D^0 中間子混合の発見

KEK 素粒子原子核研究所
堺 井 義 秀 yoshihide.sakai@kek.jp

2008 年 (平成 20 年) 1 月 31 日

1 はじめに

中性中間子とその反粒子のシステムでは量子力学の基本的過程として粒子が反粒子に移り変る混合現象が起こることが知られている。これは, 粒子・反粒子（フレーバー）の固有状態と質量の固有状態が異なることにより起こる。K^0 中間子の混合は K_S^0 と K_L^0 が発見された 50 年以上前に遡って知られており, B_d^0 中間子の混合は 1987 年に ARGUS 実験により発見されている [1]。B_s^0 中間子の混合は 1987 年にすでに UA1 実験により大きな混合があることが示唆されていたが [2], 2006 年についに混合の大きさが Tevatron の CDF 実験 および D0 実験により測定された [3]。最後に D^0 中間子の混合が残ったわけであるが, 前者の 3 個の中間子は down タイプのクォーク・反クォーク対で構成されるものであるのに対して D^0 中間子は唯一 up タイプのクォーク・反クォーク対で構成される中間子である。後述のように, 標準理論では D^0 中間子混合の大きさは他の中間子に比べてずっと小さいと予想され実験的に測定するのは困難であり, 精力的に探索されたが発見に至っていなかった。2007 年の Moriond 国際会議で Belle と BaBar 実験によって, それぞれ異なる崩壊モードの測定により初めて 3σ 以上の有意性で D^0 中間子混合が観測された [4, 5]。その後, CDF 実験でも確認されている [6]。K^0 および B_d^0 中間子混合は CP 対称性の破れに重要な役割を果しており, D^0 中間子混合も今後の物理に展開に重要な役割を果すことが期待される。

ここでは, 上記の D^0 中間子混合の発見に至った Belle および BaBar 実験の測定結果を中心に D^0 中間子混合の実験的現状および展開について紹介する。

2 D^0 中間子混合の基礎知識

D^0 中間子混合は, K および B 中間子混合と同じように記述される。中性中間子 P^0 およびその反粒子 $\overline{P}^0$ のシステムの時間的発展はシュレディンガー方程式

$$i\frac{\partial}{\partial t}\begin{pmatrix} P^0(t) \\ \overline{P}^0(t) \end{pmatrix} = \left(\mathbf{M} - \frac{i}{2}\mathbf{\Gamma}\right)\begin{pmatrix} P^0(t) \\ \overline{P}^0(t) \end{pmatrix} \quad (1)$$

で記述される。ここで, $\mathbf{M}$ および $\mathbf{\Gamma}$ は Hermite な 2 行 2 列の質量行列である。質量行列の固有状態 P_1 と P_2 は

$$|P_{1,2}>= p|P^0> \pm q|\overline{P}^0> \quad (2)$$

で表される（ $|q|^2+|p|^2=1$ ）。$P_{1,2}$ の質量と崩壊全幅を $m_{1,2}$, $\Gamma_{1,2}$ とするとそれぞれの質量固有状態の時間発展は

$$|P_{1,2}(t)>= e^{(im_{1,2}-\Gamma_{1,2}/2)t}|P_{1,2}(0)> \quad (3)$$

となるので, 初期状態 $|P^0>$ と $|\overline{P}^0>$ の時間発展は

$$\begin{aligned} |P^0(t)> &= e^{(im-\Gamma/2)t}\{\cosh[(y+ix)\Gamma t/2]|P^0(0)> \\ &+ \frac{q}{p}\sinh[(y+ix)\Gamma t/2]|\overline{P}^0>\}, \quad (4) \\ |\overline{P}^0(t)> &= e^{(im-\Gamma/2)t}\{\cosh[(y+ix)\Gamma t/2]|\overline{P}^0> \\ &+ \frac{p}{q}\sinh[(y+ix)\Gamma t/2]|P^0(0)>\} \quad (5) \end{aligned}$$

となる。ここで, $m=(m_1+m_2)/2$, $\Gamma=(\Gamma_1+\Gamma_2)/2$, $x=(m_1-m_2)/\Gamma$, $y=(\Gamma_1-\Gamma_2)/2\Gamma$ である。$x\neq 0$ または $y\neq 0$ の場合に P^0 と $\overline{P}^0$ の間に混合 (振動) が起り, 混合の振舞いは x と y により決まる。上式より, $|q/p|^2\neq|p/q|^2$ の場合に $P^0\to\overline{P}^0$ と $\overline{P}^0\to P^0$ の遷移率が異なることになり 中間子混合の CP 非保存が起る。$|q/p|=1$ の場合は中間子混合で CP は保存する。

これらの式は K^0, B_d^0, B_s^0, D^0 に共通であるが, x および y の大きさによりそれぞれ異なる様相を示す。K^0 では $y\sim 1(\Gamma_{K_S^0}\gg\Gamma_{K_L^0})$, $x\sim 0.5$ であり質量固有状態 K_S^0, K_L^0 としての振舞いが顕著に現れる。B_d^0 では $x\sim 0.78$, $y\sim 0$ で, B ファクトリー実験では約一周期のきれいな振動が測定されている [7]。B_s^0 は, $x\sim 25$ と非常に早い振動になり前述のようにその周期 (= 混合の大きさ) の測定は困難であった。D^0 では x, y ともに非常に小さいこと

が予想され発見が困難であり今までに色々な方法で測定が試みられてきた。

標準理論では中間子混合は図 1 に示すようなボックスダイアグラムにより起こる。B 中間子の場合は t クォークが主な寄与をするが, K^0 と D^0 では 第三世代クォークの寄与は CKM 行列因子で大きく抑制される。第一世代と第二世代のクォークの寄与は GIM 機構によりキャンセルし合うが, D^0 では d クォークと s クォークの質量差が小さいので非常に大きく抑制され, 単純に計算すると $x \propto (m_s^2 - m_d^2)^2/m_c^2 \sim 0(10^{-5})$ と非常に小さくなる。しかし, c クォークの質量は摂動計算が信頼できるほど大きくないのでハドロン相互作用の効果を入れた非摂動計算が必要であり, 正確な理論の予言は困難である。最近の種々の計算では $x, y = 10^{-3} \sim 0.01$ となっている [8]。

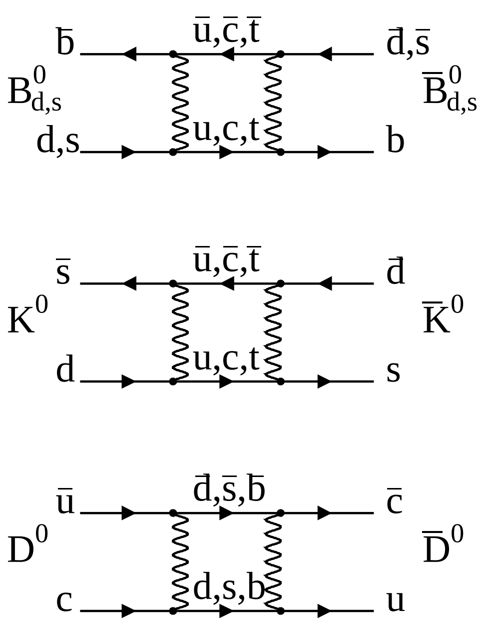

図 1: 中間子混合に主に寄与するクォークダイアグラム。W 粒子 (波線) が横向きで内部クォークが縦向きのダイアグラムも同様の寄与をするが, ここでは省略してある。

実験的には, 最も単純明解な方法は D^0 として生成された粒子が $\overline{D}^0$ として崩壊する現象を観測することである。生成時に D^0 であることは, $D^{*+} \to D^0\pi_s^+$ 崩壊の π_s^+ の電荷によりタグできる (運動量が低いので通常 π_s と表記する)。崩壊時に $\overline{D}^0$ であることは $\overline{D}^0 \to K^+\ell^-\nu$ のようなセミレプトニック崩壊により観測できる。これは, 基本的には B_d^0 中間子混合の発見と同じ方法である。しかし, $x, y \ll 1$ の場合, 式 (4) により $\overline{D}^0$ としての崩壊率は $\frac{1}{4}(x^2+y^2)\Gamma^2t^2e^{-\Gamma t}$ と近似され (CP 非保存を無視して $|q/p| = 1$ としている), 時間で積分すると 混合しない D^0 の崩壊 ($\cong e^{-\Gamma t}$) に対して 混合した D^0 の崩壊は $(x^2+y^2)/2$ の割合になる。これは, x と y について二次のため非常に小さい割合なので感度は低くなり, 今までにこの方法での測定は行われているが D^0 混合の検知には至っていない [9]。

セミレプトニック崩壊以外のハドロン崩壊モードを使った場合は, 通常 $\overline{D}^0$ だけではなく D^0 から同じ終状態への崩壊が起るので状況は複雑になる。しかし, 一方で 混合による $D^0 \to \overline{D}^0 \to f$ の振幅と $D^0 \to f$ の直接の崩壊の振幅との干渉項が x, y の一次になるので混合の測定の感度が上る。この場合, D^0 と $\overline{D}^0$ から終状態 f への崩壊振幅をそれぞれ A_f, $\overline{A}_f$ とすると $t = 0$ で純粋に D^0 の状態の粒子の固有時間 t での崩壊振幅は,

$$\begin{aligned} A[D^0(t) \to f] &= e^{(im-\Gamma/2)t}\{A_f \cosh[(y+ix)\Gamma t/2] \\ &+ \frac{q}{p}\overline{A}_f \sinh[(y+ix)\Gamma t/2]\} \end{aligned} \qquad (6)$$

となる[1]。崩壊率 $|A[D^0(t) \to f]|^2$ では 第一項と第二項の干渉項が x, y の一次になることがわかる。2007 年の Moriond 国際会議で発表された初めての D^0 中間子混合の有意な観測は, Belle では 終状態 f として CP 固有状態を使って, BaBar では 二重 Cabibbo 抑制崩壊モード $D^0 \to K^+\pi^-$ を使っての測定である。 以下にこれらの測定について紹介する。

3 $D^0 \to K^+K^-/\pi^+\pi^-$ 崩壊モード

終状態が CP 固有状態の場合 (CP 固有値 η_f) は崩壊および混合に CP 非保存がないとすると D^0 からも $\overline{D}^0$ からも同じ崩壊分岐比で崩壊するので $A_f = \eta_f\overline{A}_f$, $q/p = 1$ であり, 式 (6) より

$$\Gamma[D^0(t) \to CP \text{ 固有状態}] \cong e^{-\Gamma(1-\eta_f y)t} \qquad (7)$$

となる。すなわち, CP 固有状態への崩壊で測定した見かけ上の寿命が 実際の D^0 の寿命と y の割合だけ異なる (寿命は崩壊全幅の逆数 $\tau = 1/\Gamma$ である)。CP 非保存の場合は, 寿命の差は $y_{CP} = y\cos\phi - \frac{1}{2}A_M x \sin\phi$ となる。A_M と ϕ は CP 非保存に関係し, $A_M = |p/q|^2 - |q/p|^2$, $\phi = \arg(q\overline{A}_f/pA_f)$ である。

Belle では, KEKB 加速器で蓄積された 540 fb^{-1} のデータを使って, $D^0 \to K^+K^-$ および $\pi^+\pi^-$ の CP 固有状態 (CP 固有値 $+1$) への崩壊モードと $D^0 \to K^-\pi^+$

[1] $\overline{D}^0$ に関しても類似の式で表されるが, 簡略化のため, 以後 D^0 のみについて表記する。崩壊モードについても 特に断らないかぎり荷電共役崩壊モードが含まれるものとする。

崩壊モードの見かけ上の寿命の差を測定した [4]。$D^0 \to K^-\pi^+$ 崩壊モードは $e^{-\Gamma t}$ で崩壊する。これらの事象は, $D^{*+} \to D^0\pi_s^+$, $D^0 \to K^+K^-/\pi^+\pi^-/K^-\pi^+$ 崩壊チャンネルで再構成され, 信号は再構成された D^0 の質量 (M_{D^0}) および $D^{*+} \to D^0\pi_s^+$ 崩壊での解放エネルギー $Q = M_{D^0\pi_s^+} - M_{D^0} - m_\pi$ を使って選択された。信号は $M_{D^0} = m_{D^0}$ および $Q = m_{D^{*+}} - m_{D^0} - m_\pi$ の値の近傍に集中したピークを示すが, バックグラウンドは異なる分布を持つ。$m_{D^{*+}}$ と m_{D^0} はそれぞれ D^{*+} と D^0 粒子の質量である。B 中間子崩壊による D^0 を除去するために D^{*+} の重心系での運動量が 2.5 GeV/c 以上であることを要求した。崩壊時間は, 衝突点から D^0 の崩壊点へのベクトル $(\vec{L})$ の D^0 の運動量 $(\vec{p})$ 方向への射影成分より $t = m_{D^0}\vec{L}\vec{p}/p^2$ で計算された。D^0 の崩壊点を精度よく測定するためそれぞれのトラックに十分な数のシリコンバーテックス検出器のヒットがあることを要求する。$D^0 \to K^+K^-$, $\pi^+\pi^-$, $K^-\pi^+$ 崩壊モードでそれぞれ 11 万, 4.9 万, 122 万個の信号事象が 98%, 92%, 98% の高純度で選択された。

y_{CP} は, $D^0 \to K^+K^-$, $\pi^+\pi^-$, $K^-\pi^+$ 事象の崩壊時間分布を同時フィットして求める。フィット関数は

$$\frac{dN}{dt} = \frac{N_{\rm sig}}{\tau}\int e^{-t'/\tau}R(t-t')dt' + B(t) \qquad (8)$$

を用い, 時間分布のヒストグラムをフィットする。$N_{\rm sig}$ は信号の事象数である。崩壊時間測定の応答関数 $R(t)$ は, 崩壊点のフィットによる崩壊時間のエラー σ_t とトリプル Gaussian の積で記述されるものとし, 実際の事象の σ_t の分布で比重を掛けて求める。トリプル Gaussian のパラメータはモンテカルロ・シミュレーションで求めるが, エラーの全体のスケールパラメータはフィットで決める変数とする。バックグラウンドの分布 $B(t)$ は M_{D^0} のサイドバンド事象の崩壊時間分布より求める。

フィットの結果, $D^0 \to K^-\pi^+$ 崩壊事象の寿命は $[408.7 \pm 0.6({\rm stat})]$ fs (fs $= 10^{-15}$ s) で世界平均 (410.1 ± 1.5) fs とよく合っている。$D^0 \to K^+K^-$ と $\pi^+\pi^-$ 事象を合せて $D^0 \to K^-\pi^+$ との寿命の差を求めた結果は

$$y_{CP} = [1.32 \pm 0.32({\rm stat}) \pm 0.25({\rm syst})]\% \qquad (9)$$

である。それぞれの時間分布とフィット結果を図 2 に示す。この方法では, 類似の崩壊モードで同じ方法により測定された二つの寿命の差をとるため多くの系統誤差が相殺する。この結果は, 統計的に 4.1σ, 系統誤差を含めて 3.2σ の有意性で D^0 混合を観測するものである。両者の見かけの寿命の違いは 図 2(d) にはっきりと見てとれる。

同様に, $D^0 \to K^+K^-/\pi^+\pi^-$ と $\overline{D}^0 \to K^+K^-/\pi^+\pi^-$

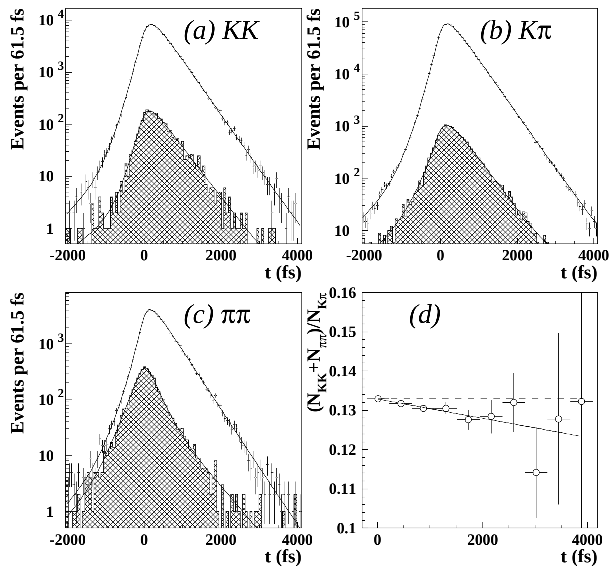

図 2: 崩壊時間分布と同時フィットの結果 (a) $D^0 \to K^+K^-$, (b) $D^0 \to K^+\pi^-$, (c) $D^0 \to \pi^+\pi^-$ 崩壊モード。交差斜線領域はバックグラウンドを示す。(d) $D^0 \to K^+K^-$, $\pi^+\pi^-$ と $D^0 \to K^+\pi^-$ 崩壊モードの比の時間依存。直線はデータ点をフィットしたもの。

事象の見かけの寿命の差に現れる CP 非保存

$$\begin{aligned} A_\tau &= \frac{\tau(\overline{D}^0 \to h^+h^-) - \tau(D^0 \to h^+h^-)}{\tau(\overline{D}^0 \to h^+h^-) + \tau(D^0 \to h^+h^-)} \\ &= \frac{1}{2}A_M y\cos\phi - x\sin\phi \qquad (10) \end{aligned}$$

を測定し, ゼロと矛盾しない結果 $A_\tau = [0.01 \pm 0.30({\rm stat}) \pm 0.15({\rm syst})]\%$ を得た。

その後, BaBar も 384 fb^{-1} のデータを使って同様の測定を行い $y_{CP} = [1.24 \pm 0.39({\rm stat}) \pm 0.13({\rm syst})]\%$ と 3σ レベルの結果を得た [10]。これまでのこの方法でのすべての測定結果の世界平均は $y_{CP} = (1.13 \pm 0.27)\%$ [11] (4.2σ の有意性) である 。

4 $D^0 \to K^+\pi^-$ 崩壊モード

$D^0 \to K^+\pi^-$ 崩壊は D^0 混合を通しての $D^0 \to \overline{D}^0 \to K^+\pi^-$ と 二重 Cabibbo 抑制 (Double Cabibbo Suppressed = DCS) 崩壊 $D^0 \to K^+\pi^-$ による直接の崩壊の二つの振幅の寄与がある。CP が保存する場合は, 式 (6) より 崩壊時間分布は

$$\Gamma[D^0(t) \to K^+\pi^-] \cong e^{-\Gamma t}[R_D + \sqrt{R_D}y'\Gamma t + \frac{x'^2 + y'^2}{4}(\Gamma t)^2] \qquad (11)$$

となる。ここで, R_D は DCS と抑制されない (Cabibbo Favored = CF) 崩壊の崩壊率の比 $|A_f/\overline{A}_f|^2 = |A(D^0 \to K^+\pi^-)/A(D^0 \to K^-\pi^+)|^2$ であり, また $x' = x\cos\delta + y\sin\delta$, $y' = y\cos\delta - x\sin\delta$, δ は DCS と CF 崩壊振幅の位相差 $\arg[A(D^0 \to K^+\pi^-)/A(D^0 \to K^-\pi^+)]$ である。R_D は およそ Cabibbo 抑制因子 $(\sin\theta_C)$ の 4 乗 $(O(10^{-3}))$ の小さい量である。

BaBar は, 384 fb^{-1} のデータを使って $D^0 \to K^+\pi^-$ 崩壊 (以後 wrong-sign = WS と呼ぶ) および $D^0 \to K^-\pi^+$ 崩壊 (right-sign = RS) 事象の崩壊時間分布を解析し x'^2, y' を測定した [5]。前節の解析と同様に, 上記の崩壊は $D^{*+} \to D^0\pi_s^+$, $D^0 \to K^+\pi^-/K^-\pi^+$ の崩壊チャンネルで再構成され, RS および WS の判断は D^* からの π_s の荷電と K の荷電の相対符号で判断する。B 中間子崩壊による D^0 を除去するために D^0 の重心系での運動量が 2.5 GeV/c 以上であることを要求した。信号は M_{D^0} と Q の分布をフィットして求められ, 114 万の RS 信号と 4030 ± 90 の WS 信号事象が得られた。まず, RS 事象の崩壊時間分布を式 (8) の分布でフィットして崩壊時間測定の応答関数と寿命を求める。フィットは, 各事象ごとに liklihood を計算し全事象の likelihood の積が最大になるようにパラメータを決める unbinned maximum likelihood フィット法が用いられた。次に, WS 事象の崩壊時間分布を式 (11) に RS 事象より求めた崩壊時間測定の応答関数を畳み込んだ関数でフィットし x'^2 と y' が得られた。応答関数は, 前節の解析と同様にトリプル Gaussian が用いられた。WS 事象の崩壊時間分布とフィットを図 3 に示す。CP 保存を仮定した場合のフィット結果は,

$$x'^2 = [-0.22 \pm 0.30(\text{stat}) \pm 0.21(\text{syst})] \times 10^{-3},$$
$$y' = [9.7 \pm 4.4(\text{stat}) \pm 3.1(\text{syst})] \times 10^{-3} \qquad (12)$$

であり, 系統誤差を考慮して 3.9σ の有意性で D^0 混合を検知した (図 4 を参照)。CP 非保存の場合のフィットも行ったが, 有意な CP 非保存は見られず CP 保存の場合と矛盾しない結果が得られた。

なお, Belle でも すでに 2006 年に 400 fb^{-1} のデータを使って同じ崩壊モードで同様の測定を行い論文や会議で発表していたが [12], 結果は CP 保存の場合で $x'^2 = [0.18\ ^{+0.21}_{-0.23}\ (\text{stat}+\text{syst})] \times 10^{-3}$, $y' = [0.6\ ^{+4.0}_{-3.9}\ (\text{stat}+\text{syst})] \times 10^{-3}$ である。この結果は 上記の BaBar の測定とほぼ同じ事象数で少し測定精度がよく BaBar の結果と矛盾しないが, D^0 混合の有意性は 2.2σ であった。

最近 CDF も 1.5 fb^{-1} のデータを使って同じ崩壊モードの測定を行った [6]。304 万の RS と 1.27 万の WS 信号事象を再構成し, WS と RS 事象の数の比の崩壊時間依

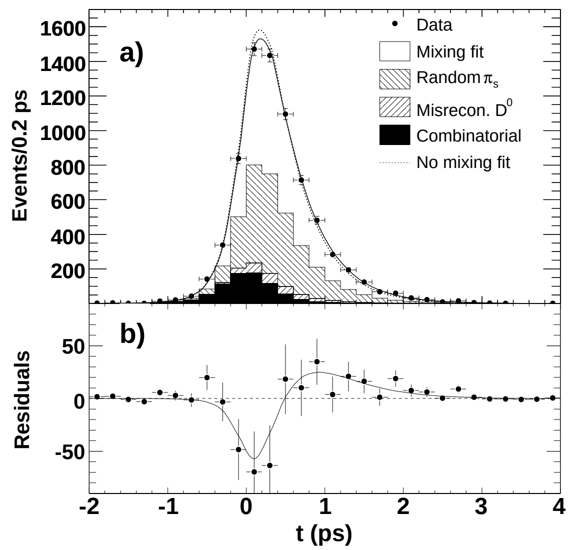

図 3: (a) WS 事象の崩壊時間分布とフィットの結果。実線は CP 保存の場合の D^0 混合のフィット, 点線は D^0 混合がない場合のフィットを示す。(b) エラー付きの点はデータと D^0 混合がない場合のフィット [(a) の点線] との差。実線は (a) の実線と点線の差を示す。

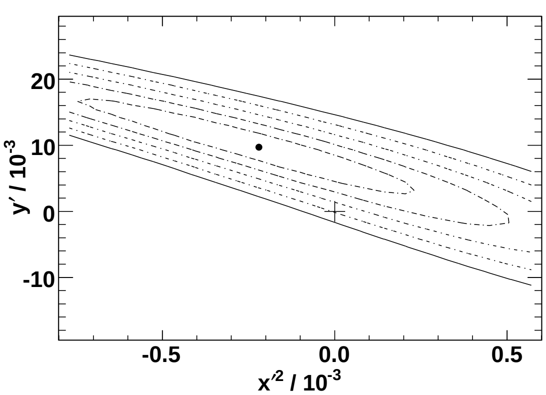

図 4: フィットの中心値 (点) と信頼度 (CL) の等高線。内側から 1 - CL = 0.317 (1σ), 4.55×10^{-2} (2σ), 2.70×10^{-3} (3σ), 6.33×10^{-5} (4σ), 5.73×10^{-7} (5σ) である。 CL は中心値との $-2\ln(\text{Likelihood})$ の差より系統誤差を含めて計算した。D^0 混合がない点 ($x = y = 0$) は +で示してある。

存性をフィットして, $x'^2 = [-0.12 \pm 0.35] \times 10^{-3}$, $y' = [8.5 \pm 7.6] \times 10^{-3}$ を得た。この結果は BaBar の結果に近く 3.8σ の有意性で D^0 混合を示すものである。

以上の三つの測定結果は, ほぼ同等の測定であり $D^0 \to K^+\pi^-$ 崩壊モードでの D^0 混合は確定したといえる。BaBar と CDF の x'^2 は負の値であり非物理的領域にある。これは統計のふらつきとしてありうることであり問題はないが D^0 混合の有意性を大きくするので幸運であったといえる。

なお, 測定された x', y' から x, y を求めるには δ の値を別に測定する必要があるが, $D^0 \to K_S^0\pi^0$, $K_L^0\pi^0$, $D^+ \to K_S^0\pi^+$, $K_L^0\pi^+$, $K^+\pi^0$ の分岐比の測定より求める方法が提案されている [13]。最近, CLEO-c で $\psi(3770)$ の崩壊による 量子もつれの状態にある $D^0\overline{D}^0$ 対を使って $cos\delta$ を測定する新しい試みがなされた。一方の D^0 (または $\overline{D}^0$) がそれぞれ CP 固有状態 または $D^0 \to K^-\pi^+/K^+\pi^-$ に崩壊する事象と $D^0\overline{D}^0$ 両方が上記の崩壊モードのいづれかに崩壊する事象を再構成し, それらの情報を組合せることにより予備的結果として $\cos\delta = 1.03 \pm 0.19(\mathrm{stat}) \pm 0.08(\mathrm{syst})$ が得られている [14]。

5 $D^0 \to K_S^0\pi^+\pi^-$ 崩壊モード

前述の二つの測定により D^0 混合が確定したといえるが, これらの測定方法では y は有意に測定することができるが, x を同等の精度で測定することができない。 前節の $D^0 \to K^+\pi^-$ 崩壊モードの測定では, $\cos\delta \sim 1$ なので実質上 y と x^2 の測定であり, x の測定精度はよくないし, 符号も決定することができない。これに対して, CLEO により $D^0 \to K_S^0\pi^+\pi^-$ 崩壊モードの Dalitz plot 分布の崩壊時間発展を解析することにより x と y を同程度の精度で測定できることが示された [15]。$D^0 \to K_S^0\pi^+\pi^-$ 崩壊の Dalitz plot 振幅を $A(m_-^2, m_+^2)$ とすると式 (6) より時間 t での崩壊振幅は

$$\begin{aligned}\mathcal{M}(m_-^2, m_+^2, t) &= e^{(im-\Gamma/2)t} \\ &\quad \{A(m_-^2, m_+^2)\cosh[(y+ix)\Gamma t/2] \\ &\quad -\frac{q}{p}\overline{A}(m_-^2, m_+^2)\sinh[(y+ix)\Gamma t/2]\}\end{aligned} \tag{13}$$

となる。ここで, $m_\pm^2 = m^2(K_S^0\pi^\pm)$ である。Dalitz plot 振幅は, 中間状態の二体崩壊の振幅の和として表される。

$$A(m_-^2, m_+^2) = \sum_r a_r e^{i\phi_r} A_r(m_-^2, m_+^2) + a_{\mathrm{NR}} e^{i\phi_{\mathrm{NR}}} \tag{14}$$

最後の項は, Dalitz plot 面で一様に分布する三体崩壊の振幅である。A_r は, 相対論的 Breit-Wigner 関数と形成因子の積である。Dalitz plot 上での $A(m_-^2, m_+^2)$ と $\overline{A}(m_-^2, m_+^2)$ の位相差に応じて (前節の δ に対応する), x および y の一次の項が崩壊時間分布に現れる。この位相差は, 上式の $a_r e^{i\phi_r}$ に依存するが, これらのパラメータは Dalitz plot 分布の崩壊時間発展をフィットすることにより x, y と同時に測定することができる。

Belle では, 540 fb^{-1} のデータを使ってこの崩壊モードの解析を行なった [16]。他の崩壊モードと同様に $D^{*+} \to D^0\pi_s^+$, $D^0 \to K_S^0\pi^+\pi^-$ の崩壊チャンネルで再構成され, B 中間子崩壊による D^0 を除去するために D^{*+} の重心系での運動量が 2.5 GeV/c 以上であることを要求した。D^0 の崩壊点は二個の π 粒子のトラックを使って求める。崩壊時間は他の崩壊モードと同様に計算する。信号事象とバックグラウンド数は, M_{D^0} と Q 分布をフィットして求め, Dalitz plot 分布の崩壊時間発展のフィットには, M_{D^0} と Q の信号領域の事象を使用する。信号領域では 95%の純度で 53 万個の信号事象が得られた。

Dalitz plot 分布の崩壊時間発展のフィットは, unbinned maximum likelihood フィットにより行った。 信号事象の確率分布関数は, 式 (13) で与えられる $|\mathcal{M}(m_-^2, m_+^2, t)|^2$ を検出器の応答関数で畳み込んだものである。応答関数は, Dalitz plot にわたる事象撰択効率の変化, $M(\pi^+\pi^-)$ の測定精度, および崩壊時間の測定精度を含む。バックグラウンド事象の Dalitz plot および 崩壊時間分布は M_{D^0} のサイドバンドの事象より求めた。図 5 に Dalitz plot 分布およびフィットを, 図 6 に崩壊時間分布とフィットを示す。CP 保存の場合の結果は,

$$\begin{aligned} x &= [0.80 \pm 0.29(\mathrm{stat})^{+0.09}_{-0.07}(\mathrm{syst})^{+0.10}_{-0.14}(\mathrm{model}))]\% \\ y &= [0.33 \pm 0.24(\mathrm{stat})^{+0.08}_{-0.12}(\mathrm{syst})^{+0.06}_{-0.08}(\mathrm{model}))]\% \end{aligned} \tag{15}$$

である。ここで, 三番目のエラーは式 (14) の Dalitz plot 振幅のモデルの不完全性および共鳴粒子の質量・崩壊全幅の不定性によるものである。この結果は, D^0 混合の有意性は 2.2σ であるが, 現在もっとも精度のよい x の測定である。x と y の測定精度はほぼ同じであり, 前節での y の測定精度ともほぼ同じであることより, 今後の D^0 混合に向けて有望な測定方法である。CP 非保存の場合のフィットでは有意な CP 非保存は見られなかった。

6 まとめと今後の展望

以上のように, D^0 中間子混合の探索はそれまでにも精力的に行われてきたが, ついに Belle と BaBar によって 2007 年 3 月に初めて 3σ 以上の有意性で 観測されたことにより, さらにその測定は活気を帯びてきており 引続き

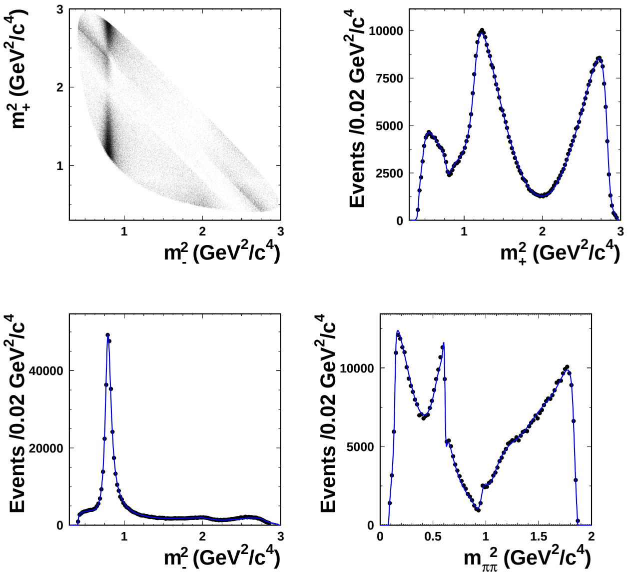

図 5: $D^0 \to K_S^0\pi^+\pi^-$ 崩壊モードの Dalitz plot 分布と射影分布。点はデータ, 実線はフィットの結果を示す。

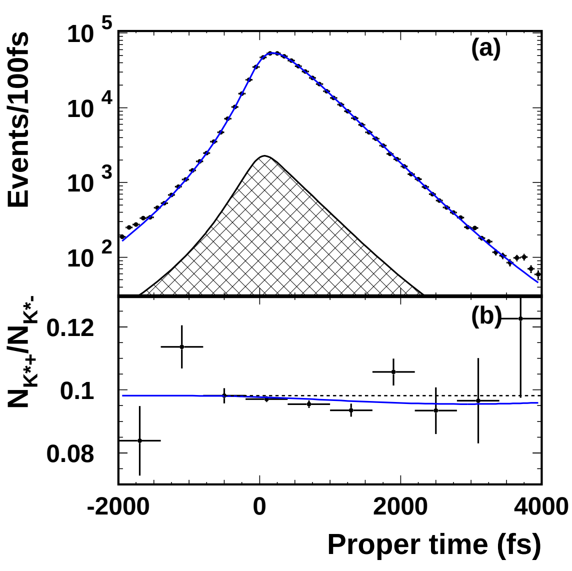

図 6: (a) $D^0 \to K_S^0\pi^+\pi^-$ 崩壊モードの崩壊時間分布。点はデータ, 実線はフィットの結果を示す。交差斜線部分はバックグラウンドの寄与を示す。(b) $K^*(892)^+$ (CF) と $K^*(892)^-$ (DCS) 領域の事象の比の崩壊時間依存性。

同等の有意性での測定や新しい方法での測定がなされてきた。今までのすべての実験結果を使ってフィットにより求めた CP 非保存を含めた場合の x, y の制限領域を図 7 に示す [11] (CDF の結果 [6] は CP 保存の場合のみの結果なので含まれていない)。$x = y = 0$ の点は 5σ 領域の外にあるので, D^0 中間子混合はゆるぎなく確定したといえる。x と y の世界平均は,

$$x = [0.97^{+0.27}_{-0.29}]\%,$$
$$y = [0.78^{+0.18}_{-0.19}]\% \tag{16}$$

である。y は 3σ 以上の有意性で有限の値 ($\neq 0$) であるが, x はまだ 3σ 以下の有意性である。CP 非保存を示すパラメータの世界平均は,

$$|q/p| = 0.86^{+0.18}_{-0.15},$$
$$\phi = -9.7^{+8.0}_{-9.2}] \text{ 度} \tag{17}$$

であり, CP 保存と矛盾しない。

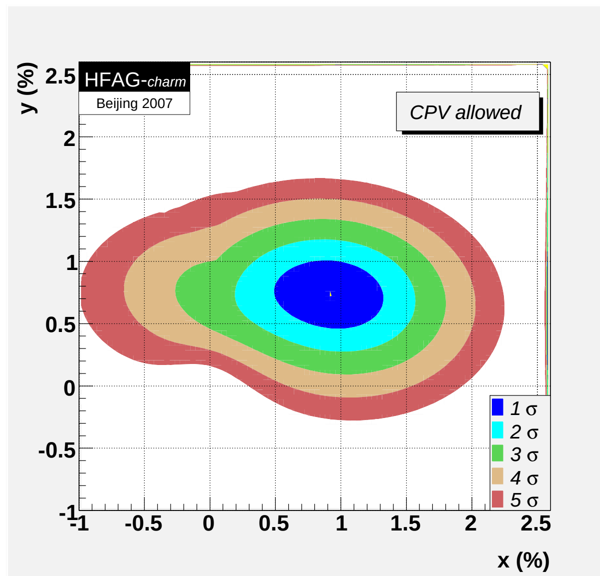

図 7: すべての実験結果を使ってフィットにより求めた CP 非保存を含めた場合の x, y の制限領域。

興味深いことに x, y はともに $\sim 1\%$ であり, 標準理論の理論的予言の上限に近い。標準理論を越える新しい物理による D^0 混合の様々な理論的予言が出されており [8], $\sim 1\%$ のものも多い。標準理論の予言にはまだ大きな不定性があるので, 現在の結果は大きな新しい物理の寄与を否定するものではない。今後, 実験的測定精度を上げ, 理論的にも標準理論の予言の不定性を小さくすることが重要である。ハドロンの相互作用を含む非摂動計算が必要なので理論の不定性を大幅に改善することは容易ではない

が, x が y より十分大きい場合は標準理論では説明できない可能性がある。また, 標準理論では D^0 混合には第三世代クォークの寄与が非常に小さく二世代のみが寄与するので CP 非保存も非常に小さい。従って, 大きな CP 非保存 ($> 1\%$) が観測された場合には, 新しい物理の明瞭な証拠となる。B の物理でも, 新しい物理の影響は ボックスダイアグラムの B^0 混合に現れる可能性が高いとされているが, D^0 混合では さらに標準理論の寄与が抑制されているので 新しい物理の影響が相対的に大きくなり感度が高いと期待される。

Belle では 2008 年度中に約 1000 fb^{-1} のデータが蓄積される予定であり, 増加したデータでのより精度のよい測定が期待される。また, 新しい崩壊モード, 特に Dlaitz plot を使う新しい崩壊モードの解析の開発が進めらており, 測定精度の向上を目指している。さらには, LHCb や高度化された KEKB 加速器により 飛躍的に測定精度が上り新しい物理の発見に興味が持たれる。

D^0 中間子混合の発見は, 2007 年の重要な物理成果の一つといえるが, 世界最高のルミノシティにより大量の B 中間子とともに 大量の D 中間子データを蓄積することができたのは KEKB 加速器グループの弛まぬ努力の成果であり, Belle 実験の解析に携った研究者およびすべての共同研究者の協力によるものである。ここに改めて感謝の意を表したい。また, KEKB と並んで 高いルミノシティと大量のデータを蓄積し, 共に D^0 中間子混合の発見をもたらした PEP-II 加速器グループおよび BaBar 実験グループとの友好的な競争が互いに励みになったといえる。

参考文献

[1] H. Albrecht *et al.* (ARGUS Collaboration), Phys. Lett. B **192**, 245 (1987).

[2] C. Albajar *et al.* (UA1 Collaboration), Phys. Lett. B **186**, 247 (1987).

[3] A. Abulencia *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **97**, 242003 (2006); V. Abazov, *et al.* (D0 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **97**, 021802 (2006).

[4] M. Staric *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **98**, 211803 (2007).

[5] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), Phys. Rev. Lett. **98**, 211802 (2007).

[6] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), arXiv:0712.1567.

[7] N.C. Hastings *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **65**, 052004 (2003); K. Abe *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **71**, 072003 (2005); B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), Phys. Rev. Lett. **88**, 221803 (2002). B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), Phys. Rev. D **73**, 012004 (2006).

[8] A. Petrov, Int. J. Mod. Phys. A **21**, 5686 (2006) およびその中の参考文献参照のこと。

[9] E.M. Aitala *et al.* (E791 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **77**, 2384 (1996); C. Cawlfield *et al.* (CLEO Collaboration), Phys. Rev. D **71**, 077101 (2005); U. Bitenc *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **72**, 071101 (2005); B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), arXiv:0705.0704.

[10] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), arXiv:0712.2249.

[11] Heavy Flavor Averaging Group (HFAG), Charm physics section, `http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/charm/`

[12] L.M. Zhang *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **96**, 151801 (2006).

[13] E. Goldwich and S. Pakvasa, Phys. Lett. B **505**, 94 (2001).

[14] W.M. Sum (for CLEO Collaboration), arXiv:0712.0498.

[15] D.M. Asner *et al.* (CLEO Collaboration), Phys. Rev. D **72**, 012001 (2005).

[16] L.M. Zhang *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **99**, 131803 (2007).