

# Belleで見つかった新粒子 $X(3872)$ と $Y(3940)$

KEK 素粒子原子核研究所

上原 貞治

uehara@post.kek.jp

2005 年 12 月 16 日

## 1 はじめに

KEK にある KEKB 電子陽電子衝突型加速器を用いた Belle 実験では、1999 年の実験開始以来、 $B$  中間子の崩壊における CP 非対称性の発見や  $B$  中間子の稀な崩壊の測定などのめざましい成果があげられている。また、同時に、その豊富なデータ量を生かして新粒子の発見が相次いでいる。ここでは、「隠れたチャーム」の量子数を持つと考えられる Belle で見つかった新粒子、おもに  $X(3872)$  と  $Y(3940)$ 、についての最新の研究成果を報告する。

「隠れたチャーム」を持つ中間子とは、 $c\bar{c}$  対を内部に含んでいるもので、通常「チャームONIウム」に分類される。普通のチャームONIウムは  $c\bar{c}$  の結合状態とされているのだが、 $X(3872)$  と  $Y(3940)$  は、果たして  $c\bar{c}$  の単純な結合状態であるかどうか疑わしい。だから、これらの粒子を（狭い意味での）チャームONIウムと断定してしまうことは今のところできない。また、Belle は、この二つのほかにも、同じ質量領域に、やはり「隠れたチャーム」を持つと考えられる新粒子、 $X(3940)$  と  $Z(3930)$  を見つけている。本論ではこれらの粒子についても簡単に触れることにする。現時点ではこれら四つはすべて別々の粒子であると考えられている。

## 2 $X(3872)$ の発見

$X(3872)$  は、2003 年に、Belle 実験によって  $B$  中間子の崩壊過程  $B^\pm \rightarrow K^\pm X(3872)$ 、 $X(3872) \rightarrow \pi^+\pi^-J/\psi$  において発見された [1]。この  $B \rightarrow KA$  という ( $A$  はチャームONIウム) 過程は、Belle 実験では特に重要なもので、CP 非対称性の測定をはじめとする  $B$  中間子のチャームONIウムを含む終状態への崩壊チャンネルの研究に多用されているものである。これまでの研究によると、この種の崩壊過程によってスピン 0 あるいはスピン 1 のチャームONIウムが多く捕らえられることがわかっている。

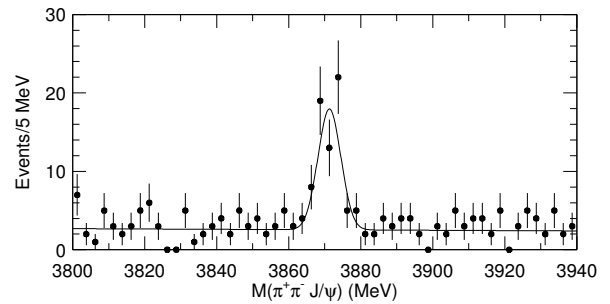


図 1:  $X(3872)$  の質量領域における  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^- J/\psi$  崩壊中の  $\pi^+ \pi^- J/\psi$  の不変質量分布。曲線は、バックグラウンドを表す一次関数の上に測定分解能を表すガウス関数を載せたフィット。

図 1 に、この崩壊過程の測定から得られた  $\pi^+ \pi^- J/\psi$  の不変質量分布を示す。ここでは、終状態粒子から  $B$  中間子を構成してその不変質量とエネルギーを測定することにより、 $B$  中間子の崩壊事象の候補のみが集められている。この図の結果は、積分ルミノシティが  $253 \text{ fb}^{-1}$  のデータ ( $2.75 \times 10^8$  個の  $B$  中間子・反  $B$  中間子対に相当) を用い、2005 年 5 月に予備的結果として発表されたものである [2]。 $X(3872)$  は、Belle での発見の後、BaBar 実験 [3]、陽子反陽子衝突の実験 [4] によってもその存在が確認されている。

$X(3872)$  について第一に注目される点は、その幅が狭いことである。図 1 の曲線のピークの幅は実験装置の分解能を表しているもので、 $X(3872)$  そのものの幅は 2.3 MeV 以下と測定されている [1]。これまで、このような幅の狭いチャームONIウムは  $D\bar{D}$  への崩壊が可能になる閾質量 ( $3730 \text{ MeV}/c^2$ ) より重いところには見つかっていなかった。角運動量とパリティの保存によって、 $X(3872) \rightarrow D\bar{D}$  が禁止されており、そのために幅が狭くなっているのかも知れない (第 4 節参照)。

また、第二の注目点は、その質量 ( $3872.0 \pm 0.6(\text{stat.}) \pm 0.5(\text{sys.}) \text{ MeV}/c^2$  [5]) が  $D^0$  と  $D^{*0}$  の質量の和

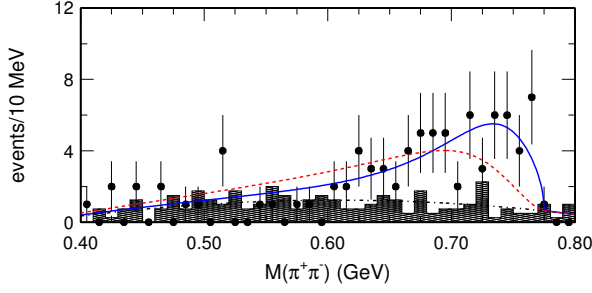


図 2:  $X(3872) \rightarrow \pi^+\pi^- J/\psi$  崩壊候補事象における  $\pi^+\pi^-$  の不変質量分布。ヒストグラムは、サイドバンド事象の解析から推定されるバックグラウンド。実線と破線は、 $X(3872) \rightarrow \rho^0 J/\psi$  (二中間子間の軌道角運動量をそれぞれ S 波、P 波とする) を仮定した場合の実験分布に対するフィットである。一点鎖線は、フィットに使ったバックグラウンドの分布。

( $3871.3 \pm 1.0 \text{ MeV}/c^2$ ) に極めて近いことである (第 4 節参照)。さらに、第三の注目点は、 $X(3872)$  の崩壊で生じた  $\pi^+\pi^-$  の不変質量分布である。図 2 に見るとおり、この分布は質量の大きい部分に集中している。この  $\pi^+\pi^-$  は、 $\rho^0$  に近い性質を持っているようである [2]。となると、 $X(3872)$  はアイソスピン=1 の状態に崩壊していることになる。このことは、通常のチャーモニウムがアイソスピン=0 を持ち、主要なハドロンへの崩壊過程においてそれを保存していることと異なっている。

### 3 別の崩壊過程

$X(3872)$  の量子数、ひいてはその内部構造を解明するためには、 $D\bar{D}$  崩壊などのそのほかの崩壊過程を探る必要がある。 $B \rightarrow KX(3872)$  というプロセスにおいて、様々の終状態について探索や測定が行われた結果、次のような結果が得られている。

現在までのところ、 $D\bar{D}$  への崩壊は見出されていない。一方、最近の詳しい研究 [6] により、 $\gamma J/\psi$ 、 $\pi^+\pi^-\pi^0 J/\psi$  への崩壊が認められた。このうち  $\gamma J/\psi$  崩壊の検出の結果を図 3 に示す。これらの部分崩壊幅の比について、予備的な測定結果、

$$\frac{\Gamma(X \rightarrow \gamma J/\psi)}{\Gamma(X \rightarrow \pi^+\pi^- J/\psi)} = 0.14 \pm 0.05, \quad (1)$$

$$\frac{\Gamma(X \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 J/\psi)}{\Gamma(X \rightarrow \pi^+\pi^- J/\psi)} = 1.0 \pm 0.4(\text{stat.}) \pm 0.3(\text{sys.}) \quad (2)$$

が得られている (上式で  $X$  は  $X(3872)$  を表す)。まず、(1)

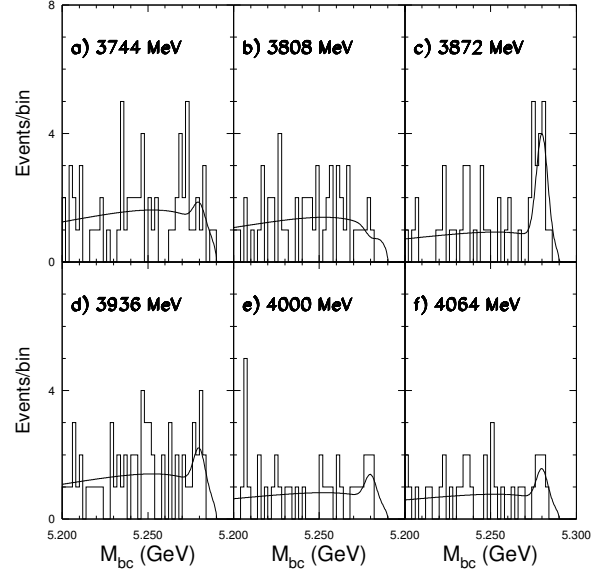


図 3:  $B \rightarrow KX(3872)$ ,  $X(3872) \rightarrow \gamma J/\psi$  崩壊候補事象における再構成された  $B$  中間子の質量分布。 $\gamma J/\psi$  の不変質量によって 6 つの領域に分けて示されている。3872  $\text{MeV}/c^2$  付近の領域においてのみ  $B$  中間子からの崩壊の寄与 ( $5.28 \text{ GeV}/c^2$  付近) が大きいことがわかる。

の結果が注目される。この測定値の式の分子は電磁崩壊過程、分母はおそらくアイソスピンを破る崩壊過程であるが、通常のチャーモニウム状態である  $\chi'_{cJ}$  ( $^3P_J$  チャーモニウムの動径励起状態) に関する理論計算ではこの比はおよそ 40 になると予想されており、これとはまったく合わない。また、(2) の測定に際し、 $\pi^+\pi^-\pi^0 J/\psi$  崩壊における  $\pi^+\pi^-\pi^0$  の不変質量が、 $\omega$  中間子の質量 ( $783 \text{ MeV}/c^2$ ) よりもわずかに小さいところに集中していることがわかった。 $X(3872)$  が  $\omega J/\psi$  の名目上の閾質量 ( $3780 \text{ MeV}/c^2$ ) よりも約  $8 \text{ MeV}/c^2$  下にあることと  $\omega$  の崩壊幅が約  $8 \text{ MeV}$  あることを考えると、これらの事象は  $\omega$  の仮想状態に崩壊しているものと見ることができると言える。この崩壊と最初に見つかった  $\pi^+\pi^- J/\psi$  への崩壊とを合わせて考えると、 $X(3872)$  の崩壊においてはアイソスピンが保存されていないことになる。少なくとも  $G$  パリティの保存は破れている。

さらに、最近の予備的な解析結果では、 $D^0 \bar{D}^0 \pi^0$  への崩壊の兆候が見いだされている。これが  $D^0 \bar{D}^{*0}$  への崩壊であるかどうかは閾質量に極めて近いためよくわからない。これは、次節で述べるようにスピン・パリティの決定に対して重要な情報である。

## 4 スピン・パリティなどの決定

まず、 $\gamma J/\psi$  への崩壊が見られることから  $X(3872)$  の charge conjugation (以下  $C$  パリティと呼ぶ) は、+ ということになる。また、 $\pi^+\pi^-J/\psi$  への崩壊と  $\pi^+\pi^-\pi^0J/\psi$  への崩壊のそれぞれにおいて、「 $\rho$  的」あるいは「 $\omega$  的」な成分が見られることは、 $C = +$  に合致している。

次の問題は、 $X(3872)$  のスピン・パリティ ( $J^P$ ) の決定である。これには、どのような崩壊チャンネルが存在しているかを見る方法と崩壊したあとの粒子の角分布を測定する方法とがあるが、ここでは両者の併用が必要である [2, 6]。

図 4 は、 $\pi^+\pi^-J/\psi$  崩壊をした  $X(3872)$  の重心系での  $\ell^+$  ( $J/\psi$  の崩壊から生じた正電荷のレプトン) の進行方向が  $\pi^+$  と  $K$  がかたちづくる平面の法線に対してなす角度の分布 (a)、および、 $\pi^+$  が  $K$  の進行方向の反対方向に対してなす角度の分布 (b)、である。これらは  $J^P = 1^+$  の仮定とよく合っていることがわかる。また、別の角度の分布が  $J^P = 0^+, 0^-$  の仮定と比較されたが、一致が悪かった。これらの議論により、まだ予備的な結果であるが、 $X(3872)$  の  $J^P$  として結局  $1^+$  と  $2^+$  が残り、そのほかのスピン・パリティの可能性は否定されることになった。

崩壊チャンネルの有無を考慮してみると、 $2^+$  は分が悪。  $2^+$  であれば  $D\bar{D}$  崩壊が禁止されないの、かなりの確率でこのチャンネルへの崩壊が起こってもよさそうなものだが ( $D\bar{D}$  への崩壊は、 $J^P = (\text{even})^+$  または  $(\text{odd})^-$  の状態からのみ許される) そのようなものは見えていないし、全崩壊幅も不相应に小さい。また、閾質量に極めて近い崩壊である  $X(3872) \rightarrow D\bar{D}\pi$  が見えていするとするならば、これに小さい軌道角運動量で崩壊しているらしいことを意味している。したがって、2 以上の軌道角運動量がどうしても必要となる  $2^+$  状態からの崩壊はもっともらしくない。また、二光子衝突による  $X(3872)$  の生成が見いだされていないこと [7] は、 $X(3872)$  が通常の  $2^+$  状態のチャーモニウムではないことを支持している。以上の検討の結果、推論のかなりの部分は消去法によって、 $X(3872)$  のスピン・パリティは、 $1^+$  である可能性がかなり大きい。

$C$  パリティが+でスピン・パリティが  $1^+$  であるならば、 $X(3872)$  は  $^3P_1$  の動径励起状態  $\chi'_{c1}$  ( $\chi_{c1}(2P)$ ) の有力候補となるはずであるが、前節の (1) 式のところで述べたように崩壊分岐比間の比が予想から大きくずれているのが非常に問題である。現在のところ、 $X(3872)$  は  $\chi'_{c1}$  とは考えがたく、正体は依然として不明のままになっている。理論研究者からの予想として、4 クォーク結合状態、または、 $D\bar{D}^*$  二中間子分子状態であるという説が

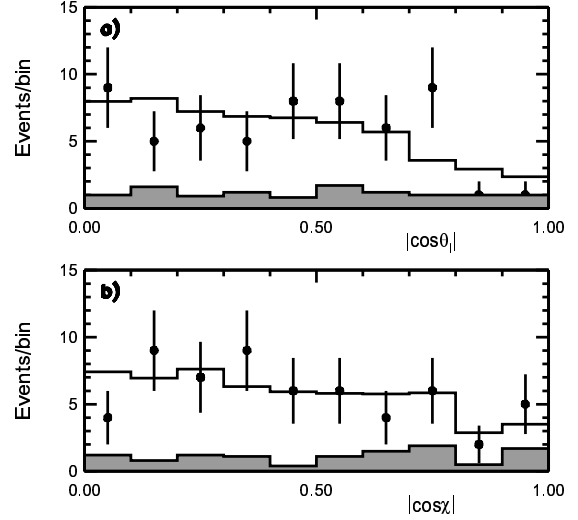


図 4:  $B \rightarrow KX(3872)$ ,  $X(3872) \rightarrow \pi^+\pi^-J/\psi$  崩壊候補事象における二種類の角度 (定義は本文を参照) の分布を  $J^{PC} = 1^{++}$  を仮定した理論分布と比較したもの。灰色のヒストグラムは推定されるバックグラウンドの寄与。

提案されている。これらの説は、アイソスピンの破れを説明できるなどもっともらしい点が多いが、そのようなエキゾチックな状態の確実なものはこれまでにひとつも見つかっていないので、それらから予想される特性には実験的な裏付けがない。この粒子の正体の解明は、今後の理論的、実験的研究にかかっているところである。

## 5 $Y(3940)$

$Y(3940)$  の発見は、上述の  $X(3872)$  の崩壊の測定と関連している。 $X(3872)$  は、仮想  $\omega$  中間子らしき状態を通じて  $\pi^+\pi^-\pi^0J/\psi$  に崩壊することが見いだされたが、 $\omega J/\psi$  の閾質量のすぐ上でも、同様の崩壊がかなり起こっていることがわかった。図 5 は、 $B \rightarrow \omega J/\psi K$  の崩壊における  $\omega J/\psi$  の不変質量分布である。閾質量 ( $3880 \text{ MeV}/c^2$ ) のすぐ上にかなり幅の広いピークが見えている。これは共鳴状態のように見える。幅が極端に狭い  $X(3872)$  とはもちろん別物である。われわれは、これを一つの共鳴状態と見なし、仮に  $Y(3940)$  と呼ぶことにした。この測定結果から得られた  $Y(3940)$  の質量 ( $M$ ) と全崩壊幅 ( $\Gamma$ ) は次の通りである [8]。

$$M = 3943 \pm 11(\text{stat.}) \pm 13(\text{sys.}) \text{ MeV}/c^2, \quad (3)$$

$$\Gamma = 87 \pm 22(\text{stat.}) \pm 26(\text{sys.}) \text{ MeV}. \quad (4)$$

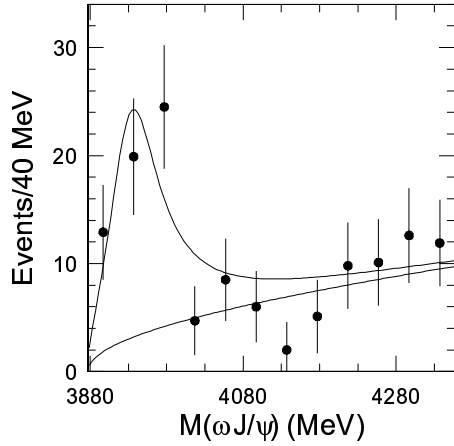


図 5:  $B \rightarrow \omega J/\psi$  における  $\omega J/\psi$  の不変質量分布。曲線は、共鳴成分と非共鳴成分を考慮したフィット。

3.94 GeV という  $D\bar{D}$  や  $D\bar{D}^*$  の閾質量よりかなり重い質量を持つチャームニウムが、これだけの量の  $\omega J/\psi$  モードの崩壊を示すということは普通ではない。実際、測定された崩壊分岐比の積は、

$$B(B \rightarrow Y(3940)K)B(Y(3940) \rightarrow \omega J/\psi) = (7.1 \pm 1.3 \pm 3.1) \times 10^{-5} \quad (5)$$

となっている。ここで、他の知られているチャームニウムの例にならって、 $B(B \rightarrow Y(3940)K) \sim \mathcal{O}(10^{-4})$  とすると、 $\omega J/\psi$  はある程度支配的な崩壊モードということになる。そして、幅が 90 MeV 程度もあるのだから、 $\omega J/\psi$  への崩壊幅そのものもかなり大きいことになる。

このような性質は、以前より理論的に提唱されていたハイブリッド中間子  $c\bar{c}g$  ( $g$  はグルーオン) の性質に近い。ハイブリッド中間子においては、 $D\bar{D}$  や  $D\bar{D}^*$  への崩壊は禁止されるか大きく抑制されると予想される。その反面、 $J/\psi$  や  $\psi(2S)$  を含む終状態への崩壊分岐比が大きくなるはずである。しかしながら、格子 QCD の計算では、ハイブリッド  $c\bar{c}g$  の質量は、4.3~4.5 GeV/ $c^2$  と予想されており、今回の  $Y(3940)$  はこれよりかなり軽い。現在、他の崩壊モードの探索研究が行われている。

## 6 $X(3940)$ と $Z(3930)$

驚いたことに、 $Y(3940)$  と同じ質量領域にさらに二つの新しい共鳴状態が Belle によって見つけられている。それらは、それぞれ  $X(3940)$ 、 $Z(3930)$  と呼ばれている。これらについても、簡単な紹介をしておきたい。前者は、二つのチャームニウムが電子陽電子消滅から生成される過

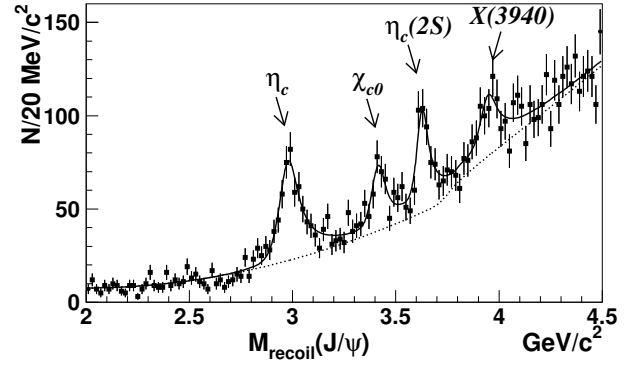


図 6:  $e^+e^- \rightarrow J/\psi X$  反応の事象における  $J/\psi$  の反跳質量 ( $X$  の部分の不変質量に対応) の分布。実線は、本文中に記載した四つの共鳴状態を考慮したフィットの結果。このフィットには、点線で表される連続的な成分も含まれている。連続的な成分が 3.73 GeV/ $c^2$  付近で変曲点を持っているのは、 $D\bar{D}$  の閾質量がここにあるためである。

程、 $e^+e^- \rightarrow J/\psi A$ 、において  $J/\psi$  の反跳質量の分布のピークとして見つけられた (図 6。この結果は、357 fb $^{-1}$  に当たるデータの解析に基づいている) [9]。軽い方から順に、 $\eta_c(1S)$ 、 $\chi_{c0}$ 、 $\eta_c(2S)$  のピークが見えており、その右に  $X(3940)$  のピークがある。このピークを構成する事象を詳しく調べることで、この粒子はおもに  $D\bar{D}^*$  に崩壊していることが確認された。一方、 $D\bar{D}$  や  $\omega J/\psi$  への崩壊は見いだされていない。この性質からみて、 $X(3940)$  と  $Y(3940)$  は別の粒子であるらしい。 $X(3940)$  の正体はまだわかっていないが、たとえば  $\eta_c(3S)$  がその候補として挙げられている。

また、 $Z(3930)$  は、二光子衝突による生成プロセス、 $\gamma\gamma \rightarrow D\bar{D}$  の不変質量分布中にピークとして見いだされたものである (図 7。この結果は、395 fb $^{-1}$  に当たるデータに基づいている) [10]。ここで、始状態の光子として、衝突する電子と陽電子のそれぞれから放出される仮想光子が利用されている。3.93 GeV/ $c^2$  近辺のピークを構成する事象について調べてみると、その  $D\bar{D}$  システムのビーム軸に対する横運動量は 30 MeV/ $c$  以下に集中しており、これは、二光子から形成されたひとつの共鳴状態が  $D\bar{D}$  に排他的に崩壊したものであることを示している。また、終状態の  $D$  中間子の角分布は、軌道角運動量が 2 で崩壊している特徴を顕著に示しており、この粒子は  $\chi_{c2}$  の動径励起状態、 $\chi'_{c2}$  ( $\chi_{c2}(2P)$ ) ではないかと考えられる。さらに、測定された質量、幅、二光子生成断面積もその予想に合っている。 $D\bar{D}$  崩壊が主要な崩壊モードらしいことから、 $Z(3930)$  は  $X(3940)$  と  $Y(3940)$  のいずれとも違う粒子のようである。また、 $Z(3930)$  は  $Y(3940)$  より

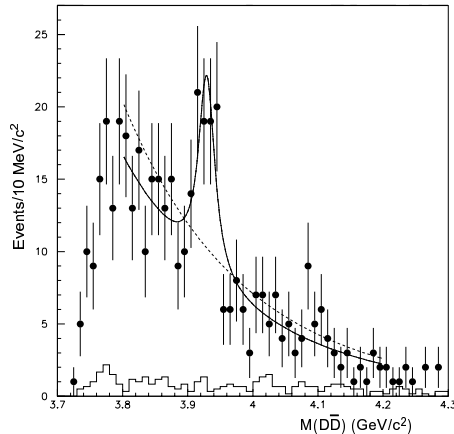


図 7:  $\gamma\gamma \rightarrow D\bar{D}$  の不変質量分布。破線および実線は、それぞれ、共鳴成分を考慮しないフィットと考慮したフィットである。ヒストグラムは、実験データから見積もられた  $D\bar{D}$  対を含まないバックグラウンド事象の量を示す。

も明らかに幅が狭い。

## 7 まとめ

Belle によって、二つの不思議な性質を持つ粒子  $X(3872)$  と  $Y(3940)$  が見いだされたが、その正体はいずれにおいても未だ判明していない。仮にこれらがエキゾチックな粒子であるとすると、このような粒子が Belle 実験で見つかったということは、 $B$  中間子という重い粒子から始まる少数体への崩壊過程が、他の生成過程よりもエキゾチックなハドロンの生成や探索に適しているということを示しているのかもしれない。

チャームクォークの質量が QCD の典型的なエネルギースケールと比べて小さくないことから、一般にチャームクォークを含むハドロンを対象にした研究を通じて QCD の検証が比較的簡単明瞭にできると考えられてきた。この予測は大筋では正しいものだろうが、かといって、そう一筋縄に行くものではないことを、今回の Belle での測定は示しているように思われる。

Belle では、この二つの粒子以外に、新しいチャームニウムと見られる  $X(3940)$  と  $Z(3930)$ 、それから、ここでは紹介できなかったが  $\eta_c(2S)$ [11] を見つけている。また、チャームクォークを含む他のハドロンの状態として、 $D_0^*(2308)$ 、 $D_1'(2427)$ [12]、 $\Sigma_c(2800)$ [13] が、やはり Belle 実験で見つけられている。

## 参考文献

- [1] Belle Collaboration, S.-K. Choi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 262001 (2003).
- [2] Belle Collaboration, K. Abe *et al.*, BELLE-CONF-0541, hep-ex/0505038 (2005).
- [3] BaBar Collaboration, B. Aubert *et al.*, SLAC-PUB-10475, hep-ex/0406022 (2004).
- [4] CDF Collaboration, D. Acosta *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 072001 (2004); D0 Collaboration, V.M. Abazov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 162002 (2004).
- [5] Particle Data Group, S. Eidelman *et al.*, Phys. Lett. B **592**, 1 (2004) and 2005 partial update for the 2006 edition available on the PDG WWW pages (URL: <http://pdg.lbl.gov/>).
- [6] Belle Collaboration, K. Abe *et al.*, BELLE-CONF-0540, hep-ex/0505037 (2005).
- [7] CLEO Collaboration (P. Zweber for the collaboration), CLEO-TALK-04-41 (2005), *The 1st Meeting of the APS Topical Group on Hadronic Physics (GHP2004), Batavia, Illinois, 24-26 Oct 2004*, J. Phys. Conf. Ser. **9**, 75 (2005), hep-ex/0501015 (2005).
- [8] Belle Collaboration, S.-K. Choi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 182002 (2005).
- [9] Belle Collaboration, K. Abe *et al.*, hep-ex/0507019 (2005), submitted to Phys. Rev. Lett.
- [10] Belle Collaboration, S. Uehara *et al.*, hep-ex/0512035 (2005), submitted to Phys. Rev. Lett.
- [11] Belle Collaboration, S.-K. Choi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 102001 (2002).
- [12] Belle Collaboration, K. Abe *et al.*, Phys. Rev. D **69**, 112002 (2004).
- [13] Belle Collaboration, R. Mizuk *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 122002 (2005).