



DECAIMIENTO DEL HIGGS PESADO H_0 A UN FOTON Y BÓSON Z EN EL CONTEXTO DEL BESTEST LITTLE HIGGS

David Espinosa Gómez¹, Eligio Cruz Albaro², Fernando Iguazú Ramírez Zavaleta¹,
Eduardo Salvador Tututi Hernández¹



¹Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo

²Universidad Autónoma de Zacatecas

*david.espinosa@umich.mx

Resumen

Las búsquedas experimentales sobre la producción de nuevas resonancias que decaen a un par de partículas del Modelo Estándar (ME) es una de las investigaciones notables en LHC. Recientemente, las colaboraciones ATLAS y CMS presentaron las primeras pruebas experimentales de la desintegración del bosón de Higgs del ME (h_0) en un fotón y un bosón Z, por lo que este proceso toma relevancia en el área de la física de partículas, ya que abre nuevas oportunidades para explorar nueva física generados en el escenario de modelos ampliados que postulan la existencia de nuevos estados pesados. Con la motivación expuesta anteriormente, en este trabajo analizamos las propiedades del bosón de Higgs pesado H_0 del modelo Bestest Little Higgs (BLH). En particular, estudiamos la fracción de decaimiento de $H_0 \rightarrow Z\gamma$, el cual se induce a nivel de un lazo a través de las contribuciones virtuales del quark top y bosones cargados del ME, así como fermiones pesados y bosones pesados que surgen en el contexto del modelo BLH.

Introducción

- El modelo denominado BLH predice nuevos fermiones pesados, tales como T, T_5, T_6 y $T^{2/3}$ de carga $2/3$ que son compañeros del quark top, un compañero del quark bottom (B) de carga $-1/3$ y un quark exótico $T^{5/3}$ de carga $5/3$.
- En el sector escalar se generan cinco estados físicos de Higgs: tres campos neutros (h_0, H_0, A_0) y dos campos cargados ($H^\pm$). El h_0 es el bosón de Higgs del Modelo Estándar (ME), H_0 es un bosón escalar pesado y A_0 es una partícula pseudoescalar pesado.
- El modelo BLH está basado en dos modelos sigma no lineales independientes, los cuales tiene una característica peculiar de estar construido sobre dos simetrías globales distintas que se rompen a escalas de energía diferentes (f y F) que son del orden de unidades de TeVs.
- La escala de energía f puede tomar valores en el intervalo $1000 < f < 3000$ GeV [1-5]; mientras que la segunda puede hacerlo en $3000 < F < 6000$ GeV [1-4].
- En este trabajo, estudiamos la fracción de decaimiento de $H_0 \rightarrow Z\gamma$, el cual se induce a nivel de un lazo a través de las contribuciones virtuales del quark top y bosones cargados del ME, así como fermiones pesados y bosones pesados que surgen en el contexto del modelo BLH.

- Hemos usado el método de Passarino-Veltman, el cual se ha desarrollado en la paquetería FeynCalc [6] dentro de Mathematica.

- La amplitud de decaimiento $H_0 \rightarrow \gamma Z$ son dependientes de las funciones escalares de Passarino-Veltman como se muestra a continuación:

$$\mathcal{M}(H_0 \rightarrow \gamma Z) = (A_f^{\gamma Z} + A_W^{\gamma Z} + A_{W'}^{\gamma Z})(k_1^\nu k_2^\mu - k_1 \cdot k_2 g^{\mu\nu}) \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2) \quad (1)$$

$$A_f^{\gamma Z} = \frac{N_c}{2\pi^2(m_{H_0}^2 - m_f^2)^2} \sum_{f=t,T,T_5,T_6,T^{2/3}} m_f Q_f \left[g_{H_0 f f} g_{A f f} g_{Z f f} \left((m_{H_0}^2 - m_f^2)(m_Z^2 + 4m_f^2 - m_{H_0}^2) \right. \right. \\ \left. \left. \times C_0(m_{H_0}^2, 0, 0, m_f^2, m_f^2, m_f^2) + 2 \right) - 2m_f^2 \left(B_0(m_{H_0}^2, m_f^2, m_f^2) - B_0(m_{H_0}^2, m_f^2, m_f^2) \right) \right], \quad (2)$$

$$A_W^{\gamma Z} = \frac{g_{H_0 W W} g_{W W A} g_{W W Z}}{16\pi^2 t_W^4 (1 - t_Z^2) m_{H_0}^2} \left[\left(12t_W^4 - 2t_W^2(t_Z^2 - 1) - t_Z^2 \right) \right. \\ \left. \times \left(t_Z^2 (B_0(m_{H_0}^2, m_W^2, m_W^2) - B_0(m_Z^2, m_W^2, m_W^2) - 1) + 1 \right) \right. \\ \left. - 2t_W^2(t_Z^2 - 1) \left(12t_W^4 + 6t_W^2(t_Z^2 - 1) - t_Z^2(2t_Z^2 - 1) \right) \right. \\ \left. \times m_{H_0}^2 C_0(m_{H_0}^2, m_Z^2, 0, m_W^2, m_W^2, m_W^2) \right], \quad (3)$$

$$A_{W'}^{\gamma Z} = \frac{g_{H_0 W' W'} g_{W' W' A} g_{W' W' Z}}{16\pi^2 t_{W'}^4 (1 - t_{W'}^2) m_{H_0}^2} \left[\left(12t_{W'}^4 - 2t_{W'}^2(t_Z^2 - 1) - t_Z^2 \right) \right. \\ \left. \times \left(t_Z^2 (B_0(m_{H_0}^2, m_{W'}^2, m_{W'}^2) - B_0(m_Z^2, m_{W'}^2, m_{W'}^2) - 1) + 1 \right) \right. \\ \left. - 2t_{W'}^2(t_Z^2 - 1) \left(12t_{W'}^4 + 6t_{W'}^2(t_Z^2 - 1) - t_Z^2(2t_Z^2 - 1) \right) \right. \\ \left. \times m_{H_0}^2 C_0(m_{H_0}^2, m_Z^2, 0, m_{W'}^2, m_{W'}^2, m_{W'}^2) \right], \quad (4)$$

donde $t_W = \frac{m_W}{m_{H_0}}$, $t_Z = \frac{m_Z}{m_{H_0}}$ y $t_{W'} = \frac{m_{W'}}{m_{H_0}}$. Se observa que la amplitud encontrada es libre de divergencias ultravioletas y su estructura de Lorentz correspondiente satisface la invariancia de norma.

Resultados y conclusiones

Partiendo de la ecuación (1) y de la definición de anchura de decaimiento, obtenemos que la fracción de decaimiento del bosón de Higgs pesado a un fotón y bosón Z en estado final es de la forma

$$\text{Br}(H_0 \rightarrow \gamma Z) = \frac{1}{32\pi m_{H_0}^3} \left| A_f^{\gamma Z} + A_W^{\gamma Z} + A_{W'}^{\gamma Z} \right|^2 \frac{(m_{H_0}^2 - m_Z^2)^3}{\Gamma_{H_0}}, \quad (5)$$

donde Γ_{H_0} es la anchura total de decaimiento, los cuales hemos considerando los siguientes modos de decaimiento: Higgs pesado a $\bar{t}t, WW, ZZ, h_0 h_0, WWZ, WW h, ZZ h, \gamma\gamma, Z\gamma, gg$.

Con la finalidad de estimar la fracción de decaimiento de $H_0 \rightarrow \gamma Z$ hemos considerado la condición dada por [2-4]: $y_2 > y_3, y_1 = 0.61, y_2 = 0.84, y_3 = 0.35$. Asu vez, hemos propuesto que el intervalo de energía f es de $1 \text{ TeV} < f < 3 \text{ TeV}$ para el estudio fenomenológico, siendo consistente con las restricciones dados en la referencia [1-5].

De acuerdo con la información anterior, podemos observar el comportamiento de $\text{Br}(H_0 \rightarrow \gamma Z)$ en función de la escala de energía f en la Fig. 2.

Se encuentra que la fracción de decaimiento es del orden de 10^{-5} para $1 \text{ TeV} < f < 3 \text{ TeV}$.

De esta manera, concluimos que la fracción de decaimiento estimada es dos ordenes de magnitud más suprimida en comparación con la predicción del ME[7].

Es importante mencionar que, el estudio del decaimiento de la partícula H_0 es interesante, dado que este es una partícula escalar nueva predicha por el BLH, por tanto, estudiar sus interacciones con partículas de ME, podría ser un camino para para comprender los efectos de nueva física.

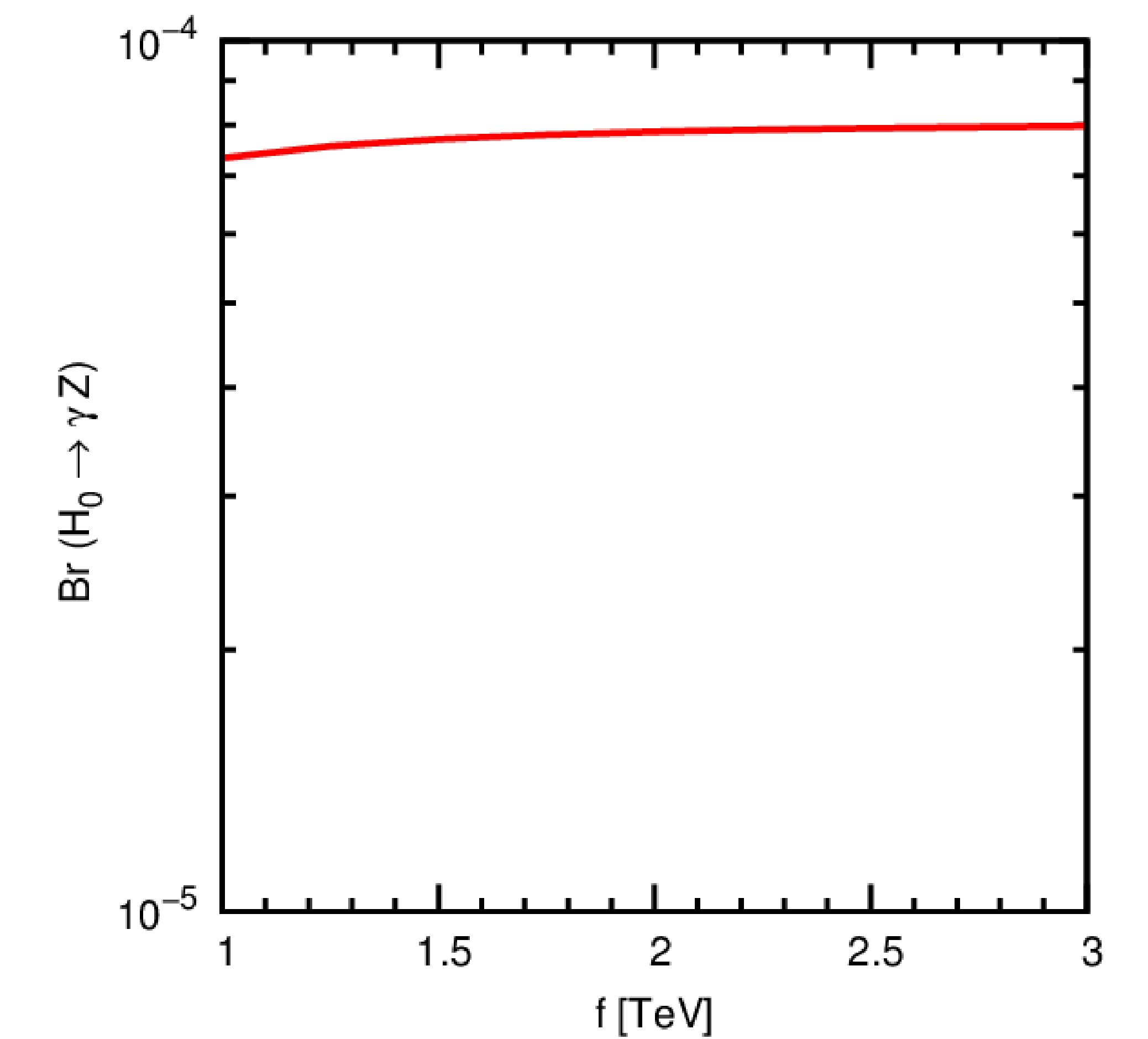


Figura 2. $\text{Br}(H_0 \rightarrow Z\gamma)$ como función de la escala de energía f .

Referencias

- [1] M. Schmaltz, D. Stolarski, J. Thaler, JHEP 09, 018 (2010).
- [2] E. Cruz-Albaro, A. Gutiérrez-Rodríguez, Eur. Phys. J. Plus 137, 1295 (2022).
- [3] E. Cruz-Albaro, A. Gutiérrez-Rodríguez, J.I. Aranda, F. Ramírez-Zavaleta, Eur. Phys. J. C 82, 1095 (2022).
- [4] E. Cruz-Albaro, A. Gutiérrez-Rodríguez, M. A. Hernández-Ruiz, T. Cisneros-Pérez, Eur. Phys. J. Plus, 138_506 (2023).
- [5] P. Kalyniak, T. Martin, K. Moats, Phys. Rev. D 91, 013010 (2015).
- [6] R. Mertig, M. Bohm and A. Denner, Phys. Commun. 64, 345 (1991).
- [7] LHC Higgs Cross Section Working Group, D. de Florian, C. Grojean, F. Maltoni, C. Mariotti, A. Nikitenko, M. Pieri, P. Savard, M. Schumacher, R. Tanaka (Eds.), Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 4. Deciphering the nature of the Higgs sector, CERN Yellow Reports: Monographs, Vol. 2 (2017), CERN-2017-002-M (CERN, Geneva, 2017). <https://doi.org/10.23731/CYRM-2017-002>

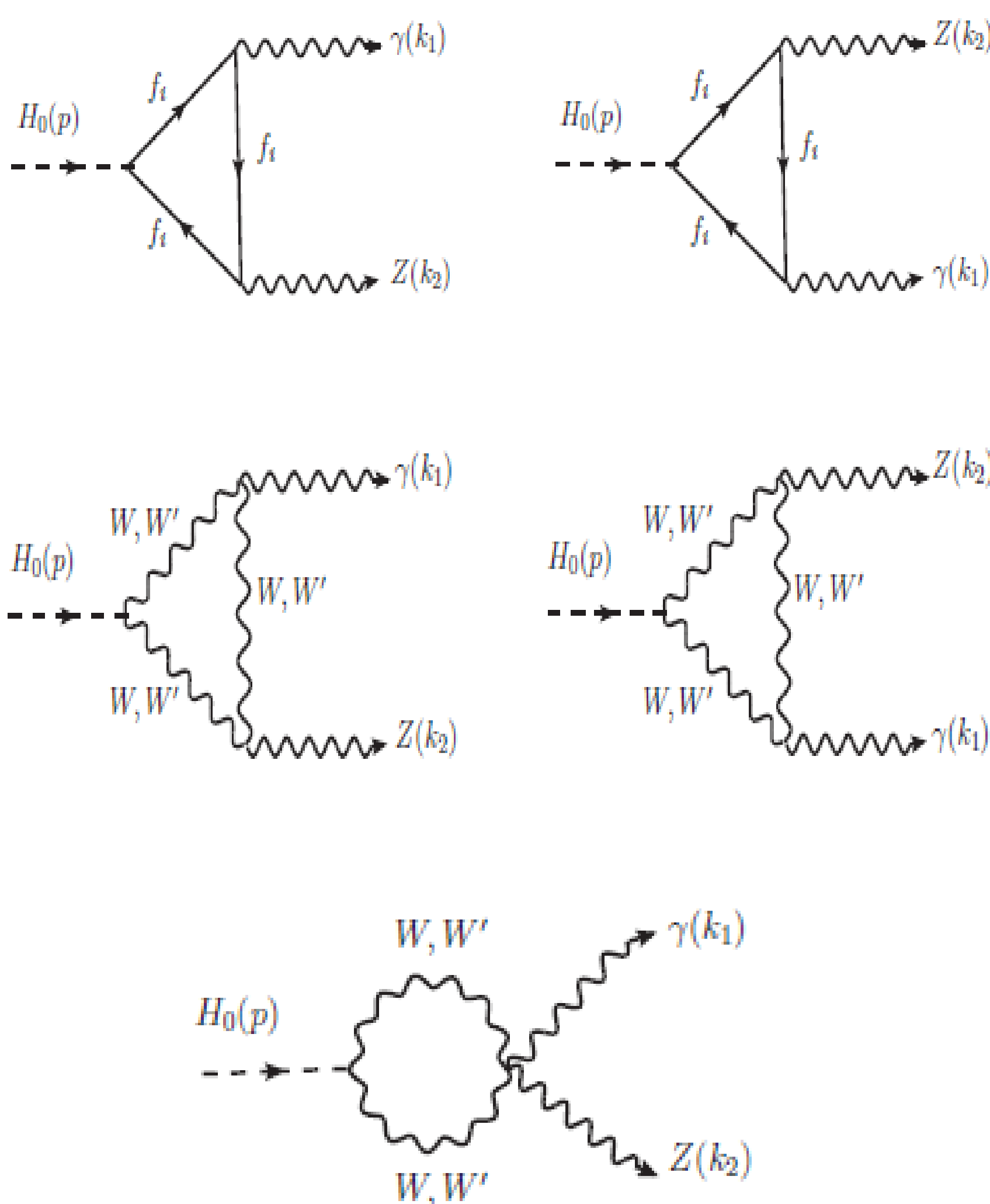


Figura 1. Diagramas de Feynman que contribuyen al decaimiento $H_0 \rightarrow Z\gamma$, siendo $f_i = t, T, T_5, T_6, T^{2/3}$. Aquí, W es el bosón cargado del ME y W' es el bosón pesados predicho por BLH.