

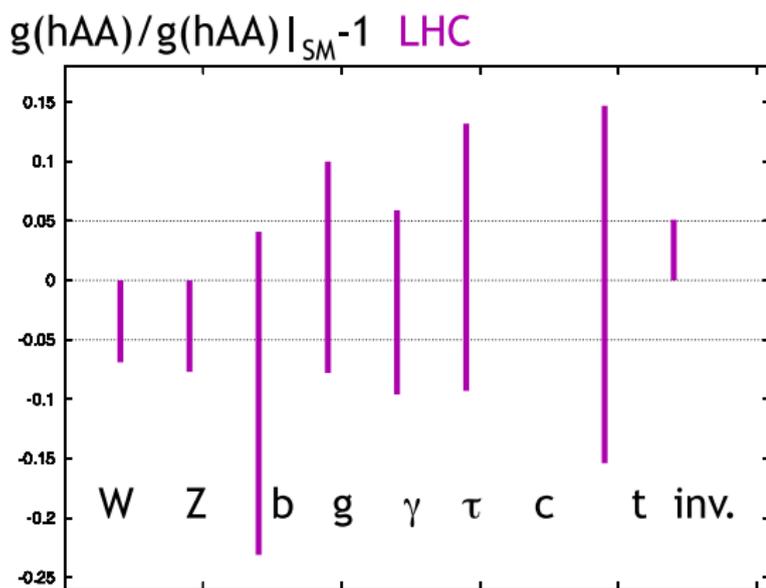
# LHC でヒッグス以外見えないとき何をすべきか

棚橋誠治

名古屋大学  
大学院理学研究科／素粒子宇宙起源研究機構

於 名古屋大学  
新学術領域 研究会  
「先端加速器 LHC が切り拓くテラスケールの素粒子物理学」

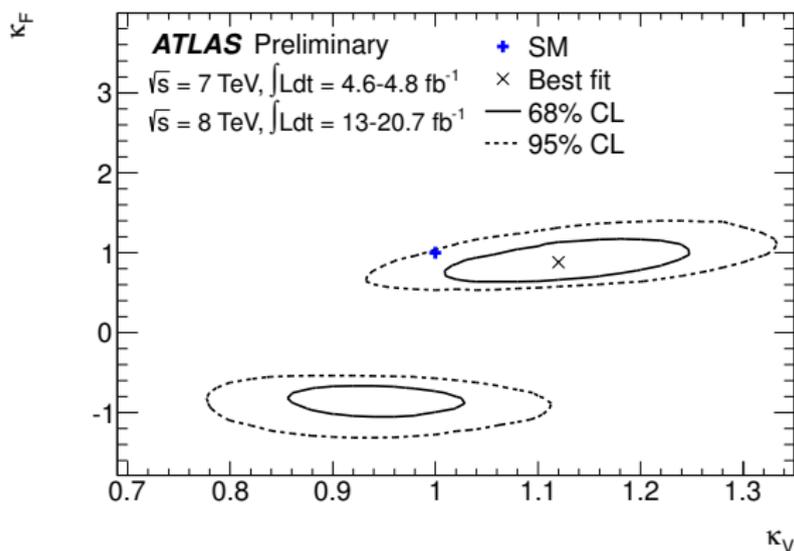
## ヒッグスボソンの精密測定

14TeV 300fb<sup>-1</sup> LHC での予測 (1 $\sigma$ )

M. Peskin, arXiv:1207.2516

## 現状

ATLAS-CONF-2013-034



## Effective Lagrangian

$HWW$ ,  $HZZ$  結合に影響する演算子の例

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \sum_n \frac{f_n}{\Lambda^2} \mathcal{O}_n$$

$$\mathcal{O}_W = ig_W (D_\mu \phi)^\dagger W^{\mu\nu} (D_\nu \phi), \quad \mathcal{O}_B = ig_Y (D_\mu \phi)^\dagger B^{\mu\nu} \frac{\tau_3}{2} (D_\nu \phi),$$

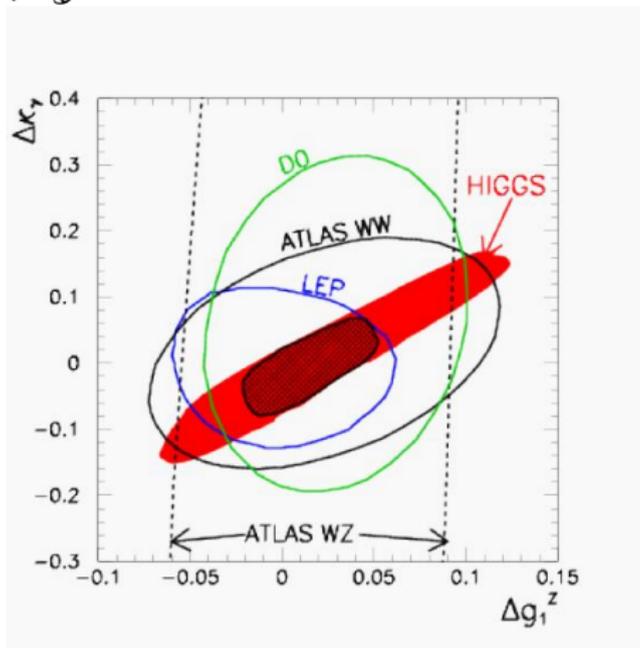
この演算子は 3 点ゲージ結合 (TGV) にも影響する

$$\Delta g_1^Z = \frac{1}{2} \frac{m_Z^2}{\Lambda^2} f_W, \quad \Delta \kappa_\gamma = \frac{1}{2} \frac{m_W^2}{\Lambda^2} (f_W + f_B), \quad \Delta \kappa_Z = \frac{1}{2} \frac{m_Z^2}{\Lambda^2} (c^2 f_W - s^2 f_B)$$

Hagiwara-Peccei-Zeppenfeld-Hikasa

# TGV vs Higgs

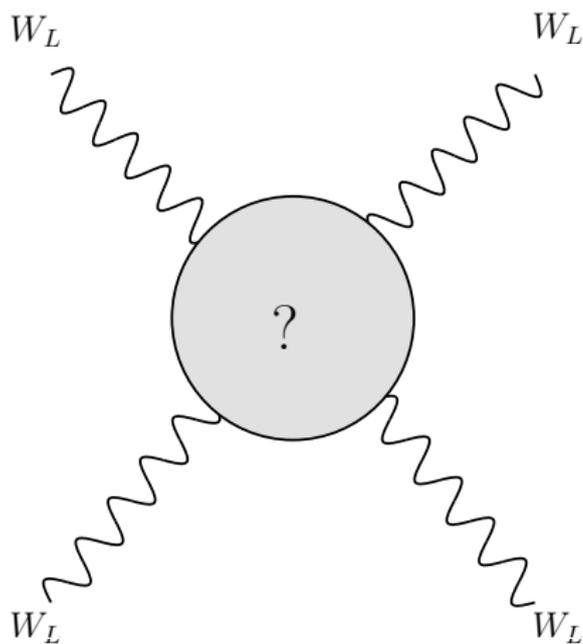
LHC でのヒッグス測定で得られた  $f_W, f_B$  への制限は、すでに TGV 測定  
の精度に近づいている



Corbett et al., arXiv:1304.1151

# なぜ $HWW$ 結合の測定が重要なのか

$W_L W_L$  散乱のユニタリティー



## $W_L W_L$ 散乱のユニタリティー

質量をもつゲージ場  $W$  だと、縦波偏極  $W_L$  も物理的な自由度。  
縦波  $W$  ( $W_L$ ) の偏極ベクトル

$$\epsilon_{(L)}^\mu = \frac{E}{M_W} \begin{pmatrix} \frac{|\vec{p}|}{E} \\ \frac{\vec{p}}{E} \\ \frac{|\vec{p}|}{E} \end{pmatrix}, \quad E^2 = |\vec{p}|^2 + M_W^2, \quad \epsilon_{(L)\mu} \epsilon_{(L)}^\mu = -1$$

はエネルギー  $E$  の増大とともに大きくなる。  
ナイーブに考えると、 $W_L W_L$  散乱の散乱振幅は

$$\mathcal{M}(W_L^a W_L^b \rightarrow W_L^c W_L^d) \propto |\epsilon_{(L)\mu}|^4 \sim \frac{E^4}{M_W^4}$$

となって摂動論が破綻してしまう (ユニタリティーの破れ)。これは本当?

# $W_L W_L$ 散乱のユニタリティー

簡単のため、 $g_Y = 0$  とする。 $(Z = W^3)$

この散乱に効くゲージ相互作用のダイアグラムは2種類

$$i\mathcal{M}_{\text{gauge}}(ab \rightarrow cd) = \text{Diagram 1} + \text{Diagram 2} + \text{crossed.}$$

4W バーテックスの寄与 ( $\delta^{ab}\delta^{cd}$  に比例する項)

$$g_{WWWW} \frac{E^4}{M_W^4} \left\{ \begin{aligned} &-(1 + \cos \theta) \left[ 3 - \cos \theta - 2 \frac{M_W^2}{E^2} \right] \\ &-(1 - \cos \theta) \left[ 3 + \cos \theta - 2 \frac{M_W^2}{E^2} \right] \end{aligned} \right\}$$

## $W_L W_L$ 散乱のユニタリティー

$t$ -channel  $W$  exchange ( $\delta^{ab}\delta^{cd}$  に比例する項)

$$g_{WWW}^2 \frac{E^4}{M_W^4} \left\{ (1 - \cos \theta) \left[ 3 + \cos \theta - 2 \frac{M_W^2}{E^2} \right] + \frac{1}{2} (1 + 11 \cos \theta) \frac{M_W^2}{E^2} \right\} + \dots$$

$u$ -channel  $W$  exchange ( $\delta^{ab}\delta^{cd}$  に比例する項)

$$g_{WWW}^2 \frac{E^4}{M_W^4} \left\{ (1 + \cos \theta) \left[ 3 - \cos \theta - 2 \frac{M_W^2}{E^2} \right] + \frac{1}{2} (1 - 11 \cos \theta) \frac{M_W^2}{E^2} \right\} + \dots$$

それぞれのグラフの寄与は、(予想どおり)  $E^4/M_W^4$  に比例している。

ゲージ対称性の帰結

$$g_{WWWW} = g_{WWW}^2 = g_W^2$$

を使って二つのグラフを足すと....

# $W_L W_L$ 散乱のユニタリティー

$E^4$  の項がキャンセルして

$$\mathcal{M}_{\text{gauge}}(ab \rightarrow cd) = \delta^{ab} \delta^{cd} g_W^2 \frac{E^2}{M_W^2} + \dots$$

となる。 $E^2 = s/4$ ,  $M_W^2 = g_W^2 v^2/4$  を使うと、

$$\mathcal{M}_{\text{gauge}}(ab \rightarrow cd) = \frac{s}{v^2} \delta^{ab} \delta^{cd} + \frac{t}{v^2} \delta^{ac} \delta^{bd} + \frac{u}{v^2} \delta^{ad} \delta^{bc} + \dots$$

さらに、ヒッグス交換ダイアグラム

$$i\mathcal{M}_{\text{Higgs}}(ab \rightarrow cd) = \begin{array}{c} a \\ \text{wavy} \\ \bullet \\ \text{wavy} \\ b \end{array} \begin{array}{c} \xrightarrow{h} \\ \text{---} \\ \bullet \end{array} \begin{array}{c} c \\ \text{wavy} \\ \bullet \\ \text{wavy} \\ d \end{array} + \text{crossed.}$$

$$\mathcal{M}_{\text{Higgs}}(ab \rightarrow cd) = g_{hWW}^2 \frac{s^2}{M_W^4} \frac{1}{M_h^2 - s} \delta^{ab} \delta^{cd} + \dots$$

を足す。

# $W_L W_L$ 散乱のユニタリティー

標準模型ヒッグスの関係式

$$g_{hWW} = \frac{M_W^2}{v}$$

が正しければ、 $s \sim E^2$  に比例する項もキャンセルして

$$\mathcal{M}(ab \rightarrow cd) = \mathcal{M}_{\text{gauge}} + \mathcal{M}_{\text{Higgs}} = \frac{s}{v^2} \frac{M_h^2}{M_h^2 - s} \delta^{ab} \delta^{cd} + \dots$$

逆に言うと、

$$g_{hWW} \neq g_{hWW}|_{\text{SM}}$$

の場合は、高エネルギーで散乱振幅が非摂動的になる（あるいは新粒子があらわれる）。

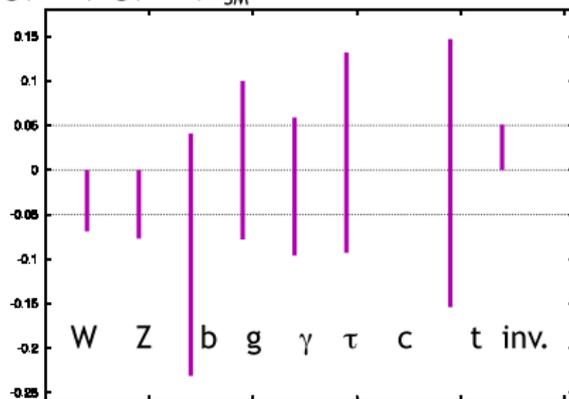
## Multi-Higgs の場合

$W_L W_L$  散乱振幅を摂動的に保つための関係式

$$\sum_n g_{h_{(n)}}^2 w_{WW} = \frac{M_W^4}{v^2}$$

Peskin が  $g_{hWW} < g_{hWW}|_{SM}$  の場合のみを考えた理由

$g(hAA)/g(hAA)|_{SM} - 1$  LHC



注意:  $g_{hWW} > g_{hWW}|_{SM}$  は禁止されていない

具体的な模型:

- \* Georgi-Machacek model

- \* Septet Higgs model

Hisano-Tsumura: arXiv:1301.5455,

Kanemura-Kikuchi-Yagyu: arXiv:1301.7303

摂動論が使える場合の和則: Gunion-Haber-Wudka: PRD43 904 (1991)

カストディアル  $SU(2)$  対称性を仮定した場合の一般論:

Falkowski-Rychkov-Urbano, arXiv:1202.1532

以下では、Septet Higgs 模型のようなカストディアル  $SU(2)$  対称性を持たない場合にも適用可能な議論を紹介する (長井氏、津村氏との議論に基づく)。

## would-be NGB 散乱振幅

$w^+ w^- \rightarrow w^+ w^-$  前方散乱振幅

$$A(s) \equiv A(s, t = 0),$$

$w^+ w^+ \rightarrow w^+ w^+$  前方散乱振幅

$$A_u(u) \equiv A(-u)$$

光学定理より

$$\frac{d}{ds} A(s) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty ds' s' \frac{\sigma_{w^+ w^-}^{\text{tot}}(s')}{(s' - s)^2} - \frac{1}{\pi} \int_0^\infty du' u' \frac{\sigma_{w^+ w^+}^{\text{tot}}(u')}{(u' + s)^2}$$

NGB 散乱の低エネルギー一定理より

$$\left. \frac{d}{ds} A(s) \right|_{s=0} = \frac{1}{v^2}$$

## would-be NGB 散乱振幅

$\Lambda$  以下のエネルギーでは散乱断面積を摂動論的に計算し、 $\Lambda$  以上では縦波ゲージボソン散乱断面積との等価定理を使う。

$\Lambda$  以下の質量に  $N_0$  個の中性ヒッグスと  $N_{++}$  個の 2 重荷電ヒッグスが存在する場合

$$\begin{aligned} \frac{1}{v^2} &= \frac{1}{M_W^4} \sum_{n=1}^{N_0} g_{h(n)}^2{}_{WW} - \frac{4}{M_W^4} \sum_{n=1}^{N_{++}} g_{h(n)}^2{}_{WW} \\ &+ \frac{1}{\pi} \int_{\Lambda^2}^{\infty} ds \frac{\sigma_{W^+W^-}^{\text{tot}}(s)}{s} - \frac{1}{\pi} \int_{\Lambda^2}^{\infty} ds \frac{\sigma_{W^+W^+}^{\text{tot}}(s)}{s} \end{aligned}$$

# LHC でヒッグス以外見えないとき

$$\begin{aligned}
 g_{hWW}^2 - g_{hWW}^2|_{\text{SM}} &= - \sum_{n=2}^{N_0} g_{h(n)WW}^2 + 4 \sum_{n=1}^{N_{++}} g_{h(n)WW}^2 \\
 &\quad - \frac{M_W^4}{\pi} \int_{\Lambda^2}^{\infty} ds \frac{\sigma_{W_L^+ W_L^-}^{\text{tot}}(s)}{s} \\
 &\quad + \frac{M_W^4}{\pi} \int_{\Lambda^2}^{\infty} ds \frac{\sigma_{W_L^+ W_L^+}^{\text{tot}}(s)}{s}
 \end{aligned}$$

## 場合分け

- \*  $g_{hWW} > g_{hWW}|_{\text{SM}}$  :  $W_L^+ W_L^+$  チャンネルに強い相互作用
- \*  $g_{hWW} < g_{hWW}|_{\text{SM}}$  :  $W_L^+ W_L^-$  チャンネルに強い相互作用
- \*  $g_{hWW} = g_{hWW}|_{\text{SM}}$  : 標準模型が正しい。あるいは、 $W^+ W^+$ 、 $W^+ W^-$  チャンネルの双方に強い相互作用

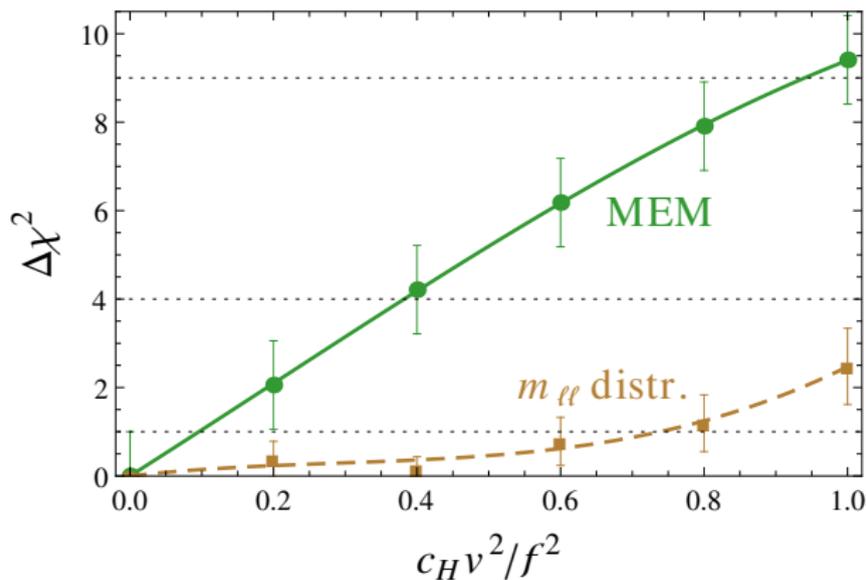
# 強い $W_L^+ W_L^+$ 散乱は LHC でどのくらい見えるか

- 1 Matrix Element Method を使った解析 ( $W \rightarrow l\nu$ )  
Freitas-Gainer: arXiv:1212.3598
- 2 Kinematic variable を工夫した解析 ( $W \rightarrow l\nu$ )  
Doroba et al.: arXiv:1201.2768, PRD86 036011 (2012)
- 3  $W$  jet tagging を用いた解析  
Cui-Han: arXiv:1304.4599

Freitas-Gainer が解析に使用した SILH 模型では

$$\frac{g_{HWW}}{g_{HWW}|_{\text{SM}}} = \frac{1}{\sqrt{1 - cv^2/f^2}}$$

強い  $W_L^+ W_L^+$  散乱は LHC でどのくらい見えるか

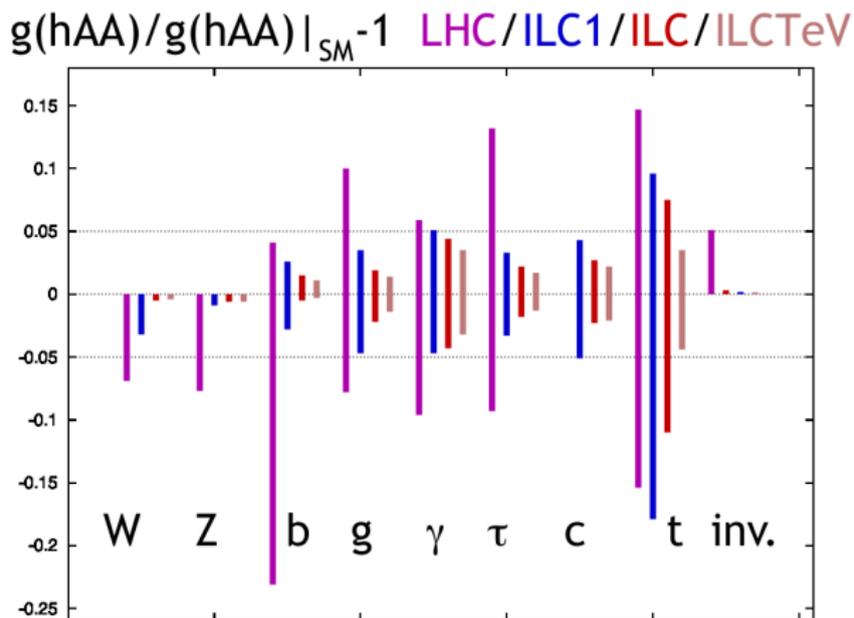
 Freitas-Gainer の結果 (14TeV LHC,  $170\text{fb}^{-1}$  を仮定)


## まとめ

- \* ヒッグス結合の精密測定が面白い
- \* Effective Lagrangian を経由して、TGV への non-trivial な制限がつき始めている
- \*  $g_{HWW} > g_{HWW}|_{\text{SM}}$  の場合、電荷 2 ヒッグスが存在するか、強い  $W_L^+ W_L^+$  散乱が起きる事が予言できる
- \*  $g_{HWW} < g_{HWW}|_{\text{SM}}$  の場合、エキストラな中性ヒッグスが存在するか、強い  $W_L^+ W_L^-$  散乱が起きる事が予言できる
- \*  $HWW$  結合が 20% 程度、標準模型からずれていれば、LHC での強い  $W_L^+ W_L^-$  散乱になにか示唆があるかも。

# ILC

LHC14TeV  $300\text{fb}^{-1}$ , ILC250GeV  $250\text{fb}^{-1}$ , ILC500GeV  $500\text{fb}^{-1}$ , ILC 1TeV  $1000\text{fb}^{-1}$



Peskin, arXiv:1207.2516

# 強い $W_L^+ W_L^+$ 散乱は LHC でどのくらい見えるか

Freitas-Gainer の結果 (14TeV LHC,  $170\text{fb}^{-1}$  を仮定): 2HDM

