

# Measurement of Polarization and Time-Dependent $CP$ Asymmetry Parameters in $B^0 \rightarrow D^{*+}D^{*-}$ Decays \*

大阪大学理学部  
三宅 秀樹

miyake@champ.hep.sci.osaka-u.ac.jp

2005年(平成17年)12月5日

## 1 はじめに

### 1.1 $CP$ 非保存現象の多面的測定

素粒子標準理論における  $CP$  の破れは、弱い相互作用のクォーク混合行列 (カビボ・小林・益川行列) に含まれる複素位相によって説明される [1]。この枠組において、 $B^0$  中間子と  $\bar{B}^0$  中間子が共通の  $CP$  固有状態  $f_{CP}$  へと崩壊するとき、それらの時間に依存する崩壊率に大きな  $CP$  非対称性が表れること [2] が予言された。2001年 Belle [3, 4] および BaBar [5] 実験は、 $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  をはじめとする  $b \rightarrow c\bar{c}s$  遷移モード [6] を用いた、時間に依存する  $CP$  非対称度の測定を行い、標準理論における  $CP$  非対称度パラメータ  $\sin 2\phi_1$  に矛盾しない大きさの  $CP$  非対称性を観測した。ここで、 $\phi_1$  はカビボ・小林・益川行列要素から定義されるユニタリティ三角形 [3, 4] の内角の一つである。

しかしこの測定のみをもって、小林益川位相だけが  $CP$  非保存現象の唯一の源であると断定することはできない。 $b \rightarrow c\bar{c}s$  以外のクォーク遷移 (たとえば  $b \rightarrow s\bar{s}s$  や  $b \rightarrow c\bar{c}d$ ) や、レプトンセクターにおける  $CP$  非対称度測定などの多面的な観測により、標準理論とそれを越える物理を検証する必要がある。 $b \rightarrow c\bar{c}d$  遷移モードの一つである  $B^0 \rightarrow D^{*+}D^{*-}$  崩壊は、このような標準理論の検証および新しい物理の探索に適したモードの一つである。 $B^0 \rightarrow D^{*+}D^{*-}$  崩壊は、支配的なツリー崩壊の他に、無視できない大きさのループ図 (ペンギン崩壊) の寄与を許容する。図 1 に  $B^0 \rightarrow D^{*+}D^{*-}$  の崩壊ダイアグラムを示す。標準理論の枠組の中で、ペンギン崩壊が無視できると仮定する場合、 $b \rightarrow c\bar{c}d$  遷移モードにおける時間に依存する  $CP$  非対称度は  $b \rightarrow c\bar{c}s$  遷移と同様に  $\sin 2\phi_1$  を与える。 $B^0 \rightarrow D^{*+}D^{*-}$  崩壊における標準理論からのペンギン図の寄与は小さい [7] ことが予測されているので、この崩壊で測定される、時間に依存した  $CP$  非対称度が

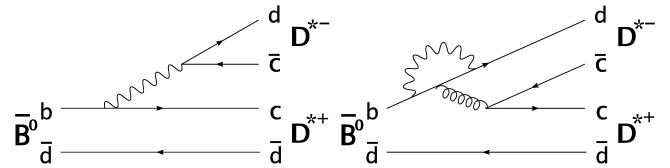


図 1:  $B^0 \rightarrow D^{*+}D^{*-}$  崩壊ダイアグラム (左) ツリー崩壊 (右) ペンギン崩壊

$b \rightarrow c\bar{c}s$  崩壊による測定値から大きくずれていた場合、それは新しい  $CP$  非保存位相の存在を示唆することになる。

### 1.2 $B^0 \rightarrow D^{*+}D^{*-}$ 崩壊における偏極と $CP$ 非対称度

ここで、本研究において用いる  $CP$  非対称度パラメータの定義を行う。 $\Upsilon(4S)$  共鳴から生成される  $B$  中間子 ( $B_{CP}$ ) が時刻  $t_{CP}$  において  $CP$  固有状態  $f_{CP}$  に崩壊し、対となる  $B$  中間子 ( $B_{tag}$ ) が時刻  $t_{tag}$  に  $B^0$  か  $\bar{B}^0$  か識別できる終状態  $f_{tag}$  に崩壊するとき、この系における崩壊率の時間依存性は

$$P(\Delta t) = \frac{e^{-|\Delta t|/\tau_{B^0}}}{4\tau_{B^0}} \left\{ 1 + q \left[ S \sin(\Delta m_d \Delta t) + A \cos(\Delta m_d \Delta t) \right] \right\} \quad (1)$$

と与えられる。ここで、 $\tau_{B^0}$  は  $B^0$  中間子の寿命、 $\Delta m_d$  は  $B^0$  中間子の質量差、固有時間差  $\Delta t = t_{CP} - t_{tag}$  であり、 $B_{tag}$  が  $B^0$  ( $\bar{B}^0$ ) のとき  $b$  クォークフレーバー  $q = +1$  ( $-1$ ) とする。 $S$  と  $A$  が  $CP$  非対称度パラメータを表わす。 $S$  は  $B^0$ - $\bar{B}^0$  混合に誘起される  $CP$  の破れに対応し、 $B^0 \rightarrow D^{*+}D^{*-}$  崩壊においてペンギン図が無視できるときには  $\sin 2\phi_1$  を示す。一方  $A$  はツリー図とペンギン図間の干渉に引き起こされる、直接的な  $CP$  の破れに対応する。

\*第7回(2005年度)高エネルギー物理学奨励賞受賞論文の解説

$B^0 \rightarrow D^{*+}D^{*-}$  崩壊の終状態は、二つの  $D^*$  中間子の相対軌道角運動量によって  $s$ 、 $p$  および  $d$  波状態の重ね合わせとなっている。 $s$  および  $d$  波は  $CP$  固有値が正 ( $CP$ -even) であり、 $p$  波は負 ( $CP$ -odd) であることから、式 (1) の  $CP$  非対称度パラメータは薄められてしまう。この薄めの寄与を見積もるためには、 $CP$ -odd 状態の割合、すなわち偏極度を知る必要がある。本研究においては、これを時間成分を積分した angular analysis 法 [8] を用いて測定した。

本研究 [9] では、高エネルギー加速器研究機構の KEKB 加速器 [10] および Belle 検出器 [11] において 1999 年より 2003 年の夏までに得られた、約 1 億 5200 万個の  $B\bar{B}$  対に相当する  $140\text{fb}^{-1}$  のデータを基に、 $B^0 \rightarrow D^{*+}D^{*-}$  崩壊における偏極度および  $CP$  非対称度パラメータの測定を行った。

## 2 $B^0 \rightarrow D^{*+}D^{*-}$ 事象の再構成

$B^0 \rightarrow D^{*+}D^{*-}$  崩壊の再構成は、二つの  $D^* \rightarrow D\pi$  崩壊の組合せである ( $D^0\pi^+$ ,  $\bar{D}^0\pi^-$ )、( $D^0\pi^+$ ,  $D^-\pi^0$ )、( $D^+\pi^0$ ,  $\bar{D}^0\pi^-$ ) について行った。 $D^0$  崩壊の終状態については、 $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ 、 $K^-\pi^+\pi^0$ 、 $K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ 、 $K^+K^-$ 、 $K_S^0\pi^+\pi^-$ 、 $K_S^0\pi^+\pi^-\pi^0$  を用い、 $D^+$  崩壊については  $D^+ \rightarrow K_S^0\pi^+$ 、 $K_S^0\pi^+\pi^0$ 、 $K_S^0K^+$ 、 $K^-\pi^+\pi^+$ 、 $K^-K^+\pi^+$  を用いた。両方の  $D$  中間子に中性  $K$  中間子が含まれる場合を除き、上記のすべての組合せを用いて再構成を行った。

$D$  中間子を再構成する娘荷電粒子は ビーム衝突点 (IP) に起源を持つことを要求した。荷電  $K$  中間子の  $\pi$  中間子からの識別は、複数の粒子検出器からの情報を総合し、「 $K$  ( $\pi$ ) 中間子らしさ」を表す尤度関数  $\mathcal{L}(x)$  ( $x = K, \pi$ ) の比  $P_{K/\pi} \equiv \mathcal{L}(K)/[\mathcal{L}(K) + \mathcal{L}(\pi)]$  を用いて行った。2-prong (3-prong 以上)  $D$  中間子の娘  $K$  中間子に対しては  $P_{K/\pi}$  が 0.1 (0.2) より大きいことを要求した。この条件のもとでの  $K$  中間子の検出効率は 96% であり、13% の  $\pi$  中間子が  $K$  中間子として誤認された。同様に  $\pi$  中間子に対しては  $P_{K/\pi}$  が 0.9 より小さいことを要求し、このとき 91% の  $\pi$  中間子を検出し、3% の  $K$  中間子が  $\pi$  中間子として誤認された。

中性  $\pi$  中間子は二つの光子を組み合わせた不変質量が  $119\text{ MeV}/c^2$  と  $146\text{ MeV}/c^2$  の間にあるものから再構成された。低エネルギー光子による背景事象を抑制するため、各々の光子エネルギー  $E_\gamma$  が  $0.03\text{ GeV}$  より大きく、 $\pi^0$  の実験室系運動量  $p_{\pi^0}$  が  $0.1\text{ GeV}/c$  より大きいことを要求した。

$K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  崩壊は正負の電荷を持ち、組み合わせた不変質量が  $K_S^0$  の世界平均値から  $15\text{ MeV}/c^2$  以内であるような荷電粒子対から再構成された。さらに  $K_S^0$  の運動量ベクトルと、IP から  $K_S^0$  崩壊バーテックスに向かう位置ベクトルで張られる平面上における、二ベクトル間の角度が十分小さいことを要求した。この角度は、シリコンバーテックス検出器 (SVD) にヒットを残した娘  $\pi$  中間子の数に応じて、 $100\text{ mrad}$  から  $400\text{ mrad}$  までの間で変動させた。

このように選ばれた  $K$  中間子と  $\pi$  中間子を用いて  $D$  中間子を再構成し、三体崩壊以上の場合はその不変質量が世界平均値の  $3\sigma$  以内に納まることを要求した。ここで質量分解能  $\sigma$  は終状態ごとに異なり、モンテカルロシミュレーション (MC) 事象のフィットより得られた 5 から  $10\text{ MeV}/c^2$  までの幅を持つ値である。二体崩壊モードに対しては、これらが持つ幅広いテール成分も含めて再構成するために、不変質量を  $27$  から  $32\text{ MeV}/c^2$  までの緩めの条件で要求した。

以上のように得られた  $D^0$  ( $D^+$ ) 候補を、 $\pi^+$  ( $\pi^0$ ) 中間子と組み合わせることで  $D^{*+}$  を再構成する。この  $\pi$  中間子は運動量が低く分解能が悪いため、粒子識別や IP に起源を持つことなどは要求しない。 $D^{*+}$  と  $D^0$  ( $D^+$ ) 中間子の不変質量差は、世界平均値から求められた不変質量差から  $3.00$  ( $2.25$ )  $\text{MeV}/c^2$  以内に納まることを要求した。

再構成した  $B$  中間子の評価を、エネルギー差  $\Delta E \equiv E_B^{\text{cms}} - E_{\text{beam}}^{\text{cms}}$  およびビームエネルギーを用いた  $B$  中間子質量  $M_{\text{bc}} \equiv \sqrt{(E_{\text{beam}}^{\text{cms}})^2 - (p_B^{\text{cms}})^2}$  を用いて行った。ここで、 $E_{\text{beam}}^{\text{cms}}$  は重心系ビームエネルギーであり、 $E_B^{\text{cms}}$  および  $p_B^{\text{cms}}$  はそれぞれ重心系における  $B$  中間子のエネルギーおよび運動量を示す。この値を用い、 $B$  中間子のシグナル領域を  $|\Delta E|$  が  $0.04\text{ GeV}$  より小さく、 $M_{\text{bc}}$  が  $B$  中間子質量からの世界平均から  $3\sigma$  ( $\sigma = 3.5\text{ MeV}/c^2$ ) 以内にあるものと定めた。 $(D^0\pi^+, \bar{D}^0\pi^-)$  [ $(D^0\pi^+, D^-\pi^0)$ ] もしくは  $(D^+\pi^0, \bar{D}^0\pi^-)$  サブ崩壊モードにおいて、シグナル事象の 82% [85%] が  $\Delta E$  シグナル領域に残った。

$e^+e^-$  衝突から  $\Upsilon(4S)$  共鳴を経由しないで生成される  $w\bar{u}$ ,  $d\bar{d}$ ,  $s\bar{s}$ , or  $c\bar{c}$  (continuum) 事象の混入を抑制するために、事象トポロジーをパラメータ化した Fox-Wolfram モーメント [12] の 2次 (0次) の項  $H_2$  ( $H_0$ ) を用い、その比  $H_2/H_0$  が  $0.4$  より小さいことを要求した。この要求によって背景事象における  $B^+B^-$ ,  $B^0\bar{B}^0$  および continuum からの寄与の割合はほぼ等量、すなわち  $B^+B^- : B^0\bar{B}^0 : \text{continuum} \simeq 1 : 1 : 1$  となった。図 2 は再構成された  $B^0 \rightarrow D^{*+}D^{*-}$  において、それぞれ  $\Delta E$  および  $M_{\text{bc}}$  のシグナル領域にある  $M_{\text{bc}}$  と  $\Delta E$  の分布を示している。

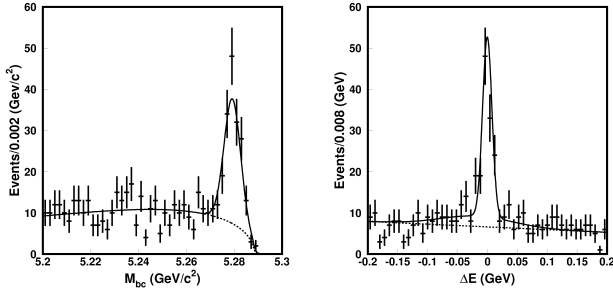


図 2:  $\Delta E$  および  $M_{bc}$  のシグナル領域にある  $B^0 \rightarrow D^{*+}D^{*-}$  の (左)  $M_{bc}$  および (右)  $\Delta E$  分布。実線がシグナルと背景事象を合わせてフィットしたもの、破線が  $B^+B^-$ ,  $B^0\bar{B}^0$  および continuum 事象を含めた背景事象の分布を示す。

この  $M_{bc}$  と  $\Delta E$  に囲まれたシグナル領域において、194 個の  $B^0 \rightarrow D^{*+}D^{*-}$  事象候補を再構成した。

### 3 偏極度測定

1 で述べた様に、本研究の目的である時間に依存する  $CP$  非対称度パラメータの測定においては  $CP$ -odd 成分の割合を調べなければならない。われわれは、時間成分を積分した angular analysis 法 [8] を用いて、この偏極度成分を得た。Angular analysis の手法の一つである、三つの角  $\theta_1$ ,  $\theta_{tr}$ ,  $\phi_{tr}$  を図 3 の様に定義する transversity basis [8] と呼ばれる座標系を用いた。角度  $\theta_1$  は  $D^{*-}$  の静止系において、 $B$  中間子の運動量ベクトルを反転させたものと、 $D^{*-}$  の静止系における  $D^{*-}$  由来の遅い  $\pi$  中間子の運動量ベクトルの間の角度であり、角度  $\theta_{tr}$  は  $D^{*+}$  の静止系において  $D^{*+}$  由来の遅い  $\pi$  中間子の運動方向と  $D^{*-}$  崩壊平面の法線ベクトルとの間の角度であり、 $\phi_{tr}$  はそれに対応する方位角で、 $D^{*-}$  の飛行方向と反対の方向を  $\phi_{tr} = 0$  としたものである。角度  $\phi_{tr}$  を積分することにより、崩壊率分布は二次元パラメータの関数として

$$\frac{1}{\Gamma} \frac{d^2\Gamma}{d\cos\theta_{tr}d\cos\theta_1} = \frac{9}{16} \sum_{i=0,||,\perp} R_i H_i(\cos\theta_{tr}, \cos\theta_1) \quad (2)$$

と表される。ここで、 $i = 0, ||, \perp$  は縦偏極 (longitudinal)、並行横偏極 (transverse parallel)、垂直横偏極 (transverse perpendicular) を意味し、偏極度  $R_i$  は関係式  $R_0 + R_{||} + R_{\perp} = 1$  を満たす。特に  $R_{\perp}$  は  $CP$ -odd 成分の偏極度を表す。角度分布関数  $H_i$  は、それぞれ

$$\begin{aligned} H_0(\cos\theta_{tr}, \cos\theta_1) &= 2\sin^2\theta_{tr} \cos^2\theta_1, \\ H_{||}(\cos\theta_{tr}, \cos\theta_1) &= \sin^2\theta_{tr} \sin^2\theta_1, \end{aligned} \quad (3)$$

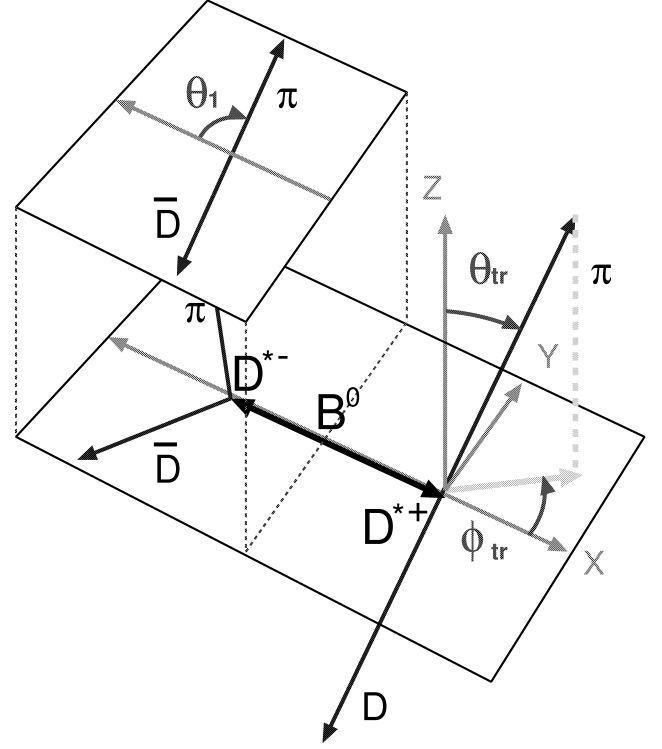


図 3: Transversity basis における角度の定義。角度  $\theta_{tr}$  と  $\phi_{tr}$  は  $D^{*+}$  静止系 (下方の平面) で定義され、角度  $\theta_1$  は  $D^{*-}$  静止系 (上方の平面) で定義される。

$$H_{\perp}(\cos\theta_{tr}, \cos\theta_1) = 2\cos^2\theta_{tr} \sin^2\theta_1$$

と表される。

再構成効率が一般的な場合、式 (2) を  $\cos\theta_1$  について積分することで  $\cos\theta_{tr}$  分布をフィットすることができる。しかし実際には式 (2) は、特に transversity 角と  $D^*$  由来の遅い  $\pi$  中間子との間の相関に伴う、検出効率の変動に影響を受ける。この効果を適切に考慮するために、われわれは角度分布関数  $H_i(\cos\theta_{tr}, \cos\theta_1)$  を再構成した MC 事象より得られる角度分布  $\mathcal{H}_i(\cos\theta_{tr}, \cos\theta_1)$  で置き換えた。この MC 事象は、 $D^{*+} \rightarrow D^+\pi^0$  を含むものと含まないものに分けて用いた。さらに偏極度ごとに再構成効率が異なることを考慮して、実効偏極度  $R'_i \equiv \epsilon_i R_i / (\epsilon_0 R_0 + \epsilon_{||} R_{||} + \epsilon_{\perp} R_{\perp})$  を導入した。ここで、 $\epsilon_i$  は個々の偏極度成分ごとの再構成効率である。

最終的に、シグナル事象の確率密度関数 (PDF) は

$$\mathcal{H}_{\text{sig}} = \sum_i R'_i \mathcal{H}_i(\cos\theta_{tr}, \cos\theta_1) \quad (4)$$

で与えられる。

われわれは、個々の事象ごとの尤度関数を

$$\mathcal{L} = f_{\text{sig}} \mathcal{H}_{\text{sig}} + (1 - f_{\text{sig}}) \mathcal{H}_{\text{bg}} \quad (5)$$

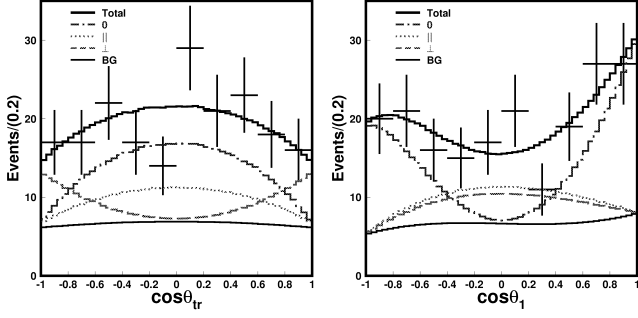


図 4: (左)  $\cos\theta_{\text{tr}}$  (右)  $\cos\theta_1$  方向に射影した、 $B^0 \rightarrow D^{*+}D^{*-}$  事象の角度分布。一点破線、点線、および破線はそれぞれ longitudinal、transverse parallel および transverse perpendicular 偏極に対応する。また、細い実線が背景事象を、太い実線がすべての成分の合計を表す。 $\cos\theta_1$  分布に表れる非対称性は、遅い  $\pi$  中間子に対する、検出効率の運動量依存性に伴うものである。

と定義した。ここで  $f_{\text{sig}}$  は各事象の  $\Delta E$  と  $M_{bc}$  の値で評価される、シグナル事象らしさの確率である。背景事象の PDF  $\mathcal{H}_{\text{bg}}$  は、サイドバンド領域 ( $5.20 \text{ GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.26 \text{ GeV}/c^2$ 、 $|\Delta E| < 0.2 \text{ GeV}$ ) におけるフィットから定められた。各事象をピンに分割せずに、全事象を用いた尤度関数の積を最大にするフィット (unbinned maximum-likelihood fit) によって求められた偏極度パラメータは、

$$\begin{aligned} R_{\perp} &= 0.19 \pm 0.08(\text{stat}) \pm 0.01(\text{syst}), \\ R_0 &= 0.57 \pm 0.08(\text{stat}) \pm 0.02(\text{syst}) \end{aligned} \quad (6)$$

となった。図 4 は、このフィットによって得られた角度分布を示す。

主要な系統誤差の要因としては、背景事象 PDF のパラメータに由来するもの、角度分解能に由来するもの、遅い  $\pi$  中間子の検出効率に由来するものなどを見積もった。さらにフィットバイアスの生じる可能性を調べるために、MC のヒストグラムのピン分割依存性や、誤って再構成された事象による不定性も調べた。これらの系統誤差は、統計誤差より遥かに小さなものである。

## 4 CP 非対称度測定

CP 非対称度パラメータを得るために、再構成した  $B^0 \rightarrow D^{*+}D^{*-}$  事象の  $\Delta t$ 、 $\cos\theta_{\text{tr}}$  および  $\cos\theta_1$  の三次元分布を用いた unbinned maximum-likelihood fit を行った。

$B^0$  中間子の崩壊バーテックスは、 $D$  中間子の飛跡から推測される崩壊点に、それが IP の周囲に存在するという条件を課することで求められた。この際  $D^{*+}$  由来の遅い  $\pi$  中間子は用いない。また、少なくとも一つの  $D$  中間子において、二本以上の娘荷電粒子が SVD 上に十分な数のヒットを残していることを要求した。

$f_{\text{tag}}$  崩壊バーテックスは他の CP 非対称度パラメータ測定 [4] と同様の方法で再構成した。

$B_{\text{tag}}$  中間子の  $b$  フレーバーは、 $B^0 \rightarrow f_{CP}$  崩壊の再構成に用いられなかった粒子からの総合的な情報によって同定される [3]。われわれはフレーバー同定を表現するために二つのパラメータ  $q$  および  $r$  を用いた。パラメータ  $q$  は式 (1) で定義されており、パラメータ  $r$  は MC より見積もられる、各事象ごとのフレーバー同定の“薄め”の度合を表している。 $r = 0$  のときフレーバーは決定されず、 $r = 1$  のときフレーバー同定の不定性はないものとする。 $r$  は全事象を 6 種類に区分し、各々の区分において同定を誤る確率  $w_l$  ( $l = 1, 6$ ) およびその  $B^0$ - $\bar{B}^0$  間における差  $\Delta w_l$  はデータを用いて求められた。これらの値については、 $\sin 2\phi_1$  測定 [4] に用いられた値と同じものを使った。

以上の情報を用いて、シグナル PDF を

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{\text{sig}} &= \frac{e^{-|\Delta t|/\tau_{B^0}}}{4\tau_{B^0}} \sum_{i=0,||,\perp} R'_i \mathcal{H}_i(\cos\theta_{\text{tr}}, \cos\theta_1) \\ &\times \left[ 1 - q\Delta w + q(1 - 2w)(\mathcal{A} \cos \Delta m \Delta t \right. \\ &\quad \left. + \xi_i \mathcal{S} \sin \Delta m \Delta t) \right] \end{aligned} \quad (7)$$

と与える。ここで CP 固有値  $\xi_i$  は  $i = 0$  および  $||$  に対し  $+1$  であり、 $i = \perp$  に対し  $-1$  となる。本研究においては式 (7) で与えられる、全偏極において共通の CP 非対称度パラメータを用いた。すなわち  $\mathcal{S}_0 = \mathcal{S}_{||} = \mathcal{S}_{\perp}$ 、および  $\mathcal{A}_0 = \mathcal{A}_{||} = \mathcal{A}_{\perp}$  である。バーテックス分解能の影響は、上式に固有時間差の分解能関数  $R_{\text{sig}}(\Delta t)$  [4] を畳み込むことで反映させた。

次に  $j$  番目の事象に対する尤度関数を、

$$\begin{aligned} P_j &= (1 - f_{\text{ol}}) \int \left[ f_{\text{sig}} \mathcal{P}_{\text{sig}}(\Delta t') R_{\text{sig}}(\Delta t_i - \Delta t') \right. \\ &\quad \left. + (1 - f_{\text{sig}}) \mathcal{P}_{\text{bkg}}(\Delta t') R_{\text{bkg}}(\Delta t_i - \Delta t') \right] d(\Delta t') \\ &\quad + f_{\text{ol}} P_{\text{ol}}(\Delta t_i) \end{aligned} \quad (8)$$

と定義する。ここで  $P_{\text{ol}}(\Delta t)$  は、小さな割合  $f_{\text{ol}}$  (0.02-3%) で含まれる outlier 成分 [3] を表現するための幅の広い正規分布である。背景事象 PDF  $\mathcal{P}_{\text{bkg}}(\Delta t)$  は、指数関数と

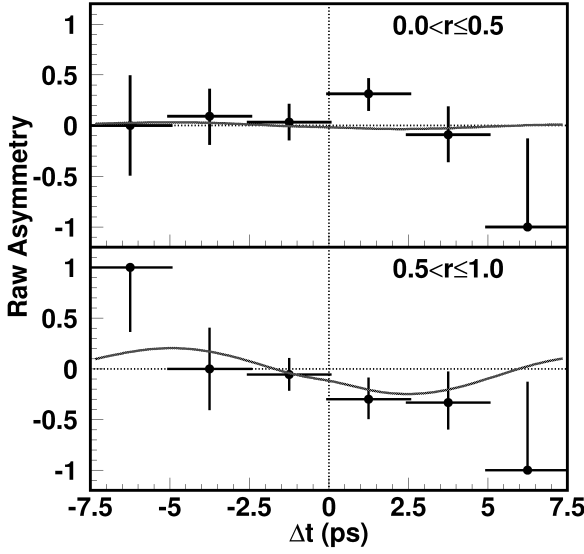


図 5:  $\Delta t$  で区切られた、背景事象込みの  $B^0 \rightarrow D^{*+}D^{*-}$  非対称度。(上)  $0 < r \leq 0.5$  (下)  $0.5 < r \leq 1.0$ 。実線は unbinned maximum-likelihood fit によってフィットされた結果を示す。

応答の速い成分から構成され、二つの正規分布で表現される分解能関数  $R_{\text{bkg}}$  によって畳み込まれる。 $\mathcal{P}_{\text{bkg}}(\Delta t)$  や  $R_{\text{bkg}}$  のパラメータはコントロールサンプルにおける  $\Delta E$ - $M_{\text{bc}}$  のシグナル領域の外で、背景事象が支配的な領域を用いた  $\Delta t$  分布のフィットから定めた。 $\tau_{B^0}$  や  $\Delta m_d$  は世界平均値 [13] に固定した。

フィットは、全事象の尤度の積である尤度関数  $L = \prod_j P_j(\Delta t_j, \cos \theta_{\text{tr}j}, \cos \theta_{1j}; S, A)$  を最大にするパラメータ  $S$  および  $A$  を求めることを行った。結果として、

$$\begin{aligned} S &= -0.75 \pm 0.56(\text{stat}) \pm 0.12(\text{syst}), \\ A &= -0.26 \pm 0.26(\text{stat}) \pm 0.06(\text{syst}) \end{aligned} \quad (9)$$

を得た。これらの結果はペンギン図の寄与が小さい場合の標準理論からの予測値と矛盾しない。

$\Delta t$  ヒストグラムにおける個々のピンにおける、背景事象込みの非対称度を、 $(N_{q=+1} - N_{q=-1}) / (N_{q=+1} + N_{q=-1})$  と定義する。ただし  $N_{q=+1(-1)}$  は、フレーバー  $q = +1(-1)$  として測定された事象の数とする。

図 5 が、フレーバー同定パラメータ  $r$  を用いて二つの領域に区分した非対称度分布を示す。二領域における事象の数は大きく変わらないものの、実効同定効率  $0.5 < r \leq 1.0$  領域の方が遥かに高く、背景事象による薄めの効果も小さい。なお、これらの  $\Delta t$  軸上への射影は、シグナルらしさの確率、フレーバー同定を間違える確率やバーテック

ス分解能など、unbinned maximum-likelihood fit に用いられる個々の事象ごとの情報を考慮していない。

主要な系統誤差の要因としては、バーテック分解能に由来する不定性 ( $S$  について 0.05,  $A$  について 0.03), フレーバー同定に由来する不定性 ( $S$  について 0.04,  $A$  について 0.02), 分解能関数に由来する不定性 ( $S$  について 0.05,  $A$  について 0.01), 背景事象に由来する不定性 ( $S$  について 0.04,  $A$  について 0.02),  $B_{\text{tag}}$  側におけるダイヤグラムの干渉に由来する不定性 [4] ( $S$  について 0.01,  $A$  について 0.03), 偏極度測定に由来する不定性 ( $S$  について 0.06,  $A$  について 0.01) を考慮した。 $S$  については、上記以外の原因に由来する不定性として、潜在的なフィットバイアス (0.04),  $\tau_{B^0}$  および  $\Delta m_d$  パラメータに由来する不定性 (0.02) を与えた。これらの寄与を二乗和で足しあわせ、全体の系統誤差とした。

こうして得られた結果について、様々な検証を行った。 $A$  を 0 に固定して同様のフィットを行い、 $S = -0.69 \pm 0.56$  (stat) を得た。さらに  $S$  と  $A$  をペンギン図の寄与が小さいときの理論予測値 [14] に固定し、尤度の変化を調べた。標準フィットからの尤度の変化は、標準偏差にして 1.0 であった。

また、MC を用いた模擬実験を繰り返し行ない、われわれのフィットが大きなバイアスを持たないこと、統計誤差の期待値が実験結果と一致することを確認した。

$B^0 \rightarrow D^{*+}D^{*-}$  崩壊に近い崩壊トポロジーを持つコントロールサンプルとして、 $B^0 \rightarrow D^{*-}D_s^{*+}$ ,  $D^-D_s^{*+}$ ,  $D^{*-}D_s^+$ ,  $D^-D_s^+$ ,  $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}D_s^{*+}$ ,  $\bar{D}^0D_s^{*+}$ ,  $\bar{D}^{*0}D_s^+$ ,  $\bar{D}^0D_s^+$  事象を再構成した。コントロールサンプルに対する  $CP$  非対称度測定の結果は、統計誤差のみ考慮して  $S[B^0 \rightarrow D^{(*)}D_s^{(*)}] = -0.12 \pm 0.08$ ,  $A[B^0 \rightarrow D^{(*)}D_s^{(*)}] = +0.02 \pm 0.05$ ,  $S[B^+ \rightarrow D^{(*)}D_s^{(*)}] = -0.10 \pm 0.07$ ,  $A[B^+ \rightarrow D^{(*)}D_s^{(*)}] = -0.001 \pm 0.050$  となった。すべての結果は予測通りに、誤差の範囲で 0 と一致するものである。

われわれはまた、 $B^0 \rightarrow D^{*+}D^{*-}$  崩壊およびコントロールサンプルを用いて  $B$  中間子の寿命を測定したが、すべての結果は世界平均と矛盾しなかった。

次いで、偏極度情報を用いずに  $B^0 \rightarrow D^{*+}D^{*-}$  の  $\Delta t$  分布のフィットを行い、 $S = -0.57 \pm 0.45$ ,  $A = -0.29 \pm 0.26$  という結果を得た。これは  $CP$ -odd 成分が小さいことを示唆し、われわれの偏極度パラメータ測定結果を補強するものである。

統計量が十分ではなく強い制約を与えられないものの、われわれは  $S$  と  $A$  に対するペンギン図の寄与の潜在的な相違を生み出す、偏極度依存性についての考察を行った。 $CP$ -odd 成分の  $CP$  非対称度パラメータが標準理論値と

一致すると仮定した場合、すなわち、 $S_{\perp}$  を  $\sin 2\phi_1$  [13] の世界平均値に、 $A_{\perp}$  を 0 に固定した場合のフィットを行い、 $CP$ -even 成分の  $CP$  非対称度パラメータとして  $S = -0.72 \pm 0.50$  および  $A = -0.42 \pm 0.30$  を得た。これもまた標準理論値と矛盾しないものである。

## 5 まとめ

われわれは、 $B^0 \rightarrow D^{*+}D^{*-}$  崩壊における偏極度および  $CP$  非対称度パラメータの測定を行った。その結果、

$$\begin{aligned} R_{\perp} &= 0.19 \pm 0.08(\text{stat}) \pm 0.01(\text{syst}), \\ R_0 &= 0.57 \pm 0.08(\text{stat}) \pm 0.02(\text{syst}), \\ S &= -0.75 \pm 0.56(\text{stat}) \pm 0.12(\text{syst}), \\ A &= -0.26 \pm 0.26(\text{stat}) \pm 0.06(\text{syst}) \quad (10) \end{aligned}$$

という結果を得た。得られた偏極度パラメータおよび  $CP$  非対称度パラメータは、標準理論値、およびペンギン図からの寄与が小さいときの理論的予測値 [14] と矛盾しない。

## 6 謝辞

本研究は KEK 羽澄 昌史氏の広範にわたる貴重な助言と指導により、結果をまとめることができました。この結果は、KEKB 加速器グループの努力によって得られた非常に大きなルミノシティを基にしており、また Belle グループの全面的サポートの上に成り立っています。この場を借りて謝意を表します。最後に、博士論文を指導してくださった山中 卓先生に感謝致します。

## 参考文献

- [1] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49, 652 (1973).
- [2] A. B. Carter and A. I. Sanda, Phys. Rev. D **23**, 1567 (1981); I. I. Bigi and A. I. Sanda, Nucl. Phys. **B193**, 85 (1981).
- [3] Belle Collaboration, K. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 091802 (2001); Phys. Rev. D **66**, 032007 (2002); Phys. Rev. D **66**, 071102 (2002).
- [4] Belle Collaboration, K. Abe *et al.*, hep-ex/0408111.

- [5] BaBar Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 091801 (2001); Phys. Rev. D **66**, 032003 (2002); Phys. Rev. Lett. **89**, 201802 (2002).
- [6] 本稿においては、特に別記しない限り荷電共役モードも暗黙の内に含むとする。
- [7] X. Y. Pham and Z. Z. Xing, Phys. Lett. B **458**, 375 (1999).
- [8] I. Dunietz, H. R. Quinn, A. Snyder, W. Toki and H. J. Lipkin, Phys. Rev. D **43**, 2193 (1991).
- [9] Belle Collaboration, H. Miyake, M. Hazumi *et al.*, Phys. Lett. B **618**, 34 (2005).
- [10] S. Kurokawa and E. Kikutani, Nucl. Instrum. Methods A **499**, 1 (2003).
- [11] Belle Collaboration, A. Abashian *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **479**, 117 (2002).
- [12] G. C. Fox and S. Wolfram, Phys. Rev. Lett. **41**, 1581 (1978).
- [13] Particle Data Group, K. Hagiwara *et al.*, Particle Listings in the 2003 Review of Particle Physics, [http://www-pdg.lbl.gov/2003/contents\\_listings.html](http://www-pdg.lbl.gov/2003/contents_listings.html).
- [14] ペンギン図からの寄与が小さい場合、標準理論の枠内における理論的予測値は  $A \simeq 0$  および  $S \simeq -\sin 2\phi_1$  となる。 $\sin 2\phi_1$  の値としては  $b \rightarrow c\bar{c}s$  遷移モードによって測定された  $0.731 \pm 0.056$  [13] を用いる。