

B アノマリーは新物理の夢をみるか？

チューリッヒ大学

高橋 悠太

Yuta.Takahashi@cern.ch

2018 年 (平成 30 年) 7 月 27 日

近年, B 中間子のセミレプトニック崩壊において, 相次いでアノマリーが報告されている。これらのアノマリーは新物理としてレプトクォークや Z' , W' の存在を示唆しており, ATLAS や CMS における直接探索が本格化している。本稿では, アノマリーについて概観するとともに, 直接探索の現場から最新の状況をお伝えする。

1 B 中間子アノマリー

B 中間子アノマリー (以降 B アノマリー) には 2 種類ある; $b \rightarrow s\mu\mu$ の遷移に伴うアノマリーと, $b \rightarrow c\tau\nu$ に伴うアノマリーである。標準模型 (SM) におけるダイアグラムを図 1 に示しておいた。この章では, LHCb, Belle, BaBar 実験の最新の結果をレビューしよう。

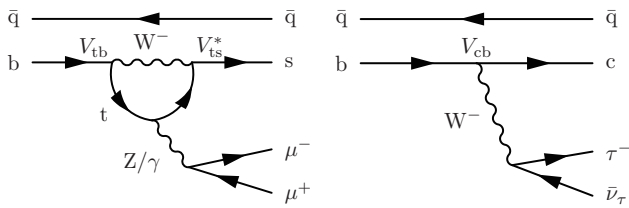


図 1: SM における (左) $b \rightarrow s\mu\mu$, (右) $b \rightarrow c\tau\nu$ のファインマン・ダイアグラム。 $b \rightarrow s\mu\mu$ はループを介して起こる FCNC (Flavour Changing Neutral Current) プロセス — ループ部分で CKM 抑制を受けるために SM の散乱振幅が小さく, 新物理の寄与を見やすい。

1.1 $b \rightarrow s\mu\mu$ におけるアノマリー

2016 年, LHCb 実験は $B^0 \rightarrow K^{*0}\mu^+\mu^-$ 過程 [1] (図 1 左において $q = d$) を用いた P_5' パラメータの測定結果を発表した。 P_5' とは, μ 粒子の崩壊角分布を特徴づけるパラメータの 1 つである。ちょうど, ^{60}Co から放出

される電子の異方性が弱い相互作用におけるパリティの破れを示唆したように, P_5' の SM からのずれは新物理の指標となる。 $q^2 = (p_{\mu^+} + p_{\mu^-})^2 = [1, 6] \text{ GeV}^2$ の関数として測定された P_5' は, SM に対して最大 3.4σ のずれを示すものであった [2]。

このずれが新物理由来だとして定量的に議論するために, $b \rightarrow s\mu\mu$ における実効ハミルトニアン $\mathcal{H}_{\text{eff}} = \mathcal{H}_{\text{eff}}^{\text{SM}} + \mathcal{H}_{\text{eff}}^{\text{NP}}$ を導入する。ここで,

$$\mathcal{H}_{\text{eff}}^{\text{NP}} = -4 \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{tb} V_{ts}^* \frac{e^2}{16\pi^2} \sum_i \left[C_i \mathcal{O}_i + C'_i \mathcal{O}'_i \right] + \text{h.c.},$$

である。 C_i は SM の振幅に対して新物理の振幅の強さを表す複素数 (ウィルソン係数), $\mathcal{O}_i$ は低エネルギー近似の 4-fermion オペレータである。 $B^0 \rightarrow K^{*0}\mu^+\mu^-$ 過程の記述に必要なのは $i = 9, 10$ の項だけであり, $\mathcal{O}_i$ は,

$$\begin{aligned} \mathcal{O}_9 &= (\bar{s}_L \gamma^\mu b_L)(\bar{\ell} \gamma_\mu \ell), & \mathcal{O}'_9 &= (\bar{s}_R \gamma^\mu b_R)(\bar{\ell} \gamma_\mu \ell) \\ \mathcal{O}_{10} &= (\bar{s}_L \gamma^\mu b_L)(\bar{\ell} \gamma_\mu \gamma_5 \ell), & \mathcal{O}'_{10} &= (\bar{s}_R \gamma^\mu b_R)(\bar{\ell} \gamma_\mu \gamma_5 \ell) \end{aligned}$$

で与えられる。ハドロニックカレントに対して $\mathcal{O}_9^{(\prime)}, \mathcal{O}_{10}^{(\prime)}$ が V-A (V+A) 型, レプトニックカレントに対して $\mathcal{O}_9^{(\prime)}$ が V 型, $\mathcal{O}_{10}^{(\prime)}$ が A 型である。

この実効ハミルトニアンを使って P_5' の q^2 依存性を定式化してやり, 実際のデータにフィットすることで, 新物理のウィルソン係数にアタリをつけることができる。そうして得られた結果は $C_9 = -C_{10} = -0.7, C'_9 = C'_{10} = 0$ を示唆している [3]。つまり, SM のように V-A 型のテンソル構造をもつ新粒子があつて, それが $b \rightarrow s\mu\mu$ の遷移に減殺的に干渉していると解釈することができる。

さて, $b \rightarrow s\mu\mu$ の散乱振幅を下げる新物理が存在するならば, $b \rightarrow s\mu\mu$ の遷移をもつ “すべて” の過程 (中間子のスピンや, スペクテーター・クォークは違っていてもよい) において, 崩壊分岐比は SM より下方にずれるべきである。実際, $B^0 \rightarrow K^{*0}\mu\mu$ [4], $B^+ \rightarrow K^+\mu\mu$ ($q = u$) [5], $B^0 \rightarrow K^0\mu\mu$ ($q = d$) [5], $B^+ \rightarrow K^{*+}\mu\mu$ ($q = u$) [5], $B_s \rightarrow \phi\mu\mu$ ($q = s$) [6], $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda\mu\mu$ ($q = ud$) [7] など

測定されているが、どれも $1 \sim 2\sigma$ 程度 SM よりも小さい値を示している。崩壊分岐比の理論値に伴う不定性を減らすため、前者 2 つの過程については $B \rightarrow K^{(*)}ee$ との比も測定されている：

$$\mathcal{R}_{K^{(*)}} = \frac{\mathcal{B}(B \rightarrow K^{(*)}\mu^+\mu^-)}{\mathcal{B}(B \rightarrow K^{(*)}e^+e^-)}$$

図 2 に $\mathcal{R}_{K^{(*)}}$ の結果を示す。LHCb の結果は、 q^2 の小さいピンからそれぞれ 2.3σ , 2.4σ のずれを示している [8]。 $\mathcal{R}_K$ についても同様で、SM よりも 2.5σ 低い値が報告されている [9]。Belle や BaBar の結果はどちらも SM と一致している — 誤差は大きい。ちなみに、 $\mathcal{B}(B \rightarrow K^{(*)}e^+e^-)$ は SM の期待値通りである。

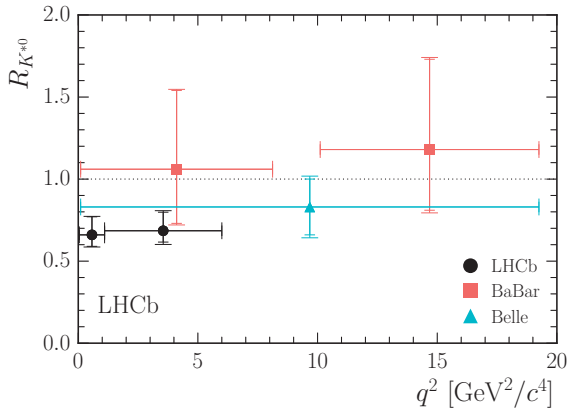


図 2: $\mathcal{R}_{K^{(*)}}$ の q^2 依存性 [8]。電子や μ 粒子の質量は B 中間子の質量に対して小さいから、SM 期待値はほぼ 1。

$\mathcal{R}_{K^{(*)}}$ のずれの大きさは $C_9 = -C_{10} = -0.7$ を仮定したときの予想値と概ね一致しており、単一のパラメータで一連のずれがコヒーレントに説明できる、という、いかにも新物理らしい兆候である。

1.2 $b \rightarrow c\tau\nu$ におけるアノマリー

B 中間子のセミレプトニック崩壊、 $\bar{B} \rightarrow D^{(*)}\ell^-\bar{\nu}_\ell$ ($\ell = e, \mu, \tau$, 図 1 右において $q = d$) は、SM ではツリーレベルで起こる反応である。この過程の SM における部分崩壊幅は、

$$\frac{d\Gamma(\bar{B} \rightarrow D^{(*)}\ell^-\bar{\nu}_\ell)}{dq^2} = \frac{G_F^2 |V_{cb}|^2 p_{D^{(*)}} q^2}{96\pi^3 m_B^2} \left(1 - \frac{m_\ell^2}{q^2}\right)^2 \times \left[(|H_+|^2 + |H_-|^2 + |H_0|^2) \left(1 + \frac{m_\ell^2}{2q^2}\right) + \frac{3m_\ell^2}{2q^2} |H_s|^2 \right]$$

で与えられる。前者が位相因子、後者がハドロニックカレントである。 $p_{D^{(*)}}$ は B 中間子静止系における $D^{(*)}$ 中間子の運動量、 H_+, H_-, H_0, H_s は 4 つのヘリシティ

振幅である。D 中間子への崩壊は H_0 と H_s の影響を受けるが、 D^* 中間子への崩壊はこれら 4 つの振幅の影響を受ける [10]。

$\bar{B} \rightarrow D^{(*)}\tau^-\bar{\nu}_\tau$ の崩壊分岐比測定は Belle や BaBar 実験の頃から行われてきた。これは、 τ レプトンの質量が 1.78 GeV と大きいから、新物理によるヘリシティ振幅の変化に敏感だからである — 先の式を参照。実際には、 $|V_{cb}|$ やハドロニックカレントに対する不定性を打ち消すため、 $\bar{B} \rightarrow D^{(*)}\ell^-\bar{\nu}_{\ell'}$ ($\ell' = e, \mu$) との比が測定されている：

$$\mathcal{R}_{D^{(*)}} = \frac{\mathcal{B}(\bar{B} \rightarrow D^{(*)}\tau^-\bar{\nu}_\tau)}{\mathcal{B}(\bar{B} \rightarrow D^{(*)}\ell^-\bar{\nu}_{\ell'})}$$

こうすることで理論的不定性を $1\text{--}3\%$ に抑えつつ、分母と分子で共通する実験誤差をキャンセルさせることができる。Belle の結果 [11–14] は 2σ 程度、BaBar の結果 [15, 16] は 3.4σ , SM よりも高い値を示すものであった。 $\bar{B} \rightarrow D^{(*)}\ell^-\bar{\nu}_{\ell'}$ の崩壊分岐比は SM 通りである。

2015 年には、LHCb も $\mathcal{R}_{D^*}$ の測定に成功した [17, 18]。得られた結果は SM より 20% ほど高い値を示すものであった。 $\mathcal{R}_D, \mathcal{R}_{D^*}$ の世界平均をとると、SM に対して 4σ のズレを示すほどに成長している (図 3)。

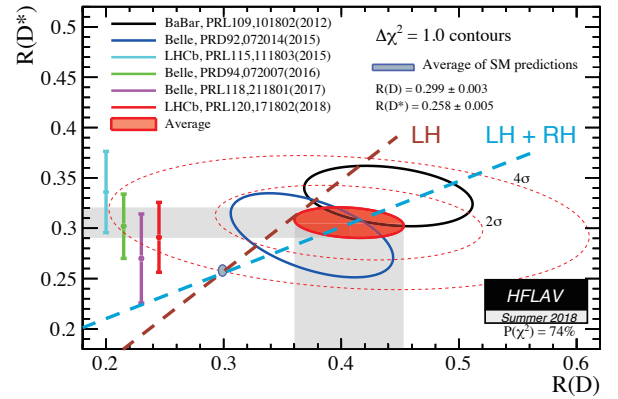


図 3: 赤 (濃灰) 色の丸: $\mathcal{R}_D, \mathcal{R}_{D^*}$ の世界平均、左下の小さな丸: 理論値 [19]。2 つの点線については本文参照。

LHCb は 2018 年に入って $\mathcal{R}_{J/\psi}$ も測定している。これはスペクテーター・クォークを $q = c$ に変えただけであり、新物理が $b \rightarrow c\tau\nu$ に介在しているならば、これもまた高い崩壊分岐比を示すべきである。まだ統計的に有意とは言えないが、この測定でも SM より高い値 (1.7σ) が得られている [20]。

3 つの独立した実験が一様に高い崩壊分岐比を報告していること、また、中間子のスピンの違うだけの D と D^* 、スペクテーター・クォークが違うだけの J/ψ が一様に同じ方向にずれていることは特筆に値する。

図 3 には、新物理が LH カイラルのみに結合する場合

(茶色, または濃灰の点線), および, LH にも RH にも同じ強さでくっつく場合 (青, または灰色の点線) に乗るであろう直線が示してある。ただし, あくまで一例である。このように違った直線の傾きが得られるのは, 新物理のテンソル構造によってヘリシティ振幅が異なり, $\mathcal{R}_D$ と $\mathcal{R}_D^*$ との相対的な強さが変わるからである。現時点ではどちらの予想とも符合している。

以上, B 中間子のセミレプトニック崩壊における 2 つのアノマリーについて紹介した。次章以降では, これらのアノマリーを説明すると考えられているレプトクォークや Z', W' の探索現状についてお伝えする。

2 レプトクォーク

2.1 アノマリーとの相性

レプトクォーク (以降 LQ) は, 2 つのアノマリーを同時に説明する理論 — に付随する粒子 — として注目されている。文字通りレプトンとクォークに結合する粒子で, 必然的にカラー電荷と分数電荷 ($\pm 1/3, \pm 2/3, \pm 4/3, \pm 3/5$ e) を持つ。スピンによってスカラー (スピン 0), またはベクトル (スピン 1) の状態をとることができる。LQ を介した下図のようなダイアグラムを考えれば, アノマリーを定性的に説明することができる。

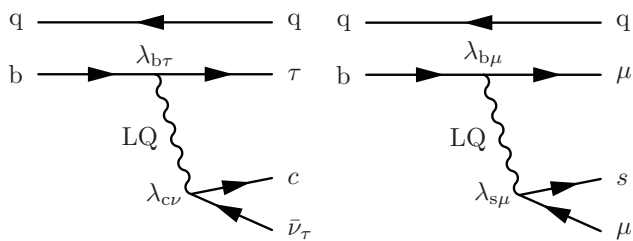


図 4: レプトクォークが (左) $b \rightarrow c\tau\nu$, (右) $b \rightarrow s\mu\mu$ にツリーレベルで寄与するとした場合のダイアグラム。λ は LQ の結合強度。

ところで SM では, $b \rightarrow s\mu\mu$ はループを介して起こる遷移なのに対し, $b \rightarrow c\tau\nu$ はツリーレベルで起こる遷移である。両者の SM における散乱振幅は大きく異なり, ゆえに LQ の寄与も $\mathcal{M}(b \rightarrow c\tau\nu) \gg \mathcal{M}(b \rightarrow s\mu\mu)$ となるように調整する必要がある。そこで, 第 3 世代にはよく結合するが, 第 1, 2 世代には弱くしか結合しないとする「世代構造」を導入するのが一般的だ。例えば下記に示すような結合強度 $\lambda_{q\ell}$ を考えると, 2 つのアノマリーの大きさを同時に説明できると考えられ

ている [21]。

$$\lambda_{q\ell} = \begin{matrix} & \ell_1 & \ell_2 & \ell_3 \\ \begin{matrix} q_1 \\ q_2 \\ q_3 \end{matrix} & \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \pm 0.01 & 0.1 \\ 0 & \mp 0.1 & 1 \end{pmatrix} \end{matrix} \quad (1)$$

ここで q_i, ℓ_i ($i = 1, 2, 3$) は, 第 i 世代のクォーク (レプトン) を表す。数字自体に特別な意味はない; (3, 3) 成分を 1 として相対的な結合の強さを示しただけである。フレーバーをまたぐ結合や第 1 世代への結合が小さいのは, 陽子崩壊や $K_L \rightarrow \mu^\pm e^\mp$ などの低エネルギー実験の制約による。(2, 2) $\times$ (3, 2) が $b \rightarrow s\mu\mu$ アノマリーの散乱振幅を与えるのだが, SM に対して減殺的であるため, お互いに符号が反転している。

このシナリオを考えた場合, 新物理の質量スケールは $b \rightarrow c\tau\nu$ アノマリーのサイズで決まり, $\mathcal{O}(1)$ TeV だろうと言われている。これならば LHC の射程内である。LQ の第 3 世代への崩壊, $LQ \rightarrow (\tau \text{ or } \nu_\tau) \times (t \text{ or } b)$ が探どころになる。

2.2 LQ の直接探索

LQ はカラー電荷を持っているので, LHC では強い相互作用によって大量に対生成 (e.g. $gg \rightarrow g \rightarrow LQLQ$) される。スカラー LQ を考えた場合, 生成断面積はモデル依存なく計算可能である。LQ の質量 (m_{LQ}) が 500 GeV ならば 500 fb, 1 TeV で 6 fb, 1.5 TeV で 0.02 fb 程度である。

生成された LQ はレプトンとクォークに崩壊する。LQ の崩壊幅 Γ は $\Gamma/m_{LQ} = \lambda^2/(16\pi)$ で与えられ, 解析で考慮する λ の範囲において即時崩壊, かつ, 検出器分解能よりも狭い共鳴幅を作る。LQ の崩壊は分岐比 β によって記述され, $B(LQ \rightarrow \ell q) = \beta$, および $B(LQ \rightarrow \nu q) = 1 - \beta$ と定義される。 β は未知数である。LQ が同じ世代のレプトンとクォークに崩壊すると仮定すれば — これは (1) 式からリーズナブルな仮定だが —, β の値によって表 1 のような終状態を作る。

B アノマリーの観点からは第 3 世代に崩壊する LQ が好まれるので, 以降, 表中の丸数字の順で最新結果を紹介する。これらは全て CMS から公表されている結果であり, 積分ルミノシティ $\mathcal{L} = 36 \text{ fb}^{-1}$ を使用している。

① $LQ\bar{LQ} \rightarrow \tau\tau b\bar{b}$

2 つの τ レプトンの崩壊様式によって $\tau_\ell\tau_\ell, \tau_\ell\tau_h, \tau_h\tau_h$ の終状態をとるチャンネルである。ここで, τ_ℓ は τ の

	$\beta = 1$	$\beta = 0.5$	$\beta = 0$
$q = u, d$	$eejj$ [22, 23]	$evjj$ [22]	$\nu\nu jj$ [28]
$q = c, s$	$\mu\mu jj$ [24, 23]	$\mu\nu jj$ [24]	$\nu\nu jj$ [28]
$q = t$	$\tau\tau tt$ [25] ③	$\tau\nu tt$	$\nu\nu tt$ [28] ②
$q = b$	$\tau\tau bb$ [26, 27] ①	$\tau\nu bb$	$\nu\nu bb$ [28] ②

表 1: LQ の対生成によって生じる終状態。j は第 1, 2 世代の軽いクォークが作るジェットを表し、実験的には粒子のかたまりとして観測される (フレーバーは区別できない)。 $\beta = 0.5$ のところには 50% の確率で実現する終状態を書いてある。

レプトニック崩壊 $\tau^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell \nu_\tau$ ($\ell = e, \mu$), τ_h はハドロンニック崩壊 $\tau^- \rightarrow \pi^- (n\pi^0) \nu_\tau$, $\tau^- \rightarrow \pi^\mp \pi^\pm \pi^\mp (n\pi^0) \nu_\tau$ を表す ($n \geq 0$) — τ^+ の場合は符号が反転する。それぞれの終状態毎に別々の解析を行っているが、ここでは、最も感度が高い $\tau_h \tau_h$ チャンネルの結果 [27] を紹介する。

まず、LQ 由来の高い横運動量¹ (p_T) を持つ 2 つの τ_h , 2 本以上のジェットを要求する。これだけで $\mathcal{O}(10)$ mb の断面積を有する QCD 由来のマルチジェット事象が残るため、大きな消失横エネルギー² ($E_T^{\text{miss}} > 50$ GeV) を課してこれを落とす。信号事象には τ レプトンの崩壊に起因してニュートリノが発生するので、さほどのロスはない。これでも残るドレル・ヤン事象 $Z \rightarrow \tau_h \tau_h$ は、2 つの τ_h から組んだ不変質量が Z ボソン質量よりも大きいことを要求して落とす。この選別後に残る主なバックグラウンドは $t\bar{t}$ であるが、データによる見積もりをして系統誤差を減らしている。

信号抽出にはスカラー和 $S_T = \sum_i p_T$ を用いる。ここで i は、終状態粒子である 2 つの τ_h , 2 本のジェット、それから E_T^{miss} を表す。この分布を、LQ の質量毎に用意した信号のテンプレートと背景事象のテンプレートとでフィットし、尤度が最大になるところを探す。ただし、各テンプレートは系統誤差の範囲で動いても良い。図 5 に観測された S_T 分布を示す。

LQ の信号は S_T 分布のテイルに現れる。テイル領域ではデータによる統計誤差が大きく、実験感度もそれによって制限される。つまり、系統誤差はさほど重要ではない。LQ の質量を変えてフィットを繰り返し、95% 信頼度でスカラー LQ に対する質量下限値を求めると、 $m_{LQ} > 1$ TeV ($\beta = 1$) が得られる。

¹ ビーム軸に対して横方向 (垂直方向) の運動量。ハドロンコライダーではビーム軸方向の運動量が衝突毎に異なり、かつ、測定が困難であるため、物理解析では横方向のみを考えることが多い。横方向の全運動量は 0 であり、衝突前後で保存する。

² 検出器で観測された粒子を使って $\vec{E}_T^{\text{miss}} = -\sum_i \vec{p}_{T,i}$ と定義される。横方向の運動量は保存するから、 $E_T^{\text{miss}} = |\vec{E}_T^{\text{miss}}|$ は衝突によって生じたニュートリノのエネルギーを表す指標となる。QCD マルチジェット事象はニュートリノを伴わないので、小さな E_T^{miss} を持つ。

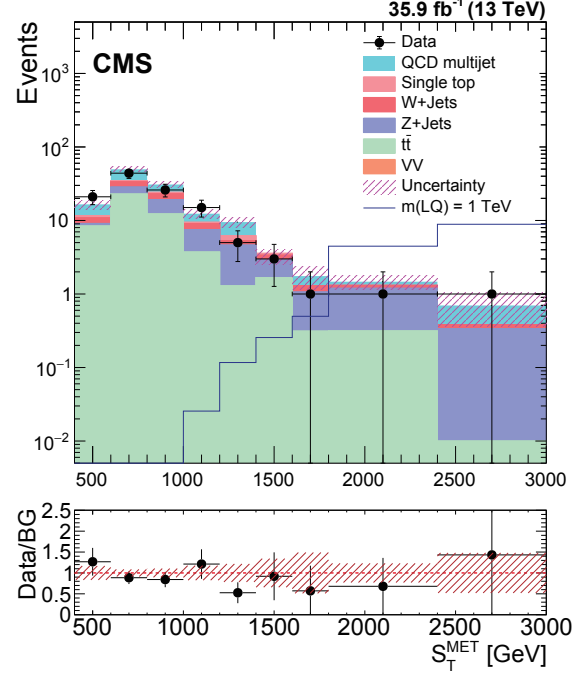


図 5: S_T 分布 — 質量 1 TeV の信号テンプレート (実線) を使用してフィットした結果 [27]

② $LQLQ \rightarrow \nu\nu tt, \nu\nu bb$

この過程は、超対称性理論で予言されるストップ ($\tilde{t}$) やスボトム ($\tilde{b}$) が対生成し、 $\tilde{t} \rightarrow t\chi_0$, $\tilde{b} \rightarrow b\chi_0$, と崩壊した場合とまったく同じ終状態を作る。CMS では、ジェット + E_T^{miss} の終状態を使った $t\tilde{t}, b\tilde{b}$ の探索結果 [29] を、スカラー、およびベクトル LQ に対する制限として再解釈することを行なった。ここでは、その結果を紹介する [28]。

スカラー LQ に対する再解釈 超対称性粒子もスカラー粒子であるから運動学が全く同じ。 χ^0 は質量 m_{χ^0} の目に見えない粒子として振る舞うから、ニュートリノと同じように $m_{\chi^0} = 0$ の場合の結果が、LQ に対してもそのまま適用できる。

ベクトル LQ に対する再解釈 これはア・プリオリに $t\tilde{t}, b\tilde{b}$ と同じ運動学になる保証がない。そこでシミュレーションを駆使して細部まで調べたのだが、両者は誤差の範囲で同一の運動学をもつことがわかった。現象論の研究でも同じ結論が得られている [30]。したがって、解析をやり直すまでもなく、ベクトル LQ の断面積から質量下限値を求めれば良い。ベクトル LQ の断面積はモデル依存するのだが、今回は断面積が最大になるシナリオ (ヤン・ミル型結合) を採用している [31]。図 6 に、 $LQLQ \rightarrow \nu\nu tt$ について得られた結果を示す。

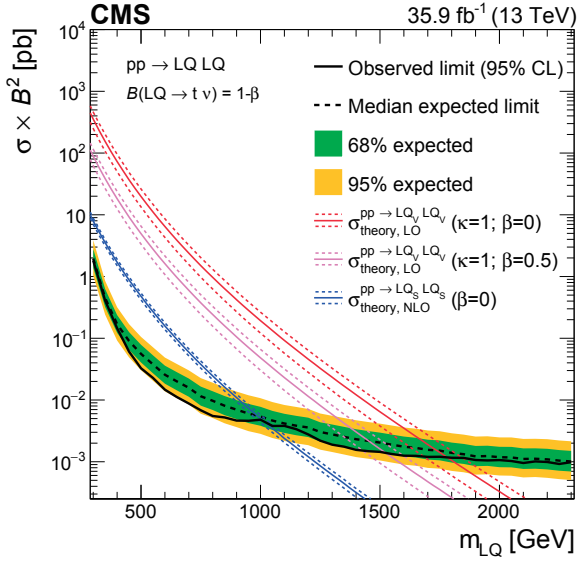


図 6: 黒の実線: $LQLQ \rightarrow \nu\tau tt$ の生成断面積 $\times \beta^2$ に対する上限値 [28]。この他に 3 つの線があるが、上から順に、ベクトル LQ ($\beta = 0$), ベクトル LQ ($\beta = 0.5$), スカラー LQ ($\beta = 0$) に対する対生成断面積の理論値を示している。黒の実線との交点が質量下限値を与える。

この解析から、 $LQ \rightarrow \nu\tau$ に崩壊するスカラー (ベクトル) LQ に対して $m_{LQ} > 1.0$ TeV (1.8 TeV) を、 $LQ \rightarrow \nu b$ に崩壊するスカラー (ベクトル) LQ に対して $m_{LQ} > 1.1$ TeV (1.8 TeV) の質量下限値をつけることができる。ただし、どちらも $\beta = 0$ を仮定している。

③ $LQLQ \rightarrow \tau\tau tt$

この過程は、トップクォークや τ レプトンがいずれもレプトニック、あるいはハドロニックに崩壊しうるので、考えられる終状態の数が多い。CMS では 3 つの終状態に絞って解析を行っているが、ここでは最も感度が高い $e\tau_h, \mu\tau_h$ チャンネルの結果 [25] を紹介する。

まず、1 つのレプトン (電子か μ 粒子), および 1 つの τ_h を要求する。 τ_h は高い質量をもった LQ から直接出てくると期待されるから、高い p_T (> 100 GeV) を課す。また、信号らしい事象を選択するために 4 本以上のジェットを要求し、そのうち少なくとも 1 つは b ジェット由来であるとする (b -tag と呼ぶ)。この事象選別後に残る主なバックグラウンドは、ジェットを τ_h として誤識別することによる $t\bar{t}$ 事象である。

この解析では、トップクォークの p_T (p_T^t) 分布をフィットすることで信号抽出を行う。LQ から出てくるトップクォークは、SM における $t\bar{t}$ 事象に比べて大きな p_T を持っているため、信号はテイル領域に現れる。 p_T^t は、事象選別で要求した 4 本以上のジェットの

中から最もトップクォークの質量に近くなるような 3 本を選んで計算される。図 7 に p_T^t 分布の一例を示す。

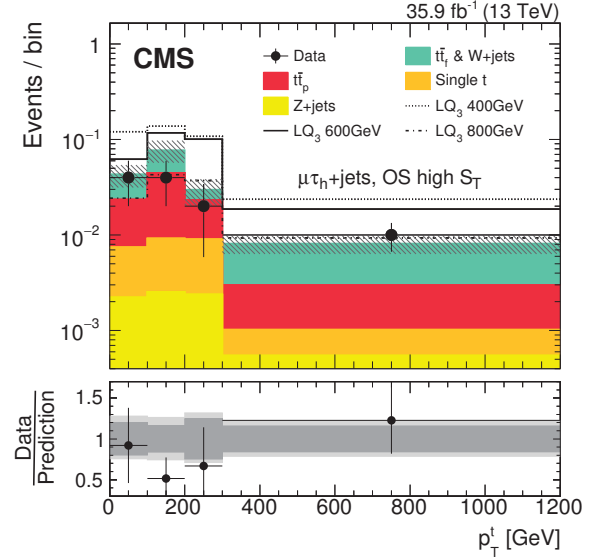


図 7: トップクォークの p_T 分布 [25]

この解析によって得られたスカラー LQ に対する質量下限値は、 $\beta = 1$ を仮定して $m_{LQ} > 900$ GeV となる。測定感度はデータの統計誤差、および、バックグラウンドの見積もりに関する不定性によって決まっている。

2.3 $LQ \rightarrow q_3 \ell_2$ や単一生成過程の探索

$b \rightarrow s\mu\mu$ アノマリーが LQ によって説明されるとすると、LQ を介した $b \rightarrow \mu$ の遷移が必要である。ATLAS では R パリティを破るストップの対生成探索、 $\tilde{t}(\rightarrow b\mu)\tilde{t}(\rightarrow b\mu)$ の結果を公表しているが [32]、これは、このような LQ に対する制限としても使える。似たような終状態だが、CMS では $LQ \rightarrow t\mu$ の探索結果も公表した [33]。

これらの探索は興味深いだが、(1) 式を信じるならばそれほどモチベートされる終状態ではない。ただし、LQ がトップクォークや τ に崩壊したのち、これらがさらに崩壊して上記のような終状態を作ることがある。その意味で包括的な探索は必要だろう。

また、本稿では述べなかったが、LQ の単一生成過程 ($gb \rightarrow b \rightarrow LQ\tau$) の解析も行われている [34]。単一生成過程は断面積が λ^2 でスケールするため、 λ が大きなところで対生成過程よりも強い制限を与える。LQ のアノマリーへの寄与は λ^2/m_{LQ}^2 で与えられるから、観測されているアノマリーの大きさ (一定) を説明するためには、 m_{LQ} に応じて λ を大きくしなければならない。対生成による質量下限値が 1 TeV を上回りつつある昨今では、単一生成過程による相補的な解析がますます必要になる。

3 Z', W'

3.1 アノマリーとの相性

余剰 $SU(2)_L$ ゲージ対称性では、 $(Z', W'^{\pm})$ のトリプレットが登場する。前者が $b \rightarrow s\mu\mu$, 後者が $b \rightarrow c\tau\nu$ にトリレベルで寄与すると考えれば、2つのアノマリーを同時に説明できそうである。

出鼻を挫くようだが、これはうまくいかない。 Z' と W' はゲージ対称性で結びついており、両者のフェルミオン結合が同程度に強くなるからである。結果、 $\mathcal{M}(b \rightarrow c\tau\nu) \approx \mathcal{M}(b \rightarrow s\mu\mu)$ という帰結を招いて2つのアノマリーを同時に説明できない。また、 Z' に感度があるいくつかの実験結果にも抵触してしまう [35, 36]。

そこで、 $SU(2)_L$ トリプレットを使った統一的な説明を諦め、 $b \rightarrow s\mu\mu$ アノマリーを $U(1)'$ の Z' で、 $b \rightarrow c\tau\nu$ アノマリーを $SU(2)_R$ シングレットの W'_R で説明するアプローチなどが考えられている。これらはお互いに独立して存在できるため、上記の問題は起こらない。 $b \rightarrow s\mu\mu$ に対する Z' の寄与は $g_b\delta_{bs}g_\mu/m_{Z'}^2$, $b \rightarrow c\tau\nu$ に対する W'_R の寄与は $g_b|V_{cb}|g_\tau/m_{W'_R}^2$ で与えられるから、アノマリーを説明できるような結合定数と質量の組み合わせはいくらでも考えることができる。ここで δ_{bs} は、 $b \rightarrow s$ 遷移における結合の強さを g_b に対する比として定義したものである。 δ_{bs} を大きくしすぎると $\bar{b}s \rightarrow Z' \rightarrow \bar{s}b$ を介して B_s 混合の実験値 [37] に抵触してしまうので、小さく保つ必要がある。

3.2 Z' の探索

Z' の直接探索は、ATLAS や CMS で精力的に行われてきたものである。クォークやレプトンへの結合定数が SM と同じで質量だけが異なる (これを Sequential SM, SSM とよぶ) Z' は、 $ee + \mu\mu$ 共鳴探索で 4.7 TeV [38], $\tau\tau$ 共鳴探索で 2.5 TeV [39] まで棄却されている。

だが、 $b \rightarrow s\mu\mu$ アノマリーを説明しうる最小限のラグランジアン L は、

$$L \supset Z'^{\mu} [g_\mu \bar{\mu} \gamma^\mu \mu + g_\mu \bar{\nu}_\mu \gamma^\mu P_L \nu_\mu + g_b \sum_{q=t,b} \bar{q} \gamma^\mu P_L q + (g_b \delta_{bs} \bar{s} \gamma^\mu P_L b)] \quad (2)$$

であり [40], 軽いクォークへの結合が存在しないことを前提とした探索を進めていくのがいい。もっとも、そうでないと、ATLAS や CMS における Z' の直接探索で既に発見されているはずだという報告もある [36]。そこで CMS では、 Z' が μ 粒子にのみ結合するとした解析

を行った。ここでは、2017 年のデータも加えて行われた探索結果について紹介する ($\mathcal{L} = 77 \text{ fb}^{-1}$) [41]。

まず、具体的な物理モデルとして $L_\mu - L_\tau$ を保存カレントに持つ Z' を仮定する [42]。 τ への結合も可能だが、ここでは μ 粒子にのみ結合すると考える。この場合、 Z' は他の物理過程によって生じた μ 粒子から生成されるしかないで、ドレル・ヤンの $Z \rightarrow \mu\mu$ 過程から終状態輻射として生成される Z' , つまり $Z \rightarrow \mu\mu Z' \rightarrow 4\mu$ の探索を行うことになる。

本解析では4つの μ 粒子を持つ事象を選別し、それらの不変質量が Z ボソン質量 (80–120 GeV) 近辺になることを要求する。次に、4つの μ 粒子から2つの $\mu^+\mu^-$ ペアを組み (不変質量が大きい順に Z_1, Z_2 とする), それぞれの不変質量分布に事象の超過を探す。例として Z_1 の不変質量分布を図8に示す。主なバックグラウンドは $Z \rightarrow \gamma^* \mu\mu \rightarrow 4\mu$ 過程であるが、シミュレーションを使って見積もっている。本測定はデータの統計誤差によって感度が決まっているので、不定性が大きいシミュレーションを用いても、さほど問題にはならない。

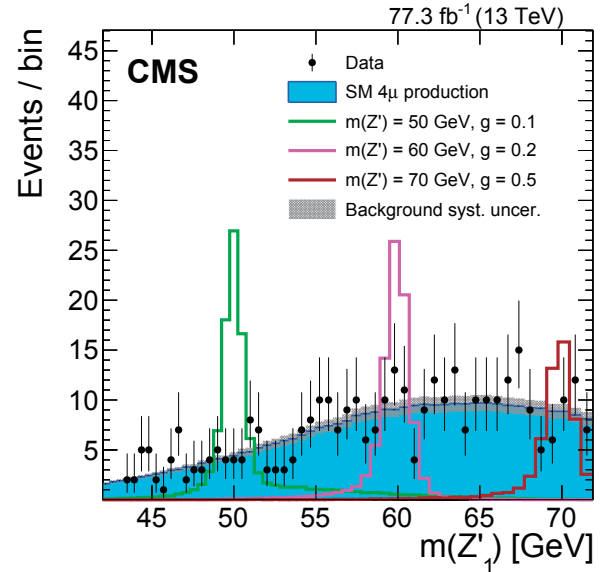


図 8: Z_1 の質量分布 [41]

Z' の質量 $m_{Z'}$ の関数として μ 粒子への結合定数 g に上限をつけた結果を図9に示した。灰色の領域が今回得られた棄却領域である。右下の三角形の領域は B_s 混合の実験値と抵触する領域である: Z' が $b \rightarrow s\mu\mu$ アノマリーの原因だとすると $g_b\delta_{bs}g_\mu/m_{Z'}^2 = (\text{一定})$ にならないが、 $m_{Z'}$ が大きくなったり g_μ が小さくなると、 δ_{bs} が大きくなって B_s 混合の実験値に抵触することを反映している。左上の三角形の領域はニュートリノのトライデント過程で棄却される領域である。白い領域が $b \rightarrow s\mu\mu$ アノマリーを説明しうるパラメータ領域ということになる。本解析は、 B アノマリーの観点か

ら行われた初めての Z' 探索である。

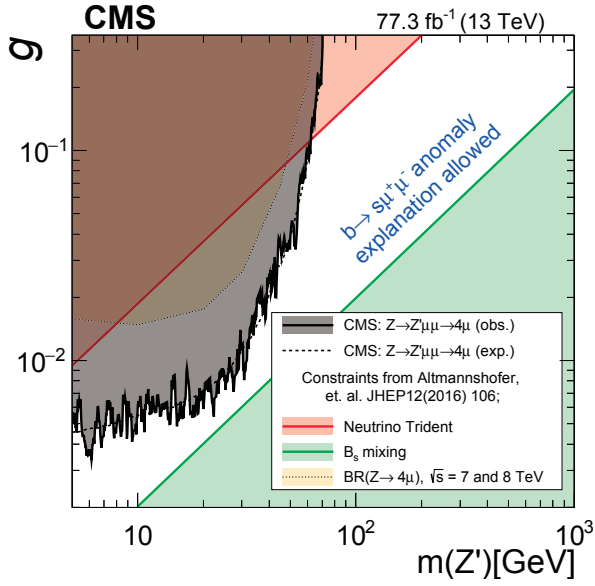


図 9: $m_{Z'}$ と μ への結合定数 g に対する棄却領域 [41]

3.3 W'_R の探索

$b \rightarrow c \tau \nu$ アノマリーが W'_R によって説明できるとすると, $W'_R bc$ および $W'_R \tau \nu$ という結合が最低限必要である。ここでいうニュートリノは RH であり, 質量は未知であるが, 運動学的制約から B 中間子の質量以下 $\leq \mathcal{O}(1)$ GeV になる。このシナリオの下では, LHC における $W' \rightarrow \tau \nu$ 共鳴探索がもつとも強い制限を与える。ここでは, ATLAS による $W' \rightarrow \tau \nu$ 探索の結果 ($\mathcal{L}=36 \text{ fb}^{-1}$) [43] を紹介したい。

まず, 具体的なモデルとして $SU(2)_l \times SU(2)_h \times U(1)$ ゲージ対称性 — それぞれの数字をとって G(221) モデルを考える。これは B アノマリーの観点から好まれるモデルというわけではないが, まあ良い。ここで, $SU(2)_l$ は第 1, 2 世代フェルミオンに, $SU(2)_h$ は第 3 世代フェルミオンに結合する。両者は混合角 ϕ で混合し, 低エネルギー極限において SM の $SU(2)$ を再現すると共に, 余剰 $SU(2)$ ゲージに伴って W', Z' ボソンを生む。 W' の第 1, 2 (3) 世代への結合の強さは $\cot \phi$ ($\tan \phi$) で与えられ, ゆえに $\cot \phi = \tan \phi = 1$ で SSM になる。小さな混合角になるほど第 3 世代への崩壊がエンハンスされ, $\cot \phi \sim 3$ あたりで $\mathcal{B}(W' \rightarrow \tau \nu) \sim 25\%$, $\mathcal{B}(W' \rightarrow tb) \sim 70\%$ となって, それ以降ほぼ一定となる。

事象選別には, 高い p_T を持つ τ_h と, ニュートリノに起因した $E_T^{\text{miss}} (> 150 \text{ GeV})$ を要求する。これらは重い W' から生成されるから, ビーム軸に対して垂直な平面でお互い逆方向に, かつ p_T をバランス ($\pm 30\%$ の範囲で一致) させて出てくることを要求する。そして, τ_h

と E_T^{miss} から計算した横不変質量 m_T の分布に事象の超過を探す。ここで m_T は,

$$m_T = \sqrt{2p_T^{\tau_h} E_T^{\text{miss}} (1 - \cos \Delta\phi)}$$

で与えられる運動変数である。ここで $\Delta\phi$ は, τ_h と E_T^{miss} の方位角の差である。 τ_h と E_T^{miss} とがオンシェル共鳴粒子 — この場合は W' — から出てくる場合, 共鳴質量の値をエッジに持つような“ヤコビアンピーク”を作る。図 10 に観測された m_T 分布を示す。図には W' の質量 3 TeV を仮定した分布が示されているが, この質量になるとオフシェル生成が支配的で綺麗なヤコビアンピークは見えない。

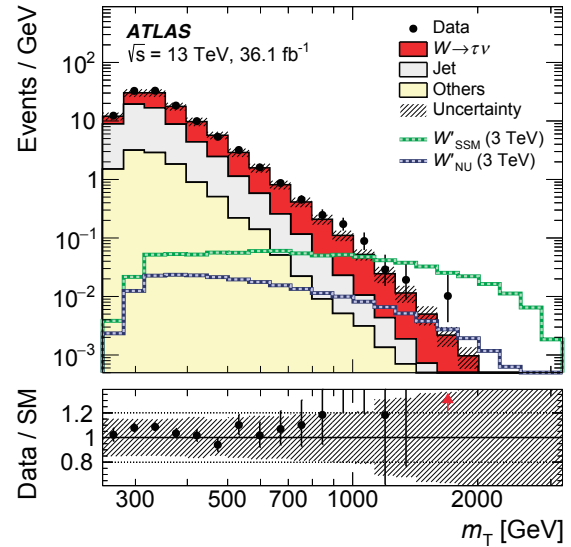


図 10: m_T 分布 [43]。緑 (灰) 色の点線: SSM, 青 (濃灰) 色の点線: $\cot \phi = 5.5$ を仮定した信号分布 (3 TeV)

$\cot \phi$ を変化させて信号のテンプレートを作り直し, フィットを繰り返すことで, W' の質量 $m_{W'}$ と $\cot \phi$ に対する棄却領域を設定することができる (図 11)。青い領域が得られた棄却領域である。 $\cot \phi$ が大きくなると $W' \rightarrow \tau \nu$ への崩壊分岐比が大きくなるため, より良い制限が得られるはずだと思われたかもしれない。だが, 第 1, 2 世代フェルミオンに依存した生成過程が抑制され (または起こらなくなるため), 断面積が小さくなる効果の方が大きい。また, $\cot \phi$ を大きくすると W' のフェルミオン結合強度が大きくなり, より幅の広い分布を作るようになることも感度を下げの一因になっている。

$b \rightarrow c \tau \nu$ アノマリーは第 3 世代に結合する新粒子を示唆しているので, $\cot \phi$ が大きい時の結果が現実的な棄却領域と言えるだろう。しかし, G(221) モデルは大きな $\cot \phi$ で tb への結合を主とするが, アノマリーの観点から $W'_R tb$ の結合は必然ではない。生成過程を bc に限るようなモデルを考えて, B アノマリーが好む領域と比較する試みが現象論の分野で行われている [44]。

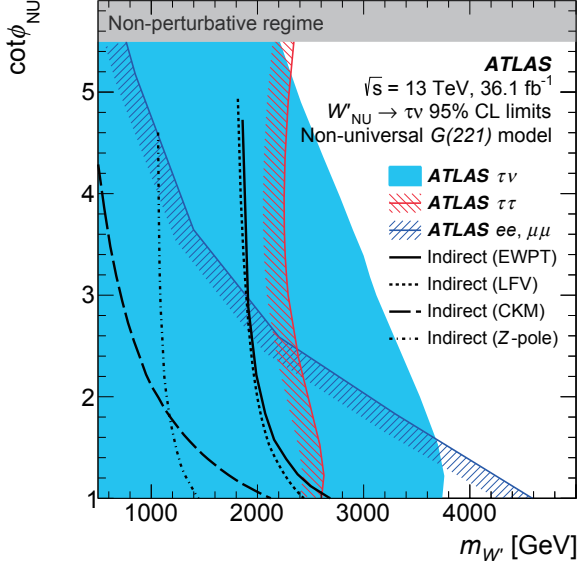


図 11: $\cos \phi$ と $m_{W'}$ に対する棄却領域 [43]

4 今後の展望

最後に、B アノマリー境界の今後の展望についてまとめる。議論の助けとして、約 10 年先までの LHC の運転予定を表 2 にまとめておいた。

	$\sqrt{s}$	ATLAS/CMS	LHCb
Run-1 (2010–12)	7–8 TeV	30 fb ⁻¹	3 fb ⁻¹
Run-2 (2016–18)	13 TeV	120 fb ⁻¹	6 fb ⁻¹
Run-3 (2021–23)	14 TeV	300 fb ⁻¹	20 fb ⁻¹
Run-4 (> 2026)	14 TeV	3000 fb ⁻¹	300 fb ⁻¹

表 2: LHC の運転予定。書かれていない年はシャットダウン期間。Run-4 からは、高輝度化された LHC での運転になり、ルミノシティが飛躍的に向上する。

4.1 LHCb, Belle II

現在までに得られている LHCb の結果は、大半が Run-1 のデータ (3 fb⁻¹, 約 10¹¹ 個の B 中間子) に基づくものである。LHCb は現在も順調にデータを取得しており、2018 年の終わりまでに Run-2 トータルで 6 fb⁻¹ のデータを蓄積する。 $pp \rightarrow b\bar{b}$ の生成断面積は 7 → 13 TeV への移行で約 2 倍に増加するから、Run-2 の実効的なデータ量は Run-1 の約 4 倍。このデータを使えば、LHCb 単独で、 $\mathcal{R}_{K^{(*)}}$ が 3 σ 、 $\mathcal{R}_{D^{(*)}}$ が 2.5 σ を超える見込みである — ただし、現在のアノマリー中央値を仮定しての話だが。今から 5 年後の 2023 年には 20 fb⁻¹ のデータを蓄積することになるが、この時分になれば、 $b \rightarrow s\mu\mu$ の遷移に潜む新物理のテンソル構造が明らかになってくる可能性が高い (図 12)。

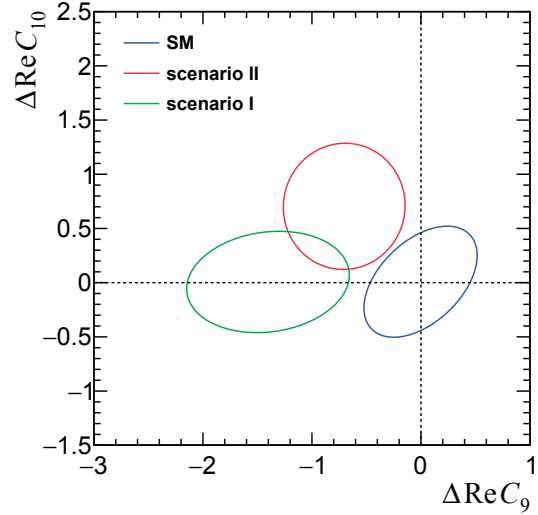


図 12: 2023 年までのデータを用いたウィルソン係数の将来測定精度 (3 σ)。赤 (上): V–A 型, 緑 (左下): V 型, 青 (右下): SM の場合。V–A 型では $C_9 = -C_{10} = -0.7$ を、V 型では $C_9 = -1.4, C_{10} = 0$ を仮定。

これ以外にも、Belle で行われた $Q_5 = P'_5(B \rightarrow K\mu\mu) - P'_5(B \rightarrow K\pi\pi)$ [45] の追測定や、 $b \rightarrow s\mu\mu$, $b \rightarrow c\tau\nu$ の遷移をもつ他の過程についても解析が進められている。 $B_s \rightarrow \mu\mu$ の崩壊分岐比は C_{10} のみに依存するため、テンソル構造の推定のためにも鋭意解析が進められている。LHCb では初となる $\mathcal{R}_D$ の測定結果も近日中に公表されるだろう。

来年から本格的に稼働を始める Belle II から目も離せない。今から 5 年後の 2023 年には約 20 ab⁻¹ (約 10⁹ 個の B 中間子) のデータを蓄積しているはずである。LHCb に比べて B 中間子数では劣るが、 e^+e^- 衝突であるために運動学に不定性が少なく、また、トリガー効率が 100% 近いためにバイアスの少ない測定が可能である。このデータ量であれば、Belle II 単独で $\mathcal{R}_{D^{(*)}}$ に対して 6.3 σ 、 $\mathcal{R}_{K^{(*)}}$ に対して 3 σ を超える見込みである [46]。偏極度や力学分布を測れば、新粒子の量子数特定に至る可能性もある。 $\mathcal{R}_{D^{(*)}}$ について決定打を与えるのは Belle II になるだろう。

以上、B アノマリーが統計のいたずらでなければ、今後 10 年の間に — 間接測定における — ズレが確実なものとなる、ということである。

4.2 ATLAS, CMS

今年は Run-2 最後の年である。今のところ順調にデータを取得しており、予定通り行けば Run-1 + Run-2 で 150 fb⁻¹ を超える。Run-3 には $\sqrt{s} = 14$ TeV で 300 fb⁻¹ のデータを蓄積する予定である。ここまでの

5 年後。

300fb⁻¹ のデータで LQ の直接探索はどこまで進むだろうか。本稿で紹介した通り、ほとんどの解析はデータの統計誤差によって感度が決まっている。したがって、積分ルミノシティ $\mathcal{L}$ の増加に対して $\sim 1/\sqrt{\mathcal{L}}$ で感度がスケールする。おそらく、どの終状態でも、スカラー LQ に対して 1.5 TeV、ベクトル LQ に対しては 2.5 TeV 程度まで棄却が進むだろうと思われる。これらは 2018 年現在の質量下限値 (@ 36 fb⁻¹) に比べて 500 GeV 程度の改善であり、データ量の増加の割にはそれほど大きな改善とは呼べない。W' や Z' に対しても同様のことが言える。データ量の増加に頼って既存の解析を繰り返すよりは、積極的に新しいアイデアを取り入れていくべきである。

ここでは、B アノマリーの観点から重要であると思われる研究をいくつか挙げてみる。

(1) 広い崩壊幅をもつ共鳴探索

新物理が LHC で到達不可能なエネルギー領域にあるとすると、その結合定数は、観測されているアノマリーのサイズを説明するために大きくならざるを得ない。この場合、生成断面積が λ^4 でスケールする LQ の t -channel 過程 ($bb \rightarrow \tau\tau$) の探索が有利になるが [31], これは幅の広い共鳴分布を作る。Z', W'_R も、結合定数が大きくなるにつれて幅の広い共鳴分布を作る。

ATLAS や CMS では、これら幅の広い ($\Gamma/m > 30\%$) 共鳴探索を敬遠して来た。これは、一般になだらかな分布を作る背景事象との分離が困難であるから。だが、そろそろ挑んでいかなければならない。SM 過程との干渉をうまく使えないか? 背景事象と差別化できる運動学はないか? など。ここはアイデア勝負である。現象論屋さんとの連携も必要である。

(2) ブーストした第 3 世代クォークの同定

重い共鳴粒子から出てくる、高い p_T を持った第 3 世代クォークは、運動学的な理由から同定効率が悪い。たとえば t クォークの場合、それが崩壊して出てくる娘粒子が狭い領域にまとまって出てくるため、通常の粒子同定手法では分が悪い。b クォークの場合、それが作る B 中間子が飛びすぎて b -tag に用いる二次バーテックスが組めずに効率が下がる³。Z' $\rightarrow b\bar{b}$ 探索において 2 ジェット選別後に 2 つの b -tag を要求したときの選別効率を図 13 に示すが、高い質量領域における選別効率の低下が明らかである [47]。

³たとえば $p_T = 500$ GeV の B 中間子の場合、その平均飛来距離は $\beta\gamma c\tau \approx 40\text{mm}$ になり、ピクセル検出器の最内層 ($\sim 30\text{mm}$) より外側で崩壊することになる。

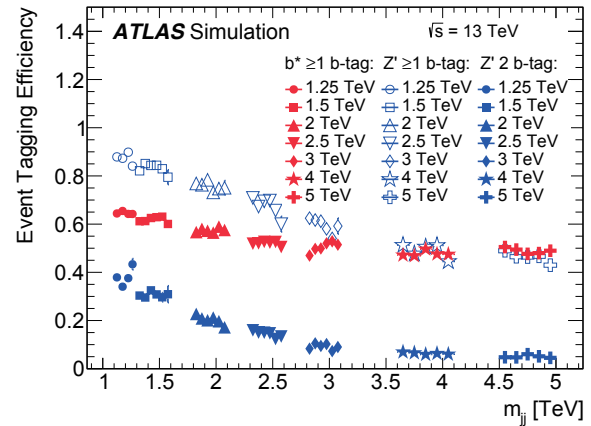


図 13: Z' $\rightarrow b\bar{b}$ 探索において、2 ジェット選別後に 2 つの b -tag を要求したときの選別効率 (青, または黒点)。2 つのジェットの不变質量の関数として描かれている [47]。

これら“ブースト”した第 3 世代クォークに対する同定手法の開発は、B アノマリーの観点から好まれる Z' $\rightarrow b\bar{b}, t\bar{t}$, あるいは LQ $\rightarrow t\tau, \tau b, \nu t, \nu b$ の共鳴探索にとって重要である。チューリッヒ大学では [48] のアイデアに基づいて“boosted b -tagging”の開発を進めている。boosted t -tagging については手法が確立されており、Z' $\rightarrow t\bar{t}$, W' $\rightarrow t\bar{b}$ 探索などですでに用いられているが [49, 50], 検出効率 50% (@ 誤識別率 3%) 程度であり、さらなる改善が望ましい。

(3) B アノマリーの検証

CMS では、今年から B アノマリー検証用の特別なトリガーを導入している。事象の完全な再構成を後回しにするパーキング技術を採用することで、他の物理トリガーを圧迫することなく約 2kHz のトリガーレートで B 中間子対のデータを順調に蓄積している。今年中に 10¹⁰ 個の B 中間子を蓄積し、Belle II に先んじて $\mathcal{R}_{K^{(*)}}$ の検証をするのが狙いである。CMS は低い p_T 領域において優れた運動量分解能を持っており ($\sigma/p_T \approx 0.5\%$ @ CMS, $\sigma/p_T \approx 1\%$ @ ATLAS), LHCb に比肩しうる結果を出すことができると期待されている。

さいごに

1997 年の EPS 国際会議では、レプトクォークが大いに注目された。HERA における H1 と ZEUS 実験とが、それらしき事象の超過を独立に観測したから。その後の調査で「シロ」になったが、このような偶然はいつだって起こり得る。最近でいえば、750 GeV ($\gamma\gamma$) 共鳴や 2 TeV の 2 ボソン共鳴なども記憶に新しい。B アノマリーが同じ運命を辿る可能性も、まだ、あるだろう。

しかしながら強調しておきたいのは, B アノマリーが見せるコヒーレントなパターンである。中間子のスピンやスペクテーター・クォークが異なるだけの崩壊において一様にズレが観測されている様子は, 過去のアノマリーとは一線を画している。

今後 LHCb や Belle II でアノマリーが見え続けるようならば, LHC での直接探索がますます急がれる。LHC でも見つからないとなれば, 次は FCC (Future Circular Collider) か。レプトクォークや Z', W' の質量上限は, ユニタリティ条件から $\mathcal{O}(10 \text{ TeV})$ と決まっているから [51], その重心系エネルギーの設計値にも影響を及ぼしてくるだろう。B アノマリーが, 確かに, 新物理の夢を見てくれているのであれば良いのだが。

最後になるが, この記事を書くにあたって, チューリッヒ大学の Javier と Gino (現象論), Rafael と Patrick (LHCb), Ben (CMS), それから Belle で $\mathcal{R}_{D^*}$ の測定を行なったフライブルク大学の廣瀬さん (現 ATLAS) との議論が大変役に立った。ここに記して感謝します。

参考文献

- [1] Belle Collaboration, PRL **91** (2003) 261601
- [2] LHCb Collaboration, JHEP **02** (2016) 104
- [3] W. Altmannshofer *et. al.*, PRD **96** (2017) 055008
- [4] LHCb Collaboration, JHEP **04** (2017) 142
- [5] LHCb Collaboration, JHEP **06** (2014) 133
- [6] LHCb Collaboration, JHEP **09** (2015) 179
- [7] LHCb Collaboration, JHEP **06** (2015) 115
- [8] LHCb Collaboration, JHEP **08** (2017) 055
- [9] LHCb Collaboration, PRL **113** (2014) 1510601
- [10] Hagiwara *et. al.*, Nucl. Phys. B **327** (1989) 569
- [11] Belle Collaboration, PRD **92** (2015) 072014
- [12] Belle Collaboration, PRD **94** (2016) 072007
- [13] Belle Collaboration, PRL **109** (2017) 211801
- [14] Belle Collaboration, PRD **97** (2018) 012004
- [15] BaBar Collaboration, PRL **109** (2012) 101802
- [16] BaBar Collaboration, PRD **88** (2013) 072012
- [17] LHCb Collaboration, PRL **115** (2015) 111803
- [18] LHCb Collaboration, PRL **120** (2018) 171802
- [19] HFLAV, <https://hflav.web.cern.ch/>
- [20] LHCb Collaboration, PRL **120** (2018) 121801
- [21] D. Buttazzo *et. al.*, JHEP **11** (2017) 044
- [22] CMS Collaboration, CMS-PAS-EXO-17-009
- [23] ATLAS Collaboration, NJP **18** (2016) 093016
- [24] CMS Collaboration, CMS-PAS-EXO-17-003
- [25] CMS Collaboration, arXiv:1803.02864
- [26] CMS Collaboration, JHEP **07** (2017) 121
- [27] CMS Collaboration, CMS-PAS-EXO-17-016
- [28] CMS Collaboration, arXiv:1805.10228
- [29] CMS Collaboration, EPJC **77** (2017) 710
- [30] B. Diaz *et. al.*, JHEP **10** (2017) 097
- [31] I. Doršner *et. al.*, JHEP **05** (2018) 126
- [32] ATLAS Collaboration, PRD **97** 032003 (2018)
- [33] CMS Collaboration, CMS-PAS-B2G-16-027
- [34] CMS Collaboration, JHEP **07** (2018) 115
- [35] D. A. Faroughy *et. al.*, PLB **764** (2017) 126
- [36] A. Greljo *et. al.*, EPJC **77** (2017) 548
- [37] HFLAV, EPJC **77** (2017) 895
- [38] CMS Collaboration, CMS-PAS-EXO-18-006
- [39] ATLAS Collaboration, JHEP **01** (2018) 055
- [40] M. Abdullah *et. al.*, PRD **97** (2018) 075035
- [41] CMS Collaboration, arXiv:1808.03684
- [42] W. Altmannshofer *et. al.*, JHEP **12** (2016) 106
- [43] ATLAS Collaboration, PRL **120** (2018) 161802
- [44] A. Greljo *et. al.*, arXiv:1804.04642
- [45] Belle Collaboration, PRL **118** (2017) 111801
- [46] Belle II Theory Interface Platform
- [47] ATLAS Collaboration, arXiv:1805.09299
- [48] B. T. Huffman, arXiv:1701.06832
- [49] CMS Collaboration, JHEP **07** (2017) 001
- [50] ATLAS Collaboration, arXiv:1804.10823
- [51] L. D. Luzio *et. al.* EPJC **77** (2017) 536