高エネルギーにおけるヒッグスセクターの大局的対称性と電弱スケールでの現象論

MA, Shinya Kanemura, Kentarou Mawatari, Phys. Lett. B797 (2019) 124854
MA, Shinya Kanemura, JHEP 02 (2021) 046
に基づく

愛甲将司 (大阪大学D3)

大阪大学
OSAKA UNIVERSITY

新テラスケール研究会 オンライン (2021/05/22)

イントロダクション

動機： 標準理論を超えた諸現象とヒッグスセクターの拡張による解決

1. バリオン数非対称な宇宙　← 電弱一次相転移と新しいCP対称性の破れ
2. 暗黒物質　← 安定なスカラー粒子
3. ニュートリノ微小質量　← 輻射機構による質量生成　など

ヒッグスセクターをどう特徴づけるか？

1. ヒッグス場の個数と表現
2. 新しいスカラー粒子の典型的な質量スケール
3. ヒッグスポテンシャルの対称性構造　など

今日のテーマ：

実験データはヒッグスポテンシャルの対称性構造について何を示唆しているか？

大局的対称性が実現するエネルギースケールは？

two-Higgs doublet model (2HDM)

SMで説明できない諸現象を解決する理論のヒッグスセクターによく現れる拡張ヒッグス模型

- ヒッグスポテンシャル

$$
\begin{aligned}
V(\Phi_1,\ \Phi_2) = m_1^2\Phi_1^\dagger\Phi_1 + m_2^2\Phi_2^\dagger\Phi_2 - (m_{12}^2\Phi_1^\dagger\Phi_2 + h.c.)\\
+\frac{1}{2}\lambda_1(\Phi_1^\dagger\Phi_1)^2 + \frac{1}{2}\lambda_2(\Phi_2^\dagger\Phi_2)^2 + \lambda_3(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_2) + \lambda_4(\Phi_1^\dagger\Phi_2)(\Phi_2^\dagger\Phi_1)\\
+\left[\frac{1}{2}\lambda_5(\Phi_1^\dagger\Phi_2)^2 + (\lambda_6\Phi_1^\dagger\Phi_1 + \lambda_7\Phi_2^\dagger\Phi_2)\Phi_1^\dagger\Phi_2 + h.c.\right]
\end{aligned}
$$

- 湯川相互作用

$$
\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -\sum_{i=1}^{2}\left[\overline{Q}_L Y_{u,i}\tilde{\Phi}_i u_R + \overline{Q}_L Y_{d,i}\Phi_i d_R + \overline{L}_L Y_{\ell,i}\Phi_i \ell_R + h.c.\right]
$$

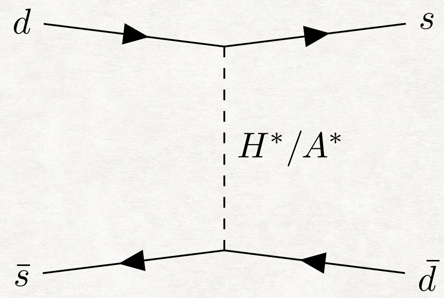
- 実験的な制限

1. フレーバーを変える中性カレント(FCNC)の抑制
2. 電弱ローパラメーターに対する量子補正の抑制
3. 125 GeVヒッグスとSM粒子の結合がSMライク

実験的制限その1

1. FCNCの抑制

$$\mathcal{L}^d_{\text{Yukawa}} = -\overline{Q}^i_L (y^{ij}_{d,1}\Phi_1 + y^{ij}_{d,2}\Phi_2) d^j_R$$



２つの湯川行列は、一般には同時対角化できない。

$\mathbb{Z}_2$ 対称性： $\Phi_1 \to \Phi_1,\ \Phi_2 \to -\Phi_2$ によって $y_{d,1}$ か $y_{d,2}$ を禁止する。

S. L. Glashow, S. Weinberg, PRD15 (1977), E. Paschos, PRD15 (1966)

$\mathbb{Z}_2$ 対称性による抑制はスケールに依らず成り立つ。

$$16\pi^2 \beta_{y_{d,2}} = \left(-8g_s^2 - \frac{9}{4}g^2 - \frac{5}{12}g'^2 + \frac{1}{2}y_{u,1}^2 + \cdots\right) y_{d,2} + (y_{u,1}y_{u,2} + 3y_{d,1}y_{d,2} + y_{\ell,1}y_{\ell,2})y_{d,1}$$

もしあるスケール Λ で $y_{u,1} = y_{d,2} = y_{\ell,2} = 0$ (タイプII) なら $\beta_{y_{d,2}} = 0 \to$ 全てのスケールで $y_{d,2} = 0$

低エネルギーでのFCNCの抑制は、UV理論の性質（スケールΛでの境界条件）で説明できる。

ソフトに破れた $\mathbb{Z}_2$ 対称な 2HDM

- ヒッグスポテンシャル

*) ヒッグスポテンシャルにおけるCP対称性も仮定

$$V(\Phi_1,\ \Phi_2) = m_1^2\Phi_1^\dagger\Phi_1 + m_2^2\Phi_2^\dagger\Phi_2 - m_{12}^2(\Phi_1^\dagger\Phi_2 + h.c.)$$
$$+\frac{1}{2}\lambda_1(\Phi_1^\dagger\Phi_1)^2 + \frac{1}{2}\lambda_2(\Phi_2^\dagger\Phi_2)^2 + \lambda_3(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_2) + \lambda_4(\Phi_1^\dagger\Phi_2)(\Phi_2^\dagger\Phi_1) + \frac{1}{2}\lambda_5\left[(\Phi_1^\dagger\Phi_2)^2 + h.c.\right]$$

- 湯川相互作用

$$\mathcal{L}_{\mathrm{Yukawa}} = -\overline{Q}_L Y_u \tilde{\Phi}_u u_R - \overline{Q}_L Y_d \Phi_d d_R - \overline{L}_L Y_\ell \Phi_\ell \ell_R + h.c.$$

	Φ_1	Φ_2	Q	L	u_R	d_R	e_R
Type-I	+	-	+	+	-	-	-
Type-II	+	-	+	+	-	+	+
Type-X	+	-	+	+	-	-	+
Type-Y	+	-	+	+	-	+	-

V. D. Barger et. al, PRD41 (1990), M. Aoki et. al, PRD80 (2009)

スカラー粒子：荷電 $H^\pm$, CP-odd A CP-even h, H

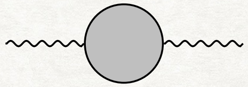
変数：$v = 246$ GeV, $m_h = 125$ GeV, m_H, m_A, $m_{H^\pm}$, $M = m_{12}/\sqrt{s_\beta c_\beta}$ および混合角 β, α

- 実験的な制限
  1. フレーバーを変える中性カレント(FCNC)の抑制 ✔
  2. 電弱ローパラメーターに対する量子補正の抑制
  3. SMライクな125 GeVヒッグスとSM粒子の結合

$\Big\}$ 対称性によって説明することはできるか？

実験的制限その2と3

2. 電弱ローパラメーターに対する量子補正の抑制

V_X^μ  V_Y^ν $= g^{\mu\nu}\Pi_{XY} + (q^\mu q^\nu \text{ term})$

$$\alpha_{em} T = \rho - 1 = \frac{e^2}{s_W^2 c_W^2 m_Z^2}\left[\Pi_{11}(0) - \Pi_{33}(0)\right], \quad \Delta T \equiv T_{\rm 2HDM} - T_{\rm SM} \simeq 0$$ PDG 2020

$$\longrightarrow \begin{cases} m_A^2 = m_{H^\pm}^2 \\ m_H^2 = m_{H^\pm}^2 \quad \text{and} \quad s_{\beta-\alpha} = 1 \end{cases}$$

$\leftrightarrow$ カストディアル $O(4)$ 対称性 A. Pomarol, R. Vega NPB413 (1994)

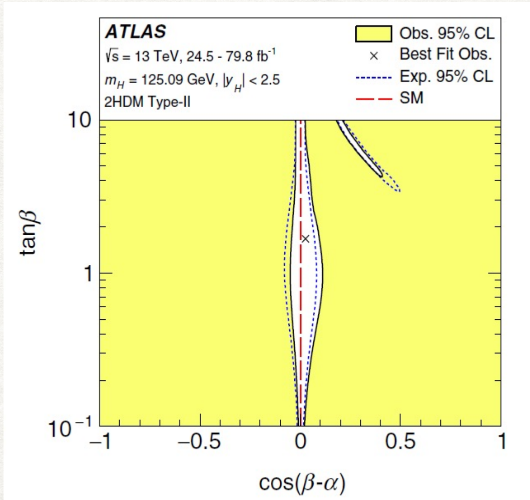
$\leftarrow$ ツイスティッドカストディアル $O(4)$ 対称性

J. Gerard and M. Herquet, PRL 98 (2007)

3. SMライクな125 GeVヒッグスとSM粒子の結合

$$\mathcal{L}_{int} = \sin(\beta-\alpha) h \left(\frac{m_W^2}{v} W^{+\mu} W_\mu^- + \frac{m_Z^2}{2v} Z^\mu Z_\mu\right) - \sum_{f=u,d,e} \frac{m_f}{v}\left[\sin(\beta-\alpha) + \xi_f \cos(\beta-\alpha)\right]\bar{f} f h$$

ξ_f は $\cot\beta$ か $-\tan\beta$



G. Aad et al, PRD101 (2020)

ツイスティッドカストディアル対称性は$\Delta T \simeq 0$だけではなく$s_{\beta-\alpha} \simeq 1$も説明できる。

$O(4)$ v.s. $O(8)$

ツイスティッドカストディアル対称性は以下の条件を要求する。

$$\lambda_1(m_Z) = \lambda_2(m_Z) = \lambda_3(m_Z),\ \lambda_4(m_Z) = -\lambda_5(m_Z)$$

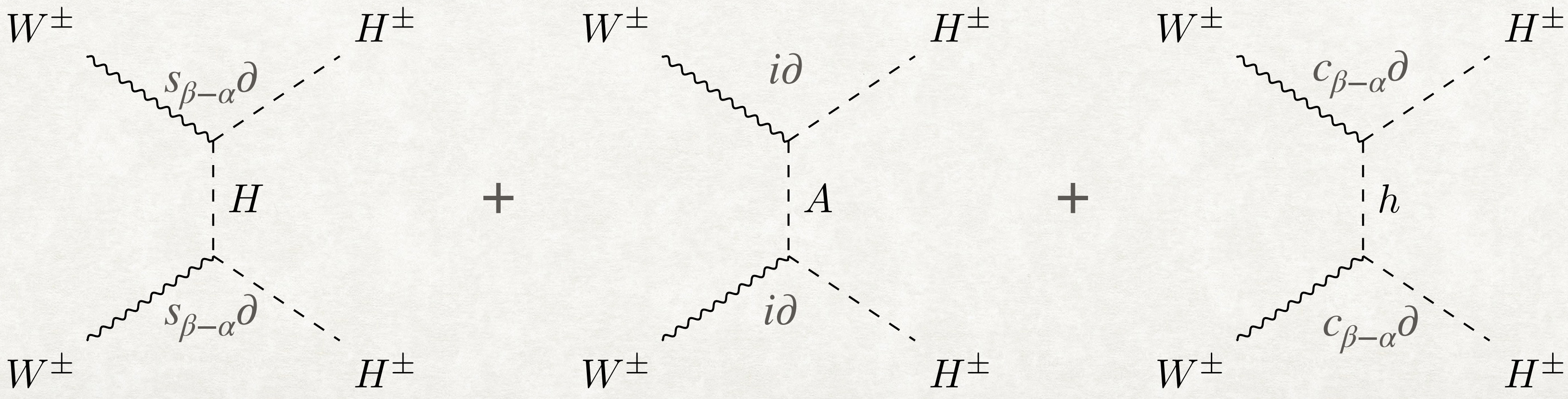
ヒッグスポテンシャル： $V_4 = \dfrac{m_h^2}{2v^2}(|\Phi_1|^2 + |\Phi_2|^2)^2 - \dfrac{1}{2}\eta(\Phi_1^\dagger\Phi_2 - \Phi_2^\dagger\Phi_1)^2, \quad \eta = \dfrac{m_A^2 - m_{H^\pm}^2}{v^2}$

$\eta = 0$のとき、ヒッグスポテンシャルの大局的対称性は $O(4)$ から $O(8)$ になる。

→ 質量二乗差 η はヒッグスポテンシャルの構造を決める上で重要

N. G. Deshpande, E. Ma PRD18 (1978) 2574
P.S. Bhupal, A. Pilaftsis JHEP 12 (2014) 024

$s_{\beta-\alpha} = 1$のとき、$W^\pm W^\pm \to H^\pm H^\pm$の散乱断面積は$\eta$に比例する。 M. Aiko, S. Kanemura, K. Mawatari PLB797 (2019)



H^+H^+対生成の散乱断面積

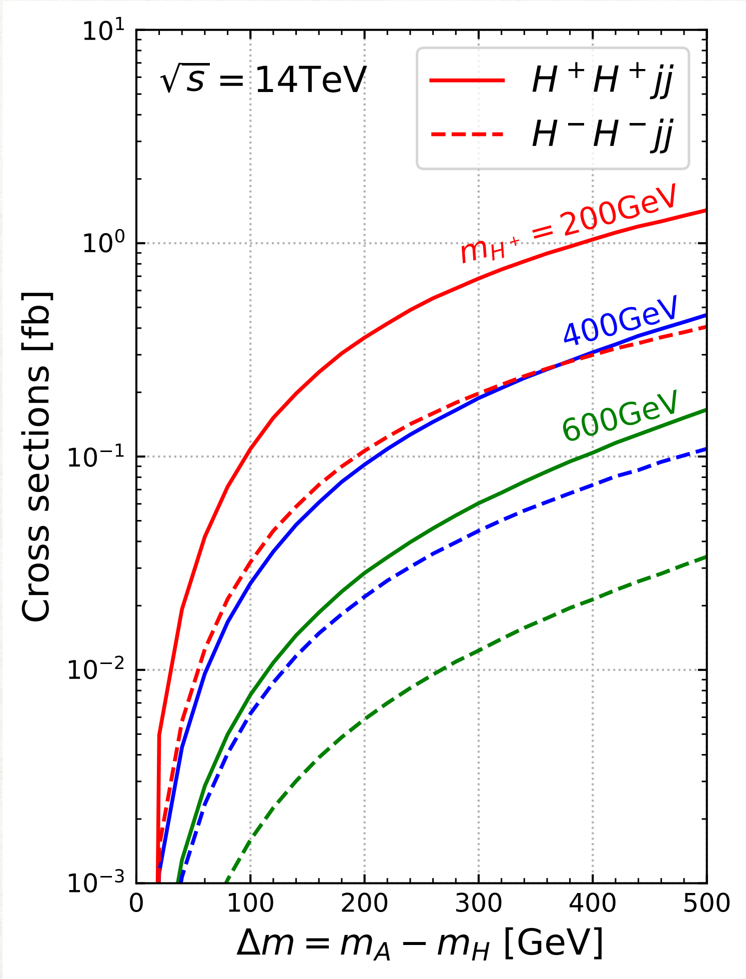
$pp \to H^+H^+jj$過程の散乱断面積を

MadGraph5_aMC@NLOを用いて評価した。

- 質量差 $\Delta m = m_A - m_H$ が大きいほど、散乱断面積は大きくなる。
- パートン分布関数によって、H^+H^+の散乱断面積の方がH^-H^-よりも大きくなる。

解析では、$m_A > m_H = m_{H^\pm}$, $s_{\beta-\alpha} = 1$を仮定した。

H^+の崩壊パターンは2HDMのタイプに応じて、$t\bar{b}$と$\bar{\tau}\nu$が存在する。



M. Aiko, S. Kanemura, K. Mawatari PLB797 (2019)

H^+H^+対生成の散乱断面積

シグナル

$$H^+H^+jj \to t\bar{b}t\bar{b}jj \to (b\ell^+\nu)\bar{b}(b\ell^+\nu)\bar{b}jj$$

背景事象

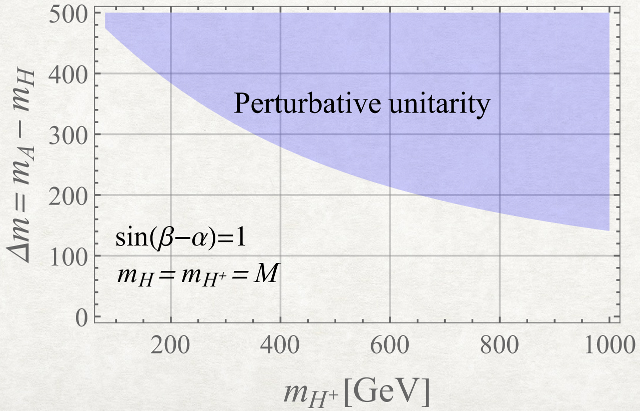
$$tt\bar{t}\bar{t} \to (b\ell^+\nu)(b\ell^+\nu)(\bar{b}jj)(\bar{b}jj)$$

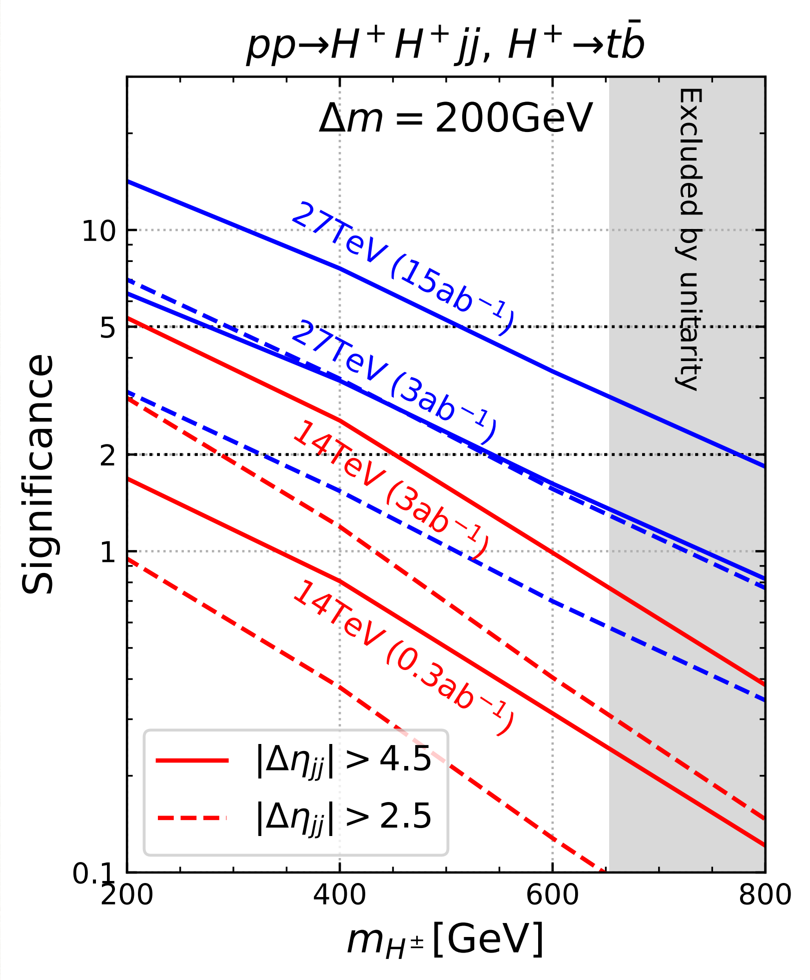
CMS, Eur. Phys. J. C78 (2018)

VBF selection

$$\Delta m_{jj} > 500\text{ GeV},\ \Delta\eta_{jj} > 2.5\ (4.5)$$

*$H^+ \to \bar{\tau}\nu$のsignificanceはバックアップを参照



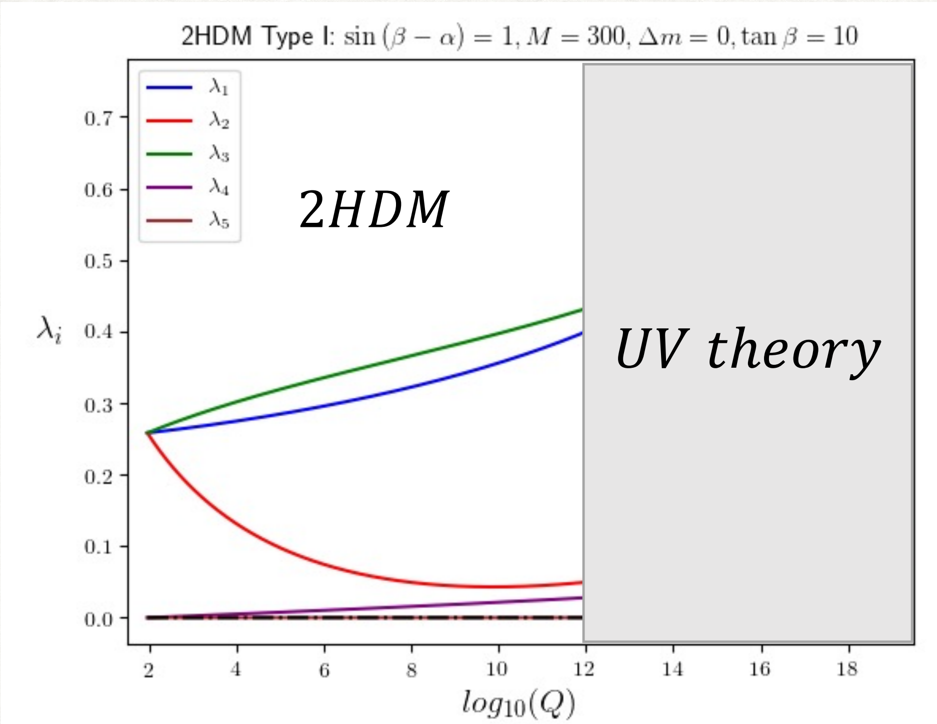


M. Aiko, S. Kanemura, K. Mawatari PLB797 (2019)

ツイスティッドカストディアル対称性の破れ

電弱スケールにおいてヒッグスポテンシャルが $Z_2 \times O(4)$ を持てば、実験的制限を説明できる。

$$\lambda_1(m_Z) = \lambda_2(m_Z) = \lambda_3(m_Z),\ \lambda_4(m_Z) = -\lambda_5(m_Z)$$



湯川相互作用と $U(1)_Y$ ゲージ結合はツイスティッドカストディアル対称性を破る

→ 電弱スケールでツイスティッドカストディアル対称性を実現するには $\lambda_i(\Lambda)$ の調整が必要

ヒッグスポテンシャルの大局的対称性はUV理論が決めると仮定する。

$$\mathcal{L}_{\rm UV}(\Lambda) \Rightarrow \mathcal{L}_{\rm 2HDM}(\Lambda)$$

スケール Λ でツイスティッドカストディアル対称性があると考える方が自然。

高エネルギーにおけるツイスティッドカストディアル対称性

- 仮定

あるスケールΛでツイスティッドカストディアル対称性が実現する。

$$\lambda_1(\Lambda) = \lambda_2(\Lambda) = \lambda_3(\Lambda),\ \lambda_4(\Lambda) = -\lambda_5(\Lambda)$$

- 結果

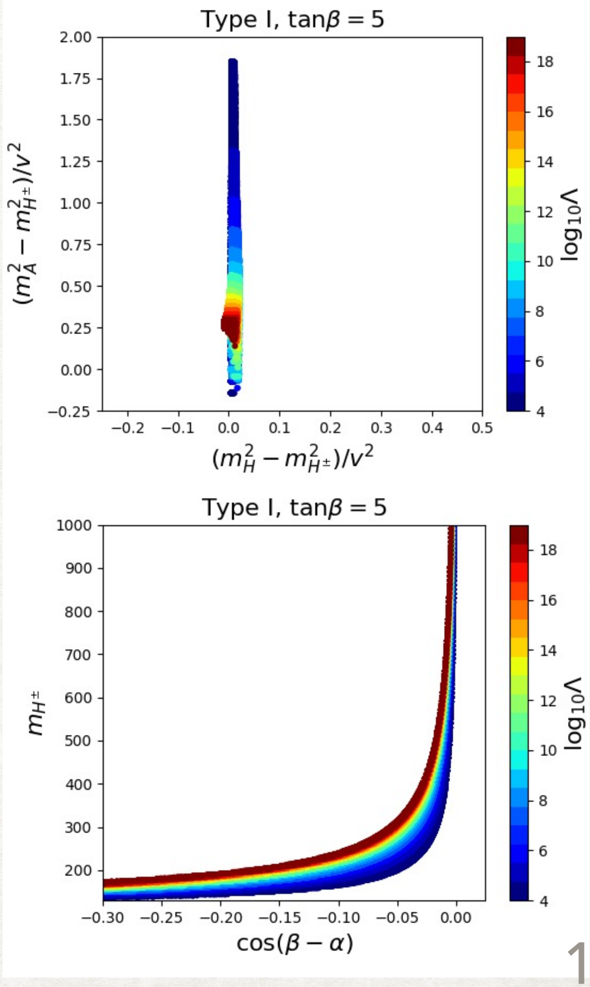
ヒッグス自己結合の関係式は崩れるが、以下の関係式が付加的ヒッグス粒子が数百GeVでも成立する。

$$m_H^2 \simeq m_{H^\pm}^2 \quad \text{and} \quad s_{\beta-\alpha} \simeq 1 \rightarrow \Delta T \simeq 0$$

- 予言

$m_A \geq m_H \simeq m_{H^\pm}$ かつ Λ が大きいと $m_A^2 - m_{H^\pm}^2$ が収束する傾向。

LHC および HL-LHC での直接探索で検証できる。



MA, S. Kanemura, JHEP (2021)

高エネルギーにおけるツイスティッドカストディアル対称性

- 125GeVヒッグスの結合におけるSMからのずれ

1. hVV結合

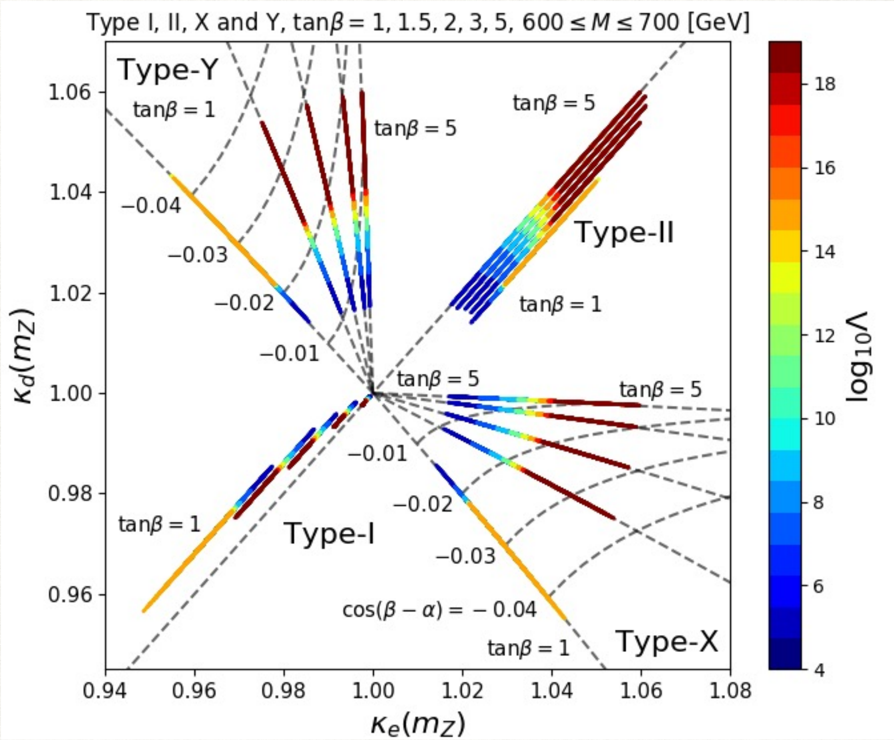
$$\mathcal{L}_{int} = \sin(\beta-\alpha) h \left(\frac{m_W^2}{v} W^{+\mu} W_\mu^- + \frac{m_Z^2}{2v} Z^\mu Z_\mu \right)$$

$s_{\beta-\alpha}$に比例 → $\mathcal{O}(0.1)$%程度のずれ

2. $hf\bar{f}$ 結合

$$\mathcal{L}_{int} = -\sum_{f=u,d,e} \frac{m_f}{v} [\sin(\beta-\alpha) + \xi_f \cos(\beta-\alpha)] \bar{f} f h$$

ズレは$s_{\beta-\alpha}$だけでなくξ_f ($\cot\beta$ or $-\tan\beta$)にも依存



- ズレの方向 → 湯川相互作用のタイプ S. Kanemura, et al, PRD90 (2014)

MA, S. Kanemura, JHEP (2021)

- ズレの大きさ → ツイスティッドカストディアル対称性が実現するスケール Λ

このような %レベルのズレは HL-LHC や ILC で検証できる。

まとめ

拡張ヒッグス模型において、実験データがヒッグスポテンシャルの大局的対称性の帰結として説明できるシナリオを研究した。

1. 電弱スケールにおいてツイストティィッドカストディアル $O(4)$ 対称性があれば電弱ローパラメーターへの量子補正とSMライクなヒッグス結合が実現できる。
2. 対称性が $O(4)$ かより大きな $O(8)$ かは質量二乗差の有無で決まる。同符号荷電ヒッグスの対生成過程は質量二乗差を測定する上で有用。
3. 電弱スケールよりも高いエネルギースケール Λ で対称性が実現するシナリオを考えることもできる。
4. このシナリオでは、付加的ヒッグスの質量スペクトラムと125 GeVヒッグスの結合に特徴的な予言が現れる。