“EL SECTOR ESCALAR EN LOS MODELOS 331 SIN CARGAS ELÉCTRICAS EXÓTICAS”

HECTOR JAVIER DELGADO VENEGAS

UNIVERSIDAD DE NARIÑO
FACULTAD DE CIENCIAS EXÁCTAS Y NATURALES
PROGRAMA DE FÍSICA
SAN JUAN DE PASTO
2008

“EL SECTOR ESCALAR EN LOS MODELOS 331 SIN CARGAS ELÉCTRICAS EXÓTICAS”

HECTOR JAVIER DELGADO VENEGAS

Trabajo presentado como requisito previo para
optar el titulo de Físico

JUAN BAUTISTA FLÓREZ. Ph.D
Director

UNIVERSIDAD DE NARIÑO
FACULTAD DE CIENCIAS EXÁCTAS Y NATURALES
PROGRAMA DE FÍSICA
SAN JUAN DE PASTO
2008

Las ideas y conclusiones aportadas en este trabajo, son responsabilidad exclusiva del autor.
Articulo primero del acuerdo Nº324 de octubre 11 de 1966 del Consejo Directivo de la Universidad de Nariño.

Nota de aceptación

Director

Jurado

Jurado

San Juan de Pasto, Marzo de 2008

AGRADECIMIENTOS

Quiero agradecerle a Dios padre de la ciencia, por darme la vida y permitirme alcanzar esta meta.

Quiero agradecerle de una manera infinita a mis padres Carlos Delgado y Luz Argenis Venegas, y a mis hermanos Rodolfo, luis, María y Andrea, ya que sin su apoyo incondicional hubiera sido muy difícil salir adelante.

A mi esposa Patricia y a mi hijo Gabriel Alejandro, ya que son la razón de mi existir y esa fuerza que día a día me ha dado valor para salir adelante.

A mi Director el profesor Juan Bautista Flórez ,ya que me brindó un gran apoyo a lo largo de este trabajo.
Al profesor Yithsbey Giraldo por instruirme durante mi paso por la universidad.

A la universidad de Nariño por darme la oportunidad de hacer parte de su estudiantado y hacer de mi una persona de futuro.
Y a todas aquellas personas que estuvieron conmigo haciendo con su esperanza y apoyo que todo esto sea posible.

DEDICATORIA

A mi Dios todo poderoso
a mis Padres
a mi Esposa y mi amado Gabriel
a mis hermanos

TABLA DE CONTENIDO

PAG

INTRODUCCIÓN 11

1. OBJETIVOS 13

1.1 General 14

1.1 Específicos 13

2. EL MODELO ESTÁNDAR (M.E) 14

2.1 ESTRUCTURA DEL M.E 14

2.1.1 Familias del modelo 14

2.2 EL LAGRANGIANO 16

2.3 El Sector Escalar 17

2.4 Acoples con el Higgs 19

3. EL MODELO $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$ 20

3.1 INTRODUCCIÓN 20

3.2 MODELOS DE UNA SOLA FAMILIA 21

3.2.1 Modelo A 21

3.2.2 Modelo B 21

3.3 MODELOS INTERFAMILIAS 22

3.4 OTROS MODELOS 23

4. EL SECTOR ESCALAR 25

4.1 EL POTENCIAL ESCALAR 26

4.1.1 Minimización del potencial 27

4.2 EL ESPECTRO DE MASAS DEL SECTOR ESCALAR 28

4.2.1 Espectro del sector escalar neutro 28

4.2.2 Espectro del sector pseudo escalar neutro 31

4.2.3 Espectro del sector escalar cargado 31

4.3 ACOPLES DE LOS BOSONES GAUGE CON LOS BOSONES DE HIGGS $\mathcal{H}_1$ y $\mathcal{H}_2$ 32

5. CONCLUSIONES 37

6. RECOMENDACIONES 38

BIBLIOGRAFÍA 39

LISTA DE TABLAS

PAG

Tabla 1. Sector de Quarks para el Modelo A 22

Tabla 2. Sector de Leptones para el Modelo A 22

Tabla 3. Sector de Quarks para el Modelo B 22

Tabla 4. Sector de Leptones para el Modelo B 23

Tabla 5. Modelo C. Sector de Leptones para $\alpha = e, \mu, \tau$ 23

Tabla 6. Sector de Quarks, para $a = 1, 2$. 23

Tabla 7. Tercera Familia de Quarks 24

RESUMEN

Se hace un estudio teórico del sector escalar asociado con los modelos $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$ apoyado en el modelo estándar de la física de partículas el cuál se basa en el grupo de simetría gauge $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Se desarrolla la construcción del potencial más general para el sector escalar, y se rompe la simetría para obtener el espectro de masas del sector (Higgses masivos y bosones de Goldstone); Además se determinan los acoples de los bosones gauge con los bosones de Higgs $\mathcal{H}_1$ y $\mathcal{H}_2$.

ABSTRACT

A theorical study about the scalar sector asociated with $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$ models is done, supported in the Physics particles Standar model which is based in gauge $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ symmetry group. The construction of the most general potencial to the Scalar Sector is developped, and the symmetry to obtain the spectrum of the mass of the sector will be broken (Massive Higgses and Golstone Bosons), moreover, the couplings of the Higgses $\mathcal{H}_1$ y $\mathcal{H}_2$ with the Gauge bosons will be determined.

INTRODUCCION

Pocos físicos aceptan el modelo estándar como la teoría final y más bien lo consideran como una teoría “efectiva”. Bajo esta consideración han sido propuestas varias alternativas; como por ejemplo añadir nuevos campos fermionicos, aumentar el sector escalar o ampliar el grupo de simetrías a un grupo G mayor pero teniendo en cuenta que este grupo debe contener como subgrupo al grupo del modelo estándar, es decir:

$$G \supset SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$$

Una interesante clase de modelos basados en el grupo gauge:

$$SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$$

han sido propuestos [1]. Existen muchas versiones de estos modelos, sin embargo cada uno de ellos tienen 17 bosones de norma: 12 de ellos son los usuales ocho gluones, W^+, W^- y Z^0 y el fotón. Los otros cinco bosones contienen un Z'^0 y los otros cuatro bosones pueden ser cargados, doblemente cargados o neutros dependiendo del modelo. Para conseguir resultados consistentes con la fenomenología a ”bajas energías” asumimos que estos últimos cinco bosones son pesados.

En este trabajo usaremos una de las versiones de estos modelos [2] el cual no contiene partículas exóticas y además es libre de anomalías.

Este trabajo está organizado de la siguiente manera: en la primera parte hacemos un breve repaso del modelo estandar. Posteriormente se presenta el modelo $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$ y diferentes variantes que se pueden presentar

[1] ver C. H. Albright, C. Jarlskog and M Tjia, $Nucl.Phys.$**B86**, $535(1974)$

[2] PONCE, William A. FLÓREZ, Juan Bautista. SÁNCHEZ, Luis A. ”Analysis of $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$ Local gauge theory,” International Journal of modern Physics A, Vol.17, No.5. 2002.

en este. En la sección cuatro analizaremos el potencial escalar más general del modelo y estudiaremos los espectros de masa para los sectores: escalar neutro, seudoescalar neutro y escalar cargado. En esta misma sección hallaremos los acoples de los bosones de norma con los bosones de Higgs $\mathcal{H}_1$ y $\mathcal{H}_2$ Debido a la rigurosidad matemática.

Por último vendrán conclusiones y recomendaciones para el modelo.

1. OBJETIVOS

1.1 OBJETIVO GENERAL

- Estudiar el sector escalar asociado a los modelos gauge 331.

1.2 OBJETIVO ESPECÍFICO

- Encontrar el espectro de masas para el sector escalar neutro y cargado, los bosones de Goldstone, y por último los acoples de los bosones gauge con los bosones de Higgs $\mathcal{H}_1$ y $\mathcal{H}_2$.

2. EL MODELO ESTANDAR

Este modelo combina el grupo de norma $SU(3)_C$ de color en el cual se basa la teoría de las interacciones fuertes, conocida como Cromodinámica Cuántica [12] con el grupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ [10] de las interacciones electrodebiles, en un producto directo

$$SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$$

Este grupo está caracterizado por tres constantes de acoplamiento. La forma de las interacciones viene descrita por los requerimientos de invariancia de norma, es decir los acoplamientos de los bosones vectoriales, los cuales median las interacciones con los campos de materia, están determinados por esta simetría.

2.1 ESTRUCTURA DEL MODELO ESTANDAR.

El modelo organiza los leptones y quarks en 3 familias. Cada familia viene organizada en dobletes izquierdo y singletes derechos. [3]

2.1.1 Familias del Modelo

Primera familia.

Leptones:

$$l_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \text{ con números cuánticos} \quad \text{T=1/2,} \quad \text{Y=-1}$$

$$e_R \quad \text{con números cuánticos} \quad \text{T=0,} \quad \text{Y=-2}$$

Quarks:

$$q_L = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \text{ con números cuánticos} \quad \text{T=1/2,} \quad \text{Y=-1/3}$$

[3] No existe, hasta el presente, ninguna evidencia contundente acerca del número de familias que existen

$$u_R \quad \text{con números cuánticos} \quad \text{T=0,} \quad \text{Y=4/3}$$

$$d_R \quad \text{con números cuánticos} \quad \text{T=0,} \quad \text{Y=-2/3}$$

Segunda familia.
Leptones:

$$l_L = \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L \text{con números cuánticos} \quad \text{T=1/2,} \quad \text{Y=-1}$$

$$\mu_R \quad \text{con números cuánticos} \quad \text{T=0,} \quad \text{Y=-2}$$

Quarks:

$$q_L = \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L \text{con números cuánticos} \quad \text{T=1/2,} \quad \text{Y=-1/3}$$

$$c_R \quad \text{con números cuánticos} \quad \text{T=0,} \quad \text{Y=4/3}$$

$$s_R \quad \text{con números cuánticos} \quad \text{T=0,} \quad \text{Y=-2/3}$$

Tercera familia.
Leptones:

$$l_L = \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L \text{con números cuánticos} \quad \text{T=1/2,} \quad \text{Y=-1}$$

$$\tau_R \quad \text{con números cuánticos} \quad \text{T=0,} \quad \text{Y=-2}$$

Quarks:

$$q_L = \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \text{con números cuánticos} \quad \text{T=1/2,} \quad \text{Y=-1/3}$$

$$t_R \quad \text{con números cuánticos} \quad \text{T=0,} \quad \text{Y=4/3}$$

$$b_R \quad \text{con números cuánticos} \quad \text{T=0,} \quad \text{Y=-2/3}$$

El generador carga eléctrica viene dado por:

$$\hat{Q} = \hat{T}_3 + \frac{\hat{Y}}{2}, \tag{1}$$

$\hat{Q}$ genera el grupo $U(1)_{EM}$ del electromagnetismo y de igual manera $\hat{Y}$ genera el grupo $U(1)_{Y}$ de hipercarga, que al unirlo con la interacción débil resulta el gauge: $SU(2)_{L} \otimes U(1)_{Y}$ La ecuación (1) es conocida como la fórmula de Gell-Mann-Nishijima[4], donde $\hat{T}_3$ es el generador diagonal del grupo $SU(2)$.

2.2 EL LAGRANGIANO DEL MODELO

El lagrangiano $\mathcal{L}$ del modelo viene dado por:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_f + \mathcal{L}_G + \mathcal{L}_H + \mathcal{L}_Y$$

Aquí $\mathcal{L}_{f,G,H,Y}$ significan fermionico, gauge, Higgs y Yukawa respectivamente. Donde :

$$\mathcal{L}_f = \bar{l}_L i\gamma^{\mu}\mathcal{D}_{\mu} l_L + \bar{e}_R i\gamma^{\mu}\mathcal{D}_{\mu} e_R + \bar{q}_L i\gamma^{\mu}\mathcal{D}_{\mu} q_L + \bar{u}_R i\gamma^{\mu}\mathcal{D}_{\mu} u_R + \bar{d}_R i\gamma^{\mu}\mathcal{D}_{\mu} d_R$$

$$\mathcal{L}_G = -\frac{1}{4} F_a^{\mu\nu} F_{\mu\nu}^a - \frac{1}{4} B^{\mu\nu} B_{\mu\nu}$$

donde:

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_{\mu} A_{\nu}^a - \partial_{\nu} A_{\mu}^a - g_2 \epsilon^{abc} A_{\mu}^b A_{\nu}^c$$
$$B_{\mu\nu} = \partial_{\mu} B_{\nu} - \partial_{\nu} B_{\mu}$$

$$\mathcal{L}_{Escalar} = (\mathcal{D}^{\mu}\phi)^{+}(\mathcal{D}_{\mu}\phi) - V(\phi^{+}\phi) \tag{2}$$

donde:

$$V(\phi^{+}\phi) = \mu^2\phi^2 + \lambda\phi^4.$$

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -G_u \bar{L_u}\tilde{\phi} u_R - G_d \bar{L_u}\phi d_R - G_e \bar{L_e}\phi e_R + h.c.$$

La derivada covariante del modelo viene dada por:

$$D_{\mu} = \partial_{\mu} - i\left[g_2 \vec{\hat{T}}.\vec{A_{\mu}} + \frac{g_1}{2}\hat{Y} B_{\mu}\right] \tag{3}$$

escogemos para la representación de los generadores $\hat{T}^i$ las matrices de Pauli

[4]HIGGS.P.W.Phys.Lett 12,132.1964

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

2.3 EL SECTOR ESCALAR.

El sector escalar usado viene dado por:

$$\phi(1,2,1) \equiv \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^o \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_3 + i\phi_4) \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + i\phi_2) \end{pmatrix} \tag{4}$$

el cual transforma como un doblete de $SU(2)$ y donde $\phi^+ \ y \ \phi^o$ son campos complejos, y $\phi_1, ..., \phi_4$ son reales. Los valores (1,2,1) son los respectivos números cuánticos del campo considerado donde la primera componente hace referencia al grupo de color, la segunda al grupo $SU(2)$, y la tercera al grupo de hipercarga.

El valor esperado en el vacío de este doblete rompe la simetría gauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ de la siguiente manera

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \quad \underrightarrow{<\phi>} \quad SU(3)_C \otimes U(1)_{E-M},$$

donde $E - M$ es el grupo $U(1)_{E-M}$ del electromagnetismo.

El valor esperado del vacío para este doblete viene dado por:

$$\langle\phi\rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \tag{5}$$

Desplazando el vacío y parametrizando los campos $\phi_1, ..., \phi_4$ podemos escribir ϕ como:

$$\phi = e^{\frac{i\tau.\theta(x)}{v}} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+\eta(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \tag{6}$$

Haciendo una transformación gauge unitaria hallamos finalmente que:

$$\phi' = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+\eta(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \tag{7}$$

Usando el lagrangiano escalar (2) que es la parte que nos interesa, y después de realizar el álgebra respectiva, se obtiene:

$$\mathcal{L}_{Escalar} = \frac{1}{2}(\partial^{\mu}\eta)(\partial_{\mu}\eta) + \mu^2\eta^2 + (\frac{g_2(\upsilon+\eta)}{2})^2(W_{\mu}^{+}W^{-})^{\mu}$$
$$+ \frac{(\upsilon+\eta)^2}{8}(A_{\mu}^3, B_{\mu})\begin{pmatrix} g_2^2 & -g_2g_1 \\ -g_2g_1 & g_1^2 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} A^{3\mu} \\ B^{\mu} \end{pmatrix} + ... \quad (8)$$

Al diagonalizar la matriz del último término de la anterior expresión que mezcla los campos B_{μ} y A_{μ}^3, se obtienen los siguientes autovectores :

$$Z_{\mu} = \frac{-g_1B_{\mu} + g_2A_{\mu}^3}{\sqrt{g_2^2+g_1^2}},\ A_{\mu} = \frac{g_2B_{\mu} + g_1A_{\mu}^3}{\sqrt{g_2^2+g_1^2}}. \quad (9)$$

con autovalores $M_Z = \frac{\sqrt{g_2^2+g_1^2}\upsilon}{2}$ y $M_A = 0$ respectivamente.

Luego del álgebra el lagrangiano escalar queda de la forma:

$$\mathcal{L}_{Escalar} = \frac{1}{2}(\partial^{\mu}\eta)(\partial_{\mu}\eta) + \mu^2\eta^2 + \frac{1}{4}g_2^2\upsilon^2W_{\mu}^{+}W^{\mu-} + \frac{(g_1^2+g_2^2)\upsilon^2}{8}Z^{\mu}Z_{\mu} \quad (10)$$

$$+\frac{1}{2}g_2^2\upsilon\eta W_{\mu}^{+}W^{\mu-} + \frac{(g_1^2+g_2^2)\upsilon}{4}\eta Z_{\mu}Z^{\mu} + \frac{1}{4}g_2^2\eta^2W_{\mu}^{+}W^{\mu-} + \frac{1}{8}(g_1^2+g_2^2)\eta^2Z_{\mu}Z^{\mu} + ...$$

De la expresión anterior, podemos observar que luego del rompimiento expontáneo de la simetría los bosones vectoriales W_{μ}, Z_{μ} adquirieron masa y el fotón A_{μ} no (como debe ser). En esto radica la importancia del mecanismo de Higgs ya que este permite eliminar los bosones de Goldstone y hacer que sus grados de libertad sean adquiridos por los bosones vectoriales que a su vez adquieren masa[5].

[5]HALZEN,Francis,MARTIN,Alan D. Quarks and Leptons An Introductory Course In Modern Particle Physics; John Wiley y Sons, Inc.1984

$$M_{W^{\pm}} = \frac{g_2 \upsilon}{2},\ M_Z = \frac{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}\upsilon}{2} \tag{11}$$

El campo de Higgs físico η ha adquirido una masa $(\text{masa})^2 = -2\mu^2 = 2\lambda\upsilon^2 > 0$. El campo A_μ ausente en la expresión (10) no posee masa.

2.4 ACÓPLES CON EL HIGGS

Del lagrangiano (10) se obtienen los acoples con el higgs físico[6] η, los bosones vectoriales $W^{\pm}$ y el bosón neutro Z, los cuales son:

$$g(WW\eta) = \frac{g_2^2 \upsilon}{2}, \quad g(WW\eta\eta) = \frac{g_2^2}{4},$$
$$g(ZZ\eta) = \frac{(g_1^2 + g_2^2)\upsilon}{4} = \frac{g^2 \upsilon}{4\cos^2(\theta_W)}, \quad g(ZZ\eta\eta) = \frac{(g_2^2 + g_1^2)}{8} = \frac{g_2^2}{8\cos^2(\theta_W)}, \tag{12}$$

con $\cos\theta_W = \frac{g_2}{\sqrt{g_2^2+g_1^2}}$ y $\sin\theta_W = \frac{g_1}{\sqrt{g_2^2+g_1^2}}$

[6]Esta partícula aún no ha sido descubierta

3. EL MODELO $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$

3.1 INTRODUCCIÓN

Surge como propuesta de la extensión del modelo estandar, esto se hace adicionando campos fermiónicos, aumentando el sector escalar a más de una representación de higgs o alargando el grupo gauge local. Al grupo $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$ se conoce como "Modelo 331".

La hipótesis central es que el grupo gauge electrodébil es $SU(3)_L \otimes U(1)_X \supset SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

La expresión más general para el generador de cárga eléctrica en $SU(3)_L \otimes U(1)_X$, es una combinación lineal de los tres generadores diagonales del grupo gauge

$$Q = aT_{3L} + \frac{2}{\sqrt{3}} bT_{8L} + XI_3, \qquad (13)$$

Donde $T_{iL} = \frac{\lambda_{iL}}{2}$, siendo λ_{iL} las matrices de Gell-Man para $SU(3)_L$
Hay un total de 17 bosones vectoriales en el grupo gauge considerado, los cuales son: un campo gauge B^μ asociado con $U(1)_X$, 8 campos gluónicos no masivos asociados $SU(3)_c$, y otros 8 asociados con $SU(3)_L$ que se pueden escribir como:

$$\frac{1}{2}\lambda_\alpha A^\alpha_\mu = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} D^0_{1\mu} & W\mu^+ & K\mu^+ \\ W\mu^- & D^0_{2\mu} & K\mu^0 \\ K\mu^- & \overline{K}\mu^0 & D^0_{3\mu} \end{pmatrix} \qquad (14)$$

Donde $D^0_{1\mu} = \frac{A^\mu_3}{\sqrt{2}} + \frac{A^\mu_8}{\sqrt{6}}, D^0_{2\mu} = -\frac{A^\mu_3}{\sqrt{2}} + \frac{A^\mu_8}{\sqrt{6}}$ y $D^0_{3\mu} = -2\frac{A^\mu_8}{\sqrt{6}}$. Los λ_α, $\alpha = 1, 2, ..., 8$ Son las ocho matrices de Gell-mann.

A continuación se enunciara la estructura de dos clases de modelos: modelos de una familia donde las anomalías[7] se cancelan como en el ME, y mode-

[7] Las anomalías surgen cuando una simetría clásica, no es una simetría cuántica

los donde las anomalías se cancelan por interrelación entre las familias. Los modelos presentados son de tipo vectorial.

3.2 MODELOS DE UNA SOLA FAMILIA

3.2.1 Modelo A:

Es libre de anomalías, es uno de los más simples que se puede construir para una sola familia en $SU(3)_L \otimes U(1)_X$. Tiene una estructura de multipletes así:

Tabla 1. Sector de Quarks para el Modelo A

$\chi_L = \begin{pmatrix} u \\ d \\ D \end{pmatrix}_L$	u_L^c	d_L^c	D_L^c
$(3, 3, 0)$	$(3^*, 1, -2/3)$	$(3^*, 1, 1/3)$	$(3^*, 1, 1/3)$

Tabla 2. Sector de Leptones para el Modelo A

$\psi_L = \begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \\ N_1^0 \end{pmatrix}_L$	$\psi_{1L} = \begin{pmatrix} E^- \\ N_2^0 \\ N_3^0 \end{pmatrix}_L$	$\psi_{2L} = \begin{pmatrix} N_4^0 \\ E^+ \\ e^+ \end{pmatrix}_L$
$(1, 3^*, -1/3)$	$(1, 3^*, -1/3)$	$(1, 3^*, 2/3)$

3.2.2 Modelo B:

También es libre de anomalías; tiene una estructura de multipletes así:

Tabla 3. Sector de Quarks para el Modelo B

$\chi_L = \begin{pmatrix} u \\ d \\ U \end{pmatrix}_L$	d_L^c	u_L^c	U_L^c
$(3, 3, 1/3)$	$(3^*, 1, 1/3)$	$(3^*, 1, -2/3)$	$(3^*, 1, -2/3)$

Tabla 4. Sector de Leptones para el Modelo B

$\psi_L = \begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \\ E_1^- \end{pmatrix}_L$	$\psi_{1L} = \begin{pmatrix} N_1^0 \\ E_2^+ \\ \nu_e^c \end{pmatrix}_L$	$\psi_{2L} = \begin{pmatrix} E_2^- \\ N_2^0 \\ E_3^- \end{pmatrix}_L$
$(1, 3^*, -2/3)$	$(1, 3^*, 1/3)$	$(1, 3^*, -2/3)$

3.3 MODELOS INTERFAMILIAS

Algunas veces los modelos para una sola familia no cancelan la anomalía, por lo que se recurre a las tres familias, donde la tercera familia se trata de modo diferente a las otras dos, o en su defecto todas las tres familias se tratan de forma independiente. Se encuentra el modelo C, que resulta de combinar el modelo A, con el B.

Tabla 5.Modelo C. Sector de Leptones para $\alpha = e, \mu, \tau$

$\psi_L^\alpha = \begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \alpha^- \\ E_\alpha^- \end{pmatrix}_L$	α_L^+	$E_{\alpha L}^+$
$(1, 3, -2/3)$	$(1, 1, 1)$	$(1, 1, 1)$

para $\alpha = e, \mu, \tau$; mientras que los quarks se representan como sigue:

Tabla 6. Sector de Quarks, para $a = 1, 2$.

$\chi_L^a = \begin{pmatrix} d^a \\ u^a \\ U^a \end{pmatrix}_L$	u_L^{ac}	d_L^{ac}	U_L^{ac}
$(3, 3^*, 1/3)$	$(3^*, 1, -2/3)$	$(3^*, 1, 1/3)$	$(3^*, 1, -2/3)$

Tabla 7. Tercera Familia de Quarks

$\chi_{3L} = \begin{pmatrix} u_3 \\ d_3 \\ D \end{pmatrix}_L$	u^c_{3L}	$d_{3L}c$	D^c_L
$(3, 3, 0)$	$(3^*, 1, -2/3)$	$(3^*, 1, 1/3)$	$(3^*, 1, 1/3)$

3.4 OTROS MODELOS.

Se puede considerar otros posibles modelos 331 sin cargas eléctricas exóticas. Primero definamos los conjuntos cerrados[8] de fermiones:

- $S_1 = [(\nu_\alpha, \alpha^-, E^-_\alpha); \alpha^+; E^+_\alpha]$ con números cuánticos: (1,3,-2/3);(1,1,1);(1,1,1);
- $S_2 = [(\alpha^-, \nu_\alpha, N^0_\alpha); \alpha^+;]$ con números cuánticos: $(1, 3^*, -1/3); (1, 1, 1)$;
- $S_3 = [(d, u, U); u^c; d^c; U^c]$ con números cuánticos: $(3, 3^*, 1/3)$; $(3^*, 1, -2/3)$; $(3^*, 1, 1/3)$; $(3^*, 1, -2/3)$;
- $S_4 = [(u, d, D); d^c; u^c; D^c]$ con números cuánticos $(3, 3, 0)$; $(3^*, 1, 1/3)$; $(3^*, 1, -2/3)$; $(3^*, 1, 1/3)$;
- $S_5 = [(e^-, \nu_e, N^0_1); (E^-, N^0_2, N^0_3); (N^0_4, E^+, e^+)]$ con números cuánticos: $(1, 3^*, -1/3)$; $(1, 3^*, -1/3)$; $(1, 3^*, 2/3)$;
- $S_6 = [(\nu_e, e^-, E^-_1); (E^+_2, N^0_1, N^0_2); (N^0_3, E^-_2, E^-_3); e^+; E^+_1; E^+_3]$ con números cuánticos $(1, 3, -2/3)$; $(1, 3, 1/3)$; $(1, 3, -2/3)$; $(1, 1, 1)$; $(1, 1, 1)$; $(1, 1, 1)$.

Para tres familias se tienen los siguientes modelos:
Modelo D:$(3S_2 + S_3 + 2S_4)$
Modelo E: $(S_1 + S_2 + S_3 + 2S_4 + S_5)$.
Modelo F: $(S_1 + S_2 + 2S_3 + S_4 + S_6)$.
Modelo G: $(2S_4 + 2S_5 + S_3 + S_6)$.

[8]Cerrado porque se incluyen en cada conjunto las antipartículas de las partículas cargadas

Modelo H: $(S_4 + S_5 + 2S_3 + 2S_6)$.
Modelo I: $3(S_4 + S_5)$.
Modelo J: $3(S_3 + S_6)$.

4. EL SECTOR ESCALAR

Se estudiará el sector escalar de los modelos anteriores, que no contienen partículas con cargas eléctricas exóticas. Se apreciará que para esos modelos existe un sector escalar el cual permite un rompimiento espontaneo de la simetría adecuado, usando el proceso:

$$SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X \underrightarrow{< \phi >_1} SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$$
$$\underrightarrow{< \phi >_2, < \phi >_3} SU(3)_C \otimes U(1)_Q,$$

Lo que implica la existencia de ocho bosones de Goldstone que deben estar contenidos en dicho sector escalar.

Además del rompimiento espontaneo de la simetría, este sector escalar puede ser usado para darle masas tanto a los bosones gauge como a los fermiones.

Para romper la simetría, se necesitan tres tripletes de escalares complejos de Higgs (junto con sus complejos conjugados) lo que implica tener nueve escalares complejos y dieciocho reales. Estos tres tripletes escalares junto con sus respectivos valores desperados en el vacío (VEV) son:

$$\begin{aligned}
\phi_1(1,3^*,-1/3) &= \begin{pmatrix} \phi_1^- \\ \phi_1^0 \\ \phi_1^{'0} \end{pmatrix} \quad \text{con VEV} \quad < \phi_1 >= \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ V \end{pmatrix}, \\
\phi_2(1,3^*,-1/3) &= \begin{pmatrix} \phi_2^- \\ \phi_2^0 \\ \phi_2^{'0} \end{pmatrix} \quad \text{con VEV} \quad < \phi_2 >= \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \\ 0 \end{pmatrix}, \\
\phi_3(1,3^*,2/3) &= \begin{pmatrix} \phi_3^0 \\ \phi_3^+ \\ \phi_3^{'+} \end{pmatrix} \quad \text{con VEV} \quad < \phi_3 >= \begin{pmatrix} \frac{v'}{\sqrt{2}} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix},
\end{aligned} \tag{15}$$

Con escala de jerarquía de masa $V \gg v \simeq v' \sim 250$ GeV, escala de masa electrodébil. Los escalares complejos neutros están dados por:

$$
\begin{aligned}
\phi_1^0 &= \frac{\phi_{1R}^0 + i\phi_{1I}^0}{\sqrt{2}}, \\
\phi_2^{\prime 0} &= \frac{\phi_{2R}^{\prime 0} + i\phi_{2I}^{\prime 0}}{\sqrt{2}}, \\
\phi_1^{\prime 0} &= V + \frac{\phi_{1R}^{\prime 0} + i\phi_{1I}^{\prime 0}}{\sqrt{2}}, \\
\phi_2^0 &= v + \frac{\phi_{2R}^0 + i\phi_{2I}^0}{\sqrt{2}}, \\
\phi_3^0 &= v' + \frac{\phi_{3R}^0 + i\phi_{3I}^0}{\sqrt{2}}.
\end{aligned} \tag{16}
$$

La parte real ϕ_R es conocida como escalar CP-par o escalar puro, y la imaginaria ϕ_I como CP-impar o pseudoescalar

4.1 EL POTENCIAL ESCALAR

El Potencial mas general renormalizable que incluye ϕ_1, ϕ_2 y ϕ_3 se puede escribir en la siguiente forma:

$$
\begin{aligned}
V(\phi_1, \phi_2, \phi_3) = {} & \mu_1^2\phi_1^\dagger\phi_1 + \mu_2^2\phi_2^\dagger\phi_2 + \mu_3^2\phi_3^\dagger\phi_3 + \frac{\mu_4^2}{2}(\phi_1^\dagger\phi_2 + H.C.) + \lambda_1(\phi_1^\dagger\phi_1)^2 \\
& + \lambda_2(\phi_2^\dagger\phi_2)^2 + \lambda_3(\phi_3^\dagger\phi_3)^2 + \frac{\lambda_4}{2}[(\phi_1^\dagger\phi_2)^2 + H.C.] + \lambda_5(\phi_1^\dagger\phi_1) \\
(\phi_2^\dagger\phi_2) & + \lambda_6(\phi_1^\dagger\phi_1)(\phi_3^\dagger\phi_3) + \lambda_7(\phi_2^\dagger\phi_2)(\phi_3^\dagger\phi_3) + \lambda_8(\phi_1^\dagger\phi_2)(\phi_2^\dagger\phi_1) \\
& + \lambda_9(\phi_1^\dagger\phi_3)(\phi_3^\dagger\phi_1) + \lambda_{10}(\phi_2^\dagger\phi_3)(\phi_3^\dagger\phi_2) \\
& + \frac{1}{2}[\lambda_{11}(\phi_1^\dagger\phi_1)(\phi_1^\dagger\phi_2) + \lambda_{12}(\phi_2^\dagger\phi_2)(\phi_1^\dagger\phi_2) + \lambda_{13}(\phi_3^\dagger\phi_3)(\phi_1^\dagger\phi_2)] \\
& + \frac{1}{2}[\lambda_{14}(\phi_1^\dagger\phi_3)(\phi_3^\dagger\phi_2) + f\epsilon_{ijk}\phi_1^i\phi_2^j\phi_3^k + H.C.].
\end{aligned}
$$

Estudiar este potencial de manera directa es muy complicado, de tal manera que se va a aplicar una simetria de reflexión que permita disminuir algunos términos y reducir un poco la dificultad de este; bajo la simetría específica se debe cumplir que:

$$V(\phi_1, \phi_2, \phi_3) = V(-\phi_1, \phi_2, \phi_3) \tag{17}$$

De tal manera que se me anulan los términos en los que se presenta un número impar de ϕ_1; y el potencial inicial queda de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} V(\phi_1, \phi_2, \phi_3) &= \mu_1^2 \phi_1^\dagger \phi_1 + \mu_2^2 \phi_2^\dagger \phi_2 + \mu_3^2 \phi_3^\dagger \phi_3 + \lambda_1 (\phi_1^\dagger \phi_1)^2 \\ &+ \lambda_2 (\phi_2^\dagger \phi_2)^2 + \lambda_3 (\phi_3^\dagger \phi_3)^2 + \frac{\lambda_4}{2} [(\phi_1^\dagger \phi_2)^2 + H.C.] + \\ &\lambda_5 (\phi_1^\dagger \phi_1)(\phi_2^\dagger \phi_2) + \lambda_6 (\phi_1^\dagger \phi_1)(\phi_3^\dagger \phi_3) + \lambda_7 (\phi_2^\dagger \phi_2)(\phi_3^\dagger \phi_3) + \\ &\lambda_8 (\phi_1^\dagger \phi_2)(\phi_2^\dagger \phi_1) + \lambda_9 (\phi_1^\dagger \phi_3)(\phi_3^\dagger \phi_1) + \lambda_{10} (\phi_2^\dagger \phi_3)(\phi_3^\dagger \phi_2). \end{aligned} \tag{18}$$

Ahora se buscarán valores de los parámetros que hagan mínimo el potencial

cuando los campos del sector escalar sean cero.

4.1.1 Minimización del potencial. Estableciendo que el potencial $V(\phi_1, \phi_2$ y $\phi_3)$ tenga un extremo cuando los campos sean igual a cero, existirá entonces un punto crítico para este potencial.
Observemos todas las primeras derivadas evaluadas en campos=0

$$\frac{\partial V}{\partial \phi_{1R}^{'0}} \mid_{campos=0} = \mu_1^2 + 2\lambda_1 V^2 + \lambda_5 \upsilon^2 + \lambda_6 \upsilon^{'2} = 0 \tag{19}$$

$$\frac{\partial V}{\partial \phi_{2R}^{0}} \mid_{campos=0} = \mu_2^2 + 2\lambda_2 \upsilon^2 + \lambda_5 V^2 + \lambda_7 \upsilon^{'2} = 0 \tag{20}$$

$$\frac{\partial V}{\partial \phi_{3R}^{0}} \mid_{campos=0} = \mu_3^2 + 2\lambda_3 \upsilon^{'2} + \lambda_6 V^2 + \lambda_7 \upsilon^{'2} = 0 \tag{21}$$

Las cuales son las respectivas ecuaciones de ligadura.

Sustituyendo las ecuaciones anteriores, y diagonalizando se obtiene el espectro de masas para el sector escalar.

4.2 EL ESPECTRO DE MASAS DEL SECTOR ESCALAR

Para esto se ha tomado el potencial (18) desarrollado hasta términos de segundo orden y teniendo en cuenta las ligaduras (19), (20) y (21), toma la siguiente forma:

$$
\begin{aligned}
&V(\phi_1, \phi_2, \phi_3) = \\
&\upsilon'^2 \phi_1^+ \phi_1^- \lambda_9 + V\upsilon' \phi_3'^+ \phi_1^- \lambda_9 + V\upsilon' \phi_1^+ \phi_3'^- \lambda_9 + V^2 \phi_3'^+ \phi_3'^- \lambda_9 + \upsilon'^2 \phi_2^+ \phi_2^- \lambda_{10} \\
&\quad + \upsilon\upsilon' \phi_3^+ \phi_2^- \lambda_{10} + \upsilon\upsilon' \phi_2^+ \phi_3^- \lambda_{10} \upsilon^2 \phi_3^+ \phi_3^- \lambda_{10} + 2V^2 \lambda_1 \phi_{1R}'^0 + \frac{\upsilon^2}{2} \lambda_4 \phi_{2R}'^{0^2} \\
&\quad + \frac{\upsilon^2}{2} \lambda_8 \phi_{2R}'^{0^2} + \upsilon V \lambda_4 \phi_{2R}'^0 \phi_{1R}^0 + \upsilon V \lambda_8 \phi_{2R}'^0 \phi_{1R}^0 + \frac{\upsilon^2 \lambda_4 \phi_{1R}^{0^2}}{2} + \frac{\upsilon^2 \lambda_8 \phi_{1R}^{0^2}}{2} \\
&+ 2\upsilon V \lambda_5 \phi_{1R}'^0 \phi_{2R}^0 + 2\upsilon^2 \lambda_2 \phi_{2R}^{0^2} + 2V\upsilon' \lambda_6 \phi_{1R}'^0 \phi_{3R}^0 + 2\upsilon\upsilon' \lambda_7 \phi_{2R}^0 \phi_{3R}^0 + 2\upsilon'^2 \lambda_3 \phi_{3R}^{0^2}
\end{aligned}
\tag{22}
$$

4.2.1 Espectro del Sector Escalar Neutro.

Se obtendrá una matriz de masa evaluando las segundas derivadas parciales respecto a los campos del potencial escalar anterior en el punto crítico, usando la expresión:
$M_{ij}^2 = [\partial^2 V(\phi_1, \phi_2, \phi_3)/\partial\phi_i \partial_j]$

De donde se obtiene la siguiente matriz de masa quasi-diagonal en la base:
$\phi_{2R}^0, \phi_{3R}^0, \phi_{1R}'^0, \phi_{2R}'^0, \phi_{1R}^0$.

$$
M^2 = \begin{pmatrix} M_1^2 & 0 \\ 0 & M_2^2 \end{pmatrix} \tag{23}
$$

Donde:

$$
M_1^2 = \begin{pmatrix} 4\upsilon^2\lambda_2 & 2\upsilon\upsilon'\lambda_7 & 2\upsilon V\lambda_5 \\ 2\upsilon\upsilon'\lambda_7 & 2\upsilon'^2\lambda_3 & 2V\upsilon'\lambda_6 \\ 2\upsilon V\lambda_5 & 2V\upsilon'\lambda_6 & 4V^2\lambda_1 \end{pmatrix} \tag{24}
$$

y

$$
M_2^2 = (\lambda_4 + \lambda_8) \begin{pmatrix} V^2 & \upsilon V \\ \upsilon V & \upsilon^2 \end{pmatrix} \tag{25}
$$

se debe tener en cuenta que υ y $\upsilon^{'}$ son demasiado pequeños comparados con V; ó sea:

$$\upsilon, \upsilon^{'} \ll V \tag{26}$$

Se encuentra los valores propios de la matriz M_1^2 que corresponden a valores de masa de los campos de Higgs del sector, pero se obtienen expresiones muy comlpicadas por lo tanto se realiza una aproximación usando teoría de perturbaciones independiente del tiempo, clasificando los términos en segundo orden, primero y cero respecto a V; se escribe M_1^2 de la siguiente manera:

$$M_1^2 =$$

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 4V^2\lambda_1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 2\upsilon V\lambda_5 \\ 0 & 0 & 2V\upsilon^{'}\lambda_6 \\ 2\upsilon V\lambda_5 & 2V\upsilon^{'}\lambda_6 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 4\upsilon^2\lambda_2 & 2\upsilon\upsilon^{'}\lambda_7 & 0 \\ 2\upsilon\upsilon^{'}\lambda_7 & 2\upsilon^{'2}\lambda_3 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \tag{27}$$

Ahora Trabajo la primera matriz que corresponde a valores de segundo orden en V.

Se buscan los autovalores y se obtiene la sigiente ecuación característica: $\ell^2(4V^2\lambda_1) = 0$, de la que se obtienen 3 autovalores, dos de ellos son cero debido a la aproximación y el tercero corresponde a la masa del campo $\mathcal{H}_3$ de valor:

$$M^2_{\mathcal{H}_3} = 4V^2\lambda_1, \quad \text{con } \lambda_1 > 0 \tag{28}$$

Para romper la degeneración se suma la matriz de aprimación a orden dos en V con la de aproximación a orden uno en V; y se obtiene la siguente matriz:

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 2\upsilon V\lambda_5 \\ 0 & 0 & 2V\upsilon^{'}\lambda_6 \\ 2\upsilon V\lambda_5 & 2V\upsilon^{'}\lambda_6 & 4V^2\lambda_1 \end{pmatrix} \tag{29}$$

Ahora en base a esta matriz calculo autovectores que ayudarán a encontrar la masa de los campos que resultaron cero en la primera aproximación. La meta es obtener el autovector $\mathcal{H}_1$, y un vector $\mathcal{H}_2$ ortogonal a este.

Para esta matriz se encuentra entonces un campo:

$$\mathcal{H}_1 \simeq \frac{\upsilon\lambda_5\phi^0_{3R} - \upsilon^{'}\lambda_6\phi^0_{2R}}{\sqrt{\upsilon^2\lambda_5^2 + \upsilon^{'2}\lambda_6^2}} \tag{30}$$

Un campo ortogonal a $\mathcal{H}_1$ será:

$$\mathcal{H}_2 \simeq \frac{\upsilon\lambda_5\phi^0_{2R} + \upsilon^{'}\lambda_6\phi^0_{3R}}{\sqrt{\upsilon^2\lambda_5^2 + \upsilon^{'2}\lambda_6^2}} \quad y \quad \mathcal{H}_3 \simeq \phi^{'0}_{1R} \tag{31}$$

Por último uso la matriz que resulta de sumar todas las aproximaciones, mediante el sigiente arreglo:

$$\left(\phi^0_{2R}, \phi^0_{3R}, \phi^{'0}_{1R}\right) \begin{pmatrix} 4\upsilon^2\lambda_2 & 2\upsilon\upsilon^{'}\lambda_7 & 2\upsilon V\lambda_5 \\ 2\upsilon\upsilon^{'}\lambda_7 & 2\upsilon^{'2}\lambda_3 & 2V\upsilon^{'}\lambda_6 \\ 2\upsilon V\lambda_5 & 2V\upsilon^{'}\lambda_6 & 4V^2\lambda_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi^0_{2R} \\ \phi^0_{3R} \\ \phi^{'0}_{1R} \end{pmatrix} \tag{32}$$

Esto con el fin de obtener las masas que resultaron con valores cero; entonces se debe definir los campos ϕ^0_{2R} y ϕ^0_{3R} en términos de los campos $\mathcal{H}_1$ y $\mathcal{H}_2$ antes definidos así:

$$\phi^0_{2R} = \frac{\upsilon\lambda_5\mathcal{H}_2 - \upsilon^{'}\lambda_6\mathcal{H}_1}{\sqrt{\upsilon^2\lambda_5^2 + \upsilon^{'2}\lambda_6^2}} \quad y \quad \phi^0_{3R} = \frac{\upsilon\lambda_5\mathcal{H}_1 + \upsilon^{'}\lambda_6\mathcal{H}_2}{\sqrt{\upsilon^2\lambda_5^2 + \upsilon^{'2}\lambda_6^2}} \tag{33}$$

Los valores que acompañan los campos $\mathcal{H}_1^2$ y $\mathcal{H}_2^2$ serán sus respectivas masas (recuedo que los compos son ortogonales). Se tienen los siguientes valores de masa para $\mathcal{H}_1^2$ y $\mathcal{H}_2^2$:

$$M^2_{\mathcal{H}_1} = \frac{2\upsilon^{'2}\upsilon^2(2\lambda_2\lambda_6^2 - 2\lambda_7\lambda_5\lambda_6 + \lambda_3\lambda_5^2)}{(\upsilon^2\lambda_5^2 + \upsilon^{'2}\lambda_6^2)} \tag{34}$$

$$M^2_{\mathcal{H}_2} = \frac{2(\upsilon^4\lambda_2\lambda_5^2 + 2\upsilon^2\upsilon^{'2}\lambda_7\lambda_5\lambda_6 + \upsilon^{'4}\lambda_3\lambda_6^2)}{(\upsilon^2\lambda_5^2 + \upsilon^{'2}\lambda_6^2)} \tag{35}$$

Al diagonalizar la matriz M_2^2 se obtiene un boson de Goldstone G_1 de masa cero, y un campo de Higgs masivo $\mathcal{H}_4$ con masa:

$$M^2_{\mathcal{H}_4} = (\upsilon^2 + V^2)(\lambda_4 + \lambda_8) \tag{36}$$

4.2.2 Espectro del Sector Pseudoescalar Neutro. Se pueden identificar tres bosones de Goldstone: $G_2 = \phi_{1I}^{'0}$, $G_3 = \phi_{2I}^0$, $G_4 = \phi_{3I}^0$, que vienen dentro del sector escalar escogido.

4.2.3 Espectro del Sector Escalar Cargado. Tomando el potencial (22), se encuentra la respectiva matriz de masa en la base: $\phi_1^+, \phi_2^+, \phi_3^+, \phi_3^{'+}$.

$$m^2 = \begin{pmatrix} \upsilon^{'2}\lambda_9 & 0 & 0 & V\upsilon^{'}\lambda_9 \\ 0 & \upsilon^{'2}\lambda_{10} & \upsilon\upsilon^{'}\lambda_{10} & 0 \\ 0 & \upsilon\upsilon^{'}\lambda_{10} & \upsilon^2\lambda_{10} & 0 \\ V\upsilon^{'}\lambda_9 & 0 & 0 & V^2\lambda_9 \end{pmatrix}$$

Al diagonalizar la anterior matriz se puede encontrar cuatro bosones de Goldstone $G_5^+(G_5^-)$,$G_6^+(G_6^-)$ de masas cero respectivamente, y cuatro nuevos campos físicos masivos $\mathcal{H}_5^+(\mathcal{H}_5^-)$, $\mathcal{H}_6^+(\mathcal{H}_6^-)$ de $masa^2$:

$$m^2_{\mathcal{H}_5^+} = m^2_{\mathcal{H}_5^-} = (V^2 + \upsilon^{'2})\lambda_9 \tag{37}$$

$$m^2_{\mathcal{H}_6^+} = m^2_{\mathcal{H}_6^-} = (V^2 + \upsilon^{'2})\lambda_{10} \tag{38}$$

Finalmente, enunciaré de forma breve las partículas contenidas en nuestro sector escalar:
En el modelo considerado se tiene cuatro escalares neutros masivos ($\mathcal{H}_1, \mathcal{H}_2, \mathcal{H}_3, \mathcal{H}_4$), cuatro escalares cargados $\mathcal{H}_5^+(\mathcal{H}_5^-), \mathcal{H}_6^+(\mathcal{H}_6^-)$ y ocho bosones de Goldstone:$(G_1, G_2, G_3, G_4, G_5^+(G_5^-), G_6^+(G_6^-))$, para un total de 16 campos.
Para las anteriores masas se debe cumplir que $\lambda_1, \lambda_9, \lambda_{10} > 0$

4.3 ACÓPLES DE LOS BOSONES GAUGE CON LOS BOSONES DE HIGGS $\mathcal{H}_1$ y $\mathcal{H}_2$.

Para determinar los acóples de los Higgses $\mathcal{H}_1, \mathcal{H}_2,$ ya mencionados, con los bosones $W^{\pm}$ y Z^0 se debe usar la relación:

$$(D^{\mu}\phi_i)^{\dagger}(D_{\mu}\phi_i); \qquad \phi_i = (\phi_1, \phi_2, \phi_3) \tag{39}$$

y también la derivada covariante dada por (3);donde se va a necesitar los ocho bosones de $SU(3)_L$ descritos por (14).
Por último la expresión obtenida debe ser reemplazada en terminos de los campos definidos en (33)
Los acóples trilineales y cuárticos de los bosones $W^{\pm}$ con los higgses $\mathcal{H}_1$ y $\mathcal{H}_2$ son los siguientes:

$$g(WW\mathcal{H}_1) = g_2^2 \frac{\upsilon\upsilon^{'}(\lambda_5 - \lambda_6)}{\sqrt{2}M_1} \tag{40}$$

$$g(WW\mathcal{H}_2) = g_2^2 \frac{(\upsilon^2\lambda_5 + \upsilon^{'2}\lambda_6)}{\sqrt{2}M_1} \tag{41}$$

$$g(WW\mathcal{H}_1\mathcal{H}_1) = g_2^2 \frac{\upsilon^{'2}\lambda_6^2}{2M_1^2} \tag{42}$$

$$g(WW\mathcal{H}_1\mathcal{H}_2) = g_2^2\upsilon\upsilon^{'} \frac{\lambda_5\lambda_6}{M_1^2} \tag{43}$$

$$g(WW\mathcal{H}_2\mathcal{H}_2) = g_2^2 \frac{\upsilon^2\lambda_5^2}{2M_1^2} \tag{44}$$

El valor de M_1 es: $\sqrt{\upsilon^2\lambda_5^2 + \upsilon^{'2}\lambda_6^2}$.
Ahora se presentarán los acóples obtenidos de la interacción de los Higgses $\mathcal{H}_1$ y $\mathcal{H}_2$ con el bozón Z^0

$$
\begin{aligned}
g(ZZ\mathcal{H}_1) = &\frac{\upsilon\upsilon'}{12C_W^2 S^2(T_W^2-3)}\Bigg(3\sqrt{2}g_2^2 S_W^4(1+S_W)^2(T_W^2-3)+\\
&3\sqrt{2}g_2^2 C_W^4 T_W^2(\sqrt{3}+T_W^2)(3-4T_W^2+T_W^4)+\\
&\frac{1}{\sqrt{1-\frac{T_W^2}{3}}}(2g_2 C_W S_W^2(1+s_W)(T_W^2-3)\big(6g_1 S_W+g_2 T_W\\
&\sqrt{6-2T_W^2}\sqrt{(T_W^2-1)(S_W^2(-3+\sqrt{3}+T_W^2)-3C_W^2(\sqrt{3}+T_W^2))}\big))+\\
&C_W^2 S_W\big(-18\sqrt{2}g_1^2 S_W-9\sqrt{2}g_2^2 S_W T_W^2+3\sqrt{6}g_2^2 S_W T_W^2\\
&+15\sqrt{2}g_2^2 S_W T_W^4-4\sqrt{6}g_2^2 S_W T_W^4-7\sqrt{2}g_2^2 S_W^2 T_W^6+\sqrt{6}g_2^2 S_W^2 T_W^6+\sqrt{2}g_2^2 S_W^2 T_W^8\\
&-\frac{36g_1 g_2 T_W\sqrt{(T_W^2-1)(S_W^2(-3+\sqrt{3}+T_W^2)-3C_W^2(\sqrt{3}+T_W^2))}}{\sqrt{3-T_W^2}}+\\
&\frac{12g_1 g_2 T_W\sqrt{(T_W^2-1)(S_W^2(-3+\sqrt{3}+T_W^2)-3C_W^2(\sqrt{3}+T_W^2))}}{\sqrt{3-T_W^2}}\big)\lambda_5\\
&+(-3\sqrt{2}g_2^2 S_W^4(1+S_W)^2(T_W^2-3)+3\sqrt{2}g_2^2 C_W^4 T_W^2\\
&(\sqrt{3}+T_W^2)(3-4T_W^2+T_W^4)-\\
&\frac{1}{\sqrt{1-\frac{T_W^2}{3}}}\Bigg(2C_W g_2 S_W^2(1+S_W)(T_W^2-3)(-12g_1 S_W+g_2 T_W\sqrt{6-2T^2}\\
&\sqrt{(T_W^2-1)(S_W^2(-3+\sqrt{3}+T_W^2)-3C_W^2(\sqrt{3}+T_W^2)))}\Bigg)+C_W^2 S_W\\
&\Bigg(18\sqrt{2}g_1 W^2 S_W+9\sqrt{2}g_2^2 S_W T_W^2-3\sqrt{6}g_2^2 S_W T_W^2-15\sqrt{2}g_2^2 S_W T_W^4+\\
&4\sqrt{6}g_2^2 S_W T_W^4+7\sqrt{2}g_2^2 S_W T_W^6-\sqrt{6}g_2^2 S_W T_W^6-\sqrt{2}g_2^2 S_W T_W^8-\\
&\frac{72g_1 g_2 T_W\sqrt{(T_W^2-1)(S_W^2(-3+\sqrt{3}+T_W^2)-3C_W^2(\sqrt{3}+T_W^2)))}}{\sqrt{3-T_W^2}}+\\
&\frac{24g_1 g_2 T_W^3\sqrt{(T_W^2-1)(S_W^2(-3+\sqrt{3}+T_W^2)-3C_W^2(\sqrt{3}+T_W^2)))}}{\sqrt{3-T_W^2}}\Bigg)\lambda_6
\end{aligned}
\tag{45}
$$

$$
\begin{aligned}
g(ZZ\mathcal{H}_2) = \frac{\upsilon\upsilon^{'}}{24C_W^2 S^4(T_W^2-3)M_1}\Big(& 3\sqrt{2}g_2^2 S_W^4(1+S_W)^2(T_W^2-3) - \\
& 3\sqrt{2}g_2^2 C_W^4 T_W^2(\sqrt{3}+T_W^2)(3-4T_W^2+T_W^4) + \\
& \frac{1}{\sqrt{1-\frac{T_W^2}{3}}}(2g_2 C_W S_W^2(1+s_W)(T_W^2-3)\big(-12g_1 S_W + g_2 T_W \\
& \sqrt{6-2T_W^2}\sqrt{(T_W^2-1)(S_W^2(-3+\sqrt{3}+T_W^2)-3C_W^2(\sqrt{3}+T_W^2))}\big)) + \\
& C_W^2 S_W\big(-18\sqrt{2}g_1^2 S_W - 9\sqrt{2}g_2^2 S_W T_W^2 + 3\sqrt{6}g_2^2 S_W T_W^2 \\
& +15\sqrt{2}g_2^2 S_W T_W^4 - 4\sqrt{6}g_2^2 S_W T_W^4 - 7\sqrt{2}g_2^2 S_W^2 T_W^6 + \sqrt{6}g_2^2 S_W^2 T_W^6 + \sqrt{2}g_2^2 S_W^2 T_W^8 \\
& - \frac{72g_1 g_2 T_W\sqrt{(T_W^2-1)(S_W^2(-3+\sqrt{3}+T_W^2)-3C_W^2(\sqrt{3}+T_W^2))}}{\sqrt{3-T_W^2}} - \\
& \frac{24g_1 g_2 T_W^3\sqrt{(T_W^2-1)(S_W^2(-3+\sqrt{3}+T_W^2)-3C_W^2(\sqrt{3}+T_W^2))}}{\sqrt{3-T_W^2}}\big)\upsilon^2\lambda_5 \\
& + 2(3\sqrt{2}g_2^2 S_W^4(1+S_W)^2(T_W^2-3) - 3\sqrt{2}g_2^2 C_W^4 T_W^2 \\
& (\sqrt{3}+T_W^2)(3-4T_W^2+T_W^4) + \\
& \frac{1}{\sqrt{1-\frac{T_W^2}{3}}}\big(2C_W g_2 S_W^2(1+S_W)(T_W^2-3)(6g_1 S_W + g_2 T_W\sqrt{6-2T^2} \\
& \sqrt{(T_W^2-1)(S_W^2(-3+\sqrt{3}+T_W^2)-3C_W^2(\sqrt{3}+T_W^2))})\big) + C_W^2 S_W \\
& \big(-18\sqrt{2}g_1 W^2 S_W - 9\sqrt{2}g_2^2 S_W T_W^2 + 3\sqrt{6}g_2^2 S_W T_W^2 + 15\sqrt{2}g_2^2 S_W T_W^4 - \\
& 4\sqrt{6}g_2^2 S_W T_W^4 - 7\sqrt{2}g_2^2 S_W T_W^6 + \sqrt{6}g_2^2 S_W T_W^6 + \sqrt{2}g_2^2 S_W T_W^8 - \\
& \frac{36g_1 g_2 T_W\sqrt{(T_W^2-1)(S_W^2(-3+\sqrt{3}+T_W^2)-3C_W^2(\sqrt{3}+T_W^2))}}{)}\sqrt{3-T_W^2} + \\
& \frac{12g_1 g_2 T_W^3\sqrt{(T_W^2-1)(S_W^2(-3+\sqrt{3}+T_W^2)-3C_W^2(\sqrt{3}+T_W^2))})}{\sqrt{3-T_W^2}}\Big)\upsilon^{'}\lambda_6
\end{aligned}
\tag{46}
$$

$$
\begin{aligned}
g(ZZ\mathcal{H}_1\mathcal{H}_1) = &\Bigg(2\sqrt{2}g_1g_2(-3T_W^2)\Bigg(3S_W^2+3S_W^3+\sqrt{3C_W^2T_W^2}\\
&\sqrt{(T_W^2-1)(S_W^2(-3+\sqrt{3}+T_W^2)-3C_W^2(\sqrt{3}+T_W^2))}\Bigg)\upsilon^2\lambda_5^2\\
&-\Bigg(18C_Wg_1^2S_W\sqrt{1-\frac{T_W^2}{3}}+\sqrt{2}g_1g_2(T_W^2-3)\Bigg(3S_W^2+3S_W^3+\sqrt{3C_W^2T_W^2}\\
&\sqrt{(T_W^2-1)(S_W^2(-3+\sqrt{3}+T_W^2)-3C_W^2(\sqrt{3}+T_W^2))}\Bigg)+\sqrt{2}g_2^2(T_W^2-3)\\
&\Bigg(3S_W^2+3S_W^3+\sqrt{3C_W^2T_W^2}\\
&\sqrt{(T_W^2-1)(S_W^2(-3+\sqrt{3}+T_W^2)-3C_W^2(\sqrt{3}+T_W^2))}\Bigg)\Bigg)\upsilon'^2\lambda_6^2\Bigg)\Bigg/\\
&(24C_WS_W^3\sqrt{1-\frac{T_W^2}{3}}(T_W^2-3)M_1^2) \quad (47)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
&g(ZZ\mathcal{H}_1\mathcal{H}_2) =\\
&\lambda_5\lambda_6\Bigg(18C_Wg_1^2S_W\sqrt{1-\frac{T_W^2}{3}}+3\sqrt{2}g_1g_2(T_W^2-3)\Bigg(3S_W^2+3S_W^3+\sqrt{3C_WT_W}\\
&\sqrt{(T_W^2-1)(S_W^2(-3+\sqrt{3}+T_W^2)-3C_W^2(\sqrt{3}+T_W^2))}\Bigg)+\sqrt{2}g_1g_2(T_W^2-3)\\
&\Bigg(3S_W^2+3S_W^3+\sqrt{3C_WT_W}\\
&\sqrt{(T_W^2-1)(S_W^2(-3+\sqrt{3}+T_W^2)-3C_W^2(\sqrt{3}+T_W^2))}\Bigg)\Bigg)\Bigg/\\
&(12C_WS_W^3\sqrt{1-\frac{T_W^2}{3}}(T_W^2-3)M_1^2) \quad (48)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
&g(ZZ\mathcal{H}_2\mathcal{H}_2) = \\
&-\Bigg(18C_W g_1^2 S_W\sqrt{1-\frac{T_W^2}{3}} + \sqrt{2}g_1 g_2 (T_W^2-3)\Bigg(3S_W^2 + 3S_W^3 + \sqrt{3C_W^2 T_W^2} \\
&\sqrt{(T_W^2-1)(S_W^2(-3+\sqrt{3}+T_W^2) - 3C_W^2(\sqrt{3}+T_W^2))}\Bigg) + \sqrt{2}g_2^2(T_W^2-3) \\
&\qquad\Bigg(3S_W^2 + 3S_W^3 + \sqrt{3C_W^2 T_W^2} \\
&\sqrt{(T_W^2-1)(S_W^2(-3+\sqrt{3}+T_W^2) - 3C_W^2(\sqrt{3}+T_W^2))}\Bigg)\Bigg)\upsilon^2\lambda_5^2 - 2\sqrt{2}g_1 g_2 \\
&\qquad (T_W^2-3)\Bigg(3S_W^2 + 3S_W^3 + \sqrt{3C_W^2 T_W^2} \\
&\qquad \sqrt{(T_W^2-1)(S_W^2(-3+\sqrt{3}+T_W^2) - 3C_W^2(\sqrt{3}+T_W^2))}\Bigg)\Bigg/ \\
&\qquad\qquad (24C_W S_W^3\sqrt{1-\frac{T_W^2}{3}}(T_W^2-3)M_1^2)
\end{aligned} \tag{49}
$$

CONCLUSIONES

El rompimiento expontaneo de simetría me permite obtener masa de bosones gauge y fermiones, pero lo más importante es que aparecen los bosones de Higgs como cámpo escalar real, y se visualiza la existencia de bosones de Goldstone no masivos.

Es indispensable la imposición de la simetría de reflexión para el desarrollo del potencial propuesto, ya que es demasiado complicada la expresión inicial.

Se Cumplió con los objetivos propuestos, que eran encontrar el espectro de masas del sector escalar en los modelos 331, y los respectivos acóples de los bosones gauge con los bosones de Higgs $\mathcal{H}_1$ y $\mathcal{H}_2$.

En el modelo considerado se tiene cuatro escalares neutros masivos ($\mathcal{H}_1, \mathcal{H}_2, \mathcal{H}_3, \mathcal{H}_4$), cuatro escalares cargados $\mathcal{H}_5^+(\mathcal{H}_5^-), \mathcal{H}_6^+(\mathcal{H}_6^-)$ y ocho bosones de Goldstone:$(G_1, G_2, G_3, G_4, G_5^+(G_5^-), G_6^+(G_6^-))$, para un total de 16 campos.

El desarrollo de el potencial durante este trabajo no fué nada trivial, pero enriquece mucho la tería dando cumplimiento a la existencia teórica de las partículas que se observan en el Modelo Estandar de la Física de partículas (Recordemos que el bosón de Higgs aún no ha sido descubierto).

RECOMENDACIONES

Para aquellas personas que han fijado sus miras en diferentes proyectos, en la física de altas energías existen varios modelos; los cuales se pueden estudiar en primera instancia partiendo del estudio del modelo estándar de la Física de partículas y luego proponiendo el desarrollo respectivo del modelo. Entre los modelos por estudiar se encuentran los (G, H, I, J) y sería probechoso realizar un estudio detallado de algunos de estos.

Hacer uso de un buen programa computacional de matemáticas que permita efectuar procesos rigurosos que se vuelven muy complejos cuando se trabajan manualmente.(Como es el caso de diagonalizar matrices de ordenes superiores o solución de ecuaciones no triviales).

BIBLIOGRAFIA

ARFKEN, George B. WEBER, Hans J. Mathematical Methods For Physicists, Fourth Edition; Academic Press. 1981. W. A. Ponce, Y. Giraldo and L.A.Sánchez, Physics.Rev **D67**, 0550 XX(2003).

BENAVIDES, Palacios Richard H. Tésis de pregrado; *Estudio Fenomenológico de los modelos interfamilias bajo el grupo gauge local* $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_x$ *en el modelo 331*.Universidad de Nariño, 2005.

CABRAL, Luis G. Introducción al Modelo Estándar en el Background field method electrodébil. Revista Mexicana de Física. 48 (2). p. 155-181.

A.G.Días, V.Pleitez, M.D.Tonasse, Physics.Rev **D67**, 95008(2003).

DONOGHUE, John F; GOLOWICH, Eugene and HOLSTEIN, Barry R. Dynamics of the Standard Model, Cambridge Monographs on Particle Physics Nuclear Physics and Cosmology. Cambridge, 1992. p. 415-429.

H.Fanchiotti, C. García-Cahal and W. A. Ponce, Europhyisics Letters.

GEORGI, Howard. Lie Algebras In Particle Physics; The Benjamin/Cummings Publishing Company, Inc. 1982.

GIRALDO, Usuga Yithsbey L. Tésis de maestría; *El Potencial Escalar en* $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$ *como Extensión del Modelo Estándar*. Universidad de Antilobia, 2002.

S. L. Glashow, *Nucl. Phys.* ***22***, 579 (1961);S. Weinberg, *Phys Rev. Lett.**19**,1264*

(1967); A. Salam, *in Elementary Particles Theory: Relativistic Groups and Analycity* (Nobel Symposium No.8), ed. N. Svarthlom(Almqvist and Wiksell, Stockholm, 1968), p. 367.

GOLDSTEIN, Herbert. Mecánica Clásica.

D. Gross y F. Wilczek. *Phys. Rev. Lett 30 (1973) 1343*

HALZEN, Francis and Martin, Alan. Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics. John Wiley & Sons. 1984.

M.B.Tully and G.C.Joshi, hep -ph/9810282.

KITABAYASHI, T. phys. Rev. D64, 057301. 2001. KOBAYASHI, M.

S.Filippi, W.A.Ponce and L.A.Sánchez, r.A.Díaz, R.Matínez and F.Ochoa, Physics.Rev **D69**(2004).
MASKAWA, K. Prog. Theor. Phys. 49, 652. 1973.

PONCE, William A. FLÓREZ, Juan Bautista. SÁNCHEZ, Luis A. ”Analysis of $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$Local gauge theory,” International Journal of modern Physics A, Vol.17, No.5. 2002.

TAPIA, Casanova Alex M. Tésis de pregrado; *Estudio Fenomenológico de un modelo 331 Interfamilia, sin cargas eléctricas exoticas*.Universidad de Nariño, 2005.

QUIGG, Chris. Gauge Theories Of The Strong, Weak, And Electromagnetic Interactions; The Benjamin/Cummings Publishing Company, Inc. 1983. Un estudio adicional del modelo Est´andar se presenta en los siguientes Revistas: E.S. Abers And B.W. Lee, Phycs. Rep. 9c,1 1973; Physics Reports, 88, No.1. 1982.