Theoretical status of the W-boson mass in the Standard Model and beyond

三島 智 (KEK)

基研研究会　素粒子物理学の進展2022

2022年8月31日

Our papers

EW precision fit (papers)

- ✦ M. Ciuchini, E. Franco, S.M., L. Silvestrini, JHEP08 (2013) 106 ヒッグスボソンの発見と質量測定
- ✦ J. de Blas, M. Ciuchini, E. Franco, S.M., M. Pierini, L. Reina, L. Silvestrini, JHEP 1612 (2016) 135 ヒッグスボソンの生成・崩壊 将来実験の感度
- ✦ J. de Blas, M. Ciuchini, E. Franco, A. Goncalves, S.M., M. Pierini, L. Reina, L. Silvestrini, PRD106 (2022) 033003 トップクォークとヒッグスボソンの質量の精密測定 理論計算の進展

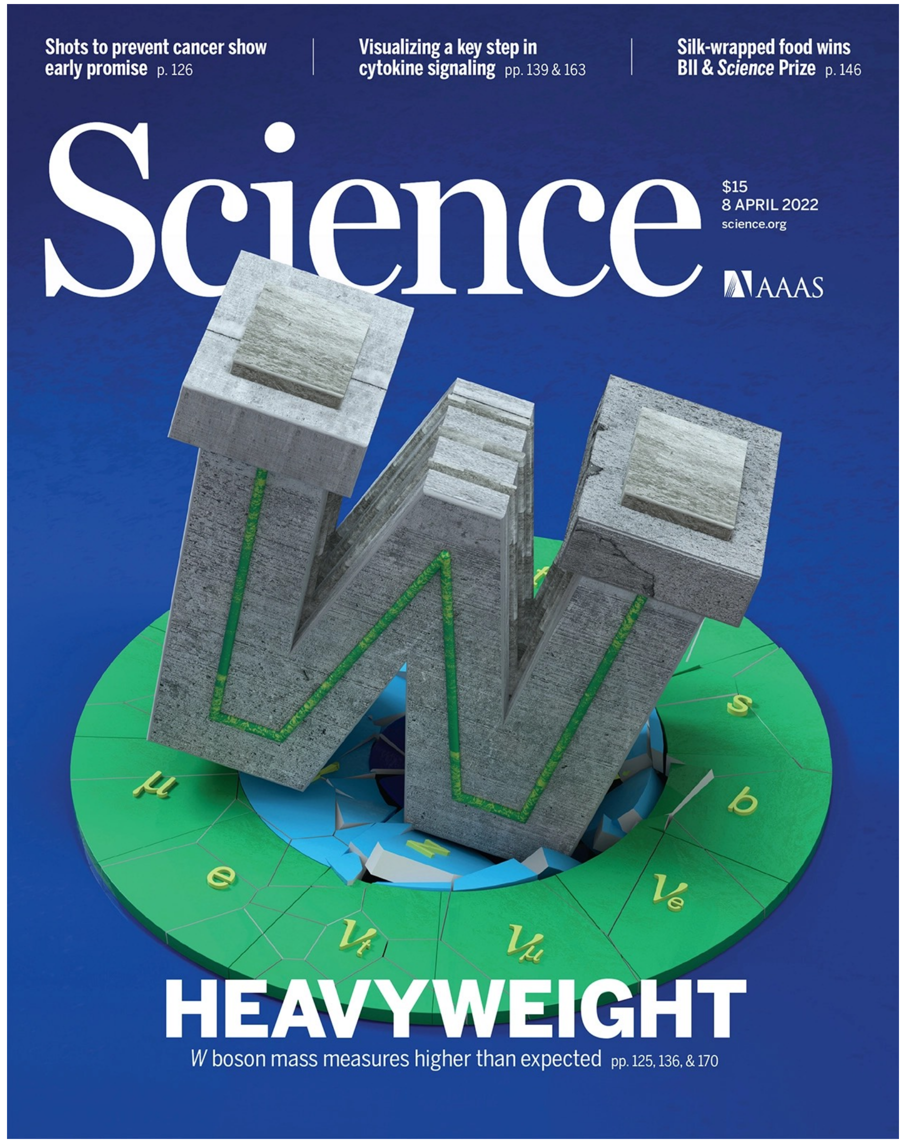
EW precision fit (proceedings)

- ✦ M. Ciuchini, E. Franco, S.M., L. Silvestrini, EPJ Web Conf. 60 (2013) 08004
- ✦ J. de Blas, M. Ciuchini, E. Franco, D. Ghosh, S.M., M. Pierini, L. Reina, L. Silvestrini, PoS EPS-HEP2015 (2015) 187
- ✦ J. de Blas, M. Ciuchini, E. Franco, D. Ghosh, S.M., M. Pierini, L. Reina, L. Silvestrini, Nucl. Part. Phys. Proc. 273-275 (2016) 834
- ✦ M. Ciuchini, E. Franco, S.M., M. Pierini, L. Reina, L. Silvestrini, Nucl. Part. Phys. Proc. 273-275 (2016) 2219
- ✦ J. de Blas, M. Ciuchini, E. Franco, D. Ghosh, S.M., M. Pierini, L. Reina, L. Silvestrini, PoS LeptonPhoton2015 (2016) 013
- ✦ J. de Blas, M. Ciuchini, E. Franco, S.M., M. Pierini, L. Reina, L. Silvestrini, PoS ICHEP2016 (2017) 690
- ✦ J. de Blas, M. Ciuchini, E. Franco, S.M., M. Pierini, L. Reina, L. Silvestrini, PoS EPS-HEP2017 (2017) 467

CDF アノマリー

- ✦ M. Endo, S.M., arXiv:2204.05965 CDF アノマリーと新物理

世紀の大発見 !? [2022年4月]



CDF II 実験
@ 米国フェルミ国立加速器研究所

RESEARCH

PARTICLE PHYSICS

High-precision measurement of the *W* boson mass with the CDF II detector

CDF Collaboration†‡, T. Aaltonen[1,2], …

The mass of the *W* boson, a mediator of the weak force between elementary particles, is tightly constrained by the symmetries of the standard model of particle physics. The Higgs boson was the last missing component of the model. After observation of the Higgs boson, a measurement of the *W* boson mass provides a stringent test of the model. We measure the *W* boson mass, M_W, using data corresponding to 8.8 inverse femtobarns of integrated luminosity collected in proton-antiproton collisions at a 1.96 tera–electron volt center-of-mass energy with the CDF II detector at the Fermilab Tevatron collider. A sample of approximately 4 million *W* boson candidates is used to obtain $M_W = 80{,}433.5 \pm 6.4_{\mathrm{stat}} \pm 6.9_{\mathrm{syst}} = 80{,}433.5 \pm 9.4\ \mathrm{MeV}/c^2$, the precision of which exceeds that of all previous measurements combined (stat, statistical uncertainty; syst, systematic uncertainty; MeV, mega–electron volts; *c*, speed of light in a vacuum). This measurement is in significant tension with the standard model expectation.

The observation of the Higgs boson (*1–4*) at the Large Hadron Collider (LHC) (*5*, *6*) has validated the last missing piece of the standard model (SM) (*7–9*) of elementary particle physics. This model, which incorporates quantum mechanics, special relativity, gauge symmetry, and group theory, currently describes most particle physics measurements with high accuracy. It postulates a number of experimentally established symmetries among particle properties, which tightly constrain the parameters of the model from experimental data (*10*). Given the current experimental precision and the predictive power of the SM, global fits of the model to the data render precise estimates of fundamental parameters, such as the mass of the *W* boson. As one of the mediators of the weak nuclear force, this particle is a key component of the SM framework. Its mass, one of the most important parameters in particle physics, is presently constrained by SM global fits to a relative precision of 0.01%, providing a strong motivation to test the SM by measuring the *W* boson mass to the same level of precision.

All fundamental particle masses, including that of the *W* boson, are generated in the SM through interactions with the condensate of the Higgs field in the vacuum. The formation of the condensate and the quantum excitation of this field, the Higgs boson (*2–4*), are parametrized but not explained by the SM. A number of hypotheses have been promulgated to provide a deeper explanation of the Higgs field, its potential, and the Higgs boson. These include supersymmetry—a spacetime symmetry relating fermions and bosons [(*11*) and references therein]—and compositeness, in which additional strong confining interactions produce the Higgs boson as a bound state [(*12*) and

CDF Collaboration *et al.*, *Science* **376**, 170–176 (2022) 8 April 2022 **1 of 7**

朝日新聞 DIGITAL

ウクライナ情勢 速報 朝刊 夕刊 連載 ランキング コメント

トップ 社会 経済 政治 国際 スポーツ オピニオン IT・科学 文化・芸能

朝日新聞デジタル > 記事

素粒子Wボソン、予想より重い？ 「事実なら世紀の大発見」

有料会員記事

小宮山亮磨 2022年4月14日 7時30分

シェア ツイート list ブックマーク 0 メール 印刷

この世界を形作る素粒子の一つ「Wボソン」の重さを精密にはかったところ、素粒子物理学の根幹にある「標準理論」から得られる予想よりも重かったと、米フェルミ国立加速器研究所のグループが発表した。事実なら、標準理論では説明できない未知の素粒子があることを示す成果だという。科学誌サイエンスに論文が掲載された。

https://www.science.org/doi/10.1126/science.abk1781

Outline

- ✦ W-boson mass in SM
- ✦ NP via S and T parameters
  - Loop-level NP
  - Tree-level NP
- ✦ NP via Fermi constant
  - Tree-level NP

M.Endo and SM, arXiv:2204.05965

- ✦ Summary

Outline

- ✦ W-boson mass in SM
- ✦ NP via S and T parameters
  - Loop-level NP
  - Tree-level NP
- ✦ NP via Fermi constant
  - Tree-level NP

M.Endo and SM, arXiv:2204.05965

- ✦ Summary

W ボソン質量

- ✦ Tree レベル (量子補正なし) での W ボソンと Z ボソンの質量は３つのパラメーター g, g' と v で与えられる。

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

- ✦ 実験で精度良く測定できる M_Z, G_F, α から g, g', v の値を決めることができる。すると、g と v より M_W の SM 予言値を計算できる。

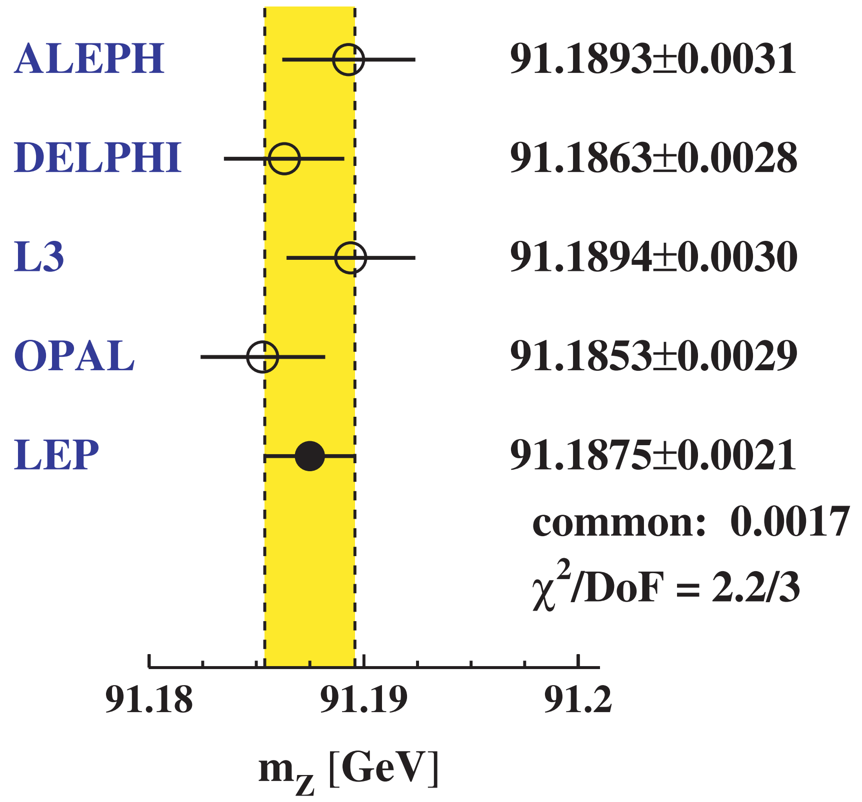
  - M_Z : Z ボソン質量
  - G_F : フェルミ定数
  - α : 微細構造定数 (fine-structure constant)

$$v = \frac{1}{(\sqrt{2}\,G_F)^{1/2}} \approx 246 \text{ GeV}$$

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi} = \frac{g^2 s_W^2}{4\pi} = \frac{g^2 g'^2}{4\pi(g^2 + g'^2)}$$

M_Z, G_F, α

LEP EWWG, hep-ph/0509008



- M_Z は LEP 実験 (1989-1995) で測定された。

$$e^+ + e^- \to Z \to f + \bar{f} \qquad (\sqrt{s} \sim M_Z)$$

- G_F はミュー粒子の寿命から導出できる。

$$\frac{\hbar}{\tau_\mu} = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192\pi^3} F(\rho) \left[1 + H_1(\rho) \frac{\widehat{\alpha}(m_\mu)}{\pi} + H_2(\rho) \frac{\widehat{\alpha}^2(m_\mu)}{\pi^2} + H_3 \frac{\widehat{\alpha}^3(m_\mu)}{\pi^3} \right]$$

$$\rho = m_e^2/m_\mu^2 \qquad \widehat{\alpha}(m_\mu)^{-1} = \alpha^{-1} + \frac{1}{3\pi} \ln \rho + \mathcal{O}(\alpha) = 135.901$$

$$F(\rho) = 0.99981295, \quad H_1(\rho) = -1.80793, \quad H_2(\rho) = 6.64, \quad H_3(\rho) = -15.3 \pm 2.3$$

$$G_F = 1.1663788(6) \times 10^{-5} \ \mathrm{GeV}^{-2}$$

PDG2022

- α は電子の異常磁気モーメント測定や (光子を吸収した) 原子の反跳速度の測定から求めることができる。 PDG2022

$$\alpha^{-1} = \begin{cases} 137.035999150(33) & [a_e] \\ 137.035999206(11) & [^{87}\mathrm{Rb}] \\ 137.035999046(27) & [^{133}\mathrm{Cs}] \end{cases}$$

5.5σ の差があるが、M_Z の誤差よりずっと小さい。

量子補正

- Tree レベルでの M_W の SM 予言値：

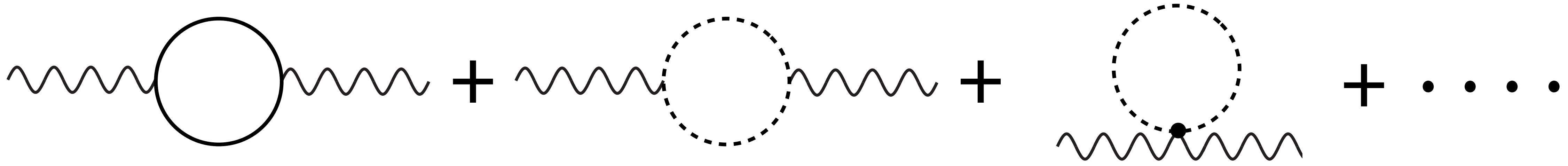
$$G_F = \frac{\pi\,\alpha}{\sqrt{2}\,s_W^2\,M_W^2}, \qquad s_W^2 = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} \quad \Rightarrow \quad M_W^{\rm tree} = 80938.7\ {\rm MeV}$$

- 実験値 (80379 ± 12 GeV, CDF アノマリー以前) よりも 560 MeV ぐらい大きい。

- ループ補正が重要。m_t^2 と $\log m_H^2/M_W^2$ なので m_t 依存性が大きい。

$$G_F = \frac{\pi\,\alpha}{\sqrt{2}\,s_W^2\,M_W^2}\left(1 + \Delta\alpha + \bigcirc \times \alpha\, m_t^2 + \triangle \times \alpha \log \frac{m_H^2}{M_W^2} + \cdots\right)$$

$$\alpha(M_Z^2) = \frac{\alpha}{1-\Delta\alpha}, \qquad \Delta\alpha = \Delta\alpha_{\rm lept}(M_Z^2) + \Delta\alpha_{\rm top}(M_Z^2) + \Delta\alpha^{(5)}_{\rm had}(M_Z^2)$$



- $\Delta\alpha_{\rm had}^{(5)}(M_Z^2)$ は摂動論で計算できない。

量子補正 (続き)

- 量子補正を Δr と書く。

$$G_F = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}\,s_W^2 M_W^2}\left(1+\Delta\alpha+\bigcirc\times\alpha\, m_t^2+\triangle\times\alpha\log\frac{m_H^2}{M_W^2}+\cdots\right) = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}\,s_W^2 M_W^2}(1+\Delta r)$$

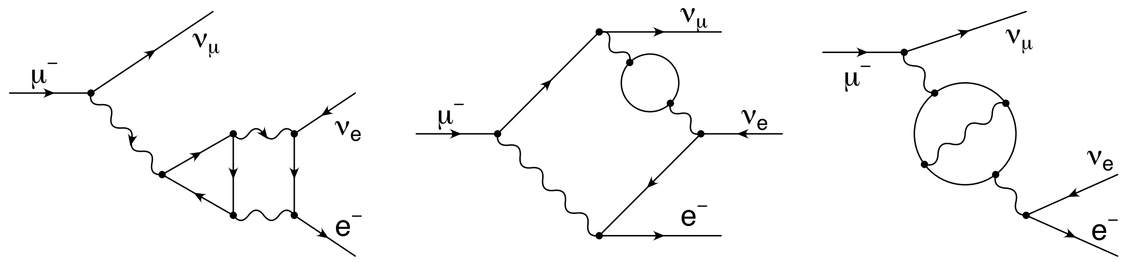
- Δr は full 2-loop + leading 3- & 4-loop 補正まで計算されている。

$M_{\rm H}/{\rm GeV}$	$\Delta r^{(\alpha)}$	$\Delta r^{(\alpha\alpha_{\rm s})}$	$\Delta r^{(\alpha\alpha_{\rm s}^2)}$	$\Delta r^{(\alpha\alpha_{\rm s}^3 m_{\rm t}^2)}$	$\Delta r^{(\alpha^2)}_{\rm ferm}$	$\Delta r^{(\alpha^2)}_{\rm bos}$	$\Delta r^{(G_\mu^2\alpha_{\rm s}m_{\rm t}^4)}$	$\Delta r^{(G_\mu^3 m_{\rm t}^6)}$
100	283.41	35.89	7.23	1.27	28.56	0.64	−1.27	−0.16
200	307.35	35.89	7.23	1.27	30.02	0.35	−2.11	−0.09
300	323.27	35.89	7.23	1.27	31.10	0.23	−2.77	−0.03
δM_W/MeV	-450	-50	-10	-2	-40	-1	+2	+0.2

Awramik et al., hep-ph/0311148

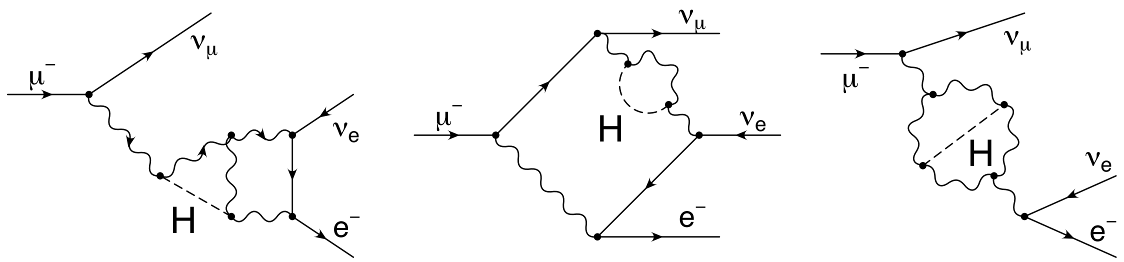
x 10^{-4}

fermionic 2-loop 補正



bosonic 2-loop 補正

Freitas et al., hep-ph/0202131



- 更に高次の寄与の大きさの推定 ➡ $\delta M_W^{\rm theo} \approx 4\ {\rm MeV}$

パラメーター

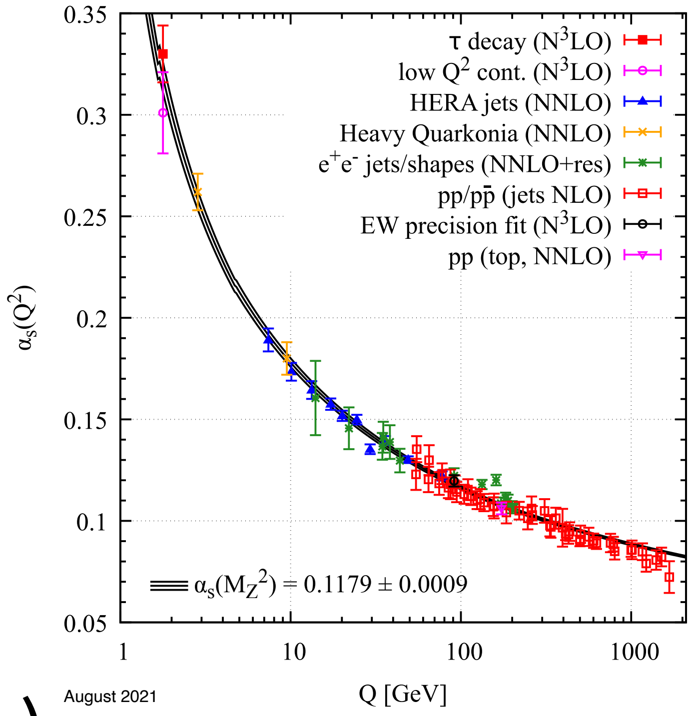
- 量子補正は M_Z, G_F, α に加えて、以下のパラメーターに依存している。
  - $\alpha_s(M_Z^2)$：QCD の結合定数
  - $\Delta\alpha_{had}^{(5)}(M_Z^2)$：QED の結合定数へのハドロニック補正
  - m_t：トップクォークの質量
  - m_H：ヒッグスボソンの質量
  - m_f：トップクォーク以外の軽い SM フェルミオンの質量
- それぞれのパラメーターの値の誤差が M_W の予言値の誤差に伝播する。
- G_F, α, m_f による誤差は小さいので無視できる。
- M_Z は LEP 実験で測定 : $M_Z = 91.1875 \pm 0.0021$ GeV

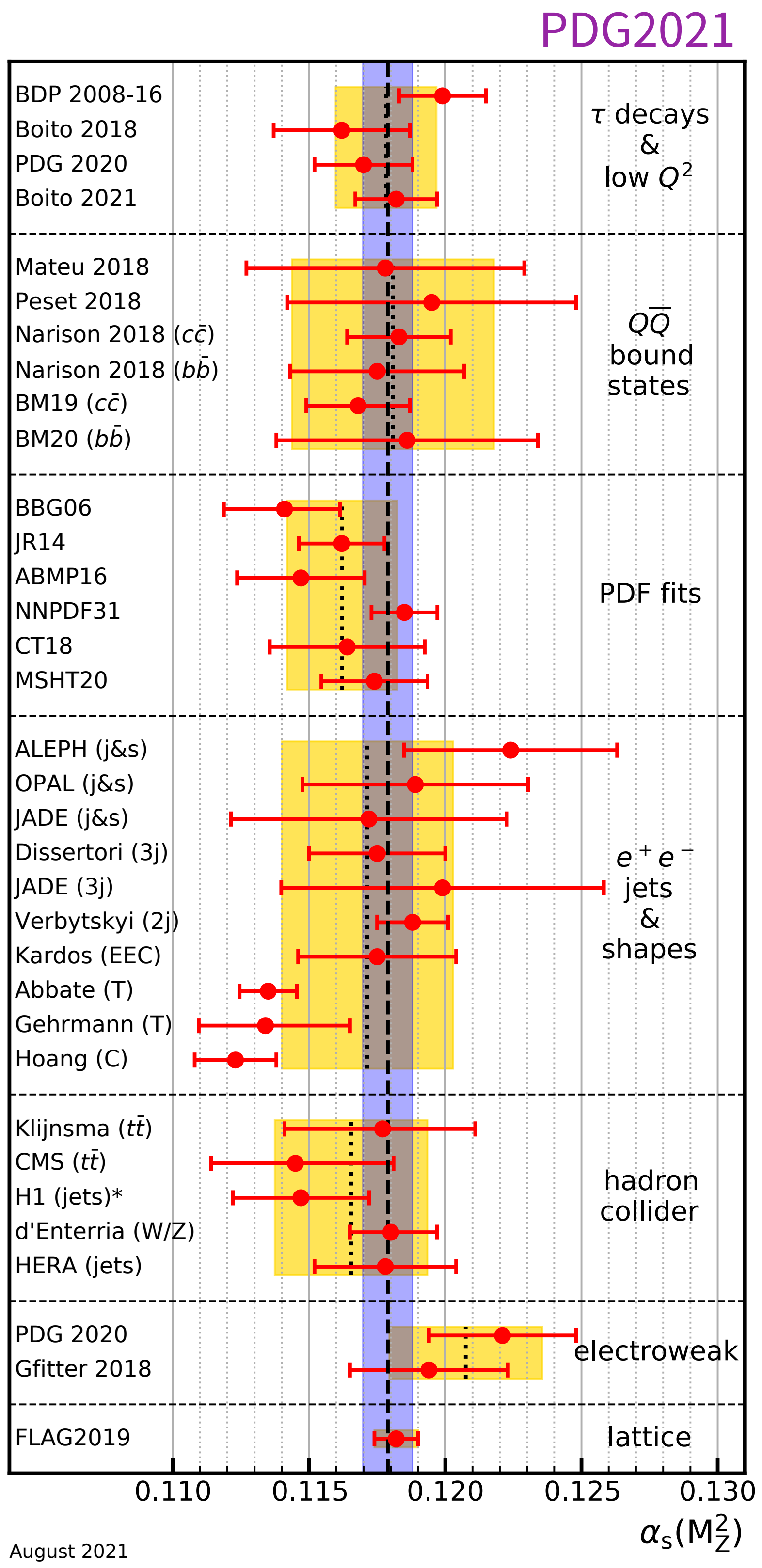
パラメーター (続き)

- $\alpha_s(M_Z^2)$ は様々なプロセスを用いて決定。
  または lattice QCD で決定。

  “EW precision fit” を除いて平均をとると、

$$\alpha_s(M_Z^2) = 0.1177 \pm 0.0010$$





- $\Delta\alpha_{\mathrm{had}}^{(5)}(M_Z^2)$ は $\sigma_{\mathrm{had}}(s)=\sigma(e^+e^- \to \mathrm{hadrons})$
  から決定。または lattice QCD で計算。

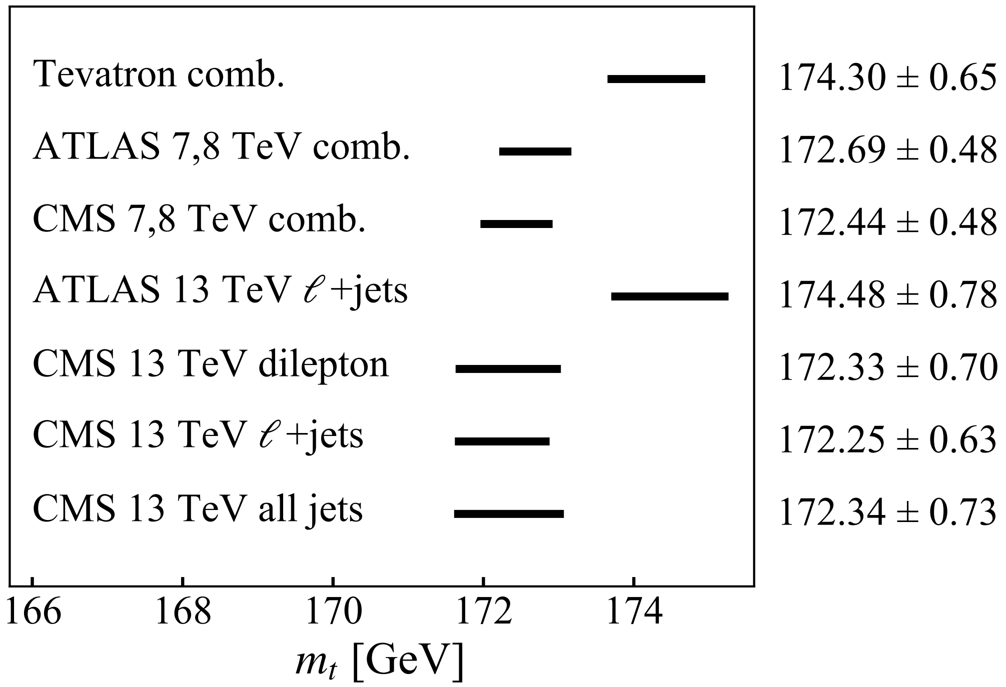
$$\Delta\alpha_{\mathrm{had}}^{(5)}(M_Z^2) = \frac{M_Z^2}{4\alpha\pi^2}\,\mathrm{P}\int_{m_{\pi^0}^2}^{\infty} ds\, \frac{\sigma_{\mathrm{had}}(s)}{M_Z^2 - s}$$

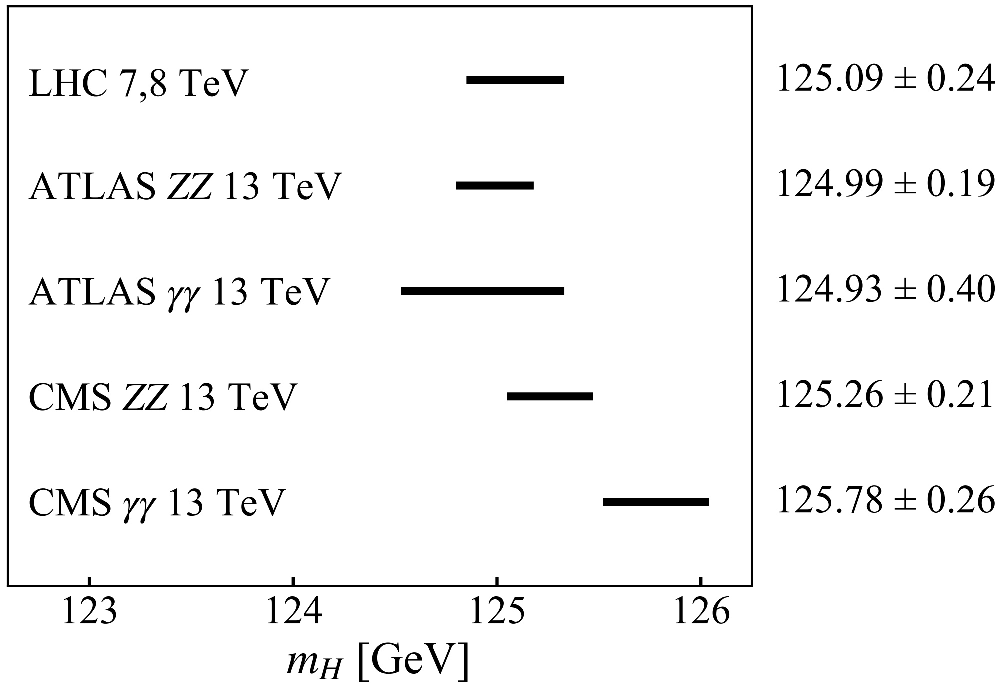
c.f. muon g-2 の hadronic vacuum polarization と相関あり。

$$a_\mu^{\mathrm{had,LOVP}} = \frac{1}{4\pi^3}\int_{m_{\pi^0}^2}^{\infty} ds\, K(s)\,\sigma_{\mathrm{had}(s)}, \quad K(s) = \int_0^1 dx\, \frac{x^2(1-x)}{x^2 + (1-x)(s/m_\mu^2)}$$

パラメーター (続き)

- m_t と m_H は LHC 実験 (& Tevatron 実験) で精密に測定されている。





➡ $m_t = 172.58 \pm 0.45$ GeV　　➡ $m_H = 125.21 \pm 0.12$ GeV

de Blas, ..., SM,..., 2112.07274

- 両方とも、データ間に (小さな) 不一致がある。

- また、ここで測っている m_t は Monte Carlo event generator のパラメーターであり、pole 質量とは ~0.5GeV 程度の違いがあるかもしれない。 Hoang, 2004.12915

Parametric uncertainty

✦ パラメーターによる M_W の誤差を評価するために２つのシナリオを考える。

	standard scenario	conservative scenario
$\alpha_s(M_Z^2)$	0.1177 ± 0.0010	0.1177 ± 0.0010
$\Delta\alpha_{\rm had}^{(5)}(M_Z^2)$	0.02766 ± 0.00010	0.02766 ± 0.00010
M_Z [GeV]	91.1875 ± 0.0021	91.1875 ± 0.0021
m_t [GeV]	172.58 ± 0.45	172.6 ± 1.0
m_H [GeV]	125.21 ± 0.12	125.21 ± 0.21

de Blas, …., SM,…, 2112.07274

← 目分量で 1.0 GeV を仮定

← PDG の手法で scale factor を計算

✦ δm_t (& δM_Z) が M_W に大きな誤差を出す。δm_H の影響は無視できるほど小さい。

	Prediction	$\alpha_s(M_Z^2)$	$\Delta\alpha_{\rm had}^{(5)}(M_Z^2)$	M_Z	*standard* scenario m_t	*standard* scenario Total	*conservative* scenario m_t	*conservative* scenario Total
M_W [GeV]	80.3545	± 0.0006	± 0.0018	± 0.0027	± 0.0027	± 0.0042	± 0.0060	± 0.0069

✦ M_W の parametric uncertainty は数 MeV 程度。

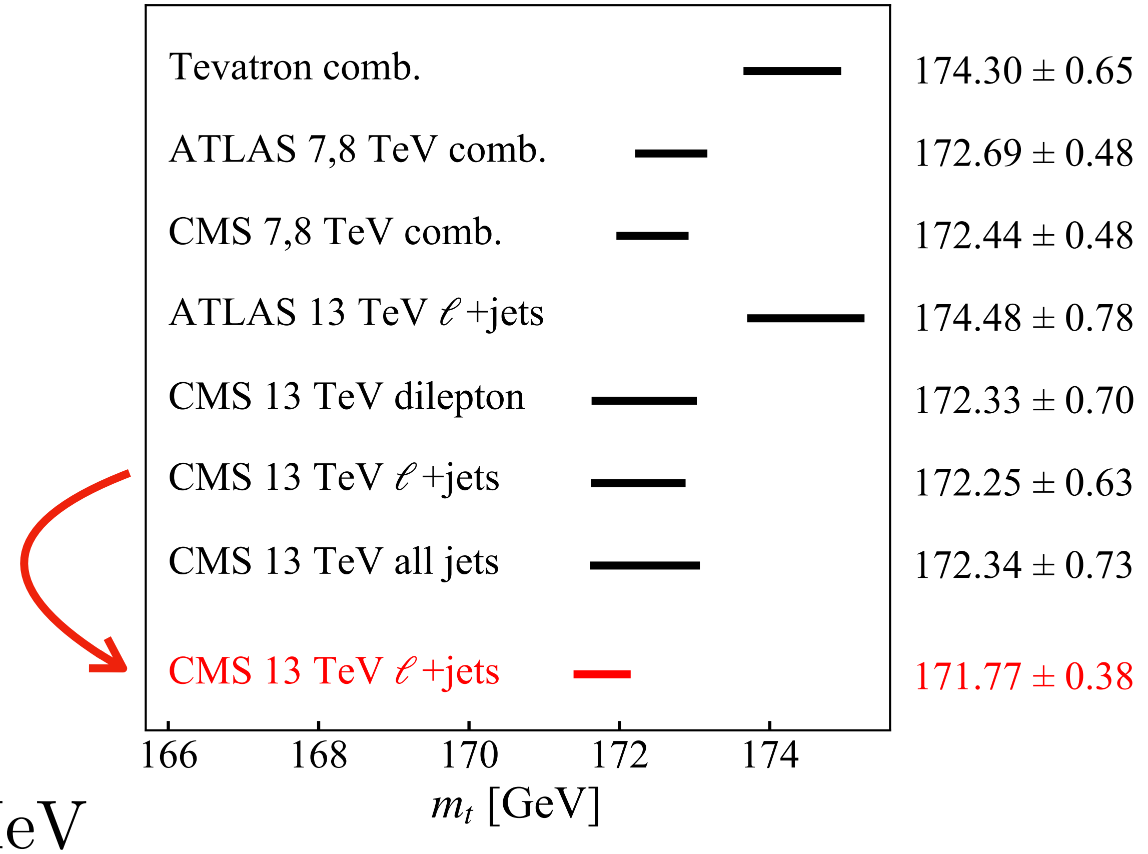
$$\delta M_W^{\rm param} \approx 4\ {\rm MeV},\ 7\ {\rm MeV}$$

標準模型における M_W

✦ パラメーターの最新の値 (w/ latest CMS m_t)

de Blas, Pierini, Reina & Silvestrini, 2204.04204

	standard scenario	conservative scenario
$\alpha_s(M_Z^2)$	0.1177 ± 0.0010	0.1177 ± 0.0010
$\Delta\alpha_{\rm had}^{(5)}(M_Z^2)$	0.02766 ± 0.00010	0.02766 ± 0.00010
M_Z [GeV]	91.1875 ± 0.0021	91.1875 ± 0.0021
m_t [GeV]	171.79 ± 0.38	171.8 ± 1.0
m_H [GeV]	125.21 ± 0.12	125.21 ± 0.12



✦ 誤差：

計算できていない高次補正： $\delta M_W^{\rm theo} \approx 4$ MeV

Parametric uncertainty: $\delta M_W^{\rm param} \approx 4\ {\rm MeV},\ 7\ {\rm MeV}$

✦ 標準模型における予言値：

$$M_W^{\rm SM} = \begin{cases} 80349.6 \pm 5.7\ {\rm MeV} & ({\rm standard\ scenario}) \\ 80349.7 \pm 7.9\ {\rm MeV} & ({\rm conservative\ scenario}) \end{cases}$$

電弱精密測定

✦ M_W の計算に用いたパラメーター ($\alpha_s(M_Z^2)$, $\Delta\alpha_{had}^{(5)}(M_Z^2)$, M_Z, m_t, m_H) は W と Z に関する他の物理量の計算にも使われる。

- W の物理量： $\Gamma_W,\quad \mathcal{B}(W \to \ell\,\nu_\ell)\quad (\ell = e, \mu, \tau)$ [LEP2/Tevatron/LHC]

- Z の物理量： $\Gamma_Z,\ \sigma_h^0,\ R_f^0,\ \sin^2\theta_{\rm eff}^{\rm lept},\ \mathcal{A}_f,\ A_{\rm FB}^{0,f}\quad (f = \ell, c, b)$ Z-pole observables [LEP/SLD/LHC]

$$\mathcal{L} = \frac{e}{2\,s_W c_W} Z^\mu\,\bar{f}\left(g_V^f\gamma_\mu - g_A^f\gamma_\mu\gamma_5\right) f$$

$$\Gamma_f \equiv \Gamma(Z \to f\bar{f}) \propto \left|g_V^\ell\right|^2 R_V^f + \left|g_A^\ell\right|^2 R_A^f,\quad \sigma_h^0 = \frac{12\pi}{M_Z^2}\frac{\Gamma_e\Gamma_h}{\Gamma_Z^2},\quad R_\ell^0 = \frac{\Gamma_h}{\Gamma_\ell},\quad R_{c,b}^0 = \frac{\Gamma_{c,b}}{\Gamma_h}$$

$$\sin^2\theta_{\rm eff}^{\rm lept} = \frac{1}{4}\left[1 - {\rm Re}\left(g_V^\ell/g_A^\ell\right)\right],\quad \mathcal{A}_f = \frac{2\,{\rm Re}\left(g_V^f/g_A^f\right)}{1 + \left[{\rm Re}\left(g_V^f/g_A^f\right)\right]^2},\quad A_{\rm FB}^{0,f} = \frac{3}{4}\mathcal{A}_e\mathcal{A}_f$$

left-right asymmetry　　forward-backward asymmetry

✦ これらの物理量の実験値を用いて、パラメーターに制限を加えることが可能。

電弱精密測定と M_W

- 電弱精密測定からの制限を加えると、M_W の予言値は以下のようになる。

$$M_W^{\mathrm{SM}} = \begin{cases} 80349.6 \pm 5.7 \text{ MeV} & \text{(standard scenario)} \\ 80349.7 \pm 7.9 \text{ MeV} & \text{(conservative scenario)} \end{cases}$$

電弱精密測定なし

⬇

$$M_W^{\mathrm{indirect}} = \begin{cases} 80349.9 \pm 5.6 \text{ MeV} & \text{(standard scenario)} \\ 80350.5 \pm 7.7 \text{ MeV} & \text{(conservative scenario)} \end{cases}$$

電弱精密測定あり

- 結果はほとんど変化なし。電弱精密測定からのパラメーターへの制限よりも、他の実験・理論からの制限の方が強いため。
- ただし、新物理のパラメーターが加わる場合には、電弱精密測定を含めた解析は非常に強力。

CDF アノマリー

✦ New CDF-II result:

$$M_W = 80433.5 \pm 6.4_{\text{stat}} \pm 6.9_{\text{syst}}\ \text{MeV}$$ *CDF, Science 376, 170 (2022)*

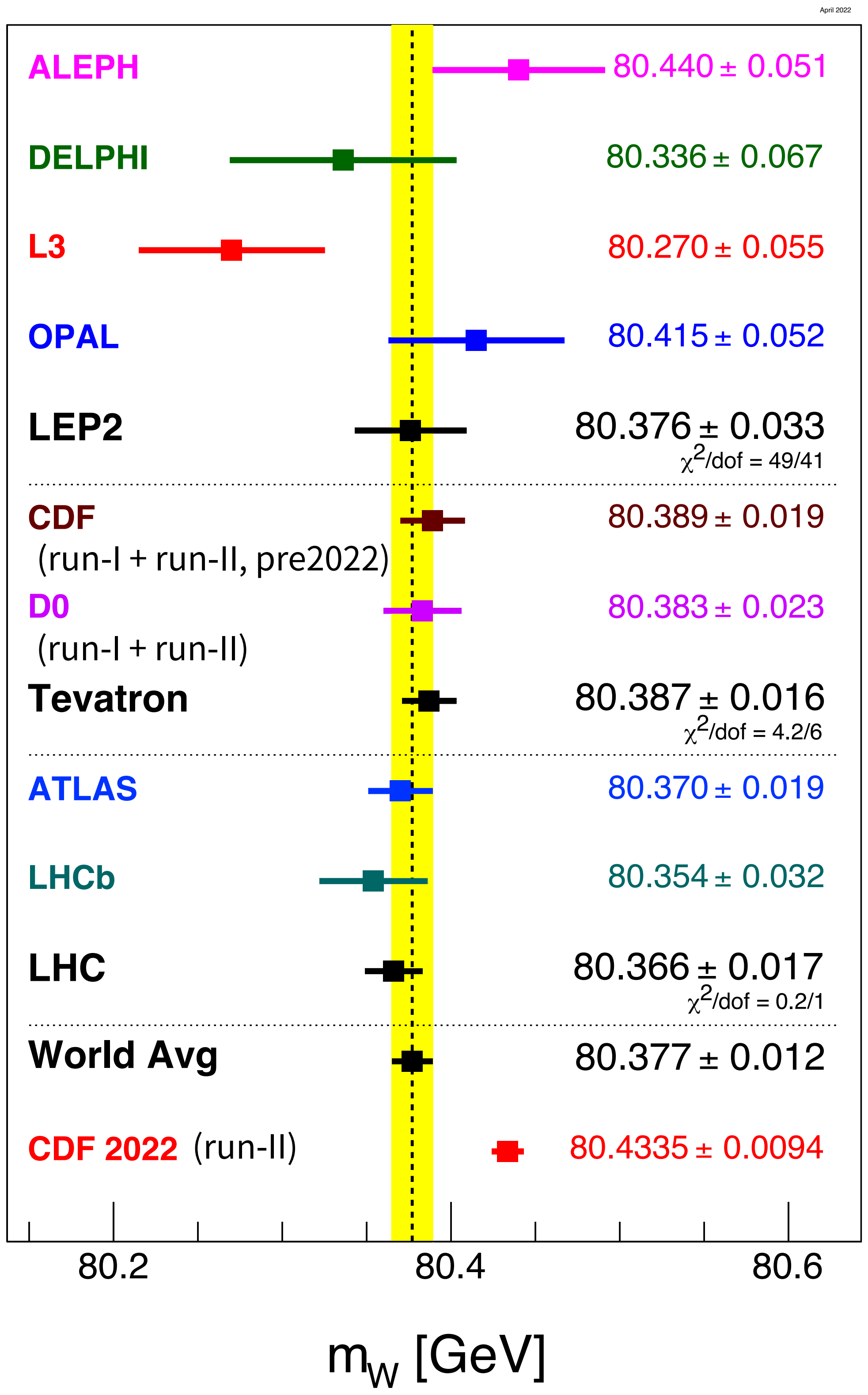
✦ SM 予言値よりも 80 MeV ほど中心値が大きい。

$$M_W^{\text{indirect}} = \begin{cases} 80349.9 \pm 5.6\ \text{MeV} & (\text{standard scenario}) \quad 7.6\ \sigma \\ 80350.5 \pm 7.7\ \text{MeV} & (\text{conservative scenario}) \quad 6.8\ \sigma \end{cases}$$

de Blas et al., 2204.04204

✦ CDF の値は他の実験 (ATLAS, D0) の値と大きく異なる。

➡ 系統誤差が過小評価されている？



ATLAS: 2011 (7 TeV, 4.6 fb^{-1})

D0 run-II : 2002-2009 (5.3 fb^{-1})

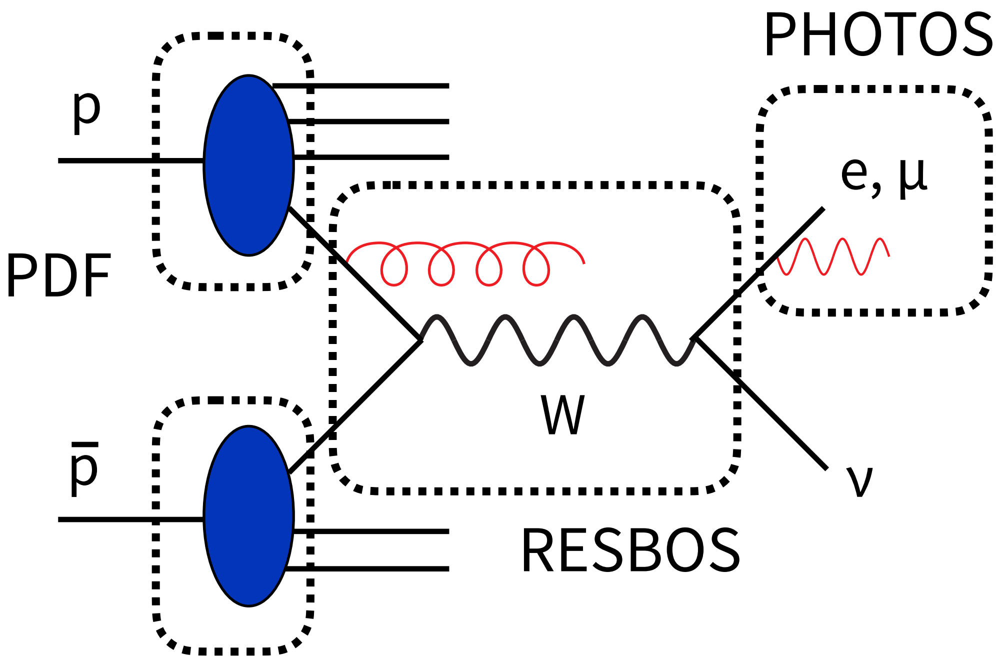
CDF run-II : 2002-2011 (8.8 fb^{-1}, full dataset)

RESBOS の誤差？

- 実験結果の発表後、RESBOS (RESummation for BOSons) に入っていない高次補正による系統誤差について問題提起がされた。
- CDF は RESBOS v1 (NNLL+NLO) を使っているが、RESBOS v2 (N^{3}LL+NNLO) が出ている。
- v2 の高次補正の寄与 (+ 他の補正) により、M_W の値が最大で 10 MeV 程度小さくなる可能性がある。その場合、~7σ が ~6σ になる。

Isaacson, Fu and Yuan, 2205.02788

- RESBOS の誤差だけではアノマリーを説明できない。



	Mass Shift [MeV]	
Observable	ResBos2	+Detector Effect+FSR
m_T	1.5 ± 0.5	0.2 ± 1.8 ± 1.0
$p_T(\ell)$	3.1 ± 2.1	4.3 ± 2.7 ± 1.3
$p_T(\nu)$	4.5 ± 2.1	3.0 ± 3.4 ± 2.2

TABLE II. Summary of the shift in M_W due to higher order corrections. For reference, the CDF result was 80,433 ± 9 MeV [2] and the SM predicted value is 80,359.1 ± 5.2 MeV [1]. The second column shows the shift in the mass neglecting detector effects and final state radiation (FSR), while the third column includes an estimate for detector effects and FSR in the mass shift. The first uncertainty is the statistical uncertainty induced in the mass extraction due to the number of ResBos events generated for the pseudoexperiments and the mass templates. The second uncertainty is the detector effect uncertainty calculated by using 100 different smearings of the data to extract the W mass. Additional details on the smearing can be found in Appendix C.

Global fit

de Blas, Pierini, Reina & Silvestrini, 2204.04204

	実験値	フィット結果	対応する実験値を除いてフィットした結果	
	Measurement	Posterior	Indirect/Prediction	Pull
$\alpha_s(M_Z)$	0.1177 ± 0.0010	0.11762 ± 0.00095	0.11685 ± 0.00278	0.3
$\Delta\alpha^{(5)}_{\text{had}}(M_Z)$	0.02766 ± 0.00010	0.027535 ± 0.000096	0.026174 ± 0.000334	4.3
M_Z [GeV]	91.1875 ± 0.0021	91.1911 ± 0.0020	91.2314 ± 0.0069	-6.1
m_t [GeV]	171.79 ± 0.38	172.36 ± 0.37	181.45 ± 1.49	-6.3
m_H [GeV]	125.21 ± 0.12	125.20 ± 0.12	93.36 ± 4.99	4.3
M_W [GeV]	80.4133 ± 0.0080	80.3706 ± 0.0045	80.3499 ± 0.0056	6.5
Γ_W [GeV]	2.085 ± 0.042	2.08903 ± 0.00053	2.08902 ± 0.00052	-0.1
$\sin^2\theta^{\text{lept}}_{\text{eff}}(Q^{\text{had}}_{\text{FB}})$	0.2324 ± 0.0012	0.231471 ± 0.000055	0.231469 ± 0.000056	0.8
$P^{\text{pol}}_\tau = \mathcal{A}_\ell$	0.1465 ± 0.0033	0.14742 ± 0.00044	0.14744 ± 0.00044	-0.3
Γ_Z [GeV]	2.4955 ± 0.0023	2.49455 ± 0.00065	2.49437 ± 0.00068	0.5
σ^0_h [nb]	41.480 ± 0.033	41.4892 ± 0.0077	41.4914 ± 0.0080	-0.3
R^0_ℓ	20.767 ± 0.025	20.7487 ± 0.0080	20.7451 ± 0.0087	0.8
$A^{0,\ell}_{\text{FB}}$	0.0171 ± 0.0010	0.016300 ± 0.000095	0.016291 ± 0.000096	0.8
$\mathcal{A}_\ell$ (SLD)	0.1513 ± 0.0021	0.14742 ± 0.00044	0.14745 ± 0.00045	1.8
R^0_b	0.21629 ± 0.00066	0.215892 ± 0.000100	0.215886 ± 0.000102	0.6
R^0_c	0.1721 ± 0.0030	0.172198 ± 0.000054	0.172197 ± 0.000054	-0.1
$A^{0,b}_{\text{FB}}$	0.0996 ± 0.0016	0.10335 ± 0.00030	0.10337 ± 0.00032	-2.3
$A^{0,c}_{\text{FB}}$	0.0707 ± 0.0035	0.07385 ± 0.00023	0.07387 ± 0.00023	-0.9
$\mathcal{A}_b$	0.923 ± 0.020	0.934770 ± 0.000039	0.934772 ± 0.000040	-0.6
$\mathcal{A}_c$	0.670 ± 0.027	0.66796 ± 0.00021	0.66797 ± 0.00021	0.1
$\mathcal{A}_s$	0.895 ± 0.091	0.935678 ± 0.000039	0.935677 ± 0.000040	-0.4
$\text{BR}_{W\to\ell\bar{\nu}_\ell}$	0.10860 ± 0.00090	0.108388 ± 0.000022	0.108388 ± 0.000022	0.2
$\sin^2\theta^{\text{lept}}_{\text{eff}}$ (HC)	0.23143 ± 0.00025	0.231471 ± 0.000055	0.231474 ± 0.000056	-0.2
R_{uc}	0.1660 ± 0.0090	0.172220 ± 0.000031	0.172220 ± 0.000032	-0.7

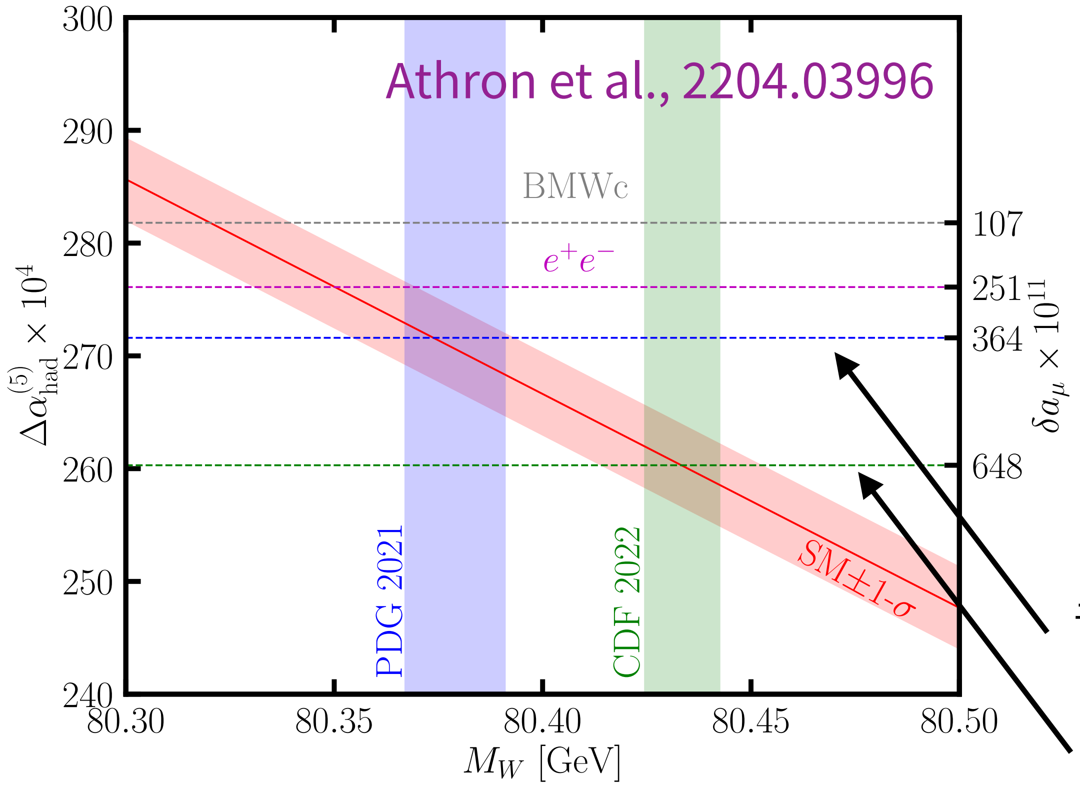
- M_W の実験値は CDF と他の平均。

$$M_W^{\text{exp}} = 80413.3 \pm 8.0 \text{ MeV}$$

- 重い m_t または軽い m_H。
- 小さい $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(M_Z^2)$。
- M_W の “Indirect” (= SM 予言値) と実験値の差は 6.5σ。
- M_W の “Posterior” (= フィット結果) と実験値の差は 4.7σ。
- M_W 以外では、A_l と $A_{FB}^{0,b}$ に 2σ 程度のアノマリーがある。

$\Delta\alpha_{had}^{(5)}$ と $(g\text{-}2)_\mu$

- $(g\text{-}2)_\mu$ の実験値と SM 理論値の間には 4.2 σ の不一致がある。
- BMW グループによる hadronic vacuum polarization の lattice QCD の結果を SM 計算に用いれば不一致は解消される。
- CDF M_W + 電弱精密測定のフィットから $\Delta\alpha_{had}^{(5)}$ を決めると、$(g\text{-}2)_\mu$ のズレが大きくなる方向の結果を得る。



青：M_W (PDG2021) から $\Delta\alpha_{had}^{(5)}$ を決定

緑：M_W (CDF2022) から $\Delta\alpha_{had}^{(5)}$ を決定

現状のまとめ

- ✦ CDF の M_W の新しい結果を加えて実験値の平均をとると、SM の予言値よりも有意に大きい。

de Blas et al., 2204.04204

$$M_W^{\rm exp} = \begin{cases} 80413.3 \pm \ \ 8 \text{ MeV} & \text{(standard scenario)} \\ 80413 \quad \pm 15 \text{ MeV} & \text{(conservative scenario)} \end{cases}$$

← PDG の手法で scale factor を計算

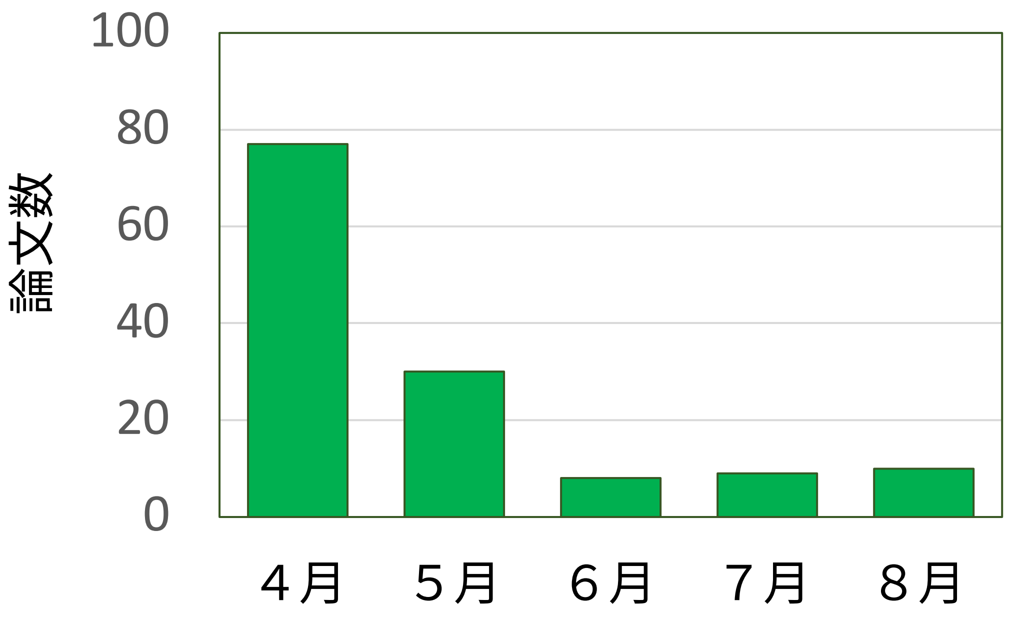
$$M_W^{\rm indirect} = \begin{cases} 80349.9 \pm 5.6 \text{ MeV} & \text{(standard scenario)} & 6.5\ \sigma \\ 80350.5 \pm 7.7 \text{ MeV} & \text{(conservative scenario)} & 3.7\ \sigma \end{cases}$$

- ✦ **CDF と他の実験の結果の違いを理解する必要がある。**

- ✦ ここでは CDF と他の実験の違いの原因については考えずに、標準模型を越える新物理によって W ボソンが重くなっている可能性を考える。

新物理？

- CDF M_W アノマリーの原因は？
- ４月に CDF の論文が発表された後、新物理での説明を試みる論文が沢山出ている (約１３０本)。
- ４月と５月が多く、６月以降は月に１０本程度。
- CDF と他の実験の違いを新物理で説明する論文は出ていない。CDF 単体または CDF と他の実験の平均値を新物理・新粒子で説明している。
  - スカラー粒子 (singlet、doublet、triplet、‥‥)：約７５本
  - フェルミオン、ベクトル粒子：各約２０本
  - SUSY (MSSM、RPV、‥‥)、SMEFT：各約１０本



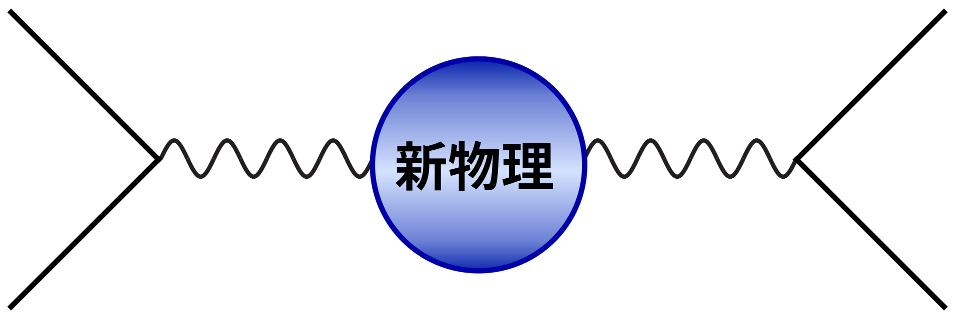
Outline

- ✦ W-boson mass in SM
- ✦ NP via S and T parameters
  - Loop-level NP
  - Tree-level NP
- ✦ NP via Fermi constant
  - Tree-level NP
- ✦ Summary

M.Endo and SM, arXiv:2204.05965

CDF アノマリーと新物理

- 多くの論文で **oblique corrections** が効く模型が考えられている。
- Oblique corrections とは、ゲージボソンの真空偏極 (vacuum polarization) への補正のことであり、Peskin-Takeuchi パラメーター (S, T, U) で表される。



仮定：

- 新物理のスケールは電弱スケールよりも十分高い。
- 重い新粒子は SM ゲージボソンに結合するが、SM フェルミオンへの結合は弱い。

Oblique corrections

- ✦ SM ゲージボソンの真空偏極への新物理の寄与：

$$\Pi^{\mu\nu}_{XY}(q^2) = g^{\mu\nu}\,\Pi_{XY}(q^2) + (q^\mu q^\nu \text{ term})$$

$$X, Y \in \{W, Z, \gamma\},\ \underbrace{\{1,3,0\}}_{W_1^\mu,\, W_3^\mu,\, B^\mu},\ \{1,3,\underbrace{Q}_{A^\mu}\}$$

- ✦ $q^2/M^2 \ll 1$ (M は新物理スケール) で展開する。

($U(1)_Q$ 対称性より、$\Pi_{3Q}(0)=0$ & $\Pi_{QQ}(0)=0$)

$$\Pi_{11}(q^2) = \Pi_{11}(0) + q^2\Pi'_{11}(0) + \cdots, \qquad \Pi_{33}(q^2) = \Pi_{33}(0) + q^2\Pi'_{33}(0) + \cdots$$

$$\Pi_{3Q}(q^2) = q^2\Pi'_{3Q}(0) + \cdots, \qquad \Pi_{QQ}(q^2) = q^2\Pi'_{QQ}(0) + \cdots$$

$$\Pi'_{XY}(0) = \left.\frac{d\,\Pi_{XY}(q^2)}{dq^2}\right|_{q^2=0}$$

- ✦ ３つは M_Z, G_F & α (or g, g' & v) に繰り込まれる。残りの３つを次式で表す。

$$\alpha S = 4e^2\left[\Pi'_{33}(0) - \Pi'_{3Q}(0)\right] = -4e^2\,\Pi'_{30}(0)$$

$$\alpha T = \frac{e^2}{s_W^2 c_W^2 M_Z^2}\left[\Pi_{11}(0) - \Pi_{33}(0)\right]$$

$$\alpha U = 4e^2\left[\Pi'_{11}(0) - \Pi'_{33}(0)\right]$$

Peskin-Takeuchi パラメーター
oblique パラメーター

Peskin & Takeuchi (90,92)

Oblique corrections の例

✦ 例として、第４世代クォークを考える。

$$q_4 = \begin{pmatrix} t'_L \\ b'_L \end{pmatrix}, \quad t'_R, \quad b'_R$$

$$S = \frac{N_c}{6\pi}\left[1 - 2Y_{q_4}\ln\frac{m_{t'}^2}{m_{b'}^2}\right] \approx \frac{N_c}{6\pi}$$

$$\Delta m \equiv m_{t'} - m_{b'} \ll m_{t'}, m_{b'}$$

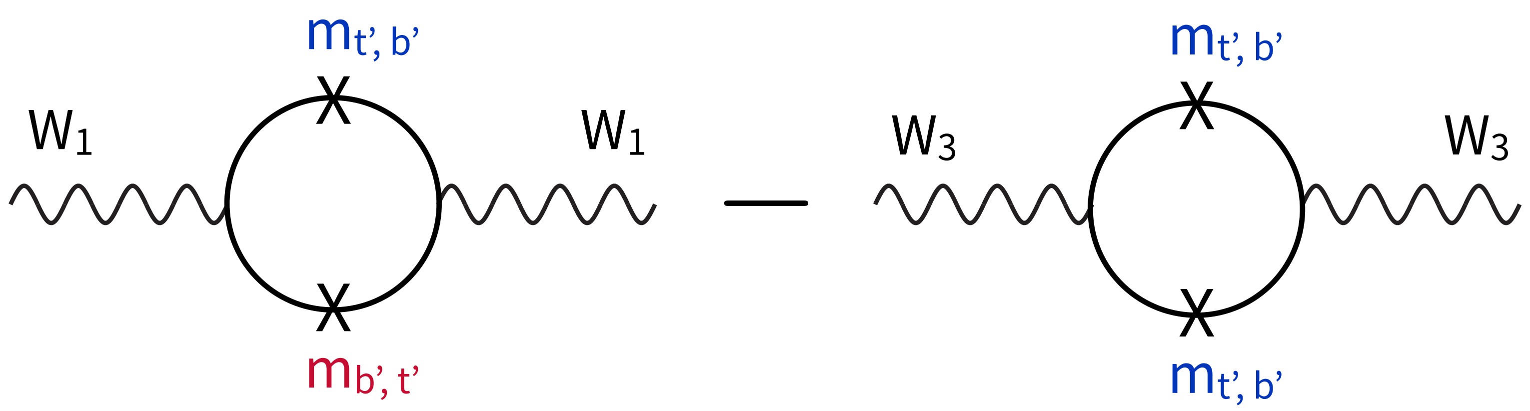
$$T = \frac{N_c G_F}{8\sqrt{2}\pi^2\alpha} f(m_{t'}, m_{b'}) \approx \frac{N_c G_F}{6\sqrt{2}\pi^2\alpha}(\Delta m)^2$$

$$f(m_{t'}, m_{b'}) = m_{t'}^2 + m_{b'}^2 - \frac{2m_{t'}^2 m_{b'}^2}{m_{t'}^2 - m_{b'}^2}\ln\frac{m_{t'}^2}{m_{b'}^2} \geq (m_{t'} - m_{b'})^2$$

$$U = \frac{N_c}{6\pi}\left[-\frac{5m_{t'}^4 - 22m_{t'}^2 m_{b'}^2 + 5m_{b'}^4}{3(m_{t'}^2 - m_{b'}^2)^2} + \frac{m_{t'}^6 - 3m_{t'}^4 m_{b'}^2 - 3m_{t'}^2 m_{b'}^4 + m_{b'}^6}{(m_{t'}^2 - m_{b'}^2)^3}\ln\frac{m_{t'}^2}{m_{b'}^2}\right] \approx \frac{2N_c}{15\pi}\frac{(\Delta m)^2}{m_{t'}^2}$$

✦ U は T と比べて $M_Z^2/m_{t'}^2$ だけ suppress されている。

✦ t’ と b’ に質量差があると、T と U が零でない値をもつ。



カストディアル対称性の破れ

Oblique corrections と CDF アノマリー

- 電弱精密測定の物理量の S, T, U 依存性：

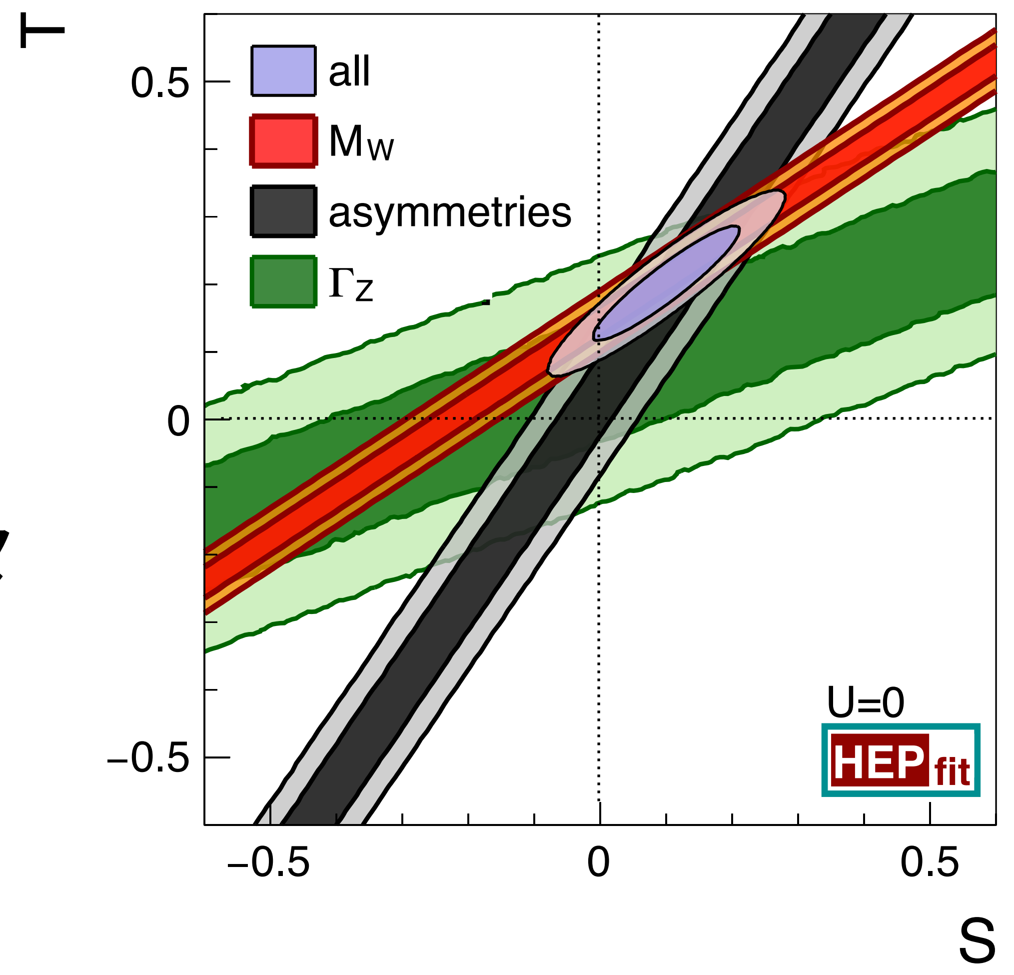
$$\delta M_W,\, \delta\Gamma_W \propto -S + 2c_W^2 T + \frac{(c_W^2 - s_W^2)U}{2s_W^2}$$

$$\delta\Gamma_Z \propto -10(3-8s_W^2)S + (63 - 126s_W^2 - 40s_W^4)T$$

$$\sigma_h^0,\, R_f^0,\, \sin^2\theta_{\rm eff}^\ell,\, \mathcal{A}_f,\, A_{\rm FB}^{0,f} \propto S - 4c_W^2 s_W^2 T$$

- CDF アノマリーは **T>0 (カストディアル対称性を破る新物理)** を示唆している。
- spin-0、spin-1/2、spin-1、レプトクォークなど様々な模型が考えられている。
- 他のアノマリーや暗黒物質などを同時に説明可能？

de Blas et al., 2204.04204



S, T, U and dim-6 operators

- ✦ $O_{\phi WB}$ は S パラメーター ($\alpha S = -4e^2\Pi'_{30}(0)$) に効く。

$$\mathcal{O}_{\phi WB} = (\phi^\dagger \sigma^a \phi) W^a_{\mu\nu} B^{\mu\nu} = -\frac{v^2}{2}\left(1+\frac{2h}{v}+\frac{h^2}{v^2}\right) W^3_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad \Rightarrow \quad \boxed{S = \frac{4 s_W c_W v^2}{\alpha} C_{\phi WB}}$$

- ✦ $O_{\phi D}$ は T パラメーター ($\alpha T = \frac{e^2}{s_W^2 c_W^2 M_Z^2}[\Pi_{11}(0) - \Pi_{33}(0)]$) に効く。

$$\mathcal{O}_{\phi D} = (\phi^\dagger D^\mu \phi)^* (\phi^\dagger D_\mu \phi) = \frac{v^2}{4}\left(1+\frac{2h}{v}+\frac{h^2}{v^2}\right)(\partial^\mu h)(\partial_\mu h) + \frac{g^2 v^4}{16 c_W^2} Z^\mu Z_\mu \left(1+\frac{4h}{v}+\frac{6h^2}{v^2}+\frac{4h^3}{v^3}+\frac{h^4}{v^4}\right)$$

$$\Rightarrow \quad M_Z^2 = (M_Z^{\rm SM})^2\left(1+\frac{v^2}{2}C_{\phi D}\right), \quad \boxed{T = -\frac{v^2}{2\alpha} C_{\phi D}}$$

カストディアル対称性の破れ

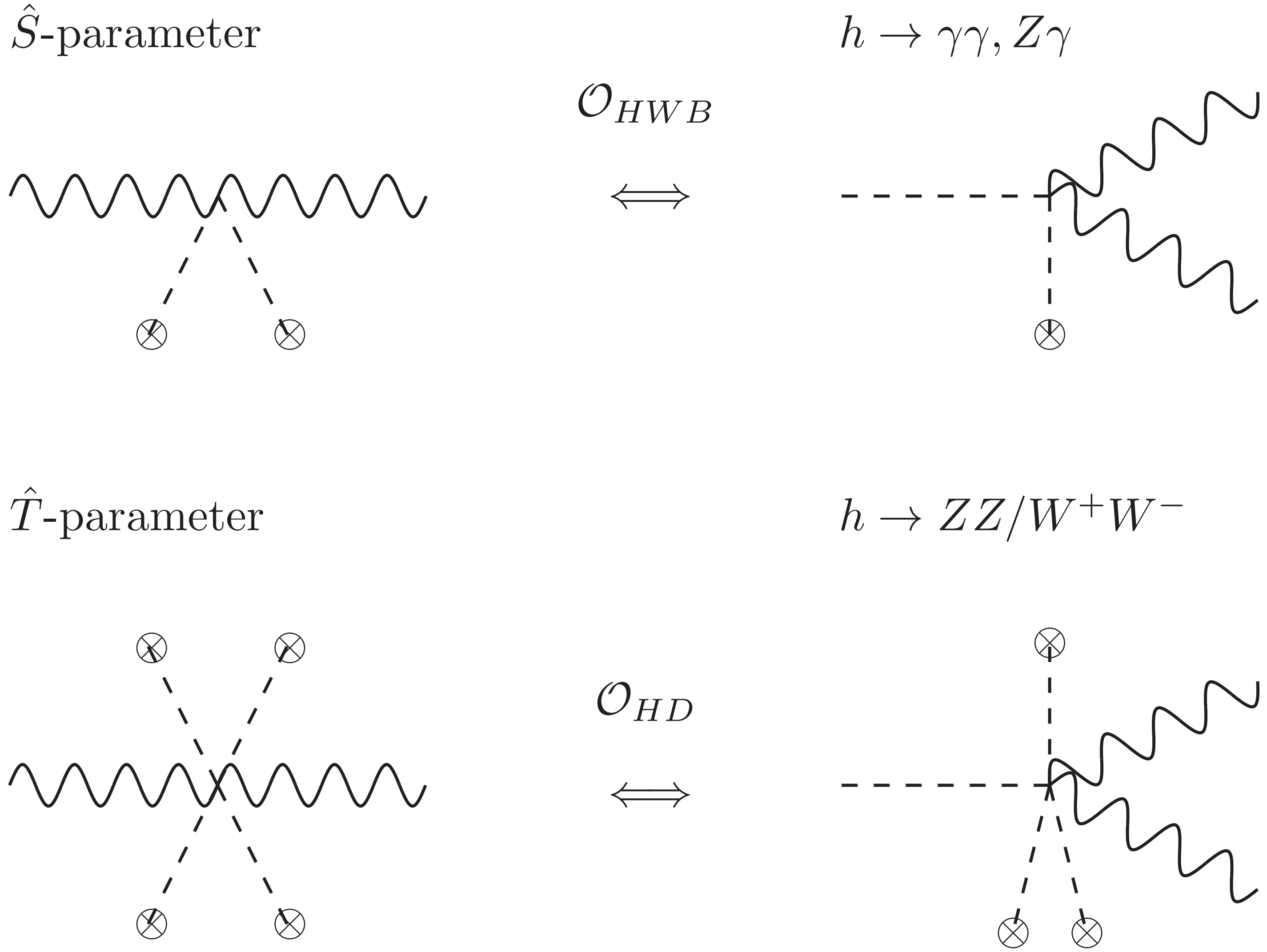
- ✦ U パラメーター ($\alpha U = 4e^2[\Pi'_{11}(0) - \Pi'_{33}(0)]$) には次元８の演算子が効く。

$$\left(\phi^\dagger W^a_{\mu\nu}\sigma^a\phi\right)\left(\phi^\dagger W^{b\mu\nu}\sigma^b\phi\right) \quad \Rightarrow \quad \boxed{U \ll S, T}$$

S, T and Higgs decays

✦ S, T ≠ 0 → Higgs decays に効く。

Di Luzio, Grober & Paradisi, 2204.05284



$$\mu_{\gamma\gamma} \approx 1 + 0.23 \left(\frac{\hat{S}}{10^{-3}} \right) \qquad \hat{S} = \frac{\alpha}{4 s_W^2} S$$

ballpark of LHC (~10% level)

$$\mu_{Z\gamma} \approx 1 + 0.084 \left(\frac{\hat{S}}{10^{-3}} \right)$$

too small → HL-LHC (O(10%) level)

$$\frac{\mu_{ZZ}}{\mu_{WW}} \approx 1 - 0.0034 \left(\frac{\hat{T}}{0.84 \times 10^{-3}} \right)$$

too small $\qquad \hat{T} = \alpha T$

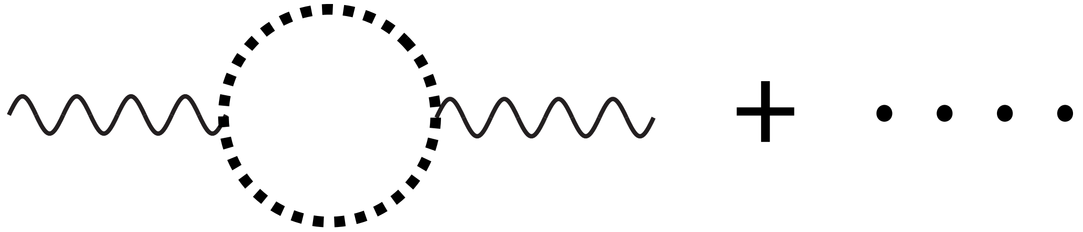
✦ S = 10^{-3} は H→γγ を+20% ずらす。T ≠ 0 による H→ZZ/WW のずれは小さい。

Singlet scalar

Sakurai, Takahashi & Yin, 2204.04770

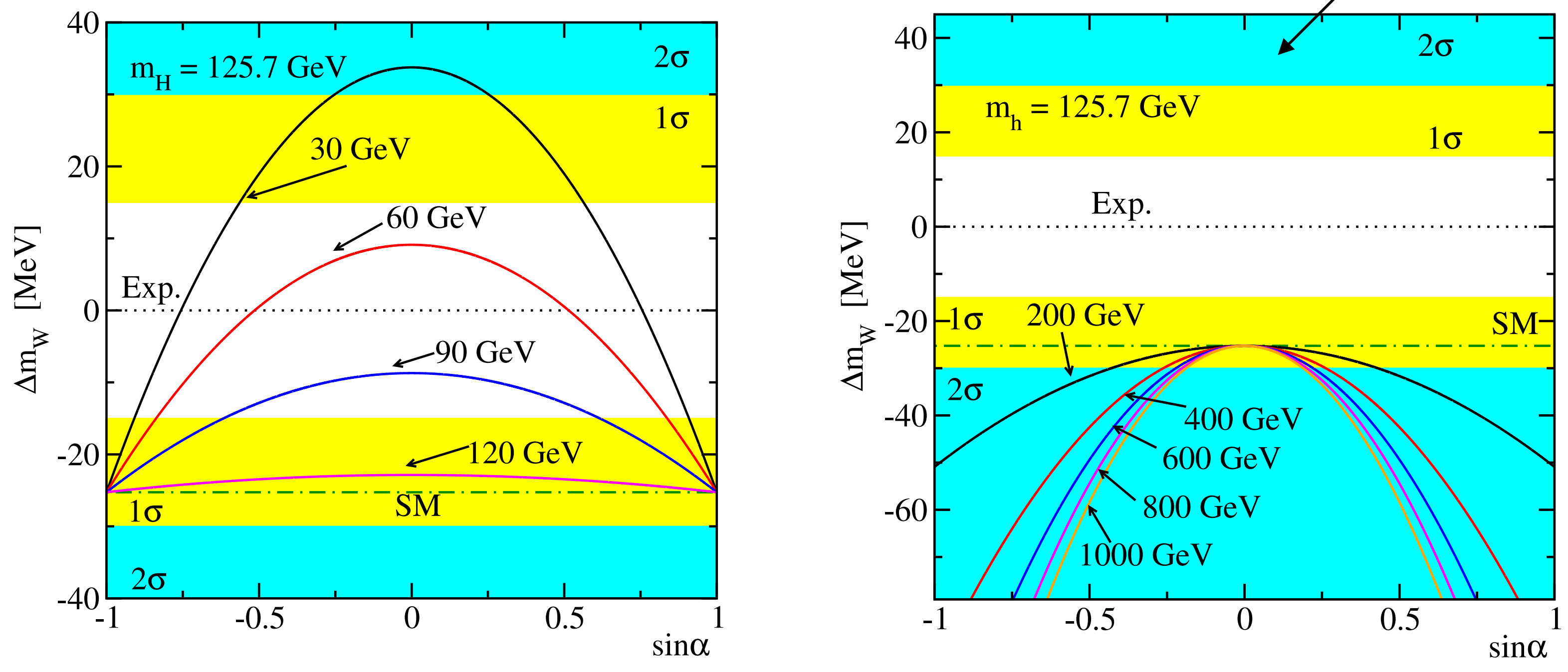
✦ 軽い SM singlet スカラー は mixing を通して $\Delta M_W > 0$ (T > 0) を出す。

$$V = m_{\rm mix}^2 \phi^0 S + m_\phi^2 \frac{\phi_0^2}{2} + m_S^2 \frac{S^2}{2}$$

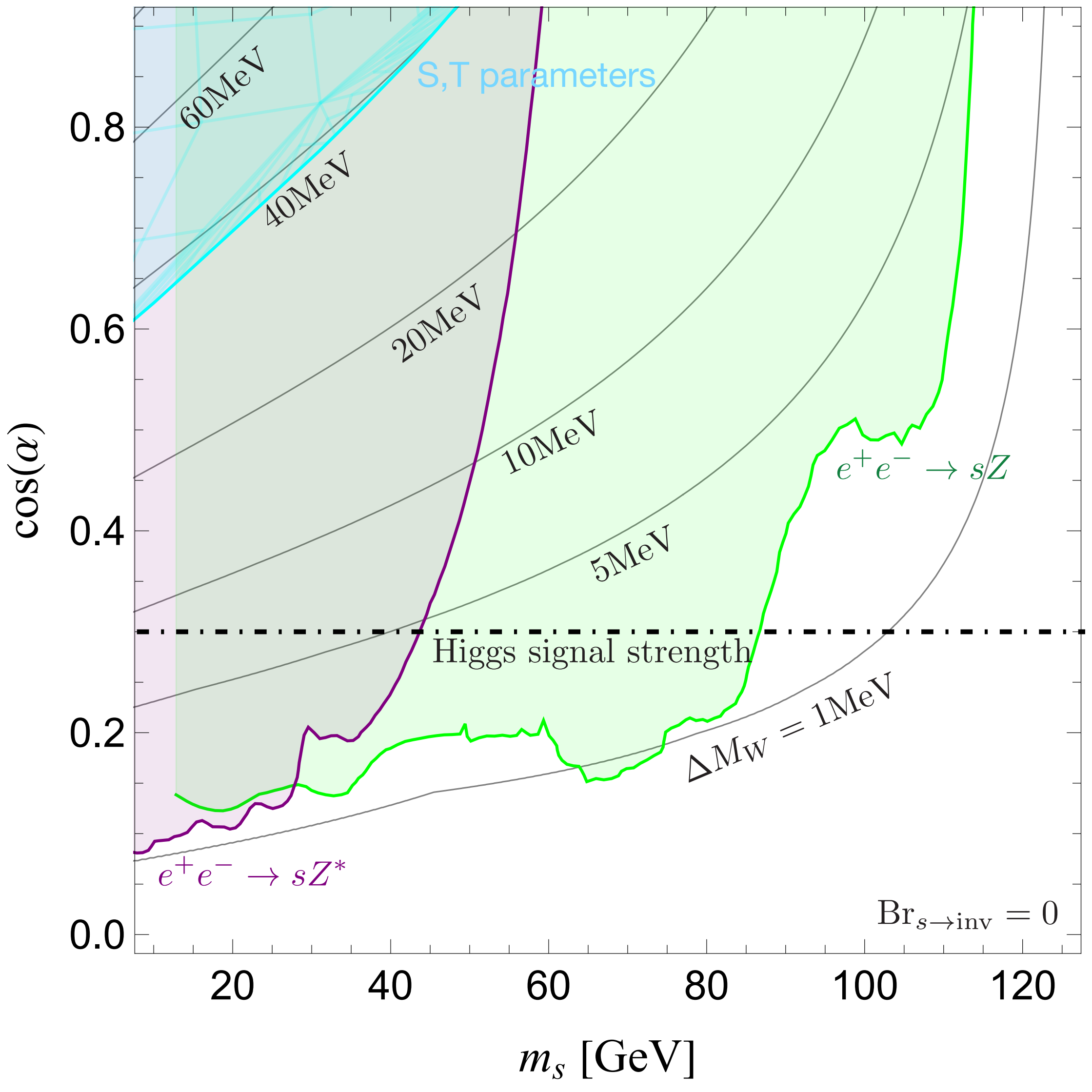


$$h = \phi^0 \cos\alpha - S \sin\alpha$$

2σ exclusion region



Lopez-Val & Robens, 1406.1043

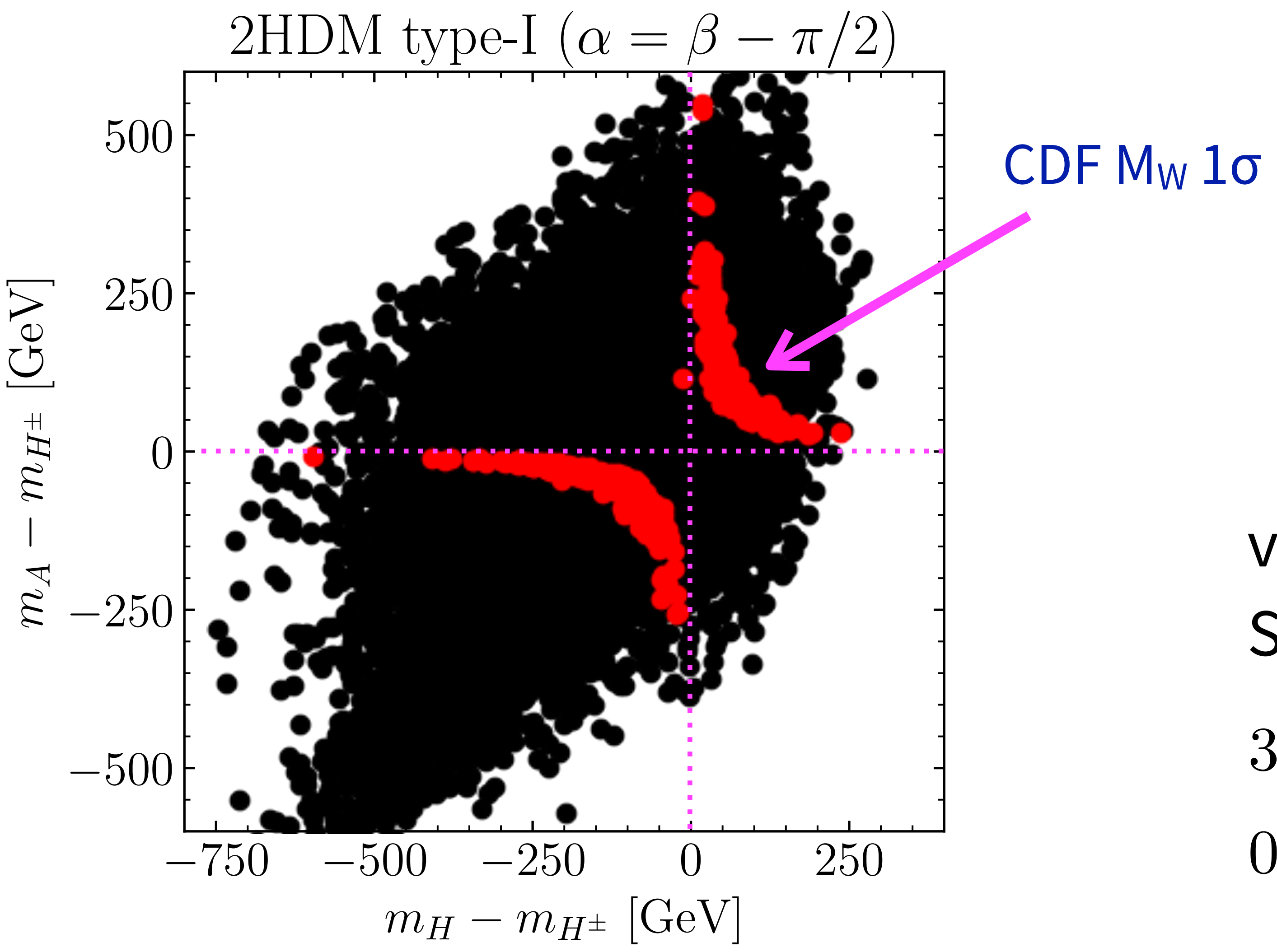


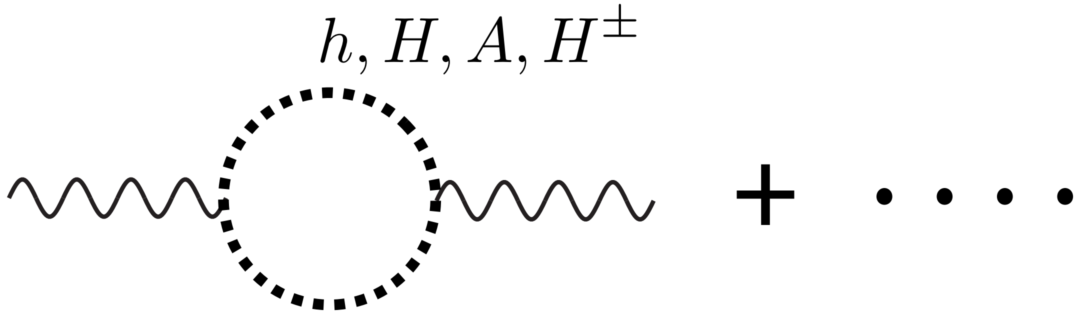
LEP/LHC の制限により ΔM_W は数 MeV 程度なので、CDF M_W を説明できない。

2HDM

Bahl, Braathen & Weiglein, 2204.05269

✦ Type-I 2HDM in alignment limit





カストディアル対称性 → $m_A = m_{H^\pm}$
(twisted) カストディアル対称性 → $m_H = m_{H^\pm}$

→ T = 0

vacuum stability, perturbative unitarity,
SM & BSMHiggs decays, B physics

$$30 < m_{H,A} < 1500\ \text{GeV}, \quad 150 < m_{H^\pm} < 1500\ \text{GeV}$$

$$0.8 < \tan\beta < 50, \quad 0 < m_{12}^2 < 4 \times 10^6\ \text{GeV}^2$$

✦ CDF M_W を説明可能なパラメーター領域がある。

✦ $m_H \sim m_A \sim m_{H\pm}$ は CDF M_W を説明できない。

MSSM

- Heinemeyer et al., 1311.1663 (and 2207.14809)

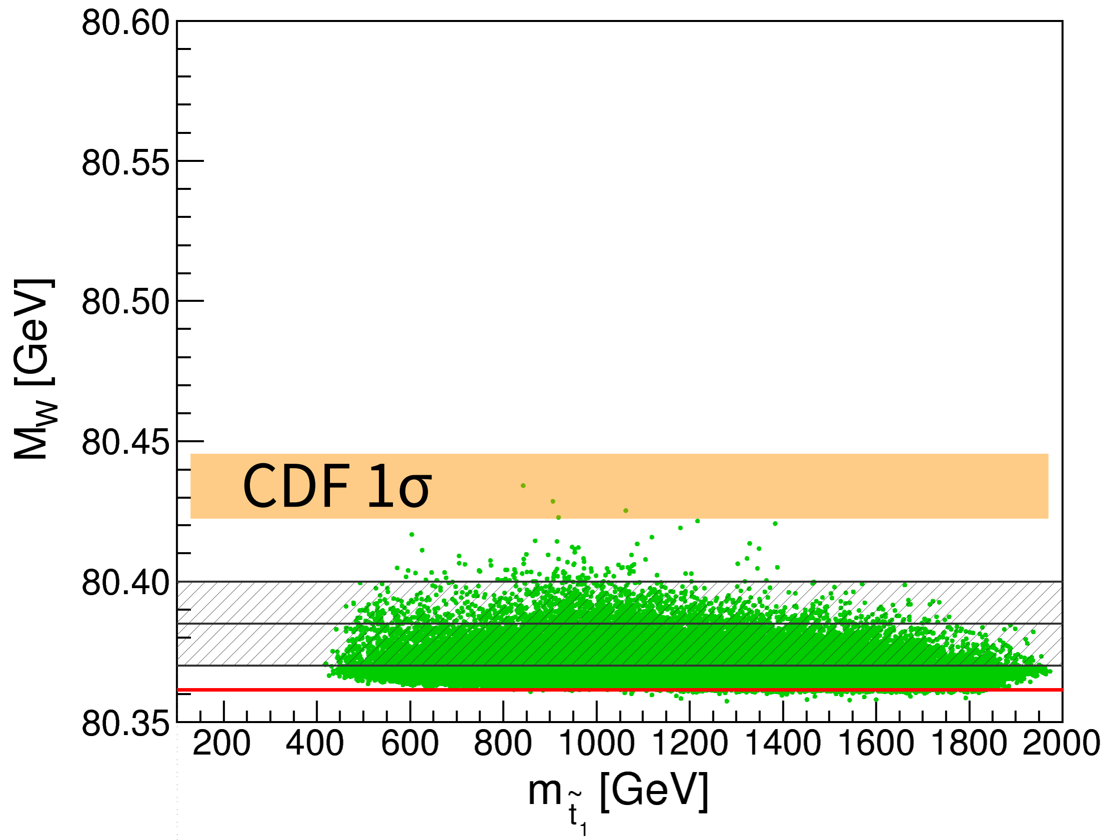
  1, 2 世代の squark & gluino 質量 > 1.2 TeV

  sbottom 質量 > 1 TeV

  $m_{\tilde{t}_2}/m_{\tilde{t}_1} < 2.5, \; m_{\tilde{b}_2}/m_{\tilde{b}_1} < 2.5$

  ➡ CDF M_W を説明できるパラメーターもある。

  （大きな質量差を許せば更に点が増える）



- Yang & Zhang, 2204.04202

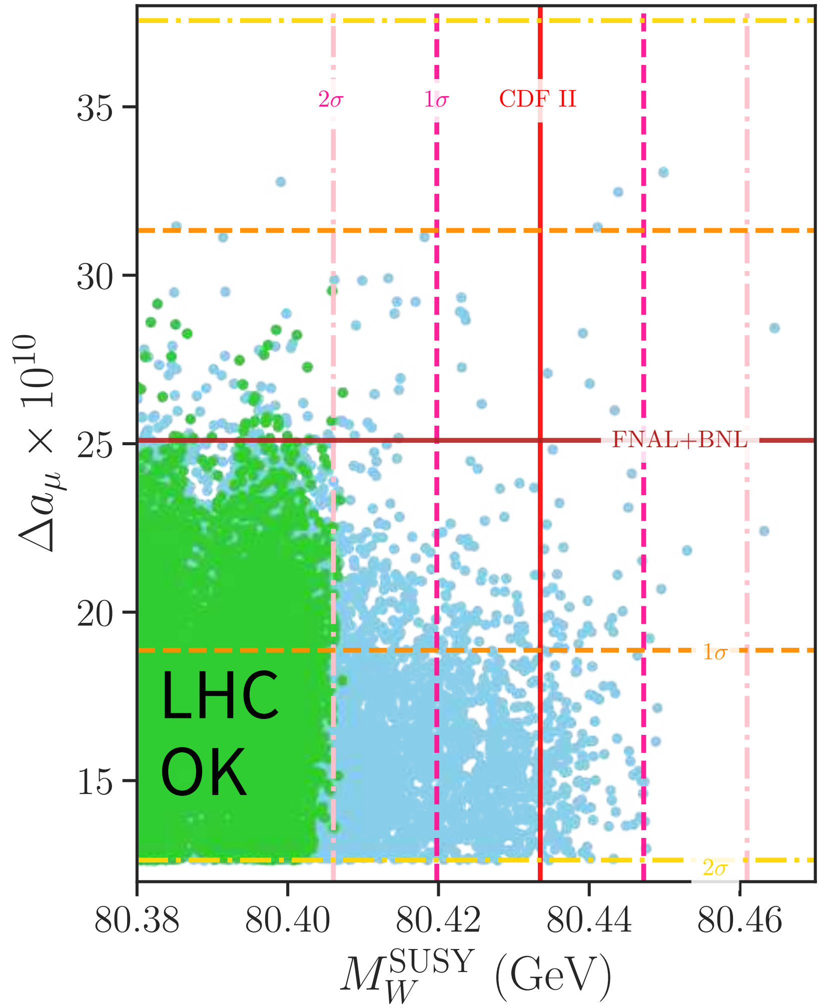
  $m_{\tilde{t}_1} > 0.95 \text{ TeV}, \; m_{\tilde{b}_1} > 1 \text{ TeV},$

  $m_{\tilde{g}} > 1.5 \text{ TeV}, \; m_{\tilde{q}} > 2 \text{ TeV},$

  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} - m_{\tilde{\chi}_1^0} < 30 \text{ GeV}$ (to avoid multilepton searches @LHC)

  B physics, DM relic density, DM direct detection

  ➡ CDF M_W は 2 σ level までは近付く。



Outline

- ✦ W-boson mass in SM
- ✦ NP via S and T parameters
  - Loop-level NP
  - Tree-level NP
- ✦ NP via Fermi constant
  - Tree-level NP
- ✦ Summary

M.Endo and SM, arXiv:2204.05965

Triplet Higgs

✦ EWSB を起こす付加的な Higgs 場の VEV から T パラメーターへの寄与が出る。

$$\rho = 1 + \alpha T = \frac{\sum_i v_i^2 \left[T_i(T_i+1) - Y_i^2\right]}{2\sum_i v_i^2\, Y_i^2}$$

✦ SM doublet は ρ = 1 を与える。

✦ SM doublet ϕ + triplet Δ の場合、電荷 0 の成分をもつ triplet は Y=0 と Y=1。

✦ Y=0 : $\alpha T = \dfrac{4 v_\Delta^2}{v_\phi^2} > 0$ → v_Δ = 5〜6 GeV

$$\mathcal{L} = c\, H^\dagger \Delta H + \cdots \;\rightarrow\; m_H^2 \approx m_{H^\pm} \approx \frac{c\, v^2}{4 v_\Delta}$$

$$\begin{cases} c \sim m_H \;\rightarrow\; m_H \sim 3\ \mathrm{TeV} \\ c \ll m_H \rightarrow \text{lighter } m_H \end{cases}$$

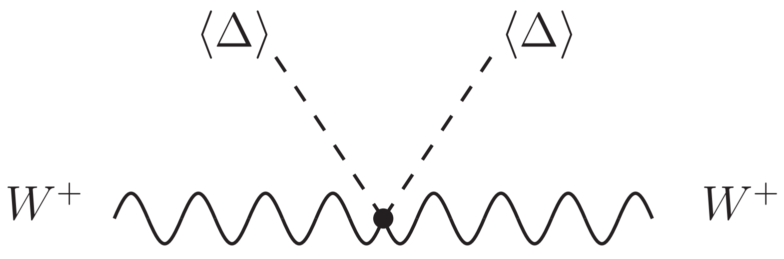
too heavy to be discovered at LHC

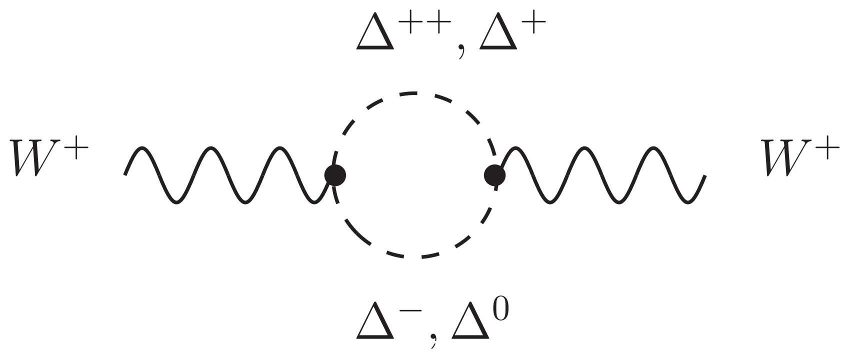
Fileviez Perez, Patel & Plascencia, 2204.07144

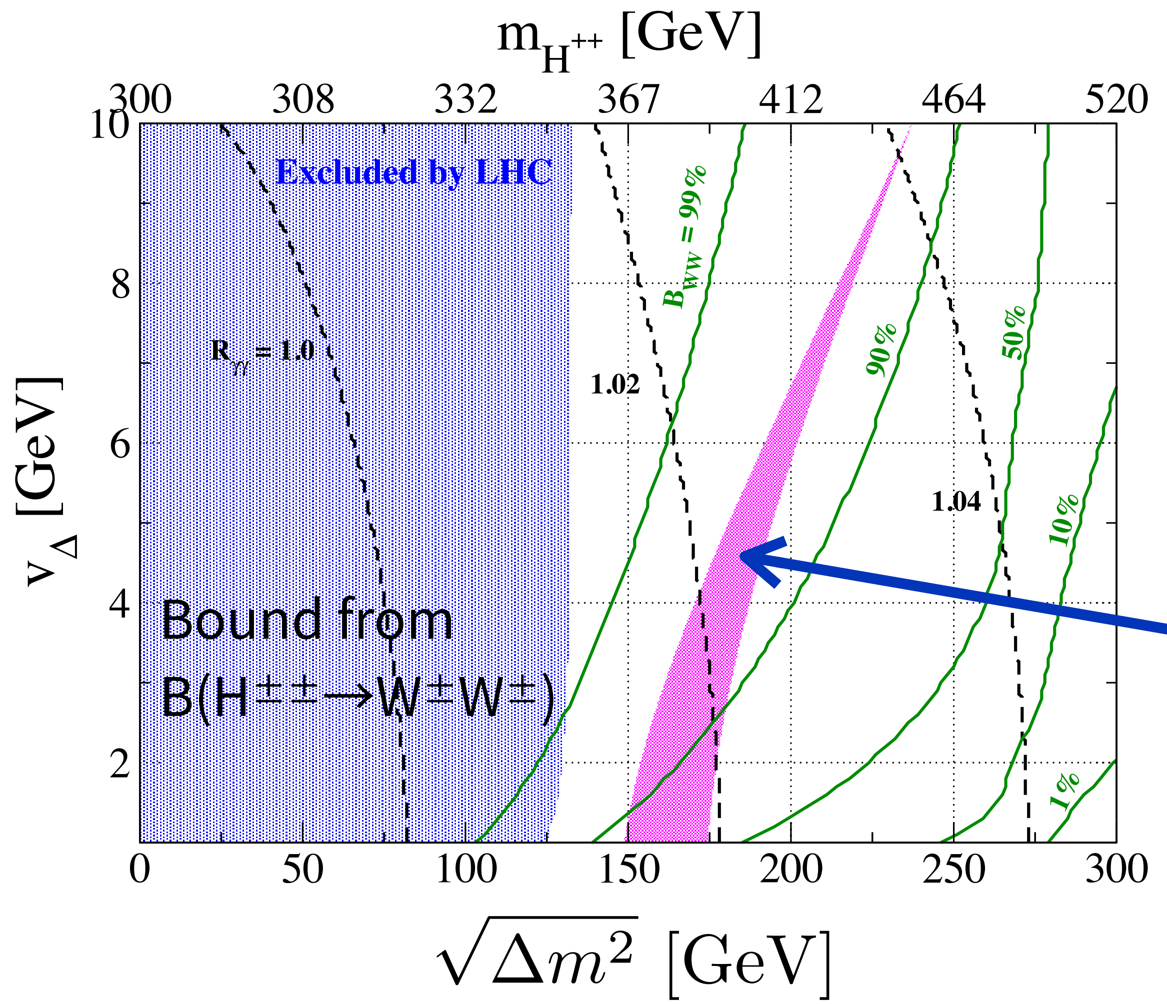
Triplet Higgs

✦ Y=1 : $\alpha T \approx -\frac{2v_\Delta^2}{v_\phi^2} < 0 \;\rightarrow$ one-loop の寄与も必要。

Kanemura & Yagyu, 2204.07511; Heeck, 2204.10274; Bahl et al., 2207.04059; and others







$$\mathcal{L} = \lambda_5 \phi^\dagger \Delta \Delta^\dagger \phi + \cdots$$

$$\Delta m^2 = m_{H^{\pm\pm}}^2 - m_{H^\pm}^2 = m_{H^\pm}^2 - m_A^2 = -\frac{\lambda_5}{4} v^2, \quad m_A^2 = m_H^2$$

$$m_L = \text{mass of lightest triplet-like Higgs boson} = 300 \text{ GeV}$$

Kanemura & Yagyu, 2204.07511

CDF M_W + EWPO @ 2σ

数十 GeV 程度の質量差が必要

Z’

Strumia, 2204.04191; and others

- B’ = $(1, 1)_0$
- SM Higgs doublet φ が B’ と couple すると仮定： $\mathcal{L} = -i g^{\phi}_{B'} B'_{\mu} \phi^{\dagger} D^{\mu} \phi + \mathrm{h.c.}$
- Z と Z’ の mass mixing が出る： $M^2 = \begin{pmatrix} M^2_{Z^0} & -y/c_W \\ -y/c_W & M^2_{B'} \end{pmatrix}, \quad y = \dfrac{g g^{\phi}_{B'} v^2}{2}$
- M_Z が mixing の寄与を受ける。
- T > 0 が tree-level で出る： $\hat{T} = \alpha T = \dfrac{y^2}{c^2_W M^2_Z M^2_{Z'}} > 0$
- CDF M_W を説明可能な Z’ は multi TeV の質量をもつ。

$$\hat{T} \approx 10^{-3} \quad \to \quad \frac{M_{Z'}}{|g_{B'}|} \approx 8\ \mathrm{TeV}$$

Tree-level NP

- Δ、Θ_1、B (=Z')、W_1、L は Tree-level で T > 0 を出す。 Di Luzio, Grober & Paradisi, 2204.05284

Field	Spin	$SU(3)_C$	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$	$\mathrm{sign}(\hat{T})$	$\hat{S}$	
Δ	0	1	3	0	$+$	$\times$	scalar triplet (Y=0)
Δ_1	0	1	3	1	$-$	$\times$	
Θ_1	0	1	4	1/2	$+$	$\times$	scalar quadruplet (Y=1/2)
Θ_3	0	1	4	3/2	$-$	$\times$	
$\mathcal{B}$	1	1	1	0	$+$	$\times$	Z'
$\mathcal{B}_1$	1	1	1	1	$-$	$\times$	
$\mathcal{W}$	1	1	3	0	$-$	$\times$	
$\mathcal{W}_1$	1	1	3	1	$+$	$\times$	vector triplet (Y=1)
$\mathcal{L}$	1	1	2	1/2	$+/-$	✓	vector doublet (Y=1/2)

- CDF アノマリーから示唆される質量は multi TeV $\sim$ 10 TeV $\rightarrow$ too heavy!

- L は $S \neq 0$ も出すので、$H \rightarrow \gamma\gamma$ に大きく効く可能性がある。

Outline

- ✦ W-boson mass in SM
- ✦ NP via S and T parameters
  - Loop-level NP
  - Tree-level NP
- ✦ NP via Fermi constant
  - Tree-level NP

M.Endo and SM, arXiv:2204.05965

- ✦ Summary

標準模型有効理論 (SMEFT)

✦ T が大きくでる新物理模型に限らず、より一般的な新物理を考える。

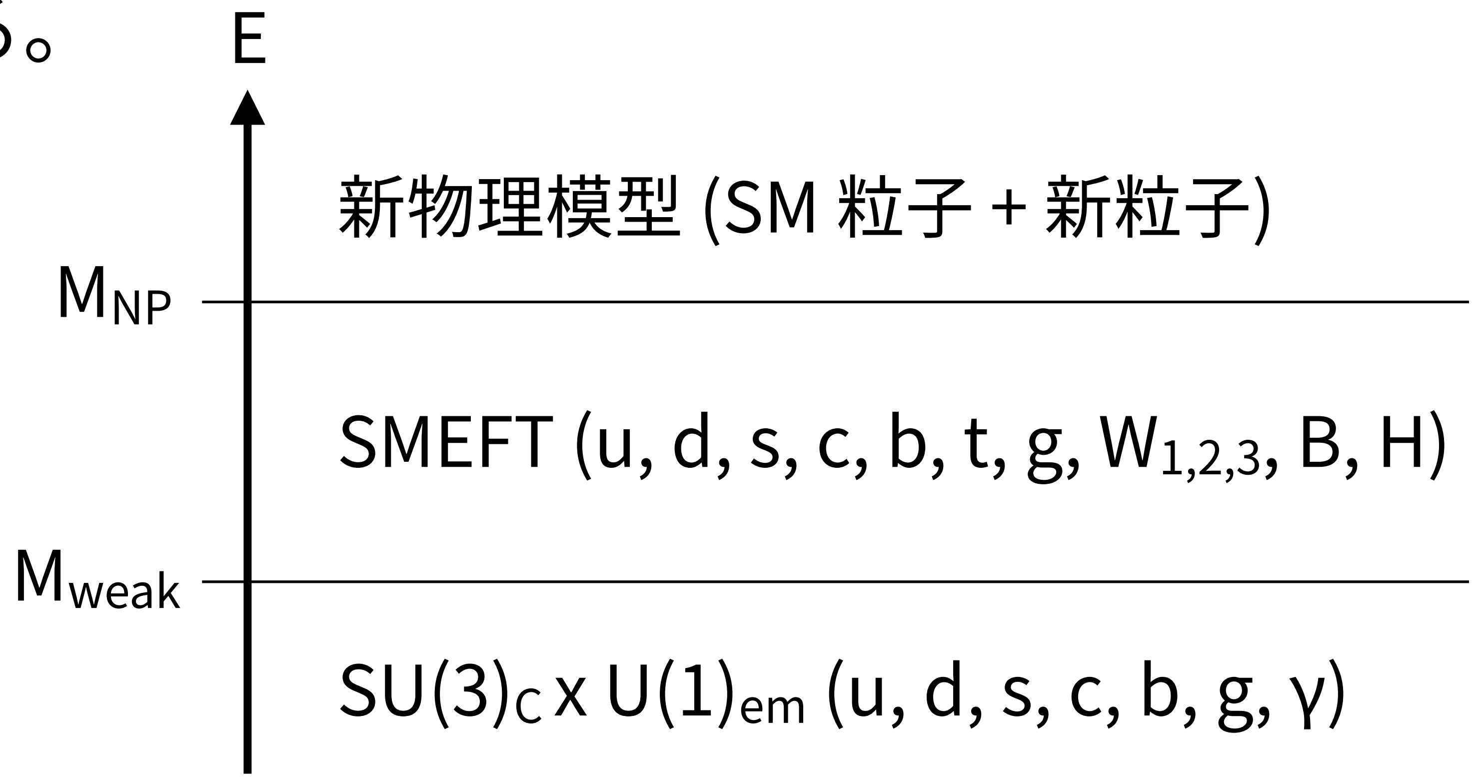
✦ 標準模型有効理論 (SMEFT) を用いる。

- 新物理のスケールが電弱スケールよりも十分高い。
- SM の場で構成された、$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ ゲージ対称性をもつ有効理論。
- 新物理の寄与は高次元演算子の係数に入る。

$$\mathcal{L}_{\rm SMEFT} = \mathcal{L}_{\rm SM} + \sum_i C_i \mathcal{O}_i$$

- 高次元演算子の寄与は (M_{weak}/M_{NP}) の冪で抑制される。

例えば、O_i が次元６ → $C_i \sim 1 / M_{NP}^2$



次元 6 演算子

- ✦ 独立な次元 6 の演算子 (バリオン数を保存するもの) は 59 個 (+ h.c. + フレーバーを変えたもの) 存在する。 Grzadkowski, Iskrzynski, Misiak & Rosiek, 1008.4884 “Warsaw basis”

- ✦ 電弱精密測定の物理量には 10 個の演算子 (の 8 個の線形結合) が効く。

X^3		ϕ^6 and $\phi^4 D^2$		$\psi^2\phi^3$	
$\mathcal{O}_G$	$f^{ABC} G_\mu^{A\nu} G_\nu^{B\rho} G_\rho^{C\mu}$	$\mathcal{O}_\phi$	$(\phi^\dagger\phi)^3$	$\mathcal{O}_{e\phi}$	$(\phi^\dagger\phi)(\bar\ell e\phi)$
$\mathcal{O}_{\widetilde G}$	$f^{ABC} \widetilde G_\mu^{A\nu} G_\nu^{B\rho} G_\rho^{C\mu}$	$\mathcal{O}_{\phi\Box}$	$(\phi^\dagger\phi)\Box(\phi^\dagger\phi)$	$\mathcal{O}_{u\phi}$	$(\phi^\dagger\phi)(\bar q u\widetilde\phi)$
$\mathcal{O}_W$	$\varepsilon^{abc} W_\mu^{a\nu} W_\nu^{b\rho} W_\rho^{c\mu}$	$\mathcal{O}_{\phi D}$	$\left(\phi^\dagger D^\mu\phi\right)^\star\left(\phi^\dagger D_\mu\phi\right)$	$\mathcal{O}_{d\phi}$	$(\phi^\dagger\phi)(\bar q d\phi)$
$\mathcal{O}_{\widetilde W}$	$\varepsilon^{abc} \widetilde W_\mu^{a\nu} W_\nu^{b\rho} W_\rho^{c\mu}$				

$X^2\phi^2$		$\psi^2 X\phi$		$\psi^2\phi^2 D$	
$\mathcal{O}_{\phi G}$	$(\phi^\dagger\phi)\, G^A_{\mu\nu} G^{A\mu\nu}$	$\mathcal{O}_{eW}$	$(\bar\ell\sigma^{\mu\nu} e)\sigma^a\phi W^a_{\mu\nu}$	$\mathcal{O}^{(1)}_{\phi\ell}$	$(\phi^\dagger i\overleftrightarrow{D}_\mu\phi)(\bar\ell\gamma^\mu\ell)$
$\mathcal{O}_{\phi\widetilde G}$	$(\phi^\dagger\phi)\, \widetilde G^A_{\mu\nu} G^{A\mu\nu}$	$\mathcal{O}_{eB}$	$(\bar\ell\sigma^{\mu\nu} e)\phi B_{\mu\nu}$	$\mathcal{O}^{(3)}_{\phi\ell}$	$(\phi^\dagger i\overleftrightarrow{D}^a_\mu\phi)(\bar\ell\sigma^a\gamma^\mu\ell)$
$\mathcal{O}_{\phi W}$	$(\phi^\dagger\phi)\, W^a_{\mu\nu} W^{a\mu\nu}$	$\mathcal{O}_{uG}$	$(\bar q\sigma^{\mu\nu} T^A u)\widetilde\phi\, G^A_{\mu\nu}$	$\mathcal{O}_{\phi e}$	$(\phi^\dagger i\overleftrightarrow{D}_\mu\phi)(\bar e\gamma^\mu e)$
$\mathcal{O}_{\phi\widetilde W}$	$(\phi^\dagger\phi)\, \widetilde W^a_{\mu\nu} W^{a\mu\nu}$	$\mathcal{O}_{uW}$	$(\bar q\sigma^{\mu\nu} u)\sigma^a\widetilde\phi\, W^a_{\mu\nu}$	$\mathcal{O}^{(1)}_{\phi q}$	$(\phi^\dagger i\overleftrightarrow{D}_\mu\phi)(\bar q\gamma^\mu q)$
$\mathcal{O}_{\phi B}$	$(\phi^\dagger\phi)\, B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$	$\mathcal{O}_{uB}$	$(\bar q\sigma^{\mu\nu} u)\widetilde\phi\, B_{\mu\nu}$	$\mathcal{O}^{(3)}_{\phi q}$	$(\phi^\dagger i\overleftrightarrow{D}^a_\mu\phi)(\bar q\sigma^a\gamma^\mu q)$
$\mathcal{O}_{\phi\widetilde B}$	$(\phi^\dagger\phi)\, \widetilde B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$	$\mathcal{O}_{dG}$	$(\bar q\sigma^{\mu\nu} T^A d)\phi\, G^A_{\mu\nu}$	$\mathcal{O}_{\phi u}$	$(\phi^\dagger i\overleftrightarrow{D}_\mu\phi)(\bar u\gamma^\mu u)$
$\mathcal{O}_{\phi WB}$	$(\phi^\dagger\sigma^a\phi)\, W^a_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$	$\mathcal{O}_{dW}$	$(\bar q\sigma^{\mu\nu} d)\sigma^a\phi\, W^a_{\mu\nu}$	$\mathcal{O}_{\phi d}$	$(\phi^\dagger i\overleftrightarrow{D}_\mu\phi)(\bar d\gamma^\mu d)$
$\mathcal{O}_{\phi\widetilde W B}$	$(\phi^\dagger\sigma^a\phi)\, \widetilde W^a_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$	$\mathcal{O}_{dB}$	$(\bar q\sigma^{\mu\nu} d)\phi\, B_{\mu\nu}$	$\mathcal{O}_{\phi ud}$	$i(\widetilde\phi^\dagger D_\mu\phi)(\bar u\gamma^\mu d)$

$(\bar L L)(\bar L L)$		$(\bar R R)(\bar R R)$		$(\bar L L)(\bar R R)$	
$\mathcal{O}_{\ell\ell}$	$(\bar\ell\gamma_\mu\ell)(\bar\ell\gamma^\mu\ell)$	$\mathcal{O}_{ee}$	$(\bar e\gamma_\mu e)(\bar e\gamma^\mu e)$	$\mathcal{O}_{\ell e}$	$(\bar\ell\gamma_\mu\ell)(\bar e\gamma^\mu e)$
$\mathcal{O}^{(1)}_{qq}$	$(\bar q\gamma_\mu q)(\bar q\gamma^\mu q)$	$\mathcal{O}_{uu}$	$(\bar u\gamma_\mu u)(\bar u\gamma^\mu u)$	$\mathcal{O}_{\ell u}$	$(\bar\ell\gamma_\mu\ell)(\bar u\gamma^\mu u)$
$\mathcal{O}^{(3)}_{qq}$	$(\bar q\gamma_\mu\sigma^a q)(\bar q\gamma^\mu\sigma^a q)$	$\mathcal{O}_{dd}$	$(\bar d\gamma_\mu d)(\bar d\gamma^\mu d)$	$\mathcal{O}_{\ell d}$	$(\bar\ell\gamma_\mu\ell)(\bar d\gamma^\mu d)$
$\mathcal{O}^{(1)}_{\ell q}$	$(\bar\ell\gamma_\mu\ell)(\bar q\gamma^\mu q)$	$\mathcal{O}_{eu}$	$(\bar e\gamma_\mu e)(\bar u\gamma^\mu u)$	$\mathcal{O}_{qe}$	$(\bar q\gamma_\mu q)(\bar e\gamma^\mu e)$
$\mathcal{O}^{(3)}_{\ell q}$	$(\bar\ell\gamma_\mu\sigma^a\ell)(\bar q\gamma^\mu\sigma^a q)$	$\mathcal{O}_{ed}$	$(\bar e\gamma_\mu e)(\bar d\gamma^\mu d)$	$\mathcal{O}^{(1)}_{qu}$	$(\bar q\gamma_\mu q)(\bar u\gamma^\mu u)$
		$\mathcal{O}^{(1)}_{ud}$	$(\bar u\gamma_\mu u)(\bar d\gamma^\mu d)$	$\mathcal{O}^{(8)}_{qu}$	$(\bar q\gamma_\mu T^A q)(\bar u\gamma^\mu T^A u)$
		$\mathcal{O}^{(8)}_{ud}$	$(\bar u\gamma_\mu T^A u)(\bar d\gamma^\mu T^A d)$	$\mathcal{O}^{(1)}_{qd}$	$(\bar q\gamma_\mu q)(\bar d\gamma^\mu d)$
				$\mathcal{O}^{(8)}_{qd}$	$(\bar q\gamma_\mu T^A q)(\bar d\gamma^\mu T^A d)$

$(\bar L R)(\bar R L)$ and $(\bar L R)(\bar L R)$	
$\mathcal{O}_{\ell edq}$	$(\bar\ell^j e)(\bar d q^j)$
$\mathcal{O}^{(1)}_{quqd}$	$(\bar q^j u)\varepsilon_{jk}(\bar q^k d)$
$\mathcal{O}^{(8)}_{quqd}$	$(\bar q^j T^A u)\varepsilon_{jk}(\bar q^k T^A d)$
$\mathcal{O}^{(1)}_{\ell equ}$	$(\bar\ell^j e)\varepsilon_{jk}(\bar q^k u)$
$\mathcal{O}^{(3)}_{\ell equ}$	$(\bar\ell^j\sigma_{\mu\nu} e)\varepsilon_{jk}(\bar q^k\sigma^{\mu\nu} u)$

SMEFT における W ボソン質量

- ✦ M_W は次の演算子からの寄与を受ける。

$$\left.\begin{aligned} \mathcal{O}_{\phi WB} &= (\phi^\dagger \sigma^a \phi) W^a_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \\ \mathcal{O}_{\phi D} &= (\phi^\dagger D^\mu \phi)^* (\phi^\dagger D_\mu \phi) \end{aligned}\right\} \Rightarrow \quad S = \frac{4 s_W c_W v^2}{\alpha} C_{\phi WB}\,, \quad T = -\frac{v^2}{2\alpha} C_{\phi D}$$

$$\left.\begin{aligned} (\mathcal{O}_{\ell\ell})_{ijkl} &= (\bar{\ell}_i \gamma_\mu \ell_j)(\bar{\ell}_k \gamma^\mu \ell_l) \\ (\mathcal{O}^{(3)}_{\phi\ell})_{ij} &= (\phi^\dagger i \overleftrightarrow{D}^a_\mu \phi)(\bar{\ell}_i \gamma^\mu \sigma^a \ell_j) \end{aligned}\right\} \Rightarrow$$

フェルミ定数 G_F を通して M_W に効く

- ✦ M_W は $\{M_Z, G_F, \alpha\}$ の実験値 (= SM + NP) を用いて計算されるので、それらに対する新物理の寄与が M_W に入ってくる。

$$M_W = M_W^{\mathrm{SM}}(M_Z, G_F, \alpha)\left[1 - \frac{1}{4(c_W^2 - s_W^2)}\left(4 s_W c_W v^2 C_{\phi WB} + c_W^2 v^2 C_{\phi D} + 2 s_W^2 \delta_{G_F}\right)\right]$$

$$G_F = \frac{1}{\sqrt{2}\, v^2}(1 + \delta_{G_F})\,, \quad \delta_{G_F} = v^2\left[(C^{(3)}_{\phi\ell})_{11} + (C^{(3)}_{\phi\ell})_{22} - (C_{\ell\ell})_{1221}\right] \longrightarrow$$

次ページで説明

フェルミ定数への補正

- $O_{\phi l}^{(3)}$ は荷電カレント相互作用と中性カレント相互作用への補正を与える。

$$\phi^\dagger \overleftrightarrow{D}^a_\mu \phi = \phi^\dagger \sigma^a (D_\mu \phi) - (D_\mu \phi)^\dagger \sigma^a \phi$$

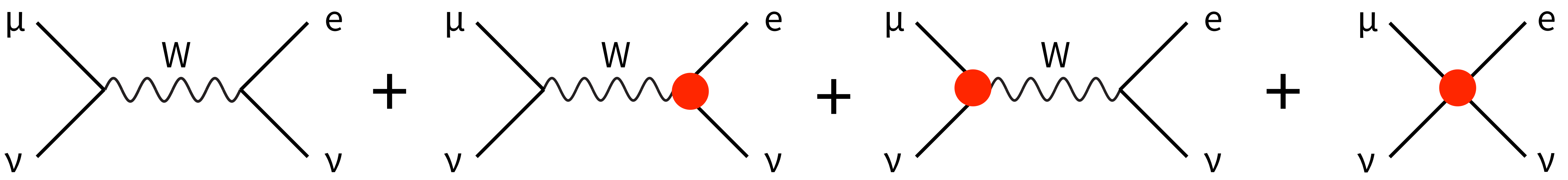
$$\begin{aligned}\mathcal{O}_{\phi\ell}^{(3)} &= (\phi^\dagger i\overleftrightarrow{D}^a_\mu \phi)(\bar{\ell}\,\gamma^\mu \sigma^a \ell) \\ &= \left[\frac{gv^2}{\sqrt{2}} W^+_\mu \left(1+\frac{2h}{v}+\frac{h^2}{v^2}\right)(\bar{\nu}_L\,\gamma^\mu e_L) + \text{h.c.}\right] + \frac{gv^2}{2c_W} Z_\mu \left(1+\frac{2h}{v}+\frac{h^2}{v^2}\right)\left[(\bar{\nu}_L\,\gamma^\mu \nu_L) - (\bar{e}_L\,\gamma^\mu e_L)\right]\end{aligned}$$

- したがって、$O_{\phi l}^{(3)}$ と O_{ll} により G_F (ミュー粒子崩壊の実験から決定) と v の関係式は次のようになる。

$$(\mathcal{O}_{\ell\ell})_{ijkl} = (\bar{\ell}_i \gamma_\mu \ell_j)(\bar{\ell}_k \gamma^\mu \ell_l)$$

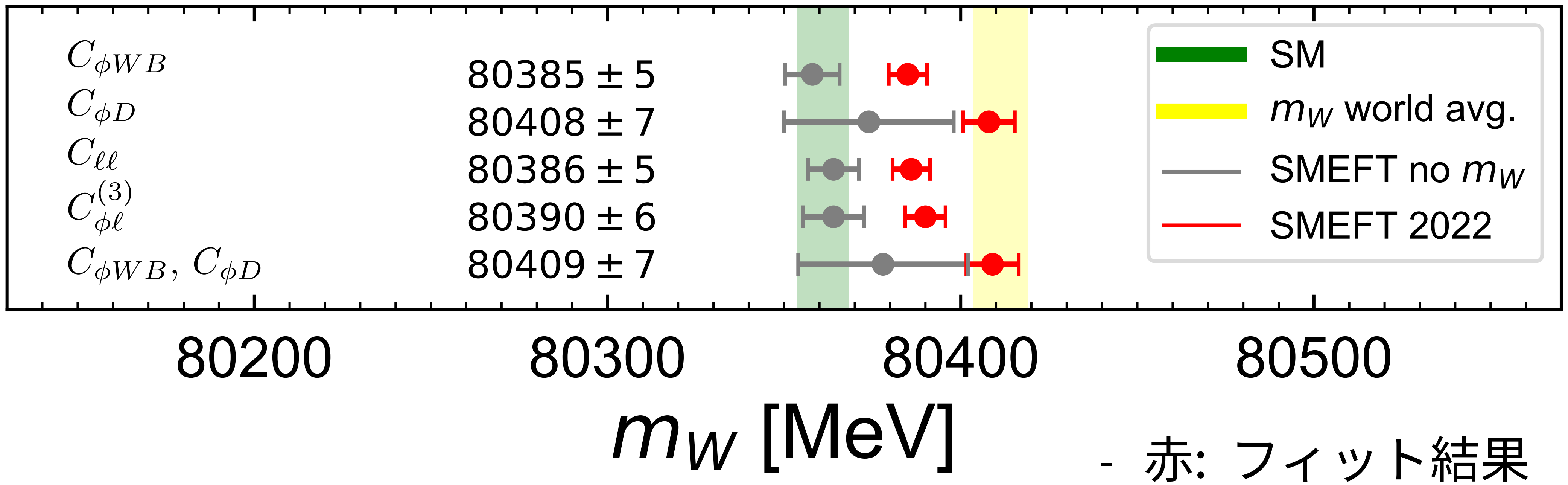
$$(\mathcal{O}_{\phi\ell}^{(3)})_{ij} = (\phi^\dagger i\overleftrightarrow{D}^a_\mu \phi)(\bar{\ell}_i \gamma^\mu \sigma^a \ell_j)$$

$$G_F = \frac{1}{\sqrt{2}\,v^2}(1+\delta_{G_F}), \quad \delta_{G_F} = v^2\left[(C_{\phi\ell}^{(3)})_{11} + (C_{\phi\ell}^{(3)})_{22} - (C_{\ell\ell})_{1221}\right]$$



SMEFT フィット

Bagnaschi et al., 2204.05260



$$\mathcal{O}_{\phi WB} = (\phi^\dagger \sigma^a \phi) W^a_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$$
$$\mathcal{O}_{\phi D} = (\phi^\dagger D^\mu \phi)^* (\phi^\dagger D_\mu \phi)$$
$$(\mathcal{O}_{\ell\ell})_{ijkl} = (\bar{\ell}_i \gamma_\mu \ell_j)(\bar{\ell}_k \gamma^\mu \ell_l)$$
$$(\mathcal{O}^{(3)}_{\phi\ell})_{ij} = (\phi^\dagger i \overleftrightarrow{D}^a_\mu \phi)(\bar{\ell}_i \gamma^\mu \sigma^a \ell_j)$$

- 赤: フィット結果
- 灰: Mw の実験値を除いてフィットした結果

✦ CDF アノマリーは $C_{\phi D}$ (= T) によって説明可能。

✦ $C_{\phi WB}$, C_{ll} と $C_{\phi l}^{(3)}$ は M_W を重くするが、アノマリーを完全には説明できない。

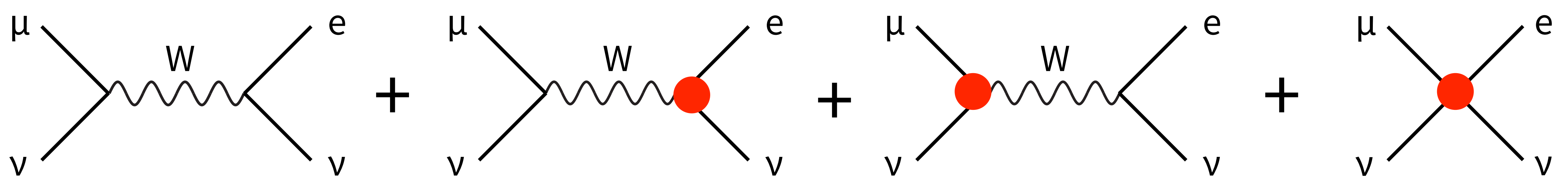
✦ 新物理のスケール： Λ_{NP} ~ 19(ϕWB), 11(ϕD), 10(ll), 14(ϕL$^{(3)}$) TeV for C_i=1

我々のシナリオ

M.Endo and SM, arXiv:2204.05965

- T が小さいと仮定。(カストディアル対称性をもつ新物理など)
- 新物理の $C_{\phi l}^{(3)}$ & C_{ll} への寄与によりフェルミ定数 G_F が補正を受けるとする。

$$G_F = \frac{1}{\sqrt{2}\,v^2}\left(1+\delta_{G_F}\right), \quad \delta_{G_F} = v^2\left[(C_{\phi\ell}^{(3)})_{11} + (C_{\phi\ell}^{(3)})_{22} - (C_{\ell\ell})_{1221}\right]$$



- CDF アノマリーは δG_F によって (完全ではないが) 説明される。
- 電弱精密測定の物理量を用いて SMEFT の係数に対する制限を導く。その結果を説明可能な新粒子の量子数を明らかにする。

電弱精密測定の物理量への補正

- δG_F は M_W に寄与する。

フェルミ定数：
$$G_F = \frac{1}{\sqrt{2}\,v^2}\left(1+\delta_{G_F}\right), \quad \delta_{G_F} = v^2\left[(C^{(3)}_{\phi\ell})_{11} + (C^{(3)}_{\phi\ell})_{22} - (C_{\ell\ell})_{1221}\right]$$

W ボソン質量：
$$M_W = M_W^{\mathrm{SM}}\left[1 - \frac{s_W^2}{2(c_W^2 - s_W^2)}\delta_{G_F}\right]$$

$$(\mathcal{O}_{\ell\ell})_{ijkl} = \left(\bar{\ell}_i\gamma_\mu\ell_j\right)\left(\bar{\ell}_k\gamma^\mu\ell_l\right)$$
$$(\mathcal{O}^{(3)}_{\phi\ell})_{ij} = \left(\phi^\dagger i\overleftrightarrow{D}^a_\mu\phi\right)\left(\bar{\ell}_i\gamma^\mu\sigma^a\ell_j\right)$$

- δG_F と $C_{\phi l}^{(3)}$ は W ボソン崩壊に寄与する。

W ボソン崩壊：
$$\Gamma(W^+\to\ell_i^+\nu_{\ell i}) = \Gamma(W^+\to\ell_i^+\nu_{\ell i})_{\mathrm{SM}}\left[1 - \frac{(1+c_W^2)}{2(c_W^2-s_W^2)}\,\delta_{G_F} + 2v^2(C^{(3)}_{\phi\ell})_{ii}\right]$$
$$\Gamma(W^+\to\bar{q}_i q_j) = \Gamma(W^+\to\bar{q}_i q_j)_{\mathrm{SM}}\left[1 - \frac{(1+c_W^2)}{2(c_W^2-s_W^2)}\,\delta_{G_F}\right]$$

- δG_F と $C_{\phi l}^{(3)}$ は Z ボソン相互作用にも寄与する。

Z ボソン相互作用：
$$\mathcal{L}_Z = \frac{g}{c_W}\,\bar{f}\gamma^\mu\left[(T_L'^3 - Qs_W^2 + \delta g_L)P_L + (T_R'^3 - Qs_W^2 + \delta g_R)P_R\right]f\,Z_\mu$$

$$\delta g_L = \begin{cases} -\frac{1}{2}\left[T_L'^3 + \frac{Qs_W^2}{c_W^2 - s_W^2}\right]\delta_{G_F} + T_L'^3 v^2 (C^{(3)}_{\phi\ell})_{ii} & \text{for } \; f = \ell_i, \nu_{\ell i} \\ -\frac{1}{2}\left[T_L'^3 + \frac{Qs_W^2}{c_W^2 - s_W^2}\right]\delta_{G_F} & \text{otherwise} \end{cases}$$

$$\delta g_R = -\frac{Qs_W^2}{2(c_W^2 - s_W^2)}\,\delta_{G_F}$$

電弱精密測定

✦ 以下の値を SMEFT 係数のフィットに用いる。

	Measurement		Measurement
$\alpha_s(M_Z^2)$	0.1177 ± 0.0010	M_Z [GeV]	91.1876 ± 0.0021
$\Delta\alpha^{(5)}_{\rm had}(M_Z^2)$	0.02766 ± 0.00010	Γ_Z [GeV]	2.4955 ± 0.0023
m_t [GeV]	171.79 ± 0.38	σ_h^0 [nb]	41.4807 ± 0.0325
m_h [GeV]	125.21 ± 0.12	R_e^0	20.8038 ± 0.0497
M_W [GeV]	80.4133 ± 0.0080	R_μ^0	20.7842 ± 0.0335
Γ_W [GeV]	2.085 ± 0.042	R_τ^0	20.7644 ± 0.0448
$\mathcal{B}(W \to e\nu)$	0.1071 ± 0.0016	$A_{\rm FB}^{0,e}$	0.0145 ± 0.0025
$\mathcal{B}(W \to \mu\nu)$	0.1063 ± 0.0015	$A_{\rm FB}^{0,\mu}$	0.0169 ± 0.0013
$\mathcal{B}(W \to \tau\nu)$	0.1138 ± 0.002	$A_{\rm FB}^{0,\tau}$	0.0188 ± 0.0017
$R(\tau/\mu)$	0.992 ± 0.013	R_b^0	0.21629 ± 0.00066
$\mathcal{A}_e$ (SLD)	0.1516 ± 0.0021	R_c^0	0.1721 ± 0.0030
$\mathcal{A}_\mu$ (SLD)	0.142 ± 0.015	$A_{\rm FB}^{0,b}$	0.0996 ± 0.0016
$\mathcal{A}_\tau$ (SLD)	0.136 ± 0.015	$A_{\rm FB}^{0,c}$	0.0707 ± 0.0035
$\mathcal{A}_e$ (LEP)	0.1498 ± 0.0049	$\mathcal{A}_b$	0.923 ± 0.020
$\mathcal{A}_\tau$ (LEP)	0.1439 ± 0.0043	$\mathcal{A}_c$	0.670 ± 0.027

フレーバー (e,μ,τ) 普遍性を課す場合と課さない場合の両方を考える。

ATLAS $R(\tau/\mu) = \dfrac{\mathcal{B}(W \to \tau\nu)}{\mathcal{B}(W \to \mu\nu)}$

ATLAS, 2007.14040

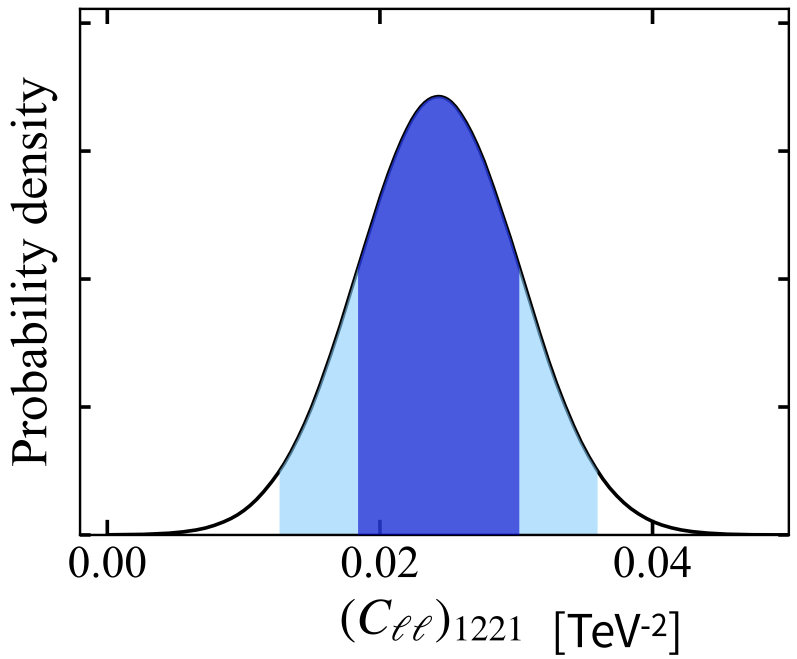
フィット結果

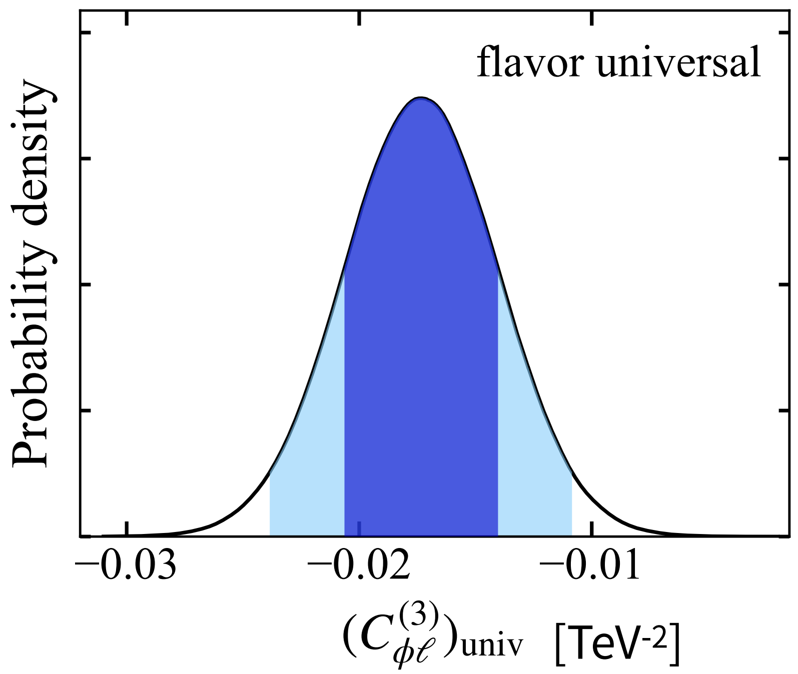
✦ M_W に正の寄与が必要なので、C_{ll} ($C_{\phi l}^{(3)}$) の符号は以下のようになる。

$$M_W = M_W^{\rm SM}\left[1 - \frac{s_W^2}{2(c_W^2 - s_W^2)}\left[(C_{\phi\ell}^{(3)})_{11} + (C_{\phi\ell}^{(3)})_{22} - (C_{\ell\ell})_{1221}\right]\right]$$

$$(\mathcal{O}_{\ell\ell})_{ijkl} = \left(\bar{\ell}_i\gamma_\mu\ell_j\right)\left(\bar{\ell}_k\gamma^\mu\ell_l\right)$$

$$(\mathcal{O}_{\phi\ell}^{(3)})_{ij} = \left(\phi^\dagger i\overleftrightarrow{D}_\mu^a\phi\right)\left(\bar{\ell}_i\gamma^\mu\sigma^a\ell_j\right)$$



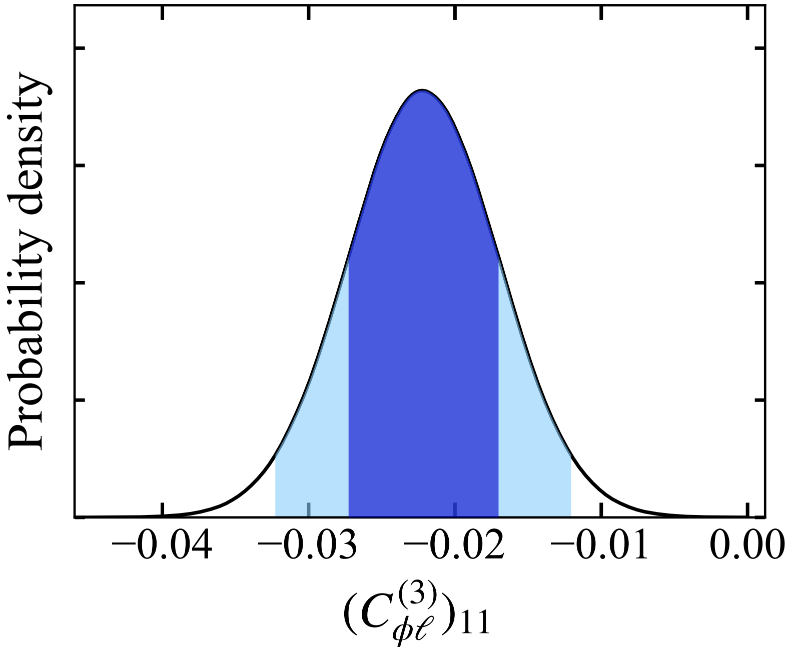


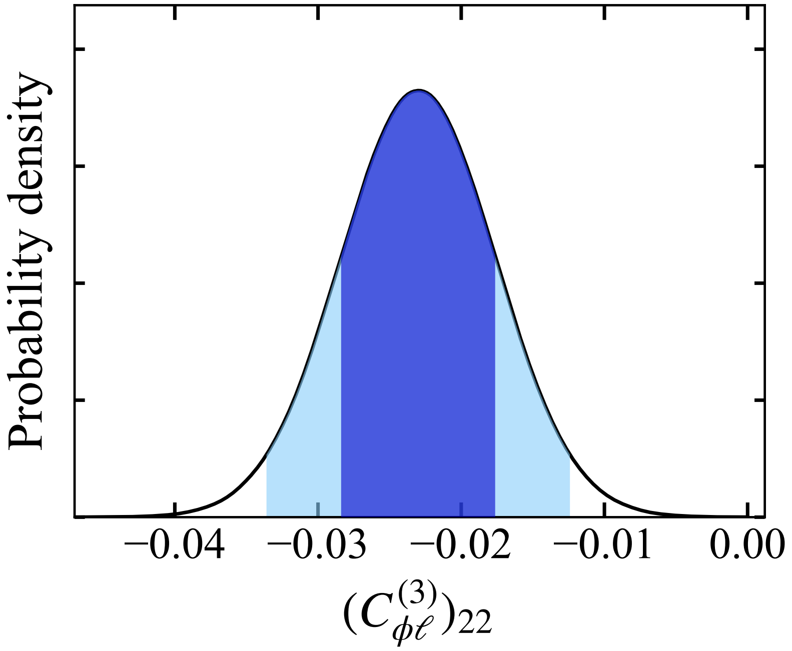
$$\left(C_{\ell\ell}\right)_{1221} > 0$$

$$\left(C_{\phi\ell}^{(3)}\right)_{\rm univ} \equiv \left(C_{\phi\ell}^{(3)}\right)_{11} = \left(C_{\phi\ell}^{(3)}\right)_{22} < 0$$

フィット結果 (続き)

- ✦ $(C_{\phi l}^{(3)})_{11}$ または $(C_{\phi l}^{(3)})_{22}$ の片方だけがある場合：



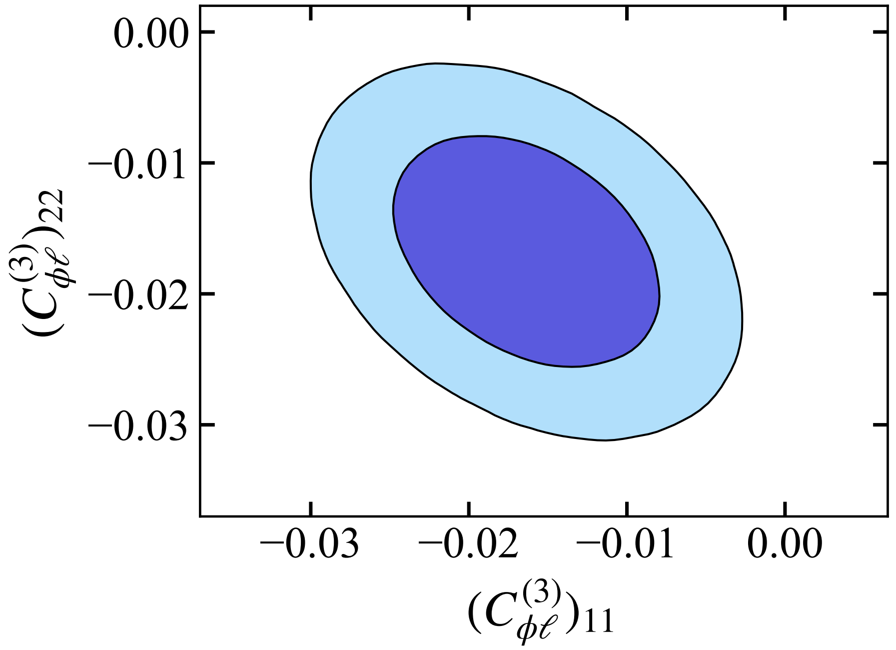


$$\left(C_{\phi\ell}^{(3)}\right)_{11} < 0$$

$$\left(C_{\phi\ell}^{(3)}\right)_{22} < 0$$

- ✦ $(C_{\phi l}^{(3)})_{11}$ と $(C_{\phi l}^{(3)})_{22}$ の両方がある場合：

$$\left(C_{\phi\ell}^{(3)}\right)_{11} < 0 \quad \& \quad \left(C_{\phi\ell}^{(3)}\right)_{22} < 0$$



新粒子による解釈

✦ 左巻き荷電レプトンに結合可能な新粒子は以下の量子数をもつ。

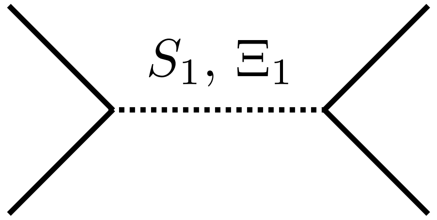
	S_1	Ξ_1	E	Σ_1	$\mathcal{B}$	$\mathcal{W}$
Spin	0	0	1/2	1/2	1	1
$(\mathrm{SU}(3)_c, \mathrm{SU}(2)_L)_{\mathrm{U}(1)_Y}$	$(1,1)_1$	$(1,3)_1$	$(1,1)_{-1}$	$(1,3)_{-1}$	$(1,1)_0$	$(1,3)_0$

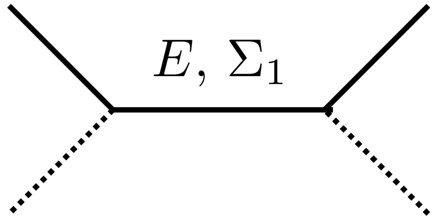
$$Y = Q - T_L'^3$$

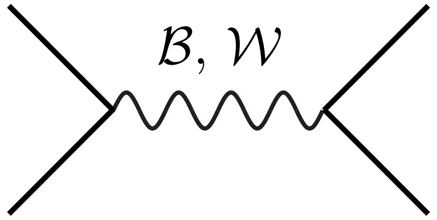
✦ $(1,1)_0$ と $(1,3)_0$ のフェルミオンは、シーソー機構によりニュートリノに大きすぎる質量を与えてしまうので考えない。

✦ C_{ll} または $C_{\phi l}^{(3)}$ が tree レベルで出る。

	S_1	Ξ_1	E	Σ_1	$\mathcal{B}$	$\mathcal{W}$
$C_{\ell\ell}$	✓	✓	—	—	✓	✓
$C_{\phi\ell}^{(3)}$	—	—	✓	✓	—	—







スカラー粒子

S_1	Ξ_1
$(1,1)_1$	$(1,3)_1$

- S_1 と Ξ_1 は左巻き荷電レプトンと湯川相互作用をもつ。

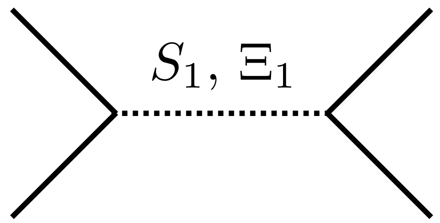
$$-\mathcal{L}_{\rm int} = (y_{S_1})_{ij} S_1^\dagger (\bar{\ell}_i i\sigma^2 \ell_j^c) + (y_{\Xi_1})_{ij} \Xi_1^{a\dagger} (\bar{\ell}_i \sigma^a i\sigma^2 \ell_j^c) + \text{h.c.}$$

- 世代の添字について、y_{S1} は反対称、$y_{\Xi1}$ は対称である。

- 仮定：δG_F と無関係な Ξ_1-H-H 結合は無視する。

- S_1 の寄与は $(C_{ll})_{1221} < 0$、Ξ_1 の寄与は $(C_{ll})_{1221} > 0$ である。

$$(C_{\ell\ell})_{1221} = -\frac{\left|(y_{S_1})_{12}\right|^2}{M_{S_1}^2} + \frac{\left|(y_{\Xi_1})_{12}\right|^2}{M_{\Xi_1}^2}$$



- Ξ_1 は CDF アノマリーを解決 (緩和) できる。

ベクトル粒子

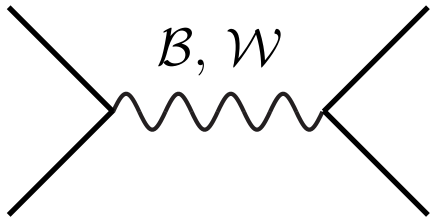
$\mathcal{B}$	$\mathcal{W}$
$(1,1)_0$	$(1,3)_0$

- B と W は左巻き荷電レプトンと次の相互作用をもつ。

$$-\mathcal{L}_{\rm int} = (g_{\mathcal{B}})_{ij}\mathcal{B}_\mu(\bar{\ell}_i\gamma^\mu\ell_j) + \frac{1}{2}(g_{\mathcal{W}})_{ij}\mathcal{W}^a_\mu(\bar{\ell}_i\sigma^a\gamma^\mu\ell_j)$$

- 具体的な UV 模型や質量をもつ機構は考えない。
- 仮定：δG_F と無関係な結合 (B, W と左巻き荷電レプトン以外の SM 場の結合) は無視する。
- B の寄与は $(C_{ll})_{1221} < 0$、W の寄与は正負両方の可能性がある。

$$(C_{\ell\ell})_{1221} = -\frac{\left|(g_{\mathcal{B}})_{12}\right|^2}{2M_{\mathcal{B}}^2} - \frac{(g_{\mathcal{W}})_{11}(g_{\mathcal{W}})_{22}}{4M_{\mathcal{W}}^2} + \frac{\left|(g_{\mathcal{W}})_{12}\right|^2}{8M_{\mathcal{W}}^2}$$



- W は CDF アノマリーを解決 (緩和) できる。

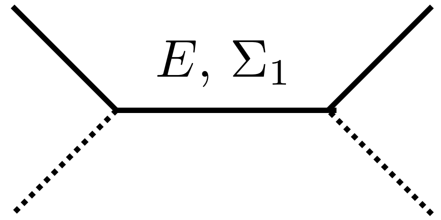
フェルミオン

E	Σ_1
$(1,1)_{-1}$	$(1,3)_{-1}$

- ✦ E と Σ_1 は左巻き荷電レプトンと湯川相互作用をもつ。

$$-\mathcal{L}_{\rm int} = (\lambda_E)_i\, \bar{E}_R\, \phi^\dagger \ell_i + \frac{1}{2}(\lambda_{\Sigma_1})_i\, \bar{\Sigma}^a_{1R}\, \phi^\dagger \sigma^a \ell_i + \text{h.c.}$$

- ✦ 仮定：E と Σ_1 は vector-like 質量をもつ ($M_E,\, M_{\Sigma_1} \gg v$)。



- ✦ $C_{\phi l}^{(3)}$に加えて、$C_{\phi l}^{(1)}$ と $C_{e\phi}$ への寄与もある。

$$(C^{(3)}_{\phi\ell})_{ij} = -\frac{(\lambda_E)_j(\lambda_E)^*_i}{4M_E^2} + \frac{(\lambda_{\Sigma_1})_j(\lambda_{\Sigma_1})^*_i}{16M_{\Sigma_1}^2} \quad \Rightarrow \quad (C^{(3)}_{\phi\ell})_{11,22} = -\frac{\left|(\lambda_E)_{1,2}\right|^2}{4M_E^2} + \frac{\left|(\lambda_{\Sigma_1})_{1,2}\right|^2}{16M_{\Sigma_1}^2}$$

$$(C^{(1)}_{\phi\ell})_{ij} = -\frac{(\lambda_E)_j(\lambda_E)^*_i}{4M_E^2} - \frac{3(\lambda_{\Sigma_1})_j(\lambda_{\Sigma_1})^*_i}{16M_{\Sigma_1}^2}$$

$$(C_{e\phi})_{ij} = (y_\ell)^*_{jk}\left[\frac{(\lambda_E)_k(\lambda_E)^*_i}{2M_E^2} + \frac{(\lambda_{\Sigma_1})_k(\lambda_{\Sigma_1})^*_i}{8M_{\Sigma_1}^2}\right]$$

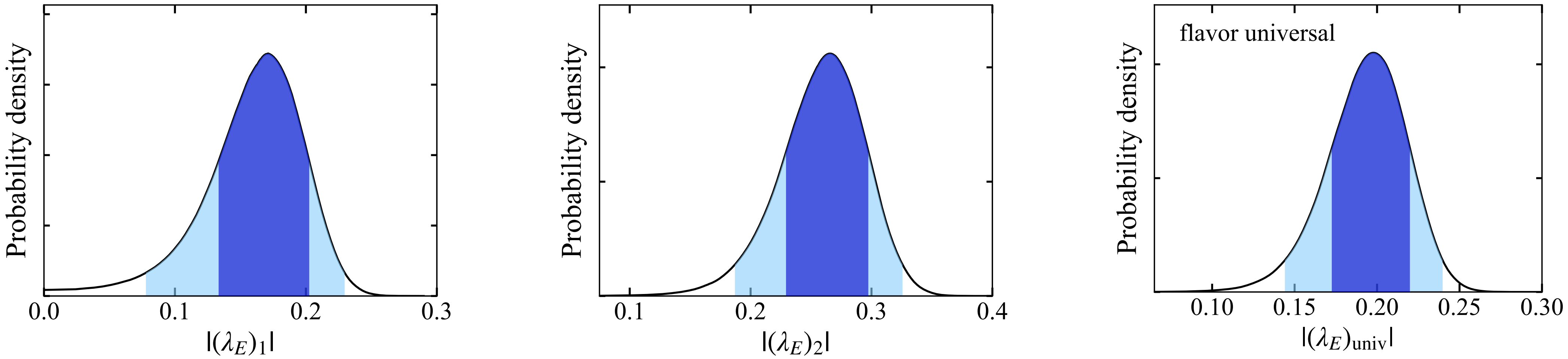
$$(\mathcal{O}^{(3)}_{\phi\ell})_{ij} = (\phi^\dagger i \overleftrightarrow{D}^a_\mu \phi)(\bar{\ell}_i \gamma^\mu \sigma^a \ell_j)$$
$$(\mathcal{O}^{(1)}_{\phi\ell})_{ij} = (\phi^\dagger i \overleftrightarrow{D}_\mu \phi)(\bar{\ell}_i \gamma^\mu \ell_j)$$
$$(\mathcal{O}_{e\phi})_{ij} = (\phi^\dagger \phi)(\bar{\ell}_i \phi\, e_{Rj})$$

- ✦ E は CDF アノマリーを解決 (緩和) できる。

フェルミオン (続き)

✦ $C_{\phi l}^{(1)}$ と $C_{\phi l}^{(3)}$ は電弱精密測定の物理量 (W, Z の相互作用) に効く。

✦ グローバルフィット結果 (for M_E=1 TeV)：



$$\left|(\lambda_E)_1\right| < \left|(\lambda_E)_2\right|$$

✦ $C_{e\phi}$ はヒッグスボソン崩壊 ($h \to e_i^+ e_j^-$) に効くが、その寄与は現在 (& 近い将来) の実験感度よりもずっと小さい。

✦ E の他に重いレプトン Δ_1~$(1,2)_{-1/2}$ または Δ_3~$(1,2)_{-3/2}$ を導入すると、ミュー粒子の g-2 アノーマリーも説明できる。

M.Endo and SM, 2005.03933

新粒子の質量スケール

- スカラー粒子 Ξ$_1$=(1,3)$_1$

$$0.14 < \frac{\left|(y_{\Xi_1})_{12}\right|}{M_{\Xi_1}} < 0.17\ \ \mathrm{TeV}^{-1}$$

$$M_{\Xi_1} \sim 6-7\ \mathrm{TeV} \quad \text{for}\ \ \left|(y_{\Xi_1})_{12}\right| \sim 1$$

- ベクトル粒子 W=(1,3)$_0$

$$0.27 < \frac{\mathcal{G}_{\mathcal{W}}}{M_{\mathcal{W}}} < 0.35\ \ \mathrm{TeV}^{-1}, \quad 0.38 < \frac{(g_{\mathcal{W}})_{12}}{M_{\mathcal{W}}} < 0.49\ \ \mathrm{TeV}^{-1}$$

$$\mathcal{G}_{\mathcal{W}} = \sqrt{-(g_{\mathcal{W}})_{11}(g_{\mathcal{W}})_{22}}$$

$$M_{\mathcal{W}} \sim 2-4\ \mathrm{TeV} \quad \text{for}\ \ \mathcal{G}_{\mathcal{W}},\ \left|(g_{\mathcal{W}})_{12}\right| \sim 1$$

- フェルミオン E=(1,1)$_{-1}$

$$0.13 < \left|(\lambda_E)_1\right| < 0.20$$

$$0.23 < \left|(\lambda_E)_2\right| < 0.30$$

$$0.17 < \left|(\lambda_E)_{\mathrm{univ}}\right| < 0.22$$

$$M_E \sim 5-7\ \mathrm{TeV} \quad \text{for}\ \ \left|(\lambda_E)_1\right| \sim 1$$

$$M_E \sim 3-4\ \mathrm{TeV} \quad \text{for}\ \ \left|(\lambda_E)_2\right| \sim 1$$

$$M_E \sim 5-6\ \mathrm{TeV} \quad \text{for}\ \ \left|(\lambda_E)_{\mathrm{univ}}\right| \sim 1$$

Outline

- ✦ W-boson mass in SM
- ✦ NP via S and T parameters
  - Loop-level NP
  - Tree-level NP
- ✦ NP via Fermi constant
  - Tree-level NP

M.Endo and SM, arXiv:2204.05965

- ✦ Summary

Summary

- ✦ W ボソン質量は標準模型において数 MeV の精度で計算されている。
- ✦ CDF アノマリーは T > 0 の新物理で説明可能。

  <u>One-loop NP : Λ ~ O(100 GeV)</u>

  - T > 0 を出し、同時に他の制限 (LHC etc.) を避ける模型を構築可能。

  <u>Tree-level NP : Λ ~ multi TeV</u>

  - Triplet scalar with Y=0 や Z’ などで T > 0 が出せる。
  - LHC などで直接探索するには重すぎる。
  - Coupling が小さければ、TeV よりも軽い可能性もある。

- ✦ フェルミ定数に影響する新物理の場合、TeV スケールの質量をもつ Ξ_1, E, W ならばアノマリーを説明 (緩和) することができる。