



**UNIVERSIDAD CATÓLICA DEL NORTE**

**FACULTAD DE CIENCIAS**

Departamento de Física

**MODELO ESCOTOGENICO GENERADO  
ESPONTÁNEAMENTE POR UNA SIMETRÍA  $U(1)_{L\mu-L\tau}$**

Tesis para optar al grado de Licenciado en Física con Mención en  
Astronomía

**ANDRES H. LAYANA RAMIREZ**

Profesor guía: Dr. Roberto Lineros R.

---

Antofagasta, Chile.  
Mes, 20XX

# Contenido

Índice de figuras	II
Índice de tablas	IV
Resumen.	VI
Introducción.	VII
<b>1. Modelo Estándar</b>	<b>1</b>
1.1. Partículas constituyentes de la materia . . . . .	1
1.2. Partículas transportadoras de fuerzas . . . . .	3
1.3. Densidad lagrangiana del Modelo Estándar . . . . .	6
1.4. Rompimiento espontáneo de una simetría y mecanismo de Higgs . . . . .	8
1.5. Fenómenos mas allá del Modelo estándar:	
Neutrinos y materia oscura . . . . .	11
<b>2. Mecanismos Seesaw y Modelo Escotogénico</b>	<b>14</b>
2.1. Matriz de masa de los neutrinos seesaw tipo I . . . . .	15
2.2. Generación de la masa de los neutrinos bajo el modelo Escotogenico . . . . .	16
<b>3. Modelo Escotogénico con simetría <math>U(1)_{l\mu-l\tau}</math></b>	<b>19</b>
3.1. Simetría $U(1)_{l\mu-l\tau}$ . . . . .	20
3.2. Interacción Radiativa $\nu_i - \phi_0$ . . . . .	21
3.3. Sector escalar . . . . .	23
3.4. Términos de masa y estados físicos . . . . .	23
<b>4. Ajustes del espacio de parámetros</b>	<b>30</b>
4.1. Definición de los parámetros de salida . . . . .	31

---

4.2. Restricciones empíricas y de estabilidad . . . . .	32
<b>5. Fenomenología del modelo</b>	<b>36</b>
5.1. Abundancia fósil de la materia oscura . . . . .	36
5.2. sector escalar $Z_{2_{par}}$ . . . . .	37
5.3. Detección de nuevos campos . . . . .	38
5.4. Neutrinos . . . . .	44
<b>6. Conclusiones</b>	<b>46</b>
<b>Bibliografía.</b>	<b>48</b>
<b>Anexo 1</b>	<b>51</b>

# Índice de figuras

1.1. Evolución de las constantes electromagnética y cromodinámica . . . . .	4
1.2. Potencial Cromodinamico $q\bar{q}$ . . . . .	5
1.3. Representacion del decaimiento $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ mediante interacción débil. . . . .	5
1.4. Potencial del boson de Higgs antes y después del RES . . . . .	8
1.5. Velocidad de rotación en función del radio galáctico de NGC-3198, la curva superior son los valores empíricos y las inferiores las contribuciones del disco galáctico, y el halo de MO necesarios para que los datos se ajusten a la teoría [9] . . . . .	11
2.1. Diagrama de Feynman del potencial de Weinberg . . . . .	15
2.2. Diagrama de Feynman de la generación de masa de los neutrinos bajo el modelo escotogénico . . . . .	18
3.1. Mezcla cinética a un loop entre el foton/Z-X . . . . .	20
3.2. Generación de masa para los neutrinos del modelo . . . . .	21
3.3. Diagramas de Feynman que otorgan los términos de masa para los neutrinos en base de gauge y base física. . . . .	25
4.1. Comportamiento de la función $-xcot^2(\theta) - ytan^2(\theta)$ que define el limite inferior para que se cumplan las relaciones (4.28) . . . . .	35
5.1. Comportamiento de $\Omega_{DM}h^2$ en función de su masa a escala logarítmica para las tres naturalezas posibles. A la izquierda todo el rango posible donde la linea roja marca el valor empírico medio actual, a la derecha la zona dentro del error del valor empírico. . . . .	37

---

5.2. Relación logarítmica entre los valores absolutos de $g_X$ y los parámetros perturbativos del sector escalar $Z_{2_{par}}$ para el caso fermionico(izquierda), escalar(centro) y pseudoescalar(derecha) con distintas masas de $h_2$ . En rojo $m_{h_2} = 80[\text{GeV}]$ , en verde $m_{h_2} = 130[\text{GeV}]$ , en morado $m_{h_2} = 255[\text{GeV}]$ y en azul $m_{h_2} = 1500[\text{GeV}]$ . . . . .	38
5.3. Diagrama de Feynman para la detección directa de MO. . . . .	39
5.4. Relación logarítmica entre la sección eficaz para la detección directa de MO y su masa en los casos fermionico, escalar y pseudoescalar a escala logarítmica con $65[\text{GeV}] > m_{MO} > 10000[\text{GeV}]$ y $10[\text{GeV}] > m_X > 10000[\text{GeV}]$ , en rojo la zona excluida por XENON 1T [22], En azul la zona excluida por el " $\nu$ floor" [24] y la línea magenta el límite de detección para DARWIN [23] . . . . .	40
5.5. Diagramas de Feynmann que contribuyen a los canales de aniquilación $W^+W^-$ y $t\bar{t}$ para los tres posibles candidatos a MO. . . . .	40
5.6. Relación logarítmica entre el canal de aniquilación $W^+W^-$ y la masa de la MO de naturaleza escalar y pseudoescalar con $65[\text{GeV}] > m_{MO} > 10000[\text{GeV}]$ y $10[\text{GeV}] > m_X > 10000[\text{GeV}]$ , en naranja la zona excluida por Fermi-LAT [25], En morado la zona excluida por HESS [26] y la línea verde define el límite inferior de detección para CTA [27] . . . . .	41
5.7. Relación logarítmica del ancho de decaimiento para el canal $t^+t^-$ y la masa de esta para MO de naturaleza escalar y pseudoescalar con $65[\text{GeV}] > m_{MO} > 10000[\text{GeV}]$ y $10[\text{GeV}] > m_X > 10000[\text{GeV}]$ , donde la línea verde define el límite de detección para CTA [27] . . . . .	41
5.8. Relación logarítmica entre ancho de decaimiento principales de $X$ y su masa. . . . .	42
5.9. Ratio de los canales de decaimiento principales de $X$ vs su masa a escala logarítmica. . . . .	42
5.10. Ancho de decaimiento de $h_2$ vs su masa. . . . .	43
5.11. Ratio de los canales de decaimiento principales de $h_2$ vs su masa . . . . .	43
5.12. Relación logarítmica entre $y_\mu$ e $y_\tau$ . . . . .	44
5.13. Relación lineal entre las entradas de $M_{\nu_{ij}}$ en base de gauge . . . . .	45

# Índice de tablas

1.1.	Cotas superiores para la masa efectiva de los estados de sabor de los neutrinos	12
1.2.	Ultimas mediciones de las diferencias de los cuadrados de masa de los estados físicos de los neutrinos. . . . .	13
2.1.	Campos relevantes bajo las simetrías del modelo escotogenico . . . . .	17
3.1.	Valor de los números leptonicos de los leptones del ME . . . . .	19
3.2.	Campos relevantes bajo las simetrías del modelo radiativo $U(1)_{l_\mu-l_\tau}$ . . .	22

# Modelo Escotogenico generado espontáneamente por una simetría $U(1)_{l\mu-l\tau}$

Andres H. Layana Ramirez

## Resumen

Construimos una extensión al modelo estándar con una nueva simetría de gauge  $U(1)_{l\mu-l\tau}$  que se rompe espontáneamente, la cual genera términos de masa de manera radiativa para los neutrinos además de otorgar tres candidatos a conformar la materia oscura.

Con ayuda de los programas Lanhep y MICROmega realizamos distintos *scans* en el espacio de parámetros del modelo para probar su viabilidad según las restricciones empíricas actuales de la fenomenología de los neutrinos y materia oscura, el impacto del nuevo escalar que adquiere un valor de expectación del vacío al mezclarse con el boson de higgs, además de definir los principales canales y los experimentos en curso o cercanos que puedan detectar de manera directa e indirecta los nuevos campos mas relevantes del modelo.



# Introducción

La idea de una unidad primaria e indivisible que constituye toda la materia viene desde los siglos 9-5 a.c en la India ancestral, la cual se creyó descubrir con el átomo, pero la naturaleza no es tan simple, existe una variedad de partículas elementales con distintas características definidas por la física de altas energías (FAE) en base a cantidades fundamentales que contienen como su spin ( $s$ ), cargas fundamentales (hipercarga, isospin y color), masa, numero barionico e interacciones regidas por la teoría cuántica de campos (TTC) definiendo las partículas como perturbaciones campos cuantizados que satisfacen las ecuaciones de movimiento relativistas, interactuantes mediante estas mismas. Todo esto bajo las bases de la mecánica cuántica o primera cuantización, asociando las cantidades físicas u observables a los autovalores de los operadores asociados restringidos por reglas de conmutación. El mayor logro de la física de partículas hasta la actualidad en contener todo estos formalismos en una solo modelo, el modelo estándar (ME).

La teoria de Yang-Mills y el teorema de Noether modelan las interacciones mediante las fuerzas fundamentales(exceptuando la gravitatoria) mediante campos de spin = 1 [1], las partículas elementales están definidas matemáticamente como campos de la TCC y los términos de masa de estas nacen de un rompimiento espontáneo de simetría (RES), específicamente el mecanismo de Higgs, todo esto contenido en una densidad lagrangiana que representa todas las interacciones posibles entre las partículas. El existo de este modelo recae en la gran cantidad de predicciones que han sido comprobadas experimentalmente con una precisión de hasta un orden de  $10^{-13}$  [2], pero no explica todos los fenómenos observados, como la oscilación y masa de los neutrinos [12], la diferencia barionica o las partículas interactuantes gravitatoriamente que componen la materia oscura (MO) [10] entre otras, por lo que se le considera un modelo incompleto. Esto abrió una nueva rama en la FAE: La física mas allá del modelo estándar, en la cual se modelan extinciones teóricas del ME que lo complementen con los fenómenos que no puede explicar sin afectar lo logrado con

este.

Dado que estas extensiones necesariamente implican agregar nuevos campos y/o simetrías existe una gran gama de posibilidades, pero, basándose en su complejidad, cantidad de nuevos parámetros agregados y la viabilidad de comprobación experimental, algunas sobresalen de otras.

En el caso de la masa de los neutrinos los mecanismos tipo *seesaw* [15] [16], donde neutrinos estériles de gran masa pueden otorgar las pequeñas masas de los neutrinos del ME sin que los acoplamientos de Yukawa sean tan pequeños. Además de dar candidatos a MO en el proceso, se posiciona como el más convincente y utilizado.

En la presente tesina mediante una nueva simetría rota asociada al número leptónico muónico y tau  $U(1)_{L\mu-L\tau}$  y otra conservada  $Z_2$  y un set de partículas escalares y espinoriales buscaremos generar la masa de los neutrinos bajo el mecanismo *seesaw* en un modelo escotogénico que se generara espontáneamente además de dar un candidato a MO. Primero se presentara las bases que nos entrega el modelo estándar, luego el funcionamiento de los modelos más allá del ME en los que nos basamos, por consiguiente definiremos los nuevos parámetros y campos agregados en nuestro modelo y realizaremos un scan para observar si los valores de la abundancia fósil de MO ( $\Omega_{DM}h^2$ ) y la diferencia de masa al cuadrado entre los estados masivos de los neutrinos ( $\Delta m_{12}^2$  y  $\Delta m_{13}^2$ ) pueden coincidir con los valores empíricos [11] [13] para finalmente discutir los resultados y experimentos próximos o en ejecución que puedan corroborar o descartar esta teoría.

# Capítulo 1

## Modelo Estándar

Las teorías y descubrimientos empíricos de cientos de científicos asociados a las partículas fundamentales y sus interacciones desde 1930 convergieron por el año 1970 para formar el modelo estándar, que dictamina las características y funcionamiento de las estructuras básicas de la materia bajo restricciones de las simetrías locales o de gauge  $U(1)_Y \otimes SU(2)_L \otimes SU(3)_C$  asociadas a los números cuánticos de la hipercarga (Y), el isospin débil ( $I_3$ ) y color (C). de donde la carga eléctrica (Q) viene dada por la formula de Gell-Mann–Nishijima :

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}Y \quad (1.1)$$

Todo esto en unidades naturales ( $c = \hbar = 1$ ) y bajo la métrica de Minkowski (1,-1,-1,-1).

### 1.1. Partículas constituyentes de la materia

Toda la materia a nuestro alrededor esta compuesta por fermiones, caracterizados por tener spin semi-entero y definidos por la TCC como ondas planas que son soluciones de la ecuación de Dirac [3]:

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi(x) = 0 \quad (1.2)$$

(las matrices  $\gamma^\mu$  y otros elementos matemáticos están definidos en el Anexo 1)

La ecuación de Dirac entrega dos soluciones interpretadas como un par partícula-antipartícula ( $p\bar{p}$ ) idénticos en masa y spin, y opuestos en el resto de números cuánti-

cos.

Una característica de los fermiones es que pueden descomponerse en estados independientes según su quiralidad,

$$\psi(x) = \psi_R(x) + \psi_L(x) \quad (1.3)$$

Los estados quirales son las dos representaciones posibles en el grupo de Poincaré para campos con spin  $\frac{1}{2}$  y están definidos por los operadores de proyección:

$$\psi_R = P_R \psi = \frac{1 + \gamma^5}{2} \psi \quad \psi_L = P_L \psi = \frac{1 - \gamma^5}{2} \psi \quad \gamma^5 = \begin{pmatrix} -\mathbb{1}_2 & 0 \\ 0 & \mathbb{1}_2 \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

La teoría quiral nos dice que los estados quirales son campos distintos entre ellos, su principal diferencia es que los estados “*left handed*” (L) contienen una carga de isospin débil  $I_3 = \frac{1}{2}$  formando dobletes en ese espacio mientras que los estados “*right handed*” (R) con  $I_3 = 0$  forman singletes que no pueden interactuar de manera débil, los estados quirales deben poseer la misma masa y carga eléctrica por los que su hipercarga también debe ser distinta.

Los fermiones que pueden interactuar de manera fuerte se definen como quarks y son los constituyentes de la materia nuclear, son seis: *up*(u), *down*(d), *charm*(c), *strange*(s), *top*(t) y *bottom*(b) poseen hipercarga  $Y_{qL} = \frac{1}{3}$  y se les clasifica en 3 generaciones de masa ascendente asociadas a los dobletes con valores  $I_3 = \pm \frac{1}{2}$  dando una carga eléctrica de  $Q = +\frac{2}{3}e$  a los superiores y  $Q = -\frac{1}{3}e$  a los inferiores, siendo  $e$  la carga eléctrica fundamental que posee el electrón.

$$q_{Li} = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \rightarrow Q = +2e/3 \quad \rightarrow Q = -e/3 \quad (1.5)$$

Y los estados R correspondientes:

$$q_{uRi} = u_R, c_R, t_R \rightarrow Y_{uR} = 4/3 \quad (1.6)$$

$$q_{dRi} = d_R, s_R, b_R \rightarrow Y_{dR} = -2/3 \quad (1.7)$$

A priori las cargas eléctricas fraccionarias de los quarks entran en conflicto con la definición de la carga eléctrica del electrón como el cuanto de esta cantidad, pero hasta hoy en día no se han encontrados quarks libres en la naturaleza, la responsable es la interacción nuclear fuerte que otorga una libertad asintótica que los confina a formar partículas compuestas denominadas hadrones: Mesones para pares y bariones

---

para tríos, de los cuales siempre se ha observado una carga eléctrica total múltiplo-entera de la del electrón. Las interacciones fuertes están asociadas a la carga de color que puede ser tres *blue*(*b*), *red*(*r*), *green*(*g*) y sus respectivas anticargas  $\bar{b}$ ,  $\bar{r}$ ,  $\bar{g}$ . En el caso de los mesones estos siempre deben tener carga de color total nula lo que obliga a que estos pares tengan la forma quark-antiquark, mientras que en el caso de los bariones estos deben tener las 3 cargas (o anticargas en el caso de los antibariones) [4]. Los únicos quarks estables son el u y el d, los que a su vez conforman los baryones mas estables, el protón(uud) y el neutrón(udd).

Los quarks violan la conservación de los números cuánticos *CP* bajo interacciones débiles y con el boson de higgs, esto implica que los estados físicos son una mezcla entre los campos de las distintas generaciones definido por la matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa [6]:

$$q'_L = \begin{pmatrix} q'_{L1} \\ q'_{L2} \\ q'_{L3} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} q_{L1} \\ q_{L2} \\ q_{L3} \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

Los fermiones que no poseen cargas de color y no pueden interactuar de manera fuerte se denominan leptones y al igual que los quarks se clasifican en tres generaciones asociadas a los dobletes de isospin  $I_3 = \pm\frac{1}{2}$  de masa ascendente pero estos poseen hipercarga  $Y_L = -1$  por lo que se dividen en leptones cargados: electrón (*e*), muon ( $\mu$ ), tau ( $\tau$ ) y sus respectivos neutrinos ( $\nu$ ) como los leptones neutros. De los leptones cargados solo el electrón es estable.

$$L_i = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L \rightarrow \begin{matrix} Q = 0 \\ Q = -e \end{matrix} \quad (1.9)$$

Con:

$$\ell_{Ri} = e_R, \mu_R, \tau_R \rightarrow Y_{\ell R} = -2 \quad (1.10)$$

Los neutrinos R no forman parte del ME, debido a que en este modelo los neutrinos son partículas con masa cero.

## 1.2. Partículas transportadoras de fuerzas

Las partículas interactúan mediante otras partículas, en el caso de las fuerzas fundamentales estas partículas son bosones y se denominan bosones de gauge, tienen

naturaleza vectorial (spin = 1) son los generadores de un grupo asociado a la conservación de una cantidad y se definen matemáticamente como ondas planas que son soluciones de la ecuación de Proca [5]:

$$\partial_\mu(\partial^\mu P^\nu - \partial^\nu P^\mu) + m^2 P^\nu = 0 \quad (1.11)$$

El boson que rige las interacciones electromagnéticas es el fotón ( $\gamma$ ,  $A^\mu$  en notación de TCC), asociado a la simetría  $U(1)_{EM}$  (no fundamental), no posee masa ni carga de ningún tipo y viaja siempre a velocidad constante  $c$  en el vacío. Los fotones solo se acoplan a campos que posean carga eléctrica no nula y sus interacciones están mediadas por la constante de estructura  $\alpha$  que al ser siempre menor que 1 provoca que agregar vértices a una interacción, reduce la probabilidad que esta ocurra.

Las interacciones fuertes se realizan a través de gluones (g) que son los bosones asociados a los generadores del grupo  $SU(3)$  y por ende deben ser 8, a diferencia de los fotones estos poseen una carga de color y anticolor lo que los vuelve auto-interactuantes [7], además su constante de acoplamiento  $\alpha_S \sim 1$  [fig. 1.1] haciendo que agregar mas vértices a una interacción no la vuelve menos probable, esto genera el fenómeno de jet de hadrones y hace que esta fuerza sea de corto alcance, ya que un gluon o quark terminara interactuando o creando nuevos gluones o pares quark-antiquark antes de recorrer una gran distancia, si bien no se ha corroborado empíricamente, se cree que no poseen masa y viajan a velocidad  $c$  en el vacío.

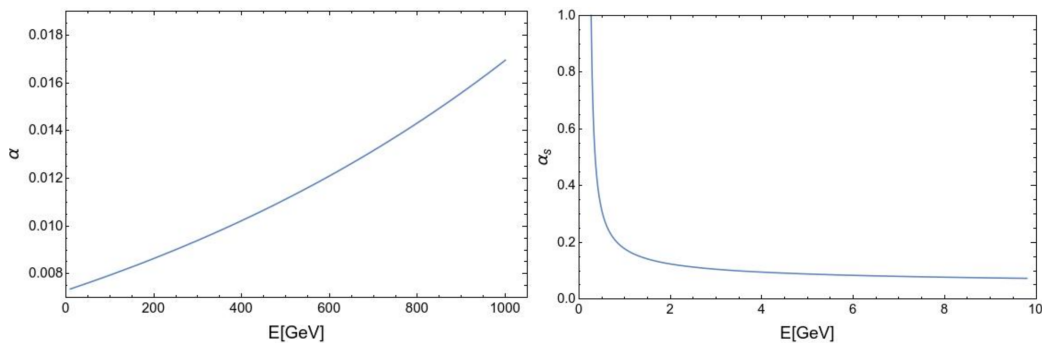


Figura 1.1: Evolución de las constantes electromagnética y cromodinámica

El confinamiento de color que impide a los quarks ser partículas libres sucede por la forma particular del potencial cromodinámico  $V_{QCD}$  que puede ser atractivo a distancias muy pequeñas o repulsivo a largas distancias [fig. 1.2].

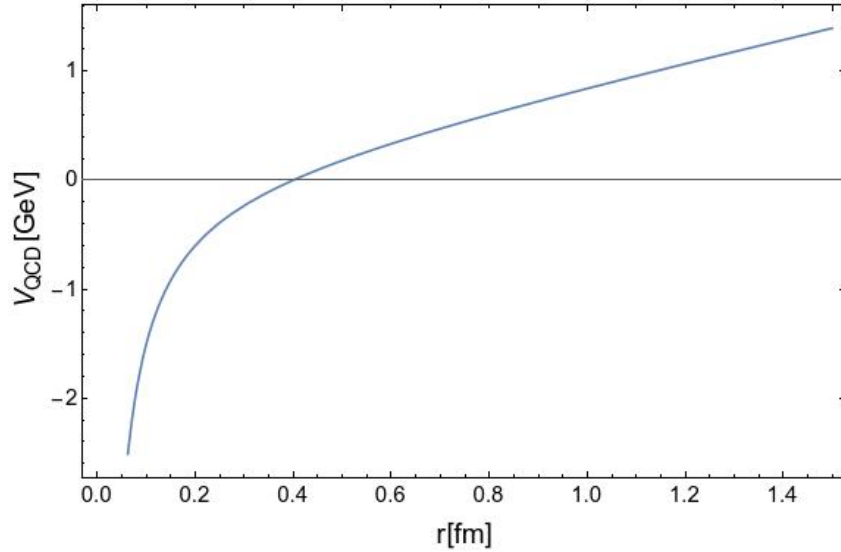


Figura 1.2: Potencial Cromodinamico  $q\bar{q}$

En el caso de las interacciones débiles son 3 los bosones que media la interacción:  $W^\pm$  y  $Z$ , con carga eléctrica  $\pm e$ , 0 y acoplamientos  $g$ ,  $g'$  respectivamente. La principal cualidad de las interacciones débiles es que solo los fermiones L pueden interactuar a través de ella, esto hace que los neutrinos, que no pueden interactuar de otra manera, estén condicionados a tener quiralidad L o al menos todos los que se han podido detectar experimentalmente. Los bosones débiles poseen masa lo que a diferencias de los fotones y gluones los vuelve inestables y tienden a descomponerse [fig. 1.3] en fermiones, por esto se vinculan a estas interacciones a los decaimientos de las partículas.

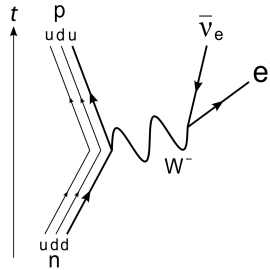


Figura 1.3: Representacion del decaimiento  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$  mediante interacción débil.

### 1.3. Densidad lagrangiana del Modelo Estándar

Todas las interacciones posibles y dinámica de las partículas elementales están contenidas en la densidad de lagrangiano del ME, todas sus entradas deben ser constantes reales y ser invariantes bajo las simetrías  $U(1)_Y \otimes SU(2)_L \otimes SU(3)_C$ . Se divide en el sector de Yang-Mills, covariante, escalar y de Yukawa.

$$\mathcal{L}_{ME} = \mathcal{L}_{YM} + \mathcal{L}_{\mathcal{D}} + \mathcal{L}_{\Phi} + \mathcal{L}_Y \quad (1.12)$$

El sector de Yang-Mills contiene las auto-interacciones de los bosones de gauge, modelados como campos de Yang-Mills, los cuales se definen como el conjunto de componentes de intensidad de campo asociados a un potencial vectorial y su forma general es:

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c \quad (1.13)$$

Siendo  $A_\nu^a$  el campo bosónico de gauge,  $\mu\nu$  índices de los ejes del espacio de Minkowski,  $f^{abc}$  las constantes de estructura del álgebra de Lie y  $g$  la constante de acoplamiento de la carga asociada.

Del cual se obtiene el lagrangiano:

$$\mathcal{L}_{gauge} = -\frac{1}{4} F^{\mu\nu a} F_{\mu\nu}^a \quad (1.14)$$

En el caso del ME debe contener el campo  $B^{\mu\nu}$  asociado a la simetría  $U(1)_Y$ ,  $W^{\mu\nu}$  vinculado a  $SU(2)_L$  y  $G_a^{\mu\nu}$  para  $SU(3)_C$ :

$$\mathcal{L}_{YM} = \frac{1}{4} W^{\mu\nu j} W_{\mu\nu}^j - \frac{1}{4} B^{\mu\nu} B_{\mu\nu} - \frac{1}{4} G^{\mu\nu a} G_{\mu\nu}^a \quad (1.15)$$

La principal implicación de este sector del lagrangiano es que los bosones de gauge pueden propagarse por el vacío.

El sector covariante contiene las derivadas covariantes de los fermiones. Estas contienen el factor cinético más las transformaciones necesarias para mantener el lagrangiano invariante bajo las simetrías del ME de manera local, y su vez, como interactúan con estos.

Para un fermión, sin tener en cuenta el término de masa, el lagrangiano será:

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi \quad (1.16)$$



El cual es invariante bajo las simetrías globales  $U(1)_Y \otimes SU(2)_L \otimes SU(3)_C$  :

$$\psi \rightarrow e^{iq\theta} \psi \quad \psi \rightarrow e^{iq\tau^j a_j} \psi \quad \psi \rightarrow e^{iq\lambda^\alpha b_\alpha} \psi \quad (1.17)$$

Siendo  $\theta$ ,  $a^i$  y  $b^\alpha$  constantes reales,  $q$  la carga asociada a la simetría que posee el fermion,  $\tau^j$  las 3 matrices de Pauli y  $\lambda$  las 8 matrices de Gell-Mann.

Pero no de manera local:

$$\psi \rightarrow e^{iq\theta(x)} \psi \quad \psi \rightarrow e^{iq\tau \cdot \alpha(x)} \psi \quad \psi \rightarrow e^{iq\lambda \cdot \beta(x)} \psi \quad (1.18)$$

Para lograr una invarianza de manera local se deben agregar términos relacionados a los bosones de gauge con los que puede interactuar cada fermion:

$$U(1)_Y \rightarrow i\frac{g'}{2} Y B_\mu \quad SU(2)_L \rightarrow i\frac{g}{2} \tau_j W_\mu^j \quad SU(3)_C \rightarrow i\frac{g_s}{2} \lambda_\alpha G_\mu^\alpha \quad (1.19)$$

Con esto podemos definir la derivada covariantes electrodebil para dobletes de fermiones L:

$$\mathcal{D}_\mu^L = \partial_\mu + i\frac{g'}{2} Y_f B_\mu + i\frac{g}{2} \tau_j W_\mu^j \quad (1.20)$$

Para singletes R:

$$\mathcal{D}_\mu^R = \partial_\mu + i\frac{g'}{2} Y_f B_\mu \quad (1.21)$$

El factor de interacción fuerte:

$$\mathcal{I}_\mu^{QCR} = i\frac{g_s}{2} \lambda_\alpha G_\mu^\alpha \quad (1.22)$$

Y el lagrangiano:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_D = i \sum_{i=1}^3 & (\bar{L}_i \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu^L L_i + \bar{q}'_{Li} \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu^L q'_{Li} + \bar{\ell}_{Ri} \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu^R \ell_{Ri} + \bar{q}_{uRi} \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu^R q_{uRi} \\ & + \bar{q}_{dRi} \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu^R q_{dRi} + \bar{q}_i \gamma^\mu \mathcal{I}_\mu^{QCR} q_i) \end{aligned} \quad (1.23)$$

Siendo  $i$  el numero de generación.

Hasta el momento no hay rastro de los bosones que definimos en la sección anterior ni términos de masa, sucede que estos fenómenos son consecuencia del rompimientos espontáneo de simetría (RES) en el sector de gauge, llamado mecanismo de Higgs.

## 1.4. Rompimiento espontáneo de una simetría y mecanismo de Higgs

El concepto de vacío cuántico no está asociado a la nada como se creería intuitivamente, sino a los estados de energía más baja posible,  $|0\rangle$  en notación de Dirac. Para los campos en general el vacío no contiene partículas, esto está asociado al desvanecimiento del valor de expectación del vacío (VEV)  $\langle 0|\phi|0\rangle = 0$ . Ya que el vacío debe ser un invariante de Poincaré, solo los campos escalares pueden adquirir un  $\text{VEV} \neq 0$ .

Si un escalar adquiere VEV ocurre un RES que en TCC se define como un lagrangiano invariante bajo transformaciones globales de una cierta simetría, pero no de manera local en su vacío [8].

Una consecuencia del RES es el teorema de Goldstone: Si se tiene una simetría global para un lagrangiano con una asimetría en el vacío, debe existir un bosón, escalar o pseudo-escalar asociado al campo con este vacío, que posee sus mismos números cuánticos y masa nula.

En el caso del RES en la teoría de gauge, este se define como el mecanismo de Higgs. Cuando el bosón de Higgs adquiere VEV [fig. 1.4], los bosones de Goldstone asociados no se manifiestan de forma explícita, sino que se combinan con los bosones de gauge sin masa, la cantidad de bosones de gauge que adquieren masa es igual al número de bosones de Nambu-Goldstone.

Para que el mecanismo de Higgs nos otorgue 3 bosones masivos ( $W^\pm$  y  $Z$ ) y uno sin masa ( $\gamma$ ) se deben cumplir ciertas condiciones:

- Deben haber tres bosones de Nambu-Goldstone más el bosón de Higgs que

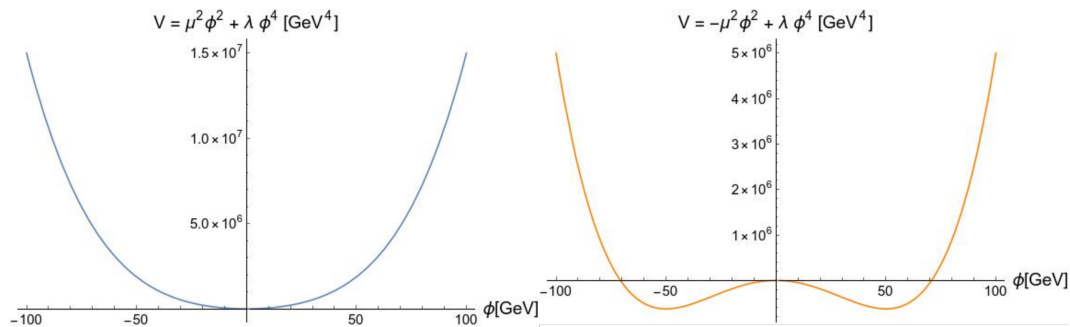


Figura 1.4: Potencial del bosón de Higgs antes y después del RES

adquiere un VEV= $v_h$ .

- Deben poseer isospin débil e hipercarga para poder romper las simetrías  $U(1)_Y \otimes SU(2)_L$ .
- El boson de higgs no debe tener carga eléctrica para conservar la simetría electromagnética  $U(1)_{EM}$ .

La forma mínima de integrar estas dos condiciones es definir un escalar complejo con  $Y_\Phi = 1$ , que forma un doblete bajo  $SU(2)_L$ .

$$H = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \frac{v_h + \phi^0 + i\phi^A}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad \langle 0|H|0\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v_h}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.24)$$

$H$ , denominado como el doblete de Higgs, contiene los bosones  $\phi^\pm, \phi^A$  asociados a  $W^\pm$  y  $Z$  respectivamente, y  $\phi^0$  como el boson de higgs.

Se define:

$$\mathcal{L}_\Phi = (\mathcal{D}_\mu^h H)^\dagger (\mathcal{D}^{h\mu} H) - V \quad (1.25)$$

Donde el potencial escalar debe ser bicuadrático:

$$V = -\mu^2 H^\dagger H + \lambda (H^\dagger H)^2 \quad (1.26)$$

Se debe cumplir que  $\mu^2 > 0$ ,  $\lambda > 0$  para tener un vacío estable, este se define:

$$\left. \frac{dV}{d\phi_0} \right|_{v_h} = 0 \implies v_h = \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}} \quad (1.27)$$

De este se obtiene el termino de masa para  $\phi_0$ :

$$m_{\phi_0} = \sqrt{2\lambda}v \quad (1.28)$$

La derivada covariante de  $\Phi$  se define:

$$\mathcal{D}_\mu^h = \partial_\mu - i\frac{g'}{2}B_\mu - i\frac{g}{2}\tau_j W_\mu^j \quad (1.29)$$

De la interacción de  $v$  y los campos de gauge surge la mezcla de estos:

---

$$\frac{v_h^2}{8}[g^2(W_{1\mu}^2 + W_{2\mu}^2) + (gW_{3\mu} - g'B_\mu)^2] \quad (1.30)$$

Definiendo el ángulo de Weinberg  $\theta_w$  se obtienen estados físicos:

$$\theta_w \rightarrow \tan(\theta_w) = \frac{g'}{g} \quad (1.31)$$

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp W_\mu^2) \quad M_W = \frac{1}{2}v_h g \quad (1.32)$$

$$Z_\mu = \cos \theta_w W_\mu^3 - \sin \theta_w B_\mu \quad M_Z = \frac{1}{2}v_h \sqrt{g^2 + g'^2} \quad (1.33)$$

$$A_\mu = \sin \theta_w W_\mu^3 + \cos \theta_w B_\mu \quad M_A = 0 \quad (1.34)$$

Finalmente el sector de Yukawa contiene las interacciones entre los fermiones y el doblete de Higgs, lleva este nombre ya que se denominan acoplamientos de yukawa ( $y$ ) a las constantes mediadoras de las interacciones fermion-escalar, son de naturaleza perturbativa por lo que  $|y| < \sqrt{4\pi}$ :

$$\mathcal{L}_y = -\mathcal{Y}_{ij}^\ell \bar{L}_i H \ell_{Rj} - \mathcal{Y}_{ij}^u \bar{q}_{Li} \tilde{H} q_{Rj}^u - \mathcal{Y}_{ij}^d \bar{q}_{Li} H q_{Rj}^d + h.c. \quad (1.35)$$

Donde  $\tilde{H} = i\sigma^2 H$ ,  $\mathcal{Y}$  son matrices 3x3 que contienen los acoplamientos, e  $ij$  los índices de sabor.

$$\mathcal{Y}_{ij}^\ell = \begin{pmatrix} y_{ee} & 0 & 0 \\ 0 & y_{\mu\mu} & 0 \\ 0 & 0 & y_{\tau\tau} \end{pmatrix} \quad (1.36)$$

$$\mathcal{Y}_{ij}^u = \begin{pmatrix} y_{uu} & 0 & 0 \\ 0 & y_{cc} & 0 \\ 0 & 0 & y_{tt} \end{pmatrix} \quad (1.37)$$

$$\mathcal{Y}_{ij}^d = \begin{pmatrix} y_{dd}V_{ud} & y_{ds}V_{us} & y_{db}V_{ub} \\ y_{sd}V_{cd} & y_{cc}V_{cs} & y_{cb}V_{cb} \\ y_{bd}V_{td} & y_{bc}V_{ts} & y_{bb}V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.38)$$

Los factores de masa de los fermiones deben tener la forma  $m\psi\bar{\psi}$  y de la interacción fermion- $v_h$  se obtienen los términos:

$$\frac{v_h}{\sqrt{2}}y\psi\bar{\psi} \implies m_f = y_{ff}\frac{v_h}{\sqrt{2}} \quad (1.39)$$

Como se puede observar no existen términos de masa para los  $\nu$ , esto se debe a que en el ME no existen los  $\nu_R$ , el hecho que no posean masa hace que su velocidad sea  $c$  y su quiralidad no pueda cambiar, lo que hace viable que todos los  $\nu$  tengan quiralidad L.

## 1.5. Fenómenos mas allá del Modelo estándar: Neutrinos y materia oscura

El descubrimiento del boson de higgs y la precisión en mediciones de secciones eficaces y amplitudes de distintas interacciones avalan el ME, sin embargo también existe evidencia empírica de que este es un modelo incompleto. Por los años 1960 Vera Rubin, Kent Ford, y Ken Freeman descubrieron que las curvas de velocidad de rotación de la vía láctea no se ajustaban a la teoría gravitatoria, en la cual la velocidad debería disminuir a medida que los cuerpos se alejan, sino que desde cierta distancia se mantiene constante [fig. 1.5], para esto se barajaron dos teorías: El modelo de campos gravitatorios estaba erróneo o existe mas materia que la observada en la galaxia, pero otros fenómenos incongruentes con los valores teóricos pero únicamente modelado por la teoría de gravedad de Newton como las velocidades de dispersión de las galaxias o la intensidad de los lentes gravitacionales hicieron que se decantara por la segunda opción

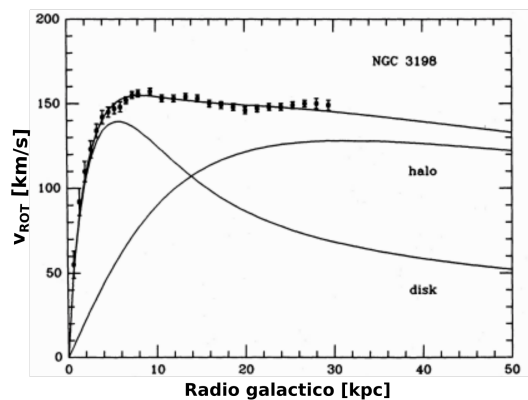


Figura 1.5: Velocidad de rotación en función del radio galáctico de NGC-3198, la curva superior son los valores empíricos y las inferiores las contribuciones del disco galáctico, y el halo de MO necesarios para que los datos se ajusten a la teoría [9]

Esta materia adicional no interactúa con los fotones, y hasta hoy solo se ha detectado por su interacción gravitatoria y posee características específicas asociadas a las propiedades observadas de esta: Debe ser fría (no relativista), es decir, tener masa  $\geq 100[\text{GeV}]$  y estar desacoplada con la materia barionica, su abundancia fósil de coincidir con el valor empírico:— y ser consistente con el modelo de nucleosíntesis del Big Bang [10].

Uno de los candidatos más viables a ser MO son los WIMPs, definidos como partículas masivas que solo podrían interactuar de manera débil, esto abre la posibilidad de detectarla. Los WIMPs en el universo temprano estaban en equilibrio químico con el resto de campos, pero al ser fría su densidad disminuye exponencialmente a medida que el universo se enfría al punto que la baja densidad hace muy poco probable sus interacciones de aniquilación, volviendo a esta estable [11]. Para los WIMPs podemos definir la abundancia fósil de la MO :

$$\Omega_{DM}h^2 \approx 0,1 \times \frac{3 \times 10^{-26} [cm^3 s^{-1}]}{\langle \sigma_{ann} v \rangle} = 0,11933 \pm 3 \times 0,0091 \quad (1.40)$$

En 1988 el experimento Super-Kamiokande reveló que los neutrinos oscilan entre los distintos sabores a medida que se propagan [12], esta oscilación se modela como una transición de las amplitudes de los estados de sabor, lo que implica que estos no poseen una masa fija sino son superposiciones de estados masivos, por lo que los neutrinos deben poseer masa. Dada la poca interacción entre los neutrinos y la materia, su estudio es bastante complejo y no se ha podido medir con precisión su masa, solo cotas superiores [tabla 1.1].

En cuanto a los estados masivos, experimentalmente se han encontrado tres ( $\nu_1, \nu_2, \nu_3$ ) y se ha podido definir la diferencia de masa entre estos [tabla 1.2] [13]. Donde IO y NO se refieren a la jerarquía inversa o normal de los estados de masa que no ha sido definida ya que se desconoce si el estado más masivo es el primero o el tercero.

Campo	masa efectiva[GeV]
$\nu_e$	$> 2,5 \times 10^{-6}$
$\nu_\mu$	$> 1,9 \times 10^{-4}$
$\nu_\tau$	$> 1,82 \times 10^{-2}$

Tabla 1.1: Cotas superiores para la masa efectiva de los estados de sabor de los neutrinos

Parámetros	Mejor Ajuste	ajuste $3\sigma$
$\Delta m_{21}^2 [10^{-5} eV]$	$7,50 \pm 0,22$	6.94-8.14
$ \Delta m_{31}^2 (\text{NO}) [10^{-3} eV]$	$2,56 \pm 0,04$	2.47-2.63
$ \Delta m_{31}^2 (\text{IO}) [10^{-3} eV]$	$2,46 \pm 0,03$	2.37-2.53

Tabla 1.2: Últimas mediciones de las diferencias de los cuadrados de masa de los estados físicos de los neutrinos.

## Capítulo 2

# Mecanismos Seesaw y Modelo Escotogénico

Los mecanismos seesaw proveen de una explicación simple y atractiva a las pequeñas masas de los neutrinos definiéndolos como fermiones de Majorana, que tienen la característica de ser su propia antipartícula [14], esto solo puede ocurrir si la partícula no posee carga alguna haciendo a los neutrinos los únicos candidatos viables del ME. Si expandimos el término de masa de los fermiones de Dirac en los estados quirales nos queda:

$$\mathcal{L} \supset -m_D \bar{\psi} \psi = -m_D (\bar{\psi}_R \psi_L + \psi_L \bar{\psi}_R) \quad (2.1)$$

Mientras que la definición de los fermiones de Majorana permite las relaciones de quiralidad:

$$\psi_L = (\psi_R)^c \quad (2.2)$$

con:

$$\psi^c = C \bar{\psi}^T \quad \bar{\psi}^c = -\psi^T C^{-1} \quad C^{-1} = -C = C^T \quad (2.3)$$

Lo que nos da el factor de masa:

$$\begin{aligned} -\frac{m_M}{2} \bar{\psi} \psi &= -\frac{m_M}{2} (\bar{\psi}_R \psi_L + \psi_L \bar{\psi}_R) = -\frac{m_M}{2} (\psi_R^T C \psi_R + \bar{\psi}_R C \bar{\psi}_R^T) \\ &= \frac{m_M}{2} (\psi_L^T C \psi_L + \bar{\psi}_L C \bar{\psi}_L^T) \end{aligned} \quad (2.4)$$



Esto implica que en una matriz de masa en base quiral los fermiones de majorana entregan términos diagonales no ligados al RES, mientras que los de dirac valores fuera de esta.

Para construir un mecanismo seesaw se debe agregar un nuevo campo o campos que sean los propagadores de la interacción entre los neutrinos y el boson de higgs, cuya masa sera inversamente proporcional a los términos de masa de los neutrinos.

## 2.1. Matriz de masa de los neutrinos seesaw tipo I

Para el mecanismo seesaw tipo I los propagadores son, al menos, dos neutrinos de quiralidad R ( $\nu_R$ ), que son la parte quiral faltante de los neutrinos del ME, forman singletes y poseen  $Y_\nu = 0$ . Con estos se obtienen los términos de masa:

$$\mathcal{L}_{mass} = (m_D)_{ij}\bar{\nu}_{iL}\nu_{jR} + \frac{1}{2}(\Lambda_R)_{ij}\bar{\nu}_{iR}^T C\nu_{jR} + (m_D)_{ij}\bar{\nu}_{iR}\nu_{jL} + \frac{1}{2}(\Lambda_L)_{ij}\bar{\nu}_{iL}^T C\nu_{jL} \quad (2.5)$$

Donde  $ij$  son los índices de sabor,  $m_D$  es la matriz que contiene los términos de masa tipo dirac obtenidos del mecanismo de Higgs y  $\Lambda_{L/R}$  las matrices que contienen los términos de masa tipo majorana.

El potencial asociado a los términos de  $\Lambda_R$  es una interacción entre singletes que mantiene invariante  $\mathcal{L}_{ME}$  bajo las simetrías de gauge pero rompe la simetría accidental del numero leptónico en 2.

Como los neutrinos L están contenidos en los dobletes  $L_i$  los términos de  $\Lambda_L$  se obtienen a menor dimensión del potencial de Weinberg [fig. 2.1]:

$$\mathcal{L}_W = \frac{g_M}{\Lambda_L}(L^T \tilde{H})C^\dagger(\tilde{H}^T L) \quad (2.6)$$

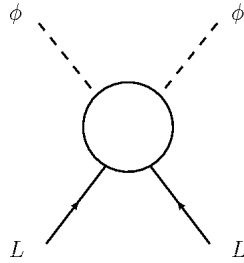


Figura 2.1: Diagrama de Feynman del potencial de Weinberg

Que al ser de dimensión 5, su constante no es adimensional, por lo que no es renormalizable, esto implica que  $M_L$  debe ser la matriz nula para que el lagrangiano no diverja. Con esto no queda una matriz de masa  $6 \times 6$  en base quirral [16]:

$$M_{seesaw} = \begin{pmatrix} 0 & (m_D)_{ij} \\ (m_D)_{ij} & (\Lambda_R)_{ij} \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

Que para cada sabor tendrá autovalores de la forma:

$$\lambda_{\pm} = \frac{m_D \pm \sqrt{m_D^2 - 4\Lambda_R^2}}{2} \quad (2.8)$$

Donde el mecanismo seesaw impone la relación  $m_D \ll \Lambda_R$ , que nos dará un valor grande asociado a los neutrino R, y un termino pequeño asociado a los neutrinos L:

$$m_{\nu_R} = \Lambda_R \quad (2.9)$$

$$m_{\nu_L} = \frac{m_D^2}{\Lambda_R} \quad (2.10)$$

## 2.2. Generación de la masa de los neutrinos bajo el modelo Escotogenico

El modelo escotogénico agrega un doblete escalar  $\eta$ , idéntico al doblete de Higgs en hipercarga e isospin, tres fermiones de majorana no-interactuantes con los bosones de gauge denominados neutrinos estériles  $N_i$  y una nueva simetría conservada  $Z_2$  [tabla 2.1].

$$\eta = \begin{pmatrix} \eta^+ \\ \frac{\eta_0 + i\eta_A}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

El grupo cíclico  $Z_2$  solo tiene dos valores: 1 y -1, donde los campos del ME toman el valor positivo y los nuevos negativos, esto hace que los nuevos campos solo pueden interactuar en pares con los del ME, lo que se relaciona con el concepto de MO, por lo se le suele llamar simetría oscura o paridad-R.

	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$	$SU(3)$	$Z_2$
$H$	2	1/2	1	+
$L_i$	2	-1/2	1	+
$\ell_{Ri}$	1	-2	1	+
$\eta$	2	1/2	1	-
$N_i$	1	0	1	-

Tabla 2.1: Campos relevantes bajo las simetrías del modelo escotogenico

La adición de  $\eta$  amplía el sector escalar, donde su derivada covariante es la misma que la de  $H$  y la máxima extensión posible del potencial escalar manteniendo invariante  $L$  es:

$$V = \mu_1^2 H^\dagger H + \mu_2^2 \eta^\dagger \eta + \frac{1}{2} \lambda_1 (H^\dagger H)^2 + \frac{1}{2} \lambda_2 (\eta^\dagger \eta)^2 + \lambda_3 (H^\dagger H)(\eta^\dagger \eta) + \lambda_4 (H^\dagger \eta)(\eta^\dagger H) + \frac{1}{2} \lambda_5 [(H^\dagger \eta)^2 + h.c.] \quad (2.11)$$

Del que se obtienen los términos de masa de los nuevos escalares:

$$m_0^2 = \mu_2^2 + v^2(\lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5) \quad (2.12)$$

$$m_A^2 = \mu_2^2 + v^2(\lambda_3 + \lambda_4 - \lambda_5) \quad (2.13)$$

$$m_{\eta^\pm}^2 = \mu_2^2 + \lambda_3 v^2 \quad (2.14)$$

En el sector de Yukawa se crean las nuevas interacciones:

$$\mathcal{L} \supset -h_{ij} \bar{L}_i \tilde{\eta} N_j = -h_{ij} \left( \nu_i \frac{\eta_0 + i\eta_A}{\sqrt{2}} - \ell_{Ri} \eta^+ \right) N_j \quad (2.15)$$

Siendo  $h_{ij}$  los acoplamientos de Yukawa  $\eta$ -lepton.

El termino (2.15) no otorga masa a los neutrino a tree-level ya que  $\eta$  no adquiere VEV, sin embargo, tomando los términos de masa de los nuevos campos escalares, el factor asociado a  $\lambda_5$  de (2.14) y el termino de masa de majorana de los neutrinos estériles  $M_k$  podemos otorgarle masa a los neutrinos de manera radiativa a one-loop [fig. 5.2] [17].

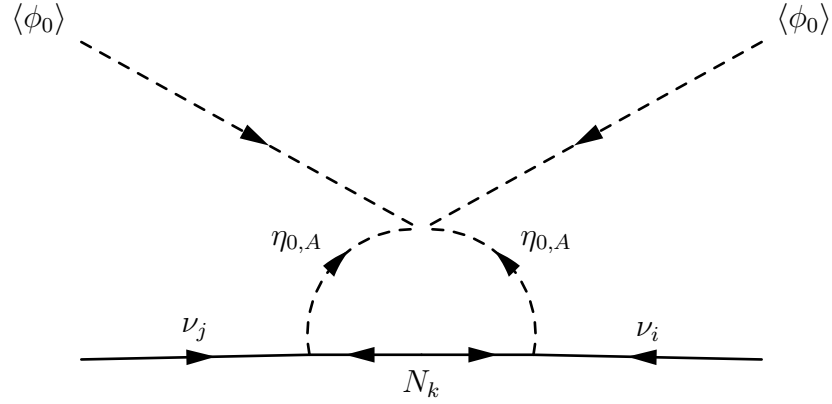


Figura 2.2: Diagrama de Feynman de la generación de masa de los neutrinos bajo el modelo escotogénico

de donde se obtiene la matriz de masa para los neutrinos en base de sabor:

$$(M_\nu)_{ij} = \sum_k \frac{h_{ik}h_{jk}M_k}{16\pi^2} \left[ \frac{m_0^2}{m_0^2 - M_k^2} \ln \frac{m_0^2}{M_k^2} - \frac{m_A^2}{m_A^2 - M_k^2} \ln \frac{m_A^2}{M_k^2} \right] \quad (2.16)$$

La cual, al igual que el mecanismo seesaw, es inversamente proporcional a las masas de los nuevos fermiones por lo que se le llama mecanismo seesaw radiativo.

Además de otorgar masa a los neutrino , el hecho que la simetría  $Z_2$  se conserve vuelve al campo adicional mas ligero un candidato a ser o conformar la MO.

# Capítulo 3

## Modelo Escotogénico con simetría $U(1)_{l_\mu-l_\tau}$

Nuestro modelo esta motivado por la generación radiativa de la masa de los neutrinos del modelo escotogénico [18], donde la violación de la conservación del numero leptónico producido por la inclusión de los fermiones de majorana puede interpretarse como una simetría de gauge rota.

Ya que la fenomenología del electrón esta bien estudiada y es acorde a las predicciones del ME es preferible no interferir con el numero leptónico de su sabor( $l_e$ ), por lo que la simetría de gauge agregada  $U(1)_{l_\mu-l_\tau}$  esta asociada a la diferencia de los numero leptónico de los sabores  $\mu$  y  $\tau$  cuya carga es transportada por un nuevo boson de gauge  $X$ . Esta simetría se rompe cuando surgen los términos de masa de majorana por los que estos deben surgir se la adquisición del VEV de un nuevo escalar.

	$l_e$	$l_\mu$	$l_\tau$
$L_e$	1	0	0
$e_R$	1	0	0
$L_\mu$	0	1	0
$\mu_R$	0	1	0
$L_\tau$	0	0	1
$\tau_R$	0	0	1

Tabla 3.1: Valor de los números leptonicos de los leptones del ME

De los campos del ME solo los dobletes  $L_\mu, L_\tau$  y los singletes  $\mu_R, \tau_R$  interactúan bajo la nueva simetría, dado que la carga de la nueva simetría es  $l_\mu - l_\tau$ . El valor de esta para los leptones de sabor  $\mu$  debe ser 1, y -1 para los de sabor  $\tau$  [tabla 3.1].

### 3.1. Simetría $U(1)_{l_\mu - l_\tau}$

Nuestra nueva simetría contiene un generador que transporta su carga asociada  $l_{\mu-\tau}$ , el boson  $X$ , El cual extiende  $\mathcal{L}_{YM}$ :

$$\mathcal{L}_{YM+} = -\frac{1}{4}X^{\mu\nu}X_{\mu\nu} - \frac{\epsilon}{2}B^{\mu\nu}X_{\mu\nu} \quad (3.1)$$

Donde  $X_{\mu\nu}$  es el campo de Yann-Mills asociado al nuevo boson.

$U(1)_{l_\mu - l_\tau}$  es rota por un nuevo boson escalar, que es un singlete complejo,  $\sigma$  que adquiere un  $VEV=v_\sigma$  el cual esta compuesto por una parte real  $\sigma_0$  y una parte axial  $\sigma_A$  como el boson de Nambu-Goldstone asociado a  $X$ . Estos solo deben interactuar bajo la nueva simetría con una carga arbitraria  $l_s$ , para no interferir con los términos de masa de los bosones del ME, por lo no posee color e hipercarga:

$$\sigma = \frac{v_\sigma + \sigma_0 + i\sigma_A}{\sqrt{2}} \quad (3.2)$$

El segundo factor de (3.1) indica una mezcla cinética, esto implica que un foton o  $Z$  puede pasar a ser un boson  $X$ , dado que no se ha detectado experimentalmente  $X$  a pesar de la abundancia de fotones, la probabilidad de esta interacción es muy baja. Para este modelo consideraremos  $\epsilon = 0$ . Sin embargo este fenómeno también puede ocurrir a uno o mas *loops* [fig. 3.1]:

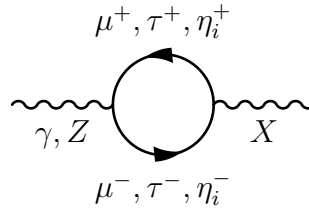


Figura 3.1: Mezcla cinética a un loop entre el foton/Z-X

### 3.2. Interacción Radiativa $\nu_i - \phi_0$

Para generar la interacción del modelo escotogénico con la adición de la nueva simetría [fig. 3.2] necesitamos un doblete escalar  $\eta$  y un fermion  $N$  por sabor para mantener las interacciones:

$$\mathcal{L}_{L\eta N} = -y'_\mu \bar{L}_\mu \tilde{\eta}_1 N_1 - y'_\tau \bar{L}_\tau \tilde{\eta}_2 N_2 + h.c. \quad (3.3)$$

Invariantes bajo la nueva simetría, lo cual es imposible con  $L_e$  de carga nula dada la naturaleza de majorana de los  $N$ , por lo que los neutrinos electrónicos no podrán adquirir masa [fig. 3.2].

Bajo la simetría  $U(1)_{l_\mu - l_\tau}$ :

$$\begin{aligned} L_\mu &\rightarrow e^{i\theta} L_\mu & L_\tau &\rightarrow e^{-i\theta} L_\tau \\ \eta_1 &\rightarrow e^{il_{\eta_1}\theta} \eta_1 & \eta_2 &\rightarrow e^{il_{\eta_2}\theta} \eta_2 \\ N_1 &\rightarrow e^{il_{N_1}\theta} N_1 & N_2 &\rightarrow e^{il_{N_2}\theta} N_2 \end{aligned}$$

Por lo que:

$$\begin{aligned} -1 + l_{\eta_1} + l_{N_1} &= 0 \\ 1 + l_{\eta_2} + l_{N_2} &= 0 \end{aligned} \quad (3.4)$$

Para conectar los neutrinos de ambos sabores necesitamos que, además de los términos de masa asociados a  $\sigma$ , exista un termino de mezcla entre estos.

$$\mathcal{L}_N = -\frac{y'_1}{2} \sigma N_1 \bar{N}_1^c - \frac{y'_2}{2} \sigma^* N_2 \bar{N}_2^c - \frac{Mn}{2} (\bar{N}_1^c N_2 + \bar{N}_1 N_2^c) + h.c. \quad (3.5)$$

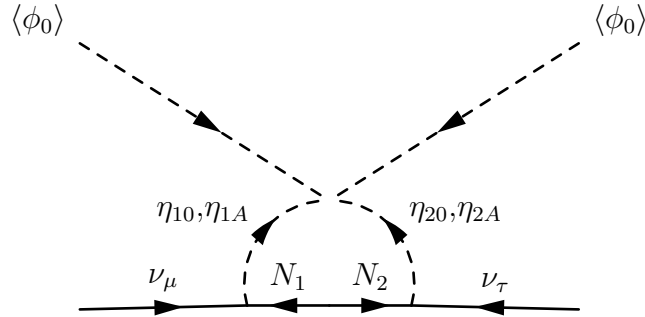


Figura 3.2: Generación de masa para los neutrinos del modelo

que para que sean invariantes globales se deben cumplir las relaciones:

$$\begin{aligned} l_{N1} = -l_{N2} &\implies l_{\eta1} = -l_{\eta2} \\ l_{\sigma} &= -2l_{N1} \end{aligned} \quad (3.6)$$

El hecho que los dobletes  $\eta$ 's tengan cargas opuestas vuelve invariante su interacción con el doblete de higgs:

$$(H^\dagger \eta_1)(H^\dagger \eta_2) + h.c. \quad (3.7)$$

mientras que las interacciones con sigma implican que un doblete  $\eta$  este conjugado para que sea invariante bajo  $SU(2)_L$ , lo que vuelve inviable la aportación de  $\langle \sigma_0 \rangle$  en la generación de masa de los neutrinos:

$$\sigma^2 \eta_1^\dagger \eta_2 + h.c. \quad (3.8)$$

lo que implica que:

$$l_{\sigma} = l_{\eta1} \quad (3.9)$$

Con esto podemos definir los campos relevantes del modelo con sus respectivas cargas fundamentales [tabla 3.2] y los términos covariantes para los fermiones asociados a la nueva simetría:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\mathcal{D}+} = ig_x & \left( \frac{1}{2} \bar{L}_\mu \gamma^\mu X_\mu L_\mu - \frac{1}{2} \bar{L}_\tau \gamma^\mu X_\mu L_\tau + \frac{1}{2} \bar{\mu}_R \gamma^\mu X_\mu \mu_R - \frac{1}{2} \bar{\tau}_R \gamma^\mu X_\mu \tau_R \right. \\ & \left. - \frac{1}{6} \bar{N}_1 \gamma^\mu X_\mu N_1 + \frac{1}{6} \bar{N}_2 \gamma^\mu X_\mu N_2 \right) \end{aligned} \quad (3.10)$$

	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$	$SU(3)$	$U(1)_{l_\mu-l_\tau}$	$Z_2$	quiralidad
$H$	2	1/2	1	0	+	
$\sigma$	1	0	1	-2/3	+	
$L_\mu$	2	-1/2	1	1	+	L
$L_\tau$	2	-1/2	1	-1	+	L
$\mu_R$	1	-2	1	1	+	R
$\tau_R$	1	-2	1	-1	+	R
$\eta_1$	2	1/2	1	-2/3	-	
$\eta_2$	2	1/2	1	2/3	-	
$N_1$	1	0	1	-1/3	-	R
$N_2$	1	0	1	1/3	-	R

Tabla 3.2: Campos relevantes bajo las simetrías del modelo radiativo  $U(1)_{l_\mu-l_\tau}$

---



### 3.3. Sector escalar

El potencial escalar se amplía:

$$\begin{aligned}
 V = & -\mu_H^2 H^\dagger H - \mu_\sigma^2 \sigma^* \sigma + \lambda_{11}(H^\dagger H)^2 + \lambda_{12}(\sigma^* \sigma)^2 + \lambda_{13}(\sigma^* \sigma)(H^\dagger H) \\
 & + \mu_1^2 \eta_1^\dagger \eta_1 + \mu_2^2 \eta_2^\dagger \eta_2 + \lambda_{21}(\eta_1^\dagger \eta_1)^2 + \lambda_{22}(\eta_2^\dagger \eta_2)^2 + \lambda_{23}(\eta_1^\dagger \eta_1)(\eta_2^\dagger \eta_2) \\
 & + \lambda_{24}(\eta_1^\dagger \eta_2)(\eta_2^\dagger \eta_1) + \lambda_{31}(H^\dagger H)(\eta_1^\dagger \eta_1) + \lambda_{32}(H^\dagger H)(\eta_2^\dagger \eta_2) \\
 & + \lambda_{41}(H^\dagger \eta_1)(\eta_1^\dagger H) + \lambda_{42}(H^\dagger \eta_2)(\eta_2^\dagger H) + \frac{\lambda_5}{2}((H^\dagger \eta_1)(H^\dagger \eta_2) + h.c.) \\
 & + \lambda_{61} \sigma^* \sigma \eta_1^\dagger \eta_1 + \lambda_{62} \sigma^* \sigma \eta_2^\dagger \eta_2 + \frac{\lambda_{63}}{2}(\sigma^2 \eta_1^\dagger \eta_2 + h.c.)
 \end{aligned} \tag{3.11}$$

Donde se definen los mínimos de los campos con  $VEV \neq 0$ :

$$\left. \frac{\partial V}{\partial \phi_0} \right|_{v_h,0} = 0 \implies \mu_H^2 = \lambda_{11} v_h^2 + \frac{1}{2} \lambda_{13} v_\sigma^2 \tag{3.12}$$

$$\left. \frac{\partial V}{\partial \sigma_0} \right|_{v_\sigma,0} = 0 \implies \mu_\sigma^2 = \lambda_{12} v_\sigma^2 + \frac{1}{2} \lambda_{13} v_h^2 \tag{3.13}$$

Además se deben agregar las derivadas covariantes de los nuevos escalares:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{D}_\mu^s &= \partial_\mu - i l_{\mu-\tau} g_x X_\mu \\
 \mathcal{D}_\mu^\eta &= \partial_\mu - i \frac{g'}{2} B_\mu - i \frac{g}{2} \tau_j W_\mu^j - i l_{\mu-\tau} g_x X_\mu
 \end{aligned} \tag{3.14}$$

Con lo que queda:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{\Phi^+} = & (\mathcal{D}_\mu^s \sigma^*)(\mathcal{D}^{s\mu} \sigma) + (\mathcal{D}_\mu^h H)^\dagger (\mathcal{D}^{h\mu} H) \\
 & + (\mathcal{D}_\mu^\eta \eta_1)^\dagger (\mathcal{D}^{\eta\mu} \eta_1) + (\mathcal{D}_\mu^\eta \eta_2)^\dagger (\mathcal{D}^{\eta\mu} \eta_2) - V
 \end{aligned} \tag{3.15}$$

### 3.4. Términos de masa y estados físicos

De la interacción entre  $v_\sigma$  y  $X$  en la derivada covariante de  $\sigma$  obtenemos la masa del nuevo boson:

$$m_X = \frac{2}{3} g_x v_\sigma \tag{3.16}$$

Los términos asociados a  $Mn$ ,  $\lambda_{13}$  y  $\lambda_{63}$  indican que existe una mezcla entre los distintos estados de gauge lo que se expresa como términos fuera de la diagonal en

---

la matriz de masa, esto implica que, al igual que los neutrinos del ME, estos son combinaciones de estado físicos que son los que se desplazan por el espacio.

De la ecuación (3.5) obtenemos la matriz de masa en base de gauge para los neutrinos estériles:

$$M_{N_1 N_2} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} y'_1 v_\sigma & Mn \\ Mn & \frac{1}{\sqrt{2}} y'_2 v_\sigma \end{pmatrix} \quad (3.17)$$

Del potencial escalar (3.11) podemos dividir la matriz de masa para los escalares en base de gauge ( $\phi_0, \sigma_0, \eta_{01}, \eta_{02}, \eta_{A1}, \eta_{A2}, \eta_{\pm 1}, \eta_{\pm 2}$ ) en matrices de  $2 \times 2$  agrupando los campos que se mezclan:

$$M_{\phi_0 \sigma_0}^2 = \begin{pmatrix} 2\lambda_{11} v_h^2 & \lambda_{13} v_h v_\sigma \\ \lambda_{13} v_h v_\sigma & 2\lambda_{12} v_\sigma^2 \end{pmatrix} \quad (3.18)$$

$$M\eta_{0,2}^2 = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}((\lambda_{31} + \lambda_{41})v_h^2 + \lambda_{61}v_\sigma^2) + \mu_1^2 & \frac{1}{4}(\lambda_5 v_h^2 + \lambda_{63} v_\sigma^2) \\ \frac{1}{4}(\lambda_5 v_h^2 + \lambda_{63} v_\sigma^2) & \frac{1}{2}((\lambda_{32} + \lambda_{42})v_h^2 + \lambda_{62}v_\sigma^2) + \mu_2^2 \end{pmatrix} \quad (3.19)$$

$$M\eta_{A,2}^2 = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}((\lambda_{31} + \lambda_{41})v_h^2 + \lambda_{61}v_\sigma^2) + \mu_1^2 & -\frac{1}{4}(\lambda_5 v_h^2 - \lambda_{63} v_\sigma^2) \\ -\frac{1}{4}(\lambda_5 v_h^2 - \lambda_{63} v_\sigma^2) & \frac{1}{2}((\lambda_{32} + \lambda_{42})v_h^2 + \lambda_{62}v_\sigma^2) + \mu_2^2 \end{pmatrix} \quad (3.20)$$

$$M\eta_{\pm 1,2}^2 = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}(\lambda_{31} v_h^2 + \lambda_{61} v_\sigma^2) + \mu_1^2 & \frac{1}{4} \lambda_{63} v_\sigma^2 \\ \frac{1}{4} \lambda_{63} v_\sigma^2 & \frac{1}{2}(\lambda_{32} v_h^2 + \lambda_{62} v_\sigma^2) + \mu_2^2 \end{pmatrix} \quad (3.21)$$

Para hallar los términos de masa de los estados físicos debemos hallar la base en que la matriz este diagonalizada:

$$R^T M_{gauge} R = M_{diag} = \begin{pmatrix} m_1 & 0 \\ 0 & m_2 \end{pmatrix} \quad (3.22)$$

Donde las entradas de  $M_{diag}$  son cuadráticas para los campos escalares y lineales para los fermionicos.

$R$  es una matriz de rotación unitaria que tiene la forma:

$$R_s = \begin{pmatrix} C_{\theta_s} & S_{\theta_s} \\ -S_{\theta_s} & C_{\theta_s} \end{pmatrix}$$

Con  $C_\theta = \cos(\theta)$ ,  $S_\theta = \sin(\theta)$

Lo que implica la relación entre los estados de gauge y los estados masivos:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} N_1 \\ N_2 \end{pmatrix} &= R_f \begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} \phi_0 \\ \sigma_0 \end{pmatrix} &= R_h \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} \eta_{01} \\ \eta_{02} \end{pmatrix} &= R_o \begin{pmatrix} o_1 \\ o_2 \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} \eta_{A1} \\ \eta_{A2} \end{pmatrix} &= R_a \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} \eta_{+1} \\ \eta_{+2} \end{pmatrix} &= R_c \begin{pmatrix} p_1 \\ p_2 \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} \eta_{-1} \\ \eta_{-2} \end{pmatrix} &= R_c \begin{pmatrix} m_1 \\ m_2 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (3.23)$$

Los términos de masa para los neutrinos del ME se obtienen de los diagramas de primer orden, cuyas correcciones se calculan en la base de estados físicos [fig. 3.3]:

$$Loop_{correc}(p^\mu) = (\not{p}\Sigma_{ij}^V - \Pi_{ij}^V)^o + (\not{p}\Sigma_{ij}^V - \Pi_{ij}^V)^a + \dots \quad (3.24)$$

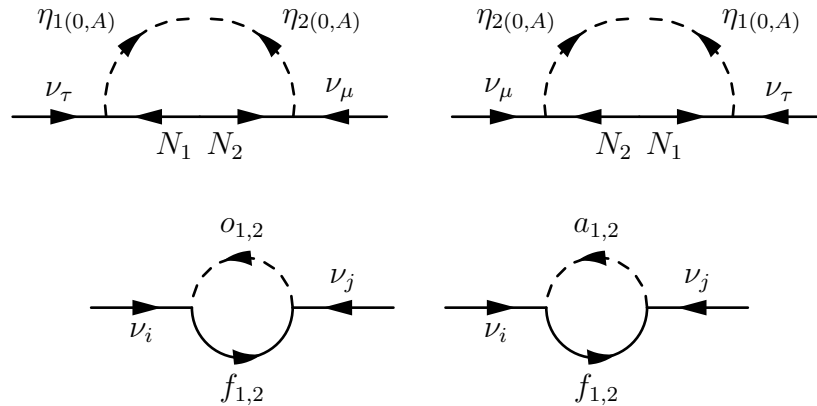


Figura 3.3: Diagramas de Feynman que otorgan los términos de masa para los neutrinos en base de gauge y base física.

En el marco de referencia del neutrino ( $p = 0$ ) obtenemos [19]:

$$\begin{aligned}
 (M_\nu)_{ij} &= -(\Pi_{ij}^V)^o - (\Pi_{ij}^V)^a \\
 &= \frac{1}{16\pi^2} \sum_{k=1}^2 \sum_{r=1}^2 m_{f_k} [(O_{Ljkr}^{\nu fo} O_{Lkir}^{f\nu o} + O_{Rjkr}^{\nu fo} O_{Rkir}^{f\nu o}) B_0(m_{o_r}^2, m_{f_k}^2) \\
 &\quad + (O_{Ljkr}^{\nu fa} O_{Lkir}^{f\nu a} + O_{Rjkr}^{\nu fa} O_{Rkir}^{f\nu a}) B_0(m_{a_r}^2, m_{f_k}^2)]
 \end{aligned} \tag{3.25}$$

Donde  $B_0$  es una función de Passarino-Veltman de dos vértices:

$$B_0(m_r^2, m_k^2) = \frac{m_r^2}{m_r^2 - m_k^2} \ln \frac{m_r^2}{m_k^2} \tag{3.26}$$

y  $O$  son los acoples de los vértices del loop obtenidos de las interacciones entre los campos neutrales de (3.3) [19]:

$$\mathcal{L}_{L\eta N}^n = -\frac{y'_\mu}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_\mu (\eta_{10} - i\eta_{1A}) N_1 - \frac{y'_\tau}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_\tau (\eta_{20} - i\eta_{2A}) N_2 + h.c \tag{3.27}$$

Dada la naturaleza quiral de los fermiones implicados la expresión se puede escribir:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{L\eta N}^n &= -\frac{y'_\mu}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_\mu (\eta_{10} - i\eta_{1A}) P_R N_1 - \frac{y'_\tau}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_\tau (\eta_{20} - i\eta_{2A}) P_R N_2 \\
 &\quad - \frac{y'_\mu}{\sqrt{2}} \bar{N}_1 (\eta_{10} + i\eta_{1A}) P_L \nu_\mu - \frac{y'_\tau}{\sqrt{2}} \bar{N}_2 (\eta_{20} + i\eta_{2A}) P_L \nu_\tau
 \end{aligned} \tag{3.28}$$

Y al ser los fermiones involucrados de majorana podemos definirlos en función de cuadri-spinores en base quiral:

$$\psi_{\nu_i} = \begin{pmatrix} \nu_{iL} \\ \nu_{iL}^c \end{pmatrix} \quad \psi_{N_i} = \begin{pmatrix} N_{iR}^c \\ N_{iR} \end{pmatrix}$$

Las partes herméticas conjugadas de las interacciones son escalares, por lo que son iguales a su transpuesto:

$$\begin{aligned}
 \bar{N}(\eta_0 + i\eta_A) P_L \nu &= (\bar{N}(\eta_0 + i\eta_A) P_L \nu)^T \\
 &= \nu^T P_L^T (\eta_0 + i\eta_A) \bar{N}^T
 \end{aligned} \tag{3.29}$$

Agregado identidades de la forma  $C^{-1}C$  por la derecha e izquierda y aplicando las relaciones (2.3):

$$\begin{aligned}
 \nu^T P_L^T (\eta_0 + i\eta_A) \bar{N}^T &= (\eta_0 + i\eta_A) \nu^T C^{-1} C P_L^T C^{-1} C \bar{N}^T \\
 &= (\eta_0 + i\eta_A) \nu_\mu^T C^{-1} (C P_L^T C^{-1}) (C \bar{N}^T) \\
 &= (\eta_0 + i\eta_A) \nu^T C^{-1} P_L N^c
 \end{aligned} \tag{3.30}$$

Sea:

$$\psi^T = \bar{\psi}^c \gamma_0 C \gamma_0 \qquad C \gamma_0 C^{-1} = \gamma_0^T \tag{3.31}$$

$$\begin{aligned}
 (\eta_0 + i\eta_A) \nu^T C^{-1} P_L N^c &= (\eta_0 + i\eta_A) \bar{\psi}^c \gamma_0 C \gamma_0 C^{-1} P_L N^c \\
 &= (\eta_0 + i\eta_A) \bar{\psi}^c P_L N^c \\
 &= (\eta_0 + i\eta_A) \bar{\nu} P_L N
 \end{aligned} \tag{3.32}$$

Con esto el termino lagrangiano queda:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{L\eta N}^n &= -\frac{y'_\mu}{\sqrt{2}} [\bar{\nu}_\mu (P_R + P_L) N_1 \eta_{10} + i \bar{\nu}_\mu (P_L - P_R) N_1 \eta_{1A}] \\
 &\quad -\frac{y'_\tau}{\sqrt{2}} [\bar{\nu}_\tau (P_R + P_L) N_2 \eta_{20} + i \bar{\nu}_\tau (P_L - P_R) N_2 \eta_{2A}]
 \end{aligned} \tag{3.33}$$

Como  $\mathcal{L}$  debe ser un numero real:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \mathcal{L} + \frac{1}{2} \mathcal{L}^\dagger \tag{3.34}$$

Lo que implica:

$$\begin{aligned}
 \implies \mathcal{L}_{L\eta N}^n &= -\frac{y'_\mu}{2\sqrt{2}} [\bar{\nu}_\mu (P_R + P_L) N_1 \eta_{10} + i \bar{\nu}_\mu (P_L - P_R) N_1 \eta_{1A} \\
 &\quad + \overline{N_1} (P_R + P_L) \nu_\mu \eta_{10} - i \overline{N_1} (P_L - P_R) \nu_\mu \eta_{1A}] \\
 &\quad -\frac{y'_\tau}{2\sqrt{2}} [\bar{\nu}_\tau (P_R + P_L) N_2 \eta_{20} + i \bar{\nu}_\tau (P_L - P_R) N_2 \eta_{2A} \\
 &\quad + \overline{N_2} (P_R + P_L) \nu_\tau \eta_{20} - i \overline{N_2} (P_L - P_R) \nu_\tau \eta_{2A}]
 \end{aligned} \tag{3.35}$$

Según las relaciones entre estados de gauge y físicos (3.23) podemos definir:

$$\begin{aligned}
 \eta_{10} &= R_{o(1r)} o_r & \eta_{20} &= R_{o(2r)} o_r \\
 \eta_{1A} &= R_{a(1r)} a_r & \eta_{2A} &= R_{a(2r)} a_r \\
 N_1 &= R_{f(1k)} f_k & N_2 &= R_{f(2k)} f_k
 \end{aligned}$$

Con lo que obtenemos los acoples:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{L\eta N}^n &= -\frac{y'_\mu}{2\sqrt{2}} (\bar{\nu}_\mu [R_{f(1k)} R_{o(1r)} (P_R + P_L)] f_k o_r + i \bar{\nu}_\mu [R_{f(1k)} R_{a(1r)} (P_L - P_R)] f_k a_r \\
 &\quad + \bar{f}_k [R_{f(1k)} R_{o(1r)} (P_R + P_L)] \nu_\mu o_r - i \bar{f}_k [R_{f(1k)} R_{a(1r)} (P_L - P_R)] \nu_\mu a_r) \\
 &\quad - \frac{y'_\tau}{2\sqrt{2}} (\bar{\nu}_\tau [R_{f(2k)} R_{o(2r)} (P_R + P_L)] f_k o_r + i \bar{\nu}_\tau [R_{f(2k)} R_{a(2r)} (P_L - P_R)] f_k a_r \\
 &\quad + \bar{f}_k [R_{f(2k)} R_{o(2r)} (P_R + P_L)] \nu_\tau o_r - i \bar{f}_k [R_{f(2k)} R_{a(2r)} (P_L - P_R)] \nu_\tau a_r)
 \end{aligned} \tag{3.36}$$

Estos cumplen las relaciones:

$$O_{L\mu kr}^{\nu fo} = O_{R\mu kr}^{\nu fo} = O_{L\mu kr}^{f\nu o} = O_{R\mu kr}^{f\nu o} = -\frac{y'_\mu}{2\sqrt{2}} R_{f(1k)} R_{o(1r)} \tag{3.37}$$

$$O_{L\tau kr}^{\nu fo} = O_{R\tau kr}^{\nu fo} = O_{L\tau kr}^{f\nu o} = O_{R\tau kr}^{f\nu o} = -\frac{y'_\tau}{2\sqrt{2}} R_{f(2k)} R_{o(2r)} \tag{3.38}$$

$$O_{L\mu kr}^{\nu fa} = -O_{R\mu kr}^{\nu fa} = -O_{L\mu kr}^{f\nu a} = O_{R\mu kr}^{f\nu a} = -i \frac{y'_\mu}{2\sqrt{2}} R_{f(1k)} R_{a(1r)} \tag{3.39}$$

$$O_{L\tau kr}^{\nu fa} = -O_{R\tau kr}^{\nu fa} = -O_{L\tau kr}^{f\nu a} = O_{R\tau kr}^{f\nu a} = -i \frac{y'_\tau}{2\sqrt{2}} R_{f(2k)} R_{a(2r)} \tag{3.40}$$

Con los acoples definidos podemos obtener las entradas de la matriz de masa para los neutrinos, donde, al no existir interacción entre  $\nu_e$  y los campos nuevos las entradas asociadas a este sabor son igual a 0:

$$(M_\nu)_{ij} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & m_{\mu\mu} & m_{\mu\tau} \\ 0 & m_{\tau\mu} & m_{\tau\tau} \end{pmatrix} \tag{3.41}$$

Donde:

$$m_{\mu\mu} = \sum_{k=1}^2 \sum_{r=1}^2 \frac{y'_\mu{}^2}{(8\pi)^2} R_{f(1k)}^2 m_{f_k} [R_{o(1r)}^2 B_0(m_{o_r}^2, m_{f_k}^2) - R_{a(1r)}^2 B_0(m_{a_r}^2, m_{f_k}^2)] \tag{3.42}$$

$$m_{\tau\tau} = \sum_{k=1}^2 \sum_{r=1}^2 \frac{y'_\tau{}^2}{(8\pi)^2} R_{f(2k)} m_{f_k} [R_{o(2r)}^2 B_0(m_{o_r}^2, m_{f_k}^2) - R_{a(2r)}^2 B_0(m_{a_r}^2, m_{f_k}^2)] \quad (3.43)$$

$$m_{\mu\tau} = m_{\tau\mu} = \sum_{k=1}^2 \sum_{r=1}^2 \frac{y'_\tau y'_\mu}{(8\pi)^2} R_{f(1k)} R_{f(2k)} m_{f_k} [R_{o(1r)} R_{o(2r)} B_0(m_{o_r}^2, m_{f_k}^2) - R_{a(1r)} R_{a(2r)} B_0(m_{a_r}^2, m_{f_k}^2)] \quad (3.44)$$

Al diagonalizar la matriz obtenemos los términos de masa de los neutrinos masivos:

$$m_{\nu_1} = 0 \quad (3.45)$$

$$m_{\nu_2} = \frac{1}{2}(m_{\tau\tau} + m_{\mu\mu} - \sqrt{4m_{\mu\tau}^2 + (m_{\mu\mu} - m_{\tau\tau})^2}) \quad (3.46)$$

$$m_{\nu_3} = \frac{1}{2}(m_{\tau\tau} + m_{\mu\mu} + \sqrt{4m_{\mu\tau}^2 + (m_{\mu\mu} - m_{\tau\tau})^2}) \quad (3.47)$$

Un problema que surge al tener un estado de masa nula es que solo obtenemos un ángulo de mezcla  $\theta_{23}$  mientras que la matriz de Pontecorvo–Maki–Nakagawa–Sakata (PMNS) que modela la oscilación de neutrinos depende de los tres ángulos de mezcla posibles [21]. Esto puede explicarse proponiendo la existencia de una mezcla entre los leptones cargados, que estaría ligada a la de los neutrinos debido a las técnicas experimentales de detección que se utilizan con estos, esta mezcla entre  $e$ ,  $\mu$  y  $\tau$  agregaría los ángulos de mezcla faltantes.

# Capítulo 4

## Ajustes del espacio de parámetros

Para un correcto análisis de la implicaciones de este modelo debemos definir las nuevas variables según sus relaciones entre ellos y las restricciones fenomenológicas actuales.

Las interacciones agregadas a  $\mathcal{L}_{ME}$  implican 38 nuevos parámetros.

- 24 variables de entrada:  $m_{h_1}, m_{h_2}, m_X, m_{f_1}, m_{f_2}, m_{o_1}, m_{a_1}, m_{c_1}, g_x, \lambda_{21}, \lambda_{22}, \lambda_{23}, \lambda_{24}, \lambda_{31}, \lambda_{32}, \lambda_{61}, \lambda_{62}, y_\mu, y_\tau, \theta_h, \theta_o, \theta_a, \theta_c, \theta_f$ .
- 15 variables de salida:  $m_{o_2}, m_{a_2}, m_{c_2}, \mu_1, \mu_2, \lambda_{11}, \lambda_{12}, \lambda_{13}, \lambda_{41}, \lambda_{42}, \lambda_5, \lambda_{63}, y_1 \cdot y_2, Mn$ .

Al ser los parámetros "λ" e "y" de naturaleza perturbativa sus valores absolutos están restringidos:

$$\begin{aligned} |\lambda_i| &< \sqrt{4\pi} \\ |y_{1,2,\mu,\tau}| &< \sqrt{4\pi} \end{aligned} \quad (4.1)$$

El nuevo valor de expectación puede definirse en función de la masa y constante de acople de  $X$ :

$$v_\sigma = \frac{3m_X}{2g_x} \quad (4.2)$$

Los cuadrados de los términos asociados a las masas deben ser positivos:

$$\begin{aligned} m_i^2 &> 0 \\ \mu_{1,2}^2 &> 0 \end{aligned} \quad (4.3)$$



Los ángulos de mezcla para los campos  $Z_{2_{\text{impar}}}$  están restringidos al dominio  $(0, \pi/2)$  lo que implica la jerarquía entre las masas de los estados físicos:

$$m_{j_2} > m_{j_1} \quad (4.4)$$

## 4.1. Definición de los parámetros de salida

Para los parámetros asociados a los términos de masa de los fermiones oscuros de (3.5) se tiene:

$$y_1 = \frac{\sqrt{2}(m_{f_1} \cos^2(\theta_f) + m_{f_2} \sin^2(\theta_f))}{v_\sigma} \quad (4.5)$$

$$y_2 = \frac{\sqrt{2}(m_{f_1} \sin^2(\theta_f) + m_{f_2} \cos^2(\theta_f))}{v_\sigma} \quad (4.6)$$

$$Mn = \frac{1}{8} \sin^2(2\theta_f)(m_{f_2} - m_{f_1}) \quad (4.7)$$

Los parámetros perturbativos asociados a la interacción de los escalares  $Z_{2_{\text{par}}}$  en (3.11) se pueden definir en base a las masas de sus estados físicos y el ángulo de mezcla:

$$\lambda_{11} = \frac{m_{h_1}^2 \cos^2(\theta_h) + m_{h_2}^2 \sin^2(\theta_h)}{2v_h^2} \quad (4.8)$$

$$\lambda_{12} = \frac{m_{h_1}^2 \sin^2(\theta_h) + m_{h_2}^2 \cos^2(\theta_h)}{2v_\sigma^2} \quad (4.9)$$

$$\lambda_{13} = \frac{\sin^2(2\theta_h)(m_{h_1}^2 + m_{h_2}^2)}{4v_h v_\sigma} \quad (4.10)$$

Para los escalares  $Z_{2_{\text{impar}}}$ , tenemos 8 parámetros perturbativos asociados a los términos de masa. Exceptuando  $\lambda_{31}$ ,  $\lambda_{32}$ ,  $\lambda_{61}$  y  $\lambda_{62}$ , estos dependen de sus masas y ángulos de mezcla:

$$\lambda_{41} = \frac{1}{v_h^2} (2m_{a_1}^2 - 2m_{c_1}^2 + \csc(\theta_a - \theta_n)(m_{a_1}^2 - 2m_{o_1}^2) [\tan(\theta_c) \cos(\theta_a + \theta_o) - 2 \sin^2(\theta_a) \cos(2\theta_o) \csc(\theta_a + \theta_o)]) \quad (4.11)$$

$$\lambda_{42} = \frac{1}{v_h^2} (2m_{a_1}^2 - 2m_{c_1}^2 + (m_{a_1}^2 - m_{o_1}^2) [\cot(\theta_a) \cos(\theta_a - \theta_o) \csc(\theta_a + \theta_o) - \csc(\theta_a) \csc(\theta_c) \sin(\theta_a - \theta_c) \cos(\theta_a + \theta_o) \csc(\theta_a - \theta_o)]) \quad (4.12)$$

$$\lambda_5 = \frac{2(m_{a_1}^2 - m_{o_1}^2) \cos(\theta_a + \theta_n) \csc(\theta_a + \theta_n)}{v_h^2} \quad (4.13)$$

$$\lambda_{63} = \frac{2(m_{a_1}^2 - m_{o_1}^2) \cos(\theta_a + \theta_n) \csc(\theta_a - \theta_n)}{v_\sigma^2} \quad (4.14)$$

Con estos podemos definir  $\mu_1$  y  $\mu_2$

$$\mu_1^2 = \frac{1}{4} (4m_{a_1}^2 + \tan(\theta_a) [\lambda_{63} v_\sigma^2 - \lambda_5 v_h^2] - 2v_h^2 [\lambda_{31} + \lambda_{41}] - 2\lambda_{61} v_\sigma^2) \quad (4.15)$$

$$\mu_2^2 = \frac{1}{4} (4m_{a_1}^2 + \cot(\theta_a) [\lambda_{63} v_\sigma^2 - \lambda_5 v_h^2] - 2v_h^2 [\lambda_{32} + \lambda_{42}] - 2\lambda_{62} v_\sigma^2) \quad (4.16)$$

Gracias a los factores de mezcla podemos asociar los términos de masa escalares de la forma:

$$m_2^2 = m_1^2 + \Delta m^2 \quad (4.17)$$

Con lo que podemos definir:

$$m_{o_2}^2 = m_{o_1}^2 + \frac{2 \cos(2\theta_a) (m_{a_1}^2 - m_{o_1}^2)}{\cos(2\theta_a) - \cos(2\theta_n)} \quad (4.18)$$

$$m_{a_2}^2 = m_{a_1}^2 + \frac{\csc(\theta_a) (\lambda_{63} v_\sigma^2 - \lambda_5 v_h^2)}{4} \quad (4.19)$$

$$m_{c_2}^2 = m_{c_1}^2 + \frac{\cos(\theta_a + \theta_n) \csc(\theta_a - \theta_n) (m_{o_1}^2 - m_{a_1}^2)}{\sin(2\theta_c)} \quad (4.20)$$

## 4.2. Restricciones empíricas y de estabilidad

Los estados  $\phi_0$  y  $\sigma_0$  se pueden escribir en la base física:

$$\phi_0 = \cos(\theta_h) h_1 + \sin(\theta_h) h_2 \quad (4.21)$$

$$\sigma_0 = -\sin(\theta_h) h_1 + \cos(\theta_h) h_2 \quad (4.22)$$

Queremos que el estado asociado al boson de Higgs del ME sea  $h_1$  por lo que:

$$m_{h_1} = 125,6[GeV] \quad (4.23)$$

y este estado debe dominar en la superposición (4.22):

$$|\cos(\theta_h)|^2 > 0,8 \quad (4.24)$$

Los escalares cargados  $Z_{2_{impar}}$  deben tener masas mayores a  $100[GeV]$

El potencial escalar (3.11) debe tener un vacío estable, por lo que este debe divergir positivamente al infinito, esto implica que los términos cuadráticos de  $V$  deben ser positivos [20].

Para los campos de la base de gauge los términos cuadráticos son:

$$\frac{\partial^4 V}{\partial \phi_0^4} = 6\lambda_{11} \quad \frac{\partial^4 V}{\partial \sigma_0^4} = 6\lambda_{12}$$

$$\frac{\partial^4 V}{(\partial \eta_{+1}^2)(\partial \eta_{-1}^2)} = 4\lambda_{21} \quad \frac{\partial^4 V}{(\partial \eta_{+2}^2)(\partial \eta_{-2}^2)} = 4\lambda_{22}$$

$$\frac{\partial^4 V}{\partial \eta_{01}^4} = \frac{\partial^4 V}{\partial \eta_{A1}^4} = 6\lambda_{21} \quad \frac{\partial^4 V}{\partial \eta_{02}^4} = \frac{\partial^4 V}{\partial \eta_{A2}^4} = 6\lambda_{22}$$

lo que implica que  $\lambda_{11}, \lambda_{12}, \lambda_{21}, \lambda_{22} > 0$

Mientras que para los de la base física:

$$\frac{\partial^4 V}{\partial h_1^4} = 6(C_{\theta_H}^4 \lambda_{11} + S_{\theta_H}^4 \lambda_{12} + S_{\theta_H}^2 C_{\theta_H}^2 \lambda_{13})$$

$$\frac{\partial^4 V}{\partial h_2^4} = 6(S_{\theta_H}^4 \lambda_{11} + C_{\theta_H}^4 \lambda_{12} + S_{\theta_H}^2 C_{\theta_H}^2 \lambda_{13})$$

$$\frac{\partial^4 V}{\partial o_1^4} = 6(C_{\theta_N}^4 \lambda_{21} + S_{\theta_N}^4 \lambda_{22} + S_{\theta_N}^2 C_{\theta_N}^2 (\lambda_{23} + \lambda_{24}))$$

$$\frac{\partial^4 V}{\partial o_2^4} = 6(S_{\theta_N}^4 \lambda_{21} + C_{\theta_N}^4 \lambda_{22} + S_{\theta_N}^2 C_{\theta_N}^2 (\lambda_{23} + \lambda_{24}))$$

$$\frac{\partial^4 V}{\partial a_1^4} = 6(C_{\theta_A}^4 \lambda_{21} + S_{\theta_A}^4 \lambda_{22} + S_{\theta_A}^2 C_{\theta_A}^2 (\lambda_{23} + \lambda_{24}))$$

$$\frac{\partial^4 V}{\partial a_2^4} = 6(S_{\theta_A}^4 \lambda_{21} + C_{\theta_A}^4 \lambda_{22} + S_{\theta_A}^2 C_{\theta_A}^2 (\lambda_{23} + \lambda_{24}))$$

$$\frac{\partial^4 V}{(\partial p_1^2)(\partial m_1^2)} = 4(C_{\theta_C}^4 \lambda_{21} + S_{\theta_C}^4 \lambda_{22} + S_{\theta_C}^2 C_{\theta_C}^2 (\lambda_{23} + \lambda_{24}))$$

$$\frac{\partial^4 V}{(\partial p_2^2)(\partial m_2^2)} = 4(S_{\theta_C}^4 \lambda_{21} + C_{\theta_C}^4 \lambda_{22} + S_{\theta_C}^2 C_{\theta_C}^2 (\lambda_{23} + \lambda_{24}))$$

Que implican las relaciones:

$$\lambda_{13} > -\lambda_{11} \cot^2(\theta_H) - \lambda_{12} \tan^2(\theta_H) \quad (4.25)$$

$$\lambda_{13} > -\lambda_{11} \tan^2(\theta_H) - \lambda_{12} \cot^2(\theta_H) \quad (4.26)$$

$$\lambda_{23} + \lambda_{24} > -\lambda_{21} \cot^2(\theta_i) - \lambda_{22} \tan^2(\theta_i) \quad (4.27)$$

$$\lambda_{23} + \lambda_{24} > -\lambda_{21} \tan^2(\theta_i) - \lambda_{22} \cot^2(\theta_i) \quad (4.28)$$

con  $i = N, A, C$ .

La función  $-x \cot^2(\theta) - y \tan^2(\theta)$  en el rango  $[0, \frac{\pi}{2}]$  y con  $x, y > 0$  es una curva que diverge negativamente en los límites y posee un máximo local  $-2\sqrt{xy}$  [fig. 4.1], por lo que las relaciones anteriores se reducen a :

$$\lambda_{13} > -2\sqrt{\lambda_{11}\lambda_{12}} \quad (4.29)$$

$$\lambda_{23} + \lambda_{24} > -2\sqrt{\lambda_{21}\lambda_{22}} \quad (4.30)$$

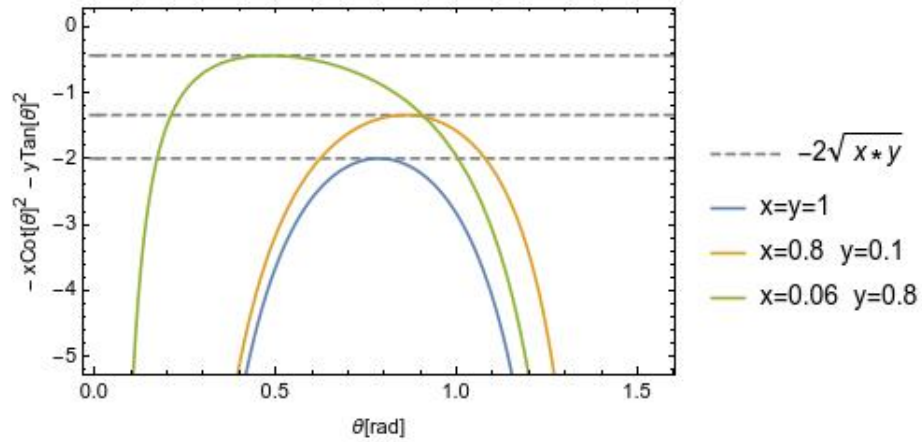


Figura 4.1: Comportamiento de la función  $-x\cot^2(\theta) - y\tan^2(\theta)$  que define el limite inferior para que se cumplan las relaciones (4.28)

# Capítulo 5

## Fenomenología del modelo

Habiendo definido las variables del modelo, sus relaciones y restricciones, haciendo uso de los programas Lanhep y MICROmega se realizaron scans al espacio de parámetros en busca de analizar su fenomenología y la viabilidad de detectar los campos nuevos con experimentos en proceso o futuros.

### 5.1. Abundancia fósil de la materia oscura

$\Omega h_{DM}^2$  puede tomar valores de 0 a 1, ya que este es un valor normalizado, y depende principalmente de la masa y naturaleza de ésta, la cual en nuestro modelo puede ser fermionica( $f_1$ ), escalar( $o_1$ ) o pseudoescalar( $a_1$ ).

Dado que  $\Omega h_{DM}^2$  es inversamente proporcional a la sección eficaz de aniquilación del ME (1.40) es normal que esta aumente junto a la masa, podemos observar una franja ascendente de alta densidad de puntos para masas de 100[GeV] A 600[GeV] que se pierde para masas superiores ya que la abundancia comienza a chocar con su cota superior, en los rangos de masa entre 100-300[GeV] toma sus valores mínimo y para los casos bosonicos es incapaz de llegar al valor medio empírico de esta provocando que este rango de masas sea inviable [fig. 5.1].

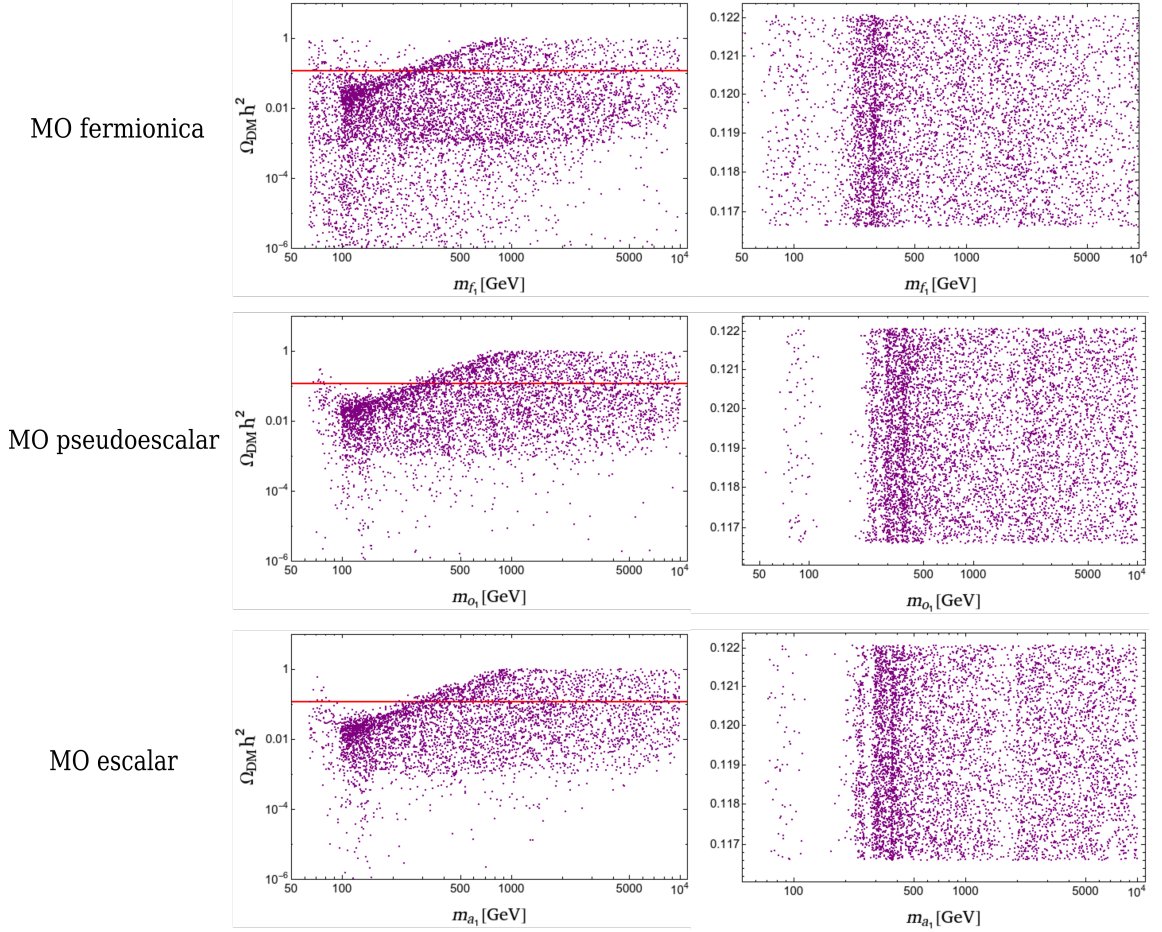


Figura 5.1: Comportamiento de  $\Omega_{DM}h^2$  en función de su masa a escala logarítmica para las tres naturalezas posibles. A la izquierda todo el rango posible donde la línea roja marca el valor empírico medio actual, a la derecha la zona dentro del error del valor empírico.

## 5.2. sector escalar $Z_{2par}$

Los parámetros perturbativos asociados a los campos escalares  $h_1$  y  $h_2$  solo dependen de dos variables:  $m_{h_2}$  y  $v_\sigma$ . Tanto  $\lambda_{11}$  como  $\lambda_{12}$  se ven acotados superiormente según el valor de la masa de  $h_2$  en una relación proporcional de forma independiente a la naturaleza de la MO y el valor de  $g_X$ , mientras que para  $\lambda_{13}$  es proporcional a este y en el caso fermionico su cota inferior es mayor que en los casos bosonicos. La cota inferior de  $g_X$  aumenta de manera inversamente proporcional a  $m_{h_2}$  [fig. 5.2].

En  $\lambda_{11}, \lambda_{12} = 0.006$  se observa el limite que divide los sectores  $m_{h_1} > m_{h_2}$  y  $m_{h_2} > m_{h_1}$ . Mientras que  $\lambda_{13}$  toma valores positivos para el primer caso y negativos para el segundo.

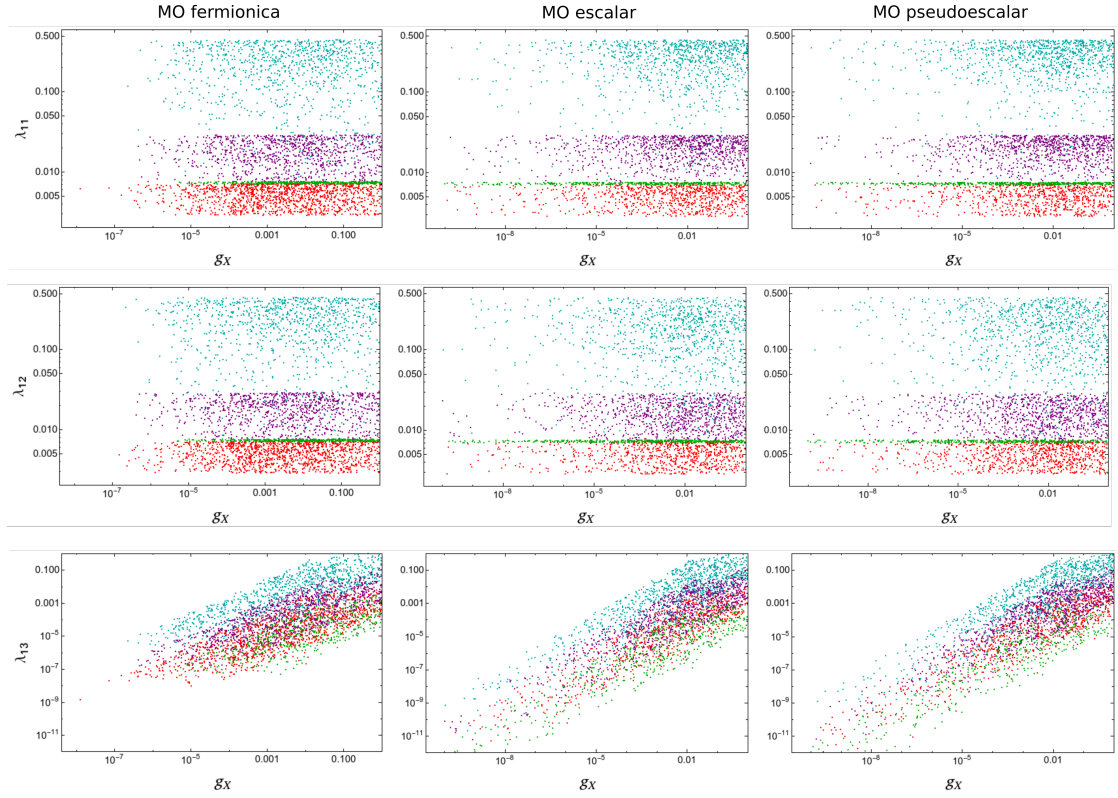


Figura 5.2: Relación logarítmica entre los valores absolutos de  $g_X$  y los parámetros perturbativos del sector escalar  $Z_{2par}$  para el caso fermionico(izquierda), escalar(centro) y pseudoescalar(derecha) con distintas masas de  $h_2$ . En rojo  $m_{h_2} = 80[\text{GeV}]$ , en verde  $m_{h_2} = 130[\text{GeV}]$ , en morado  $m_{h_2} = 255[\text{GeV}]$  y en azul  $m_{h_2} = 1500[\text{GeV}]$

### 5.3. Detección de nuevos campos

A pesar de que nuestros candidatos a MO son WIMPs, no que pueden ser detectados directamente mediante la interacción débil entre nucleones y estos(en nuestro caso, independiente del spin de los campos) mediante el boson  $Z$  ya que este acople

---



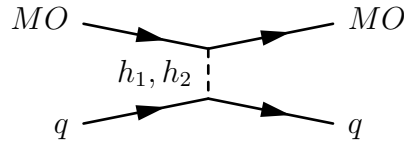


Figura 5.3: Diagrama de Feynman para la detección directa de MO.

viola la conservación de  $CP$ , por lo que el único mediador posible para interacción directa es el higgs [fig. 5.3]. El experimento XENON 1T [22] No detecto evidencia de interacción entre MO y núcleos de Xe excluyendo su sector de búsqueda del espacio de parámetro viable. Actualmente DARWIN [23] esta realizando una búsqueda similar para secciones eficaces menores que están muy cercanas al " $\nu$  floor", zona en donde no se puede diferenciar si las interacciones con los núcleones son producidas por la MO o los neutrinos solares [24].

Otra forma de detección es la indirecta mediante flujos anómalos de campos del ME producidos por la aniquilación de MO, para nuestro modelo, experimentos como Fermi-LAT [25] y HESS [26] han realizado estas búsquedas en base a la detección de rayos gamma sin resultados concisos, actualmente CTA es el proyecto mas cercano de detección directa que abarca valores mas pequeños para los canales de aniquilación especialmente para grandes masas [27].

En general para los 3 casos existen puntos detectables por DARWIN [fig. 5.4], se puede observar que para los casos de MO escalar y pseudoescalar a grandes masas perdemos densidad de puntos no excluidos mientras que para el caso fermionico la sección eficaz parece independiente de su masa.

En el caso de la detección indirecta, para el caso de  $f_1$  como MO el aporte de los canales de campos del ME es muy bajo ya que este no interactúa directamente con el boson de higgs, dependiendo de  $\lambda_{13}$  para interactuar mediante este además de tener menos interacciones viables para decaer en el canal  $W^+W^-$  [fig. 5.5] quedando las secciones eficaces de aniquilación a campos del ME con valores muy por debajo de las cotas inferiores de detección experimental actuales.

En los otros casos existen puntos dentro del rango detectable del observatorio CTA en los canales  $W^+W^-$  y  $t^+t^-$  [fig. 5.6] [fig. 5.7]. Para ambos canales la zona de detección de campos viables esta restringida para  $300[\text{GeV}] < m_{MO} < 1000[\text{GeV}]$ .

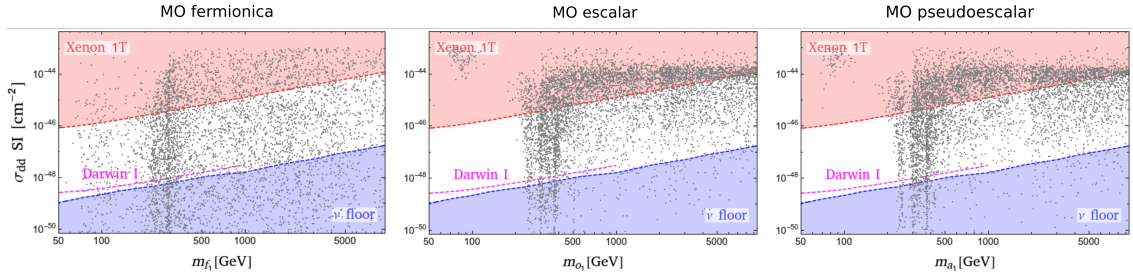


Figura 5.4: Relación logarítmica entre la sección eficaz para la detección directa de MO y su masa en los casos fermionico, escalar y pseudoescalar a escala logarítmica con  $65[\text{GeV}] > m_{MO} > 10000[\text{GeV}]$  y  $10[\text{GeV}] > m_X > 10000[\text{GeV}]$ , en rojo la zona excluida por XENON 1T [22], En azul la zona excluida por el "ν floor" [24] y la línea magenta el limite de detección para DARWIN [23]

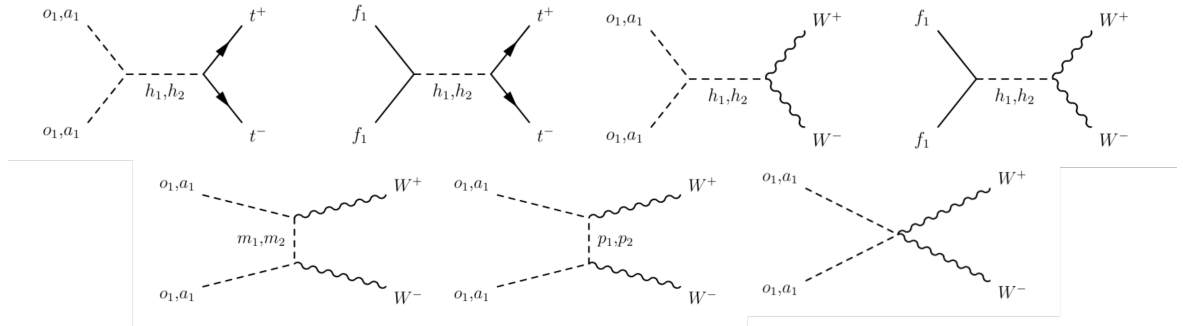


Figura 5.5: Diagramas de Feynmann que contribuyen a los canales de aniquilación  $W^+W^-$  y  $t\bar{t}$  para los tres posibles candidatos a MO.

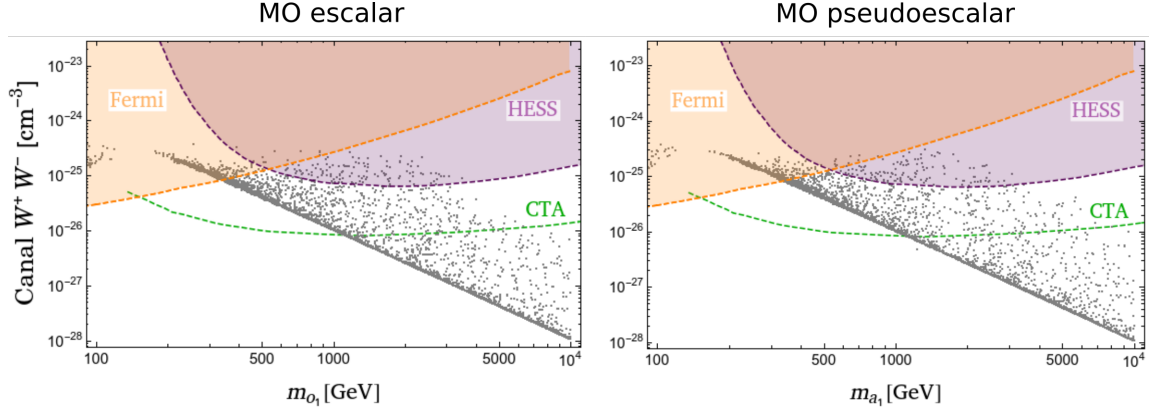


Figura 5.6: Relación logarítmica entre el canal de aniquilación  $W^+W^-$  y la masa de la MO de naturaleza escalar y pseudoescalar con  $65[\text{GeV}] > m_{MO} > 10000[\text{GeV}]$  y  $10[\text{GeV}] > m_X > 10000[\text{GeV}]$ , en naranja la zona excluida por Fermi-LAT [25], En morado la zona excluida por HESS [26] y la línea verde define el limite inferior de detección para CTA [27]

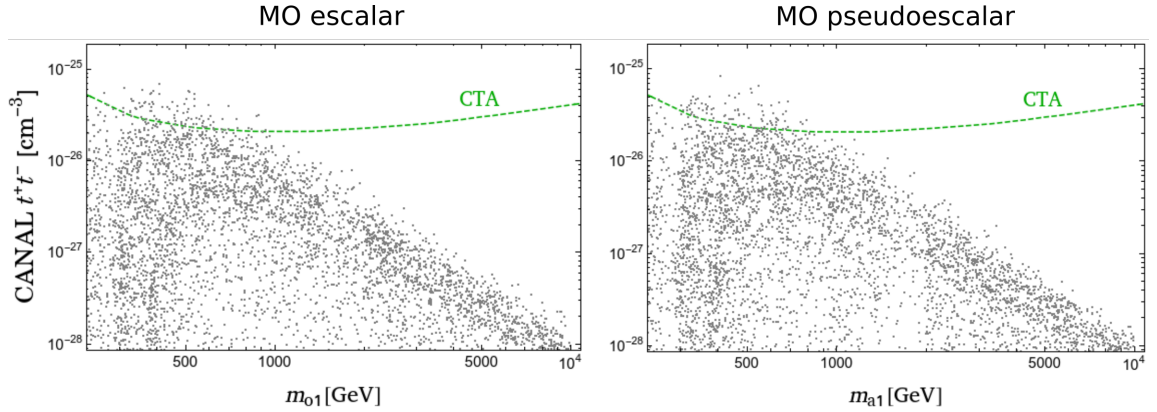


Figura 5.7: Relación logarítmica del ancho de decaimiento para el canal  $t^+t^-$  y la masa de esta para MO de naturaleza escalar y pseudoescalar con  $65[\text{GeV}] > m_{MO} > 10000[\text{GeV}]$  y  $10[\text{GeV}] > m_X > 10000[\text{GeV}]$ , donde la línea verde define el limite de detección para CTA [27]

El boson X tiene sus respectivos acoples bien definidos, por lo que el ancho de sus canales de decaimiento no depende de la naturaleza de la MO. Para cualquier masa de X en nuestro rango su decaimiento esta dominado por los canales de los leptones

cargados y neutrinos a los que se acopla, mientras el aporte de los canales indetectables no supera el 5% [fig. 5.9], por lo que es un campo muy viable para ser detectado.

El campo  $h_2$  al interactuar únicamente bajo la nueva simetría solo puede detectarse indirectamente. Su ancho de decaimiento es independiente de la naturaleza de la MO [Fig. 5.10]. La discontinuidad en  $m_{h_1} = 150$  es debido al cambio del canal dominante de  $b^+b^-$  a  $W^+W^-$  [fig. 5.11], los puntos negros sobre las curvas se deben

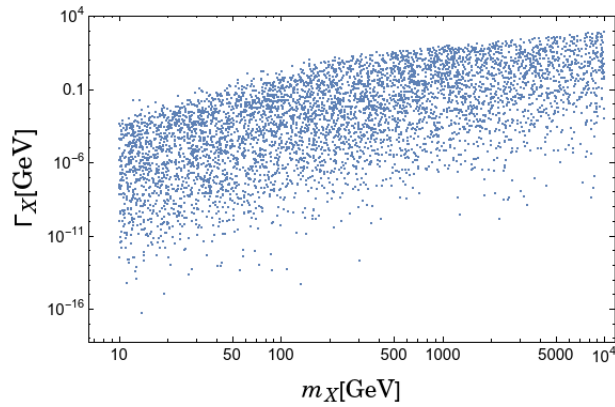


Figura 5.8: Relación logarítmica entre ancho de decaimiento principales de  $X$  y su masa.

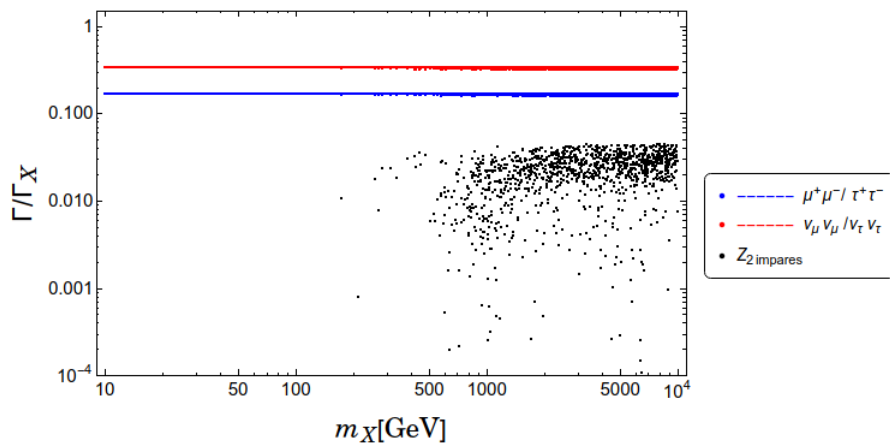


Figura 5.9: Ratio de los canales de decaimiento principales de  $X$  vs su masa a escala logarítmica.

a resonancias donde la masa de un campo  $Z_{2impar}$  es similar a la mitad de  $m_{h_2}$  volviendo a un canal no detectable directamente como el dominante.

Tanto para  $h_2$  como  $X$  la cota superior del ancho de decaimiento aumenta con su masa debido a la apertura de los canales  $Z_{2impar}$ , los valores mínimos de esta de estas están muy por encima de  $10^{-26}$  que es el valor asociado a un tiempo de vida medio de 1 seg. por lo que ambas partículas son muy inestables independiente de la masa.

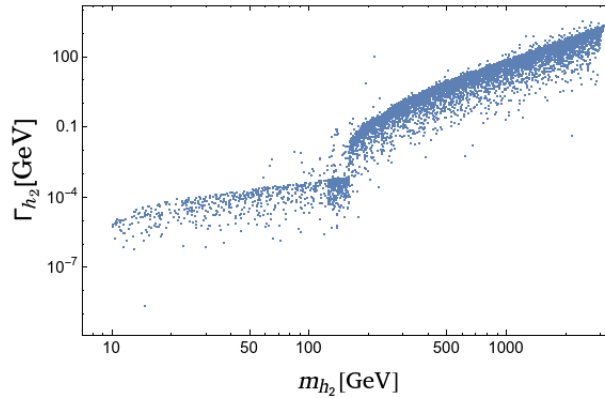


Figura 5.10: Ancho de decaimiento de  $h_2$  vs su masa.

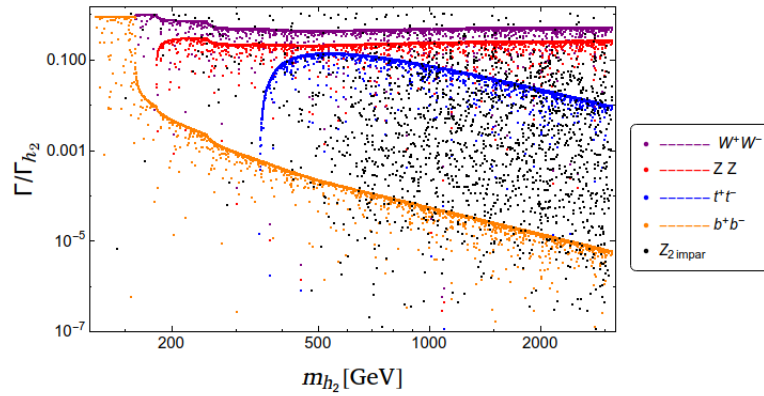


Figura 5.11: Ratio de los canales de decaimiento principales de  $h_2$  vs su masa

## 5.4. Neutrinos

Aplicando las restricciones de las diferencias cuadráticas de las masas de los estados físicos de los neutrinos con ajuste a  $3\sigma$  nuestros acoples de yukawa asociados se ven acotados superiormente en 1, y sus valores tienden a relacionarse de manera cuadrática [fig. 5.12].

Las entradas diagonales de la matriz de masa de los neutrinos en base de gauge poseen un relación lineal entre ellos, mientras que con la entrada fuera de esta están restringidos a formar circunferencias [fig. 5.13]. Esto se obtiene de las relaciones entre las masas de los estados físicos (3.47):

$$m_{\tau\tau} + m_{\tau\tau} = m_{\nu_2} + m_{\nu_3} \quad (5.1)$$

$$m_{\nu_2} - m_{\nu_3} = \sqrt{4m_{\mu\tau}^2 + (m_{\mu\mu} - m_{\tau\tau})^2} \quad (5.2)$$

$$(2m_{\mu\tau})^2 + (m_{\mu\mu} - m_{\tau\tau})^2 = (m_{\nu_2} - m_{\nu_3})^2$$

Se puede observar una antisimetría entre el caso escalar y el pseudoescalar que se debe a la dominancia por masa al fijar a uno como candidato a MO, en el caso fermionico al ser su masa un parámetro mas global abarca ambos dominios.

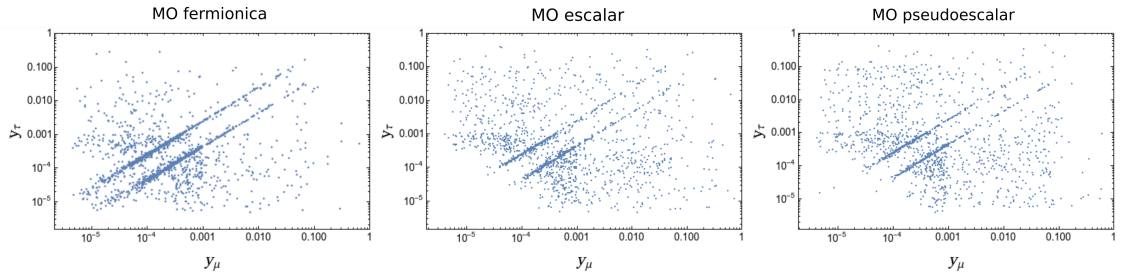


Figura 5.12: Relación logarítmica entre  $y_\mu$  e  $y_\tau$

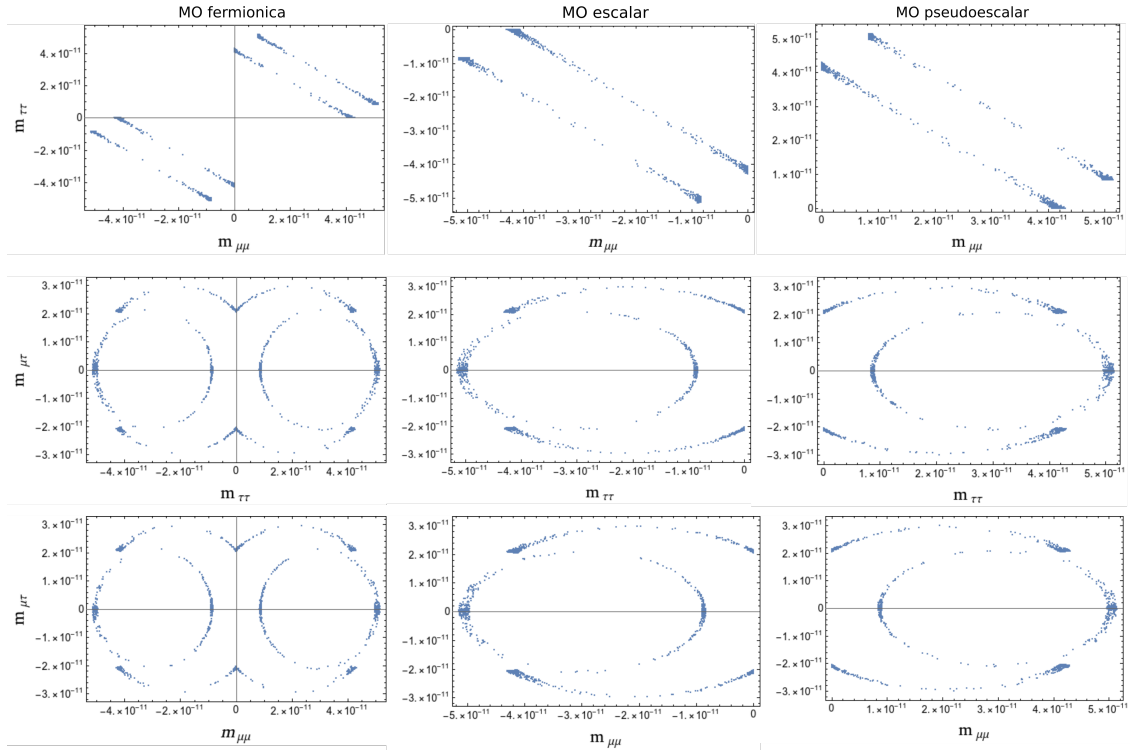


Figura 5.13: Relación lineal entre las entradas de  $M_{\nu_{ij}}$  en base de gauge

# Capítulo 6

## Conclusiones

Se logro crear una extensión del Modelo Estándar, agregando 8 campos escalares y 2 campos fermionicos de majorana, una nueva simetría de gauge asociada a los números leptonicos de sabor  $\mu$  y  $\tau$  rota espontáneamente y una simetría conservada  $Z_2$ , que genera términos de masa para los neutrinos de manera radiativa y otorga candidatos a conformar MO.

Se obtuvo un dominio de los programas Lanhep y MICROmega, lo que permitió hacer un análisis profundo al espacio de parámetros nuevos generados por esta extensión al ME.

Se agrego un nuevo escalar con VEV, que se mezcla con el boson de higgs sin entrar en conflicto con la fenomenología de este, el cual nos permite generar los términos de masa de majorana para los neutrinos estériles necesarios para generar un modelo escotogénico, y un nuevo boson  $X$  asociado a la nueva simetría de gauge. Se analizo la viabilidad de detección indirecta para ambos y definimos sus principales canales de decaimiento.

Se comprobó la viabilidad de detección directa para los tres candidatos a MO por el detector DARWIN fuera de los rangos excluidos por XENON 1T y el neutrino floor.

Se comprobó la viabilidad de detección indirecta en los canales  $W^+W^-$  y  $t\bar{t}$  vía el proyecto CTA para los candidatos bosonicos en el rango de masa de 300-1000[GeV] en un rango inferior al excluido por Fermi-LAT y HESS.



## Conclusiones

---

Se generaron dos términos de masa para los estados físicos de los neutrinos de manera radiativa, los cuales no entran en conflicto con las cotas experimentales de las diferencias de sus valores al cuadrado en un ajuste estadístico de  $3\sigma$  ni con las restricciones asociadas a la MO.

Queda para un posterior análisis el impacto del boson  $X$  en la fenomenología de los leptones  $\mu$  y  $\tau$  y de la mezcla cinética entre el campo de Yann-Mills de este y el boson  $B$  de la simetría  $U(1)_Y$ .

# Bibliografía

- [1] Schwartz, M. D. (2014). Quantum field theory and the standar model: Vol. I (primera ed., pp. 481-495). Cambridge University Press.
- [2] Schwartz, M. D. (2014). Quantum field theory and the standar model: Vol. I (primera ed., pp. 642). Cambridge University Press.
- [3] Perkins, D. H. (2000). Introduction to high energy physics: Vol. I (cuarta ed. pp., 16-19). Cambridge University Press.
- [4] Griffiths, D. J. (1987). Introduccion to elementary particles: Vol. I (Primera ed., pp. 38-40). Jhon Wiley & sons INC.
- [5] Schwartz, M. D. (2014). Quantum field theory and the standar model: Vol. I (primera ed., pp. 114-116). Cambridge University Press.
- [6] Griffiths, D. J. (1987). Introduccion to elementary particles: Vol. I (Primera ed., pp. 71). Jhon Wiley & sons INC.
- [7] Griffiths, D. J. (1987). Introduccion to elementary particles: Vol. I (Primera ed., pp. 60-61). Jhon Wiley & sons INC.
- [8] Mann, R. (2010). And introduction to particle physics and the standar model: Vol. I (primera ed., cap. 23). Taylor & Francis.
- [9] van Albada, T. S., Bahcall, J. N., Begeman, K., Sancisi, R. (1985). Distribution of dark matter in the spiral galaxy NGC 3198. The Astrophysical Journal, 295, 305.
- [10] Bertone, G. (2010). Particle Dark Matter: Observations, Searches and Models (1.<sup>a</sup> ed., pp. 3–10). Paris: Cambridge University Press.

- [11] Bertone, G. (2010). Particle Dark Matter: Observations, Searches and Models (1.<sup>a</sup> ed., pp. 121–122). Paris: Cambridge University Press.
- [12] Suzuki, Yoichiro. (2019). The Super-Kamiokande experiment. The European Physical Journal C. 79. 10.1140/epjc/s10052-019-6796-2.
- [13] Salas, P. F., Forero, D. V., Gariazzo, S., Martínez-Miravé, P., Mena, O., Ternes, C. A., Tórtola, M., & Valle, J. W. F. (2020, 19 junio). 2020 Global reassessment of the neutrino oscillation picture. arXiv.org. arXiv:2006.11237 [hep-ph].
- [14] Giunti, C., Kim, C. W. (2007). Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics: Vol. I (1.a ed., pp 180-190). England: Oxford University Press.
- [15] Schechter, J., Valle, J. W. F. (1980, 30 junio). Neutrino masses in  $SU(2) \otimes U(1)$  theories. PHYSICAL REVIEW D, 22(9).
- [16] Schechter, J., Valle, J. W. F. (1982, 1 febrero). Neutrino decay and spontaneous violation of lepton number. PHYSICAL REVIEW D, 25(3).
- [17] Ma, E. (2006, 27 enero). Verifiable Radiative Seesaw Mechanism of Neutrino Mass and Dark Matter. arXiv.org. <https://arxiv.org/abs/hep-ph/0601225>
- [18] R. Bouchand and A. Merle, Running of Radiative Neutrino Masses: The Scotogenic Model, JHEP 07 (2012), 084 doi:10.1007/JHEP07(2012)084 [arXiv:1205.0008 [hep-ph]].
- [19] M. Hirsch, M. A. Diaz, W. Porod, J. C. Romao and J. W. F. Valle, Neutrino masses and mixings from supersymmetry with bilinear R parity violation: A Theory for solar and atmospheric neutrino oscillations, Phys. Rev. D **62** (2000), 113008 [erratum: Phys. Rev. D **65** (2002), 119901] doi:10.1103/PhysRevD.62.113008 [arXiv:hep-ph/0004115 [hep-ph]].
- [20] Kannike, K. Vacuum stability conditions from copositivity criteria. Eur. Phys. J. C 72, 2093 (2012). <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-012-2093-z>
- [21] Giunti, C. (2003, 20 octubre). Neutrino mixing. arXiv.org. <https://arxiv.org/abs/hep-ph/0310238v2>
- [22] E. Aprile *et al.* [XENON], Dark Matter Search Results from a One Ton-Year Exposure of XENON1T, Phys. Rev. Lett. **121**, no.11, 111302 (2018) doi:10.1103/PhysRevLett.121.111302 [arXiv:1805.12562 [astro-ph.CO]].

- [23] J. Aalbers *et al.* [DARWIN], “DARWIN: towards the ultimate dark matter detector, JCAP **11**, 017 (2016) doi:10.1088/1475-7516/2016/11/017 [arXiv:1606.07001 [astro-ph.IM]].
- [24] K. C. Y. Ng, J. F. Beacom, A. H. G. Peter and C. Rott, Solar Atmospheric Neutrinos: A New Neutrino Floor for Dark Matter Searches, Phys. Rev. D **96**, no.10, 103006 (2017) doi:10.1103/PhysRevD.96.103006 [arXiv:1703.10280 [astro-ph.HE]].
- [25] C. Karwin, S. Murgia, I. Moskalenko, S. Fillingham, A. K. Burns and M. Fieg, Dark Matter Interpretation of the Fermi-LAT Observations Toward the Outer Halo of M31, [arXiv:2010.08563 [astro-ph.HE]].
- [26] L. Rinchuso [H.E.S.S.], Latest results on dark matter searches with H.E.S.S, EPJ Web Conf. **209**, 01023 (2019) doi:10.1051/epjconf/201920901023 [arXiv:1901.05299 [astro-ph.HE]].
- [27] J. E. Ruiz, D. Morcuende, L. Saha, A. Baquero, J. L. Contreras and I. Aguado, LSTOSA: Onsite processing pipeline for the CTA Larged-Sized Telescope prototype, [arXiv:2101.09690 [astro-ph.IM]].

# Anexo 1: Elementos Matemáticos

En este anexo se definen los elementos matemáticos mencionados a lo largo de la tesina.

Matrices de Pauli:

$$\tau^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \tau^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \tau^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \tau^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

Matrices gamma (base quiral):

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 0 & \tau^0 \\ \tau^0 & 0 \end{pmatrix} \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \tau^i \\ -\tau^i & 0 \end{pmatrix}$$

Matrices de Gell-Mann:

$$\lambda^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda^4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\lambda^5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda^6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda^7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda^8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}$$