■研究紹介

電弱ペンギン崩壊過程 $b \to s\ell^+\ell^-$ の最近の測定結果

KEK 素粒子原子核研究所
中 尾 幹 彦
mikihiko.nakao@kek.jp

2009 年(平成 21 年)11 月 30 日

1 はじめに

最近，Belle 実験が電弱ペンギンダイアグラムを介した $b \to s\ell^+\ell^-$ 遷移の崩壊過程である $B \to K^{(*)}\ell^+\ell^-$ の前後非対称性などの測定結果を発表し[1]，またインクルーシブ $B \to X_s\ell^+\ell^-$ の分岐比の測定のプレリミナリな結果を報告して[2]，話題となっている。本稿ではその背景，測定結果およびその意義について紹介をする。

重い b クォークと軽いアップ u または d クォークで構成される B 中間子の質量は 5.279 GeV にもなり，同様に c クォークを含む D 中間子の質量 1.87 GeV の約 3 倍にもなるが，B 中間子の寿命は 1.6 ps と D 中間子より長い。これは，B 中間子崩壊のメインの崩壊過程の $b \to c$ をつかさどる小林益川行列要素 V_{cb} が 4×10^{-2} と小さいことに起因する。このことにより B 中間子崩壊の時間変化が測定可能となり，KEK の Belle 実験と SLAC の BaBar 実験の二つの B ファクトリーにおいて CP 対称性の破れを測定して小林・益川理論検証に到った。V_{cb} の値が小さいことはまた高次のダイアグラムであるループを介した $b \to s$ 遷移の大きさが比較的大きいことを意味し，このことが B ファクトリーによる精力的な $b \to s$ 遷移のさまざまな測定を可能にしてきた。

$b \to s$ 遷移のループは標準理論では仮想的に生成された t, c, u クォークと W ボソンで構成される。フレーバー対称性のリミットではこれらの寄与はおたがいにキャンセルしあって $b \to s$ 遷移は生じないが，実際には t クォークが 170 GeV と非常に重くキャンセル機構は働かない。このように $b \to s$ 遷移では元の B 中間子の質量より大きな質量を仮想的に生成することができるので，結合定数が十分な大きさを持てば標準理論を越える物理として予言されている SUSY 粒子などでループを構成してもよい。新粒子が標準理論の問題解決に寄与するためには，質量は軽いもので数百 GeV とトップクォークのたかだか数倍の質量でかつ十分な結合定数を持つ必要があるので，新物理のダイアグラム間にうまいキャンセル機構がない限り $b \to s$ 遷移のさまざまな測定においても新物理の影響が見えてくると考えられている。

最初に測定された $b \to s$ 遷移事象は 1993 年に CLEO による $B \to K^*\gamma$ 崩壊の測定にさかのぼる。分岐比は約 4×10^{-5} で，$b \to s$ 遷移による崩壊の中ではもっとも分岐比の大きな部類に属し二体崩壊による高いエネルギーの光子が特徴的な信号となる。その後やはり CLEO によりインクルーシブに $b \to s\gamma$ 過程も $B \to X_s\gamma$ として測定された。ここで X_s はストレンジネス 1 を持つ終状態の重ね合わせを表す。$B \to K^*\gamma$ も $B \to X_s\gamma$ も標準理論での分岐比と矛盾しない結果が得られており，特に $B \to X_s\gamma$ の分岐比は高次補正の計算が精度よくされていて新物理探索への感度が高い。現在までのところ標準理論の寄与を上まわるような効果は明らかになっておらず，逆にさまざまな新物理に強い制限を与えている。実験・理論ともに精度を上げることにより今後新物理の発見につながる可能性はあるが，二体崩壊のため他に測定できる物理量があまり多くないことが一つの限界につながっている。

$b \to s\ell^+\ell^-$ 過程は $b \to s\gamma$ の光子が仮想的な質量を持ち最終的にレプトン対になる場合に相当する。三体の終状態で運動量移行の二乗でレプトン対の不変質量の二乗と等しい q^2 の関数としてさまざまな観測量を考えることができる。特に $B \to K^*\ell^+\ell^-$ と s クォークが K^* を作るときは実質 $K\pi\ell^+\ell^-$ の四体の終状態になり，さらに角度相関の測定量が増える。

この過程では図 1 のように光子のかわりに Z ボソンを介してレプトン対になる寄与と二つの W ボソンとニュートリノを介してレプトン対になる寄与が同程度の大きさで存在し，より複雑なダイアグラム間の干渉が生じる。この効果は，たとえばレプトンの角度分布の前後非対称性という形で測定可能な量となって現れる。

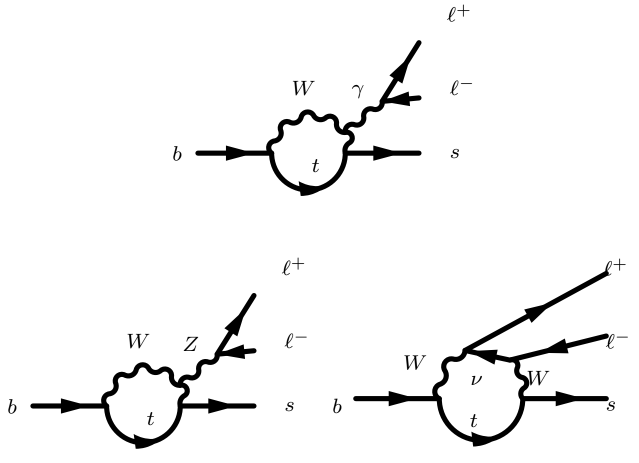

図1　$b \to s\ell^+\ell^-$ の仮想光子を介したダイアグラム(上)とウィークボソンを介したダイアグラム(下)。

2　$b \to s\ell^+\ell^-$ の物理

図1に示すような $b \to s\ell^+\ell^-$ のダイアグラムは代表的なものでしかなく，これらを計算しただけでは高次補正の効果がまったく入っていないので実験結果と比べることはできない。通常は，これらのダイアグラムをすべて 4 点相互作用としてしまって，その実効オペレータ O_i とウィルソン係数 C_i を使って

$$H = -\frac{4G_F}{\sqrt{2}} V_{ts}^* V_{tb} \sum_i C_i O_i \tag{1}$$

とハミルトニアンを書き下す。$b \to s\ell^+\ell^-$ の場合は，$i = 1...10$ で特に

magnetic ペンギンオペレータ　$O_7 = \frac{e}{8\pi^2} m_b \bar{s}_i \sigma^{\mu\nu}(1+\gamma_5) b_i F_{\mu\nu}$,

vector 電弱オペレータ　$O_9 = (\bar{b}s)_{V-A}(\bar{\ell}\ell)_V$,

および

axial-vector 電弱オペレータ　$O_{10} = (\bar{b}s)_{V-A}(\bar{\ell}\ell)_A$

の項が重要な役割を果たす。ここで標準理論でのウィルソン係数は精密に計算することができる。標準理論を越える物理の効果は，標準理論に存在しないオペレータによる寄与と標準理論と同じのオペレータに対する寄与とがあり，後者は単純にウィルソン係数のずれとして観測できる。$b \to s\gamma$ の測定から C_7 の絶対値を求めることができ，すでに新物理に強い制限を与えている。$b \to s\ell^+\ell^-$ の測定では，原理的には C_7, C_9, C_{10} を符号も含めてすべて決定することができ，新物理の存在の有無だけではなく，関与するオペレータの情報まで得ることができる。

インクルーシブ $B \to X_s\ell^+\ell^-$ の微分分岐比は，ウィルソン係数 C_7, C_9, C_{10} を使って q^2 の関数として以下のように表すことができる(実際には QCD 補正を加えた $C_7^{\rm eff}$, $C_9^{\rm eff}$, $C_{10}^{\rm eff}$ を使う)。

$$\begin{aligned}\frac{d\Gamma(B \to X_s\ell^+\ell^-)}{dq^2} &= \left(\frac{\alpha_{\rm em}}{4\pi}\right)^2 \frac{G_F^2 m_b^5 \left|V_{ts}^* V_{tb}\right|^2}{48\pi^3}(1-q^2)^2 \\ &\times\left[(1+2q^2)(\left|C_9\right|^2+\left|C_{10}\right|^2)+4\left(1+\frac{2}{q^2}\right)\left|C_7\right|^2+12\,\mathrm{Re}(C_7C_9)\right] \\ &+(\text{QCD補正項}\cdots)\end{aligned} \tag{2}$$

q^2 の低いところではもともと $b \to s\gamma$ と共通な C_7 が $1/q^2$ で効くのに対して，q^2 の高いところでは q^2 に比例した C_9 と C_{10} の影響が強くなることが見てとれる。ただし，後で見るようにインクルーシブの測定を精度よく行い，これらのウィルソン係数を微分分岐比だけから決定するのは実際にはあまり現実的ではない。

実験的には $B \to K^*\ell^+\ell^-$ のようにエクスクルーシブな測定の方が微分分岐比を正確に決定できる。$B \to K^*\ell^+\ell^-$ の微分分岐比はやはりウィルソン係数の関数として書き下すことができるが，今度は $B \to K^*$ の形状因子を一義的には計算できない。通常は sum rule を使用して計算するが，ある特定の理論のフレームワークでも 30% くらいの誤差が生じ，さらに異なるフレームワーク間のばらつきも大きいので信頼することができない。

このような時に測定値の比(非対称性)をとることにより理論的不定性を打ち消して意味のある測定が出来る場合がある。CP 対称性の破れの測定はその端的な例であるが，$B \to K^*\ell^+\ell^-$ の場合には測ることに意義のある非対称性が数多くある。その中でもっとも有効なのがレプトンの前後非対称性である。初期状態の B のフレーバー(ここでは B^0 または B^+ とする)を決めたときに $\ell^+\ell^-$ 静止系で B の進行方向と逆方向(つまり元々の $\ell^+\ell^-$ 系の進行方向)に対して ℓ^+ の角度 θ_ℓ をとると，この分布が前後非対称になる。ここで

$$A_{\rm FB} = \frac{N(\cos\theta_\ell > 0) - N(\cos\theta_\ell < 0)}{N(\cos\theta_\ell > 0) + N(\cos\theta_\ell < 0)} \tag{3}$$

と定義する。これは $e^+e^- \to f\bar{f}$ (f はフェルミオン)の角度分布が γ と Z との干渉によって前後非対称になるのと同じ現象である。$B \to K^*\ell^+\ell^-$ の前後非対称性はウィルソン係数を使って

$$A_{\rm FB}(q^2) = -C_{10}\xi(q^2)\left[\mathrm{Re}(C_9)F_1 + \frac{1}{q^2}C_7F_2\right] \tag{4}$$

と表すことができる。ここで ξ, F_1, F_2 は形状因子を含む既知の関数である。標準理論では C_7 は負，C_9 は正で，q^2 の小さいところでは $A_{\rm FB} < 0$, q^2 の大きいところでは $A_{\rm FB} > 0$ となる。このあたりのふるまいは形状因子には大きく依らず，$B \to K^*\ell^+\ell^-$ の前後非対称性の測定からウィルソン係数を決定することができる。

3 Belle 測定器とデータサンプル

KEKB 加速器および Belle 測定器は $B \to J/\psi K_S^0$ 崩壊の時間依存 CP 非対称性の測定に特化して設計されており，8 GeV の電子と 3.5 GeV の陽電子から 10.580 GeV の $\Upsilon(4S)$ 共鳴となるエネルギーで運転することにより効率よく B 中間子対を作り出し，測定を行う。Belle 測定器はビームパイプ方向を除くほぼすべての立体角で高精度な荷電粒子および光子の測定，π, K, e, μ の粒子識別および崩壊点の測定を行うために中心からシリコン崩壊点検出器(SVD)，中央ドリフトチェンバー(CDC)，エアロジェル・チェレンコフ計数器(ACC)，飛行時間測定器(TOF)，CsI 電磁カロリメータ(ECL)が1.5 T の超伝導ソレノイドコイルの中に配置され，そのまわりを磁場のリターンヨーク中に埋め込まれた K_L^0/μ 検出器(KLM)で囲んでいる。B 中間子対は $\beta\gamma = 0.425$ でローレンツブーストされて生成されるので，測定器もそれに応じて前後非対称な構造を持つ。これらの条件は実はほとんどすべての B 崩壊事象についてあてはまるので，Belle 測定器は B 中間子物理全般にわたって最適化された測定器となっている。特に $B \to K^{(*)}\ell^+\ell^-$ 崩壊は $B \to J/\psi K_S^0$ ($J/\psi \to \ell^+\ell^-$) と終状態が似ており，効率的な測定が行える。

KEKB加速器は1999年の実験開始以降着実に性能向上を成し遂げてきており，2009 年夏には $2.1\times10^{34}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ と設計値の 2 倍以上の瞬間ルミノシティを達成した。Belle 実験の記録した積分ルミノシティは2009年末までに1000 fb^{-1} に達しそうである。そのうち 711 fb^{-1} は $\Upsilon(4S)$ ピークのエネルギーで運転され，772×10^6 の B 中間子対事象を記録した。現在は B_S の物理を行うために $\Upsilon(5S)$ での運転を行っている。

Belle実験の現在までのほとんどの B 中間子に関する物理成果は 657×10^6 の B 中間子対を含む 605 fb^{-1} のデータセットによるものであり，今回報告する $B \to K^*\ell^+\ell^-$ とインクルーシブ $B \to X_s\ell^+\ell^-$ の結果もこのデータセットを使用している。

4 $B \to K^{(*)}\ell^+\ell^-$ 事象の再構成

4.1 運動学変数

$B \to K^{(*)}\ell^+\ell^-$ 崩壊事象は，終状態粒子の $K, (\pi,)\ \ell^+, \ell^-$ を粒子識別の条件を課して選び出し，それらの運動量と粒子の質量を仮定して求めたエネルギーを組み合わせて計算した始状態の B 中間子(と中間状態の K^*)の運動学変数を元に選び出す。変数としては以下に定義する beam-energy constrained mass(M_{bc})と energy difference(ΔE)を使用する(K^* に関しては $K\pi$ 不変質量も使用する)。

$$M_{\mathrm{bc}} = \sqrt{(E^*_{\mathrm{beam}})^2 - \left|\sum p_i\right|^2} \qquad (5)$$

$$\Delta E = \sum E_i - E^*_{\mathrm{beam}} \qquad (6)$$

E^*_{beam} は $\Upsilon(4S)$ 静止系でのビームエネルギー(5.29 GeV)，p_i と E_i は終状態粒子の $\Upsilon(4S)$ 静止系での運動量とエネルギーである[1]。M_{bc} は不変質量の式で測定エネルギーをビームエネルギーで置きかえたものであり，ビームエネルギーの広がり(0.05%)の方が粒子のエネルギー測定精度より格段によく，また Σp_i の誤差も Σp_i 自体が約 0.3 GeV と小さく M_{bc} への寄与が非常に小さいため，通常の不変質量より数倍精度よく測定ができる。ここで使わなかった粒子のエネルギーは ΔE という形でほぼ独立な変数を構成して，さらに事象選別に使用できる。

4.2 崩壊チャネルと終状態粒子

$B \to K^{(*)}\ell^+\ell^-$ とひとくくりにしてきたものは，実際には $K^{(*)}$ の部分は K^+，K_S^0，$K^{*0} \to K^+\pi^-$，$K^{*+} \to K_S^0\pi^+$，$K^{*+} \to K^+\pi^0$ の 5 種類($K^{*0} \to K_S^0\pi^0$ は感度が低いので使用していない)，$\ell^+\ell^-$ は電子対(e^+e^-)またはミューオン対($\mu^+\mu^-$)であり，全 10 種類のチャネルを見ている。$K_S^0\ell^+\ell^-$ 以外のチャネルでは対応する荷電共役のチャネルを足して平均を取っている。また，すべての $B \to K\ell^+\ell^-$ チャネルとすべての $B \to K^*\ell^+\ell^-$ チャネルはレプトン同一性とアイソスピン対称性によりそれぞれ同じ反応を見ていると仮定して，同様に平均を取っている。

荷電粒子である $K^\pm, \pi^\pm, e^\pm, \mu^\pm$ は, CDC と SVD で再構成されたトラックの中から選びだす。電子は ECL のエネルギーと CDC の運動量の比 (E/p) が 1 に近いという条件に CDC の dE/dx や ACC のチェレンコフ光の情報を加味して，ミューオンは KLM へおとすエネルギーのパターンを元に選別する。電子とミューオンでないものの中から ACC, TOF と dE/dx の情報を元に $K^\pm$ と $\pi^\pm$ を選ぶ。また，K_S^0 は $\pi^+\pi^-$ のうち崩壊点が衝突点から離れたものから，π^0 は 2 光子から再構成する。

電子とミューオンに対しては Belle 実験ではどちらに対しても同程度の検出効率がある。ミューオンの方は運動量測定精度は良いものの KLM 検出器へ到達するのにある程度の運動量が必要なため運動量が 0.7 GeV 以上に限られてしまう。逆に電子は 0.4 GeV 以上のものを使用できるが，検出器中で制動輻射の光子を放出して運動量を失う確率が高く，運動量分解能が非対称な形で悪くなる。この光子を検出できた場合には電子の運動量に加えて，多少改善している。

---

[1] 本文では簡単のため光速度は $c = 1$ とおく。ただし Belle の論文では通常 c は省略せず, したがって本稿の図中でもすべて c は省略していない。

4.3 バックグラウンド事象

バックグラウンド事象は, 運動学変数が $B \to K^{(*)}\ell^+\ell^-$ の信号と似たピークを作るものと，完全にランダムな組合せでピークを作らないものに分けられる。信号事象は最終的には運動学変数のフィットから求めるが，ピークを作るものは数こそ少ないもののフィットで分けがたく，データやモンテカルロシミュレーションから正確に見積る必要がある。ランダムなものは，事象数は多いものの簡単な関数形でモデル化することができ，フィットにより見積る。

前者で最大のバックグラウンドは $B \to J/\psi K^{(*)}$ および $B \to \psi' K^{(*)}$ 事象である。J/ψ と ψ' は $\ell^+\ell^-$ に崩壊するので, 終状態の粒子の組み合わせが $B \to K^{(*)}\ell^+\ell^-$ と同じになる。これらは $b \to c$ 遷移の崩壊チャネルであり，分岐比が大きいので, この解析ではレプトン対の不変質量が J/ψ および ψ' に近い事象は使用しない。J/ψ や ψ' からのミューオンが π と誤認識され，かつ別の π がミューオンと誤認識されても $\mu^+\mu^-$ の不変質量では取り除かれないので， $\mu^\pm\pi^\pm$ の不変質量が J/ψ および ψ' に近い事象も取り除く。同じく $b \to c$ 遷移で B が $D^0 \to K^-\pi^+$ や $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ を含む崩壊をしたときに，π が μ と誤認識されると，やはりバックグラウンドになる。従って $K\mu$ や $K\pi\mu$ (後者は $K^*\mu^+\mu^-$ の場合のみ)の不変質量が D の質量に近いものは取り除く。$b \to s$ 遷移の $B \to K^{(*)}\pi^+\pi^-$ も $B \to K^{(*)}\ell^+\ell^-$ より分岐比が大きく, $\pi^+\pi^-$ を両方ともレプトンと誤認識すると運動学的には区別出来ない。この寄与は数イベント程度で, $B \to K^{(*)}\pi^+\pi^-$ データとそれから求めた誤認識率により寄与を見積る。また, $B \to K^{(*)}e^+e^-$ の q^2 の低いところでは $B \to K^{(*)}\pi^0$ の $\pi^0 \to e^+e^-\gamma$ 崩壊した場合や $B \to K^*\gamma$ の光子が検出器中で対生成を起こした場合を取り除くため， q^2 が π の質量の二乗以下のものは取り除く。これらの結果，最終的にはピークとなるバックグラウンドの寄与はほとんど気にならない位まで十分に小さくなる。

後者で最大のバックグラウンドは軽いクォークペア生成($e^+e^- \to q\overline{q}, q = u, d, s, c$)とセミレプトニック崩壊($B\overline{B}$ が両方とも $b \to c\ell^-\overline{\nu}$ と $\overline{b} \to \overline{c}\ell^+\nu$ またはひとつの B が $b \to c\ell^-\overline{\nu}$ かつ $c \to s\ell^+\nu$)によるものである。$q\overline{q}$ は終状態に運動量の大きい K や π を多数生成するため通常 B の稀崩壊で最大のバックグラウンドとなるが，B 事象の崩壊生成物が等方的なのに対して $q\overline{q}$ は2ジェット状になるという事象の形状を区別するアルゴリズムによりかなり抑制することができる。ここでは Belle グループにより開発され通常使用されているアルゴリズムを使用する。このアルゴリズムでは, 終状態粒子の運動量 p_i を使って $\Sigma|p_i||p_j|P_\ell(\theta_{ij})$ で定義される Fox-Wolfram モーメントを応用して，事象の B 崩壊に属する粒子とそれ以外の粒子の組について分けるなどして18 個の変数 (x_k) を定義し，信号とバックグラウンドの分離が最適になる Fisher discriminant $F = \Sigma\alpha_k x_k$ を計算する。これに B のビーム軸からの角度($\sin^2\theta_B$ 分布となる)，B 崩壊の崩壊点と残りの粒子の崩壊点のビーム軸上での差($B\overline{B}$ では平均 $200\,\mu$m となり, 分解能 $\sim 100\,\mu$m より大きい), フレーバータグ情報($q\overline{q}$ は B の崩壊生成物が少ない)を組合せて $q\overline{q}$ 事象を抑制する。セミレプトニック崩壊の場合はニュートリノが二つ以上放出されていることから，missing mass がもっとも有効な変数となる。これに二つのレプトンのビーム軸最近接点間の距離と事象形状の Fisher discriminant(分離の最適化は信号とセミレプトニック崩壊に関してやり直す)および B のビーム軸からの角度を組み合わせる。事象形状の差は $q\overline{q}$ ほど顕著ではなく，抑制する手段が少ないためセミレプトニック崩壊の方が最終的にはより大きなバックグラウンドとなる。

これらの条件は，最終的に統計誤差が最小となるように最適化する。ここで, 信号領域での期待される信号の数(N_S)とバックグラウンドの数(N_B)を使って， $N_S/\sqrt{N_S + N_B}$ が最大となれば，これは測定値のポアソン分布で期待される統計誤差に対する割合になるので，統計誤差の割合が最小となる。

5 $B \to K^{(*)}\ell^+\ell^-$ の分岐比，アイソスピン比，レプトン比

分岐比は測定された事象数を検出効率と測定に使用した B の全事象数で割ったものとして計算する。事象数は $B \to K\ell^+\ell^-$ に関しては $M_{\rm bc}$ の, $B \to K^*\ell^+\ell^-$ に関しては $M_{\rm bc}$ と $K\pi$ の不変質量 $(M_{K\pi})$ の分布をフィットすることにより求める。信号は $M_{\rm bc}$ に関しては幅約 3 MeV のガウス分布, $M_{K\pi}$ に関しては Breit-Wigner 関数でモデル化することができるのに対して，ランダムなバックグラウンドは $M_{\rm bc}$ に関しては ARGUS 関数と呼ばれる関数で， $M_{K\pi}$ に関してはスレッショルド関数に小さな Breit-Wigner 成分の重ね合わせでモデル化することができる。ピークを持つバックグラウンドはモンテカルロ事象を用いてモデル化する。

フィットの結果を図 2，3 に示す。ここに示しているのは q^2 の関数として微分分岐比を測定するために 6 個の q^2 ビンに分けて，それぞれに対して独立にフィットを行った結果である。どの q^2 ビンの $M_{\rm bc}$ 分布でも B 中間子の質量である 5.279 GeV にきれいなピークが見えている。信号成分は $B \to K\ell^+\ell^-$ 全体で 162 事象， $B \to K^*\ell^+\ell^-$ 全体で 247 事象となった。

ここでもうひとつの運動学変数 ΔE は $B \to K^{(*)}\mu^+\mu^-$ の場合は $|\Delta E| < 35$ MeV, $B \to K^{(*)}e^+e^-$ の場合は低い方にテールがあるので非対称に $-55 < \Delta E < 35$ MeV のものを選び，さらに一事象に複数の B 崩壊の組合せ候補がある場合には ΔE が最小のものを選ぶのに使用している。

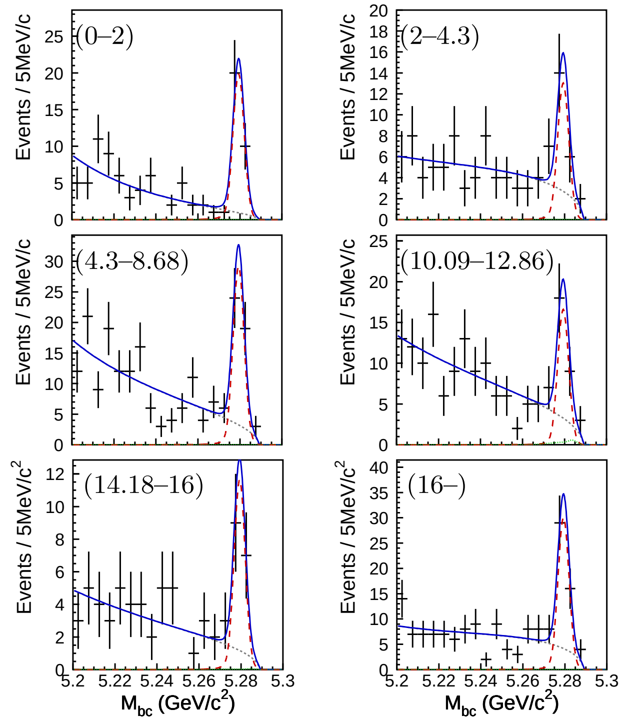

図 2　$B \to K\ell^+\ell^-$ の q^2 ビン毎の $M_{\rm bc}$ 分布へのフィット結果。破線が信号成分。括弧内の数字は GeV^2 単位での q^2 の範囲。

微分分岐比の測定結果は図 4 となる。使用していない J/ψ と ψ' の領域も含めた全分岐比は,

$$\mathcal{B}(B \to K\ell^+\ell^-) = (4.8^{+0.5}_{-0.4} \pm 0.3) \times 10^{-7},$$
$$\mathcal{B}(B \to K^*\ell^+\ell^-) = (10.7^{+1.1}_{-1.0} \pm 0.9) \times 10^{-7} \qquad (7)$$

となる。特に $B \to K\ell^+\ell^-$ の分岐比は B 中間子崩壊で測定されている分岐比の中でもっとも小さな分岐比である。分岐比や微分分岐比からは特に標準理論と矛盾する結果はでていないので，次にさまざまな比を調べる。

直接 CP 非対称性は $A_{CP} = \left[N(\bar{B}) - N(B)\right] / \left[N(\bar{B}) + N(B)\right]$ で定義され，始状態が $\bar{B}$（b クォークを含む $\bar{B}^0$ または B^-）の場合と B（$\bar{b}$ クォークを含む B^0 または B^+）の場合の間の分岐比の非対称性で，始状態は終状態から決定する。従って $K_S^0\ell^+\ell^-$ の終状態からは始状態がわからないので使用しない。直接 CP 非対称性は異なる弱い相互作用の位相(弱位相)と強い相互作用の位相(強位相)を持つ複数のダイアグラムの干渉により生じるが，標準理論ではほぼゼロと予想されている。結果は

$$A_{CP}(B^+ \to K^+\ell^+\ell^-) = 0.04 \pm 0.10 \pm 0.02,$$
$$A_{CP}(B \to K^*\ell^+\ell^-) = -0.10 \pm 0.10 \pm 0.01 \qquad (8)$$

とゼロと矛盾しない。

レプトン非対称性 $R_{K^{(*)}}$ は終状態がミューオンの場合と電子の場合との比で，レプトン同一性により標準理論では $R_K = 1$ であるが，R_{K^*} では $\gamma^* \to e^+e^-$ の効果により $R_{K^*} = 0.75$ になる。それに対し，たとえば SUSY のパラメータ空間で中性ヒッグスの $\mu^+\mu^-$ への結合が強いために $R_{K^{(*)}}$ が

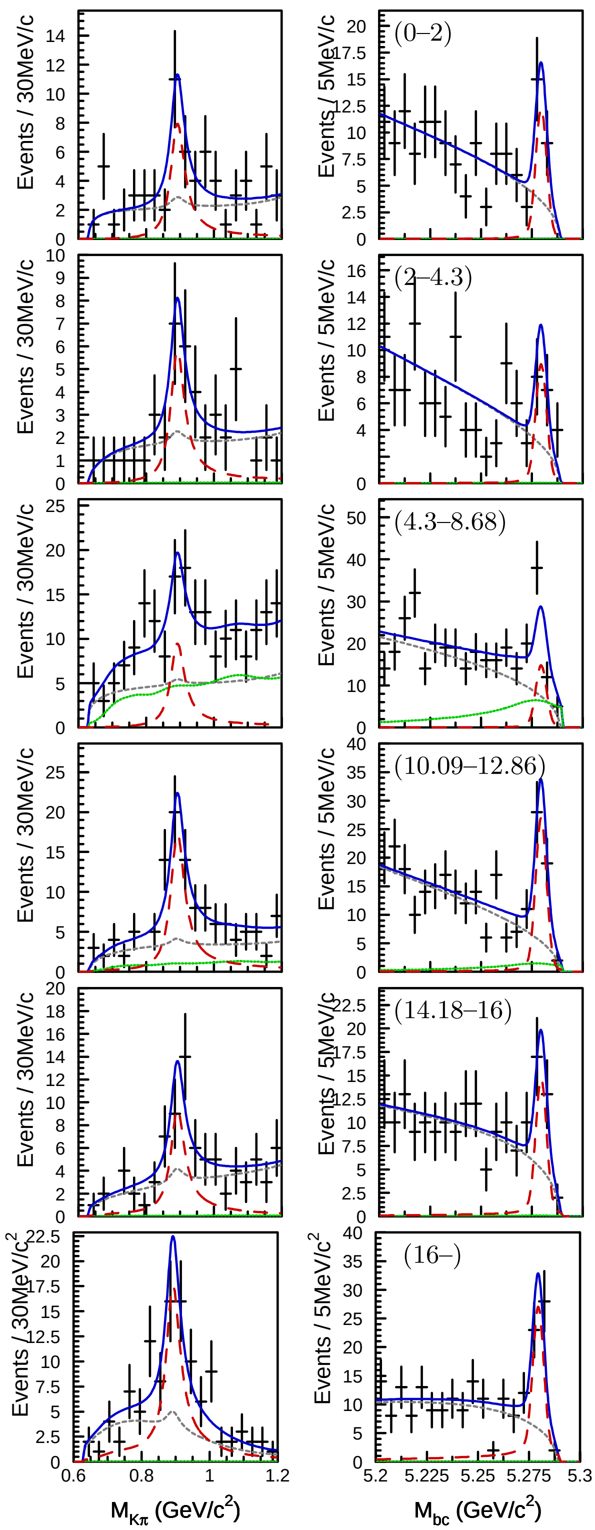

図 3　$B \to K^*\ell^+\ell^-$ の q^2 ビン毎の $M_{K\pi}$ と $M_{\rm bc}$ 分布へのフィット結果。破線が信号成分。括弧内の数字は GeV^2 単位での q^2 の範囲。

大きくなる場合があることが予想されている。結果は

$$R_K = 1.03 \pm 0.19 \pm 0.06$$
$$R_{K^*} = 0.83 \pm 0.17 \pm 0.08 \qquad (9)$$

と標準理論の予想とよく一致している。

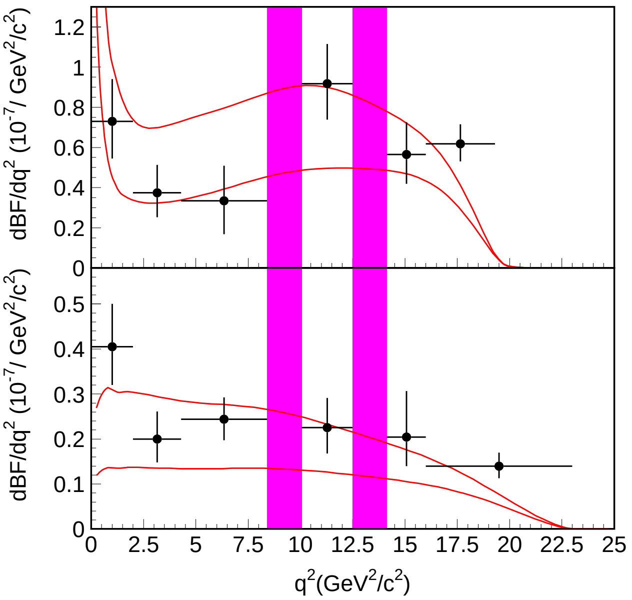

図 4　$B \to K\ell^+\ell^-$ (上) と $B \to K^*\ell^+\ell^-$ (下) の q^2 毎の微分分岐比。影の部分は J/ψ と ψ' のため使用していない。2 本の曲線は理論値の上限および下限。

アイソスピン非対称性は $B^0/\bar{B}^0$ と $B^\pm$ の間の非対称性で，この場合は分岐比の比と崩壊幅の比が寿命の比 $(\frac{\tau_{B^+}}{\tau_{B^0}} = 1.071)$ の分だけ異なるので，

$$A_I = \frac{\frac{\tau_{B^+}}{\tau_{B^0}}\mathcal{B}(B \to K^{(*)0}\ell^+\ell^-) - \mathcal{B}(B \to K^{(*)+}\ell^+\ell^-)}{\frac{\tau_{B^+}}{\tau_{B^0}}\mathcal{B}(B \to K^{(*)0}\ell^+\ell^-) + \mathcal{B}(B \to K^{(*)+}\ell^+\ell^-)} \qquad (10)$$

と定義する。たとえば B^+ の場合のみに始状態の $\bar{b}$ と u が対消滅して W となるダイアグラムがあることなどから生じるが，通常はその効果は小さいと考えられている。ところが BaBar が $q^2 < 8.68\,\mathrm{GeV}^2$ において 3σ 以上ゼロから離れた負の値を報告している[3]。同じ領域で Belle のデータからは，

$$A_I(B \to K\ell^+\ell^-) = -0.31^{+0.17}_{-0.14} \pm 0.08 \qquad (1.75\sigma)$$
$$A_I(B \to K^*\ell^+\ell^-) = -0.29 \pm 0.16 \pm 0.09 \quad (1.37\sigma)$$
$$A_I(B \to K^{(*)}\ell^+\ell^-) = -0.30^{+0.12}_{-0.11} \pm 0.08 \qquad (2.22\sigma) \quad (11)$$

と BaBar の結果ともゼロとも大きく矛盾しない結果が得られていて，結論は出ていない。A_I の q^2 分布は図 5 となる。

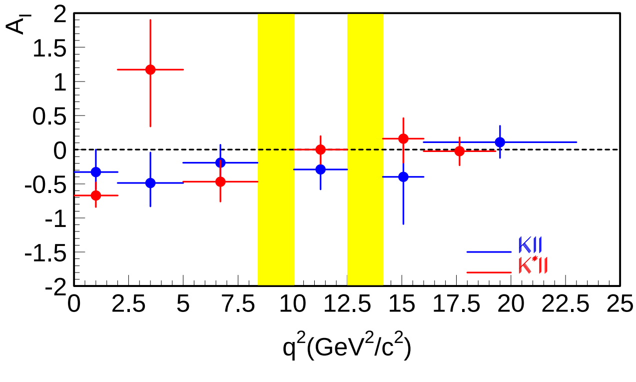

図5　$B \to K\ell^+\ell^-$ と $B \to K^*\ell^+\ell^-$ のアイソスピン非対称性の q^2 分布。

6　$B \to K^*\ell^+\ell^-$ の前後非対称性

$B \to K^*\ell^+\ell^-$ の前後非対称性 A_{FB} は同様に比として求めることもできるが，レプトンの角度 θ_ℓ の分布を測定することにより精度を向上させることができる。具体的には θ_ℓ 分布は A_{FB} と K^* の偏極度 F_L に依存し，

$$\frac{3}{4}F_L(1-\cos^2\theta_\ell) + \frac{3}{8}(1-F_L)(1+\cos^2\theta_\ell) + A_{\mathrm{FB}}\cos\theta_\ell \qquad (12)$$

と分布する。F_L は K^* 静止系での K の角度 θ_K が

$$\frac{3}{2}F_L(\cos^2\theta_K) + \frac{3}{4}(1-F_L)(1-\cos^2\theta_K) \qquad (13)$$

と分布することから求めることができる。これに測定効率の角度依存性を考慮に入れて，バックグラウンドに関してはモンテカルロ事象を用いて，すべての成分の大きさはすでに求められているものを使用してフィットから F_L を求め，次に A_{FB} を求める。$\cos\theta_\ell$ 分布の q^2 ごとのフィット結果を図 6 に示す。ここで，q^2 が大きくなるにつれ事象が $\cos\theta_\ell = +1$ の方に寄っていき，前後非対称性が大きくなる様子が見てとれる。フィット結果の F_L と A_{FB} の q^2 依存性は図 7 となる。図を見るとデータは標準理論より C_7 の符号を反転させた線の方に近いようにも見えるが，データの標準理論の線からのずれは 2.7σ なので確実なことは言えない。ただし，BaBar でも統計精度はかなり落ちるが同様の傾向が見えていることは興味深い[4][2]。

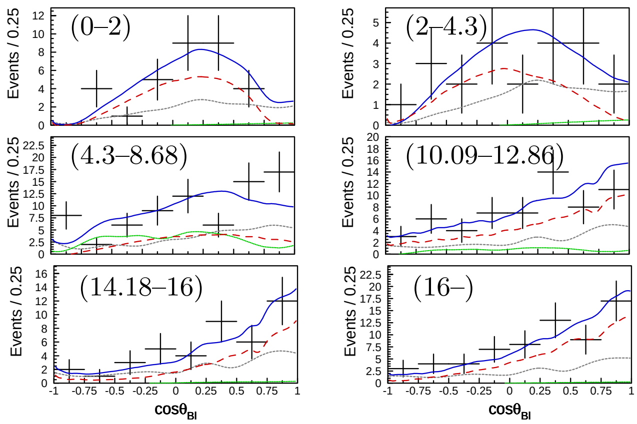

図 6　$\cos\theta_\ell$ のフィット結果。
破線が信号成分。括弧内の数字は GeV^2 単位での q^2 の範囲。

---

[2] この原稿を準備している最中に，CDF から A_{FB} の結果が発表され，興味深いことに同様の傾向が見られている[5]。

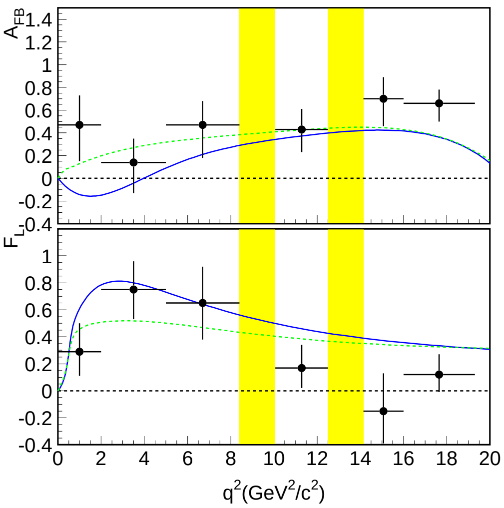

図7　$B \to K^* \ell^+ \ell^-$ の前後非対称性(上)と偏極度 F_L (下)の q^2 分布。実線は標準理論，点線は C_7 の符号を反転させた場合。

7　インクルーシブ $B \to X_s \ell^+ \ell^-$ 事象の再構成

インクルーシブ $B \to X_s \ell^+ \ell^-$ の測定は C_7 の符号に強い制限を加えることができる。具体的には式(2)の最後の項が標準理論では C_7 が負，C_9 が正なので全体を打ち消す寄与となるのに対して，C_7 が正だと分岐比が大きくなる。

$B \to X_s \gamma$ の場合と異なり，10^{-6} 台の分岐比の $B \to X_s \ell^+ \ell^-$ の 2 個のレプトンだけをインクルーシブに測定することは B のセミレプトニック分岐比が 20% 以上あって 1 事象に常に 2 個の B がある以上ほぼ不可能である。そこで，$B \to K \ell^+ \ell^-$ や $B \to K^* \ell^+ \ell^-$ などの終状態をすべて足し合わすことによりインクルーシブの分岐比を求める。X_s はストレンジネス 1 の状態なので，K^+ または K_S^0 と，0 から 4 個までの π (そのうち π^0 は 1 個まで)を組み合わせて運動学的に B となるものを集める。$B \to K^{(*)} \ell^+ \ell^-$ と同様に ΔE と $M_{\rm bc}$ を使うことができる。ただし，4 個まで π を許するとランダムな組み合わせが無数に出てくるので，X_s の不変質量 M_{X_s} を 2GeV 以下に限定する。理想的には可能な終状態をすべて足し合わせることが望ましいが，π が 5 個以上のもの，π^0 が 2 個以上のもの，K が 3 個のものを含めても現状ではバックグラウンドが増えるだけである。K_L^0 を含むものも測定できないが，これに関しては K_S^0 を含むものと同じだけの寄与があると仮定して見積もる。

バックグラウンド事象は $B \to K^{(*)} \ell^+ \ell^-$ と同様にセミレプトニック崩壊と $q\bar{q}$ 事象が主なものになり，$J/\psi X_s$ と $\psi' X_s$ 事象，$X_s \pi^+ \pi^-$ 事象の寄与がある。従ってバックグラウンド抑制の方法も $B \to K^{(*)} \ell^+ \ell^-$ とほぼ同様である。その他に，今回新たに $b \to c \to s$ の中で b か c のどちらかだけがセミレプトニック崩壊をしない場合に，π をレプトンと誤認識し，かつニュートリノの運動量がそれほど大きくない場合に，ニュートリノの持ち去った運動量を他のランダムな π で補って $M_{\rm bc}$ にピーク成分を持つことが明らかになった。

ΔE を使って事象を選別し，最終的に信号の事象数を $M_{\rm bc}$ のフィットから求めることは $B \to K^{(*)} \ell^+ \ell^-$ と同じであるが，$B \to X_s \ell^+ \ell^-$ の方が圧倒的にバックグラウンド事象数が多いため $B \to X_s e\mu$ 事象も同時にフィットしている。この終状態はレプトンフレーバー保存則を破るため，事象はすべてバックグラウンドと考えられる。ピーク以外の場所での事象数は e^+e^-, $\mu^+\mu^-$, $e^+\mu^-$, $e^-\mu^+$ でほぼ同数あり，e と μ の違いは大きくない。こうして，$X_s e\mu$ でのセミレプトニック崩壊によるピーク成分を考慮した上で ARGUS 関数の形状を決めるためのデータが実質倍に増えることになり，より強い制約を与えることができる。

8　$B \to X_s \ell^+ \ell^-$ 分岐比

$B \to X_s \ell^+ \ell^-$ 事象の $M_{\rm bc}$ 分布のフィット結果は図8である。特に X_s の質量1GeV 以上の $B \to K^{(*)} \ell^+ \ell^-$ を除いた事象で今回初めて 3σ の信号が見えた。

分岐比を求めるためには測定効率を求める必要があるが，$B \to X_s \ell^+ \ell^-$ では測定効率が π の数あるいは M_{X_s} に強く依存する。したがって図8の事象数を測定効率で割っても，X_s 分布の不定性による系統誤差が非常に大きくなってしまう。実際 Belle や BaBar のこれまでの測定結果では統計誤差と系統誤差は同じ位の大きさになっていた。そこで，今回は M_{X_s} で五つのビンに分け，それぞれに対して図 9 のように分岐比を求めて足し合わせた。その結果をさらに測定されていない J/ψ と ψ' の q^2 領域および $M_{X_s} > 2.0$GeV に外挿して(ただし $q^2 < 0.2\,{\rm GeV}^2$ は含めない)，分岐比

$$\mathcal{B}(B \to X_s \ell^+ \ell^-) = (3.33 \pm 0.80^{+0.19}_{-0.24}) \times 10^{-6} \tag{14}$$

を得た。この結果は新しいバックグラウンド成分を見つけたこともあって以前の結果より少し小さいが，統計的に矛盾はない。

標準理論の対応する計算値は $\mathcal{B}_{\rm SM}(B \to X_s \ell^+ \ell^-) = (4.2 \pm 0.7) \times 10^{-6}$ である。標準理論とも誤差の範囲内で一致するが，C_7 の符号が反転した場合の効果とは逆の方にずれている。従って C_7 の符号に関してはまったく決着がつかないという結果になったようである。

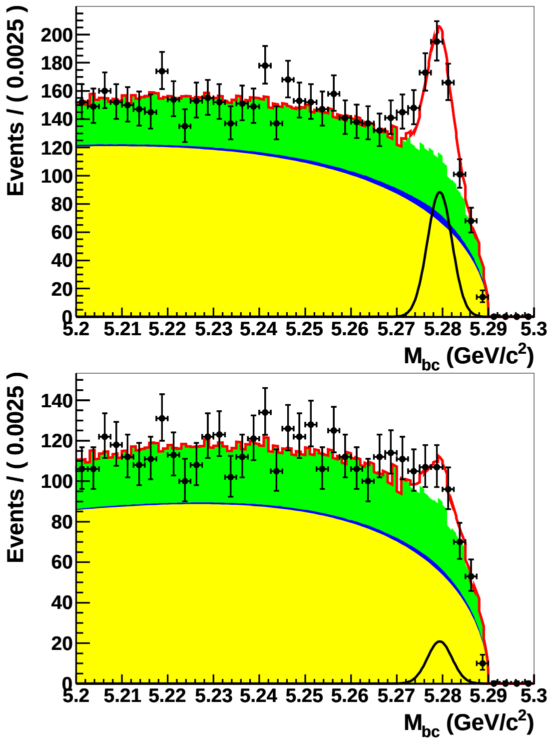

図 8　$B \to X_s \ell^+ \ell^-$ の $M_{\rm bc}$ 分布。

上は全 M_{X_s}, 下は $M_{X_s} > 1.0\,\mathrm{GeV}$ のみ。

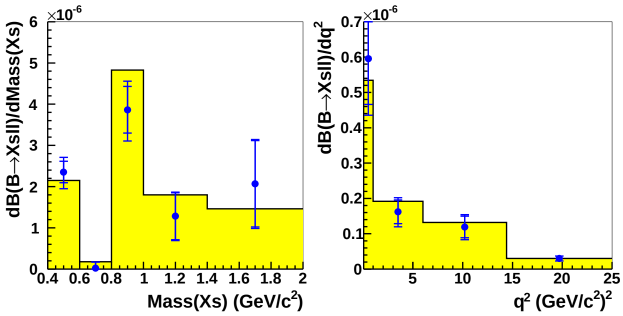

図 9　$B \to X_s \ell^+ \ell^-$ の M_{X_s} 分布(左)と q^2 分布(右)。

9　まとめ

Belle 実験では大量の B 中間子崩壊を用いて $b \to s\ell^+\ell^-$ 過程のさまざまな測定を行った。とはいうものの $b \to s\ell^+\ell^-$ は非常に小さな分岐比の稀崩壊であるので十分な統計が得られているとは言い難いが，それでもウィルソン係数を通じて新物理に感度があること，そしてもしかすると新物理の兆候が見えているかもしれないことが見ていただけたと思う。この測定をつきつめてゆくことはSuperKEKBでのBelle II 実験の大きな課題のひとつである。

$B \to K^*\ell^+\ell^-$ のうち $B^0 \to K^{*0}\mu^+\mu^-$ の前後非対称性に関してはCDFやLHCbでも測定できることが期待されるが，それで $b \to s\ell^+\ell^-$ の物理が尽きているわけではない。$B \to K^* e^+e^-$ の終状態やインクルーシブ $B \to X_s\ell^+\ell^-$ の測定は e^+e^- 衝突の B ファクトリーでないと難しく，Belle II によるより精度のよい測定が期待される。

参考文献

[1] Belle Collaboration, J. T. Wei *et al.*, Phys. Rev. Lett. **103**, 171801 (2009).

[2] T. Iijima, XXIVth International Symposium on Lepton Photon Interactions (LP 2009, 17—22 Aug., Hamburg, Germany) でのトーク。

[3] BaBar Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 091803 (2009).

[4] BaBar Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. D **79**, 031102R (2009).

[5] H. Miyake, XXth Hadron Collider Physics Symposium (HCP 2009, 16—20 Nov., Evian, France) でのトーク。