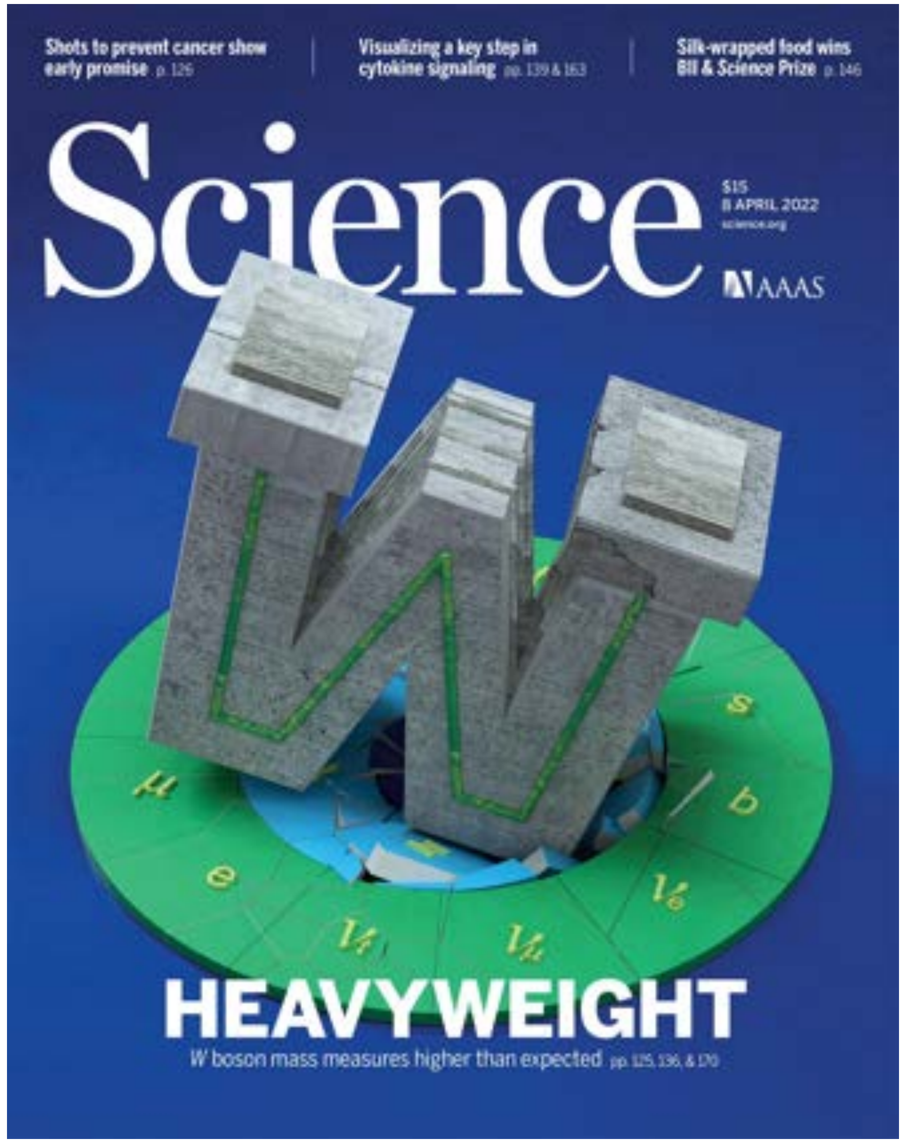
Wボソン質量アノマリーと新物理

三島 智 (KEK)

北陸合宿, 2022年7月23日

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

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 $M_W = 80{,}433.5 \pm 6.4_{stat} \pm 6.9_{syst} = 80{,}433.5 \pm 9.4\ \mathrm{MeV}/c^2$, 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

Downloaded from https://www.science.org at High Energy Accelerator Research Organization on April 08, 2022

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

本講義の内容について

- この講義の前半部分では、「CDF アノマリー」がどのようなアノマリーなのかを理解するために以下のことを説明します。
  - 標準模型における W ボソン質量の予言 (特に、その理論誤差)
  - CDF の実験結果
- そして後半部分では、CDF アノマリーから示唆される新物理について説明します。ただし、時間と私の知識の都合上、これまでに提唱されている色々な模型を包括的に紹介するのではなく、(自分達の研究を含めた) 限られた範囲の新物理のみを紹介します。

講義の流れ

- ✦ 標準模型における W ボソン質量
- ✦ CDF アノマリーの紹介
- ✦ CDF アノマリーと新物理
  - Oblique 補正
  - Oblique 補正以外の新物理　M.Endo and SM, arXiv:2204.05965

    標準模型有効理論 (SMEFT)

    新粒子による解釈
- ✦ まとめ

講義の流れ

- ✦ 標準模型における W ボソン質量
- ✦ CDF アノマリーの紹介
- ✦ CDF アノマリーと新物理
  - Oblique 補正
  - Oblique 補正以外の新物理　M.Endo and SM, arXiv:2204.05965
    - 標準模型有効理論 (SMEFT)
    - 新粒子による解釈
- ✦ まとめ

ゲージボソン質量

- ゲージボソンの質量項はゲージ対称性により禁止されている。

$$\mathcal{L}_{\rm SM} = -\frac{1}{4}G^A_{\mu\nu}G^{A\mu\nu} - \frac{1}{4}W^I_{\mu\nu}W^{I\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}$$

$$+ (D_\mu H)^\dagger (D^\mu H) + \mu^2 H^\dagger H - \lambda (H^\dagger H)^2$$

$+$ 湯川相互作用

例えば、以下の質量項は U(1)$_Y$ ゲージ対称性を破る：

$$+\frac{M_B^2}{2} B_\mu^\dagger B^\mu$$

- ヒッグス場が真空期待値 v をもつことにより、ゲージ対称性の一部が自発的に破れる。それにより W ボソンと Z ボソンが質量を得る。

$$\langle H \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad \Rightarrow \quad (D_\mu H)^\dagger (D^\mu H) = \cdots + \frac{g^2 v^2}{4} W_\mu^{+\dagger} W^{+\mu} + \frac{(g^2 + g'^2) v^2}{8} Z_\mu^\dagger Z^\mu$$

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp i W_\mu^2), \quad \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_W & -s_W \\ s_W & c_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}, \quad s_W \equiv \sin\theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad c_W^2 = 1 - s_W^2$$

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。

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

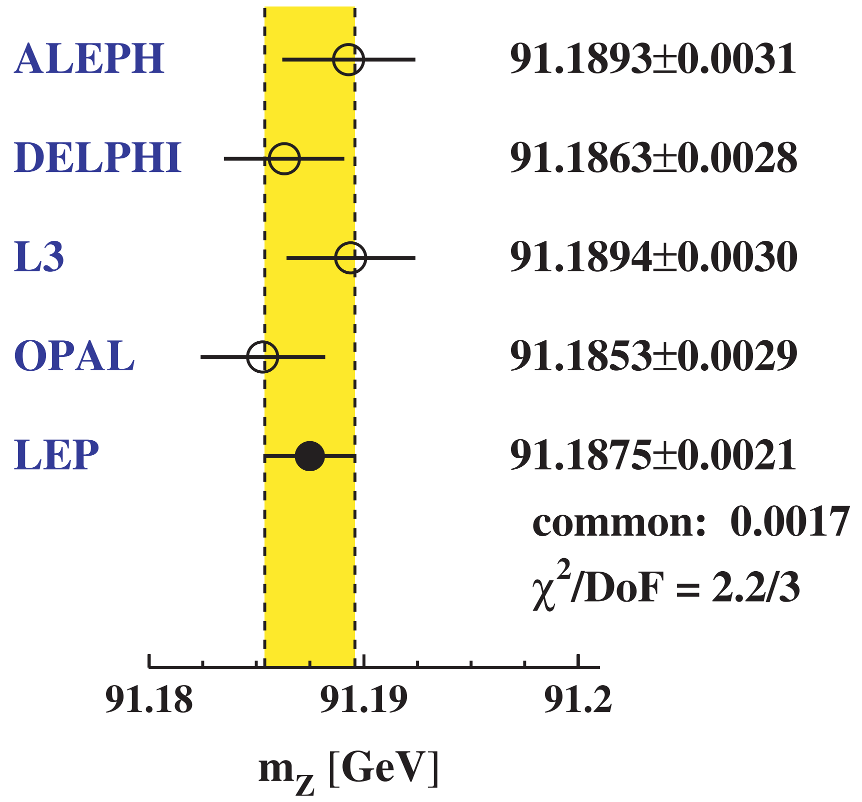
- 実験で精度良く測定できる M_Z, G_F, α から g, g', v の値を決めることができる。すると、g と v より M_W の SM 予言値を計算できる。
    - M_Z : Z ボソン質量
    - G_F : フェルミ定数
    - α : 微細構造定数 (fine-structure constant)

$$v = \frac{1}{(\sqrt{2}\, G_F)^{1/2}};$$

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

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。

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

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

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

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

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：

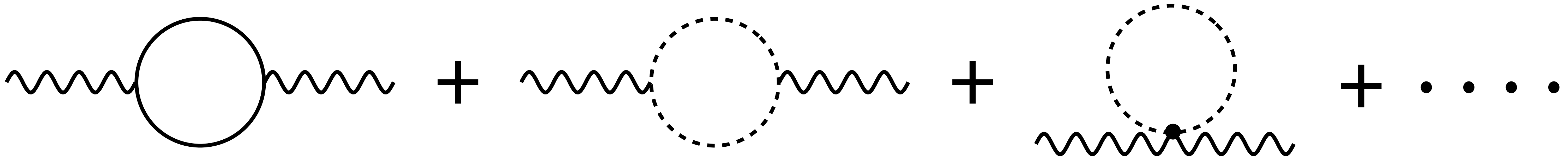
$$G_F = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}\, s_W^2 M_W^2}, \qquad s_W^2 = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} \quad \Rightarrow \quad M_W^{\mathrm{tree}} = 80938.7\ \mathrm{MeV}$$

✦ 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。

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

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



✦ $\Delta\alpha_{\mathrm{had}}^{(5)}(M_Z^2)$ 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。

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

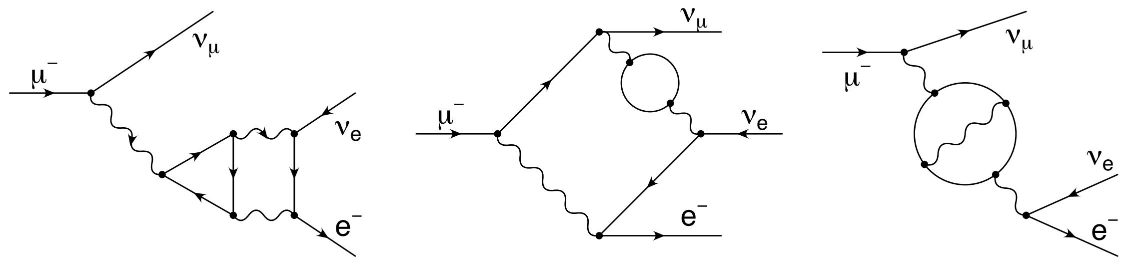
- Δr は full 2-loop + leading 3- & 4-loop 補正まで計算されている。

$M_{\rm H}/{\rm GeV}$	$\Delta r^{(\alpha)}$	$\Delta r^{(\alpha\alpha_{\rm s})}$	$\Delta r^{(\alpha\alpha_{\rm s}^2)}$	$\Delta r^{(\alpha\alpha_{\rm s}^3 m_{\rm t}^2)}$	$\Delta r^{(\alpha^2)}_{\rm ferm}$	$\Delta r^{(\alpha^2)}_{\rm bos}$	$\Delta r^{(G_\mu^2 \alpha_{\rm s} m_{\rm t}^4)}$	$\Delta r^{(G_\mu^3 m_{\rm t}^6)}$
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

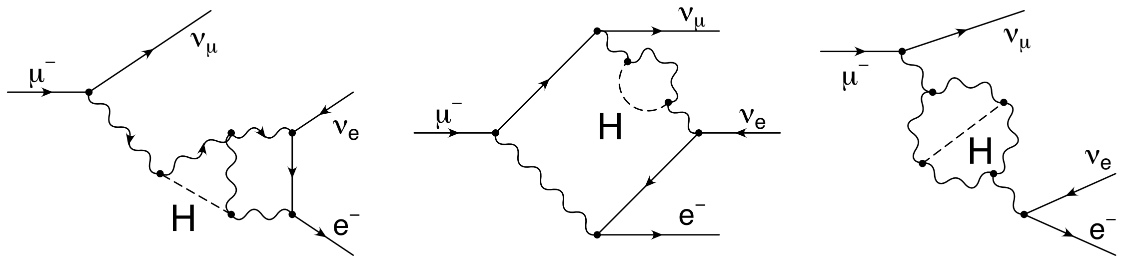
x 10^{-4}

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 → $\boxed{\delta M_W^{\rm theo} \approx 4\ {\rm MeV}}$

パラメーター

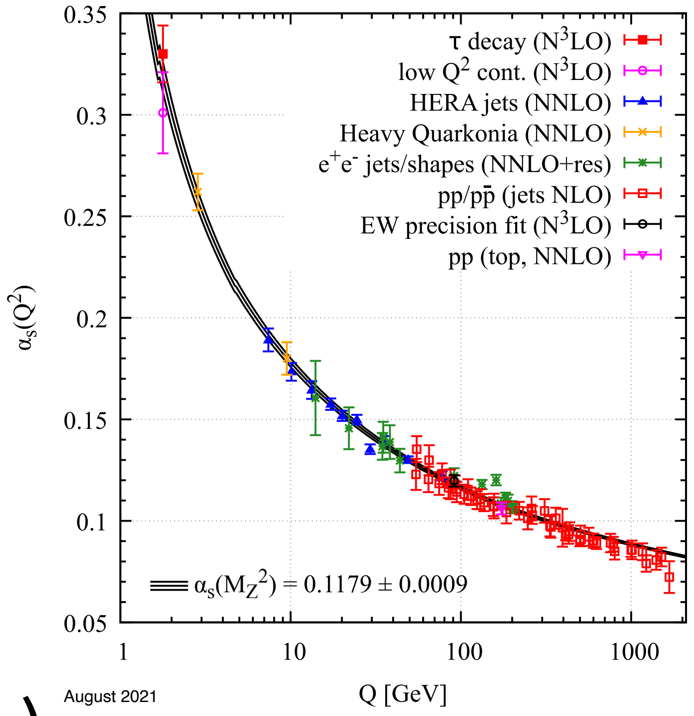
- 量子補正は M_Z, G_F, α に加えて、以下のパラメーターに依存している。
  - $\alpha_s(M_Z^2)$: QCD の結合定数
  - $\Delta\alpha_{had}^{(5)}(M_Z^2)$: QED の結合定数へのハドロニック補正
  - m_t : トップクォークの質量
  - m_H : ヒッグスボソンの質量
  - m_f : トップクォーク以外の軽い SM フェルミオンの質量
- それぞれのパラメーターの値の誤差が M_W の予言値の誤差に伝播する。
- G_F, α, m_f による誤差は小さいので無視できる。
- M_Z は LEP 実験で測定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

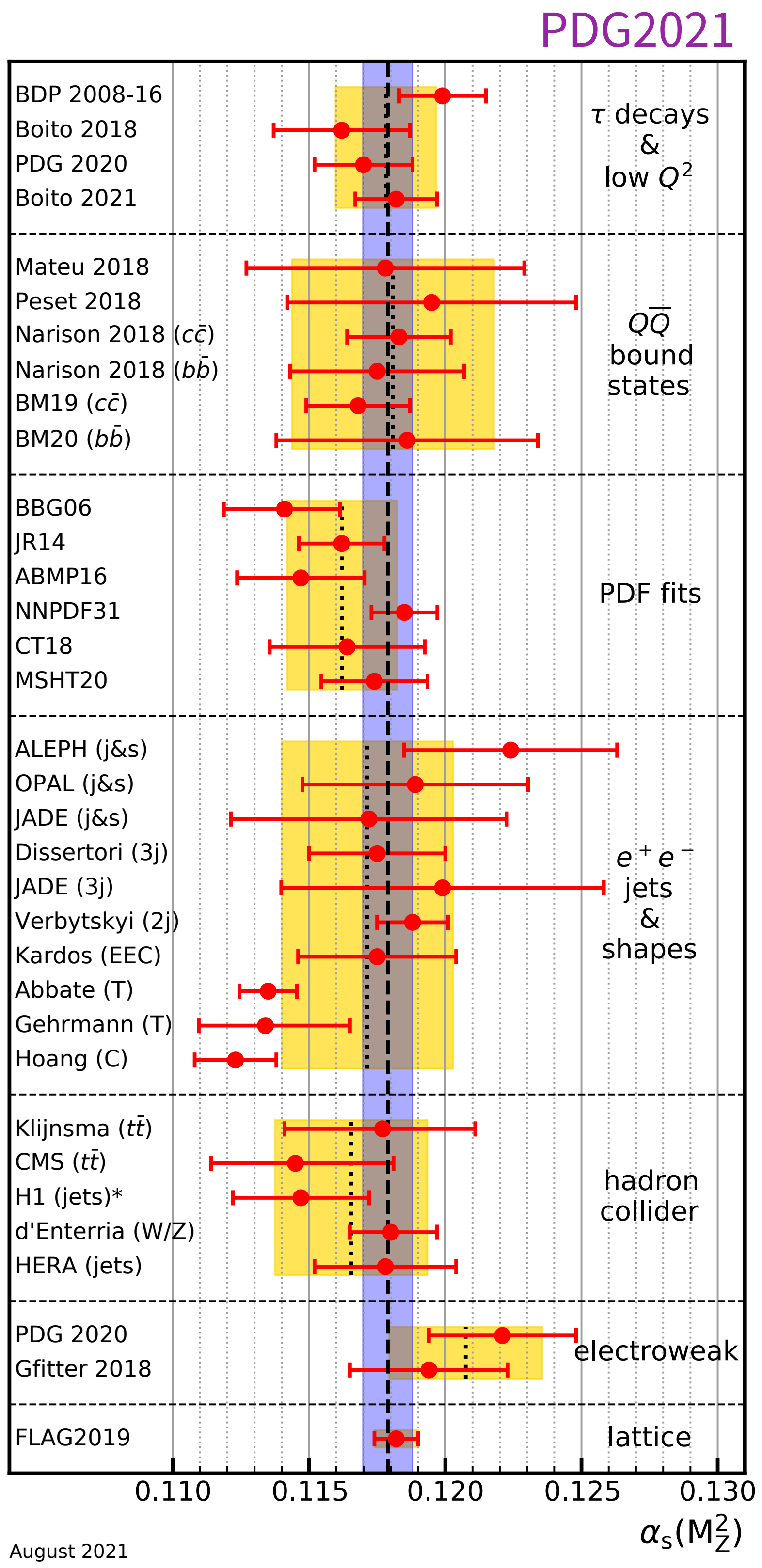
パラメーター (続き)

✦ $\alpha_s(M_Z^2)$ 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。

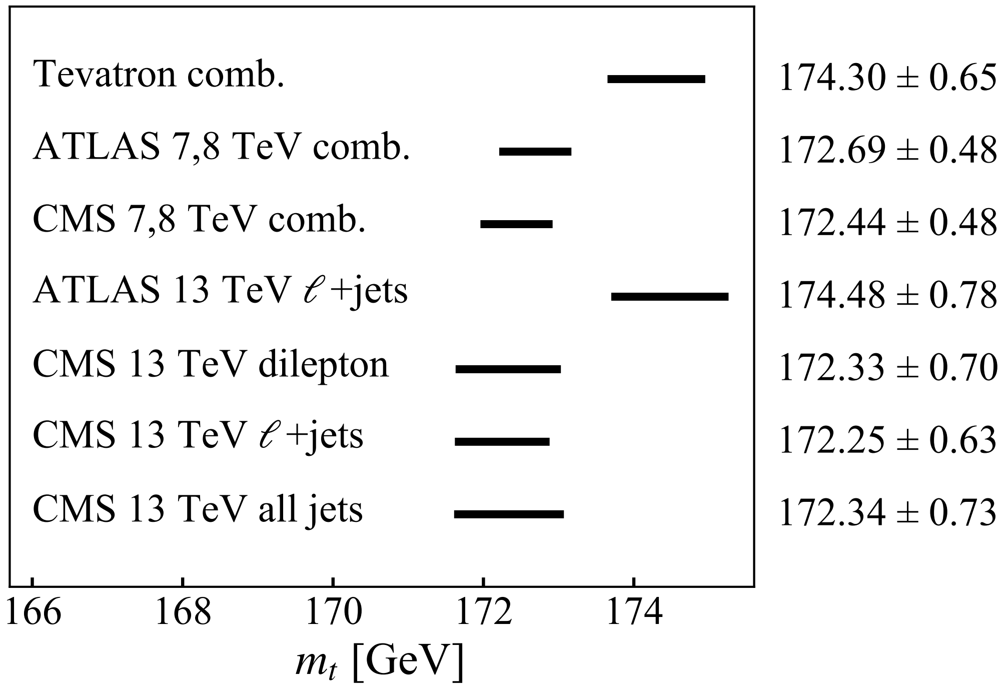
$$\Delta\alpha_{\mathrm{had}}^{(5)}(M_Z^2) = \frac{M_Z^2}{4\alpha\pi^2}\,\mathrm{P}\int_{m_{\pi^0}^2}^{\infty} ds\,\frac{\sigma_{\mathrm{had}}(s)}{M_Z^2 - s}$$

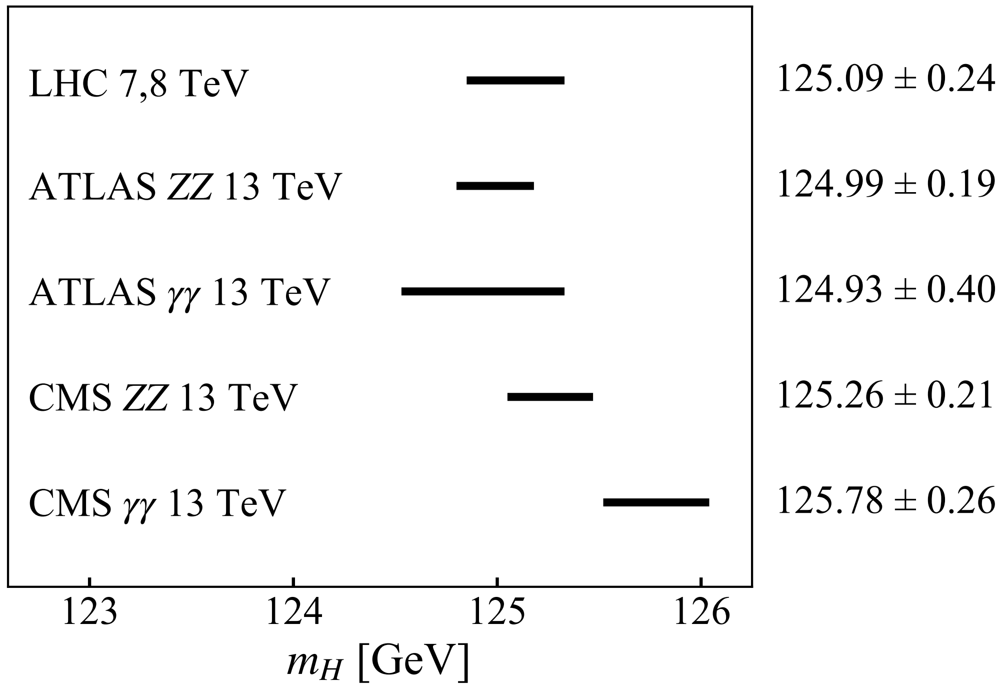
c.f. muon g-2 の hadronic vacuum polarization と相関あり。

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

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。





$$m_t = 172.58 \pm 0.45\ \mathrm{GeV}$$

$$m_H = 125.21 \pm 0.12\ \mathrm{GeV}$$

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
$\Delta\alpha_{\mathrm{had}}^{(5)}(M_Z^2)$	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	$\alpha_s(M_Z^2)$	$\Delta\alpha_{\mathrm{had}}^{(5)}(M_Z^2)$	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。

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

Numerical formula

- 論文に numerical formula が与えられているので、標準模型における M_W の値は簡単に計算できる。

Awramik et al., hep-ph/0311148

$$
\begin{aligned}
M_{\mathrm{W}} \quad = \quad & M_{\mathrm{W}}^0 - c_1\,\mathrm{dH} - c_2\,\mathrm{dH}^2 + c_3\,\mathrm{dH}^4 + c_4(\mathrm{dh}-1) - c_5\,\mathrm{d}\alpha + c_6\,\mathrm{dt} - c_7\,\mathrm{dt}^2 \\
& - c_8\,\mathrm{dH}\,\mathrm{dt} + c_9\,\mathrm{dh}\,\mathrm{dt} - c_{10}\,\mathrm{d}\alpha_{\mathrm{s}} + c_{11}\,\mathrm{dZ},
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
&\mathrm{dH} = \ln\left(\frac{M_{\mathrm{H}}}{100\ \mathrm{GeV}}\right), \quad \mathrm{dh} = \left(\frac{M_{\mathrm{H}}}{100\ \mathrm{GeV}}\right)^2, \quad \mathrm{dt} = \left(\frac{m_{\mathrm{t}}}{174.3\ \mathrm{GeV}}\right)^2 - 1, \\
&\mathrm{dZ} = \frac{M_{\mathrm{Z}}}{91.1875\ \mathrm{GeV}} - 1, \quad \mathrm{d}\alpha = \frac{\Delta\alpha}{0.05907} - 1, \quad \mathrm{d}\alpha_{\mathrm{s}} = \frac{\alpha_{\mathrm{s}}(M_{\mathrm{Z}})}{0.119} - 1,
\end{aligned}
$$

$$\Delta\alpha \equiv \Delta\alpha_{\mathrm{lept}} + \Delta\alpha_{\mathrm{had}}^{(5)}$$

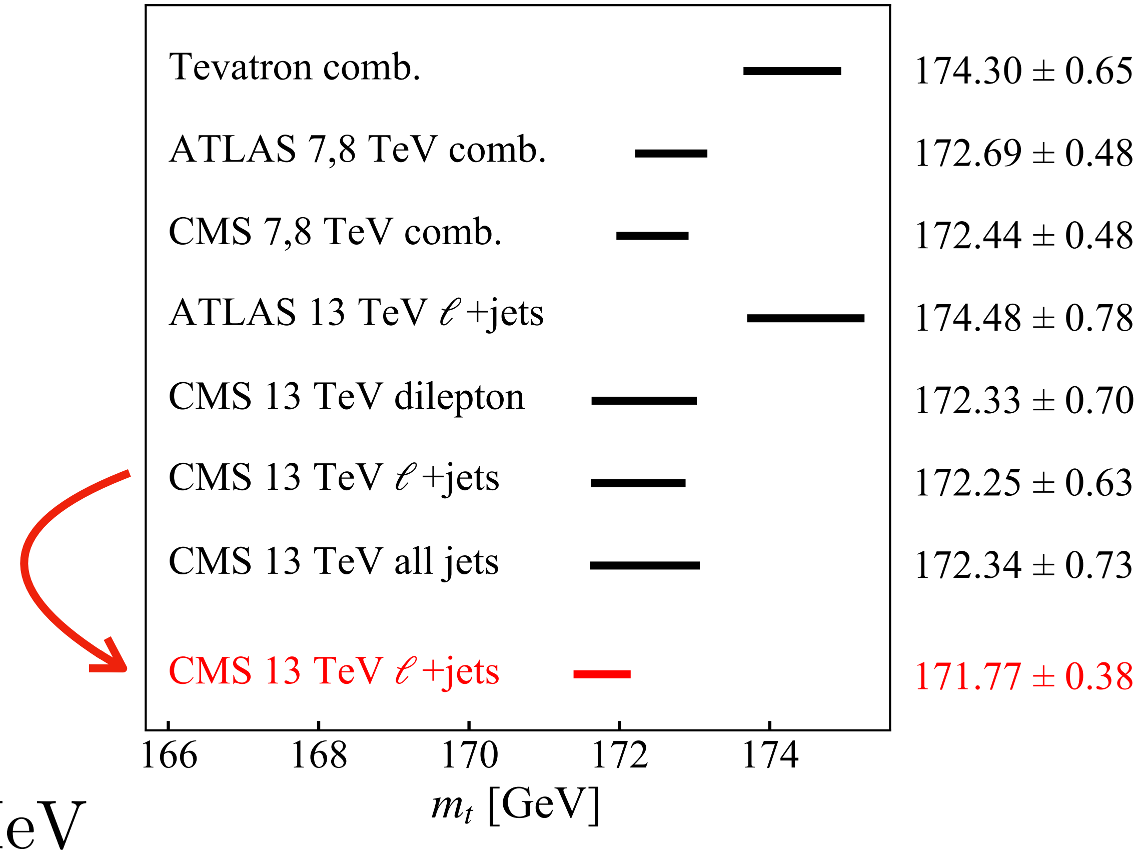
$$
\begin{aligned}
M_{\mathrm{W}}^0 &= 80.3779\ \mathrm{GeV}, & c_1 &= 0.05263\ \mathrm{GeV}, & c_2 &= 0.010239\ \mathrm{GeV}, \\
c_3 &= 0.000954\ \mathrm{GeV}, & c_4 &= -0.000054\ \mathrm{GeV}, & c_5 &= 1.077\ \mathrm{GeV}, \\
c_6 &= 0.5252\ \mathrm{GeV}, & c_7 &= 0.0700\ \mathrm{GeV}, & c_8 &= 0.004102\ \mathrm{GeV}, \\
c_9 &= 0.000111\ \mathrm{GeV}, & c_{10} &= 0.0774\ \mathrm{GeV}, & c_{11} &= 115.0\ \mathrm{GeV},
\end{aligned}
$$

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
$\Delta\alpha^{(5)}_{\mathrm{had}}(M_Z^2)$	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： $\delta M_W^{\mathrm{theo}} \approx 4\ \mathrm{MeV}$

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

✦ 標準模型における予言値：

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

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： Γ_W, $\mathcal{B}(W \to \ell\,\nu_\ell)$ $(\ell = e, \mu, \tau)$ [LEP2/Tevatron/LHC]

- Z の物理量： Γ_Z, σ_h^0, R_f^0, $\sin^2\theta_{\rm eff}^{\rm lept}$, $\mathcal{A}_f$, $A_{\rm FB}^{0,f}$ $(f = \ell, c, b)$ 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。

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

電弱精密測定なし

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

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。

我々の論文

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
- J. de Blas, M. Ciuchini, E. Franco, A. Goncalves, S.M., M. Pierini, L. Reina, L. Silvestrini, arXiv:2112.07274, accepted in PRD

ヒッグスボソンの生成・崩壊
将来実験の感度

EW precision fit (proceedings)

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

- 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

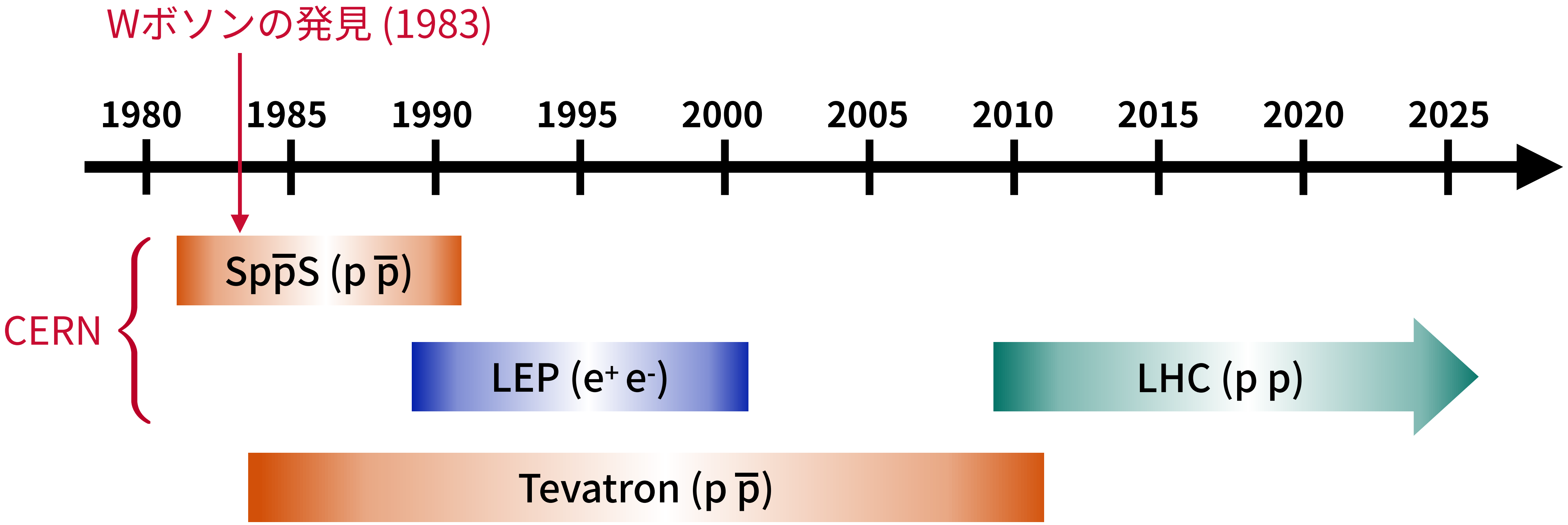
講義の流れ

- ✦ 標準模型における W ボソン質量
- ✦ CDF アノマリーの紹介
- ✦ CDF アノマリーと新物理
  - Oblique 補正
  - Oblique 補正以外の新物理　M.Endo and SM, arXiv:2204.05965

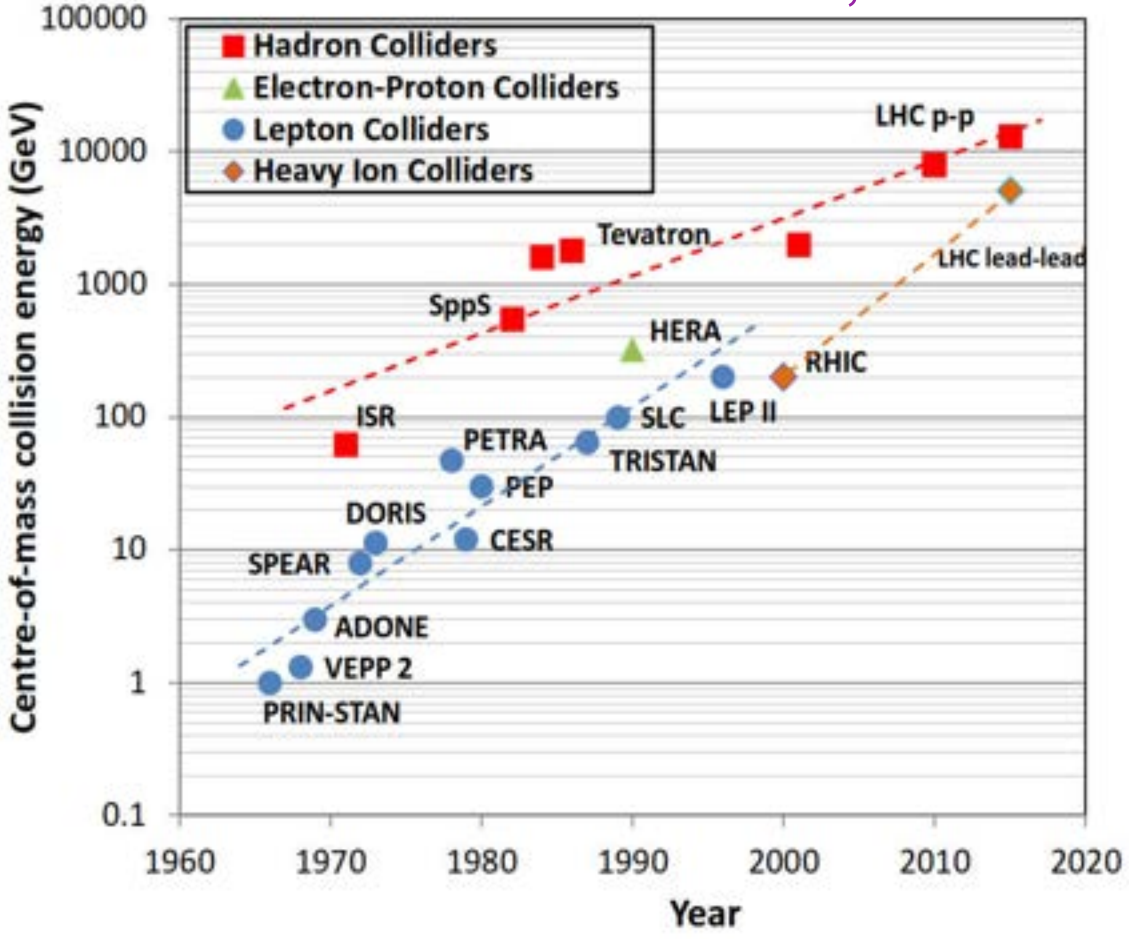
    標準模型有効理論 (SMEFT)

    新粒子による解釈
- ✦ まとめ

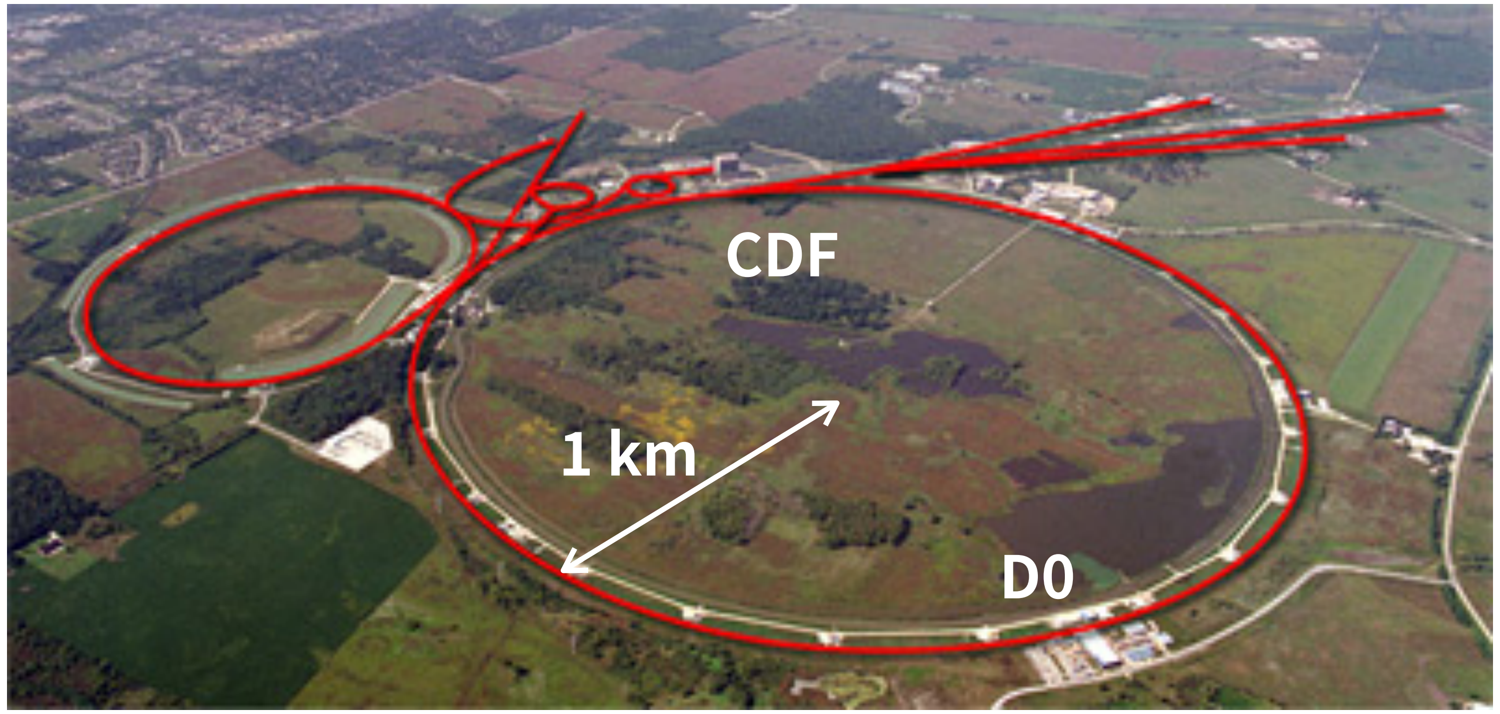
Tevatron 実験



Zimmermann, 1801.03170



Tevatron コライダー @ 米国フェルミ国立加速器研究所



陽子・反陽子 円形衝突型加速器

２つの実験: **CDF ＆ D0**

Run I (1992-1996) : 1.8 TeV, ~0.1 fb^{-1}/exp.

Run II (2001-2011) : 1.96 TeV, ~10 fb^{-1}/exp.

CDF アノマリー

- 今年４月の CDF による M_W 測定値のアップデート：

$$M_W = 80433.5 \pm 6.4_{\rm stat} \pm 6.9_{\rm syst}\ \text{MeV}$$

CDF, Science 376, 170 (2022)

- SM 予言値よりも 80 MeV ほど中心値が大きい。

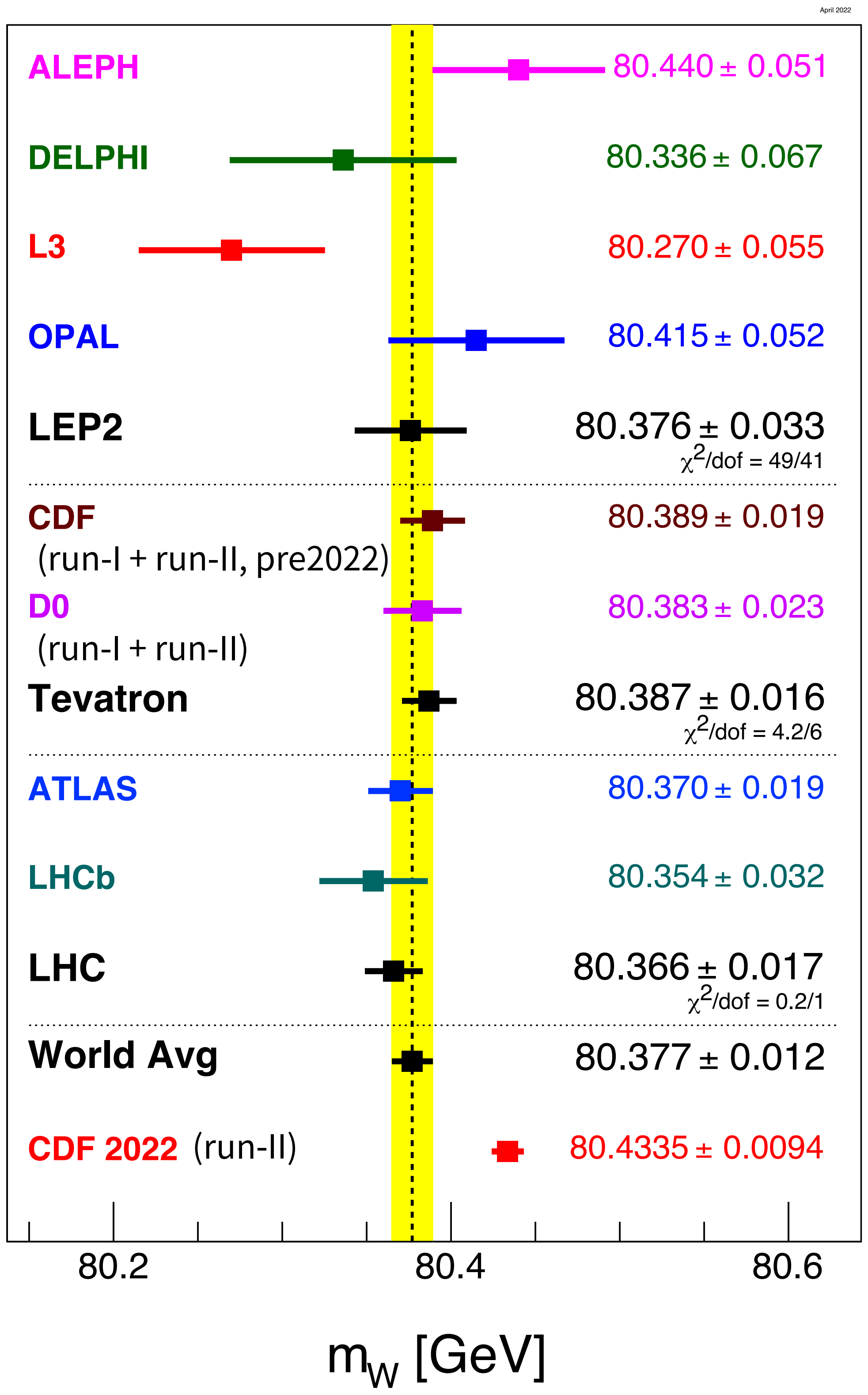
$$M_W^{\rm indirect} = \begin{cases} 80349.9 \pm 5.6\ \text{MeV} & \text{(standard scenario)} \quad 7.6\ \sigma \\ 80350.5 \pm 7.7\ \text{MeV} & \text{(conservative scenario)} \quad 6.8\ \sigma \end{cases}$$

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？

- CDF による M_Z の測定値は他の実験の結果と矛盾がない。



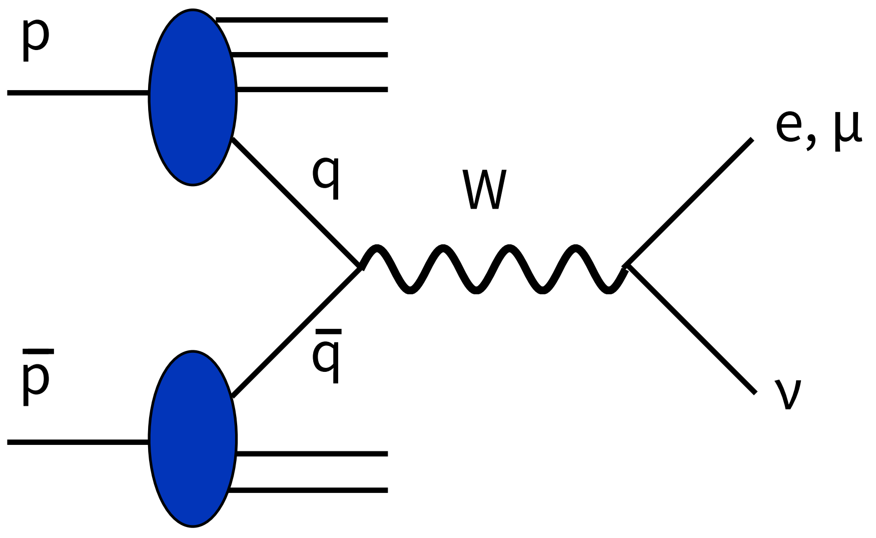
ATLAS: 2011 (7 TeV, 4.6 fb^{-1})

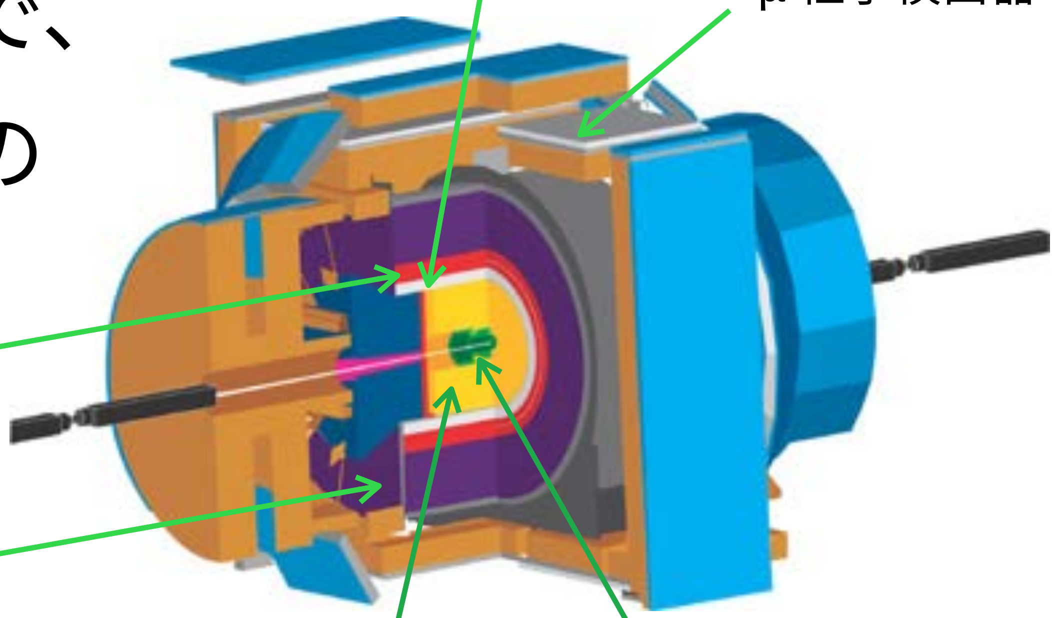
D0 run-II : 2002-2009 (5.3 fb^{-1})

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

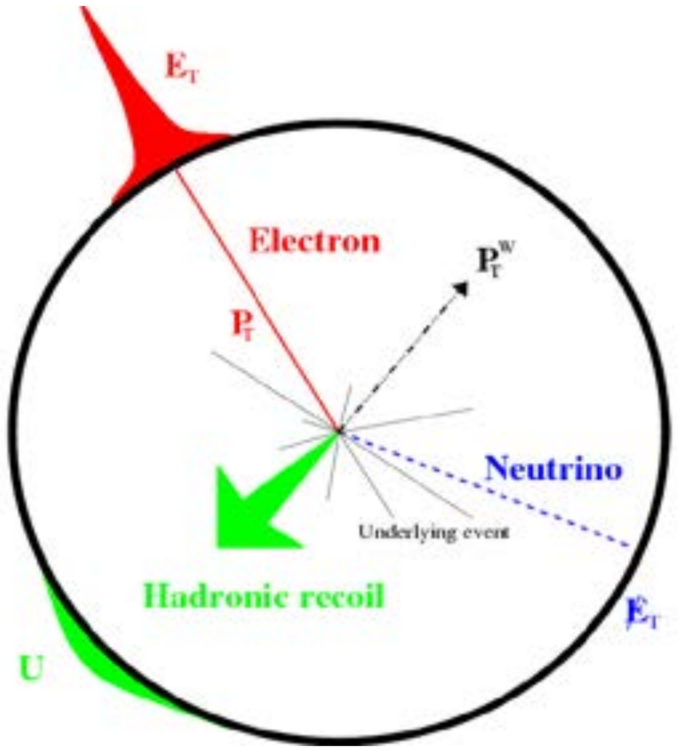
CDF 実験

- CDF @Tevatron では、陽子と反陽子を衝突させて、Drell-Yan 過程により W ボソンを生成する。
- W がクォーク・反クォークに崩壊する場合は精度の良い測定が難しいので、レプトニック崩壊を観る。
- e, μ の運動量・エネルギーを測定。ニュートリノは観測できないので、始状態のクォーク・反クォークの情報が必要。





Collider Detector at Fermilab (CDF)



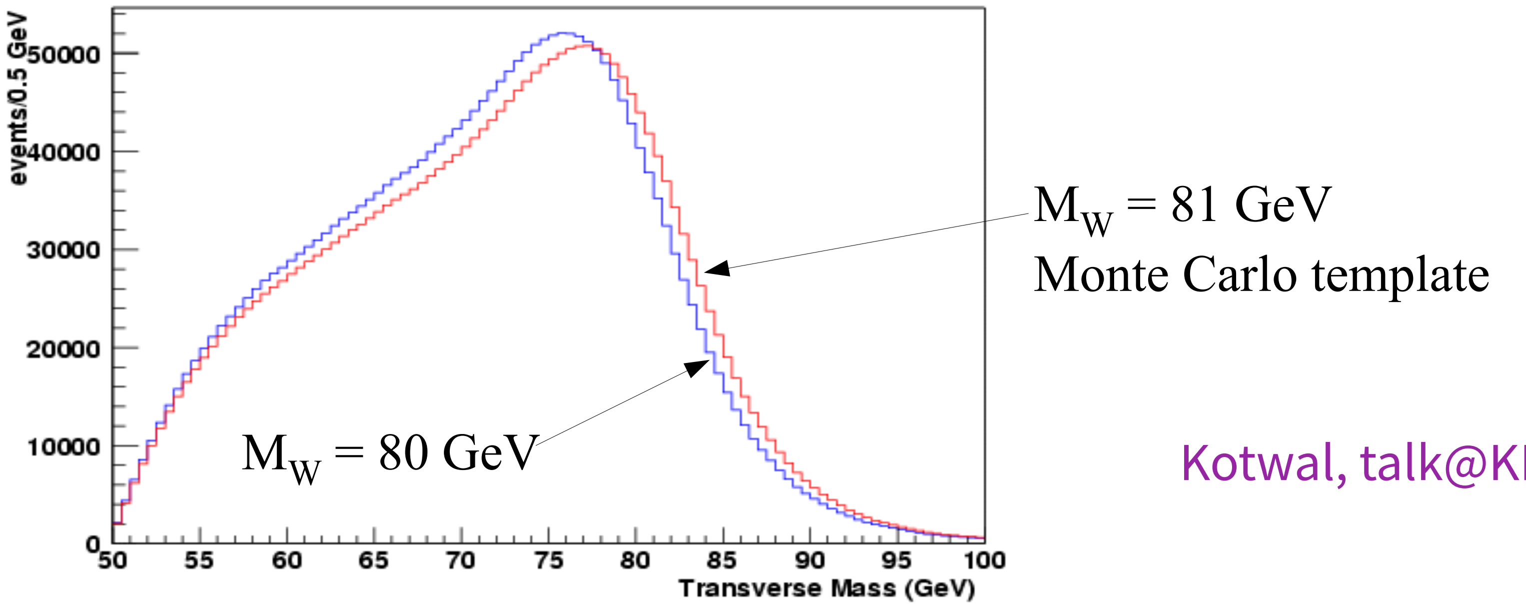
CDF 実験 (続き)

✦ Transverse mass m_T と transverse momentum p_T の分布は M_W の値に依る。

m_ℓ, m_ν を無視すると、

$$m_{\ell\nu}^2 \approx (|\vec{p}^{\,\ell}| + |\vec{p}^{\,\nu}|)^2 - (|\vec{p}^{\,\ell}| + |\vec{p}^{\,\nu}|)^2$$
$$= 2\left(|\vec{p}^{\,\ell}||\vec{p}^{\,\nu}| - \vec{p}^{\,\ell}\cdot\vec{p}^{\,\nu}\right)$$

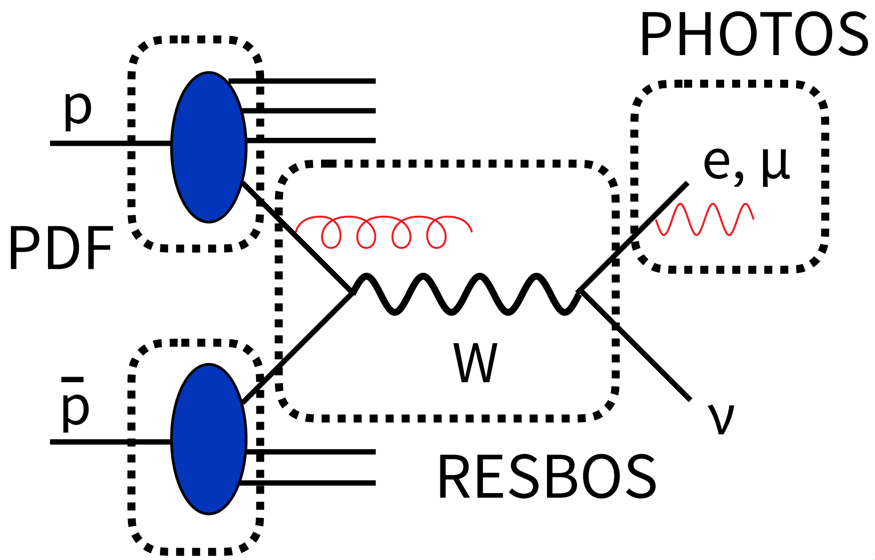
$$m_T^2 \equiv 2\left(|\vec{p}_T^{\,\ell}||\vec{p}_T^{\,\nu}| - \vec{p}_T^{\,\ell}\cdot\vec{p}_T^{\,\nu}\right)$$



Kotwal, talk@KEK

✦ RESBOS + PHOTOS を用いて、異なる M_W の値について signal samples を作る。そして M_W の値をフィットで決める。“templete fitting”

Distribution	*W* boson mass (MeV)	χ^2/dof
$m_T(e,\nu)$	$80{,}429.1 \pm 10.3_{\text{stat}} \pm 8.5_{\text{syst}}$	39/48
$p_T^\ell(e)$	$80{,}411.4 \pm 10.7_{\text{stat}} \pm 11.8_{\text{syst}}$	83/62
$p_T^\nu(e)$	$80{,}426.3 \pm 14.5_{\text{stat}} \pm 11.7_{\text{syst}}$	69/62
$m_T(\mu,\nu)$	$80{,}446.1 \pm 9.2_{\text{stat}} \pm 7.3_{\text{syst}}$	50/48
$p_T^\ell(\mu)$	$80{,}428.2 \pm 9.6_{\text{stat}} \pm 10.3_{\text{syst}}$	82/62
$p_T^\nu(\mu)$	$80{,}428.9 \pm 13.1_{\text{stat}} \pm 10.9_{\text{syst}}$	63/62
Combination	$80{,}433.5 \pm 6.4_{\text{stat}} \pm 6.9_{\text{syst}}$	7.4/5



何がアップデートされた？

- データ量 (統計) が増えた。
- 陽子の PDF (parton distribution function) の誤差が減った。
- 解析面での様々な改良により系統誤差が減った。

Kotwal, talk@Fermilab

Previous CDF Result (2.2 fb^{-1})
Combined Fit Systematic Uncertainties

Source	Uncertainty (MeV)
Lepton Energy Scale	7
Lepton Energy Resolution	2
Recoil Energy Scale	4
Recoil Energy Resolution	4
$u_{\parallel}$ efficiency	0
Lepton Removal	2
Backgrounds	3
$p_T(W)$ model	5
Parton Distributions	10
QED radiation	4
W boson statistics	12
Total	19

New CDF Result (8.8 fb^{-1})
Combined Fit Systematic Uncertainties

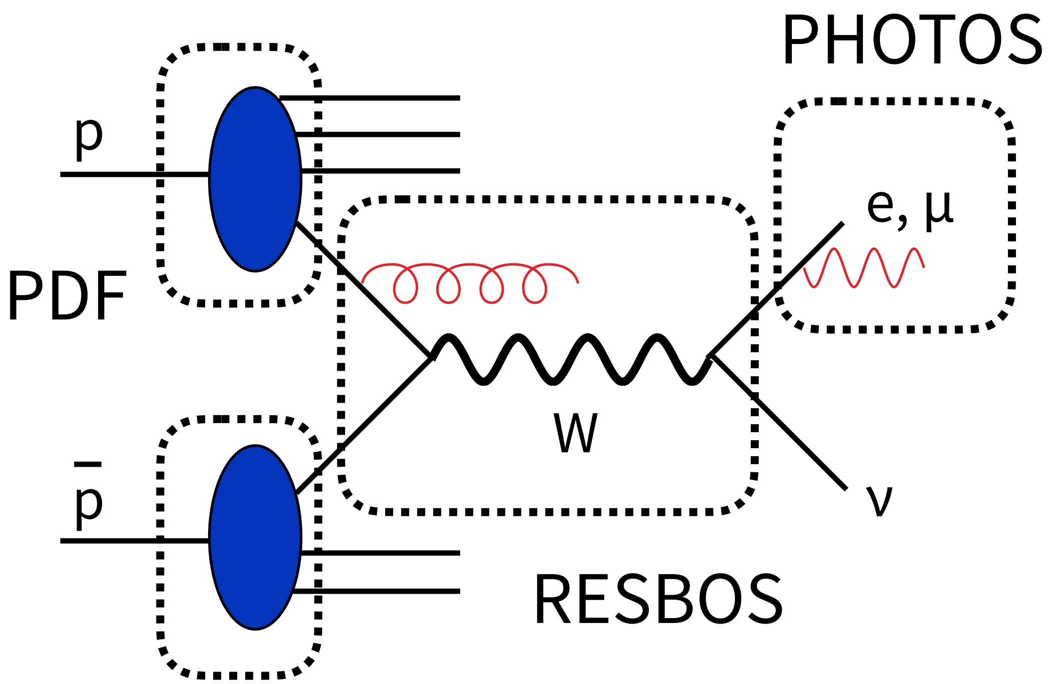
Source	Uncertainty (MeV)
Lepton energy scale	3.0
Lepton energy resolution	1.2
Recoil energy scale	1.2
Recoil energy resolution	1.8
Lepton efficiency	0.4
Lepton removal	1.2
Backgrounds	3.3
p_T^Z model	1.8
p_T^W/p_T^Z model	1.3
Parton distributions	3.9
QED radiation	2.7
W boson statistics	6.4
Total	9.4

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

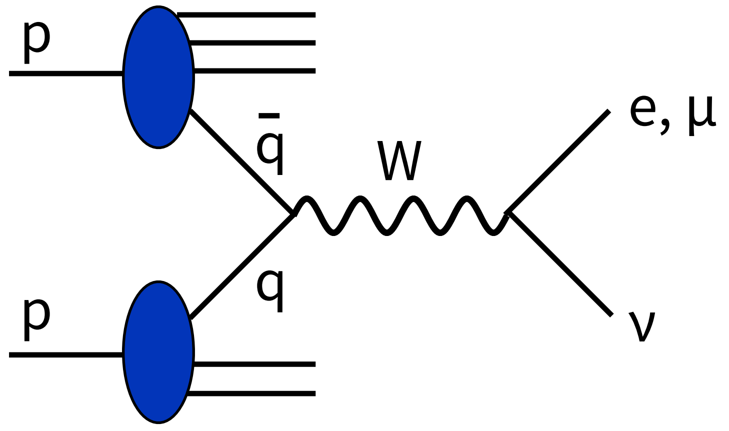
- RESBOS の誤差だけではアノマリーを説明できない。



	Mass Shift [MeV]	
Observable	RESBOS2	+Detector Effect+FSR
m_T	1.5 ± 0.5	$0.2 \pm 1.8 \pm 1.0$
$p_T(\ell)$	3.1 ± 2.1	$4.3 \pm 2.7 \pm 1.3$
$p_T(\nu)$	4.5 ± 2.1	$3.0 \pm 3.4 \pm 2.2$

TABLE II. Summary of the shift in M_W due to higher order corrections. For reference, the CDF result was 80,433 $\pm$ 9 MeV [2] and the SM predicted value is 80,359.1 $\pm$ 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.

LHC 実験



- ✦ ATLAS の結果は SM と無矛盾。系統誤差が大きい。

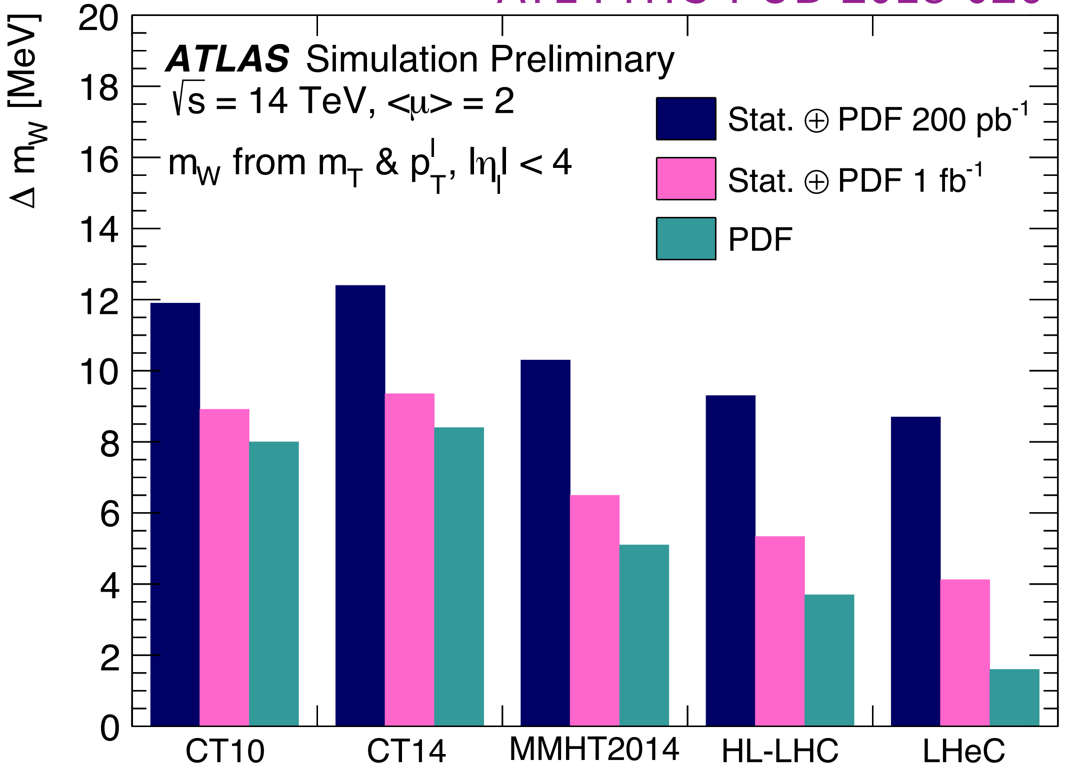
$$M_W^{\mathrm{ATLAS}} = 80370 \pm 7_{\mathrm{stat}} \pm 11_{\mathrm{exp\ syst}} \pm 14_{\mathrm{mod\ syst}}\ \mathrm{MeV}$$

(PDF の誤差)

- ✦ CMS は結果を未だ出していない。

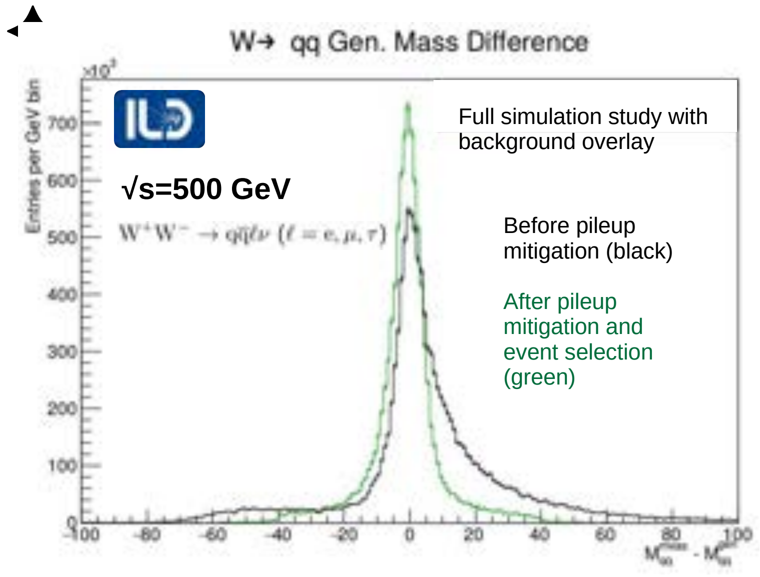
- ✦ Tevatron 実験よりも LHC 実験の方が M_W 測定は難しい。
  - 陽子のエネルギーが高いので、PDF の small x 領域が効く。
  - 陽子・陽子コライダーなので、陽子中の反クォークが W の生成に関与する。
  - Pileup イベントが沢山ある。

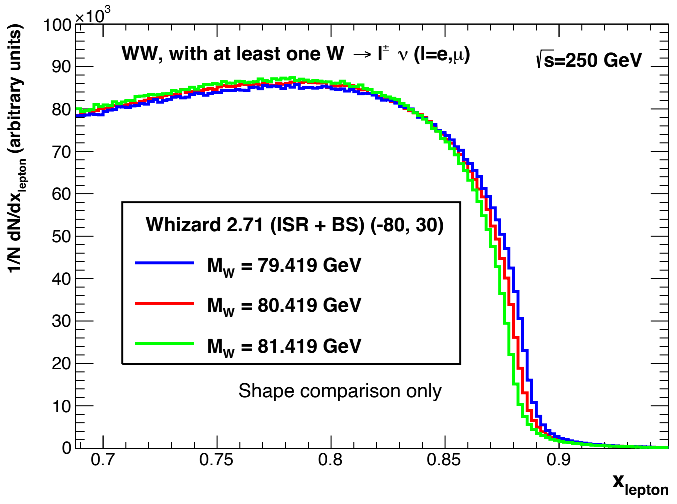
ATL-PHYS-PUB-2018-026

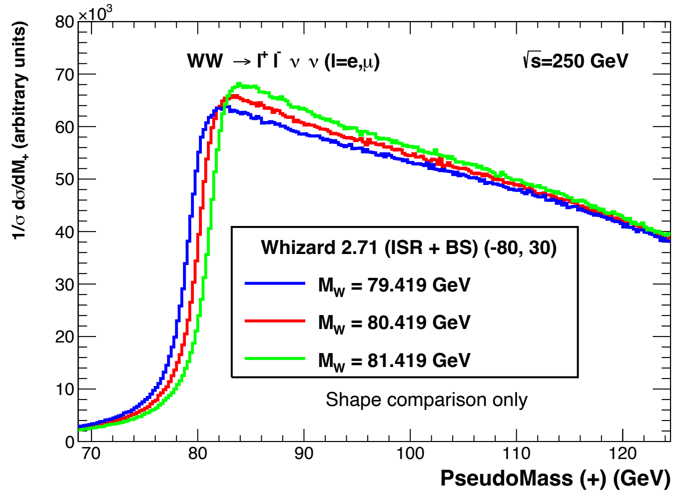


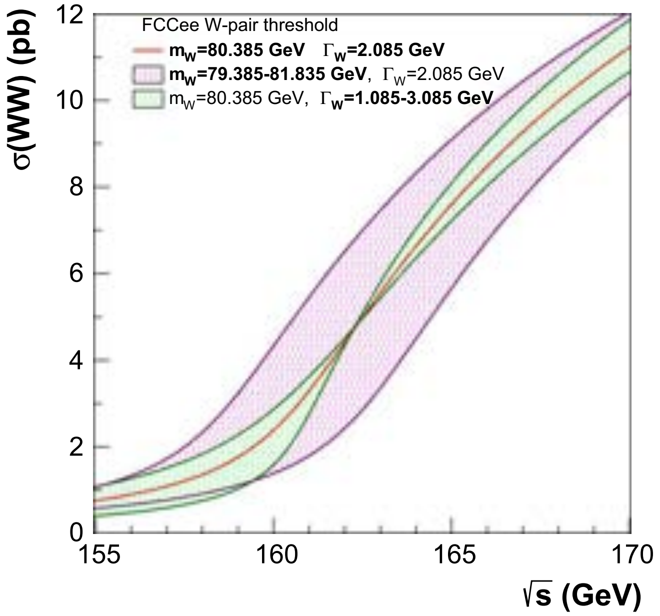
将来実験

- 計画中の電子・陽電子コライダー実験では M_W の精密測定が可能。
  - ILC: $\delta M_W \sim 2.5$ MeV 2203.07622
  - CEPC: $\delta M_W \sim 1$ MeV 1811.10545
  - FCC-ee: $\delta M_W \sim \pm 0.5_{stat} \pm 0.3_{syst}$ MeV FCC CDR Vol.1 (2019)









フィット結果

de Blas, Pierini, Reina & Silvestrini,
2204.04204

	実験値 Measurement	フィット結果 Posterior	対応する実験値を除いてフィットした結果 Indirect/Prediction	Pull
$\alpha_s(M_Z)$	0.1177 ± 0.0010	0.11762 ± 0.00095	0.11685 ± 0.00278	0.3
$\Delta\alpha^{(5)}_{\rm had}(M_Z)$	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
$\sin^2\theta^{\rm lept}_{\rm eff}(Q^{\rm had}_{\rm FB})$	0.2324 ± 0.0012	0.231471 ± 0.000055	0.231469 ± 0.000056	0.8
$P^{\rm pol}_\tau = \mathcal{A}_\ell$	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
$A^{0,\ell}_{\rm FB}$	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
$A^{0,b}_{\rm FB}$	0.0996 ± 0.0016	0.10335 ± 0.00030	0.10337 ± 0.00032	-2.3
$A^{0,c}_{\rm FB}$	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
${\rm BR}_{W\to\ell\bar\nu_\ell}$	0.10860 ± 0.00090	0.108388 ± 0.000022	0.108388 ± 0.000022	0.2
$\sin^2\theta^{\rm lept}_{\rm eff}$ (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

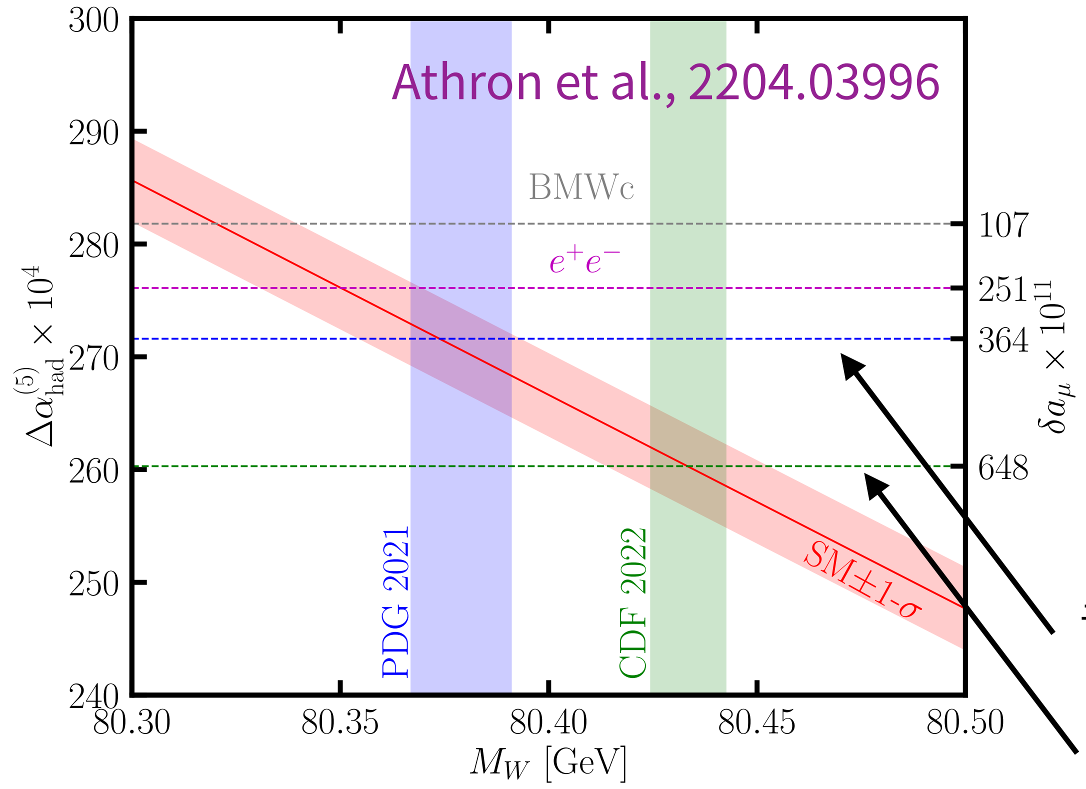
- M_W の実験値は CDF と他の平均。

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

- 重い m_t または軽い m_H。
- 小さい $\Delta\alpha_{\rm had}^{(5)}(M_Z^2)$。
- 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

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

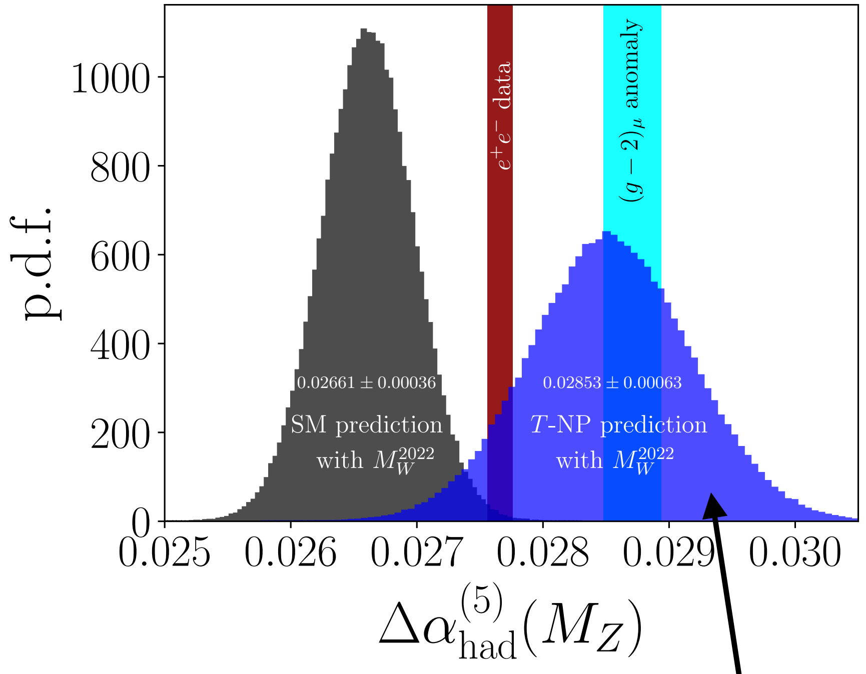
- $(g\text{-}2)_\mu$ の実験値と SM 理論値の間には 4.2 σ の不一致がある。
- BMW グループによる hadronic vacuum polarization の lattice QCD の結果を SM 計算に用いれば不一致は解消される。
- CDF M_W + 電弱精密測定のフィットから $\Delta\alpha_{had}^{(5)}$ を決めると、$(g\text{-}2)_\mu$ のズレが大きくなる方向の結果を得る。



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

Paul & Valli, 2204.05267



T≠0 の新物理で M_W を説明する場合において $\Delta\alpha_{had}^{(5)}$ をフィットから決めた。

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

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

← PDG の手法で scale factor を計算

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

- **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追求する。

講義の流れ

- ✦ 標準模型における W ボソン質量
- ✦ CDF アノマリーの紹介
- ✦ CDF アノマリーと新物理
  - Oblique 補正
  - Oblique 補正以外の新物理　M.Endo and SM, arXiv:2204.05965
    - 標準模型有効理論 (SMEFT)
    - 新粒子による解釈
- ✦ まとめ

CDF アノマリーと新物理

- ✦ CDF アノマリーの発表以降、それを新物理で説明しようとする論文が arXiv に沢山 (〜100 本) 出ている。

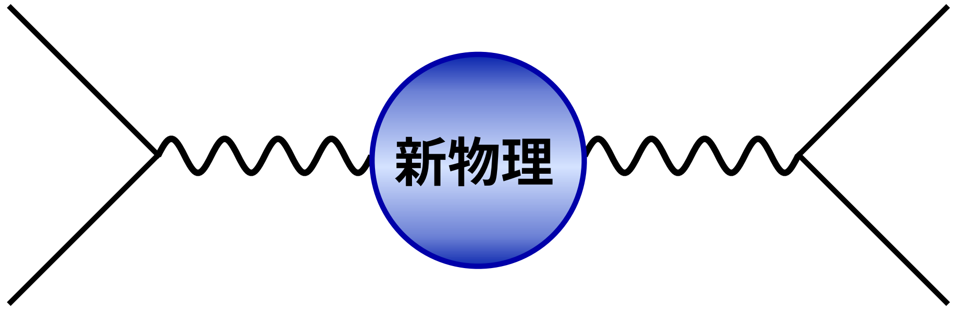
- ✦ それらの多くの論文で M_W に **oblique 補正**が効く模型が考えられている。

- ✦ Oblique 補正とは、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。

(oblique = 斜めの、間接の)

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 補正

- SM ゲージボソンの真空偏極への新物理の寄与：

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

W_1^μ, W_3^μ, B^μ　　A^μ

$$X, Y \in \{W, Z, \gamma\},\ \{1,3,0\},\ \{1,3,Q\}$$

- $q^2/M^2 \ll 1$ (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 補正の例

✦ 例として、第４世代クォークを考える。

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

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

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

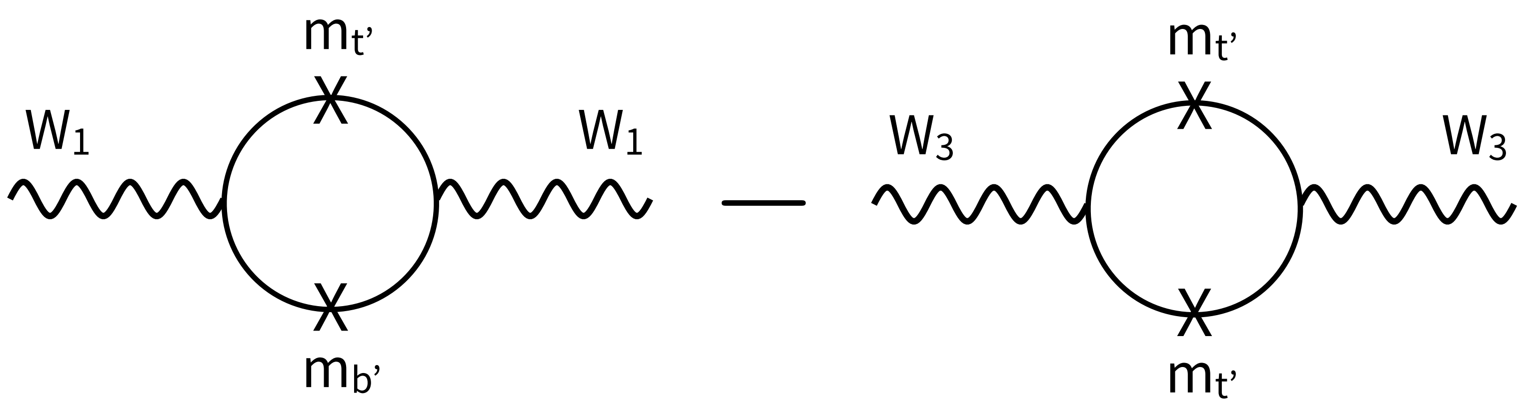
$$T = \frac{N_c G_F}{8\sqrt{2}\pi^2\alpha} f(m_{t'}, m_{b'}) \approx \frac{N_c G_F}{6\sqrt{2}\pi^2\alpha}(\Delta m)^2$$

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

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

✦ 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

カストディアル対称性

✦ SM のヒッグスセクターは g' → 0 の極限で $SU(2)_L \times SU(2)_R$ 大域的対称性をもつ。

$$\Phi = (\tilde{H}\ H) = \begin{pmatrix} \phi^{0*} & \phi^+ \\ -\phi^- & \phi^0 \end{pmatrix}, \qquad \Phi \to U_L \Phi U_R^\dagger, \quad U_L \in SU(2)_L, \quad U_R \in SU(2)_R$$

✦ ヒッグス場が真空期待値をもつことにより、$SU(2)_C$ diagonal に破れる。

$$\langle\Phi\rangle = \frac{v}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \qquad SU(2)_L \times SU(2)_R \to SU(2)_C$$

✦ $SU(2)_C$ 対称性により、W と W_3 は同じ質量を獲得する。 ⇨ $M_W^2 = c_W^2 M_Z^2$

$$|D_\mu H|^2 = \left|\left(\partial_\mu - ig\frac{\sigma_a}{2}W_\mu^a\right)H\right|^2 = |\partial_\mu H|^2 + \frac{g^2}{2}(W_1^2 + W_2^2 + W_3^2)\underbrace{H^\dagger H}_{\to \frac{v^2}{2}} + \cdots$$

(W_1, W_2, W_3 は $SU(2)_C$ の３重項)

✦ SM では、$SU(2)_C$ 対称性は $U(1)_Y$ 相互作用と湯川相互作用により破れている。

✦ T と U はカストディアル $SU(2)_C$ 対称性の破れを表すパラメーターである。

Oblique 補正と CDF アノマリー

- 電弱精密測定の物理量の S, T, U 依存性：

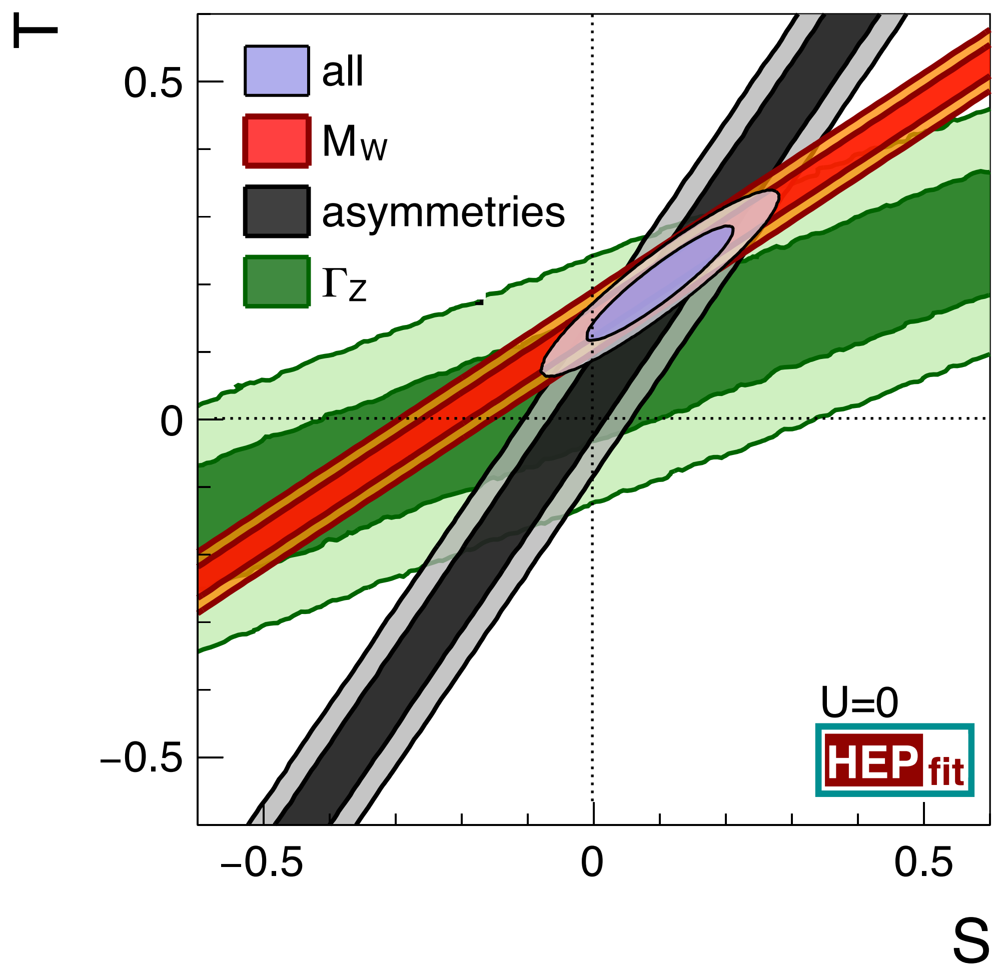
$$\delta M_W,\, \delta\Gamma_W \propto -S + 2c_W^2 T + \frac{(c_W^2 - s_W^2)U}{2s_W^2}$$

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

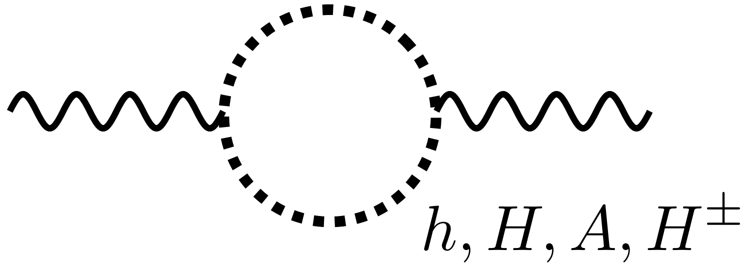
$$\sigma_h^0,\, R_f^0,\, \sin^2\theta_{\rm eff}^\ell,\, \mathcal{A}_f,\, A_{\rm FB}^{0,f} \propto S - 4c_W^2 s_W^2 T$$

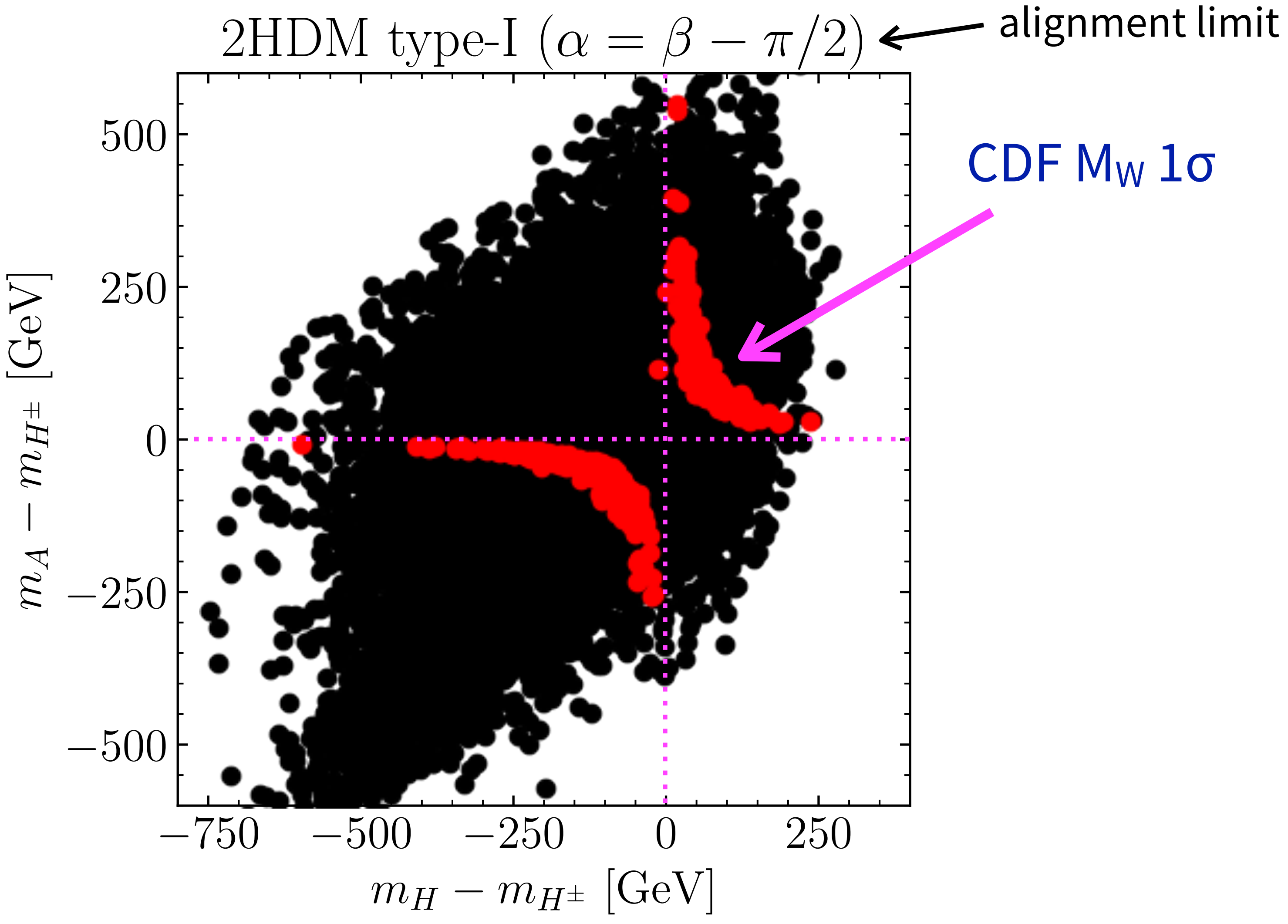
- CDF アノマリーは **T>0 (カストディアル対称性を破る新物理)** を示唆している。
- spin-0 (１重項, ２重項, ３重項), spin-1/2, spin-1, レプトクォークなど様々な模型が考えられている。
- 他のアノマリーや暗黒物質などを同時に説明可能？

de Blas et al., 2204.04204



新物理模型の例





Bahl, Braathen & Weiglein, 2204.05269

- vacuum stability [58] and boundedness-from-below [59] of the Higgs potential,
- NLO perturbative unitarity [60, 61],
- compatibility of the SM-like scalar with the experimentally discovered Higgs boson using `HiggsSignals` [62, 63],
- limits from direct searches for BSM scalars using `HiggsBounds` [64–68],
- b physics [69].[3]

We perform a random scan of the 2HDM parameter space. While we fix $m_h = 125.09$ GeV and $\alpha = \beta - \pi/2$, we scan over values of m_H and m_A in the range between 30 and 1500 GeV, $m_{H^\pm}$ between 150 and 1500 GeV, $\tan\beta$ between 0.8 and 50, and m_{12}^2 between 0 and $4 \cdot 10^6$ GeV^2.

$m_H \sim m_A \sim m_{H^\pm}$ はCDFアノマリーを説明できない。

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 → $m_H = m_{H^\pm}$

m_H [GeV]	m_A [GeV]	$m_{H^\pm}$ [GeV]	$\tan\beta$ –	M^2 [GeV^2]	M_W [GeV] (non-SM@1L)	M_W [GeV] (non-SM@2L)	$\sin^2\theta_{\text{eff}}^{\text{lep}}$ –	Γ_Z [GeV]
853.813	928.352	809.047	1.206	444.166×10^3	80.4001	80.4337	0.23113	2.4981
351.962	751.498	762.911	1.255	55.451×10^3	80.3990	80.4339	0.23109	2.4979

$M^2 \equiv m_{12}^2/(\sin\beta\cos\beta)$

講義の流れ

- ✦ 標準模型における W ボソン質量
- ✦ CDF アノマリーの紹介
- ✦ CDF アノマリーと新物理
  - Oblique 補正
  - Oblique 補正以外の新物理 M.Endo and SM, arXiv:2204.05965
    - 標準模型有効理論 (SMEFT)
    - 新粒子による解釈
- ✦ まとめ

標準模型有効理論 (SMEFT)

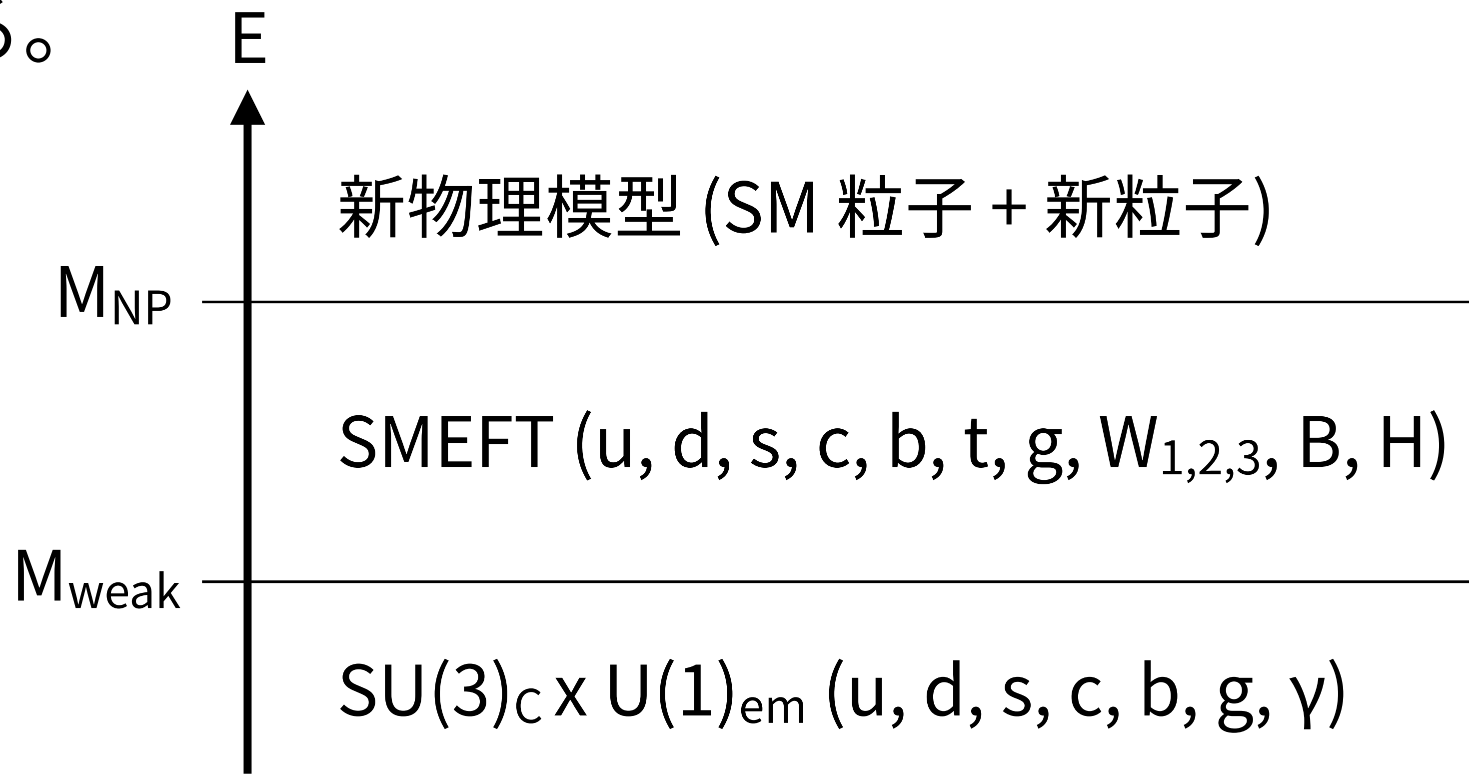
- ✦ Oblique 補正が大きくでる新物理模型に限らず、より一般的な新物理を考える。

- ✦ 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。

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

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

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

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

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

SMEFT における oblique 補正

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

$$\begin{aligned}\mathcal{O}_{\phi WB} &= (\phi^\dagger \sigma^a \phi) W^a_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \\ &= -\frac{v^2}{2}\left(1 + \frac{2h}{v} + \frac{h^2}{v^2}\right) W^3_{\mu\nu} B^{\mu\nu}\end{aligned}$$

$$\boxed{S = \frac{4 s_W c_W v^2}{\alpha} C_{\phi WB}}$$

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

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

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

カストディアル対称性の破れ

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

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

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。

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

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

⟶ 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。

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

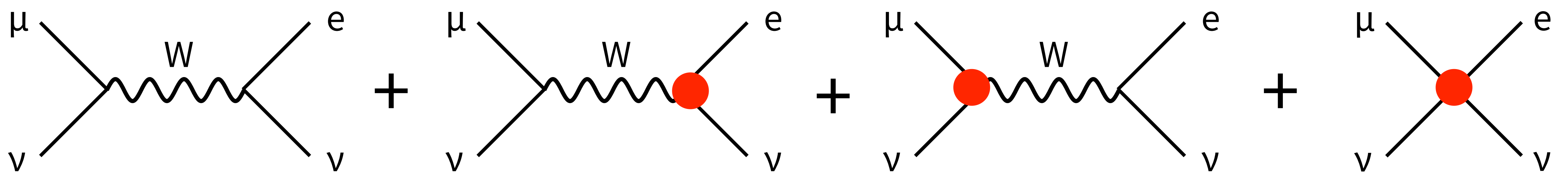
$$\begin{aligned}\mathcal{O}_{\phi\ell}^{(3)} &= (\phi^\dagger i \overleftrightarrow{D}^a_\mu \phi)(\bar{\ell}\,\gamma^\mu \sigma^a \ell) \\ &= \left[\frac{gv^2}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \left(1 + \frac{2h}{v} + \frac{h^2}{v^2}\right)(\overline{\nu}_L\,\gamma^\mu e_L) + \mathrm{h.c.}\right] + \frac{gv^2}{2c_W}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

- ✦ 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。

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

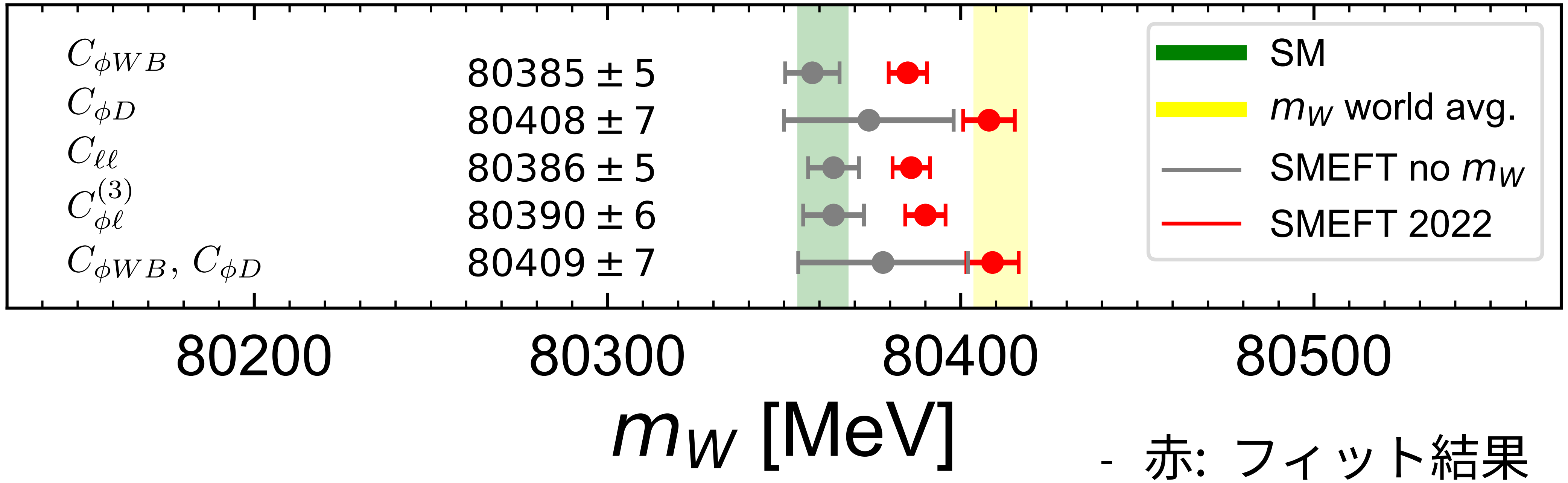
$$(\mathcal{O}_{\ell\ell})_{ijkl} = (\bar{\ell}_i \gamma_\mu \ell_j)(\bar{\ell}_k \gamma^\mu \ell_l)$$

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



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。

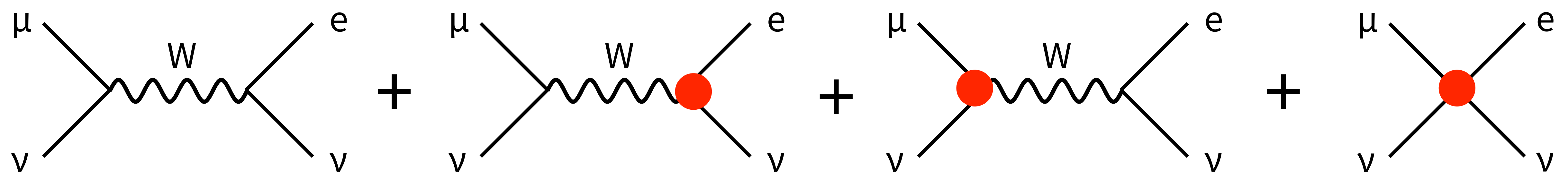
✦ 新物理のスケール： $\Lambda_{NP} \sim$ 19(ϕWB), 11(ϕD), 10(ll), 14(ϕL$^{(3)}$) TeV for C_i=1

我々のシナリオ

M.Endo and SM, arXiv:2204.05965

- Oblique 補正が小さいと仮定。(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。

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



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

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

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

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

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

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

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

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
$\Delta\alpha_{\rm had}^{(5)}(M_Z^2)$	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

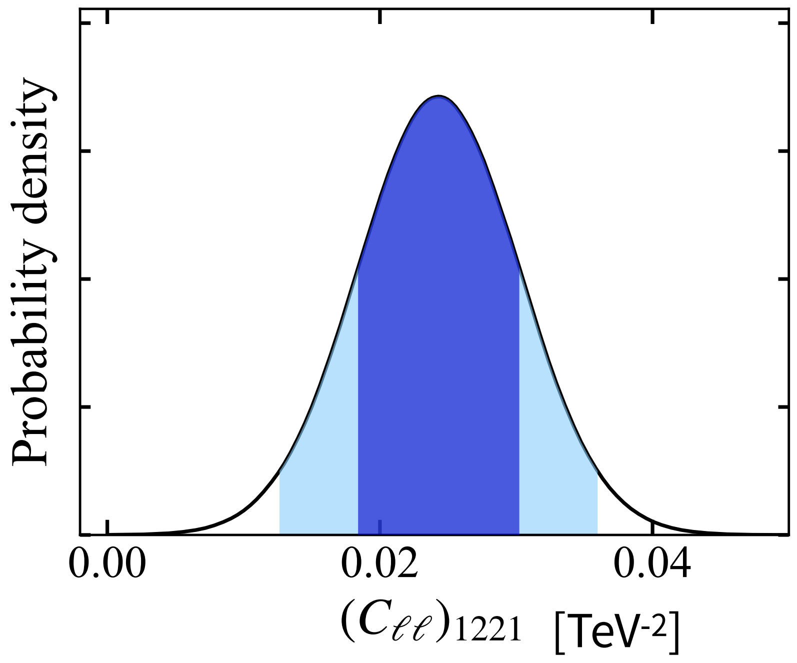
フィット結果

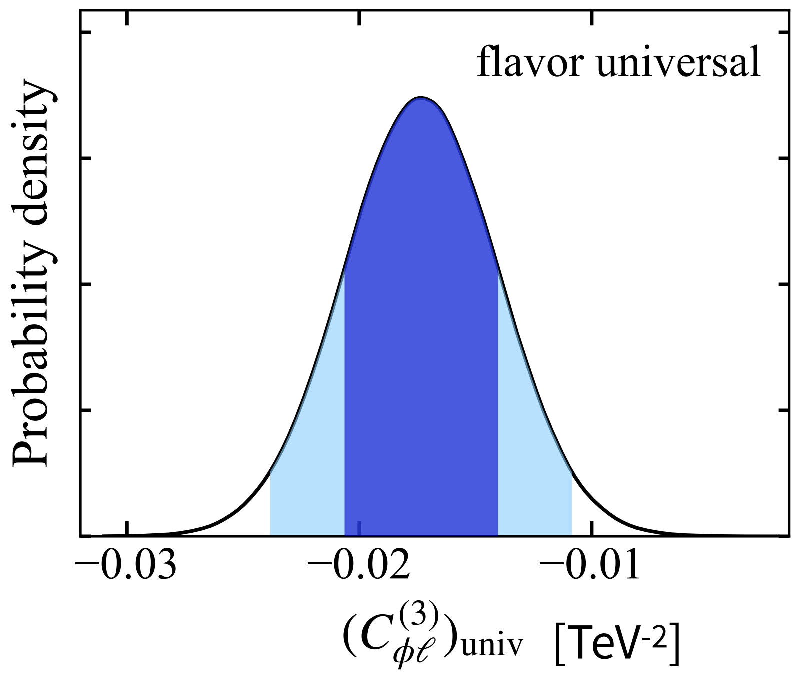
✦ M_W に正の寄与が必要なので、C_{ll} ($C_{\phi l}^{(3)}$) の符号は以下のようになる。

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

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

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



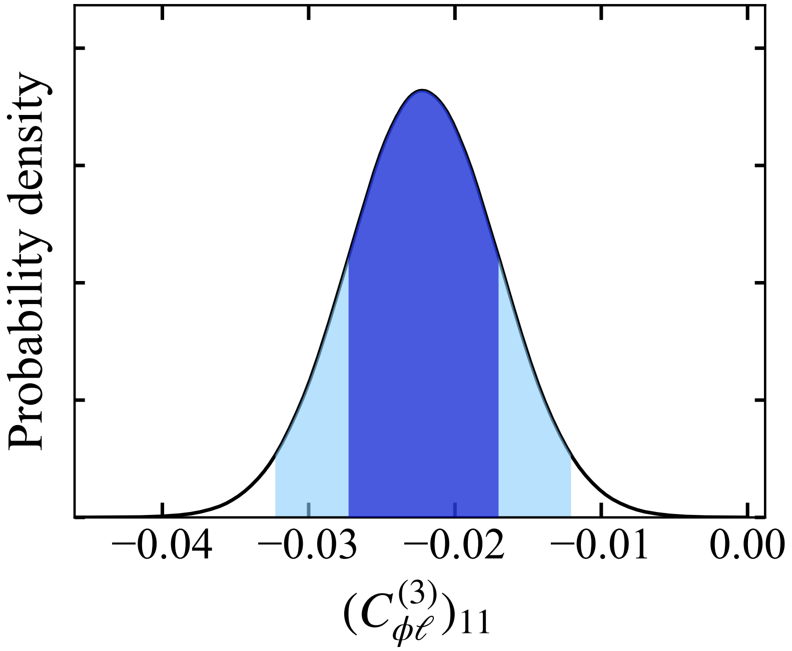


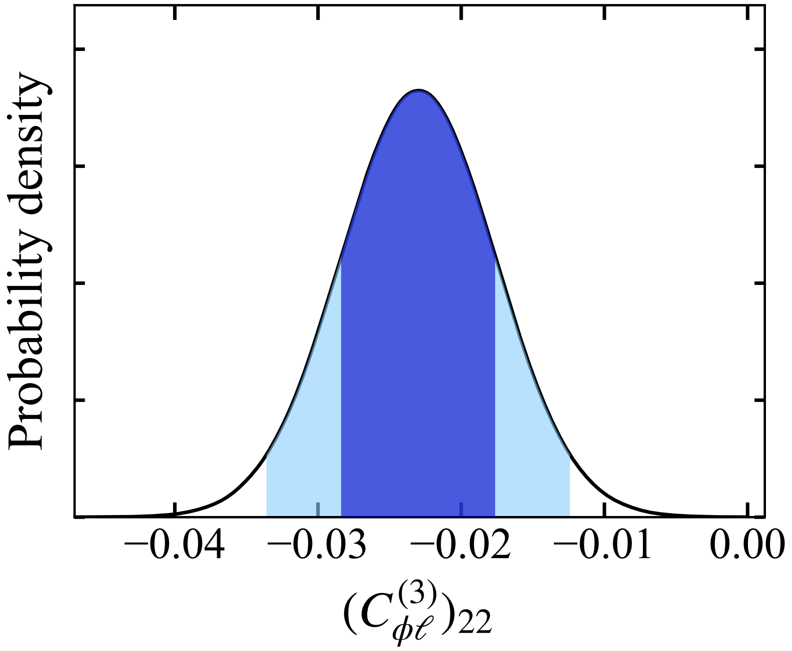
$$\left(C_{\ell\ell}\right)_{1221} > 0$$

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

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：



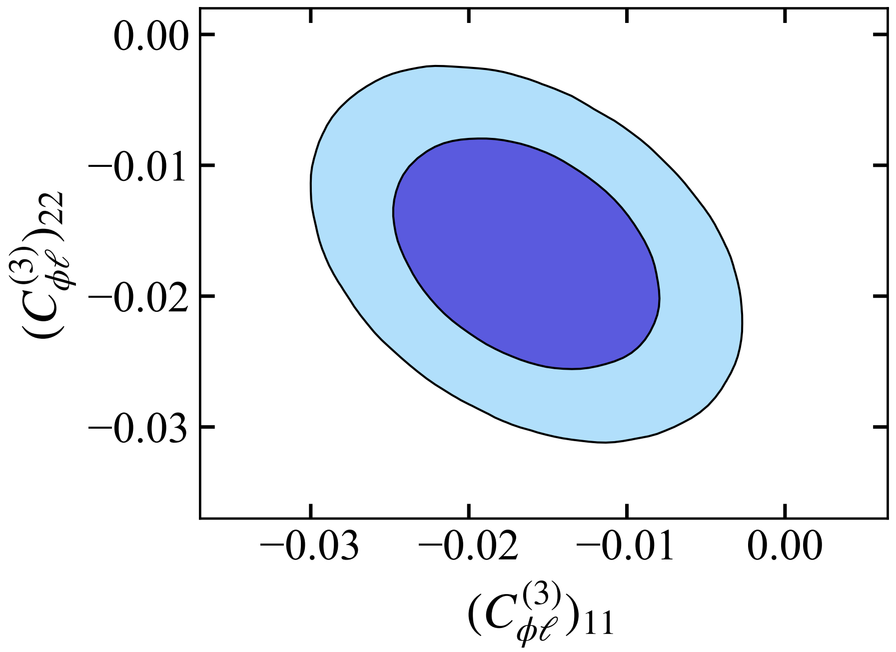


$$\left(C_{\phi\ell}^{(3)}\right)_{11} < 0$$

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

✦ $(C_{\phi l}^{(3)})_{11}$ 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。

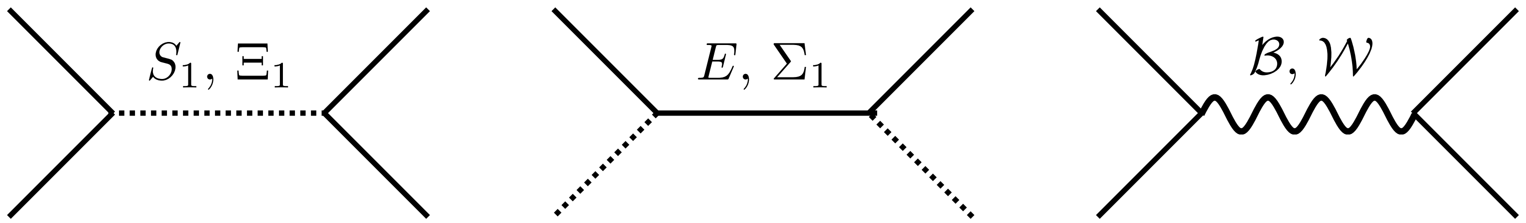
	S_1	Ξ_1	E	Σ_1	$\mathcal{B}$	$\mathcal{W}$
Spin	0	0	1/2	1/2	1	1
$(\mathrm{SU}(3)_c, \mathrm{SU}(2)_L)_{\mathrm{U}(1)_Y}$	$(1,1)_1$	$(1,3)_1$	$(1,1)_{-1}$	$(1,3)_{-1}$	$(1,1)_0$	$(1,3)_0$

$Y = Q - T_L'^3$

✦ $(1,1)_0$ 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

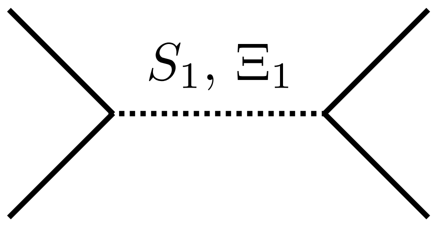
S_1	Ξ_1
$(1,1)_1$	$(1,3)_1$

- 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、$y_{\Xi 1}$ 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

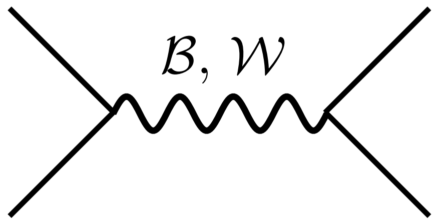
$\mathcal{B}$	$\mathcal{W}$
$(1,1)_0$	$(1,3)_0$

- 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。

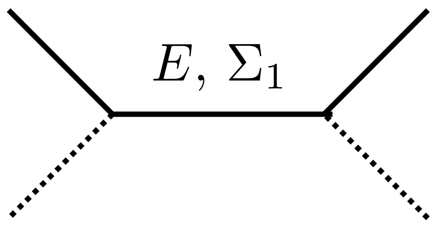
フェルミオン

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。

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

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

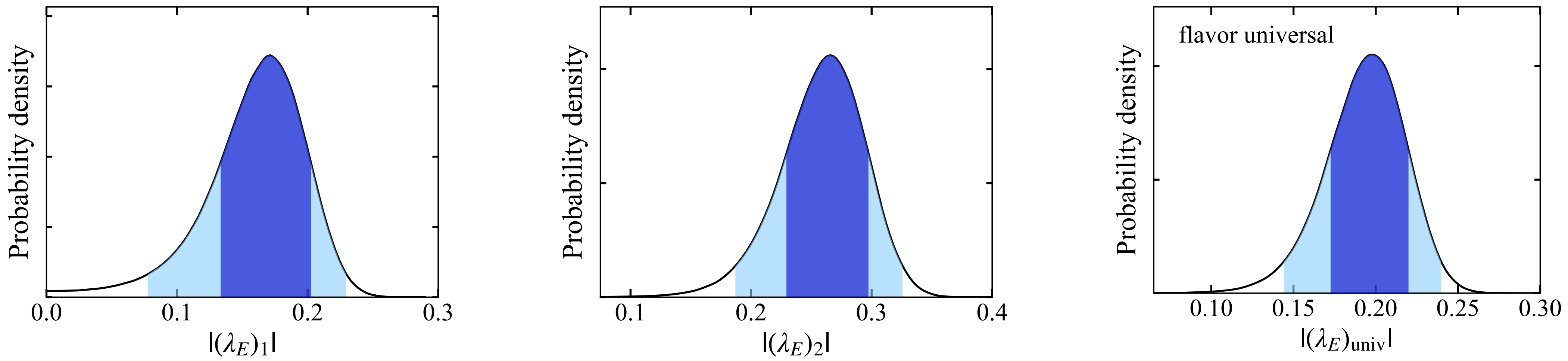
$$(C_{e\phi})_{ij} = (y_\ell)^*_{jk}\left[\frac{(\lambda_E)_k(\lambda_E)^*_i}{2M_E^2} + \frac{(\lambda_{\Sigma_1})_k(\lambda_{\Sigma_1})^*_i}{8M_{\Sigma_1}^2}\right]$$

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

✦ 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)$_{-1}$

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

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

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

⇨

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

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

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

Pulls

- Information Criterion (情報量規準) の値が小さい模型ほど好まれる。

$$IC = -2\,\overline{\ln L} + 4\,\sigma^2_{\ln L}, \quad \overline{\ln L},\, \sigma^2_{\ln L} : \text{mean and variance of the posterior log-likelihood distribution.}$$

- M_W と A_e のフィットは改善しているが、同時に $A_{FB}^{0,b}$ は悪化している。

	SM	$C_{\ell\ell}$ 1221	$C_{\phi\ell}^{(3)}$ 11	$C_{\phi\ell}^{(3)}$ 22	$C_{\phi\ell}^{(3)}$ univ	$C_{\phi\ell}^{(3)}$ 11, 22	$C_{\phi D}$
IC	86	65	65	64	54	58	40
$\alpha_s(M_Z^2)$	−0.1	0.1	0.5	0.2	0.5	0.5	−0.2
$\Delta\alpha^{(5)}_{\rm had}(M_Z^2)$	0.9	0.2	0.4	0.2	0.0	0.1	−0.1
m_t	−1.1	−0.5	−0.7	−0.6	−0.4	−0.4	−0.0
m_h	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	−0.0
M_W	4.6	2.9	2.9	3.0	2.1	2.2	0.4
$\delta_{\rm th} M_W$	−2.0	−1.3	−1.3	−1.3	−1.0	−1.0	−0.2
Γ_W	−0.1	−0.2	−0.2	−0.2	−0.2	−0.2	−0.2
$\mathcal{B}(W\to e\nu)$	−0.8	−0.8	−0.7	−0.8	−0.7	−0.7	−0.8
$\mathcal{B}(W\to \mu\nu)$	−1.4	−1.4	−1.4	−1.2	−1.3	−1.3	−1.4
$\mathcal{B}(W\to \tau\nu)$	2.6	2.6	2.6	2.6	2.6	2.5	2.6
$R(\tau/\mu)$	−0.6	−0.6	−0.6	−0.8	−0.6	−0.8	−0.6
$\mathcal{A}_e$ (SLD)	2.0	0.4	1.7	0.5	0.6	0.7	1.1
$\mathcal{A}_\mu$ (SLD)	−0.4	−0.6	−0.6	−0.4	−0.5	−0.5	−0.5
$\mathcal{A}_\tau$ (SLD)	−0.8	−1.0	−1.0	−1.0	−0.9	−1.1	−0.9

$\mathcal{A}_e$ (LEP)	0.5	−0.2	0.4	−0.1	−0.1	−0.1	0.1
$\mathcal{A}_\tau$ (LEP)	−0.8	−1.5	−1.5	−1.5	−1.5	−1.8	−1.2
M_Z	−1.2	−0.4	−0.7	−0.5	−0.3	−0.3	0.1
Γ_Z	0.4	−1.4	−0.9	−1.0	−1.4	−1.5	−0.8
σ_h^0	−0.2	−0.3	2.2	−1.0	0.8	1.0	−0.3
R_e^0	1.4	1.3	0.2	1.3	0.4	0.5	1.3
R_μ^0	1.5	1.3	1.4	−0.3	0.0	0.1	1.4
R_τ^0	−0.3	−0.5	−0.4	−0.4	−1.4	−0.5	−0.5
$A_{\rm FB}^{0,e}$	−0.7	−1.0	−0.8	−1.0	−1.0	−1.0	−0.9
$A_{\rm FB}^{0,\mu}$	0.5	−0.1	0.1	0.2	−0.0	0.0	0.2
$A_{\rm FB}^{0,\tau}$	1.5	1.0	1.2	1.1	1.1	1.0	1.2
R_b^0	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6
R_c^0	−0.0	−0.0	−0.0	−0.0	−0.0	−0.0	−0.0
$A_{\rm FB}^{0,b}$	−2.3	−3.5	−2.6	−3.5	−3.5	−3.4	−3.1
$A_{\rm FB}^{0,c}$	−0.9	−1.4	−1.0	−1.4	−1.4	−1.3	−1.2
$\mathcal{A}_b$	−0.6	−0.6	−0.6	−0.6	−0.6	−0.6	−0.6
$\mathcal{A}_c$	0.1	0.0	0.0	0.0	−0.0	0.0	0.0

講義の流れ

- ✦ 標準模型における W ボソン質量
- ✦ CDF アノマリーの紹介
- ✦ CDF アノマリーと新物理
  - Oblique 補正
  - Oblique 補正以外の新物理　　M.Endo and SM, arXiv:2204.05965
    - 標準模型有効理論 (SMEFT)
    - 新粒子による解釈
- ✦ まとめ

まとめ

- ✦ 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 の実験値は標準模型の予言値から約 7σ 離れている (CDF アノマリー)。
- ✦ CDF アノマリーは T パラメーターに寄与する新物理によって説明可能。
- ✦ 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新粒子 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。

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