

# Posibilidad de Detectar un Flavon de 750 GeV en LHC?

## XXX Reunión anual de DPYC-SMF

Dra. Azucena Bolaños Carrera(UV), Lorenzo Diaz Cruz,  
Gilberto Tavares Velasco, Gerardo Hernández  
Tomé(FCFM-BUAP)  
ArXiv:1604.04822

25 de mayo de 2016



# Contenido

- Introducción
- El modelo IDMS
- Acoplamientos escalares en el IDMS
  - Acoplamientos del Higgs
  - Decaimientos del Flavon
- ¿Puede el Flavon estar asociado con el rumor a 750 GeV?
- Conclusiones



## Preguntas abiertas en Física de Partículas

- Problema del sabor
- Masa de los neutrinos
- Materia Oscura
- Más Higgs?



## El problema del sabor

Dentro del ME existen 13 parámetros asociados al sector de sabor:

- 6 acoplamientos de Yukawa para los quarks
- 3 acoplamientos de Yukawa para los leptones cargados
- 4 parámetros de mezcla asociados a la matrix CKM

Los ordenes de magnitud de estos parámetros se encuentran dados por

$$\begin{aligned}
 Y_t &\sim 1, & Y_c &\sim 10^{-2}, & Y_u &\sim 10^{-5}, \\
 Y_b &\sim 10^{-2}, & Y_s &\sim 10^{-3}, & Y_d &\sim 10^{-4}, \\
 Y_\tau &\sim 10^{-2}, & Y_\mu &\sim 10^{-3}, & Y_e &\sim 10^{-6}, \\
 |V_{us}| &\sim 0,2, & |V_{cb}| &\sim 0,04, & |V_{ub}| &\sim 0,004, & \delta_{KM} &\sim 1(1)
 \end{aligned}$$



# Mecanismo de Froggatt-Nielsen (FN) una posible solución al problema del sabor?

- Una simetría de sabor  $U(1)_F$  es impuesta de tal forma que distingue a los fermiones. Por ejemplo:
  - $H$  tiene una carga 0
  - $\phi_i^c$  tiene una carga  $q_i$
  - $\phi_j$  tiene una carga  $q_j$
  - $S$  tiene una carga -1

por lo tanto términos de Yukawa  $\phi_i^c \phi_j H$  están prohibidos

- Sin embargo, operadores efectivos  $\phi_i^c \phi_j H \left(\frac{S}{M_F}\right)^{q_i+q_j}$  sí son invariantes ante  $U(1)_F$
- El campo  $S$  adquiere un vev de tal forma que la simetría  $U(1)_F$  es rota débilmente en el sentido

$$\langle S/M_F \rangle = \epsilon \ll 1$$

- Los acoplamientos de Yukawa surgen como potencias del parámetro  $\epsilon$ .



## Motivación por el estudio del IDMS

- Predice una partícula escalar candidata a materia Oscura
- Explicación a través del mecanismo de Froggatt-Nielsen a la jerarquía de las masas de los fermiones
- Rica fenomenología del sector escalar



# El modelo IDMS

El IDMS incorpora dos dobletes y un singlete complejo:  $\Phi_s$ ,  $\Phi_n$  y  $S_F$

## Simetría $Z_2$

$$\Phi_s \rightarrow \Phi_s, \quad \Phi_n \rightarrow -\Phi_n, \quad S_F \rightarrow S_F, \quad \text{campos ME} \rightarrow \text{campos ME.} \quad (3)$$

Únicamente los campos escalares pares ante  $Z_2$  adquieren vevs y pueden descomponerse alrededor de ellos de acuerdo con

$$\Phi_s = \begin{pmatrix} G^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}} (v + \phi^0 + iG_Z) \end{pmatrix}, \quad \Phi_N = \begin{pmatrix} H^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}} (H + iA) \end{pmatrix} \quad (4)$$

$$S_F = \frac{1}{\sqrt{2}} (u + s_1 + ip_1). \quad (5)$$



# El potencial Escalar

En lo que respecta al potencial<sup>1</sup>, se introduce una simetría global  $U(1)$

Simetría  $U(1)$

$$\Phi_s \rightarrow \Phi_s, \quad \Phi_n \rightarrow \Phi_n, \quad S_F \rightarrow e^{i\alpha} S_F. \quad (6)$$

de tal forma que el número de parámetros libres pueda simplificarse.

$$\begin{aligned} V = & -\frac{1}{2} [m_1^2 \Phi_s^\dagger \Phi_s + m_2^2 \Phi_n^\dagger \Phi_n] + \frac{1}{2} [\lambda_1 (\Phi_s^\dagger \Phi_s)^2 + \lambda_2 (\Phi_n^\dagger \Phi_n)^2] \\ & + \lambda_3 (\Phi_s^\dagger \Phi_s) (\Phi_n^\dagger \Phi_n) + \lambda_4 (\Phi_s^\dagger \Phi_n) (\Phi_n^\dagger \Phi_s) + \lambda_5 [(\Phi_s^\dagger \Phi_n)^2 + (\Phi_n^\dagger \Phi_s)^2] \\ & - \frac{m_3^2}{2} S_F^* S_F - \frac{m_4^2}{2} (S_F^{*2} + S_F^2) + \lambda_{s1} (S_F^* S_F)^2 \\ & + \lambda_{ss} (\Phi_s^\dagger \Phi_s) (S_F^* S_F) + \lambda_{sn} (\Phi_n^\dagger \Phi_n) (S_F^* S_F). \end{aligned} \quad (7)$$

<sup>1</sup>C. Bonilla, D. Sokolowska, J. L. Diaz-Cruz, M. Krawczyk and N. Darvishi, arXiv:1412.8730 [hep-ph].



## Espectro Escalar Físico del IDMS

$$H, \quad A, \quad H^+, \quad h, \quad H_F, \quad A_F$$

$$\begin{aligned} \phi^0 &= \cos \alpha h + \sin \alpha H^F \\ s_1 &= -\sin \alpha h + \cos \alpha H^F \end{aligned} \quad (8)$$

- $h$  es el campo escalar asociado al ME ( $m_h = 125$  GeV)
- $H_F$  sus propiedades dependen de las propiedades de  $h$  debido a la mezcla existente
- $A_F$  no acopla a los bosones de norma, pero sí a los fermiones a través de interacciones que conservan y violan sabor
- Los campos asociados al doblete inerte ( $H, A, H^+$ ) no mezclan con el doblete del ME ni con el Flavon. Asumimos que  $H$  es el estado más ligero y por lo tanto es identificado con un candidato a materia oscura.



# Lagrangiana de FN

La lagrangiana de FN queda descrita por:

$$\mathcal{L}_{FN} = \rho_{ij}^u \left( \frac{S_F}{\Lambda_F} \right)^{n_{ij}^u} \bar{Q}_i d_j \tilde{\Phi} + \rho_{ij}^d \left( \frac{S_F}{\Lambda_F} \right)^{n_{ij}^d} \bar{Q}_i u_j \Phi + \rho_{ij}^l \left( \frac{S_F}{\Lambda_F} \right)^{n_{ij}^l} \bar{L}_i l_j \Phi + H.c \quad (9)$$

donde  $n_{ij}^f$  denotan la combinación de cargas abelianas para cada fermión, mientras que  $\rho_{ij}^f$  corresponden a coeficientes de orden  $O(1)$ .

A través del vev del campo  $S_F$  y expandiendo hasta primer orden en los campos

$$\left( \frac{S}{\Lambda_F} \right)^{n_{ij}} = \epsilon_F^{n_{ij}} \left( 1 + \frac{n_{ij}}{u} (s_1 + ip_1) \right) \quad \text{donde } \epsilon_F = \frac{u}{\sqrt{2}\Lambda_F} \quad (10)$$

los acoplamientos de Yukawa quedan definidos como  $Y_{ij}^f = \rho_{ij}^f \epsilon_F^{n_{ij}^f}$ .



Después de substituir los eigenestados de masa. Los acoplamientos escalares con los fermiones quedan definidos por:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y = & \frac{1}{v} \left[ \bar{U} M_u U + \bar{D} M_d D + \bar{L} M_l L \right] (c_\alpha h + s_\alpha H_F) \\ & + \frac{v}{\sqrt{2}u} \left[ \bar{U}_i \tilde{Z}^u U_j + \bar{D}_i \tilde{Z}^d D_j + \bar{L}_i \tilde{Z}^l L_j \right] (-s_\alpha h + c_\alpha H_F + iA_F) \end{aligned}$$

donde las matrices  $\tilde{Z}^f$  en general son no diagonales y por lo tanto inducen corrientes neutras con cambio de sabor en el sector escalar.



Así las interacciones diagonales y no diagonales de los bosones escalares ( $h, H_F, A_F$ ) con los fermiones quedan determinadas por las ecs. (11).

$$\begin{aligned}
 (\bar{f}_i f_i h) &= \frac{c_{\alpha}}{v} \bar{M}_{ii}^f - \frac{s_{\alpha} v}{\sqrt{2} u} \bar{Z}_{ii}^f \\
 (\bar{f}_i f_j h) &= -\frac{s_{\alpha} v}{\sqrt{2} u} \bar{Z}_{ij}^f \\
 (\bar{f}_i f_i H_F) &= \frac{s_{\alpha}}{v} \bar{M}_{ii}^f + \frac{c_{\alpha} v}{\sqrt{2} u} \bar{Z}_{ii}^f \\
 (\bar{f}_i f_j H_F) &= \frac{c_{\alpha} v}{\sqrt{2} u} \bar{Z}_{ij}^f \\
 (\bar{f}_i f_i A_F) &= \frac{i v}{\sqrt{2} u} \bar{Z}_{ij}^f \gamma^5
 \end{aligned} \tag{11}$$

Mientras que los acoplamientos con los bosones de norma quedan definidos como

$$g_{hVV} = \chi_V^{h_i} g_{hVV}^{ME}, \tag{12}$$

donde el factor  $\chi_V^{h_i}$  está dado por  $\chi_V^h = \cos \alpha$  y  $\chi_V^{H_F} = \sin \alpha$ .



## Constricciones en los acoplamientos escalares

- Acoplamientos que conservan sabor (FC): Utilizando los datos de LHC <sup>2</sup> se han podido obtener cotas con respecto a los acoplamientos del Higgs. Las desviaciones se asumen pequeñas y pueden expresarse como:

$$g_{hXX} = g_{hXX}^{ME}(1 + \epsilon_X) \quad (13)$$

los resultados obtenidos arrojan con un nivel de confianza del 95 % que  $\epsilon_t = -0,21 \pm 0,23$ ,  $\epsilon_b = -0,19 \pm 0,3$ ,  $\epsilon_\tau = 0 \pm 0,18$ ,  $\epsilon_W = -0,15 \pm 0,14$  y  $\epsilon_Z = -0,01 \pm 0,13$ . Como consecuencia se puede obtener una cota en el parámetro de mezcla  $0,86 < \cos \alpha < 1,0$

---

<sup>2</sup>P. P. Giardino, K. Kannike, I. Masina, M. Raidal and A. Strumia, arXiv:1303.3570 [hep-ph].

# Constricciones en los acoplamientos escalares

- Acoplamientos que violan sabor sector de quarks (FV). Previamente en <sup>3</sup> analizando la estructura de las matrices de Yukawa y el proceso de diagonalización para las mismas se pueden establecer relaciones entre los parámetros  $\rho_{ij}^f$  y razones para las masas de los fermiones y elementos de las matriz CKM. Lo que conduce a diferentes escenarios para los valores numéricos de los elementos de las matrices  $\tilde{Z}^f$ .

| Scenario | $\tilde{Z}_{33}^u$   | $\tilde{Z}_{23}^u$   | $\tilde{Z}_{22}^u$   |
|----------|----------------------|----------------------|----------------------|
| X1       | $4 \times 10^{-4}$   | $2 \times 10^{-2}$   | $2 \times 10^{-4}$   |
| X2       | $1.4 \times 10^{-2}$ | $1.2 \times 10^{-1}$ | $7.2 \times 10^{-3}$ |
| X3       | 0.27                 | 0.52                 | 0.14                 |

- Acoplamientos que violan sabor sector leptónico. Estos acoplamientos están escritos en términos de los parámetros  $\rho_{ij}^l$  que son del orden 0(1).

$$\tilde{z}_{33}^l = 2\sqrt{2} \frac{m_\tau}{v}, \quad \tilde{z}_{23}^l = 4\epsilon_F^4 \rho_{23}^l, \quad \tilde{z}_{22}^l = 4,1 \times 10^{-2} \rho_{23}^l + 2,41 \times 10^{-3} \quad (14)$$

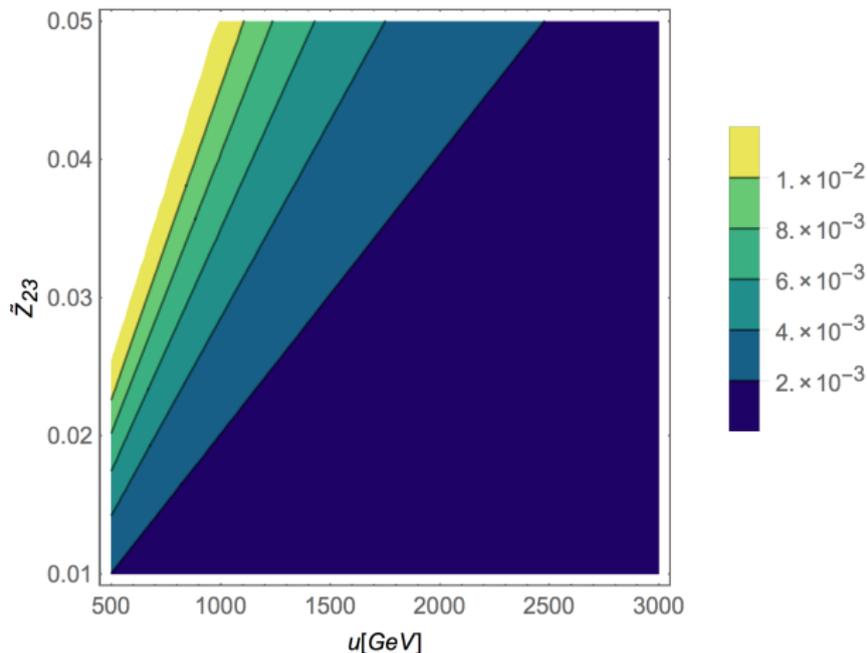
<sup>3</sup>J. L. Diaz-Cruz, arXiv:1405.0990 [hep-ph].

# El decaimiento $h \rightarrow \bar{\mu}\tau$

Una interesante prueba de los acoplamientos con violación de sabor es a través del decaimiento  $h \rightarrow \bar{\mu}\tau$ . La búsqueda reciente en CERN establece al 95 % de nivel de confianza que

$$BR(h \rightarrow \bar{\mu}\tau) < 1,51 \times 10^{-2}. \quad (15)$$



$BR(h \rightarrow \bar{\mu} \tau)$ 


Dadas las interacciones del modelo IDMS, podemos evaluar los principales canales de decaimiento para el Flavon, utilizando las constricciones discutidas anteriormente. Expresiones analíticas para las anchuras de un escalar a diferentes canales de decaimiento han sido reportadas en la literatura.



# Decaimientos del Flavon

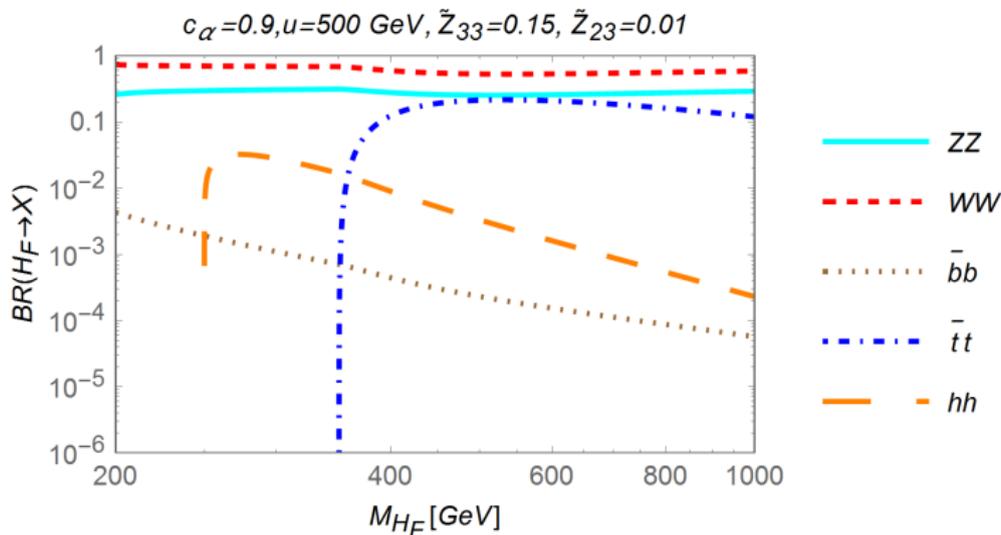


Figura : BR's para los decaimientos del Flavon  $H_F$  a nivel de árbol en función de su masa  $M_{H_F}$ . Los parámetros utilizados se muestran en la

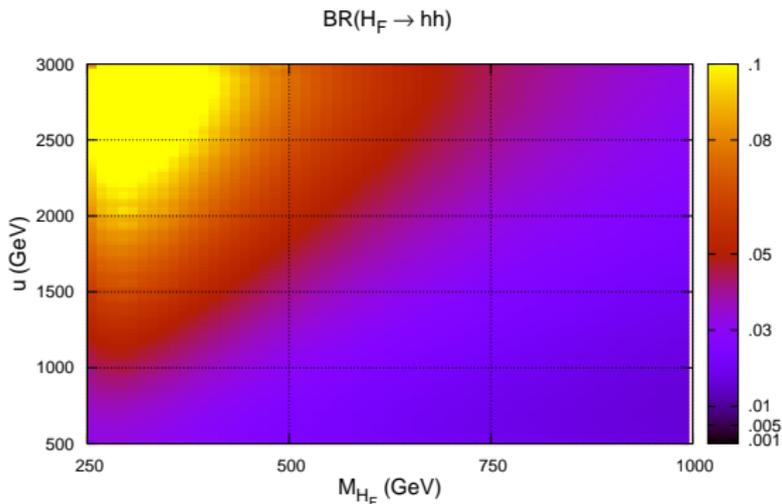


Figura : Gráfica de contorno para el BR del  $H_F \rightarrow hh$  en el plano  $u - M_{H_F}$ . Utilizando los valores numéricos  $c_\alpha = 0,9$ ,  $\tilde{Z}_{33} = 0,15$  and  $\tilde{Z}_{31} = 0,01$



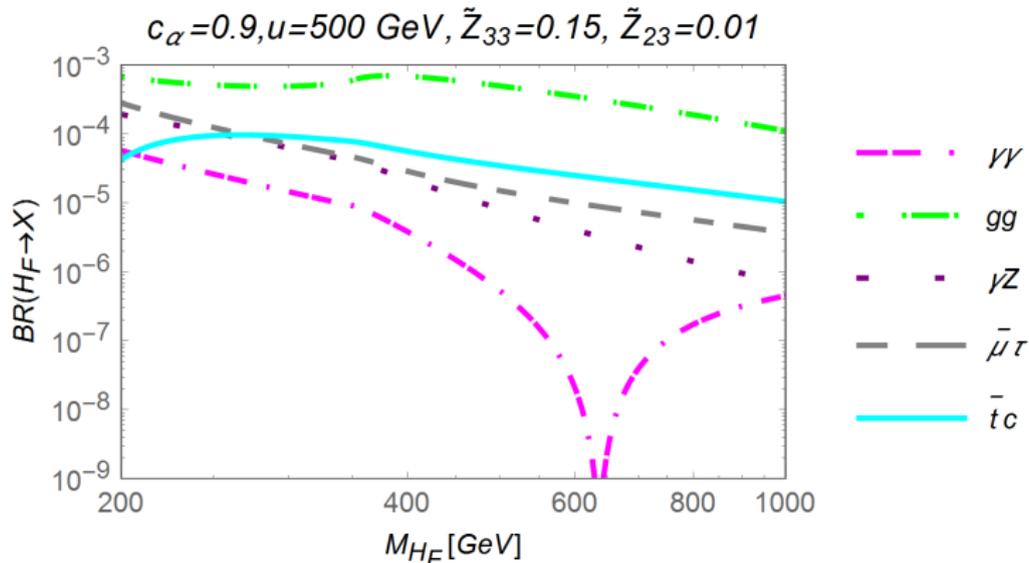


Figura : BR's para los decaimientos del Flavon con violación de sabor y los decaimientos a dos cuerpos a nivel de un lazo.

## ¿Nueva física a 750 GeV en el canal difotónico?

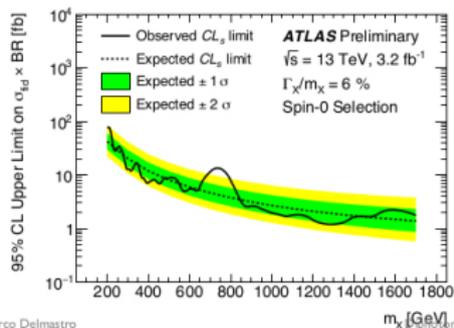
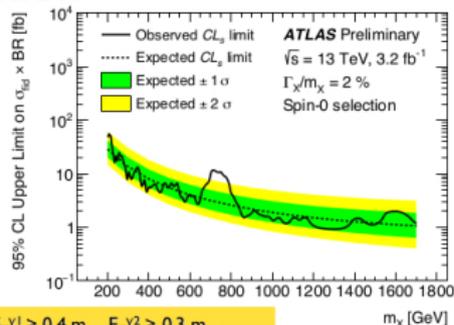
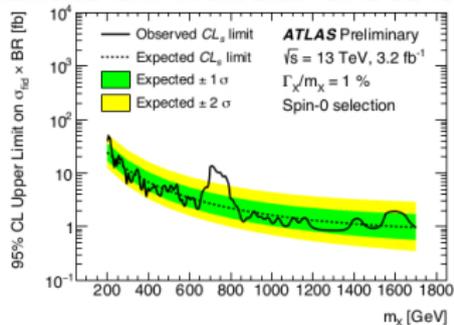
El pasado Diciembre los primeros resultados de LHC13 han mostrado indicios de una posible resonancia a 750 GeV en el canal difotónico. ATLAS recolectó  $3.2 \text{ fb}^{-1}$  de datos y reportó una significancia  $3.6 \sigma$ , mientras que CMS recolectó una luminosidad de  $2.6 \text{ fb}^{-1}$  y reportó una significancia de  $2,0 \sigma$ . A nivel global (mirando todo el intervalo analizado entre 200 y 1800 GeV) se reporta un exceso a  $1,2\sigma$  en CMS y  $2,3\sigma$  en ATLAS.

A pesar de que podría tratarse simplemente de una fluctuación estadística una gran cantidad de trabajo ha surgido tratando de encontrar posibles explicaciones.

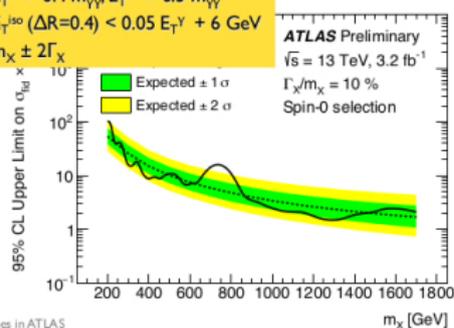


## Limit on fiducial cross-section

SPIN-0 ANALYSIS



$E_{\tau^+\tau^-} > 0.4 m_{\nu\tau}$ ,  $E_{\tau^+\tau^-} > 0.3 m_{\nu\tau}$   
 $E_{\tau^+\tau^-}(\Delta R=0.4) < 0.05 E_{\tau^+\tau^-} + 6 \text{ GeV}$   
 $m_\chi \pm 2\Gamma_\chi$



farco Delmas

Preselection searches in ATLAS



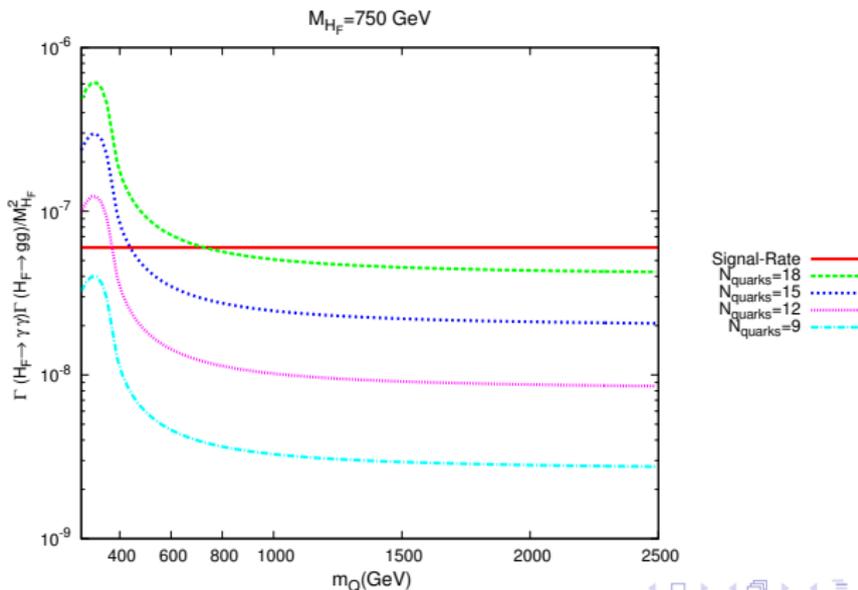
El teorema de Landau Yang garantiza que si una partícula se desintegra en dos fotones tiene que ser un bosón. O bien de espín cero (escalar o pseudoescalar), o bien de espín dos (gravitón). Lo más natural resulta en pensar una partícula escalar que, o bien puede ser fundamental, o bien puede ser un estado compuesto.<sup>4</sup>

- Los eventos anómalos no han sido acompañados por una pérdida de energía significativa, ni leptones ni jets.
- Para una partícula espín 0 producida por fusión de gluones y decayendo a dos fotones, el ratio de la señal debe reproducir

$$R_{\Gamma}^g = \frac{\Gamma_{\gamma\gamma}\Gamma_{gg}}{MM} \simeq 1,1 \times 10^{-6} \frac{\Gamma}{M} \simeq 6 \times 10^{-8} \quad (16)$$

<sup>4</sup>P. Roig, J.J. Sanz-Cillero, arXiv:1605.03831 [hep-ph]

El carácter ultravioleta del mecanismo de FN puede completarse con la introducción de fermiones espejos, esenciales para reproducir la señal a 750 GeV



## Conclusiones y Perspectivas

- Estudiando el modelo IDMS es posible explicar  $h \rightarrow \bar{\mu}\tau$  y también la resonancia a 750 siempre y cuando se considere la incorporación de fermiones espejo.
- El decaimiento  $H_F \rightarrow hh$  puede alcanzar una razón de decaimiento alta, la cual debiera ser estudiado en el LHC.
- Queda como perspectiva realizar un estudio más amplio que incorpore fusión de gluones, estudio de background y por otro lado materia oscura.



## Bibliografía

-  A. Pilaftsis, Phys. Rev. D **93**, no. 1, 015017 (2016)  
doi:10.1103/PhysRevD.93.015017 [arXiv:1512.04931 [hep-ph]].
-  J. L. Diaz-Cruz, JHEP **0305**, 036 (2003) [hep-ph/0207030];
-  C. Bonilla, D. Sokolowska, J. L. Diaz-Cruz, M. Krawczyk and N. Darvishi, arXiv:1412.8730 [hep-ph].
-  CMS Collaboration, Search for new physics in high mass diphoton events in proton-proton collisions at  $s = 13$  TeV (2015) CMS-PAS-EXO-15-004, URL <https://cds.cern.ch/record/2114808>.
-  Search for resonances decaying to photon pairs in  $3.2 \text{ fb}^{-1}$  of pp collisions at  $s = 13$  TeV with the ATLAS detector, Technical 