



標準模型ライクなヒッグス粒子の物理

兼村晋哉
(富山大学理学部)



富山大学理学部

新学術領域「先端加速器 LHC が切り拓くテラスケールの素粒子物理学」

23-25 May 2013

このトークでは

昨年に見つかった新粒子(ヒッグス粒子 h)の
物理と、標準模型を超えた新物理模型との関
係について語る

序：電弱対称性の自発的破れ

素粒子標準模型における2つの大きな柱

1. ゲージ原理：素粒子の相互作用 $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$

実験でよく検証されてきた

2. 電弱ゲージ対称性の自発的破れ

$$v = \left(\frac{1}{\sqrt{2}G_F} \right)^{1/2} \simeq 246\text{GeV} \quad \text{既知} \quad \Rightarrow \quad Q^A |0\rangle \neq 0$$

ヒッグス機構：NGボソンを吸収してW, Zが質量獲得

カイラル対称性の破れ：クォーク・レプトンが質量獲得

$U(1)_{\text{em}}$

ヒッグス
セクター

ヒッグスセクターの正体は何か？ よく解っていない

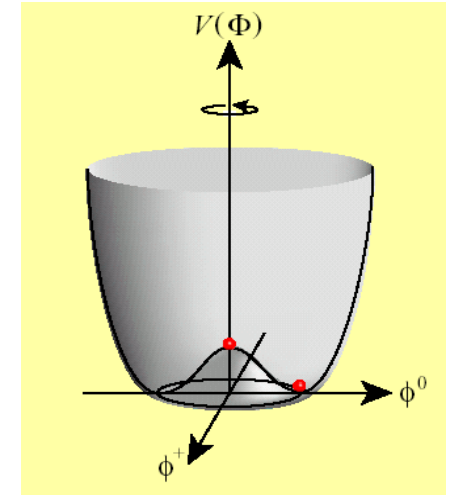
LHC実験で125GeVに新粒子が発見された：すべてはここから始まる！

序：標準模型のヒッグスセクター

アイソスピン2重項 スカラー場 が $I=1/2, Y=1$
1個の最小形

$$V(\Phi) = +\mu^2 |\Phi|^2 + \lambda |\Phi|^4 \quad \Phi = \begin{bmatrix} w^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(H + v + iz^0) \end{bmatrix}$$

$\mu^2 < 0$ $\longrightarrow$ $\langle \phi \rangle = v \simeq 246 \text{ GeV}$



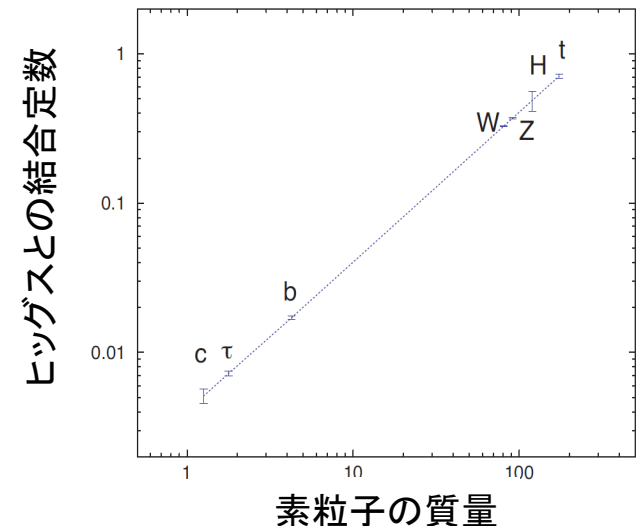
素粒子の質量起源

- ・ヒッグス機構
- ・湯川結合
- ・自己結合

$$m_W^2 \propto g^2 v^2$$

$$m_f \propto \gamma_f v$$

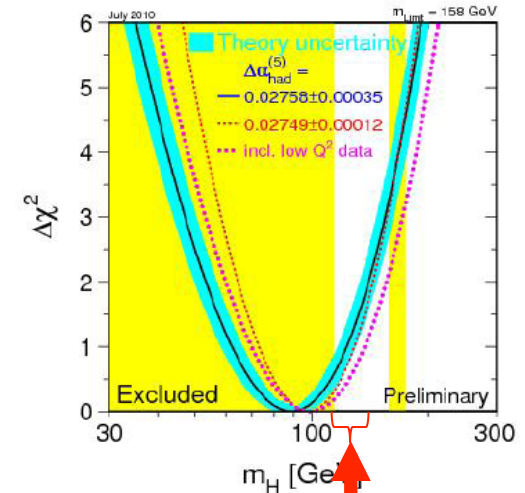
$$m_h^2 \propto \lambda v^2$$



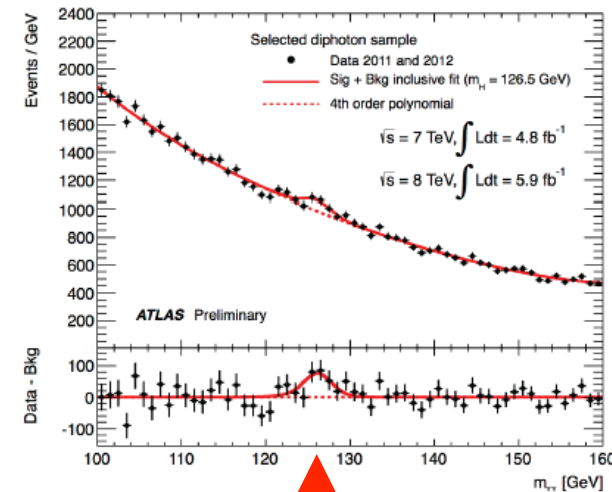
質量と結合定数の比にユニバーサルな関係がある

2012-2013

- LHCが126GeVに新粒子を発見
 - LEPが示唆する軽いヒッグスの質量領域
 - スピン・パリティ $0+$
 - 崩壊モードの情報が得られた
 - $h\gamma\gamma$, hZZ^* , hWW^* , $h\tau\tau$, hbb ,
 - 標準模型が予言するヒッグス粒子の性質と矛盾しない結果
- 今の所これ以外の新粒子は発見されていない
- 標準模型はヒッグスセクターを含め正しいことが確認されつつある



SMヒッグス質量の許容領域



新粒子発見！

ATLAS/CMS July 2012

新粒子は発見前に質量が解ってた

精密測定×輻射補正計算＝新粒子質量の間接測定

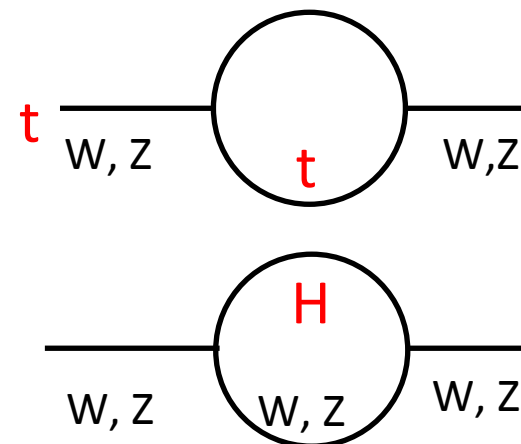
電弱ローパラメータ

$$\rho_{\text{exp}} = 1.0008^{+0.0017}_{-0.0007}$$

$$\rho = \frac{M_W}{M_Z \cos^2 \theta_W} = 1$$

輻射補正

$$\Delta\rho = 4\sqrt{2}G_F [\Pi_T^{33}(p^2 = 0) - \Pi_T^{11}(p^2 = 0)]$$



トップクォークとヒッグスの効果

$$\Delta\rho \simeq \alpha\Delta T \simeq \frac{3G_F}{8\sqrt{2}\pi^2} \left(m_t^2 - M_Z^2 \sin^2 \theta_W \ln \frac{m_H^2}{m_W^2} \right)$$

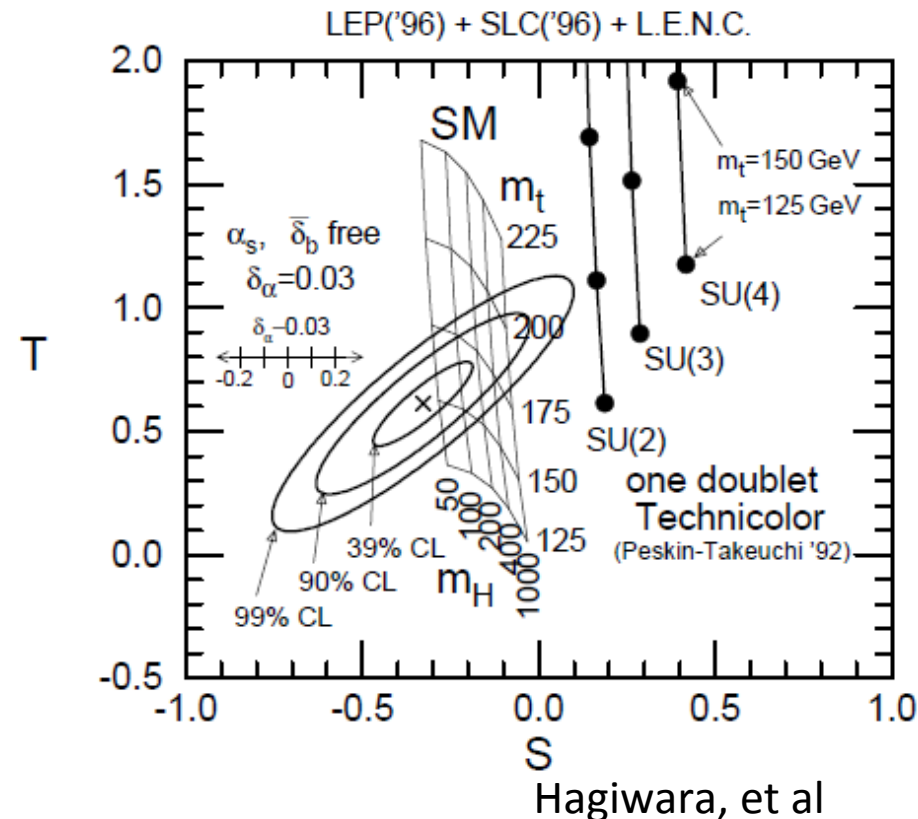
トップは2乗

ヒッグスはログ

粒子は発見前に質量が解っていた！

トップクォークの場合

- ローパラメータ(Tパラメータ)への寄与が**質量の2乗**
- ヒッグス質量の寄与はlogなのでとりあえず後回し
- LEP1の精密実験の結果と比較してトップ質量は**150-200GeV**に絞られた
- 1994年トップクォークがテバトロン(ハドロンコライダー)で発見された！(約**175GeV**)



$$\alpha \Delta T_t \simeq \frac{3G_F}{8\sqrt{2}\pi^2} m_t^2$$

同じことはヒッグス場でも繰り返された

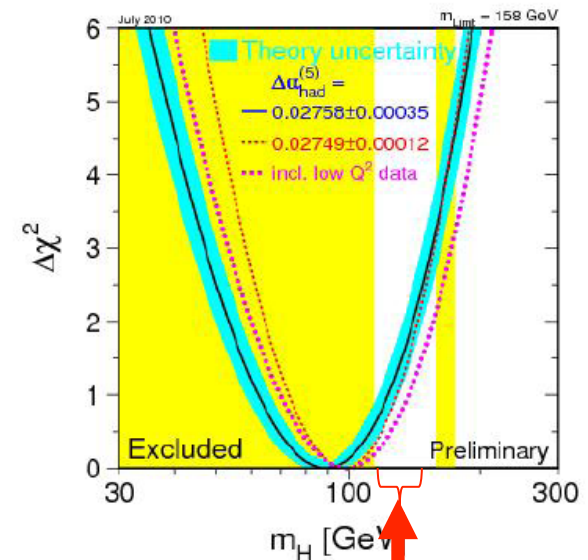
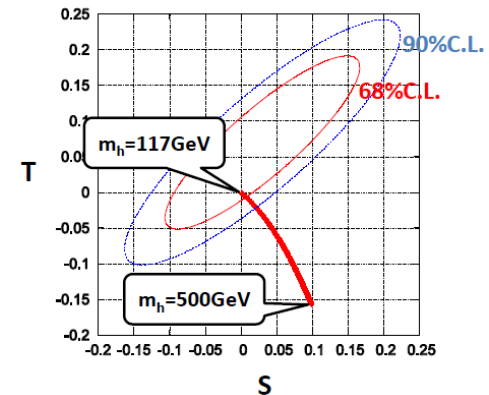
ヒッグス質量の間接測定 (トップ質量は今度はインプット)

電弱パラメータはヒッグス質量のみの関数

$$\alpha\Delta T_H \propto -\ln \frac{m_H^2}{m_W^2}$$

- LEP2の精密測定と比較
- 114GeVから約150 GeV程度以下と予想

LHCで125GeVに新粒子発見！



LEP Electroweak Working Group 2010

SMヒッグス質量
の許容領域

LHCでのヒッグス発見！

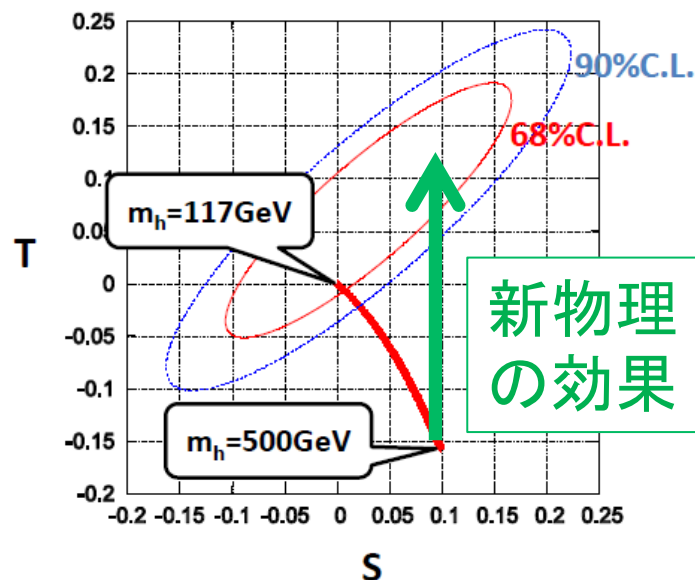
- LEP/SLC(とTevatron)の研究でヒッグスの質量はほぼ解っていた(直接探索と間接測定)
- しかし、ヒッグス探索に関する限り何と言ってもLHCの方が偉い
 - LEP は標準模型のヒッグスセクターを**仮定**してバウンドを得た
 - LHC は新粒子を発見し、それが標準模型のヒッグスと矛盾しないことを明らかにした

LEPと無矛盾な重いヒッグスの可能性 もあった

$$\begin{aligned}\Delta m &= m_A - m_{H^\pm} \\ \sin(\beta - \alpha) &= 1 \\ m_A^2 &= m_{H^\pm}^2 = M^2\end{aligned}$$

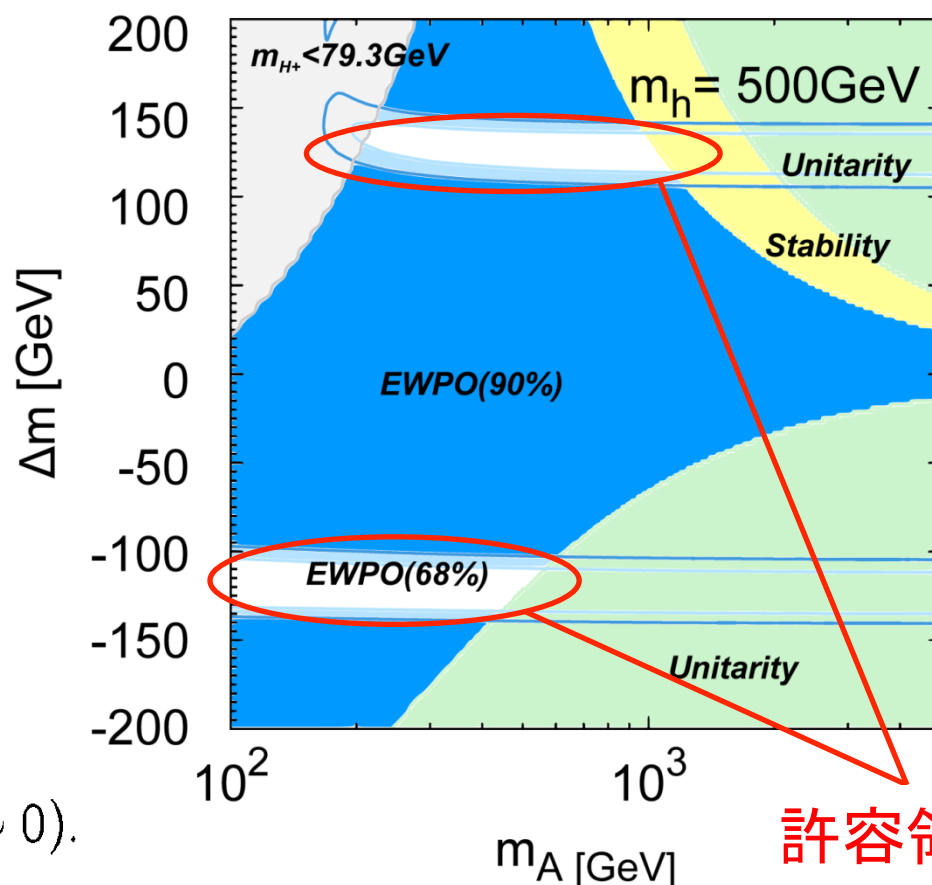
付加的な新物理効果が
あれば「**重い**」ヒッグス場
の可能性も許されてた

$m_h = 500\text{GeV}$



2重項2個の拡張ヒッグス模型の場合

$$\Delta T_{\text{Higgs}} \sim -\ln \frac{m_h^2}{M_W^2} + \frac{(m_A^2 - m_{H^\pm}^2)^2}{M_W^2 m_A^2} (\sim 0).$$



許容領域

SK, Okada, Taniguchi, Tsumura, 2011

LHCが決着を付けた

125GeVにヒッグスと矛盾しない新粒子
他に新粒子の兆候なし

標準模型の125GeVのヒッグスと仮定した場合、
ループレベルまで含めてSMと矛盾しない結果

自然はヒッグスセクターを含めても標準模型が良い近似！

次は、より高いエネルギー、より高い精度で新物理探索へ

次に見つかる新粒子は何であっても **BSM** !

Beyond the Standard Model

物理法則の統一的理解

- 大統一パラダイム
- 湯川の構造(フレーバー)

標準模型のヒッグスの問題

- 階層性問題 (超対称性など)

標準模型で説明できない様々な現象

- バリオン数生成問題
- ニュートリノ質量問題
- 暗黒物質問題
- インフレーション
- 暗黒エネルギー

BSMの**新物理模型**が必要

どのスケールに？

これらの問題を解決する**テラスケール**新物理シナリオの中には、ヒッグス物理が本質的な役割を果たしているモノも多い

SM Higgs = Just a guess!

- SMヒッグスはくりこみ可能性の下で3つの単純な仮定を置いた(スカラー場、2重項1個、 $\mu^2 < 0$)
- SMヒッグスの仮定には原理なし
→新物理学に伴う拡張ヒッグスモデルの可能性
- ヒッグスセクターに関する3つの質問
 - ヒッグスセクターの形 (Minimal/Non-minimal)
 - ヒッグスセクターの本質 (素スカラー場、複合場)
 - ヒッグスセクターのダイナミクス (How EWSB?)

ヒッグスセクター！

- 実験は標準模型ライクなヒッグス粒子 h を発見！
- しかし標準模型ライクなヒッグス粒子は、標準模型のヒッグス粒子とはかぎらない
- 全ての拡張ヒッグス模型は標準模型ライクなヒッグス粒子 h を含んでいる
- まずはヒッグスセクターの形を決定したい

拡張ヒッグスセクターの可能性

いろいろなBSMの模型はNon-Minimalなヒッグスセクターを含む

- ヒッグスセクターの決定は電弱対称性の破れを明らかにし、新物理を探る鍵
- 直接発見可能性(王道) = 津村さんのトーク
 - セカンドヒッグス(重い中性ヒッグス、荷電ヒッグスなど)の直接発見
 - 重い可能性や、カラーがないのでハドロンコライダーで見つかりにくいかもしれない可能性もある
- 間接測定(LEP等でパワー証明)
 - 125GeVのヒッグス粒子の詳細測定からどれだけモノが言えるか
 - 見つかった粒子の測定なので確実にできる物理
- 直接と間接、両方やらねばならぬ

Higgs as a Probe of New physics

- 126GeVのヒッグス粒子(h)を徹底的に調べる
- このヒッグスの結合定数をできるだけ精密に測り、ズレを見いだす
- ズレのパターンから拡張ヒッグスセクターの形を決定できる
- ヒッグスセクターの形から新物理へ

[2] Extended Higgs

- If the Higgs sector contains more than one scalar bosons, possibility would be
 - Extra singlets (NMSSM, B-L Higgs, ...)
 - Extra doublets (SUSY, CPV, EW Baryogenesis, ...)
 - Extra triplets (Type II seesaw, LR models....)
 -
- **Basic experimental quantities:**
 - Electroweak ρ parameter
 - Flavor Changing Neutral Current (FCNC)

ローパラメータ

$$\rho_{\text{exp}} = 1.0008^{+0.0017}_{-0.0007}$$

$$Q = I_3 + Y/2$$

$$\rho \equiv \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2 \theta_W} = \frac{\sum_i [4T_i(T_i + 1) - Y_i^2] |v_i|^2 c_i}{\sum_i 2Y_i^2 |v_i|^2}$$

T_i : $SU(2)_L$ isospin

Y_i : hypercharge

v_i : v.e.v.

c_i : 1 for complex representation

1/2 for real representation

ローパラメータの制限から

1. SM + 2重項 (+ 1重項)

2. SM + 3重項

a) $v_T \ll v_D$ 3重項の真空期待値が非常に小さい

b) いくつかの表現の組み合わせ $v_D \sim v_T$

[(ex) $D+T_0+T_2$: Georgi-Machasek 模型]

マルチダブレット (+ シングレット) が自然？

FCNCの制御

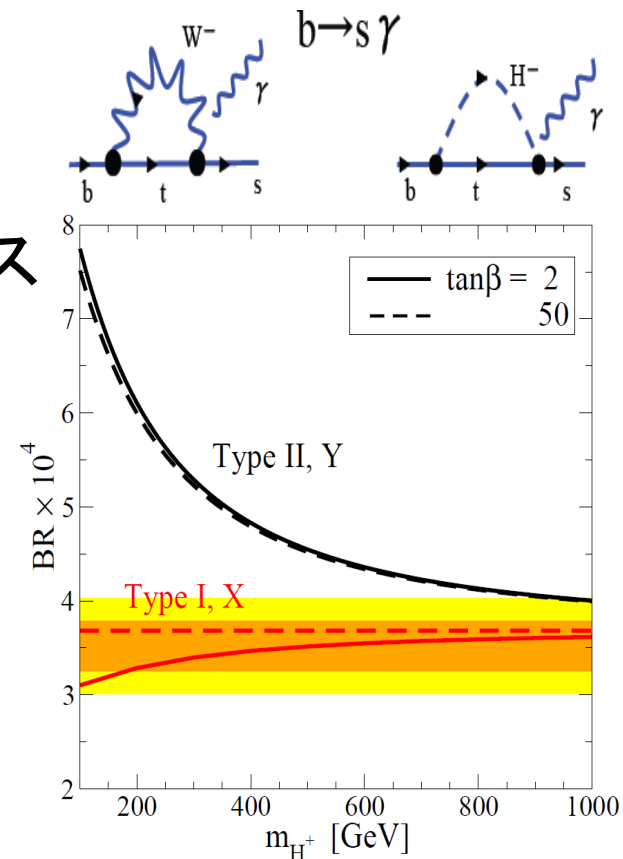
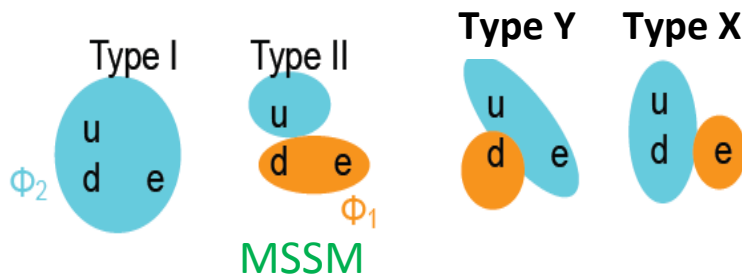
拡張ヒッグスモデルでは、一般にFCNCがあるので、それを規制する為に離散対称性を課して考える

$$\Phi_1 \rightarrow +\Phi_1, \quad \Phi_2 \rightarrow -\Phi_2$$

夫々のクォーク、レプトンが片方のヒッグスからと結合するのでFCNCが出ない

湯川結合に関して4つのタイプ

$$\mathcal{L}_{\text{yukawa}}^{\text{THDM}} = -\bar{Q}_L Y_u \tilde{\Phi}_u u_R - \bar{Q}_L Y_d \Phi_d d_R - \bar{L}_L Y_\ell \Phi_\ell \ell_R + \text{H.c.}$$



Aoki, SK, Tsumura, Yagyu, PRD 80, 015017 (2009)

タイプごとに多様な現象論的差異

2 Higgs doublet model (2HDM)

$$V_{\text{THDM}} = +m_1^2 |\Phi_1|^2 + m_2^2 |\Phi_2|^2 - \underline{m_3^2 (\Phi_1^\dagger \Phi_2 + \Phi_2^\dagger \Phi_1)} \\ + \frac{\lambda_1}{2} |\Phi_1|^4 + \frac{\lambda_2}{2} |\Phi_2|^4 + \lambda_3 |\Phi_1|^2 |\Phi_2|^2 \\ + \lambda_4 |\Phi_1^\dagger \Phi_2|^2 + \frac{\lambda_5}{2} \left[(\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + (\text{h.c.}) \right]$$

$$\Phi_1 \text{ and } \Phi_2 \Rightarrow \underbrace{h, H, A^0, H^\pm}_{\substack{\uparrow \quad \uparrow \quad \uparrow \text{charged} \\ \text{CPEven CPodd}}} \oplus \text{Goldstone bosons}$$

$$m_h^2 = v^2 \left(\lambda_1 \cos^4 \beta + \lambda_2 \sin^4 \beta + \frac{\lambda}{2} \sin^2 2\beta \right) + \mathcal{O}\left(\frac{v^2}{M_{\text{soft}}^2}\right),$$

$$m_H^2 = M_{\text{soft}}^2 + v^2 (\lambda_1 + \lambda_2 - 2\lambda) \sin^2 \beta \cos^2 \beta + \mathcal{O}\left(\frac{v^2}{M_{\text{soft}}^2}\right),$$

$$m_{H^\pm}^2 = M_{\text{soft}}^2 - \frac{\lambda_4 + \lambda_5}{2} v^2,$$

$$m_A^2 = M_{\text{soft}}^2 - \lambda_5 v^2.$$

M_{soft} : soft breaking scale

$$\Phi_i = \begin{bmatrix} w_i^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(h_i + v_i + i a_i) \end{bmatrix} \quad (i = 1, 2)$$

同じ量子数の場は混合するので対角化

$$\begin{bmatrix} h_1 \\ h_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H \\ h \end{bmatrix} \quad \begin{bmatrix} z_1^0 \\ z_2^0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \beta & -\sin \beta \\ \sin \beta & \cos \beta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} z^0 \\ A^0 \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} w_1^\pm \\ w_2^\pm \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \beta & -\sin \beta \\ \sin \beta & \cos \beta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} w^\pm \\ H^\pm \end{bmatrix}$$

$$\frac{v_2}{v_1} \equiv \tan \beta$$

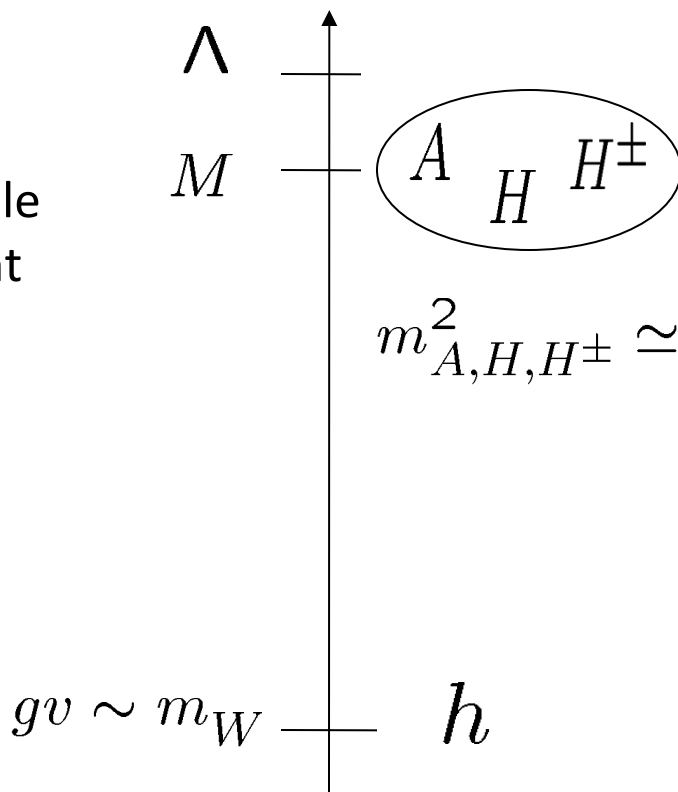
$$M_{\text{soft}} \left(= \frac{m_3}{\sqrt{\cos \beta \sin \beta}} \right):$$

soft-breaking scale
of the discrete symm.

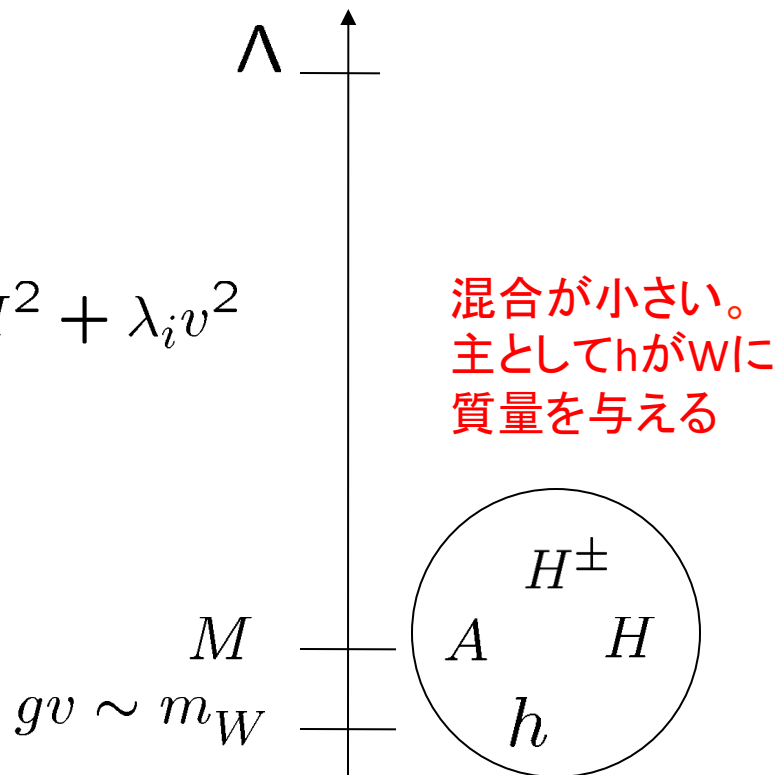
標準模型ライク(2つのケース)

Λ : Cutoff

M : Mass scale
irrelevant
to VEV



$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \frac{v^2}{M^2} \mathcal{O}^{(6)}$$

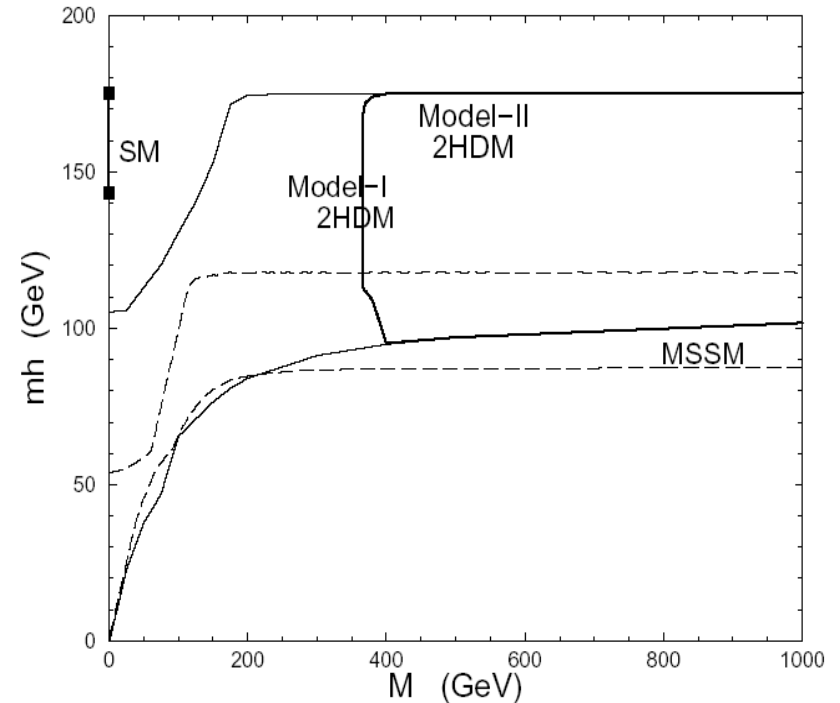


$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \mathcal{L}_{\text{nonSM}} + \frac{v^2}{\Lambda^2} \mathcal{O}^{(6)}$$

Non-decoupling effect

デカップリングでも影響する

- 理論のカットオフが異なる
- 一般に拡張ヒッグスでは真空安定性の条件はより高エネルギー領域まで満たされる
- カットオフを設定したときの質量の下限值がリラックス



S.K., Kasai, Okada (1999)

$$16\pi^2\mu\frac{d}{d\mu}\lambda = 24\lambda^2 - 6y_t^2 + A(\lambda', \lambda'', \dots)$$

追加の項 > 0

標準模型ライクヒッグス h の結合

- 弱ゲージ場との結合

ヒッグス機構

- 湯川結合

質量の起源、フレーバー構造

- 自己結合

ヒッグスダイナミクス

- ループで導出される結合

新物理の量子効果

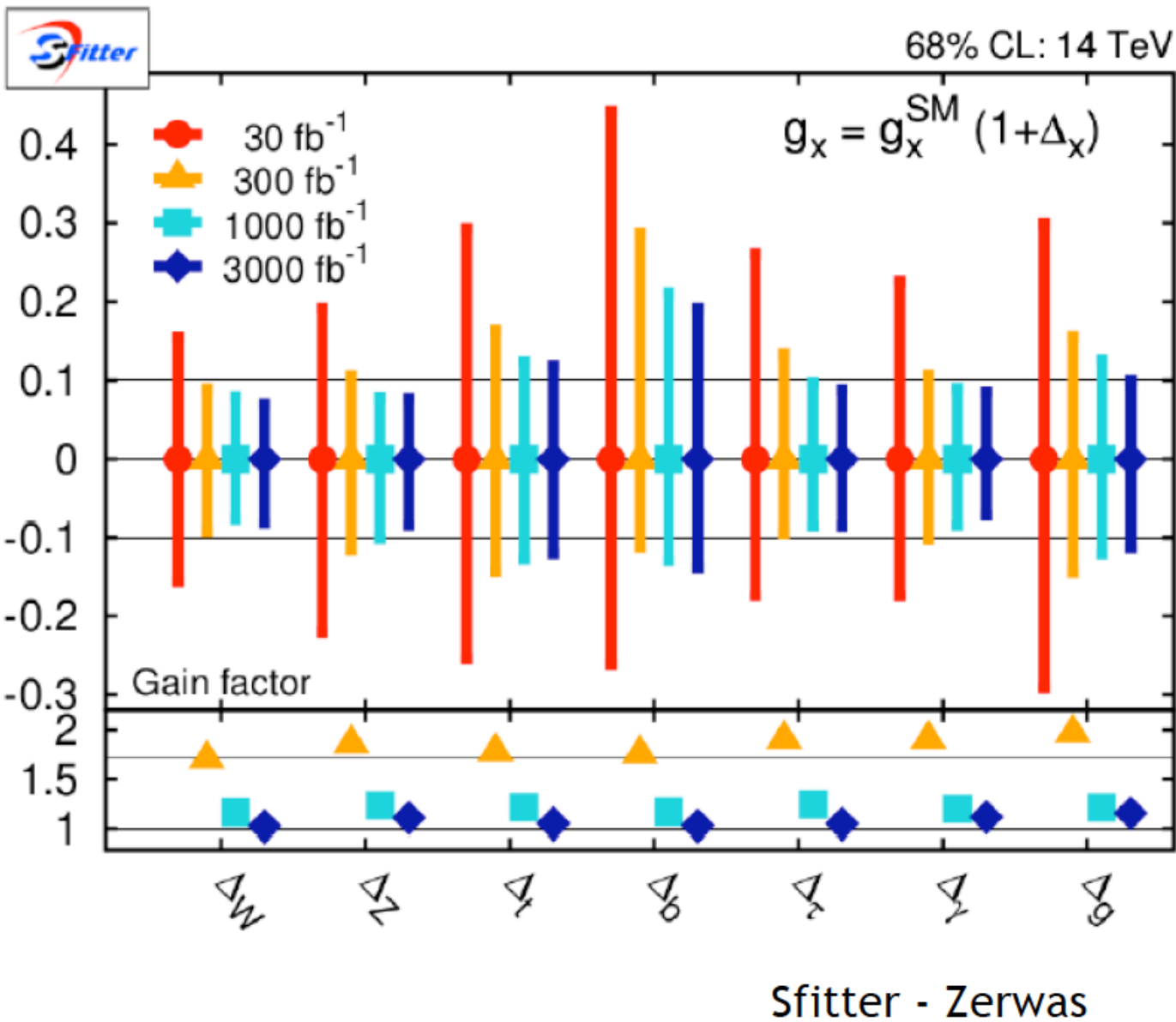
125GeVヒッグス結合から模型を区別

拡張ヒッグス模型の間の違い

125GeVヒッグスの結合定数 ($h\gamma\gamma$, hgg , hWW , hZZ , htt , hff , hhh)
に対するSMからのずれ方のパターンの違いとして出る

混合($h \Leftrightarrow \varphi$) : ゲージ結合 SM ライクな状況では微妙なズレ
 湯川結合 結合のタイプに激しく依存

新粒子の量子効果: ループ導出される $h \rightarrow \gamma\gamma$, $h \rightarrow gg$ に大きなずれ
 hhh 結合にもノンデカップリング効果で大きな補正



ゲージ結合 hVV

$$L = g \sin(\beta - \alpha) hVV + g \cos(\beta - \alpha) HVV$$

- 真空期待値を持ちWの質量に貢献するスカラー場との混合

$$\frac{g_{hVV}^{\text{THDM}}}{g_{hVV}^{\text{SM}}} = \sin(\beta - \alpha)$$

- マルチダブレットの構造の場合:
真空期待値の和法則 $v_1^2 + v_2^2 = v^2$

$$\sin^2(\beta - \alpha) < 1 \Leftrightarrow (g_{hVV}/g_{hVV}^{\text{SM}})^2 < 1$$

- エキゾチックな場合
(高い表現のスカラー場を含む場合)
 - $(g_{hVV}/g_{hVV}^{\text{SM}})^2 > 1$ もあり得る
 - 棚橋さんのトーク

SMライクな場合
 $\sin^2(\beta - \alpha)$ が 1
に近い

模型によってはH, A 等が
重い必要がある
(MSSM等)

デカップリングと重いヒッグスの質量

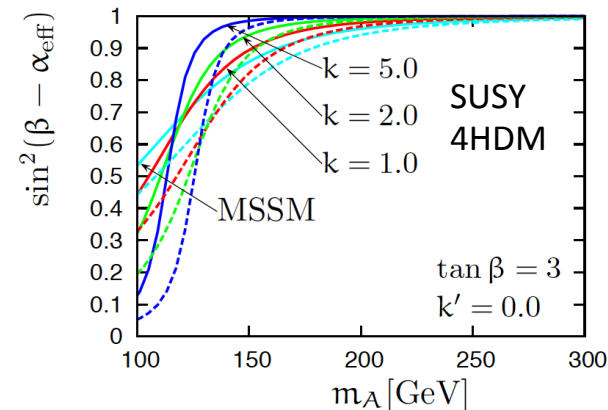
カップリングのズレから
新粒子のスケールがわ
かる

MSSMの場合 (α は $\tan\beta$ と m_A で決まる)

$\tan\beta=5$

$$\begin{aligned}\frac{g_{hVV}}{g_{\text{SM}VV}} &\simeq 1 - 0.3\% \left(\frac{200 \text{ GeV}}{m_A} \right)^4 \\ \frac{g_{htt}}{g_{\text{SM}tt}} = \frac{g_{hcc}}{g_{\text{SM}cc}} &\simeq 1 - 1.7\% \left(\frac{200 \text{ GeV}}{m_A} \right)^2 \\ \frac{g_{hbb}}{g_{\text{SM}bb}} = \frac{g_{h\tau\tau}}{g_{\text{SM}\tau\tau}} &\simeq 1 + 40\% \left(\frac{200 \text{ GeV}}{m_A} \right)^2.\end{aligned}$$

ボトム湯川、タウ湯川は超対称粒子による
輻射補正で大きいズレが得る



Aoki, S.K., Shindou, Yagy, 2011

Peskin et al (2012)

一般の2HDMでは α と m_A は独立であり、デカップリングは遅い

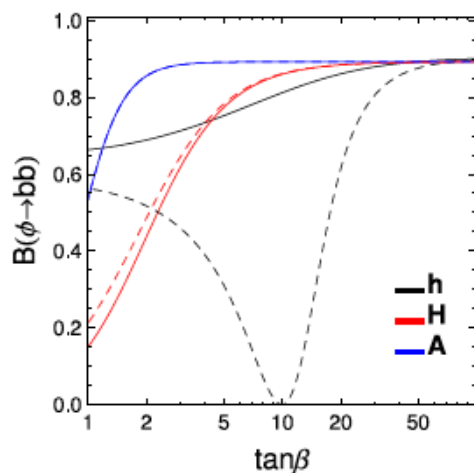
湯川結合

- ヒッグス混合角 (α, β) の効果でズれる
- 湯川結合のタイプでズレのパターンで大きく異なる
- 標準模型ライクな場合 $\sin^2(\beta-\alpha)=0.99$

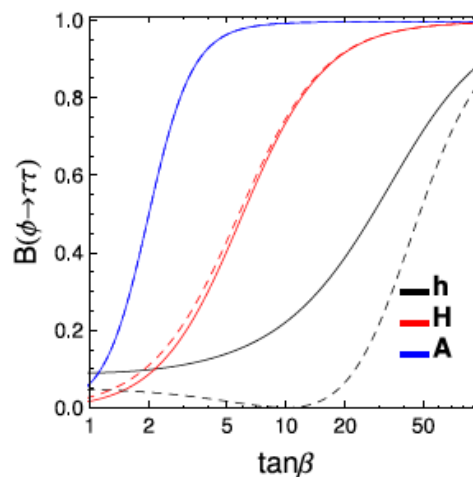
	Φ_1	Φ_2	u_R	d_R	ℓ_R	Q_L, L_L
Type I	+	-	-	-	-	+
Type II (SUSY)	+	-	-	+	+	+
Type X (Lepton-specific)	+	-	-	-	+	+
Type Y (Flipped)	+	-	-	+	-	+

	ξ_h^u	ξ_h^d	ξ_h^ℓ
Type-I	c_α/s_β	c_α/s_β	c_α/s_β
Type-II	c_α/s_β	$-s_\alpha/c_\beta$	$-s_\alpha/c_\beta$
Type-X	c_α/s_β	c_α/s_β	$-s_\alpha/c_\beta$
Type-Y	c_α/s_β	$-s_\alpha/c_\beta$	c_α/s_β

湯川結合 hff の係数



Type II



Type X

S.K., K. Tsumura, H. Yokoya 2013

Type-II Two Higgs doublet model

$$tth \quad \frac{g_{htt}(\text{TypeII})}{g_{htt}(\text{SM})} = \sin(\beta - \alpha) + \cot \beta \cos(\beta - \alpha)$$

$$bbh \quad \frac{g_{hbb}(\text{TypeII})}{g_{hbb}(\text{SM})} = \sin(\beta - \alpha) - \underline{\tan \beta \cos(\beta - \alpha)}$$

$$\tau\tau h \quad \frac{g_{h\tau\tau}(\text{TypeII})}{g_{h\tau\tau}(\text{SM})} = \sin(\beta - \alpha) - \tan \beta \cos(\beta - \alpha)$$

Type-X Two Higgs doublet model

$$tth \quad \frac{g_{htt}(\text{TypeX})}{g_{htt}(\text{SM})} = \sin(\beta - \alpha) + \cot \beta \cos(\beta - \alpha)$$

$$bbh \quad \frac{g_{hbb}(\text{TypeX})}{g_{hbb}(\text{SM})} = \sin(\beta - \alpha) + \underline{\cot \beta \cos(\beta - \alpha)}$$

$$\tau\tau h \quad \frac{g_{h\tau\tau}(\text{TypeX})}{g_{h\tau\tau}(\text{SM})} = \sin(\beta - \alpha) - \tan \beta \cos(\beta - \alpha)$$

結合 g_{hVV} , Y_{hff} のズレのパターン

Model	μ	τ	b	c	t	g_V
Singlet mixing	↓	↓	↓	↓	↓	↓
2HDM-I	↓	↓	↓	↓	↓	↓
2HDM-II (SUSY)	↑	↑	↑	↓	↓	↓
2HDM-X (Lepton-specific)	↑	↑	↓	↓	↓	↓
2HDM-Y (Flipped)	↓	↓	↑	↓	↓	↓

$\cos(\beta-\alpha) < 0$

シングレットは2HDMと区別できる

Y_{hff} はユニバーサルに減、 g_V の減少率が異なる

トリプレット模型はユニバーサルにQuark湯川が小さい方にズれる

レプトン湯川もユニバーサルにズれる、 g_V は微妙に > 1 になり得る

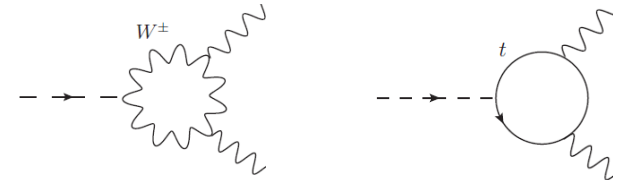
$g_V > 1$ はエキゾチック模型のサイン

拡張ヒッグス模型は h の湯川結合とゲージ結合の精密測定で区別できる

Di-photon Decay Width

SMはループで導出される
新物理の量子効果が比較
的大きい

- 大きな $h \rightarrow \gamma\gamma$ のシグナル
を実現する新物理粒子
 - W' boson
 - Singly/Doubly charged scalars
 - New charged leptons
 -
- 様々なモデルで実現できる



destructive

ストップの効果(デカップリング)

$$\frac{g_{h\gamma\gamma}}{g_{h_{\text{SM}}\gamma\gamma}} \simeq 1 - 0.4\% \left(\frac{1 \text{ TeV}}{m_T} \right)^2$$

ジェネラルな拡張ヒッグス模型
(トリプレット模型)等では大きい

ヒッグス3重項模型の場合

9/14

A. Arhrib, R. Benbrik, M. Chabab, G. Moultaka (2012); A. G. Akeroyd, S. Moretti (2012);

▶ イベント率 $h \rightarrow \gamma\gamma$

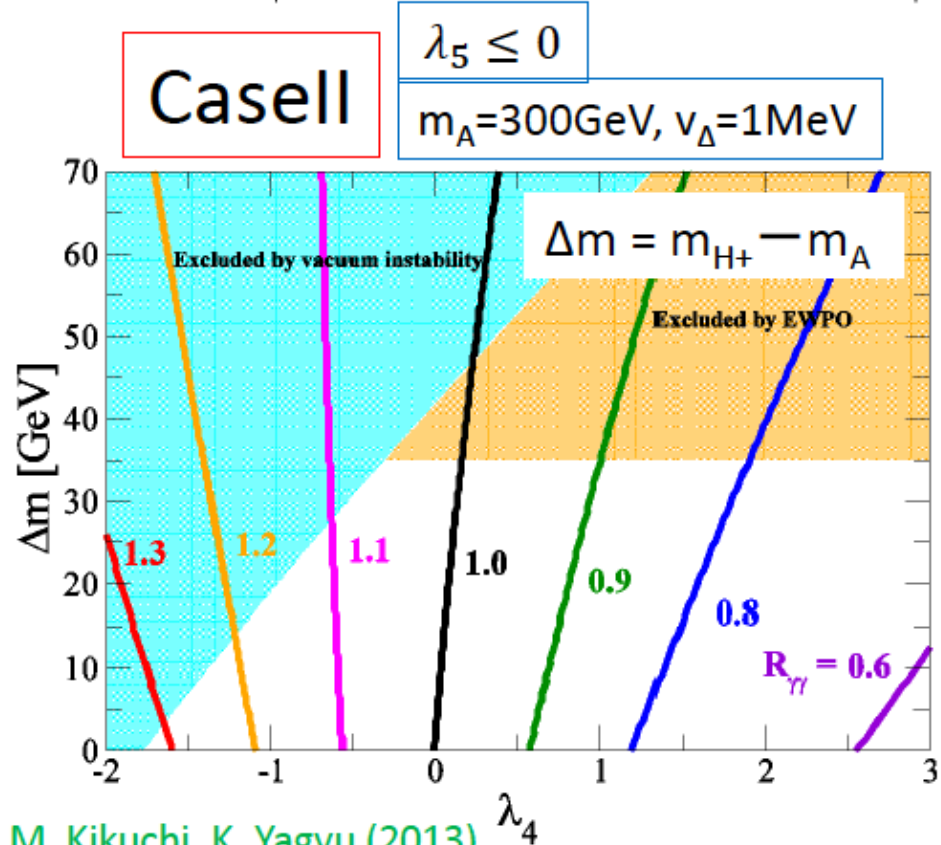
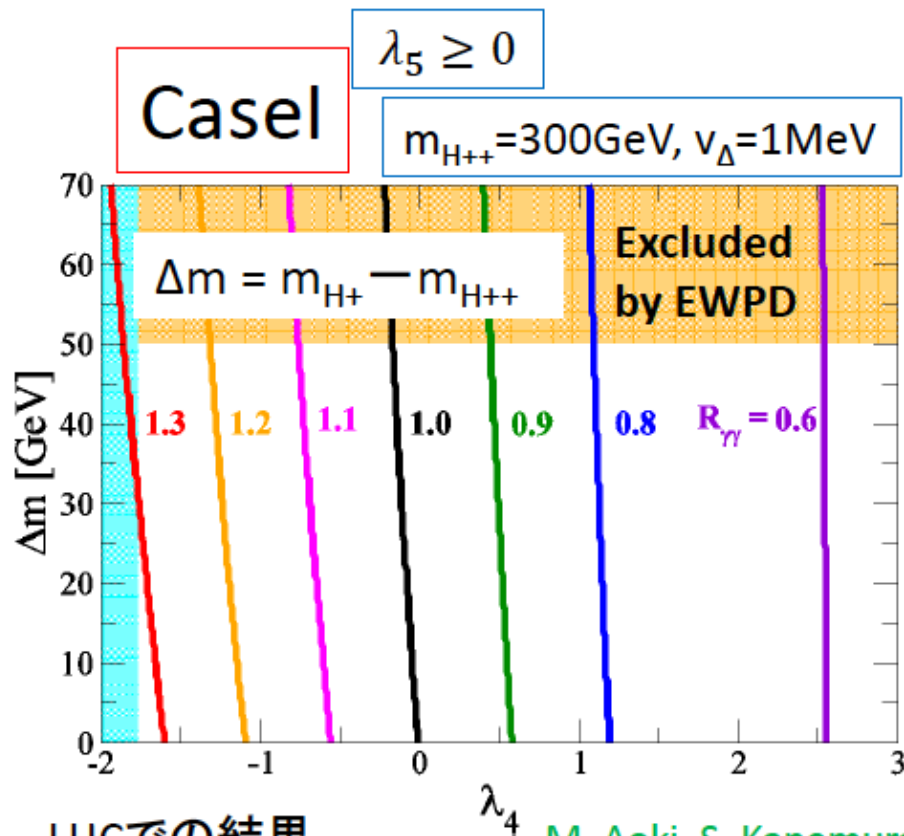
$R_{\gamma\gamma}$ は λ_4 に依存する

$$\lambda_{hH^{++}H^{--}} \approx -\lambda_4 v$$

$$\lambda_{hH^+H^-} \approx -(\lambda_4 + \frac{\lambda_5}{2})v$$

$$R_{\gamma\gamma} \equiv \frac{\sigma(gg \rightarrow h)_{\text{HTM}} \times \text{BR}(h \rightarrow \gamma\gamma)_{\text{HTM}}}{\sigma(gg \rightarrow h)_{\text{SM}} \times \text{BR}(h \rightarrow \gamma\gamma)_{\text{SM}}}$$

$$\Gamma(h \rightarrow \gamma\gamma)_{\text{HTM}} = \left| \text{t-loop} + \text{W-loop} + \text{H}^{++}\text{-loop} + \text{H}^+\text{-loop} \right|^2$$



LHCでの結果

$$R_{\gamma\gamma}^{\text{exp}} = 0.5 - 1.1$$

(CMS)

M. Aoki, S. Kanemura, M. Kikuchi, K. Yagyu (2013)

菊地真吏子さんの
のスライドより

自己結合

$$V_{\text{Higgs}} = \frac{1}{2} \underline{m_h^2} h^2 + \frac{1}{3!} \underline{\lambda_{hhh}} h^3 + \frac{1}{4!} \lambda_{hhhh} h^4 + \dots$$

ヒッグスポテンシャルの構造を決定する上で重要

SM Case

$$\lambda_{hhh}^{\text{SMloop}} \sim \frac{3m_h^2}{v} \left(1 - \frac{N_c m_t^4}{3\pi^2 v^2 m_h^2} + \dots \right)$$

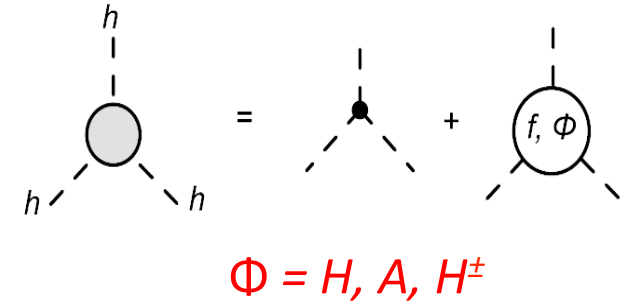
Non-decoupling effect

物質場、ヒッグス場が拡張されたモデルでは、 h が完全にSMライクな場合 ($\sin(\alpha-\beta)=1$) でも大きなズレが出る！ (ノンデカップリングな量子効果)

拡張ヒッグスの場合

標準模型ライク極限 $\sin(\beta-\alpha)=1$

- ツリーではSMと変わらない
 $\sin^2(\beta-\alpha)=0.99$ で λ_{hhh} のズレはマイナス数%
- 量子効果: ノンデカップリングな状況ならトッブループと同様 m_Φ^4 の補正項! (If $M < v$)



SK, Kiyoura, Okada, Senaha, Yuan, PLB558 (2003)

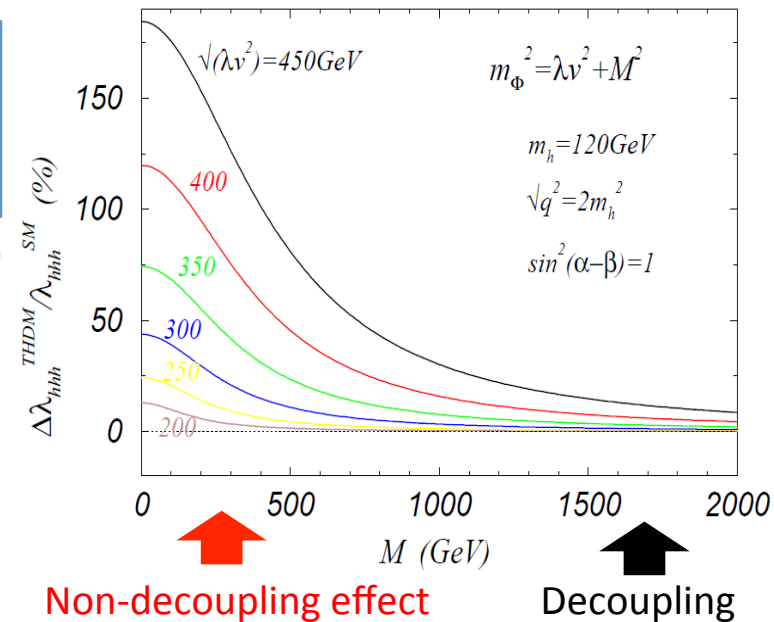
$$\lambda_{hhh}^{2\text{HDM}} \simeq \frac{3m_h^2}{v} \left[1 + \frac{m_\Phi^4}{12\pi^2 m_h^2} \left(1 - \frac{M^2}{m_\Phi^2} \right)^3 - \frac{m_t^4}{\pi^2 v^2 m_h^2} \right]$$

$$m_\Phi^2 = M^2 + \lambda_i v^2$$

($\Phi = H, A, H^\pm$)

Extra scalar loop Top loop

ノンデカップリングな量子効果は $\sim 100\%$



自己結合のズレとバリオン数生成

有限温度ポテンシャル

$$V_T(\phi, T) = D(T^2 - T_0^2)\phi^2 - ET\phi^3 + \frac{\lambda_T}{4}\phi^4 + \dots$$

$$\phi_c/T_c = 2E/\lambda_{T_c}$$

$$E = \frac{1}{12\pi v^3}(6m_W^3 + 3m_Z^3) + \text{新粒子のノンデカップリング量子効果}$$

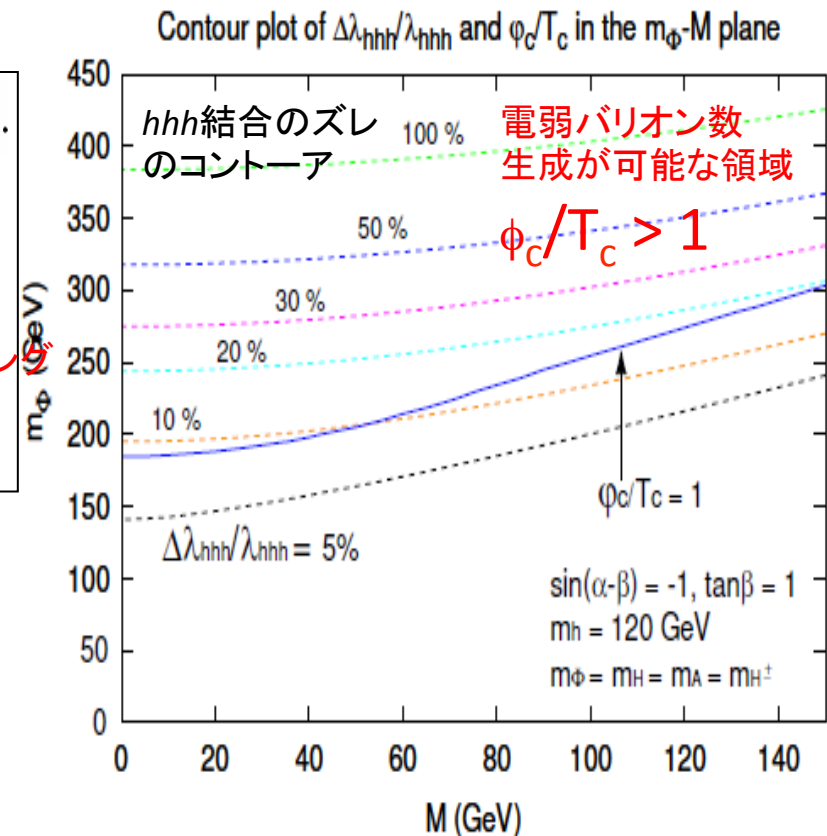
$$\lambda_T = m_h^2/2v^2 + \log \text{ corrections}$$

強い一次相転移の条件

$$\phi_c/T_c > 1 \Rightarrow 2E/\lambda_{T_c} > 1$$

SM: $m_h < 60\text{GeV}$ 棄却!

2HDM: $m_h = 125\text{GeV}$ 新粒子の効果で満足



$$V(\phi, T) \Longleftrightarrow V(\phi)$$

SK, Okada, Senaha (2005)

強い一次相転移 $\Leftrightarrow$ 大きい hhh のズレ

自己結合と $h\gamma\gamma$ との相関

電弱バリオン数生成にモチベートされた強結合SUSY模型 $SU(2)_H \times U(1)$

S.K., E. Senaha, T. Shindou, T. Yamada, 2013

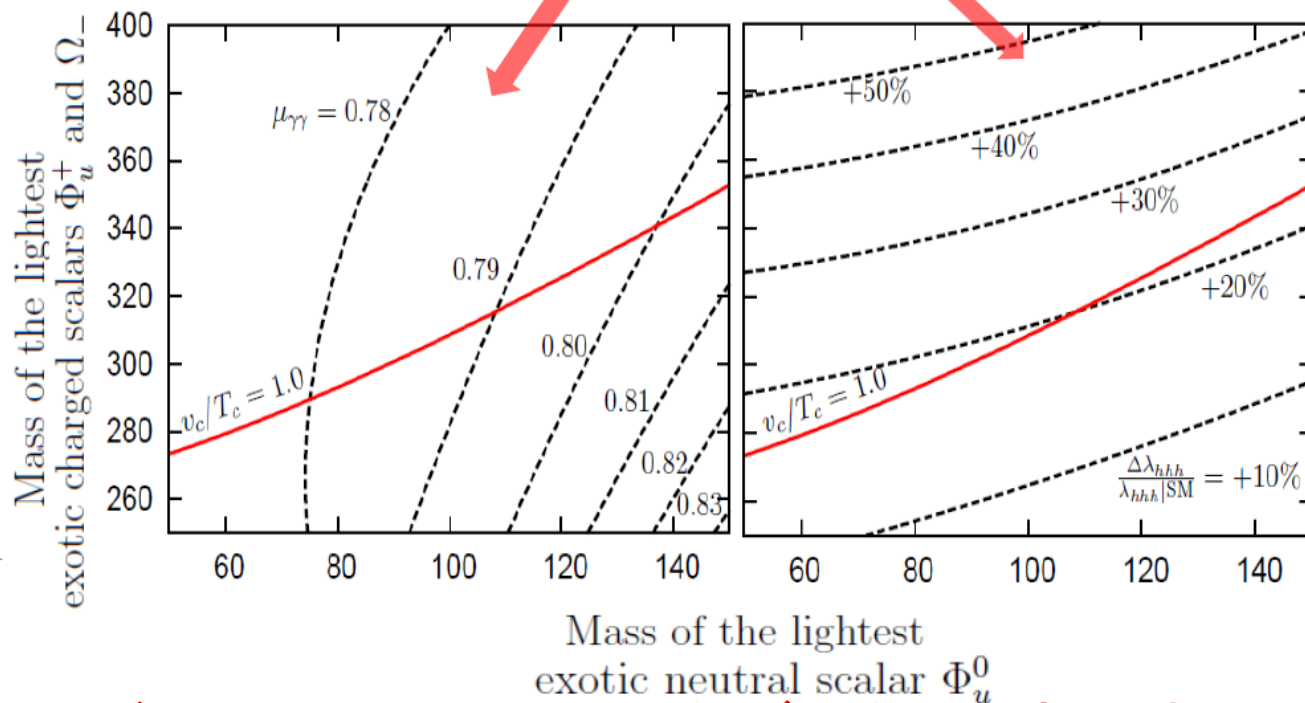
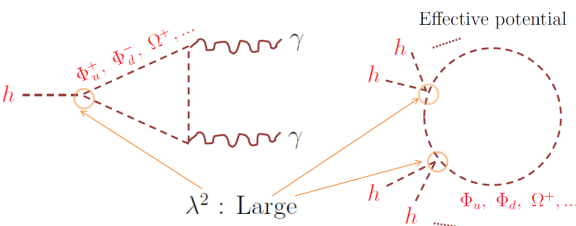
UV理論: $N_c=2, N_f=3$
強結合ダイナミクスで
インフラ側が閉じ込め

$$\text{Br}(h \rightarrow \gamma\gamma) / \text{Br}(h \rightarrow \gamma\gamma)_{\text{SM}}$$

$$\lambda_{hhh} / \lambda_{hhh}|_{\text{SM}}$$

$\varphi_C / T_C \gtrsim 1$ realized

低エネルギー有効理論
では、自然に強い一次的
相互作用の条件満たす
拡張ヒッグスセクター



強い1次相転移の条件が $h\gamma\gamma$ や hhh に大きなズレを引き起こす

LHC300,3000での測定可能性

300fb⁻¹

	with theory systematics	without theory systematics
$H \rightarrow \mu\mu$	0.525	0.505
$t\bar{t}H, H \rightarrow \mu\mu$	0.733	0.719
$VBF, H \rightarrow \tau\tau$	0.227	0.189
$VBF, H \rightarrow \tau\tau$ (extrap)	0.146	0.114
$H \rightarrow ZZ$	0.156	0.093
$VBF, H \rightarrow WW$	0.668	0.662
$H \rightarrow WW$	0.289	0.259
$VH, H \rightarrow \gamma\gamma$	0.769	0.768
$t\bar{t}H, H \rightarrow \gamma\gamma$	0.551	0.537
$VBF, H \rightarrow \gamma\gamma$	0.336	0.309
$H \rightarrow \gamma\gamma(+j)$	0.160	0.120
$H \rightarrow \gamma\gamma$	0.145	0.081

3000fb⁻¹

	with theory systematics	without theory systematics
$H \rightarrow \mu\mu$	0.207	0.164
$t\bar{t}H, H \rightarrow \mu\mu$	0.260	0.230
$VBF, H \rightarrow \tau\tau$	0.202	0.160
$H \rightarrow ZZ$	0.134	0.047
$VBF, H \rightarrow WW$	0.581	0.574
$H \rightarrow WW$	0.289	0.259
$VH, H \rightarrow \gamma\gamma$	0.253	0.251
$t\bar{t}H, H \rightarrow \gamma\gamma$	0.206	0.174
$VBF, H \rightarrow \gamma\gamma$	0.160	0.105
$H \rightarrow \gamma\gamma(+j)$	0.119	0.054
$H \rightarrow \gamma\gamma$	0.126	0.040

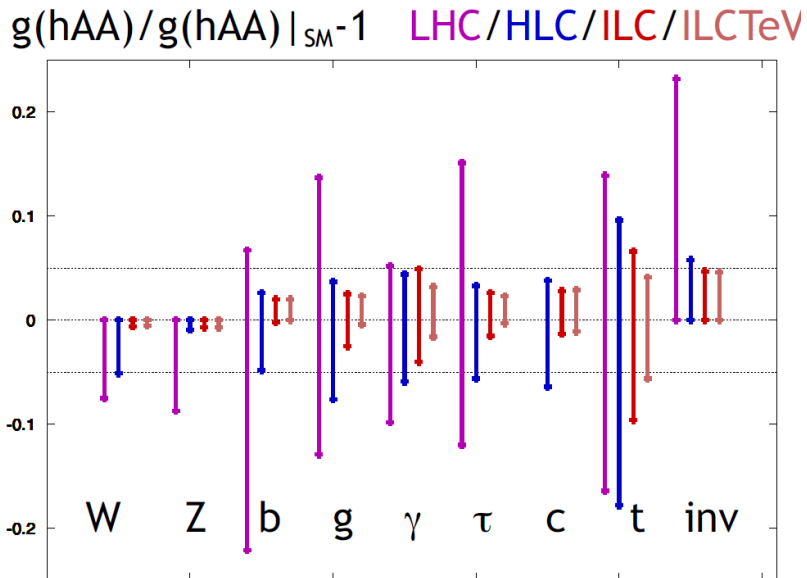
Self-coupling (hhh) measurement:

$HH \rightarrow b\bar{b}\gamma\gamma$ で 3σ sensitivity

$b\bar{b}\tau\tau$ なども全てコンバインして最終的に λhhh は30%ではかれるかもしれない

ATL-PHYS-PUB-2012-004

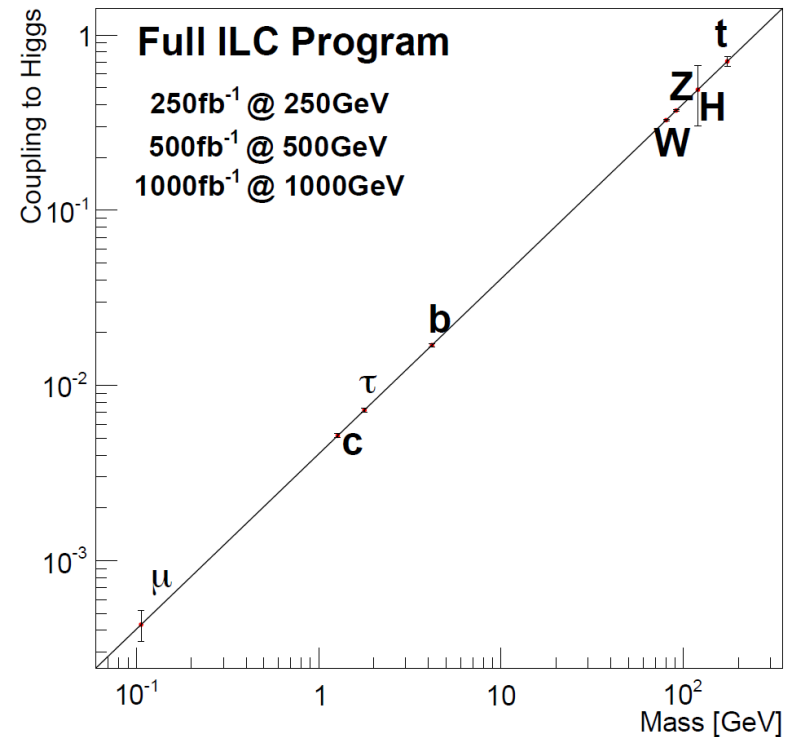
国際線形加速器



M. Peskin, 2012

O(few)% レベルの測定
LHCでは難しい hhh 結合、チャーム湯川、
ミューオン湯川も計れる

素粒子質量起源の解明、新物理模型の仕分け
LEPがヒッグス質量を予見したように新物理の情報を得る



まとめ

- 126GeVのヒッグスらしきものの発見で、素粒子の質量起源（電弱対称性の自発的破れのメカニズム）解明の糸口を得た
SM的ヒッグス（≠ SMヒッグス）
- ヒッグスセクターの構造と性質は、標準模型を超えた新物理理論と密接な関係にある
- 標準模型の限界の見極めと新物理（次世代ラグランジアン）確立のためにヒッグスセクターの詳細にわたる研究が必要
 - LHC実験で標準模型にない新粒子が見つかるかどうかは、模型に強く依存する（14TeV LHC, HL-LHCに期待）
 - 軽いヒッグスの徹底解明によって標準模型を超えた物理の方向性を決定できる
 - LHC実験での更なる新粒子発見加えて、今後の精密測定で次世代ラグランジアンを特定
- ヒッグス物理による新物理探究は 3000fb^{-1} のHL-LHCやILCまで含めて今後10－20年の物理！