



# FERMIONES EXTRAS EN LA GEOMETRÍA DE RANDALL SUNDRUM

Alfonso Díaz Furlong  
FCFM-BUAP

Seminario CA  
Abril 2011

En colaboración con  
J.L. Díaz-Cruz (FCFM-BUAP)  
A. Aranda-Fernández (UCOL)

# CONTENIDO

- Antecedentes
  - Modelo Estándar
  - Puntos Abiertos
  - Física del sabor
  - Física más allá del Modelo Estándar
    - SM-4gen
    - Dimensiones Extras
- Modelo de Randall-Sundrum
  - Generalidades
  - Localizaciones
  - Fermiones en el Bulk
  - Acoplamientos con el Higgs
  - ...
- Conclusiones



# ANTECEDENTES

- Sheldon Glashow, Steven Weinberg y Abdus Salam, unificaron la electrodinámica cuántica (QED) y las interacciones débiles en una sola teoría llamada la teoría electrodébil (EW), a la cual posteriormente se le agrego una teoría de norma de las interacciones fuertes, la llamada Cromodinámica Cuántica (QCD), para dar lugar al origen de una de las teorías más exitosas de los últimos tiempos el Modelo Estándar (SM).
- En el SM se describen los constituyentes elementales de la materia (fermiones) y tres de las interacciones fundamentales de la naturaleza, la fuerza electromagnética, la fuerza débil y la fuerza fuerte.
- En el ME el bosón de Higgs, induce el Rompimiento Espontáneo de la Simetría (SSB) del grupo de norma electrodébil, lo cual es necesario para generar las masas de los bosones de norma  $W^\pm$  y  $Z^0$ , además de dar masa a los diferentes leptones y quarks.

# CONTENIDO DE MATERIA DEL SM



# CONTENIDO DE MATERIA DEL SM

FÍSICA DEL SABOR – Transición entre fermiones de diferente generación



# CONTENIDO DE MATERIA DEL SM

FÍSICA DEL SABOR – Transición entre fermiones de diferente generación

**Sabor = Especies de Fermiones**



# CONTENIDO DE MATERIA DEL SM

FÍSICA DEL SABOR – Transición entre fermiones de diferente generación

## Sabor = Especies de Fermiones

$$\begin{pmatrix} u_L, u_L, u_L \\ d_L, d_L, d_L \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c_L, c_L, c_L \\ s_L, s_L, s_L \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t_L, t_L, t_L \\ b_L, b_L, b_L \end{pmatrix}$$

$$\begin{matrix} u_R, u_R, u_R \\ d_R, d_R, d_R \end{matrix} \quad \begin{matrix} c_R, c_R, c_R \\ s_R, s_R, s_R \end{matrix} \quad \begin{matrix} t_R, t_R, t_R \\ b_R, b_R, b_R \end{matrix}$$

$$\begin{pmatrix} \nu_{e,L} \\ e_L \end{pmatrix}$$

$$e_R$$

$$\begin{pmatrix} \nu_{\mu,L} \\ \mu_L \end{pmatrix}$$

$$\mu_R$$

$$\begin{pmatrix} \nu_{\tau,L} \\ \tau_L \end{pmatrix}$$

$$\tau_R$$



# INTERACCIONES DEL SM

- Cuántas interacciones hay en el SM?



# INTERACCIONES DEL SM

- Cuántas interacciones hay en el SM?

5



# INTERACCIONES DEL SM

- Cuántas interacciones hay en el SM?

5

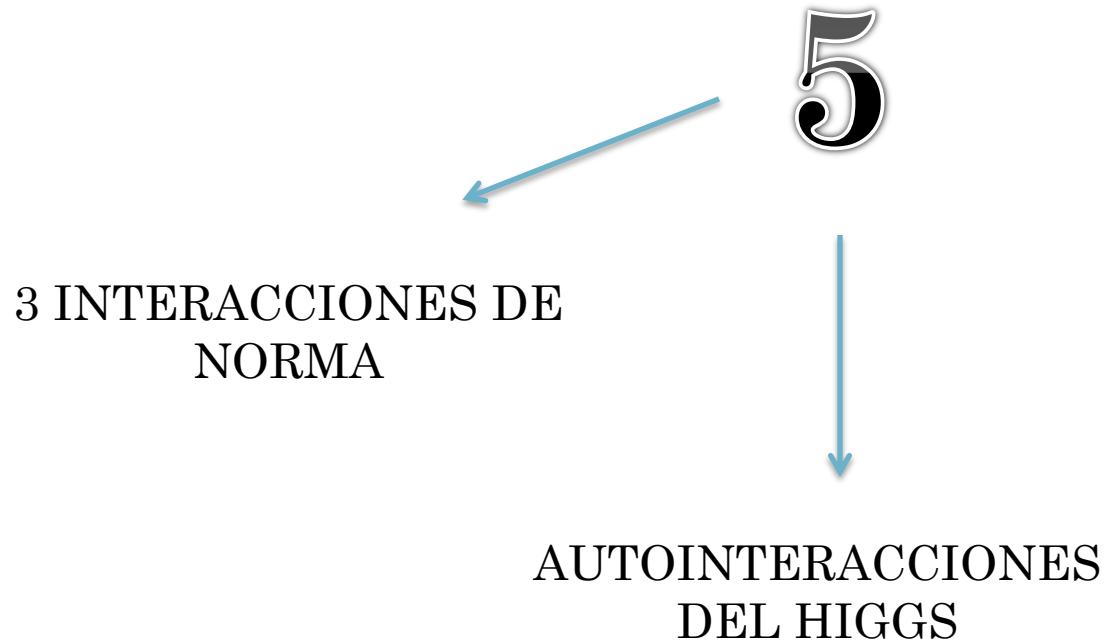


3 INTERACCIONES DE  
NORMA



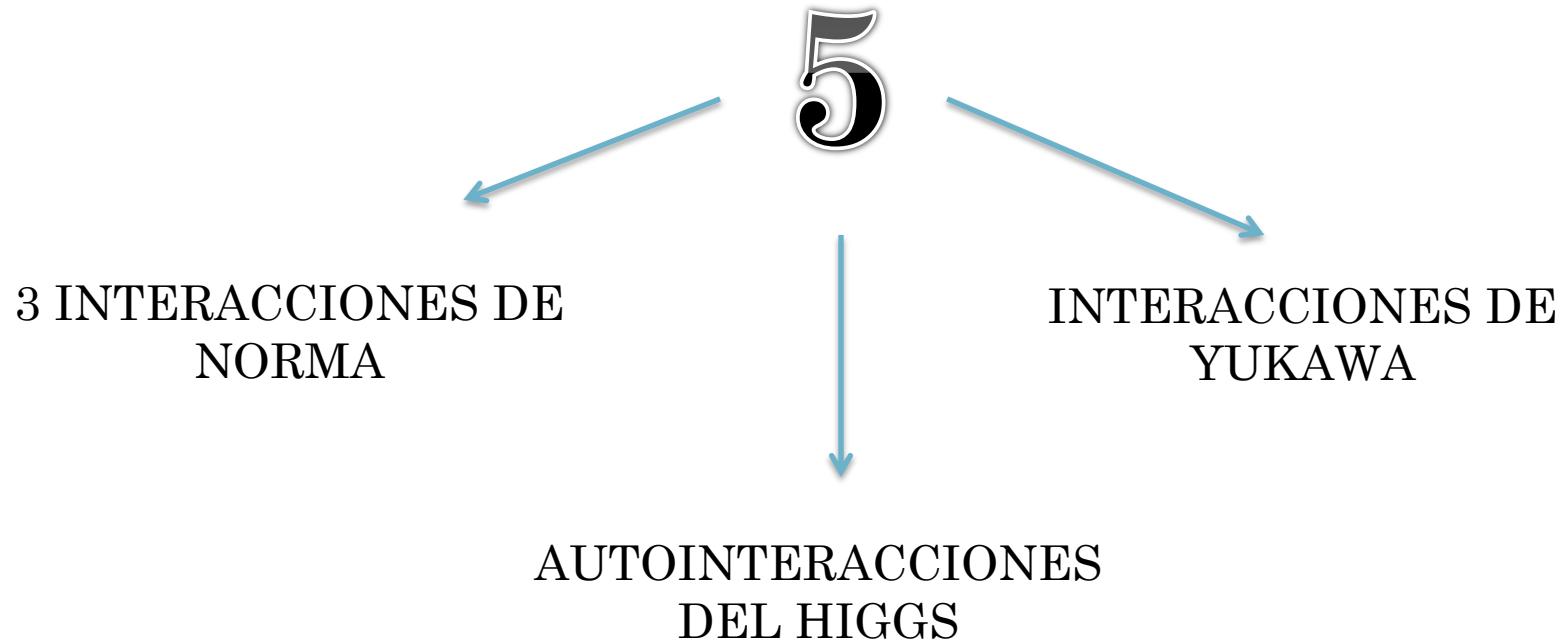
# INTERACCIONES DEL SM

- Cuántas interacciones hay en el SM?



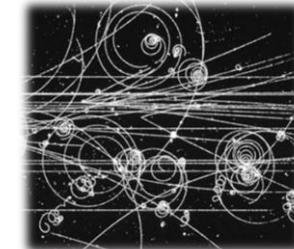
# INTERACCIONES DEL SM

- Cuántas interacciones hay en el SM?



# PUNTOS ABIERTOS DEL MODELO ESTÁNDAR

- Problema de jerarquía
- Tres generaciones de fermiones
- Masa del bosón de Higgs
- Masas y ángulos de mezcla de los fermiones
- Unificación de la fuerzas fundamentales de la naturaleza
- Violación de CP
- Materia oscura y la energía oscura
- Asimetría entre materia y antimateria
- Neutrinos masivos
- Interacciones gravitacionales

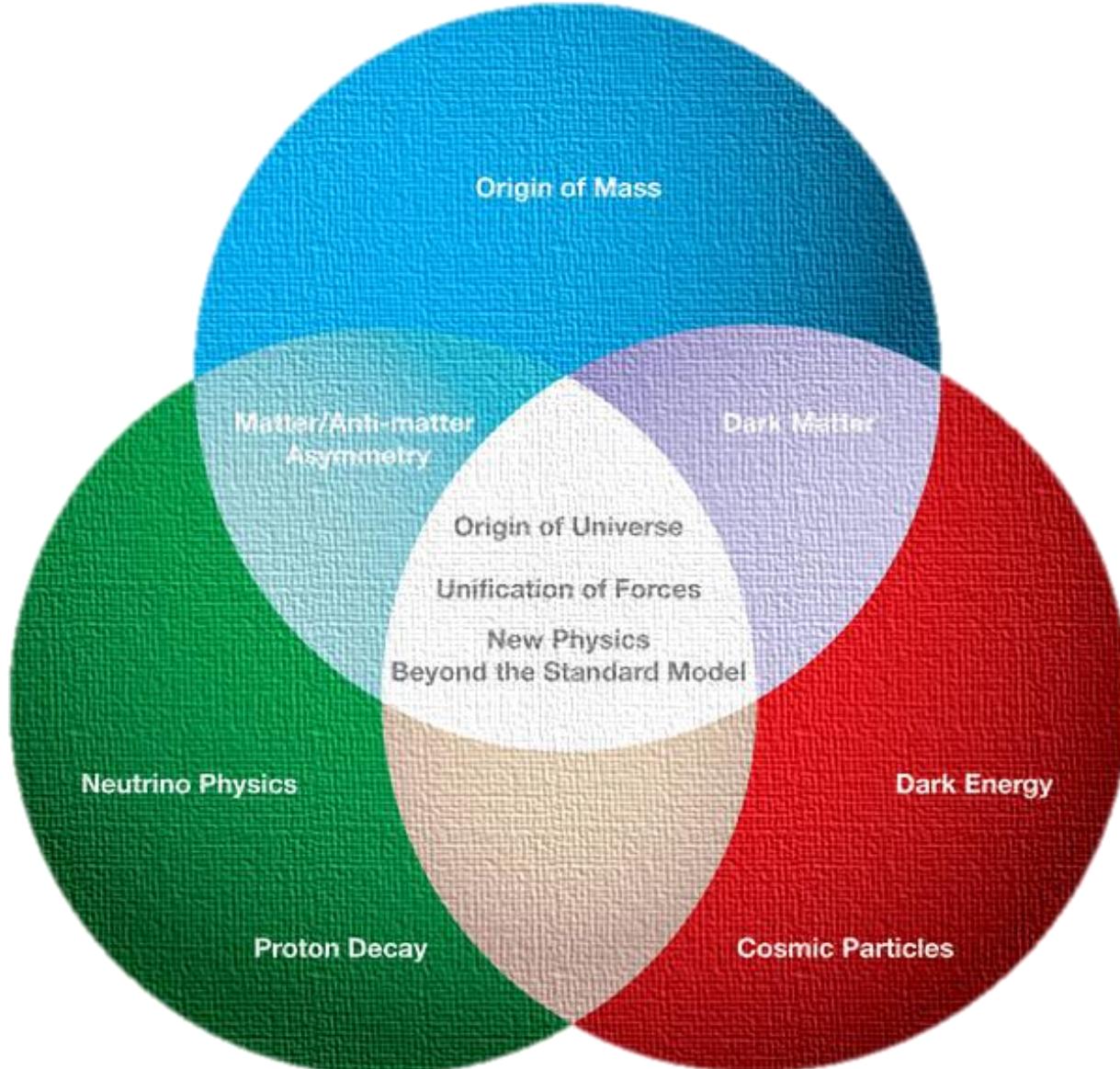


# FÍSICA MÁS ALLÁ DEL MODELO ESTÁNDAR

- SM con neutrinos masivos.
- SM con 4 generaciones de fermiones
- Supersimetría
- Dimensiones Extras
- ... y muchas más



# THE ENERGY FRONTIER



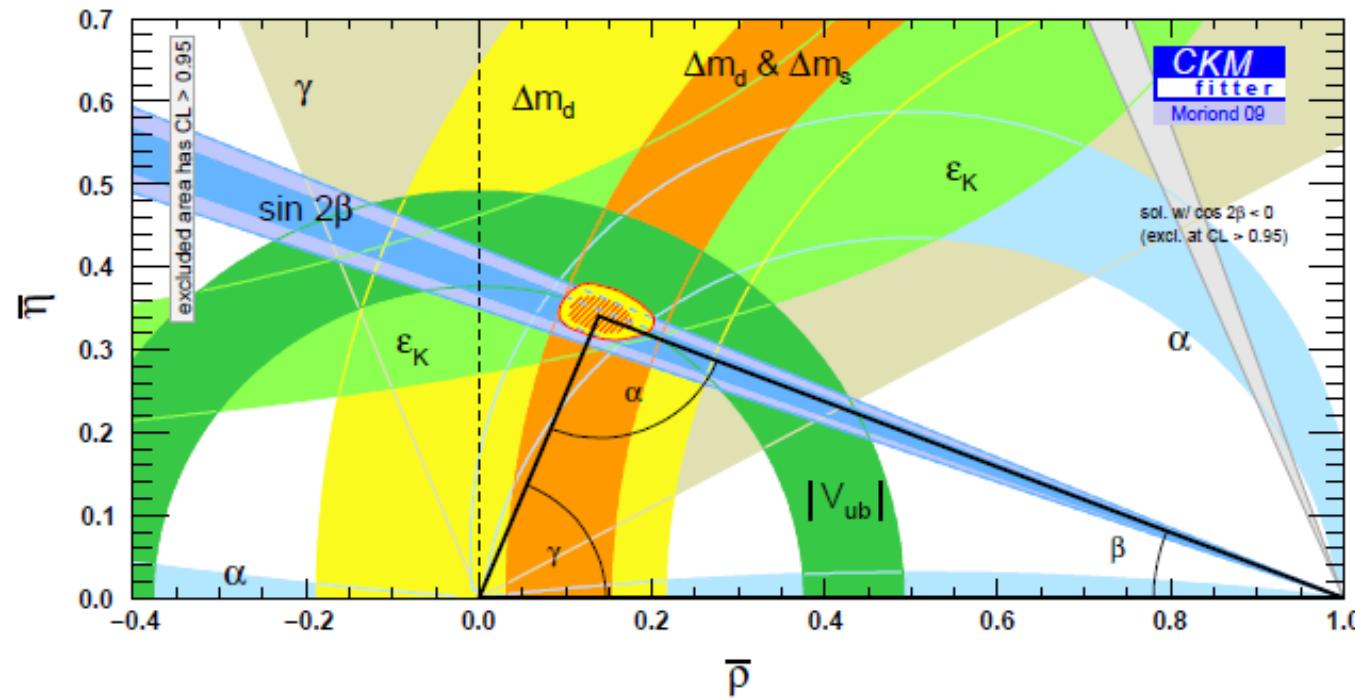
**THE INTENSITY  
FRONTIER**

**THE COSMIC  
FRONTIER**

## SM-4GEN

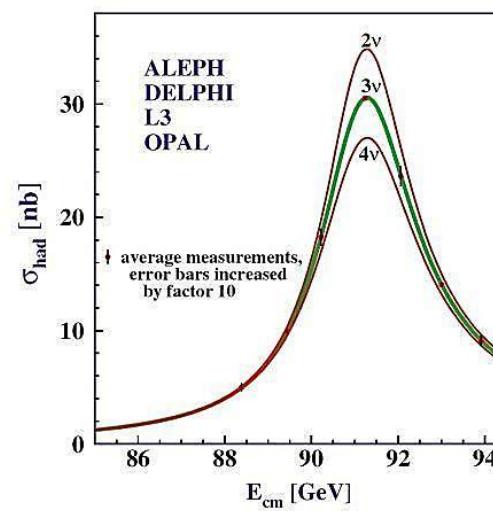
- En el Review of Particle Properties se asegura lo siguiente
  - "An extra generation of ordinary fermions is excluded at the six-sigma level on the basis of the S-parameter alone"
- La matriz CKM no es más que una parametrización de la probabilidad de que un quark se convierta en otro de diferente tipo (se "mezcle " con).
- La condición necesaria para la construcción de esta matriz se requiere que la matriz sea unitaria:
  - Que significa que la probabilidad total de procesos diferentes deben sumar uno y no más de uno.
- La medida de los elementos de CKM permite nuevos elementos (4ta generación) si estos nuevos elementos son pequeños, pero no demasiado.

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}$$



## SM-4GEN

- El número de generaciones no está fijo por la teoría
- Constricciones de libertad asintótica de QCD solo limita el número de generaciones a ser menor a 9.
- Conteo de neutrinos el polo de Z muestra que el número de generaciones con neutrinos ligeros ( $m_\nu \ll M_Z/2$ ) es igual a 3.



# MOTIVACIONES PARA SM-4GEN

- Una cuarta generación de fermiones podría ayudar a resolver el problema de la violación de CP (materia-antimateria)
- En el modelo estándar las tres generaciones de fermiones tiene diferentes masas debidos a los diferentes acoplamientos con el boson de Higgs (con valores muy diferentes entre ellos). Si existiera una cuarta generación, un posible escenario, es que todos los fermiones tuvieran el mismo acoplamiento y las diferentes masas se debieran a perturbaciones, esto no se podría en el caso de tres generaciones debido a la gran diferencia entre las masas de los fermiones.
- Materia Oscura

## SM-4GEN

- El LHC tiene el potencial para encontrar o descartar una cuarta generación
- La construcción del modelo de cuerdas sugiere más natural 4 generaciones que 3.
- Las oscilaciones de neutrinos sugieren una nueva escala de masa que está más allá del SM, y abre la posibilidad de tener neutrinos pesados.
- Los límites para las masas a un 95% CL (PDG), son

$$m_t, > 256 \text{ GeV}$$

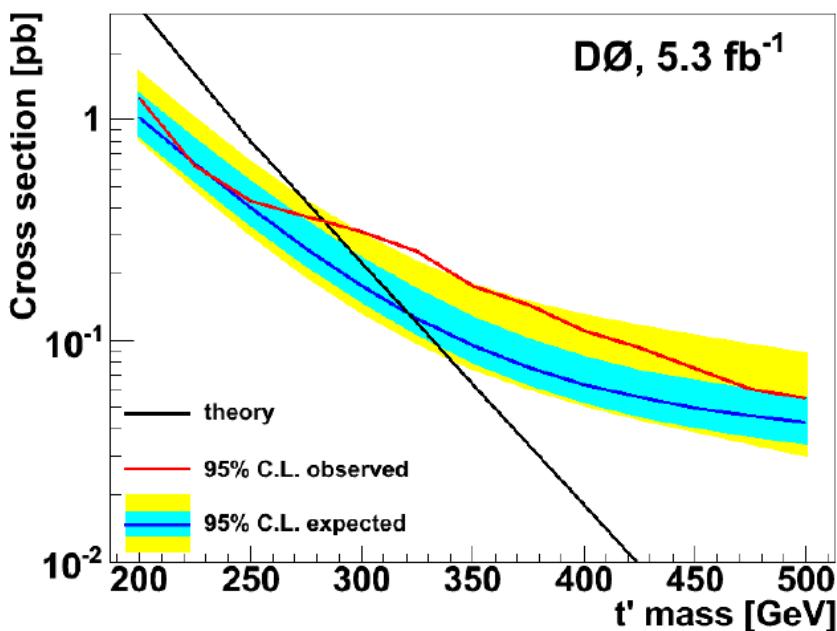
$$m_b, > 190 \text{ GeV}$$



# Search for a fourth generation $t'$ quark in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV

FERMILAB-PUB-11/191-E

In conclusion, we searched for pair production of a  $t'$  quark and its antiparticle followed by their decays into a  $W$  boson and a jet. We do not see a signal consistent with  $t'\bar{t}'$  production, although we observe a small excess of events in the  $\mu$ +jets channel. Combining the  $e$ +jets and  $\mu$ +jets channels, we exclude at 95% C.L.  $t'\bar{t}'$  production for  $t'$  quark mass values below 285 GeV.



- Para el decaimiento del Higgs

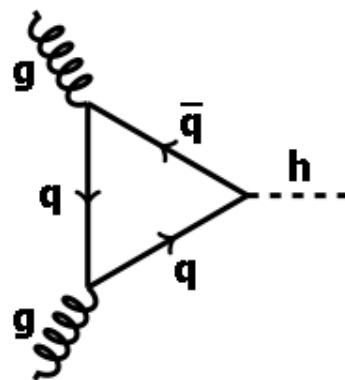
$$h \rightarrow \gamma\gamma, gg$$

Se ve aumentado

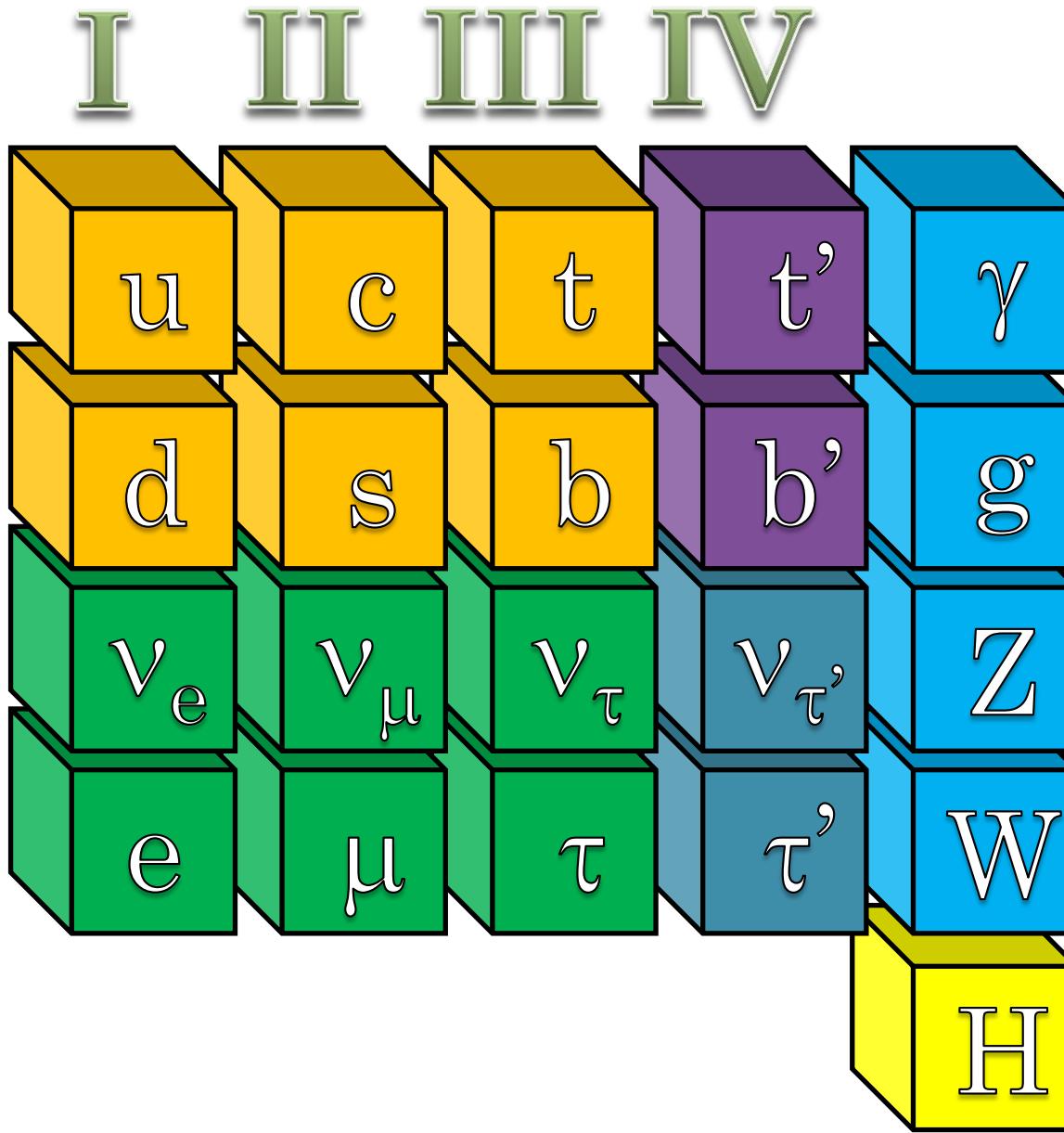
- Para la producción de Higgs

$$gg \rightarrow h$$

Se ve aumentado debido a que los nuevos quarks entran en el loop:



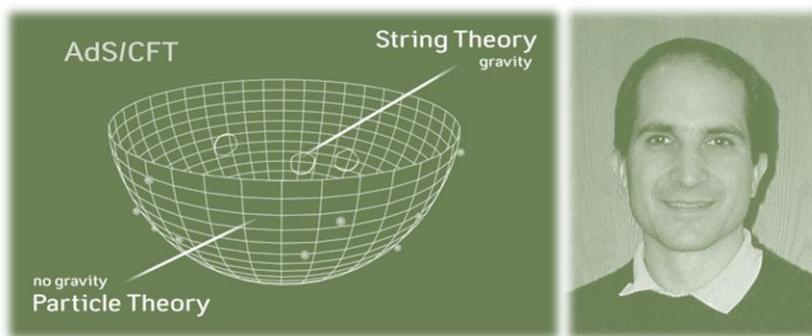
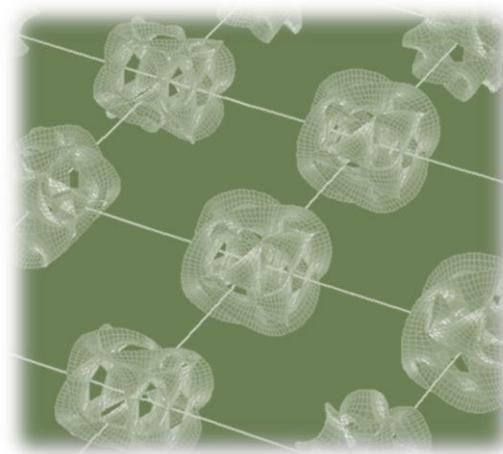
# LeptonsQuarks



Gauge Bosons  
SCALAR

# DIMENSIONES EXTRAS

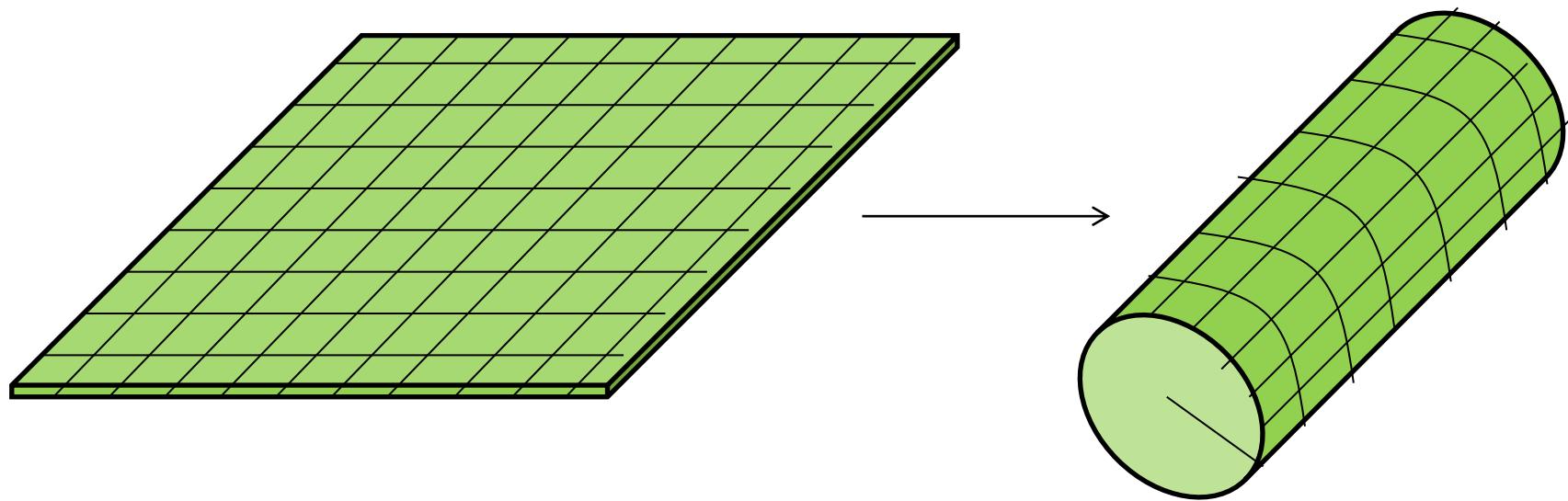
- Modelo ADD
- UED
- Randall-Sundrum (RS1 y RS2)
- Marcos Duales BSM (AdS/CFT)



# DIMENSIONES EXTRAS

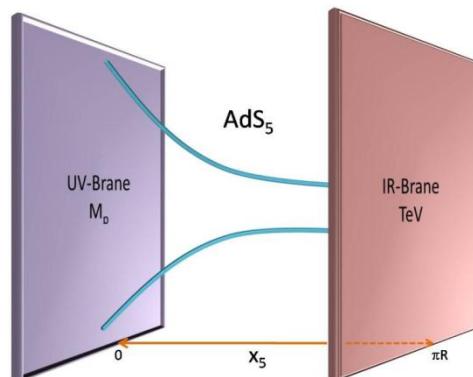
- Todo comenzó con los trabajos de Nordströn, Kaluza y Klein en el primer cuarto del siglo XX.
- La idea de dimensiones extras resurgieron con el nacimiento de la Teoría de Supergravedad y Teoría de Cuerdas.
- Mundos Brana (DE a escalas de TeV's).
  - Arkani-Hamed, Dimopoulos y Dvali (ADD, 1998)
  - Lisa Randal ly Raman Sundrum (RSI y II, 1999)





# EL MODELO DE RANDALL-SUNDRUM

- Problema de Jerarquía
- Dos 3-Branas actuando como fronteras de una dimensión extra (warped), el fondo  $\text{AdS}_5$  genera una jerarquía exponencial de las escalas de energía.
- Una de las escalas en uno de los puntos fijos del orbifold ( $S^1/Z_2$ ) es mucho más grande que la otra,  $\Lambda_{UV} \gg \Lambda_{IR}$ .



# GENERALIDADES DEL MODELO DE RS

S. Casagrande, F. Goertz, U. Haisch, M. Neubert and T. Pfoh

- Para la construcción del modelo se necesita:
  - La elección del grupo de norma en el Bulk
  - La localización de los modos cero de los fermiones
  - El mecanismo para localizar al Higgs en o cerca de la brana IR.
- En el modelo original todos los campos estaban constreñidos a la brana IR y el grupo de norma era  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ .
- Permitiendo que los campos de norma y los fermiones se propaguen en el bulk, se evitan FCNC peligrosos y se da una explicación a la jerarquía de las masas de los fermiones.

❖ La métrica del modelo es

$$ds^2 = e^{-2\sigma(\phi)} \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu - r^2 d\phi^2$$

❖ La dimensión extra tiene puntos fijos de orbifold en  $\phi = 0$  (la brana UV) y en  $\phi = \pi$  (la brana IR).

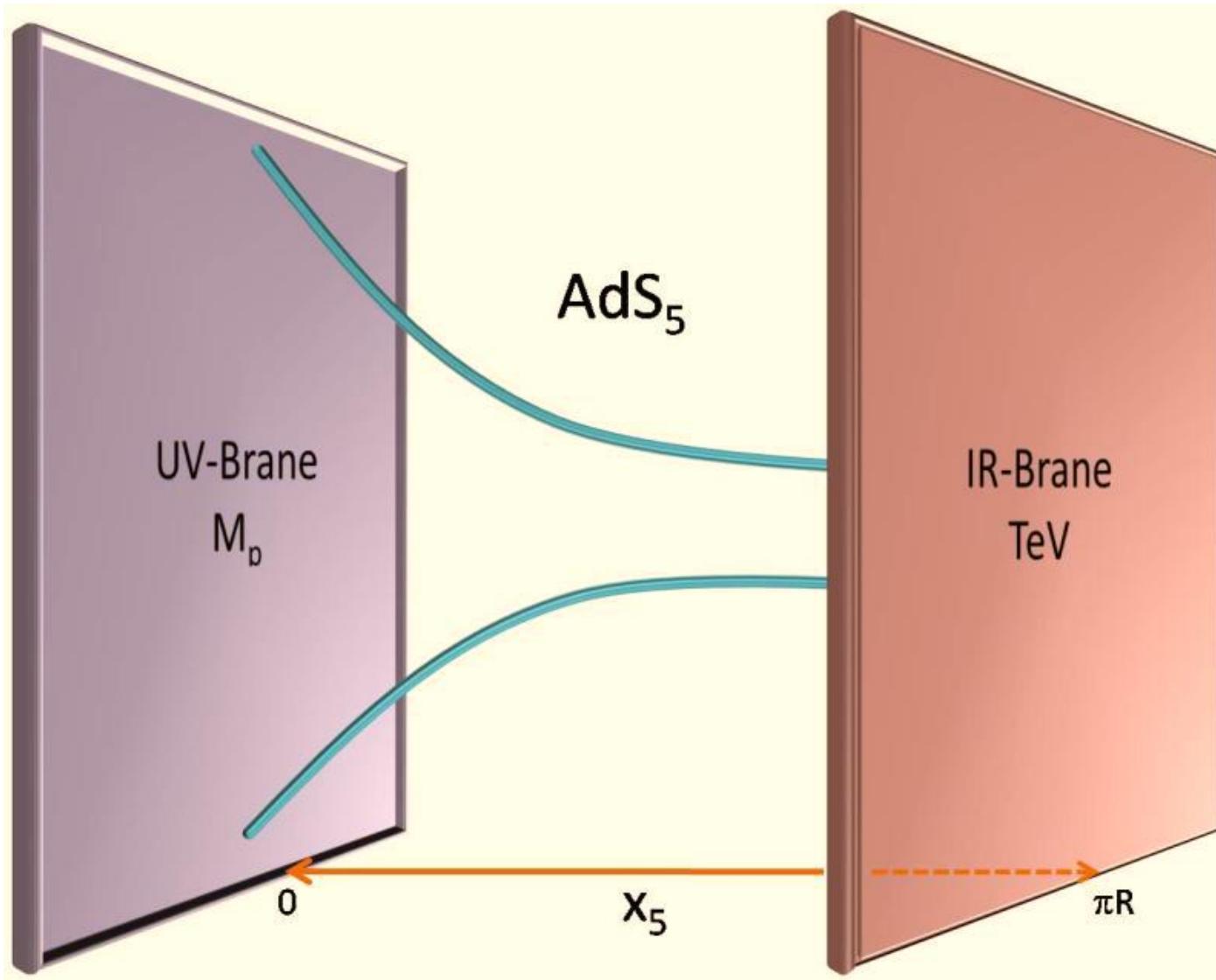
❖ Para poder resolver el problema de jerarquía entre la escala EW, y la escala fundamental (escala de Planck) se tiene que escoger,

$$L = kr\pi \approx \ln\left(\frac{M_{Pl}}{M_W}\right) \approx \ln(10^{16}) \approx 37$$

❖ La cantidad  $\epsilon = e^{-kr\pi}$  también fija la escala para las excitaciones de Kaluza-Klein más ligeras de los campos del SM

$$M_{kk} = k\epsilon \approx \Lambda_{IR} = \mathcal{O}(TeV s)$$





# FERMIONES EN EL BULK (RS MÍNIMO)

- Consideramos 4 generaciones de fermiones en el Bulk. Estas se encuentran agrupadas en dobletes ( $Q$ ) y singletes ( $u,d$ ) de  $SU(2)_L$ . Los términos cuadráticos están escritos en la forma

$$S_f, 2 = \int d^4xr \int_{-\pi}^{\pi} d\phi \{ e^{kr|\phi|} (\bar{Q}i\partial Q + \bar{u}i\partial u + \bar{d}i\partial d$$
  
$$- e^{-4kr|\phi|} sgn(\phi) (\bar{Q}M_Q Q + \bar{u}M_u u + \bar{d}M_d d)$$
  
$$- \frac{1}{2r} [\bar{Q}_L e^{-2kr|\phi|} (\vec{\partial}_\phi - \overleftarrow{\partial}_\phi) e^{-2kr|\phi|} \hat{Q}_R$$
  
$$+ \bar{\hat{u}}_L e^{-2kr|\phi|} (\vec{\partial}_\phi - \overleftarrow{\partial}_\phi) e^{-2kr|\phi|} \hat{u}_R$$
  
$$+ \bar{\hat{d}}_L e^{-2kr|\phi|} (\vec{\partial}_\phi - \overleftarrow{\partial}_\phi) e^{-2kr|\phi|} \hat{d}_R + h.c.]$$
  
$$- \delta(|\phi| - \pi) e^{-3kr|\phi|} \frac{v}{\sqrt{2r}} [\bar{u}_L Y_u^{(5D)} u_R + \bar{d}_L Y_d^{(5D)} d_R$$
  
$$+ \bar{\hat{u}}_R Y_u^{(5D)} \hat{u}_L + \bar{\hat{d}}_R Y_d^{(5D)} \hat{d}_L + h.c.] \}$$

- De la misma forma para los acoplamientos de Yukawa se tiene

$$S_Y = - \int d^4x \int_{-\pi}^{\pi} d\phi \delta(|\phi| - \pi) \frac{e^{-3kr|\phi|}}{r} \{ Y_u^{5D} [\bar{Q}_L u_R + \bar{\hat{Q}}_R \hat{u}_L] \tilde{\Phi} + Y_d^{5D} [\bar{Q}_L d_R + \bar{\hat{Q}}_R \hat{d}_L] \Phi \}$$

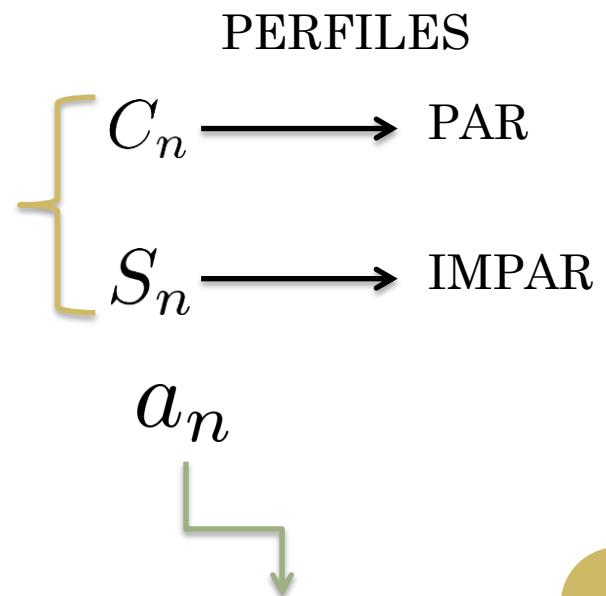
- Podemos escribir la descomposición de Kaluza-Klein de los campos 5D como:

$$u_L(x, \phi) = \frac{e^{2kr|\phi|}}{\sqrt{r}} \sum_n^{\infty} C_n^{(Q)} a_n^{(U)} u_L^{(n)}(x),$$

$$\hat{u}_R(x, \phi) = \frac{e^{2kr|\phi|}}{\sqrt{r}} \sum_n^{\infty} S_n^{(Q)} a_n^{(U)} u_R^{(n)}(x),$$

$$\hat{u}_L(x, \phi) = \frac{e^{2kr|\phi|}}{\sqrt{r}} \sum_n^{\infty} S_n^{(u)} a_n^{(u)} u_L^{(n)}(x),$$

$$u_R(x, \phi) = \frac{e^{2kr|\phi|}}{\sqrt{r}} \sum_n^{\infty} C_n^{(u)} a_n^{(u)} u_R^{(n)}(x),$$



Vectores de 4 Comp.  
en el espacio de sabor

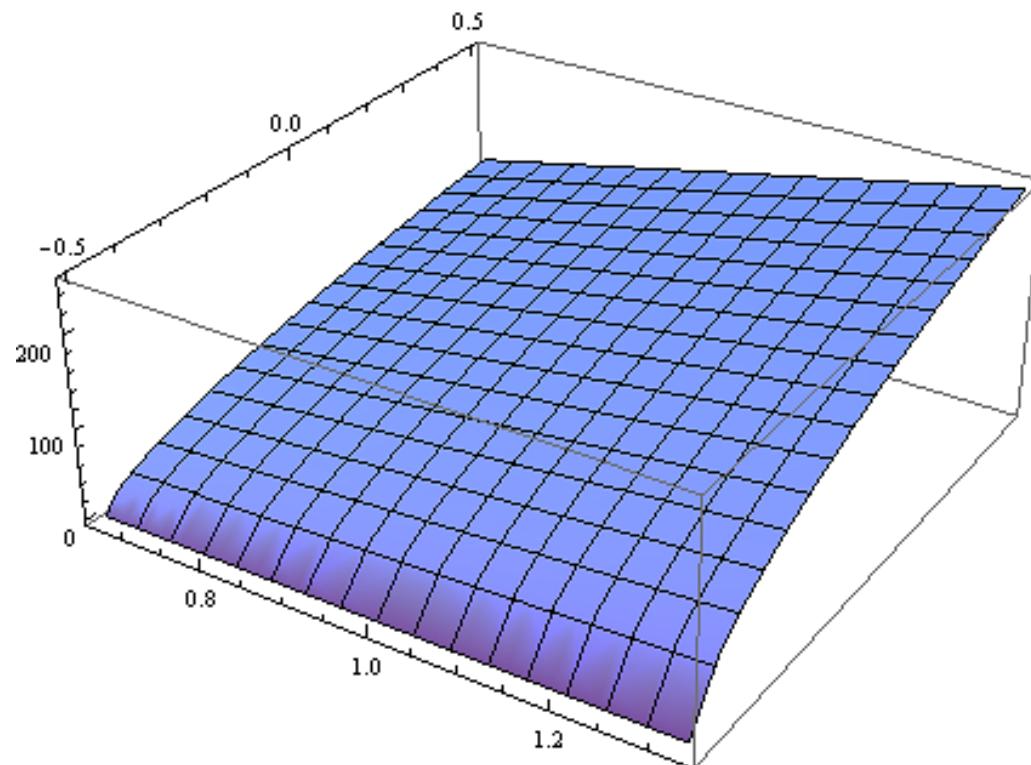
- Para poder encontrar expresiones analíticas de los acoplamientos es importante tomar un enfoque, la aproximación más concurrida en la literatura es la ‘aproximación del modo cero’ (ZMA). En esta aproximación los perfiles toman la forma

$$\begin{array}{ccc}
 C_n^{Q,q}(\pi) \rightarrow \sqrt{\frac{L\epsilon}{\pi}} F(c_{Q,q}) & 
 F(c) = sgn[\cos(\pi c)] \sqrt{\frac{1+2c}{1-\epsilon^{1+2c}}} & \\
 & \downarrow & \downarrow \\
 S_n^{Q,q}(\pi^-) \rightarrow +\sqrt{\frac{L\epsilon}{\pi}} \frac{x_n}{F(c_{Q,q})} & 
 F(c) = -\sqrt{-1-2c} \epsilon^{-c-\frac{1}{2}} & F(c) = \sqrt{1+2c} \\
 & \downarrow & & \downarrow \\
 & -3/2 < c < -1/2 & & -1/2 < c < +1/2
 \end{array}$$

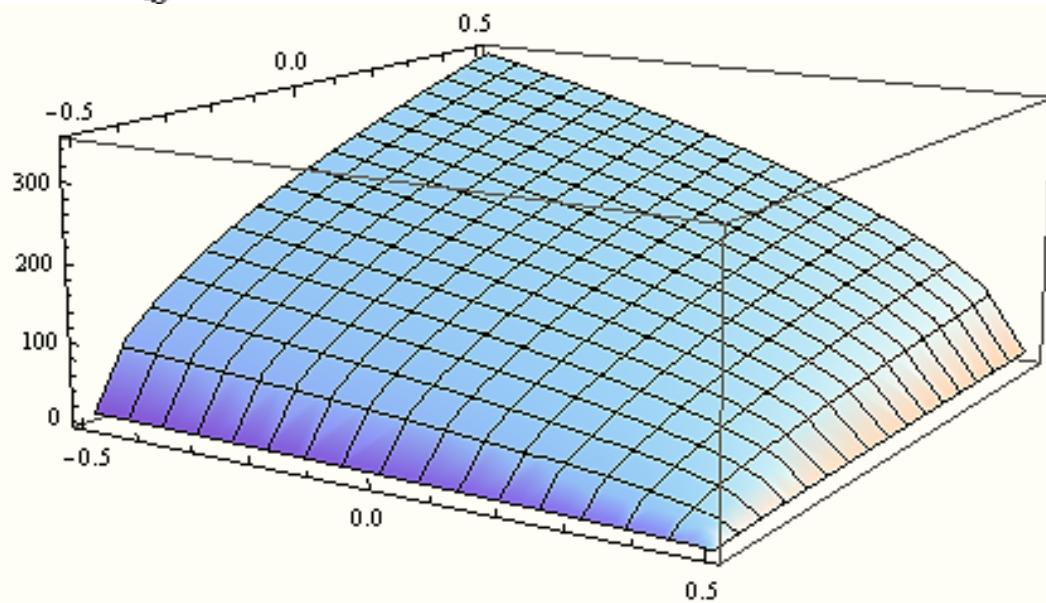
- Se definen los acoplamientos de Yukawa efectivos

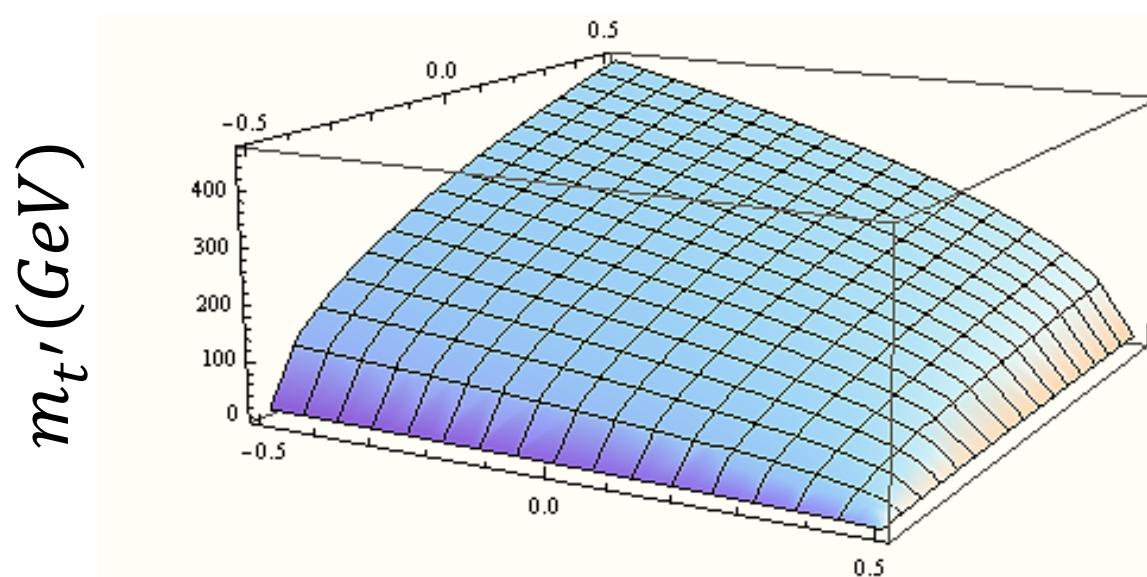
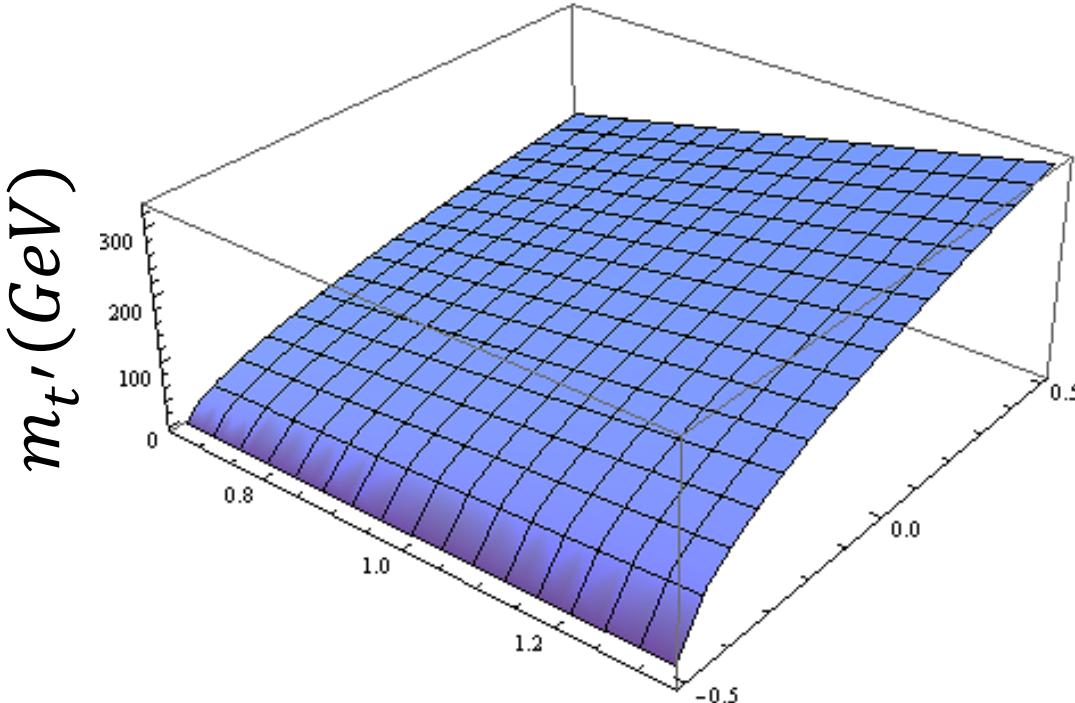
$$(Y_{u,d}^{eff})_{ij} = F(c_{Q_i})(Y_{u,d})_{ij}F(c_{u_j,d_j})$$

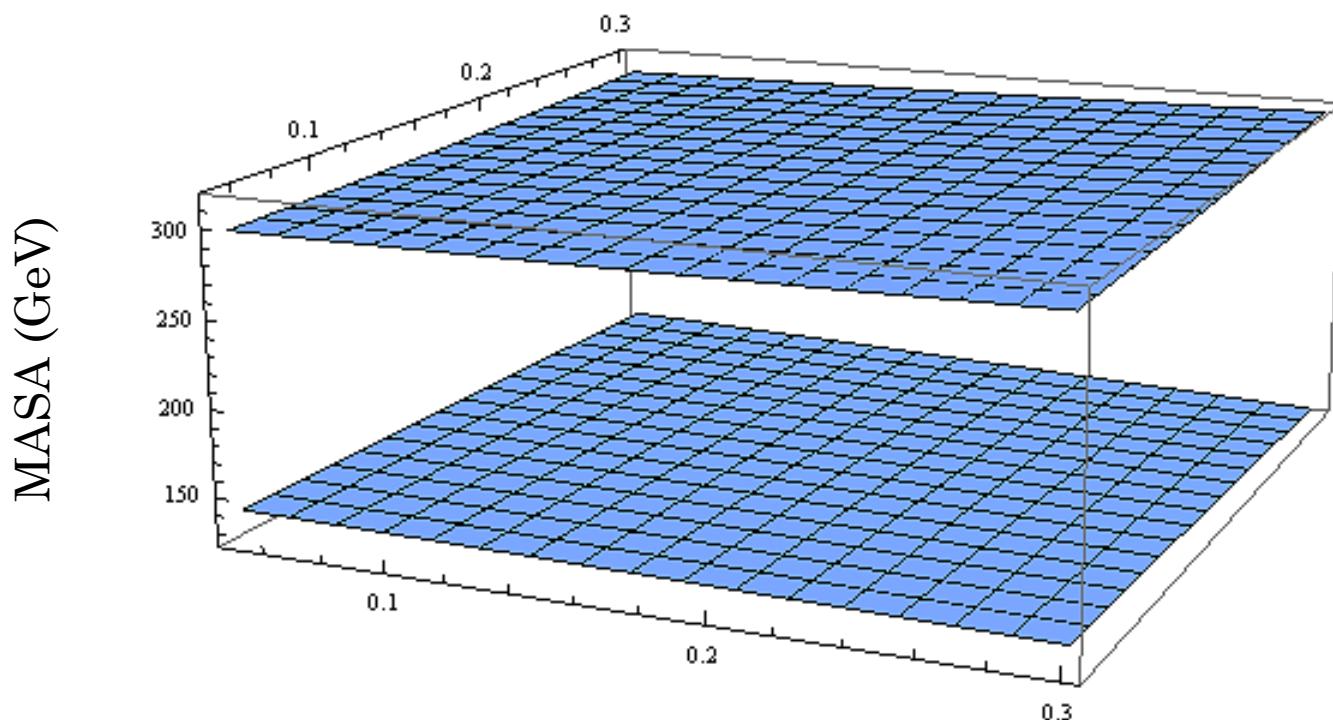
$m_t(GeV)$



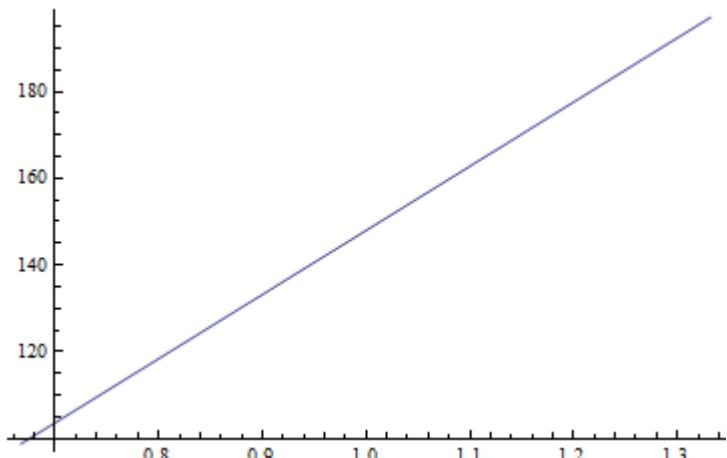
$m_t(GeV)$



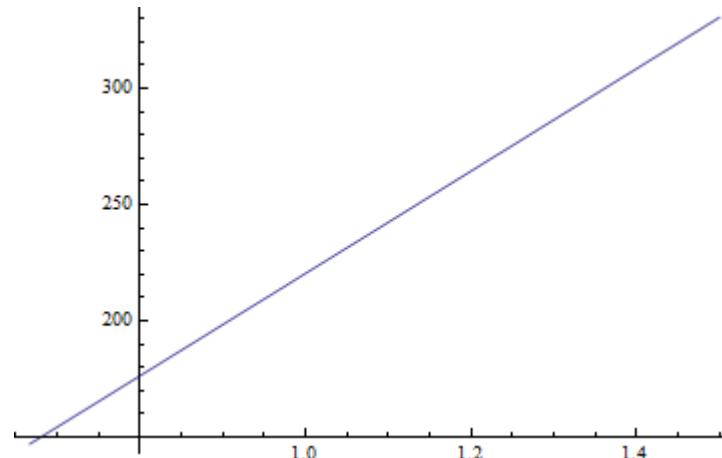




MASA (GeV)



MASA (GeV)



YUKAWAS (5D) ANARQUICOS DE O(1)



# Fourth generation RS

Program for the computation of the mixing matrices and processes involving third and a possible fourth generation in a RS scenario

---

## Definitions

Here we define the IR fermion profiles for all the fields in the *Zero Mode Approximation*.

There are six different profiles for each generation, three for up-type quarks and three for down-type. We divide them in the following notation:

For *left-handed* fields we define  $FQIR[i, c]$  and for UV fields  $FQUV[i, c]$ , with  $i = 3, 4$  with 4 for the fourth generation. Note that the variable  $i$  is just a label.

```
FQUV[i_, cQi_] := Sqrt[-1 - 2 cQi] e^(-cQi - 1/2)
FQIR[i_, cQi_] := Sqrt[1 + 2 cQi]
```

In a similar manner we define the *right-handed* profiles by

```
FuIR[i_, cui_] := Sqrt[1 + 2 cui]
FuUV[i_, cui_] := Sqrt[-1 - 2 cui] e^(-cui - 1/2)
Fd1IR[i_, ciri_] := Sqrt[1 + 2 ciri]
Fd1UV[i_, ciri_] := Sqrt[-1 - 2 ciri] e^(-ciri - 1/2)
Fd2IR[i_, c2ri_] := Sqrt[1 + 2 c2ri]
Fd2UV[i_, c2ri_] := Sqrt[-1 - 2 c2ri] e^(-c2ri - 1/2)
```

---

## Mass matrix

Up to  $O(l)$  coefficients a the factor  $\sqrt{v}/\sqrt{2}$ , the mass matrices elements are given by the profiles

```
muIR[i_, j_, cQi_, cui_, a1_] := a1 * Abs[FQIR[i, cQi] * FuIR[j, cui]]
muUV[i_, j_, cQi_, cui_, a2_] := a2 * Abs[FQUV[i, cQi] * FuUV[j, cui]]
muUR[i_, j_, cQi_, cui_, a3_] := a3 * Abs[FQUV[i, cQi] * FuIR[j, cui]]
muRU[i_, j_, cQi_, cui_, a4_] := a4 * Abs[FQIR[i, cQi] * FuUV[j, cui]]
md1IR[i_, j_, cQi_, ciri_] := Abs[FQIR[i, cQi] * Fd1IR[j, ciri]]
md1UV[i_, j_, cQi_, ciri_] := Abs[FQUV[i, cQi] * Fd1UV[j, ciri]]
md1UR[i_, j_, cQi_, ciri_] := Abs[FQUV[i, cQi] * Fd1IR[j, ciri]]
md1RU[i_, j_, cQi_, ciri_] := Abs[FQIR[i, cQi] * Fd1UV[j, ciri]]
md2IR[i_, j_, cQi_, c2ri_] := Abs[FQIR[i, cQi] * Fd2IR[j, c2ri]]
md2UV[i_, j_, cQi_, c2ri_] := Abs[FQUV[i, cQi] * Fd2UV[j, c2ri]]
md2UR[i_, j_, cQi_, c2ri_] := Abs[FQUV[i, cQi] * Fd2IR[j, c2ri]]
md2RU[i_, j_, cQi_, c2ri_] := Abs[FQIR[i, cQi] * Fd2UV[j, c2ri]]

sample = {e → 10^(-16), v → 246};

Table[(v/Sqrt[2]) * muIR[3, 3, cQ3, cu3, a1] /. sample, {cQ3, -0.499, 0.499, 0.200}, {cu3, -0.499, 0.499, 0.200}, {a1, 0.000, 2.000, 0.250}]
Table[muIR[4, 4, cQ4, cu4] /. sample, {cQ4, -0.499, 0.499, 0.200}, {cu4, -0.499, 0.499, 0.200}]
```

### ■ Up-type sector

The Yukawa mass matrix is then given by (up to the factors mentioned above)

```
Yu[cQ3_, cQ4_, cu3_, cu4_, a1_, a2_, a3_, a4_] := {{muIR[3, 3, cQ3, cu3, a1], muIR[3, 4, cQ3, cu4, a2]}, {muIR[4, 3, cQ4, cu3, a3], muIR[4, 4, cQ4, cu4, a4]}}
massesU[cQ3_, cQ4_, cu3_, cu4_, a1_, a2_, a3_, a4_] := Eigenvalues[(v^2/2) (Yu[cQ3, cQ4, cu3, cu4, a1, a2, a3, a4].Transpose[Conjugate[Yu[cQ3, cQ4, cu3, cu4, a1, a2, a3, a4]]])]
vectorsU[cQ3_, cQ4_, cu3_, cu4_, a1_, a2_, a3_, a4_] := Eigenvectors[(v^2/2) (Yu[cQ3, cQ4, cu3, cu4, a1, a2, a3, a4].Transpose[Conjugate[Yu[cQ3, cQ4, cu3, cu4, a1, a2, a3, a4]]])]
```

# INTERACCIÓN DEL HIGGS CON FERMIONES EN EL BULK

❖ La interacción está dada como

$$\mathcal{L}_{4D}^Y \ni - \sum_{m,n}^{\infty} \{(g_h^u)_{mn} h \bar{u}_L^m u_R^n + (g_h^d)_{mn} h \bar{d}_L^m d_R^n + h.c\}$$

$$(g_h^{u,d})_{mn} = \frac{1}{v} (\delta_{mn} m_m^{u,d} - m_m^{u,d} (\Upsilon_{u,d})_{mn} - (\Upsilon_{U,D})_{mn} m_n^{u,d} - v (\xi_g^{u,d})_{mn})$$

$$(\Upsilon_{U,D})_{mn} = \Omega_{u,d} W_{u,d}^\dagger \text{diag} \left[ \frac{1}{1 - 2c_{u,d}} \left( \frac{1}{F^2(c_{u,d})} - 1 + \frac{F^2(c_{u,d})}{3 + 2c_{u,d}} \right) \right] W_{u,d} \Omega_{u,d}$$

$$(\Upsilon_{u,d})_{mn} = \Omega_{u,d} U_{u,d}^\dagger \text{diag} \left[ \frac{1}{1 - 2c_Q} \left( \frac{1}{F^2(c_Q)} - 1 + \frac{F^2(c_Q)}{3 + 2c_Q} \right) \right] U_{u,d} \Omega_{u,d}$$

$$(\xi_g^{u,d})_{mn} = \frac{\sqrt{2}v^2}{3M_{KK}^2} U_{u,d}^\dagger \text{diag}[F(c_Q)] Y_{u,d}^{(4D)} Y_{u,d}^{(4D)\dagger} Y_{u,d}^{(4D)} \text{diag}[F(c_{u,d})] W_{u,d}$$

$$\Omega_{u,d} = \text{diag}[m_{u_1,d_1}, m_{u_2,d_2}, m_{u_3,d_3}, m_{u_4,d_4}]$$



# INTERACCIÓN DEL $W^\pm$ CON FERMIONES EN EL BULK

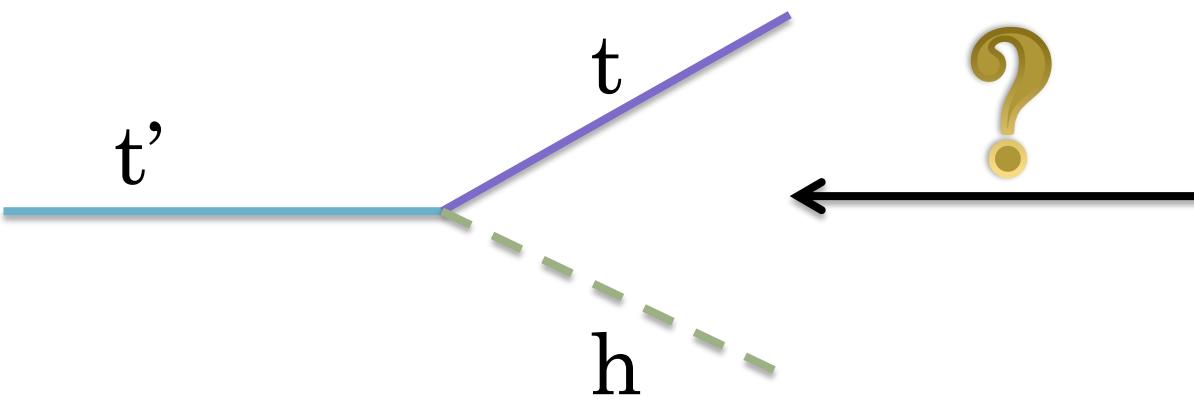
❖ Dado que queremos encontrar el branching ratio ( $t' \rightarrow t + h$ ), debemos comparar con el que se cree sería dominante que es ( $t' \rightarrow q_b + W$ ). El acoplamiento con el bosón W es:

$$\mathcal{L}_{4D}^W \ni \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \sum_{m,n}^{\infty} [(V_L)_m n \bar{u}_L^m \gamma^\mu d_L^n + (V_R)_m n \bar{\hat{u}}_R^m \gamma^\mu \hat{d}_R^n]$$

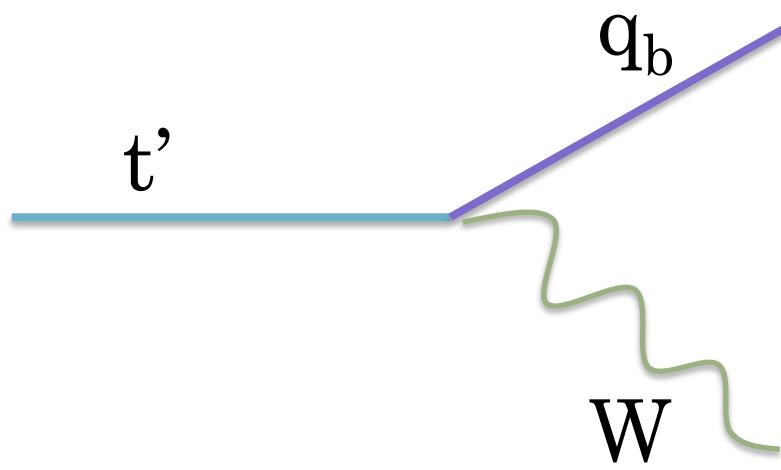
$$V_L = U_u^\dagger U_d = V_{CKM}$$

$$V_R = \Omega_{u,d} U_{u,d}^\dagger diag \left[ \frac{1}{1 - 2c_Q} \left( \frac{1}{F^2(c_Q)} - 1 + \frac{F^2(c_Q)}{3 + 2c_Q} \right) \right] U_{u,d} \Omega_{u,d}$$





DOMINANTE  
DEBIDO A LA  
GEOMETRIA  
DEL MODELO



# FERMIONES EN EL BULK (RS CUSTODIAL)

- Como un comentario adicional, mencionemos el modelo de RS Custodial.
- Para obtener la protección custodial del vértice  $Z b_L \bar{b}_L$  se impone la simetría discreta  $P_{L,R}$  que intercambia los dos grupos SU(2).
- Se tiene la estructura de multiplete

$$Q = \begin{pmatrix} u^{(+)}_{L \frac{2}{3}} & \lambda^{(-)}_{L \frac{5}{3}} \\ d^{(+)}_{L -\frac{1}{3}} & u'^{(-)}_{L \frac{2}{3}} \end{pmatrix}_{\frac{2}{3}}$$

$$u_R^c = (u^{c(+)}_{L \frac{2}{3}})_{\frac{2}{3}}$$



$$\mathcal{T}_R = \mathcal{T}_{1R} \oplus \mathcal{T}_{2R} = \left( \begin{array}{c} \lambda_{R^{\frac{5}{3}}}^{(-)} \\ U_{R^{\frac{2}{3}}}^{(-)} \\ D_{R^{-\frac{1}{3}}}^{(-)} \end{array} \right)_{\frac{2}{3}} \oplus \left( D_{R^{\frac{5}{3}}}^{(-)} U_{R^{\frac{5}{3}}}^{(-)} \lambda_{R^{\frac{5}{3}}}^{(-)} \right)_{\frac{2}{3}}$$

⊗ La descomposición de Kaluza-Klein para los fermiones es

$$\vec{Q}_L(x, \phi) = \frac{e^{2\sigma(\phi)}}{\sqrt{r}} \sum_n C_n^Q(\phi) \vec{a}_n^Q q_L^{(n)}(x), \quad \vec{Q}_R(x, \phi) = \frac{e^{2\sigma(\phi)}}{\sqrt{r}} \sum_n S_n^Q(\phi) \vec{a}_n^Q q_R^{(n)}(x),$$

$$\vec{q}_L(x, \phi) = \frac{e^{2\sigma(\phi)}}{\sqrt{r}} \sum_n S_n^q(\phi) \vec{a}_n^q q_L^{(n)}(x), \quad \vec{q}_R(x, \phi) = \frac{e^{2\sigma(\phi)}}{\sqrt{r}} \sum_n C_n^q(\phi) \vec{a}_n^q q_R^{(n)}(x),$$

$$C_n^{(+)}(\phi) \approx \sqrt{\frac{L\epsilon}{\pi}} F(c) t^c, \quad S_n^{(+)}(\phi) \approx \pm \text{sgn}(\phi) \sqrt{\frac{L\epsilon}{\pi}} x_n F(c) \frac{t^{1+c} - \epsilon^{1+2c} t^{-c}}{1+2c},$$

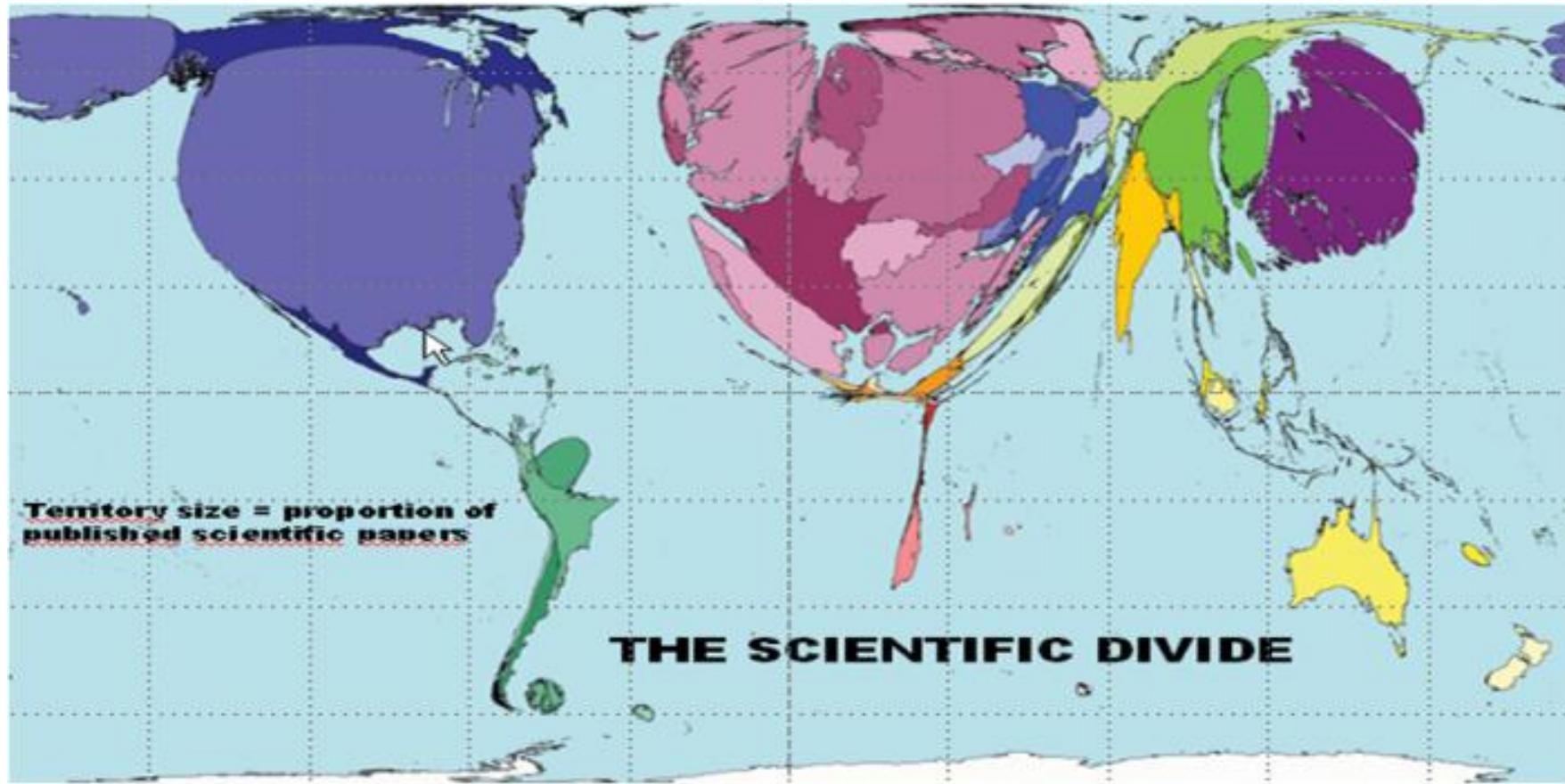
$$C_n^{(-)}(\phi) \approx -\sqrt{\frac{L\epsilon}{\pi}} x_n F(-c) \frac{t^{1-c} - \epsilon^{1-2c} t^c}{1-2c}, \quad S_n^{(-)}(\phi) \approx \pm \text{sgn}(\phi) \sqrt{\frac{L\epsilon}{\pi}} F(-c) t^{-c},$$



## CONCLUSIONES

- Se quiere estudiar una extensión del SM-RS incorporando una cuarta generación de fermiones
- Se estudia la forma de los perfiles así como la posible localización de la cuarta generación
- Se está estudiando el acoplamiento con el Higgs
- Se está evaluando el proceso  $t' \rightarrow t + h$ , del cual se esperan los primeros resultados en los próximos días





Roger Cottrell  
(SLAC, Stanford University)  
APS April Meeting 2011



$$\text{type IIB string theory} \quad \text{DUAL} \quad \iff \quad \mathcal{N} = 4 \text{ SU}(N) \text{ 4D gauge theory}$$

on  $\text{AdS}_5 \times S^5$

The AdS/CFT dictionary for a slice of  $\text{AdS}_5$ :

$$\begin{array}{ccc} \text{slice of AdS}_5 & \text{DUAL} & \begin{array}{c} \text{4D elementary (source) sector} \\ + \\ \text{strongly-coupled 4D CFT} \\ (\text{spontaneously broken in IR}) \end{array} \end{array}$$

$$\frac{R_{AdS}^4}{l_s^4} = 4\pi g_{YM}^2 N$$

- Zero modes ( $m_0 = 0$ )

$$\text{UV brane localized field} \quad \text{DUAL} \quad |\phi^{(0)}\rangle \simeq |\varphi^s\rangle + \epsilon|\varphi_{CFT}\rangle \quad (\epsilon \ll 1)$$

TASI Lectures on a Holographic View of  
Beyond the Standard Model Physics

TONY GHERGHETTA<sup>1</sup>

$$\text{IR brane localized field} \quad \text{DUAL} \quad |\phi^{(0)}\rangle \simeq \epsilon|\varphi^s\rangle + |\varphi_{CFT}\rangle \quad (\epsilon \ll 1)$$

- Kaluza-Klein modes ( $m_n \neq 0$ )

$$\phi^{(n)}(x^\mu) \quad \text{DUAL} \quad \begin{array}{c} \text{CFT bound states!} \\ (|\phi^{(n)}\rangle \simeq \epsilon|\varphi^s\rangle + |\varphi_{CFT}\rangle) \quad (\epsilon \ll 1) \end{array}$$

- Bulk mass,  $m_\Phi$

	mass		dim $\mathcal{O}$
$\phi^{(0)}$	$a$	$\phi^{(0)}$	$2 + \sqrt{4+a}$
$\psi_\pm^{(0)}$	$c$	$\psi_\pm^{(0)}$	$\frac{3}{2} +  c \pm \frac{1}{2} $
$A_\mu^{(0)}$	0	$A_\mu^{(0)}$	3
$h_{\mu\nu}^{(0)}$	0	$h_{\mu\nu}^{(0)}$	4

DUAL

- Symmetries

$$\begin{array}{ccc} \text{Bulk gauge symmetry } G, \\ \text{broken to } H \text{ on UV brane} & \text{DUAL} & \begin{array}{c} \text{CFT global symmetry } G, \\ \text{with weakly gauged} \\ \text{subgroup } H \end{array} \end{array}$$

