

UNIVERSIDAD MICHOACANA DE SAN NICOLÁS  
DE HIDALGO

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS

“Mat. Luis Manuel Rivera Gutiérrez”



Cálculo de la intensidad del acoplamiento  $Z'bs$  usando  
la mezcla mesónica de kaones neutros

TESIS

Para obtener el título de:

LICENCIADO EN CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS

PRESENTA:

Eligio Cruz Albaro

Directores de tesis: Doctor en Física Jorge Isidro Aranda Sánchez

Doctor en Física Fernando Iguazú Ramírez Zavaleta

Morelia Michoacán

Diciembre 2013



## Agradecimientos:

*Le agradezco a Dios por haberme dado sabiduría y guía a lo largo de mi carrera, por brindarme fuerza y valor para culminar esta etapa de mi vida.*

*Agradezco también a mis padres por ser de gran apoyo en toda mi carrera, en mis logros, en todo, que aun estando lejos los llevo siempre en mi corazón y mente.*

*A mi hermanita Hilda por ser una gran amiga para mí y unos de los seres más importantes en mi vida.*

*Gracias al Dr. Fernando Iguazú Ramírez Zavaleta y al Dr. Jorge Isidro Aranda Sánchez. Les agradezco por todo el apoyo brindado, por su tiempo y la asesoría brindada para realizar esta tesis de licenciatura, sus enseñanzas y conocimientos que me transmitieron, así como sus innumerables críticas, comentarios y sugerencias; fueron indispensables para llevar a cabo esta tesis.*

*Agradezco al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología por haberme otorgado una beca.*



## Resumen

Se presenta una discusión de violación de sabor de quarks mediada por un nuevo bosón de norma neutro masivo, conocido como  $Z'$ , sobre la mezcla mesónica  $K^0 - \overline{K^0}$ . Debido a que el bosón de norma  $Z'$  es predicho en el contexto de varias extensiones del Modelo Estándar de las Interacciones Fundamentales (ME), en este trabajo, enfocamos el estudio al contexto del modelo secuencial  $Z$ , debido a que es el modelo más simple en donde se predicen acoplamientos que cambian sabor mediados por un  $Z'$ , tal como es el caso del 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 del vértice  $Z'bs$  se consigue al comparar la incertidumbre experimental de la mezcla  $K^0 - \overline{K^0}$  con la contribución teórica a la misma en el contexto del modelo secuencial  $Z$ .



## Abstract

A discussion on quark flavor violation mediated by an extra new neutral massive gauge boson, identified as  $Z'$ , on the  $K^0 - \overline{K}^0$  meson-mixing system is presented. Since the  $Z'$  gauge boson is predicted by several extensions of the Standard Model of Fundamental Interactions (SM), in this work, we focus the study in the context of the sequential  $Z$  model, because it is the simplest model that predicts flavor changing couplings mediated by a  $Z'$  gauge boson, as is the case of the  $Z'bs$  interaction. In particular, it seeks to estimate the strength of the  $Z'bs$  coupling by using the experimental uncertainty on the  $K^0 - \overline{K}^0$  mixing. The numerical estimation of this coupling is achieved by restricting the uncertainty experimental result on the  $K^0 - \overline{K}^0$  mixing to be the respective theoretical contribution coming from the sequential  $Z$  model.





# Índice general

<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
<b>2. Modelo Estándar</b>	<b>3</b>
2.1. Descripción Teórica del Modelo Estándar . . . . .	3
2.1.1. Interacción electrodébil . . . . .	3
2.1.2. Sector de Higgs . . . . .	4
2.1.3. Sector de Yang-Mills . . . . .	5
2.1.4. Sector de Yukawa . . . . .	5
2.1.5. Sector de corrientes . . . . .	7
2.1.6. El Lagrangiano de QCD . . . . .	8
<b>3. Marco Teórico</b>	<b>11</b>
3.1. Lagrangiano con cambio de sabor . . . . .	11
3.2. Mezcla mesónica $K^0 - \overline{K}^0$ . . . . .	16
<b>4. Conclusiones y perspectivas</b>	<b>19</b>
<b>Bibliografía.</b>	<b>21</b>



# Capítulo 1

## Introducción

Muchas extensiones del Modelo Estándar de las Interacciones Fundamentales (ME) predicen la existencia de un grupo de simetría de norma extra  $U'(1)$  y su bosón de norma asociado  $Z'$ , el cual ha sido objeto de extensos estudios fenomenológicos [1, 2, 3]. Este bosón puede inducir corrientes neutras que cambian sabor (CNCS) a nivel árbol a través de acoplamientos  $Z'q_iq_j$ , donde  $q_i$  y  $q_j$  son quarks tipo up y down siempre de diferente sabor. Los acoplamientos de CNCS y que son susceptibles de ser observados han sido examinados dentro del contexto de varios modelos extendidos [4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14]. El modelo de extensión más simple que predice la existencia de un bosón de norma neutro extra, identificado como  $Z'$ , está basado en el grupo de norma electrodébil extendido  $SU_L(2) \times U_Y(1) \times U'(1)$ , el cual después del rompimiento espontáneo de la simetría (RES) genera una mezcla entre los bosones de norma neutros  $Z$  (esta partícula corresponde al bosón de norma neutro del ME) y  $Z'$  [4]. No obstante, mediciones de precisión en el sector electrodébil han establecido que el correspondiente ángulo de mezcla está fuertemente suprimido [3, 4]; por lo tanto, la interacción entre los dos distintos bosones de norma neutros no será considerada en este trabajo. Además, los acoplamientos de CNCS se han estudiado también dentro del escenario de la no universalidad, en donde se asume que la intensidad en los acoplamientos diagonales,  $Z'q_iq_i$ , únicamente difieren en la tercera familia [5, 6, 8, 9, 10, 11].

En este trabajo de tesis se estimó la intensidad de los acoplamientos de CNCS para quarks tipo down, a saber,  $Z'bs$  y  $Z'bd$ , al hacer uso de la medición experimental más reciente para la mezcla mesónica  $K^0 - \overline{K}^0$ . 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 esta tesis supone que los vértices  $Z'bs$  y  $Z'bd$  deben respetar las restricciones experi-

mentales sobre las 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  $Z'd_id_j$  ( $d_i = s, d$ ) pueden encontrarse fuertemente restringidas. En este trabajo, se estudian los acoplamientos de CNCS  $Z'bd_i$  usando la diferencia de masa  $\Delta M_K$  de la mezcla mesónica  $K^0 - \bar{K}^0$  medida por la colaboración experimental CPLEAR [15], a partir de la cual se puede acotar la intensidad 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 [16], 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 contenido de este trabajo de tesis se resume en la forma siguiente: En el Capítulo 2 se presenta una breve reseña del ME. En el Capítulo 3, se presenta el marco teórico de trabajo para el modelo usado, además, se detalla el cálculo analítico correspondiente a la mezcla mesónica  $K^0 - \bar{K}^0$  y finalmente, se presenta el análisis numérico del parámetro que representa a los acoplamientos  $Z'bs$  y  $Z'bd$  en función de la masa del bosón  $Z'$ . Por último, en el Capítulo 4, se presentan las conclusiones de la tesis.

# Capítulo 2

## Modelo Estándar

En la naturaleza existen cuatro tipos de interacciones fundamentales: gravitacional, electromagnética, fuerte y débil. La teoría que describe a tres de estas interacciones, la fuerte, débil y electromagnética, se le conoce como el Modelo Estándar de las Interacciones Fundamentales, la cual es una teoría sofisticada que describe a las partículas elementales y cómo éstas interactúan. El ME está basado en el grupo de norma  $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$ , donde el grupo  $SU_C(3)$  describe la interacción nuclear fuerte, mientras que el grupo  $SU_L(2) \times U_Y(1)$  define las interacciones débil y electromagnética. Pero ¿cómo se da la interacción o quién transmite la fuerza entre las partículas que interactúan?; las partículas responsables de la transmisión de la fuerza se conocen como partículas mediadoras, que por tener espín entero, también se les identifica como bosones de norma. Los campos de norma asociados al grupo  $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$ , se dividen de la siguiente manera: 8 bosones asociados a  $SU_C(3)$  que son conocidos como gluones, 3 para  $SU_L(2)$  que son  $W^+$ ,  $W^-$  y  $Z$ , y finalmente, uno para  $U_Y(1)$ , siendo éste el fotón. Las partículas mediadoras pueden tener o no masa y para el grupo  $SU_L(2) \times U_Y(1)$ , sólo tres de los cuatro campos de norma asociados a este sector adquieren masa, el campo superviviente sin masa es el fotón. Todo esto se debe al rompimiento espontáneo de la simetría (RES) del grupo electrodébil a través del proceso llamado mecanismo de Higgs, cuya partícula responsable es el famoso bosón de Higgs. El bosón de Higgs posee espín cero y no obedece el Principio de la Exclusión de Pauli. Además, el grupo  $SU_C(3)$  no se ve afectado por este mecanismo.

### 2.1. Descripción Teórica del Modelo Estándar

#### 2.1.1. Interacción electrodébil

Entre las principales características de la interacción electrodébil resalta el hecho de que puede distinguir estados de helicidad de leptones y quarks, es decir, los bosones de norma

$W^\pm$  y  $Z$  se acoplan con diferentes intensidades a dichos estados. Así, los quarks y leptones son agrupados en dobletes izquierdos bajo el grupo  $SU_L(2)$ , de la siguiente manera:

$$Q_{iL} = \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}_L, \quad L_{iL} = \begin{pmatrix} \nu_i \\ l_i \end{pmatrix}_L, \quad (2.1)$$

donde  $u_i = u, c, t$ ,  $d_i = d, s, b$  son quarks de tipo up y down, respectivamente. Por otra parte,  $l_i = e, \mu, \tau$  son los leptones cargados y  $\nu_i = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ , sus respectivos neutrinos. Los estados de helicidad derecha vienen representados como singuletes de  $SU_L(2)$ ;  $l_{iR}$ ,  $u_{iR}$  y  $d_{iR}$ . Estos campos fermiónicos se encuentran definidos mediante los operadores de proyección

$$\Psi_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma_5)\Psi = P_{L,R}\Psi, \quad (2.2)$$

donde  $P_{L,R}$  es el operador de proyección quiral.

La interacción electrodébil propone una Lagrangiana invariante de norma bajo transformaciones locales del grupo electrodébil, cuya derivada covariante asociada tiene la siguiente forma

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu - ig_2 \frac{\sigma^i}{2} W_\mu^i, \quad (2.3)$$

donde  $B_\mu$  y  $Y/2$  representan el campo de norma y el generador asociado con el grupo abeliano  $U_Y(1)$ ;  $g_1$  y  $g_2$  son constantes de acoplamiento asociadas a los grupos  $U_Y(1)$  y  $SU_L(2)$ , respectivamente. Similarmente,  $W_\mu^i$  ( $i=1,2,3$ ) y  $\sigma^i/2$  son los campos de norma y los generadores, en la representación de dobletes, asociados con el grupo  $SU_L(2)$ .

El Lagrangiano que describe la teoría electrodébil (TED) se divide en dos partes, una que contiene solamente a los campos bosónicos y otra que contiene campos fermiónicos y bosónicos. La parte bosónica se divide a su vez en los sectores de Higgs y Yang-Mills. El sector bosónico-fermiónico está compuesto por los sectores de corrientes y de Yukawa. De este modo, el Lagrangiano se puede escribir como:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}^C + \mathcal{L}^Y + \mathcal{L}^H + \mathcal{L}^{YM}, \quad (2.4)$$

donde  $\mathcal{L}^C$ ,  $\mathcal{L}^Y$ ,  $\mathcal{L}^H$  y  $\mathcal{L}^{YM}$  representan los sectores de corrientes, Yukawa, Higgs y Yang-Mills, respectivamente. A continuación se representara una breve descripción de cada uno de estos sectores.

### 2.1.2. Sector de Higgs

La forma de dar masa tanto a los bosones como a los fermiones del ME sin violar la simetría de norma del grupo  $SU_L(2) \times U_Y(1)$  se lleva a cabo a través del mecanismo de

Higgs, cuyo Lagrangiano asociado está dado por:

$$\mathcal{L}^H = (D_\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - V(\Phi^\dagger, \Phi), \quad (2.5)$$

donde  $D_\mu$  es la derivada covariante que aparece en la Ec. (2.3),  $V(\Phi^\dagger, \Phi)$  es el potencial de Higgs,  $\Phi$  el doblete de Higgs y  $\lambda$  representa un número real positivo, para asegurar la estabilidad del vacío. Buscamos el mínimo del potencial y surgen dos casos para su estudio, cuando  $\mu^2 > 0$ , el vacío  $\Phi_0$  es único, y el valor de expectación del campo vale cero por lo que se preserva la simetría de la Lagrangiana, lo cual no es utilidad para el estudio de generación de masa. En cambio, Si  $\mu^2 < 0$ , se tiene el caso de un vacío degenerado, ya que el potencial tiene un mínimo distinto de cero, y no sólo uno, sino una infinidad de estados de vacío, que satisfacen la condición  $\Phi_0^\dagger \Phi_0 = \frac{-\mu^2}{2\lambda} = v^2$ , donde  $\Phi_0$  es el valor esperado en el vacío. De esta manera se elige de la infinidad de estados un solo vacío de tal forma que rompemos la simetría de la Lagrangiana. Debido a la simetría del grupo  $SU_L(2)$ , sin pérdida de generalidad se puede elegir la siguiente dirección para el vacío

$$\Phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \quad (2.6)$$

### 2.1.3. Sector de Yang-Mills

En el sector de Yang-Mills se generan las propagaciones libres e interacciones entre los bosones de norma. Este sector posee una estructura de simetría no abeliana, cuya Lagrangiana asociada tiene la siguiente forma

$$\mathcal{L}^{YM} = -\frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}. \quad (2.7)$$

Esta Lagrangiana es invariante de norma bajo transformaciones del grupo electrodébil. Además, se puede mostrar que dicho Lagrangiano contiene las partes cinéticas de los cuatro bosones de norma electrodébiles junto con sus respectivas autointeracciones.

### 2.1.4. Sector de Yukawa

El sector de Yukawa posee una estructura de Lorentz del tipo escalar y pseudoescalar. Este sector genera las masas de los fermiones, basándose en el rompimiento espontáneo de simetría, ya que no es posible definir sus masas en forma invariante de norma. Además, dicho sector contiene invariantes que se construyen como productos de campos de norma que vinculan fermiones de diferente helicidad acoplados al doblete de Higgs. En la teoría electrodébil no se definen los estados de helicidad derecha de los neutrinos, estos

no tienen ninguna manifestación física en este sector y por lo tanto, están prohibidos los acoplamientos de Yukawa que generarían sus masas.

Para campos de norma, al contrario de lo que ocurre en el sector de corrientes, los términos de Yukawa violan explícitamente el sabor. Cuando ambos sectores se expresan en términos de campos de masa, la situación se invierte en el sector de quarks, pues mientras el sector de Yukawa de quarks es invariante de sabor, las corrientes cargadas dan lugar a acoplamientos entre miembros de diferentes familias, lo que conduce a la presencia de corrientes neutras con cambio de sabor a orden de un lazo. Las corrientes neutras, son sin duda, interesantes por constituir predicciones puramente cuánticas. Sin embargo, respecto a los leptones ambos sectores son invariantes de sabor, esto se debe a la ausencia de neutrinos con helicidad derecha. El Lagrangiano del sector se descompone en dos partes independientes como sigue

$$\mathcal{L}^Y = \mathcal{L}_q^Y + \mathcal{L}_l^Y, \quad (2.8)$$

donde  $\mathcal{L}_q^Y$  y  $\mathcal{L}_l^Y$  son los lagrangianos de los sectores de quarks y de leptones, respectivamente.

## Sector de Yukawa para quarks

El lagrangiano del sector de quarks de Yukawa está dado por:

$$\mathcal{L}_q^Y = -Y_{ij}^u Q'_{iL} \tilde{\Phi} u'_{jR} - Y_{ij}^d \bar{Q}'_{iL} \Phi d'_{jR} + h.c., \quad (2.9)$$

donde  $Y_{ij}^u$  y  $Y_{ij}^d$  son constantes arbitrarias, llamadas constantes de Yukawa. Aquí los símbolos primados denotan los estados de norma. La no conservación del sabor de este Lagrangiano viene del hecho de que las matrices  $Y^{ud}$  no están sujetas a ningún tipo de restricción y en particular no son diagonales. También se definen los siguientes vectores en el espacio de sabor como

$$U' = \begin{pmatrix} u' \\ c' \\ t' \end{pmatrix}, \quad D' = \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}, \quad E' = \begin{pmatrix} e' \\ \mu' \\ \tau' \end{pmatrix}, \quad \nu' = \begin{pmatrix} \nu'_e \\ \nu'_\mu \\ \nu'_\tau \end{pmatrix}. \quad (2.10)$$

Las masas de los quarks se pueden diagonalizar y para ello es necesario realizar las siguientes transformaciones unitarias:

$$U_{L,R} = V_{L,R}^u U'_{L,R}, \quad D_{L,R} = V_{L,R}^d D'_{L,R}, \quad (2.11)$$

donde las matrices  $V_{L,R}^d$  deben ser unitarias con el fin de conservar la estructura canónica de los términos cinéticos que aparecen en el sector de corrientes y a su vez, la unitariedad garantiza la existencia de propagadores en su forma canónica.



El Lagrangiano de Yukawa para quarks, en términos de los nuevos campos, los campos de masa  $U$  y  $D$ , se puede escribir finalmente como

$$\mathcal{L}_q^Y = - \left( 1 + \frac{H}{v} \right) (\bar{U} \bar{M}^u U + \bar{D} \bar{M}^d D) + h.c., \quad (2.12)$$

siendo  $\bar{M}^{u,d}$ , las matrices de masas. De esta manera, en términos de los campos de masa, el sector de Yukawa de quarks conserva el sabor, es decir, el bosón de Higgs sólo se acopla a pares del mismo tipo de quarks.

## Sector de Yukawa para leptones

Debido a la ausencia de neutrinos con estados de helicidad derecha, podemos escribir el Lagrangiano para este sector como

$$\mathcal{L}_l^Y = -Y_{ij}^l \bar{L}'_{iL} \Phi'_{jR} + h.c., \quad (2.13)$$

donde  $Y_{ij}^l$  son las componentes de la matriz de Yukawa. De igual manera las masas de los leptones se pueden diagonalizar del Lagrangiano anterior. Como antes, se propone la siguiente transformación unitaria

$$E_{L,R} = V_{L,R}^l E'_{L,R}, \quad \nu_L = V_L^l \nu'_L, \quad (2.14)$$

siendo  $V_{L,R}^l$  matrices de rotación unitarias, las cuales preservan la estructura canónica de los términos cinéticos que aparecen en el sector de corrientes. Así, el Lagrangiano de Yukawa para leptones en términos de los campos de masa adquiere la siguiente forma

$$\mathcal{L}_l^Y = - \left( 1 + \frac{H}{v} \right) \bar{E} \bar{M}^l E + h.c.; \quad (2.15)$$

como ocurre en el sector de quarks, en términos de los campos de masa, el sector de Yukawa para leptones conserva el sabor.

### 2.1.5. Sector de corrientes

Este sector se presentan las interacciones de los campos de norma del grupo electrodébil con los fermiones, dando lugar a lo que se conoce como corrientes cargadas y neutras. El Lagrangiano asociado se descompone en dos partes, una que tiene que ver con los quarks solamente, y la otra con los leptones, así el Lagrangiano invariante de norma resulta ser

$$\mathcal{L}^C = \mathcal{L}_q^C + \mathcal{L}_l^C \quad (2.16)$$

donde  $\mathcal{L}_q^C$  y  $\mathcal{L}_l^C$  representan los sectores de corrientes de quarks y leptones, respectivamente.

## Sector de corrientes para quarks

El lagrangiano correspondiente para este sector expresado en términos de los campos de masa, toma la siguiente forma

$$\mathcal{L}_q^C = i\bar{U}\gamma^\mu\partial_\mu U + i\bar{D}\gamma^\mu\partial_\mu D + \frac{g_2}{\sqrt{2}}(W_\mu^+ J^{-\mu} + J_\mu^+ W^{-\mu}) + \frac{g_2}{2c_W}(Z_\mu J_Z^\mu + eA_\mu J_A^\mu), \quad (2.17)$$

donde  $J^{-\mu}$  es la corriente cargada y  $J_Z^\mu$ ,  $J_A^\mu$  son las corrientes neutras <sup>1</sup>. Debido a la unitariedad de las matrices  $V_{L,R}^{u,d}$ , en el ME las corrientes neutras conservan sabor, sin embargo, en las corrientes cargadas se dan transiciones entre diferentes familias a través de la matriz de CKM. La presencia de corrientes cargadas con cambio de sabor a nivel árbol da lugar a la aparición de corrientes neutras con cambio de sabor a nivel de un lazo.

## Sector de corrientes para leptones

El Lagrangiano para corrientes leptónicas escrita en la base de masas, se puede escribir como

$$\mathcal{L}_l^C = i\bar{E}'_i\gamma^\mu\partial_\mu E_i + i\bar{\nu}'_L\gamma^\mu\partial_\mu\nu_L + \frac{g_2}{\sqrt{2}}(W_\mu^+ J^{-\mu} + J_\mu^+ W^{-\mu}) + \frac{g_2}{2c_W}(Z_\mu J_Z^\mu + eA_\mu J_A^\mu). \quad (2.18)$$

Al igual que para quarks, se han introducido las corrientes cargadas  $J^{-\mu}$  y neutras  $J_Z^\mu$  y  $J_A^\mu$ . En este caso, debido a la ausencia de neutrinos derechos, las corrientes cargadas y neutras conservan el sabor a todo orden en la serie perturbativa. Es importante enfatizar que la ausencia de interacciones entre leptones de diferentes familias mediadas por el bósón débil cargado, no sólo se debe a la inexistencia de neutrinos derechos, sino también a que el sector de corrientes es originalmente invariante de sabor.

### 2.1.6. El Lagrangiano de QCD

La teoría que describe las interacciones fuertes se llama Cromodinámica Cuántica (QCD por sus siglas en inglés) y su Lagrangiano asociado usualmente se escribe como

$$\mathcal{L}^{QCD} = -\frac{1}{2}\text{Tr}[G_{\mu\nu}G^{\mu\nu}] + \bar{q}_i(i\gamma^\mu D_\mu - m_i)q_i. \quad (2.19)$$

En esta expresión existe una suma sobre el índice de sabor  $i$  ( $q_i = u, d, s, c, b, t$ ). La derivada covariante esta dada por

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_s G_\mu, \quad (2.20)$$

---

<sup>1</sup>La forma explícita de las corrientes viene dada en la referencia [17]

además,

$$G_{\mu\nu} = \partial_\mu G_\nu - \partial_\nu G_\mu - ig_s [G_\mu, G_\nu] \quad (2.21)$$

y el campo de norma es  $G_\mu = G_\mu^a \lambda^a / 2$ , donde las  $\lambda^a$ s son las matrices de Gell-Mann, (los generadores del grupo  $SU_C(3)$ ). Los campos de norma de la interacción fuerte  $G_\mu$ , son llamados “gluones”, y en acuerdo con la simetría de norma  $SU_C(3)$  estan presentes 8 gluones. Incluso, como se trata de una teoría no abeliana, como en el caso de la interacción débil, los gluones interactúan entre si. Más aún, en analogía con la parte electrodébil de la teoría, en el Lagrangiano de interacción entre fermiones y bosones de norma aparecen los acoplamientos entre quarks y gluones.



# Capítulo 3

## Marco Teórico

### 3.1. Lagrangiano con cambio de 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  $Z$  mediante corrientes neutras que cambian sabor (CNCS) a nivel árbol. El Lagrangiano de CNCS para el caso más general, con  $N$  bosones de norma neutros [18], suele escribirse de la siguiente forma

$$\mathcal{L}_{NC} = -eJ_{EM}^\mu A_\mu - g_1 J_1^\mu Z_{\mu,1} - \sum_{\alpha=2}^{N-1} g_\alpha J_\alpha^\mu Z_{\mu,\alpha}, \quad (3.1)$$

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

$$J_m^\mu = \sum_\psi \sum_{i,j} \bar{\psi}'_i \gamma^\mu (\epsilon_{L_{i,j}}^{\psi(m)} P_L + \epsilon_{R_{i,j}}^{\psi(m)} P_R) \psi'_j, \quad (3.2)$$

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

La versión más simple de un modelo extendido electrodébil está basada en el grupo  $SU_L(2) \otimes U_Y(1) \otimes U'(1)$ , en donde se genera un nuevo bosón de norma neutro, conocido como bosón  $Z'$  [3, 18, 19]. El nuevo sector electrodébil extendido de CNCS tiene la siguiente Lagrangiana asociada

$$\mathcal{L}_{NC} = -eJ_{EM}^\mu A_\mu - g_1 J_1^\mu Z_{\mu,1} - g_2 J_2^\mu Z_{\mu,2}. \quad (3.3)$$

Efectos de CNCS surgen inmediatamente si los  $\epsilon_{L,R,i,j}^{\psi(2)}$  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  $\epsilon_{L,R,i,j}^{\psi(2)}$  pueden diagonalizarse en la base de eigenestados de masa haciendo uso de las matrices unitarias  $V_{L,R}$  [16], las cuales diagonalizan la matriz de masa en el sector de Yukawa del ME. Por lo tanto, acoplamientos de CNCS en la base de masas ( $\Omega_L, \Omega_R$ ) quedan determinados de la siguiente forma

$$\begin{aligned}\Omega_{L,i,j} &= g_2(V_L \epsilon_L^\mu V_L^\dagger)_{i,j}, \\ \Omega_{R,i,j} &= g_2(V_R \epsilon_R^\mu V_R^\dagger)_{i,j}.\end{aligned}\quad (3.4)$$

Esta tesis restringe su estudio al sector down de quarks, por lo tanto, la de corriente quarks down expresada en la base de eigenestados de masa adquiere la siguiente forma (ver ecuación (3.2))

$$J^\mu = \sum_{i,j} \bar{d}_i \gamma^\mu (\Omega_{L,i,j} P_L + \Omega_{R,i,j} P_R) d_j, \quad (3.5)$$

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.

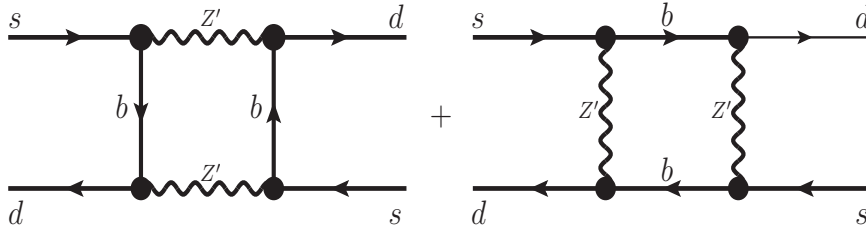


Figura 3.1: Diagramas de Feynman que contribuyen a la mezcla mesónica  $K^0 - \overline{K}^0$ .

Debido a que el principal objetivo de esta tesis 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 esta tesis consiste en usar los resultados experimentales sobre la mezcla mesónica  $K^0 - \overline{K}^0$ , en donde es bien conocido que existe una discrepancia entre las masas medidas de los mesones  $K^0$  y  $\overline{K}^0$ . 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  $K^0 - \overline{K}^0$ . 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 3.1. Es así que el Lagrangiano del sector extendido de corrientes necesario para determinar la mezcla mesónica  $K^0 - \bar{K}^0$  se puede escribir como sigue (ver ecuación (3.2))

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{NC}^{Z'd_i d_j} = -g_2 J_2^\mu Z'_\mu = & -[\bar{s}\gamma^\mu(\Omega_{Lsb}P_L + \Omega_{Rsb}P_R)b + \bar{b}\gamma^\mu(\Omega_{Lbs}P_L + \Omega_{Rbs}P_R)s \\ & + \bar{d}\gamma^\mu(\Omega_{Ldb}P_L + \Omega_{Rdb}P_R)b + \bar{b}\gamma^\mu(\Omega_{Lbd}P_L + \Omega_{Rbd}P_R)d]Z'_\mu. \end{aligned} \quad (3.6)$$

Por simplicidad, en lo que resta de este trabajo de tesis asumiremos que  $\Omega_{L,Rd_i d_j} = \Omega_{L,Rd_j d_i}$  y  $\Omega_{Ld_i d_j} = \Omega_{Rd_i d_j} \equiv \Omega_{d_i d_j}$ . Entonces, el Lagrangiano anterior se reduce a lo siguiente:

$$\mathcal{L}_{NC}^{Z'd_i d_j} = -[\Omega_{sb}(\bar{s}\gamma^\mu b + \bar{b}\gamma^\mu s) + \Omega_{db}(\bar{d}\gamma^\mu b + \bar{b}\gamma^\mu d)]Z'_\mu. \quad (3.7)$$

De la ecuación (3.7) se pueden extraer directamente las reglas de Feynman que representan a los acoplamientos  $Z'bs$  y  $Z'bd$ , a través de las cuales podemos calcular la amplitud de la mezcla  $K^0 - \bar{K}^0$  (inducida a nivel de un lazo), la cual adquiere la siguiente forma:

$$\mathcal{M}_{box} = 2\Omega_{bs}^2\Omega_{bd}^2 \int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \frac{[\bar{s}\gamma^\lambda(\not{k} + m_b)\gamma^\nu d][\bar{s}\gamma_\nu(\not{k} + m_b)\gamma^\lambda d]}{(k^2 - m_b^2)^2(k^2 - m_{Z'}^2)^2}. \quad (3.8)$$

Debido a que la amplitud de la mezcla mesónica está dominada por las masas del bosón  $Z'$  y del quark bottom, en buena aproximación se pueden despreciar los momentos externos (límite de masa pesada). En este escenario, después de realizar algunas simplificaciones a la ecuación (3.8), se tiene que

$$\mathcal{M}_{box} = 2\Omega_{bs}^2\Omega_{bd}^2 \int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \frac{k^2 \bar{s}\gamma^\lambda\gamma^\alpha\gamma^\nu d\bar{s}\gamma_\nu\gamma_\alpha\gamma_\lambda d + m_b^2 \bar{s}\gamma^\lambda\gamma^\nu d\bar{s}\gamma_\nu\gamma_\lambda d}{(k^2 - m_b^2)^2(k^2 - m_{Z'}^2)^2}. \quad (3.9)$$

Para resolver esta integral necesitamos hacer uso de la siguiente expresión [20]

$$\frac{1}{A^{m_1}A^{m_2}\dots A^{m_n}} = \int_0^1 dx_1\dots dx_n \delta(\sum x_i - 1) \frac{\prod x_i^{m_i-1} \Gamma(m_1 + \dots + m_n)}{[\sum x_i A_i]^{\sum m_i} \Gamma(m_1)\dots\Gamma(m_n)}. \quad (3.10)$$

Entonces, aplicando el método de parametrización de Feynman y después de varias manipulaciones algebraicas, arribamos a la siguiente expresión

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{box} = & 2\Omega_{bs}^2\Omega_{bd}^2\Gamma(4) \int_0^1 dx(1-x)x \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{k^2 \bar{s}\gamma^\lambda\gamma^\alpha\gamma^\nu d\bar{s}\gamma_\nu\gamma_\alpha\gamma_\lambda d}{[k^2 - (m_b^2 - x(m_b^2 - m_{Z'}^2))]^4} \\ & + 2\Omega_{bs}^2\Omega_{bd}^2\Gamma(4) \int_0^1 dx(1-x)x \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{m_b^2 \bar{s}\gamma^\lambda\gamma^\nu d\bar{s}\gamma_\nu\gamma_\lambda d}{[k^2 - (m_b^2 - x(m_b^2 - m_{Z'}^2))]^4}. \end{aligned} \quad (3.11)$$

Finalmente, al implementar el procedimiento de regularización dimensional [20] a las integrales anteriores se obtiene el siguiente resultado

$$\mathcal{M}_{box} = -\frac{i}{16\pi^2} \frac{\Omega_{bs}^2 \Omega_{bd}^2}{m_b^2} [f(x) \bar{s} \gamma^\lambda \gamma^\alpha \gamma^\nu d \bar{s} \gamma_\nu \gamma_\alpha \gamma_\lambda d + g(x) \bar{s} \gamma^\lambda \gamma^\nu d \bar{s} \gamma_\nu \gamma_\lambda d], \quad (3.12)$$

siendo

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

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

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

La amplitud  $\mathcal{M}_{box}$  está relacionada con la interacción efectiva de cuatro quarks, en donde se representa la mezcla mesónica  $K^0 - \bar{K}^0$ , dada por el siguiente Lagrangiano:

$$\mathcal{L}_{ef}^{box} = -\frac{\Omega_{bs}^2 \Omega_{bd}^2}{64\pi^2 m_b^2} [f(x)(4Q_1 + 32Q_2 + 4Q_6) + g(x)(8Q_3 + 4Q_4 + Q_5 + 4Q_7 + Q_8)]. \quad (3.13)$$

La ecuación (3.13) proviene de la ecuación (3.12), en donde se ha introducido el factor de  $\frac{1}{4}$  para compensar dos contracciones de Wick. Además, en la obtención de la ecuación (3.13) se emplearon las siguientes identidades:

$$\gamma^\lambda \gamma^\alpha \gamma^\nu = g^{\lambda\alpha} \gamma^\nu + g^{\alpha\nu} \gamma^\lambda - g^{\lambda\nu} \gamma^\alpha + i\epsilon^{\lambda\alpha\nu\mu} \gamma_\mu \gamma^5,$$

$$\gamma^\lambda \gamma^\nu = g^{\lambda\nu} - i\sigma^{\lambda\nu},$$

donde los productos escalares que aparecen en el numerador de la ecuación (3.12) se reescriben como sigue:

$$\begin{aligned} \bar{s} \gamma^\lambda \gamma^\alpha \gamma^\nu d \bar{s} \gamma_\nu \gamma_\alpha \gamma_\lambda d &= (g^{\lambda\alpha} \bar{s} \gamma^\nu d + g^{\alpha\nu} \bar{s} \gamma^\lambda d - g^{\lambda\nu} \bar{s} \gamma^\alpha d + i\epsilon^{\lambda\alpha\nu\mu} \bar{s} \gamma_\mu \gamma^5 d) \\ &\quad \times (g_{\nu\alpha} \bar{s} \gamma_\lambda d + g_{\alpha\lambda} \bar{s} \gamma_\nu d - g_{\nu\lambda} \bar{s} \gamma_\alpha d - i\epsilon_{\nu\alpha\lambda\mu} \bar{s} \gamma^\mu \gamma^5 d), \\ \bar{s} \gamma^\lambda \gamma^\nu d \bar{s} \gamma_\nu \gamma_\lambda d &= \bar{s} (g^{\lambda\nu} - i\sigma^{\lambda\nu}) d \bar{s} (g_{\nu\lambda} - i\sigma_{\nu\lambda}) d. \end{aligned}$$

Si expresamos a los espinores en términos de sus estados quirales asociados, se llega al



siguiente resultado

$$\begin{aligned}
\bar{\sigma}\gamma^\lambda\gamma^\alpha\gamma^\nu d\bar{\sigma}\gamma_\nu\gamma_\alpha\gamma_\lambda d &= g^{\lambda\alpha}(\bar{\sigma}_L\gamma^\nu d_L + \bar{\sigma}_R\gamma^\nu d_R)g_{\nu\alpha}(\bar{\sigma}_L\gamma_\lambda d_L + \bar{\sigma}_R\gamma_\lambda d_R) \\
&+ g^{\lambda\alpha}(\bar{\sigma}_L\gamma^\nu d_L + \bar{\sigma}_R\gamma^\nu d_R)g_{\alpha\lambda}(\bar{\sigma}_L\gamma_\nu d_L + \bar{\sigma}_R\gamma_\nu d_R) \\
&- g^{\lambda\alpha}(\bar{\sigma}_L\gamma^\nu d_L + \bar{\sigma}_R\gamma^\nu d_R)g_{\nu\lambda}(\bar{\sigma}_L\gamma_\alpha d_L + \bar{\sigma}_R\gamma_\alpha d_R) \\
&+ g^{\alpha\nu}(\bar{\sigma}_L\gamma^\lambda d_L + \bar{\sigma}_R\gamma^\lambda d_R)g_{\nu\alpha}(\bar{\sigma}_L\gamma_\lambda d_L + \bar{\sigma}_R\gamma_\lambda d_R) \\
&+ g^{\alpha\nu}(\bar{\sigma}_L\gamma^\lambda d_L + \bar{\sigma}_R\gamma^\lambda d_R)g_{\alpha\lambda}(\bar{\sigma}_L\gamma_\nu d_L + \bar{\sigma}_R\gamma_\nu d_R) \\
&- g^{\alpha\nu}(\bar{\sigma}_L\gamma^\lambda d_L + \bar{\sigma}_R\gamma^\lambda d_R)g_{\nu\lambda}(\bar{\sigma}_L\gamma_\alpha d_L + \bar{\sigma}_R\gamma_\alpha d_R) \\
&- g^{\lambda\nu}(\bar{\sigma}_L\gamma^\alpha d_L + \bar{\sigma}_R\gamma^\alpha d_R)g_{\nu\alpha}(\bar{\sigma}_L\gamma_\lambda d_L + \bar{\sigma}_R\gamma_\lambda d_R) \\
&- g^{\lambda\nu}(\bar{\sigma}_L\gamma^\alpha d_L + \bar{\sigma}_R\gamma^\alpha d_R)g_{\alpha\lambda}(\bar{\sigma}_L\gamma_\nu d_L + \bar{\sigma}_R\gamma_\nu d_R) \\
&+ g^{\lambda\nu}(\bar{\sigma}_L\gamma^\alpha d_L + \bar{\sigma}_R\gamma^\alpha d_R)g_{\nu\lambda}(\bar{\sigma}_L\gamma_\alpha d_L + \bar{\sigma}_R\gamma_\alpha d_R) \\
&- 6i^2(-\bar{\sigma}_L\gamma^\mu d_L + \bar{\sigma}_R\gamma^\mu d_R)(-\bar{\sigma}_L\gamma_\mu d_L + \bar{\sigma}_R\gamma_\mu d_R), \\
\bar{\sigma}\gamma^\lambda\gamma^\nu d\bar{\sigma}\gamma_\nu\gamma_\lambda d &= g^{\lambda\nu}(\bar{\sigma}_R d_L)g_{\nu\lambda}(\bar{\sigma}_R d_L) + g^{\lambda\nu}(\bar{\sigma}_R d_L)g_{\nu\lambda}(\bar{\sigma}_L d_R) \\
&- (\bar{\sigma}_R\sigma^{\lambda\nu} d_L)(\bar{\sigma}_R\sigma_{\nu\lambda} d_L) - (\bar{\sigma}_R\sigma^{\lambda\nu} d_L)(\bar{\sigma}_L\sigma_{\nu\lambda} d_R) \\
&+ g^{\lambda\nu}(\bar{\sigma}_L d_R)g_{\nu\lambda}(\bar{\sigma}_R d_L) + g^{\lambda\nu}(\bar{\sigma}_L d_R)g_{\nu\lambda}(\bar{\sigma}_L d_R) \\
&- (\bar{\sigma}_L\sigma^{\lambda\nu} d_R)(\bar{\sigma}_R\sigma_{\nu\lambda} d_L) - (\bar{\sigma}_L\sigma^{\lambda\nu} d_R)(\bar{\sigma}_L\sigma_{\nu\lambda} d_R).
\end{aligned}$$

Después de realizar algunas manipulaciones algebraicas y sumando términos semejantes, obtenemos los siguientes resultados:

$$\begin{aligned}
(\bar{\sigma}\gamma^\lambda\gamma^\alpha\gamma^\nu d)(\bar{\sigma}\gamma_\nu\gamma_\alpha\gamma_\lambda d) &= 10[(\bar{\sigma}_L\gamma^\mu d_L)(\bar{\sigma}_L\gamma_\mu d_L) + 2(\bar{\sigma}_L\gamma^\mu d_L)(\bar{\sigma}_R\gamma_\mu d_R)] \\
&+ 6(\bar{\sigma}_R\gamma^\mu d_R)(\bar{\sigma}_R\gamma_\mu d_R), \tag{3.14}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\bar{\sigma}\gamma^\lambda\gamma^\nu d\bar{\sigma}\gamma_\nu\gamma_\lambda d &= 4[(\bar{\sigma}_R d_L)(\bar{\sigma}_R d_L) + (\bar{\sigma}_L d_R)(\bar{\sigma}_R d_L) + (\bar{\sigma}_R d_L)(\bar{\sigma}_L d_R) \\
&+ (\bar{\sigma}_L d_R)(\bar{\sigma}_L d_R)] - (\bar{\sigma}_R\sigma^{\lambda\nu} d_L)(\bar{\sigma}_R\sigma_{\nu\lambda} d_L) - (\bar{\sigma}_L\sigma^{\lambda\nu} d_R)(\bar{\sigma}_L\sigma_{\nu\lambda} d_R). \tag{3.15}
\end{aligned}$$

Los productos escalares del lado derecho de las ecuaciones (3.14) y (3.15) no son otra

cosa que operadores efectivos escritos en términos de la base introducida en la referencia [21]

$$\begin{aligned}
Q_1 &= (\overline{s}_L \gamma_\mu d_L)(\overline{s}_L \gamma^\mu d_L) \\
Q_2 &= (\overline{s}_L \gamma_\mu d_L)(\overline{s}_R \gamma^\mu d_R) \\
Q_3 &= (\overline{s}_L d_R)(\overline{s}_R d_L) \\
Q_4 &= (\overline{s}_R d_L)(\overline{s}_R d_L) \\
Q_5 &= (\overline{s}_R \sigma_{\mu\nu} d_L)(\overline{s}_R \sigma^{\mu\nu} d_L) \\
Q_6 &= (\overline{s}_R \gamma_\mu d_R)(\overline{s}_R \gamma^\mu d_R) \\
Q_7 &= (\overline{s}_L d_R)(\overline{s}_L d_R) \\
Q_8 &= (\overline{s}_L \sigma_{\mu\nu} d_R)(\overline{s}_L \sigma^{\mu\nu} d_R).
\end{aligned} \tag{3.16}$$

### 3.2. Mezcla mesónica $K^0 - \overline{K^0}$

La diferencia de masas entre los mesones  $K^0$  y  $\overline{K^0}$ , representada por  $\Delta M_K$ , se calcula mediante la siguiente fórmula [21, 22]

$$\begin{aligned}
\Delta M_K &= \frac{1}{M_K} \text{Re} \langle \overline{K^0} | -\mathcal{L}_{ef} | K^0 \rangle \\
\Delta M_K &= \frac{1}{64\pi^2} \frac{(\Omega_{bs}\Omega_{bd})^2}{m_b^2 M_K} \left[ f(x)(4\langle Q_1 \rangle + 32\langle Q_2 \rangle + 4\langle Q_6 \rangle) \right. \\
&\quad \left. + g(x)(8\langle Q_3 \rangle + 4\langle Q_4 \rangle + \langle Q_5 \rangle + 4\langle Q_7 \rangle + \langle Q_8 \rangle) \right],
\end{aligned} \tag{3.17}$$

donde  $M_K$  es la masa del mesón  $K^0$ . Los valores esperados para los operadores  $Q_i$  se muestran abajo [21]

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

$$\begin{aligned}
\langle Q_6 \rangle &= \frac{2}{3} f_K^2 M_K^2 B_6, \\
\langle Q_7 \rangle &= -\frac{5}{12} f_K^2 M_K^2 B_7, \\
\langle Q_8 \rangle &= f_K^2 M_K^2 B_8,
\end{aligned} \tag{3.18}$$

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 valores esperados de los operadores se llega a que la diferencia de masas  $\Delta M_K$  se puede reescribir como se aprecia a continuación

$$\begin{aligned}
\Delta M_K &= \left( \frac{1}{3} \right) \frac{(\Omega_{bs}\Omega_{bd})^2 f_K^2 M_K}{64\pi^2 m_b^2} \left[ f(x)(8B_1 - 80B_2 + 8B_6) \right. \\
&\quad \left. + g(x)(14B_3 - 5B_4 + 3B_5 - 5B_7 + 3B_8) \right].
\end{aligned} \tag{3.19}$$

Por lo tanto, en la aproximación de saturación de vacío modificada [21], los parámetros de bolsa del modelo efectivo se aproximan a un solo parámetro  $B_i = B_K$ , que por cuestiones de simplicidad es asumido del orden de la unidad <sup>1</sup>. Esto implica que  $\Delta M_K$  queda reescrita como

$$\begin{aligned}
\Delta M_K &= -\frac{2}{3} \frac{(\Omega_{bs}\Omega_{bd})^2 f_K^2 M_K}{64\pi^2 m_b^2} \left[ 32f(x) - 5g(x) \right], \\
\Delta M_K &= -\frac{(\Omega_{bs}\Omega_{bd})^2 f_K^2 M_K}{12m_{Z'}^2} \left[ \frac{x}{8\pi^2} \left( 32f(x) - 5g(x) \right) \right],
\end{aligned} \tag{3.20}$$

Por otra parte, las mediciones experimentales encuentran que  $\Delta M_K^{exp} = (-1.5 \pm 2.0) \times 10^{-18}$  GeV [15]. Así, para hallar la intensidad de los acoplamientos  $Z'bs$  y  $Z'bd$ , suponemos que el valor teórico de la mezcla mesónica se encuentra dentro del error experimental en  $\Delta M_K^{exp}$ . Con el objeto de estimar la intensidad de los acoplamientos usamos los siguientes valores:  $f_K = 160$  MeV,  $M_K = 497.614$  MeV y  $m_b = 4197$  MeV. De este modo, la cota para el producto de parámetros  $\Omega_{bs}\Omega_{bd}$  es

$$|\Omega_{bs}\Omega_{bd}| < \frac{6.55 \times 10^{-8} m_{Z'} \text{ GeV}^{-1}}{\sqrt{\frac{x}{8\pi^2} (32f(x) - 5g(x))}}. \tag{3.21}$$

<sup>1</sup>En la generalidad de los casos, los parámetros de bolsa de las mezclas mesónicas rondan la unidad [21, 22].

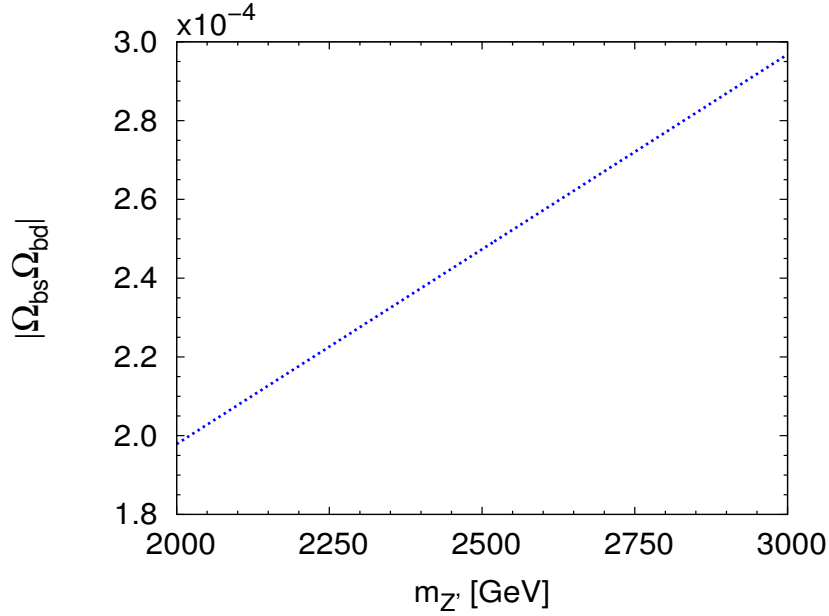


Figura 3.2: Intensidad del producto de acoplamientos  $Z'bs$  y  $Z'bd$  en función de  $m_{Z'}$ .

En la figura 3.2 se muestra el comportamiento del producto de parámetros  $\Omega_{bs}\Omega_{bd}$  en función de la masa del bosón  $Z'$ , para el rango de masas que corresponde a  $2 \text{ TeV} < m_{Z'} < 3 \text{ TeV}$ . En la gráfica se observa, para el rango de masas estudiado, que el valor de  $\Omega_{bs}\Omega_{bd}$  crece a medida que la masa del bosón  $Z'$  aumenta; el rango de masas analizado es consistente con la cota experimental a la masa del bosón  $Z'$  [23]. Podemos decir que se trata de una cota 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 down.

Es importante señalar que la mezcla mesónica  $K^0 - \overline{K^0}$  ofrece un escenario bastante peculiar, en el cual 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  $K^0 - \overline{K^0}$  a nivel de un lazo no requiere de vértices adicionales en donde estén involucradas explícitamente las constantes de acoplamiento referentes a algún modelo de extensión o de gran unificación particular.

# Capítulo 4

## Conclusiones y perspectivas

Se estudió la mezcla mesónica  $K^0 - \bar{K}^0$  en el contexto del modelo extendido más simple en donde se predice la existencia de un nuevo bosón de norma neutro, identificado como  $Z'$ . Este modelo está cimentado en el grupo de norma electrodébil extendido  $SU_L(2) \times U_Y(1) \times U'(1)$  y su estructura en principio puede ser consistente con los grupos de simetría de norma remanentes que resultan después de emplearse el mecanismo de Higgs para generar a todas las partículas físicas nuevas y las que ya están presentes en el ME; estos grupos de norma describen la estructura matemática de modelos extendidos o de gran unificación. En particular, se calculó la contribución de diagramas de caja a la mezcla mesónica  $K^0 - \bar{K}^0$ , la cual proviene del sector de corrientes neutras que cambian el sabor de quarks en el contexto de cualquier modelo de extensión representado por el grupo de norma electrodébil extendido  $SU_L(2) \times U_Y(1) \times U'(1)$ ; los acoplamientos que generan dicha fluctuación cuántica corresponden a  $Z'bs$  y  $Z'bd$ .

El cálculo analítico de la mezcla mesónica  $K^0 - \bar{K}^0$  queda en términos del producto de parámetros  $\Omega_{bs}\Omega_{bd}$ , el cual indirectamente representa la intensidad del acoplamiento  $Z'bs$ . Con la finalidad de estimar la intensidad de  $\Omega_{bs}\Omega_{bd}$  recurrimos a la incertidumbre experimental en la medición de la mezcla  $K^0 - \bar{K}^0$ . Después de obtenerse el resultado analítico para la diferencia de masas  $\Delta M_K$ , se compara esta predicción teórica con dicha incertidumbre reportada por la colaboración CPLEAR, encontrándose una intensidad para  $\Omega_{bs}\Omega_{bd}$  del orden de  $10^{-4}$  para el rango de masas  $2 \text{ TeV} < m_{Z'} < 3 \text{ TeV}$ ; el límite inferior en la masa del bosón  $Z'$  es consistente con las cotas experimentales reportadas por las colaboraciones ATLAS y CMS. La cota encontrada es restrictiva y se vislumbra de gran utilidad para fines de búsqueda de nueva física.

Debemos mencionar que aunque no se estimó directamente la intensidad del acoplamiento  $Z'bs$ , con el desarrollo analítico y numérico ofrecido por esta tesis tenemos las herramientas necesarias para poder estimar con todo detalle la cota al acoplamiento  $Z'bs$ , que estaría representada por el parámetro  $\Omega_{bs}$ . Además, una vez obtenido el valor para  $\Omega_{bs}$  se podría

analizar el decaimiento  $B_s \rightarrow \gamma\gamma$  con violación de sabor de quarks mediado por el bosón  $Z'$ . El estudio podría realizarse en el contexto de varios modelos de gran unificación, en particular, el modelo secuencial  $Z$ , que es el más simple.

# Bibliografía

- [1] M. Cvetič, P. Langacker and B. Kayser, Phys. Rev. Lett. **68**, 2871 (1992); M. Cvetič and P. Langacker, Phys. Rev. D **54**, 3570 (1996); M. Cvetič *et al.*, Phys. Rev. D **56**, 2861 (1997); *ibid.* D **58**, 119905 (1998); M. Masip and A. Pomarol, Phys. Rev. D **60**, 096005 (1999); N. Arkani-Hamed, A. G. Cohen and H. Georgi, Phys. Lett. B **513**, 232 (2001); N. Arkani-Hamed, A. G. Cohen, E. Katz and A. E. Nelson, JHEP **07**, 034 (2002); T. Han, H. E. Logan, B. McElrath and Lian-Tao Wang, Phys. Rev. D **67**, 095004 (2003); C. T. Hill and E. H. Simmons, Phys. Rept. **381**, 235 (2003); **390**, 553 (2004); J. Kang and P. Langacker, Phys. Rev. D **71**, 035014 (2005); B. Fuks *et al.*, Nucl. Phys. **B797**, 322 (2008); M. Goodsell *et al.*, JHEP **11**, 027 (2009); J. Erler *et al.*, JHEP **08**, 017 (2009); P. Langacker, AIP Conf. Proc. **1200**, 55 (2010).
- [2] A. Leike, Phys. Rept. **317**, 143 (1999).
- [3] P. Langacker, Rev. Mod. Phys. **81**, 1199 (2008).
- [4] P. Langacker and M. Luo, Phys. Rev. D **45**, 278 (1992); M. A. Pérez and M. A. Soriano, Phys. Rev. D **46**, 284 (1992).
- [5] A. Arhrib, *et al.*, Phys. Rev. D **73**, 075015 (2006).
- [6] O. Çakir, I. T. Çakir, A. Senol and A. T. Tasci, Eur. Phys. J. C **70**, 295 (2010).
- [7] M. A. Pérez, G. Tavares-Velasco and J. J. Toscano, Phys. Rev. D **69**, 115004 (2004).
- [8] Xiao-Gang He and G. Valencia, Phys. Lett. B **651**, 135 (2007).
- [9] Xiao-Gang He and G. Valencia, Phys. Lett. B **680**, 72 (2009).
- [10] O. Gedalia, L. Mannelli and G. Perez, arXiv:1003.3869 [hep-ph].
- [11] S. K. Gupta and G. Valencia, Phys. Rev. D **82**, 035017 (2010).
- [12] J. I. Aranda, A. Cordero-Cid, F. Ramírez-Zavaleta, J. J. Toscano and E. S. Tututi, Mod. Phys. Lett. A **24**, 3219 (2009).

- 
- [13] J. I. Aranda, A. Cordero-Cid, F. Ramírez-Zavaleta, J. J. Toscano and E. S. Tututi, Phys. Rev. D **81**, 077701 (2010).
- [14] M. Frank and I. Turan, Phys. Rev D **74**, 073014 (2006).
- [15] A. Angelopoulos *et al.* (CPLEAR Collaboration), Phys. Lett. B **471**, 332 (1999).
- [16] J. I. Aranda, F. Ramírez-Zavaleta, J. J. Toscano and E. S. Tututi, J. Phys. G38, 045006 (2011).
- [17] Francis Halzen and Alan D. Martin, *QUARKS AND LEPTONS: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, Jonh Wiley & Sons, 1984.
- [18] L. S. Durkin and P. Langacker, Phys. Lett. B **166**, 436 (1986).
- [19] M. Cvetič and P. Langacker, Proceedings of Ottawa 1992: Beyond the standard model 3, 454-458, (1992).
- [20] Michael E. Peskin y Daniel V. Schroeder, *An Introduction to Quantum Field Theory*, Perseus Books Group, 1995.
- [21] E. Golowich, J. Hewett, S. Pakvasa, and A. A. Petrov, Phys. Rev. D **76**, 095009 (2007).
- [22] F. Gabbiani, E. Gabrielli, A. Masiero and L. Silvestrini, Nucl. Phys. **B477**, 321 (1996); D. Bećirević *et al.*, Nucl. Phys. **B634**, 105 (2002); A. Fernández, C. Pagliarone, F. Ramírez-Zavaleta and J. J. Toscano, J. Phys. G **37**, 085007 (2010).
- [23] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), J. High Energy Phys. 05, 093 (2011); The CMS Collaboration, Report No. CMS PAS EXO-11-019; S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), Phys. Lett. B704, 123 (2011); The CMS Collaboration, Report No. CMS PAS-EXO-11-006; The ATLAS Collaboration, Report No. ATLAS-CONF-2012-007.