

# 電弱対称性の破れの破れ？ $W$ ボソン質量アノマリー

KEK 素粒子原子核研究所

遠藤 基

motoi.endo@kek.jp

名古屋大学 素粒子宇宙起源研究所

北原 鉄平

teppeik@kmi.nagoya-u.  
ac.jp

大阪大学 理学研究科

柳生 慶

yagyu@het.phys.sci.osaka-u.  
ac.jp

2022 年（令和 4 年）8 月 10 日

## 1 アノマリーは突然に

2022 年 4 月 8 日未明、その時は突然訪れた。Collider Detector at Fermilab (CDF) コラボレーションは米国の Tevatron 加速器に設置された CDF II 測定器を用いて高エネルギー陽子・反陽子衝突を調べる国際実験グループである。Tevatron 加速器は 2011 年に運用を終えている。この CDF II 実験がその 11 年後にあたる今年春、 $W$  ボソンの質量測定の結果を完遂し、Science 誌にその結果が公開された [1]。高エネルギー物理の理論コミュニティにとって、この発表は青天の霹靂であった。

CDF II 実験の新結果について特筆すべきことは、その測定精度の高さである。今回の CDF II 実験のフルデータを用いた解析による  $W$  ボソン質量の測定結果は

$$M_W^{\text{CDF II}} = 80433.5 \pm 6.4_{\text{統計}} \pm 6.9_{\text{系統}} \text{ MeV} \quad (1)$$

である [1]。これは、これまでの様々な加速器における  $W$  ボソン質量の測定結果と比べ、約 2 倍以上も高精度であった (図 1)。驚くべきことに、この結果は  $W$  ボソン質量の標準模型の予言値 [2]

$$M_W^{\text{SM}} = 80350.5 \pm 7.7 \text{ MeV} \quad (2)$$

と比べると、 $6.8\sigma$  も (!) ずれた値を示す。標準模型の予言については次章で説明する。実は、CDF II 実験の発表の後、この解析には入っていない QCD の高次補正による寄与の見積もりが行われたが、それだけではアノマリーを説明するには不十分であることがわかった [3]。

一方で今回の結果を他の実験結果と比べてみると、図 1 から見て取れるように、あまり良く一致していない<sup>2</sup>。CDF II 実験も含めた全ての測定結果の世界平均は [2]

$$M_W^{\text{exp}} = 80413.3 \pm 8.0 \text{ MeV} \quad (3)$$

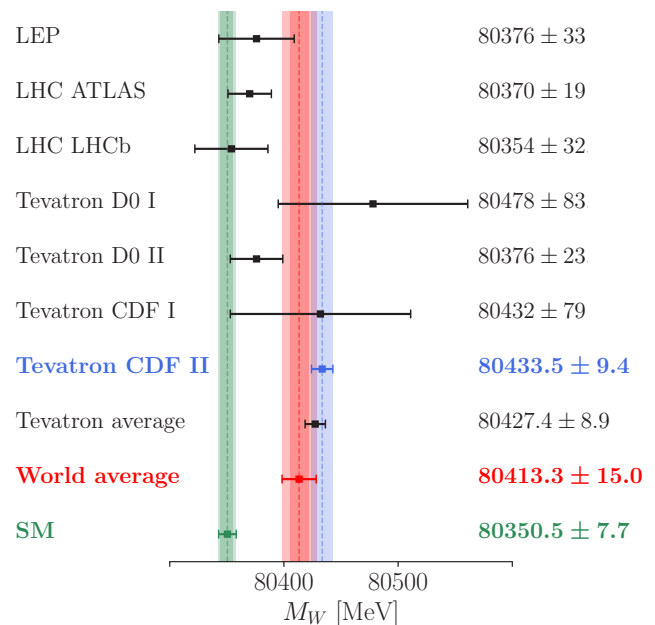


図 1: これまでの全ての  $W$  ボソン質量の測定結果の比較。世界平均 (World average) は式 (3) および式 (4)、標準模型予言値 (SM) は式 (15) および (16) で説明される<sup>1</sup>。

となる<sup>3</sup>。また、このように同じ物理量の測定結果が互いにずれている場合、Particle Data Group (PDG) はスケールファクターと呼ばれる係数を導入し、その誤差を膨らませることで世界平均を得ている [6]。PDG の手法に則った世界平均は [2, 5]

$$M_W^{\text{exp}} = 80413.3 \pm 15.0 \text{ MeV} \quad (4)$$

となる。その場合、 $W$  ボソン質量の測定値の標準模型予言値 (2) からのずれは  $3.7\sigma$  となる。前述の  $6.8\sigma$  と比較すると幾分マイルドな数値ではあるが、依然として  $4\sigma$  弱のアノマリーが突然現れたことには変わりない<sup>4</sup>。

<sup>1</sup>この図は文献 [4] のコードを用いて生成した。  
<sup>2</sup>CDF II 実験と他の実験結果を比べた場合の有意性は  $p$  値  $\approx 0.2\%$  (約  $3\sigma$  に対応) である [5]。

<sup>3</sup>Tevatron 実験と LHC (ATLAS, LHCb) 実験の間の系統誤差相関はここに含まれている。ただし、一つの研究グループ [2] が出した平均値であり、いくつかの系統誤差には仮定が含まれている。  
<sup>4</sup>実は、CDF II 実験以前のデータからすでに  $2\sigma$  程度のずれがあることは知られていた [7]。

本稿ではこの  $W$  ボソン質量のアノマリーに関する理論的発展の最新状況を解説する。まず標準模型における  $W$  ボソン質量の予言を解説する。その後、 $W$  ボソン質量アノマリーを説明するために提案されている代表的な標準模型を超える新物理の理論の概要を紹介する。

## 2 標準模型による予言値

$W$  ボソン質量の物理の詳細に入る前に、弱い力の発見、および電弱対称性の自発的破れを含む素粒子標準模型の確立に至るまでの歴史を簡潔に復習しよう。

我々人類が弱い力を認識したのは1896年の Becquerel と Curie らによる放射線の発見が最初である。その後しばらく、この背後の物理は謎のままであったが、1932年6月 Chadwick が中性子を発見したことで大きく進展することとなった。Pauli は当時未発見であったニュートリノを導入することで中性子のベータ崩壊

$$n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e \quad (5)$$

における連続エネルギースペクトルを説明するアイデアを提唱した。これをうけて1933年、Fermi によりベータ崩壊の理論（いわゆるフェルミ相互作用）が定式化<sup>5</sup>された。さらに1956年に Lee と Yang が導入したパリティ対称性の破れと Wu らの実験によるその実証から、Fermi の理論は左巻きの粒子にのみ適用される形に修正され、有効理論としての弱い力の定式化は完成に至った。

フェルミ相互作用のさらに背後の物理として提唱されたのが、電弱対称性の自発的破れ

$$SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{em} \quad (6)$$

に基づくゲージ場の量子論である。これは1961年の Glashow 理論を基礎に1964年の Higgs 機構<sup>6</sup>を経て、1967年に Weinberg-Salam 理論として完成された。これにより弱い力と電磁気力の2つの異なる力が電弱理論として統一される可能性、そしてヒッグス粒子が存在する可能性が明らかになった。

この流れとは独立に、陽子や中性子といった核子は強い力と呼ばれる力で引きつけ合っており、そして各々はクォークというさらに小さな素粒子で構成されているということが、湯川博士や南部博士らによって提唱されてきた。強い力については本稿のテーマとはあまり関係がないため割愛するが、その流れや最近の話題は例えば [8] や [9] を見てもらいたい。

1970年代から今日までは、これらのゲージ理論と、その自発的破れを担うヒッグス粒子の実験的検証の時代と

<sup>5</sup>余談だが、フェルミの論文は Nature 誌から掲載拒否された。Nature 誌は後にこれを創刊以来の大きなミスの一つであると認めた。

<sup>6</sup>Higgs による論文が出た同じ年に Brout, Englert と Guralnik, Hagen, Kibble の2グループも独立に同じアイデアを提唱している。

言える。フェルミ相互作用の大きさはフェルミ結合定数  $G_F$  によって表され、それは  $W^\pm$  ボソンの交換によって発生する力であると解釈できる。この  $G_F$  の大きさから、 $W^\pm$  ボソンの質量はざっくりと100 GeV 程度であると見積もられていた。 $W$  ボソンと  $Z$  ボソンは、CERN の陽子-反陽子衝突を用いた SPS 実験により1983年に発見された。当時の誤差は2 GeV 程度であり、 $W$  ボソン質量が約81 GeV [10]、 $Z$  ボソン質量が約92 GeV [11] であった。そして2012年に CERN の陽子-陽子衝突である LHC 実験においてヒッグス粒子を発見することで標準模型が確立した。

「 $W$  ボソン質量の精密測定」とはどのような物理的意義があるのだろうか？ 標準模型の枠組みでは、 $W$  ボソンの質量は（例えばクォーク質量のような）単なる理論のパラメータではなく、他の観測量を用いて予言することができる物理量である。実際、電弱相互作用により生じる様々な反応は精密に測定できるため、その中でも特に精度のよいデータをインプットにすることで  $W$  ボソン質量等の精密な予言が可能となる。

通常、電弱理論のインプットとして微細構造定数  $\alpha$ 、 $Z$  ボソン質量  $M_Z$ 、そしてフェルミ定数  $G_F$  が選ばれる。これらを用いて  $W$  ボソン質量は以下のように表される。標準模型の枠内では、 $W$ 、 $Z$  ボソンの質量はツリーレベル（摂動の最低次）で、

$$M_W^2 = \frac{g^2}{4} v^2, \quad M_Z^2 = \frac{g^2 + g'^2}{4} v^2 \quad (7)$$

と表される。ここで  $v$  はヒッグス場の真空期待値 ( $\langle H^0 \rangle = v/\sqrt{2}$ ) であり、フェルミ結合定数によって次のように表される

$$G_F = (\sqrt{2}v^2)^{-1} \Leftrightarrow v = (\sqrt{2}G_F)^{-\frac{1}{2}}. \quad (8)$$

一方で  $g$  と  $g'$  はそれぞれ  $SU(2)_L$  と  $U(1)_Y$  ゲージ理論の結合定数である。微細構造定数  $\alpha$  が

$$\alpha = \frac{1}{4\pi} \frac{g^2 g'^2}{g^2 + g'^2} \quad (9)$$

と表されることから、式 (7) は次のように書き直される

$$M_W^2 = \frac{M_Z^2}{2} \left( 1 + \sqrt{1 - \frac{4\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F M_Z^2}} \right). \quad (10)$$

右辺の  $\alpha$ 、 $M_Z$ 、 $G_F$  は精度良く測定されており、その結果  $W$  ボソン質量は理論的に

$$M_W^{\text{tree}} = 80938.7 \text{ MeV} \quad (11)$$

と予言される<sup>7</sup>。ただし、これはツリーレベルの値であり、図1の測定値よりも0.5 GeV 程度も大きい。

<sup>7</sup> $\alpha$  の測定値に大きなばらつきがあることが知られている

$$\alpha^{-1} = \begin{cases} 137.035999150(33), & (\text{電子 } g-2 \text{ [12]}) \\ 137.035999046(27), & ({}^{133}\text{Cs} \text{ [13]}) \\ 137.035999206(11). & ({}^{87}\text{Rb} \text{ [14]}) \end{cases} \quad (12)$$

この食い違いによる  $M_W$  への影響は  $\mathcal{O}(10)$  eV であり十分に小さい。

さらに精密な  $W$  ボソン質量の予言を得るためには量子補正も入れなければいけない。式 (10) は量子補正によって以下ようになる

$$M_W^2 = \frac{M_Z^2}{2} \left[ 1 + \sqrt{1 - \frac{4\pi\alpha(1 + \Delta r)}{\sqrt{2}G_F M_Z^2}} \right]. \quad (13)$$

この  $\Delta r$  は 1980 年に Sirlin によって摂動の 1 次 (1 ループに対応) で計算され [15], 現在は摂動 4 次 (4 ループ) の主要項まで計算されている [16]。そのため,  $M_W$  は  $\{\alpha, M_Z, G_F\}$  の他に, 量子補正  $\Delta r$  を通じて  $\{\alpha_s, \Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}, m_h, m_t, m_b\}$  にも依存している<sup>8</sup>。

量子補正を通して  $M_W$  は  $m_t$  の値に強く依存する。トップクォーク質量は LHC 実験により精度良く測定されており, 現在その世界平均は [2]

$$m_t = 171.79 \pm 0.38 \text{ GeV} \quad (14)$$

となっている<sup>9</sup>。これを用いると,  $W$  ボソン質量の摂動 4 次の理論予言値は

$$M_W^{\text{SM}} = 80349.9 \pm 5.6 \text{ MeV} \quad (15)$$

となる。さらに, これまでのトップクォーク質量の測定値が実験間でわずかに一致していないことや, そもそも上記のトップクォーク質量の測定値自体に理論的に不明確な点があることが指摘されている [18]。この点を踏まえ, トップクォーク質量の誤差を保守的に  $\pm 1.0 \text{ GeV}$  に取ると,  $W$  ボソンの質量は [2]

$$M_W^{\text{SM}} = 80350.5 \pm 7.7 \text{ MeV} \quad (16)$$

と予言される。ここで  $m_t$  由来の  $M_W$  の誤差は  $\pm 6 \text{ MeV}$ , 計算されていない摂動の高次から来る誤差は  $\pm 4 \text{ MeV}$  と見積もられている [19]。さらに,  $Z$  ボソン質量は  $\pm 3 \text{ MeV}$  程度の誤差を与えることが知られている。上記の誤差はこれらを 2 乗和で合成して得られる。

### 3 新物理による解釈

上で説明したように, 最新の CDF II 実験の結果により  $W$  ボソン質量の測定値は標準模型の予言から約  $80 \text{ MeV}$  (約  $7\sigma$ ) もずれている。この結果がもし本当であれば新物理の存在を強く示しており, これまでに様々な可能性が議論されてきた。これらは主に, 新たなヒッグス場の

<sup>8</sup>  $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}$  は微細構造定数  $\alpha$  へのハドロン補正であり,  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{ハドロン})$  の測定または格子計算から得られている。また,  $W$  ボソン質量の測定値を用いて  $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}$  を予言することもできる。興味深いことに, 最新の CDF II 実験の結果を入れて得られた  $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}$  を用いてミューオン  $g-2$  の標準模型予言値を計算すると, 元々  $4.2\sigma$  あった観測値とのずれ [17] が約  $5\sigma$  まで拡大することが報告されている [4]。

<sup>9</sup> 一つの研究グループ [2] が出した平均値であり, いくつかの系統誤差には仮定が含まれている。

真空期待値による効果, 新粒子の Oblique 補正による効果, そしてフェルミ結合定数への効果に分類することができる。以下では各々の可能性について代表的な具体例を挙げて解説する。

#### 3.1 ヒッグス場の真空期待値

新物理による説明の中で最もシンプルな可能性の一つは, ヒッグスセクターを標準模型で仮定される最小形から拡張し, 付加的に導入されたヒッグス場の真空期待値によって  $W$  ボソン質量をシフトさせることである。

一般的なヒッグスセクターとして, ヒッグス多重項場  $\Phi_i$  を  $N$  個含む理論 ( $i = 1, \dots, N$ ) を考える。ただし, それ以外のスピン  $1/2$  およびスピン  $1$  セクターを構成する場合は標準模型と同じとする。この場合  $W$  ボソンや  $Z$  ボソンの質量は必ずしも式 (7) を満たさず, ツリーレベルで次のように表される<sup>10</sup>,

$$(M_W^2)^{\text{tree}} = \frac{g^2}{2} \sum_{i=1}^N |v_i|^2 [T_i(T_i + 1) - Y_i^2], \quad (17)$$

$$(M_Z^2)^{\text{tree}} = \frac{g^2}{c_W^2} \sum_{j=1}^N |v_j|^2 Y_j^2. \quad (18)$$

ここで  $Y_i, T_i, v_i$  はそれぞれヒッグス場  $\Phi_i$  の  $U(1)_Y$  電荷 (弱ハイパー荷),  $SU(2)_L$  電荷 (弱アイソスピン), 真空期待値を表す。また,  $c_W = \cos \theta_W, s_W = \sin \theta_W$  であり  $\theta_W$  はワインバーグ角を表す。これらの式から荷電カレントと中性カレントの強さの比を表す電弱  $\rho$  パラメータがツリーレベルで以下のように表される

$$\rho_{\text{tree}} \equiv \frac{M_W^2}{M_Z^2 c_W^2} = \frac{\sum_{i=1}^N |v_i|^2 [T_i(T_i + 1) - Y_i^2]}{2 \sum_{j=1}^N |v_j|^2 Y_j^2}. \quad (19)$$

標準模型は  $(T_i, Y_i) = (1/2, 1/2)$  のヒッグス場 ( $SU(2)_L$  2 重項の場合) を 1 個だけ含むので  $\rho_{\text{tree}} = 1$  となる。これはヒッグスセクターがキャストディアル対称性と呼ばれる (近似的な) 大域的対称性をもつことに由来している。このように  $\rho_{\text{tree}} = 1$  を満たすモデルでは, 前節で見たように, 電弱理論のパラメータは 3 個のインプット  $\{\alpha, M_Z, G_F\}$  を指定することで決定される。同様に, ヒッグスセクターが  $(T_i, Y_i) = (0, 0), (1/2, 1/2), (3, 2), \dots$ <sup>11</sup> をもつ多重項ヒッグス場 (それぞれ  $SU(2)_L$  1 重項, 2 重項, 7 重項, ... に対応する) のみで構成される場合も  $\rho_{\text{tree}} = 1$  が満たされる。

ところが上で説明した枠組みから外れる理論では一般に  $\rho_{\text{tree}} = 1$  とはならず, 電弱理論には 4 個のインプットが必要となる。実際, ツリーレベルにおけるインプッ

<sup>10</sup> 電荷演算子  $Q$ , 弱ハイパー荷  $Y$ , 弱アイソスピン荷の第 3 成分  $T^3$  の間の関係は  $Q = T^3 + Y$  で定義する。

<sup>11</sup> ここでヒッグス場は  $T_i = (-1 + \sqrt{1 + 12Y_i^2})/2$  を満たす。



トパラメータとして  $\{\alpha, M_Z, G_F, \rho_{\text{tree}}\}$  を選ぶと、 $W$  ボソン質量は

$$M_W^2 = \frac{M_Z^2}{2} \rho_{\text{tree}} \left[ 1 + \sqrt{1 - \frac{4\pi\alpha(1 + \Delta r)}{\sqrt{2}G_F M_Z^2 \rho_{\text{tree}}}} \right] \quad (20)$$

のように表される。すなわち最新の CDF II 実験の結果は、標準模型のヒッグス場の他に新しいヒッグス場が真空期待値をもつことで  $\rho_{\text{tree}} \neq 1$  が実現されている可能性を示唆している。

具体的には  $SU(2)_L$  3 重項ヒッグス場を含む模型が最も単純な例として知られている (例えば [20, 21] を参照)。3 重項場には  $Y = 0$  (実 3 重項場),  $Y = 1$  (複素 3 重項場) の 2 通りの可能性があり、 $\rho_{\text{tree}}$  は

$$\rho_{\text{tree}} = \begin{cases} v^2 / (v^2 - 4v_\Delta^2) & (Y = 0) \\ v^2 / (v^2 + 2v_\Delta^2) & (Y = 1) \end{cases} \quad (21)$$

となり  $\rho_{\text{tree}} \neq 1$  が実現される。ここで  $v$  は式 (8) で定義されており、 $v_\Delta$  は 3 重項場の真空期待値である。この式から  $\rho_{\text{tree}} - 1$  が  $Y = 0$  ( $Y = 1$ ) の場合に正 (負) となることがわかる。つまり、CDF II 実験の  $W$  ボソン質量の測定値が標準模型の予言よりも大きい場合、 $Y = 0$  の 3 重項ヒッグス場が選ばれる。具体的には

$$\Delta M_W \equiv M_W - M_W^{\text{SM}} \simeq 100 \text{ MeV} \left( \frac{v_\Delta}{5.3 \text{ GeV}} \right)^2 \quad (22)$$

のように評価することができるため、 $v_\Delta \lesssim 5 \text{ GeV}$  となることが要請される。一方でヒッグスセクターを拡張したことで新しい中性ヒッグス粒子や荷電ヒッグス粒子の存在が予言される。特に荷電ヒッグス粒子は  $v_\Delta$  が数 GeV の場合、 $W$  と  $Z$  に主に崩壊することが知られており [20]、以下で紹介するヒッグス 2 重項を 2 個含む模型 (2HDM) とは異なるシグナルが LHC 実験で検出されることが期待される。

この節では、新たなヒッグス場の真空期待値によって  $\rho_{\text{tree}} \neq 1$  を実現する可能性をみてきたが、新たなゲージ場を導入し、標準模型のウィークボソンとの混合を通じて  $\rho_{\text{tree}} \neq 1$  を実現できる。単純な具体例として、新たな  $U(1)$  ゲージ対称性を課すことで  $Z'$  を導入し、 $W$  ボソン質量アノマリーを説明する可能性については [22–24] で議論されている。また、リトルヒッグス模型あるいは複合ヒッグス模型の枠組みで上記のシナリオを実現する可能性は [25] で議論されている。この場合、新粒子の質量スケールは 5–10 TeV 程度となり、模型を検証するために新しい方向性の探索が必要である。

### 3.2 Oblique 補正

次に、新物理の効果が電弱ゲージボソンの真空偏極 (Oblique 補正) を通じて  $W$  ボソン質量に影響を与える

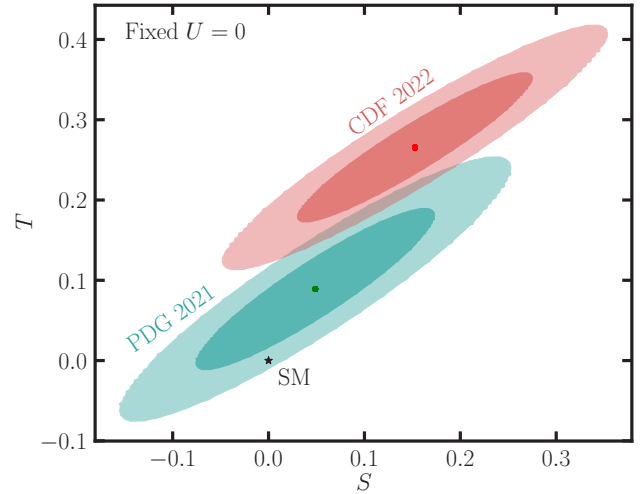


図 2: 電弱精密測定の実験データから示唆される  $S$ ,  $T$  パラメータの領域 (内側の楕円は  $1\sigma$ , 外側は  $2\sigma$  に対応) [27]。ここでは  $U = 0$  と仮定されている。下の楕円は最新の CDF II 実験の結果を含まず、上はそれを含む。

場合を紹介する。この寄与は以下の  $S$ ,  $T$ ,  $U$  パラメータと呼ばれる無次元変数を用いて定量的に評価される [26]

$$S = -16\pi \Pi'_{W_3 B}(0), \quad (23)$$

$$T = \frac{4\pi}{s_W^2 c_W^2 M_Z^2} [\Pi_{W_1 W_1}(0) - \Pi_{W_3 W_3}(0)], \quad (24)$$

$$U = 16\pi [\Pi'_{W_1 W_1}(0) - \Pi'_{W_3 W_3}(0)]. \quad (25)$$

ここで  $\Pi_{IJ}(q^2)$  ( $\{I, J\} \in \{W_1, W_3, B\}$ ) は電弱ゲージボソンの真空偏極 (ゲージ伝搬関数への量子補正) であり、 $\Pi'_{IJ} = d\Pi_{IJ}/dq^2$  である。また、ここでは新物理の寄与に注目しているため  $\Pi_{IJ}$  は標準模型の寄与を含まない。 $T$  パラメータは 3.1 節で紹介した  $\rho$  パラメータへの輻射補正  $\Delta\rho$  と  $\alpha T = \Delta\rho$  のように関係しており、新物理によるカストディアル対称性の破れに感度がある<sup>12</sup>。 $S$  パラメータは新物理のカイラル対称性の破れに感度がある。一方で  $U$  パラメータは、典型的には  $T$  パラメータに対して新粒子の質量の 2 乗で抑制されるため無視できるほど小さい。

$W$  ボソン質量は  $S$ ,  $T$ ,  $U$  パラメータが  $\Delta r$  に寄与することで最終的に

$$\Delta M_W^2 = \frac{c_W^2 \alpha}{c_W^2 - s_W^2} M_Z^2 \left( -\frac{S}{2} + c_W^2 T + \frac{c_W^2 - s_W^2}{4s_W^2} U \right) \quad (26)$$

だけずれる。同時に実効ワインバーグ角や  $Z$  ボソンの崩壊幅等の他の電弱精密測定量も  $S$ ,  $T$ ,  $U$  の影響を受ける。様々な精密実験のデータを取り入れることでこれらの値を制限することができ、その解析結果が図 2 に示さ

<sup>12</sup>3.1 節の  $\Delta\rho_{\text{tree}}$  もカストディアル対称性の破れと関係しているため  $T$  パラメータと呼ぶこともある。

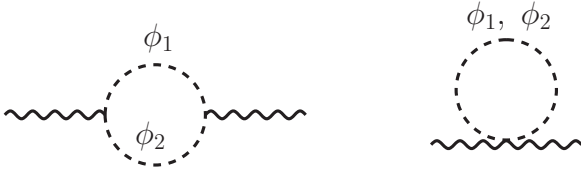


図 3: 新しいヒッグス場 ( $\phi_1, \phi_2$ ) が  $S, T, U$  パラメータに与える寄与。

れている [27]。CDF II 実験以前は電弱精密測定から  $S$  と  $T$  パラメータが下の楕円の領域の値をとることが示唆されていたが、今回の結果を受けて上の楕円の位置まで領域が動いたことを表している。とくに、 $S$  や  $T$  が標準模型 ( $S = T = 0$ , 図中の星印) よりも正の値になることが示唆されている。その結果、 $W$  ボソン質量アンノマリーは  $S$  や  $T$  が  $0.1\text{--}0.3$  程度、もしくは  $S = 0$  であっても  $T \sim 0.15$  であれば説明される。

$S$  や  $T$  をずらす具体的な模型を紹介しよう。まず最初に前節と同様に拡張ヒッグスセクターに注目する。 $S, T, U$  に対する新しいヒッグス場の寄与は図 3 のようなダイアグラムから生じる。まず最初に、シンプルかつ重要な例としてヒッグス 2 重項を 2 個含む模型 (2HDM) を考える (例えば [28, 29] を参照)。この模型は電弱バリオン数生成のシナリオ等、標準模型では説明できない現象を説明する新物理のヒッグスセクターにしばしば現れる。2HDM では標準模型的なヒッグス粒子 ( $h$ ) に加えて一对の荷電ヒッグス粒子 ( $H^\pm$ )、CP-偶 ( $H$ ) および CP-奇 ( $A$ ) のヒッグス粒子が現れる<sup>13</sup>。式 (19) で見たように 2HDM では  $\rho_{\text{tree}} = 1$  となるため、 $W$  ボソン質量をシフトさせる効果は純粋に量子効果  $\Delta r_{\text{NP}}$  のみから生じる。付加的なヒッグス粒子による  $S, T, U$  パラメータへの寄与は以下ようになる

$$S \simeq -\frac{1}{12\pi} \ln \frac{m_{H^\pm}^2}{m_H^2} \simeq -\frac{1}{6\pi} \frac{\Delta m}{m_{H^\pm}}, \quad (27)$$

$$T \simeq \frac{\sqrt{2}G_F}{12\pi^2\alpha} \Delta m^2, \quad (28)$$

$$U \simeq \frac{\Delta m^2}{15\pi m_{H^\pm}^2}. \quad (29)$$

ここで  $\Delta m \equiv m_{H^\pm} - m_H$  であり、 $m_A = m_H$  および  $|\Delta m|/m_{H^\pm} \ll 1$  を仮定した。さらに上の式では、 $h$  の結合定数は標準模型ヒッグス粒子のそれとツリーレベルで一致する極限をとっている。 $S$  や  $U$  は  $T$  よりも典型的に一桁以上小さいため、 $W$  ボソン質量は  $T$  によって説明される。図 4 で示されるように、付加的ヒッグス粒子が  $\Delta m = 100$  GeV 程度の質量差をもつことで  $W$  ボソン質量アンノマリーを説明できる。

<sup>13</sup>2HDM では一般に CP を破る位相がヒッグスポテンシャルあるいは湯川相互作用に現れるが、ここでは簡単のためそれらの位相を 0 として議論を進める。

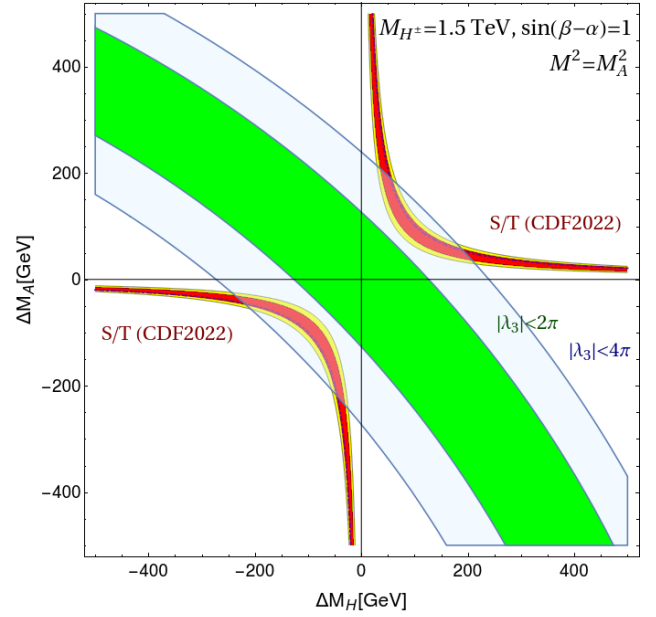


図 4: 2HDM において CDF II 実験の結果を  $1\sigma$  ( $2\sigma$ ) で説明する領域が第一、三象限にある濃い (薄い) 弧状の領域で示されている [29]。ここでグラフの軸は  $\Delta M_H \equiv m_H - m_{H^\pm}$ ,  $\Delta M_A \equiv m_A - m_{H^\pm}$ 。上の弧状の領域では  $|\lambda_3| > 2\pi$  となり、ヒッグスポテンシャルのカットオフスケールが 1 TeV よりも小さいことが予言される。ただしこの領域のうち  $|\Delta M_H| \gtrsim 200$  GeV や  $|\Delta M_A| \gtrsim 200$  GeV では  $|\lambda_3| > 4\pi$  となり摂動計算が破綻している可能性がある。

次にヒッグス 3 重項場を加える模型を紹介する。3.1 節で述べたように、3 重項場には  $Y = 0, 1$  の 2 通りの可能性がある。前者はツリーレベルで  $W$  ボソン質量のずれを説明できることを解説した。ここでは後者の場合に注目する。この模型は、標準模型のレプトン 2 重項場と 3 重項ヒッグス場との湯川結合を通してニュートリノに微小質量を与えることが可能となる (Type-II シーソー機構 [30, 31]) ため興味深い。式 (21) で見たように、ツリーレベルでの真空期待値による効果は  $W$  ボソン質量を下げる方向に作用するため、量子効果による寄与が必要となる。複素 3 重項場は 6 個の実自由度を含むが、これらを 1 対の複荷電ヒッグス粒子 ( $H^{\pm\pm}$ )、1 対の単荷電ヒッグス粒子 ( $H^\pm$ )、そして CP-偶 ( $H$ ) および CP-奇 ( $A$ ) のヒッグス粒子と表す。3 重項場の真空期待値  $v_\Delta$  が非常に小さい場合 ( $v_\Delta/v \ll 1$ )、これらのヒッグス粒子は特徴的な質量スペクトルをもつ [32]

$$m_{H^{\pm\pm}}^2 - m_{H^\pm}^2 \simeq m_{H^\pm}^2 - m_H^2, \quad m_H^2 \simeq m_A^2. \quad (30)$$

以下では上の関係式が厳密に成り立つとして議論を進める。質量差を表すパラメータとして  $\Delta m \equiv m_{H^{\pm\pm}} - m_{H^\pm}$  を導入すれば、4 個の質量パラメータは  $m_{H^{\pm\pm}}$  と

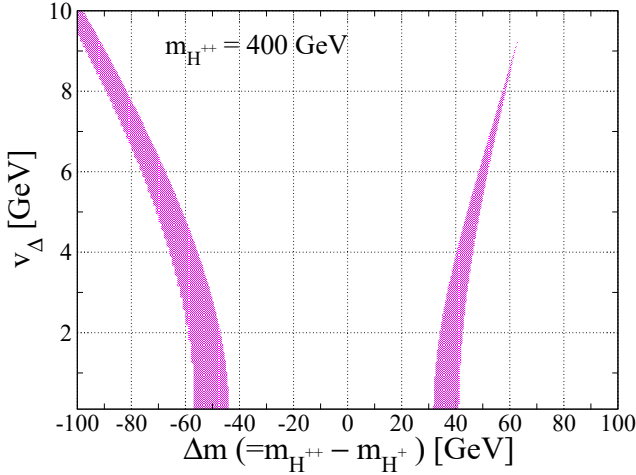


図 5:  $Y = 1$  の 3 重項ヒッグス場を含む模型で CDF II 実験の  $W$  ボソン質量を  $2\sigma$  の範囲で再現する領域 [33]。ここでは  $m_{H^{\pm\pm}} = 400$  GeV としている。

$\Delta m$  を用いて次のように表すことができる

$$m_{H^\pm} = m_{H^{\pm\pm}} - \Delta m, \quad (31)$$

$$m_H = m_A = \sqrt{m_{H^{\pm\pm}}^2 - 4m_{H^{\pm\pm}}\Delta m + 2\Delta m^2}. \quad (32)$$

質量差が非常に小さいとき ( $|\Delta m|/m_{H^{\pm\pm}} \ll 1$ ),  $S$ ,  $T$ ,  $U$  パラメータへの寄与は以下のように表される。

$$S \simeq -\frac{1}{3\pi} \ln \frac{m_{H^{\pm\pm}}^2}{m_H^2} \simeq -\frac{4}{3\pi} \frac{\Delta m}{m_{H^{\pm\pm}}}, \quad (33)$$

$$T \simeq \frac{\sqrt{2}G_F}{3\pi^2\alpha} \Delta m^2, \quad (34)$$

$$U \simeq \frac{14\Delta m^2}{15\pi m_{H^{\pm\pm}}^2}. \quad (35)$$

これらのパラメータの典型的な振る舞いは 2HDM のように  $T$  が他の 2 つに対して主要な寄与を与える。しかし、2HDM と異なり  $\rho_{\text{tree}} (< 1)$  によって  $W$  ボソン質量を下げる効果があるため、CDF II 実験の結果を説明するためには  $v_\Delta$  が大きくなるにつれて  $|\Delta m|$  も大きくなるが必要になる (図 5 を参照)。

ここまでの議論で分かるように、Oblique 補正によって  $W$  ボソン質量のアノマリーを説明するシナリオでは、新粒子が典型的に 100 GeV 程度の質量差をもつと予想される。このような場合、重いヒッグスボソンはゲージボソンを伴って軽いヒッグスボソンにカスケード崩壊する。2HDM の場合、例えば  $pp \rightarrow H^+H^- \rightarrow W^+W^-HH$  等終状態にウィークボソンを複数個含むようなシグナルが加速器実験で見られることが期待される。マルチレプトンを用いた現在の LHC 実験及び将来の高輝度 LHC 実験での検出可能性に関する最近の研究については [34] 等を参照されたい。

これまで 2HDM および 3 重項場をヒッグスセクターに導入する模型について紹介してきたが、 $SU(2)_L$  1 重項

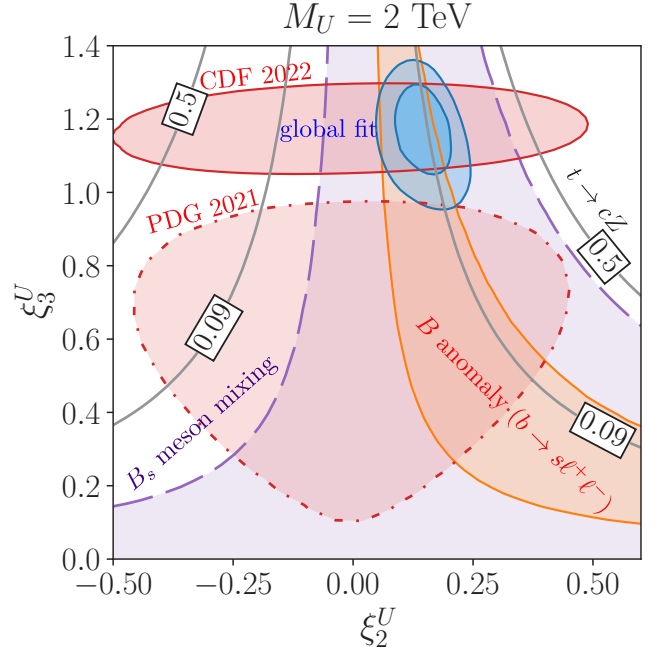


図 6: ベクター型クォーク場を導入した模型におけるパラメータ空間 [36]。実線(点線)で囲まれた楕円の領域は CDF II 以後(以前)の  $W$  ボソン質量を含めた電弱精密測定フィット。  $B_s$  中間子振動によるパラメータへの制限と、 $B$  アノマリーの観点から好まれている領域も表されている。等高線の数値は期待される  $\text{Br}(t \rightarrow cZ) \times 10^5$  を表す。グラフの軸  $\xi_3^U$  ( $\xi_2^U$ ) は、ベクター型クォーク、第 3 (または第 2) 世代クォークとヒッグス場の湯川相互作用の結合定数である。

スカラー場を加える模型についてもコメントしておく。1 重項スカラー場はその名の示す通りゲージシングレットであるため、図 3 に示すような寄与を与えない。しかし、標準模型的なヒッグス粒子と混合することで  $S$ ,  $T$ ,  $U$  パラメータに 0 でない寄与を与える。文献 [35] によると  $W$  ボソン質量のシフトは様々な既存実験の制限を満たす領域でせいぜい数 MeV 程度であることが示されており、これだけでは CDF II 実験の結果を再現することは難しいことが知られている。

最後にヒッグスセクターの拡張以外の可能性も紹介しよう。新たなフェルミオン場を導入することでも  $S$ ,  $T$ ,  $U$  パラメータに 0 でない寄与を与えることができる。例えばベクター型クォークを標準模型に加えた理論では、トップクォーク湯川とベクター型クォークの新たな湯川の 2 乗に比例する形で  $T$  が与えられる [36, 37]。興味深いことに、このような模型では  $b \rightarrow sl^+l^-$  に関する  $B$  アノマリー [38] と  $W$  ボソン質量のアノマリーを同時に説明するパラメータ領域が存在することが報告されている (図 6 を参照)。さらに、ベクター型クォーク模型は  $t \rightarrow cZ$  という標準模型では禁止されているプロセスを予言するため、ベクター型クォークが直接発見されなく



でも、間接探索によって検証される可能性がある。また、ベクトル型レプトンを加えた理論でも  $S$  と  $T$  パラメータに寄与を与えることが可能であり、 $W$  ボソン質量アノマリーを説明できる [39,40]。また、ベクトル型レプトンの質量が 200 GeV 程度であれば、ミューオン  $g-2$  アノマリーも同時に説明することが可能であることが報告されている [39]。ミューオン  $g-2$  のアノマリーについては [17] を参照されたい。また、超対称性模型では多くの超対称性粒子が導入され、これらの粒子が量子効果を通して  $W$  ボソン質量に影響を与える可能性がある。特に、スカラートップクォークとスカラーボトムクォークが  $T$  パラメータに最も大きな寄与を与えることができる [41,42]。レプトクォーク模型においても  $T$  パラメータが影響を受けることが報告されている [4,43,44]。この模型は  $B$  アノマリーの観点から最近とくに注目されている。

### 3.3 フェルミ結合定数への効果

最後にフェルミ結合定数  $G_F$  に補正を与える新物理シナリオを紹介する。式 (13) からわかるように  $W$  ボソン質量の理論値は  $G_F$  に依存している。現在  $G_F$  はミューオン崩壊  $\mu \rightarrow e\nu_\mu\bar{\nu}_e$  の精密測定によって決められている。標準模型において、この崩壊は  $W$  ボソンが仮想的に伝搬することで起きる。ところが、新物理によって  $W$  ボソンの結合が変更されたり、ミューオンと電子の間を未知の素粒子が媒介する可能性がある。その結果、ミューオン崩壊の測定から決めた  $G_F$  の値が標準模型の値からずれてしまう。

ただし、このような新物理は一般的に  $W$  ボソンだけでなく  $Z$  ボソンが媒介する電弱反応にも影響を与える。例えば、 $W$  ボソンの結合が新物理によって影響を受けるとき、 $SU(2)_L$  対称性によって同時に  $Z$  ボソンの結合が影響を受けることが予言される。そのため、他の電弱精密測定の実験データとの整合性を保つためには  $G_F$  を勝手に変更することはできない。

それでは、新物理はどのエネルギースケールにあるのだろうか。以下では 3.2 節で紹介した Oblique 補正への新物理の寄与は 0 とする。ミューオンの質量は新物理のエネルギースケールに比べて十分に小さいため、 $G_F$  (と他の電弱精密測定量) に対する新物理の効果は高次元演算子を用いて表すことができる。特に  $W$  ボソンの結合に対する高次元演算子の効果は  $(C_{\phi\ell}^{(3)})_{ii}$ 、ミューオンと電子の間を媒介する新粒子の効果は  $(C_{\ell\ell})_{1221}$  と表される。ここで  $i$  はレプトンの世代を表しており、 $ii = 11$  は電子・電子ニュートリノと  $W$  ボソンの結合、 $ii = 22$  はミューオン・ミューオンニュートリノとの相互作用に対応している。そこで、CDF II 実験と電弱精密測定

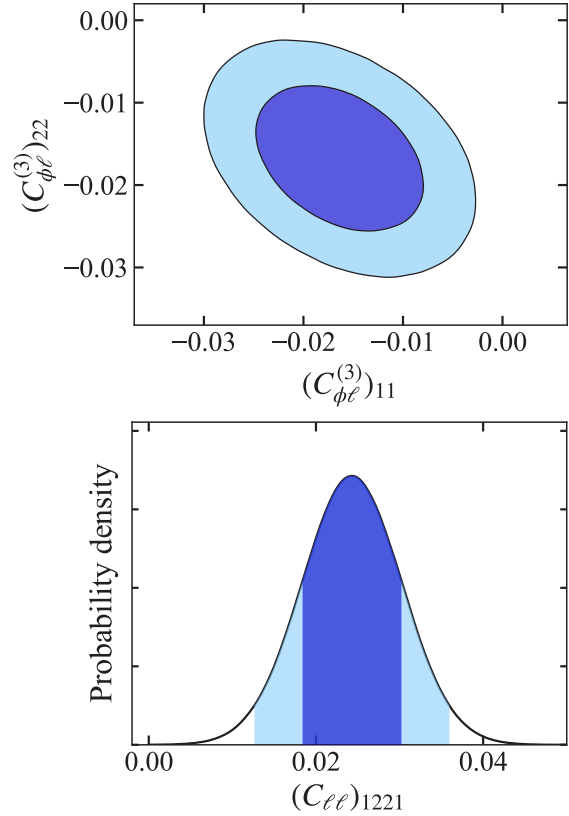


図 7: フェルミ結合定数  $G_F$  に影響を与える高次元演算子の分布 [45]。濃い (薄い) 領域は 68% (95%) に対応する。上図の軸と下図の横軸の単位は  $\text{TeV}^{-2}$ 。

すべての実験データを取り入れて解析すると、 $(C_{\phi\ell}^{(3)})_{ii}$  や  $(C_{\ell\ell})_{1221}$  を導入することで  $W$  ボソン質量アノマリーが改善するという結論が得られる [45]。図 7 に示されるように、これらのパラメータは典型的に  $(1-10 \text{ TeV})^{-2}$  程度の大きさをもつことがわかる。つまり、新物理は 1-10 TeV スケールに存在することが期待されている。

次に  $G_F$  をずらす新粒子を具体的に紹介しよう。ここでは標準模型の最小拡張模型 (新しい場を一度に一種類だけ導入する模型) を考える。まず新しいスカラー場やベクトル場を導入しよう。これらの場は電子やミューオン (さらにニュートリノ) とそれぞれ湯川相互作用, カレント相互作用をもつとする。その場合、これらの場がミューオンと電子の間を媒介することで  $G_F$  が影響を受ける。このような場にはさまざまな可能性があるが、とくに  $SU(2)_L$  3 重項場を導入すると  $W$  ボソン質量が標準模型よりも大きくなり、 $W$  ボソン質量アノマリーが改善する。上記の高次元演算子との対応から、その質量は最大でも TeV スケールになることが予想される。

次に新たにフェルミオンを導入しよう。このフェルミオンはあたかも第 4 の重いレプトンのように振る舞い、標準模型のレプトンとヒッグス粒子に結合することができる。ヒッグス場が真空期待値をもつと、この相互作用によって標準模型のレプトンが新しいフェルミオンと混

ざる。その結果、電子やミュオンと  $W$  ボソン（さらに  $Z$  ボソン）の相互作用が標準模型の値からずれてしまう。このような場にはいくつかの可能性があるが、とくに  $SU(2)_L$  1 重項場を導入すると  $W$  ボソン質量アノマリーが改善する。そして、その質量は最大でも TeV スケールになることが予想される。

上記の結果はいずれも TeV スケール以下に新物理が存在することを示唆している。この解析では標準模型の最小拡張模型を想定しているため、 $W$  ボソン質量など電弱精密測定が模型に最も高い感度を持つ。しかし、いずれのセットアップもさらに大きな模型の一部であると考えられるため、今後の実験で新物理の新しいシグナルがさらに発見されることが期待されている。

## 4 まとめと今後の展望

CDF II 実験から報告された  $W$  ボソン質量の結果は、ほとんどの研究者にとって全く予期していないものであった。その結果は標準模型の予言から約 80 MeV (約  $7\sigma$ ) もずれており、もし本当であれば新物理の存在を強く示している。

もちろん、この新しい結果はこれ以前に発表されていた実験結果と食い違っており、この不一致は早急に解決されなければいけない。 $W$  ボソン質量測定の主要な誤差は実験でハドロン（陽子・反陽子）ビームを用いていることに起因する。そのため、将来もし電子・陽電子衝突実験が実現すれば測定誤差が大きく改善されると期待されている。例えば国際線形加速器 (ILC) 実験では測定誤差が数 MeV 程度まで小さくなると予想されている [46]。さらに CEPC 実験では 1 MeV 程度 [47]、FCC-ee 実験ではそれ以下まで誤差が小さくなる可能性がある [48]。いずれの実験も未だ計画段階であるが、 $W$  ボソン質量の実験値を精密に決める上で大きな役割を果たすだろう。

これらの実験で精度よく測定できるのは  $W$  ボソン質量だけではない。現在、 $W$  ボソン質量に対する標準模型の誤差は 5–7 MeV 程度と小さいが、将来の電子・陽電子衝突実験の結果と比較するためには理論誤差をさらに小さくしなければいけない。現在はトップクォーク質量が最大の誤差を与えているが、例えば ILC 実験によってこの誤差が 1–2 MeV 程度まで小さくなると期待されている [46]。また、 $Z$  ボソンの質量も大きな誤差の要因となっているが、これも ILC 実験によって誤差が現在の半分以下になると見積もられている [46]。そのため  $W$  ボソン質量に本当に新物理の効果が見えていれば、このシグナルは将来の実験によって確定するであろう。

最後に、現在報告されている  $W$  ボソン質量の測定結果は標準模型と大きくずれており、上で紹介したように  $O(100)$  GeV– $O(1)$  TeV スケールに新物理が存在するこ

とを示唆している。これらの模型は  $W$  ボソン質量以外にも新しいシグナルを予言するため、今後の実験でこれらのシグナルが見えてくる可能性がある。そのため、 $W$  ボソン質量が新物理解明のための新たな道標になることが期待されている。

## 5 謝辞

このような貴重な機会をくださった野尻美保子氏（高エネルギー加速器研究機構教授）、高エネルギーニューズ編集委員の中村輝石氏（東北大学助教）、また原稿についての有益なコメントをくださった戸部和弘氏（名古屋大学准教授）、三島智氏（高エネルギー加速器研究機構研究員）、音野瑛俊氏（九州大学助教）に深く感謝いたします。

## 参考文献

- [1] CDF Collaboration, *Science* **376**, 170–176 (2022).
- [2] J. de Blas, *et al.*, arXiv:2204.04204.
- [3] J. Isaacson, Y. Fu, and C. P. Yuan, arXiv:2205.02788.
- [4] P. Athron, *et al.*, arXiv:2204.03996.
- [5] G. W. Wilson, 10 May 2022. Seminar talk given at KEK-PH.
- [6] A. H. Rosenfeld, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **25**, 555–598 (1975).
- [7] Particle Data Group Collaboration, *PTEP* **2020**, 083C01 (2020).
- [8] 小平治郎, *高エネルギーニューズ* **24–3**, 1 (2005).
- [9] 村山斉, *高エネルギーニューズ* **40–3**, 77 (2021).
- [10] UA2 Collaboration, *Phys. Lett. B* **122**, 476–485 (1983).
- [11] UA2 Collaboration, *Phys. Lett. B* **129**, 130–140 (1983).
- [12] T. Aoyama, T. Kinoshita, and M. Nio, *Atoms* **7**, 28 (2019).
- [13] R. H. Parker, *et al.*, *Science* **360**, 191 (2018).
- [14] L. Morel, *et al.*, *Nature* **588**, 61–65 (2020).
- [15] A. Sirlin, *Phys. Rev. D* **22**, 971–981 (1980).



- [16] M. Awramik, *et al.*, Phys. Rev. D **69**, 053006 (2004).
- [17] 遠藤基, 岩本祥, 北原鉄平, 高エネルギーニュース **40-2**, 56 (2021).
- [18] A. H. Hoang, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **70**, 225–255 (2020).
- [19] J. de Blas, *et al.*, Phys. Rev. D **106**, 033003 (2022).
- [20] P. Fileviez Perez, H. H. Patel, and A. D. Plascencia, Phys. Lett. B **833**, 137371 (2022).
- [21] T.-K. Chen, C.-W. Chiang, and K. Yagyu, [arXiv:2204.12898](https://arxiv.org/abs/2204.12898).
- [22] L. Di Luzio, R. Gröber, and P. Paradisi, Phys. Lett. B **832**, 137250 (2022).
- [23] Y.-P. Zeng, *et al.*, [arXiv:2204.09487](https://arxiv.org/abs/2204.09487).
- [24] K. I. Nagao, T. Nomura, and H. Okada, [arXiv:2206.15256](https://arxiv.org/abs/2206.15256).
- [25] A. Strumia, [arXiv:2204.04191](https://arxiv.org/abs/2204.04191).
- [26] M. E. Peskin and T. Takeuchi, Phys. Rev. Lett. **65**, 964–967 (1990).
- [27] C.-T. Lu, *et al.*, [arXiv:2204.03796](https://arxiv.org/abs/2204.03796).
- [28] **BaBar** Collaboration, Phys. Rev. Lett. **119**, 131804 (2017).
- [29] S. Lee, *et al.*, [arXiv:2204.10338](https://arxiv.org/abs/2204.10338).
- [30] J. Schechter and J. W. F. Valle, Phys. Rev. D **22**, 2227 (1980).
- [31] T. P. Cheng and L.-F. Li, Phys. Rev. D **22**, 2860 (1980).
- [32] M. Aoki, *et al.*, Phys. Rev. D **87**, 015012 (2013).
- [33] S. Kanemura and K. Yagyu, Phys. Lett. B **831**, 137217 (2022).
- [34] S. Kanemura, M. Takeuchi, and K. Yagyu, Phys. Rev. D **105**, 115001 (2022).
- [35] K. Sakurai, F. Takahashi, and W. Yin, [arXiv:2204.04770](https://arxiv.org/abs/2204.04770).
- [36] A. Crivellin, *et al.*, Phys. Rev. D **106**, L031704 (2022).
- [37] R. Balkin, *et al.*, JHEP **05**, 133 (2022).
- [38] 高橋悠太, 高エネルギーニュース **37-2**, 91 (2018).
- [39] J. Kawamura, S. Okawa, and Y. Omura, Phys. Rev. D **106**, 015005 (2022).
- [40] J. Kawamura and S. Raby, Phys. Rev. D **106**, 035009 (2022).
- [41] S. Heinemeyer, *et al.*, JHEP **12**, 084 (2013).
- [42] J. M. Yang and Y. Zhang, Sci. Bull. **67**, 1430–1436 (2022).
- [43] K. Cheung, W.-Y. Keung, and P.-Y. Tseng, Phys. Rev. D **106**, 015029 (2022).
- [44] A. Bhaskar, *et al.*, [arXiv:2204.09031](https://arxiv.org/abs/2204.09031).
- [45] M. Endo and S. Mishima, [arXiv:2204.05965](https://arxiv.org/abs/2204.05965).
- [46] **ILC International Development Team** Collaboration, [arXiv:2203.07622](https://arxiv.org/abs/2203.07622).
- [47] J. a. B. Guimarães da Costa, *et al.*, eds., [arXiv:1811.10545](https://arxiv.org/abs/1811.10545).
- [48] **FCC** Collaboration, Eur. Phys. J. C **79**, 474 (2019).