

## Ciencia Nicolaita 85

ISSN: 2007-7068



Universidad  
Michoacana  
de San Nicolás  
de Hidalgo

# El momento magnético débil anómalo del Top en el contexto del Modelo Bestest Little Higgs

## The anomalous weak magnetic moment of the Top in the context of the Bestest Little Higgs Model

Jorge Isidro Aranda Sánchez\*, Eligio Cruz Albaro, Alejandro Gutiérrez Rodríguez,  
Fernando Iguazú Ramírez Zavaleta

**Para citar este artículo:** Jorge Isidro Aranda Sánchez\*, Eligio Cruz Albaro, Alejandro Gutiérrez Rodríguez, Fernando Iguazú Ramírez Zavaleta, 2022. El momento magnético débil anómalo del Top en el contexto del Modelo Bestest Little Higgs. Ciencia Nicolaita no. 85, 44-52. DOI: <https://doi.org/10.35830/cn.vi85.625>



### Historial del artículo:

Recibido: 14 de abril de 2022

Aceptado: 6 de julio de 2022

Publicado en línea: septiembre de 2022



**Ver material suplementario**



**Correspondencia de autor:** [jarandas@umich.mx](mailto:jarandas@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>



# El momento magnético débil anómalo del Top en el contexto del Modelo Bestest Little Higgs

## The anomalous weak magnetic moment of the Top in the context of the Bestest Little Higgs Model

Jorge Isidro Aranda Sánchez\*, Eligio Cruz Albaro, Alejandro Gutiérrez Rodríguez,  
Fernando Iguazú Ramírez Zavaleta

Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo, Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas. Morelia, Michoacán. México.

### Resumen

La nueva física puede manifestarse a través de correcciones virtuales que generan las partículas exóticas. En el escenario del modelo Bestest Little Higgs, las contribuciones surgen a través de los vértices  $Zq_i\bar{q}_i$  y  $tq_iS_i$ , con  $q_i = b, t, B, T, T_5, T_6, T^{2/3}$  y  $S_i = h_0, H_0, A_0, \phi^0, \eta_0, \sigma, H^\pm, \phi^\pm, \eta^\pm$ . Con estos nuevos vértices se calculan las contribuciones a nivel de un lazo al momento dipolar magnético débil anómalo del quark top. Los quarks  $(b, t)$  y el bosón de higgs  $h_0$  pertenecen al Modelo Estándar. Los quarks  $(B, T, T_5, T_6, T^{2/3})$  y los bosones  $(H_0, A_0, \phi^0, \eta_0, \sigma, H^\pm, \phi^\pm, \eta^\pm)$  son las nuevas partículas del modelo Bestest Little Higgs. El exponente  $2/3$ , en el quark  $T^{2/3}$ , representa la carga electromagnética de dicho quark exótico.

**Palabras clave:** Correcciones virtuales, partículas exóticas, momento dipolar, Little Higgs.

### Abstract

The new physics can manifest itself through virtual corrections generated by the exotic particles. In the Bestest Little Higgs model scenario, contributions arise through the vertices  $Zq_i\bar{q}_i$  and  $tq_iS_i$ , with  $q_i = b, t, B, T, T_5, T_6, T^{2/3}$  and  $S_i = h_0, H_0, A_0, \phi^0, \eta_0, \sigma, H^\pm, \phi^\pm, \eta^\pm$ . With these new vertices the one-loop level contributions to the anomalous weak magnetic dipole moment of the top quark are calculated. The quarks  $(b, t)$  and the higgs boson  $h_0$  belongs to Standard Model. The quarks  $(B, T, T_5, T_6, T^{2/3})$  and the bosons  $(H_0, A_0, \phi^0, \eta_0, \sigma, H^\pm, \phi^\pm, \eta^\pm)$  are the new particles which belong to the Bestest Little Higgs model. The exponent  $2/3$ , in the quark  $T^{2/3}$ , represents the electromagnetic charge of such an exotic quark.

**Keywords:** Virtual corrections, exotic particles, dipole moment.

## Introducción

El quark top es hasta ahora la partícula fundamental más pesada del Modelo Estándar (ME), y es también el único fermión con un acoplamiento de Yukawa cercano a la unidad. Estas particularidades del quark top lo convierte en un lugar pertinente para búsquedas de nueva física a la escala de teraelectronvoltios (TeV). Otra motivación importante para el estudio de la física del top es comprender su posible papel en el rompimiento de la simetría electrodébil, que aún no se ha dilucidado (Dobrescu, Hill, 1998; Chivukula *et al.*, 1999). De esta manera, el quark top es una partícula clave y se considera un laboratorio para muchos aspectos experimentales o de simulación en las búsquedas de nueva física. En este sentido, el estudio de la física del quark  $t$  por parte del colisionador Tevatron en el Fermilab (Abazov *et al.*, 2012; Abazov *et al.*, 2010; Aaltonen *et al.*, 2009) y de las Colaboraciones ATLAS y CMS (Chatrchyan, 2013; Sirunyan, 2019; Sirunyan, 2020) en el Gran Colisionador de Hadrones (LHC) se ha desarrollado significativamente en los últimos años y representa actualmente un programa de física bastante activo. En específico, la detección experimental del momento dipolar magnético débil anómalo (MDMDA) o del momento dipolar eléctrico débil (MDED) no nulo del top en la sensibilidad actual de los colisionadores, sería una clara evidencia de la nueva física más allá del ME.

Un aspecto de la física del quark top que se ha explorado muy poco es el de los acoplamientos anómalos del quark top a bosones de norma en los vértices  $\gamma\bar{t}t$  y  $Z\bar{t}t$ , por lo que se justifica la realización de estudios más detallados sobre estos fenómenos. En particular, una fuente de nueva física puede manifestarse a través de correcciones virtuales que generan partículas exóticas en el contexto de algunos modelos de extensión. De esta manera, en este trabajo nos proponemos calcular la contribución que generan las nuevas partículas a nivel de un lazo sobre el vértice  $Z\bar{t}t$ . Enfocamos nuestra atención a los factores de forma relacionados con el MDED y el MDMDA, ya que estos podrían estar íntimamente ligados con desviaciones respecto a las predicciones del ME. Se

han desarrollado teorías que son conocidas como extensiones del ME, donde se predicen nuevas partículas. En específico, el modelo Bestest Little Higgs (BLH) (Schmaltz, Stolarski, Thaler, 2010) brinda una solución a ciertos problemas fundamentales que el ME deja sin respuesta, una de ellas es el problema de la jerarquía. En esta extensión del ME, se predicen la existencia de: nuevos escalares físicos neutros y cargados,  $h_0, H_0, A_0, \phi^0, \eta_0, \sigma, H^\pm, \phi^\pm, \eta^\pm$ ; nuevos bosones de norma,  $Z', W'$ ; y nuevos quarks pesados,  $B, T, T_5, T_6, T^{2/3}$ . A nivel de un lazo, el MDED y el MDMDA del quark top se inducen a través del diagrama de Feynman representado en la Figura. 1, donde  $S_i$  representa a los escalares, y  $q_i$  a los quarks. Por lo tanto, entre las nuevas contribuciones del modelo, se encuentran aquellas que surgen de los vértices de los escalares y la contribución de los quarks, es decir, vértices de la forma:  $Zq_i\bar{q}_i$  y  $tq_iS_i$ ,  $q_i = b, t, B, T, T_5, T_6, T^{2/3}$  y  $S_i = h_0, H_0, A_0, \phi^0, \eta_0, \sigma, H^\pm, \phi^\pm, \eta^\pm$ . Con estos vértices calculamos las contribuciones a nivel de un lazo a los momentos dipolares débiles del quark top, el MDED y MDMDA. En un escenario general, se asume que  $h_0$  es ligero y representa el bosón de Higgs del ME mientras que las masas de los otros bosones de Higgs  $H_0, A_0$  pueden variar. Debido a que existen ciertas limitaciones experimentales y teóricas que se demandan sobre los parámetros del modelo BLH, se ha encontrado que  $m_{A_0} > 350 \text{ GeV}$  de acuerdo a las restricciones más recientes proporcionadas por las colaboraciones ATLAS y CMS (Chatrchyan, 2013; Sirunyan, 2019; Sirunyan, 2020; Aad, 2021). En base a las consideraciones anteriores, los parámetros del modelo que se han elegido son:  $m_{A_0} = 1000 \text{ GeV}$ ,  $m_{\eta_0} = 100 \text{ GeV}$ ,  $f = [1000, 3000] \text{ GeV}$ ,  $F = (3000, 6000) \text{ GeV}$  y  $\tan\beta = 3$ .

## El modelo Bestest Little Higgs

El BLH está basado en dos modelos sigma no lineales independientes ( $\Sigma$  y  $\Delta$ ): el valor de expectación del vacío (vev) del campo  $\Sigma$ ,  $\langle\Sigma\rangle = \mathbf{1}_6$ , rompe la primera simetría global  $SO(6)_A \times SO(6)_B$  al grupo diagonal  $SO(6)_V$  a la escala de energía  $f \sim 1 \text{ TeV}$ , y un campo  $\Delta$  con su vev  $\langle\Delta\rangle = \mathbf{1}_6$ , rompe la segunda



simetría global  $SU(2)_C \times SU(2)_D$  al subgrupo diagonal  $SU(2)$  a la escala  $F \sim 3$  TeV. Después del rompimiento de la simetría  $SO(6)_A \times SO(6)_B$  se generan nuevas partículas (15 pseudobosones de Nambu-Goldstone) que están parametrizados como  $\phi^a$  y  $\eta^a$ ,  $a = 1, 2, 3$ , dos vectores de Higgs  $h_1$  y  $h_2$  de  $SO(4)$  y un escalar real  $\sigma$ . La incorporación de los campos al campo  $\Sigma$  se estructura de la siguiente manera:

$$\Sigma = e^{\frac{i\Pi}{f}} e^{\frac{2i\Pi_h}{f}} e^{\frac{i\Pi}{f}}, \quad (1)$$

siendo  $\Pi$  y  $\Pi_h$  matrices complejas y antisimétricas (Schmaltz, Stolarski, Thaler, 2010). Con respecto a la segunda simetría global, los bosones de Nambu-Goldstone están parametrizados en  $\Delta$  como

$$\Delta = F e^{2i\Pi_d}, \quad \Pi_d = \frac{1}{2}(\chi_a \tau^a), \quad (2)$$

donde  $\chi_a$  representan los bosones de Nambu-Goldstone y  $\tau^a$  las matrices de Pauli generadores de la simetría  $SU(2)$  (Schmaltz *et al.*, 2010).

En el sector escalar del modelo BLH, el potencial de Higgs se construye a partir de los campos de Higgs  $h_1$  y  $h_2$  (Schmaltz *et al.*, 2010)

$$V = \frac{1}{2}m_1^2 h_1^T h_1 + \frac{1}{2}m_2^2 h_2^T h_2 - B_\mu h_1^T h_2 + \frac{\lambda_0}{2}(h_1^T h_2)^2. \quad (3)$$

A través de este potencial se genera el rompimiento espontáneo de la simetría que se logra cuando  $V$  alcanza su estado de mínima energía, a lo que se traduce en transformar las primeras componentes de  $h_1$  y  $h_2$  por sus respectivos vevs,  $v_1$  y  $v_2$  relacionados entre sí por el siguiente ángulo de mezcla

$$\tan \beta = \frac{v_1}{v_2} = \frac{m_2}{m_1}. \quad (4)$$

Estos vevs se relacionan con el vev del ME como  $v^2 = v_1^2 + v_2^2$ . En este sector, a partir de la diagonalización de la matriz de masa se generan tres campos escalares físicos neutros ( $h_0, H_0, A_0$ ) y dos campos escalares físicos cargados ( $H^\pm$ ). En el potencial de

Higgs los cuatro parámetros  $m_1, m_2, B_\mu$  y  $\lambda_0$  (Schmaltz, Stolarski, Thaler, 2010), se expresan en términos de las masas de los bosones  $h_0$  y  $A_0$  que son parámetros bastante accesibles fenomenológicamente:

$$\lambda_0 = \frac{m_{h_0}^2}{v^2} \left( \frac{m_{h_0}^2 - m_{A_0}^2}{m_{h_0}^2 - m_{A_0}^2 \sin^2 2\beta} \right), \quad (5)$$

$$B_\mu = \frac{1}{2}(m_{A_0}^2 + \lambda_0 v^2) \sin 2\beta, \quad (6)$$

$$m_{H^\pm}^2 = m_{A_0}^2 = m_1 + m_2, \quad (7)$$

$$m_{h_0}^2 = \frac{B_\mu}{\sin 2\beta} + \sqrt{\left( \frac{B_\mu}{\sin 2\beta} \right)^2 - 2\lambda_0 B_\mu v^2 \sin 2\beta + (\lambda_0 v^2 \sin 2\beta)^2}, \quad (8)$$

$$m_\sigma^2 = 2\lambda_0 f^2 K_\sigma. \quad (9)$$

La masa del escalar  $\sigma$  está en términos de  $\lambda_0$  y del parámetro libre  $K_\sigma$ . Por las condiciones de perturbatividad se impone que  $\lambda_0 < 4\pi$  (Kalyniak, Martin, Moats, 2015), en consecuencia

$$1 < \tan \beta < \frac{2 + 2 \sqrt{\left(1 - \frac{m_{h_0}^2}{m_{A_0}^2}\right) \left(1 - \frac{m_{h_0}^2}{4\pi v^2}\right)}}{\frac{m_{h_0}^2}{m_{A_0}^2} \left(1 + \frac{m_{A_0}^2 - m_{h_0}^2}{4\pi v^2}\right)} - 1$$

$$\text{y } 1 < K_\sigma < \frac{16\pi^2}{\lambda_0(8\pi - \lambda_0)}. \quad (10)$$

## Cálculo del MDMDA y el MDED del quark top

Las propiedades débiles del quark top aparecen en la teoría cuántica de campos, y se da a través de la interacción con el bosón  $Z$ . Así, la función vértice covariante de Lorentz que describe la interacción de un bosón  $Z$  con dos quarks top en capa de masa, puede

escribirse de la siguiente manera (Swinger, 1948; Hollik *et al.*, 1999; Aguilar-Saavedra, 2009)

$$\begin{aligned} & \bar{u}(p') \Gamma_{Ztt}^\mu(q^2) u(p) \\ &= \bar{u}(p') \{ \gamma^\mu [F_V(q^2) - F_A(q^2) \gamma^5] \\ &+ i \sigma^{\mu\nu} q_\nu [F_M(q^2) \\ &- i F_E(q^2) \gamma^5] \} u(p). \end{aligned} \quad (11)$$

$F_V(q^2)$  y  $F_A(q^2)$  representan los factores de forma, vector y vector-axial, respectivamente. Mientras que  $F_M(q^2)$  y  $F_E(q^2)$  están asociados con los factores de forma de los momentos dipolares débiles, el magnético y eléctrico. Estos últimos aparecen debido a las correcciones radiativas y son las herramientas preferidas para estudiar efectos de nueva física de manera indirecta, a través de las correcciones virtuales que generan las partículas exóticas predichas en modelos que van más allá del ME. Los factores de forma dependen de la variable dinámica  $q^2$ , donde  $q = p_2 - p_1$  y denota el momento entrante del bosón  $Z$ . En este trabajo, el bosón  $Z$  no está en capa de masa ya que para producir un par de quarks top, el bosón  $Z$  debe estar necesariamente fuera de la resonancia. Con respecto a los factores de forma,  $F_M(q^2)$  y  $F_E(q^2)$ , estos se relacionan con el MDMDA ( $a_t^W$ ) y MDED ( $d_t^W$ ) del quark top de la siguiente manera

$$F_M(q^2) = -\frac{a_t^W}{2m_t}, \quad (12)$$

$$F_E(q^2) = -\frac{d_t^W}{e}. \quad (13)$$

El factor de forma dipolar magnético débil  $F_M(q^2)$  recibe contribuciones a nivel de un lazo en el marco del modelo BLH. Sin embargo, no se genera contribución alguna para el factor de forma dipolar eléctrico débil  $F_E(q^2)$ . Por esta razón, únicamente estimamos valores numéricos para el MDMDA del quark top. Cabe mencionar que con las ecuaciones (12) y (13) no es posible definir las propiedades estáticas del bosón  $Z$  cuando éste, particularmente, interactúa con un par de quarks top. Algo que es importante saber es que las propiedades estáticas solamente surgen cuando el bosón se encuentra en capa de masa, es

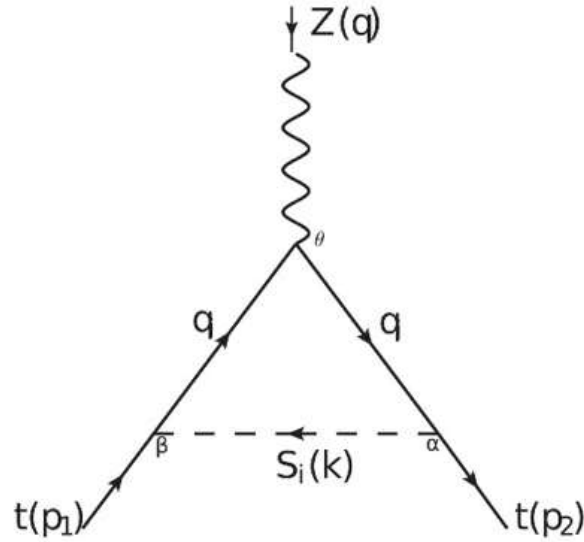
decir,  $q^2 = m_Z^2$ . Sin embargo, para el vértice que nos interesa está involucrado un par de fermiones bastante masivos, y por eso, el bosón  $Z$  debe estar necesariamente fuera de capa de masa,  $q^2 > m_Z^2$ . Específicamente,  $\sqrt{q^2} > 2m_t$ .

Los momentos dipolares débiles (MDMDA y MDED) del top llevan información importante acerca de sus interacciones con otras partículas. Sus magnitudes pequeñas en el contexto del ME hacen que estos sean ideales para búsquedas de nueva física. De esta manera, se espera que el quark top sea una ventana a cualquier nueva física a la escala de energía de los TeV. En esta sección, evaluamos el MDMDA del quark top en el contexto del BLH. Todas las posibles contribuciones al factor de forma  $F_M(q^2)$  se generan a partir de la Figura 1, y surgen 34 diagramas que contribuyen al vértice  $Ztt$ . En esta figura,  $S_i$  representa a los escalares  $h_0$  (bosón de Higgs del ME),  $H_0$ ,  $A_0$ ,  $\phi^0$ ,  $\eta_0$ ,  $\sigma$ ,  $H^\pm$ ,  $\phi^\pm$ ,  $\eta^\pm$ , y  $q_i$  denota a los quarks  $b, t, B, T, T_5, T_6, T^{2/3}$  (el exponente  $2/3$  representa la carga electromagnética del quark pesado  $T$ ). Para obtener la amplitud de cada contribución se usan las reglas de Feynman proporcionadas en (Aguilar-Saavedra, 2009). Estas amplitudes se pueden escribir con la siguiente notación compacta:

$$\begin{aligned} M_t^\mu(S_i) &= \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \bar{u}(p_2) (f_{S_i}^* + f_{P_i}^* \gamma^5) \left( i \frac{\gamma^\mu k_\mu + \gamma^\mu p_{2\mu} + m_{q_i}}{(k+p_2)^2 - m_{q_i}^2} \right) \\ & \left( \gamma^\mu (F_{V_i} + F_{A_i} \gamma^5) \right) \left( i \frac{\gamma^\mu k_\mu + \gamma^\mu p_{1\mu} + m_{q_i}}{(k+p_1)^2 - m_{q_i}^2} \right) (f_{S_i} + f_{P_i} \gamma^5) u(p_1) \left( \frac{1}{k^2 - m_{S_i}^2} \right), \end{aligned} \quad (14)$$

donde  $f_{S_i}$ ,  $f_{P_i}$ ,  $F_{V_i}$  y  $F_{A_i}$  denotan los factores de forma de los escalares, pseudoescalares, vectoriales y axial-vectoriales. Las amplitudes  $M_t^\mu(S_i)$  están relacionadas con el vértice  $\Gamma_{Ztt}^\mu$  a través de la Ecuación (11), considerando que  $M_t^\mu(S_i) = \bar{u}(p_2) \Gamma_{Ztt}^\mu(q^2) u(p_1)$ .

Las integrales involucradas en las amplitudes se resolvieron usando el esquema de reducción de Passarino-Veltman implementado en el ambiente de FeynCalc (Cruz-Álvaro, Gutiérrez-Rodríguez, 2022) y Package-X (Mertig *et al.*, 1991; Patel, 2015). Posterior a esto, se utilizó la identidad de Gordon para eliminar los términos proporcionales a  $(p_1 + p_2)^\mu$ . Finalmente, se extraen los términos proporcionales al tensor  $\sigma^{\mu\nu} q_\nu$  y al tensor  $\gamma^\mu$ . El coeficiente del tensor  $\gamma^\mu$  no contribuye al MDMDA, solamente se obtiene



**Figura 1.** Diagrama genérico que contribuye al MMDA del quark top.

contribución del coeficiente del tensor  $\sigma^{\mu\nu} q_\nu$ . Es importante señalar que la contribución de los coeficientes del tensor  $\sigma^{\mu\nu} q_\nu$  es finita y no se pone aquí debido a que es una función demasiado grande, por este motivo solamente se reportan los resultados numéricos. El MMDA del top se obtiene a través de la relación  $a_t^W = -2 m_t F_M(q^2)$ .

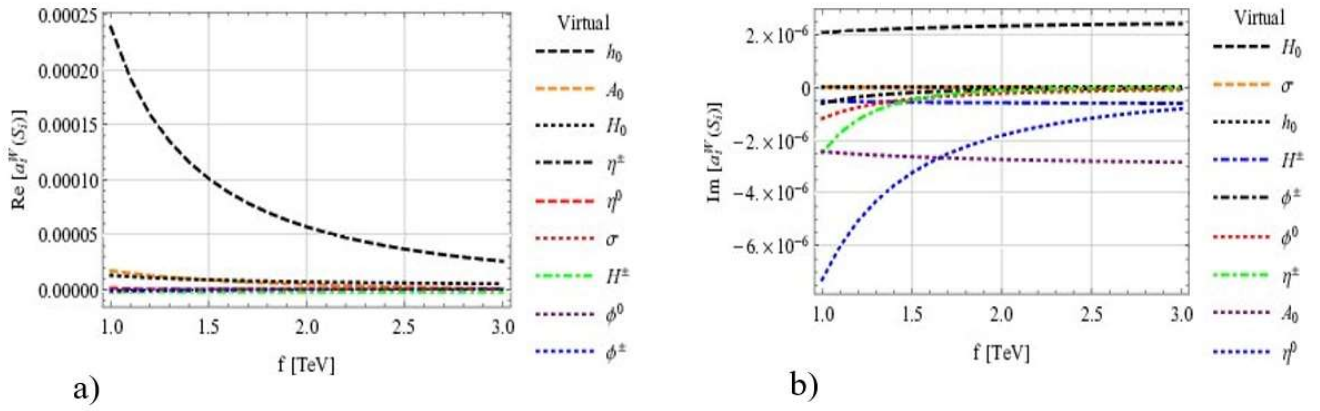
## Resultados numéricos

Consideremos los siguientes parámetros de entrada del modelo BLH:  $m_{A_0}$ ,  $m_{\eta_0}$  y  $\tan \beta$ . La masa del pseudoescalar  $A_0$  se fija alrededor de 1000 GeV, el cual está en estricta concordancia con los límites experimentales más recientes sobre búsquedas de nuevas partículas escalares (Aad, 2021). Por otro lado, los parámetros libres  $m_{4,5,6}$  son introducidos para romper las simetrías axiales en el potencial de Higgs y para proporcionar masas positivas a todos los escalares. Específicamente, el escalar  $\eta_0$  recibe una masa igual a  $m_4$ , esto es  $m_4 = m_{\eta_0} = 100$  GeV. De acuerdo con el modelo BLH, la única restricción que se debe tener en cuenta sobre  $m_4$  es  $m_4 \geq 10$  GeV (Schmaltz, Stolarski, Thaler, 2010). Con respecto al parámetro  $\tan \beta$ , éste adquiere valores de acuerdo con la ecuación (10) y la restricción teórica se debe a los requisitos de perturbatividad (Aad, 2021). De esta manera, para  $m_{A_0} = 1000$  GeV se obtiene que  $1 < \tan \beta < 10.45$ . En resumen, para nuestro análisis  $m_{A_0} = 1000$  GeV,  $m_{\eta_0} = 100$  GeV y  $\tan \beta = 3.0$ .

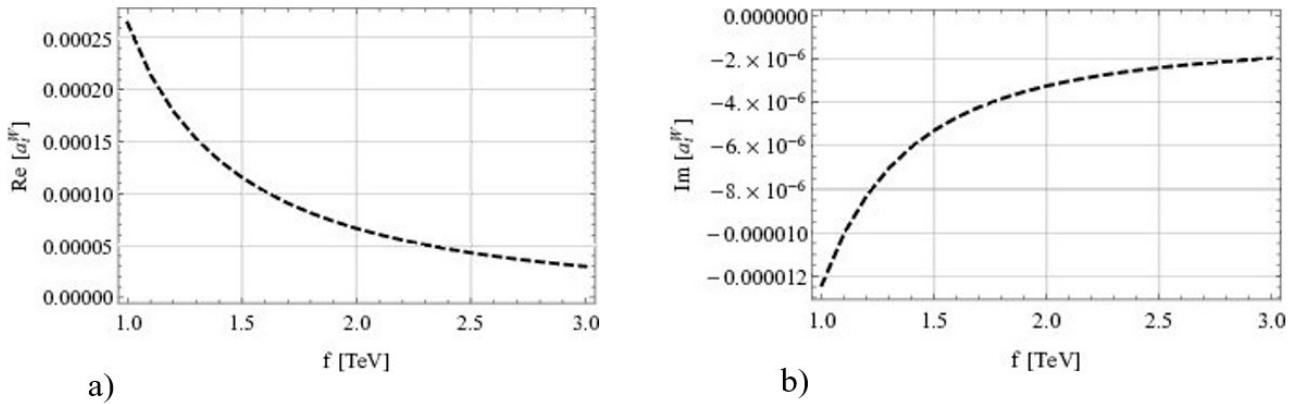
Otra característica del modelo BLH es que está construido bajo dos escalas de energía independientes que representan las escalas de rompimiento de las simetrías globales,  $f$  y  $F > f$ , con  $f = [1000, 3000]$  GeV y  $F = (3000, 6000)$  GeV. Los resultados numéricos que presentamos aquí para el MMDA del quark top está en función de alguna de estas escalas de energía. Como se ha mencionado anteriormente, el bosón involucrado en el vértice  $Ztt$  estará fuera de la capa de masa, en este estudio adoptamos el parámetro de colisión del ILC (International Linear Collider), esto es,  $\sqrt{s} = q = 500$  GeV (Aad, 2021; Behnke et al, 2013). A esta energía, el colisionador ILC produciría numerosos pares de quarks top [19] (Baer et al, 2013). Este colisionador está diseñado para realizar mediciones de precisión en el ME y también ofrece ciertas ventajas sobre un colisionador como el LHC, ya que hace colisionar partículas puntuales generando así un ambiente experimental mucho más limpia, sin actividades hadrónicas en el estado inicial. Por lo tanto, calculamos las contribuciones numéricas de  $a_t^W$  con los quarks top en la capa de masa y el bosón  $Z$  en el centro de energía de masa esperado por el colisionador ILC. A continuación, reportamos los resultados numéricos obtenidos de  $a_t^W$ , no proporcionamos las expresiones analíticas debido a que se obtienen expresiones muy grandes.

En la Figura 2, comenzamos mostrando los diferentes escalares que contribuyen a  $a_t^W$ . De la figura podemos apreciar que los bosones de Higgs  $h_0$  y  $H_0$ ,





**Figura 2.** Contribuciones individuales de los escalares que contribuyen a  $a_t^W$ : (a)  $\text{Re}[a_t^W]$  y (b)  $\text{Im}[a_t^W]$ .

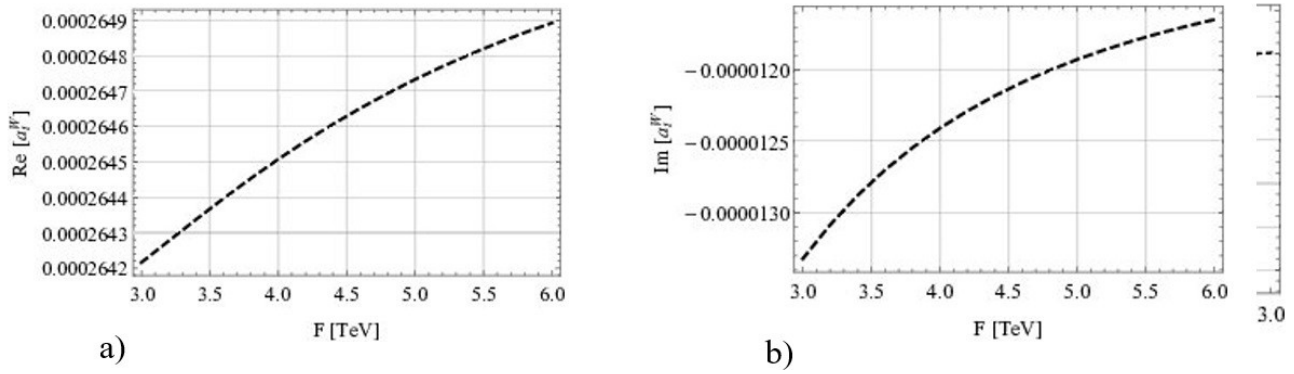


**Figura 3.** Contribución total a  $a_t^W$  para  $F = 4000$  GeV: (a)  $\text{Re}[a_t^W]$  y (b)  $\text{Im}[a_t^W]$ .

proporcionan las contribuciones positivas más grandes a la parte real e imaginaria de  $a_t^W$ :  $\text{Re}[a_t^W(h_0)] \sim 10^{-4}$  y  $\text{Im}[a_t^W(H_0)] \sim 10^{-6}$ . En contraste, las contribuciones negativas más pequeñas son generadas por los escalares  $\phi^\pm$  y  $\eta^0$ :  $\text{Re}[a_t^W(\phi^\pm)] \sim 10^{-7}$  y  $\text{Im}[a_t^W(\eta^0)] \sim 10^{-6}$ . La Figura 3 muestra el comportamiento de  $a_t^W$  como función de la nueva escala física  $f$ , donde  $f \in [1000, 3000]$  GeV. En este rango de análisis se genera la contribución total a  $a_t^W$  debido a los escalares involucrados en el vértice  $Ztt$ . En la figura mencionada, se encontró que  $\text{Re}[a_t^W] = [2.64 \times 10^{-4}, 2.97 \times 10^{-5}]$  e  $\text{Im}[a_t^W] = -[1.24 \times 10^{-5}, 1.96 \times 10^{-6}]$ . Finalmente, en la Figura 4 observamos que el MDMDA del quark top  $a_t^W$  está en función de la escala de energía  $F$ . Aquí,  $\text{Re}[a_t^W] = [2.64, 2.65] \times 10^{-4}$  e  $\text{Im}[a_t^W] = -[1.33, 1.16] \times 10^{-5}$ . En el intervalo de estudio para la escala  $F$ , encontramos que la variación en la parte real e imaginaria de  $a_t^W$  es mínima.

## Conclusiones

Nuestro objetivo en este trabajo es estudiar el efecto de las nuevas partículas escalares generadas en el marco del modelo BLH. Los resultados numéricos encontrados para el MDMDA del quark top  $a_t^W$  dependen de las escalas de energía  $f$  y  $F$ , estos representan las escalas de la nueva física. En este escenario hemos encontrado que los valores para  $a_t^W$  son comparables con las predicciones numéricas del ME,  $a_t^W$  están del orden de  $10^{-4}$  (Cao, Yan, 2015). En modelos extendidos como el 2HDM (Two Higgs Doublets Model) también se estudiaron los efectos de los nuevos escalares en el vértice  $Z\bar{t}t$ , aquí se encontró que  $a_t^W \sim 10^{-3}$  (Cao, Yan, 2015). Otros modelos extendidos que predicen la existencia de un nuevo bosón de norma  $Z'$  obtuvieron en este contexto que  $a_t^W \sim [10^{-6}, 10^{-7}]$  (Bernabeu, Comelli, Lavoura, Silva, 1996).



**Figura 4.** Contribución total a  $a_t^W$  para  $f = 1000$  GeV: (a)  $\text{Re}[a_t^W]$  y (b)  $\text{Im}[a_t^W]$ .

En el lado experimental, los momentos dipolares débiles del quark top aún no han sido probados directamente. Sin embargo, desde el punto de vista fenomenológico, en el ILC se espera alcanzar los límites para MDMDA del quark top de  $-0.02 < a_t^W < 0.04$ , dichos límites son generados a través de la exploración de la sección eficaz total de la producción de pares de quark top (Vivian, 2019). Las cotas señaladas se podrían alcanzar cuando el colisionador alcance los 500 GeV de energía de centro de masas y  $500 \text{ fb}^{-1}$  de luminosidad integrada (Vivian, 2019). Debemos señalar que nuestros resultados encontrados para  $a_t^W$  caen dentro de los límites fenomenológicos proporcionados por el colisionador ILC (Rontsch, Schulze, 2015).

### Agradecimientos

Este trabajo fue apoyado por el Sistema Nacional de Investigadores y por la CIC-UMSNH (México).

### Referencias

- Dobrescu, B. A., and Hill, C. T., 1998, Electroweak symmetry breaking via a Top Condensation Seesaw Mechanism, *Physical Review Letters* 81, 2634. DOI: 10.1103/PhysRevLett.81.2634
- Chivukula, R. S., Dobrescu, B. A., Georgi, H., and Hill, C. T., 1999, *Physical Review D* 59, 075003. DOI:10.1103/PhysRevD.59.075003
- Abazov, V. M., Abbott B., Acharya, B. S., Adams, M., Adams, T. (D0 Collaboration), 2012, Combination of searches for anomalous top quark couplings with  $5.4 \text{ fb}^{-1}$  of  $p\bar{p}$  collisions, *Physics Letters B* 713, No. 3, 165-171. DOI:10.1016/j.physletb.2012.05.048
- Abazov, V. M., Abbott B., Abolins, M., Acharya, B. S., Adams, M., Adams, T. (D0 Collaboration), 2010, Search for flavor changing neutral currents via quark-gluon couplings in single top quark production using  $2.3 \text{ fb}^{-1}$  of collisions, *Physics Letters B* 693, 81-87. DOI:10.1016/j.physletb.2010.08.011
- Aaltonen, T., Adelman, J., Akimoto, T., Álvarez-González, B., Amerio, S. (CDF Collaboration), 2009, Search for Top-Quark Production via Flavor-Changing Neutral Currents in  $W + 1 \text{ Jet}$  Events at CDF, *Physical Review Letters* 102, 151801. DOI:10.1103/PhysRevLett.102.151801
- Chatrchyan, S. (CMS Collaboration), 2013, Measurement of associated production of vector bosons and top quark-antiquark pairs in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ , *Physical Review Letters* 110, 172002. DOI:10.1103/PhysRevLett.110.172002
- Sirunyan, A. M. (CMS Collaboration), 2019, Search for new physics in top quark production in dilepton final states in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ , *European Physical Journal C* 79, 886. DOI:10.1140/epjc/s10052-019-7387-y
- Sirunyan, A. M. et al. (CMS Collaboration), 2020, Measurement of top quark pair production in association with a Z boson in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ , *Journal of High Energy Physics*, No. 3, 56. DOI:10.1007/JHEP03(2020)056
- Schmaltz, M., Stolarski, D., and Thaler J., 2010, The bestest little Higgs, *Journal of High Energy Physics*, No. 9, 18. DOI:10.1007/JHEP09(2010)018
- Aad, G. (ATLAS Collaboration), 2021, Search for a heavy Higgs boson decaying into a Z boson and another heavy Higgs boson in the  $l\bar{l}b\bar{b}$  and  $l\bar{l}WW$  final states in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  with the ATLAS detector,



- European Physical Journal C* 81, No. 5, 396.  
DOI:10.1140/epjc/s10052-021-09117-5
- Kalyniak, P., Martin, T., and Moats, K., 2015, Constraining the Little Higgs model of Schmaltz, Stolarski, and Thaler with recent results from the LHC, *Physical Review D* 91, 013010. DOI:10.1103/PhysRevD.91.013010
- Swinger, J., 1948, On Quantum-Electrodynamics and the Magnetic Moment of the Electron, *Physical Review* 73, No. 4, 416. DOI:10.1103/PhysRev.73.416
- Hollik, W., Illana, J. I., Rigolin, S., Schappacher, C., and Stockinger, D., 1999, Top dipole form factors and loop-induced CP violation in supersymmetry, *Nuclear Physics B* 551, 3-40. DOI:10.1016/S0550-3213(99)00201-1
- Aguilar-Saavedra, J. A., 2009, A minimal set of top anomalous couplings, *Nuclear Physics B* 812, 181-204. DOI:10.1016/j.nuclphysb.2008.12.012
- Cruz-Albaro, E., and Gutiérrez-Rodríguez, A., 2022, Sensitivity limits on the weak dipole moments of the top quark at the Bestest Little Higgs Model, *arXiv:2202.12738* [hep-ph]. <https://arxiv.org/pdf/2202.12738>
- Mertig R., Bohm M. and Denner A., 1991, *Feyn Calc* - Computer-algebraic calculation of Feynman amplitudes, *Computer Physics Commun*, 64, 345. DOI:10.1016/0010-4655(91)90130-D
- Patel, H. H., 2015, Package-X: A Mathematica package for the analytic calculation of one-loop integrals, *Comput. Physics Commun*, 197, 276-290. DOI:10.1016/j.cpc.2015.08.017
- Behnke, T., Brau, J. E., Foster, B., Fuster, J., Harrison, M., Paterson, J. M., Peskin, M., Stanitzki, M., Walker, N., and Yamamoto, H., 2013, The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 1: Executive Summary, *arXiv:1306.6327* [physics.acc-ph]. <https://arxiv.org/pdf/1306.6327>
- Baer H., Barklow T., Fujii K., Gao Y., Hoang A., Kanemura S., List J., Logan H. E., Nomerotski A. and Perelstein M., 2013, The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 2: Physics, *arXiv:1306.6352* [hep-ph]. <https://arxiv.org/pdf/1306.6352>
- Cao, Q. H., and Yan, B., 2015, Determining  $V_{tb}$  at electron-positron colliders, *Physical Review D* 92, No. 9, 094018. DOI:10.1103/PhysRevD.92.094018
- Bernabeu, J., Comelli, D., Lavoura, L., and Silva, J. P., 1996, Weak magnetic dipole moments in two-Higgs-doublet models, *Physical Review D* 53, 5222. DOI:10.1103/PhysRevD.53.5222
- Vivian B. Q., Aranda-Sanchez J. I., Montañó Dominguez J., Ramírez Zavaleta F. I. and Hernández E. S. T., 2019, Weak dipole moments of the top quark and flavor violation, *Proceedings of Science, LHCP2019*, 66. <https://pos.sissa.it/350/066/pdf>
- Rontsch R. and Schulze M., 2015, Probing top-Z dipole moments at the LHC and ILC, *Journal of High Energy Physics*, No. 8, 44. DOI:10.1007/JHEP08(2015)044