

## ■ 研究紹介

# B の稀崩壊

漢陽大学

海野 祐士

yunno@post.kek.jp

KEK 素粒子原子核研究所

中尾 幹彦

西田 昌平

mikihiko.nakao@kek.jp

shohei.nishida@kek.jp

2011 年 11 月 11 日

## 1 B の稀崩壊概論

B 中間子の崩壊では、ほとんどの場合ボトム ( $b$ ) クォークがチャーム ( $c$ ) クォークを含む終状態に支配的に崩壊してしまい、この  $b \rightarrow c$  遷移を含まないものは、いくつかの例外を除いて分岐比が  $10^{-5}$  程度あるいはそれ以下となってしまう。現在の Belle 実験のデータ量をもってすれば  $10^{-5}$  の分岐比でも決して小さいということはないのだが、Belle 実験が始まった頃はまだ CLEO 実験によりほんの数例の崩壊モードが測定されていただけであり、これらはひとまとめに稀崩壊と呼ばれてきた。

支配的な  $b \rightarrow c$  遷移に対して  $b \rightarrow u$  遷移は小林益川行列要素の 2 乗の比  $|V_{ub}/V_{cb}|^2 \sim 0.0074$  の分抑制される。これだけ小さいと、高次の補正項に相当する通称「ペンギン」ダイアグラムと呼ばれるループを介した  $b \rightarrow s$  遷移の方が大きくなる逆転現象が生じる。弱い相互作用のクォーク間遷移は電荷の変わる charged current であるが、ペンギンダイアグラムではクォークの電荷は変わらない flavor changing neutral current (FCNC) となる。ペンギンに対してループを含まない崩壊のことを「ツリー」と呼んでいる (図 1)。

$b \rightarrow s$  のペンギン崩壊に関わる小林益川行列要素は  $V_{ts}$  ( $\sim V_{cb}$ ) と  $V_{td}$  ( $\sim 1$ ) であり、小林益川行列要素に関してだけ言えば  $b \rightarrow c$  遷移に比べて抑制されていない。ループダイアグラムにはトップ ( $t$ ) クォークとウィークボソン ( $W$ ) が介在し、これらの質量の和は B 中間子の静止質量 5.28 GeV の 500 倍近くにもなる。ということで、ここに未発見の標準理論を越える物理の新粒子が実験で測定できるくらい大きな影響をおよぼしても何ら不思議ではなく、Belle 実験開始当初は B 中間子の稀崩壊の分岐比を次々に測っていくだけで新物理が見つかるのではないかと期待があった。

しかしながら、これまでの測定で新物理の影響は結局あまり大きくないと思われている。そこで測定自体は難

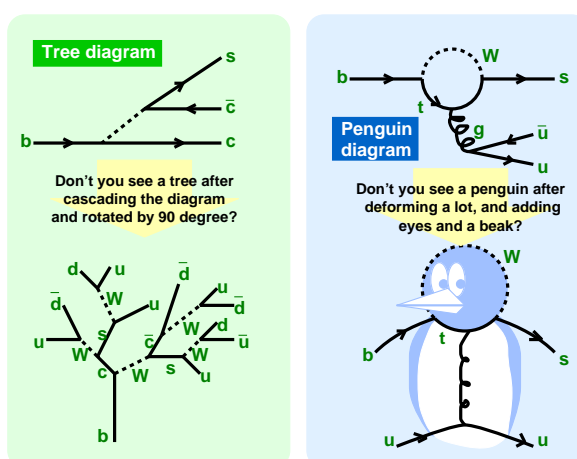


図 1: ツリーとペンギンダイアグラム。

しくなるという点で両刃の剣であるが、標準理論での分岐比が小さくなるような別の抑制効果があると相対的に新物理の効果が大きく見える可能性が期待できる。小林益川行列要素によるものでは  $b \rightarrow d$  のペンギン遷移によるもの、他にもクォークのカラーの組合せによる抑制 (color-suppressed) や、終状態の粒子のスピン・ヘリシティによる抑制などがある。標準理論で禁止あるいは限りなく抑制されている崩壊モードだと、見つかるだけで新物理という崩壊モードはいくらでも考えられる。また複数のダイアグラムがからむとその間に干渉が生じ、直接的 CP 対称性、アイソスピン対称性や崩壊角分布の一樣性が破られてくる。標準理論でもこれらの破れは予言されているが、新物理によりさらに大きな効果が見えるのではないかとことも期待される。

B 中間子の稀崩壊モードは最もシンプルな形で軽い中間子 2 個への崩壊 (ハドロニック崩壊) や光子を放射する崩壊 (輻射崩壊) などがある。軽い中間子で良く知られていて測りやすいものとしては、ストレンジネスを含まないもので  $\pi^\pm$ ,  $\pi^0$ ,  $\eta$ ,  $\eta'$ ,  $\rho^\pm$ ,  $\rho^0$ ,  $\omega$ ,  $\phi$ ,  $a_1(1260)^\pm$ ,

$f_0(980)$  など、ストレンジネスを含むものでは  $K^\pm$ ,  $K_S^0$ ,  $K^{*\pm}$ ,  $K^{*0}$ ,  $K_1(1270)^+$ ,  $K_2^*(1430)^0$  など多数あり、その 2 体, 3 体の組み合わせを考えていくとキリがないくらいである。理論的にはハドロンの終状態に関して個々の計算はまだ精度がないが、多数の崩壊モードの組み合わせの中から関係式を決めるなどして理論的不定性を極力抑える努力をしてきている。また、輻射崩壊など終状態に光子やレプトンを含む崩壊モードを inclusive に測定することによりクォークレベルの反応と対応づけ、理論的不定性を抑えることができる。

$b \rightarrow s$  遷移,  $b \rightarrow u$  遷移による主要な崩壊はほぼ測られたとあって良い。以下解説していくように、中には標準理論ではうまく説明できない可能性がある測定量も見つかってきており、測定精度がまだ不十分であったり理論的にはまだ詰めきれていなかったりで確証には至っていないが非常に興味深いところである。

## 2 $B \rightarrow K\pi, \pi\pi, KK$ 崩壊

$B$  中間子のチャームクォークを含まない擬スカラー粒子への二体崩壊  $B \rightarrow K\pi, \pi\pi, KK$  ( $K, \pi$  を総称して  $h$  と呼び、これらは  $B \rightarrow hh$  と略す) の測定はユニタリティ三角形の内角 ( $\phi_1, \phi_2, \phi_3$ ) の測定や  $B$  中間子の崩壊メカニズムの確立を通して標準理論の検証と標準理論を越える新しい物理の探索の有効な手段の一つとして Belle 実験開始当初から精力的に行われてきた。 $B \rightarrow hh$  崩壊は荷電  $K, \pi$ , 中性  $K, \pi$  中間子の組み合わせで 10 種類の崩壊モードがあり、表 1 に示すようにツリー (T), ペンギン (P), color-suppressed ツリー (C), electroweak ペンギン ( $P_{EW}$ ), color-suppressed electroweak ペンギン ( $P_{EW}^C$ ), W-exchange(E), annihilation(A), ペンギン annihilation(PA) の 8 種類のダイアグラムの組み合わせとして考えられる。その中で図 2 に示すツリー (T), ペンギン (P) のダイアグラムが支配的に寄与する。

表 1:  $B \rightarrow hh$  崩壊に寄与するダイアグラムの組み合わせ。各記号は本文を参照。

モード	Feynman diagram
$B^0 \rightarrow K^+\pi^-$	<b>T</b> + <b>P</b> + $P_{EW}^C$
$B^+ \rightarrow K^+\pi^0$	<b>T</b> + <b>P</b> + C + $P_{EW}$ + $P_{EW}^C$ + A
$B^+ \rightarrow K^0\pi^+$	<b>P</b> + $P_{EW}^C$ + A
$B^0 \rightarrow K^0\pi^0$	<b>P</b> + C + $P_{EW}$ + $P_{EW}^C$
$B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	<b>T</b> + <b>P</b> + $P_{EW}^C$ + E + PA
$B^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$	<b>T</b> + C + $P_{EW}$ + $P_{EW}^C$ + A
$B^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$	<b>P</b> + C + $P_{EW}$ + $P_{EW}^C$ + E + PA
$B^0 \rightarrow K^+K^-$	E + PA
$B^+ \rightarrow \bar{K}^0K^+$	<b>P</b> + $P_{EW}^C$ + A
$B^0 \rightarrow \bar{K}^0K^0$	<b>P</b> + $P_{EW}^C$ + PA

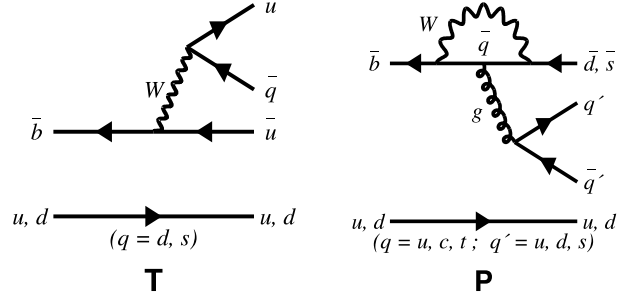


図 2:  $B \rightarrow hh$  崩壊のツリー (T) とペンギン (P) ダイアグラム。

ツリーダイアグラムでは  $b \rightarrow u$  遷移による崩壊振幅に  $V_{ub}$  が入ってくるため  $\phi_3 (= \arg\{-V_{ub}^*V_{ud}/V_{cb}^*V_{cd}\})$  の情報を得られる。また、ペンギンダイアグラムではループに新しい物理による新粒子が寄与すれば、その情報が期待できる。

実験的な測定量は崩壊分岐比と CP 対称性の破れである。CP 対称性の破れの測定では  $B^0-\bar{B}^0$  混合による間接的 CP 対称性の破れおよび  $B$  中間子の崩壊によって引き起こされる直接的 CP 対称性の破れがある。前者は CP 固有状態に崩壊する 5 つのモードで原理的に可能で、 $B^0 \rightarrow K^0\pi^0$ ,  $\bar{K}^0K^0$ ,  $K^+K^-$  崩壊からは  $\phi_1$ ,  $\pi^+\pi^-$ ,  $\pi^0\pi^0$  崩壊からは  $\phi_2$  の情報が得られる。実験的には  $B$  中間子崩壊点の測定が困難な  $B^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$  崩壊とシグナルが見つかっていない  $B^0 \rightarrow K^+K^-$  崩壊では測定が行われていない。後者は  $B \rightarrow hh$  全ての崩壊で測定可能であり、ツリーとペンギンダイアグラムが共に寄与する崩壊ではそれらの干渉により直接的 CP 対称性の破れが期待できる。

以上述べたように  $B \rightarrow hh$  崩壊の研究では様々な物理の情報が期待できるが、崩壊分岐比が  $10^{-5} \sim 10^{-7}$  と非常に小さく、かつ、ハドロン相互作用による理論的な不定性が大きいと、全ての崩壊に対する実験、理論両面からの研究努力が必要となる。

解析に関してごく簡単に説明する。荷電  $K, \pi$  中間子,  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  崩壊によって再構成した中性  $K$  中間子および  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  崩壊によって再構成した中性  $\pi$  中間子の 4 元運動量をそれぞれ組み合わせて  $B$  中間子の再構成を行い、 $\Upsilon(4S)$  の重心系で計算した  $\Delta E = E_B^* - E_{\text{beam}}^*$  と  $M_{bc} = \sqrt{E_{\text{beam}}^{*2} - p_B^{*2}}$  の 2 変数によりバックグラウンドとの識別を行う。バックグラウンドはおもに二種類あり、一つはコンティニューム事象  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  ( $q = u, d, s, c$ ) でもう一つは  $B \rightarrow hh$  崩壊自身である。コンティニューム事象は軽いクォークが大きな運動量を持つためジェット状の事象形状になるのに対して  $B$  崩壊はほぼ静止系からの崩壊で事象形状が等方向 (球面状) になることなどを利用して抑制する (詳細は文献 [1] 参照)。終状態に荷電粒子を含む  $B \rightarrow hh$  崩壊同士はお互いのバックグ

ラウンドとなるが (例,  $B^0 \rightarrow K^+\pi^- \leftrightarrow B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ) これは Belle 検出器に組み込まれている高性能の  $K/\pi$  識別用検出器の情報と  $\Delta E$  のわずかな違いを用いて識別する。最後にシグナル抽出は  $\Delta E$  と  $M_{bc}$  への 2次元フィットにより行う。

間接的 CP 対称性の破れ,  $\phi_1$ ,  $\phi_2$ , 及び  $\phi_3$  測定に関しては前号 [1] で詳しく述べられているため割愛し, 本稿では崩壊分岐比, 直接的 CP 対称性の破れの測定を紹介する。

## 2.1 崩壊分岐比

449 ~ 657M  $B\bar{B}$ 対を用いた崩壊分岐比の測定結果 [2, 3] を標準理論からの計算の一例 [4] と共に表 2 に示す。

表 2:  $B \rightarrow hh$  崩壊の崩壊分岐比測定結果と理論予想。

モード	分岐比 ( $10^{-6}$ )	理論 ( $10^{-6}$ ) [4]
$B^0 \rightarrow K^+\pi^-$	$19.9 \pm 0.4 \pm 0.8$	$19.3^{+7.9+8.2}_{-4.8-6.2}$
$B^+ \rightarrow K^+\pi^0$	$12.4 \pm 0.5 \pm 0.6$	$12.5^{+4.7+4.9}_{-3.9-3.8}$
$B^+ \rightarrow K^0\pi^+$	$22.8^{+0.8}_{-0.7} \pm 1.3$	$21.7^{+9.2+9.0}_{-6.0-6.9}$
$B^0 \rightarrow K^0\pi^0$	$8.7 \pm 0.5 \pm 0.6$	$8.6^{+3.8+3.8}_{-2.2-2.9}$
$B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	$5.1 \pm 0.2 \pm 0.2$	$7.0^{+0.4+0.7}_{-0.7-0.7}$
$B^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$	$6.5 \pm 0.4 \pm 0.4$	$5.9^{+2.2+1.4}_{-1.1-1.1}$
$B^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$	$1.1 \pm 0.3 \pm 0.1$	$1.1^{+1.0+0.7}_{-0.4-0.3}$
$B^0 \rightarrow K^+K^-$	$< 0.41$	$0.10^{+0.03+0.03}_{-0.02-0.03}$
$B^+ \rightarrow \bar{K}^0K^+$	$1.22^{+0.32+0.13}_{-0.28-0.16}$	$1.8^{+0.9+0.7}_{-0.5-0.5}$
$B^0 \rightarrow \bar{K}^0K^0$	$0.87^{+0.25}_{-0.20} \pm 0.09$	$2.1^{+1.0+0.8}_{-0.6-0.6}$

測定結果は理論計算と良く一致しており, 予想される崩壊分岐比 ( $\mathcal{B}$ ) の階層構造,  $\mathcal{B}(B \rightarrow K\pi) > \mathcal{B}(B \rightarrow \pi\pi) > \mathcal{B}(B \rightarrow KK)$  が確認できる。 $B \rightarrow K\pi$ ,  $\pi^+\pi^-$ ,  $\pi^+\pi^0$  崩壊は 2000 年に CLEO 実験により発見されていた [5] が翌 2001 年始まって間のない Belle 実験でも確認し, 現在では初期の測定より桁小さい精度にまで到達している。同時に統計誤差が系統誤差と同等もしくは小さくなっており, かつ理論計算の誤差はまだ非常に大きい。今後, 実験側では系統誤差を, 理論側でも誤差を抑える努力がより詳細な比較を行うために必要不可欠である。 $\phi_2$  測定に重要な役割を果たす  $B^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$  崩壊は 2003 年に,  $B^+ \rightarrow \bar{K}^0K^+$ ,  $B^0 \rightarrow \bar{K}^0K^0$  崩壊は 2005 年に Belle 実験で BaBar 実験とほぼ同時に発見した。 $B^+ \rightarrow \bar{K}^0K^+$ ,  $B^0 \rightarrow \bar{K}^0K^0$  崩壊はペンギンダイアグラムによって引き起こされるが  $b \rightarrow s$  ではなく  $b \rightarrow d$  遷移であるため崩壊振幅が非常に小さく, 新しい物理に感度が高い。この型の遷移における初観測であったため当時各新聞でも取り上げられたので記憶している方もおられるかもしれない。格段に小さな崩壊振幅のペンギン annihilation (PA), W-exchange (E) ダイアグラムで引き起こされる  $B^0 \rightarrow K^+K^-$  崩壊が唯一まだ観測されて

いないが, 理論計算による崩壊分岐比を考えると Belle 実験の全データ 772M  $B\bar{B}$ 対を用いた現在進行中の解析で発見出来るかもしれない。

崩壊分岐比の比較はさらに有効な手段で重要である。比を取ることで実験側では系統誤差が, 理論側でもハドロン相互作用の不確定さがそれぞれ共通するものに対して相殺され, 実験結果と理論計算のより詳細な比較が出来る利点がある。例としてもっとも精度良く測定されている  $B \rightarrow K\pi$  崩壊を用いた, 以下の 2 変数  $R_c$ ,  $R_n$  とその差  $R_c - R_n$  を見てみよう。

$$R_c = \frac{2\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^+\pi^0)}{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^0\pi^+)}, \quad R_n = \frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow K^+\pi^-)}{2\mathcal{B}(B^0 \rightarrow K^0\pi^0)}$$

449M  $B\bar{B}$ 対を用いた測定結果と理論計算を表 3 に示す。

表 3:  $R_c$ ,  $R_n$  と  $R_c - R_n$ 。

分岐比の比	測定結果	理論 [4]
$R_c$	$1.09 \pm 0.10$	$1.15 \pm 0.03$
$R_n$	$1.14 \pm 0.11$	$1.12 \pm 0.03$
$R_c - R_n$	$-0.06 \pm 0.15$	$0.03 \pm 0.04$

結果は誤差の範囲内で一致している。歴史的には 2004 年 85M  $B\bar{B}$ 対を用いた結果で  $R_c - R_n$  で  $1\sigma$  以上, BaBar 実験からの結果を合わせるとおよそ  $2\sigma$  ほど理論計算と食い違い  $K\pi$  パズルと呼ばれ注目を集めていたが, 統計が増えるとともに実験結果が理論計算に寄っていった経緯がある。次節これとは違う歴史をたどっている結果を含む直接的 CP 対称性の破れの測定の紹介をする。

## 2.2 直接的 CP 対称性の破れ

ツリーダイアグラムの  $V_{ub}$  の複素位相の効果により, ツリーとペンギンダイアグラム両者が寄与する崩壊ではそれらの干渉から直接的 CP 対称性の破れが起こり得る。 $B \rightarrow K^+\pi^-$ ,  $K^+\pi^0$ ,  $\pi^+\pi^-$  はこれにあたり, 直接的 CP 対称性の破れが期待できる。一方, ツリーまたはペンギンダイアグラムのみによるその他の崩壊は直接的 CP 対称性の破れが起こらない。逆に言えば, それらの崩壊で直接的 CP 対称性の破れが見つかれば新しい物理の発見を意味する。直接的 CP 対称性の破れは崩壊におけるものであるため, その測定は  $B$  と  $\bar{B}$  の崩壊分岐比の差 (を規格化したもの),

$$\mathcal{A}_{CP} = \frac{\Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{f}) - \Gamma(B \rightarrow f)}{\Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{f}) + \Gamma(B \rightarrow f)}$$

を測定すればよい。 $\mathcal{A}_{CP} \neq 0$  であれば直接的 CP 対称性の破れの発見である。

表 4:  $B \rightarrow hh$  崩壊の直接的 CP 対称性の破れの測定。  
 $S$  は  $\mathcal{A}_{CP}$  がゼロでない有意性。

モード	$\mathcal{A}_{CP}$	$S$
$B^0 \rightarrow K^+\pi^-$	$-0.094 \pm 0.018 \pm 0.008$	$4.8\sigma$
$B^+ \rightarrow K^+\pi^0$	$+0.07 \pm 0.03 \pm 0.01$	$2.3\sigma$
$B^+ \rightarrow K^0\pi^+$	$+0.03 \pm 0.03 \pm 0.01$	
$B^0 \rightarrow K^0\pi^0$	$+0.14 \pm 0.13 \pm 0.06$	
$B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	$+0.55 \pm 0.08 \pm 0.05$	$5.5\sigma$
$B^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$	$+0.07 \pm 0.06 \pm 0.01$	
$B^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$	$+0.44_{-0.62-0.06}^{+0.73+0.04}$	
$B^0 \rightarrow K^+K^-$	—	
$B^+ \rightarrow \bar{K}^0K^+$	$+0.13_{-0.24}^{+0.23} \pm 0.02$	
$B^0 \rightarrow \bar{K}^0K^0$	$-0.38 \pm 0.38 \pm 0.05$	

449 ~ 657M  $B\bar{B}$ 対を用いた $\mathcal{A}_{CP}$ の測定結果を表 4 に示す。 $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$  と  $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  崩壊で非常に大きな  $\mathcal{A}_{CP}$ が見つかった [6]。  $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$  崩壊の  $M_{bc}$ 分布を図 3 に示す。これは  $B$  中間子系での初めての直接的 CP 対称性の破れの発見であり、標準理論の確かさを  $B$  中間子系においても証明するものである。一方、その他の崩壊では誤差の範囲内で  $\mathcal{A}_{CP} = 0$  であり標準理論の予測に反していない。  $B^+ \rightarrow K^0\pi^+$  崩壊に関しては 2002 年に 32M  $B\bar{B}$ 対を用いた解析で  $2.9\sigma$  の有意性で  $\mathcal{A}_{CP} \neq 0$  が測定された。しかし、翌 2003 年に 85M  $B\bar{B}$ 対を用いた測定では誤差の範囲内で  $\mathcal{A}_{CP} = 0$  となり 2002 年の結果が統計的なふらつきであることが分かり前節で紹介した  $K\pi$  パズルと同じ経緯をたどっている。

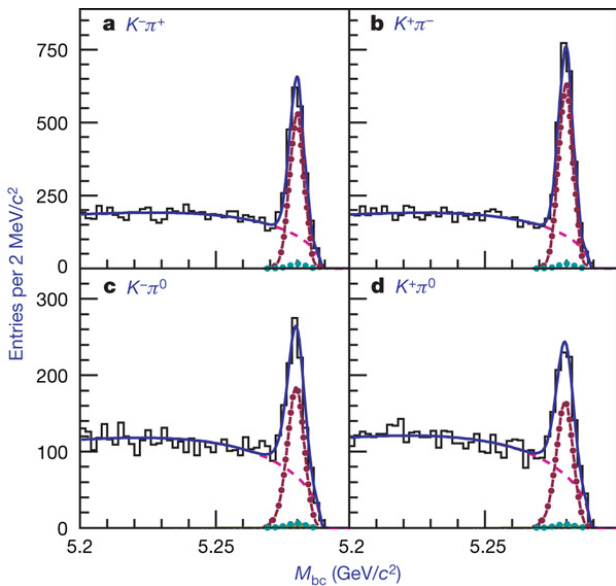


図 3: (a)  $\bar{B}^0 \rightarrow K^-\pi^+$ , (b)  $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ , (c)  $B^- \rightarrow K^-\pi^0$ , (d)  $B^+ \rightarrow K^+\pi^0$  崩壊の  $M_{bc}$  分布。

ところで、 $B^+ \rightarrow K^+\pi^0$  崩壊はどうだろうか？  $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$  崩壊と  $B^+ \rightarrow K^+\pi^0$  崩壊はツリーとペンギンダイアグラムが共に寄与する。直接的 CP 対称性の破れが主にこの二つのダイアグラムから生じていると考えると両  $\mathcal{A}_{CP}$  はその大きさと符号が同じになるだろうと予想される [7]。しかしながら、表 4 および図 3 に示すように  $B^+ \rightarrow K^+\pi^0$  崩壊の測定結果 [6] は誤差の範囲内で  $\mathcal{A}_{CP} = 0$  であり、しかも中心値の符号が  $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$  崩壊と逆になっている。両者の  $\mathcal{A}_{CP}$  の違いを計算すると

$$\Delta\mathcal{A}_{CP} = \mathcal{A}_{CP}(K^+\pi^0) - \mathcal{A}_{CP}(K^+\pi^-) = +0.164 \pm 0.037$$

となり、 $4.4\sigma$  の食い違いがある。この食い違いは  $\Delta\mathcal{A}_{CP}$  パズルと呼ばれている。2004 年に 275M  $B\bar{B}$ 対を用いた測定では  $\Delta\mathcal{A}_{CP}$  は  $2.4\sigma$  であったが、崩壊分岐比の比の時とは違いパズルは解けていない。この結果は BaBar 実験と一致し、世界平均では  $5.3\sigma$  となっている。

$\Delta\mathcal{A}_{CP}$  パズルをどのように解釈すれば良いだろうか？  $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$  崩壊とは違い、 $B^+ \rightarrow K^+\pi^0$  崩壊ではツリーおよびペンギンダイアグラムに加え、図 4 に示す color-suppressed ツリー (C) および electroweak ペンギン ( $P_{EW}$ ) ダイアグラムもまた寄与する。これらの寄与

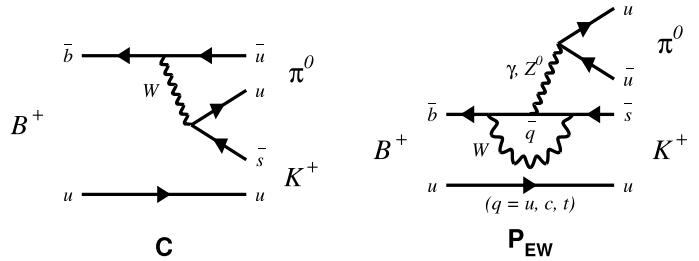


図 4:  $B^+ \rightarrow K^+\pi^0$  崩壊に寄与する color-suppressed ツリー (C) ダイアグラムと electroweak ペンギン ( $P_{EW}$ ) ダイアグラム。

はツリー、ペンギンダイアグラムと比べて非常に小さいと予想されるが、これらの寄与を考慮に入れるなどして  $\Delta\mathcal{A}_{CP}$  パズルを説明しようとする理論的な論文が多数出されている [7]。color-suppressed ツリーの寄与が大きい場合、electroweak ペンギンダイアグラムの寄与が大きい場合、またはその両方等によって説明しようとするものである。もし、color-suppressed ツリーの寄与のみによる場合、その大きさはツリーダイアグラムよりも大きくなり理論の根底が崩れてしまう。electroweak ペンギンダイアグラムのみによる場合では、そのペンギンループに新しい物理の寄与が必要となる。現段階ではこの  $\Delta\mathcal{A}_{CP}$  パズルが標準理論で説明可能か新しい物理によるものか明らかではない。これを明確に検証する方法として、isospin sum ruleがある [8]。それは、4つの  $B \rightarrow K\pi$  崩壊の崩壊分岐比および  $\mathcal{A}_{CP}$  を全て測定し、

以下の等式が成り立つかを検証することである。

$$\begin{aligned} & \mathcal{A}_{\text{CP}}(K^+\pi^-) + \mathcal{A}_{\text{CP}}(K^0\pi^+) \frac{\mathcal{B}(K^0\pi^+) \tau_0}{\mathcal{B}(K^+\pi^-) \tau_+} \\ &= \mathcal{A}_{\text{CP}}(K^+\pi^0) \frac{2\mathcal{B}(K^+\pi^0) \tau_0}{\mathcal{B}(K^+\pi^-) \tau_+} + \mathcal{A}_{\text{CP}}(K^0\pi^0) \frac{2\mathcal{B}(K^0\pi^0)}{\mathcal{B}(K^+\pi^-)} \end{aligned}$$

ここで、 $\tau_+(\tau_0)$  は  $B^+(B^0)$  中間子の寿命を示す。この等式が成り立たない場合は新しい物理の寄与の証拠となる。Belle 実験で得られた全ての崩壊分岐比と  $B^0 \rightarrow K^0\pi^0$  崩壊を除いた全ての  $\mathcal{A}_{\text{CP}}$  結果および  $\tau_+(\tau_0)$  の世界平均を用いると、isospin sum rule から  $\mathcal{A}_{\text{CP}}(K^0\pi^0) = -0.16 \pm 0.06$  の結果が得られる。これを Belle 実験で測定された結果  $\mathcal{A}_{\text{CP}}(K^0\pi^0) = +0.14 \pm 0.13 \pm 0.06$  と比較すると、中心値に開きがあるものの  $\mathcal{A}_{\text{CP}}(K^0\pi^0)$  測定の統計誤差が大きいため両者は一致し isospin sum rule は今のところ成り立っている。 $K^0\pi^0$  は  $K_S^0\pi^0$  の CP 固有状態として測定されるため、直接的 CP 対称性の破れの測定には反対側の  $B$  中間子から間接的に  $B^0$  か  $\bar{B}^0$  を知る必要があり誤差が大きくなってしまふ。より詳細な検証が必要だが、現在建設中の Belle II 実験に期待したい。

### 3 $B \rightarrow VV$ 崩壊

$B \rightarrow hh$  崩壊同様、 $B$  中間子からチャームクォークを含まない二つのベクトル粒子への崩壊、 $B \rightarrow VV$  崩壊も様々な物理量を測定できる非常に有効な手段である。例えば、 $B \rightarrow \rho\rho$  崩壊は  $\phi_2$  測定が可能であり、現在  $\phi_2$  を最も詳細に測定できている崩壊 [1] である。ここでは  $B \rightarrow VV$  崩壊の測定において議論になっている  $B \rightarrow VV$  polarization パズルについて紹介したい。

擬スカラーの  $B$  中間子から二つのベクトル粒子に崩壊するため、その終状態は一つの縦偏極と二つの横偏極の三種類を取り得る。それぞれの崩壊振幅をヘリシティーをもとに、縦偏極は二つのベクトル粒子がヘリシティー 0 となる  $A_{00}$ 、横偏極は二つのベクトル粒子がヘリシティーが共に +1 もしくは -1 となる  $A_{++}$ 、 $A_{--}$  と表すとす。標準理論においてこれら崩壊振幅は階層を持つことが予想される [9]。ツリーダイアグラムで崩壊する  $B^+ \rightarrow \rho^+\rho^0$  崩壊を例にとってみる (図 5)。W ボゾンは左巻きクォーク (右巻き反クォーク) と結合するため、 $\bar{b} \rightarrow u_L \bar{d}_R u_L$  であり、 $A_{00}$  状態が支配的であることが予想される。 $A_{++}$  状態となるには  $\rho^+$  を作る  $u$  クォークがヘリシティー反転する必要がある、 $m_V/m_B$  分抑制される。 $A_{--}$  状態に関しては  $\rho^+$  を作る  $\bar{d}$  クォーク、および、 $\rho^0$  を作る  $\bar{u}$  クォークが共にヘリシティー反転する必要がある ( $m_V/m_B$ )<sup>2</sup> 分抑制される。これより、それぞれの振幅の関係は

$$A_{00} : A_{++} : A_{--} = 1 : \frac{m_V}{m_B} : \frac{m_V^2}{m_B^2}$$

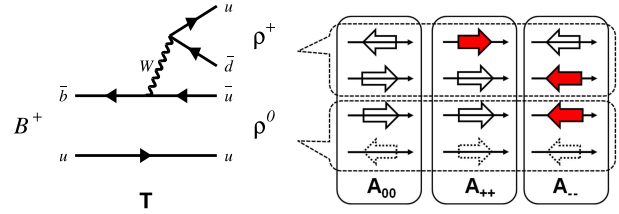


図 5:  $B^+ \rightarrow \rho^+\rho^0$  崩壊とヘリシティーの模式図。右側の図中、細い矢印はクォークの進行方向を、太い矢印はそのスピンを表し、(赤く)塗りつぶされた太い矢印は抑制されるヘリシティーの反転を示す。

と表すことができ、 $A_{00}$  への崩壊の割合  $f_L$  を次式で定義すると、

$$f_L = \frac{|A_{00}|^2}{|A_{00}|^2 + |A_{++}|^2 + |A_{--}|^2} \sim 1 - \frac{m_V^2}{m_B^2} \sim 1$$

その大きさはほぼ 1 になると予想される。崩壊振幅は  $f_L$  と二つのベクトル粒子のヘリシティー角  $\theta_{V_1}$ 、 $\theta_{V_2}$  の関数として次式に従う。

$$\begin{aligned} \frac{d^2\Gamma}{d \cos \theta_{V_1} d \cos \theta_{V_2}} &\propto (1 - f_L) \sin^2 \theta_{V_1} \sin^2 \theta_{V_2} \\ &\quad + f_L \cos^2 \theta_{V_1} \cos^2 \theta_{V_2} \end{aligned}$$

右辺第一項は  $A_{++}$  と  $A_{--}$  に、第二項は  $A_{00}$  に関連する。ここでヘリシティー角  $\theta$  は図 6 に示すように、例え

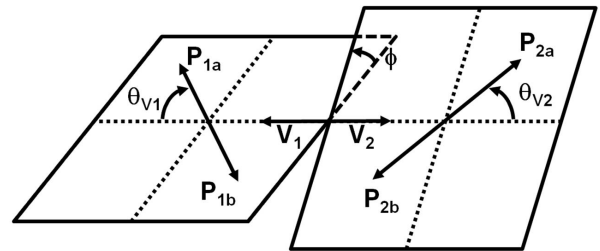


図 6:  $B \rightarrow VV$  崩壊の模式図。二つの平面はベクトル粒子  $V_1$ 、 $V_2$  の静止系におけるもので、 $\theta_{V_1}$ 、 $\theta_{V_2}$  はそれぞれのヘリシティー角を示す。

ばベクトル粒子が  $P_a$  と  $P_b$  に二体崩壊するときベクトル粒子の静止系に於ける  $P_a$  の進行方向と  $B$  中間子の逆進行方向の間の角度である。測定ではヘリシティー角分布をフィットして縦偏極  $A_{00}$  と横偏極  $A_{++}$ 、 $A_{--}$  への崩壊を識別し  $f_L$  を求める。

表 3 に 85 ~ 657M  $B\bar{B}$  対を用いて行われたツリーダイアグラムによって引き起こされる  $B \rightarrow \rho\rho$  崩壊の崩壊分岐比と  $f_L$  測定の結果 [10] を示す。 $B^0 \rightarrow \rho^0\rho^0$  崩壊は Belle 実験ではまだ見つかっていないが、 $B \rightarrow \rho^+\rho^-$  と  $\rho^+\rho^0$  崩壊では  $f_L \sim 1$  が得られ理論からの予測によく一致する。

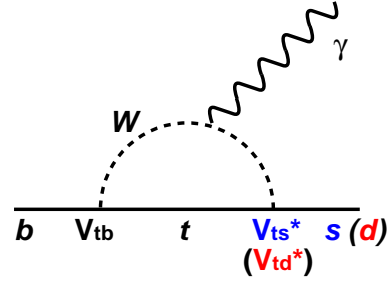
表 5:  $B \rightarrow VV$  崩壊の崩壊分岐比と  $f_L$  の測定結果。

モード	分岐比 ( $10^{-6}$ )	$f_L$
$B^0 \rightarrow \rho^+ \rho^-$	$22.8 \pm 3.8^{+2.3}_{-2.6}$	$0.941^{+0.034}_{-0.040} \pm 0.030$
$B^+ \rightarrow \rho^+ \rho^0$	$31.7 \pm 7.1^{+3.8}_{-6.7}$	$0.95 \pm 0.11 \pm 0.02$
$B^0 \rightarrow \rho^0 \rho^0$	$< 1.0$	—
$B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$	$10.0^{+1.6+0.7}_{-1.5-0.8}$	$0.45 \pm 0.05 \pm 0.02$
$B^+ \rightarrow \phi K^{*+}$	$6.7^{+2.1+0.7}_{-1.9-1.0}$	$0.52 \pm 0.08 \pm 0.03$
$B^+ \rightarrow \rho^+ K^{*0}$	$8.9 \pm 1.7 \pm 1.2$	$0.43 \pm 0.11^{+0.05}_{-0.02}$
$B^0 \rightarrow \rho^0 K^{*0}$	$< 3.4$	—
$B^0 \rightarrow \omega K^{*0}$	$1.8 \pm 0.7^{+0.3}_{-0.2}$	$0.56 \pm 0.29^{+0.18}_{-0.08}$
$B^0 \rightarrow K^{*0} \bar{K}^{*0}$	$< 0.81$	—

ツリーダイアグラムによる崩壊の測定だけでなく、ペンギンダイアグラムによって引き起こされる崩壊でも同様になるか興味を沸くのは自然である。275 ~ 657M  $B\bar{B}$  対を用いて行われたペンギンダイアグラムによる崩壊の測定結果 [11] を表 3 下段に示す。まだシグナルが見つかっていないものもあるが、見つかっている崩壊に対して測定された  $f_L$  はおよそ 0.5 であり予測から大きくズレている。Belle 実験の結果は BaBar 実験による測定とも良く一致している。これは  $B \rightarrow VV$  polarizatoion パズルと呼ばれている。このズレはペンギンダイアグラム内のループに寄与する新しい粒子によって引き起こされているのかもしれない。終状態相互作用 (例,  $B \rightarrow D_s^* D^* \rightarrow \phi K^*$ ) やペンギン annihilation 等の効果を考慮に入れこのパズルの説明を試みる理論が多数出されているが、標準理論で説明可能か新しい物理の寄与によるものなのかまだ明らかでない。 $f_L$  は崩壊分岐比等と密接に関係しているため今後それらすべての測定をより詳細により多くの崩壊に対して行い、各理論と比較することがこのパズルを解くために重要な課題である。現在 Belle 実験の全データである 772M  $B\bar{B}$  対を用いた測定が表 3 にはない崩壊も含めて進行中である。

## 4 $B$ の輻射崩壊

$B$  中間子の輻射崩壊は、主に図 7 のような  $b \rightarrow s\gamma$  あるいは  $b \rightarrow d\gamma$  過程により起こる。これらは電弱ペンギンダイアグラムとよばれる FCNC 過程であり、ハドロン相互作用の不定性が小さいため、新物理への感度が高いとされている。 $b \rightarrow s\gamma$  過程は 1993 年に CLEO 実験による  $B \rightarrow K^*\gamma$  崩壊の発見 [12] により初めて実験的に観測されたが、これがペンギンダイアグラムの最初の発見でもあった。以来、CLEO, Belle, BaBar 実験などで、精力的に研究が続けられてきた。

図 7:  $b \rightarrow s\gamma$  ( $b \rightarrow d\gamma$ ) 過程。

実験的には  $B \rightarrow K^*\gamma$  崩壊のような終状態を指定した exclusive モードが容易であるが、ハドロン状態の精度の良い理論的な予言は困難である。逆に、 $B \rightarrow X_s\gamma$  崩壊 ( $X_s$  は  $s$  クォークを含むハドロン終状態) のような inclusive な解析は実験的には困難であるが、理論的な予言の精度が高い。また、分岐比は各モードの最も基本的な測定量であるが、CP 非対称度やアイソスピン非対称度などの量も、理論的な不定性や実験的な系統誤差が入りにくく、新物理の探索に非常に有効である。

### 4.1 Exclusive 解析

Exclusive モードの解析の基本的な手順は単純である。例えば  $B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma$  崩壊の解析では、 $K^+\pi^-$  または  $K_S^0\pi^0$  から再構成した  $K^{*0}$  中間子と高エネルギーの光子を組み合わせる。主なバックグラウンドはコンティニューム事象と  $B\bar{B}$  事象である。特に高運動量の  $\pi^0$  や  $\eta$  中間子の崩壊に由来する  $\gamma$  がバックグラウンドになることが多いので、高運動量  $\gamma$  を事象中の他の  $\gamma$  と組み合わせた不変質量を  $\pi^0$  や  $\eta$  中間子と比較することにより、このような  $\gamma$  を取り除くことが有効である。この他、事象形状を用いたコンティニューム事象の抑制は有用である。

Belle 実験の 85M  $B\bar{B}$  対のデータを用いた  $B \rightarrow K^*\gamma$  崩壊の分岐比および  $\mathcal{A}_{CP}$  の測定結果を表 6 に示す。標準理論の予言では  $\mathcal{A}_{CP}$  の大きさは 1% であり、測定結果はこの予想とあっている。また、アイソスピン対称性の破れも  $0.012 \pm 0.044 \pm 0.026$  と求まり、こちらも標準理論と無矛盾である。

$B \rightarrow K^*\gamma$  崩壊の他にも、 $K_1(1270)\gamma$  や  $K_2^*(1430)\gamma$  のような  $K$  中間子の高次共鳴への輻射崩壊、 $K\pi\pi\gamma$ ,  $K\eta\gamma$  などの 3 体以上への輻射崩壊などについても数多く測定されている (表 6)。これらは  $B \rightarrow X_s\gamma$  崩壊の終状態の理解につながる他、一部は将来的に  $\gamma$  の偏極度測定などの新物理の探索に使える。

$B$  中間子の輻射崩壊には  $b \rightarrow d\gamma$  過程の寄与もある。この過程は  $b \rightarrow s\gamma$  過程に比べると  $|V_{td}/V_{ts}|^2$  で抑制さ

れているため  $b \rightarrow d\gamma$  と  $b \rightarrow s\gamma$  過程の分岐比の測定から、 $|V_{td}/V_{ts}|$  を求めることができる。 $b \rightarrow d\gamma$  過程を含む崩壊は  $B \rightarrow \rho\gamma, \omega\gamma$  崩壊などであるが、 $b \rightarrow d\gamma$  過程は  $b \rightarrow s\gamma$  過程よりも分岐比が2桁程度小さいため、これらの解析にはコンティニューム事象の抑制がより必要である。また、 $b \rightarrow s\gamma$  過程自身がバックグラウンドになることも問題となる。たとえば、 $B \rightarrow K^*\gamma$  崩壊の  $K$  中間子を  $\pi$  中間子と誤識別すると、 $B \rightarrow \rho\gamma$  崩壊として再構成されてしまう。そのため  $K/\pi$  を行う粒子識別装置の性能が重要となる。また、 $B \rightarrow \rho\gamma$  崩壊の再構成の際には、 $\rho$  中間子から来る  $\pi$  中間子の一方が  $K$  中間子だと仮定して質量を組み、それが  $K^*$  中間子と一致するかを判定して  $K^*$  中間子の寄与を取り除く、ということも行う。

2005年には386M  $B\bar{B}$  対のデータで、 $B \rightarrow \rho\gamma, \omega\gamma$  崩壊をあわせて  $5.1\sigma$  のシグナルを観測し、 $|V_{td}/V_{ts}| = 0.199^{+0.026}_{-0.025}(\text{exp.})^{+0.018}_{-0.015}(\text{th.})$  と決定した [13]。これは、 $b \rightarrow d\gamma$  過程の初観測であるとともに、 $|V_{td}/V_{ts}|$  の世界初の測定であった。その後、解析は657M  $B\bar{B}$  対のデータを用いて更新され、 $B^0 \rightarrow \rho^0\gamma$  崩壊単体でも  $5.0\sigma$  の信号を得ている [14]。

なお、2006年にCDF実験で  $B_s$  中間子混合が発見されたため、現在  $|V_{td}/V_{ts}|$  は0.006の精度で測定されている。しかし、ボックスダイアグラムを経て起こる  $B_s$  中間子混合とペンギンダイアグラムを経て起こる  $b \rightarrow d\gamma$  過程では、新物理の寄与の仕方が異なるため、 $b \rightarrow d\gamma$  過程を用いて  $|V_{td}/V_{ts}|$  を測定することは重要であり、Belle II 実験でも重要な課題の一つである。

Belle 実験ではビームのエネルギーを  $\Upsilon(4S)$  共鳴に合わせ、 $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$  により  $B$  中間子を作っていたが、一部  $\Upsilon(5S)$  共鳴のエネルギーで取得したデータもあり、 $\Upsilon(5S) \rightarrow B_s^{(*)}\bar{B}_s^{(*)}$  により生成される  $B_s$  中間子の稀崩壊の研究も行われてきた。 $B_s$  中間子の輻射崩壊に関連しては、 $2.8 \times 10^6$  の  $B_s$  中間子を含む  $23.6 \text{ fb}^{-1}$  の  $\Upsilon(5S)$  でのデータを用いて  $B_s \rightarrow \phi\gamma$  崩壊の探索が行われた [15]。その結果、シグナルの初観測に成功し、表6にあるように  $B \rightarrow K^*\gamma$  崩壊の分岐比とそれほど変わらないということがわかった。

## 4.2 Inclusive 解析

理論との比較の上では、特定の終状態ではなく  $B \rightarrow X_s\gamma$  崩壊全体の分岐比および  $\gamma$  のエネルギー・スペクトラムを求めることが重要である。分岐比からは、理論の予想と比較することにより新物理の探索および制限を行うことができる。 $\gamma$  のエネルギー・スペクトラムからは  $B$  中間子内の  $b$  クォークのダイナミクスについての情報を

表6: Belle 実験が測定した  $B$  中間子の輻射崩壊の主なモードの分岐比と CP 非対称性。

モード	分岐比 ( $10^{-6}$ )	$\mathcal{A}_{\text{CP}}$ ( $10^{-2}$ )
$B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma$ [16]	$42.5 \pm 3.1 \pm 2.4$	$-0.7 \pm 7.4 \pm 1.7$
$B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma$ [16]	$40.1 \pm 2.1 \pm 1.7$	$-3.0 \pm 5.5 \pm 1.4$
$B^+ \rightarrow K_1(1270)^+\gamma$ [17]	$43 \pm 9 \pm 9$	—
$B^0 \rightarrow K_2^*(1430)^0\gamma$ [18]	$13 \pm 5 \pm 1$	—
$B^0 \rightarrow K^+\eta\gamma$ [19]	$8.4 \pm 1.5^{+1.2}_{-0.9}$	$-16 \pm 9 \pm 6$
$B^+ \rightarrow \rho^+\gamma$ [14]	$0.87^{+0.29}_{-0.27}^{+0.09}_{-0.11}$	$-11 \pm 32 \pm 9$
$B^0 \rightarrow \rho^0\gamma$ [14]	$0.78^{+0.17}_{-0.16}^{+0.09}_{-0.10}$	—
$B^0 \rightarrow \omega\gamma$ [14]	$0.40^{+0.16}_{-0.17} \pm 0.13$	—
$B_s \rightarrow \phi\gamma$ [15]	$57^{+18}_{-15}^{+12}_{-11}$	—

得ることができ、 $B$  中間子の準レプトニック崩壊を用いて  $V_{ub}$  や  $V_{cb}$  を求める際の入力情報となる。

Belle 実験でこのような inclusive な  $B \rightarrow X_s\gamma$  崩壊の解析を行うには、 $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$  事象の  $\gamma$  スペクトラムからコンティニューム事象の  $\gamma$  スペクトラムを差し引くという、fully inclusive 法とよばれる方法が有効である。この方法は、バックグラウンドの寄与が非常に大きいですが、シグナルに対する効率が高いので統計を有効に用いることができる。また、 $B$  中間子輻射崩壊のハドロン終状態における不定性の影響を受けない。直接的に求まるのは  $B$  中間子静止系でなく  $\Upsilon(4S)$  中間子静止系の  $\gamma$  スペクトラムであるが、その影響は小さく、補正すれば問題とはならない。

コンティニューム事象の  $\gamma$  スペクトラムは、 $\Upsilon(4S)$  共鳴よりも60 MeV 低いエネルギーで取られた off-resonance と呼ばれるデータを用いる。スペクトラムを差し引く際には、off-resonance データと  $\Upsilon(4S)$  共鳴上で取られた on-resonance データのルミノシティ、信号の効率の差、光子のエネルギーや multiplicity などの精密な補正が必要になる。また、コンティニューム事象を差し引いたあとも、 $B\bar{B}$  事象からの大量のバックグラウンドの寄与がある。これは、モンテカルロを用いて見積もるが、その際には  $\pi^0$  や  $\eta$  中間子の運動量分布がデータと一致するように、モンテカルロに対して補正を行う。

図8は、657M  $B\bar{B}$  対のデータを用いた解析により得られた  $\gamma$  のエネルギー分布である [20]。この解析により、 $E_\gamma > 1.7 \text{ GeV}$  での  $B \rightarrow X_s\gamma$  崩壊の分岐比が  $(3.45 \pm 0.15 \pm 0.40) \times 10^{-4}$  と求まった。 $\gamma$  のエネルギーが下がると信号のスペクトラムは急速に落ちてゆくに対してバックグラウンドは急速に増加するので、 $\gamma$  のエネルギーの下限を0.1 GeV 下げるのに4倍以上のデータが必要となった。この結果は、 $b \rightarrow s\gamma$  過程の inclusive な分岐比の測定としては最も精度のよいものである。 $b \rightarrow s\gamma$  過程の分岐比の現在の世界平均は  $(3.55 \pm 0.24 \pm 0.09) \times 10^{-4}$  [21] であり、NNLO での理

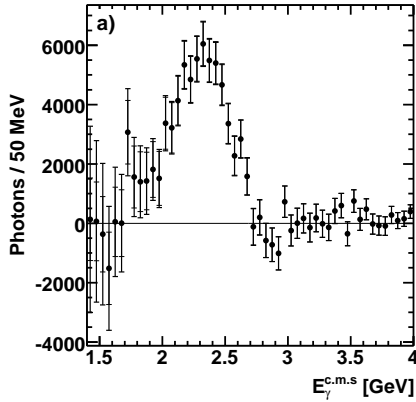


図 8:  $b \rightarrow s\gamma$  過程のエネルギースペクトル。効率は補正されている。

論計算値  $(3.15 \pm 0.23) \times 10^{-4}$  と中心値が若干ずれているが、誤差の範囲内では一致している。この結果は荷電ヒッグスの質量の制限  $m_{H^\pm} > 295$  GeV を与えている。

Inclusive な  $B \rightarrow X_s\gamma$  崩壊の測定には、sum of exclusive 法、あるいは semi-inclusive 法と呼ばれる方法も有効であり、Belle 実験最初の  $B \rightarrow X_s\gamma$  崩壊の分岐比測定はこの方法で行われた [22]。この方法は、 $B \rightarrow X_s\gamma$  崩壊の  $X_s$  を  $K\pi, K\pi\pi$  などの多くのハドロン終状態で再構成し、それを足しあわせる方法である。この方法は前述の方法に比べ S/N が高く、 $B$  中間子の重心系での  $\gamma$  のエネルギーを測定することが出来る。反面、再構成可能な終状態に限られるため再構成できない終状態についてはシミュレーションに頼る必要があり、これに伴う系統誤差を小さくすることが難しい。この方法では、再構成された  $X_s$  の情報から  $B$  中間子のフレーバー ( $B$  が  $b$  を含むか  $\bar{b}$  を含むか) の識別が可能であることから、 $B \rightarrow X_s\gamma$  崩壊の CP 非対称度 ( $A_{CP}$ ) の測定に有効である。Belle 実験では 152M  $B\bar{B}$  対のデータを用いた測定で、 $A_{CP} = 0.002 \pm 0.050 \pm 0.030$  を得ている [23]。 $A_{CP}$  は標準理論では 1% 以下と予想されており、この結果はそれと矛盾しない。

その他、inclusive な測定の方法としてフルリコンストラクションタグ法 [24] がある。この方法は、再構成の効率が 0.1% 程度と非常に低いものの、コンティニューム事象を十分に抑制可能なため S/N が非常に高く、 $B$  中間子静止系での  $\gamma$  のエネルギーやフレーバー情報が得られる。Belle 実験のデータでは統計が不足するため他の方法よりも精度が悪いが、将来の Belle II 実験で非常に有望な方法である。

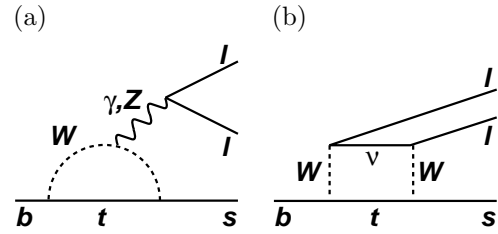


図 9:  $b \rightarrow sl^+\ell^-$  過程に寄与する電弱ペンギンダイアグラム (a) とボックスダイアグラム (b)。

## 5 電弱ペンギン崩壊 $b \rightarrow sl^+\ell^-$

$b \rightarrow sl^+\ell^-$  ( $B \rightarrow X_s\ell^+\ell^-$ ) も FCNC 過程であり、図 9 にあげたような、電弱ペンギンダイアグラムまたはボックスダイアグラムを経ておこる。通常このようなダイアグラムの理論計算では有効場の理論を用い、ローカルオペレータ  $O_i$  とその演算子の強さを表すウィルソン係数  $C_i$  で展開する。 $b \rightarrow sl^+\ell^-$  では  $O_7$  の電弱オペレータと  $O_9, O_{10}$  の準レプトンオペレータが主に寄与する。 $C_i$  を実験的に制限することにより新物理への制限を加えることができ、例えば  $b \rightarrow s\gamma$  過程の分岐比からの制限はウィルソン係数  $C_7$  の絶対値に制限を与えることと等価である。これに対して、 $B \rightarrow X_s\ell^+\ell^-$  崩壊は終状態が 3 体以上であり、原理的には複数の運動学分布から  $C_7, C_9, C_{10}$  を独立に求めることができる。そのなかでもレプトンの前後方非対称性はウィルソン係数以外の不定性が小さいため新物理に感度の高い観測量である。

### 5.1 $B \rightarrow K^{(*)}\ell^+\ell^-$

$b \rightarrow sl^+\ell^-$  過程は  $b \rightarrow s\gamma$  過程よりも二桁も分岐比が小さいため、CLEO 実験など Belle 実験以前には観測されていなかった。ただし exclusive モードである  $B \rightarrow K^{(*)}\ell^+\ell^-$  崩壊は終状態が  $B \rightarrow J/\psi K_S^0$  崩壊などの CP 非対称性測定モードに似ているため、そのために設計された Belle 実験での検出効率が高い。

このモードでは、コンティニューム過程に加え、対で生成された 2 つの  $B$  中間子がともに準レプトニック崩壊した事象からのバックグラウンドの寄与が大きい。このような事象では複数のニュートリノがエネルギーを持って逃げるため、ミッシングエネルギー情報が抑制のために有効である。また、 $B \rightarrow K^{(*)}hh$  ( $h = \pi, K$ ) のようなハドロニック崩壊で、2 つのハドロンをともにレプトンと誤識別したような事象もバックグラウンドになる。このようなバックグラウンドは、運動学的には  $B \rightarrow K^{(*)}\ell^+\ell^-$  崩壊に近いので、シグナル領域にピークをつくってしまう。従って、レプトンの誤識別の確率をデータで見積



もるなどの処置が必要となる。また、 $B \rightarrow K^{(*)}J/\psi$ ,  $K^{(*)}\psi(2S)$  崩壊の寄与をなくすために、 $\ell^+\ell^-$  系の不変質量の 2 乗 (ウィークボソンによる運動量移行の 2 乗と等しいため  $q^2$  と呼ぶ) が  $J/\psi$  や  $\psi(2S)$  中間子のそれに近い事象は取り除かれる。

$B \rightarrow K\ell^+\ell^-$ ,  $B \rightarrow K^*\ell^+\ell^-$  崩壊は、それぞれ 2001 年と 2003 年に Belle 実験が初めて観測に成功した [25]。最新の結果は 657M  $B\bar{B}$  対のデータを用いたもの [26] で、 $B \rightarrow K^*\ell^+\ell^-$ ,  $B \rightarrow K\ell^+\ell^-$  崩壊の分岐比がそれぞれ  $(10.7^{+1.1}_{-1.0} \pm 0.9) \times 10^{-7}$ ,  $(4.8^{+0.5}_{-0.4} \pm 0.3) \times 10^{-7}$  と求まった。また、ミューオンモードと電子モードの分岐比  $R_{K^{(*)}}$  は標準理論では  $R_{K^*} = 0.75$  (photon pole のため),  $R_K = 1$  となる量であるが、測定では  $R_{K^*} = 0.83 \pm 0.17 \pm 0.08$ ,  $R_K = 1.03 \pm 0.19 \pm 0.06$  と標準理論と矛盾しない値が得られた。

新物理の探索のために分岐比よりも有用なのが、 $K^*$  中間子偏極度  $F_L$ , 前後方非対称度  $\mathcal{A}_{\text{FB}}$  ( $B$  と  $\ell^+$  の方向の非対称度), アイソスピン非対称度  $\mathcal{A}_I$  といった量である (正確な定義は文献 [26] を参照のこと)。図 10 に Belle 実験の測定結果を示す。図中の実線は標準理論の場合, 破線は新物理の一例として  $C_7$  の符号が逆転した場合の予想を示している。標準理論では  $\mathcal{A}_{\text{FB}}$  の  $q^2$  分布は  $q^2 = 4 \text{ GeV}$  あたりで  $\mathcal{A}_{\text{FB}} = 0$  の線と交差するが, このときの  $q^2$  の値は理論的不定性が少なく新物理の探索に適しているとされている。Belle 実験の結果は標準理論と統計的に矛盾するわけではないが,  $q^2$  が  $\mathcal{A}_{\text{FB}} = 0$  に交差しない新物理の分布の方により近いということで注目を集めている。

## 5.2 $B \rightarrow X_s\ell^+\ell^-$

$b \rightarrow s\ell^+\ell^-$  過程の inclusive な解析 ( $B \rightarrow X_s\ell^+\ell^-$ ) では,  $B \rightarrow X_s\gamma$  崩壊の場合のような fully inclusive 法は  $B$  中間子のセミレプトニック崩壊からのバックグラウンドが大きすぎて使えないため, sum of exclusive 法を用いる。基本的な解析の方針は  $B \rightarrow K^{(*)}\ell^+\ell^-$  崩壊と同様であるが,  $X_s$  の質量が大きく多体に崩壊するにつれてバックグラウンドの寄与が劇的に増えるため, より厳しくバックグラウンドを抑制する必要がある。

この解析も Belle 実験初期から行われてきた [27] が, 最新の結果は 657M  $B\bar{B}$  対のデータを用いたもので,  $B \rightarrow X_s\ell^+\ell^-$  崩壊の分岐比が  $(3.33 \pm 0.80^{+0.19}_{-0.24}) \times 10^{-6}$  と測定され,  $K$  や  $K^*$  中間子を含まない,  $X_s$  の質量が 1.0 GeV 以上の領域でも  $3\sigma$  の信号を得た [28]。これは標準理論の予想分岐比  $(4.2 \pm 0.7) \times 10^{-6}$  と一致する一方,  $C_7$  が反転したモデルの予想  $(8.8 \pm 1.0) \times 10^{-6}$  とはずれており, 標準理論をより支持する結果となった。

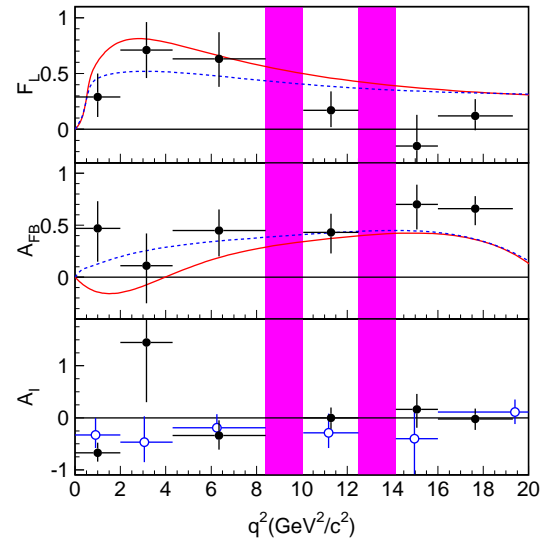


図 10: Belle 実験による  $B \rightarrow K^*\ell^+\ell^-$  崩壊の  $K^*$  中間子偏極度 ( $F_L$ ), 前後方非対称度 ( $\mathcal{A}_{\text{FB}}$ ), アイソスピン非対称度 ( $\mathcal{A}_I$ ) の  $q^2$  分布。縦の帯は  $J/\psi$  ( $\psi(2S)$ ) 中間子からの事象を含めないため除いた領域を示す。実線は標準理論の予想, 破線は  $C_7$  の符号が逆転した場合を示す。

$B \rightarrow X_s\ell^+\ell^-$  崩壊の測定は, Belle 実験のデータでは統計誤差が依然大きく, 今後 Belle II 実験でさらに統計を増やすことによって精度の向上が期待できる。また,  $B \rightarrow X_s\ell^+\ell^-$  崩壊の  $\mathcal{A}_{\text{FB}}$  の理論予想は  $B \rightarrow K^*\ell^+\ell^-$  崩壊に対するものよりも不定性が少ないため,  $B \rightarrow X_s\ell^+\ell^-$  崩壊での  $\mathcal{A}_{\text{FB}}$  の測定が Belle II 実験の重要な課題となる。

## 6 まとめ

このように Belle 実験では, ハドロニック崩壊, 輻射崩壊, 電弱ペンギン崩壊などの  $B$  中間子の稀崩壊に関して非常に数多くの成果を上げてきた。これは  $b \rightarrow s$ ,  $b \rightarrow u$ ,  $b \rightarrow d$  といったクォーク遷移からくる  $B$  中間子崩壊の分岐比がちょうど  $10^{-5}$  から  $10^{-7}$  あたりに集まっていたためでもあり, 標準理論で予言されてきたこれら様々な崩壊モードを総ざらえて測定することができたということは運の良さもあるかもしれない。標準理論を越える物理に関しては, これという決定的証拠とまではいかないが, 数々のパズルを生み出し, 興味をかきたててくれている。未解決の問題もあるし, 統計が足りなくて測定できなかった崩壊モードや観測量も多数残されている。これらは Belle II 実験への重要な課題となってゆくので, 期待をしていただきたい。

## 参考文献

- [1] 樋口岳雄、住澤一高、堺井義秀, 高エネルギーニュース, **30-2**, 52 (2011)。
- [2] S.-W. Lin *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **99**, 121601 (2007).
- [3] S.-W. Lin *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **98**, 181804 (2007); Y. Chao *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **94**, 181803 (2005); Y. Nakahama *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **100**, 121601 (2008); M. Fujikawa *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **81**, 011101(R) (2010).
- [4] H.-Y. Cheng, C.-K. Chua, hep-ph/0909.5229 (2009).
- [5] D. Cronin-Hennessy *et al.* (CLEO Collaboration), Phys. Rev. Lett. **85**, 515-519 (2000).
- [6] H. Ishino *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **98**, 211801 (2007); S.-W. Lin *et al.* (Belle Collaboration), Nature (London) **452**, 332 (2008).
- [7] 例えば、C.-W. Chiang, M. Gronau, J. L. Rosner, and D. Suprun, Phys. Rev. D **70**, 034020 (2004); Y.-Y. Charng, and H.-n. Li, Phys. Rev. D **71**, 014036 (2005); W.-S. Hou, M. Nagashima, and A. Soddu, Phys. Rev. Lett. **95**, 141601 (2005); S. Baek, P. Hamel, D. London, A. Datta, and D. A. Suprun, Phys. Rev. D **71**, 057502 (2005).
- [8] M. Gronau, Phys. Lett. B **627**, 82 (2005).
- [9] A. Ali, J.G.Körner, G.Kramer and J.Willrodt, Z.Phys. C1 269 (1979).
- [10] A. Somov *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **96**, 171801 (2006); J. Zhang *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **91**, 221801 (2003); C.-C. Chiang *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **78**, 111102(R) (2008).
- [11] K.-F. Chen *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **94**, 221804 (2005); J. Zhang *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **95**, 141801 (2005); S.-H. Kyeong *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **80**, 051103(R) (2009); P. Goldenzweig *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **101**, 231801 (2008); C.-C. Chiang *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **81**, 071101(R) (2010).
- [12] R. Ammar *et al.* (CLEO Collaboration), Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 674.
- [13] D. Mohapatra *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 221601.
- [14] N. Taniguchi *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 111801.
- [15] J. Wicht *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 121801.
- [16] M. Nakao *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **69** (2004) 112001.
- [17] Heyoung Yang *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 111802.
- [18] S. Nishida *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 231801.
- [19] S. Nishida *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Lett. B **610** (2005) 23.
- [20] A. Limosani *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 241801.
- [21] <http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/>
- [22] K. Abe *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Lett. B **511** (2001) 151-158.
- [23] S. Nishida *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 031803.
- [24] 飯嶋徹, 原康二, 高エネルギーニュース (掲載予定)。
- [25] K. Abe *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 021801; A. Ishikawa *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 261601.
- [26] J.-T. Wei *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 171801.
- [27] J. Kaneko *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 021801; M. Iwasaki *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **72** (2005) 092005.
- [28] Presented by T. Iijima at Lepton Photon 2009.