



Ciencia Nicolaita 89

ISSN: 2007-7068



Universidad
Michoacana
de San Nicolás
de Hidalgo

Violación de sabor en decaimientos raros del quark top en el modelo Bestest Little Higgs

Flavor violation on the rare decays of the top quark on the Bestest Little Higgs model

Jorge Isidro Aranda Sánchez, Tzihué Cisneros Pérez, María de los Ángeles Hernández Ruíz
y Eligio Cruz Albaro

Para citar este artículo: Aranda Sánchez Jorge Isidro, Cisneros Pérez Tzihué, Hernández Ruíz María de los Ángeles y Cruz Albaro Eligio, 2023. Violación de sabor en decaimientos raros del quark top en el modelo Bestest Little Higgs. Ciencia Nicolaita no. 89, 237-243. DOI: <https://doi.org/10.35830/cn.vi89.713>



Historial del artículo:

Recibido: 4 de abril de 2023

Aceptado: 13 de mayo de 2023

Publicado en línea: diciembre de 2023



Ver material suplementario



Correspondencia de autor: Jorge.isidro.aranda@umich.mx



Términos y condiciones de uso: <https://www.cic.cn.umich.mx/cn/about/privacy>



Envíe su manuscrito a esta revista: <https://www.cic.cn.umich.mx/cn/about/submissions>

Violación de sabor en decaimientos raros del quark top en el modelo Bestest Little Higgs

Flavor violation on the rare decays of the top quark on the Bestest Little Higgs model

Jorge Isidro Aranda Sánchez¹, Tzihué Cisneros Pérez², María de los Ángeles Hernández Ruíz² y Eligio Cruz Albaro³

¹Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas, Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo.

²Unidad Académica de Ciencias Químicas, Universidad Autónoma de Zacatecas.

³Unidad Académica de Física, Universidad Autónoma de Zacatecas.

Resumen

En este trabajo, analizamos el efecto de la violación de sabor en los decaimientos raros del quark top a un lazo a través del modelo Bestest Little Higgs (BLH), para lo cual, incluimos un nuevo término de mezcla. Calculamos los procesos $t \rightarrow q_i V$ y $t \rightarrow q_i h^0$, donde $q_i = u, c$ son quarks ligeros y $V_i = Z, \gamma, g, h^0$, son bosones del Modelo Estándar (ME). Dichos procesos están mediados por los bosones pesados $W'^{\pm}, H^{\pm}, \phi^{\pm}$ y el bottom pesado B del BLH. Encontramos que los branching ratios (Br) tienen mayor sensibilidad a sus pares en el ME a excepción del gluón. Nuestros mejores resultados son $Br(t \rightarrow cZ) \sim 10^{-5}$, $Br(t \rightarrow c\gamma) \sim 10^{-6}$ y $Br(t \rightarrow ch^0) \sim 10^{-8}$, lo que proporciona indicios de nueva física.

Palabras clave: Violación de sabor, correcciones virtuales, partículas exóticas.

Abstract

In this report, we analyze the effect of flavor violation on the rare decays of the top quark to a one-loop through the Bestest Little Higgs (BLH) model, for which we include a new mixing term. We calculate the processes $t \rightarrow q_i V$ and $t \rightarrow q_i h^0$, where $q_i = u, c$ are light quarks and $V_i = Z, \gamma, g, h^0$, are Standard Model (SM) bosons. These processes are mediated by the heavy bosons $W'^{\pm}, H^{\pm}, \phi^{\pm}$ and the heavy bottom B of the BLH. We found that the branching ratios (Br) have a higher sensitivity than their peers in the EM except for the gluon. Our best results are $Br(t \rightarrow cZ) \sim 10^{-5}$, $Br(t \rightarrow c\gamma) \sim 10^{-6}$ y $Br(t \rightarrow ch^0) \sim 10^{-8}$, which provides hints of new physics.

Key words: Flavor-changing, virtual corrections, exotic particles.



Introducción

En la física de partículas, la investigación teórica y experimental adquirió un impulso mayor cuando se determinó en el año 2012 que se había detectado el bosón de Higgs en el Centro Europeo de Investigación Nuclear (CERN en inglés). Este bosón, cuya masa es de 125 GeV, se dio a conocer teóricamente en la década de 1960 mediante un procedimiento matemático llamado mecanismo de Higgs, el cual no solamente predecía la existencia de una nueva partícula dentro del ME sino que proporcionaba la masa para todas las partículas de dicho modelo. Las partículas del ME se dividen en seis leptones, como los electrones y neutrinos, y en seis quarks como el top (t) y el bottom (b). Precisamente, el quark top es la partícula más masiva del ME con una masa de 173 GeV aproximadamente, y esta propiedad es lo que, teóricamente, nos permitiría encontrar conexiones con hipotéticas partículas más pesadas, lo cual implicaría nueva física en alguna posible extensión del ME.

En el CERN existen experimentos orientados a encontrar señales de esas nuevas partículas más grandes, pero hasta ahora no se han tenido los suficientes indicios a nivel estadístico para asegurar que esos datos recopilados durante varios años sean nuevas partículas. Muchas personas a nivel mundial están dedicados a la búsqueda teórica de modelos que puedan explicar los resultados experimentales. Desde el inicio de la física de partículas, siempre se han propuesto modelos que explican ciertos fenómenos novedosos, algunos han tenido éxito y otros no. Una de las principales tendencias desde principios de la década del 2000, ha sido el estudio de los modelos del pequeño Higgs (Schmaltz, 2005) donde se implementan diferentes partículas hipotéticas utilizando el mecanismo de Higgs que también incluyen ideas para resolver el problema de la jerarquía de masas y la violación de sabor (Hong-Sheng, 2007). En este último tema, dedicamos nuestro esfuerzo en este artículo para establecer la violación de sabor en el modelo Bestest Little Higgs (BLH; Schmaltz, 2010) o del mejor pequeño Higgs. Este modelo contiene todas las características de sus antecesores y mejora otras, como un procedimiento para derivar las masas de los nuevos bosones y un enfoque más fuerte en el sector de los nuevos quarks, ya que son los embajadores de la nueva física.

El BLH, originalmente, no contaba con un sector de mezcla entre los nuevos quarks pesados y las primeras dos generaciones de quarks del ME, por lo que propusimos una extensión para obtenerlo. De esta manera, hemos llegado a resultados favorables en el cálculo de los respectivos Branching ratios (Br) o radios de ramaje, por medio de los cuales obtenemos una medida cuantitativa del radio entre las anchuras de los decaimientos raros del quark top respecto a la anchura del decaimiento $t \rightarrow bW$. Nuestros resultados superan en sensibilidad a los mismos resultados teóricos del ME (Aguilar-Saavedra, 2004). También es importante señalar que los datos experimentales (Aad, 2022; Particle Data Group, 2022) sobre estos procesos, aún están muy lejanos de los indicados por el ME, pero muy cercanos a los del modelo BLH.

El modelo Bestest Little Higgs

El modelo BLH está construido sobre el producto de dos grupos: $SO(6)_A \times SO(6)_B$. Estos grupos contienen la información sobre todas las partículas y campos tanto del modelo BLH como del ME. Se propone un campo sigma no lineal Σ que al adquirir un valor de expectación del vacío (vev): $\langle \Sigma \rangle = 1$, provoca que el grupo $SO(6)_A \times SO(6)_B$ se rompa o degrade hacia el grupo diagonal $SU(6)_V$. El campo Σ contiene los campos escalares (ϕ_i, η_i) donde $i = 1, 2, 3$, el campo escalar h_j donde $j = 1, 2$ y el campo escalar real σ cuya principal función es contrarrestar la generación de divergencias en el sector escalar del modelo. Después del Rompimiento Espontáneo de Simetría Electrodébil (RESE) en los diferentes sectores del modelo BLH, se obtienen las masas de las nuevas partículas, tanto fermiones como bosones. Los nuevos quarks pesados considerados en el BLH son: $T, T^5, T^6, T^{23}, T^{53}, B$. Los nuevos bosones en el BLH son: $W'^{\pm}, H^{\pm}, \phi^{\pm}, \eta^{\pm}, A^0, H^0, \sigma$. Este modelo no considera nuevos leptones, sólo se dejan los del ME. Las masas generadas por el mecanismo de Higgs para los quarks están dadas en términos de los acoplamientos de Yukawa y_1, y_2, y_3 , al igual que en el ME, y de la primera escala de rompimiento f . En el modelo BLH el campo Σ se rompe a la escala f que en este artículo es de magnitud 1 TeV, esto es equivalente a la escala del RESE del ME, $v = 246$ GeV. Además del campo sigma, nuestro modelo requiere otro campo no lineal delta Δ el cual se rompe

a la escala $F = 3$ TeV, de tal forma que se mantiene la relación $f < F$. La escala F interviene en la generación de las masas de algunos de los nuevos bosones. También se establecen algunas constantes que dependen del espacio de parámetros elegido como β que representa el ángulo de mezcla entre los valores de expectación de los campos escalares h_1 y h_2 , y α que representa el ángulo de mezcla entre el bosón de Higgs del ME, h^0 y el Higgs del BLH, H^0 . Otra constante muy importante es Ψ , la cual mide el nivel de ajuste fino que se debe hacer para evitar desestabilizar la escala Electro débil.

Fenomenología de los decaimientos raros del quark top en el BLH

Debido a que originalmente el modelo BLH no contenía un sector de mezcla entre los quarks pesados y los quarks ligeros del ME (Schmaltz, 2010), debimos incluir este sector y, de esta manera, provocar la violación de sabor. Al hacer una extensión a nuestro modelo, lo hicimos de tal forma que no se alteraran las simetrías ni otras propiedades que se deben cumplir. En el ME la violación de sabor se mide y parametriza mediante la matriz CKM (Kobayashi, 1973)

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1)$$

Donde los elementos de matriz V_{ij} son una medida de la transición entre el quark i hacia el quark j . En el

modelo BLH se puede construir una matriz semejante con la siguiente ecuación (Blanke *et al.*, 2007):

$$V_{CKM} = V_{Hu}^\dagger V_{Hd} \quad (2)$$

Donde la matriz V_{Hu} mide la transición de los quarks pesados hacia los quarks del tipo up y la matriz V_{Hd} mide la transición de los quarks pesados hacia los quarks del tipo down, ambas matrices son unitarias al igual que la matriz CKM. Teóricamente, debemos utilizar las reglas de Feynman para incluir los coeficientes V_{ij} y hacer los cálculos correspondientes. En el ME sólo se pueden tener cambios de sabor en el sector de los quarks mediante la interacción débil y dos de sus tres portadores, los bosones W^+ y W^- . En el modelo BLH existen cuatro bosones portadores de la interacción débil que pueden mediar el cambio de sabor: $W'^\pm, H^\pm, \phi^\pm, \eta^\pm$, el primero de carácter vectorial y los restantes tres de tipo escalar. En el caso de los decaimientos raros que calculamos en este artículo, solamente usamos como mediadores los primeros tres bosones: W'^\pm, H^\pm, ϕ^\pm , debido a que el campo η^\pm presentaba contribuciones nulas a los cambios de sabor estudiados. En la extensión que hicimos al modelo BLH procuramos llevarlo a cabo evitando generar interacciones con los quarks pesados del tipo up, por lo que solamente construimos la interacción con el quark B que es el de tipo down dentro del BLH. Para calcular los decaimientos raros del quark top: $t \rightarrow q_i V$ y $t \rightarrow q_i h^0$, donde $q_i = u, c$ son quarks ligeros y $V = Z, \gamma, g, h^0$, necesitamos guiarnos por los diagramas de Feynman correspondientes mostrados en la Fig. 1 y la Fig. 2.

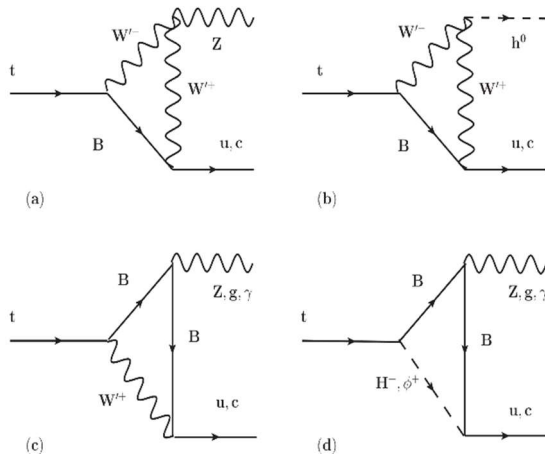


Figura 1. Diagramas de Feynman.

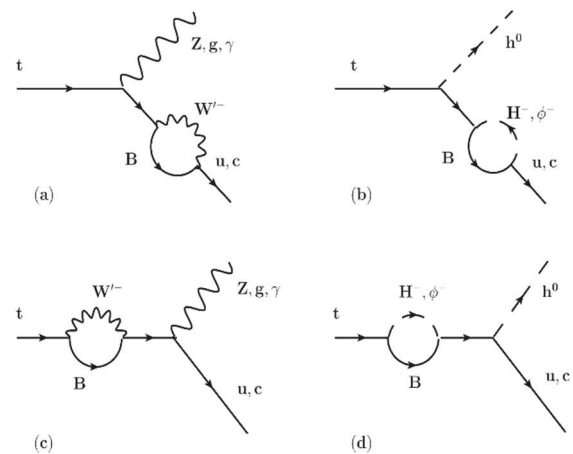


Figura 2. Diagramas de Feynman.

Tabla 1

Br's de los decaimientos raros del quark top en el Modelo Estándar.

Decaimiento	Br teórico ME
$t \rightarrow uZ$	8×10^{-17}
$t \rightarrow u\gamma$	3.7×10^{-16}
$t \rightarrow ug$	3.7×10^{-14}
$t \rightarrow uh^0$	2×10^{-17}
$t \rightarrow cZ$	1×10^{-14}
$t \rightarrow c\gamma$	4.6×10^{-14}
$t \rightarrow cg$	4.6×10^{-14}
$t \rightarrow ch^0$	3×10^{-15}

Tabla 2

Br's de los decaimientos raros del quark top en el Modelo Estándar.

Decaimiento	Br experimental
$t \rightarrow qZ$	8×10^{-4}
$t \rightarrow q\gamma$	3.7×10^{-4}
$t \rightarrow ug$	3.7×10^{-4}
$t \rightarrow uh^0$	2×10^{-4}
$t \rightarrow cg$	4.6×10^{-3}
$t \rightarrow ch^0$	3×10^{-3}

Tabla 3

Br's de los decaimientos raros del quark top en el Modelo Estándar.

Decaimiento	Br	
	f=1000 GeV	f=3000 GeV
$t \rightarrow uZ$	3.5×10^{-10}	3.0×10^{-11}
$t \rightarrow u\gamma$	2.5×10^{-11}	2.2×10^{-12}
$t \rightarrow ug$	4.0×10^{-17}	4.2×10^{-20}
$t \rightarrow uh^0$	8.2×10^{-13}	5.9×10^{-15}
$t \rightarrow cZ$	3.7×10^{-5}	3.1×10^{-6}
$t \rightarrow c\gamma$	2.6×10^{-6}	2.3×10^{-8}
$t \rightarrow cg$	4.2×10^{-13}	4.5×10^{-16}
$t \rightarrow ch^0$	8.5×10^{-8}	6.2×10^{-11}

A partir de estos diagramas, se obtienen 36 amplitudes que se deben evaluar con software especializado, ya que es muy complicado hacerlo manualmente. Después, se debe hacer un producto de cada amplitud con su conjugado complejo o “cuadrar las amplitudes” para finalmente obtener las anchuras de cada decaimiento y después los Br.

Resultados numéricos

Dentro del ME, se han calculado teóricamente los Br de los decaimientos raros que nosotros calculamos en el modelo BLH. En el ME se obtienen medidas muy suprimidas debido al mecanismo de GIM que elimina automáticamente las aportaciones de los elementos de la matriz V_{ij} cuando se da una suma de ciertas combinaciones especiales de esos elementos de la matriz CKM. En la Tabla 1 mostramos los Br calculados en el Modelo Estándar. Se puede ver que el orden de sensibilidad va de 10^{-17} a 10^{-14} . En la Tabla 2 mostramos

las mediciones experimentales más recientes. Experimentalmente, la sensibilidad en los detectores se encuentra muy lejos del orden que predice el ME, pero un modelo como el BLH nos proporciona órdenes muy cercanos a los que se pueden obtener experimentalmente, como se muestra en la Tabla 3.

Observamos que los mejores resultados que nos ofrece el modelo BLH son $Br(t \rightarrow cZ) \sim 10^{-5}$, $Br(t \rightarrow c\gamma) \sim 10^{-6}$ y $Br(t \rightarrow ch^0) \sim 10^{-9}$. Los peores resultados son en los que interviene el gluón, ya que las reglas de Feynman para este bosón son las mismas que en el ME, lo que limita las contribuciones del modelo BLH. Se han hecho estos mismos decaimientos raros del quark top en otros modelos del tipo Little Higgs (Hong-Sheng, 2007) donde se han obtenido branching ratios hasta del orden 10^{-2} sobrepasando los datos experimentales de la Tabla 2, sin embargo, en la práctica no se ha medido nada, ni siquiera a un orden de 10^{-4} .

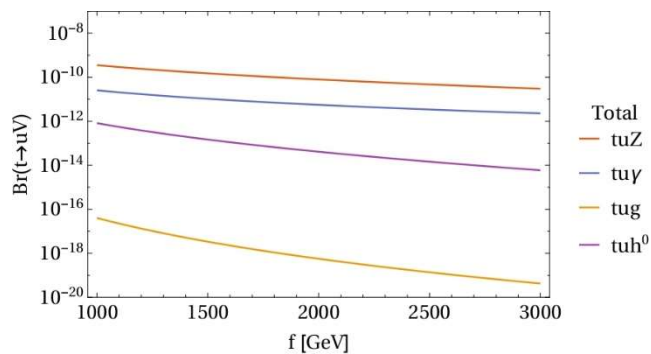


Figura 3. Branching ratios de los decaimientos del top hacia el up y un bosón.

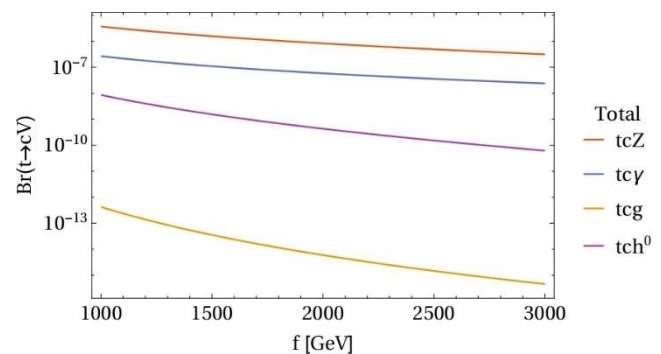


Figura 4. Branching ratios de los decaimientos del top hacia el charm y un bosón.

En las figuras 3 y 4 presentamos los decaimientos del quark top (t) hacia un quark up (u) y un quark charm (c) en función de la escala de rompimiento f , entre 1000 GeV y 3000 GeV. Los campos virtuales fueron los bosones W'^{\pm} , H^{\pm} , ϕ^{\pm} y el quark pesado (B) del modelo BLH.

Conclusiones

El modelo BLH resulta innovador, tanto en su estructura matemática como en los resultados numéricos que nos puede ofrecer, en procesos tan relevantes y raros como el decaimiento del quark top a un quark con diferente sabor como el up o el charm. La violación de sabor se parametrizó mediante las matrices V_{Hu} , V_{Hd} y observamos su influencia en un decaimiento con el cálculo del branching ratio. El mejor Br que obtuvimos fue el del proceso $t \rightarrow cZ$ de orden 10^{-6} que nos habla sobre la posibilidad de que el modelo BLH, a mediano plazo, sea capaz de coincidir con los resultados que arrojen los futuros dispositivos experimentales. El modelo BLH con la extensión propuesta en este artículo, en el sector de violación de sabor, abre varias líneas de investigación en múltiples temas relacionados como la violación CP y la violación de sabor en los leptones. De esta manera, hemos mostrado un punto de partida para superar los primeros modelos del tipo Little Higgs cuyas predicciones casi han quedado obsoletas ante los avances experimentales más recientes.

Agradecimientos

Este trabajo fue apoyado por una beca Postdoctoral de Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología.

Bibliografía

- Aad, G., Abbott, B., Abbott, D. C. et al., 2022, Search for flavour-changing neutral-current interactions of a top quark and a gluon in pp collisions at $\sqrt{s}=13$ TeV with the ATLAS detector. *Eur. Phys. J. C*, 82: 334. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-10182-7>.
- Aguilar-Saavedra, J., 2004, Top flavour-changing neutral interactions: theoretical expectations and experimental detection. *Acta Phys. Pol. B*, 2695.
- Aranda, J. I., Cisneros-Pérez, T., Cruz-Albaro, E., Montañó-Domínguez, J., Ramírez-Zavaleta, F., 2021, Chromomagnetic dipole moment of the top quark in the Bestest Little Higgs model. *arXiv preprint arXiv:2111.03180*.
- Blanke, M., Buras, A. J., Poschenrieder, A., Recksiegel, S., Tarantino, C., Uhlig, S., & Weiler, A., 2007, Another look at the flavour structure of the Littlest Higgs model with T-parity. *Physics Letters B*, 646(5-6): 253-257.
- Cruz-Albaro, E., Gutiérrez-Rodríguez, A., 2022, Sensitivity limits on the weak dipole moments of the top-quark at the Bestest Little Higgs Model. *arXiv preprint arXiv:2202.12738*.
- Cruz-Albaro, E., Gutiérrez-Rodríguez, A., Hernández-Ruiz, M. A., Cisneros-Pérez, T., 2023, Searching the anomalous electromagnetic and weak dipole moments of the top-quark at the Bestest Little Higgs Model. *arXiv preprint arXiv:2302.11143*.
- Glashow, S. L., Iliopoulos, J., Maiani L., 1970, Weak interactions with lepton-hadron symmetry. *Physical Review D*. 2(7): 1285-1292. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.2.1285>.
- Godfrey, S., Grégoire, T., Kalyniak, P. et al., 2012 Exploring the heavy quark sector of the Bestest Little Higgs model at the LHC. *Journal of High Energy Physics*, 32 (2012). [https://doi.org/10.1007/JHEP04\(2012\)032](https://doi.org/10.1007/JHEP04(2012)032).



- Han, J., Yang B., Li J., 2016, Revisiting rare top quark decays in the littlest Higgs Model with T-parity. *International Journal of Modern Physics A*, 31(32): 1650165. doi:10.1142/S0217751X16501657.
- Hong-Sheng, 2007, Flavor-changing top quark rare decays in the littlest Higgs model with Tparity. *Physical Review D*, 75(9). doi:10.1103/physrevd.75.094010.
- Kalyniak, P., Moats, K., & Martin, T. A. W. (2015). Constraining the Little Higgs model of Schmaltz, Stolarski, and Thaler with recent results from the LHC. *Physical Review D*, 91(1). doi:10.1103/physrevd.91.013010.
- Kobayashi, M., Maskawa, T., 1973, CP-Violation in the renormalizable theory of weak interaction. *Progress of Theoretical Physics*, 49(2): 652–657. doi:10.1143/ptp.49.652.
- Martin, T. A. W., 2012, Examining extra neutral gauge bosons in non-universal models and exploring the phenomenology of the Bestest Little Higgs model at the LHC. PhD Thesis, Carleton University Ottawa, Ontario, Canada.
- Martin, T. A. W., de la Puente, A. (2013). Darkening the little Higgs. *Physics Letters B*, 727(4-5): 443–447. doi:10.1016/j.physletb.2013.10.060.
- Particle Data Group, 2022, Progress of theoretical and experimental physics. *Review of Particle Physics*. 20(8): 083C01. doi:10.1093/ptep/ptaa104.
- Schmaltz, M., Stolarski, D., Thaler, J. (2010). The bestest little Higgs. *Journal of High Energy Physics*, 2010(9). doi:10.1007/jhep09(2010)018.
- Schmaltz, M., Tucker-Smith, D., 2005, LITTLE HIGGS THEORIES. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 55(1): 229–270. doi:10.1146/annurev.nucl.55.090704.151502.