

Belle 実験における $B \rightarrow \tau\nu$ 崩壊の測定

名古屋大学大学院理学研究科
井門 孝治, 飯嶋 徹

ikado@hepl.phys.nagoya-u.ac.jp, ijijima@hepl.phys.nagoya-u.ac.jp

2007 年 6 月 18 日

1 はじめに

Belle 実験では, 世界最高ビーム強度の KEKB 加速器によって生成される大量の B 中間子の崩壊データが順調に蓄積され, B 崩壊における CP の破れや稀崩壊事象に関する成果が次々と得られている。そして, 蓄積された $B\bar{B}$ 事象数は 6 億を超えたが, この大量のデータを用いて, また新たなタイプの崩壊の測定が可能となった。それは, b クォークが同じ第三世代の τ レプトン-ニュートリノ対に結合する崩壊である。本稿では, 既に Belle 実験でその証拠が見つかった $B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$ [1] 崩壊に焦点をあて, その解析手法と現在得られている結果 [2], そしてそこから得られた物理的な知見を紹介したい。

2 $B \rightarrow \tau\nu$ 崩壊の物理

素粒子標準理論において, B 中間子の純レプトニック崩壊 $B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$ は, b クォークと \bar{u} クォークが W^- ボソンに対消滅することによって起こり (図 1 参照), その崩壊分岐比は, B 中間子崩壊定数 f_B と CKM (カビボ-小林-益川行列) 混合行列要素 $|V_{ub}|$ に比例する形で次式のように表すことができる。

$$\mathcal{B}(B \rightarrow \tau\nu) = \frac{G_F^2 m_B m_\tau^2}{8\pi} \left(1 - \frac{m_\tau^2}{m_B^2}\right)^2 f_B^2 |V_{ub}|^2 \tau_B \quad (1)$$

ここで, G_F はフェルミ定数, m_B と m_τ はそれぞれ B 中間子と τ レプトンの質量で, τ_B は B^- 中間子の寿命である。よく知られているように, レプトニック崩壊ではヘリシティ抑制効果のために, 崩壊分岐比がレプトン質量に強く依存する。 B 中間子のレプトニック崩壊の各モードの分岐比は概ね 1.7×10^{-11} ($e\nu$), 7.1×10^{-7} ($\mu\nu$), 1.6×10^{-4} ($\tau\nu$) であり, 分岐比の最も大きい $\tau\nu$ モードが測定の第一ターゲットとなる。

B 中間子崩壊定数 f_B は, B 中間子を構成する b クォークと \bar{u} クォークの波動関数の重なり程度を表し, B 中

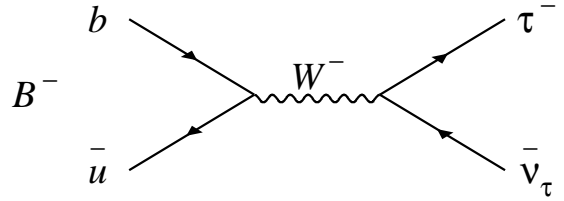


図 1: B 中間子の純レプトニック崩壊 $B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$ 過程

間子の崩壊や $B\bar{B}$ 振動現象の理論計算で必要となる基本パラメータの一つである。最近の格子量子色力学 (lattice QCD) の計算結果によると, $f_B = 0.216 \pm 0.022$ GeV であり [3], これとインクルーシブな $b \rightarrow u$ セミレプトニック崩壊から求まっている $|V_{ub}| = (4.39 \pm 0.33) \times 10^{-3}$ [4] および $\tau_B = 1.643 \pm 0.010$ ps [4] を使って, $\mathcal{B}(B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau) = (1.59 \pm 0.40) \times 10^{-4}$ と計算される。逆に, $B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$ 崩壊を測定できれば, $f_B |V_{ub}|$ を実験的に決定し, CKM への制限や f_B の値を得ることができる。 f_B の値は, lattice QCD の数値計算精度の指標ともなっており, 格子場の理論の立場からも重要視されている。

しかしながら, $B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$ 崩壊が注目される理由はむしろ標準理論を超える物理の探索にあると言ってよいだろう。たとえば, 超対称性理論や two-Higgs doublet 模型では, 中間状態のボソンが W^- の代わりに荷電ヒッグス粒子 (H^-) となるダイアグラムが干渉して, 崩壊分岐比が標準理論の予言値から大きく変化し, $\tan\beta/m_H$ の値によっては崩壊分岐比がゼロになることもあり得る [5]。つまり, $B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$ 崩壊は荷電ヒッグスに非常に感度が高い崩壊ということができる。

3 どうやって測るか?

$B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$ 崩壊過程は世界中の様々な実験によって精力的に探索されてきたにもかかわらず, これまで見つ

かっていなかった。しかし、 1.6×10^{-4} と予想される崩壊分岐比はそれほど低い値でもない。実際に B ファクトリーに先立つ CLEO 実験でも、 10^{-5} レベルの稀崩壊モードは多く発見されていた。この崩壊の測定がなぜそんなにも難しいのか？ それは、この崩壊が終状態に (τ 崩壊の娘粒子を含め) 複数のニュートリノを持つためである。

当然のことながら、ニュートリノは Belle 測定器では検出できないため、測定器からエネルギーが持ち去られたように見える (“見えないエネルギー”)。この見えないエネルギー (欠損エネルギーまたは欠損運動量) が一個のニュートリノに対応しているなら、その仮定にもとづいて運動学的に再構成することは可能である。しかしながら、相手が複数のニュートリノとなると運動学的な再構成は不可能で、崩壊トポロジーだけが頼りになる。

$B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$ 崩壊のトポロジーは至って単純である。即ち τ^- が $e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$, $\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$, $\pi^- \nu_\tau$ の 1-prong 崩壊をする場合には、この一本のトラックのみが測定され、やたらに欠損エネルギーが大きいように見えるだろう。ところが (残念なことに) B ファクトリーでは、 B と \bar{B} が対のできるので他方の B の崩壊でできた粒子が混ざり合い、このトポロジーを見出すことはそれほど容易ではない。

そこで登場するのが “フルリコンストラクションタギング” とわれわれが呼ぶ手法である。その概念を図 2 に示す。この解析手法では、電子・陽電子衝突でできた一方の B 中間子 (B_{tag} , タギング側) の崩壊を $B \rightarrow D^{(*)} + \pi/\rho$ などのハドロニック崩壊で運動学的に完全再構成する。そして、他方の B 中間子 (B_{sig} , シグナル側) が目指す信号モードに崩壊する事象を探し出す。この手法では、一方の B 中間子を完全再構成することで、信号崩壊する B 中間子のフレーバーと運動量を定めることができる。つまりこの解析手法は、シングルの B 中間子ビームをオフライン的に生成することができるわけで、特に $B \rightarrow X l \nu$ 崩壊の精密測定や、 $B \rightarrow \tau \nu$, $B \rightarrow D^{(*)} \tau \nu$, $B \rightarrow K l \bar{\nu}$ などの複数のニュートリノ生成を伴う崩壊の測定に有効な手段となる。今回の $B \rightarrow \tau \nu$ 崩壊の探索では、タギングを行った後の事象の残りに、上述したトポロジーの選択を行う。タギングによって、中性 B 中間子対 ($B^0 \bar{B}^0$) と軽いクォーク対 ($q\bar{q}$, $q = u, d, s, c$) が生成される事象からのバックグラウンドはほぼ取り除かれると考えてよい。

ただし、一方の B 中間子をハドロニック崩壊で完全再構成できる効率は低く、(後述するように) 高々 0.3% 程度である。従って、この解析で有効な結果を得るには大量のデータが必要となる。 B ファクトリーの順調な運転によって、初めてこの解析手法が功を奏することになった。また、こうした見えないエネルギーを伴う崩壊の測定は、

ハドロニック加速器の実験では不可能であり、 $e^+e^- B$ ファクトリーの専売特許と言ってよい。

4 解析の実際

今回の解析では、高エネルギー加速器研究機構の KEKB 加速器 [6] および Belle 検出器 [7] において 1999 年より 2005 年の夏までに得られた、 449×10^6 の $B\bar{B}$ 対に相当する 414 fb^{-1} のデータを使って、 $B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$ 崩壊の探索を行なった。

4.1 タギング側の解析

B_{tag} の候補は、 $B^+ \rightarrow \bar{D}^{(*)0} \pi^+$, $\bar{D}^{(*)0} \rho^+$, $\bar{D}^{(*)0} a_1^+$ と $\bar{D}^{(*)0} D_s^{(*)+}$ の崩壊モードによって再構成した。 \bar{D}^0 中間子の再構成には、 $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$, $K^+ \pi^- \pi^0$, $K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$, $K_S^0 \pi^0$, $K_S^0 \pi^- \pi^+$, $K_S^0 \pi^- \pi^+ \pi^0$ と $K^- K^+$ の 7 種類の崩壊モードを用い、 D_s^+ 中間子の再構成には、 $D_s^+ \rightarrow K_S^0 K^+$ と $K^+ K^- \pi^+$ の崩壊モードを用いる。 \bar{D}^{*0} 中間子と D_s^{*+} 中間子は、それぞれ $\bar{D}^{*0} \rightarrow \bar{D}^0 \pi^0$, $\bar{D}^0 \gamma$, $D_s^{*+} \rightarrow D_s^+ \gamma$ の崩壊モードで再構成する。こうして、 B_{tag} 中間子を再構成する崩壊モードの組み合わせ数は 180 通りにも及ぶ。Belle 検出器では、 γ と e , μ , π , K , p の荷電粒子を 80-90% の検出効率で測定することができるが、各崩壊モードの分岐比を含めた再構成効率は高いものでも $O(10^{-5})$ と非常に小さい。そこで、より多くの再構成モードを集めて全体の再構成効率を上げる。

再構成した B_{tag} 候補の選択には、 $M_{\text{bc}} \equiv \sqrt{E_{\text{beam}}^2 - p_B^2}$ および $\Delta E \equiv E_B - E_{\text{beam}}$ の 2 変数を用いる。ここで、 E_{beam} は重心系ビームエネルギー、 E_B と p_B はそれぞれ重心系における B 中間子のエネルギーと運動量を表す。図 3 は、解析を行った全データに対して得られた B_{tag} 候補の M_{bc} 分布である。図のように、 M_{bc} 分布を B_{tag} シグナル [8] とバックグラウンド事象のシェイプ [9] で fit した結果、抽出された B_{tag} の数は、 $(6.80 \pm 0.40) \times 10^5$ 個と求まった。これは、約 0.3% のタギング効率に対応する。以降の解析は、 $M_{\text{bc}} > 5.27 \text{ GeV}/c^2$ かつ $-80 \text{ MeV} < \Delta E < 60 \text{ MeV}$ の条件を満たす事象に対して行う。

4.2 シグナル側の解析

片側の B 中間子を完全再構成法によってタギングした後、もう一方の B 中間子が τ レプトンとニュートリノに崩壊する事象を探索する。解析上のバイアスを極力

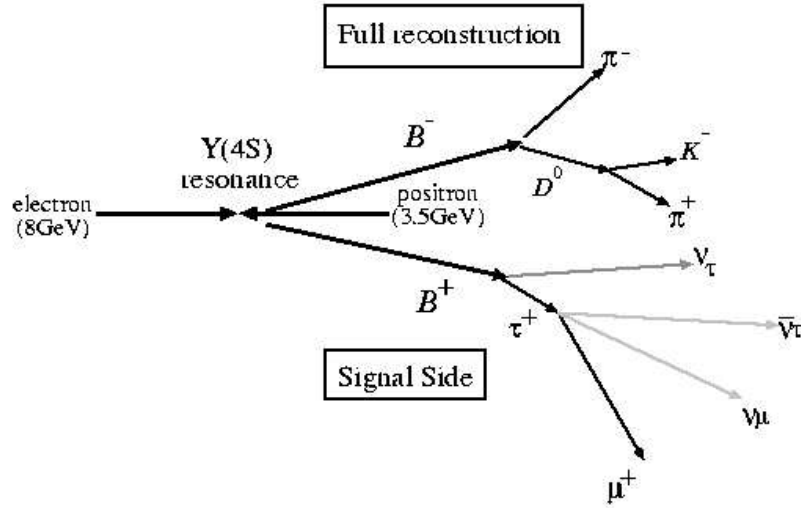


図 2: $B \rightarrow \tau \nu$ 探索の解析手法の概念。一方の B 中間子をハドロニック崩壊で完全再構成し、もう一方の B 中間子が $\tau \nu$ に崩壊する事象を探索する。終状態に生成された複数のニュートリノは測定器で検出されないため、見えないエネルギーとして現れる。

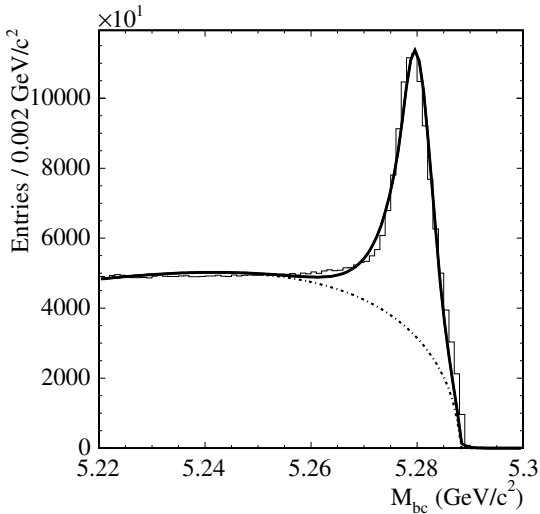


図 3: 4 億 4900 万個の $B\bar{B}$ 対から全再構成された B 中間子質量 M_{bc} の分布 ($-80 \text{ MeV} < \Delta E < 60 \text{ MeV}$)。実線はシグナル事象、点線はバックグラウンド事象を示す。

避けるために、シグナルの選別が確立されるまで、シグナル領域にあるデータを見ないブラインド・アナリシスを行なった。

τ レプトンは、 $\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$, $e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$, $\pi^- \nu_\tau$, $\pi^- \pi^0 \nu_\tau$ および $\pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$ の 5 つ崩壊モードを用いる。これらの 5 つのモードは τ レプトンの全崩壊の約 81% を占める。従ってシグナル側に、全電荷量が B_{sig} の反対となる 1 本または 3 本のトラックがあり、他には何も荷電粒子の痕跡がないこと、さらに $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ 以外の崩壊モードでは π^0 候補が存在しないことを要求する。そして、複数のニュートリノの存在を特徴づける変数として事象の欠損運動量 (p_{miss}) を使い、 $p_{\text{miss}} > 0.2 \text{ GeV}/c$ ($\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$, $e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$), $p_{\text{miss}} > 1.0 \text{ GeV}/c$ ($\pi^- \nu_\tau$), $p_{\text{miss}} > 1.2 \text{ GeV}/c$ ($\pi^- \pi^0 \nu_\tau$), $p_{\text{miss}} > 1.8 \text{ GeV}/c$ ($\pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$) を要求する。シグナル領域で最大のバックグラウンドとなる物理過程はセミレプトニック崩壊 $B^- \rightarrow D^{*0} \ell^- \bar{\nu}$ である。

シグナルとバックグラウンド過程をもっともよく選別する変数として、Belle 検出器の電磁カロリメータ (ECL) に残った余分なエネルギー E_{ECL} を用いる。 E_{ECL} は、 B_{tag} の再構成に使用にされたクラスター (および $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ モードの π^0) 以外のクラスターエネルギーの和で表され、シグナル事象に対してはゼロ、もしくはビームに起因するバックグラウンドヒットの寄与による小さな値になる。一方、バックグラウンド過程に対しては、余分なクラスター (たとえば $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ 崩壊の一方の γ が検出できなかった場合の残りの γ) の寄与により大きな値を

崩壊モード	$N_{\text{side}}^{\text{obs}}$	$N_{\text{side}}^{\text{MC}}$	N_{obs}	$N_{\text{sig}}^{\text{MC}}$
$\tau^- \rightarrow \mu^- \nu \bar{\nu}$	96	94.2 ± 8.0	13	9.4 ± 2.6
$\tau^- \rightarrow e^- \nu \bar{\nu}$	93	89.6 ± 8.0	12	8.6 ± 2.3
$\tau^- \rightarrow \pi^- \nu$	43	41.3 ± 6.2	9	4.7 ± 1.7
$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu$	21	23.3 ± 4.7	11	5.9 ± 1.9
$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu$	21	18.5 ± 4.1	9	4.2 ± 1.6

表 1: 各 τ 崩壊モードに対するデータとモンテカルロ・シミュレーション (MC) の比較; サイドバンド領域でのデータ ($N_{\text{side}}^{\text{obs}}$) と MC ($N_{\text{side}}^{\text{MC}}$), シグナル領域でのデータ (N_{obs}) と MC ($N_{\text{sig}}^{\text{MC}}$) を示す。

とる傾向がある。

E_{ECL} のシグナル領域は, MC simulation に基づいて τ 崩壊モードごとに最適化し, $E_{\text{ECL}} < 0.2$ GeV ($\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau, e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau, \pi^- \nu_\tau$), $E_{\text{ECL}} < 0.3$ GeV ($\pi^- \pi^0 \nu_\tau, \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$) とした。表 1 に, E_{ECL} のサイドバンド領域で観測された事象数のデータとモンテカルロ・シミュレーション (MC) の比較を示す。各 τ 崩壊モードでよい一致が見られ, 使用したモンテカルロ・シミュレーションによるバックグラウンド評価の妥当性を裏付けている。

E_{ECL} 分布に関するシミュレーションの妥当性を評価するために, 本番解析と同様に B_{tag} を再構成したうえで, B_{sig} が $B^- \rightarrow D^{*0} \ell^- \bar{\nu}$ ($D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$) で崩壊したコントロールサンプルを用いた。ここで, D^0 中間子は $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ および $K^- \pi^- \pi^+ \pi^+$ のモードで再構成する。図 4 は, コントロールサンプルから得られた E_{ECL} 分布である。データと MC simulation のよい一致が見られ, $B \rightarrow \tau \nu$ 崩壊の E_{ECL} 分布に対してもわれわれのシミュレーションは有効なものと判断される。

5 結果

シグナルの選別が確定された後に, いよいよシグナル領域のデータを見る。図 5 に 5 つの τ 崩壊モードを足しあわせた場合の E_{ECL} 分布を示す。

$E_{\text{ECL}} < 0.25$ GeV のシグナル領域にアクセスが見られるのが分かる。表 1 にはそれぞれの τ 崩壊モードでシグナル領域に得られた事象数 (N_{obs}) とシミュレーションで予想されるバックグラウンド数 ($N_{\text{sig}}^{\text{MC}}$) も示されているが, これもシグナル領域のアクセスを示している。最終的な事象数は, E_{ECL} の分布をシグナルとバックグラウンドの予想分布で fit して求め, すべての τ 崩壊モードを足しあわせた場合のシグナル数 (N_s) は $17.2^{+5.3}_{-4.7}$ となった。

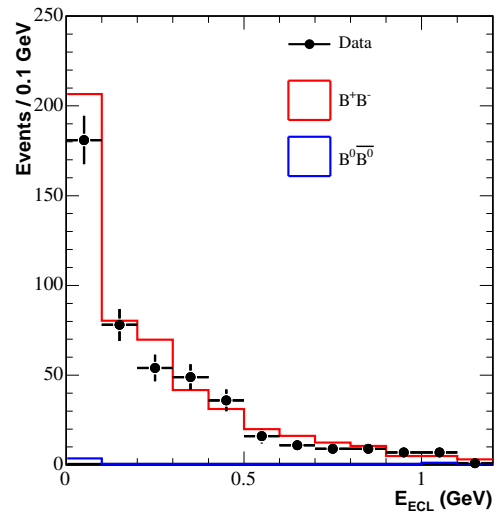


図 4: コントロールサンプルの E_{ECL} 分布。本番解析と同様に B_{tag} を再構成したうえで, B_{sig} が $B^- \rightarrow D^{*0} \ell^- \bar{\nu}$ ($D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$) で崩壊したサンプルである。

崩壊分岐比は, $B = N_s / 2 \cdot \epsilon \cdot N_{B^+ B^-}$ から求める。ここで, $N_{B^+ B^-}$ は $\Upsilon(4S) \rightarrow B^+ B^-$ 事象数で, 検出効率 $\epsilon = \epsilon^{\text{tag}} \times \epsilon^{\text{sel}}$ と定義され, ϵ^{tag} と ϵ^{sel} はそれぞれタグ側側の完全再構成効率 (シグナル側が $B \rightarrow \tau \nu$ 崩壊である場合) とシグナル側の事象選択効率を表す。すべての τ 崩壊モードを組み合わせた場合の分岐比は, $(1.79^{+0.56}_{-0.49}) \times 10^{-4}$ と求まった。図 6 に典型的な $B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$ 崩壊事象候補のイベント・ディスプレイを示す。

崩壊分岐比の測定における系統誤差は, $\Upsilon(4S) \rightarrow B^+ B^-$ 事象数 ($N_{B^+ B^-}$), シグナル検出効率 (ϵ), およびシグナル数 (N_s) の系統誤差から来る。もっとも大きな系統誤差は, N_s を fit で求める際のシグナルとバックグラウンドの分布形状に対する不定性であり, 両者を合わせて $^{+23\%}_{-26\%}$ と評価された。その他に, タグ側の完全再構成効率に対する不定性 (10.5%), シグナル側の事象選択効率の不定性 (5.6%) などを考慮し, 全系統誤差は $^{+26\%}_{-28\%}$ と見積もられた。この結果, 系統誤差を含めた $B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$ の崩壊分岐比測定値は,

$$B(B \rightarrow \tau \nu) = (1.79^{+0.56}_{-0.49}(\text{stat})^{+0.46}_{-0.51}(\text{syst})) \times 10^{-4}$$

となる。すべての τ 崩壊モードを足しあわせた場合, 統計誤差とシグナル数 (N_s) の系統誤差を考慮した検出信号の有意度は 3.5σ である。この解析結果は, Belle 実験によって世界で初めて捉えられた $B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$ 崩壊の証拠である。測定された崩壊分岐比は標準理論の予言と誤差の範囲で一致する。

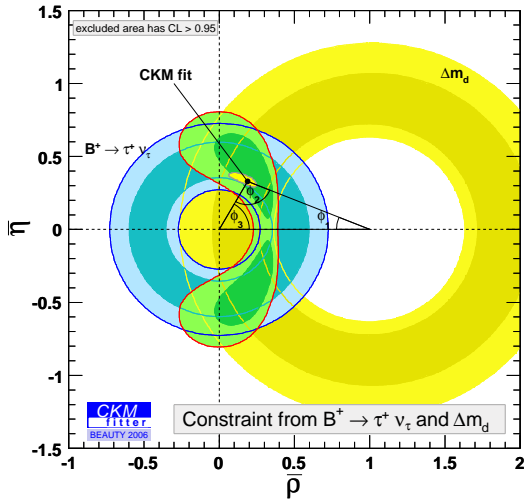


図 7: Δm_d と $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau)$ によるユニタリティ三角形の制限

$\tan \beta$ を用いて,

$$r_H = \left(1 - \frac{m_B^2}{m_{H^\pm}^2} \tan^2 \beta \right)^2 \quad (4)$$

と表すことができる [5]。今回の測定結果 $\mathcal{B}(B \rightarrow \tau \nu) = (1.79_{-0.49}^{+0.56}(\text{stat})_{-0.51}^{+0.46}(\text{syst})) \times 10^{-4}$ と標準理論に基づく予言値 $\mathcal{B}(B \rightarrow \tau \nu)_{\text{SM}} = (1.59 \pm 0.40) \times 10^{-4}$ から, r_H に対する制限が $r_H = 1.13 \pm 0.51$ と求まる。図 8 は, この制限を $m_{H^\pm} - \tan \beta$ 平面上で示したもので, 荷電ヒッグスの存在可能な領域は白い部分に限られる (95.5%CL)。今回得られた制限は, LEP やテバトロンといった高エネルギー実験での直接探索結果をはるかに凌いでいる。

7 おわりに

Belle 実験において, B 中間子が τ レプトンとニュートリノに崩壊する現象が初めて観測された。この崩壊は終状態に複数のニュートリノを含むために, その検出は困難と考えられていたが, 解析手法の工夫と B ファクトリー加速器がもたらす大量の B 中間子データを使って観測が可能となった。図 9 は $B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$ 崩壊探索の歴史で, 過去の実験で得られた分岐比上限値と今回の Belle 実験の測定結果を示している。こうして 10 年以上の長きにわたる探索を経て, われわれが遂にシグナルの兆候を捉えることに成功した。今回の観測結果は, 標準理論の予言と誤差の範囲で一致しており, 標準理論を大きく破るような新粒子の兆候は得られなかった。しかしながら, 超対称性理論が予言する荷電ヒッグス粒子の存在可能な質量領

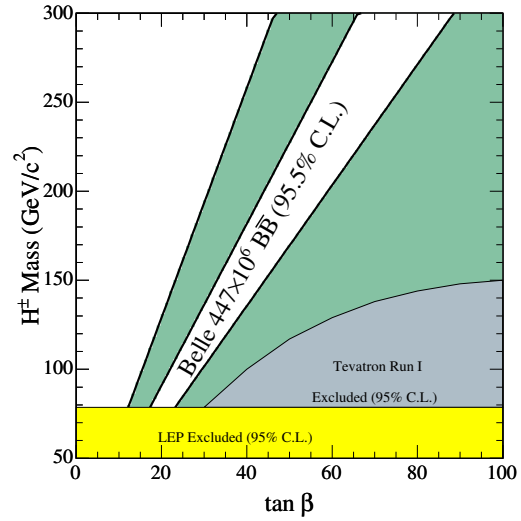


図 8: Belle 実験で得られた荷電ヒッグス粒子に対する制限。 $\mathcal{B}(B \rightarrow \tau \nu)$ 崩壊分岐比の測定値と標準理論における予言値から 95.5%信頼度でデータから除外される領域を示す。

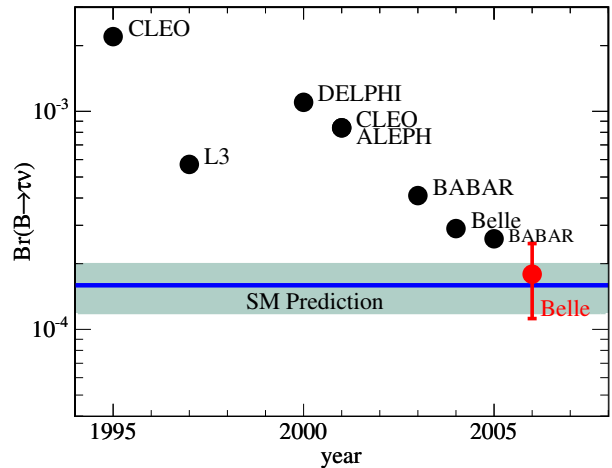


図 9: $B \rightarrow \tau \nu$ 崩壊過程の探索の歴史

域を厳しく制限した。現在の測定精度は、統計誤差が支配的で系統誤差の一部もコントロールサンプルの統計で決まっているため、データをさらに蓄積すれば、より高い質量領域を探索できる。一方、CERNではLHC実験の始動が間近となっている。今後、LHC実験での直接探索とBファクトリーでの間接探索でどのような結果が得られるかがとても楽しみである。Bファクトリーの測定については、現在の測定結果の単純外挿から、 5ab^{-1} のデータが蓄積されれば、 $\tan\beta = 30$ で $m_{H^\pm} = 400 \sim 500\text{GeV}/c^2$ まで探索が可能と予想される [10]。クラブ空洞の導入によるルミノシティの更なる増強が切望される。

また、見えないエネルギーを伴う崩壊(終状態に複数のニュートリノを伴う崩壊)には、他にも $B \rightarrow D^{(*)}\tau\nu$ 、 $B \rightarrow K^{(*)}\nu\bar{\nu}$ などがあり、いずれも標準理論を超える新しい物理への感度が高い。今回の $B \rightarrow \tau\nu$ 崩壊の測定はそのpilot measurementとしても重要であるが、このような測定によってTeV領域の新しい物理を探索するには、さらに100倍近いデータが必要である。このためにBelleグループの研究者はKEKB加速器を増強したSuper-KEKB加速器へのアップグレードを提案している。

この原稿を書いている最中にも、Belleグループは $B^0 \rightarrow D^{*-}\tau^+\nu_\tau$ 崩壊の初観測を報告した [11]。まさに $b \rightarrow \tau\nu_\tau$ 遷移の測定が旬を迎えている。次の機会には、このような新しい結果をぜひ報告したい。乞うご期待!

8 謝辞

本研究では、名古屋大学高エネルギー物理学研究室(N研)メンバーの多大かつ貴重な助言と励ましにより、成果をあげることができた。そしてこの結果は、KEKB加速器グループの弛まぬ努力によって得られた世界最大のルミノシティと、Belle実験の共同研究者たちの多大な協力の上に成り立っている。様々な人々からのバックアップがなければ、いまだ探索の歴史が続いていたであろう。ここに感謝の意を表したい。

参考文献

- [1] 本稿では、明記しない限り荷電共役モードも含むものとする。
- [2] K. Ikado *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **97**, 251802 (2006).
- [3] A. Gray *et al.* (HPQCD Collaboration), Phys. Rev. Lett. **95**, 212001 (2005).

- [4] E. Barberio *et al.* (Heavy Flavor Averaging Group), hep-ex/0603003.
- [5] W. S. Hou, Phys. Rev. D **48**, 2342 (1993).
- [6] S. Kurokawa and E. Kikutani, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **499**, 1 (2003).
- [7] A. Abashian *et al.* (Belle Collaboration), Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **479**, 117 (2002).
- [8] E. D. Bloom and C. Peck, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **33**, 143 (1983).
- [9] H. Albrecht *et al.* (ARGUS Collaboration), Phys. Lett. B **185**, 218 (1987).
- [10] K. Ikado, Talk at the International Workshop on B Factories and New Measurements (BNM2006), Sep. 2006, KEK, Japan, <http://www-conf.kek.jp/bnm/2006/>.
- [11] K.-F. Cheng, Talk at the International Conference on Flavor Physics & CP Violation (FPCP2007), May 2007, Bled, Slovenia, <http://www-f9.ijs.si/fpcp07/>.