７表現ヒッグス場

P R E S E N T A T I O N

NAGOYA UNIVERSITY

津村 浩二

基研研究会「素粒子物理学の進展２０１３」

2013年8月5-9日

~~The~~ Higgs boson mixes with an SU(2) septet

J. Hisano, K. Tsumura

Phys. Rev. D87, 053004 (2013)

目次

- ヒッグスボソン
  - 標準模型ヒッグスの基礎
  - これまでのLHCの結果のまとめ

- ７表現ヒッグス場
  - なぜ７表現か?
  - ７表現模型（問題点とその解決）
  - ７表現ヒッグスの予言
  - コライダー現象論

ヒッグスの基礎

The Review of Particle Physics (2013)

Higgs Bosons — H^0 and $H^{\pm}$

質量が決まった!!

H^0 Mass $m = 125.9 \pm 0.4$ GeV

H^0 signal strengths in different channels

Combined Final States = 1.07 ± 0.26 (S = 1.4)

WW^* Final State = 0.88 ± 0.33 (S = 1.1)

ZZ^* Final State = $0.89^{+0.30}_{-0.25}$

$\gamma\gamma$ Final State = 1.65 ± 0.33

いくつかの崩壊モードでシグナルを観測

EPS-HEPで中心値が減った

$b\bar{b}$ Final State = $0.5^{+0.8}_{-0.7}$

ATLASの結果待ち!!
(expected は 3σ超)

$\tau^+\tau^-$ Final State = 0.1 ± 0.7

H^0 DECAY MODES	Fraction (Γ_i/Γ)	p (MeV/c)
WW^*	seen	–
ZZ^*	seen	–
$\gamma\gamma$	seen	–
$b\bar{b}$	possibly seen	–
$\tau^+\tau^-$	possibly seen	–

Mass Limits for the Standard Model Higgs

Mass $m > 122$ and none 127–600 GeV, CL = 95%

The limits for H_1^0 and A^0 in supersymmetric models refer to the $m_h^{\max}$ benchmark scenario for the supersymmetric parameters.

H_1^0 in Supersymmetric Models ($m_{H_1^0} < m_{H_2^0}$)

Mass $m >$ 92.8 GeV, CL = 95%

A^0 Pseudoscalar Higgs Boson in Supersymmetric Models [n]

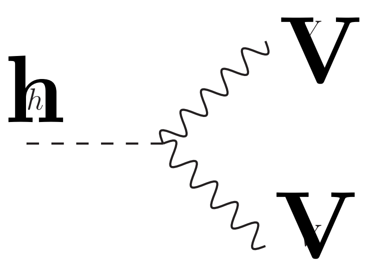
Mass $m >$ 93.4 GeV, CL = 95% $\tan\beta > 0.4$

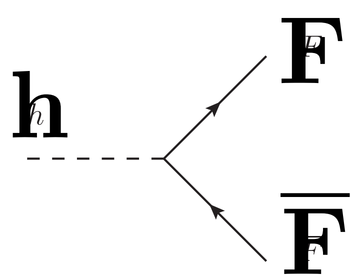
$H^{\pm}$ Mass $m >$ 79.3 GeV, CL = 95%

The Higgs boson

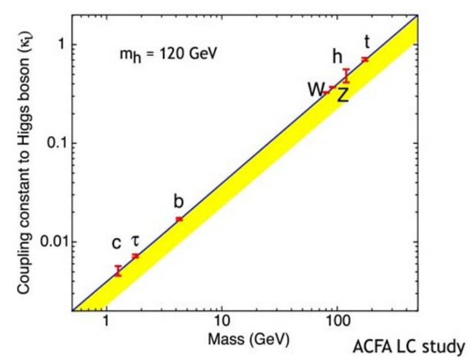
"the" = 標準模型のヒッグス (h)

- ヒッグス物理で最低限知っておくこと
  - ヒッグスの 真空期待値 [VEV] ($v/\sqrt{2} = \langle \Phi^0 \rangle$)が電弱対称性の破れを導く
    → "ヒッグス機構"でゲージボソンが質量を獲得 $m_V^2 = \frac{1}{4} g_V^2 v^2$
  - フェルミオンの質量も湯川相互作用を通じてVEVで生成 $m_F = \frac{Y_F}{\sqrt{2}} v$
  - **"質量" と "結合" の関係**





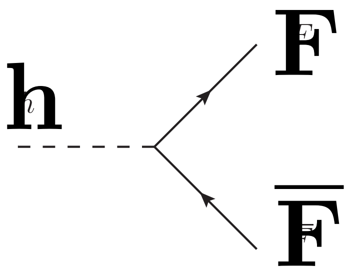
$$\lambda_{hVV} = 2m_V^2/v \qquad \lambda_{hF\overline{F}} = m_F/v$$

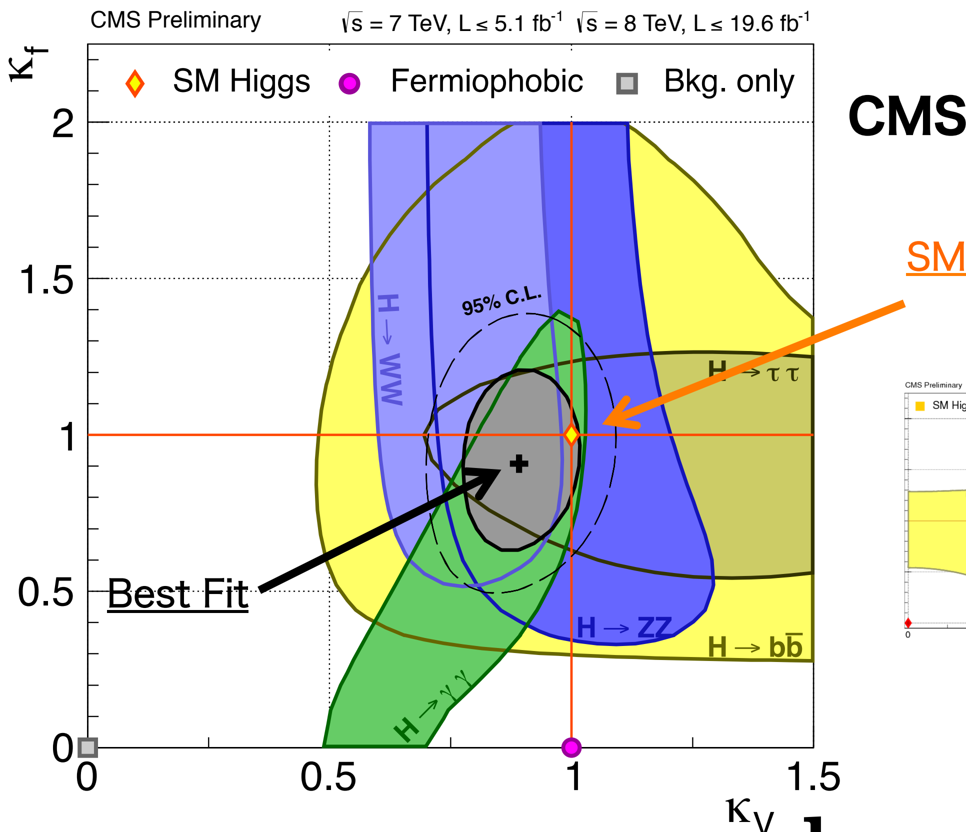


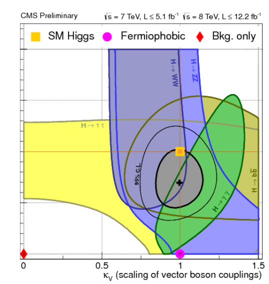
ヒッグス結合のずれ

ヒッグス結合はSMの予言からずれている可能性がある

$$\kappa_F = \lambda_{hF\overline{F}} / \lambda^{\rm SM}_{hF\overline{F}}$$

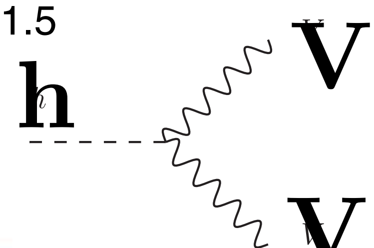






色付きの領域はヒッグスの各種崩壊モードが好む領域

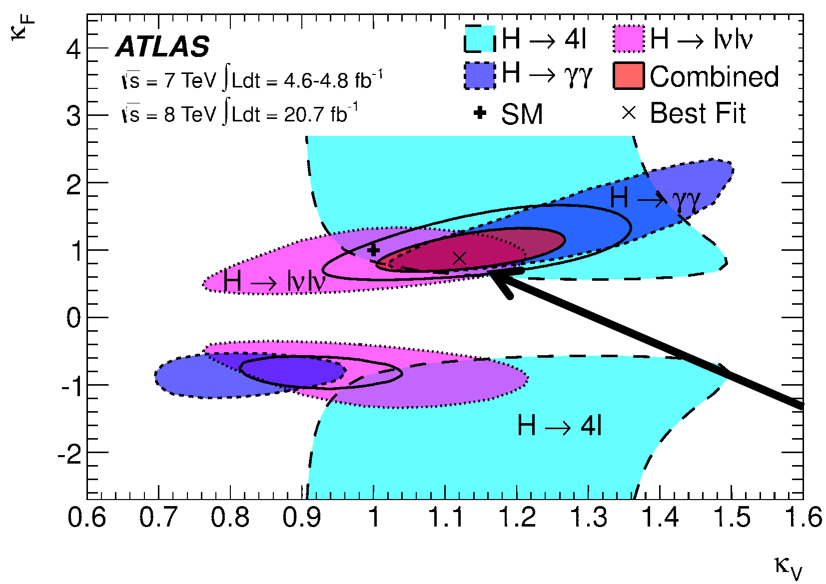
$$\kappa_V = \lambda_{hVV} / \lambda^{\rm SM}_{hVV}$$



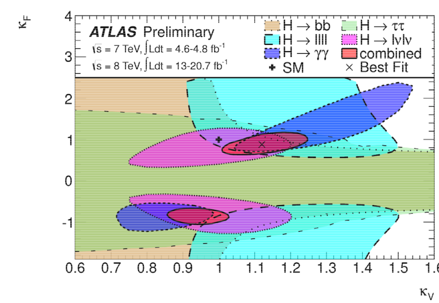
ヒッグス結合の標準模型からのずれ

は

標準模型を超える新物理と解釈できる

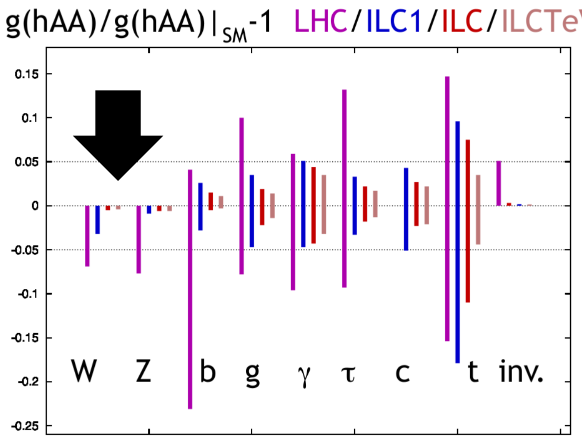


ATLAS



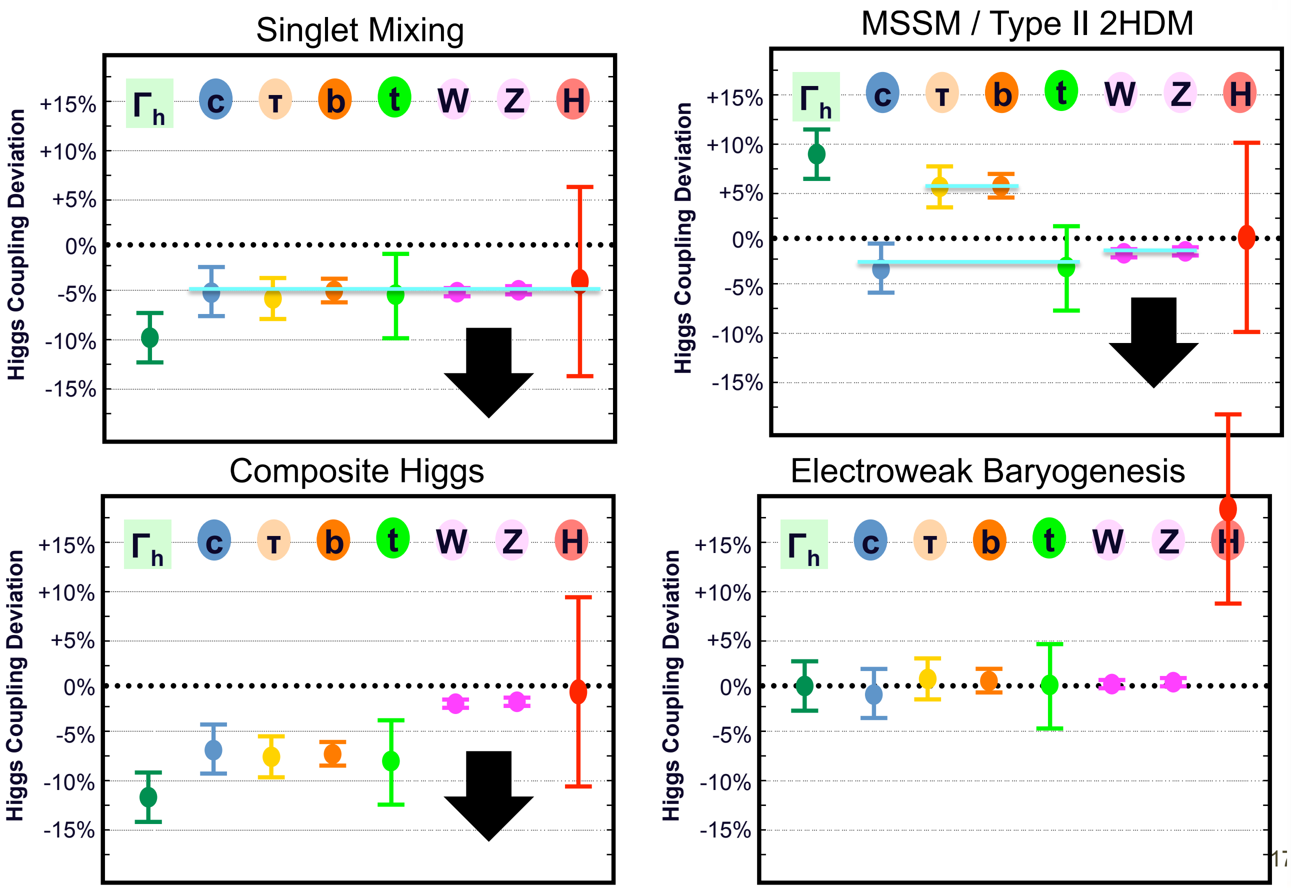
$K_V > 1$ が好まれる

将来的なヒッグス結合の測定精度



ヒッグス・ゲージ・ゲージ結合は常に負にズレる?

$\underline{K_V < 1\ ?}$



目次

- ヒッグスボソン
  - 標準模型ヒッグスの基礎
  - これまでのLHCの結果のまとめ

- ７表現ヒッグス場
  - なぜ７表現か?
  - ７表現模型（問題点とその解決）
  - ７表現ヒッグスの予言
  - コライダー現象論

SU(2)の復習

SU(2)のまとめ

$$[J^a, J^b] = i\,\epsilon^{abc}\,J^c$$

$$\begin{cases} \mathbf{J}^2|j,m\rangle = j(j+1)|j,m\rangle \\ J^3|j,m\rangle = m|j,m\rangle \end{cases}$$

$$j = 0, \tfrac{1}{2}, 1, \tfrac{3}{2}, \cdots$$

$$m = -j, -j+1, \cdots, j-1, j$$

昇降演算子 $$J^{\pm} \equiv J_1 \pm i\,J_2$$

$$[J^3, J^{\pm}] = \pm\,J^{\pm}$$

$$[J^+, J^-] = 2\,J^3$$

$$J^{\pm}|j,m\rangle = \sqrt{(j \mp m)(j+1 \pm m)}|j,m\pm 1\rangle$$

---

j_3の空間として(2j+1)次元表現

$$|j,m\rangle = \phi_{j,m} = \begin{pmatrix} \varphi_{j,j} \\ \varphi_{j,j-1} \\ \cdots \\ \varphi_{j,-j+1} \\ \varphi_{j,-j} \end{pmatrix}$$

ラグランジアン

任意のアイソスピン j, ハイパーチャージ Y(=Q-T$_3$) [m=T$_3$]のVEVを持つヒッグス場

$$\mathcal{L} = |D_\mu \phi_{j,m}|^2 = \left|\{\partial_\mu + i\,e\,QA_\mu + ig_Z(T_3 - s_W^2 Q)Z_\mu + i\,\frac{g}{\sqrt{2}}(T_- W_\mu^+ + T_+ W_\mu^-)\}\phi_{j,m}\right|^2$$

$$= \Big|\{\partial_\mu + i\,e\,Q_m A_\mu + ig_Z(m - s_W^2 Q_m)Z_\mu\}\phi_{j,m} + i\frac{g}{\sqrt{2}}\sqrt{(j+m)(j+1-m)}W_\mu^+\phi_{j,m-1} + i\frac{g}{\sqrt{2}}\sqrt{(j-m)(j+1+m)}W_\mu^-\phi_{j,m+1}\Big|^2$$

おまけ：アイソスピンが大きいと“強い”弱い相互作用（係数が大きい）
例えば QED で電荷がむちゃくちゃ大きいと“強い”電磁相互作用

W, Z ボソンの質量公式は j と m で決まる

$$m_W^2 = +[j(j+1) - Y_\phi^2]\,\frac{g^2 v_{2j+1}^2}{2}$$

$$m_Z^2 = +2Y_\phi^2\,\frac{g_Z^2 v_{2j+1}^2}{2}$$

ρ パラメータ

任意の数の(真空期待値を持つ)ヒッグス場に対して

$$\rho_{\text{tree}} = \frac{\sum_\alpha [I_\alpha(I_\alpha+1) - Y_\alpha^2] v_\alpha^2}{\sum_\beta 2Y_\beta^2 v_\beta}$$

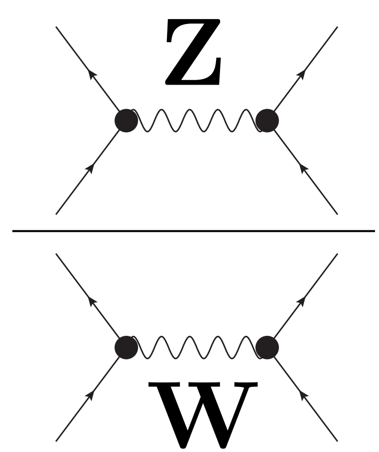
真空期待値

ハイパーチャージ

SU(2)アイソスピン

荷電カレントと中性カレントの相互作用の強さの比

$\rho =$



$= \dfrac{v_W^2}{v_Z^2}$

$$g_V \times \frac{1}{m_V^2} \times g_V \approx \frac{1}{4\,v_V^2}$$

ρ パラメータ

任意の数の(真空期待値を持つ)ヒッグス場に対して

$$\rho_{\rm tree} = \frac{\sum_\alpha [I_\alpha(I_\alpha+1) - Y_\alpha^2] v_\alpha^2}{\sum_\beta 2Y_\beta^2 v_\beta}$$

真空期待値

ハイパーチャージ

SU(2)アイソスピン

電弱精密測定の結果

$$\rho_0 = (\rho/\rho_{\rm SM}) = 1.0004^{+0.0003}_{-0.0004}$$

SMの SU(2)$_L$ x U(1)$_Y$ 構造のもっとも強力なテスト

我々がSU(2)二重項ヒッグスを信じる主たる理由

拡張ヒッグス模型の例

$$\rho_{\rm tree} = \frac{\sum_\alpha [I_\alpha(I_\alpha+1) - Y_\alpha^2] v_\alpha^2}{\sum_\beta 2Y_\beta^2 v_\beta}$$

$$\boxed{\rho_{\rm tree}^{\rm SM} = \frac{m_W^2}{c_W^2\, m_Z^2} = 1}$$ for $I_\alpha = 1/2, Y_\alpha = 1/2, v_\alpha = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2}$

SU(2)$_{\rm L}$ 二重項 $\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$

マルチ二重項でもOK (SUSYもOK)

$$\boxed{\rho_{\rm tree}^{\rm triplet} = \frac{m_W^2}{c_W^2\, m_Z^2} = \frac{1}{2}}$$ for $I_\alpha = 1, Y_\alpha = 1$

SU(2)$_{\rm L}$ 三重項 $\Delta = \begin{pmatrix} \Delta^{++} \\ \Delta^+ \\ \Delta^0 \end{pmatrix}$ w/o SM二重項Higgs

明らかに実験と異なる

$$\boxed{\rho_{\rm tree}^{\rm HTM} = \frac{m_W^2}{c_W^2\, m_Z^2} = \frac{1+2x^2}{1+4x^2} \approx 1 - 2x^2}$$ with $x = \frac{\langle \Delta^0 \rangle}{\langle \phi^0 \rangle}$

SM二重項Higgs w/ 三重項Higgs

三重項の真空期待値<Δ^0>は小さいことが要請される

(EWSBへの寄与は小さい)

なぜ７表現か？

$$\rho_{\mathrm{tree}} = \frac{[I(I+1) - Y^2]}{2Y^2} = 1$$

整数になるように再定義

$$x = 2I + 1, \quad y = 2Y$$

⬇

$$\boxed{x^2 - 3y^2 = 1}$$

ペル方程式

❖ ペル方程式 (整数論)

with $x = (2I+1), y = 2Y, n = 3$

$$\boxed{x^2 - ny^2 = 1}$$

✧ 自明な解： (x,y)=(1,0) [任意の n に対して]

SM 1 重項スカラー

✧ 基本解： $(x_1,y_1)=(2,1)$ for n=3 [“the” Higgs field in the SM]

SU(2)二重項 w/ Y=1/2

✧ 一般解：

$$x_k = \frac{1}{2}[(x_1 + y_1\sqrt{n})^k + (x_1 - y_1\sqrt{n})^k]$$

Bhaskara II (1150)

$$y_k = \frac{1}{2\sqrt{n}}[(x_1 + y_1\sqrt{n})^k - (x_1 - y_1\sqrt{n})^k]$$

→ 次に小さい解(k=2): $(x_2,y_2)=(7,4)$ SU(2) 7 重項 w/ Y=2

7表現ヒッグスは比較的大きい真空期待値を取ることが出来る。
すなわち、電弱対称性の破れに大きな寄与を与える可能性がある。

なぜ７表現か?

- ρ_{tree}=1を予言する模型

（フェルミオン質量を生成するために、）少なくとも１個のSM的二重項ヒッグスを仮定する

  - SM [ヒッグス二重項１個]
  - 2HDM [ヒッグス二重項２個]
    - MSSM (Minimal Supersymmetric SM; 最小超対称標準模型)

      理論の整合性から偶数個のヒッグス場が要請される

      (スーパーポテンシャルのホロモロフィ、アノマリー相殺、upとdownの質量生成)
    - Zee model (ニュートリノ質量を生成する輻射型シーソー模型)

      レプトン数の破れをスカラーセクターで起こすために２個以上のヒッグス２重項が必要
    - etc.
  - New [ヒッグス２重項 + ヒッグス７重項]
  - etc. (真空のアライメント[調整]を要請する模型)
    - GM(Georgi-Machacek)模型

模型に現れるヒッグス

- ρ_{tree}=1を予言する模型

（フェルミオン質量を生成するために、）少なくとも１個のSM的二重項ヒッグスを仮定する

- SM [ヒッグス二重項１個]　h
- 2HDM [ヒッグス二重項２個]　$\underbrace{h, H}_{\text{CP偶ヒッグス}}, A, H^{\pm}$
  - A：CP奇ヒッグス
  - $H^{\pm}$：荷電ヒッグス対
  - ✓ MSSM (Minimal Supersymmetric 最小超対称標準模型)
    - 理論の整合性から偶数個のヒッグス場が要請される
    - (スーパーポテンシャルのホロモロフィ、アノマリー相殺、upとdownの質量生成)
  - ✓ Zee model (ニュートリノ質量を生成する輻射型シーソー模型)
    - レプトン数の破れをスカラーセクターで起こすために２個以上のヒッグス２重項が必要
  - ✓ etc.
- **New [ヒッグス２重項 + ヒッグス７重項]**　$h, H, A, \underbrace{H_1^{\pm}, H_2^{\pm}}_{\text{2対の荷電ヒッグス}}, \underbrace{H^{2\pm}, H^{3\pm}, H^{4\pm}, H^{5\pm}}_{\text{多重荷電ヒッグス}}$
- etc. (真空のアライメント[調整]を要請する模型)
  - ✓ GM(Georgi-Machacek)模型　$h_1, H_1, H_3, H_3^{\pm}, H_5, H_5^{\pm}, H_5^{2\pm}$

歴史の中の高次元表現ヒッグス

Tokyo conf より前

"A Phenomenological Profile of the Higgs Boson "
J. Ellis, M. K. Gaillard, D. V. Nanopoulos, Nucl. Phys. B106, 292 (1976)

2.2. - Ambiguities

The model described above is the simplest version of the Weinberg-Salam model. As soon as we consider more complicated versions of this model, or other models of weak and electromagnetic interactions, then considerable ambiguities arise in the Higgs boson couplings. For example :

i) - Even in the context of the Weinberg-Salam[11] model we can choose to have several Higgs fields $\underset{\sim}{H}_i$ belonging to several multiplets i with weak isospins I_i. Then if the uncharged member H_i^0 of each multiplet has as its third component of isospin I_{3i} and acquires a vacuum expectation value $\langle 0|H_i^0|0\rangle = v_i$ we find

$$m_W^2 = \frac{g^2}{2}\sum_i v_i^2 \left(I_i^2 + I_i - I_{3i}^2\right) \tag{2.12}$$

and

$$m_Z^2 = \frac{g^2}{\cos^2\theta_W}\sum_i v_i^2 I_{3i}^2 \tag{2.13}$$

歴史の中の高次元表現ヒッグス

日笠さん(学生の時？)

今，パラメタ ρ を

$$\rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2\theta_W}$$

で定義する。ρ の低エネルギー領域での物理的な意味は，中性カレントと荷電カレントの強さの比である。

$$\rho = G_{NC} / G_F$$

ここで G_F は Fermi 定数，すなわち荷電カレント相互作用の結合定数であり，G_{NC} は中性カレントの結合定数である。（Higgs が doublet のときに $G_{NC} = G_F$ となるよう規格化する。）

Higgs が doublet のときは $\rho = 1$ であるが，一般に weak isospin I の Higgs の I_3 成分が真空期待値 v を持ったとすると，ゲージ粒子の質量は

$$M_W^2 = \frac{1}{2} g^2 v^2 [I (I + 1) - I_3^2]$$

$$M_Z^2 = (g^2 + g'^2) v^2 I_3^2$$

従って $$\rho = \frac{1}{2} \left[\frac{I (I + 1)}{I_3^2} - 1 \right]$$

となる。$\rho = 1$ となるような（I，I_3）の組合せは

$$(I, I_3) = (\frac{1}{2}, \pm\frac{1}{2}), (3, \pm 2), (\frac{25}{2}, \pm\frac{15}{2}), \cdots\cdots$$

と無数にあるが，doubet の次に簡単な場合でも charge 5（！）の粒子を含む。一方 triplet の場合は $\rho = 1/2$ となる。

「ゲージ理論にもとづく数10GeV領域の現象論」研究会，KEK 82-2

歴史の中の高次元表現ヒッグス

There are basically two major constraints. First, it is an experimental fact [2,3] that $\rho = m_W^2/(m_Z^2 \cos^2\theta_W)$ is very close to 1. In the Standard Model, the ρ parameter is determined by the Higgs structure of the theory. It is well known [4] that in a model with only Higgs doublets (and singlets), the tree-level value of $\rho = 1$ is automatic, without adjustment of any parameters in the model. Although the minimal Higgs satisfies this property, so does any version of the Standard Model with any number of Higgs doublets (and singlets). In fact, there are other ways to satisfy the $\rho \approx 1$ constraint. First, there are an infinite number of more complicated Higgs representations which also satisfy $\rho = 1$ at tree level [5]. The general formula is

$$\rho \equiv \frac{m_W^2}{m_Z^2\cos^2\theta_W} = \frac{\sum_{T,Y}[4T(T+1)-Y^2]\,|V_{T,Y}|^2\, c_{T,Y}}{\sum_{T,Y} 2Y^2\,|V_{T,Y}|^2}, \qquad (4.1)$$

where $\langle\phi(T,Y)\rangle = V_{T,Y}$ defines the vacuum expectation values of each neutral Higgs field, and T and Y specify the total $SU(2)_L$ isospin and the hypercharge of the Higgs representation to which it belongs. In addition, we have introduced the notation:

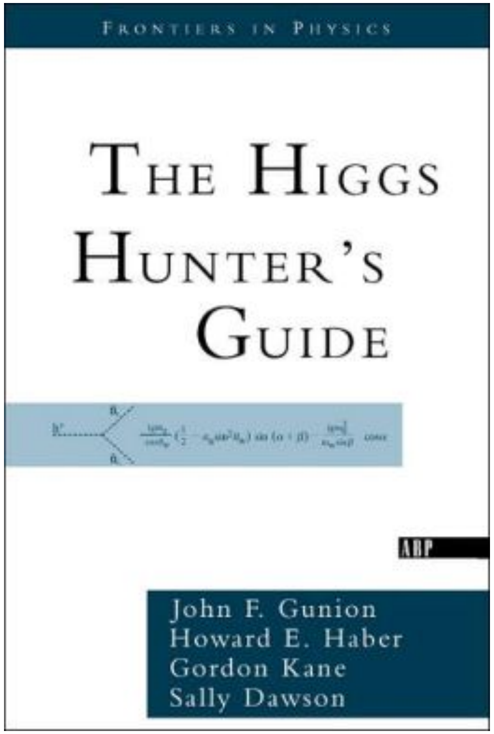
$$c_{T,Y} = \begin{cases} 1, & (T,Y) \in \text{complex representation}, \\ \frac{1}{2}, & (T, Y=0) \in \text{real representation}. \end{cases} \qquad (4.2)$$

Here, we employ a rather narrow definition of a real representation as consisting of a real multiplet of fields with integer weak isospin and $Y = 0$. The requirement that $\rho = 1$ for arbitrary $V_{T,Y}$ values is

$$(2T+1)^2 - 3Y^2 = 1. \qquad (4.3)$$

The possibilities beyond $T = 1/2$, $Y = \pm 1$ are usually discarded since the representations are rather complicated (the simplest example is a representation with weak isospin 3 and $Y = 4$). Second, one can take a model with multiple copies of "bad" Higgs representations, and arrange a "custodial" SU(2) symmetry among the copies, which then naturally imposes $\rho = 1$ at tree level. Examples of this type will be considered in §6.4. Finally, one can always choose arbitrary Higgs representations and fine tune the parameters of the Higgs potential to arrange $\rho \approx 1$. We will discard this latter "unnatural" possibility from further consideration.

"The Higgs Hunter's Guide" (1990)
F. Gunion, H. Haber, G. Kane, S. Dawson



ヒッグスポテンシャル

SU(2)のまとめ

基本表現の添字で表すと $\phi^i(i=1,2) = \mathbf{2} = \square$

$$\phi = \mathbf{1}, \quad \phi_i = \epsilon_{ij}\phi^j = \mathbf{2}^*$$

$$\mathbf{2}\otimes\mathbf{2} = \mathbf{1}\oplus\mathbf{3} \qquad \square\otimes\square = \mathbf{1}\oplus\square\square$$

$$\mathbf{3}\otimes\mathbf{2} = \mathbf{2}\oplus\mathbf{4} \qquad \square\square\otimes\square = \square\oplus\square\square\square$$

$$\cdots \qquad \cdots$$

$$\mathbf{6}\otimes\mathbf{2} = \mathbf{5}\oplus\mathbf{7} \qquad \square\square\square\square\square\otimes\square = \square\square\square\square\oplus\square\square\square\square\square\square$$

高次元表現

$$\phi^{\overbrace{ij\cdots mn}^{(N\text{-}1)\text{個}}} = \mathbf{N} = \overbrace{\square\square\cdots\square\square}^{(N\text{-}1)\text{個}}$$

７重項模型の問題点

❖ ヒッグスポテンシャルにアクシデンタルな グローバル U(1) 対称性

$$\mathcal{V} = -\mu_2^2\Phi^\dagger\Phi + M_7^2\chi^\dagger\chi + \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2 - \frac{1}{\Lambda^3}\{(\chi^*\Phi^5\Phi^*) + \mathrm{H.c.}\}$$

$$+ \sum_{A=1}^{4}\lambda_A(\chi^\dagger\chi\chi^\dagger\chi)_A + \sum_{B=1}^{2}\kappa_B(\Phi^\dagger\Phi\chi^\dagger\chi)_B$$

U(1)を破る項

Hisano, Tsumura (2013)

~~Φ(2重項) と χ(7重項) に対するそれぞれ異なる U(1) 変換の下でポテンシャルは不変。~~

→ ~~厳密に質量ゼロの南部ゴールドストンボソン~~

$$(\chi^*\Phi^5\Phi^*) = \chi^{*abcdef}\Phi_a\Phi_b\Phi_c\Phi_d\Phi_e\Phi^{*g}\epsilon_{fg}$$

$$(\Phi^\dagger\Phi\chi^\dagger\chi)_1 = \phi^{*i}\phi_i\chi^{*abcdef}\chi_{abcdef}$$
$$(\Phi^\dagger\Phi\chi^\dagger\chi)_2 = \phi^{*i}\phi_j\chi^{*jabcde}\chi_{iabcde}$$
$$(\chi^\dagger\chi\chi^\dagger\chi)_1 = \chi^{*ijklmn}\chi_{ijklmn}\chi^{*abcdef}\chi_{abcdef}$$
$$(\chi^\dagger\chi\chi^\dagger\chi)_2 = \chi^{*ijklmn}\chi_{ijklmf}\chi^{*abcdef}\chi_{abcden}$$
$$(\chi^\dagger\chi\chi^\dagger\chi)_3 = \chi^{*ijklmn}\chi_{ijklef}\chi^{*abcdef}\chi_{abcdmn}$$
$$(\chi^\dagger\chi\chi^\dagger\chi)_4 = \chi^{*ijklmn}\chi_{ijkdef}\chi^{*abcdef}\chi_{abclmn}$$

$$\begin{cases} \Phi_1 = \omega_2^+ \\ \Phi_2 = (v_2 + h_2 + i\,z_2)/\sqrt{2} \end{cases}$$

$$\begin{cases} \chi_{111111} = \chi_3 \\ \chi_{111112} = \chi_2/\sqrt{6} \\ \chi_{111122} = \chi_1/\sqrt{15} \\ \chi_{111222} = \chi_0/\sqrt{20} \\ \chi_{112222} = \chi_{-1}/\sqrt{15} \\ \chi_{122222} = \chi_{-2}/\sqrt{6} \\ \chi_{222222} = \chi_{-3} \end{cases}$$

with

$$\chi_{-2} = (v_7 + h_7 + i\,z_7)/\sqrt{2}$$
$$\chi_3 = H^{5+}, \chi_2 = H^{4+}, \chi_1 = H^{3+}, \chi_0 = H^{2+}$$

ヒッグスの質量基底

❖ ヒッグスポテンシャルにアクシデンタルな グローバル U(1) 対称性

<u>**簡単のため**</u>　**7表現ヒッグスの典型的質量**

$$\mathcal{V} = -\mu_2^2 \Phi^\dagger \Phi + M_7^2 \chi^\dagger \chi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad - \frac{1}{\Lambda^3}\{(\chi^* \Phi^5 \Phi^*) + \mathrm{H.c.}\}$$

$$\cancel{+ \sum_{A=1}^{4} \lambda_A (\chi^\dagger \chi \chi^\dagger \chi)_A + \sum_{B=1}^{2} \kappa_B (\Phi^\dagger \Phi \chi^\dagger \chi)_B}$$

CP偶のヒッグス混合

$$\begin{pmatrix} h_7 \\ h_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_\alpha & -s_\alpha \\ s_\alpha & c_\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H \\ h \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} z_7 \\ z_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_\beta & -s_\beta \\ s_\beta & c_\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} z \\ A \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \chi_{-1} \\ \chi_{-3}^* \\ \omega_2^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\sqrt{10}}{4} & \frac{\sqrt{6}}{4} & 0 \\ -\frac{\sqrt{6}}{4} & \frac{\sqrt{10}}{4} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_\beta & 0 & -s_\beta \\ 0 & 1 & 0 \\ s_\beta & 0 & c_\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \omega^+ \\ H_2^+ \\ H_1^+ \end{pmatrix}$$

$z, \omega^\pm$: W, Zに吸われる電弱南部ゴールドストンボソン

$$\begin{cases} \chi_{111111} = \chi_3 \\ \chi_{111112} = \chi_2/\sqrt{6} \\ \chi_{111122} = \chi_1/\sqrt{15} \\ \chi_{111222} = \chi_0/\sqrt{20} \\ \chi_{112222} = \chi_{-1}/\sqrt{15} \\ \chi_{122222} = \chi_{-2}/\sqrt{6} \\ \chi_{222222} = \chi_{-3} \end{cases}$$

with

$$\chi_{-2} = (v_7 + h_7 + i\, z_7)/\sqrt{2}$$

$$\chi_3 = H^{5+}, \chi_2 = H^{4+}, \chi_1 = H^{3+}, \chi_0 = H^{2+}$$

$$\begin{cases} \Phi_1 = \omega_2^+ \\ \Phi_2 = (v_2 + h_2 + i\, z_2)/\sqrt{2} \end{cases}$$

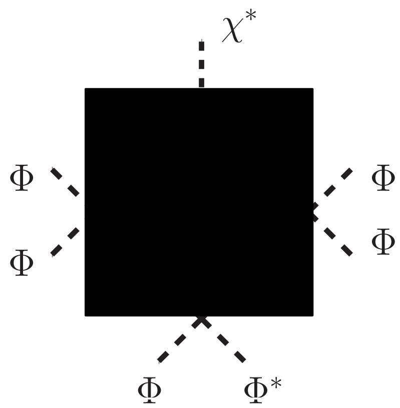
VEVの比

$$\boxed{\tan\beta = \frac{v_2}{4 v_7}}$$

くりこみ可能な模型

7表現ヒッグスを含むくりこみ可能な模型

ルール：２表現と７表現以外のエキゾチックな多重項のVEVは導入しない



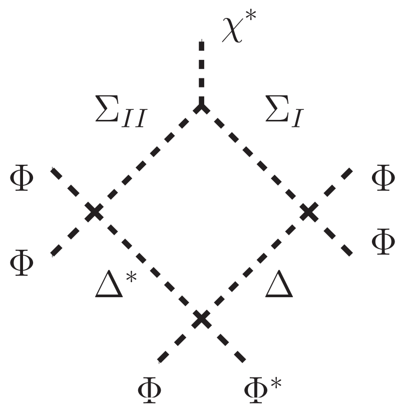
$$-\frac{1}{\Lambda^3}\{(\chi^*\Phi^5\Phi^*)+\mathrm{H.c.}\}$$

くりこみ不可能な項

外線は質量次元７の演算子で既に決まっている

７表現ヒッグスを含むくりこみ可能な模型

ルール：２表現と７表現以外のエキゾチックな多重項のVEVは導入しない



$$-\frac{1}{\Lambda^3}\{(\chi^*\Phi^5\Phi^*)+\mathrm{H.c.}\}$$

~~くりこみ不可能な項~~

外線は次元７の演算子で既に決まっている

ダイアグラムを分解する

- 2個の５表現 ($\Sigma_{\mathrm{I,II}}$) と 1個の３表現 (Δ)、ただし厳密なZ_2の下で奇

付加的な多重項のVEVを禁止
(ボーナス: ダークマターの候補)

$$\mathcal{L}_{\cancel{U(1)}} = \mu\,\chi_{abcdef}\Sigma_I^{*abci}\Sigma_{II}^{*defj}\epsilon_{ij} + \Phi_i\Phi_j(c_I\,\Sigma_I^{*ijkl} + c_{II}\,\Sigma_{II}^{*ijkl})\Delta_{kl} + f\,\Phi_a\Phi^{*b}\Delta^{*ac}\Delta_{bc} + \mathrm{H.c.}$$

グローバル U(1) をソフトに破る項

くりこみ可能な理論から正しい次元７の演算子を求めた!!

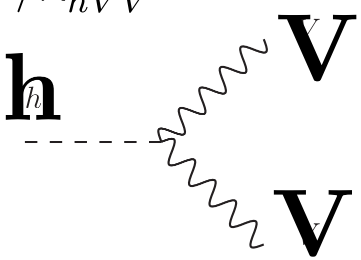
Hisano, Tsumura (2013)

７表現ヒッグスの予言

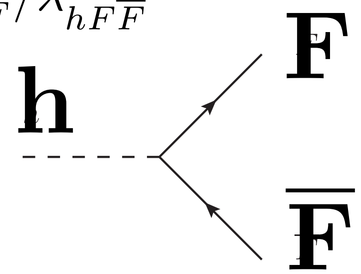
ヒッグス結合の補正

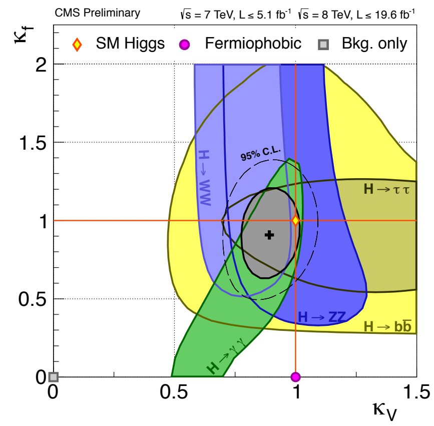
補正された“ゲージ”/“湯川”結合

$\kappa_V = \lambda_{hVV}/\lambda_{hVV}^{\rm SM}$



$\kappa_F = \lambda_{hF\overline{F}}/\lambda_{hF\overline{F}}^{\rm SM}$





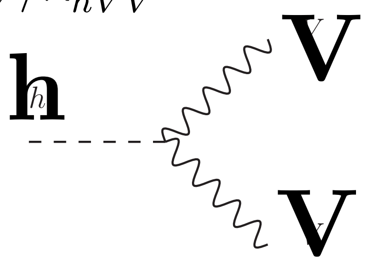
- ✧ SM: $\kappa_V^{\rm SM} = 1, \kappa_F^{\rm SM} = 1$
- ✧ 2HDM: $\kappa_V^{\rm 2HDM} = \sin(\beta - \alpha), \kappa_F^{\rm 2HDM(\text{-}I)} = \cos\alpha/\sin\beta$

$$\boxed{\kappa_V^{\rm 2HDM} \leq 1}$$

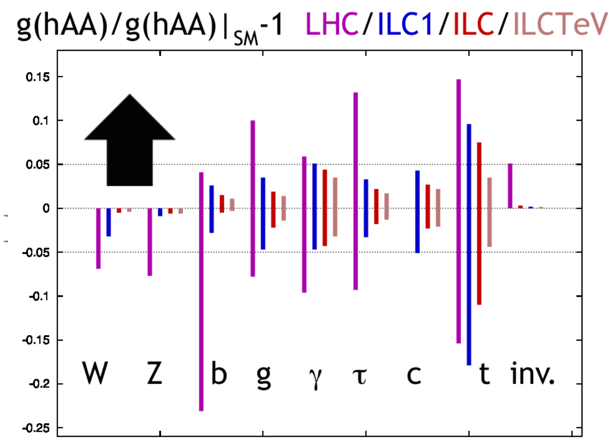
ヒッグス結合の補正

補正された“ゲージ”/“湯川”結合

$\kappa_V = \lambda_{hVV}/\lambda_{hVV}^{\rm SM}$



$$\kappa_{\mathbf{V}}^{\rm septet} \geq 1$$



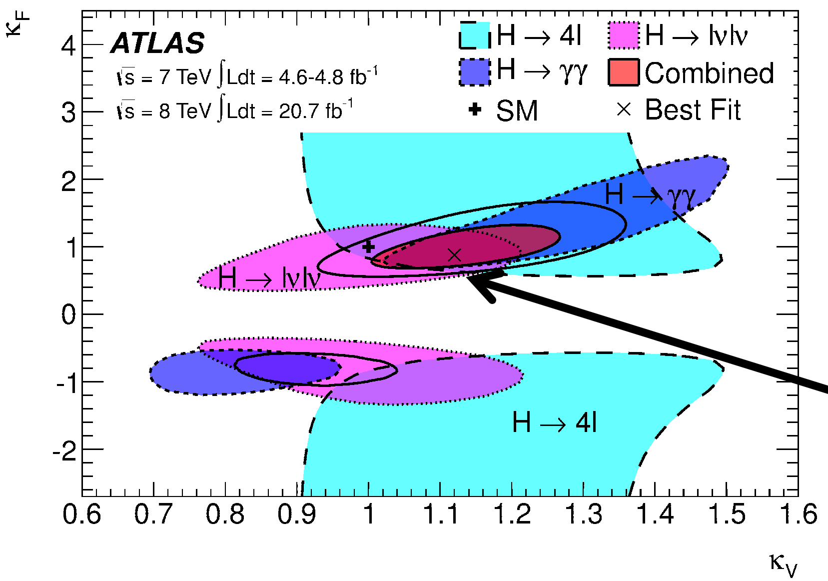
- ✧ SM: $\kappa_V^{\rm SM} = 1, \kappa_F^{\rm SM} = 1$
- ✧ 2HDM: $\kappa_V^{\rm 2HDM} = \sin(\beta - \alpha), \kappa_F^{\rm 2H}$

$$\boxed{\kappa_V^{\rm 2HDM} \leq 1}$$

- ✧ **Septet:** $\kappa_V^{\rm septet} = \sin\beta\cos\alpha - 4\cos\beta\sin\alpha, \kappa_F^{\rm septet} = \cos\alpha/\sin\beta$

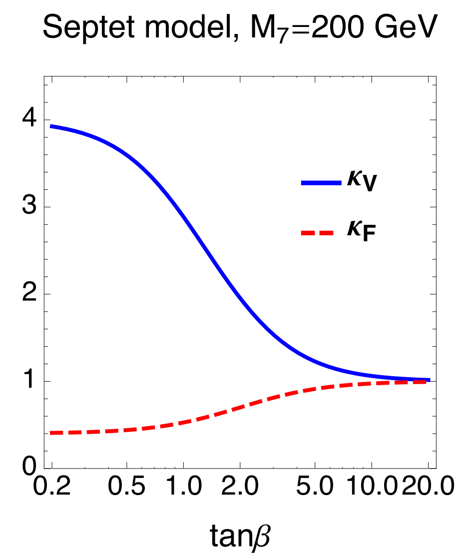
$\mathrm{K_V}$ は１より大きくなり得る

ヒッグス結合の補正



ATLAS (EPS-HEP 2013)

$\kappa_V > 1$ が好まれる



✧ **Septet:** $\kappa_V^{\text{septet}} = \sin\beta\cos\alpha - 4\cos\beta\sin\alpha,\ \kappa_F^{\text{septet}} = \cos\alpha/\sin\beta$

κ_V は１より大きくなり得る

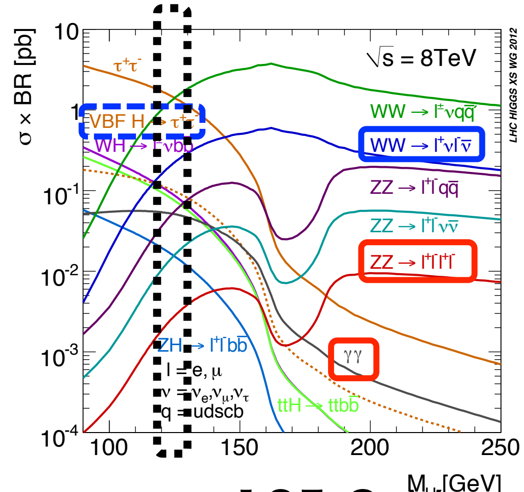
他の模型にない７表現ヒッグスの特徴

“xx”に崩壊するヒッグスの信号強度

$$\boxed{\mu_{xx} = \frac{\sigma \cdot \mathcal{B}_{xx}}{\sigma^{\mathrm{SM}} \cdot \mathcal{B}_{xx}^{\mathrm{SM}}}}$$

σ ：ヒッグスの生成断面積
B_{xx}: ヒッグスの xx への崩壊分岐比

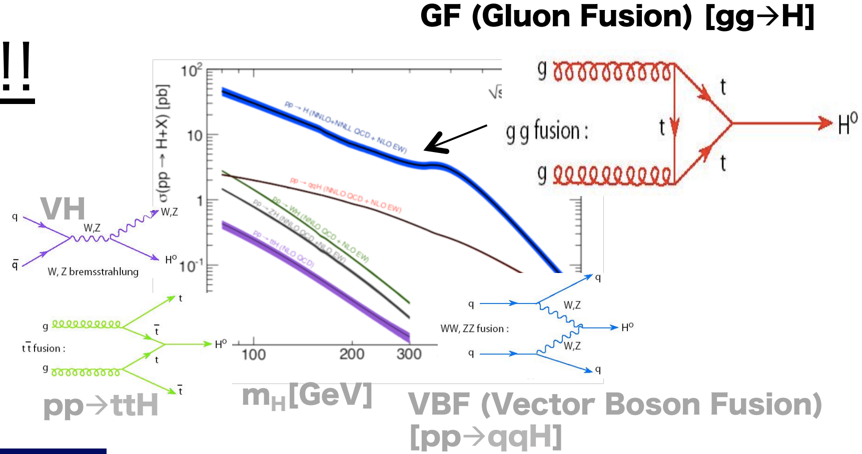
SMで期待される数で規格化

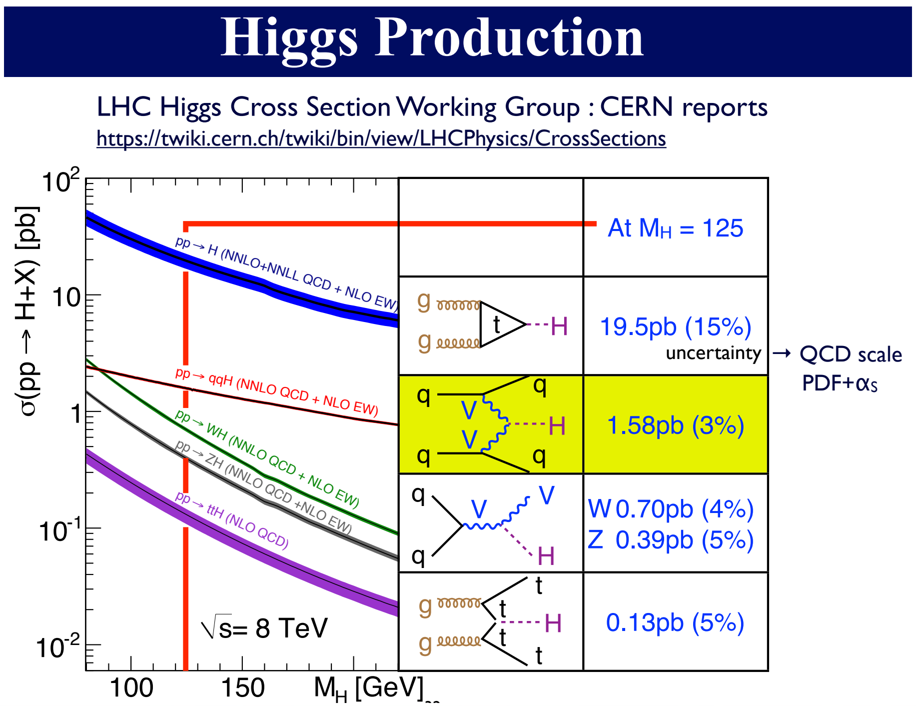


m_H =125 GeV

ヒッグスはほぼGFで生成される!!

$$\sigma \simeq (\kappa_F)^2 \sigma^{\mathrm{SM}}$$

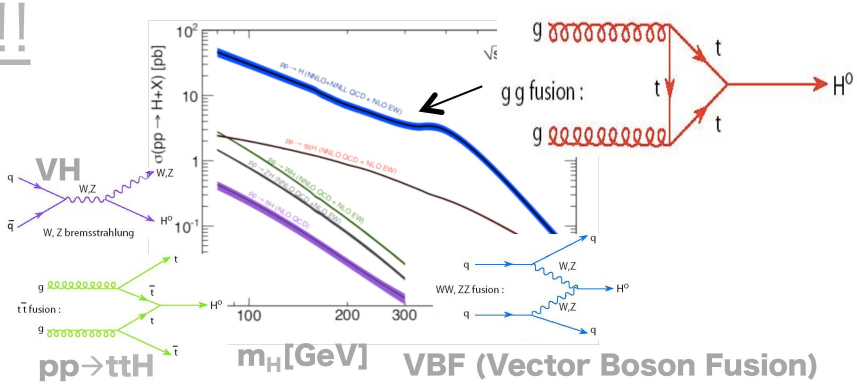




$$\mu_{xx} = \frac{\sigma \cdot \mathcal{B}_{xx}}{\sigma^{\mathrm{SM}} \cdot \mathcal{B}_{xx}^{\mathrm{SM}}}$$

ヒッグスはほぼGFで生成される!!

$$\sigma \simeq (\kappa_F)^2 \sigma^{\rm SM}$$

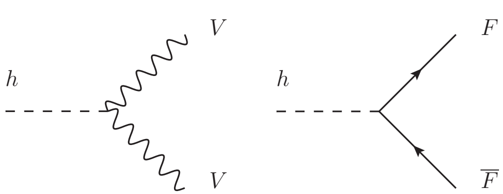


信号強度は近似的に(他の生成モードとマイナーな崩壊モードを無視)

$$\mu_{VV} \simeq (\kappa_F)^2 \frac{1}{(\kappa_F)^2(\mathcal{B}_{bb}+\mathcal{B}_{cc}+\mathcal{B}_{\tau\tau}+\mathcal{B}_{gg})+(\kappa_V)^2(\mathcal{B}_{WW}+\mathcal{B}_{ZZ})}(\kappa_V)^2$$

$$\mu_{F\bar{F}} \simeq (\kappa_F)^2 \frac{1}{(\kappa_F)^2(\mathcal{B}_{bb}+\mathcal{B}_{cc}+\mathcal{B}_{\tau\tau}+\mathcal{B}_{gg})+(\kappa_V)^2(\mathcal{B}_{WW}+\mathcal{B}_{ZZ})}(\kappa_F)^2$$

分岐比 B_{XX} への補正



$$\mu_{xx} = \frac{\sigma \cdot \mathcal{B}_{xx}}{\sigma^{\rm SM} \cdot \mathcal{B}_{xx}^{\rm SM}}$$

7表現模型における信号強度

γγ: 増幅

VV: 少し増幅

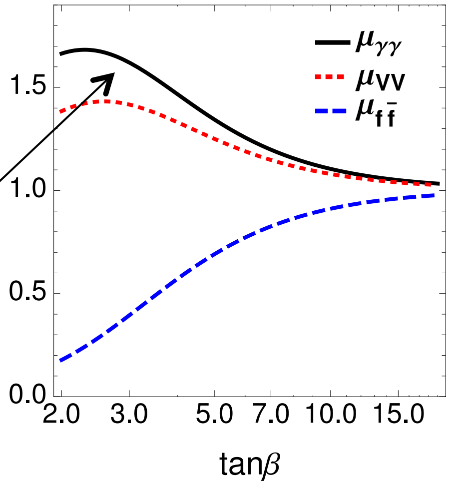
FF: 減少

$$\mu_{VV} \simeq (\kappa_F)^2 \frac{1}{(\kappa_F)^2(\mathcal{B}_{bb}+\mathcal{B}_{cc}+\mathcal{B}_{\tau\tau}+\mathcal{B}_{gg})+(\kappa_V)^2(\mathcal{B}_{WW}+\mathcal{B}_{ZZ})}(\kappa_V)^2$$

$$\mu_{F\bar{F}} \simeq (\kappa_F)^2 \frac{1}{(\kappa_F)^2(\mathcal{B}_{bb}+\mathcal{B}_{cc}+\mathcal{B}_{\tau\tau}+\mathcal{B}_{gg})+(\kappa_V)^2(\mathcal{B}_{WW}+\mathcal{B}_{ZZ})}(\kappa_F)^2$$

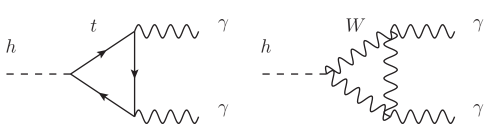
分岐比 B_{XX} への補正

M$_7$=200 GeV

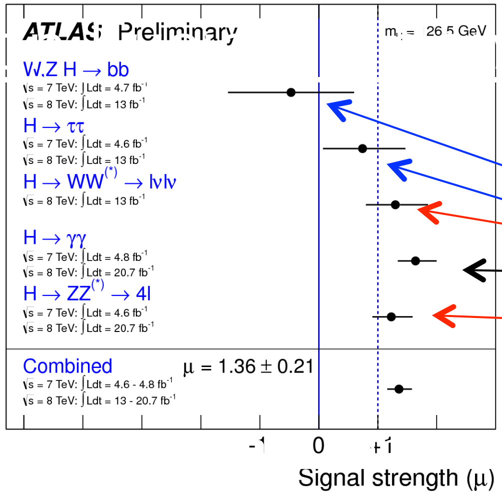


ループを通じた崩壊 (γγ) は少し複雑

$$\mu_{\gamma\gamma} \simeq (\kappa_F)^2 \frac{1}{(\kappa_F)^2(\mathcal{B}_{bb}+\mathcal{B}_{cc}+\mathcal{B}_{\tau\tau}+\mathcal{B}_{gg})+(\kappa_V)^2(\mathcal{B}_{WW}+\mathcal{B}_{ZZ})}\left|\frac{\kappa_F N_c Q_t^2 A_{1/2}(\tau_t)+\kappa_V A_1(\tau_W)}{N_c Q_t^2 A_{1/2}(\tau_t)+A_1(\tau_W)}\right|^2$$



7表現模型における信号強度



“ATLAS”の結果と定性的には良く合う

γγ: 増幅

VV: 少し増幅

FF: 減少

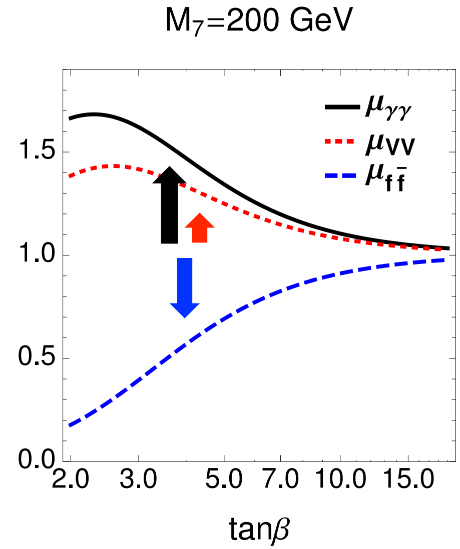
$$\mu_{VV} \simeq (\kappa_F)^2 \frac{1}{(\kappa_F)^2(\mathcal{B}_{bb}+\mathcal{B}_{cc}+\mathcal{B}_{\tau\tau}+\mathcal{B}_{gg})+(\kappa_V)^2(\mathcal{B}_{WW}+\mathcal{B}_{ZZ})}(\kappa_V)^2$$

$$\mu_{F\bar{F}} \simeq (\kappa_F)^2 \frac{1}{(\kappa_F)^2(\mathcal{B}_{bb}+\mathcal{B}_{cc}+\mathcal{B}_{\tau\tau}+\mathcal{B}_{gg})+(\kappa_V)^2(\mathcal{B}_{WW}+\mathcal{B}_{ZZ})}(\kappa_F)^2$$

分岐比 B_{XX} への補正

ループを通じた崩壊 (γγ) は少し複雑

$$\mu_{\gamma\gamma} \simeq (\kappa_F)^2 \frac{1}{(\kappa_F)^2(\mathcal{B}_{bb}+\mathcal{B}_{cc}+\mathcal{B}_{\tau\tau}+\mathcal{B}_{gg})+(\kappa_V)^2(\mathcal{B}_{WW}+\mathcal{B}_{ZZ})}\left|\frac{\kappa_F N_c Q_t^2 A_{1/2}(\tau_t)+\kappa_V A_1(\tau_W)}{N_c Q_t^2 A_{1/2}(\tau_t)+A_1(\tau_W)}\right|^2$$



コライダー現象論

$W^{\pm}ZH^{\mp}$ バーテックス

❖ アノマラス結合?

➢ SMにはそもそも H± がない

荷電NGボソンは VEV のSU(2)パートナー

$$\Phi_{\rm SM} = \begin{pmatrix} \omega^+ \\ (v+h+i\,z)/\sqrt{2} \end{pmatrix}$$

➢ MSSM(2HDM)では禁止される

上手く回転を選ぶとVEVを一つの二重項に押し付けられる

$$\Phi_{\rm SM\text{-}like} = \begin{pmatrix} \omega^+ \\ (v+h+i\,z)/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad \Phi_{\rm scalar} = \begin{pmatrix} H^+ \\ (H+i\,A)/\sqrt{2} \end{pmatrix}$$

H± は荷電NGボソン(および、VEV)に直交する

➢ 7表現の場合

$$\Phi = \begin{pmatrix} \omega_2^+ \\ (v_2+h_2+i\,z_2)/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad \chi = \begin{pmatrix} H^{+++++} \\ H^{++++} \\ H^{+++} \\ H^{++} \\ H_1^+ \\ (v_7+h_7+i\,z_7)/\sqrt{2} \\ H_2^- \end{pmatrix}$$

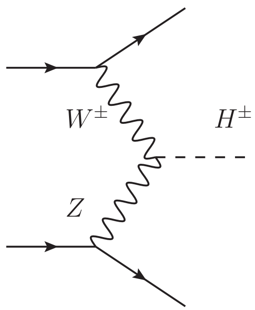
(二重項極限を除き)VEVを荷電ヒッグスから切り離せない

→ 7表現ヒッグスは 自然に $W^{\pm}ZH^{\mp}$ バーテックスを予言する

WW散乱のユニタリティや1-ループのρ値の和則にも関係（長井くんのポスター）

$W^{\pm}ZH^{\mp}$ @コライダー

- W±Z フュージョン (H±→W±Z)@ LHC



  - W'探索 (W±Z → W±') に似ている

    Birkedal, Machev, Perelstein, PRL94, 191803 (2005)

  - W±Z → H± は既にシミュレーションされている

    (BGは central jet-veto で落とせる)

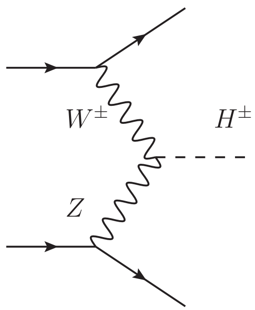
    Asakawa, Kanemura, Kanzaki, PRD75, 075022 (2007)

v_7 ~ O(10 GeV) までテスト可能!!

VEVの有無を調べることが電弱対称性の破れの解明に決定的に重要

$W^{\pm}ZH^{\mp}$ @コライダー

- W±Z フュージョン (H±→W±Z)@ LHC



  - W'探索 (W±Z → W±') に似ている

    Birkedal, Machev, Perelstein, PRL94, 191803 (2005)

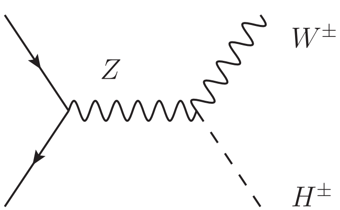
  - W±Z → H± は既にシミュレーションされている

    (BGは central jet-veto で落とせる)

    Asakawa, Kanemura, Kanzaki, PRD75, 075022 (2007)

v_7 ~ O(10 GeV) までテスト可能!!

- 荷電 Higgs strahlung @ ILC



  - ILCにおけるヒッグス主生成モード Higgs strahlung (e^+e^-→Zh) の相補過程

    ヒッグスの電弱セクターを直接検証

  - 反跳Wボソンのハドロニック崩壊で探査可能

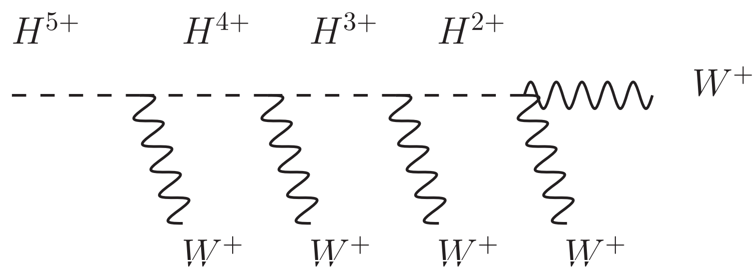
    W±ZH± バーテックスを H± を測定せずに調べられる

    Kanemura, Yagyu, Yanase, PRD83, 075018 (2011)

v_7 ~ O(GeV) までテスト可能!!

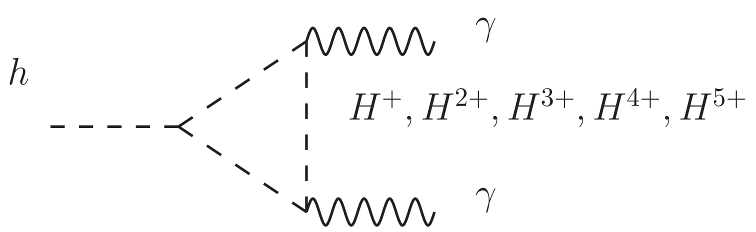
多重荷電ヒッグス

- 複数のWを放出して崩壊(唯一の崩壊チャンネル)



  - ✓ 対生成($H^{5+}H^{5-}$, $H^{5+}H^{4-}$)を考慮すると最低でも９個のW
  - ✓ 崩壊鎖が長くなるので長寿命になる可能性あり
  - ✓ 断面積は大きい (Q=5)

- h→γγ の反応率が大きくSMから変わる可能性もある



まとめ

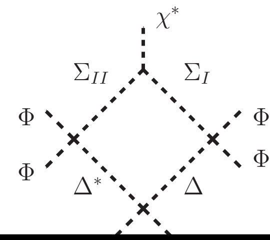
まとめ

❖ SM ヒッグスを超えて

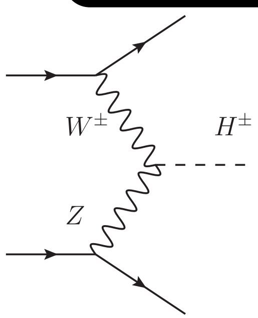
$$\rho_{\rm tree} = \frac{\sum_\alpha [I_\alpha(I_\alpha+1) - Y_\alpha^2] v_\alpha^2}{\sum_\beta 2Y_\beta^2 v_\beta}$$

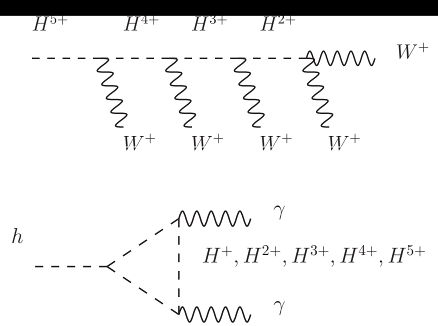
➢ ρ 値と拡張ヒッグス → 7 表現 (next minimal)

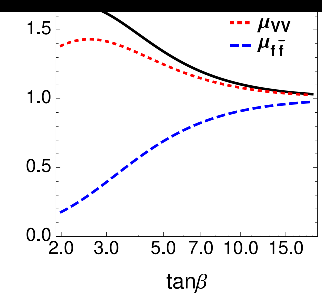
➢ くりこみ可能な 7 表現模型

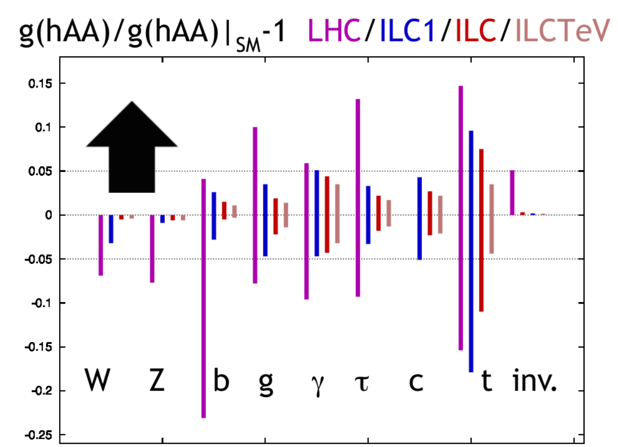


ヒッグス結合のずれ = 2nd ヒッグス









➢ ILCでの精密検証と 7 表現