

**UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID**

**FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS**

**Máster en Física Teórica**



**TRABAJO DE FIN DE MÁSTER**

**Más Allá del Modelo Estándar: escalares adicionales y simetría  
extendida**

**Beyond SM: Additional scalars and extended symmetry**

**Daniel Díez Rodríguez**

Director

Juan José Sanz-Cillero

Curso académico 2020-2021

# Más Allá del Modelo Estándar: escalares adicionales y simetría extendida (Beyond SM: Additional scalars and extended symmetry)

Daniel Díez Rodríguez\* and Tutor: Juan José Sanz-Cillero  
(Máster Universitario en Física Teórica, Universidad Complutense, Madrid)  
(Dated: September 13, 2021)

En este trabajo hemos analizado el Modelo Mínimo de Higgs Compuesto basado en el coset  $SO(5)/SO(4)$ . Hemos estudiado las contribuciones de los loops tanto de bosones gauge como de fermiones al potencial de Higgs, viendo que estos últimos producen la ruptura de simetría. Comparando los resultados teóricos con medidas experimentales hemos obtenido unas cotas y estimaciones para las masas de las resonancias del modelo en dos construcciones diferentes, embebiendo los fermiones en quintupletes y decupletes de  $SO(5)$ .

## I. INTRODUCCIÓN

La teoría gauge que describe las partículas elementales y sus interacciones es el Modelo Estándar, el cual está basado en el grupo de simetría  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ . Esta simetría se rompe a través del mecanismo de ruptura espontánea de simetría del grupo electrodébil, es decir,

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \longrightarrow SU(3)_C \otimes U(1)_{em}, \quad (1)$$

lo que genera la masa de los bosones gauge electrodébiles,  $W^\pm$  y  $Z$ . Tras esta ruptura aparece el bosón de Higgs.

Las teorías efectivas nos describen la física de bajas energías con respecto a cierta escala de energía. El hecho de que exista un gap de energía entre la escala de ruptura electrodébil,  $v = 246$  GeV, y la escala de nueva física, del orden del TeV, parece indicar que es adecuado describir la ruptura electrodébil con una teoría efectiva. La descripción que se emplea para esto es la del Lagrangiano Electrodébil Quiral (EWChL por sus siglas en inglés).

La ruptura espontánea de simetría en esta teoría consiste en la ruptura del grupo  $G \equiv SU(2)_L \otimes SU(2)_R$  en el grupo  $H \equiv SU(2)_{L+R}$ . Este patrón de ruptura es muy similar al que se encuentra en la teoría de perturbaciones quiral ( $\chi$ PT) que se corresponde con una descripción efectiva de QCD [1]. Al igual que ocurre en el Modelo Estándar, de esta ruptura de simetría se generan tres bosones de Nambu-Goldstone (NGB) que dan masa a los bosones  $W^\pm$  y  $Z$ .

Para explicar el origen de la ruptura de simetría electrodébil y por qué el Higgs es tan ligero se han propuesto múltiples teorías y modelos. Unos de ellos son los Modelos de Higgs Compuesto. En estos modelos la idea es que el bosón de Higgs surge como un estado ligado de un sector que interactúa fuertemente, en lugar de surgir como un escalar elemental.

El objetivo del trabajo es indagar en un modelo de Higgs compuesto, el Modelo Mínimo de Higgs Compuesto (MCHM), analizar las diferencias que surgen dependiendo de la construcción concreta que se haga del modelo así como combinar resultados de este modelo con medidas experimentales actuales. Para ello primero introduciremos en la sección [2] el mecanismo de Coleman-Weinberg por el cual surge una ruptura espontánea de simetría a través de correcciones radiativas. Este mecanismo es esencial en el MCHM para obtener la masa del Higgs. A continuación mostraremos el formalismo general para construir lagrangianos efectivos en la sección [3], el formalismo de Callan-Coleman-Wess-Zumino (formalismo CCWZ) para así ver en la sección [4] la construcción explícita del lagrangiano electrodébil quiral. Una vez construido el lagrangiano efectivo electrodébil veremos cómo se construye el modelo MCHM en la sección [5], primero a bajas energías. Tras esto veremos las construcciones a altas energías, primero viendo el efecto de los loops de bosones gauge en la sección [6] y finalmente los efectos de los loops de quarks top en [7].

## II. MECANISMO DE COLEMAN-WEINBERG

En el Modelo Estándar se introduce la ruptura espontánea de simetría (SSB) para dotar a los bosones gauge y a los fermiones de masa. Esta ruptura se basa en el hecho de que el lagrangiano sea invariante bajo un grupo de simetría y tenga una serie de estados degenerados de mínima energía. Al hacer una elección particular del vacío la simetría se rompe espontáneamente [2]. Sin embargo puede haber teorías en las que a *tree level* no se dé esta ruptura, es decir, teorías que tienen vacíos simétricos, pero sí se consiga a través de correcciones radiativas. Esto es lo que se conoce como mecanismo de Coleman-Weinberg [3].

Para trabajar este mecanismo tenemos primero que ver el concepto de potencial efectivo. Consideramos una densidad lagrangiana de un campo escalar  $\mathcal{L}(\varphi, \partial_\mu \varphi)$  a la que le añadimos un acoplo a una fuente externa  $J(x)$ . A partir de las funciones de Green conexas se define el funcional generador conexo  $W[J]$ , con el que se define el

---

\* [dadiez@ucm.es](mailto:dadiez@ucm.es)

campo clásico

$$\varphi_c = \frac{\delta W}{\delta J(x)}. \quad (2)$$

La acción efectiva se define como la transformada de Legendre de  $W$ , es decir,

$$\Gamma(\varphi_c) = W[J] - \int d^4x J(x)\varphi_c(x). \quad (3)$$

Esta acción efectiva puede expresarse como una expansión en serie,

$$\Gamma = \sum_n \frac{1}{n!} \int d^4x_1 \cdots d^4x_n \Gamma^{(n)}(x_1 \dots x_n) \varphi_c(x_1) \cdots \varphi_c(x_n). \quad (4)$$

$\Gamma^{(n)}$  es la suma de todos los diagramas 1PI con  $n$  líneas externas. También podemos expresar la acción efectiva como una serie en potencias del campo  $\varphi_c$  y sus derivadas [3](#),

$$\Gamma = \int d^4x \left[ -V(\varphi_c) + \frac{1}{2} (\partial_\mu \varphi_c)^2 Z(\varphi_c) + \dots \right], \quad (5)$$

donde  $Z(\varphi_c)$  es un parámetro de renormalización. La parte que depende explícitamente de  $\varphi_c$ ,  $V(\varphi_c)$  es el potencial efectivo. A *tree level* el potencial efectivo es el potencial ordinario, mientras que si se incluyen diagramas de Feynman de mayor orden se ve que la derivada  $n$ -ésima de  $V$  es la suma de todos los diagramas 1PI con  $n$  líneas externas.

Concretamente la contribución de un loop de bosones gauge al potencial efectivo viene dado por [4](#)

$$\Gamma^{1-loop} = \frac{i}{2} \log \left[ \det \left( \frac{\delta^2 \mathcal{L}}{\delta \varphi \delta \varphi} \right) \right]. \quad (6)$$

En el caso de fermiones esta contribución se calcula como sigue

$$\Gamma^{1-loop} = -\frac{i}{2} \log \left[ \det \left( \frac{\delta^2 \mathcal{L}}{\delta \psi \delta \bar{\psi}} \right) \right]. \quad (7)$$

En las secciones [V1](#) y [V11](#) veremos que en el Modelo Mínimo de Higgs compuesto son los loops de fermiones los que originan el mínimo para la ruptura de simetría mientras que los campos gauge no lo producen.

### III. FORMALISMO CCWZ

El formalismo para desarrollar lagrangianos efectivos con ruptura espontánea de simetría fue elaborado por Callan, Coleman, Wess y Zumino [5](#) [6](#).

La estructura de generadores rotos en  $G \rightarrow H$  viene dada por el coset  $G/H = \{g_A \cdot g_h : g_h \in H\}$ , formado por las transformaciones que rompen la simetría,  $g_A$ , y las transformaciones del grupo conservado no roto  $g_h$ . Los NGB se describen a través de la acción de

los generadores rotos como excitaciones del vacío  $|\Xi\rangle = e^{iT_a \theta^a} |0\rangle = \Xi(x) |0\rangle$ . Como el vacío es invariante bajo las transformaciones del grupo  $H$ ,  $g_h(x) |0\rangle = |0\rangle$ , existe una ambigüedad en la parametrización de los NGB,

$$|\Xi\rangle = \Xi(x) g_h(x) |0\rangle. \quad (8)$$

Los elementos  $\Xi g_h$  representan el mismo estado físico, por lo que se escoge un representante  $\bar{\Xi}(x) = (\xi_L(x), \xi_R(x))$  de la clase de equivalencia.

Sin embargo si se aplica una transformación quiral  $g$  al representante de los NGB el resultado en general no es un representante del coset. Es por esto por lo que hay que aplicar una transformación compensante  $g_h^\dagger$  por la derecha para obtener un representante de la clase

$$|\Xi'\rangle = g \bar{\Xi} g_h^\dagger(g, \bar{\Xi}) |0\rangle. \quad (9)$$

Para elaborar una descripción efectiva del sector escalar del Modelo Estándar a continuación se aplica esta construcción.

### IV. LAGRANGIANO ELECTRODÉBIL QUIRAL

El lagrangiano del sector escalar del Modelo Estándar se puede escribir como [11](#)

$$\mathcal{L}(\Phi) = \frac{1}{2} \langle D^\mu \Sigma^\dagger D_\mu \Sigma \rangle - \underbrace{\frac{\lambda}{16} (\langle \Sigma^\dagger \Sigma \rangle - v^2)^2}_{V(\Sigma \Sigma^\dagger)}, \quad (10)$$

donde

$$\Sigma \equiv \begin{pmatrix} \Phi^{0*} & \Phi^+ \\ -\Phi^- & \Phi^0 \end{pmatrix}, \quad (11)$$

$$D_\mu \Sigma \equiv \partial_\mu \Sigma - ig \frac{\vec{\sigma}}{2} \vec{W}_\mu + ig' \frac{\sigma_3}{2} B_\mu.$$

Este lagrangiano es invariante bajo  $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$ , mientras que el vacío escogido  $\langle 0 | \Phi^0 | 0 \rangle = v$  es invariante bajo  $SU(2)_{L+R}$ . De este modo vemos que el patrón de la ruptura de simetría es  $G \equiv SU(2)_L \otimes SU(2)_R \rightarrow H \equiv SU(2)_{L+R}$ .

En esta construcción no se introduce el Higgs como un doblete con los NGB  $\phi(x)$ , si no como un singlete  $h$  bajo  $G$ . Para separar el campo del Higgs  $h(x)$  de los Goldstone incluidos en

$$U(\phi) = \exp\{i\vec{\sigma}\vec{\phi}/v\}, \quad (12)$$

se emplea una descomposición polar,

$$\Sigma(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} [v + h(x)] U(\phi(x)). \quad (13)$$

Con esta descomposición se llega a [11](#)

$$\mathcal{L} = \frac{(v+h)^2}{4} \langle D_\mu U^\dagger D^\mu U \rangle + \frac{1}{2} (\partial_\mu h)^2 + V(h). \quad (14)$$

Esta ecuación contiene el lagrangiano de los bosones Goldstone asociados con la ruptura de simetría

$$G \equiv SU(2)_L \otimes SU(2)_R \longrightarrow H \equiv SU(2)_{L+R}. \quad (15)$$

Esta ruptura de simetría quiral puede describirse a través una teoría efectiva electrodébil (EWET). El lagrangiano de esta teoría, EWChL, es el lagrangiano de baja energía más general con las simetrías del Modelo Estándar, el cual contiene los bosones gauge y fermiones del Modelo Estándar, así como los bosones Goldstone electrodébiles y el campo de Higgs. Al orden más bajo el lagrangiano efectivo puede escribirse como

$$\mathcal{L}_{EWET} = \mathcal{L}_B + \mathcal{L}_{YM} + \mathcal{L}_\psi. \quad (16)$$

$\mathcal{L}_{YM}$  es el lagrangiano de Yang-Mills para los bosones gauge,  $\mathcal{L}_\psi$  es el lagrangiano fermiónico del Modelo Estándar y  $\mathcal{L}_B$  es la parte bosónica del lagrangiano. Nos centraremos en este último término.

En base a (15) se parametrizan los Goldstone electrodébiles con elementos del coset  $G/H$ , ( $u_L(\phi), u_R(\phi)$ ), que se transforman como

$$u_{L(R)}(\phi) \longrightarrow g_{L(R)} u_{L(R)}(\phi) g_h^\dagger, \quad (17)$$

donde se ha introducido la transformación compensante como dijimos en la sección anterior. Tomando la elección del representante del coset  $u_L(\phi) = u_R^\dagger(\phi) = u(\phi) = \exp\{i\vec{\sigma}\vec{\phi}/(2v)\}$  e introduciendo los campos de  $SU(2)_L$  y  $SU(2)_R$ ,  $\vec{W}_\mu$  y  $B_\mu$  respectivamente, se construye la derivada covariante

$$D_\mu U = \partial_\mu U - i\widehat{W}_\mu U + iU\widehat{B}_\mu, \quad (18)$$

con  $\widehat{W}_\mu = -g\frac{\vec{\sigma}}{2}\vec{W}_\mu$  y  $\widehat{B}_\mu = -g'\frac{\sigma_3}{2}B_\mu$ .

Se definen la siguiente cantidad [7],

$$u_\mu = iu(D_\mu U)^\dagger u. \quad (19)$$

Se puede reescribir (14) en términos de  $\langle u_\mu u^\mu \rangle$ . Además, como se está considerando el Higgs como un singlete, se puede multiplicar este término por un polinomio arbitrario en  $h$ . Finalmente se obtiene

$$\mathcal{L}_B = \frac{v^2}{4}\mathcal{F}_u(h/v)\langle u_\mu u^\mu \rangle + \frac{1}{2}(\partial_\mu h)^2 - v^2V(h/v), \quad (20)$$

siendo

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_u(x) &= 1 + 2ax + bx^2 + \dots, \\ V(x) &= m_h^2 \left( \frac{1}{2}x^2 + \frac{1}{2}cx^3 + \frac{1}{8}dx^4 + \dots \right). \end{aligned} \quad (21)$$

Dependiendo de los valores de las constantes  $a, b, c, d$  estaremos ante teorías diferentes. Por ejemplo, en el MCHM valen [8]

$$a^2 = 1 - \frac{v^2}{f^2}, \quad b = 1 - \frac{2v^2}{f^2}. \quad (22)$$

Se define el parámetro  $\xi$  como el cociente  $\sqrt{\xi} \equiv \frac{v}{f}$  donde  $v$  y  $f$  son la escala de ruptura de simetría electrodébil y de  $SO(5) \rightarrow SO(4)$  respectivamente. Fijándonos en (20) la constante  $a$  está relacionada con el acoplo entre un bosón de Higgs y dos Goldstone  $W$ , es decir,

$$a \equiv \frac{g_{H \rightarrow WW}}{g_{H \rightarrow WW}^{SM}} = \sqrt{1 - \xi}, \quad (23)$$

por lo que podemos obtener el valor de  $\xi$  a partir de los resultados experimentales del parámetro  $a \geq 0.87$  [9] obteniendo  $\xi \leq 0.2$ , lo que equivale a  $f \geq 550$  GeV.

## V. MODELO MÍNIMO DE HIGGS COMPUESTO

Las búsquedas en el LHC del bosón de Higgs determinaron finalmente que su masa es de 125.25 GeV [9], lo cual tiene importantes consecuencias en el planteamiento de extensiones BSM. Unos tipos de modelos de extensión son los Modelos de Higgs Compuesto, en los que el Higgs es ligero ya que surge de un sector fuertemente interactuante a energías del orden del TeV como un pseudo-bosón de Goldstone (PGB). Concretamente nos centraremos en el Modelo Mínimo de Higgs Compuesto (MCHM, por sus siglas en inglés) [8] el cual consiste en una teoría sobre un espacio-tiempo con dos fronteras, llamadas fronteras infrarroja y ultravioleta. La simetría del *bulk*  $SO(5) \otimes U(1)_{B-L} \otimes SU(3)_c$  se rompe en la frontera infrarroja al grupo  $SO(4) \otimes U(1)_{B-L} \otimes SU(3)_c$ . En esta ruptura se rompen cuatro generadores por lo que aparecen cuatro pseudo-bosones de Goldstone que se transforma como un cuadruplete de  $SO(4)$ , que identificamos como el doblete del Higgs. Por otro lado, la simetría en la frontera ultravioleta se reduce al Modelo Estándar  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \otimes SU(3)_c$ . Una vez se escogen las condiciones de frontera y las representaciones de  $SO(5)$  en el *bulk*, en las que los fermiones del Modelo Estándar están embebidos, el modelo queda determinado.

A continuación se definen los bloques constituyentes del lagrangiano quiral aplicando el formalismo CCWZ. En este caso el grupo de simetría  $G$  será  $SO(5)$ , el cual se rompe explícitamente al subgrupo  $SO(4)$  que le etiquetamos como grupo  $H$ .

Denotamos los campos de los NGB como  $\Pi(x) = \Pi^{\hat{a}}(x)T^{\hat{a}}$  y definimos la matriz

$$U(\Pi) = e^{i\Pi(x)}, \quad (24)$$

la cual se transforma como  $U(\Pi) \rightarrow gU(\Pi)h^\dagger(\Pi, g)$ .

Como ya hemos mencionado, en esta ruptura de simetría aparecen cuatro bosones de Goldstone,  $\pi^{\hat{a}}$  ( $\hat{a} = 1, 2, 3, 4$ ) que se transforman como un cuadruplete de  $SO(4)$ . Los bosones gauge electrodébiles del Modelo Estándar se describen a través del grupo de simetría  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \subset SU(2)_L \otimes SU(2)_R \sim SO(4)'$  contenido

en  $SO(5)$ . Es posible parametrizar la orientación de este grupo gaugeado  $SO(4)'$  con respecto a  $SO(4)$  con un ángulo  $\theta$  como se puede ver en FIG 1

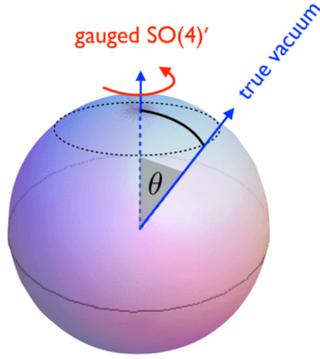


FIG. 1. Representación de la 4-esfera en la que viven los NGB de  $SO(5)/SO(4)$ . El vacío elegido forma un ángulo  $\theta$  con respecto al fijado por el grupo  $SO(4)'$ . La ruptura de simetría electrodébil es debida al desalineamiento  $\theta$  [10].

Para  $\theta = 0$  el grupo electrodébil del Modelo Estándar no se rompe, los cuatro bosones de Nambu-Goldstone forman doblete complejo de  $SU(2)_L$  y ninguno es absorbido para dar masa a los bosones gauge. Sin embargo, en esta situación puede darse que debido a correcciones de loops en el potencial de los NGB se genere un valor de expectación del vacío (VEV) no-nulo. De este modo la simetría  $SO(4)$  se rompe al grupo custodia  $SO(3)$  donde los tres NGB son comidos. Podemos escribir el campo  $\Phi$  como [10]

$$\Phi = \begin{pmatrix} \sin(\theta + h(x)/f)e^{i\chi^i(x)A^i/v} \\ 0 \\ 0 \\ 1 \\ \cos(\theta + h(x)/f) \end{pmatrix}, \quad (25)$$

donde los tres  $\chi^i$  son los campos comidos después del gaugeado  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ,  $A^i$  son los generados de  $SO(4)'/SO(3)$  y  $h$  parametriza las fluctuaciones del módulo de los NGB alrededor de su VEV. De este modo se puede identificar  $\theta = \langle \pi \rangle / f$ . Por lo tanto, el proceso de ruptura de simetría en este caso se da en dos pasos. Primero se produce una ruptura espontánea de simetría de  $SO(5) \rightarrow SO(4)$  a una escala de energía  $f$ , dando lugar a un doblete  $SU(2)_L$  de NGB. Tras esto, a una escala menor  $v = f \sin(\langle \pi \rangle / f) \equiv f \sin \theta$  se da la ruptura espontánea electrodébil de  $SO(4) \rightarrow SO(3)$ .

Por otro lado, para  $\theta \neq 0$ , los bosones gauge electrodébiles se construyen como combinación de los generadores rotos de  $SO(5)/SO(4)$  y tres de los NGB son comidos dando masa a los bosones  $W$  y  $Z$  mientras que el cuarto se identifica con el bosón de Higgs.

El lagrangiano quiral de baja energía más general que

podemos construir a orden  $\mathcal{O}(p^2)$  es [10]

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{(2)} &= \frac{f^2}{2} (D_\mu \Phi)^T (D^\mu \Phi) = \\ &= \frac{1}{2} (\partial_\mu h)^2 + \frac{f^2}{4} \text{Tr} [(D_\mu \Sigma)^\dagger (D^\mu \Sigma)] \sin^2 \left( \theta + \frac{h(x)}{f} \right), \end{aligned} \quad (26)$$

donde hemos definido  $D_\mu = \partial_\mu + iA_\mu$  y  $\Sigma \equiv \exp[i\sigma^i \chi^i / v]$ , siendo  $\sigma^i$  las matrices de Pauli. Escogiendo el gauge unitario,  $\Sigma = 1$  y expandiendo en torno a  $\theta$  en (26) se llega a  $m_W^2 = (g^2 f^2 \sin^2 \theta) / 4$  y por tanto se deduce que el valor de la escala electrodébil es  $v = f \sin \theta$ . Debido a la generalidad del formalismo CCWZ, cualquier modelo de Higgs compuesto viene descrito por el mismo lagrangiano, empleando dos derivadas, de la ecuación (26) [11]. Este lagrangiano es el lagrangiano efectivo a bajas energías de la teoría más general.

## VI. CONTRIBUCIONES GAUGE AL POTENCIAL DE HIGGS

Los cuatro bosones de Nambu-Goldstone que viven en el coset  $SO(5)/SO(4)$  se parametrizan a través del campo  $\Sigma$

$$\Sigma = \frac{\sin(h/f)}{h} (h^1, h^2, h^3, h^4, h \cot(h/f)), \quad h \equiv \sqrt{(h^{\hat{a}})^2}. \quad (27)$$

A orden cuadrático, el lagrangiano de altas energías más general invariante  $SO(5) \otimes U(1)$  es [12]

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{1}{2} (P_T)^{\mu\nu} [\Pi_0^X(p) X_\mu X_\nu + \Pi_0(p) \text{Tr}[A_\mu A_\nu] + \\ &\quad + \Pi_1(p) \Sigma A_\mu A_\nu \Sigma^T], \end{aligned} \quad (28)$$

donde  $X_\mu$  y  $A_\mu = A_\mu^a T^a + A_\mu^{\hat{a}} T^{\hat{a}}$  son los bosones gauge de  $U(1)$  y  $SO(5)$  respectivamente y el proyector transversal viene dado por  $(P_T)^{\mu\nu} \equiv \eta^{\mu\nu} - \frac{p^\mu p^\nu}{p^2}$ . Este lagrangiano a bajas energías nos daría el correspondiente término cuadrático dado en (26). Los factores de forma  $\Pi_0$  y  $\Pi_1$  vienen dados por los correladores asociados a las corrientes conservadas,  $\Pi_a$ , como los asociados a los generadores rotos,  $\Pi_{\hat{a}}$ ,

$$\Pi_0(p) = \frac{p^2}{g^2} + \Pi_a(p), \quad \Pi_1(p) = 2 [\Pi_{\hat{a}}(p) - \Pi_a(p)]. \quad (29)$$

Estos correladores se pueden escribir como una suma de infinitas resonancias [13]:

$$\begin{aligned} \Pi_a(p) &= p^2 \sum_n \frac{F_{\rho_n}^2}{p^2 + m_{\rho_n}^2}, \\ \Pi_{\hat{a}}(p) &= p^2 \sum_n \frac{F_{a_n}^2}{p^2 + m_{a_n}^2} + \frac{1}{2} f^2. \end{aligned} \quad (30)$$

Las resonancias  $\rho_n$  provienen de sextupletes de  $SO(4)$  mientras que las  $a_n$  son cuadrupletes. Se han denotado

las constantes de desintegración de las resonancias con  $F_{\rho_n, a_n}$ .

Se define en [8, 10-13] el siguiente parámetro para caracterizar la mezcla/interacción con el sector compuesto

$$\epsilon \equiv \frac{F_{\rho_n, a_n}}{m_{\rho_n, a_n}}. \quad (31)$$

Vemos que ambos correladores son de orden  $\epsilon^2$ . Por tanto el orden de los factores de forma [29] es

$$\Pi_0(p) = \mathcal{O}(\epsilon^0), \quad \Pi_1(p) = \mathcal{O}(\epsilon^2). \quad (32)$$

Considerando sólo los campos gauge de  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  y empleando [27], el lagrangiano [28] toma la forma [12]

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = \frac{1}{2} (P_T)^{\mu\nu} & \left[ \left( \Pi_0^X(p) + \Pi_0(p) + \frac{\sin^2(h/f)}{4} \Pi_1(p) \right) B_\mu B_\nu + \right. \\ & + \left( \Pi_0(p) + \frac{\sin^2(h/f)}{4} \Pi_1(p) \right) A_\mu^{aL} A_\nu^{aL} + \\ & \left. + 2 \sin^2(h/f) \Pi_1(p) \hat{H}^\dagger T^{aL} Y \tilde{H} A_\mu^{aL} B_\nu \right], \quad (33) \end{aligned}$$

donde se ha definido

$$\hat{H} \equiv \frac{1}{h} \begin{pmatrix} h^1 - ih^2 \\ h^3 - ih^4 \end{pmatrix}. \quad (34)$$

La contribución de los bosones gauge del Modelo Estándar proviene de los loops de los bosones  $SU(2)_L$  (despreciando las pequeñas correcciones de la hipercarga), la cual se calcula como un potencial de Coleman-Weinberg quedando,

$$V_{gauge}(h) = \frac{9}{2} \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \log \left( 1 + \frac{s_h^2}{4} \frac{\Pi_1(p)}{\Pi_0(p)} \right), \quad (35)$$

siendo  $s_h \equiv \sin(h/f)$  con  $f$  la escala de energía de la ruptura de  $SO(5) \rightarrow SO(4)$ . Haciendo un desarrollo en  $\epsilon$  del logaritmo de [35] hasta orden  $\epsilon^4$  queda

$$V(h) = \tilde{\alpha} s_h^2 + \tilde{\beta} s_h^4, \quad (36)$$

con

$$\begin{aligned} \tilde{\alpha} &= \frac{9}{2} \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \frac{\Pi_1}{4\Pi_0}, \\ \tilde{\beta} &= -\frac{9}{4} \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \left( \frac{\Pi_1}{4\Pi_0} \right)^2. \end{aligned} \quad (37)$$

Vemos que  $\tilde{\alpha} = \mathcal{O}(\epsilon^2)$  y  $\tilde{\beta} = \mathcal{O}(\epsilon^4)$ . El mínimo de este potencial se encuentra en

$$\langle s_h \rangle = \sqrt{\frac{-\tilde{\alpha}}{2\tilde{\beta}}}. \quad (38)$$

Este mínimo nos da la relación entre las escalas de las rupturas de simetrías, es decir,  $\langle s_h \rangle \equiv \frac{v}{f} \equiv \sqrt{\xi}$ . En la sección IV vimos que el valor de  $\xi$  debe ser muy pequeño, que en [38] implica que  $\tilde{\beta} \gg \tilde{\alpha}$ . Fijámonos en el orden en  $\epsilon$  vemos que esta condición no puede darse y por tanto la contribución gauge no puede generar una ruptura de simetría por sí sola. Además el hecho de que  $\beta$  sea negativo impide que se formen mínimos locales por la propia forma del potencial.

A continuación veremos que considerando loops de quarks top sí se consigue una ruptura de simetría.

## VII. CONTRIBUCIONES DEL TOP AL POTENCIAL DE HIGGS

Vamos a aplicar un procedimiento similar para la contribución fermiónica, concretamente la del quark top. Veremos que esta sí genera un potencial de Higgs con ruptura de simetría.

Para construir el lagrangiano de altas energías para fermiones consideramos que estos están embebidos en campos espuriones (campos auxiliares) de  $SO(5)$ . Es importante notar que dependiendo de la representación en la que estén embebidos los fermiones del Modelo Estándar las construcciones de los lagrangianos serán diferentes. Así, si se trabaja en la representación fundamental (5) de  $SO(5)$  el modelo se denomina MCHM<sub>5</sub>, mientras que si la representación es la antisimétrica (10) el modelo es MCHM<sub>10</sub>.

### A. MCHM<sub>5</sub>

Vamos a trabajar en el MCHM<sub>5</sub> tomando como contribución principal la del top. Las componentes levógiras y dextrógiras ( $t_L$  y  $t_R$ ) del top están embebidas en las representaciones  $\mathbf{r}_L = \mathbf{5}$  y  $\mathbf{r}_R = \mathbf{5}$  de  $SO(5)$ . El lagrangiano a orden cuadrático se puede escribir como sigue [13]

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = \bar{t}_L \not{p} & \left( \Pi_0^{tL}(p) + \frac{s_h^2}{2} \Pi_1^{tL}(p) \right) t_L + \bar{t}_R \not{p} \left( \Pi_0^{tR}(p) + \right. \\ & \left. + c_h^2 \Pi_1^{tR}(p) t_R + \left( \frac{s_h c_h}{\sqrt{2}} \bar{t}_L M_1^t(p) t_R + h.c. \right) \right), \quad (39) \end{aligned}$$

siendo  $s_h \equiv \sin(h/f)$  con  $f$  la escala de energía de la ruptura de  $SO(5) \rightarrow SO(4)$ . Los factores de forma  $\Pi_{0,1}^{tL,R}(p)$  y  $M_1^t(p)$  contienen la información dinámica del sector fuerte. La contribución del top al potencial de Higgs se calcula como un potencial de Coleman-Weinberg quedando

$$\begin{aligned} V_{top}(h) = -2N_C \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \log & \left[ -p^2 \left( \Pi_0^{tL} + \frac{s_h^2}{2} \Pi_1^{tL} \right) \right. \\ & \left. \left( \Pi_0^{tR} + c_h^2 \Pi_1^{tR} \right) - \frac{s_h^2 c_h^2}{2} M_1^{t2} \right]. \quad (40) \end{aligned}$$

Los factores de forma del top,  $\Pi_{0,1}^{tL,R}(p)$  y  $M_1^t(p)$ , pueden escribirse como funciones de los correladores del sector fuerte,  $\Pi_{Q_i}^{L,R}$ ,  $M_{Q_i}$ . Para esto hay que tener en cuenta la descomposición en representaciones de  $SO(4)$  sabiendo que  $\mathbf{5} = \mathbf{4} \oplus \mathbf{1}$ , de manera que

$$\begin{aligned}\Pi_0^{tL}(p) &= 1 + \Pi_{Q_4}^L(p), \quad \Pi_0^{tR}(p) = 1 + \Pi_{Q_4}^R(p), \\ \Pi_1^{tL}(p) &= \Pi_{Q_1}^L(p) - \Pi_{Q_4}^L(p), \quad \Pi_1^{tR}(p) = \Pi_{Q_1}^R(p) - \Pi_{Q_4}^R(p), \\ M_1^t(p) &= M_{Q_1}(p) - M_{Q_4}(p).\end{aligned}\quad (41)$$

Por su parte los correladores se pueden expresar como una suma sobre infinitas resonancias [13],

$$\begin{aligned}\Pi_{Q_4}^L(p) &= \sum_n \frac{|F_{Q_4}^L|^{(n)2}}{p^2 + m_{Q_4}^2}, \\ \Pi_{Q_1}^L(p) &= \sum_n \frac{|F_{Q_1}^L|^{(n)2}}{p^2 + m_{Q_1}^2},\end{aligned}\quad (42)$$

y del mismo modo para  $\Pi_{Q_{4,1}}^R$  cambiando  $L \leftrightarrow R$ . Los otros correladores son

$$\begin{aligned}M_{Q_4}(p) &= \sum_n \frac{F_{Q_4}^L F_{Q_4}^{R*} m_{Q_4}^{(n)}}{p^2 + m_{Q_4}^2}, \\ M_{Q_1}(p) &= \sum_n \frac{F_{Q_1}^L F_{Q_1}^{R*} m_{Q_1}^{(n)}}{p^2 + m_{Q_1}^2}.\end{aligned}\quad (43)$$

En estas expresiones  $Q_4^{(n)}$  y  $Q_1^{(n)}$  denotan los multipletes de las resonancias fermiónicas con los números cuánticos de  $\mathbf{4}$  y  $\mathbf{1}$  de  $SO(4)$ ,  $F_{Q_i}^{L,R}$  representa el término de mezcla de masas entre el top y las resonancias.

Teniendo en cuenta las expresiones (42) y (43) podemos ver que el orden en  $\epsilon$  de los todos los correladores,  $\Pi_{Q_4}^L$ ,  $\Pi_{Q_1}^L$ ,  $M_{Q_4}$ ,  $M_{Q_1}$ , es  $\mathcal{O}(\epsilon^2)$ , con una definición de  $\epsilon$  análoga a (31) usando los acoplamientos y masas de fermiones. A partir de las relaciones (41) finalmente obtenemos el orden de los factores de forma:

$$\begin{aligned}\Pi_0^{tL}(p) &= \mathcal{O}(\epsilon^0), \quad \Pi_0^{tR}(p) = \mathcal{O}(\epsilon^0), \\ \Pi_1^{tL}(p) &= \mathcal{O}(\epsilon^2), \quad \Pi_1^{tR}(p) = \mathcal{O}(\epsilon^2), \\ M_1^t(p) &= \mathcal{O}(\epsilon^2).\end{aligned}\quad (44)$$

El objetivo es hacer un desarrollo en  $\epsilon$  del logaritmo de (40). Esto se hace ya que si simplemente se expande en  $s_h^2$  a la hora de buscar un mínimo no trivial que esté en  $s_h \neq 0$  se necesita que términos de orden superior en  $s_h$  cancelen términos de orden inferior. Entonces, asumir que términos de orden superior son despreciables frente a términos de orden inferior en la expansión no es correcto.

Extraemos la parte de orden  $\mathcal{O}(\epsilon^0)$ , es decir, el término  $-p^2 \Pi_0^{tL} \Pi_0^{tR}$ . Para simplificar la notación definimos las siguientes cantidades que aparecen tras esta sustracción:

$$\Phi_L \equiv \frac{\Pi_1^{tL}}{2\Pi_0^{tL}}, \quad \Phi_R \equiv \frac{\Pi_1^{tR}}{\Pi_0^{tR}}, \quad \mu \equiv \frac{|M_1^t|^2}{2p^2 \Pi_0^{tL} \Pi_0^{tR}}. \quad (45)$$

El orden en  $\epsilon$  de estas cantidades se deduce trivialmente a partir de (44), teniendo

$$\Phi_L = \mathcal{O}(\epsilon^2), \quad \Phi_R = \mathcal{O}(\epsilon^2), \quad \mu = \mathcal{O}(\epsilon^4). \quad (46)$$

Expandiendo el logaritmo hasta orden  $\epsilon^4$  el potencial queda

$$V(h) = \alpha s_h^2 - \beta s_h^2 c_h^2, \quad (47)$$

con

$$\begin{aligned}\alpha &= [\Phi_L] - [\Phi_R] + \frac{1}{2} ([\Phi_R^2] - [\Phi_L^2]), \\ \beta &= -[\mu] + \frac{1}{2} ([\Phi_R^2] + [\Phi_L^2]),\end{aligned}\quad (48)$$

donde para simplificar estas expresiones empleamos la notación

$$[\dots] \equiv -2N_C \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} (\dots).$$

En base a (46) se tiene que  $\alpha = \mathcal{O}(\epsilon^2)$  y  $\beta = \mathcal{O}(\epsilon^4)$ . Veremos a continuación que ciertas supresiones hacen que en realidad  $\alpha = \mathcal{O}(\epsilon^4)$ .

El mínimo de este potencial se encuentra en

$$\langle s_h \rangle = \sqrt{\frac{\beta - \alpha}{2\beta}}. \quad (49)$$

Recordemos que el mínimo está relacionado con  $\xi$ ,  $\langle s_h \rangle = \sqrt{\xi}$ , y como este tiene un valor pequeño implica que  $\alpha$  y  $\beta$  tienen que ser del mismo orden, es decir,  $\alpha = \mathcal{O}(\epsilon^4)$ . Para que esto se dé debe haber una supresión en  $\Phi_L - \Phi_R$  que cancele los términos de orden  $\epsilon^2$  y por tanto

$$[\Phi_L] - [\Phi_R] = \mathcal{O}(\epsilon^4). \quad (50)$$

Definimos las siguientes cantidades

$$\begin{aligned}\Delta\Phi &= \Phi_L - \Phi_R, \\ \bar{\Phi} &= \Phi_L + \Phi_R,\end{aligned}\quad (51)$$

de orden  $\epsilon^4$  y  $\epsilon^2$  respectivamente. Igualando  $\alpha$  y  $\beta$  en estas nuevas cantidades obtenemos la siguiente relación, a orden  $\epsilon^4$ ,

$$[\mu] + [\Delta\Phi] - \frac{1}{4} [\bar{\Phi}^2] = 0. \quad (52)$$

Renormalizando en el lagrangiano (39) los términos cinéticos, el término de masa resultante nos da la masa del top:

$$m_t = \frac{|M_1^t(0)|}{\sqrt{2\Pi_0^{tL}(0)\tilde{\Pi}_0^{tR}(0)}} \langle s_h c_h \rangle. \quad (53)$$

con  $\tilde{\Pi}_0^{tR} \equiv \Pi_0^{tR} + \Pi_1^{tR}$ . Hay que tener en cuenta que para  $\epsilon^2 \ll 1$ , tenemos al orden más bajo  $\Pi_0^{tL}$ ,  $\Pi_0^{tR}$ ,  $\tilde{\Pi}_0^{tR} =$

$1 + \mathcal{O}(\epsilon^2)$ . Por otro lado, a partir del potencial (47) la masa del Higgs viene dada por

$$m_h^2 = \frac{8\beta}{f^2} \langle s_h^2 c_h^2 \rangle. \quad (54)$$

Vamos a realizar un análisis de esta expresión empleando una resonancia en primer lugar, para luego refinar el estudio incluyendo dos resonancias.

Como los términos que aparecen en  $\beta$  son positivos podemos obtener una cota inferior para la masa del Higgs empleando el primer término de (48) que combinándolo con (53) queda<sup>1</sup>

$$m_h^2 \geq \frac{4N_C}{\pi^2} \frac{m_t^2}{f^2} \int_0^\infty dp p \left| \frac{M_1^t(p)}{M_1^t(0)} \right|^2. \quad (55)$$

Para garantizar la convergencia de esta integral se requiere la regla de suma de Weinberg  $\lim_{p \rightarrow \infty} M_1^t(p) = 0$ . Este comportamiento se consigue con una sola resonancia y por tanto

$$\left| \frac{M_1^t(p)}{M_1^t(0)} \right| = \frac{m_Q^2}{p^2 + m_Q^2} \quad (56)$$

donde  $Q$  es la resonancia más ligera. De este modo el límite a la masa del Higgs viene dado por

$$m_h^2 \geq \frac{2N_C}{\pi^2} \frac{m_t^2}{f^2} m_Q^2, \quad (57)$$

que despejando y sustituyendo los valores de la masa del Higgs y del top [9],  $m_h = 125$  GeV,  $m_t = 162$  GeV,

$$m_Q/f \lesssim 1, \quad (58)$$

recordando que  $f \geq 550$  GeV.

Para tener una expresión explícita de  $\Pi_1^{tL,R}$  imponemos las reglas de suma de Weinberg,  $\lim_{p \rightarrow \infty} p^n \Pi_1^{tL,R}(p) = 0$  ( $n = 0, 2$ ), de tal modo que las contribuciones  $1/p^0$  y  $1/p^2$  sean cero y así las integrales no diverjan. Esto requiere al menos dos resonancias,  $Q_1^{(1)} \equiv Q_1$  y  $Q_1^{(4)} \equiv Q_4$ . De este modo se obtiene [13]

$$\Pi_1^{tL,R} = \left| F_{Q_4}^{L,R} \right|^2 \frac{(m_{Q_4}^2 - m_{Q_1}^2)}{(p^2 + m_{Q_4}^2)(p^2 + m_{Q_1}^2)}. \quad (59)$$

El hecho de que  $[\Delta\Phi]$  sea de orden  $\epsilon^4$  implica que a orden  $\epsilon^2$  se tiene que anular, es decir  $[\Delta\Phi] = 0$ . A orden  $\epsilon^2$  se puede tomar  $\Pi_0^{tL,R} = 1$  y por tanto

$$0 = \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} (\Phi_L - \Phi_R) = \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} \left( \frac{\Pi_1^{tL}}{2} - \Pi_1^{tR} \right). \quad (60)$$

Tomando (59) vemos que la ecuación integral anterior se puede reescribir como sigue

$$0 = \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} \left( \frac{|F_{Q_4}^L|^2}{2} - |F_{Q_4}^R|^2 \right) \frac{(m_{Q_4}^2 - m_{Q_1}^2)}{(p^2 + m_{Q_4}^2)(p^2 + m_{Q_1}^2)}. \quad (61)$$

Esto establece una relación o bien entre los acoplos

$$\Delta F^2 \equiv |F_{Q_4}^L|^2 - 2|F_{Q_4}^R|^2 = 0 \quad (62)$$

o bien entre las masas de las resonancias

$$m_{Q_4} = m_{Q_1}. \quad (63)$$

En lugar de quedarnos con el primer término de  $\beta$  en (48) ahora, empleando estas dos resonancias, la masa del Higgs se puede estimar incluyendo también las contribuciones de  $(\Pi_1^{tL})^2$  y  $(\Pi_1^{tR})^2$

$$m_h^2 \simeq \frac{2N_C}{\pi^2} \left[ \frac{m_t^2}{f^2} \frac{m_{Q_4}^2 m_{Q_1}^2}{m_{Q_1}^2 - m_{Q_4}^2} \log \left( \frac{m_{Q_1}^2}{m_{Q_4}^2} \right) + \frac{(\Delta F^2)^2}{4f^2} \langle s_h^2 c_h^2 \rangle \left( \frac{1}{2} \frac{m_{Q_4}^2 + m_{Q_1}^2}{m_{Q_1}^2 - m_{Q_4}^2} \log \left( \frac{m_{Q_1}^2}{m_{Q_4}^2} \right) - 1 \right) \right]. \quad (64)$$

Aplicamos a esta expresión las relaciones (62) y (63). Si aplicamos  $\Delta F^2 = 0$  llegamos a

$$m_h^2 \simeq \frac{2N_C}{\pi^2} \frac{m_t^2}{f^2} \frac{1}{\frac{1}{m_{Q_4}^2} - \frac{1}{m_{Q_1}^2}} \log \left( \frac{m_{Q_1}^2}{m_{Q_4}^2} \right). \quad (65)$$

Aplicando a (64) la relación entre masas (63)  $m_{Q_4} = m_{Q_1} \equiv m_Q$ , entendida como límite, obtenemos

$$m_h^2 \simeq \frac{2N_C}{\pi^2} \frac{m_t^2}{f^2} m_Q^2. \quad (66)$$

Vemos como la cota (58) que habíamos obtenido con una sola resonancia es en realidad una estimación

$$m_Q/f \simeq 1, \quad (67)$$

es decir, al incluir dos resonancias mejoran la predicciones.

## B. MCHM<sub>10</sub>

Hasta ahora hemos trabajado en el modelo MCHM<sub>5</sub> en el que las componentes del top están embebidas en quintupletes. Como mencionamos arriba, otra opción es trabajar en la representación antisimétrica, es decir, las componentes levóginas y dextróginas del top están embebidas en la representación **10** de  $SO(5)$  [13]. En este modelo las ecuaciones (47), (49) y (54) siguen siendo válidas, mientras que la masa del top viene dada por

$$m_t = \frac{|M_1^t(0)|}{\sqrt{16\Pi_0^{tL}(0)\Pi_0^{tR}(0)}} \langle s_h c_h \rangle. \quad (68)$$

<sup>1</sup> En las ecuaciones (55), (57), (64) y (72) obtenemos un factor 2 adicional con relación a los resultados de [13]

Aplicando el mismo procedimiento que en la construcción anterior y empleando las definiciones (45) se obtiene

$$\beta = N_C \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \left[ \frac{\mu}{4} + \left( \frac{3\Phi_L}{2} \right)^2 + \left( \frac{\Phi_R}{4} \right)^2 \right], \quad (69)$$

Con estas cantidades se obtiene la misma cota que en (58).

Como  $\mathbf{10} = \mathbf{4} \oplus \mathbf{6}$  la expresión de  $\Pi_1^{t_L, t_R}$  es la misma que (59) cambiando  $Q_1$  por  $Q_6$ . Con el análisis en órdenes de  $\epsilon$  llegamos a que los acoplos deben cumplir

$$\Delta F^2 \equiv (3|F_{Q_4}^L|^2 - |F_{Q_4}^R|^2)/2 = 0, \quad (70)$$

o bien las masas de las resonancias tienen que ser iguales,

$$m_{Q_4} = m_{Q_6}. \quad (71)$$

La expresión para la masa del Higgs es la misma que (64) reemplazando  $Q_1 \rightarrow Q_6$  y  $(\Delta F^2)^2 \rightarrow (\Delta F^2)^2 + |F_{Q_4}^L F_{Q_4}^R|^2$  (13).

Si aplicamos la condición  $\Delta F^2 = 0$  a la expresión de la masa del Higgs en este modelo

$$m_h^2 \simeq \frac{2N_c}{\pi^2} \left[ \frac{m_t^2}{f^2} \frac{m_{Q_4}^2 m_{Q_6}^2}{m_{Q_6}^2 - m_{Q_4}^2} \log \left( \frac{m_{Q_6}^2}{m_{Q_4}^2} \right) + \frac{|F_{Q_4}^L F_{Q_4}^R|^2}{4f^2} \times \left( \frac{1}{2} \frac{m_{Q_4}^2 + m_{Q_6}^2}{m_{Q_6}^2 - m_{Q_4}^2} \log \left( \frac{m_{Q_6}^2}{m_{Q_4}^2} \right) - 1 \right) \langle s_h^2 c_h^2 \rangle \right]. \quad (72)$$

La segunda línea proviene de la integral de  $\Phi_L$  y  $\Phi_R$  en (69) por lo que esta será positiva. Esto nos permite escribir (72) como una desigualdad

$$m_h^2 \geq \frac{2N_c}{\pi^2} \frac{m_t^2}{f^2} \frac{1}{\frac{1}{m_{Q_4}^2} - \frac{1}{m_{Q_6}^2}} \log \left( \frac{m_{Q_6}^2}{m_{Q_4}^2} \right). \quad (73)$$

Por otro lado así aplicamos la relación entre masas (71)  $m_{Q_4} = m_{Q_6} \equiv m_Q$  obtenemos, al igual que en MCHM<sub>5</sub>,

$$m_h^2 \simeq \frac{2N_c}{\pi^2} \frac{m_t^2}{f^2} m_Q^2, \quad (74)$$

que nos lleva de nuevo a

$$m_Q/f \simeq 1. \quad (75)$$

Es decir, de nuevo al emplear dos resonancias hemos obtenido una estimación en lugar de una cota.

## VIII. CONCLUSIONES

En el presente trabajo hemos abordado diversas sutilezas del MCHM discutido en los trabajos [8, 10-13]. En un principio se podría pensar que el desarrollo en serie de los potenciales se hace en torno al parámetro  $s_h$  suponiéndolo pequeño. Sin embargo estos desarrollos llevan o bien a resultados sin sentido o a potenciales en los que no hay ruptura de simetría.

La clave está, como hemos visto, en desarrollar según el orden en el parámetro  $\epsilon$  como se venía realizando en estos trabajos. Comparando el mínimo que se obtiene de esta manera con medidas experimentales hemos llegado a que debe haber una cancelación a orden  $\epsilon^2$  entre los correladores del modelo. Este comportamiento nos ha permitido establecer relaciones entre las masas de las resonancias, (63) y (71), y entre sus acoplos, (62) y (70).

Hemos comprobado, con este análisis en  $\epsilon$ , que los campos gauge no pueden producir la ruptura de simetría necesaria. Sin embargo los tops y resonancias fermiónicas sí lo pueden hacer.

En el modelo MCHM<sub>5</sub>, comparando el mínimo que se obtiene con medidas experimentales obtenemos que debe haber una cancelación a orden  $\epsilon^2$  entre los correladores del modelo. Tomando una sola resonancia fermiónica en los correladores obtenemos la cota (58) para la relación entre la masa de esta resonancia y la escala de la ruptura de simetría  $f$ . Si en lugar de una se toman dos resonancias vemos que la anterior cota se restringe más ya que obtenemos que esta relación debe ser  $m_Q/f \simeq 1$ .

Es interesante notar que en el modelo MCHM<sub>10</sub>, tomando el límite en el que las masas de las dos resonancias son iguales, se obtiene la misma predicción que en MCHM<sub>5</sub> lo que parece indicar que la estimación de  $m_Q/f$  es independiente del modelo. Si tomamos la condición de  $\Delta F^2 = 0$  en ambos modelos vemos que en MCHM<sub>5</sub> se obtiene la relación (65) mientras que para MCHM<sub>10</sub> esta relación pasa a ser una cota.

- 
- [1] A. Pich, Effective field theory: Course, in *Les Houches Summer School in Theoretical Physics, Session 68: Probing the Standard Model of Particle Interactions* (1998) pp. 949–1049, [arXiv:hep-ph/9806303](#).
- [2] A. Pich, The Standard Model of Electroweak Interactions, in *2010 European School of High Energy Physics* (2012) pp. 1–50, [arXiv:1201.0537 \[hep-ph\]](#).
- [3] E. J. Weinberg, *Radiative corrections as the origin of spontaneous symmetry breaking*, Ph.D. thesis, Harvard

- U. (1973), [arXiv:hep-th/0507214](#).
- [4] M. E. Peskin and D. V. Schroeder, *An Introduction to quantum field theory* (Addison-Wesley, Reading, USA, 1995).
- [5] S. Coleman, J. Wess, and B. Zumino, Structure of phenomenological lagrangians. i, [Phys. Rev. \*\*177\*\*, 2239 \(1969\)](#).
- [6] C. G. Callan, S. Coleman, J. Wess, and B. Zumino, Structure of phenomenological lagrangians. ii, [Phys. Rev.](#)

- [177](#), [2247](#) (1969).
- [7] A. Pich, I. Rosell, J. Santos, and J. J. Sanz-Cillero, Fingerprints of heavy scales in electroweak effective Lagrangians, [JHEP](#) **04**, 012, [arXiv:1609.06659](#) [hep-ph].
- [8] K. Agashe, R. Contino, and A. Pomarol, The Minimal composite Higgs model, [Nucl. Phys. B](#) **719**, 165 (2005), [arXiv:hep-ph/0412089](#).
- [9] P. Zyla *et al.* (Particle Data Group), Review of Particle Physics, [PTEP](#) **2020**, 083C01 (2020).
- [10] R. Contino, D. Marzocca, D. Pappadopulo, and R. Rattazzi, On the effect of resonances in composite Higgs phenomenology, [JHEP](#) **10**, 081, [arXiv:1109.1570](#) [hep-ph].
- [11] G. Panico and A. Wulzer, [The Composite Nambu-Goldstone Higgs](#), Vol. 913 (Springer, 2016) [arXiv:1506.01961](#) [hep-ph].
- [12] R. Contino, The Higgs as a Composite Nambu-Goldstone Boson, in [Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics: Physics of the Large and the Small](#) (2011) pp. 235–306, [arXiv:1005.4269](#) [hep-ph].
- [13] A. Pomarol and F. Riva, The Composite Higgs and Light Resonance Connection, [JHEP](#) **08**, 135, [arXiv:1205.6434](#) [hep-ph].