

# Belle 実験における二光子物理

国立中央大学 (台湾)

中澤 秀介

nkzw@post.kek.jp

KEK 素粒子原子核研究所

上原 貞治

uehara@post.kek.jp

神奈川大学工学部

渡邊 靖志

yasushi.watanabe@kanagawa-u.ac.jp

2012 年 (平成 24 年) 2 月 9 日

## 1 二光子過程の物理と方法

$B$  中間子の物理をはじめとするほかの物理と同様に、二光子過程の物理も、 $B$  ファクトリー実験の登場によって質的に変わった。Belle 実験では、二光子衝突反応を用いて、重い新粒子の発見、軽いスカラー中間子の性質・構造の研究、チャーモニウムと軽いハドロンの特性・スペクトロスコピーの研究、摂動 QCD の検証、光子・中間子結合の構造の研究などを行っている。

### 1.1 ハドロン物理と QCD

二光子過程  $\gamma\gamma \rightarrow X$  は、photon collider がまだ実現されていないため、おもに電子陽電子衝突実験で測定されてきた。そこでは、図 1 に示すように、それぞれのビームから放射された光子の反応、 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-X$  として観測される。放射される光子のエネルギーは一定でなく、断面積は二光子系の重心エネルギー  $W$  の連続分布として得られるため、広いエネルギー領域を同時に測定できる。 $W$  の値を得るため、測定は exclusive ( $X$  の終状態を完全に再構成する) に行われる。

エネルギーの低い領域 ( $W \lesssim 3 \text{ GeV}$ ) では、中間子生成を研究している。この領域では、中間子共鳴状態が折り重なって生成されるため、2 体崩壊の散乱角を測定し、部分波展開することで、個々の中間子成分を抽出する。軽い中間子の中には、 $f_0(980)$  のように、単純なクォーク・反クォークの描像に収まらない粒子があり、「軽いスカラー中間子のパズル」と呼ばれている。またこの領域では、グルーボールの存在も予想されている。二光子過程で測定される中間子の二光子崩壊幅  $\Gamma_{\gamma\gamma}$  は、これらの研究に重要な情報をあたえるパラメーターである。

高いエネルギー領域 ( $W \gtrsim 3 \text{ GeV}$ ) では、チャーモニウムや新粒子の探索・測定が行われる。二光子系のスピン・パリティの特徴から、電子陽電子対消滅では exclusive に生成されない粒子を探索できる。この領域ではまた、共鳴状態の影響が少ないことから、ハドロン対生成過程  $\gamma\gamma \rightarrow MM'$  の微分断面積を測定することで、QCD が検証される。この過程は、クォーク対生成  $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$  とクォークがハドロン化する部分で記述されるが、ハドロン化部分については、摂動・非摂動 QCD が予想するいくつかのモデルがある。以前には、理論の検証に使える実験データはほとんどなかったが、Belle 実験では、過去の実験を大幅に上回る統計量で微分断面積を測定し、理論を検証した。

### 1.2 電子陽電子加速器での測定原理

電子陽電子衝突による二光子過程の場合、ビームから放出される光子は必ず仮想粒子であり、その四元運動量  $q$  の 2 乗 (すなわち質量の 2 乗) は負の数である。実験では、この光子の仮想度  $Q^2 (= -q^2)$  は、ビームエネルギー  $E_b$ 、ビームの反跳後のエネルギー  $E'$ 、反跳角  $\theta$  によって  $Q^2 = 4E_b E' \sin^2 \frac{\theta}{2}$  と測定される。光子の放射は  $\theta \sim 0$  ( $Q^2 \sim 0$ ) 付近にピークをもつ。両ビームの反

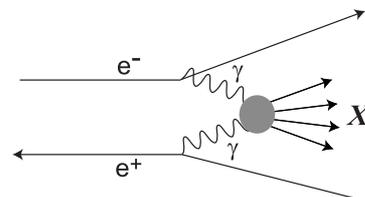


図 1: 電子陽電子衝突による二光子過程のダイアグラム

跳角  $\theta$  が十分小さく、反跳ビームが検出器に入らない場合、仮想度は小さくなるので、よい近似で実光子同士の反応と考えられる。このような終状態をノータグ事象という。この場合、終状態  $X$  の横方向運動量はバランスする。さらに、ほかの粒子が検出されないことや検出される全エネルギーがビームエネルギーより小さくなることを要求すると、ビーム対消滅過程との選別は比較的容易である。しかし、ビーム重心系エネルギーの半分程度よりも高い  $W$  の反応は、おもに電子陽電子対消滅事象のバックグラウンドが大きく、また、測定上これと区別がつけられない場合が多い。Belle 実験の統計では  $W \lesssim 4.5$  GeV の領域で精度よく測定できる。低エネルギー側は、トリガー条件やバックグラウンドの混入によって制限される。

測定された断面積  $\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-X)$  は関係式

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-X) = \int \sigma(\gamma\gamma \rightarrow X; W) \frac{dL_{\gamma\gamma}}{dW} dW \quad (1)$$

によって二光子反応  $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow X; W)$  へ変換される。 $dL_{\gamma\gamma}/dW$  はルミノシティ関数と呼ばれ、両ビーム粒子から仮想光子が放射される確率を QED による等価光子近似をもとに計算し、さらに仮想光子とハドロン結合に関する形状因子の補正を考慮することで、二光子反応としての断面積と  $e^+e^-$  反応での断面積を関係づける関数である。ルミノシティ関数は、 $e^+e^-$  の衝突エネルギーに対数的にしか依存しない。

片方または両方の  $e^\pm$  ビームが十分反跳し検出される場合を、それぞれ、シングルタグ、ダブルタグ事象と言う。この場合、仮想光子による反応  $\gamma^{(*)}\gamma^* \rightarrow X$  となり、反跳ビームをとらえて  $Q^2$  を測定することで、ハドロン形状因子の  $Q^2$  依存性が研究できる。

### 1.3 単一共鳴状態生成反応

実光子同士が衝突して、ただ 1 個のハドロンが形成される場合を考えよう。このとき、このハドロンの量子数は大きく制限される。このハドロンは中間子であって（エキゾチックな中間子であってもよいが）、電荷がゼロ、荷電変換 ( $C$  パリティ) がプラスでなくてはならない。スピン・パリティ ( $J^P$ ) は、 $(\text{even})^\pm$ 、あるいは  $(\text{odd}, J \neq 1)^+$  に制限され、スピンの 1 の粒子の生成は禁止される。したがって二光子過程は、スピンの 1 で荷電変換がマイナスの粒子のみを形成する電子陽電子対消滅過程と完全に相補的な位置にある。

このような過程では、中間子の生成断面積は、中間子の二光子崩壊幅  $\Gamma_{\gamma\gamma}$  に比例し、その関係は、質量  $M_R$ 、崩壊幅  $\Gamma_R$ 、分岐比  $B$ 、スピン  $J$  を使って

$$\sigma(W) = 8\pi(2J+1) \frac{\Gamma_{\gamma\gamma}(R)\Gamma_R B(R \rightarrow \text{final state})}{(W^2 - M_R^2)^2 + M_R^2 \Gamma_R^2} \quad (2)$$

となる。

生成された中間子は崩壊するが、ノータグ事象ではその崩壊の結果の粒子のみが検出されるので、バックグラウンドの少ない状況で二光子崩壊幅が測定できる。この点は、実際にハドロンの二光子崩壊を測定する場合と比べて、極めて有利である。

中間子の二光子崩壊幅は、中間子の構成要素である (反) クォークの電荷分布に敏感であり、中間子の内部構造を直接的に示している。この測定によって粒子の構造を探り、その正体に迫る情報を得ることは、二光子過程の測定において最も重要な目的の一つである。また、終状態の詳細な測定は、分岐比や角分布などの崩壊構造の測定にも有効である。

## 2 チャーモニウムまたは $XYZ$ 粒子

### 2.1 新粒子の探索と測定

Belle 実験では、 $B$  中間子の崩壊や電子陽電子対消滅過程において、多くの新しいハドロンがチャーモニウムの質量領域に発見されている。二光子過程の解析もその例外ではなく、ここでもいくつかの新粒子が見つかった。

われわれは、世界で初めて、二光子過程による  $D$  中間子対生成のスペクトラムを細かいエネルギーステップで測定した [1]。測定したのは、中性または荷電の  $D$  中間子対生成で、それぞれの  $D$  中間子が合計 2~4 個の  $\pi$  中間子あるいは  $K$  中間子に崩壊している事象を exclusive に検出した。

$D$  中間子対の不変質量の分布を見ると、図 2 のようにピークが 3.93 GeV 付近に見える。このピークはこれまでに知られているどのチャーモニウムにも対応せず、新しい粒子によるものである。それまで、 $D$  中間子対に崩壊する荷電変換プラスのハドロンは一つも見つかっていなかった。測定された質量、崩壊幅、信号の大きさ、 $D$  中間子の散乱角分布は、チャーモニウムの動径励起状態である  $\chi_{c2}(2P)$  として予言されるものと良く一致している。その後、この粒子の生成は BaBar 実験によって確認され、Belle 実験と一致の良い結果が得られている。こうして、

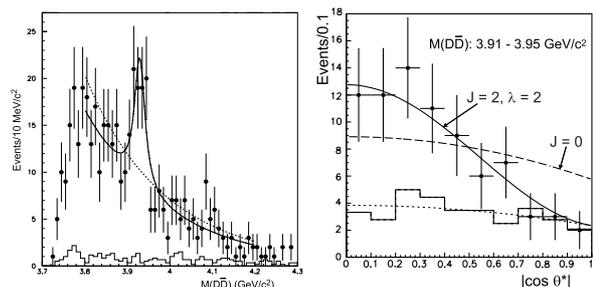


図 2:  $D\bar{D}$  生成反応の不変質量分布 (左) と角分布 (右)

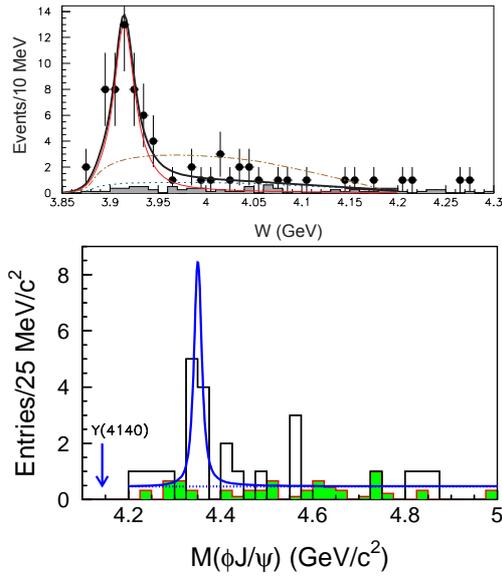


図 3:  $\omega J/\psi$  生成反応の不変質量分布 (上) と  $\phi J/\psi$  生成反応の不変質量分布 (下)

現在では、このピークは  $\chi_{c2}(2P)$  として確立している。質量と崩壊幅についての Particle Data Group による Belle と BaBar の平均値 [2] は、 $m = 3927.2 \pm 2.6 \text{ MeV}/c^2$ 、 $\Gamma = 24 \pm 6 \text{ MeV}$  である。

驚くべきことであるが、この質量領域 (3.90–3.95 GeV) に、似たような崩壊幅をもつ新粒子が  $\chi_{c2}(2P)$  を含めて 3 種類、それぞれ違う反応モードで、Belle 実験によって見つかった。  $X(3940)$  はダブルチャーモニウム生成反応  $e^+e^- \rightarrow J/\psi X(3940)$  で見つかり、 $D\bar{D}^*$  終状態への崩壊が見いだされている [3]。また、 $B$  中間子の崩壊モードで見つかった  $Y(3940)$  は、 $\omega J/\psi$  に崩壊している [4]。二光子過程において、 $X(3940)$  や  $Y(3940)$  と同じ終状態のモードに同様のピークを探すことは、極めて興味のある研究課題である。

このような動機のもとに、 $\gamma\gamma \rightarrow \omega J/\psi$  過程の測定を行った。そしてそこでも、図 3(上)のように、同じ質量領域にピークが見つかった [5]。われわれはこれを  $X(3915)$  という新しい粒子によるものと仮定し、その質量と崩壊幅を  $m = 3915 \pm 3 \pm 2 \text{ MeV}/c^2$ 、 $\Gamma = 17 \pm 10 \pm 3 \text{ MeV}$  と求めた (誤差はそれぞれ統計誤差と系統誤差。二つの誤差が記載されている場合は以下同様)。これらの値は、 $Y(3940)$  について Belle および BaBar 実験の測定から得られている値 ( $m = 3916 \pm 6 \text{ MeV}/c^2$ 、 $\Gamma = 40^{+18}_{-13} \text{ MeV}$ ) [6] にかかなり近い。したがって、これは、 $Y(3940)$  が二光子過程で生成されたものという解釈が成り立つ。また、別の可能性として、質量に近い  $\chi_{c2}(2P)$  が  $\omega J/\psi$  に崩壊したものであるという解釈も除外できない。  $\chi_{c2}(2P)$  のスピンの 2 であることは実験的に確認されているが、 $Y(3940)$  と  $X(3915)$  のスピンはまだ測定されていないため、いずれもその構成要素に  $c\bar{c}$  を含むと考えられるものの、三者の

あいだの同一性についてはまだ結論が得られていない。

$\phi J/\psi$  の生成でも同様の探索を行った [7]。この終状態には、CDF 実験によって新粒子  $Y(4140)$  が報告されている [8]。CDF は  $B$  中間子の崩壊過程にこの粒子を見つけたとしている。われわれはこの粒子を探すことを一つの目的として二光子過程で探索を行ったが、4.14 GeV 付近に候補事象は見つからなかった。代わりに、より高い質量 (4.35 GeV 付近) に事象の集中を見つけた (図 3 (下))。これは、 $\phi J/\psi$  に崩壊する新しい粒子 ( $X(4350)$ ) の証拠が見つかったと解釈できる。

## 2.2 $\eta_c, \eta_c(2S)$

以前より知られているチャーモニウム粒子の生成も二光子過程で測定している。その中で、 $\eta_c, \eta_c(2S)$  の特性の測定は、 $J/\psi, \psi(2S)$  の超微細分離の荷電変換プラスのカウンターパートとして重要である。これらの粒子については、統計、純度、生成位相空間の広さを兼ね備えている点で、二光子過程での測定がほかの生成過程より比較的良好な状況にある。表 1 に、これまでの二光子過程の測定で得られたチャーモニウムの二光子崩壊幅と各崩壊モードの分岐の積をまとめた。二光子過程における  $\eta_c$  の生成は、 $p\bar{p}$  [9] や 4 中間子への崩壊 [10] で観測されており (図 4)、質量と崩壊幅の測定においても他の種類の実験にひけをとらない良い精度が得られている。また、多くの崩壊モードについて、二光子崩壊幅と分岐比の積が測定されている。図 4(右) に示した  $f_2 f_2'$  は Belle で発見された  $\eta_c$  の崩壊モードである ( $f_2, f_2'$  は、 $f_2(1270), f_2'(1525)$  を指し、それぞれ、 $\pi^+\pi^-, K^+K^-$  に崩壊したものを収集している)。

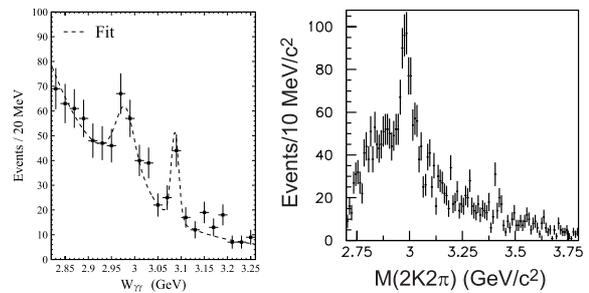


図 4: チャーモニウム領域での  $p\bar{p}$  生成反応 (左) と  $\eta_c \rightarrow f_2 f_2'$  崩壊 (右) を示す不変質量分布。左図 3.09 GeV 付近の  $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$  を示すピークは二光子過程以外のバックグラウンドである。

表 1: Belle 実験で測定されたチャーモニウムと  $XYZ$  粒子 ( $J^P$  を仮定) の二光子崩壊幅と崩壊分岐比の積

共鳴状態と崩壊	$\Gamma_{\gamma\gamma}B$ (eV)	文献
$\eta_c \rightarrow p\bar{p}$	$7.20 \pm 1.53^{+0.67}_{-0.75}$	[9]
$\eta_c \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$	$40.7 \pm 3.7 \pm 5.3$	[10]
$\eta_c \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$	$25.7 \pm 3.2 \pm 4.9$	[10]
$\eta_c \rightarrow K^+K^-K^+K^-$	$5.6 \pm 1.1 \pm 1.6$	[10]
$\eta_c \rightarrow \rho\rho$	$< 39$	[10]
$\eta_c \rightarrow f_2f_2$	$69 \pm 17 \pm 12$	[10]
$\eta_c \rightarrow K^*\bar{K}^*$	$32.4 \pm 4.2 \pm 5.8$	[10]
$\eta_c \rightarrow f_2f_2'$	$49 \pm 9 \pm 13$	[10]
$\eta_c \rightarrow \phi\phi$	$6.8 \pm 1.2 \pm 1.3$	[10]
$\chi_{c0} \rightarrow \pi^+\pi^-$	$15.1 \pm 2.1 \pm 2.3$	[11]
$\chi_{c0} \rightarrow \pi^0\pi^0$	$9.7 \pm 1.5 \pm 1.2$	[12]
$\chi_{c0} \rightarrow K^+K^-$	$14.3 \pm 1.6 \pm 2.3$	[11]
$\chi_{c0} \rightarrow K_S^0K_S^0$	$5.57 \pm 0.56 \pm 0.39$	[13]
$\chi_{c0} \rightarrow \eta\eta$	$9.4 \pm 2.3 \pm 1.2$	[14]
$\chi_{c0} \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$	$44.7 \pm 3.6 \pm 4.9$	[10]
$\chi_{c0} \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$	$38.8 \pm 3.7 \pm 4.7$	[10]
$\chi_{c0} \rightarrow K^+K^-K^+K^-$	$7.9 \pm 1.3 \pm 1.1$	[10]
$\chi_{c0} \rightarrow K^{*0}K^{\mp}\pi^{\pm}$	$16.7 \pm 6.1 \pm 3.0$	[10]
$\chi_{c0} \rightarrow \rho\rho$	$< 12$	[10]
$\chi_{c0} \rightarrow K^*\bar{K}^*$	$< 18$	[10]
$\chi_{c0} \rightarrow \phi\phi$	$2.3 \pm 0.9 \pm 0.4$	[10]
$\chi_{c2} \rightarrow \pi^+\pi^-$	$0.76 \pm 0.14 \pm 0.11$	[11]
$\chi_{c2} \rightarrow \pi^0\pi^0$	$0.18^{+0.15}_{-0.14} \pm 0.08$	[12]
$\chi_{c2} \rightarrow K^+K^-$	$0.44 \pm 0.11 \pm 0.07$	[11]
$\chi_{c2} \rightarrow K_S^0K_S^0$	$0.24 \pm 0.05 \pm 0.02$	[13]
$\chi_{c2} \rightarrow \eta\eta$	$0.53 \pm 0.22 \pm 0.09$	[14]
$\chi_{c2} \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$	$5.01 \pm 0.44 \pm 0.55$	[10]
$\chi_{c2} \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$	$4.42 \pm 0.42 \pm 0.53$	[10]
$\chi_{c2} \rightarrow K^+K^-K^+K^-$	$1.10 \pm 0.21 \pm 0.15$	[10]
$\chi_{c2} \rightarrow \rho^0\pi^+\pi^-$	$3.2 \pm 1.9 \pm 0.5$	[10]
$\chi_{c2} \rightarrow \rho\rho$	$< 7.8$	[10]
$\chi_{c2} \rightarrow K^*\bar{K}^*$	$2.4 \pm 0.5 \pm 0.8$	[10]
$\chi_{c2} \rightarrow \phi\phi$	$0.58 \pm 0.18 \pm 0.16$	[10]
$\chi_{c2} \rightarrow \gamma J/\psi$	$114 \pm 11 \pm 9$	[15]
$\eta_c(2S) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$	$< 6.5$	[10]
$\eta_c(2S) \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$	$< 5.0$	[10]
$\eta_c(2S) \rightarrow K^+K^-K^+K^-$	$< 2.9$	[10]
$\chi_{c2}(2P) \rightarrow DD$	$180 \pm 50 \pm 30$	[1]
$X(3915) \rightarrow \omega J/\psi$	$61 \pm 17 \pm 8$ ( $0^+$ )	[5]
	$18 \pm 5 \pm 2$ ( $2^+$ )	[5]
$Y(4140) \rightarrow \phi J/\psi$	$< 36(0^+), < 5.3(2^+)$	[7]
$X(4350) \rightarrow \phi J/\psi$	$6.7^{+3.2}_{-2.4}(0^+), 1.5^{+0.7}_{-0.6}(2^+)$	[7]

### 2.3 $\chi_{c0}$ , $\chi_{c2}$

チャーモニウムの P 波の基底状態である  $\chi_{c0}$ ,  $\chi_{c2}$  は、偶数のスピンと正のパリティを持っているので、二光子衝突で生成され、擬スカラー中間子対などに崩壊する。Belle 実験は、二光子過程による  $\pi$  中間子対,  $K$  中間子対,  $\eta$  中間子対生成反応中に、 $\chi_{c0}$ ,  $\chi_{c2}$  を初めて確認し測定を行った [11–14] (表 1)。図 5 は  $\chi_{c0}$ ,  $\chi_{c2}$  が  $K_S^0K_S^0$  中間子対,  $\eta$  中間子対に崩壊している状況を示す質量スペクトラムである。また、これらのチャーモニウムは 4 中間子への崩壊でも測定された。このように多くの崩壊

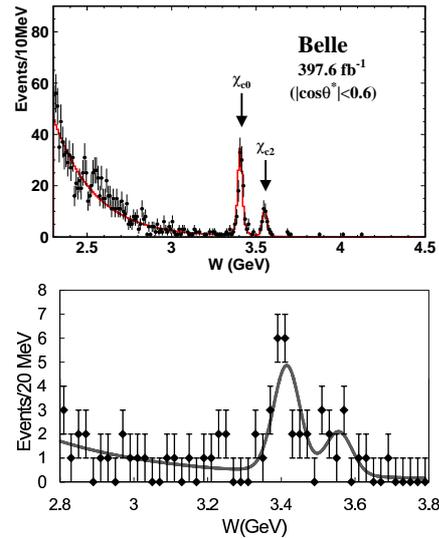


図 5:  $K_S^0K_S^0$  生成反応 (上) と  $\eta\eta$  反応 (下) における  $\chi_{cJ}$  領域の不変質量分布

モードで  $\chi_{c0}$ ,  $\chi_{c2}$  の二光子崩壊幅と崩壊分岐比の積を測定したので、すでに知られている崩壊分岐比との比較によって、これらの粒子の二光子崩壊幅を高い精度で確立することに中心的な貢献をした。また、これらの測定は、崩壊分岐比の値の検証としても有効であった。なお、これらのチャーモニウムの二光子崩壊が CLEOc 実験によって測定されており [16], 二光子過程の測定とよい一致を示している。

### 3 低質量共鳴中間子の研究

B ファクトリーでの二光子過程によるハドロン物理研究の魅力は、その圧倒的な統計、高いエネルギー・運動量分解能および優れた粒子識別能力による測定にある。

二光子過程による軽い中間子生成反応は、過去に DORIS, PEP, PETRA, TRISTAN, LEP などで行われたが、統計量が限られていた。それを質的に変えたのが B ファクトリー実験である。その一例として、図 6 に  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$  の積分断面積 ( $|\cos\theta^*| < 0.6$ ) の測定結果 [17,18] を示す。測定の誤差棒は、Belle のデータでは点にしか見えず、 $f_2(1270)$  中間子による大きなピークに加えて  $W \simeq 1$  GeV 付近に  $f_0(980)$  中間子の寄与がはっきり見えている (図 7)。この結果は Belle 初期のもので、解析された積分ルミノシティは、全体の 10%にあたる  $85 \text{ fb}^{-1}$  に過ぎない。それでも、過去の測定データと比べると (MarkII [19] が最大で、 $0.2 \text{ fb}^{-1}$ )、Belle の統計はその数百倍に相当する。すなわち、従来の実験で数百年かかった測定が、年単位の期間で測定可能になることとなる。B ファクトリーでの膨大な統計量を生かして、微分断面積 (角分布) も細かいエネルギー ( $W$ ) ピン

ごと ( $\Delta W = 20$  MeV) に測定することが可能である。Bファクトリー実験のライバルである BaBar からは、低いエネルギー領域でのノータグ (実光子) の二光子過程のデータは出されていないため、Belle 実験の独壇場となっている。

### 3.1 擬スカラー中間子対生成反応の測定

これまで Belle で測定された擬スカラー中間子対生成反応は、 $\pi^+\pi^-$  [11,17,18],  $K^+K^-$  [11,20] と  $K_S^0K_S^0$  [13],  $\pi^0\pi^0$  [12,21],  $\eta\pi^0$  [22] および  $\eta\eta$  [14] である。

荷電粒子対の測定では、荷電粒子用トリガーのカバーする領域により、二光子の重心系での角度  $\theta^*$  の測定範囲が  $|\cos\theta^*| < 0.6$  に限られる。一方、終状態が二個のガンマ線からなる  $\pi^0\pi^0$ ,  $\pi^0\eta$  および  $\eta\eta$  対生成反応 (全中性終状態反応) では、前方にも電磁カロリメータが存在することなどの理由により、角度範囲  $|\cos\theta^*| < 0.8$  (低エネルギー領域では  $|\cos\theta^*| < 1.0$ ) まで測定できる。これは振幅解析において部分波の分離に大きな威力を発揮する (たとえば [23] 参照)。

### 3.2 擬スカラー中間子対生成の振幅解析

二光子過程による擬スカラー中間子対生成反応 ( $\gamma\gamma \rightarrow P_1P_2$ ) に寄与する振幅は、低エネルギー領域 ( $W \lesssim 2$  GeV) では  $J \leq 4$  の部分波のみである。ここで  $J$  は終状態の全角運動量で、偶数のみが許される。したがって、 $\gamma\gamma \rightarrow P_1P_2$  の微分断面積は、球面調和関数  $Y_J^M$  を使って、

$$\frac{d\sigma(\gamma\gamma \rightarrow P_1P_2)}{d\Omega} = \left| S Y_0^0 + D_0 Y_2^0 + G_0 Y_4^0 \right|^2 + \left| D_2 Y_2^2 + G_2 Y_4^2 \right|^2 \quad (3)$$

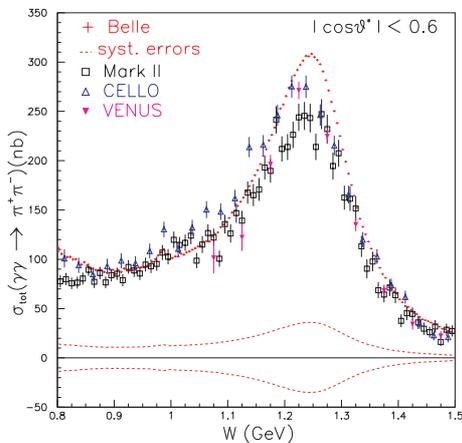


図 6: 二光子過程による  $\pi^+\pi^-$  中間子対生成積分断面積 ( $|\cos\theta^*| < 0.6$ )。下部の破線は系統誤差を表す。

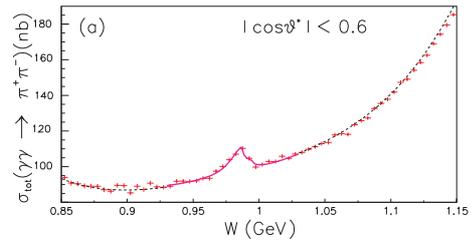


図 7: 二光子過程による  $\pi^+\pi^-$  中間子対生成積分断面積 ( $|\cos\theta^*| < 0.6$ ) の  $f_0(980)$  中間子付近と  $f_0(980)$  のフィットの結果

と書ける。 $S$  は  $J = 0$  の部分波振幅,  $D_0$  と  $G_0$  ( $D_2$  と  $G_2$ ) は  $J = 2$  と  $J = 4$  で二光子の全ヘリシティが 0 (2) の部分波振幅を表す。すなわち、式 (3) において、球面調和関数が角分布を決め<sup>1</sup>、その係数である部分波がエネルギー依存性を担っている。

式 (3) を見ると、エネルギーピンごとに測定された角分布を式 (3) でフィットして、その係数である部分波振幅を決めることができそうに思える。ところが、球面調和関数はたがいに独立ではないため、残念ながらそれはできない。そこで、測定した微分断面積から部分波のエネルギー依存性についての情報を引き出すために、式 (3) を

$$\frac{d\sigma(\gamma\gamma \rightarrow P_1P_2)}{4\pi d|\cos\theta^*|} = \hat{S}^2 |Y_0^0|^2 + \hat{D}_0^2 |Y_2^0|^2 + \hat{D}_2^2 |Y_2^2|^2 + \hat{G}_0^2 |Y_4^0|^2 + \hat{G}_2^2 |Y_4^2|^2 \quad (4)$$

と書き直すことにする。 $\hat{S}^2$ ,  $\hat{D}_0^2$ ,  $\hat{D}_2^2$ ,  $\hat{G}_0^2$ ,  $\hat{G}_2^2$  (以下ハット振幅と呼ぶ) は、表 2 に示すように、 $S$ ,  $D_0$ ,  $D_2$ ,  $G_0$ ,  $G_2$  を用いて表される [21]。ハット振幅には部分波振幅間の干渉項が含まれ (表 2)、それらの干渉項がすべてゼロの場合は、ハット振幅はハットなしの振幅に一致する。このようにハット振幅を定義すると、球面調和関数の絶対値の 2 乗は互いに独立なので、各エネルギーピンごとに微分断面積をフィットすることにより、それぞれの係数 (ハット振幅の 2 乗) を求めることができる。

ここでは例として  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$  対生成反応について見てみよう [21]。図 8 は、いくつかの  $W$  (GeV) ピンでの微分断面積、および、式 (4) によるフィットの結果を示す。低エネルギー領域では、G 波は無視できることが期待される。そこで、G 波を無視したフィットを SD フィット、G 波も含めたフィットを SDG フィットと呼び、両方のフィットを行った。 $W = 2$  GeV 付近から G 波が重要になって来るが見てとれる。図 9 は SD フィットでのハット振幅のエネルギー依存性を示す。 $D_0$  が小さいことが示唆される。

<sup>1</sup>方位角依存性は、始状態である二光子に特定の面がないため、積分されて消える。

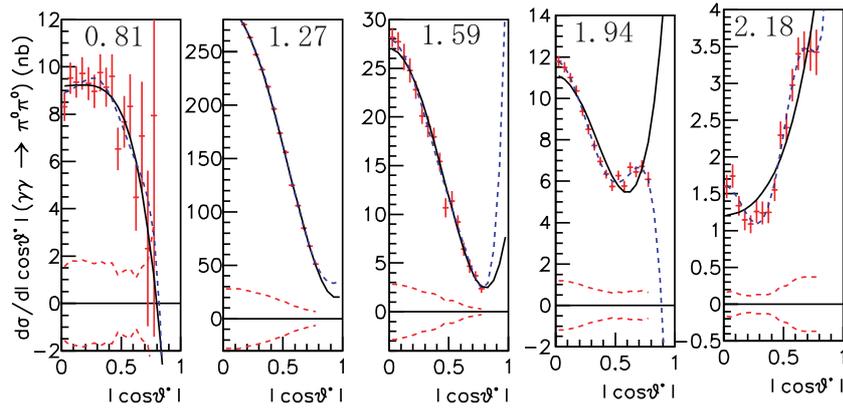


図 8:  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$  過程のそれぞれの  $W$  (各図上部の数, GeV 単位) での微分断面積の例と式 (4) によるフィット結果。実線は SD フィット, 点線は SDG フィットの結果。下部の破線は系統誤差を表す。

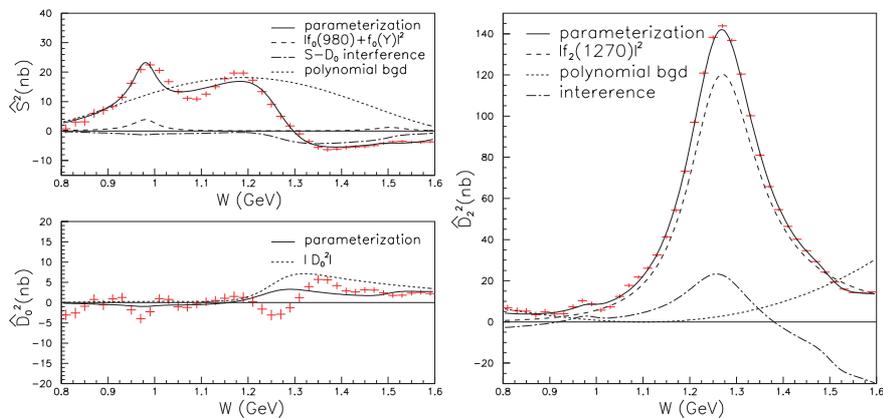


図 9:  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$  過程のハット振幅 ( $\hat{S}^2$ ,  $\hat{D}_0^2$ ,  $\hat{D}_2^2$ ) のエネルギー依存性と式 (5) によるフィットの結果

### 3.3 $f_0(980)$ と $a_0(980)$ の生成

スカラー中間子は, 真空と同じ量子数をもつため, QCD の真空に凝縮して, カイラル対称性を破るなど重要な働きをする<sup>2</sup>。スカラー中間子としてグルーオンからなるグルーボールの存在も予言されている<sup>3</sup>。個々の中間子の実験的同一性は一般に難しい。その理由は, 観測されるスカラー中間子が異なる粒子状態の重ね合わせになっている (4 クォーク状態やグルーボール成分の可能性も含めて) こと, 一般にスカラー中間子の全崩壊幅が大きく, 非共鳴項も含めて互いに干渉していることなどである [24]。

低質量 ( $m < 1 \text{ GeV}/c^2$ ) スカラー粒子の存在は, 長い間 QCD の謎であり, 未だに統一的な理解に至っていないといっよい<sup>4</sup>。低質量スカラー中間子として, アイソスピンが 0 および 1 である  $f_0(980)$  と  $a_0(980)$  の存在は, 実験的に確立されている。これらの粒子と, 実験的

に確立されているとはいえない  $f_0(600)$  (または  $\sigma$ ) および  $K_0^*(600)$  (または  $\kappa$ ) とを合わせて, フレーバ SU(3) の 9 重項を成すと考えられる。これらの軽い質量と質量スペクトラムの説明として, これらの粒子が, 4 クォーク状態 (二重クォークの反カラー三重項状態 (3) と反二重クォークのカラー三重項状態 (3) の束縛状態) と考える模型が有力である [24]。この模型では,  $f_0(980)$  や  $a_0(980)$  は,  $sn\bar{s}n$  状態となり ( $n$  は  $u$  または  $d$  クォークを表す),  $f_0(980)$  や  $a_0(980)$  が 9 重項の中でいちばん重いこと,  $K\bar{K}$  に崩壊しやすいことをうまく説明できる。いずれも (重い)  $s$  クォークを含んでいるためという理由である。この模型では, これらの粒子の二光子崩壊幅の予言値は  $\sim 100 - 300 \text{ eV}$  となる。この値は, クォーク・反クォーク対からなるとされる  $f_2(1270)$  や  $a_2(1320)$  の  $1 \text{ keV}$  以上という値に比べて有意に小さい。

実験データから二光子崩壊幅 ( $\times$  分岐比)  $\Gamma_{\gamma\gamma} (\times B(R \rightarrow P_1 P_2))$  を求めるには, 部分波のパラメトリゼーションが必要である。 $\pi^0\pi^0$  反応では, 低エネルギー領域 ( $W < 1.6 \text{ GeV}$ ) で G 波をゼロとして, 次のようにパラメトラ

<sup>2</sup>このことから, スカラー中間子が QCD でのヒッグス粒子であるという言い方もされる。

<sup>3</sup>グルーボールの二光子崩壊幅は理論上ゼロであり, 二光子過程で生成されないことがその存在の証拠の一つとなる。

<sup>4</sup>スカラー中間子がクォーク対でできているとすると, QCD の計算では, その質量は  $1.5 \text{ GeV}/c^2$  以上と予想される。

表 2: ハット振幅と部分波

ハット振幅の 2 乗	部分波の寄与
$\hat{S}^2$	$ S ^2 + \sqrt{5}\Re(S^*D_0) - 4\Re(S^*G_0) + \frac{7}{\sqrt{5}}\Re(D_0^*G_0) + \frac{14\sqrt{3}}{5}\Re(D_2^*G_2)$
$\hat{D}_0^2$	$ D_0 ^2 + \frac{1}{\sqrt{5}}\Re(S^*D_0) + 2\Re(S^*G_0) + \frac{1}{\sqrt{5}}\Re(D_0^*G_0) - \frac{4\sqrt{3}}{5}\Re(D_2^*G_2)$
$\hat{D}_2^2$	$ D_2 ^2 - \frac{6}{\sqrt{5}}\Re(S^*D_0) + 2\Re(S^*G_0) + \sqrt{5}\Re(D_0^*G_0) - \frac{9\sqrt{3}}{5}\Re(D_2^*G_2)$
$\hat{G}_0^2$	$ G_0 ^2 + \frac{3}{\sqrt{5}}\Re(D_0^*G_0) + \frac{\sqrt{3}}{5}\Re(D_2^*G_2)$
$\hat{G}_2^2$	$ G_2 ^2 - \sqrt{5}\Re(D_0^*G_0) - \frac{1}{\sqrt{3}}\Re(D_2^*G_2)$

イズした。

$$\begin{aligned}
S &= A_{f_0(980)}e^{i\phi_{s0}} + A_{f_0(Y)}e^{i\phi_{s1}} + B_S \\
D_0 &= \sqrt{\frac{r_{02}}{1+r_{02}}}A_{f_2(1270)}e^{i\phi_{a0}} + B_{D0} \\
D_2 &= \sqrt{\frac{1}{1+r_{02}}}A_{f_2(1270)}e^{i\phi_{a2}} + B_{D2} \quad (5)
\end{aligned}$$

$A_{f_0(980)}$ ,  $A_{f_0(Y)}$ ,  $A_{f_2(1270)}$  はそれぞれ  $f_0(980)$ , 別のスカラー粒子  $f_0(Y)$ ,  $f_2(1270)$  の振幅である。また,  $B_S$ ,  $B_{D0}$ ,  $B_{D2}$  は  $S$ ,  $D_0$ ,  $D_2$  部分波の「バックグラウンド振幅」であり,  $W$  の 2 次式で表されると仮定した。  $\phi_{s0}$ ,  $\phi_{s1}$ ,  $\phi_{a0}$ ,  $\phi_{a2}$  は, 共鳴粒子とバックグラウンド振幅との相対位相,  $r_{02}$  は  $D_0$  波中の  $f_2(1270)$  の寄与である。共鳴粒子には相対論的プライト・ウィグナーの式を用いる。さらに,  $f_0(980)$  中間子は  $K\bar{K}$  にも強く結合し, その質量がちょうどその閾値付近であるため, その効果を取り入れる必要がある [25]。

$f_0(980)$  については  $\pi^0\pi^0$  生成反応の,  $a_0(980)$  については  $\eta\pi^0$  生成反応の微分断面積をフィットして二光子崩壊幅を求めた結果が表 3 である。系統誤差が大きいのは, 振幅間の干渉の不定性のためこのような解析の限界を示している。二光子崩壊幅は 1 keV より有意に小さく, 上記の模型などを支持していることがわかる。

以上は, Belle の測定結果のみを用いての振幅解析である。一方, これまでのハドロンデータおよび理論的制約を駆使して部分波を決める方法がある (たとえば [23])。ここではそれについての説明は省くが, Belle 実験はそのための良質のデータを提供しており, そのような解析を待っている。

### 3.4 その他の共鳴粒子の生成

テンソル ( $J = 2$ ) 中間子である  $f_2(1270)$ ,  $f_2'(1525)$  は  $\pi\pi$ ,  $KK$ ,  $\eta\eta$  生成反応,  $a_2(1320)$  は  $\eta\pi^0$  生成反応において, きれいに見えている。これらの粒子の二光子崩壊幅などの値は過去のデータで十分正確に測定されている。むしろここで述べた振幅解析では, 振幅間の干渉による不定性を軽減するため, これらの粒子の二光子崩

表 3: 二光子崩壊幅 ( $\times$  分岐比)

中間子	$\Gamma_{\gamma\gamma}(\times B)(\text{eV})$	文献
$f_0(980)$	$\Gamma_{\gamma\gamma} = 286 \pm 17_{-70}^{+211}$	[21]
$a_0(980)$	$\Gamma_{\gamma\gamma} \times B(\eta\pi^0) = 128_{-2}^{+3} {}_{-40}^{+502}$	[22]
$f_2(1270)$	$\Gamma_{\gamma\gamma} = 3040 \pm 350$	[2]
$a_2(1320)$	$\Gamma_{\gamma\gamma} = 1010 \pm 90$	[2]

壊幅などは既存の値に固定してフィットする必要があり, 新たな情報はほとんど得られていない<sup>5</sup>。さらに,  $J = 4$  の  $f_4(2050)$  中間子のヒントなど, 重い中間子の兆候も見える [12] が, モデル依存性が大きすぎて確実なことは言えないのが現状である。

## 4 高エネルギー領域での QCD

共鳴状態の影響が少ない, 高いエネルギー領域 ( $W \gtrsim 3 \text{ GeV}$ ) での exclusive なハドロン 2 体生成過程  $\gamma\gamma \rightarrow MM'$  の測定では, QCD の研究に有益な情報がえられる。QCD の予想は, エネルギーが十分大きければ実験をよく再現すると信じられているが, Belle 実験で測定できる領域 ( $W \lesssim 4.5 \text{ GeV}$ ) で, 適用下限を調べることも重要である。

Brodsky らは, 十分高いエネルギーでの二光子過程ハドロン対生成について, Mandelstam 変数  $s, t$ , 散乱角  $\theta^*$  を使い

$$\frac{d\sigma}{dt} = s^{2-n_c} f(\theta^*) \quad (6)$$

となると予想した [26]。  $n_c$  は反応の前後に現れる素粒子の総数で, バリオン対生成では 8 (したがって  $\sigma \sim W^{-10}$ ), 中間子では 6 ( $\sigma \sim W^{-6}$ ) である。さらに彼らは 1980 年頃, 中間子対生成過程の微分断面積を, 摂動計算可能な  $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$  部に, 中間子内のクォーク分布関数で記述され

<sup>5</sup>例外は式 (5) の  $r_{02}$  の測定値で,  $f_2(1270)$  のヘリシティ=0 の成分は予想通り小さい (数%) という結果を得た。

表 4: 測定した微分断面積の角分布と QCD が予想する  $\sin^{-4}\theta^*$  との比較

mode	$\sin^{-4}\theta^*$	$W$ [GeV]	$ \cos\theta^* $	文献
$\pi^+\pi^-$	よく合う	3.0 - 4.1	$< 0.6$	[11]
$K^+K^-$	よく合う	3.0 - 4.1	$< 0.6$	[11]
$K_S^0K_S^0$	合う	2.4 - 3.3	$< 0.6$	[13]
$\pi^0\pi^0$	$\sin^{-4}\theta^* + b\cos\theta^*$ に合う 3.1 GeV 以上では $\sin^{-4}\theta^*$ に近づく	2.4 - 4.1	$< 0.8$	[21]
$\eta\pi^0$	2.7 GeV 以上でよく合う	3.1 - 4.1	$< 0.8$	[22]
$\eta\eta$	あまり合わない 3.0 GeV では $\sin^{-6}\theta^*$ に近い	2.4 - 3.3	$< 0.9$	[14]

るハドロ化部分を畳み込むことで,

$$\frac{d\sigma}{d|\cos\theta^*|} = 16\pi\alpha^2 \frac{|F_M(s)|^2}{s} \left\{ \frac{(e_1 - e_2)^4}{\sin^4\theta^*} + \frac{2(e_1 e_2)(e_1 - e_2)^2}{\sin^2\theta^*} g(\theta^*) + 2(e_1 e_2)^2 (g(\theta^*))^2 \right\} \quad (7)$$

と計算し, 荷電中間子対過程について  $d\sigma/d\cos\theta^* \sim \sin^{-4}\theta^*$ ,  $d\sigma(K^+K^-)/d\sigma(\pi^+\pi^-) = (f_K/f_\pi)^4$  などを予想した (BL [27]).  $F_M(s)$  は中間子  $M$  の電磁形状因子,  $e_i$  は構成クォークの電荷,  $g$  はクォーク分布関数に依存する関数である。荷電中間子対過程で主要となる第一項については, 分布関数依存性はすべて  $F_M$  に吸収されており,  $g$  には依存しない。現在では  $s$  クォークの効果や分布関数の形などを改良した計算がある (BC [28])。中性中間子対過程については  $g$  を含む項が支配的であるため, 予想は容易でない。

一方, ハンドバッグモデルによる非摂動的な計算 (DKV [29]) では, ハドロ化部分は計算不可能であるとして未知の関数  $R_{M\bar{M}}(s)$  に押し込め, 微分断面積を

$$\frac{d\sigma}{d|\cos\theta^*|} = \frac{8\pi\alpha^2}{s} \frac{1}{\sin^4\theta^*} |R_{M\bar{M}}(s)|^2 \quad (8)$$

とした。このモデルでは, 絶対値を予想することはできないが, 電荷とフレーバー対称性から, 異なる過程間での  $R_{M\bar{M}}(s)$  の関係を予想している。

Belle 実験では,  $\pi^+\pi^-$ ,  $\pi^0\pi^0$ ,  $\eta\pi^0$ ,  $\eta\eta$ ,  $K^+K^-$ ,  $K_S^0K_S^0$ ,  $p\bar{p}$  過程の微分断面積を測定した。Belle 実験以前では, 統計や粒子識別の性能が十分でなく, この理論を検証できる測定はほとんどなかった。

表 4 に角分布, 表 5 に  $W^{-n}$  依存性, 断面積の比の測定結果をまとめた。また, 図 10 に  $\pi^+\pi^-$ ,  $K^+K^-$  過程の断面積の  $W$  依存性を示す。 $\eta\eta$  以外の中間子対過程では, 3 GeV 以上で  $\sin^{-4}\theta^*$  と合うことがわかった。 $n$  はどれも, BL が予想する 6 よりも大きい値を示し, とく

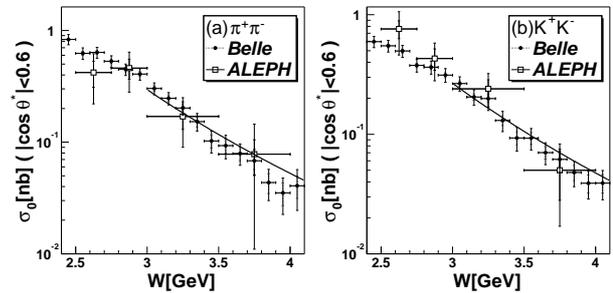


図 10: (a)  $\pi^+\pi^-$ , (b)  $K^+K^-$  過程の断面積および  $W^{-6}$  依存性との比較 (実線)

に中性中間子の過程では BC が予想する 10 に近くなった。BC はこれを, 中性中間子対生成の場合, このエネルギー領域では, 最低次よりも高次の効果のほうが支配的であるためとしている [28]。

断面積の絶対値については今のところ, 摂動の二次の項まで含めても信頼できる計算はない。断面積比は, 一定値, またはエネルギーが上がるにつれて一定値に近づく傾向がみられたが, これについても, 実験値を系統的に再現できる理論はない。

バリオン対生成過程では,  $n$  は予想値 10 より大きい値を示したが, エネルギーが上がるにつれて  $n$  が減る傾向が見られた [9]。角分布は,  $W > 2.5$  GeV で摂動 QCD の予想する傾向が見られたものの, より急な角度依存性を示し, 中間子対過程と同様, 理論の進展が待たれる。

## 5 まとめと今後の展望

二光子過程は, B ファクトリー実験の主目的である CP 非保存の物理や  $B$ ,  $\tau$  の希崩壊などの研究においては, 主要なバックグラウンドの一つであり, 煩わしい存在である。しかしながら, それ自身を物理の対象として

表 5: 断面積のエネルギー依存性 ( $\sigma_0 \propto W^{-n}$  を仮定したときの  $n$  の値) と, 異なる過程間での  $\sigma_0$  の比。  $\sigma_0$  は感度のある角度領域で積分した断面積。  $\eta$  中間子は SU(3) 8 重項を仮定。括弧内では混合角  $-18^\circ$  での 8 重項と 1 重項との混合を仮定。  $R_f$  は崩壊定数の自乗比  $f_\eta^2/f_{\pi^0}^2$ 。

Process	$n$ or $\sigma_0$ ratio	$W(\text{GeV})$	$ \cos\theta^* $	BL [27]	BC [28]	DKV [29]
$\pi^+\pi^-$	$7.9 \pm 0.4 \pm 1.5$	3.0 - 4.1	$< 0.6$	6	6	
$K^+K^-$	$7.3 \pm 0.3 \pm 1.5$	3.0 - 4.1	$< 0.6$	6	6	
$K_S^0 K_S^0$	$10.5 \pm 0.6 \pm 0.5$	2.4 - 4.0	$< 0.6$	6	10	
$\pi^0\pi^0$	$8.0 \pm 0.5 \pm 0.4$	3.1 - 4.1	$< 0.8$	6	10	
$\eta\pi^0$	$10.5 \pm 1.2 \pm 0.5$	3.1 - 4.1	$< 0.8$	6	10	
$\eta\eta$	$7.8 \pm 0.6 \pm 0.4$	2.4 - 3.3	$< 0.8$	6	10	
$p\bar{p}$	$12.4^{+2.4}_{-2.3}$	3.2 - 4.0	$< 0.6$	10		
$K^+K^-/\pi^+\pi^-$	$0.89 \pm 0.04 \pm 0.15$	3.0 - 4.1	$< 0.6$	2.3	1.06	
$K_S^0 K_S^0/K^+K^-$	$\sim 0.13$ to $\sim 0.01$	2.4 - 4.0	$< 0.6$		0.005	0.08
$\pi^0\pi^0/\pi^+\pi^-$	$0.32 \pm 0.03 \pm 0.06$	3.1 - 4.1	$< 0.6$		0.04-0.07	0.5
$\eta\pi^0/\pi^0\pi^0$	$0.48 \pm 0.05 \pm 0.04$	3.1 - 4.0	$< 0.8$	$0.24R_f(0.46R_f)$		
$\eta\eta/\pi^0\pi^0$	$0.37 \pm 0.02 \pm 0.03$	2.4 - 3.3	$< 0.8$	$0.36R_f^2(0.62R_f^2)$		

とらえると, 上述のように多彩で魅力的なテーマの宝庫となる。もちろん, 二光子過程のデータはあくまでも B ファクトリー実験での副産物なので, その検出効率が最適化されているわけではない<sup>6</sup>。しかし, それを割り引いても, 二光子過程の物理の質は, B ファクトリー実験の登場によって劇的に変わったと言ってよい。その最大の理由は, 従来の数百倍以上という圧倒的な高ルミノシティである。しかも測定器は, 最先端技術に基づく高性能なものである。

二光子過程の実験データの貢献は, おもにハドロン物理学に対してであり, そして QCD 理論の理解・検証への寄与である。B ファクトリー実験では, おもに低エネルギー領域 ( $W \lesssim 2.0$  GeV) と高エネルギー領域 ( $W \gtrsim 3.0$  GeV) とに分けられ, それぞれ非摂動 QCD, 摂動 QCD 予言との比較・検証が主題となる。とくに, 実験による摂動 QCD の定量的検証は, B ファクトリー実験によってはじめて可能になったと言ってよい。ここで述べた成果は次の四つにまとめることができる。

1. 新粒子の発見:  $\chi_{c2}(2P)$ ,  $X(3915)$ ,  $X(4350)$  を発見し, 重いクォーク系のダイナミクスの解明に貢献している。
2. チャームニウムなどの性質の探求:  $\eta_c$ ,  $\eta_c(2S)$ ,  $\chi_{c0}$ ,  $\chi_{c2}$ ,  $\chi_{c2}(2P)$ ,  $X(3915)$ ,  $X(4350)$  のいろいろな終状態への崩壊モードを測定した。
3. 低質量スカラー中間子の性質と構造の探求:  $f_0(980)$  や  $a_0(980)$  によるピークがきれいに見え, 二光子幅 ( $\times$ 分岐比) が測定できた。その値は, 4 クォーク状

態からなる構造と矛盾しない。

4. 断面積の高エネルギー領域での振り舞いと QCD 予言との比較:  $\pi^+\pi^-$ ,  $\pi^0\pi^0$ ,  $K^+K^-$ ,  $K_S^0 K_S^0$ ,  $\eta\pi^0$ ,  $\eta\eta$ ,  $p\bar{p}$  の生成反応において, 角分布を QCD 予言の  $\sin^{-4}\theta^*$  と比較した。また, 積分断面積を  $W^{-n}$  でフィットして QCD 予言と比較した。

また, ここで取り上げたほかにも, 軽いクォークからなる中間子 3 個あるいはベクトル中間子対の生成反応を測定して, 2 GeV/ $c^2$  近辺の共鳴状態の探索やチャームニウムの崩壊モードの研究が進められている。

Belle 実験では, 二光子過程の物理の解析はこれまで実光子の物理に限られていた。ところが, 二光子過程の物理には, 仮想光子による物理という広大な領域がまだほとんど手つかずで残っている。すなわち, 片方または両方の(陽)電子をタグした, 仮想光子の物理である。ここでは, 物理量を仮想光子 ( $\gamma^*$ ) の質量 ( $-Q^2$ ) の関数として測定し, QCD による予言が検証される。実際, ライバルの BaBar 実験から,  $\gamma^*\gamma \rightarrow \pi^0$ ,  $\eta$ ,  $\eta'$  の遷移形状因子を  $Q^2$  の関数として測定したところ,  $\pi^0$  の形状因子が  $Q^2$  とともに増大し, QCD の極限値を大きく(約 1.5 倍) 超える結果が出され, 話題を呼んでいる [30]。Belle 実験ではノータグの解析に忙しく, これまでタグ物理に手が回らなかった。しかしながら, これは正否を追試すべき重要な結果であり, それが可能なのは Belle 実験だけである。そこで  $\pi^0$  遷移形状因子の解析を行い, まもなくその論文が出ようというところである。タグ物理で Belle が BaBar の後塵を拝した最大の理由は人手不足にある。読者の中からこのほとんど手つかずの領域の解析

<sup>6</sup>たとえば, もっと低エネルギーまでデータが取れると,  $f_0(600)$  中間子などについて言及できる。

に挑戦する人が出てほしいと切に願っている。

## 参考文献

- [1] S. Uehara *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **96**, 082003 (2006).
- [2] K. Nakamura *et al.* (Particle Data Group), J. Phys. G **37**, 075021 (2010) and 2011 partial update for the 2012 edition.
- [3] P. Pakhlov *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **100**, 202001 (2008); K. Abe *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **98**, 082001 (2007).
- [4] S.-K. Choi *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **94**, 182002 (2005).
- [5] S. Uehara *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **104**, 092001 (2010).
- [6] C. Amsler *et al.* (Particle Data Group), Phys. Lett. B **667**, 1 (2008) and 2009 partial update for the 2010 edition.
- [7] C.P. Shen *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **104**, 112004 (2010).
- [8] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **102**, 242002 (2009).
- [9] C.C. Kuo *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Lett. B **621** 41 (2005).
- [10] S. Uehara *et al.* (Belle Collaboration), Euro. Phys. J. C **53**, 1 (2008).
- [11] H. Nakazawa *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Lett. B **615**, 39 (2005).
- [12] S.Uehara, Y.Watanabe, H.Nakazawa *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **79**, 052009 (2009).
- [13] W.T. Chen *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Lett. B **651**, 15 (2007).
- [14] S.Uehara, Y.Watanabe, H.Nakazawa *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **82**, 114031 (2010).
- [15] K. Abe *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Lett. B **540**, 33 (2002).
- [16] K.M. Ecklund *et al.* (CLEO Collaboration), Phys. Rev. D **78**, 091501(R) (2008).
- [17] T. Mori *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **75**, 051101(R) (2007).
- [18] T. Mori *et al.* (Belle Collaboration), J. Phys. Soc. Jpn **76**, 074102 (2007).
- [19] J. Boyer *et al.* (Mark II Collaboration), Phys. Rev. D **42**, 1350 (1990).
- [20] K. Abe *et al.* (Belle Collaboration), Eur. Phys. J. C **32**, 323 (2004).
- [21] S. Uehara, Y. Watanabe *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **78**, 052004 (2008).
- [22] S.Uehara, Y.Watanabe, H.Nakazawa *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **80**, 032001 (2009).
- [23] M.R. Pennington, T. Mori, S. Uehara and Y. Watanabe, Eur. Phys. J. C **56**, 1 (2008).
- [24] C. Amsler and N.A. Törnqvist, Phys. Rep. **389**, 61 (2004); D.V. Bugg, Phys. Rep. **397**, 257 (2004); F.E. Close and N.A. Törnqvist, J. Phys. G **28**, R249 (2002); E. Klempt and A. Zaitsev, Phys. Rep. **454**, 1 (2007).
- [25] S.M. Flattè, Phys. Lett. **63B**, 224 (1976); N.N. Achasov and G.N. Shestakov, Phys. Rev. D **72**, 013006 (2005).
- [26] S.J. Brodsky and G.R. Farrar, Phys. Rev. Lett. **31**, 1153 (1973).
- [27] S.J. Brodsky and G.P. Lepage, Phys. Rev. D **24**, 1808 (1981).
- [28] M. Benayoun and V.L. Chernyak, Nucl. Phys. B **329**, 285 (1990); V.L. Chernyak, Phys. Lett. B **640**, 246 (2006).
- [29] M. Diehl, P. Kroll and C. Vogt, Phys. Lett. B **532**, 99 (2002); M. Diehl and P. Kroll, Phys. Lett. B **683**, 165 (2010).
- [30] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), Phys. Rev. D **80**, 052002 (2009); P. del Amo Sanchez *et al.* (BaBar Collaboration), Phys. Rev. D **84**, 052001 (2011).