



Phénoménologie du Higgs dans le modèle de Randall- Sundrum

Charles BOUCHART
Grégory MOREAU

Laboratoire de Physique Théorique, Orsay

14/01/2010



Le Modèle de Randall et Sundrum

- Pourquoi des dimensions supplémentaires
- Présentation du modèle de RS
- Tour de Kaluza-Klein et Phénomène de Localisation
- Le Modèle Standard dans le 'bulk'
- Contenu en champs de nos modèles



Problème & Solutions au boson de Higgs

Instabilités quantiques à la masse du Higgs : $\delta m_h^2 \propto \Lambda_{NP}^2$

→ SuperSymétrie (MSSM) : $\delta m_h^2 \approx \tilde{m}^2 \approx (10^2 \text{ GeV})^2$ absence de dvg quadratiques.

→ Extra Dimensions (ADD, RS) : δm_h^2 protégée par $\Lambda_{NP} < M_{grav} \approx \text{TeV}$

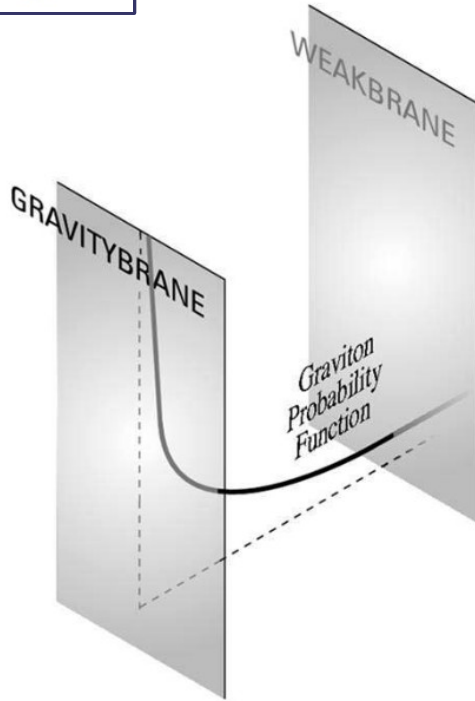
→ Composite Higgs (MHCM) : δm_h^2 protégée par $\Lambda_{NP} = \Lambda_{IR} \approx \text{TeV}$

→ Gauge-Higgs Unification : δm_h^2 protégée par symétrie de jauge à 5D, Higgs est la 5^{ième} composante à 5D d'un champ de jauge

→ Higgsless model : Absence de bosons de Higgs



De nombreux modèles X.D. comme alternative à la SuSy

Métrique AdS₅

$$ds^2 = e^{-2ky} (\eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu) - dy^2$$

$$M_{4d} \sim \frac{M_{5d}}{k}$$

Echelle effective le long de la dimension « y »

$$M_{eff}(y) \sim M_{5D} e^{-ky}$$

$$M_{eff}(0) \sim M_{5D} \sim M_{Planck}$$

$$M_{eff}(L) \sim M_{5D} e^{-kL} \sim M_{EW}$$

$$kR \sim 10$$

$$M_{Planck} \equiv M_{4D} \sim M_{5D} \sim k \sim R^{-1}$$

Décomposition de K.K. :

$$\Psi(x^\mu, y) = \sum_n \psi_n(x_\mu) \cdot f_n(y)$$

→ Mode zéro ↔ Particule SM

→ Modes $n \geq 1$ ↔ Tour de KK

Dans RS, les modes zéro sont « localisés » le long de la dim. sup.

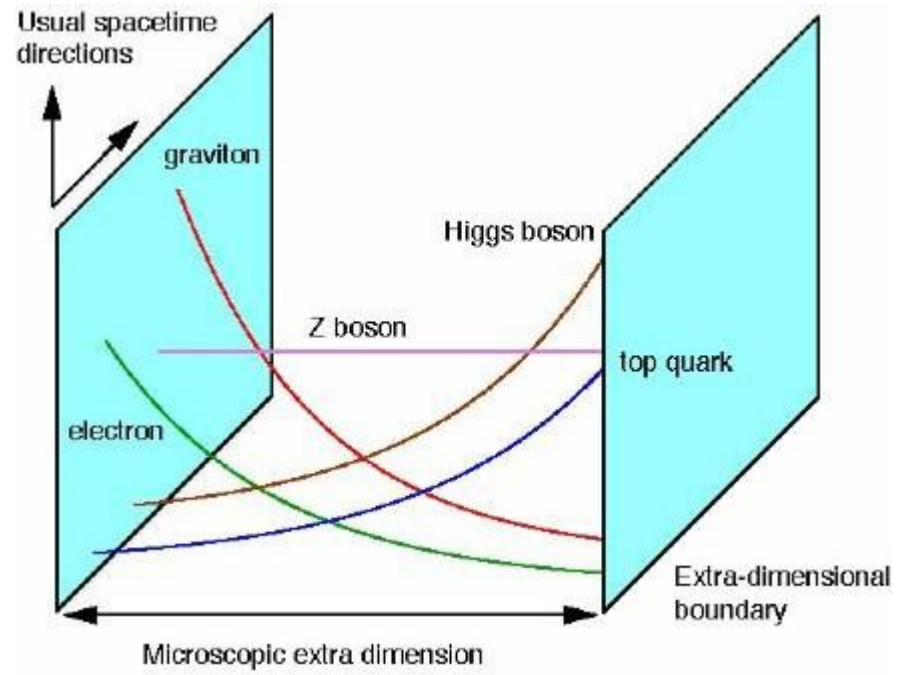
$$m_{5D} \equiv ck \quad \text{avec } c \sim \mathcal{O}(1) \quad \longrightarrow \quad f_0(y) \propto e^{(\frac{1}{2}-c)ky}$$

Hierarchie de masse des fermions :

$$m_f \equiv vev. \int dy \left(f_L^0(y) \cdot f_R^0(y) \cdot f_{Higgs}^0(y) \right) = \lambda_f \cdot v$$



Localisation des particules dans RS



- Higgs —————▶ TeV-brane (Pour résoudre le problème de hiérarchie de jauge)
- Graviton —————▶ Planck-brane (Echelle naturelle de la gravité ; métrique AdS_5)
- Light Fermions —————▶ Planck-brane (Faible « recouvrement » avec le Higgs ; $c_{light} > 0.5$)
- Heavy Fermions —————▶ TeV-brane (Fort « recouvrement » avec le Higgs ; $c_{heavy} < 0.5$)
- Gauge Bosons —————▶ Délocalisés (Mode zéro « plat »)
- KK Modes —————▶ TeV-brane (Fonctions de Bessel ; structure AdS_5)



Structure des bosons de jauge dans le bulk:

$$SU(3)_C \times SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_X$$

$$SU(2)_R \times U(1)_X \longrightarrow U(1)_Y$$

$$SU(2)_L \times U(1)_Y \longrightarrow U(1)_Q$$

Symétrie custodiale
pour protéger le paramètre T

Brisé par le choix de conditions
aux bords sur la Planck-brane

Massive W_R and Z' gauge bosons

Brisé par le mécanisme de Higgs
standard, confiné sur la TeV-brane

Structure du boson de Higgs sous la symétrie custodiale :

La symétrie custodiale est préservée par le secteur du Higgs qui est confiné sur la TeV-brane

$$SU(2)_L \times SU(2)_R \longrightarrow \begin{pmatrix} H^+ & H^0 \\ H^0 & H^- \end{pmatrix} \quad \text{Higgs bi-doublet } (2; 2)_0$$



Multiplets fermioniques :

$$SU(2)_L \times SU(2)_R \longrightarrow (L; R)_X$$

Left fermions :

$$\begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix} (2; 1)_{1/6}$$

$$\begin{matrix} (2; 2)_0 \\ \begin{pmatrix} H^+ & H^0 \\ H^0 & H^- \end{pmatrix} \\ \longrightarrow \end{matrix}$$

Right fermions :

$$\begin{pmatrix} t'_R & b_R \\ t_R & b'_R \end{pmatrix} (1; 2)_{1/6}$$

Les particules avec un « prime » correspondent à de nouveaux **fermions (massifs)** ne possédant pas de mode zéro due à un choix particulier de 'BC'

De nombreux choix sont possibles ...

$$\begin{pmatrix} (2; 2)_{-1/3} \\ \begin{pmatrix} t_L & b'_L \\ b_L & h'_L \end{pmatrix} \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} (2; 3)_{1/6} \\ \begin{pmatrix} g'_L & t_L & b'_L \\ t'_L & b_L & h'_L \end{pmatrix} \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} (3; 1)_{-1/3} \\ \begin{pmatrix} t'_R \\ b_R \\ h'_R \end{pmatrix} \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} (3; 1)_{2/3} \\ \begin{pmatrix} g'_R \\ t_R \\ b'_R \end{pmatrix} \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} (3; 3)_{-1/3} \\ \begin{pmatrix} g'_R & t'_R & b'_R \\ t''_R & b_R & h'_R \\ b''_R & h''_R & f'_R \end{pmatrix} \end{pmatrix}$$



Effet des excitations de KK sur les bosons de jauge :

- Modification à l'ordre des arbres des masses de bosons Z et W
- Conséquence sur les paramètres du MS
- Contraintes électrofaibles : les paramètres S et T

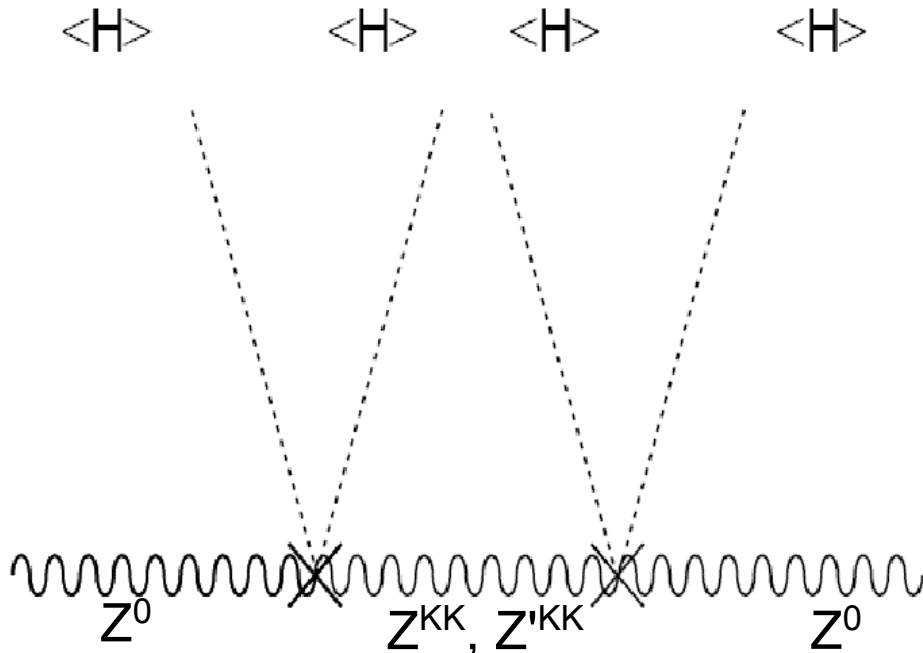


Couplage du mode zéro aux KK :

$$\mathcal{L}_{5d} \supset m_Z^2 \cdot Z_\mu(x^\nu, y) Z^\mu(x^\nu, y) \cdot \delta(y - y_{TeV}) \quad m_Z^2 = \frac{1}{2} \frac{g^2 v^2}{c_L^2}$$



$$\mathcal{L}_{eff} \supset \sum_{i,j} m_Z^2 \cdot Z_\mu^{(i)}(x^\nu) Z^{\mu(j)}(x^\nu) \cdot \int dy f^{(i)}(y) f^{(j)}(y) \delta(y - y_{TeV})$$



- Contributions à l'ordre des arbres des tours de KK des bosons Z et Z'
- Le masse à l'ordre des arbres a donc une 'double' nature : Higgs et KK



Matrice de masse pour le boson de jauge Z :

$$\begin{array}{ccc} & Z^0 & Z^1 & Z'^1 \\ \left(\begin{array}{ccc} m_Z^2 & \sqrt{2\pi k R} m_Z^2 & -\sqrt{2\pi k R} \frac{c_R}{s_R} s_L m_Z^2 \\ \sqrt{2\pi k R} m_Z^2 & M_{KK}^2 + 2\pi k R m_Z^2 & -2\pi k R \frac{c_R}{s_R} s_L m_Z^2 \\ -\sqrt{2\pi k R} \frac{c_R}{s_R} s_L m_Z^2 & -2\pi k R \frac{c_R}{s_R} s_L m_Z^2 & M'_{KK} + 2\pi k R \left(\frac{c_R}{s_R} s_L \right)^2 m_Z^2 \end{array} \right) \end{array}$$

$$m_Z^2 = (g^2 + g'^2) \frac{\tilde{v}^2}{4} + (g^2 + g'^2) \Pi_{33}(m_Z^2) + \delta^{\text{SM}} m_Z^2$$

- Forts recouvrements entre les modes de KK et le mode zéro avec le Higgs du à la localisation des modes de KK proche de la TeV-brane
- Depend fortement de l'angle de mélange SU(2)_R



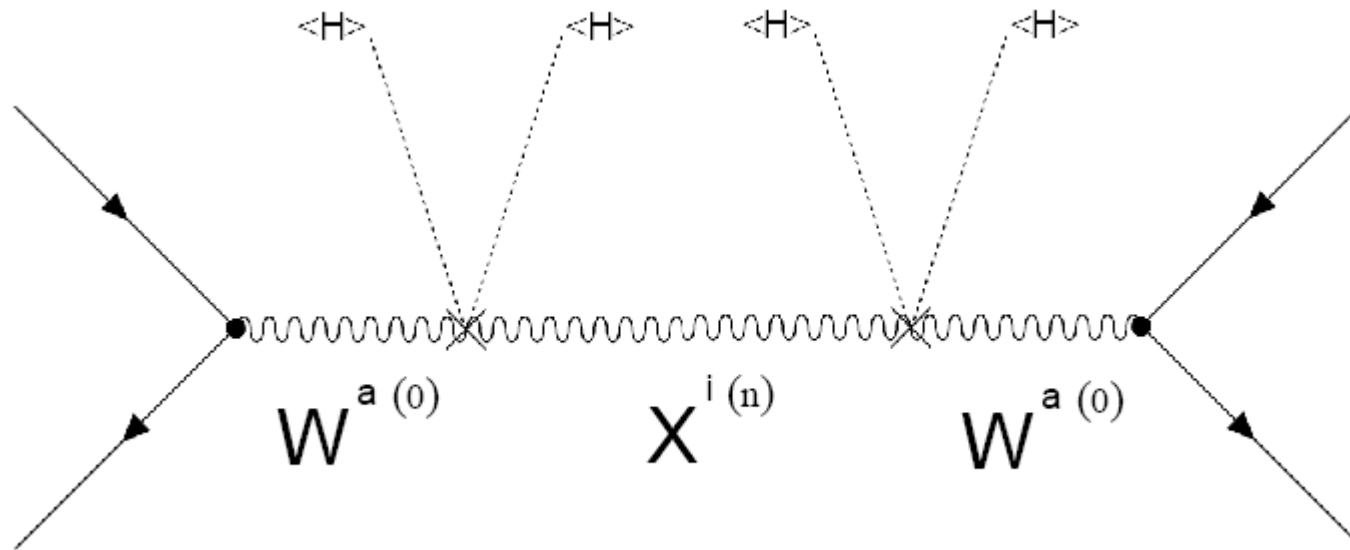
Matrice de masse pour les bosons de jauge W :

$$\mathcal{M}_{\pm}^2 = \begin{pmatrix} g^2 \frac{\tilde{v}^2}{4} + \delta^{\text{SM}} m_W^2 & g^2 \frac{\tilde{v}^2}{4} \sqrt{2k\pi R_c} & -g^2 \frac{\tilde{v}^2}{4} \sqrt{2k\pi R_c} \frac{\tilde{g}}{g} \\ g^2 \frac{\tilde{v}^2}{4} \sqrt{2k\pi R_c} & M_{KK}^2 + g^2 \frac{\tilde{v}^2}{4} (2k\pi R_c) & -g^2 \frac{\tilde{v}^2}{4} (2k\pi R_c) \frac{\tilde{g}}{g} \\ -g^2 \frac{\tilde{v}^2}{4} \sqrt{2k\pi R_c} \frac{\tilde{g}}{g} & -g^2 \frac{\tilde{v}^2}{4} (2k\pi R_c) \frac{\tilde{g}}{g} & (M'_{KK} + \frac{\tilde{M}^2}{4k} e^{-\pi k R_c})^2 + g^2 \frac{\tilde{v}^2}{4} (2k\pi R_c) \frac{\tilde{g}^2}{g^2} \end{pmatrix}$$

$$m_W^2 = g^2 \frac{\tilde{v}^2}{4} + g^2 \Pi_{11}(m_W^2) + \delta^{\text{SM}} m_W^2$$



Contributions de KK :



$$\frac{1}{4\sqrt{2}G_F} = \frac{v^2}{4} + \Pi_{11}^{SM}(0) + \Pi_{11}^{RS}(0)$$



En résumé :

$$m_Z^2 = (g^2 + g'^2) \frac{\tilde{v}^2}{4} + (g^2 + g'^2) \Pi_{33}(m_Z^2) + \delta^{\text{SM}} m_Z^2$$

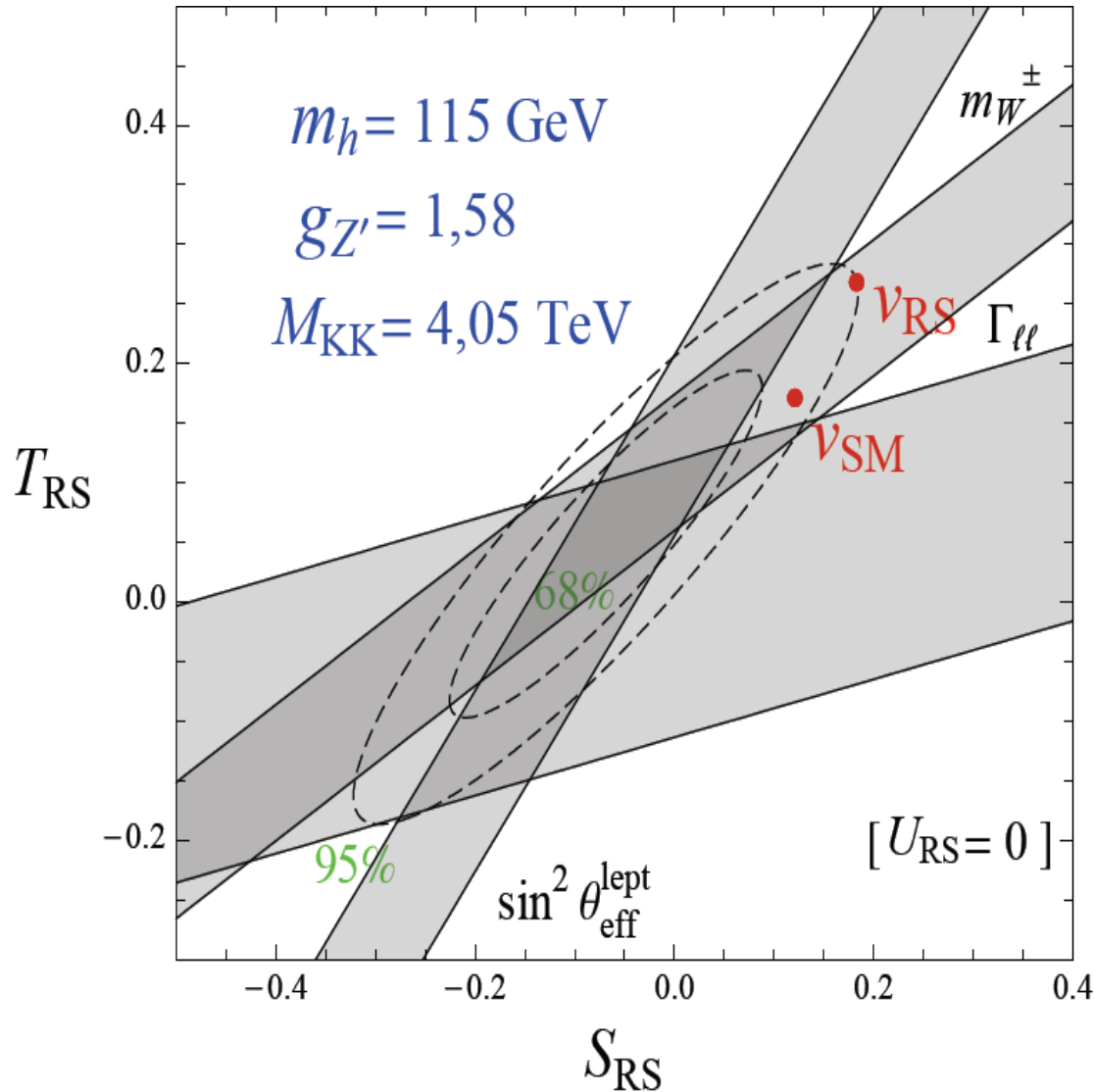
$$m_W^2 = g^2 \frac{\tilde{v}^2}{4} + g^2 \Pi_{11}(m_W^2) + \delta^{\text{SM}} m_W^2$$

$$\frac{1}{4\sqrt{2}G_F} = \frac{v^2}{4} + \Pi_{11}^{\text{SM}}(0) + \Pi_{11}^{\text{RS}}(0)$$

- 3 équations, 3 inconnues.
- C'est principalement la VEV qui se voit modifier sa valeur.



L'influence de la modification de la VEV sur les EWPT :



$$S_{RS} = 2\pi \left(\frac{2.4v}{M_{KK}} \right)^2$$

$$T_{RS} = \pi^2 k R \frac{\tilde{g}^2}{8e^2} \frac{\tilde{M}^2}{k^2} \left(\frac{2.4v}{M_{KK}} \right)^2$$

$$U_{RS} = \pi^2 k R \frac{\tilde{g}^2}{64} \frac{\tilde{M}^2}{k^2} \left(\frac{2.4v}{M_{KK}} \right)^4$$

$$V_{SM} \rightarrow M_{KK} \sim 3.20 \text{ TeV}$$

$$V_{RS} \rightarrow M_{KK} \sim 4.05 \text{ TeV}$$



Résultats :

A] $m_h = 120 \text{ GeV}, g_{Z'} = 1.57$	B] $m_h = 120 \text{ GeV}, g_{Z'} = 0.72$	C] $m_h = 150 \text{ GeV}, g_{Z'} = 1.57$
$M_{KK} = 4025 \text{ GeV}$	$M_{KK} = 3370 \text{ GeV}$	$M_{KK} = 4095 \text{ GeV}$
$\tilde{v} = 322 \text{ GeV}$	$\tilde{v} = 257 \text{ GeV}$	$\tilde{v} = 311 \text{ GeV}$

- La valeur de la VEV est toujours augmentée
- Il est clair que ces effets sur la VEV sont non-négligeable
- Cette modification a-t-elle des conséquences visibles au LHC ?



Modifications des couplages au Higgs

- Bosons de jauge : hZZ et hWW
- Couplages de Yukawa des fermions
- Couplages indirects : hgg et $h\gamma\gamma$
- Resultats



Couplages du Higgs aux Bosons de Jauge

$$\mathcal{L}_{\text{mass}}^{\text{n}} = \frac{1}{2} (Z_{\mu}^0 \ Z_{\mu}^{(1)} \ Z'_{\mu} \ \dots \ Z_{\mu}^{(3)} \ Z'_{\mu}{}^{(3)}) \mathcal{M}_0^2 (Z^{0\mu} \ Z^{(1)\mu} \ Z'^{\mu} \ \dots \ Z^{(3)\mu} \ Z'^{(3)\mu})^T$$

$$\mathcal{L}_{\text{mass}}^{\text{c}} = (W_{\mu}^{+} \ W_{\mu}^{+(1)} \ \widetilde{W}_{\mu}^{+} \ \dots \ W_{\mu}^{+(3)} \ \widetilde{W}_{\mu}^{+(3)}) \mathcal{M}_{\pm}^2 (W^{-\mu} \ W^{-(1)\mu} \ \widetilde{W}^{-\mu} \ \dots \ W^{-(3)\mu} \ \widetilde{W}^{-(3)\mu})^T$$

$$\mathcal{M}'_0{}^2 \equiv U \mathcal{M}_0^2 U^{\dagger} = \text{diag} (m_Z^2, m_{Z1}^2, \dots, m_{Z6}^2)$$

$$\mathcal{M}'_{\pm}{}^2 \equiv V \mathcal{M}_{\pm}^2 V^{\dagger} = \text{diag} (m_W^2, m_{W1}^2, \dots, m_{W6}^2)$$

$$\mathcal{L}_{\text{coupling}}^{\text{n}} = \frac{h}{\tilde{v}} (Z_{\mu}^0 \ Z_{\mu}^{(1)} \ Z'_{\mu} \ \dots \ Z_{\mu}^{(3)} \ Z'_{\mu}{}^{(3)}) \mathcal{C}_0 (Z^{0\mu} \ Z^{(1)\mu} \ Z'^{\mu} \ \dots \ Z^{(3)\mu} \ Z'^{(3)\mu})^T$$

$$\mathcal{L}_{\text{coupling}}^{\text{c}} = 2 \frac{h}{\tilde{v}} (W_{\mu}^{+} \ W_{\mu}^{+(1)} \ \widetilde{W}_{\mu}^{+} \ \dots \ W_{\mu}^{+(3)} \ \widetilde{W}_{\mu}^{+(3)}) \mathcal{C}_{\pm} (W^{-\mu} \ W^{-(1)\mu} \ \widetilde{W}^{-\mu} \ \dots \ W^{-(3)\mu} \ \widetilde{W}^{-(3)\mu})^T$$

$$\mathcal{C}'_0 = U \mathcal{C}_0 U^{\dagger}$$

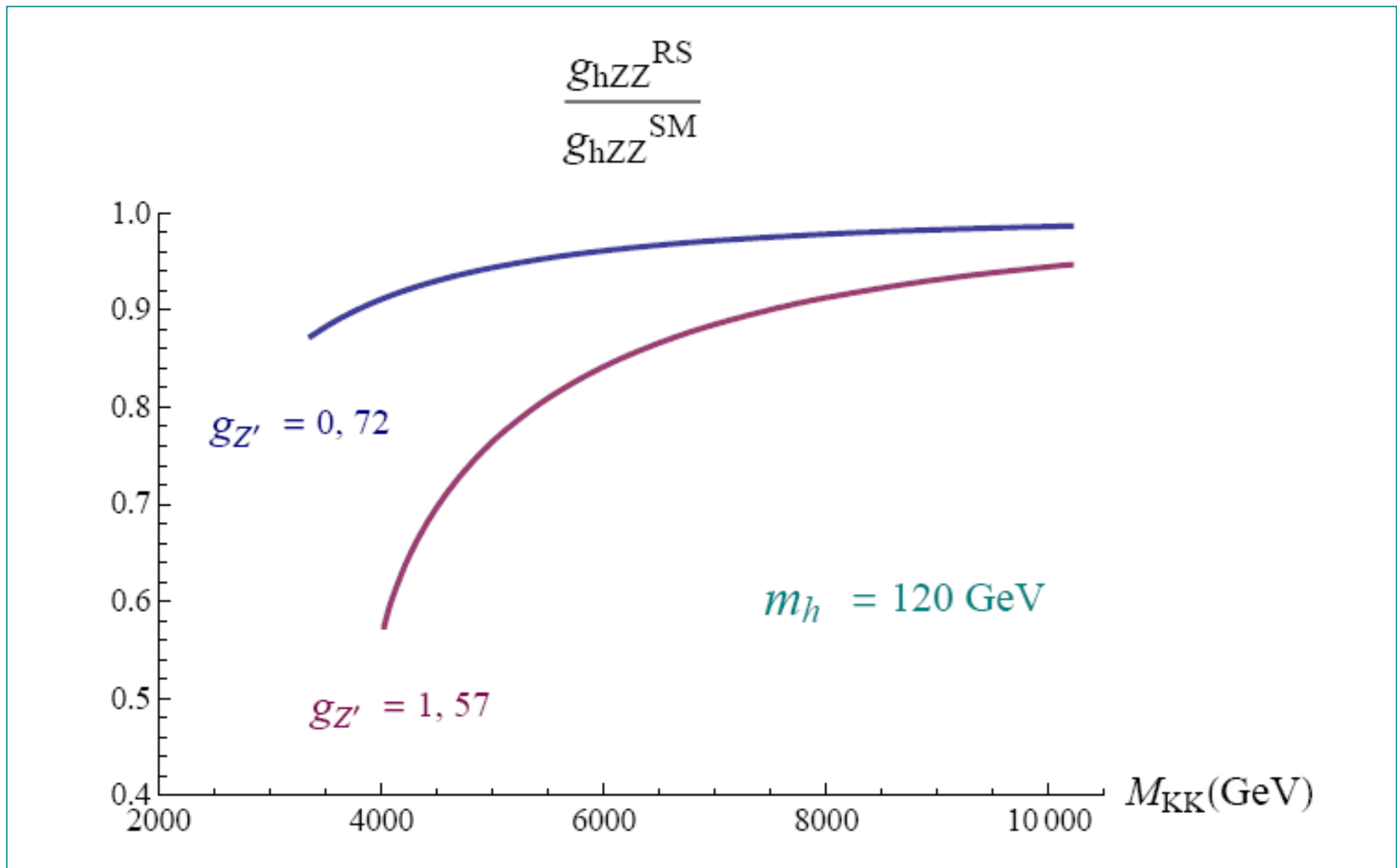
$$g_{hZZ}^{\text{RS}} = (\mathcal{C}'_0|_{11})/\tilde{v}$$

$$\mathcal{C}'_{\pm} = V \mathcal{C}_{\pm} V^{\dagger}$$

$$g_{hWW}^{\text{RS}} = 2 (\mathcal{C}'_{\pm}|_{11})/\tilde{v}$$



Ratio SM vs RS du Couplage hZZ





A] $m_h = 120$ GeV, $g_{Z'} = 1.57$	B] $m_h = 120$ GeV, $g_{Z'} = 0.72$	C] $m_h = 150$ GeV, $g_{Z'} = 1.57$
$M_{KK} = 4025$ GeV	$M_{KK} = 3370$ GeV	$M_{KK} = 4095$ GeV
$\tilde{v} = 322$ GeV	$\tilde{v} = 257$ GeV	$\tilde{v} = 311$ GeV
$g_{hZZ}^{RS}/g_{hZZ}^{SM} = 57.3\%$	$g_{hZZ}^{RS}/g_{hZZ}^{SM} = 87.2\%$	$g_{hZZ}^{RS}/g_{hZZ}^{SM} = 60.1\%$
$g_{hWW}^{RS}/g_{hWW}^{SM} = 57.5\%$	$g_{hWW}^{RS}/g_{hWW}^{SM} = 87.4\%$	$g_{hWW}^{RS}/g_{hWW}^{SM} = 60.3\%$



Multiplets fermioniques :

$$SU(2)_L \times SU(2)_R \longrightarrow (L; R)_X$$

Left fermions :

$$\begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix} (2; 1)_{1/6}$$

$$\begin{matrix} (2; 2)_0 \\ \begin{pmatrix} H^+ & H^0 \\ H^0 & H^- \end{pmatrix} \\ \longrightarrow \end{matrix}$$

Right fermions :

$$\begin{pmatrix} t'_R & b_R \\ t_R & b'_R \end{pmatrix} (1; 2)_{1/6}$$

Conséquences :

- Nouveaux couplages de type b-b' ou t-t' (idem pour les autres fermions)
- Interaction via le Higgs avec les divers tours de KK
- La masse des fermions est partiellement de nature 'Higgs' et 'KK'



$$\mathcal{M}_f \quad \Psi_{L/R} \quad \Psi'_{L/R} = U_{L/R} \Psi_{L/R}$$

$$\mathcal{M}'_f \equiv U_L \mathcal{M}_f U_R^\dagger = \text{diag} (m_{f_1}, m_{f_2}, \dots)$$

$$\mathcal{L}_{int} = \frac{h}{\tilde{v}} \bar{\Psi}'_L \mathcal{C}'_f \Psi'_R + \text{h.c.}$$

$$\mathcal{C}'_f = U_L \mathcal{C}_f U_R^\dagger \quad \lambda_{f_i}^{\text{RS}} = (\mathcal{C}'_f|_{ii}) / \tilde{v} \quad m_f / v_{SM}$$



Fermions légers :

Corrections de KK d'ordre : $(m_f/M_{KK})^2$ très faible

$$\lambda_{f_{\text{light}}}^{\text{RS}} \simeq m_{f_{\text{light}}} / \tilde{v} \quad \longrightarrow \quad \frac{\lambda_f^{\text{RS}}}{\lambda_f^{\text{SM}}} \simeq \frac{v_{\text{SM}}}{\tilde{v}}$$

Fermions lourds (quarks 'b' et 't') :

- Au contraire, les quarks b et t possèdent un fort recouvrement avec leurs partenaires KK du a leur localiation sur la TeV-brane
- La détermination précise de leur couplage de Yukawa est dépendante du modèle étudié (choix des multiplets fermioniques)



Résultats sur les Couplages de Yukawa

A] $m_h = 120 \text{ GeV}, g_{Z'} = 1.57$	B] $m_h = 120 \text{ GeV}, g_{Z'} = 0.72$	C] $m_h = 150 \text{ GeV}, g_{Z'} = 1.57$
$M_{KK} = 4025 \text{ GeV}$	$M_{KK} = 3370 \text{ GeV}$	$M_{KK} = 4095 \text{ GeV}$
$\tilde{v} = 322 \text{ GeV}$	$\tilde{v} = 257 \text{ GeV}$	$\tilde{v} = 311 \text{ GeV}$

$$\begin{aligned}\lambda_\tau^{\text{RS}} / \lambda_\tau^{\text{SM}} &= 76.2\% \\ \lambda_b^{\text{RS}} / \lambda_b^{\text{SM}} &= [71, 75]\% \\ \lambda_t^{\text{RS}} / \lambda_t^{\text{SM}} &= [68, 71]\%\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\lambda_\tau^{\text{RS}} / \lambda_\tau^{\text{SM}} &= 95.5\% \\ \lambda_b^{\text{RS}} / \lambda_b^{\text{SM}} &= [90, 93]\% \\ \lambda_t^{\text{RS}} / \lambda_t^{\text{SM}} &= [84, 88]\%\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\lambda_\tau^{\text{RS}} / \lambda_\tau^{\text{SM}} &= 79.1\% \\ \lambda_b^{\text{RS}} / \lambda_b^{\text{SM}} &= [74, 78]\% \\ \lambda_t^{\text{RS}} / \lambda_t^{\text{SM}} &= [71, 74]\%\end{aligned}$$

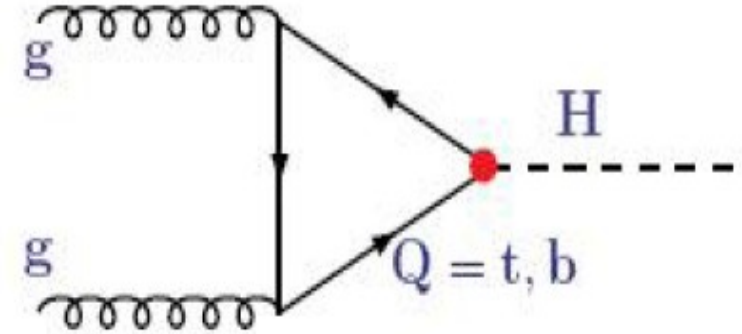


Section efficace dans le MS :

$$\sigma_H^{SM} = \frac{\alpha_s^2 M_H^2}{576\pi v^2} \left| \sum_Q A_{1/2}^H(\tau_Q) \right|^2 \delta(\hat{s} - M_H^2)$$

$$v = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} \quad \tau_Q = M_H^2/4m_Q^2$$

$$A_{1/2}^H(0) \rightarrow 1 \quad A_{1/2}^H(\infty) \rightarrow 0$$

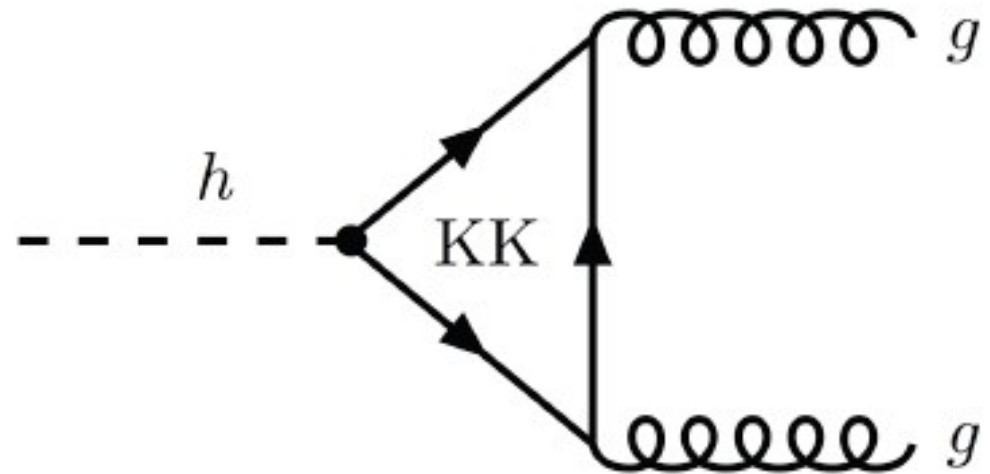


Contributions dans RS :

- Deviation de la VEV
- Contributions des tours de KK des fermions standards
- Contributions des fermions exotiques et leur tour de KK
- Modification des couplages de Yukawa



La Fusion de Gluon en Higgs dans RS



Section efficace dans RS :

$$\sigma_H^{RS} = \frac{\alpha_s^2 M_H^2}{576\pi} \frac{1}{v_{RS}^2} \left| \sum_{\{f\}} v_{RS} \frac{y_f}{m_f} A_{1/2}^H(\tau_f) + \sum_{\{f'\}} v_{RS} \frac{y'_f}{m'_f} A_{1/2}^H(\tau_{f'}) \right|^2 \delta(\hat{s} - M_H^2)$$

Sum over SM fermions
and their KK partners

Sum over exotic fermions
and their KK partners



Ratio SM vs. RS :

$$\frac{g_{hgg}^{RS}}{g_{hgg}^{SM}} = \frac{v_{SM}}{\tilde{v}} \left| \frac{\sum_Q \left(1 + \frac{\lambda_Q^{RS} \tilde{v}}{m_Q} [A_{1/2}^h(\tau_Q) - 1] \right)}{\sum_Q A_{1/2}^h(\tau_Q)} \right| \rightarrow \frac{g_{hgg}^{RS}}{g_{hgg}^{SM}} \simeq \frac{v_{SM}}{\tilde{v}} \left| \frac{2 - x_b(1 - A_b) - x_t(1 - A_t)}{A_b + A_t} \right|$$

- Le parametre « x_q » encode la 'composante KK' du mode zéro des quarks :
 $x_q \rightarrow 1$ correspond à la limite MS. $x_q \rightarrow 0$ est un fermion purement KK.

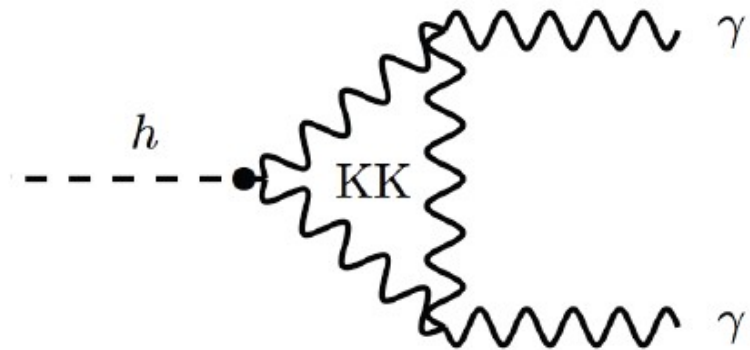
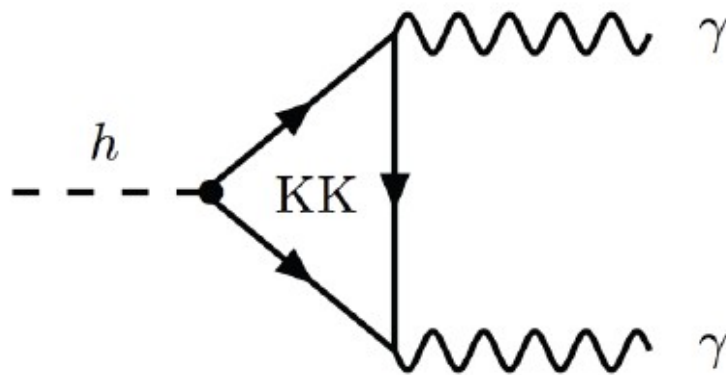
$$g_{hgg}^{RS}/g_{hgg}^{SM} = [77.6, 80.8]\%$$

$$g_{hgg}^{RS}/g_{hgg}^{SM} = [96.2, 99.1]\%$$

$$g_{hgg}^{RS}/g_{hgg}^{SM} = [80.1, 83.3]\%$$



Désintégration du Higgs en deux Photons



$$\Gamma_{h \rightarrow \gamma\gamma}^{SM} = \frac{\alpha^2 m_h^3}{256\pi^3 v_{SM}^2} \left| A_1^h(\tau_W) + \frac{4}{3} \sum_f N_c Q_f^2 A_{1/2}^h(\tau_f) \right|^2$$

$$\Gamma_{h \rightarrow \gamma\gamma}^{RS} = \frac{\alpha^2 m_h^3}{256\pi^3} \frac{1}{v_{SM}^2} \left| \sum_n \frac{g_{W_n}^{RS} v_{SM}}{2m_{W_n}^2} A_1^h(\tau_{W_n}) + \frac{4}{3} \sum_{\{f\}} \frac{\lambda_f^{RS} v_{SM}}{m_f} N_c Q_f^2 A_{1/2}^h(\tau_f) \right|^2$$

$$g_{W_n}^{RS} = g_{hW_n W_n}^{RS} = 2(C'_{\pm|nn})/\tilde{v}$$



L'expression peut être simplifiée :

$$\frac{g_{h\gamma\gamma}^{\text{RS}}}{g_{h\gamma\gamma}^{\text{SM}}} \simeq \frac{v_{\text{SM}}}{\tilde{v}} \left| \frac{\frac{43}{4} - \frac{9}{4}x_W(A_W + 7) + x_b(1 - A_b) + 4x_t(1 - A_t)}{\frac{9}{4}A_W + A_b + 4A_t} \right|$$

$$x_W \equiv \tilde{v} g_{hWW}^{\text{RS}} / 2m_W^2$$

$$g_{h\gamma\gamma}^{\text{RS}} / g_{h\gamma\gamma}^{\text{SM}} = [74.9, 75.1]\%$$

$$g_{h\gamma\gamma}^{\text{RS}} / g_{h\gamma\gamma}^{\text{SM}} = [100.6, 100.8]\%$$

$$g_{h\gamma\gamma}^{\text{RS}} / g_{h\gamma\gamma}^{\text{SM}} = [77.1, 77.3]\%$$



- **Secteur du Higgs modifié**
- **Etats de KK relativement lourd (3, 4 TeV)**
- **Une structure riche pour la physique des saveurs**
- **Recherche de 'custodians' légers**
- **Extensions SuSy**
- **Théorie : AdS / CFT**