Some Insight into 2HDM with vector-like quarks at LHC

Mohammed MOUHCINE

Université Cadi Ayyad
Journée ATLAS/MAROC
24 Avril 2017

Plan

Plan

1. Introduction & Motivations
2. 2HDM+VLQs
   - 2HDM : Brief description
   - Vector-like quarks : VLQs
3. Résultats préliminaires
4. Conclusion

Introduction

Le Modèle Standard est une théorie effective d'une théorie plus complète qui demeure inconnue.

- ◇ Un boson de Higgs a été découvert en 2012 à 125 GeV, Mais...Est-ce le seul ? ⇒ New Physics
- ◇ Le secteur de Higgs reste encore inconnu (un seul doublet de Higgs) ! !
- Les problèmes :Gravitation, Nombres de famille de fermions,Hiérarchie de masses ...

Introduction

Le Modèle Standard est une théorie effective d'une théorie plus complète qui demeure inconnue.

- ◇ Un boson de Higgs a été découvert en 2012 à 125 GeV, Mais...Est-ce le seul ? ⇒ New Physics
- ◇ Le secteur de Higgs reste encore inconnu (un seul doublet de Higgs) ! !
- Les problèmes :Gravitation, Nombres de famille de fermions,Hiérarchie de masses ...

⟹ le Modèle de Deux Doublets de Higgs : 2HDM(introduction d'un nouveau doublet Higgs)

- Il est une extension minimale du secteur des Higgs.

Motivations

- Il satisfait aux contraintes expérimentales, il donne une riche phénoménologie avec l'ajout de bosons scalaires supplémentaires.
- La nouvelle physique nécessite des secteurs étendus de Higgs.

Motivations

- Il satisfait aux contraintes expérimentales, il donne une riche phénoménologie avec l'ajout de bosons scalaires supplémentaires.
- La nouvelle physique nécessite des secteurs étendus de Higgs.

L'enquête sur une physique au-delà du MSM (nouvelle physique)⇒des nouvelles particules non prévus par le MS pourraient devenir détectables.

- ◦ Les vecteurs quarks (vector-Like quarks VLQ) apparaissent dans de nombreuses extensions du SM
- ◦ ils ont récemment fait l'objet d'un large intérêt.
- ◦ L'apparition des FCNC.
- ◦ Des nouvelles sources de violation de CP.
- ◦ Ils ont récemment fait l'objet d'un large intérêt : motivé par les recherches directes du LHC (pair/single production).

Plan

2HDM : Brief description

Le Modèle Standard à Deux Doublets de Higgs(THDM) Toute extension du MS doit se faire en préservant les deux contraintes :

1. $\rho = \dfrac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2\theta_w} \approx 1$
2. Absence de courant neutre changeant la saveur FCNC

2HDM : Brief description

Le Modèle Standard à Deux Doublets de Higgs(THDM) Toute extension du MS doit se faire en préservant les deux contraintes :

1. $\rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2\theta_w} \approx 1$
2. Absence de courant neutre changeant la saveur FCNC

Dans Le THDM,nous introduisons un nouveau doublet Higgs :

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_1^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \qquad \Phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \phi_2^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_5 + i\phi_6 \\ \phi_7 + i\phi_8 \end{pmatrix}$$

$$Y_1 = Y_2 = +1 \,, T_1 = T_2 = \frac{1}{2} \,.$$

LABORATOIRE DE PHYSIQUE DES HAUTES ENERGIES ET ASTROPHYSIQUE

Le Lagrangien du THDM

- Le Lagrangien du THDM invariant par rapport $SU_L(2) \times U_Y(1)$:

$$\boxed{\mathcal{L}_{THDM} = \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{g.k} + \mathcal{L}_{Yukawa}}$$

Le Lagrangien du THDM

- Le Lagrangien du THDM invariant par rapport $SU_L(2) \times U_Y(1)$:

$$\boxed{\mathcal{L}_{THDM} = \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{g.k} + \mathcal{L}_{Yukawa}}$$

- la forme la plus générale du potentiel THDM :

$$V_{THDM} = \mu_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \mu_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - (\mu_{12}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + h.c) + \frac{\Lambda_1}{2}(\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \frac{\Lambda_2}{2}(\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + \Lambda_3(\Phi_1^\dagger \Phi_1)(\Phi_2^\dagger \Phi_2) + \Lambda_4(\Phi_1^\dagger \Phi_2)(\Phi_2^\dagger \Phi_1) + \{\Lambda_5(\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + [\Lambda_6(\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \Lambda_7(\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2](\Phi_1^\dagger \Phi_2) + h.c\}$$

où μ_{11}, μ_{22}, et $\Lambda_{1,2,3,4} \in \mathbb{R}$ (l'herméticité du potentiel),et μ_{12} et $\Lambda_{5,6,7}$ peuvent être complexes.
$\Rightarrow \Lambda_{6,7} = 0$ si on impose que le potentiel soit invariant sous la symétrie discrète Z_2 ($\Phi_1 \rightarrow \Phi_1$ et$(\Phi_2 \rightarrow -\Phi_2)$)

Le Lagrangien du THDM

- Le Lagrangien du THDM invariant par rapport $SU_L(2) \times U_Y(1)$:

$$\boxed{\mathcal{L}_{THDM} = \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{g.k} + \mathcal{L}_{Yukawa}}$$

- la forme la plus générale du potentiel THDM :

$$V_{THDM} = \mu_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \mu_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - (\mu_{12}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + h.c) + \frac{\Lambda_1}{2}(\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \frac{\Lambda_2}{2}(\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + \Lambda_3(\Phi_1^\dagger \Phi_1)(\Phi_2^\dagger \Phi_2) + \Lambda_4(\Phi_1^\dagger \Phi_2)(\Phi_2^\dagger \Phi_1) + \{\Lambda_5(\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + [\Lambda_6(\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \Lambda_7(\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2](\Phi_1^\dagger \Phi_2) + h.c\}$$

  où μ_{11}, μ_{22}, et $\Lambda_{1,2,3,4} \in \mathbb{R}$ (l'herméticité du potentiel),et μ_{12} et $\Lambda_{5,6,7}$ peuvent être complexes.
  $\Rightarrow \Lambda_{6,7} = 0$ si on impose que le potentiel soit invariant sous la symétrie discrète Z_2 ($\Phi_1 \to \Phi_1$ et$(\Phi_2 \to -\Phi_2)$)

- Les paramètres libres : 8 paramètres

le secteur scalaire de THDM

La valeur moyenne dans le vide

$$< \Phi_1 >= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix} \qquad < \Phi_2 >= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}$$

$$v = \sqrt{v_1^2 + v_2^2} = 246 GeV; \tan\beta = \frac{v_2}{v_1}$$

le secteur scalaire de THDM

La valeur moyenne dans le vide

$$< \Phi_1 >= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix} \qquad < \Phi_2 >= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}$$

$$v = \sqrt{v_1^2 + v_2^2} = 246\,GeV; \tan\beta = \frac{v_2}{v_1}$$

On développe le potentiel autour du vide avec la nouvelle paramétrisation :

$$V_{THMD} = \lambda_1 \left(\Phi_1^\dagger\Phi_1 - \frac{v_1^2}{2}\right)^2 + \lambda_2 \left(\Phi_2^\dagger\Phi_2 - \frac{v_2^2}{2}\right)^2 + \lambda_3 \left\{\Phi_1^\dagger\Phi_1 + \Phi_2^\dagger\Phi_2 - \frac{v_1^2+v_2^2}{2}\right\}^2 +$$
$$\lambda_4 \left\{(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_2) - (\Phi_1^\dagger\Phi_2)(\Phi_2^\dagger\Phi_1)\right\} + \lambda_5 \left(\Re(\Phi_1^\dagger\Phi_2) - \frac{v_1 v_2}{2}\right)^2 + \lambda_6 \left(\Im(\Phi_1^\dagger\Phi_2)\right)^2$$

Les matrices de masse

- les champs $\Phi_{1,2}$ autour du vide :

$$\Phi_i = \begin{pmatrix} \phi_i^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_i + \Re(\phi_i^0) + i\Im(\phi_i^0)) \end{pmatrix} \quad ; i = 1, 2$$

Les matrices de masse

- les champs $\Phi_{1,2}$ autour du vide :

$$\Phi_i = \begin{pmatrix} \phi_i^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_i + \Re(\phi_i^0) + i\Im(\phi_i^0)) \end{pmatrix} \quad ; i = 1,2$$

- la matrice de masse :

$$M_{ij}^2 = \frac{1}{2}\frac{\partial^2 V}{\partial\phi_i\partial\phi_j}|_{vac} \qquad ; i,j = 1,2...,8$$

Les matrices de masse

- les champs $\Phi_{1,2}$ autour du vide :

$$\Phi_i = \begin{pmatrix} \phi_i^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_i + \Re(\phi_i^0) + i\Im(\phi_i^0)) \end{pmatrix} \quad ; i = 1,2$$

- la matrice de masse :

$$M_{ij}^2 = \frac{1}{2}\frac{\partial^2 V}{\partial\phi_i\partial\phi_j}|_{vac} \qquad ; i,j = 1,2...,8$$

- 5 Bosons de Higgs physiques :2 Higgs charges $H^{\pm}$, 2 bosons de Higgs neutres CP{pair} H^0,h^0 ;et un boson de Higgs neutre CP{impair} A^0 .

Les matrices de masse

- les champs $\Phi_{1,2}$ autour du vide :

$$\Phi_i = \begin{pmatrix} \phi_i^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_i + \Re(\phi_i^0) + i\Im(\phi_i^0)) \end{pmatrix} \quad ; i = 1, 2$$

- la matrice de masse :
$$M_{ij}^2 = \frac{1}{2}\frac{\partial^2 V}{\partial\phi_i\partial\phi_j}\Big|_{vac} \qquad ; i, j = 1, 2..., 8$$
- 5 Bosons de Higgs physiques :2 Higgs charges $H^{\pm}$, 2 bosons de Higgs neutres CP{pair} H^0,h^0 ;et un boson de Higgs neutre CP{impair} A^0 .
- Les paramètres physiques : $M_{H^{\pm}}$,M_{H^0},M_{h^0},M_{A^0},α,$\tan\beta$,m_{12}.

les couplages des bosons de Higgs aux bosons de jauge

$$\mathcal{L}_{CIN} = (D_\mu \Phi_1)^\dagger (D^\mu \Phi_1) + (D_\mu \Phi_2)^\dagger (D^\mu \Phi_2)$$

avec

$$D_\mu = \partial_\mu - igT_i W^i_\mu - ig' \frac{Y_{\Phi_{1,2}}}{2} B_\mu,$$

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} G^\pm \cos\beta - H^\pm \sin\beta \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_1 + H^0 \cos\alpha - h^0 \sin\alpha + iG^0 \cos\beta - iA^0 \sin\beta) \end{pmatrix}$$

$$\Phi_2 = \begin{pmatrix} G^\pm \sin\beta + H^\pm \cos\beta \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_2 + H^0 \sin\alpha + h^0 \cos\alpha + iG^0 \sin\beta + iA^0 \cos\beta) \end{pmatrix}$$

$$\Phi_1 = \cos\beta \begin{pmatrix} G^\pm \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_1 - \phi_1^0 + iG^0) \end{pmatrix} - \sin\beta \begin{pmatrix} H^\pm \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_2^0 + iA^0) \end{pmatrix}$$

$$\Phi_2 = \sin\beta \begin{pmatrix} G^\pm \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_1 - \phi_1^0 + iG^0) \end{pmatrix} + \cos\beta \begin{pmatrix} H^\pm \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_2^0 + iA^0) \end{pmatrix}$$

Secteur de Yukawa

2HDM-I

- Le lagrangien de Yukawa pour 2HDM-I :
  $-\mathcal{L}_Y^I = \xi_{U,0}^{ij}\overline{Q}_{iL}^0 \Phi_2^c U_{jR}^0 + \xi_{D,0}^{ij}\overline{Q}_{iL}^0 \Phi_2 D_{j,R}^0 + \xi_{E,0}^{ij}\overline{L}_{iL}^0 \Phi_2 E_{jR}^0 + hc,$
- Après la brisure $\Phi_2 \mapsto v_2$: $\Rightarrow M_{u,d,l} = \frac{v_2}{\sqrt{2}}\xi_{u,d,l}^0$

Secteur de Yukawa

2HDM-I

- Le lagrangien de Yukawa pour 2HDM-I :
  $-\mathcal{L}_Y^I = \xi_{U,0}^{ij}\overline{Q}_{iL}^0\Phi_2^c U_{jR}^0 + \xi_{D,0}^{ij}\overline{Q}_{iL}^0\Phi_2 D_{j,R}^0 + \xi_{E,0}^{ij}\overline{L}_{iL}^0\Phi_2 E_{jR}^0 + hc,$
- Après la brisure $\Phi_2 \mapsto v_2$: $\Rightarrow M_{u,d,l} = \frac{v_2}{\sqrt{2}}\xi_{u,d,l}^0$

2HDM-II

- Le lagrangien de Yukawa pour 2HDM-II :
  $-\mathcal{L}_Y^{II} = \eta_{D,0}^{ij}\overline{Q}_{iL}^0\Phi_1 D_{j,R}^0 + \xi_{U,0}^{ij}\overline{Q}_{iL}^0\Phi_2^c U_{jR}^0 + \xi_{E,0}^{ij}\overline{L}_{iL}^0\Phi_2 E_{jR}^0 + hc,$
- Après la brisure : $\Rightarrow M_u = \frac{v_2}{\sqrt{2}}\xi_{u,0}, M_d = \frac{v_1}{\sqrt{2}}\eta_{d,0},\ M_l = \frac{v_2}{\sqrt{2}}\xi_{l,0},$

Secteur de Yukawa

2HDM-I

- Le lagrangien de Yukawa pour 2HDM-I :
$-\mathcal{L}_Y^I = \xi^{ij}_{U,0}\overline{Q}^0_{iL}\Phi_2^c U^0_{jR} + \xi^{ij}_{D,0}\overline{Q}^0_{iL}\Phi_2 D^0_{j,R} + \xi^{ij}_{E,0}\overline{L}^0_{iL}\Phi_2 E^0_{jR} + hc,$
- Après la brisure $\Phi_2 \mapsto v_2$: $\Rightarrow M_{u,d,l} = \frac{v_2}{\sqrt{2}}\xi^0_{u,d,l}$

2HDM-II

- Le lagrangien de Yukawa pour 2HDM-II :
$-\mathcal{L}_Y^{II} = \eta^{ij}_{D,0}\overline{Q}^0_{iL}\Phi_1 D^0_{j,R} + \xi^{ij}_{U,0}\overline{Q}^0_{iL}\Phi_2^c U^0_{jR} + \xi^{ij}_{E,0}\overline{L}^0_{iL}\Phi_2 E^0_{jR} + hc,$
- Après la brisure : $\Rightarrow M_u = \frac{v_2}{\sqrt{2}}\xi_{u,0}, M_d = \frac{v_1}{\sqrt{2}}\eta_{d,0},\ M_l = \frac{v_2}{\sqrt{2}}\xi_{l,0},$

	Type-I			**Type-II**		
	h	A	H	h	A	H
Q_U	$\frac{\cos\alpha}{\sin\beta}$	$\cot\beta$	$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta}$	$\frac{\cos\alpha}{\sin\beta}$	$\cot\beta$	$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta}$
Q_D et L	$\frac{\cos\alpha}{\sin\beta}$	$-\cot\beta$	$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta}$	$-\frac{\sin\alpha}{\cos\beta}$	$\tan\beta$	$\frac{\cos\alpha}{\cos\beta}$

VLQs

- les vecteurs quarks (VLQs) sont les partenaires fermioniques des quarks :
  - Peuvent être singlets, doublets ou triplets.
  - Les chiralité gauches et droites des quarks vecteurs se transforment de la même manière selon le groupe de jauge du SM $SU_c(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$

VLQs

- les vecteurs quarks (VLQs) sont les partenaires fermioniques des quarks :
  - Peuvent être singlets, doublets ou triplets.
  - Les chiralité gauches et droites des quarks vecteurs se transforment de la même manière selon le groupe de jauge du SM $SU_c(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$

- Les courants chargés

$$\mathcal{L}_W = \frac{g}{\sqrt{2}}(J^{\mu+} W+_{\mu} + J^{\mu-} W^-_{\mu})$$

- Les quarks chiraux du MS :

$$J^{\mu+} = J_L^{\mu+} + J_R^{\mu+} \; ; \begin{cases} J_L^{\mu+} = \overline{u}_L \gamma^\mu d_L = \overline{u}\gamma^\mu(1-\gamma^5)d = V - A \\ J_R^{\mu+} = 0 \end{cases}$$

VLQs

- les vecteurs quarks (VLQs) sont les partenaires fermioniques des quarks :
  - Peuvent être singlets, doublets ou triplets.
  - Les chiralité gauches et droites des quarks vecteurs se transforment de la même manière selon le groupe de jauge du SM $SU_c(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$

- Les courants chargés

$$\mathcal{L}_W = \frac{g}{\sqrt{2}}(J^{\mu+} W+_{\mu} + J^{\mu-} W^-_{\mu})$$

- Les quarks chiraux du MS :

$$J^{\mu+} = J_L^{\mu+} + J_R^{\mu+} \; ; \; \begin{cases} J_L^{\mu+} = \overline{u}_L \gamma^\mu d_L = \overline{u} \gamma^\mu (1-\gamma^5) d = V - A \\ J_R^{\mu+} = 0 \end{cases}$$

- Les quarks vectoriels (non-chiral) :

$$J^{\mu+} = J_L^{\mu+} + J_R^{\mu+} = \overline{u}_L \gamma^\mu d_L + \overline{u}_R \gamma^\mu d_R = \overline{u} \gamma^\mu d = V$$

Considérons les quarks lourds T,B,X,Y, dont les composantes gauches et droites ont les mêmes nombres quantiques, tel que :

Multiplets	**VLQs**	$(SU_L(2)\times U_Y(1))$	(T_3, Q_{em})
Singlets	$T^0_{L,R}$	(1,+2/3)	(0,2/3)
	$B^0_{L,R}$	(1,-1/3)	(0,2/3)
Doublets	$\begin{pmatrix} X \\ T^0 \end{pmatrix}_{L,R}$	(2,7/6)	(1/2,+5/3) (-1/2,+2/3)
	$\begin{pmatrix} T^0 \\ B^0 \end{pmatrix}_{L,R}$	(2,1/6)	(1/2,+2/3) (-1/2,-1/3)
	$\begin{pmatrix} B^0 \\ Y \end{pmatrix}_{L,R}$	(2,-5/6)	(1/2,-1/3) (-1/2,-4/3)
Triplets	$\begin{pmatrix} X \\ T^0 \\ B^0 \end{pmatrix}_{L,R}$	(3,2/3)	$(-1,+5/3)$ $(0,+2/3)$ $(1,-1/3)$
	$\begin{pmatrix} T^0 \\ B^0 \\ Y \end{pmatrix}_{L,R}$	(3,-1/3)	$(-1,+2/3)$ $(0,-1/3)$ $(1,-4/3)$

2HDM-II + T

Le lagrangien de Yukawa de type II :

$-\mathcal{L}_Y^{II} \supset y_d \overline{Q}_{iL} \Phi_1 D_{j,R} + y_u \overline{Q}_{iL} \Phi_2^c U_{jR} + hc,$

$$\Phi_i^c = \begin{pmatrix} \Phi_i^{0*} \\ -\Phi_i^{-*} \end{pmatrix} \overline{Q}_{iL}^0 = \begin{pmatrix} \overline{U}_{iL}^0 & \overline{D}_{iL}^0 \end{pmatrix} \qquad Q_{iL}^0 = \begin{pmatrix} U_{iL}^0 \\ D_{iL}^0 \end{pmatrix}$$

- Addition du quark vectoriel *up* T au $\mathcal{L}_Y^{II}$:
  $-\mathcal{L}_T^{II} \supset y_u \bar{t}_L \Phi_2^c t_R + y_1 \bar{t}_L \Phi_1^c T_R + M_T \overline{T}_L T_R$
- Après EWSB :

$$-\mathcal{L}^{mass} = \frac{1}{\sqrt{2}}(y_u v_2 \bar{t}_L t_R + y_1 v_1 \bar{t}_L T_R + \mathrm{h.c}) + M_T \overline{T}_L T_R$$

LPHEA
LABORATOIRE DE PHYSIQUE DES HAUTES ENERGIES ET ASTROPHYSIQUE

2HDM-II + T

Le lagrangien de Yukawa de type II :

$$-\mathcal{L}_Y^{II} \supset y_d \overline{Q}_{iL}\Phi_1 D_{j,R} + y_u \overline{Q}_{iL}\Phi_2^c U_{jR} + hc,$$

$$\Phi_i^c = \begin{pmatrix} \Phi_i^{0*} \\ -\Phi_i^{-*} \end{pmatrix} \quad \overline{Q}_{iL}^0 = \begin{pmatrix} \overline{U}_{iL}^0 & \overline{D}_{iL}^0 \end{pmatrix} \qquad Q_{iL}^0 = \begin{pmatrix} U_{iL}^0 \\ D_{iL}^0 \end{pmatrix}$$

- Addition du quark vectoriel *up* T au $\mathcal{L}_Y^{II}$:
  $-\mathcal{L}_T^{II} \supset y_u \bar{t}_L \Phi_2^c t_R + y_1 \bar{t}_L \Phi_1^c T_R + M_T \overline{T}_L T_R$
- Après EWSB :

$$-\mathcal{L}^{mass} = \frac{1}{\sqrt{2}}(y_u v_2 \bar{t}_L t_R + y_1 v_1 \bar{t}_L T_R + \text{h.c}) + M_T \overline{T}_L T_R$$

$$-\mathcal{L}_{mass} = \begin{pmatrix} \bar{t}_L & \overline{T}_L \end{pmatrix} \underbrace{\begin{pmatrix} y_u \frac{v_2}{\sqrt{2}} & y_1 \frac{v_1}{\sqrt{2}} \\ 0 & M_T \end{pmatrix}}_{\widehat{M}_u} \begin{pmatrix} t_R \\ T_R \end{pmatrix} + hc$$

LPHEA
LABORATOIRE DE PHYSIQUE DES HAUTES ENERGIES ET ASTROPHYSIQUE

La diagonalisation de la matrice $\widehat{M}_u$:

$$U_L^u \widehat{M}_u (U_R^u)^\dagger = \mathcal{M}^u_{diag} = \begin{pmatrix} m_t & \\ & m_T \end{pmatrix}$$

avec $U^u_{L,R}$ sont des matrices unitaires 2×2 :

La diagonalisation de la matrice $\widehat{M}_u$:

$$U_L^u \widehat{M}_u (U_R^u)^\dagger = \mathcal{M}^u_{diag} = \begin{pmatrix} m_t & \\ & m_T \end{pmatrix}$$

avec $U^u_{L,R}$ sont des matrices unitaires 2×2 :

$$\begin{pmatrix} t_{L,R} \\ T_{L,R} \end{pmatrix} = U^u_{L,R} \begin{pmatrix} t^0_{L,R} \\ T^0_{L,R} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta^u_{L,R} & -\sin\theta^u_{L,R} \\ \sin\theta^u_{L,R} & \cos\theta^u_{L,R} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t^0_{L,R} \\ T^0_{L,R} \end{pmatrix}$$

$$U_{L,R} \widehat{M} \widehat{M}^\dagger (U_{L,R})^\dagger = \mathcal{M}^2_{diag}$$

$\Rightarrow$

$$\tan(2\theta_L) = \frac{-2\sqrt{2} y_1 v_1 M_T}{y_u^2 v_2^2 - 2M_T^2 + y_1^2 v_1^2}, \quad \tan(2\theta_R) = \frac{2\sqrt{2} y_1 y_u v_1 v2}{y_u^2 v_2^2 - 2M_T^2 - y_1 v_2}$$

$$\tan(\theta_R) = \frac{m_t}{m_T} \tan(\theta_L)$$

$$m_{t/T} = \frac{1}{2}\left(\sqrt{\left(\frac{y_u}{\sqrt{2}} v_2 + M_T\right) + \frac{y_1^2}{2} v_1^2} \pm \sqrt{\left(\frac{y_u}{\sqrt{2}} v_2 - M_T\right) + \frac{y_1^2}{2} v_1^2} \right)$$

La rotation entre états propres d'interaction et les états propres de masse :

$$t_{L,R} = \cos\theta^u_{L,R} t^0_{L,R} - \sin\theta^u_{L,R} T^0_{L,R}$$

$$T_{L,R} = \sin\theta^u_{L,R} t^0_{L,R} + \cos\theta^u_{L,R} T^0_{L,R}$$

$\Rightarrow$ Modification des couplages des Higgs aux fermions :

$$g_{htt} = (c_L c_R \frac{\cos\alpha}{\sin\beta} - \frac{y_1}{y_u} c_L s_R \frac{\sin\alpha}{\sin\beta}) g^{SM}_{htt}$$

$$g_{hTT} = (s_L s_R \frac{\cos\alpha}{\sin\beta} + \frac{y_1}{y_u} s_L s_R \frac{\sin\alpha}{\sin\beta}) g^{SM}_{htt}$$

$$g_{hTt} = (-s_L s_R \frac{\cos\alpha}{\sin\beta} + \frac{y_1}{y_u} c_L s_R \frac{\sin\alpha}{\sin\beta}) g^{SM}_{htt}$$

2HDM-I + T

Le lagrangien de Yukawa de type I :

$-\mathcal{L}_Y^I \supset y_d \overline{Q}_{iL} \Phi_2 D_{j,R} + y_u \overline{Q}_{iL} \Phi_2^c U_{jR} + hc,$

- Addition du quark vectoriel *up* T au $\mathcal{L}_Y^I$:
  $-\mathcal{L}_T^I \supset y_u \bar{t}_L \Phi_2^c t_R + y_1 \bar{t}_L \Phi_2^c T_R + M_T \overline{T}_L T_R$
- Après EWSB :

$$-\mathcal{L}^{mass} = \frac{1}{\sqrt{2}}(y_u v_2 \bar{t}_L t_R + y_1 v_2 \bar{t}_L T_R + \text{h.c}) + M_T \overline{T}_L T_R$$

2HDM-I + T

Le lagrangien de Yukawa de type I :

$-\mathcal{L}_Y^I \supset y_d \overline{Q}_{iL} \Phi_2 D_{j,R} + y_u \overline{Q}_{iL} \Phi_2^c U_{jR} + hc,$

- Addition du quark vectoriel *up* T au $\mathcal{L}_Y^I$:
  $-\mathcal{L}_T^I \supset y_u \bar{t}_L \Phi_2^c t_R + y_1 \bar{t}_L \Phi_2^c T_R + M_T \overline{T}_L T_R$
- Après EWSB :

$$-\mathcal{L}^{mass} = \frac{1}{\sqrt{2}}(y_u v_2 \bar{t}_L t_R + y_1 v_2 \bar{t}_L T_R + \text{h.c}) + M_T \overline{T}_L T_R$$

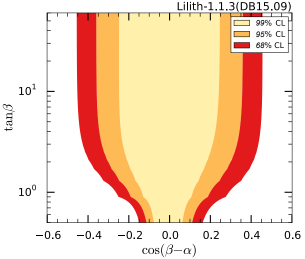
$$\widehat{M}_u = \begin{pmatrix} y_u \frac{v_2}{\sqrt{2}} & y_1 \frac{v_2}{\sqrt{2}} \\ 0 & M_T \end{pmatrix}$$

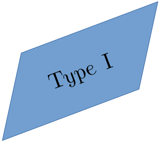
Avec les couplages :

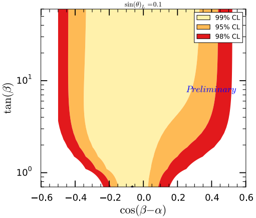
$$g_{htt} = (c_L c_R + \frac{y_1}{y_u} c_L s_R) \frac{\cos\alpha}{\sin\beta} g_{htt}^{SM}$$

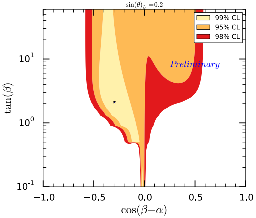
Plan

Résultats :2HDM-I+Top

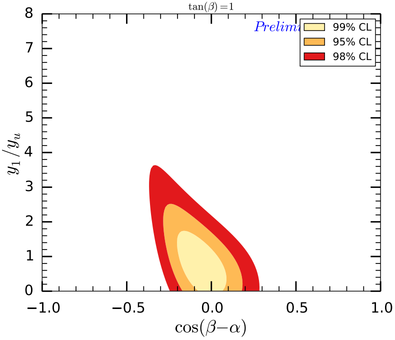


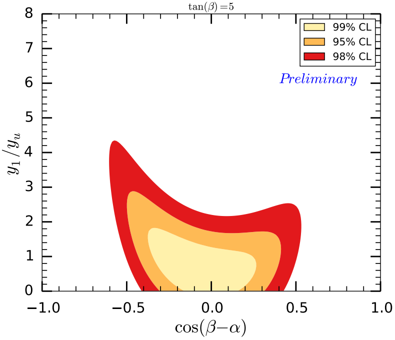




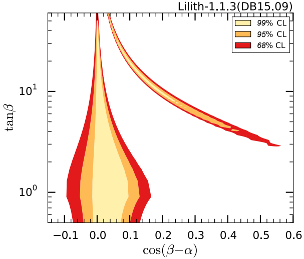


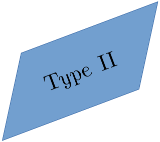
Résultats :2HDM-I+Top

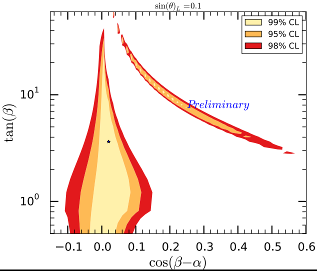


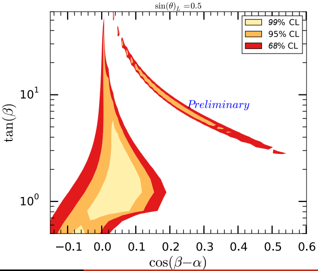


Résultats :2HDM-II+Top

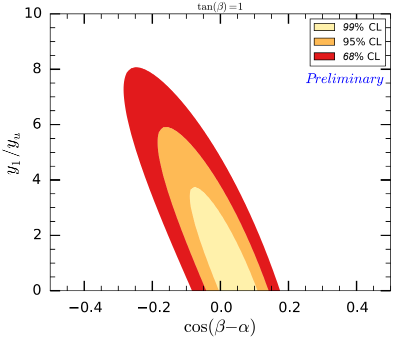


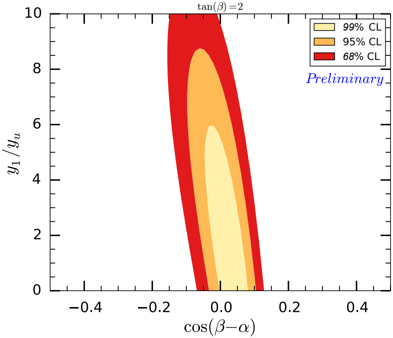






Résultats :2HDM-II+Top





Plan

Conclusion & Perpectives

- ✓ Le 2HDM+VLQs permet :
- ✓ Étendre le secteur scalaire($H^{\pm}$, H^0, h^0 et A^0)
- ✓ Ajouter de nouvelles particules autorisées par les données expérimentales.
- ✓ L'espace des paramètres de 2HDM+T est relativement contrait *vs* 2HDM

Conclusion & Perpectives

- ✓ Le 2HDM+VLQs permet :
- ✓ Étendre le secteur scalaire($H^{\pm}$, H^0, h^0 et A^0)
- ✓ Ajouter de nouvelles particules autorisées par les données expérimentales.
- ✓ L'espace des paramètres de 2HDM+T est relativement contrait *vs* 2HDM

Perpectives :

- * Refaire les Scans avec les données Run-II (ATLAS, CMS).
- * Etudier les différents modes de désintégration dans 2HDMs + VLQ, comme :$A, H->\gamma z$, $A, H->Tt$, ...
- * Rajout du Bottom partner B in 2HDMs.


MERCI de VOTRE
ATTENTION