

COTAS A NUEVA FÍSICA POR MEDIO DE OPERADORES EFECTIVOS DE DIMENSIÓN SEIS

por

Roberto Martínez¹ & Diego Torres²

Resumen

Martínez, R. & D. Torres: Cotas a nueva física por medio de operadores efectivos de dimensión seis. Rev. Acad. Colomb. Cienc. **28** (107): 245-252, 2004. ISSN: 0370-3908.

Se estudian acoplamientos anómalos del bosón de Higgs con los bosones vectoriales neutros Z y γ en el marco de una teoría efectiva parametrizada por medio de operadores de dimensión seis invariantes ante el grupo de simetrías $SU(2)_Y \otimes U(1)_L$. Se acotan los parámetros f_{WW}/Λ^2 , f_{BB}/Λ^2 , f_{BW}/Λ^2 y $f_{\Phi,1}/\Lambda^2$ mediante resultados experimentales, y se estudian posibles desviaciones del modelo estándar originadas por la nueva física en los decaimientos $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow \gamma Z$.

Palabras clave: Operadores efectivos, teorías efectivas, modelo estándar.

Abstract

We study the anomalous coupling of Higgs bosons with the neutral gauge boson Z and γ in the context of an effective theory with six dimension invariant operators under $SU(2) \otimes U(1)$ symmetry. We find bounds for the f_{WW}/Λ^2 , f_{BB}/Λ^2 , f_{BW}/Λ^2 and $f_{\Phi,1}/\Lambda^2$ parameters using the experimental results. We also consider deviations from the Standard Model due to new physics application to the processes decay $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow \gamma Z$.

Key words: Effective operators, effective theories, standar model.

1. Introducción

El Modelo Estándar de las interacciones electrodébiles (ME) es una teoría de gauge basada en el grupo de simetrías $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ con un rompimiento que deja

invariante el grupo $U(1)_Q$ del electromagnetismo. Esta teoría tiene gran aceptación en la comunidad internacional por sus predicciones y aciertos. Entre ellos tenemos los descubrimientos de los quarks pesados charm, bottom y el top más recientemente. Otros de los grandes

¹ Universidad Nacional de Colombia, Departamento de Física, Bogotá, romart@ciencias.unal.edu.co

² Universidad Nacional de Colombia, Departamento de Física, Bogotá, diegot@ciencias.unal.edu.co

aciertos es la predicción de corrientes neutras en el modelo y el descubrimiento del bosón de gauge Z , portador de la interacción débil. También se infiere de los experimentos del colisionador electrón positrón en el CERN que el número de neutrinos ligeros es tres y, por ende, únicamente se pueden tener tres familias. Las correcciones radiativas a un loop o correcciones cuánticas han sido también probadas experimentalmente. A pesar de estos aciertos, el modelo todavía no se puede considerar como la teoría final de las interacciones fundamentales. Existen problemas para explicar por qué deberían existir únicamente tres familias y las relaciones de las masas de los fermiones es un completo enigma.

La masa del quark top es de 175 GeV y las masas de los neutrinos son del orden de los “eV”, es decir, las diferencias de masas corresponden a 11 cifras significativas. Todos los fenómenos de bajas energías a escalas menor de 1 GeV tampoco se pueden explicar con una teoría fundamental con un grupo de gauge $SU(3)_C$ porque los estados que se realizan en la naturaleza, son estados ligados de quarks generando una teoría fuertemente interactuante la cual no es perturbativa. Otro punto de fundamental importancia es el origen del rompimiento espontáneo de la simetría el cual es fundamental para dotar las partículas con masa, tanto fermiones como campos de gauge. Dicho mecanismo deja un reducto, el Higgs, el cual es un campo de espín cero, carga electromagnética igual a cero y la masa es un parámetro desconocido en el modelo.

La teoría electrodébil la propuso E. Fermi para explicar el decaimiento radiativo de los átomos debido a que la teoría electromagnética predice una vida media demasiado pequeña comparada con los experimentos. Fermi propuso un Hamiltoniano de interacción similar al electromagnetismo pero cambiando la constante de interacción

$$H = \frac{G_F}{\sqrt{2}} J_\mu^\dagger(\text{muón}) J^\mu(\text{electrón}), \quad (1)$$

donde el Hamiltoniano propuesto tiene corrientes que

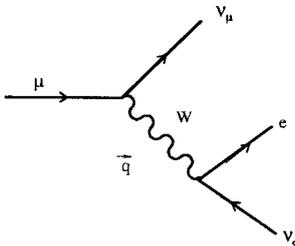


Figura 1: Decaimiento $\mu \rightarrow e\nu_\mu\nu_e$ en el Modelo Estándar.

conservan la paridad. Posteriormente Cheng y Lee en 1956 propusieron una teoría donde la paridad se viola en esta interacción y en 1958 la señora Wu encontró en el laboratorio, en el decaimiento de Cobalto 60, que efectivamente se presentaba un máximo de violación de la paridad y que el neutrino tiene quiralidad izquierda. El Hamiltoniano propuesto por Fermi originalmente es una teoría efectiva con un lagrangiano de interacción de dimensión de momento igual a seis y la constante de acoplamiento G_F con unidades de momento igual a -2 . Dicha teoría es efectiva y ésta debe obtenerse de una teoría mas fundamental, donde se han integrado modos pesados los cuales se manifiestan en la constante de acoplamiento con unidades de momento.

Al construir la teoría fundamental con simetría $SU(2)_I \otimes U(1)_Y$ (ME), el lagrangiano de interacción está dado por

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{ig}{2\sqrt{2}} \bar{\psi}(l)\gamma_\mu(1 - \gamma_5)\psi(\nu_l)W^{\nu-} \\ & + \frac{ig}{4\cos\theta_W} \bar{\psi}(\nu_l)\gamma_\mu(1 - \gamma_5)\psi(\nu_l)Z^\mu \\ & - \frac{ig}{4\cos\theta_W} \bar{\psi}(l)\gamma_\mu [(1 - \gamma_5) - 4\sin^2\theta_W] \psi(l)Z^\mu \end{aligned} \quad (2)$$

donde θ_W es el ángulo de Weinberg, l denota los leptones electrón o muón y ν_l los neutrinos electrónicos o muónicos. W_μ^\pm son los campos de gauge portadores de las corrientes cargadas de la interacción débil y Z el de la corriente neutra. El Hamiltoniano efectivo o la amplitud de probabilidad para el decaimiento $\mu \rightarrow e\nu_\mu\nu_e$, de la figura 1, se escribe en la forma

$$\begin{aligned} H = & \frac{ig}{2\sqrt{2}} \bar{\psi}(\nu_\mu)\gamma_\mu(1 - \gamma_5)\psi(\mu) \frac{-ig_{\mu\nu}}{q^2 - M_W^2} \\ & \times \frac{ig}{2\sqrt{2}} \bar{\psi}(e)\gamma_\nu(1 - \gamma_5)\psi(\nu_e) \\ \simeq & -i \frac{g^2}{8M_W^2} \bar{\psi}(\nu_\mu)\gamma_\mu u(1 - \gamma_5)\psi(\mu) \\ & \times \bar{\psi}(e)\gamma_\nu u(1 - \gamma_5)\psi(\nu_e), \end{aligned} \quad (3)$$

donde se supone que el momento transferido q se desprecia comparado con la masa del campo de gauge W_μ , es decir, $q^2 - M_W^2 \approx -M_W^2$. Si comparamos con el Hamiltoniano propuesto originalmente por Fermi para describir fenómenos de bajas energías, del orden de 1 GeV, para el decaimiento beta o para el decaimiento del muón, la constante de acoplamiento efectiva propuesta por Fermi es

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2}, \quad (4)$$

donde en la teoría fundamental tenemos un campo de gauge portador de la interacción débil W con una masa de 80.4 GeV. A bajas energías este campo no se puede producir y por esta razón en una teoría a esta escala se puede ver como un modo que se ha integrado de una teoría fundamental, el cual se refleja en la constante de acoplamiento con unidades de momento igual a -2 .

2. Teoría

En este marco de las teorías efectivas queremos estudiar las interacciones del Higgs con el fotón y el campo Z . Como mencionamos esta partícula no se ha detectado y su observación en el laboratorio es bastante difícil. El modo de decaimiento mas importante, si su masa es inferior a 180 GeV, es en dos fermiones, en particular en dos quarks bottom, porque dicho acoplamiento, Higgs fermion fermion, es proporcional a la masa del fermion. Sin embargo, este modo es muy difícil de observar experimentalmente debido al ruido en el estado final.

El decaimiento en dos fotones está suprimido en el modelo, sin embargo al considerar las correcciones radiativas a un loop o las correcciones cuánticas de la teoría, este modo se presenta cuando en el loop aparecen campos de gauge W o fermiones con carga electromagnética y los fotones se acoplan a estas partículas virtuales en el loop. Este decaimiento es 10^{-3} veces menor que el decaimiento en dos quark bottom, sin embargo su ruido es relativamente pequeño haciendolo mas importante para la detección del Higgs. Por esta razón estos modos de corrientes neutras son muy importantes a pesar de estar suprimidos en la teoría.

La técnica de correcciones radiativas es bastante compleja en el ME. Tampoco tenemos una teoría fundamental a escalas de energía mayor que la escala de la teoría electrodébil aceptable que permita determinar con precisión cuales serían las correcciones cuánticas de los modos de decaimiento del Higgs en canales neutros. Por esta razón adoptaremos una teoría efectiva donde, a la escala electrodébil, los modos pesados se han integrado quedando la simetría remanente $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Dicha teoría efectiva la construiremos con los campos de la teoría electrodébil, lo cual implicaría tener mas de 80 operadores efectivos de dimensión seis[7]. De este conjunto seleccionaremos solo aquellos operadores efectivos que contenga la interacción del Higgs con modos neutros.

Si escribiéramos la teoría efectiva de la forma

$$\mathcal{L} = \sum_i \frac{f_i}{\Lambda^2} \mathcal{O}_i \quad (5)$$

entonces las constantes de acoplamiento son de la forma f_i/Λ^2 con unidades de masa igual a -2 y \mathcal{O}_i son los operadores de dimensión seis mostrados a continuación

$$\begin{aligned} \mathcal{O}_{BW} &= \Phi^\dagger \hat{\mathbf{B}}_{\mu\nu} \hat{\mathbf{W}}^{\mu\nu} \Phi, \\ \mathcal{O}_{WW} &= \Phi^\dagger \hat{\mathbf{W}}_{\mu\nu} \hat{\mathbf{W}}^{\mu\nu} \Phi, \\ \mathcal{O}_{BB} &= \Phi^\dagger \hat{\mathbf{B}}_{\mu\nu} \hat{\mathbf{B}}^{\mu\nu} \Phi, \\ \mathcal{O}_W &= (D_\mu \Phi)^\dagger \hat{\mathbf{W}}^{\mu\nu} D_\nu \Phi, \\ \mathcal{O}_B &= (D_\mu \Phi)^\dagger \hat{\mathbf{B}}^{\mu\nu} D_\nu \Phi, \\ \mathcal{O}_{\Phi,1} &= (D_\mu \Phi)^\dagger \Phi^\dagger \Phi D^\mu \Phi, \end{aligned} \quad (6)$$

con Φ los campos de Higgs dobletes de $SU(2)$, D_μ la derivada covariante asociada al grupo de gauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, $\hat{\mathbf{B}}_{\mu\nu} = i(g'/2)B_{\mu\nu}$ y $\hat{\mathbf{W}}_{\mu\nu} = i(g/2)\sigma^a W_{\mu\nu}^a$ donde $B_{\mu\nu}$ y $W_{\mu\nu}^a$ son los tensores de curvatura asociados a los campos de gauge de los grupos $U(1)_Y$ y $SU(2)_L$ respectivamente. El lagrangiano efectivo generado por los operadores efectivos anteriores es

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{eff} &= g_{H\gamma\gamma} H A_{\mu\nu} A^{\mu\nu} + g_{HZ\gamma}^{(1)} A_{\mu\nu} Z^\mu \partial^\nu H \\ &+ g_{HZ\gamma}^{(2)} H A_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} + g_{HZZ}^{(1)} Z_{\mu\nu} Z^\mu \partial^\nu H \\ &+ g_{HZZ}^{(2)} H Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} + g_{HZZ}^{(3)} H Z_\mu Z^\mu \end{aligned} \quad (7)$$

donde $A(Z)_{\mu\nu} = \partial_\mu A(Z)_\nu - \partial_\nu A(Z)_\mu$, y los acoplamientos efectivos están dados por

$$\begin{aligned} g_{H\gamma\gamma} &= \left(\frac{gM_W}{\Lambda^2} \right) \frac{\sin^2 \theta_W (f_{BB} + f_{WW} - f_{BW})}{2} \\ g_{HZ\gamma}^{(1)} &= \left(\frac{gM_W}{\Lambda^2} \right) \frac{\sin \theta_W (f_W - f_B)}{2 \cos \theta_W} \end{aligned}$$

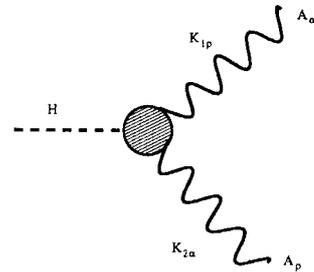


Figura 2: Decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$.

$$\begin{aligned}
g_{HZ\gamma}^{(2)} &= \left(\frac{gM_W}{\Lambda^2} \right) \frac{\sin \theta_W}{2 \cos^2 \theta_W} \\
&\times [2 \sin^2 \theta_W f_{BB} - 2 \cos^2 \theta_W f_{WW} \\
&\quad + \cos 2\theta_W f_{BW}] \\
g_{HZZ}^{(1)} &= \left(\frac{gM_W}{\Lambda^2} \right) \frac{\cos^2 \theta_W f_W + \sin^2 \theta_W f_B}{2 \cos^2 \theta_W} \\
g_{HZZ}^{(2)} &= - \left(\frac{gM_W}{\Lambda^2} \right) \left[\frac{\sin^4 \theta_W f_{BB}}{2 \cos^2 \theta_W} \right. \\
&\quad \left. + \frac{\cos^4 \theta_W f_{WW} + \cos^2 \theta_W \sin^2 \theta_W f_{BW}}{2 \cos^2 \theta_W} \right] \\
g_{HZZ}^{(3)} &= 2 \left(\frac{M_W^3}{g\Lambda^2} \right) \frac{f_{\Phi,1}}{\cos^2 \theta_W} \quad (8)
\end{aligned}$$

Si suponemos que los acoplamientos f_i son del orden de la unidad y la nueva física o los modos que hemos integrado, que generaron estos operadores efectivos los modos aparecen a la escala de un TeV, entonces podemos suponer $\Lambda \approx 1000$ GeV. En este caso los acoplamientos efectivos se esperan que sean del orden de $M_W/\Lambda^2 \approx 10^{-4}$. Podría tenerse modos de la escala alta que no se desacoplen y dichos acoplamientos efectivos fueran uno o dos ordenes de magnitud mayor, lo cual favorecería enormemente los decaimientos del Higgs en los modos neutros $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow \gamma Z$ o $H \rightarrow ZZ$.

Un punto interesante es determinar los acoplamientos de los operadores efectivos generados a un loop por el ME. El ancho de decaimiento de $H \rightarrow \gamma\gamma$ esta dado por

$$\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{g_{H\gamma\gamma}^2}{\pi} m_H^3, \quad (9)$$

donde $g_{H\gamma\gamma}$ es el acoplamiento el cual puede ser generado mediante correcciones radiativas en el ME, ó mediante la teoría efectiva con las constantes de la ecuación (8), figura 2. Realizando el cálculo a un loop en el ME,

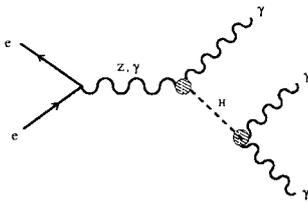


Figura 3: Proceso $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$.

el ancho de decaimiento está dado por la expresión

$$\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma)_{MS} = \frac{\alpha^2 g^2}{1024\pi^3} \frac{m_H^3}{M_W^2} |I|^2. \quad (10)$$

Comparando las dos expresiones la constante efectiva que produce el ME debido a las correcciones a un loop está dada por:

$$g_{H\gamma\gamma} = \frac{\alpha g}{16\pi M_W} |I| \quad (11)$$

donde $|I|$ se mostrará explícitamente mas adelante en la ecuación (21). En este caso el valor límite de la constante efectiva a un loop del ME es

$$g_{H\gamma\gamma} \approx 1 \times 10^{-6} \quad (12)$$

Un análisis similar se puede hacer para el caso del decaimiento $H \rightarrow \gamma Z$ donde los valores obtenidos serían del mismo orden de magnitud.

3. Cotas a los parámetros

Acotar los parámetros de los operadores efectivos se realiza de manera indirecta usando resultados experimentales. En esta sección acotaremos cuatro de los seis parámetros. Dos de ellos (f_{BB}/Λ^2 y f_{WW}/Λ^2), serán acotados por medio de la sección eficaz del proceso $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$, cuyo diagrama se ve en la figura 3, y el paquete *CompHEP*. Los otros dos parámetros (f_{BW}/Λ^2 y $f_{\Phi,1}/\Lambda^2$) serán acotados usando la masa del Z y del W [2].

Los resultados experimentales que usamos son de la colaboración OPAL[1]. Hemos sustraído el background del modelo estándar y hemos supuesto que la nueva física contribuye con la diferencia entre los resultados experimentales y la contribución proveniente de la electrodinámica cuántica. En la tabla 1 resumimos los datos usados en nuestro análisis.

\sqrt{S} (GeV)	\mathcal{L} (pb^{-1})	"MS"	"Exp"	σ_{anom} (pb)
130	2.69	1.0 ± 0.2	2	0.37 ± 0.07

Tabla 1: Datos usados del experimento OPAL; \mathcal{L} es la luminosidad integrada. "MS" eventos producidos por el modelo estándar. "EXP." eventos medidos experimentalmente. σ_{anom} es la sección eficaz anómala obtenida y la cual suponemos que es originada por la nueva física.

Las sección eficaz la calculamos usando el paquete *CompHEP*[3]. Las regiones permitidas para los operadores $f_{BB}/\Lambda^2 \times f_{WW}/\Lambda^2$, para diferentes masas del Higgs, se ven en las figura 4. En la medida en que la masa del Higgs aumenta, los parámetros van adquiriendo un mayor valor para evitar que la amplitud se desacople. De esta manera una masa muy pesada para el Higgs podría hacer que estos procesos adquieran una mayor importancia, si comparamos los valores obtenidos para f_i/Λ^2 con el valor predicho para la contribución a un loop del ME, ecuación (12). La simetría observada en las figuras es debida a que las únicas constantes que entran en el proceso son $g_{H\gamma\gamma}$ y $g_{HZZ}^{(2)}$ de la ecuación (8). Teniendo en cuenta que estamos suponiendo $f_{BW} = 0$, entonces la contribución anómala para el acople $H\gamma\gamma$ es cero si $f_{BB} = -f_{WW}$, lo cual coincide con el resultado obtenido en la gráfica.

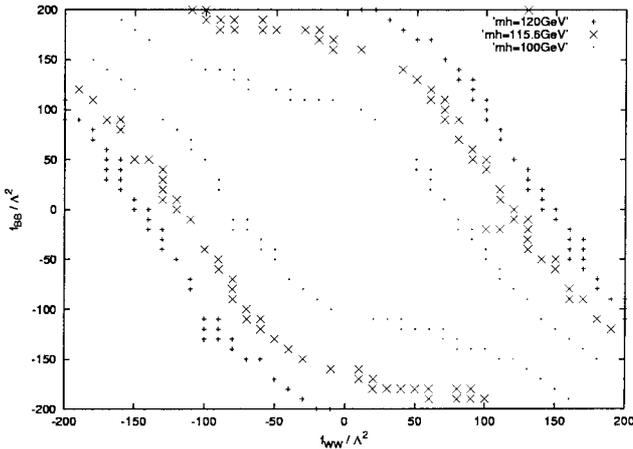


Figura 4: Regiones permitidas para el plano $f_{BB}/\Lambda^2 \times f_{WW}/\Lambda^2$ para una masa del Higgs entre 100 GeV y 120 GeV. Los valores para los ejes están dados en TeV^{-2} .

4. Cotas a los parámetros f_{BW} y $f_{\Phi,1}$

Los efectos dados por los parámetros f_{BW} y $f_{\Phi,1}$ son observables y, de experimentos de alta precisión como violación de paridad atómica, masa del W y decaimiento del μ , podemos hallar restricciones a los parámetros substrayendo del modelo estándar las contribuciones a las amplitudes. Los experimentos actuales son sensibles a efectos de un loop. Y, por tanto, se deben incluir estos efectos en cualquier tipo de análisis realizado. Los parámetros f_{BW} y $f_{\Phi,1}$, afectan las amplitudes de corrientes neutras (CN) y de corrientes cargadas (CC) a nivel árbol. En el caso de $f_{\Phi,1}$, éste afecta la masa del Z y de esta manera modificará el propagador.

Para determinar los valores de f_{BW} y $f_{\Phi,1}$ de la masa del Z y W , veamos como se corrige el propagador del campo de gauge debido a un operador efectivo o una corrección cuántica. La expresión en general para el propagador se escribe como

$$\frac{i}{p^2 - M_{phys}^2 + i\Gamma M_{phys}}, \tag{13}$$

donde M_{phys} es la masa física y Γ es el ancho de decaimiento de la partícula[4]. Este propagador puede ser expandido en teoría de perturbaciones como:

$$\begin{aligned} & \frac{i}{p^2 - M_{phys}^2 + i\Gamma M_{phys}} = \\ & \frac{i}{p^2 - m^2} + \frac{i}{p^2 - m^2} \frac{1}{i} \Sigma(p) \frac{i}{p^2 - m^2} \\ & + \frac{i}{p^2 - m^2} \frac{1}{i} \Sigma(p) \frac{i}{p^2 - m^2} \frac{1}{i} \Sigma(p) \frac{i}{p^2 - m^2} + \dots, \end{aligned} \tag{14}$$

donde $\Sigma(p)$ se le denomina el término de autointeracción, y puede ser escrito en la forma

$$\Sigma(p) = \text{Re}(\Sigma) + i\text{Im}(\Sigma). \tag{15}$$

obteniendose

$$\begin{aligned} M_{phys}^2 & \equiv M^2 - \text{Re}(\Sigma(p)), \\ \Gamma & \equiv \frac{\text{Im}(\Sigma(p))}{M_{phys}}. \end{aligned}$$

Una representación gráfica de la ecuación (14) se encuentra en la figura 5. El valor de $\Sigma(p)$ dependerá de las partículas que participen en los loops internos. Si agregáramos nueva física al ME con un parámetro f_i

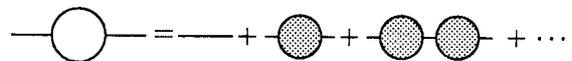


Figura 5: Representación gráfica de la ecuación (14). El círculo en blanco representa el propagador total, los círculos en gris representan las expansiones en el término de autoenergía $-i\Sigma$.

a determinar, la contribución a la masa de la partícula sería

$$M_{phys}^2 = M_{gm}^2 - \text{Re}(\Sigma(p))_{ME} - \text{Re}\Sigma(f_i)_{NP}, \quad (16)$$

donde $\Sigma(p)_{ME}$ contiene la contribución a un loop del quark Top y el Higgs, $\Sigma(f_i)_{NP}$ es la contribución dada por la nueva física. En particular los operadores \mathcal{O}_B y $\mathcal{O}_{\phi,1}$ contribuyen a $\text{Re}(\Sigma(f_i)_{NP})$ lo cual permite que los parámetros f_{BW} y $f_{\phi,1}$ se puedan acotar usando resultados experimentales recientes. Los valores que se obtienen usando la ecuación (16) son [8]:

$$f_{BW} = 3.7 + 0.085x_H \pm 2.4, \quad (17)$$

$$f_{\phi,1} = 0.30 - 0.028x_H + 0.32x_t \pm 0.16. \quad (18)$$

donde

$$\begin{aligned} x_H &= \ln \frac{M_H}{100\text{GeV}}, \\ x_t &= \frac{M_t - 175\text{GeV}}{100\text{GeV}}. \end{aligned} \quad (19)$$

Para $m_H = 130$ GeV y $m_t = 175.4$ GeV obtenemos:

$$\begin{aligned} \frac{f_{BW}}{\Lambda^2} &= 3.7 \pm 2.4 \text{ TeV}^{-2}, \\ \frac{f_{\phi,1}}{\Lambda^2} &= 0.29 \pm 0.16 \text{ TeV}^{-2}, \end{aligned}$$

donde se ha tenido como base el hecho de que los otros operadores se anulan.

5. Desviaciones con respecto al modelo estándar

Los decaimientos del Higgs en $\gamma\gamma$ y $Z\gamma$ son afectados por las interacciones anómalas de los operadores de dimensión seis los cuales pueden contribuir a nivel de un loop. Nuestro interés se centrará en el estudio de desviaciones respecto al ME de los decaimientos $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow Z\gamma$.

5.1 $H \rightarrow \gamma\gamma$

La expresión para el decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$ predicha por el ME a un loop y la contribución de los operadores efectivos se puede expresar en la forma

$$\begin{aligned} \Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma) &= \frac{\alpha \sin^2 \theta_W M_W^2 M_H^3}{4} \left| \frac{f_{BB} + f_{WW}}{\Lambda^2} \right. \\ &\quad \left. - \frac{f_{BW}}{\Lambda^2} + \frac{\alpha}{8\pi \sin^2 \theta_W m_W^2} I \right|^2, \end{aligned} \quad (20)$$

con

$$I = \sum_i N_{ci} e_i^2 F_i, \quad (21)$$

$i = \text{espín-0, espín-1/2 y espín-1}$, e es la carga eléctrica en unidades de la carga del electrón. N_{ci} es la multiplicidad del color (1 para leptones y 3 para quarks). Las funciones F_i están dadas por,

$$F_1 = 2 + 3\tau + 3\tau(2 - \tau)f(\tau),$$

$$F_{1/2} = -2\tau [1 + (1 - \tau)f(\tau)], \quad (22)$$

$$F_0 = \tau [1 - \tau f(\tau)], \quad (23)$$

con

$$\tau = \frac{4m_i^2}{m_H^2},$$

y

$$f(\tau) = \begin{cases} \left[\arcsin \left(\sqrt{1/\tau} \right) \right]^2 & \text{si } \tau \geq 1, \\ -\frac{1}{4} \left[\ln \left(\frac{1+\sqrt{1-\tau}}{1-\sqrt{1-\tau}} \right) \right]^2 & \text{si } \tau < 1. \end{cases} \quad (25)$$

En la figura 6 comparamos el valor predicho por ME y el valor corregido debido a la contribución de los operadores efectivos. Vemos como el valor de los operadores puede aumentar de manera significativa el ancho de decaimiento de este proceso. Dichos valores son muy importantes, porque desviaciones experimentales del ME confirmarían la contribución de nueva física,

5.2 $H \rightarrow \gamma Z$

Este proceso es muy similar al proceso $H \rightarrow \gamma\gamma$; la contribución al modelo estándar es a un loop, y de nuevo las contribuciones de los operadores de dimensión seis

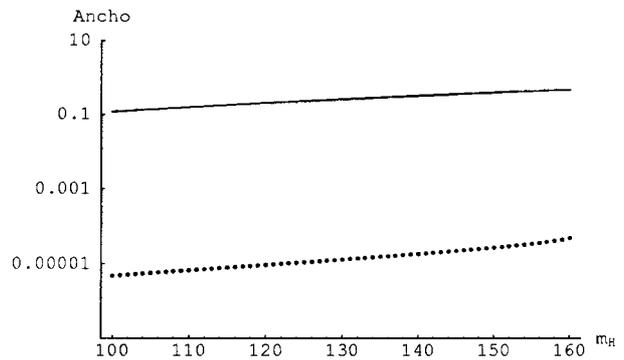


Figura 6: Decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$, la línea continua es para valores de los operadores $\frac{f_{BB}}{\Lambda^2} = \frac{f_{WW}}{\Lambda^2} = 100\text{GeV}^{-2}$ y los demás operadores con un valor de cero, la línea punteada es modelo estándar puro. Los valores para la masa y el ancho de decaimiento están dados en GeV.

son a nivel árbol. El ancho total para este proceso está dado por

$$\Gamma(H \rightarrow Z\gamma) = \frac{\alpha(m_H^2 - M_Z^2)^3 M_Z^2}{16M_H^3} \left| \frac{f_W - f_B + 4\sin^2\theta_W f_{BB}}{\Lambda^2} - \frac{4\cos^2\theta_W f_{WW}}{\Lambda^2} + \frac{2(\cos^2\theta_W - \sin^2\theta_W)f_{BW}}{\Lambda^2} + \frac{\alpha}{2\pi s_W c_W m_Z^2} A \right|^2. \quad (26)$$

De (26) vemos que la parametrización del ME está dada por la función compleja $A = A_F + A_W$ [5]; A_F y A_W se pueden escribir como:

$$A_F = \sum_f N_{cf} \frac{-2e_f (T_f^{3L} - 2e_f \sin^2\theta_W)}{\sin\theta_W \cos\theta_W} \quad (27)$$

$$\begin{aligned} & \times [I_1(\tau_f, \lambda_f) - I_2(\tau_f, \lambda_f)], \\ A_W = & -\cot\theta_W [4(3 - \tan^2\theta_W)I_2(\tau_W, \lambda_W) \\ & + ((1 + 2/\tau_W)\tan^2\theta_W - (5 + 2/\tau_W)) \\ & \times I_2(\tau_W, \lambda_W)]. \end{aligned} \quad (28)$$

donde

$$\tau_f \equiv \frac{4m_f^2}{m_H^2}, \quad \lambda_f \equiv \frac{4m_f^2}{m_Z^2}, \quad \tau_W \equiv \frac{4m_W^2}{m_H^2}, \quad \lambda_W \equiv \frac{4m_W^2}{m_Z^2},$$

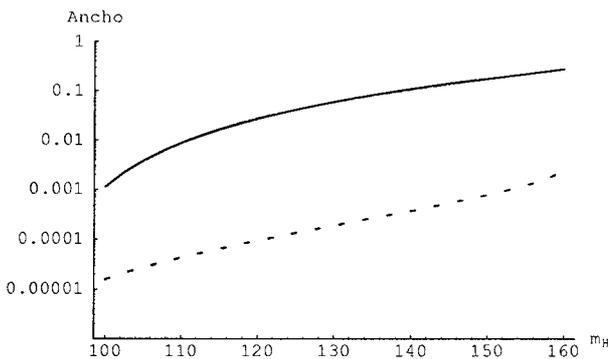


Figura 7: Decaimiento $H \rightarrow Z\gamma$, la línea continua es para valores de los operadores $\frac{f_{BB}}{\Lambda^2} = \frac{f_{WW}}{\Lambda^2} = 100 \text{ GeV}^{-2}$ y los demás operadores con un valor de cero, la línea punteada es modelo estándar puro. Los valores para la masa y el ancho de decaimiento están dados en GeV .

y las funciones I_1 e I_2 están dadas por

$$\begin{aligned} I_1(a, b) &= \frac{ab}{2(a-b)} + \frac{a^2 b^2}{2(a-b)^2} [f(a) - f(b)] \\ &+ \frac{a^2 b^2}{2(a-b)^2} [g(a) - g(b)], \\ I_2(a, b) &= -\frac{ab}{2(a-b)} [f(a) - f(b)], \\ g(\tau) &= \begin{cases} \sqrt{\tau-1} \text{Arcsin}(1/\sqrt{\tau}), & \text{si } \tau \geq 1 \\ \frac{1}{2}\sqrt{1-\tau} \left[\ln \left(\frac{1+\sqrt{1-\tau}}{1-\sqrt{1-\tau}} \right) \right] & \text{si } \tau \leq 1. \end{cases} \end{aligned}$$

La función $f(\tau)$ ha sido presentada en (25).

En la figura 7 vemos la comparación entre ME y la contribución dada por dos valores para f_{WW}/Λ^2 y f_{BB}/Λ^2 . Nuevamente observamos que hay aporte significativo al ancho de decaimiento de este proceso por parte de los operadores.

6. Conclusión

En este artículo se han estudiado teorías mas allá del ME mediante el uso de operadores efectivos, los cuales son útiles para parametrizar interacciones a bajas energías de teorías a mas altas energías, en las cuales se han integrado los modos pesados, a modo de ejemplo mostramos que la interacción a cuatro fermiones en la teoría de Fermi es una interacción efectiva del ME.

Se estudiaron los acoplamientos anómalos del Higgs con los bosones neutros Z y γ , y se acotaron cuatro de los seis nuevos parámetros del nuevo lagrangiano efectivo. Para ello hemos usado resultados experimentales.

Se mostrarán los posibles efectos de una teoría efectiva en los decaimientos $H \rightarrow \gamma\gamma$ y $H \rightarrow \gamma Z$, observandose una notable contribución que depende de los valores de los nuevos parámetros.

Toda posible confirmación de los resultados del presente trabajo están sujetos a la existencia de un bosón de Higgs liviano.

Agradecimientos

Los autores agradecen a COLCIENCIAS y Fundación Banco de la República, al igual que al Grupo de Física Teórica y Altas Energías de la Universidad Nacional de Colombia, sede Bogotá.

Referencias

- [1] OPAL Collaboration, **K. Ackerstaff** et al., Eur. Phys. J. C1 (1998) 31.
- [2] **Alam, S., Dawson & R. Szalapski**. Phys. Rev. D57 (1998) 1577.
- [3] **Puknov, A., E. Boos, M. Dubinin, V. Edneral, V. Ilyin, D. Kovalenko, A. Kryukov & V. Savrin**. CompHEP- a package for evaluation of Feynman diagrams and integration over multi-particle phase space. INP MSU-94-36/358, SNUTTP 94-116 (Seoul, 1994); hep-ph/9908288, 6 de agosto de 1999.
- [4] **Itzykson, C. & J.B. Zuber**. Quantum field theory, McGraw-Hill, 1985. pg. 291-292. Singapoore.
- [5] **Gunion, J.H., Haber, G. Kane & S. Dawson**. The Higgs Hunter guide, Addison-Wesley, 1990. New York.
- [6] **Wudka José**. hep-ph/0002180 v1, 16 feb. 2000.
- [7] **Buchmüller W. & D. Wyler**. Nucl. Phys. B268 (1993) 155.
- [8] **Alam, S., S. Dawson & R. Szalapski**. Phys. Rev. D57 (1998) 1577.