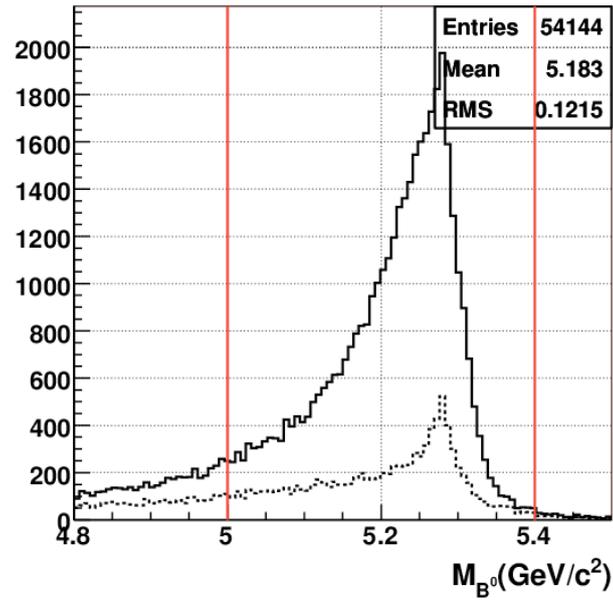


図 4.7: B^0 の質量分布。実線はシグナル、破線はその中のバックグラウンドを表す。赤線に挟まれる領域を要求している。

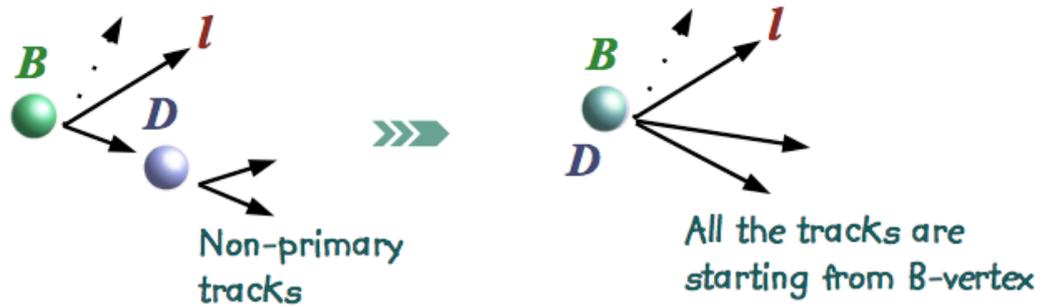


図 4.8: tag 側の再構築の概念図。実際は左図のように崩壊したものを、右図のように扱って再構築する。

第5章 検出効率と崩壊点分解能の評価

第4章で述べた方法を用いて、 $B^0 \rightarrow K^*\gamma$ 崩壊に最も適したSVDの5層目の位置を調べる。まず、崩壊点分解能を評価する指標について説明する。そして、5層目の位置をいろいろ変更して B^0 の検出効率と崩壊点分解能への影響について述べた後、5層目の最適な位置を決定する。その後、 K_S イベント以外のモードへの影響について述べる。最後にSVDの misalignment による影響についても述べる。

5.1 性能評価の指標

ここで、本研究で用いる崩壊点分解能について説明する。

第1章で述べたように、 B 中間子系において CP 非保存を観測するためには、生成される $B^0\bar{B}^0$ 対の崩壊における二次粒子をまず CP 側とtag側に分けて再構築する。その次に CP 側の B 中間子とtag側の B 中間子の崩壊した位置の差 V_{dif} を調べる。

本研究では、シミュレーションを用いて CP 側とtag側を再構築した時に得られる崩壊点位置をそれぞれ $V_{cp}^{rec}, V_{tag}^{rec}$ と、シミュレーションで生成された実際の場所を $V_{cp}^{MC}, V_{tag}^{MC}$ とし、それぞれの差を $\Delta V_{cp}, \Delta V_{tag}$ と定義する(式5.1、式5.2)。さらに CP 側とtag側の崩壊点位置の差も、再構築で得られたものとシミュレーションで実際に生成された位置の差を ΔV_{dif} で定義する(式5.3)。これら三つの値を崩壊点分解能の性能評価の指標として用いる。

$$\Delta V_{cp} \equiv V_{cp}^{rec} - V_{cp}^{MC} \quad (5.1)$$

$$\Delta V_{tag} \equiv V_{tag}^{rec} - V_{tag}^{MC} \quad (5.2)$$

$$\Delta V_{dif} \equiv (V_{cp}^{rec} - V_{tag}^{rec}) - (V_{cp}^{MC} - V_{tag}^{MC}) \quad (5.3)$$

また K_S に関しては、 K_S を再構築した際に得られる崩壊点とシミュレーションで生成された位置との z 成分の差 ΔV_{K_S} を定義し、それを性能評価の指標として用いる(式5.4)。

$$\Delta V_{K_S} \equiv V_{K_S}^{rec} - V_{K_S}^{MC} \quad (5.4)$$

これらをダブルガウシアンでフィットし、広い成分と狭い成分の幅をその面積比で足し上げたものを崩壊点分解能とする。図5.1はダブルガウシアンでフィットした例である。

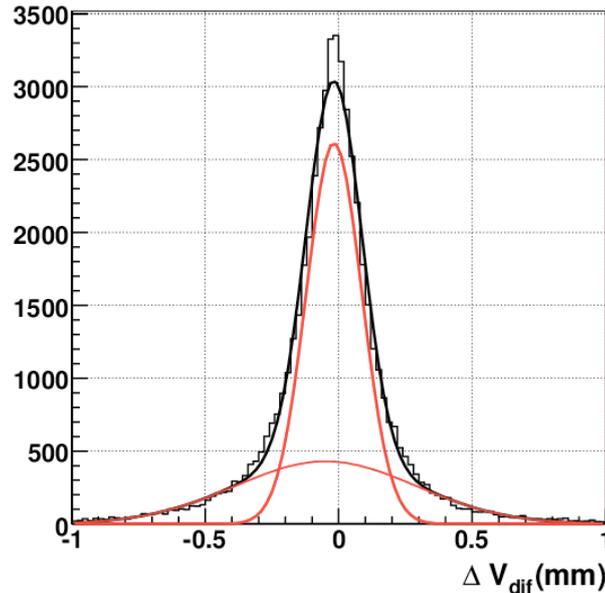


図 5.1: ダブルガウシアンでフィットした例。赤線がガウス分布で、黒線は二つの赤線の足し合わせ。

5.2 5層目の位置による影響と最適な位置

5層目の位置を 10cm から 14cm までの間で変化させ、 K_S と B^0 の検出効率と崩壊点分解能に与える影響について述べ、その結果から 5層目の最適な位置を決定する。ここで 5層目が 14cm にある状態とは、5層目と 6層目の間隔を $100\mu\text{m}$ まで接近させている状態である。

5.2.1 K_S の崩壊点分解能と検出効率

シグナルの K_S の崩壊点分解能と検出効率について調べた。図 5.2 は横軸に ΔV_{K_S} を示したヒストグラムである。赤線 (14cm) の方が黒線 (12cm) より分布の裾部分を引っ張っていることから黒線の方が分解能が良いと言える。

K_S の崩壊点分解能と 5層目の位置の関係をプロットしたのが図 5.3b である。この図から、崩壊点分解能は 5層目が 12.5cm くらいまではほぼ一定であるが、13cm 以上になると急激に悪くなっている。これは 4層目と 5層目の間で崩壊した K_S 、つまり 5層目と 6層目の 2層のみにヒットがある K_S を再構築する際、その 2層が十分な距離を持たなければ崩壊点分解能が下がることに起因する (付録 A 参照)。

また、5層目の位置と K_S の検出効率を図 5.3a に示す。5層目が中心から遠くなるほどより多くの K_S を検出することができている。

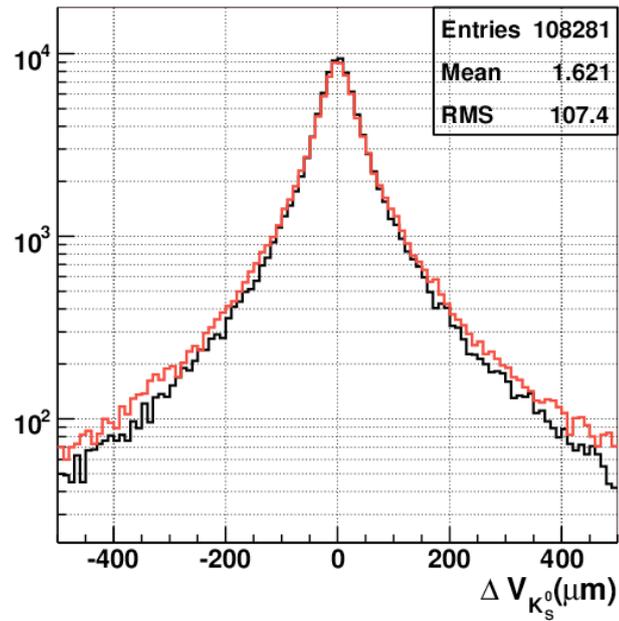


図 5.2: K_S の崩壊点分解能。黒線は 5 層目の位置が $r=12\text{cm}$ のとき。赤線は $r=14\text{cm}$ のとき。

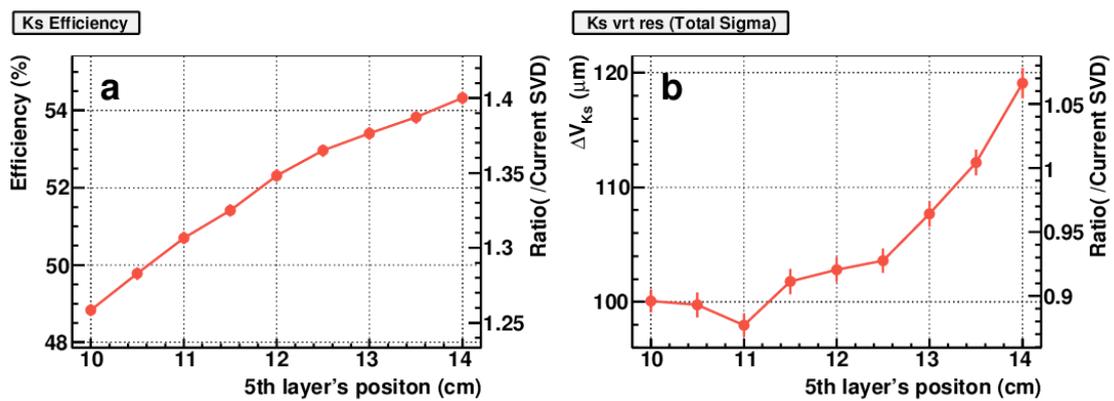


図 5.3: K_S の検出効率 (a) と崩壊点分解能 (b)。なお、各グラフの右側の軸は、現在の SVD から得られる値を 1 した比率である。

5.2.2 B^0 の崩壊点分解能と検出効率

B^0 の崩壊点分解能と検出効率について得られた結果を図 5.4 に示す。崩壊点分解能の CP 側 (図 5.4b) は K_S と同様の振る舞いを見せている。tag 側 (図 5.4c) は、 K_S のような長寿命の粒子は再構築の際にあまり用いられない。そのため 5 層目の位置によらず一定である。 CP 対称性を評価するのに重要な ΔV_{dif} (図 5.4d) も CP 側と同様に、5 層目が 6 層目に近づにつれ大きくなっており、14cm では現在より 20%ほど大きくなっている。しかし検出効率 (図 5.4a) は、5 層目を広げることによって向上し、12cm で 30%、14cm で 40%ほど向上している。

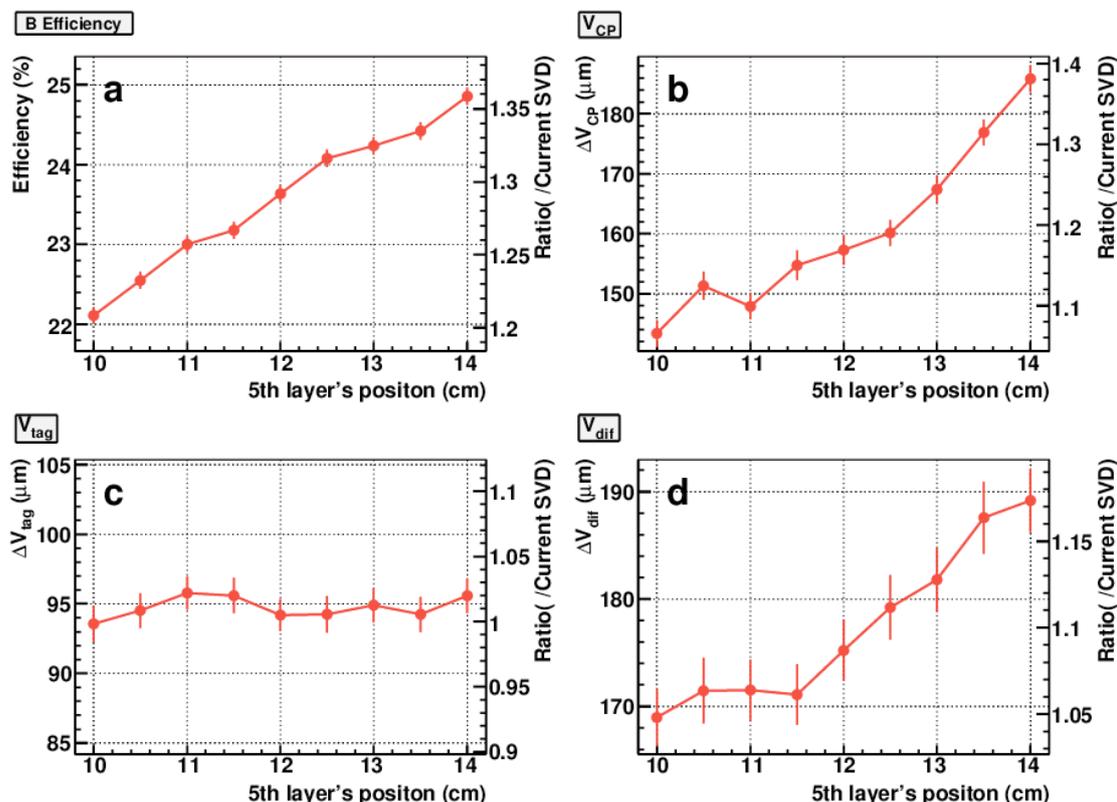


図 5.4: 5 層目の位置と $B^0 \rightarrow K^*\gamma$ における B^0 の検出効率 (a) 及び各崩壊点分解能 (b: CP 側、c: tag 側、d: $B^0\bar{B}^0$ の崩壊点差) との関係。

5.2.3 5 層目の最適な場所の決定方法

まず、崩壊点分解能と S の測定に必要な統計量の関係を明らかにし、上で得られた結果を用いて最適な場所を特定する。式 3.1 に示した S は間接的 CP 対称性の破れのパラメータであり、 CP が破れている時 $S \neq 0$ である。

崩壊点分解能が S の誤差に与える影響

CP 対称性の破れを観測するのに必要な統計量は、 S の値と崩壊点分解能によって異なってくる [14]。本来、 B 中間子系の崩壊時間差分布は式 1.8 を用いて

$$f(\tau) = \frac{1}{2} e^{-|\tau|} (1 + S \sin x\tau) \quad (5.5)$$

のように表される。ここで $\tau \equiv (t_1 - t_2)/\tau_B$ で、 t_1, t_2 は二つの B 中間子の崩壊時間、 τ_B は B^0 の寿命を表す。また x は B^0 - \bar{B}^0 混合のパラメータ ($= \delta m/\Gamma$)、 Γ は B^0 の崩壊幅、 δm は質量固有値の差である。

しかし実際に測定される分布は、崩壊点分解能のためにぼやかされる。ここでは、崩壊点分解能はダブルガウシアンに従うものとする、

$$F(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau' g(\tau, \tau', \sigma_\tau) f(\tau'), \quad (5.6)$$

$$g(\tau, \tau', \sigma_\tau) \equiv \frac{1}{\sqrt{2\pi}(A_1\sigma_{\tau_1} + A_2\sigma_{\tau_2})} \left[A_1 \exp\left\{-\frac{1}{2}\left(\frac{\tau - \tau'}{\sigma_{\tau_1}}\right)^2\right\} + A_2 \exp\left\{-\frac{1}{2}\left(\frac{\tau - \tau'}{\sigma_{\tau_2}}\right)^2\right\} \right] \quad (5.7)$$

のように得られる。ここで A_i と σ_{τ_i} ($i = 1, 2$) はそれぞれのガウス分布の高さと RMS を表す。

S は式 (5.6) を最尤法を用いることで得られる (S のみを自由パラメータとして扱う)。関数には以下のものを用いる。

$$L = \prod_{i=1}^N F(\tau_i) \quad (5.8)$$

ここで、 N は CP 側と tag 側がともに観測されたイベントの数、 τ_i は i 番目のイベントの崩壊時間差である。

$N \gg 1$ のとき、 S の誤差は、

$$\sigma_S^2 \simeq \frac{1}{d^2 N}, \quad (5.9)$$

$$d^2 = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \frac{1}{F} \left(\frac{\partial F}{\partial S} \right)^2 \quad (5.10)$$

と書ける。

そして CP 対称性の破れの観測に必要な最低統計量 N_s は、 $s(\equiv S/\sigma_S)$ を用いて

$$N_s \simeq \left(\frac{s}{dS} \right)^2 \quad (5.11)$$

となる。

5 層目の最適な位置の決定

図 5.4 から得られるように、SVD が 4 層から 6 層に増えると現行 SVD より崩壊点分解能は大きくなっており、また 5 層目が 6 層目に近づくとより大きくなる。これは前節で示した σ_{τ_1} や σ_{τ_2} が大き

くなることであり、そのため CP 対称性の破れの観測に必要な統計量 N_s が増えることを意味する。そこで、現行 SVD と同じ精度で S を測定するために必要なイベント数を、現行 SVD との比で

$$N'_s \equiv \frac{N_s}{N_s^{cur}} \quad (5.12)$$

と定義する。ここで N_s^{cur} は 4 層構造である現行 SVD において必要なイベント数、 N_s を 5 層目の各位置において必要なイベント数を表す。 N'_s と 5 層目の位置の関係をグラフにしたものが図 5.5 左である。つまり、 N'_s 倍だけ統計量があれば現行 SVD と同程度の精度で S を測定できる。ここで S の値は標準理論から予測される 0.03 を用いている。

これを考慮に入れた上で、図 5.4 の検出効率から実際にどの程度効率よくイベントを集めることが出来るかで 5 層目の最適な位置を決定する。検出効率 ϵ^{cur}, ϵ を用いて

$$R = \frac{N_s/\epsilon}{N_s^{cur}/\epsilon^{cur}} \quad (5.13)$$

を定義する。これは現行 SVD と同じ精度で S を測定するのに必要なルミノシティの比を表し、1 以下であれば現行 SVD より少ないルミノシティでよいことを意味する。 R と 5 層目の位置の関係を示したものが図 5.5 右である。

なお基準としている現行 SVD は 4 層構造なので 3 層目より内側で K_S が崩壊したイベントを用いることができ、一方新しい SVD は 6 層構造なので 5 層目より内側で K_S が崩壊したイベントまで用いられる。そのため 5 層目の位置をどこにとっても、現行 SVD より良い性能を示している。

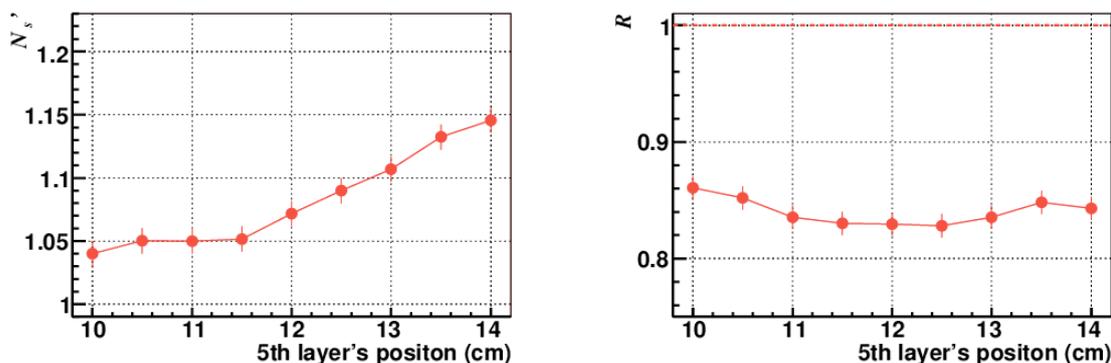


図 5.5: 左：現在の SVD と同じ精度の S を実現するために必要な統計量 N'_s と 5 層目の位置の関係。右：現行 SVD を基準とし、同じ精度で S を測定するのに必要なルミノシティの比。

5.2.4 6 層目の位置による影響

ここまでの議論では、6 層目の位置は LoI[11] で示されている 14cm に固定して行ってきた。ここでは、6 層目の位置を 13cm と 15cm に変化させたときに、同様の議論で 5 層目の最適な場所を特定

する。得られた結果が図 5.6 及び図 5.7 である。13cm、15cm とともに CP 側の崩壊点 (図 5.6b) と B 中間子対の崩壊点位置の差 (図 5.6d) の分解能は、14cm のときの形をそのままシフトしたような結果が得られた。つまり、崩壊点分解能は 5 層目と 6 層目との距離に依存していることが分かる。

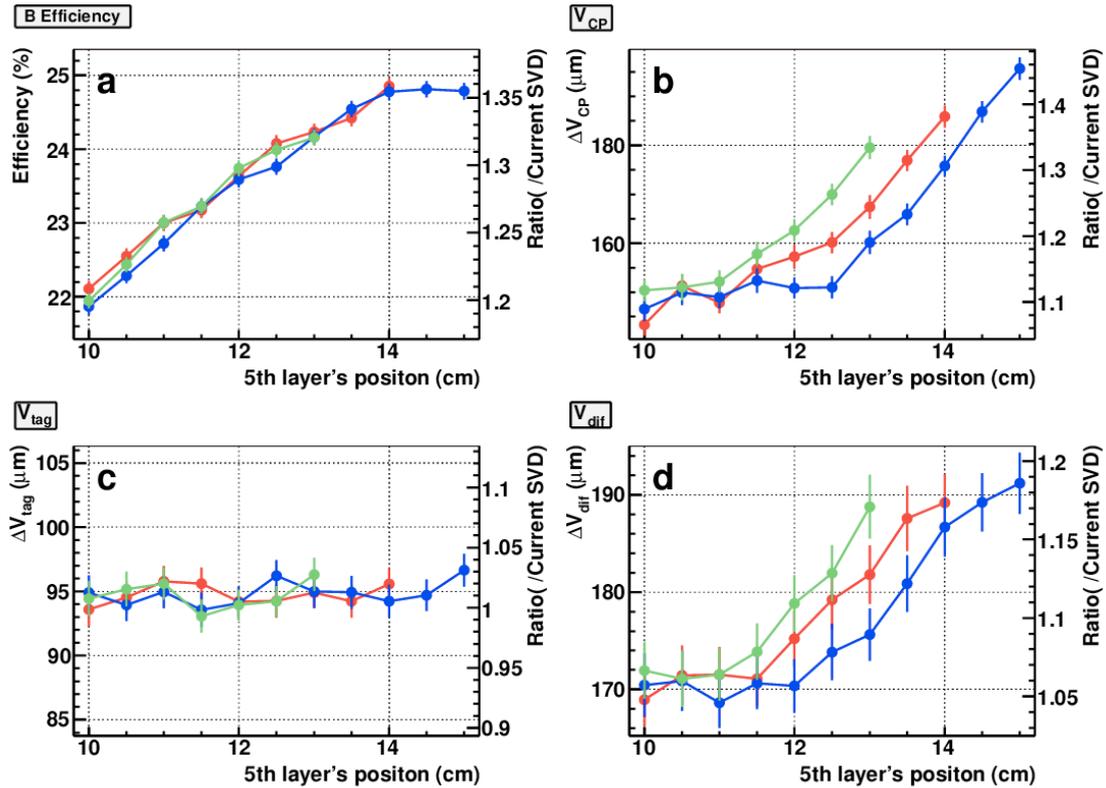


図 5.6: 6 層目の位置と $B^0 \rightarrow K^* \gamma$ 崩壊の検出効率 (a) 及び崩壊点分解能 (b:CP 側、c:tag 側、d: $B^0 \bar{B}^0$ の崩壊点差) の関係。6 層目の位置は、赤:14cm、青:15cm、緑:13cm。

5.2.5 まとめ

6 層目の位置が 14cm のとき、5 層目の位置は 10cm から 14cm の間であればどこでも現行 SVD 以上の精度で S を測定することが可能である。その中でも、最もよい精度を持つ場所が 12cm 付近であると得られた。また 6 層目の位置が 15cm と 13cm の場合、5 層目の最適な位置は 13cm と 11cm 付近であった。

5 層目を遠くに配置することで得られるイベント数が増える反面、 B 中間子の崩壊点から離れることと 6 層目に近づくことで崩壊点分解能が悪化する。これらの兼ね合いから、5 層目の最適な場所は 6 層目から 2cm 程度内側であるとわかった。

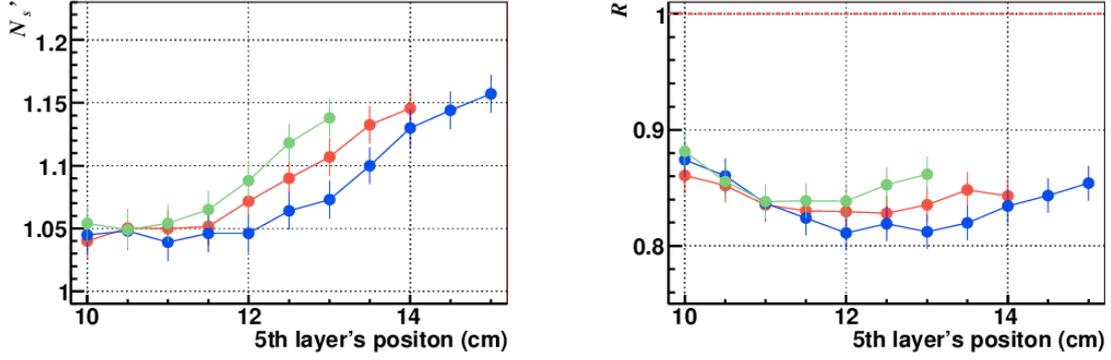


図 5.7: 左は現在の SVD と同精度の S を実現するのに必要な統計量。右は必要なルミノシティの比。6 層目の位置は赤:14cm, 青:15cm, 緑:13cm。

5.3 5 層目の位置が他の崩壊モードへ与える影響

5 層目の場所を K_S イベントに特化して選ぶ場合、その他の重要なモードに悪影響を及ぼさないことが重要である。ここでは $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 、 $B^0 \rightarrow \phi K_S$ の二つのモードに与える影響について調べた。

$B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊はほぼ全てがビームパイプ内で起こる。そのため CP 側の B^0 を再構築するための粒子 $\pi^+\pi^-$ は SVD の全層を通過する。よって 5 層目の位置にはほとんど影響を受けないものと考えられる。なお、 B^0 を再構築する際に $5.24\text{GeV}/c^2 < M_{B^0} < 5.32\text{GeV}/c^2$ を要求している (図 5.8)。

$B^0 \rightarrow \phi K_S$ 崩壊では B^0 を再構築する際、 $\phi \rightarrow K^+K^-$ 崩壊を用いる。この崩壊は K_S を含むが、 ϕ の崩壊幅は 4.26 MeV でありすぐに崩壊するため、 ϕ の崩壊した点と B^0 の崩壊した点を等価と考えると十分な分解能が得られる。そして K_S は B^0 の質量を組む際にのみ用いるので、モード全体として 5 層目の位置にはよらないものと考えられる。なお、 ϕ を再構築する際に $1.00\text{GeV}/c^2 < M_\phi < 1.04\text{GeV}/c^2$ を (図 5.9)、 B^0 を再構築する際に $5.24\text{GeV}/c^2 < M_{B^0} < 5.32\text{GeV}/c^2$ を要求している (図 5.10)。

5.3.1 $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊

$B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ の検出効率及び崩壊点分解能は図 5.11 のように得られた。予想通り全てが 5 層目の位置によらず一定に現行 SVD と同じ値である”1”を返しているため、 $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊には悪影響を及ぼしていないと言える。

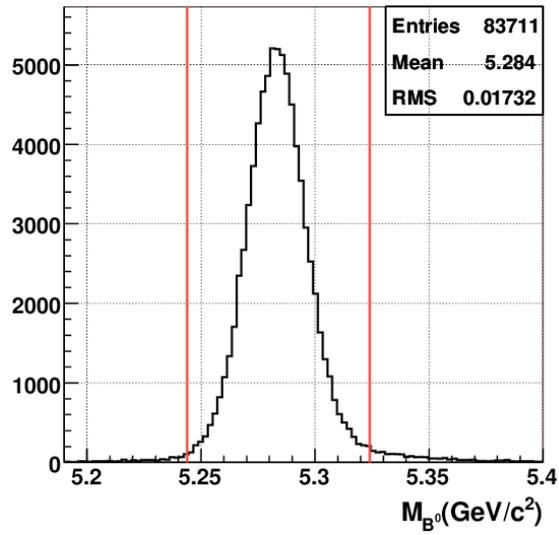


図 5.8: $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 崩壊における B^0 の質量分布

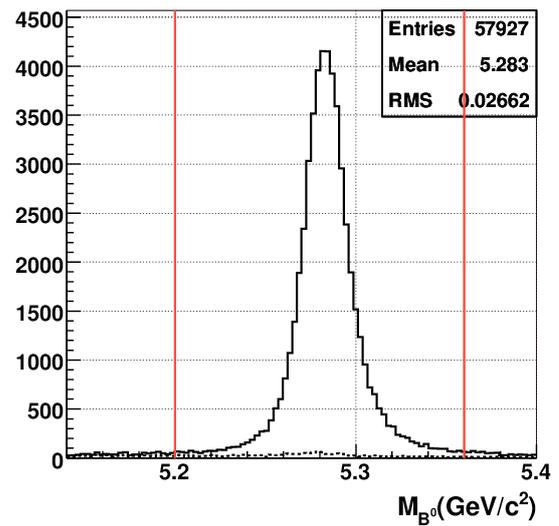
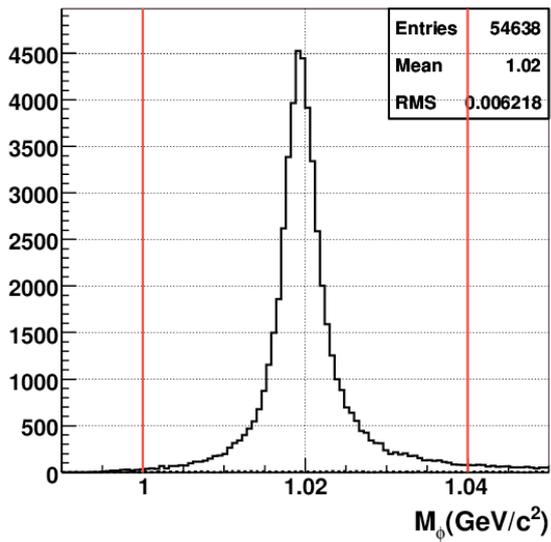


図 5.9: $B^0 \rightarrow \phi K_S$ 崩壊における ϕ の質量分布。 図 5.10: $B^0 \rightarrow \phi K_S$ 崩壊における B^0 の質量分布。

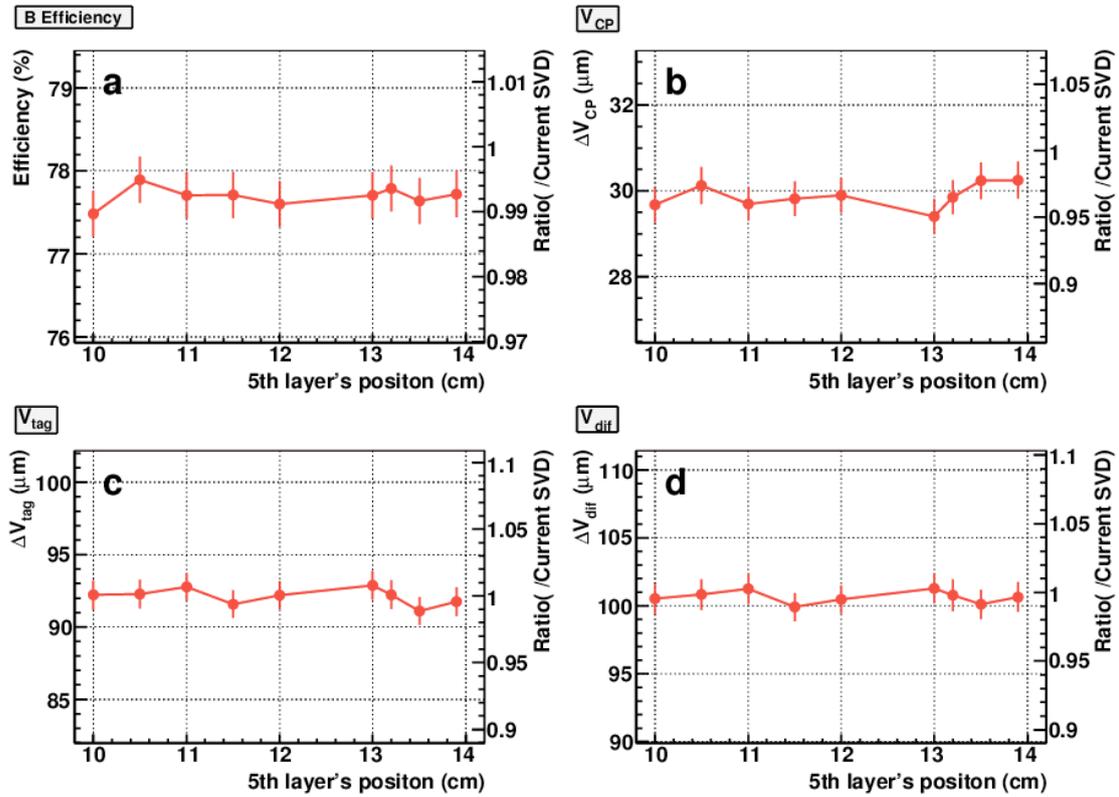


図 5.11: 5 層目の位置と $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ における B^0 の検出効率 (a) 及び各崩壊点分解能 (b : CP 側、c : tag 側、d : $B^0\bar{B}^0$ の崩壊点差) との関係。

5.3.2 $B^0 \rightarrow \phi K_S$ 崩壊

$B^0 \rightarrow \phi K_S$ 崩壊における検出効率及び崩壊点分解能は図 5.12 のように得られた。こちらでも $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ と同様にほぼ現在の SVD と同じ値” 1 ”を返しているが、5 層目の位置が 6 層目に極端に近いときは CP 側の分解能が悪くなっている。これは 2 つの層が近すぎるため、全ての層にヒットがあるにも関わらず、その 2 層の情報のみを用いてトラッキングしてしまっているからである。しかし ΔV_{tag} の方がより分解能が悪いため、一番重要である ΔV_{dif} の分解能にはほとんど影響を及ぼしていない。よって、 $B^0 \rightarrow \phi K_S$ 崩壊にも悪影響を及ぼしていないと言える。

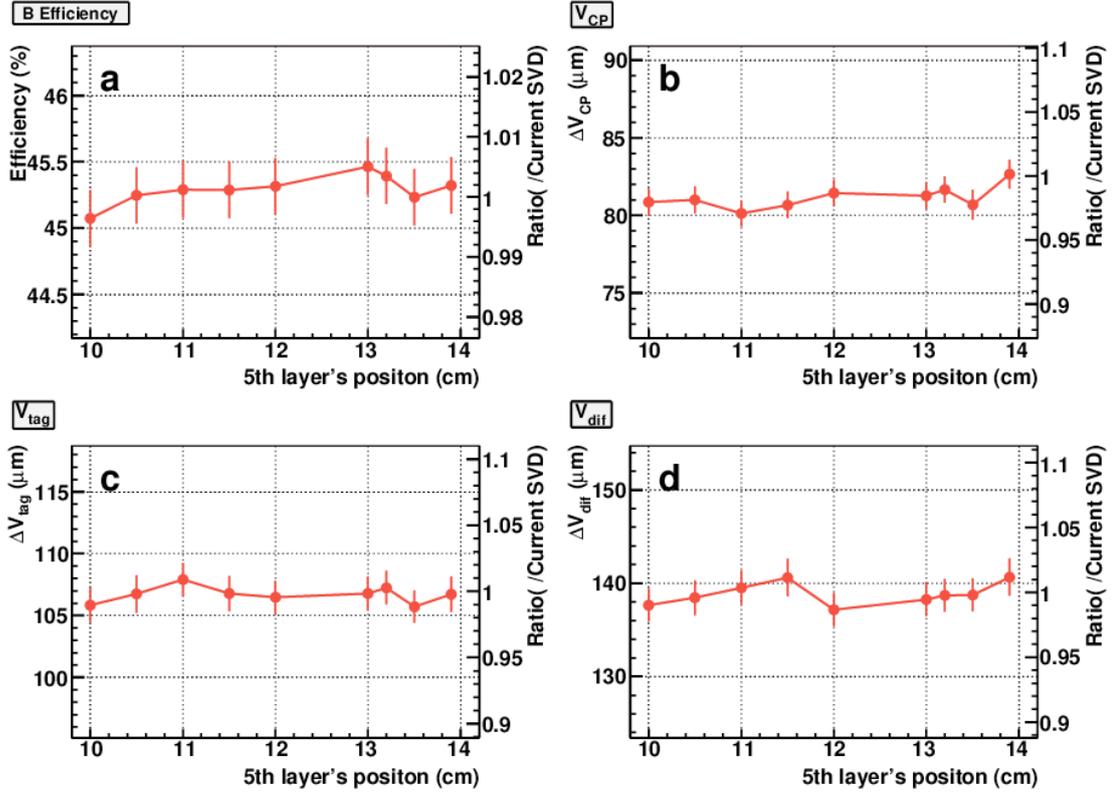


図 5.12: 5 層目の位置と $B^0 \rightarrow \phi K_S$ における B^0 の検出効率 (a) 及び各崩壊点分解能 (b : CP 側、c : tag 側、d : $B^0 \bar{B}^0$ の崩壊点差) との関係。

5.3.3 まとめ

今回調べた $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊および $B^0 \rightarrow \phi K_S$ 崩壊においては、SVD の 5 層目の位置を変更しても特に悪影響を及ぼすことはない。

5.4 misalignment による影響

SVD を配置した際に、実際に配置されている位置を厳密に知ることは不可能である。つまり SVD が配置されていると思っている場所と真の場所にはズレが生じる。そこで正確に SVD を配置した場所を決定するため、現在の Belle では宇宙線起源の μ 粒子を磁場をかけずに観測し、Alignment の補正に利用している。この Alignment の補正の精度は CP 対称性の測定における系統誤差に影響を与える。

misalignment は Global misalignment と Internal misalignment の二種類に分けられる [15]。Global misalignment とは、Belle 検出器が持つ座標系からの SVD 全体としてのズレを表す (図 5.13)。Internal Mis-alignment は SVD を構成する各 DSSD の個々が持っているズレを表す (図 5.14)。この 2 つの和が、SVD の総合的な misalignment である。

パラメータはそれぞれ 6 つあり、x 軸,y 軸,z 軸に平行な移動と、x 軸,y 軸,z 軸を中心とした回転移動である。

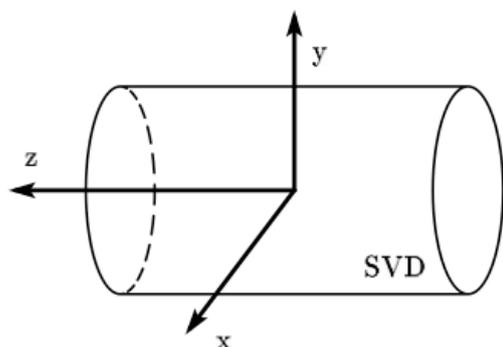


図 5.13: Global misalignment の概念図。

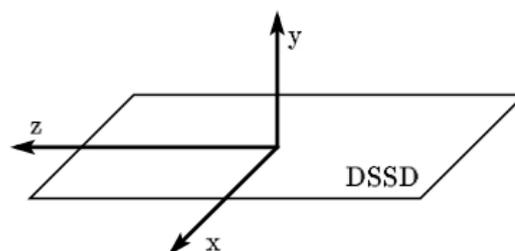


図 5.14: Internal misalignment の概念図。

5.4.1 $B^0 \rightarrow K^*\gamma$ への影響

ここでは、Global misalignment と Internal misalignment が $B^0 \rightarrow K^*\gamma$ 崩壊での検出効率及び崩壊点分解能に与える影響を調べる。

Global misalignment

SVD 全体に平行移動 ($X_{global} \times 10\mu\text{m}$) と回転移動 ($X_{global} \times 0.1\text{mrad}$) を x 軸、y 軸、z 軸について同時に施した。ここで、 $X_{global} = 0, 1, 2, 3$ である。

得られた結果が図 5.15 である。図からも分かるように、崩壊点分解能・検出効率共にはほとんど影響を及ぼしていない。

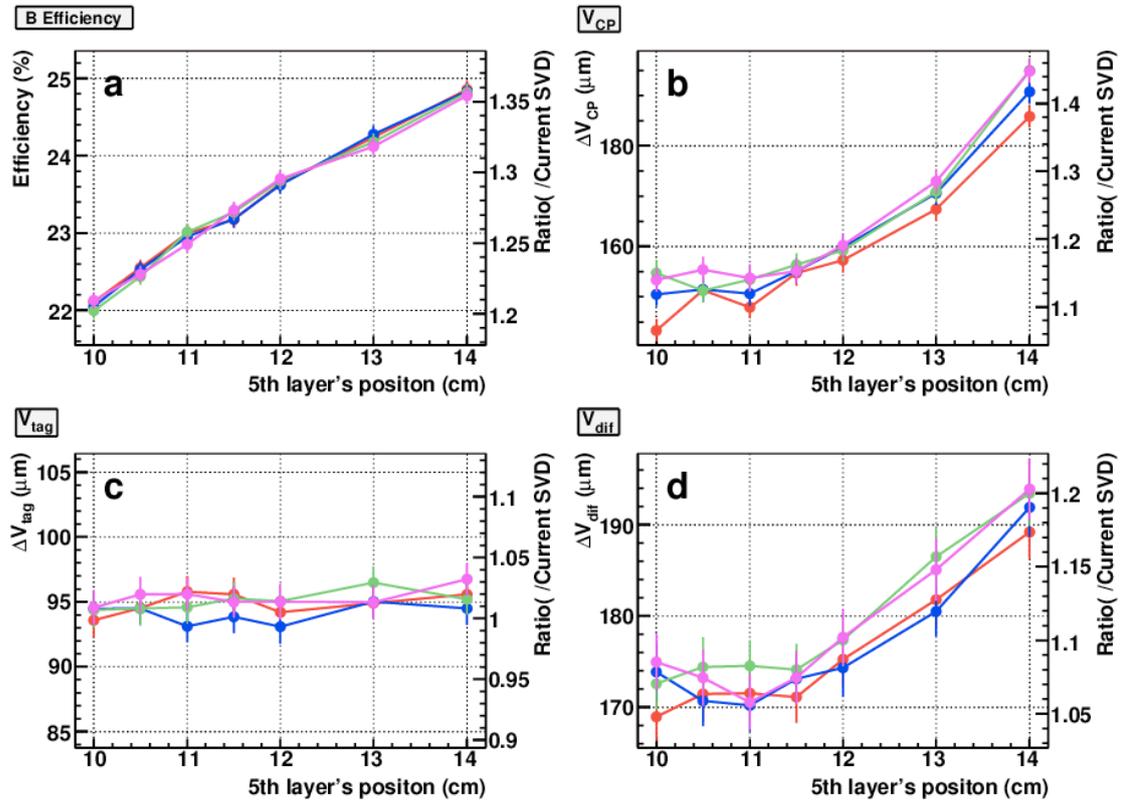


図 5.15: Global misalignment と検出効率 (a) と崩壊点分解能 (b:CP 側、c:tag 側、d: $B^0\bar{B}^0$ の崩壊点差) との関係。各色は、赤： $X_{global} = 0$ 、青： $= 1$ 、緑： $= 2$ 、ピンク： $= 3$ を表す。

Internal misalignment

次に、各 DSSD を独立に平行移動 ($\sigma_{shift} = X_{internal} \times 10\mu\text{m}$) と回転移動 ($\sigma_{rot} = X_{internal} \times 0.1\text{mrad}$) を同時に施した。ここで各 DSSD はガウス分布に従う乱数を用いて動かし、 $\sigma_{shift}(\sigma_{rot})$ はそのとき用いたガウス分布の σ である。 $X_{internal} = 0, 1, 2, 3$ の 4 通りで調べた。

崩壊点分解能は、Global misalignment とは異なり大きく影響していることが分かる。(図 5.16)。

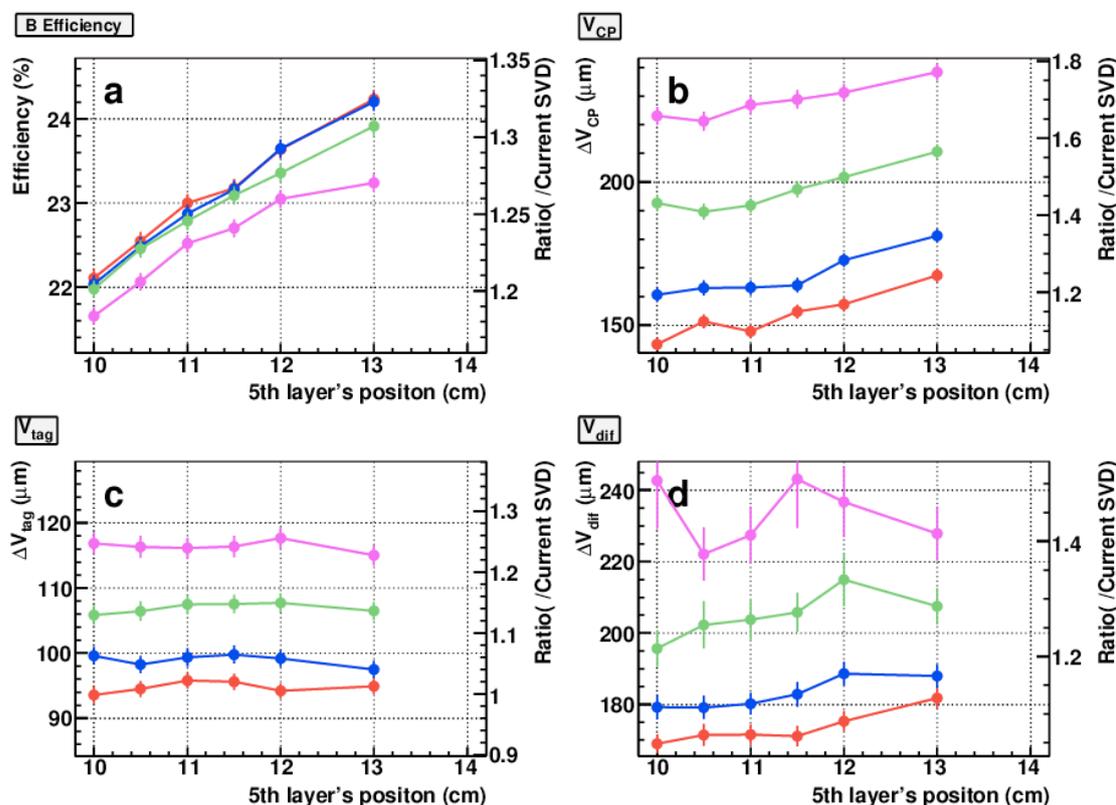


図 5.16: Internal misalignment と検出効率 (a) と崩壊点分解能 (b:CP 側、c:tag 側、d: $B^0\bar{B}^0$ の崩壊点差) との関係。赤: $X_{internal} = 0$, 青: $= 1$, 緑: $= 2$, ピンク: $= 3$ 。

5.4.2 系統誤差への影響

ここでは、上で述べた Global misalignment 及び Internal misalignment が CP 解析の系統誤差にどれくらい影響を与えるかを調べる。これは用いるモードにより CP 解析の手法も異なる。そのため今回は、最もよく解析が行われその手法も確立している $B^0 \rightarrow J/\Psi K_S$ 崩壊を用いて調べる。

Global misalignment 及び Internal misalignment は、前項で用いた $X_{global}, X_{internal}$ をそれぞれ 0 ~ 3 までの組み合わせ、全 10 通りで調べた ($X_{Internal} = 3$ のときは、 $X_{global} = 0$ のみ)。 $(X_{global}, X_{internal})$ 座標で (0, 0) のときの S を基準に、その差を評価の指標とした。ここでのシミュレーションは全ての組み合わせにおいて完全に同じものを使用しているため、 S の値の差がそのまま

misalignment からくる系統誤差と見なすことができる。各座標における結果をプロットしたのが図 5.17 である。Global misalignment の効果はほとんど見られなかったが、Internal misalignment の効果は大きく、 $S \simeq 0.03$ を観測するには $X_{internal} \leq 1$ が要求される。

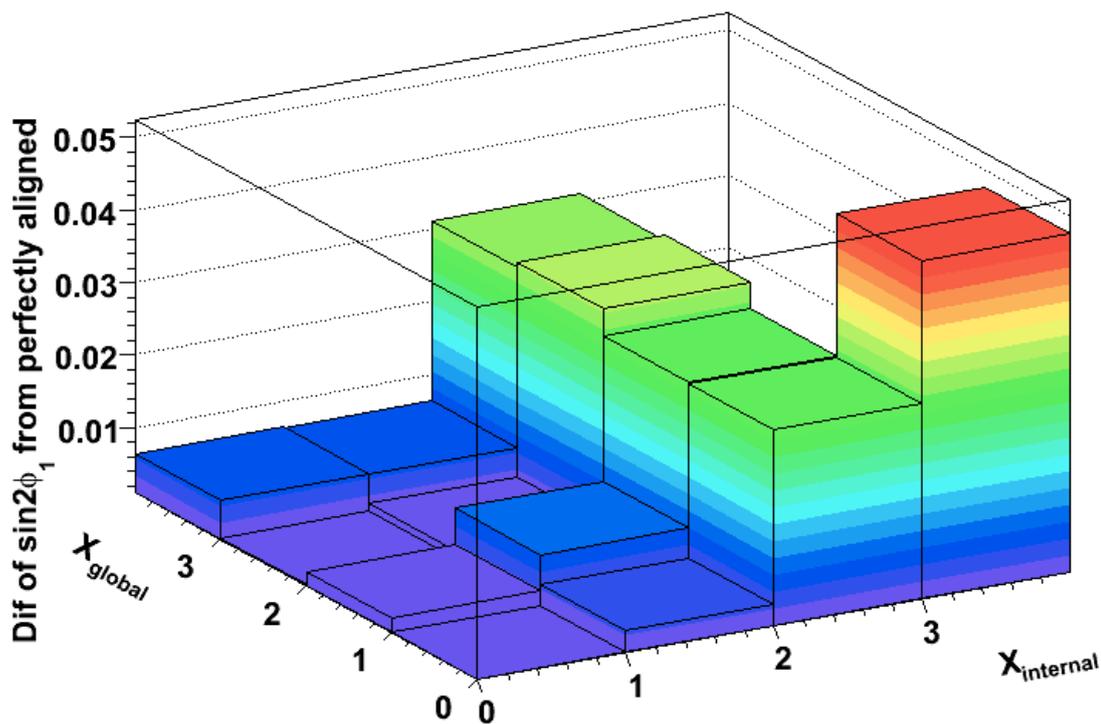


図 5.17: X_{global} と $X_{internal}$ の組み合わせと $\sin 2\phi_1$ の系統誤差の関係。

5.4.3 まとめ

misalignment が、 $B^0 \rightarrow K^*\gamma$ 崩壊の崩壊点分解能に与える影響と、 $B \rightarrow J/\psi K_S$ の系統誤差に与える影響について調べた。それらの結果、Global misalignment による影響は非常に小さく、Internal misalignment による影響が支配的であると分かった。特に Internal misalignment が、平行移動 (回転移動) で $20\mu\text{m}$ (0.2mrad) 以上するとき顕著である。 $S \simeq 0.03$ を観測するためには、平行移動 (回転移動) で $10\mu\text{m}$ (0.1mrad) 以下であることが要求されるが現在の補正方法では不十分であるため、新しい Alignment 補正の方法の開発が必要である。

第6章 結論

Belle 実験の Super Belle へのアップグレードに伴い、SVD もそれに適した形にアップグレードするため、その設計が必要である。本研究では、Super Belle で標準理論を超える物理の発見の可能性を秘めた崩壊モード、 $B^0 \rightarrow K^*\gamma$ へ大きな影響を与える SVD の 5 層目において

- 最適な 5 層目の位置はどこか？
- その他の重要な崩壊モードに悪影響を及ぼしていないか？
- Mis-alignment がどの程度影響するか？またどれくらいが許容範囲か？

について調べた。

まず始めに、本研究に特化したシミュレーションを用いて、5 層目の位置を変更することで検出効率と崩壊点分解能へ与える影響を調べた。5 層目の位置をビーム軸から遠くに配置するほど多くの統計量を得ることが出来る反面、6 層目に近づくことで崩壊点分解能が悪化することが分かった。そこで、 S を測定するために必要な統計量を計算し、現行の SVD と比較することで最も効率良くイベントを収集できる位置を見積もった。その結果、6 層目の位置より 2cm 内側が 5 層目の最適な位置と分かった。

また、5 層目の位置が $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 崩壊と $B^0 \rightarrow \phi K_S$ 崩壊へ及ぼす影響について調べ、両モードとも検出効率及び崩壊点分解能へ悪影響がないことを確認した。

最後に、Mis-alignment が及ぼす影響とその許容範囲について、 $B^0 \rightarrow K^*\gamma$ 崩壊の検出効率及び崩壊点分解能と、 $B^0 \rightarrow J/\Psi K_S$ 崩壊における CP 解析の系統誤差の変化を用いて調べた。Global Mis-alignment は特に大きな影響を与えないが、Internal Mis-alignment は影響が大きく、 $S \simeq 0.03$ を観測するためには平行移動 (回転移動) において $10\mu\text{m}(0.1\text{mrad})$ 以下であることが要求される。そのため、現在の Alignment 補正の方法では不十分であり、新しい方法の開発が必要である。

付録A SVD 2層の距離と崩壊点からSVDまでの距離による崩壊点分解能への影響

SVDを2層だけ用いた、2体崩壊の崩壊点分解能は、その2層の距離及びSVDと崩壊点との距離に大きく依存する。この章では簡単化したモデルを用いてそれを証明する。

簡単のため、1粒子のトラッキングについて考える。また本来荷電粒子は磁場によりらせん運動をしているが、ここでは直線運動としている。

図A.1のような $z-y$ 平面を考える。2層のSVDは $y = y_1, y_2$ に配置し、2層間の距離を $d = y_2 - y_1$ とする。粒子は $V(v_z, 0)$ で崩壊し、1層目、2層目において $A(z_1, y_z), B(z_2, y_2)$ と通過する。また、粒子の軌道と z 軸のなす各を θ 、 $V-A$ 間の距離を r とする。

このとき、崩壊点 v_z は d, r, z_1, z_2 を用いて

$$v_z = z_1 - r \cos \theta = z_1 - r \frac{z_2 - z_1}{\sqrt{d^2 + (z_2 - z_1)^2}} \quad (\text{A.1})$$

と表せる。

次に、各SVDが持つ分解能がどのように v_z に影響を及ぼすかを考える。誤差伝播則を用いて

$$\sigma_v^2 = \left(\frac{\partial v_z}{\partial z_1} \right)^2 \sigma_{z_1}^2 + \left(\frac{\partial v_z}{\partial z_2} \right)^2 \sigma_{z_2}^2, \quad (\text{A.2})$$

と書ける。ここで $\sigma_{z_1}, \sigma_{z_2}$ はそれぞれ1層目、2層目のSVDの位置分解能である。偏微分の部分を計算すると、

$$\frac{\partial v_z}{\partial z_1} = 1 + \frac{r}{d^2 + (z_2 - z_1)^2} \left\{ (d^2 + (z_2 - z_1)^2)^{\frac{1}{2}} - \frac{(z_2 - z_1)^2}{\sqrt{(d^2 + (z_2 - z_1)^2)}} \right\} \quad (\text{A.3})$$

$$= 1 + \frac{rd^2}{(d^2 + (z_2 - z_1)^2)^{\frac{3}{2}}} = 1 + r \frac{\sin^3 \theta}{d} \quad (\text{A.4})$$

同様に

$$\frac{\partial v_z}{\partial z_2} = r \frac{\sin^3 \theta}{d} \quad (\text{A.5})$$

が得られる。これらを式(A.2)に代入すると崩壊点分解能は、

$$\sigma_v^2 = \left(1 + r \frac{\sin^3 \theta}{d} \right)^2 \sigma_{z_1}^2 + \left(r \frac{\sin^3 \theta}{d} \right)^2 \sigma_{z_2}^2 \quad (\text{A.6})$$

のように得られる。

この式から、SVDの2層は離れているほど、また崩壊点はSVDに近いほど高い崩壊点分解能が得られることがわかる。

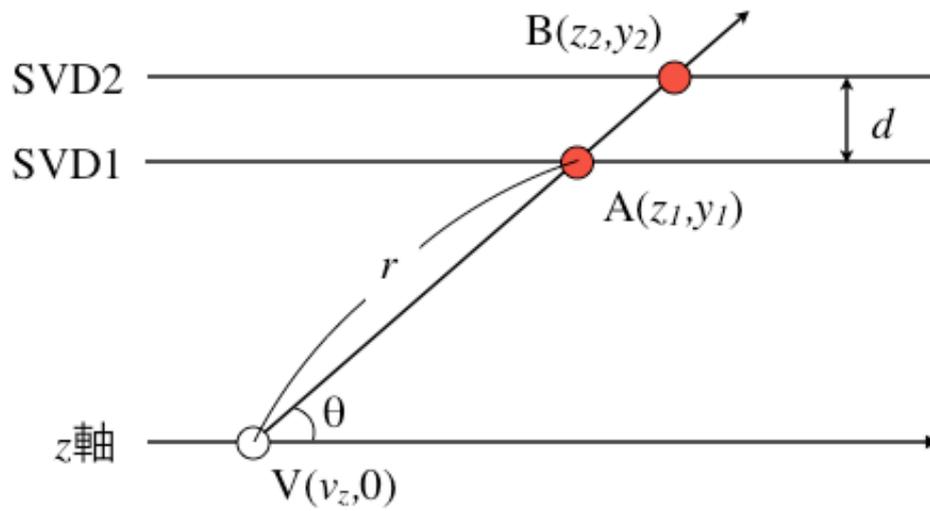


図 A.1: 各パラメータの位置関係。

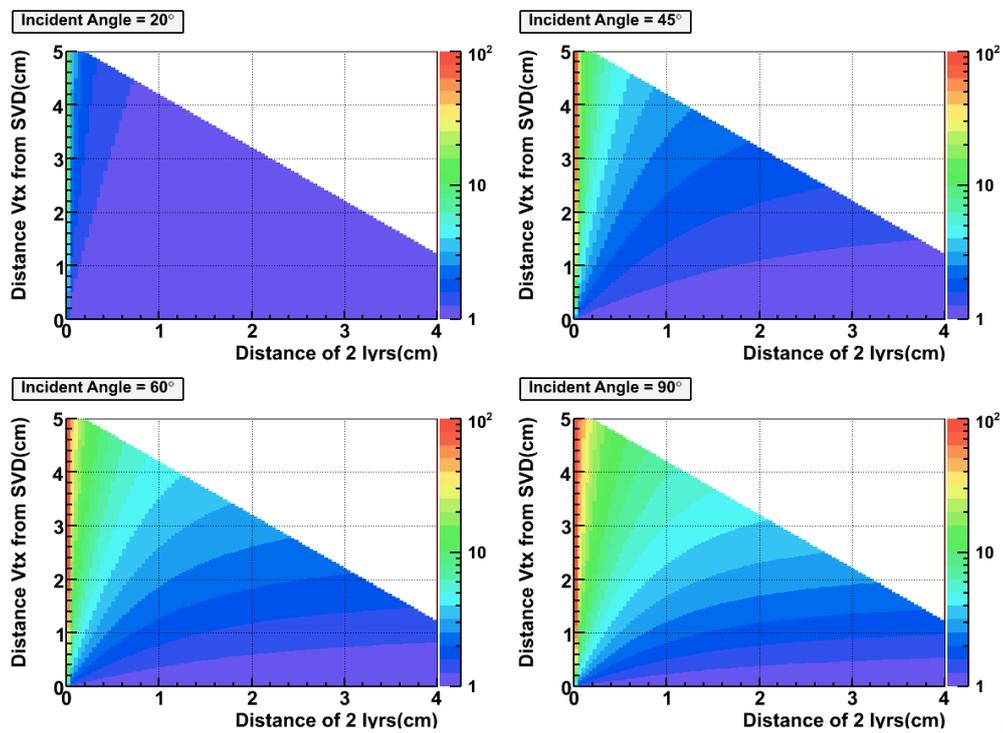


図 A.2: SVD 2 層の距離及び崩壊点から SVD までの距離と崩壊点分解能の関係。横軸は 2 層間の距離 (d)、縦軸は崩壊点から SVD までの距離 (r)。色軸は崩壊点分解能 (σ_{v_z}) で SVD の位置分解能 (σ_{z_1}) を基準にしている。

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。

はじめに、私を高エネルギー物理の世界に導き、素晴らしい研究環境とともに様々な経験・知識を得る機会を与えてくれた山中卓教授に深く感謝します。研究内容から日常生活までにおいて鋭い指摘・アドバイスを頂き、自分も大きく成長出来たと感じています。この研究室で得たものは今後の人生において大きな糧になることでしょう。

花垣和則准教授、山鹿光裕先生、小寺克茂さん、現・筑波大学の三宅秀樹さんには素粒子物理学に関わる深い知識を教授していただきました。花垣和則准教授にゼミ等で分かりやすく解説して頂いた素粒子物理学の知識は、本研究を行う上で欠かせないものになっていました。山鹿光裕先生、三宅秀樹さんにはコンピュータに関わる幅広い知識を授けて頂き、その知識は本研究においても多いに役立ちました。小寺克茂さんには、研究内容の疑問点を一緒に解決してくださったり、日常の談笑相手になってくださったりと、非常に充実した時間を送らせていただきました。

同じ Belle 実験グループの David Noel Heffernan さん、黒木洋平さんにはあらゆる場面で本研究における様々な助言・手助けをして頂きました。また共にする時間も一番長く、彼らなしではこれほど有意義な研究生生活はなかったでしょう。

岩井瑛人さん、佐藤和史君、廣瀬穰君、吉元寛貴君、石川迪雄君、Lee Jong Wong 君には、毎日の研究室生活を共にし、楽しく充実した時間を過ごさせて頂いたことに感謝します。特に岩井瑛人さんには、コンピュータや素粒子物理学から日常生活に至るまでの様々な助言を頂き、問題にぶつかったときは常に親身になって相談に乗って頂きました。どうもありがとうございました。

SVD グループの方々には、ミーティング等での確かな指摘を頂き、常に私の研究の方向性を修正・誘導して下さりました。また本研究を進めて行く上で必要不可欠な SVD に関する深い知識を与えてくれました。

KEK の後田裕さんには、本研究の崩壊モード解析に関する様々な助言・指摘を頂きました。疑問・質問にも丁寧に答えてくださり、おかげで本論文の重要な部分を完成させることができました。

KEK の住澤一高さんには、本研究の系統誤差を見積もる際に助力を頂きました。お忙しい年の瀬のお願いにも関わらず、時間と労力を割いてくださったことに大変に感謝しています。

山中卓研究室の秘書・川口真希さんには、多くの事務手続きを滞りなく進めて頂き、また私の不備にも迅速に対応して頂き、おかげで研究活動に専念することができました。誠に迷惑をお掛けしました。

最後に、原隆宣先生に最大の感謝を述べたいと思います。常に私たち学生のことを念頭に置き、昼夜・休日を問わず、手間暇を惜しまずご指導して下さいました。おかげでこれ以上ない研究生生活を送ることが出来ました。原隆宣先生の手助けなしには本論文の完成もあり得ませんでした。本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] C. S. Wu *et al.*, Phys. Rev. **105**, 1413 (1957).
- [2] J. H. Christenson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964).
- [3] I. I. Bigi and A. I. Sanda, Nucl. Phys. **193**, 851 (1981).
- [4] Belle Collaboration K. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 091802 (2001).
- [5] BABAR Collaboration, Phys. Rev. Lett. **87**, 091801 (2001).
- [6] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973).
- [7] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51**, 1945 (1983).
- [8] "KEKB B-Factory Design Report", KEK Report 95-7 (1995).
- [9] Belle Collaboration, "Technical Design Report", KEK Report 95-1 (1995).
- [10] S. W. Lin, "Records on the Luminosity Value", http://belle.kek.jp/bdocs/lum_record.html.
- [11] "Super KEKB Letter of Intent" (2004).
- [12] D. Atwood, M. Gronau, and A. Soni, Phys. Rev. Lett. **79**, 185 (1997).
- [13] Belle Collaboration Y. Ushiroda *et al.*, Phys.Rev.Lett. D **74** (2006).
- [14] H. Ozaki, Belle Note 111 (1996).
- [15] H. Ishino, Belle Note 715 (2004).