

Estudio del cambio de sabor en un modelo extendido a través de la mezcla mesónica $K^0 - \overline{K^0}$

Jorge Isidro Aranda Sánchez, David Espinosa Gómez, Eligio Cruz Álbaro, Fernando Iguazú Ramírez Zavaleta, Eduardo Salvador Tututi Hernández

Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas, UMSNH

Resumen

Se estudia la violación de sabor de quarks mediada por el bosón de norma neutro masivo Z' , a través de la mezcla mesónica $K^0 - \overline{K^0}$. En el contexto de varias extensiones del Modelo Estándar se enfoca el estudio en el contexto del modelo secuencial Z ; debido a que éste es el modelo más simple en donde se predicen acoplamientos que cambian sabor mediados por un Z' , se puede estudiar el acoplamiento $Z'bs$. En particular, se busca estimar la intensidad del acoplamiento $Z'bs$ usando los resultados experimentales sobre la mezcla mesónica $K^0 - \overline{K^0}$. La estimación numérica de la intensidad del vértice $Z'bs$ se consigue comparando la incertidumbre experimental de la mezcla $K^0 - \overline{K^0}$ con la contribución teórica, a la misma, en el contexto del modelo secuencial Z .

Palabras clave: Bosón de norma Z' , modelo secuencial Z , violación de sabor.

Abstract

Flavor violation of quarks mediated by massive Z' neutral boson, through $K^0 - \overline{K^0}$ meson mixing, is studied. In the context of several extensions of the Standard Model, the study focuses on the context of the sequential Z model, because it is the simplest model in which couplings that change flavor mediated by a Z' boson, such as the coupling $Z'bs$. In particular, it is sought to estimate the intensity of the coupling $Z'bs$, using the experimental results on the $K^0 - \overline{K^0}$ meson mixing. Numerical estimate on $Z'bs$ vertex intensity is achieved by comparing the experimental uncertainty of $K^0 - \overline{K^0}$ meson mixing with its theoretical contribution, in the context of the sequential model Z .

Key words: Z' gauge boson, sequential model Z , flavor violation.

Introducción

Se puede predecir la presencia de un nuevo bosón de norma masivo neutro (Z'), en el contexto de numerosas extensiones del Modelo Estándar (ME). El grupo de norma electro-débil extendido $SU_c(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1) \times U'(1)$, es el modelo más simple que predice la existencia del bosón Z' (Durkin et al, 1986; Cvetič et al, 1992; Langacker et al, 1992). El fenómeno de violación de sabor leptónico puede surgir en muchas de sus bien motivadas extensiones. Una característica interesante de la mayoría de los modelos más allá del ME es la presencia de sectores de Yukawa generalizados, los cuales favorecen transiciones diagonales mediadas por partículas masivas neutras de espín 1 (Durkin et al, 1986; Cvetič et al, 1992; Langacker et al, 1992). Las transiciones entre leptones cargados, que violan sabor leptónico, constituyen un interesante tema de estudio ya que si dichas transiciones ocurren en la naturaleza, son evidencia adicional de la violación de sabor leptónico. En la actualidad, los datos experimentales han demostrado la existencia de oscilaciones de neutrinos, lo cual, en palabras simples, nos dice que la conservación de sabor leptónico se viola en la naturaleza. Sin embargo, la única señal de violación de sabor leptónico viene de transiciones entre leptones neutros.

Es interesante estudiar transiciones que violan sabor, entre fermiones cargados, mediadas por un bosón estimando la intensidad del acoplamiento $Z'bs$. En este trabajo lo haremos a través de la mezcla mesónica $K^0 - \overline{K^0}$, usando la incertidumbre experimental para estimar la intensidad del acoplamiento $Z'bs$. En este estudio se considerará el bosón estimando la intensidad del acoplamiento $Z'bs$.

predicho por el modelo Secuencial $Z = Z_S$ (Durkin et al, 1986; Cvetič et al, 1992; Langacker et al, 1992). En la mezcla mesónica $K^0 - \bar{K}^0$ aparecen los acoplamientos $Z'bs$ y $Z'bd$, y se pretende estimar sus intensidades al hacer uso de la medición experimental más reciente para dicha mezcla mesónica.

Los efectos de los acoplamientos $Z'bs$ y $Z'bd$ quedan parametrizados en términos del acoplamiento de norma g_2 , asociado al grupo $U'(1)$; que a diferencia del escenario de la no universalidad, supondremos que la intensidad de dichos parámetros, los cuales violan sabor, será determinada asumiendo un escenario parecido al que ofrecen las teorías efectivas, las cuales son independientes del modelo. La hipótesis de este trabajo supone que los vértices $Z'bs$ y $Z'bd$ deben respetar las restricciones experimentales sobre las Corrientes Neutras que Cambian Sabor (CNCS), es decir, contribuciones de nueva física asociadas a éstos deben reducirse a resquicios ofrecidos por las incertidumbres en las mediciones experimentales cuando la propiedad física se ha medido con gran precisión. En este sentido, algunos modelos tales como el modelo con simetría izquierda-derecha o el modelo de gran unificación $SO(10)$, predicen que las transiciones de quarks tipo down están fuertemente suprimidas, lo cual nos lleva a pensar que predicciones teóricas acerca de la intensidad de acoplamientos del tipo $Z'bd_i$ ($d_i = s, d$) pueden encontrarse fuertemente restringidas. En este trabajo, se estudian los acoplamientos de CNCS $Z'bd_i$ usando la diferencia de masa ΔM_K de la mezcla mesónica $K^0 - \bar{K}^0$ medida por la colaboración experimental CPLEAR (Angelopoulos, 1999), a partir de la cual se pueden acotar las intensidades de estos acoplamientos. Para lograr esta tarea, es necesario tomar en cuenta contribuciones que surgen de diagramas a nivel de un lazo; esto representa un resultado parcial, pues es bien sabido que aparece una contribución a nivel árbol (Aranda et al, 2011), pero se debe notar que el cálculo a nivel de un lazo es mucho más complicado. Así, se llega a resultados tales que el único parámetro libre es la masa del bosón Z' ; esto permite expresar la intensidad del acoplamiento como una función de la masa del bosón Z' .

El Lagrangiano que viola sabor

Los bosones de norma neutros más pesados que el bosón Z del ME, pueden surgir debido a extensiones del grupo de norma electrodébil del ME, en donde éstos nuevos bosones se mezclan con el bosón Z mediando CNCS a nivel árbol. El Lagrangiano de CNCS para el caso más general, con N bosones de norma neutros (Durkin et al, 1986), suele escribirse de la siguiente forma

$$L_{NC} = e J_{EM}^\mu A_\mu - g_1 J_1^\mu Z_\mu - \sum_{\alpha=2}^{N-1} g_\alpha J_\alpha^\mu Z_{\mu,\alpha}, \quad (1)$$

donde A_μ es el fotón, $Z_{\mu,1}$ denota el bosón Z del ME, e es el acoplamiento electromagnético, J_{EM}^μ es la corriente neutra electromagnética, J_1^μ es la corriente neutra débil del ME y g_1 es el acoplamiento de norma del ME. Las corrientes neutras débiles J_1^μ, J_α^μ tienen la siguiente estructura genérica

$$J_m^\mu = \sum_{\psi} \sum_{i,j} \bar{\psi}_i' \gamma^\mu (\epsilon_{Lij}^{\psi(m)} P_L + \epsilon_{Rij}^{\psi(m)} P_R) \psi_j', \quad (2)$$

donde $m = 1, \alpha$ y la suma se extiende sobre todos los quarks y leptones del ME representados por $\psi_{i,j}$. Además, $P_{R,L} = (1 \pm \gamma_5)/2$ y $\epsilon_{L,Rij}^{\psi(1)}$ denotan los acoplamientos quirales en el ME, en contraste, $\epsilon_{L,Rij}^{\psi(m)}$ (para $m \neq 1$) representa la intensidad de los acoplamientos quirales con los nuevos bosones de norma neutros.

La versión más simple de un modelo extendido electro-débil está basada en el grupo $SU_L(2) \times U_Y(1) \times U'(1)$, donde se genera un nuevo bosón de norma neutro, conocido como bosón Z' (Durkin et al, 1986; Cvetič et al, 1992; Langacker et al, 1992). El nuevo sector electro-débil extendido de CNCS tiene la siguiente Lagrangiana asociada

$$L_{NC} = e J_{EM}^\mu A_\mu - g_1 J_1^\mu Z_\mu - g_2 J_2^\mu Z_{\mu,2}. \quad (3)$$

Efectos de CNCS surgen inmediatamente si los $\epsilon_{L,Rij}^{\psi(2)}$ dan lugar a matrices no diagonales; ahora, si son diagonales pero no universales aparecen CNCS inducidas por mezcla de fermiones en la base de masas. Las matrices $\epsilon_{L,Rij}^{\psi(2)}$ pueden diagonalizarse en la base de eigenestados de masa haciendo uso de las matrices unitarias $V_{L,R}$ (Aranda et al, 2011), las cuales diagonalizan la matriz de masa en el sector de Yukawa del ME. Por lo tanto, los acoplamientos de CNCS en la base de masas (Ω_L, Ω_R) quedan determinados de la siguiente forma

$$\begin{aligned} \Omega_{Lij} &= g_2 V_L \epsilon_{Lij}^{\psi(m)} V_L^\dagger, \\ \Omega_{Rij} &= g_2 V_R \epsilon_{Rij}^{\psi(m)} V_R^\dagger. \end{aligned} \quad (4)$$

Se considera el Lagrangiano renormalizable más general, el cual incluye la violación de sabor leptónico mediada por un nuevo bosón neutro masivo, que viene de algún modelo extendido o de gran unificación (Langacker et al, 1992). Este Lagrangiano se puede escribir como

$$L_{NC} = \sum_{i,j} \left[\bar{f}_i \gamma^\alpha (\Omega_{L f_i f_j} P_L + \Omega_{R f_i f_j} P_R) f_j + \bar{f}_j \gamma^\alpha (\Omega_{L f_i f_j}^* P_L + \Omega_{R f_i f_j}^* P_R) f_i \right] Z'_\alpha, \quad (5)$$

donde $f_i = \psi'_i$ es cualquier fermión del ME y Z'_α es el bosón de norma neutro predicho por varias extensiones del ME (Durkin et al, 1986; Cvetič et al, 1992; Chiang et al, 2011; Langacker et al, 2000; Valencia et al, 2006; Chiang et al, 2006; Pati et al, 1974; Mohapatra et al, 1975; Pisano et al, 1992; Frampton, 1992). Restringiéndonos al sector de quarks, los parámetros $\Omega_{L q_i q_j}$ y $\Omega_{R q_i q_j}$ representan la intensidad del acoplamiento $Z' q_i q_j$, donde q_i es cualquier quark del ME.

En el contexto del modelo secuencial Z , los acoplamientos diagonales del bosón Z' con pares de fermiones están parametrizados por $Q_{L,R}^{q_i}$ (Robinett et al, 1982; Arhrib et al, 2006) y están relacionados con los parámetros de acoplamiento Ω de la siguiente forma: $\Omega_{L q_i q_i} = g_2 Q_L^{q_i}$ y $\Omega_{R q_i q_i} = -g_2 Q_R^{q_i}$. Aquí, g_2 es el acoplamiento de norma del bosón Z' dado como

$$g_2 = \frac{g}{\cos \theta_w}, \quad (6)$$

donde θ_w es el ángulo de mezcla débil.

La corriente de quarks tipo down expresada en la base de eigenestados de masa adquiere la siguiente forma

$$J_{ij}^\alpha = \sum_{i,j} \bar{d}_i \gamma^\alpha (\Omega_{L ij} P_L + \Omega_{R ij} P_R) d_j, \quad (7)$$

donde $d_i = s, d, b$. Así, estas corrientes nos permiten estudiar transiciones del tipo $Z' b d_i$, en las cuales se viola sabor explícitamente.

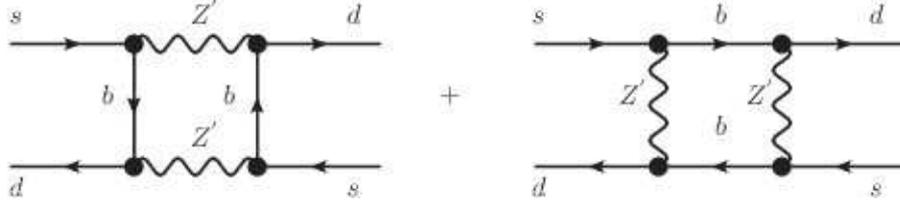


Figura 1. Diagramas de Feynman que contribuyen a la mezcla mesónica $K^0 - \bar{K}^0$

Debido a que el principal objetivo de este trabajo consiste en estimar la intensidad del acoplamiento $Z'bs$, es necesario recurrir a mediciones experimentales de alta precisión, en donde podamos de alguna manera estimar la contribución de nueva física (acoplamientos que violan sabor en el sector down de quarks mediados por el bosón Z') la cual asumimos proviene de algún resquicio o hueco experimental que no puede ser explicado por la teoría o por el mismo experimento. La propuesta de este trabajo consiste en usar los resultados experimentales sobre la mezcla mesónica $K^0 - \bar{K}^0$, en donde es bien conocido que existe una discrepancia entre las masas medidas de los mesones K^0 y \bar{K}^0 . Para tal fin, es necesario trabajar con la Lagrangiana de corrientes neutras que cambian sabor, en donde esté presente toda la información relevante que nos permitirá calcular la contribución de nueva física sobre la mezcla mesónica $K^0 - \bar{K}^0$. La influencia de los vértices $Z'bs$ y $Z'bd$ sobre la mezcla mesónica $K^0 - \bar{K}^0$ se encuentra dada en los diagramas de Feynman que se muestran en la Figura 1. De esta manera, el Lagrangiano del sector extendido de corrientes necesario para determinar la mezcla mesónica $K^0 - \bar{K}^0$ se puede escribir como sigue

$$L_{NC}^{ds} = -[\bar{s}\gamma^\alpha(\Omega_{Lsb}P_L + \Omega_{Rsb}P_R)b + \bar{b}\gamma^\alpha(\Omega_{Lbs}P_L + \Omega_{Rbs}P_R)s + \bar{d}\gamma^\alpha(\Omega_{Ldb}P_L + \Omega_{Rdb}P_R)b + \bar{b}\gamma^\alpha(\Omega_{Lbd}P_L + \Omega_{Rbd}P_R)d]Z'_\alpha. \quad (8)$$

Asumiendo que $\Omega_{L,R,bs} = \Omega_{L,R,sb} = \Omega_{bs}$ y $\Omega_{L,R,bd} = \Omega_{L,R,db} = \Omega_{bd}$, el Lagrangiano de la Ec. 8 se reduce a lo siguiente:

$$L_{NC}^{ds} = -[\Omega_{bs}(\bar{s}\gamma^\alpha b + \bar{b}\gamma^\alpha s) + \Omega_{bd}(\bar{d}\gamma^\alpha b + \bar{b}\gamma^\alpha d)]Z'_\alpha. \quad (9)$$

Los vértices asociados con los acoplamientos que violan sabor $Z'd_i d_j$ y los que conservan sabor $Z'd_i d_i$ se pueden extraer del Lagrangiano dado en la Ec. 9:

$$V_{ij}^\alpha = \gamma^\alpha \left(\Omega_{Lq_i q_j} P_L + \Omega_{Rq_i q_j} P_R \right), \quad (10)$$

y

$$V_{ii}^\alpha = -g_2 \gamma^\alpha \left(Q_L^{q_i} P_L + Q_R^{q_i} P_R \right). \quad (11)$$

Con estas reglas de Feynman que representan a los acoplamientos $Z'bs$ y $Z'bd$, podemos calcular la amplitud de la mezcla $K^0 - \bar{K}^0$ (inducida a nivel de un lazo, tal y como se puede apreciar en la Fig. 1), la cual adquiere la siguiente forma:

$$M_{c aja} = 2 \Omega_{bs}^2 \Omega_{bd}^2 \int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \frac{[\bar{s} \gamma^\lambda (\gamma^\alpha k_\alpha + m_b) \gamma^\nu d] [\bar{s} \gamma_\nu (\gamma^\alpha k_\alpha + m_b) \gamma_\lambda d]}{(k^2 - m_b^2)^2 (k^2 - m_{Z'}^2)^2}. \quad (12)$$

Aplicando el método de parametrización de Feynman se puede llegar a la expresión

$$\begin{aligned} M_{c aja} &= 2 \Omega_{bs}^2 \Omega_{bd}^2 \Gamma(4) \int_0^1 dx (1-x)x \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{k^2 \bar{s} \gamma^\lambda \gamma^\alpha \gamma^\nu d \bar{s} \gamma_\nu \gamma_\alpha \gamma_\lambda d}{[k^2 - (m_b^2 - x(m_b^2 - m_{Z'}^2))]^4}, \\ &= 2 \Omega_{bs}^2 \Omega_{bd}^2 \Gamma(4) \int_0^1 dx (1-x)x \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{m_b^2 \bar{s} \gamma^\lambda \gamma^\alpha \gamma^\nu d \bar{s} \gamma_\nu \gamma_\alpha \gamma_\lambda d}{[k^2 - (m_b^2 - x(m_b^2 - m_{Z'}^2))]^4}. \end{aligned} \quad (13)$$

Usando regularización dimensional se obtiene

$$M_{c aja} = -\frac{i \Omega_{bs}^2 \Omega_{bd}^2}{16\pi^2 m_b^2} [f(x) \bar{s} \gamma^\lambda \gamma^\alpha \gamma^\nu d \bar{s} \gamma_\nu \gamma_\alpha \gamma_\lambda d + g(x) \bar{s} \gamma^\lambda \gamma^\nu d \bar{s} \gamma_\nu \gamma_\lambda d], \quad (14)$$

siendo

$$f(x) = \frac{1}{2(1-x)^3} [1 - x^2 + 2x \ln x], \quad (15)$$

$$g(x) = \frac{1}{2(1-x)^3} [2(1-x) + (1+x) \ln x], \quad (16)$$

con $x = m_{Z'}^2/m_b^2$.

La amplitud $M_{c aja}$ se relaciona con la interacción efectiva de cuatro quarks, en la mezcla de mesones $K^0 - \overline{K^0}$, está dada por

$$L_{ef}^{c aja} = -\frac{\Omega_{bs}^2 \Omega_{bd}^2}{64 \pi^2 m_b^2} [f(x)(4 Q_1 + 32 Q_2 + 4 Q_6) + g(x)(8 Q_3 + 4 Q_4 + Q_5 + 4 Q_7 + Q_8)], \quad (17)$$

donde las Q_i son una base (Golowich et al, 2007) y están expresadas en la forma siguiente

$$\begin{aligned} Q_1 &= (\bar{s}_L \gamma_\mu d_L)(\bar{s}_L \gamma^\mu d_L), \\ Q_2 &= (\bar{s}_L \gamma_\mu d_L)(\bar{s}_R \gamma^\mu d_R), \\ Q_3 &= (\bar{s}_L d_R)(\bar{s}_R d_L), \\ Q_4 &= (\bar{s}_R d_L)(\bar{s}_L d_R), \\ Q_5 &= (\bar{s}_R \sigma_{\mu\nu} d_L)(\bar{s}_R \sigma^{\mu\nu} d_L), \\ Q_6 &= (\bar{s}_R \gamma_\mu d_R)(\bar{s}_R \gamma^\mu d_R), \\ Q_7 &= (\bar{s}_L d_R)(\bar{s}_L d_R), \\ Q_8 &= (\bar{s}_L \sigma_{\mu\nu} d_R)(\bar{s}_L \sigma^{\mu\nu} d_R). \end{aligned} \quad (18)$$

Mezcla entre los mesones K^0 y $\overline{K^0}$

La diferencia de masas entre los mesones K^0 y $\overline{K^0}$, definida por ΔM_K (Golowich et al, 2007; Gabbiani et al, 2007; Becirevic et al, 2002), se puede calcular usando

$$\begin{aligned} \Delta M_K &= \frac{1}{M_K} \text{Re} \langle \overline{K^0} | -L_{ef}^{c aja} | K^0 \rangle \\ &= \frac{(\Omega_{bs} \Omega_{bd})^2}{64 \pi^2 m_b^2 M_K} [f(x)(4 \langle Q_1 \rangle + 32 \langle Q_2 \rangle + 4 \langle Q_6 \rangle) \\ &\quad + g(x)(8 \langle Q_3 \rangle + 4 \langle Q_4 \rangle + \langle Q_5 \rangle + 4 \langle Q_7 \rangle + \langle Q_8 \rangle)], \end{aligned} \quad (19)$$

donde M_K es la masa del mesón K^0 . Los valores esperados para los operadores Q_i (Golowich et al, 2007) se escriben como

$$\begin{aligned}
 \langle Q_1 \rangle &= \frac{2}{3} f_K^2 M_K^2 B_1, \\
 \langle Q_2 \rangle &= -\frac{5}{6} f_K^2 M_K^2 B_2, \\
 \langle Q_3 \rangle &= \frac{7}{12} f_K^2 M_K^2 B_3, \\
 \langle Q_4 \rangle &= -\frac{5}{12} f_K^2 M_K^2 B_4, \\
 \langle Q_5 \rangle &= f_K^2 M_K^2 B_5, \\
 \langle Q_6 \rangle &= \frac{2}{3} f_K^2 M_K^2 B_6, \\
 \langle Q_7 \rangle &= -\frac{5}{12} f_K^2 M_K^2 B_7, \\
 \langle Q_8 \rangle &= f_K^2 M_K^2 B_8,
 \end{aligned} \tag{20}$$

donde f_K es la constante de decaimiento del mesón K^0 y los B_i son los parámetros de bolsa del modelo efectivo en donde se acoplan los cuatro quarks. Al sustituir los resultados de la Ec. 20 en la Ec. 19 se llega a

$$\begin{aligned}
 \Delta M_K &= \frac{(\Omega_{bs}\Omega_{bd})^2}{192 \pi^2 m_b^2 M_K} [f(x)(8 B_1 - 80 B_2 + 8 B_6) \\
 &\quad + g(x)(14 B_3 - 5 B_4 + 3 B_5 - 5 B_7 + 3 B_8)].
 \end{aligned} \tag{21}$$

Cálculo del acoplamiento $Z'bs$

En general, los parámetros de bolsa de las mezclas mesónicas son del orden de la unidad, en la aproximación de saturación de vacío modificada (Golowich et al, 2007; Gabbiani et al, 2007; Becirevic et al, 2002). Con lo cual obtenemos

$$\Delta M_K = -\frac{(\Omega_{bs}\Omega_{bd})^2 f_K^2 M_K}{96 \pi^2 m_Z^2} [x(32 f(x) - 5g(x))], \tag{22}$$

donde $M_K = 0.497614 \text{ GeV}$, $f_K = 0.16 \text{ GeV}$. El valor experimental de la mezcla de mesones $K^0 - \bar{K}^0$ es $\Delta M_K^{exp} = -(1.5 \pm 2.0) \times 10^{-18} \text{ GeV}$ (Angelopoulos A. et al, 1999). Si ΔM_K no excede la incertidumbre experimental, es decir, $\Delta M_K \leq 2.0 \times 10^{-18} \text{ GeV}$; podemos obtener $|\Omega_{bs}\Omega_{bd}|$ en función de la masa del bosón Z' quedando

$$|\Omega_{bs}\Omega_{bd}| \leq \sqrt{\frac{1.92 \times 10^{-16} \text{ GeV} \pi^2 m_{Z'}^2}{f_K^2 M_K x [32 f(x) - 5g(x)]}}. \quad (24)$$

En la Fig. 2 se muestra el comportamiento del producto de parámetros $\Omega_{bs}\Omega_{bd}$ en términos de la masa del bosón Z' , para el rango de masas $2 \text{ TeV} < m_{Z'} < 3 \text{ TeV}$. Se puede observar que el valor de la intensidad de $\Omega_{bs}\Omega_{bd}$ crece conforme aumenta la masa del bosón Z' . Podemos decir que se trata de una cota muy suprimida ya que es del orden de 10^{-4} , por lo tanto, la incertidumbre experimental en la mezcla mesónica de kaones neutros ofrece fuertes restricciones a la presencia de violación de sabor en el sector de quarks tipo down.

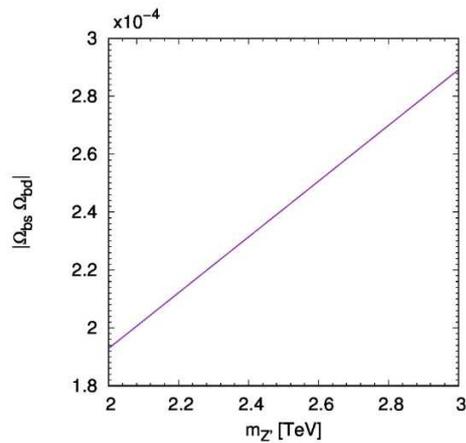


Figura 2. Intensidad del producto de acoplamientos $Z'bs$ y $Z'bd$ como una función de la masa del bosón Z' .

Es importante señalar que la mezcla mesónica $K^0 - \bar{K}^0$ ofrece un escenario en el que no es necesario referirnos o hacer uso de parámetros correspondientes a modelos extendidos en donde se predice la existencia de corrientes neutras con cambio de sabor mediadas por un bosón de norma neutro de espín 1. Esto se debe a que la mezcla mesónica $K^0 - \bar{K}^0$, a nivel de un lazo, no requiere vértices adicionales en donde estén involucradas explícitamente las constantes de acoplamiento referentes a algún modelo de extensión o de gran unificación particular.

Conclusiones

Se estudió la mezcla mesónica en el contexto del modelo extendido más simple en donde se predice la existencia de un nuevo bosón de norma neutro, identificado como Z' , fundamentado en el grupo de norma electro-débil extendido $SU_L(2) \times U_Y(1) \times U'(1)$. Se calculó la contribución a un lazo, con diagramas de caja, sobre la mezcla mesónica $K^0 - \bar{K}^0$, la cual proviene del sector de corrientes neutras que cambian el sabor de quarks. El cálculo analítico de la mezcla mesónica $K^0 - \bar{K}^0$ quedó en términos del producto de parámetros $\Omega_{bs}\Omega_{bd}$, el cual indirectamente representa la intensidad del acoplamiento $Z'bs$; para estimar su intensidad se usó la incertidumbre experimental de dicha mezcla mesónica. Se encontró una intensidad del orden de 10^{-4} en el rango de masas $2 TeV < m_{Z'} < 3 TeV$; el límite inferior es consistente con las cotas experimentales reportadas por ATLAS y CMS. La cota encontrada es restrictiva y se puede usar en la búsqueda de nueva física.

Agradecimientos

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

Referencias

- Durkin L. S., Langacker P. 1986. Phys. Lett., B166, 436.
Cvetic M., Langacker P. 1992. Beyond the Standard Model III. Proceedings of Ottawa 1992, World Scientific, 454.
Langacker P., Lou M. 1992. Phys. Rev. D, 45, 278.
Angelopoulos A. 1999. (CLEAR Collaboration), Phys. Lett. B 471, 332.
Aranda J. I., Ramírez-Zavaleta F., Toscano J.J. y Tututi E. S. 2011. J. Phys. G38, 045006.

- Hewett J. L. 1993. In *Stanford 1993, Proceedings, Spin structure in high energy processes* 463-475, y SLAC Stanford - SLAC-PUB-6521 (94/05,rec.Aug.) 27 p.
- Langacker P., Plumacher M. 2000. Phys. Rev. D, 62, 013006.
- Valencia G., He X.-G. 2006. Phys. Rev. D, 74, 013011.
- Chiang C.-W., Deshpande N. G. & Jiang J. 2006. J. High Energy Phys., 08,75.
- Pati J. C., Salam A. 1974. Phys. Rev. D, 10, 275.
- Mohapatra R. N., Pati J. C. 1975. Phys. Rev. D, 11, 566.
- Pisano F., Pleitez V. 1992. Phys. Rev. D, 46, 410.
- Frampton P. H. 1992. Phys. Rev. Lett., 69, 2889.
- Robinet R. W., Rosner J. L. 1982. Phys. Rev. D, 26, 2396.
- Arhrib A., Cheung K., Chiang C.-W. & Yuan T.-C. 2006. Phys. Rev. D, 73, 075015.
- Golowich E., Hewett J., Pakvasa S. y Petrov A. A. 2007. Phys. Rev. D, 76, 095009.
- Gabbiani F. et al, 2007. Nucl. Phys. B477, 321.
- Becirevic et al, 2002. Nucl. Phys. B634, 105.
- Angelopoulos A. et al. (CLEAR Collaboration), 1999, Phys. Lett. B471, 332.