

## ■ 研究紹介

# Belle におけるエキゾチックハドロン XYZ の研究

奈良女子大学 理学部物理科学科

宮林 謙吉 miyabaya@cc.nara-wu.ac.jp

2012 年 (平成 24 年) 5 月 14 日

## 1 はじめに

Belle が収集した豊富な統計量のデータは  $B$  メソン系での  $CP$  非保存研究のみならず、重いクォーク系の分光学的研究においても多くの新発見をもたらした。Belle の論文リストを注意深く見直すと、実験開始後 3 年間で蓄積した  $87 \text{ fb}^{-1}$  のデータによる  $c$  クォークと  $\bar{s}$  クォークを構成子とするメソンの励起状態  $D_{sJ}(2317)^+$  と  $D_{sJ}(2457)^+$  の確認 [1] が  $B$  ファクトリー実験の発見能力を示す最初の成果であったことに気づく。しかし、何といても本格的にその威力を衆目の認めることとしたのは  $X(3872)$  に代表される  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  と呼称される一連のエキゾチックハドロンの発見であろう。そこで、これらの研究成果について、最新の知見と成果を中心に述べる。本稿に収めきれなかった話題については、他の解説記事 [2] も参照されたい。

## 2 何がエキゾチックなのか

クォークは単体では存在せずにハドロンを形成し、通常はクォーク 3 体を構成子として含むバリオン、あるいはクォーク・反クォークの 2 体を構成子とするメソンに大別される。一方、強い相互作用を記述する基礎理論である量子色力学 (QCD) は、バリオンやメソンとは異なる構造のハドロン=エキゾチックハドロンの形成を禁止していない。それゆえ、クォーク 2 個と反クォーク 2 個の 4 体を構成子として含むテトラクォーク [3]、メソン・反メソンが  $\pi$  メソン交換で束縛されたメソン分子 [4]、クォーク・反クォーク・グルーオンのハイブリッド粒子 [5]、といったエキゾチック状態を議論する論文の最初のもものが 1970 年代後半に出版されている。エキゾチックハドロンの例として図 1 にテトラクォークとメソン分子の概念図を示す。つまり、クォークモデルと QCD が確立していく過程の初期の段階で、エキゾチックハドロンは素粒子・原子核の研究者の視野に入っていたのである。しかし、実験的に確認されるハドロンは全てバリオンまたはメソンとして解釈できるという時期が 20 年以

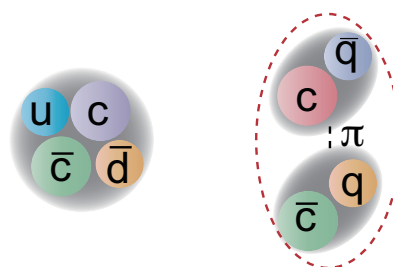


図 1: テトラクォーク (左) とメソン分子 (右) の概念図。Belle で発見されたエキゾチックハドロン候補の例に鑑み、 $c\bar{c}$  が構成子として含まれているものを示した。

上の長きにわたって続き、エキゾチックハドロンはその候補といえる決定的証拠が得られないために「くすぶっていた」感がある。

しかし、21 世紀に入って  $B$  ファクトリー実験のデータ収集が始まり、積分ルミノシティが  $100 \text{ fb}^{-1}$  に達するあたりから、その状況が大きく変化した。Belle のデータは、 $b$  あるいは  $c$  といった重いクォークを含む系の宝庫である。 $u$ ,  $d$ ,  $s$  といった軽いクォークを構成子とするハドロンでは、 $SU(3)$  のフレーバー対称性に起因する混合が寄与するため、観測した状態を表現するクォークの波動関数を特定するには、どのような混合になっているかを解かなくてはいけない場合がある<sup>1</sup>。それに対して、 $c$  クォークは約  $1.5 \text{ GeV}/c^2$ ,  $b$  クォークは約  $5 \text{ GeV}/c^2$  と質量が大きくてよく分離しており、物理的に観測された状態と構成子クォークの関係がより直接的である。また、この大きな質量が一種のカットオフになって、メソンやバリオンの質量の予言値を強い相互作用のポテンシャルモデルによる計算で得ることができ、これが高位の励起状態も含めて比較的よい近似で成り立つ。

重いクォーク、すなわち  $c$  あるいは  $b$  を含む系の場合、メソンの一種であるクォーコニウムの性質と照らし合わせるとエキゾチックハドロンの特徴を議論しやすい。

<sup>1</sup>たとえば  $\eta$  と  $\eta'$  の場合、フレーバー 8 重項の一つ  $\psi_8 = (u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s})/\sqrt{6}$  とフレーバー 1 重項  $\psi_1 = (u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s})/\sqrt{3}$  および混合角  $\theta$  を用いて、 $\psi_8 \cos \theta - \psi_1 \sin \theta$  が  $\eta$ 、 $\psi_8 \sin \theta + \psi_1 \cos \theta$  が  $\eta'$  である。

クォークコニウムとは、同じフレーバーのクォーク・反クォークを構成子として含むメソンで、 $c\bar{c}$ であればチャームONIウム、 $b\bar{b}$ であればボトモニウムと呼び、いずれも中性である。チャームONIウムの中でも  $J/\psi$  と  $\psi(2S)$  は幅が狭い上に電子対あるいは  $\mu$  粒子対へ崩壊するモードがあるので、低バックグラウンドで事象選別できる。 $\psi(2S)$  は  $J/\psi\pi^+\pi^-$  モードでも選別でき、また  $\chi_{c1}$  あるいは  $\chi_{c2}$  は  $J/\psi\gamma$  モードで再構成可能である。ボトモニウムの中でも  $\Upsilon(1S)$ ,  $\Upsilon(2S)$  と  $\Upsilon(3S)$  は同様に  $\mu$  粒子対へ崩壊するモードで明瞭な信号を得られる。本稿でとりあげるエキゾチックハドロン候補はほとんど全ての場合でこの利点を生かした解析で発見されている。一方、エネルギー準位が上がって  $D$  メソン・反  $D$  メソン対生成のしきい値 ( $3740 \text{ MeV}/c^2$ ) よりも大質量のチャームONIウム、 $B$  メソン・反  $B$  メソン対生成のしきい値 ( $10.56 \text{ GeV}/c^2$ ) よりも大質量のボトモニウムになると、何らかの禁止則がはたらかない限り、これら重いメソン対へ強い相互作用で崩壊するモードが支配的になり、かつ崩壊幅が広がる。したがって、重いメソン対生成のしきい値より大質量であるにも関わらず、(1) 重いメソン対以外のモードへの崩壊分岐比が大きい、(2) 崩壊幅が極端に狭い、(3) 崩壊モードが特徴的で、構成子クォークが2体では説明がつかない、(4) 質量が未発見のクォークコニウムに関する予言値と一致しない、といった特徴のいずれかを持つものがエキゾチックハドロンの候補となる。

### 3 幅の狭い共鳴状態 $X(3872)$

2003年に Belle 実験が  $140 \text{ fb}^{-1}$  のデータを蓄積した時点で、 $B \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-K$  過程を再構成して  $J/\psi\pi^+\pi^-$  の不変質量分布を調べると、図2に示すように質量  $3872 \text{ MeV}/c^2$  の幅が狭い共鳴状態がある [6] ことが見出され、 $X(3872)$  と名づけられた。この質量は  $D$  メソン・反  $D$  メソン対生成のしきい値よりも大きいにもかかわらず  $J/\psi\pi^+\pi^-$  へと崩壊しており、未発見のチャームONIウムの質量予言値のいずれにも合わない上に幅が非常に狭く、「これは一体何なのだ？」という議論がただちに沸き起こった。

$X(3872)$  の正体を明らかにするために実験家が行うべきことは、スピン ( $J$ )・パリティ ( $P$ )・荷電共役パリティ ( $C$ ) といった量子数の決定と、他の崩壊モードの探索である。まず、図3 (左) に示すように  $B \rightarrow J/\psi\gamma K$  過程を再構成して  $X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma$  が観測され、 $J/\psi$ ,  $\gamma$  とともに  $C = -1$  なので、 $X(3872)$  は  $C = +1$  と確定した。類似の崩壊モード、 $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$  は、いわゆる  $Q$  値が小さいので、 $X(3872)$  がメソン分子だとすると  $J/\psi\gamma$  に比べて抑制されるが、 $X(3872)$  が  $J^{PC} = 1^{++}$  を持つ未発見のチャームONIウム  $\chi_{c1}(2P)$  であるとすると

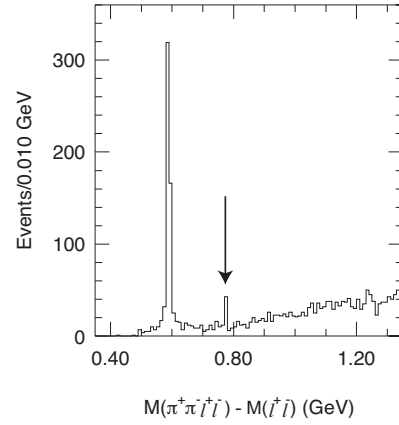


図2:  $B^\pm \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-K^\pm$  過程における  $J/\psi\pi^+\pi^-$  と  $J/\psi$  の質量差分布 [6] を示す。0.59 GeV のピークは既知のチャームONIウムである  $\psi(2S)$  によるもので、 $X(3872)$  に対応するピークを矢印で示す。

$\psi(2S)\gamma$  への分岐比は大きくなると考えられている。競争相手である BaBar 実験が  $\psi(2S)\gamma$  への崩壊分岐比は  $J/\psi\gamma$  のそれに対して3倍大きいと報告した [7] が、図3 (右) に示すように Belle では  $\psi(2S)\gamma$  モードの明瞭な信号は確認できず [8]、この話題に関する決着は、スーパー  $B$  ファクトリー実験で実現される高統計データを得るまで持ち越しとなった。

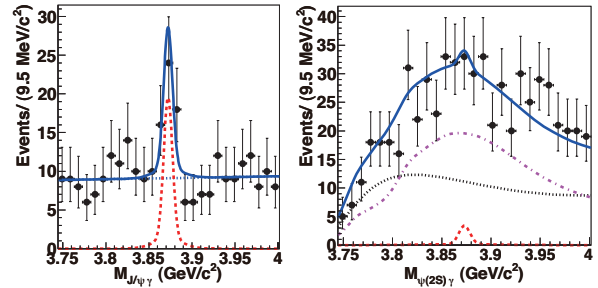


図3:  $B^\pm \rightarrow J/\psi\gamma K^\pm$  過程における  $J/\psi\gamma$  (左) および  $B^\pm \rightarrow \psi(2S)\gamma K^\pm$  過程における  $\psi(2S)\gamma$  (右) の不変質量分布。 $B^0 \rightarrow J/\psi$  (または  $\psi(2S))\gamma K_S^0$  においても無矛盾な分布を観測した。

$C$  以外の量子数も決定するには、 $X(3872) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$  モードで  $J/\psi$  崩壊で生じるレプトンや  $\pi$  メソンの角度分布を調べる [9] のがよい。これは Belle [10] 以外に CDF 実験 [11] でも測定されており、残された可能性は  $J^{PC} = 1^{++}$  と  $2^{-+}$  に絞られている。Belle が蓄積した全データをもってしてもこのうちのいずれかに確定することはかなわず、これもまたスーパー  $B$  ファクトリー実験への宿題の一つになっている。また、 $X(3872)$  が生成された事象を荷電  $B$  メソンと中性  $B$  メソンで場合わけしても有意な質量の差は見出されず、 $X(3872)$  をテトラクォークと考えると  $c\bar{c}u\bar{u}$  と  $c\bar{c}d\bar{d}$  の混合によ

る二準位への分離がありえる [12] が、そのような仮説は支持されないこと、 $J/\psi\pi^+\pi^-$  に崩壊する荷電パートナーはみつからないこと、崩壊幅は 1.2 MeV 以下 (90% C.L.) まで制限がつく [10] といったことが明らかになった。 $X(3872) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-\pi^0$  も確認されており、この  $\pi^+\pi^-\pi^0$  の不変質量は運動学的に許される領域の高い端近くに偏って分布していて、 $X(3872) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$  における  $\pi^+\pi^-$  の不変質量も同じ傾向なので、 $J/\psi$  に付随する  $\pi$  メソンの系は  $\rho-\omega$  の混合状態であろうと考えられている。

一方で  $X(3872)$  は  $\bar{D}^0 D^{*0}$  が  $\pi$  メソン交換で束縛状態を作っているメソン分子ではないかと考える議論は発見直後からなされており、そうだとすれば  $X(3872) \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0}$  モードの探索が最も直接的である。 $B \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K$  を再構成して  $\bar{D}^0 D^{*0}$  の不変質量分布を測定した最新結果 [13] を図 4 に示す。しきい値の直上に位相空間に従った分布では説明できない超過があり、そのピークの質量は  $J/\psi\pi^+\pi^-$  モードで得たものと一致している。また、この結果から  $X(3872) \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0}$  の崩壊分岐比は  $X(3872) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$  のそれに対して約 10 倍大きいことがわかった。

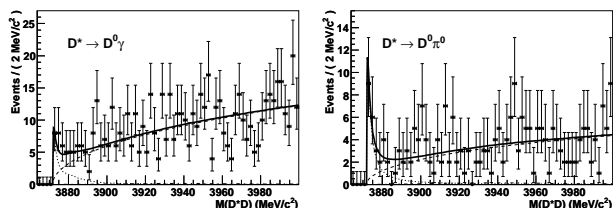


図 4:  $B \rightarrow \bar{D}^0 D^{*0} K$  過程における  $D^0 \bar{D}^{*0}$  不変質量分布。 $D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$  モード (左) および  $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$  モード (右) によるもの。

一見、メソン分子と思ってよさそうに思えるが、 $J^{PC} = 1^{++}$  のメソン分子であるという仮説に立つと、 $X(3872)$  の「大きさ」についての疑問が残るとの指摘がある。 $\bar{D}^0 D^{*0}$  しきい値と  $X(3872)$  の質量の差から束縛エネルギーを求めると  $0.1 \pm 0.35$  MeV 程度とかなり小さい値になり、 $\pi$  メソン交換の湯川型ポテンシャルを仮定してメソン間の距離つまり  $X(3872)$  の大きさに焼き直すと、5 fm 程度すなわち鉛やビスマスの原子核と同程度の体積に広がっている [14] ということになる。一方、 $J/\psi$  の大きさは 0.4 fm 程度であるから占める体積は  $X(3872)$  の 1/1000 程度で、 $c\bar{c}$  が会って  $J/\psi$  を形成する確率は 1/10 よりも桁違いに小さくなるのではないかと、ということである。さらに、このような緩い結合状態のものがテバトロンの高エネルギー陽子・反陽子衝突で生成される確率は理論的には低く、CDF で測定された  $X(3872)$  の生成断面積を説明できない [15] との指摘もある。つま

り、メソン分子と考えるのは有力なシナリオだが、それと断定するには「まだ小骨がひっかかって」腑に落ちないので、別の手がかりになる情報も求められている。

そこで、まだ調べられていない終状態を選んで  $X(3872)$  のパートナー粒子を探索する試みも行われている。例えば  $X(3872)$  が  $C = +1$  であるのに対し、テトラクォーク、メソン分子いずれの場合も  $C = -1$  のパートナー粒子の存在が考えられている。実験的には  $\chi_{c1}\gamma$  や  $J/\psi\eta$  は  $C = -1$  の終状態で、これらのモードについての解析結果が先日のモリオン QCD 会議で発表された [16]。図 5 に  $\chi_{c1}\gamma$  と  $J/\psi\eta$  の不変質量分布を示す。

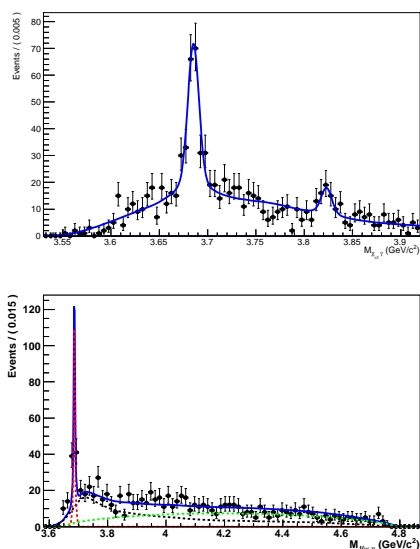


図 5:  $B^\pm \rightarrow \chi_{c1}\gamma K^\pm$  過程における  $\chi_{c1}\gamma$  の不変質量分布 (上) および  $B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$  過程における  $J/\psi\eta$  の不変質量分布 (下)。どちらも 3686 MeV/c<sup>2</sup> のところにあるピークは  $\psi(2S)$  の崩壊による。 $\chi_{c1}\gamma$  の場合に 3823 MeV/c<sup>2</sup> のところにあるピークはこれまで未発見であった  $J^{PC} = 2^{--}$  のチャーモニウム  $\psi_2$  と考えられる。

どちらも  $\psi(2S)$  の崩壊による明瞭なピークが認められる。 $\chi_{c1}\gamma$  では 3823 MeV/c<sup>2</sup> のところにピークがあるが、質量が理論的予言値と一致し、パリティ保存により  $D\bar{D}$  への崩壊が禁止されて幅が狭くなり、 $\chi_{c1}\gamma$  への崩壊分岐比が大きくなる、という条件を全て満たしているため、これまで未発見であった  $J^{PC} = 2^{--}$  のチャーモニウム、 $\psi_2$  と考えられる [17]。それ以外に顕著なピークは認められず、幅が狭い  $C = -1$  のパートナーが存在してこれらの終状態に崩壊する仮説を否定する結果となった。



## 4 $J/\psi\omega$ に崩壊する共鳴状態 $Y(3940)$

$X(3872)$  発見の興奮も覚めやらぬ翌年の 2004 年、データの蓄積量が  $253 \text{ fb}^{-1}$  に達した時点で、図 6 に示すように、 $B \rightarrow J/\psi\omega K$  過程で、 $J/\psi\omega$  の生成しきい値のすぐ上の領域に質量  $3940 \text{ MeV}/c^2$  の共鳴状態が存在することを強く支持する超過があることが明らかになった。これまた質量が大きいのに  $D$  メソン・反  $D$  メソン対へ

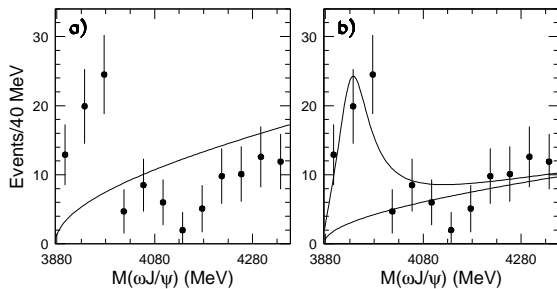


図 6:  $B \rightarrow J/\psi\omega K$  における  $B$  メソン崩壊の信号事象数を  $J/\psi$  と  $\omega$  の不変質量の関数として示す。a) 位相空間の分布のみのフィット (図中の実線) ではデータの振る舞いを説明できず、b)  $J/\psi\omega$  の生成しきい値の直上に共鳴が存在すると仮定したフィットがデータをよく再現し、その質量を  $3940 \text{ MeV}/c^2$  と得た。

の崩壊が支配的にならないのは通常のチャーモニウムとは異なり、 $X$  の次だからということで発見者の Steve Olsen は  $Y(3940)$  と呼称した<sup>2</sup>[18]。その後、BaBar 実験も同様の超過 [19] を確認し、質量を  $3915 \text{ MeV}/c^2$  と得ており、両者の測定は互いに無矛盾な範囲にある。

興味深いのは、中澤氏・上原氏・渡邊氏の記事 [20] で言及されているように、二光子衝突過程でも  $J/\psi\omega$  に崩壊する質量  $3915 \text{ MeV}/c^2$  の共鳴状態が観測されていることである。もしもこれが  $B$  メソン崩壊で観測された共鳴と同じものだとすると、同一のエキゾチックハドロンを異なる生成過程で確認した最初の例となる。それを確定するには、 $B$  メソン崩壊で見られた共鳴の  $J^{PC}$  を確定して、それが二光子衝突で生成可能なもの、 $0^{-+}$  や  $2^{++}$  にあてはまるか否かを議論する必要があるため、 $\Upsilon(4S)$  で蓄積した全データを用いた解析が進行中である。

<sup>2</sup>この共鳴状態は Particle Data Group では  $X(3950)$  と表記している。また、 $Y$  という記号はその後始状態輻射によって生成される  $J^{PC} = 1^{--}$  のチャーモニウム似ハドロンの呼称として専ら用いられるようになった。

## 5 始状態輻射で生じるチャーモニウム似ハドロン $Y$ のシリーズ

電子・陽電子コライダーでは、衝突前のビーム粒子が光子を放出して有効な重心系エネルギーを下げて対消滅する反応があり、始状態輻射 (ISR) あるいは Radiative Return と呼ばれている。BaBar 実験が ISR で  $J/\psi\pi^+\pi^-$  に崩壊する質量  $4260 \text{ MeV}/c^2$  の共鳴状態が生成されていることを発見 [21] し、 $Y(4260)$  と呼称することにしたとの報告を受け、Belle でも同様の解析を行った。すると、図 7 に示すように BaBar の報告と無矛盾な質量  $4247 \text{ MeV}/c^2$  のピークに加え、もう一つ質量  $4008 \text{ MeV}/c^2$  のピークを見出した [22]。これ以降、始状態輻射で生じ、 $c\bar{c}$  を含むがチャーモニウムではないと考えられるハドロンを  $Y$  と呼ぶ習慣が定着した。

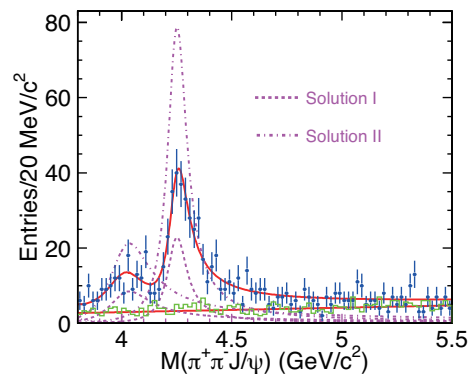


図 7:  $e^+e^- \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$  における  $J/\psi\pi^+\pi^-$  不変質量分布。実線はフィットの結果、二つの共鳴が重なり合っているため、それぞれの共鳴の寄与は両者の干渉を考慮すると二つの解があるので点線と一点鎖線で示した。

$\psi(2S)\pi^+\pi^-$  の解析でも、Belle では質量  $4361 \text{ MeV}/c^2$  と  $4664 \text{ MeV}/c^2$  の二つのピークを発見 [23] した。BaBar の同様の解析では質量  $4324 \text{ MeV}/c^2$  で幅が  $172 \text{ MeV}/c^2$  と比較的広い共鳴がある [24] と報告されたが、使用したデータの積分ルミノシティが Belle の解析よりも少ないため、二つのピークと顕著に認められるには統計が不足して幅の広い一つのピークであるかのような結果となった可能性が否定できないと考えられる。

これらは、ISR を起こした後の電子・陽電子が対消滅した仮想光子から生成しているため、 $J^{PC} = 1^{--}$  である。4  $\text{GeV}/c^2$  を超える質量を持つこれらの共鳴状態が  $J/\psi\pi^+\pi^-$  や  $\psi(2S)\pi^+\pi^-$  に崩壊していることは、同じ量子数を持つ  $\psi(3770)$  が主として  $D$  メソン・反  $D$  メソン対に崩壊することを考えると異常なことであるし、未発見の  $J^{PC} = 1^{--}$  を持つチャーモニウムで 4  $\text{GeV}/c^2$  以上の領域に質量の予言値があるものは一つしかないもので、これらは通常メソンと異なる構造を持つと考える他ないであろう。さらに、これらの共鳴状態の質量と一

致した領域の重心系エネルギーを持つ電子・陽電子衝突のデータを用いた CLEO 実験による  $J/\psi\pi^+\pi^-$  生成断面積測定 [25] では 4260 MeV 付近がピークになっていることが確認された。一方で、 $D$  メソン・反  $D$  メソン対生成が支配的なハドロン生成断面積を BES 実験が測定した [26] と同様、4260 MeV 付近はピークにならずディップになっており、Belle の ISR を用いた測定 [27] でも確認された。したがって全断面積に占める  $J/\psi\pi^+\pi^-$  の割合は非常識的な高さである。これらの結果から  $Y(4260)$  の  $J/\psi\pi^+\pi^-$  への部分崩壊幅を見積もると 1.0 MeV 以上 (90% C.L.) でなくてはならない [28] という結論になり、これまた通常のチャームニウムと考えるには大きすぎるのである。この  $Y$  と呼ばれるシリーズの共鳴状態は、後述するボトムニウム似ハドロンとの類似性が議論されている。

## 6 電荷を持つチャームニウム様エキゾチックハドロンの発見

テトラクォークにしる、メソン分子にしる、構成子となるクォーク・反クォークが 4 体ならば、電荷を持つ組み合わせが存在してしかるべきである。電荷を持ち、かつ  $c\bar{c}$  を含むエキゾチックハドロンを探索するには、 $B$  メソンがチャームニウム・ $\pi^\pm$ ・ $K$  メソンと三体崩壊した過程を選び、チャームニウムと  $\pi^\pm$  メソンがなす系の不変質量分布にピークを探ることが考えられる。チャームニウムとして  $\psi(2S)$  を選んでこの方法を実行した結果発見されたものが  $Z(4430)^\pm$  である [29]。図 8 に示すように、4430 MeV/ $c^2$  に明瞭なピークがある。崩壊後の終状態に  $\psi(2S)$  が生じているので、 $Z(4430)^\pm$  は  $c\bar{c}$  を含み、これに  $u\bar{d}$  のように電荷を持つ組み合わせを加えて、合計 4 体のクォーク・反クォークを構成子として含んでいなくてはならない。

これを契機に類似の過程、 $B^0 \rightarrow \chi_{c1}\pi^\pm K^\mp$  も調べたところ、図 9 に示すように、二つの  $\chi_{c1}\pi^\pm$  に崩壊する共鳴 [30] の存在が明らかになり、質量を 4051 MeV/ $c^2$  と 4248 MeV/ $c^2$  と得た。 $Z(4430)^\pm$  の場合と異なり、二つの共鳴が重なり合っているため、 $B$  メソンの崩壊で終状態が  $\chi_{c1}\pi^\pm K^\mp$  になる過程で考えられるもの ( $B^0 \rightarrow \chi_{c1}K^{*0}$  等を含む) 全ての振幅をダリッツ平面上の二変数関数として書いて最尤度法でフィットするというダリッツ解析法が適用され、これが二つの共鳴を確認するのに威力を発揮した。

BaBar の  $Z(4430)^\pm$  探索では該当するところのピークが示す統計的有意性は  $1.9\sigma$  である [31] ため、上限値だけが記載されている。Belle では  $Z(4430)^\pm$  のダリッツ解析法を適用した再解析を行い、 $6.4\sigma$  の統計的有意性でその存在を再確認した [32]。こうして  $c\bar{c}$  を含み電荷

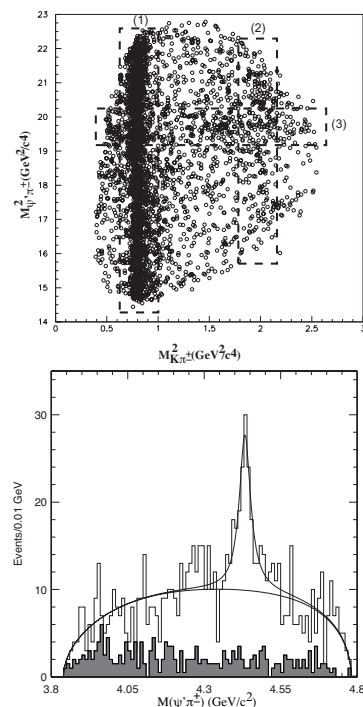


図 8:  $B \rightarrow \psi(2S)\pi^\pm K$  過程のダリッツ分布 (上)。(1) は  $B \rightarrow \psi'K^*(892)$ , (2) は  $B \rightarrow \psi'K_2^*(1430)$  という既知の崩壊過程の寄与で、(3) で示す横方向帯状の事象集中が  $Z(4430)^\pm$  に対応する。(1) と (2) の領域を除いた  $\psi(2S)\pi^\pm$  の不変質量分布 (下)。質量 4430 MeV/ $c^2$  のところに明瞭なピークが認められる。

を持つハドロンの発見により、エキゾチックハドロンの存在が確定し、ここまでに述べたチャームニウム似のエキゾチックハドロン候補の発見を足がかりに、次章で述べるようにボトムニウム似エキゾチックハドロンの研究へと展開を図っていくこととなったのである。

## 7 ボトムニウム似エキゾチックハドロン、 $Y_b$ , $Z_{b1}^\pm$ と $Z_{b2}^\pm$

Belle で蓄積したデータの大半は  $B$  メソン対生成に適した  $Y(4S)$  (質量 10.58 GeV/ $c^2$ ) に KEKB 加速器のエネルギーを合わせて収集したものであるが、それ以外のエネルギー準位でもデータ収集を行っている。特に  $Y(5S)$  (質量 10.87 GeV/ $c^2$ ) で収集したデータの積分ルミノシティは  $121 \text{ fb}^{-1}$  に達する。 $Y(5S)$  のピーク周辺で  $22 \text{ fb}^{-1}$  のデータを蓄積した時点で、 $Y(4S)$  と比べ、低い準位のボトムニウム ( $Y(nS)$  ( $n=1, 2, 3$ )) と荷電  $\pi$  中間子対 ( $\pi^+\pi^-$ ) に崩壊する確率が 2 桁も高いことがわかった [33]。そこで重心系エネルギーを 10.83 GeV から 11.02 GeV の範囲でエネルギースキャンを行って反応断面積の重心系エネルギー依存性を調べたところ、図 10 に示すように  $B^{(*)}\bar{B}^{(*)}$  や  $B_s^{(*)}\bar{B}_s^{(*)}$  などの  $b\bar{b}$  によ

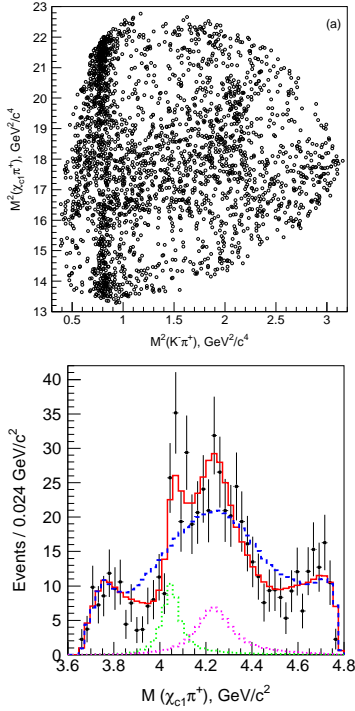


図9:  $B \rightarrow \chi_{c1}\pi^\pm K^\mp$  過程のダリッツ分布 (上) と  $\chi_{c1}\pi^\pm$  の不変質量に投影した分布 (下)。重ねられた実線および点線は二つの  $\chi_{c1}\pi^\pm$  に崩壊する共鳴を考慮した場合および考慮しない場合のダリッツ解析法フィットの結果。二つの共鳴の寄与を鎖線で示し、質量は  $4051 \text{ MeV}/c^2$  と  $4248 \text{ MeV}/c^2$  と得た。

るメソン対生成と  $\Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$  では、反応断面積の重心系エネルギー依存性が異なることが見出された [34]。  $b\bar{b}$  によるメソン対生成断面積は既知の  $\Upsilon(5S) = \Upsilon(10860)$  および  $\Upsilon(6S) = \Upsilon(11020)$  の質量と幅でよく説明されている。一方、  $\Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$  の生成断面積は  $\Upsilon(5S)$  のピーク近傍で質量、幅ともに既知の  $\Upsilon(5S)$  とは  $2\sigma$  程度ずれているのに加えて  $\Upsilon(6S)$  に対応する増加がない。したがって、  $\Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$  生成過程の振る舞いは通常のボトモニウム生成と崩壊のみでは説明が困難だと考えられる。 PDG[35] では  $\Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$  を  $\Upsilon(10860)$  に関する測定だと位置づけているが、国際会議のプレゼンテーションなどでは  $J/\psi\pi^+\pi^-$  や  $\psi(2S)\pi^+\pi^-$  に崩壊する ISR で生じる  $Y$  シリーズのボトモニウム版と考えるのがふさわしいとの観点でしばしば  $Y_b$  と称する。

$\psi(2S)\pi^\pm$  に崩壊する  $Z(4430)^\pm$  や  $\chi_{c1}\pi^\pm$  に崩壊する  $Z(4051)^\pm$  と  $Z(4248)^\pm$  を観測したことから、  $\Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$  が多量に生成されているということをおわせて考えると、  $b\bar{b}$  を含んで電荷を持つエキゾチックハドロンが  $\Upsilon(nS)$  と一つの荷電  $\pi$  メソンに崩壊し、当該事象中には電荷を保存するためにもう一つ異符号電荷の  $\pi$  が生成している、ということが起きていても不思議ではない。そう考えて 1 事象中に二つある  $\Upsilon(nS)$  と  $\pi$  の組み合わせの

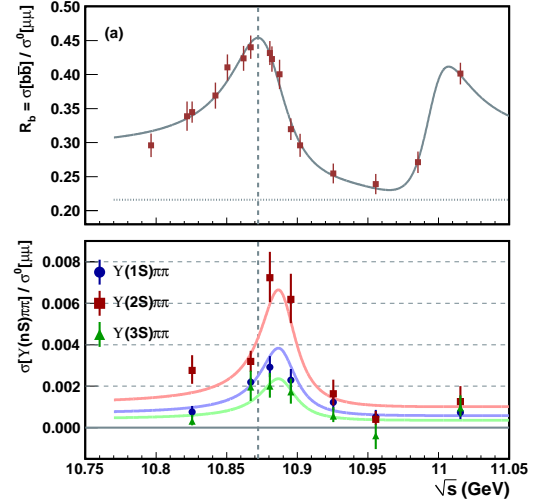


図10:  $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$  によるメソン対生成断面積 (上) および  $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$  過程断面積 (下) の重心系エネルギー依存。

うち不変質量が大きい方を選んだ分布を図11に示す。  $\Upsilon(1S)$ ,  $\Upsilon(2S)$ ,  $\Upsilon(3S)$  のすべての場合で  $\Upsilon(nS)\pi^\pm$  不変質量が  $10.61 \text{ GeV}/c^2$  と  $10.65 \text{ GeV}/c^2$  の二つのピークがあり、それぞれ  $Z_{b1}^\pm$ ,  $Z_{b2}^\pm$  と名づけられた [36]。この発見とほぼ同時期に  $\pi^+\pi^-$  の欠損質量分布の解析から、これまで実験的には未確認であった  $b\bar{b}$  のスピンの合計がゼロで軌道角運動量が1の  $J^{PC} = 1^{+-}$  のボトモニウム、  $h_b(1P)$  と  $h_b(2P)$  の信号を得ていた [37]。驚くべきことに、  $h_b(1P)$  と  $h_b(2P)$  のいずれも、  $\Upsilon(nS)$  と同様、荷電  $\pi$  中間子と組み合わせて不変質量分布を調べると  $Z_{b1}$  と  $Z_{b2}$  に一致するところにピークが確認された。いずれにしる、電荷を持ち  $b\bar{b}$  を含むので構成子が2体の通常メソンではありえない。また、複数の崩壊モードで発見されたので疑う余地がない。

崩壊で生じた粒子の角度分布を解析したところ、  $Z_{b1}^\pm$ ,  $Z_{b2}^\pm$  とともに  $J^P = 1^+$  が実験と無矛盾であり、それ以外のスピン・パリティの仮説は  $2.7\sigma$  以上で支持されないということがわかった。また、  $\Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$  への崩壊分岐比と  $h_b(1P)\pi^+\pi^-$ ,  $h_b(2P)\pi^+\pi^-$  への崩壊分岐比に大差がないということも驚きである。  $\Upsilon$  は  $b$  クォークと  $\bar{b}$  クォークのスピン和が1になっているのに対して、  $h_b$  ではスピン和がゼロであるから、重いクォークのスピンが逆転している。重いクォークのスピンが逆転する崩壊過程は抑制されるのが普通なので、  $\Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$  と  $h_b\pi^+\pi^-$  ではどちらかが強く抑制されているのが常識的だが、そうっていないのである。

ここで、  $Z_{b1}^\pm$  の質量が  $B$  メソンと  $B^*$  メソンの質量の和にきわめて近いこと、また  $Z_{b2}^\pm$  の質量が  $B^*$  メソンの質量の2倍に近いことから、前者は  $B\bar{B}$ 、後者は  $B^*\bar{B}^*$  のメソン分子であるという仮説が検討されている [38]。この場合、メソン分子の波動関数が二つのメソンに含ま



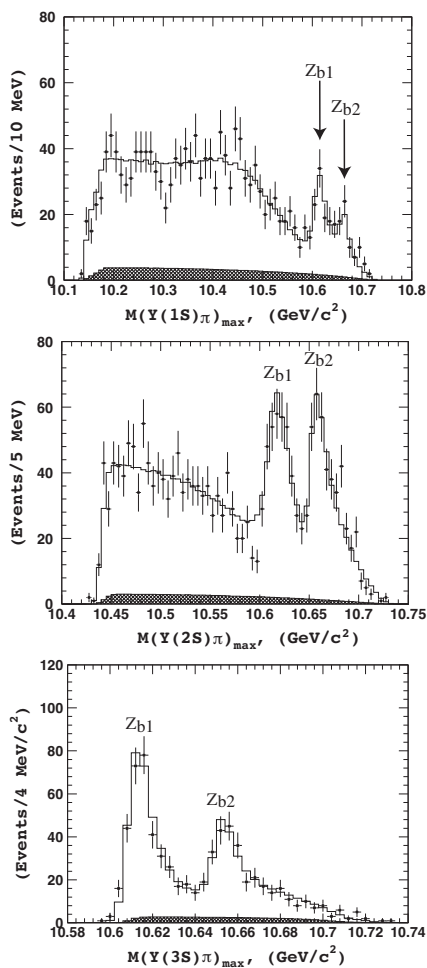


図 11:  $\Upsilon(nS)$  と荷電  $\pi$  中間子の不変質量分布。 $\Upsilon(1S)$ ,  $\Upsilon(2S)$ ,  $\Upsilon(3S)$  のすべてで  $10.61\text{GeV}/c^2$  と  $10.65\text{GeV}/c^2$  のところにピークがある。影をつけたヒストグラムは見積もったバックグラウンドの分布。

れる  $b$  クォークと  $\bar{b}$  クォークのスピンの和が 1 になる状態とゼロになる状態の線形結合になっていると考え、 $\Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$  と  $h_b\pi^+\pi^-$  の二つの崩壊モードの共存が可能であるなど、 $Z_{b1}^\pm$  と  $Z_{b2}^\pm$  の性質を比較的よく説明する。他の似たような状態も予言されているので、その確認が行われれば決定的となる。

## 8 まとめ

本稿では、Belle 実験における重いクォーク系の分光学的研究で花開いたエキゾチックハドロンについての成果を振り返った。多くの共鳴状態が新たに発見されたが、真に特殊な状態のハドロンが形成されたのであれば複数の崩壊モードが確認されるべきであるが、その状況に至ったのはこれまでのところ  $X(3872)$  と  $Z_{b1}^\pm$  および  $Z_{b2}^\pm$  だけである。また、統計の限界によりスピンやパリティの確定に至っていない状態も多いし、テトラクォークやメソン分子などの描像が予言するパートナー状態の

存在も確立していない。電子・陽電子衝突のクリーンな環境でさらに高統計のデータをもたらす Belle II 実験での新展開により、ハドロンを形成する際の構成子クォークの配位を決めるダイナミックスの未知の部分が明らかになることを大いに期待している。

## 参考文献

- [1] Belle Collaboration, Y. Mikami *et al.*, Phys. Rev. Lett **92**, 012002 (2004).
- [2] 宮林謙吉, 上原貞治: 日本物理学会誌 **63** 200(2008); 上原貞治: パリティ 2008 年 3 月号 30 ページ; 宮林謙吉: 日本物理学会誌 **63** 417(2008).
- [3] R. L. Jaffe, Phys. Rev. D **15**, 267 (1977).
- [4] M. B. Voloshin and L. B. Okun, JETP Lett. **23** 333 (1976).
- [5] D. Hom and K. Mandula, Phys. Rev. D **17**, 898 (1978).
- [6] Belle Collaboration, S. K. Choi, S. L. Olsen *et al.*, Phys. Rev. Lett **91**, 262001 (2003).
- [7] BaBar Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett **102**, 132001 (2009).
- [8] Belle Collaboration, V. Bhardwaj, K. Trabelsi, J. B. Singh, S. K. Choi, S. L. Olsen *et al.*, Phys. Rev. Lett **107**, 091803 (2011).
- [9] J. Rosner, Phys. Rev. D **70**, 092023 (2004).
- [10] Belle Collaboration, S. K. Choi, S. L. Olsen, K. Trabelsi *et al.*, Phys. Rev. D **84**, 052004 (2011).
- [11] CDF Collaboration, A. Abulencia *et al.*, Phys. Rev. Lett **98**, 132002 (2007).
- [12] L. Maiani, F. Piccinini, A. D. Polosa and V. Riquer, Phys. Rev. D **71**, 014028 (2005).
- [13] Belle Collaboration, T. Aushev, N. Zwahlen *et al.*, Phys. Rev. D **81**, 031103 (2010).
- [14] E. Braaten and J. Stapleton, Phys. Rev. D **81**, 014019 (2010).
- [15] C. Bignamini, B. Grinstein, F. Piccinini, A. D. Polosa, C. Sabelli, Phys. Rev. Lett **103**, 162001 (2009).

- [16] Vishal Bhardwaj, "Charmonium and charmonium-like states and decays from Belle", talk given at Rencontres de Moriond QCD and High Energy Interactions, La Thuile, March 10-17, 2012.
- [17] S. Godfrey and N. Isgur, Phys. Rev. D **32**, 189 (1985); E. Eichten *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 162002 (2002); Phys. Rev. D **69**, 094019 (2004).
- [18] Belle Collaboration, S. K. Choi, S. L. Olsen *et al.*, Phys. Rev. Lett, **94** 182002 (2005).
- [19] BaBar Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett **101**, 082001 (2008).
- [20] Belle 実験における二光子物理, 中澤秀介・上原貞治・渡邊靖志, 高エネルギーニュース Vol. 30, No. 4, 282 (2012).
- [21] BaBar Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett **95**, 142001 (2005).
- [22] Belle Collaboration, C. Z. Yuan *et al.*, Phys. Rev. Lett. **99**, 182004 (2007).
- [23] Belle Collaboration, X. L. Wnag *et al.*, Phys. Rev. Lett. **99**, 142002 (2007).
- [24] BaBar Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett **98**, 212001 (2007).
- [25] CLEO Collaboration, T. K. Pedlar *et al.*, Phys. Rev. Lett. **107**, 041803 (2011).
- [26] BES Collaboration, J. Z. Bai *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 101802 (2006).
- [27] Belle Collaboration, G. Pakhlova *et al.*, Phys. Rev. D **83**, 011101 (2011); Phys. Rev. D **80**, 091101 (2009); Phys. Rev. D **77**, 011103 (2008); Phys. Rev. Lett **98**, 092001 (2007).
- [28] X. H. Mo *et al.*, Phys. Lett. B **640**, 182 (2006).
- [29] Belle Collaboration, S. K. Choi, S. L. Olsen *et al.*, Phys. Rev. Lett, **100** 142001 (2008).
- [30] Belle Collaboration, R. Mizuk, R. Chistov *et al.*, Phys. Rev. D **78**, 072004 (2008).
- [31] BaBar Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. D **79**, 112001 (2009).
- [32] Belle Collaboration, R. Mizuk, R. Chistov *et al.*, Phys. Rev. D **80**, 031104 (2009).
- [33] Belle Collaboration, K. F. Chen *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 112001 (2008).
- [34] Belle Collaboration, K. F. Chen *et al.*, Phys. Rev. D **82**, 091106 (2010).
- [35] Particle Data Group, K. Nakamura *et al.*, J. Phys. G **37**, 075021 (2010) and 2011 partial update for the 2012 edition.
- [36] Belle Collaboration, A. Bondar, A. Garmash *et al.*, arXiv:1110.2251, to appear in Phys. Rev. Lett.; Belle Collaboration, I. Adachi *et al.*, arXiv:1105.4583; arXiv:1103.3419.
- [37] Belle Collaboration, I. Adachi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 032001 (2012).
- [38] A. Bondar, A. Garmash, A. Milstein, R. Mizuk and M. Voloshin, Phys. Rev. D **84**, 054010 (2011).