

■ 研究紹介

ユニタリー三角形の角度 ϕ_3 の測定

KEK 素粒子原子核研究所

阿部 和雄

kazuo.abe@kek.jp

2004年12月15日

1 はじめに

標準理論ではクォーク間の相互作用を記述する Cabibbo-小林-益川 (CKM) 行列はユニタリー条件を満足しなければならない。このため行列要素はいくつかの関係式に従わなければならないが、そのうち実験との関わりが一番大きいのが、図1に示す複素空間でのユニタリー三角形である。

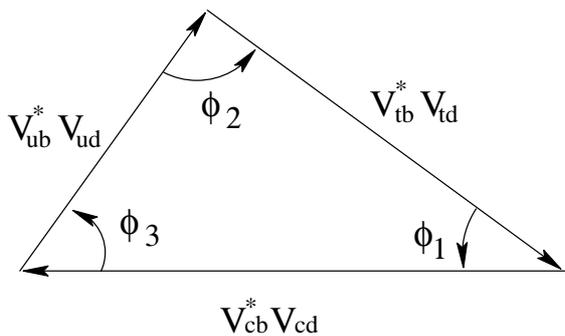


図1 ユニタリー三角形

小林-益川理論では V_{td} と V_{ub} だけがそれぞれ ϕ_1 と ϕ_3 の位相を持つ。 ϕ_2 は V_{td} と V_{ub} の間の位相に相当する。したがって、標準理論が正しければ三つの角度 ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3 の和は 180° になり、三つの辺の長さは閉じた三角形を構成するはずである。この制約は標準理論の検証とそれを越える新しい物理の探索にとって強力な実験手段となる。すなわち、ユニタリー三角形がどこまで厳密に成り立っているかをあらゆる方向から測定すればよい。

とはいえ、ハドロンレベルの観測量からクォークレベルの量である CKM 要素を求めるには非摂動領域の QCD 理論が必要で、多くの場合その不定性が障害になる。たとえば、 $B^0\bar{B}^0$ 混合パラメータの測定から決められる $|V_{ub}^*V_{ud}|$ は、混合パラメータが 1.5% の精度で測定されているのに対して、19% の精度でしか決まっていない。 $|V_{ub}^*V_{ud}|$ と $|V_{cb}^*V_{cd}|$ も理論的不定性のためにそれぞれ 13% と 7% の精度に留まっている。

一方、三角形の角度については CP 非対称度から求めるため、ハドロン効果が分母と分子でキャンセルする場合が多く、一般的には理論的不定性の影響は小さい。もっともきれいな例が $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ の CP 非対称度の崩壊時間分布から決まる $\sin 2\phi_1$ である。この崩壊の振幅は $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ 直接崩壊と混合を介した $B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ との和になっている。 $B^0\bar{B}^0$ 混合はトップクォークが介在するボックスダイアグラムによって起きるので $V_{tb}^*V_{td}$ で表される。つまり、干渉項が V_{td} の位相 ϕ_1 の情報を持つ。 $\sin 2\phi_1$ の値は現在 5% の精度で求まっているが、理論的不定性による誤差は 1-2% 程度にすぎないと考えられている。

このため、標準理論で $\sin 2\phi_1$ を与えるはずの崩壊モードだけすべてを精密に測定して、 $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ からの $\sin 2\phi_1$ とのずれから新しい物理を探索する手法も進められている。最近話題になっている $B^0 \rightarrow \phi K_s^0$ と $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ で $\sin 2\phi_1$ がおよそ 2.4σ ずれているという観測結果[1]はまさにこのアプローチによるもので、さらなる精密測定は現在の高エネルギー物理学の最重要課題の一つだ。

ϕ_3 の測定では B 崩壊過程のうち振幅が V_{ub} を含むプロセスと含まないプロセスの和になっているものを選び、干渉項を測る手法が取られる。 ϕ_1 の場合の $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ のようなきれいな決定的方法はない。しかも、 V_{ub} を含むダイアグラムの寄与は一般的には非常に小さい。したがって、可能な方法すべてを試みる必要がある。本稿では最近 Belle で進行中の ϕ_3 測定について紹介する。

2 $B^\pm \rightarrow DK^\pm$ の D の振る舞い

$B^+ \rightarrow DK^+$ 崩壊には図2に示すような二つのダイアグラムが寄与する。ここで生成される中性 D 中間子は、(a)では \bar{D}^0 、(b)では D^0 である。中性 D 中間子の崩壊を観測するとき、終状態によって D^0 か \bar{D}^0 か区別がつく場合もあるがそうでない場合もある。 $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ ($\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$) では K と π の電荷からはっきりと区別できるが、 $K_s^0\pi^+\pi^-$ への崩壊は D^0 でも \bar{D}^0 でも起きるので区別はつかない。したがって、

$B^+ \rightarrow DK^+$ で生成された D を $K_s^0\pi^+\pi^-$ 崩壊モードで観測すると D^0 と \bar{D}^0 の混ざった状態を見ていることになる。

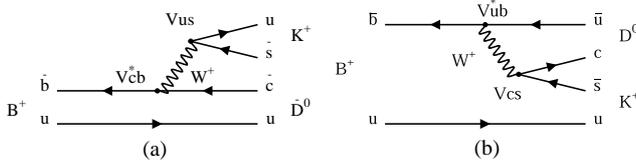


図2 $B^+ \rightarrow DK^+$ に寄与するダイアグラム

(b)の寄与は(a)の10–20%と予想されるが、 V_{ub} によって起きるので(a)に対して位相 $\phi_3 + \delta$ を持つ。ここで、 δ は位相のうち強い相互作用の部分である。一方、 $B^- \rightarrow DK^-$ では位相が $-\phi_3 + \delta$ になる。粒子反応を反粒子反応に変えたとき、弱い相互作用の位相は反転するが、強い相互作用の位相は変わらないからだ。つまり B^+ と B^- からの $D \rightarrow K_s^0\pi^+\pi^-$ はそれぞれ次のような振幅で記述される。

$$\begin{aligned} M_+ &= f(m_+^2, m_-^2) + re^{i\phi_3 + i\delta} f(m_-^2, m_+^2) \\ M_- &= f(m_-^2, m_+^2) + re^{-i\phi_3 + i\delta} f(m_+^2, m_-^2) \end{aligned} \quad (1)$$

ここで $f(m_+^2, m_-^2)$ は $K_s^0\pi^+$ 系と $K_s^0\pi^-$ 系の不変質量 m_+ と m_- で記述される $\bar{D}^0 \rightarrow K_s^0\pi^+\pi^-$ の振幅で、これが決まれば $D^0 \rightarrow K_s^0\pi^+\pi^-$ の振幅は $f(m_-^2, m_+^2)$ で表される。 $f(m_+^2, m_-^2)$ はわれわれのデータにふんだんに含まれている $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ からのフレーバータグをつけられた $\bar{D}^0 \rightarrow K_s^0\pi^+\pi^-$ を使って求めることができる。ただし $K_s^0\pi^+\pi^-$ への三体崩壊が $K^*\pi$ や $K\rho$ など共鳴状態を介する13個の準二体崩壊の振幅と非共鳴状態を介する1個の振幅の和で記述されると仮定して、14個の振幅間の位相を決める必要がある。

式(1)からわかるように、もし ϕ_3 がゼロでないと、干渉項が違うために $|M_+|^2$ と $|M_-|^2$ の間に違いが生じる。つまり、 $B^+ \rightarrow DK^+$ からの D と $B^- \rightarrow DK^-$ からの D の振る舞いに違いが現れる。この違いから ϕ_3 と δ 、および(a)と(b)の寄与の比 (r と呼ばれる) を決めることが可能だ。

これまでに2億5千万個の $B\bar{B}$ 対から選び出された事象数は $B^+ \rightarrow DK^+ \rightarrow K_s^0\pi^+\pi^-K^+$ が139個、 $B^- \rightarrow DK^- \rightarrow K_s^0\pi^+\pi^-K^-$ が137個である。 $D \rightarrow K_s^0\pi^+\pi^-$ のような三体崩壊の振る舞いを調べるには、Dalitz解析の手法を使う。図3(a)は横軸に m_+^2 、縦軸に m_-^2 を取って、 $B^+ \rightarrow DK^+$ からの D 中間子事象をプロットしたものである。図3(b)に $B^- \rightarrow DK^-$ のケースを示す。ただし、(b)では横軸と縦軸が(a)の場合とは逆に取ってある。 $B^+ \rightarrow DK^+$ から生成された D の D^0 と \bar{D}^0 の割合は $B^- \rightarrow DK^-$ では逆にになっているはずなので、このようにして二つのDalitzプロットのパターンを比べると、もし二つの間に先に述べた位相の違いがない場合は両者は正確に同じになるはずだ。

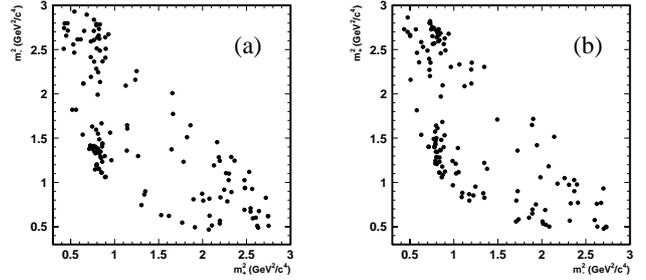


図3 Dalitz プロット

(a) $B^+ \rightarrow DK^+$ (b) $B^- \rightarrow DK^-$

図3(a)を見ると $m_+^2 \simeq 0.8\text{GeV}^2/c^4$ 近辺に事象が集中していて、これらの縦軸への投影分布がスピン1の粒子の特徴を示すことから、 $\bar{D}^0 \rightarrow K^*(892)^+\pi^-$ の寄与が大きいことがわかる。この寄与は(b)では予想通り $m_-^2 \simeq 0.8\text{GeV}^2/c^4$ 近辺に現れている。式(1)を使った図3のパターンのフィットから (r, ϕ_3, δ) が決まる。

図4はDalitzプロットの縦軸への投影図である。太い実線は位相の違いを含めたフィットの結果を示し、細い実線は含まないフィット結果である。まだ統計誤差が大きく、二つのフィットの違いはごくわずかに見えるが、Dalitzプロットの持つ三次元情報がすべて使われているので、フィットから (r, ϕ_3, δ) を有意に決めることは可能で、

$$\begin{aligned} r &= 0.21 \pm 0.08 \pm 0.03 \pm 0.04 \\ \phi_3 &= 64^\circ \pm 19^\circ \pm 13^\circ \pm 11^\circ \\ \delta &= 157^\circ \pm 19^\circ \pm 11^\circ \pm 21^\circ \end{aligned} \quad (2)$$

の結果を得た。誤差は統計と系統によるものの他に、 $f(m_+^2, m_-^2)$ を決める際の不定性によるものを三番目に入れてある。

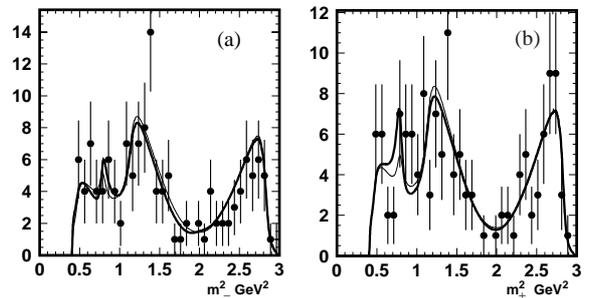


図4 Dalitz プロットの縦軸への投影図

(a) $B^+ \rightarrow DK^+$ (b) $B^- \rightarrow DK^-$

太い実線は位相の違いを含めたフィットの結果、細い実線は含まないフィット結果を示す。

同様の解析を $B^+ \rightarrow D^*K^+$ と $B^- \rightarrow D^*K^-$ それぞれ35個と34個についても行い、二つの結果から

$$\phi_3 = 68^{+14}_{-15} \pm 13^\circ \pm 11^\circ \quad (3)$$

の値を得た[2]。これは世界で最初の ϕ_3 直接測定の結果である。ユニタリー三角形の三辺、 K^0 系の ε , $\sin 2\phi_1$ の測定結果を使ったフィットで間接的に得られた $\phi_3 = 64^\circ \pm 14^\circ$ とよく合っている。

3 $B^0 \rightarrow D^{(*)-}\pi^+$ の崩壊時間分布

中性 B 中間子が電荷を持つ D と π に崩壊する現象には四つの組合せがある。

$$\begin{aligned} B^0 &\rightarrow D^-\pi^+ \\ B^0 &\rightarrow D^+\pi^- \\ \bar{B}^0 &\rightarrow D^+\pi^- \\ \bar{B}^0 &\rightarrow D^-\pi^+ \end{aligned} \quad (4)$$

それぞれには直接崩壊と $B^0\bar{B}^0$ 混合を介した崩壊過程が寄与する。たとえば、 $B^0 \rightarrow D^-\pi^+$ は V_{cb} によって起きる $B^0 \rightarrow D^-\pi^+$ (図 5(a)) と $B^0\bar{B}^0$ を介して V_{ub} によって起きる $B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow D^-\pi^+$ (図 5(b)) の和になる。(b)のダイアグラムの寄与は(a)に比べて CKM ファクターが小さいため、約 2% 程度の大きさになると予想される。このため(a)は Cabibbo-Favored-Decay (CFD) と呼ばれ、(b)は Doubly-Cabibbo-Suppressed-Decay (DCSD) と呼ばれる。標準理論では、これらの干渉項のために崩壊頻度の時間 (Δt) 分布が四つの組合せすべてにおいて微妙に違ってくる。ずれの部分は

$$\begin{aligned} 2R \sin(2\phi_1 + \phi_3 + \delta) \sin(\Delta m \Delta t) \\ 2R \sin(2\phi_1 + \phi_3 - \delta) \sin(\Delta m \Delta t) \end{aligned} \quad (5)$$

の二つで表される。ここで $\Delta m = 0.502\text{ps}^{-1}$ は $B^0\bar{B}^0$ 混合パラメータ、 R は DCSD と CFD の大きさの比、 δ は位相のうちの強い相互作用の部分である。先に述べた $B^\pm \rightarrow DK^\pm$ では位相が $\phi_3 \pm \delta$ の形で現れたのに対して、ここでは $B^0\bar{B}^0$ 混合が介在するため $2\phi_1 + \phi_3 \pm \delta$ の形で現れる。原理的にはこれらのずれの測定から ϕ_3 を決めることが可能だ。

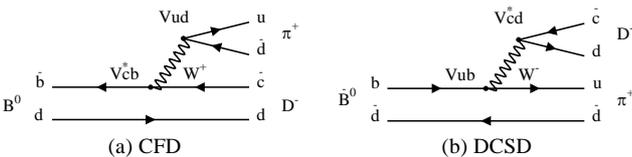


図 5 $B^0 \rightarrow D^-\pi^+$ に寄与するダイアグラム

図 6 に $D\pi$ 崩壊の時間分布の観測結果を示す。1 億 5 千万個の $B\bar{B}$ 対から選び出された $D\pi$ イベントのうち、 B^0 か \bar{B}^0 かのフレーバータグが比較的うまくいった約 1,300 個に

ついてプロットしたものである。もし CP 対称性が保存するならば、(a) $B^0 \rightarrow D^+\pi^-$ と (d) $\bar{B}^0 \rightarrow D^-\pi^+$ の分布は同じになるはずだ。お互いに粒子と反粒子を入れ換えた反応に対応しているからだ。同様に、(b) $B^0 \rightarrow D^-\pi^+$ と (c) $\bar{B}^0 \rightarrow D^+\pi^-$ の分布も同じになるはずだ。

四つの分布を同時にフィットして求められた値は

$$\begin{aligned} 2R \sin(2\phi_1 + \phi_3 + \delta) &= 0.087 \pm 0.054 \pm 0.018 \\ 2R \sin(2\phi_1 + \phi_3 - \delta) &= 0.037 \pm 0.052 \pm 0.018 \end{aligned} \quad (6)$$

である[3]。誤差の一つ目が統計によるもの、二つ目が系統誤差である。図 5 の D 中間子をベクトルパートナーの D^* 中間子で置き換えてもダイアグラムは同じなので、まったく同じ手法が $B \rightarrow D^*\pi$ についても成り立つ。ただし δ と R の値は $D\pi$ と $D^*\pi$ では同じである必要がないので、観測から決めなければならない。

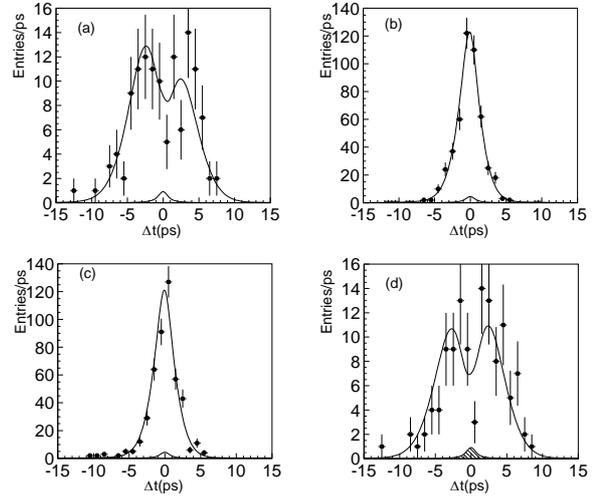


図 6 $D\pi$ 事象の崩壊時間分布

(a) $B^0 \rightarrow D^+\pi^-$ (b) $B^0 \rightarrow D^-\pi^+$ (c) $\bar{B}^0 \rightarrow D^+\pi^-$ (d) $\bar{B}^0 \rightarrow D^-\pi^+$
実線はフィットの結果、斜線部はバックグラウンドの寄与を示す。

われわれはこの測定も行い、統計的に $B \rightarrow D\pi$ と同じ程度の結果を得た。さらに、 $B \rightarrow D^*\pi$ の解析では、 $D^{*\pm}$ がほとんどの場合 140MeV 程度の π^\pm を放出して特徴的な $D^{*\pm} \rightarrow D^0\pi^\pm$ 崩壊を起こすことを利用すると、 D^0 を測定しなくても事象の同定が可能で、その分統計量を増やすことも可能だ。Belle ではこの解析も行われた[4]。

これらの結果を足し合わせてもまだ統計的に有意な測定にいたっていないが、解析手法が確立されたことの意義は大きい。 $B \rightarrow D^{(*)}\pi$ では図 5 のような external tree と呼ばれるダイアグラムだけが寄与し、ハドロン効果も R と δ の形で実験から求めることができる。このため ϕ_3 を決めるうえでの理論的不定性は極めて小さく、統計さえ増えれば精度のよい測定が可能だからだ。

4 直接的CPの破れと ϕ_3

$B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ で直接的CPの破れが起きていることが、2004年夏に BaBar と Belle によって発見された[5]。Belle による 2004年1月の $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ での発見以来 B 中間子系では二つ目の直接的CPの破れの観測である。このようなチャームを含まない B 中間子の二体崩壊には図7のように tree と penguin の二つのダイアグラムが寄与すると考えられている。

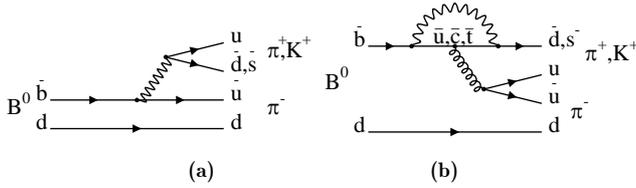


図7 $B^0 \rightarrow K^+\pi^-, \pi^+\pi^-$ に寄与する

(a) tree ダイアグラム と (b) penguin ダイアグラム

Penguin ダイアグラムはトップクォークが主に寄与するので位相を持たないが ($\pi^+\pi^-$ は V_{td} が入るので位相が出てくる)、tree の方は V_{ub} で起きるので ϕ_3 が入っている。このため、崩壊分岐比が干渉項の影響を受け、直接的CP非対称度は ϕ_3 と次のような関係式で繋がっている。

$$A_{CP} \equiv \frac{Br(\bar{B}^0 \rightarrow K^-\pi^+) - Br(B^0 \rightarrow K^+\pi^-)}{Br(\bar{B}^0 \rightarrow K^-\pi^+) + Br(B^0 \rightarrow K^+\pi^-)} \simeq -2 \left| \frac{T}{P} \right| \sin \phi_3 \sin \delta \quad (7)$$

ここで T と P は tree と penguin 振幅の大きさで、 δ はその間の位相のうち強い相互作用の部分である。Belle の結果は

$$A_{CP}(K^+\pi^-) = -0.101 \pm 0.025 \pm 0.005 \quad (8)$$

で BaBar の $-0.133 \pm 0.030 \pm 0.009$ とよく合っている。現在の理論では T/P と δ を直接的な方法で導くことができないので、 A_{CP} から ϕ_3 を決めるまでにはいたっていない。しかし有意にゼロからずれていることは ϕ_3 がゼロではないことを意味する。むしろ逆に $B^+ \rightarrow K^+\pi^0, B^+ \rightarrow K^0\pi^+, B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ など、できるだけ多くのケースで A_{CP} を測定して、実験的に $T/P, \delta, \phi_3$ を決めることによってチャームを持たない二体崩壊の QCD を理解しようとする試みがすでに始まっている。

5 $D_{CP}K^\pm$ と $D_{\text{sup}}K^\pm$ 崩壊

$B^\pm \rightarrow DK^\pm$ からの中性 D 中間子を CP の固有状態になる終状態 (CP がプラスの状態には $D_1 \rightarrow K^+K^-, \pi^+\pi^-$ があ

り、 CP マイナスには $D_2 \rightarrow K_s^0\pi^0, K_s^0\phi, K_s^0\omega$ などがある) で観測すると、次のような CP 非対称度が生じる。

$$A_{1,2} \equiv \frac{Br(B^- \rightarrow D_{1,2}K^-) - Br(B^+ \rightarrow D_{1,2}K^+)}{Br(B^- \rightarrow D_{1,2}K^-) + Br(B^+ \rightarrow D_{1,2}K^+)} = \frac{\pm 2r \sin \delta \sin \phi_3}{1 + r^2 \pm 2r \cos \delta \cos \phi_3} \quad (\pm \text{ for } 1, 2) \quad (9)$$

ここに r と δ は図2の場合と同じである。 δ と ϕ_3 の両方がゼロからずれていると、 A_1 と A_2 はゼロからはずれた値をとる。8,600万個の $B\bar{B}$ 対を使った解析から

$$A_1 = 0.06 \pm 0.19 \pm 0.04 \\ A_2 = -0.19 \pm 0.17 \pm 0.05 \quad (10)$$

の結果を得た[6]。

中性 D 中間子を $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ (favored) と $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ (suppressed) モードの両方で観測すると次のような関係が生じる。

$$R_{DK} \equiv \frac{Br(B^+ \rightarrow D_{\text{sup}}K^+)}{Br(B^+ \rightarrow D_{\text{fav}}K^+)} = r^2 + r_D^2 + 2rr_D \cos \phi_3 \cos \delta \quad (11)$$

この r も図2の場合と同じで、 r_D は D 中間子崩壊での suppressed と favored の振幅の比である。 δ は D 中間子崩壊も含めた位相の強い相互作用の部分である。Belle は

$$R_{DK} = (2.3_{-1.4}^{+1.6} \pm 0.1) \times 10^{-2} \quad (12)$$

の結果を得た[7]。これらの結果はまだ統計的に有意でないが、今後の統計精度を上げた結果が期待される。

6 おわりに

Belle では $B^\pm \rightarrow DK^\pm$ からの D 中間子を $K_s^0\pi^+\pi^-$ 崩壊モードで観測する手法を使って、 $\phi_3 = 68^\circ \pm 23^\circ$ の結果を得た。これは直接測定によって得られた世界最初の ϕ_3 結果である。この方法は Dalitz プロットを使って少ないデータ量から効果的に ϕ_3 を抽出するもので、Belle メンバーの A. Bondar (Budker Institute of Nuclear Physics, Novosibirsk, Russia) と A. Giri, Yu. Grossman, A. Soffer, J. Zupan によって独立に提案された。この測定結果はフィットから間接的に得られた値とよく合っていて、標準理論が大まかなレベルでは正しいことがここでも検証されたことになる。

その他の方法での試みはまだ有意な測定にはいたっていない。しかし、解析手法は確実に確立されつつある。

ϕ_3 の測定は ϕ_1 に比べて飛躍的に難しい。しかし、ユニタリ三角形の精密検証のためには ϕ_3 を避けて通るわけに

はいかない。いくつかの方法があり、それらは V_{ub} を含むダイアグラムと含まないダイアグラムが寄与する崩壊過程で干渉項を測定するという点では同じだが、ハドロン効果などの効き方はそれぞれで異なるため、知恵をしぼって一つ一つ解決していかなければならない。この測定は物理屋としての腕の見せ所であると同時に、 B 中間子研究のもう一つの重要テーマである非摂動領域での QCD 理論の発展に大きく貢献するはずである。

References

- [1] K. Abe *et al.* (Belle Collaboration), hep-ex/0408049.
- [2] A. Poluektov *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **70** (2004) 072003; K. Abe *et al.* (Belle Collaboration) hep-ex/0406067.
- [3] T. R. Sarangi *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 031802.
- [4] K. Abe *et al.* (Belle Collaboration), hep-ex/0408048.
- [5] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 131801; Y. Chao *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 191802.
- [6] S. K. Swain *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **68** (2003) 051101(R).
- [7] M. Saigo *et al.* (Belle Collaboration), hep-ex/0412025.