

Belle と BaBar の初めての共同解析で $B_d \rightarrow D_{CP}^{(*)0} h^0$ 崩壊における CP 対称性の破れを確認

奈良女子大学 研究院・自然科学系・物理学領域

宮林 謙吉

miyabaya@cc.nara-wu.ac.jp

2015 年 (平成 27 年) 12 月 29 日

1 はじめに

B_d または \bar{B}_d 中間子が CP 固有状態 (f_{CP}) に崩壊する際に、両者の間における時間発展の差を時間依存 CP 非保存 (time-dependent CP violation) と呼ぶ。これは B_d が f_{CP} へ崩壊する振幅と $B_d - \bar{B}_d$ 混合により \bar{B}_d に変わってから f_{CP} へ崩壊する振幅が量子力学的に干渉する際に、小林・益川行列 [1] の成分の一つである V_{td} が含む複素位相により CP 対称性を破りうるものである [2]。特にクォークレベルで $b \rightarrow c$ 遷移により $B_d \rightarrow f_{CP}$ となる崩壊モードでは、この時間依存 CP 非保存の大きさが小林・益川理論のユニタリティ三角形の内角の一つである CP 非保存角 $\phi_1 = \beta \equiv \arg(-V_{cd}V_{cb}^*/V_{td}V_{tb}^*)$ と直接的に結びついており、 $b \rightarrow c\bar{c}s$ 遷移による $B_d \rightarrow J/\psi K_S^0$ など f_{CP} としてチャームonium と中性 K 中間子への二体崩壊、すなわち $B_d \rightarrow (c\bar{c})K^0$ モードを用いた測定で B 中間子系での CP 対称性の破れを最初に確認したことはよく知られている [3]。 $b \rightarrow c\bar{c}s$ 遷移のリーディング項は次章で詳しく述べるようにツリーダイアグラムであるので、 W ボソン交換による標準模型 (SM) の寄与が支配的であり、SM の CP 非保存に関する基準となる V_{td} の位相、つまり ϕ_1 の決定に適している。

SM すなわち小林・益川理論の範囲では、 $B_d \rightarrow \phi K^0$ や $B_d \rightarrow \eta' K^0$ に代表される $b \rightarrow s$ ペンギン振幅で引き起こされるハドロニック B_d 稀崩壊モードでの CP 非保存は $B_d \rightarrow (c\bar{c})K^0$ モードのそれと一致すると期待される [4]。ペンギン振幅はリーディング項が 1 ループであるから、量子補正を通じた新しい物理 (New Physics, 以下 NP) への感度が高いため、NP が小林・益川理論とは異なる複素位相を含んでいれば、これらの稀崩壊モードでの CP 非保存は $B_d \rightarrow (c\bar{c})K^0$ 崩壊で測定されるそれとは値が変わるので、 B 中間子がユニークなプローブとし

てはたらくトピックである。これら $b \rightarrow s$ ペンギンモードの測定は、その崩壊分岐比により統計が精度を制限しており、最も崩壊分岐比が高い $B_d \rightarrow \eta' K^0$ モードで時間依存 CP 非保存の世界平均値の精度が ± 0.06 である他は $O(0.1)$ の精度にとどまっている [5]。したがって可能な全ての $b \rightarrow s$ ペンギンモードに対して時間依存 CP 非保存を $O(0.01)$ の精度で測定することは Belle II 実験の主要なミッションの一つである。

ここで $b \rightarrow c$ 遷移による B 中間子崩壊による ϕ_1 決定の精度を吟味することは、 CP 非保存における新物理 (の探索) を議論するための基準値を明確にする上で必要不可欠である。本稿で取り上げる $B_d \rightarrow D_{CP}^{(*)0} h^0$ 崩壊における時間依存 CP 非保存の研究 [6] もその議論に実験側から新たな入力情報をもたらす試みとして実施されたものである。

なお、我が国の研究コミュニティに成果を紹介させていただく目的で本稿の筆を執らせていただいたが、Belle 実験に後期から加わったドイツのカールスルーエ工科大学で博士の学位を取得した Markus Röhrken 氏が、その後米国カリフォルニア工科大学のポストドクターとなり、Belle および BaBar 双方のデータ解析環境に精通して本研究を遂行したもので、その能力と情熱に敬意を表したい。また、 CP 非保存測定に 10 年以上の長きにわたってしのぎを削ってきた両実験の関係が新しいフェーズに入ったことを示す、関連研究コミュニティにとって歴史的・社会的な意味でもエポックと言える結果である [7]。

2 $b \rightarrow c$ 遷移のリーディング項およびサブリーディング項

図1に $B_d \rightarrow (c\bar{c})K^0$ モードを引き起こす $b \rightarrow c\bar{c}s$ 遷移について、リーディング項であるツリーダイアグラムおよびサブリーディング項である1ループのペンギンダイアグラムを示す。SMの範囲では、ペンギンダイアグラムには中間状態として質量の大きな t クォークの寄与が支配的で V_{tb} と V_{ts}^* の積になり、 V_{cb} と V_{cs}^* の積になるツリーダイアグラムと位相は同じであるから、 CP 非保存に関する理論的不定性は小さい。しかしながら、サブリーディング項が1ループであるということは、NPの影響をゼロと言いきるわけにはいかない。

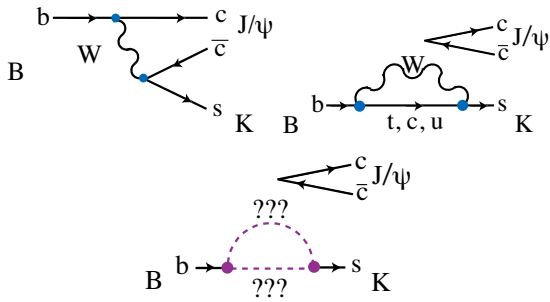


図1: $B_d \rightarrow J/\psi K_S^0$ に代表される $b \rightarrow c\bar{c}s$ 遷移による B 中間子崩壊のファインマンダイアグラム。ツリーダイアグラム (左上), SMのペンギンダイアグラム (右上), NPのペンギンダイアグラム (下)。

そこで、サブリーディング項がペンギンダイアグラムにならない $b \rightarrow c$ 遷移による崩壊モードとして $B_d \rightarrow D^{(*)0}h^0$ に着目する。ここで h^0 とは、 B_d のスペクテータークォークが d クォークであることから、 π^0, η, ω といった $d\bar{d}$ から形成可能な中性ハドロンを指す。 D^0 が K^+K^- , $K_S^0\pi^0$, $K_S^0\omega$ といった CP 固有状態に崩壊したものを以下では D_{CP}^0 と記す。これに加えて励起状態である D^{*0} は $D^0\pi^0$ (あるいは $D^0\gamma$) が主たる崩壊モードのため、娘粒子の D^0 が D_{CP}^0 となった場合は CP 固有状態になるので D_{CP}^{*0} と記すことにする。 $D_{CP}^{(*)0}$ を D_{CP}^0 と D_{CP}^{*0} の総称とすると、 $B_d \rightarrow D_{CP}^{(*)0}h^0$ は B_d 中間子の CP 固有状態への崩壊であり、時間依存 CP 非保存を測定する対象となる。この $B_d \rightarrow D_{CP}^{(*)0}h^0$ の場合は図2に示すようにサブリーディング項もツリーダイアグラムでペンギンダイアグラムが介在しない。リーディング項の $b \rightarrow c\bar{u}d$ 遷移が含む小林益川行列の成分は V_{cb} と V_{ud}^* でカビボ抑制がないのに対して、サブリーディング項の $b \rightarrow u\bar{c}d$ 遷移は V_{ub} と V_{cd}^* のどちらも抑制されているのでダブルカビ

ボ抑制 (Doubly Cabibbo Suppression 略して DCS) と呼ばれる。サブリーディング項が含む V_{ub} が複素位相を持つが、DCSにより寄与は小さく、SMの枠組みの中で見積もりが可能である。

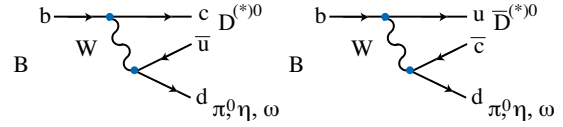


図2: $B_d \rightarrow D^{(*)0}h^0$ 崩壊のファインマンダイアグラム。リーディング項 (左), サブリーディング項 (右) ともにツリーダイアグラムである。

以上のことから、 $B_d \rightarrow D_{CP}^{(*)0}h^0$ が ϕ_1 決定に適した崩壊モードであることは、実は比較的早くから認識されていた。しかしながら中性 D 中間子が CP 固有状態へ崩壊する分岐比が小さいことによって感度が制限され、 $B_d \rightarrow J/\psi K^0$ と比較すると CP 非保存を有意に確認するには数十倍の積分ルミノシティの蓄積が必要であった。結果的には $7.72 \times 10^8 \bar{B}\bar{B}$ を記録した Belle の全データをもってしても “observation” と言える 5σ の有意性には手が届かず、BaBar の $4.71 \times 10^8 \bar{B}\bar{B}$ のデータを加えて初めてこの崩壊モードの CP 非保存を確認できたのである。

3 $B_d \rightarrow D_{CP}^{(*)0}h^0$ 崩壊の再構成と CP 非保存測定

電子・陽電子の重心系エネルギーを $\Upsilon(4S)$ にあわせて運転する B ファクトリー実験では、 $\bar{B}\bar{B}$ 対のみが生成するので、重心系では二つの B 中間子それぞれが重心系エネルギーの半分を持って、ほぼ静止した状態にある。この運動学的条件から B 中間子の信号は $\Upsilon(4S)$ 静止系で定義される以下の二つの量 $M_{bc} = \sqrt{(\sum_j E_j)^2 - (\sum_j \vec{P}_j)^2}$ と $\Delta E = \sum_j E_j - \sqrt{s}/2$ の分布で、それぞれ B 中間子の質量 ($5.28 \text{ GeV}/c^2$) 付近とゼロ付近に形成されたピークを確認すればよい。ここで、 j は当該事象中で B 中間子の娘粒子候補を指す添字であり、 E_j と \vec{P}_j は j 番目の娘粒子候補のエネルギーと運動量である。再構成に使用した崩壊モードは $D_{CP}^0 \rightarrow K^+K^-$, $K_S^0\pi^0$, $K_S^0\omega$ と $D_{CP}^{*0} \rightarrow D_{CP}^0\pi^0$ で、 $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ を用いた。 h^0 は π^0, η, ω で、 η の再構成には $\gamma\gamma$ と $\pi^+\pi^-\pi^0$ モードを用いている。

図3の M_{bc} 分布に示すように、信号の収量は BaBar が 508 ± 31 事象、Belle が 757 ± 44 事象である。この候補事象に対して、同一事象中に検出された粒子で $B_d \rightarrow D_{CP}^{(*)0}h^0$

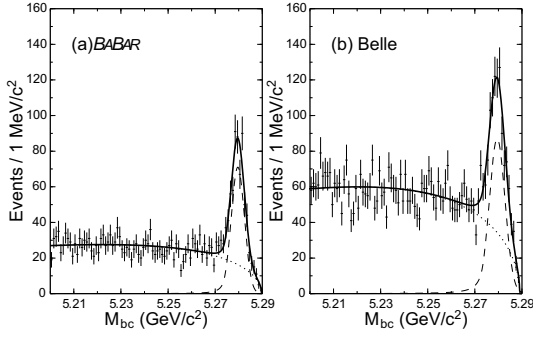


図 3: BaBar (左) と Belle (右) の $B_d \rightarrow D^{(*)0} h^0$ 崩壊の候補事象の M_{bc} 分布。

崩壊の娘粒子でないものを用いて B_d か \bar{B}_d かの識別, すなわちフレーバータグを行い, $\bar{B}_d: q = +1$, $B_d: q = -1$ とフレーバー符号 q を割当てる。さらに他の時間依存 CP 非保存測定と同じく, B 中間子の崩壊点を再構成することにより反対側 (タグ側) の B 崩壊と $B_d \rightarrow D_{CP}^{(*)0} h^0$ 崩壊が生じた時間差 Δt を得る。 CP 固有状態に崩壊する B_d 中間子の時間発展を表す確率密度関数 (Probability Density Function; PDF) は

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

である。時間依存 CP 非保存パラメーターは $-\eta_f \mathcal{S}$ と \mathcal{A} で, 前者は崩壊と混合の干渉による CP 非保存 (mixing induced CP violation) で, 後者は直接的 CP 非保存 (direct CP violation) を表す。 τ_{B^0} と Δm_d はそれぞれ B_d 中間子の寿命と混合頻度 (角振動数) である。終状態の CP 固有値 η_f を取り込んだ形で考えるのは, mixing induced CP violation は η_f の値により符号が逆転するからである。 $B_d \rightarrow D_{CP}^{(*)0} h^0$ 崩壊で, リーディング項の寄与のみ考慮する場合の期待値は, $-\eta_f \mathcal{S} = \sin 2\phi_1$, $\mathcal{A} = 0$ である。サブリーディング項の寄与は統計誤差の数分の 1 以下で, 現在の測定精度では補正や subtraction を考慮する必要はない。

再構成した崩壊モードを η_f で分類すると, $D_{CP}^0 \rightarrow K_S^0 \pi^0$, $K_S^0 \omega$ で $B_d \rightarrow D_{CP}^0 \pi^0$, $D_{CP}^0 \eta$, $D_{CP}^0 \rightarrow K_S^0 \pi^0$ で $B_d \rightarrow D_{CP}^0 \omega$ と $D_{CP}^0 \rightarrow K^+ K^-$ で $B_d \rightarrow D_{CP}^{*0} \pi^0$, $D_{CP}^{*0} \eta$ を得た場合が $\eta_f = +1$, $D_{CP}^0 \rightarrow K^+ K^-$ で $D_{CP}^0 \pi^0$, $D_{CP}^0 \eta$, $D_{CP}^0 \omega$ と $D_{CP}^0 \rightarrow K_S^0 \pi^0$ で $D_{CP}^{*0} \pi^0$, $D_{CP}^{*0} \eta$ を得た場合が $\eta_f = -1$ である。 $-\eta_f \mathcal{S}$ と \mathcal{A} の二つの CP 非保存パラメーターの値を実験データから抽出するには最尤度法 (unbinned maximum likelihood fit) を用いる。 i 番目の候補事象についての PDF は, 信

号である確率 f_{sig} , 二つの B 中間子間の崩壊時間差 Δt_i , Δt 分解能を表現する応答関数 $R_i^{\text{sig}}(\Delta t)$ およびバックグラウンドの PDF を $\mathcal{P}^{\text{bkg}}(\Delta t)$ と置いて

$$\mathcal{P}_i = f_{\text{sig}} \int \left[\mathcal{P}^{\text{sig}}(\Delta t_i) R_i^{\text{sig}}(\Delta t_i - \Delta t') \right] d(\Delta t') + (1 - f_{\text{sig}}) \mathcal{P}^{\text{bkg}}(\Delta t_i)$$

と表すことができる。Likelihood function $L = \prod_i \mathcal{P}_i$ を最大にする $-\eta_f \mathcal{S}$ と \mathcal{A} が最確値である [8]。結果は

$$-\eta_f \mathcal{S} = +0.66 \pm 0.10(\text{stat.}) \pm 0.06(\text{syst.})$$

$$\mathcal{A} = -0.02 \pm 0.07(\text{stat.}) \pm 0.03(\text{syst.})$$

となり, 5.4σ の有意性で mixing induced CP violation がゼロでないことを見出すとともに, 現在の CP 非保存の標準である $B_d \rightarrow (c\bar{c})K^0$ モードでの測定と無矛盾である。図 4 は $q \cdot \eta_f$ の値で場合分けした Δt 分布と CP 非対称度を Δt の関数として描いたもので, この崩壊モードで有意に CP 非保存が現れていることが確認できる。

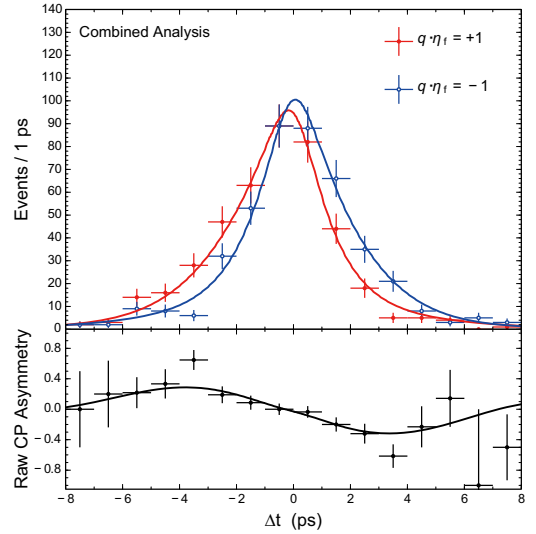


図 4: BaBar と Belle の $B_d \rightarrow D^{(*)0} h^0$ 崩壊事象データを統合して $q \cdot \eta_f$ の値で分類した Δt 分布 (上) と CP 非対称度を Δt の関数として表したもの (下)。

4 今後の展開

今回の成果は D_{CP}^0 が二体崩壊するモードを用いて CP 非保存パラメーター $-\eta_f \mathcal{S}$ と \mathcal{A} を決定する測定であった。 D_{CP}^0 が $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ へと三体崩壊するモードでは, ダリッツ分布の時間発展に現れる B_d と \bar{B}_d の間の非対称度から $\sin 2\phi_1$ と $\cos 2\phi_1$ を決定できるので, ϕ_1 が $\pi/4$ ラジ

アンより小さいか大きいかの two fold ambiguity を解く情報を得られる。これについても現時点で入手可能な実験データから最高感度を引き出すため、BaBar+Belle の共同解析が進行中である。

複数の実験から独立に解析結果が発表された場合、とりわけダリッツ解析など、用いるモデルに起因する系統誤差が無視できないトピックでは、後発の実験が改良されたモデルを用いるなどして、実験間でデータ解析に用いた formalism が異なることがあり得る。このとき使用されたモデルに起因する系統誤差の取り扱いが世界平均値を計算する場合に必ずしも単純でないが、候補事象を選別して最尤度法フィットを行う段階から二つの実験データを連結して共同解析した場合には最初からその問題を回避できるという利点がある。

新物理探索を狙ったトピックでは、依然として複数の実験が独立に測定を実行し、お互いをよい意味で批判的にチェックしあうことが重要であるが、今回のように標準モデルの基準値を吟味する動機の研究では共同解析は有効なアプローチと考える。KEKB 加速器・Belle 測定器の後継実験である SuperKEKB 加速器・Belle II 測定器のコミショニングが間近に迫っているが、Belle II のデータ収集開始直後に積分ルミノシティが Belle 実験の既存のそれを大きく引き離すまでの期間は、適したトピックを選択して Belle+Belle II の共同解析を行うことも物理成果の出力を継続するために重要な取り組みであり、本稿で紹介した研究はその模範となる先例と言える。

Belle II 実験は Belle 実験の 50 倍に達する高統計データの蓄積を目指している。今回の結果から Belle II 実験が最終的に到達する $B_d \rightarrow D^{(*)0}h^0$ モードによる CP 非保存パラメーター測定の精度を見積もると ± 0.02 程度と予想され、これは現在の $B_d \rightarrow (c\bar{c})K^0$ モードの CP 非保存と同程度であるから、 CP 非保存角 ϕ_1 を決定する新しい基準として機能すると期待できる。

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. B **193**, 85 (1981).
- [3] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), Phys. Rev. Lett. **87**, 091801 (2001); K. Abe *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **87**, 091802 (2001).
- [4] 標準模型の範囲内で時間依存 CP 非保存が $B_d \rightarrow (c\bar{c})K^0$ モードからの値がずれる理論的不定性の見積もりは、現在のところ崩壊モードにより ± 0.03 から ± 0.10 程度である。H. Y. Chang, *et al.*, Phys. Rev. D **72**, 014006 (2005); A. J. Buras *et al.*, Nucl. Phys. B **697**, 133 (2004).
- [5] <http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/triangle/summer2015/index.shtml>
- [6] A. Abdesselam *et al.* [BaBar and Belle collaborations], Phys. Rev. Lett. **115**, no. 12, 121604 (2015).
- [7] “Belle と BaBar の初めての共同解析について - CP 対称性の破れに関する新しい基準モードの確立-”, KEK プレスリリース
<http://www.kek.jp/ja/NewsRoom/Release/20150805140000/>;
“Pioneering BaBar and Belle joint analysis”, Interactions NewsWire #39-15, 28 August 2015,
<http://www.interactions.org/cms/?pid=1035073>;
“Charge-parity violation”, symmetry magazine 11/24/15,
<http://www.symmetrymagazine.org/article/charge-parity-violation>
- [8] “The Physics of the B factories”, A. J. Bevan *et al.* [BaBar and Belle Collaborations], Eur. Phys. J. C **74**, 3026 (2014).