



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA
DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

Materia Oscura y Masas de Neutrinos

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

Físico

PRESENTA:

Leon Manuel Garcia de la Vega

TUTOR

Eduardo Peinado Rodríguez



CD.MX.,2017



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Datos generales

1.Datos del alumno

Garcia

De La Vega

Leon Manuel

55 63 17 34

Universidad Nacional Autónoma de

México

Facultad de Ciencias

Física

308562079

2.Datos del tutor

Dr.

Eduardo

Peinado

Rodríguez

3.Datos del Sinodal 1

Dr.

Nissim Illich

Fraija

Cabrera

3.Datos del Sinodal 2

Dr.

Eric

Vázquez

Jáuregui

3.Datos del Sinodal 1

Dr.

Genaro

Toledo

Sánchez

3.Datos del Sinodal 1

Dr.

Mariano

Chernicoff

Minsberg

Agradecimientos

Agradezco profundamente a mis padres y familia que me han apoyado y alentado a lo largo de mi formación personal y académica.

Gracias a mi asesor Eduardo Peinado Rodríguez por su paciencia, consejo y guía en la realización de este trabajo y en la finalización de mi Licenciatura.

Gracias al Dr. César Bonilla, al Dr. Roberto A. Lineros y a Jorge Mario Lamprea por su colaboración y ayuda en la realización del trabajo aquí presentado.

También agradezco sinceramente a mis sinodales, Nissim Fraija, Eric Vázquez, Genaro Toledo y Mariano Chernicoff por sus consejos y observaciones que enriquecieron enormemente a esta tesis.

Finalmente agradezco a la UNAM y al Instituto de Física de la UNAM por la oportunidad que me brindaron y por la educación que he recibido aquí.

Investigación realizada gracias al Programa de Apoyo a Proyectos de Investigación e Innovación Tecnológica (PAPIIT) de la UNAM IA101516. Agradezco a la DGAPA-UNAM la beca recibida.

Lista de acrónimos

Acrónimo	Significado
CKM	Cabbibo-Kobayashi-Maskawa
CP	Carga-Paridad
EBHGHK	Englert-Brout-Higgs-Guralnik-Hagen-Kibble
GALLEX	Gallium Experiment
IHDM	Inert Higgs Doublet Model
Λ CDM	Lambda Cold Dark Matter
LEP	Large Electron-Positron Collider
LUX	Large Underground Xenon
ME	Modelo Estándar
\overline{MS}	Sustracción Mínima
MSSM	Minimal Supersymmetric Standard Model
PMNS	Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata
SAGE	Soviet-American Gallium Experiment
SDM	Singlet Dark Matter
SNO	Sudbury Neutrino Observatory
SSM	Standard Solar Model
VEV	Valor de Expectación en el Vacío

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Materia Oscura	1
1.1.1. Curvas de rotación de estrellas	2
1.1.2. Radiación Cómica de fondo	3
1.2. Masa de neutrinos	3
1.2.1. Evidencia experimental de neutrinos masivos	3
2. El modelo estándar y neutrinos masivos	7
2.1. El modelo estándar	7
2.1.1. Simetrías y contenido del modelo estándar	7
2.1.2. Lagrangiana del Modelo Estándar	8
2.1.3. Rompimiento espontáneo de $SU(2)_L \times U(1)_Y$	10
2.1.4. Mecanismo de Higgs y bosones de Goldstone	12
2.1.5. Parámetro ρ	13
2.1.6. Masas de fermiones	16
2.2. Masas de neutrinos	17
2.2.1. Neutrinos de Dirac y Majorana	17
2.2.2. Matriz de mezcla y oscilaciones	20
3. Modelos de materia oscura y neutrinos masivos	23
3.1. Modelos de Materia Oscura	23
3.1.1. Materia Oscura con un singulete escalar	23
3.1.2. Materia oscura con un doblete escalar	26
3.2. Masa de neutrinos a nivel árbol	29
3.2.1. Mecanismo de Seesaw	29
3.3. Masa de neutrinos radiativa	30
3.3.1. Modelo <i>Scotogenic</i>	30
3.3.2. Modelo <i>Scotogenic</i> con un singulete escalar	32

4. Conclusiones

Resumen

Materia Oscura y Masas de Neutrinos

por

Leon Manuel Garcia De La Vega

Facultad de Ciencias, UNAM.

Resumen

En este trabajo se describen los problemas de materia oscura y masas de neutrinos en la física de altas energías y se propone una posible solución a ambos problemas. En la primer sección se introduce la motivación del trabajo, las evidencias de la existencia de materia oscura y las observaciones de oscilaciones de neutrinos. Después se describe la formulación del Modelo Estándar de física de partículas, el cual es la base de los modelos propuestos en la última sección. Finalmente se describen extensiones del Modelo Estándar que incorporan materia oscura y masas de neutrinos, y se presentan resultados computacionales obtenidos para un modelo novedoso. El trabajo realizado en esta tesis es parte de un trabajo en progreso realizado en colaboración con el Dr. Eduardo Peinado Rodríguez¹, el Dr. César Bonilla², el Dr. Roberto A. Lineros² y Jorge Mario Lamprea¹.

¹Instituto de Física, UNAM.

²Instituto de Física Corpuscular C.S.I.C./Universitat de València

Capítulo 1

Introducción

Dos de los problemas más importantes sin resolver en la física de altas energías son el origen de las masas de los neutrinos y la naturaleza de la materia oscura. La teoría de partículas elementales e interacciones electromagnéticas y nucleares, el Modelo Estándar (ME), no incorpora estos conceptos, por lo que es necesario encontrar un modelo que logre describir estos fenómenos, conservando a la vez la exactitud con la que el ME describe las interacciones nucleares y electromagnéticas. En esta tesis se discuten extensiones sencillas del ME que incorporan neutrinos masivos y partículas candidatas a materia oscura. En particular se presenta y se analiza, mediante el uso de herramientas computacionales, un modelo que incorpora masas de neutrinos generadas mediante correcciones radiativas, con el candidato a materia oscura involucrado en el diagrama de Feynman que da lugar a la corrección.

1.1. Materia Oscura

La materia oscura es una componente del Universo definida por su efecto gravitacional en ausencia de interacciones electromagnéticas. Su existencia se infiere de su efecto en la dinámica de galaxias y estrellas, además de su influencia en la dinámica del Universo, en el contexto del modelo de evolución cosmológica inflacionario.

La primera evidencia de la existencia de la materia oscura surgió en 1933 del estudio de Fritz Zwicky de la dinámica de las galaxias dentro del cúmulo *Coma*. Desde entonces se han observado distintos fenómenos consistentes con esta hipótesis, a decir, anomalías en la curva de rotación de estrellas en galaxias, len-

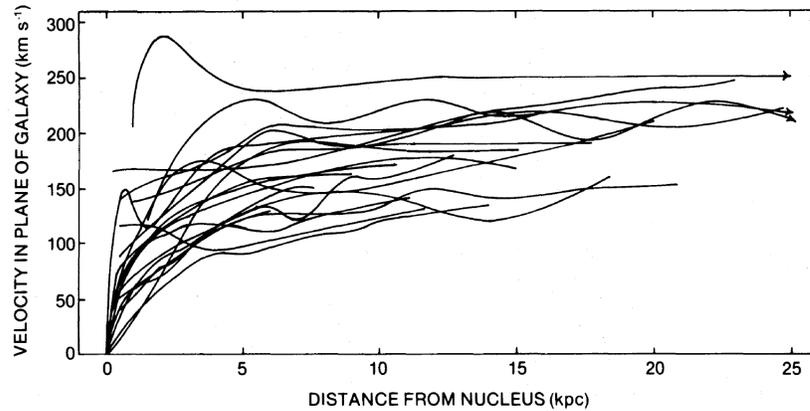


Figura 1.1: Curvas de rotación de 21 galaxias [2]. En el eje horizontal se muestra la distancia de la estrella al núcleo galáctico en kiloparsecs y en el eje vertical la velocidad de la estrella sobre el plano galáctico, en $km s^{-1}$.

tes gravitacionales débiles, así como indicaciones provenientes del modelo cosmológico Lambda-Cold Dark Matter (Λ CDM), por ejemplo, los análisis de la radiación cósmica de fondo y modelos de formación de estructura, entre otros [1].

1.1.1. Curvas de rotación de estrellas

Las curvas de la rotación de las estrellas dentro de galaxias tienen un perfil plano, es decir, la velocidad orbital de las estrellas permanece aproximadamente constante a partir de cierta distancia al centro galáctico. Este fenómeno fue cuantificado de manera precisa por primera vez por Vera Rubin en la década de 1970 [2], sus mediciones se muestran en la Fig. (1.1). Esto contrasta con la distribución de materia luminosa, que se concentra en el centro de las galaxias, por lo que se esperaría que la velocidad orbital de las estrellas alcanzara un máximo y disminuyera de manera inversamente proporcional a la distancia al centro galáctico. Una manera de explicar esta anomalía es proponer la existencia de una fuente adicional de atracción gravitacional no visible que se extiende mas allá del núcleo galáctico, el llamado halo galáctico de materia oscura.

1.1.2. Radiación Cómica de fondo

Otra evidencia de la existencia de la materia oscura y su influencia a escala cósmica viene del análisis de las anisotropías de la radiación cósmica de fondo en microondas (*Cosmic Microwave Background* en inglés, o CMB). El CMB es la radiación remanente de la época de recombinación del Universo, el momento cuando los fotones se desacoplan de la materia bariónica, a un corrimiento al rojo de aproximadamente $z = 1100$. Las anisotropías de esta radiación contienen información de la geometría del Universo, y su contenido de materia. Se han realizado varias observaciones de esta, la más reciente y de mayor resolución se realizó con el satélite Planck [3], el análisis del espectro de potencias determina varios parámetros del modelo cosmológico Λ CDM, entre ellos se encuentran la densidad en el presente de materia oscura $\Omega_c h^2 = 0.1198 \pm 0.0015$, la densidad presente de materia bariónica $\Omega_b h^2 = 0.02225 \pm 0.00016$ o la constante de Hubble $H_0 = 67.27 \pm 0.66 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

En adición a las curvas de rotación y al CMB existen más indicios de la existencia de materia oscura, como lentes gravitacionales débiles [4] o los modelos de formación de estructura en el Universo [5]. Sin embargo la naturaleza exacta de la materia oscura es un problema abierto, siendo los candidatos más favorables partículas estables (o con vidas medias del orden de la edad del Universo), neutras y masivas [1]. El ME no contiene tal partícula, lo que ha motivado una intensa búsqueda de modelos que puedan describir adecuadamente a la materia oscura.

1.2. Masa de neutrinos

1.2.1. Evidencia experimental de neutrinos masivos

En la década de 1960 R. Davis comenzó el primer experimento exitoso de detección de neutrinos producidos en el Sol [6], llamado el experimento de neutrinos solares de Brookhaven. Los resultados de este experimento, realizado en la mina de oro de Homestake en Dakota del Sur, mostraron un déficit en el flujo solar de neutrinos del electrón medido en comparación con la predicción del modelo de dinámica solar estándar (*Standard Solar Model* o SSM). A este déficit se le conoce como el problema de neutrinos solares. El déficit fue confirmado por otros experimentos de detección de neutrinos como Kamiokande-II [7], el Experimento Soviético-Americano de Galio (*Soviet-American Gallium Experiment* o SAGE) [8] y el Experimento de Galio (*Gallium Experiment* o GALLEX) [9]. En la década de 1980 los experimentos Kamiokande [10], Irvine-Michigan-Brookhaven

(IMB) [11] y Soudan [12] reportaron una anomalía en la razón de los flujos de neutrinos del electrón y del muón, originados en el decaimiento de piones producidos en la interacción de rayos cósmicos con la atmósfera. La solución de las anomalías de neutrinos atmosféricos y solares fue propuesta décadas antes de estos experimentos por Maki, Nakagawa y Sakata [13] y Pontecorvo [14], mediante la propuesta de oscilación de neutrinos, fenómeno mediante el cuál un neutrino cambia de sabor durante su propagación, que requiere que los neutrinos tengan masas no nulas. La primera evidencia experimental de oscilaciones de neutrinos atmosféricos fue reportada por Super-Kamiokande en 1998 [15] y en 2002 el grupo de SNO (*Sudbury Neutrino Observatory*, Observatorio de Neutrinos de Sudbury) reportó la medición del flujo de los neutrinos solares, coincidiendo la medición con la predicción del SSM, confirmándose así la existencia de oscilaciones de neutrinos. Los parámetros de oscilaciones obtenidos de ajustes de datos de distintos experimentos se muestra en la Tabla (1.1).

El descubrimiento de las oscilaciones de neutrinos representa un importante problema para la física de altas energías, ya que el ME está construido bajo la suposición de que los neutrinos no son masivos. Además, debido a que los neutrinos son partículas neutras, es posible que sean fermiones de Dirac o Majorana, es decir, pueden tener dos descripciones distintas y no equivalentes. Mas aún, la escala máxima de las masas de los neutrinos es tan disímil al resto de los fermiones que explicarla de manera natural representa un problema teórico adicional. Es por esto que los modelos que logran explicar las posibles escalas de las masas de neutrinos de manera natural, en adición de contener candidatos de materia oscura son de interés teórico para describir estos fenómenos ignorados por el ME. En el siguiente capítulo describiremos la estructura del ME para introducir en el capítulo 3 las extensiones del ME que proponemos como posibles soluciones a los problemas descritos en esta sección.

Parámetro	Mejor ajuste	Rango con confianza 3σ
δm_{21}^2 [10^{-5} eV 2]	7.37	6.93 - 7.97
$ \delta m^2 $ [10^{-3} eV 2]	2.50 (2.46)	2.37 - 2.63 (2.33 - 2.60)
$\sin^2 \theta_{12}$	0.297	0.250 - 0.354
$\sin^2 \theta_{23}, \delta m^2 > 0$	0.437	0.379 - 0.616
$\sin^2 \theta_{23}, \delta m^2 < 0$	0.569	0.383 - 0.637
$\sin^2 \theta_{13}, \delta m^2 > 0$	0.0214	0.0185 - 0.0246
$\sin^2 \theta_{13}, \delta m^2 < 0$	0.0218	0.0186 - 0.0248
δ/π	1.35 (1.32)	0.92 - 1.99, (0.83 - 1.99)

Tabla 1.1: Parámetros de oscilaciones de neutrinos, obtenidos de ajustes globales [16]. El parámetro δm_{21}^2 es la diferencia de masas cuadráticas de los neutrinos 1 y 2, $|\delta m^2|$ es la diferencia entre la masa cuadrática del neutrino 3 y el promedio de las masas cuadráticas 1 y 2, θ_{ij} es el ángulo de mezcla entre los neutrinos i y j , y δ es el ángulo de violación de la simetría de Carga-Paridad (CP). Los valores corresponden al ajuste que asume una jerarquía de masas normal (inversa).

Capítulo 2

El modelo estándar y neutrinos masivos

En este capítulo se muestra la formulación del Modelo Estándar, en particular la sección electrodébil y se muestra las formas que tienen los posibles términos de masas de neutrinos, que será utilizado como base para los modelos presentados en el próximo capítulo.

2.1. El modelo estándar

2.1.1. Simetrías y contenido del modelo estándar

El modelo estándar de partículas elementales es una teoría de norma con grupo de simetría $G_{SM} = SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ [17]. El subgrupo $SU(3)_C$ tiene 8 generadores, que dan lugar a los 8 bosones de norma G_μ^α , $\alpha = 1, \dots, 8$, llamados *gluones*. Los gluones actúan sobre los fermiones llamados *quarks*. En el ME hay 6 *sabores* de quarks, u_α y d_α con $\alpha = 1, 2, 3$, cada uno de estos con un índice de color implícito que corre del 1 al 3, sobre el cual actúa $SU(3)_C$ en la representación de tres dimensiones. El subgrupo $SU(2)_L$ tiene 3 bosones de norma W^α , $\alpha = 1, 2, 3$, que actúan sobre las partes izquierdas de los fermiones del ME, incluyendo a los seis leptones, tres cargados e , μ y τ y los tres neutrinos asociados a estos (ν_α), y sobre el bosón de *Higgs*. Las partes izquierdas de los fermiones del ME se organizan en los *dobletes* de $SU(2)_L$:

$$L_\alpha = \begin{bmatrix} \nu_\alpha \\ e_{\alpha L} \end{bmatrix}, \quad (2.1)$$

	Representación de $SU(3)_C$	Representación de $SU(2)_L$	Carga de $U(1)_Y$
Q_α	3	2	1/6
$u_{R\alpha}$	3	1	2/3
$d_{R\alpha}$	3	1	-1/3
L_α	1	2	1/2
$e_{\alpha R}$	1	1	-1
Φ	1	2	1/2

Tabla 2.1: Contenido y simetrías del ME

y

$$Q_\alpha = \begin{bmatrix} u_{\alpha L} \\ d_{\alpha L} \end{bmatrix}, \quad (2.2)$$

con $\alpha = 1, 2, 3$, que transforman, al igual que el doblete de Higgs Φ , bajo $SU(2)_L$ con la representación de 2 dimensiones. El último subgrupo $U(1)_Y$ actúa sobre las partes izquierdas y derechas de los fermiones del ME y sobre el Higgs y está asociado al bosón de norma B_μ . La carga asociada a esta simetría se le llama hipercarga débil Y . En la Tabla (2.1) se resume el contenido de materia del ME y sus propiedades de transformación bajo el grupo G_{SM} .

2.1.2. Lagrangiana del Modelo Estándar

La función Lagrangiana del ME consiste de todos los términos de interacción renormalizables, invariantes de Lorentz y de norma formados a partir de las partículas de la Tabla 2.1, además de los términos cinéticos de los bosones de norma del grupo G_{SM} y los términos cinéticos de los fermiones y el doblete escalar. La Lagrangiana completa del Modelo Estándar es

$$\mathcal{L}_{ME} = \mathcal{L}_N + \mathcal{L}_F + \mathcal{L}_\phi + \mathcal{L}_Y, \quad (2.3)$$

donde \mathcal{L}_N son los términos cinéticos de los bosones de norma, \mathcal{L}_F son los términos cinéticos de los fermiones, \mathcal{L}_ϕ son los términos cinéticos y de autointeracción del bosón escalar y \mathcal{L}_Y son los términos de interacción de Yukawa entre el bosón escalar y los fermiones.

Los términos cinéticos de los bosones de norma son:

$$\mathcal{L}_N = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^\alpha G^{\mu\nu\alpha} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^\alpha W^{\mu\nu\alpha} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}, \quad (2.4)$$

donde $G_{\mu\nu}^\alpha$ es el tensor de intensidad de campo de los gluones, definido como

$$G_{\mu\nu}^\alpha = \partial_\mu G_\nu^\alpha - \partial_\nu G_\mu^\alpha - g_s f^{\alpha\beta\gamma} G_{\mu\beta} G_{\nu\gamma}, \quad \alpha, \beta, \gamma = 1, 2, \dots, 8, \quad (2.5)$$

con g_s la constante de acoplamiento fuerte y $f_{\alpha\beta\gamma}$ son las constantes de estructura del grupo $SU(3)$. $W_{\mu\nu}^\alpha$ es el tensor de intensidad de los bosones de $SU(2)_L$ definido como

$$W_{\mu\nu}^\alpha = \partial_\mu W_\nu^\alpha - \partial_\nu W_\mu^\alpha - g \varepsilon^{\alpha\beta\gamma} W_{\mu\beta} W_{\nu\gamma}, \quad \alpha, \beta, \gamma = 1, 2, 3, \quad (2.6)$$

con g la constante de acoplamiento débil y $\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}$ las constantes de estructura de $SU(2)$, y $B_{\mu\nu}$ el tensor de intensidad del bosón de $U(1)_Y$ definido como

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \quad (2.7)$$

Los términos cinéticos de los fermiones tienen la forma del término cinético de fermiones de Dirac ψ , sin masa debido a la invarianza de $SU(2)_L \times U(1)_Y$,

$$\mathcal{L}_F = \bar{\psi} i \gamma^\mu \partial_\mu \psi, \quad (2.8)$$

con la sustitución $\partial_\mu \rightarrow D_\mu$ donde D_μ , es la derivada covariante, cuya forma para cada campo fermiónico depende de sus propiedades de transformación bajo el grupo de norma. Para los dobletes Q_i^α , donde α es el índice de color e i de generación, la derivada covariante es

$$D_\mu = \partial_\mu I + \frac{ig}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu + \frac{ig'}{6} I B_\mu + \frac{ig_s}{2} I \vec{\lambda}_{\alpha\alpha'} \cdot \vec{G}_\mu, \quad (2.9)$$

donde g' es la constante de acoplamiento de $U(1)_Y$, $\vec{\tau}$ son las matrices de la representación bidimensional de $SU(2)$ de Pauli, $\vec{\lambda}$ las matrices de la representación tridimensional de $SU(3)$ de Gell-Mann, e I es la matriz identidad.

Para los quarks derechos la derivada covariante es

$$D_\mu = \partial_\mu + ig' Y B_\mu, \quad (2.10)$$

donde $Y = 2/3$ para quarks tipo up y $Y = -1/3$ para quarks tipo down. Para los dobletes leptónicos

$$D_\mu = \partial_\mu I + \frac{ig}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu - \frac{ig'}{2} I B_\mu, \quad (2.11)$$

y para la parte derecha de los leptones cargados

$$D_\mu = \partial_\mu - ig' B_\mu. \quad (2.12)$$

La parte escalar de la Lagrangiana, \mathcal{L}_ϕ , consiste del término cinético del doblete escalar de Higgs Φ y el potencial escalar $V(\Phi)$

$$\mathcal{L}_\phi = (D^\mu \Phi)^\dagger D_\mu \Phi - V(\Phi), \quad (2.13)$$

donde $V(\Phi)$ es el potencial escalar:

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2. \quad (2.14)$$

La última parte de la Lagrangiana son las interacciones de Yukawa, términos de interacción entre fermiones y el bosón escalar. Los términos renormalizables invariantes de Lorentz con fermiones ψ y escalares ϕ tienen la forma

$$\bar{\psi} \phi \psi, \quad (2.15)$$

y en el ME los términos permitidos por invariancia de norma son

$$\mathcal{L}_Y = - \sum_{\alpha, \beta=1}^3 \left[Y_{\alpha\beta}^u \bar{Q}_\alpha \tilde{\Phi} u_{\beta R} + Y_{\alpha\beta}^d \bar{Q}_\alpha \Phi d_{\beta R} + Y_{\alpha\beta}^l \bar{L}_\alpha \Phi e_{\beta R} \right], \quad (2.16)$$

donde $\tilde{\Phi}$ es definido con la matriz generadora de $SU(2)_L$ τ^2 como

$$\tilde{\Phi} = i\tau^2 \Phi^\dagger. \quad (2.17)$$

2.1.3. Rompimiento espontáneo de $SU(2)_L \times U(1)_Y$

Cuando el término de masa en el potencial escalar en la ecuación (2.13) cumple la condición

$$\mu^2 < 0, \quad (2.18)$$

el potencial escalar tiene su mínimo fuera de $\Phi = 0$, es decir adquiere un valor de expectación en el vacío (VEV) distinto de cero. Esto induce un rompimiento espontáneo de $SU(2)_L \times U(1)_Y$, generando los términos de masa de los bosones W^+ , W^- y Z^0 , a través del término cinético del Higgs, así como los términos de masa de los quarks y leptones cargados a través de los términos de Yukawa de la ec. (2.16). Al mecanismo de generación espontánea de masa de los bosones de

norma se le conoce como *mecanismo de Englert-Brout-Higgs-Guralnik-Hagen-Kibble* (EBHGHK) [18–20]. El mecanismo de EBHGHK da lugar al modelo de unificación electrodébil, el cual fue propuesto por Glashow [21], Salam [22] y Weinberg [23], por lo que fueron reconocidos con el premio Nobel de Física de 1979. El modelo consiste de una Lagrangiana con contenido fermiónico de leptones sin masa, un doblete escalar y una simetría $SU(2) \times U(1)$, que contiene 4 bosones de norma sin masa. Cuando la componente neutra del doblete escalar obtiene un valor de expectación en el vacío (VEV) distinto de cero se inducen las masas de todas las partículas, excepto para un bosón de norma, que será el fotón. El doblete de isoespín escalar complejo Φ se define como

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}, \quad (2.19)$$

que al adquirir un VEV, v , debemos expandir alrededor del verdadero vacío

$$\Phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad (2.20)$$

con la condición de mínimo

$$\left. \frac{\partial V}{\partial v} \right|_{min} = 0, \quad (2.21)$$

se obtiene que las masas de las componentes cargada y neutra pseudoescalar de Φ son cero, por lo que son los bosones de Goldstone de la teoría, partículas sin masa no físicas del modelo, cuyos grados de libertad se convierten en los modos transversales de los bosones masivos.

Del término cinético del bosón escalar, ver ec.(2.13), se obtiene la masa de los bosones de norma. Los eigenestados de masa de los bosones cargados W^\pm obtienen masa

$$M_{W^\pm}^2 = \frac{1}{4}g^2v^2, \quad (2.22)$$

y los bosones neutros obtienen masa, al mezclarse de la siguiente forma:

$$\begin{bmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\theta_W & \sin\theta_W \\ -\sin\theta_W & \cos\theta_W \end{bmatrix} \begin{bmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{bmatrix}, \quad (2.23)$$

donde θ_W es el ángulo de Weinberg, definido por la ecuación

$$\sin\theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad (2.24)$$

por consecuencia el coseno de este ángulo es

$$\cos\theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}. \quad (2.25)$$

La masa resultante de A_μ es $M_A = 0$, y la masa cuadrática de Z_μ es

$$M_Z^2 = \frac{1}{4}v^2(g^2 + g'^2). \quad (2.26)$$

Observemos de las ecs.(2.22-2.26) que el ME predice la relación entre M_W , M_Z y $\cos\theta_W$

$$M_W^2 = M_Z^2 \cos^2\theta_W. \quad (2.27)$$

En general la relación entre estos parametros depende del contenido del sector escalar que rompe $SU(2)_L \times U(1)_Y$, y, como veremos en la subsección 2.1.5, su determinación experimental limita las posibles extensiones de este.

2.1.4. Mecanismo de Higgs y bosones de Goldstone

El teorema de Goldstone dice que por cada simetría continua espontáneamente rota debe existir una partícula sin masa. A las partículas sin masa asociadas a la simetrías rotas se les llama bosones de Goldstone. Podemos ver como surgen, siguiendo a [24], en el caso clásico considerando una Lagrangiana de varios campos ϕ^a

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_k - V(\phi^a), \quad (2.28)$$

donde \mathcal{L}_k son los términos cinéticos de los campos, y definimos ϕ_0^a , el estado base, como la configuración del campo que minimiza a V:

$$\frac{\partial V}{\partial \phi^a} \Big|_{\phi^a = \phi_0^a} = 0. \quad (2.29)$$

Expandiendo el potencial V alrededor de este mínimo obtenemos

$$V(\phi) = V(\phi_0) + \frac{1}{2}(\phi - \phi_0)^a (\phi - \phi_0)^b \left(\frac{\partial^2}{\partial \phi^a \partial \phi^b} V \right)_{\phi_0} + \dots, \quad (2.30)$$

identificamos la matriz de masas cuadráticas

$$m_{ab}^2 = \left(\frac{\partial^2}{\partial \phi^a \partial \phi^b} V \right)_{\phi_0}, \quad (2.31)$$

que es positiva definida, ya que los campos están expandidos alrededor del mínimo.

Entonces para probar el teorema de Goldstone es necesario mostrar que cada simetría continua de la Lagrangiana, que no es simetría de ϕ_0 , genera un eigenvalor nulo de la matriz m_{ab}^2 . Podemos describir las simetrías continuas mediante las transformaciones infinitesimales de la forma

$$\phi^a \rightarrow \phi^a + \alpha \Delta^a(\phi). \quad (2.32)$$

La invariancia del potencial se escribe entonces como

$$V(\phi^a) = V(\phi^a + \alpha \Delta^a(\phi)), \quad (2.33)$$

cuando tomamos α infinitesimal esto es

$$\Delta^a(\phi) \frac{\partial}{\partial \phi^a} V(\phi) = 0. \quad (2.34)$$

Si derivamos respecto a ϕ^b y evaluamos en ϕ_0 obtenemos

$$\left(\frac{\partial \Delta^a}{\partial \phi^b} \right)_{\phi_0} \left(\frac{\partial V}{\partial \phi^a} \right)_{\phi_0} + \Delta^a(\phi_0) \left(\frac{\partial^2}{\partial \phi^a \partial \phi^b} V \right)_{\phi_0} = 0. \quad (2.35)$$

El primer término es idénticamente cero, debido a la condición de mínimo en ϕ_0 , el segundo término entonces debe resultar cero, lo que se cumple trivialmente para estados ϕ_0 que respetan la simetría, es decir si

$$\Delta^a(\phi_0) = 0, \quad (2.36)$$

pero si la simetría se rompe espontáneamente, tenemos $\Delta^a(\phi_0) \neq 0$, en este caso $\Delta^a(\phi_0)$ es eigenvector de la matriz de masa cuadrática con eigenvalor cero. Esto significa que un eigenestado de masa de la teoría tiene masa cero.

En el caso de la teoría electrodébil la simetría que se rompe con el VEV del doblete escalar es la simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$, resultando en 3 bosones de Goldstone y el bosón de Higgs.

2.1.5. Parámetro ρ

Como se mostró en la subsección 2.1.3., el ME relaciona a los parámetros M_W , M_Z y $\cos\theta_W$ de una manera particular

$$M_W^2 = M_Z^2 \cos^2 \theta_W. \quad (2.37)$$

Esto motiva la definición de un parámetro que cuantifique la desviación del ME de esta relación calculada de una medición de estos valores.

El parámetro ρ_0 se define como

$$\rho_0 \equiv \frac{M_W^2}{\hat{c}^2(M_Z)_W M_Z^2 \hat{\rho}}, \quad (2.38)$$

donde $\hat{c}^2(M_Z)_W$ es el valor del cuadrado del coseno del ángulo de Weinberg calculado a la escala de la masa del bosón Z en el esquema de renormalización de Substracción Mínima modificado ($\overline{\text{MS}}$) y $\hat{\rho}$ es un parámetro de este esquema que cuantifica la dependencia de la corrección a $\hat{c}^2(M_Z)_W$ en la masa del quark top, cuyo valor es

$$\hat{\rho} = 1.01032 \pm 0.00009. \quad (2.39)$$

ρ_0 cuantifica las correcciones a las masas de los bosones W y Z debido a extensiones del ME, y es idénticamente uno en el ME a nivel árbol. Experimentalmente [16] el valor encontrado es

$$\rho_0 = 1.00037 \pm 0.00023, \quad (2.40)$$

así que cualquier extensión del sector escalar debe adecuarse a esta restricción. Para un modelo con n multipletes de $SU(2)_L$ escalares, con h́percarga débil Y_i e isoespín I_i ,

$$\Phi_i \equiv \left(\phi_i^{I_3=I_i}, \phi_i^{I_3=I_i-1}, \dots, \phi_i^{I_3=-I_i+1}, \phi_i^{I_3=-I_i} \right), \quad (2.41)$$

se tienen las derivadas covariantes

$$D_{\mu,i} = \partial_\mu - igT_i^\alpha W_\mu^\alpha - ig'YB_\mu, \quad (2.42)$$

que en los términos cinéticos, $|D_\mu \Phi_i|^2$, inducirán una masa a los bosones de norma.

Si expresamos la derivada covariante en términos de los eigenestados de masa de los bosones de norma, a través de las transformaciones

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W^1 \mp iW^2), \quad (2.43)$$

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\theta_W & \text{sen}\theta_W \\ -\text{sen}\theta_W & \cos\theta_W \end{bmatrix} \begin{bmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{bmatrix}, \quad (2.44)$$

y utilizando la expresión (2.25) para el ángulo de Weinberg

$$\cos^2 \theta_W = \frac{1}{1 + \left(\frac{g'}{g}\right)^2}, \quad (2.45)$$

se obtiene la expresión

$$D_{\mu,i} = \partial_\mu - ig(T_i^+ W_\mu^+ + T_i^- W_\mu^-) - i\frac{g}{c_W}(T_i^3 - s_W^2 Q_i)Z_\mu - ieQ_i A_\mu, \quad (2.46)$$

donde $Q = T^3 + Y_W$ y $T^\pm = T^1 \pm iT^2$.

Al asignar un valor de expectación en el vacío v_i a la componente neutra de cada multiplete, el término que define la masa de los bosones cargados del término cinético de la Lagrangiana es

$$\mathcal{L}_{M_W} = g^2 \langle \phi_i \rangle_0^\dagger T_i^- W_\mu^- T_i^+ W_\mu^+ \langle \phi_i \rangle_0 + g^2 \langle \phi_i \rangle_0^\dagger T_i^+ W_\mu^+ T_i^- W_\mu^- \langle \phi_i \rangle_0, \quad (2.47)$$

que da una contribución a la masa cuadrática del W de

$$m_{W_i}^2 = \frac{g^2}{2} v_i^2 (I_i(I_i + 1) - Y_i^2), \quad (2.48)$$

y para la masa del bosón Z_μ el término relevante es

$$\mathcal{L}_{M_Z} = \frac{g^2}{c_W^2} \langle \phi_i \rangle_0^\dagger (T_i^3)^2 \langle \phi_i \rangle_0, \quad (2.49)$$

que resulta en una contribución a la masa del Z

$$m_{Z_i}^2 = \frac{g^2}{c_W^2} v_i^2 Y_i^2. \quad (2.50)$$

Al sumar las contribuciones de todos los multipletes a las masas cuadráticas el parámetro ρ a nivel árbol termina siendo

$$\rho_0 = \frac{\sum_i v_i^2 (I_i(I_i + 1) - Y_i^2)}{2 \sum_i v_i^2 Y_i^2}. \quad (2.51)$$

El valor experimental de este parámetro limita entonces severamente las maneras en que puede ser extendido el sector escalar del ME. ρ_0 es idénticamente uno para ciertas combinaciones de I_i y Y_i independientes de los valores v_i , incluyendo un doblete con hípercarga 1/2 como el Higgs del ME, o para v_i ajustados según los valores de I_i y Y_i .

2.1.6. Masas de fermiones

En el Modelo Estándar los términos de masa para quarks y leptones están prohibidos por la invariancia de norma. La masa de estos se genera con el rompimiento espontáneo de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ por el doblete escalar, a través de los términos de interacción de Yukawa, ver ec.(2.16), que después del rompimiento de simetría genera los términos de masa

$$\mathcal{L}_f = - \sum_{\alpha, \beta=1}^3 \left[\frac{vY_{\alpha\beta}^u}{\sqrt{2}} \overline{u_{\alpha L}} u_{\beta R} + \frac{vY_{\alpha\beta}^d}{\sqrt{2}} \overline{d_{\alpha L}} d_{\beta R} + \frac{vY_{\alpha\beta}^l}{\sqrt{2}} \overline{e_{\alpha L}} e_{\beta R} + h.c. \right], \quad (2.52)$$

que inducen las matrices de masas de Dirac

$$\mathcal{M}^f = \frac{Y^f}{\sqrt{2}} v, \quad (2.53)$$

con $f = u, d, l$.

En general las matrices \mathcal{M}^f pueden ser no diagonales, es decir, que los eigenestados de interacción fermiónicos son distintos a los eigenestados de masa. Para determinar los eigenestados de masa, como se ve en [25], es necesario rotar los estados de interacción con las matrices

$$R_{L/R}^f, \quad (2.54)$$

tal que

$$R_L^{u\dagger} M^u R_R^u = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix}, \quad (2.55)$$

$$R_L^{d\dagger} M^d R_R^d = \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix}, \quad (2.56)$$

$$R_L^{l\dagger} M^l R_R^l = \begin{pmatrix} m_e & 0 & 0 \\ 0 & m_\mu & 0 \\ 0 & 0 & m_\tau \end{pmatrix}. \quad (2.57)$$

Los eigenestados de masa de quarks tipo up se definen como

$$\begin{pmatrix} u'_L \\ c'_L \\ t'_L \end{pmatrix} = R_L^u \begin{pmatrix} u_{1L} \\ u_{2L} \\ u_{3L} \end{pmatrix}, \quad (2.58)$$

o en notación compacta,

$$u'_{\alpha L} = R_{\alpha\beta}^u u_{\beta L}, \quad (2.59)$$

dónde u' designa los eigenestados de masa y u los eigenestados de interacción. De manera similar los eigenestados de masa de los estados derechos se definen con R_R^u

$$u'_{\alpha R} = R_{\alpha\beta}^u u_{\beta R}, \quad (2.60)$$

y para los quarks down y los leptones cargados se definen

$$\begin{aligned} d'_{\alpha L/R} &= R_{\alpha\beta}^d d_{\beta L/R}, \\ l'_{\alpha L/R} &= R_{\alpha\beta}^l l_{\beta L/R}. \end{aligned} \quad (2.61)$$

Si la matriz M^f es simétrica se tiene que

$$R_L^f = R_R^{f*}, \quad (2.62)$$

mientras que si M^f es hermitiana se tiene

$$R_L^f = R_R^f. \quad (2.63)$$

A los eigenestados de masa de los quarks tipo up se les llama, *up*, *charm* y *top*, a los tipo down se les llama *down*, *strange* y *bottom*, y a los leptones cargados *electrón*, *muón* y *tauón*.

En el modelo estándar los neutrinos no tienen masa por construcción, sin embargo experimentos de oscilación de neutrinos demuestran que en realidad son masivos, así que también debe considerarse la rotación de los eigenestados de interacción de neutrinos a eigenestados de masa con la matriz R^V , de manera que

$$v'_{\alpha L} = R_{\alpha\beta}^V v_{\beta L}. \quad (2.64)$$

2.2. Masas de neutrinos

2.2.1. Neutrinos de Dirac y Majorana

En el ME, los neutrinos ν_L son fermiones izquierdos, componentes con isospín $I = -1/2$, ver ec. (2.1), de los dobletes leptónicos. Cómo se explica a mayor detalle en [26], para introducir términos de la función Lagrangiana de masas de tipo Dirac,

$$\mathcal{L}_D = \frac{M_{\alpha\beta}^{vD}}{2} \bar{\nu}_{\alpha L} \nu_{\beta R} + h.c., \quad (2.65)$$

debemos introducir los campos de neutrinos derechos ν_R , y, en analogía con los quarks tipo down, podemos formar términos de Yukawa con el campo de Higgs Φ y los dobletes de isoespín leptónicos L

$$\mathcal{L}_Y = \frac{Y_{\alpha\beta}}{2} \bar{L}_\alpha \tilde{\Phi} \nu_{\beta R} + h.c. \quad . \quad (2.66)$$

Para que el término sea invariante de norma, los campos ν_R deben ser singuletes de G_{SM} , por lo que también son llamados neutrinos *estériles*. Después del rompimiento espontáneo de $SU(2)_L \times U(1)_Y$, la matriz de masa de Dirac de los neutrinos, ecuación (2.65), esta dada por

$$M_{\alpha\beta}^{vD} = Y_{\alpha\beta} v, \quad (2.67)$$

donde v es el VEV del Higgs. Los límites cosmológicos a las masas de neutrinos restringen la suma de las masas de neutrinos,

$$\sum_{i=1,3} m_{\nu_i} \leq 1 \text{ eV}. \quad (2.68)$$

Dado que el valor del VEV del Higgs en el modelo estándar es $v = 246 \text{ GeV}$, los elementos de la matriz de Yukawa en este modelo debe cumplir

$$Y_{ij} \leq 10^{-11}, \quad (2.69)$$

lo cual contrasta con los valores de las matrices de Yukawa de los otros fermiones.

También es posible construir un término de masa de Majorana para los neutrinos izquierdos del ME sin añadir campos izquierdos. Esto se hace añadiendo los términos

$$\mathcal{L}_L = \frac{M_{\alpha\beta}^{vM}}{2} \bar{\nu}_\alpha^c \nu_{\beta L} + h.c. \quad (2.70)$$

donde el conjugado de carga de ν esta definido con la matriz de conjugación de carga \mathcal{C}

$$\nu_L^C = \mathcal{C} \bar{\nu}_L^T. \quad (2.71)$$

Si queremos construir un término invariante de norma, que después del rompimiento espontáneo de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ genere los términos de masa de la ecuación (2.70), observemos que los términos de la ecuación portan carga de isoespín $I = 1$ e hípercarga $Y = -1$, por lo que es necesario un triplete de isoespín para formar un término invariante de masa. Si no queremos expandir el contenido de materia

del modelo estándar, debemos construir el triplete a partir del Higgs, obteniendo el operador de dimensión 5 de Weinberg [27]

$$\mathcal{L}_5 = \frac{g_{ij}}{\mathcal{M}} L_i^T \sigma_2 \Phi \mathcal{C}^\dagger \Phi^T \sigma_2 L_j. \quad (2.72)$$

Ya que el término es de dimensión 5, no es renormalizable, y entonces podemos considerarlo como un operador efectivo a bajas energías que surge de una teoría a escala de Gran Unificación \mathcal{M} . Tomando la energía de Gran Unificación en la escala de 10^{25} eV, el límite superior de las masas de neutrinos restringen a la matriz g_{ij}

$$g_{ij} \lesssim 10^6. \quad (2.73)$$

Notemos que bajo una simetría $U(1)$ global, simetría de número leptónico, bajo la cual los neutrinos tienen carga $L = 1$, el término de Majorana induce violaciones de magnitud $\Delta L = \pm 2$. Esto significa que los términos de masa de Majorana permite procesos como el decaimiento doble beta sin neutrinos ($2\beta 0\nu$).

Si introducimos neutrinos derechos, es también posible formar términos de Majorana con ellos,

$$\mathcal{L}_R = -\frac{M_{\alpha\beta}^{RD}}{2} \bar{\nu}_C^{R\alpha} \nu_{R\beta} + h.c., \quad (2.74)$$

y debido a que son singletes de las simetrías de norma, no es necesario formarlos con el rompimiento espontáneo de $SU(2)_L \times U(1)_Y$, por lo que la escala de los eigenvalores de m_R es arbitraria.

En general los neutrinos pueden tener términos de los 2 tipos, Dirac y Majorana. La Lagrangiana más general de masa de neutrinos es

$$\mathcal{L}_{M\nu} = \mathcal{L}_L + \mathcal{L}_D + \mathcal{L}_R, \quad (2.75)$$

definimos entonces la matriz columna de neutrinos

$$\mathbf{v} = \begin{bmatrix} \nu_L \\ \nu_R^C \end{bmatrix}, \quad (2.76)$$

y la matriz de masa $M_{\alpha\beta}$

$$M_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} M^{LM} & M^{\nu D} \\ (M^{\nu D})^T & M^{RM} \end{pmatrix}, \quad (2.77)$$

para escribir la Lagrangiana de masa (2.75) en la forma compacta

$$\mathcal{L}_{M\nu} = \frac{1}{2} \bar{\nu}_\alpha^c M_{\alpha\beta} \nu_\beta + h.c. \quad (2.78)$$

En general podemos introducir N neutrinos estériles, por lo que M^{VD} es una matriz de $N \times 3$ entradas, M^{RM} es una matriz de $N \times N$ entradas, y M tiene $(3 + N) \times (3 + N)$ entradas.

2.2.2. Matriz de mezcla y oscilaciones

Las matrices de mezcla de las ecuaciones (2.59)-(2.61) aparecen en la Lagrangiana al rotar a la base de masas, en las combinaciones

$$\begin{aligned} V_q &= R_L^{u\dagger} R_R^d, \\ V_l &= R_L^{l\dagger} R_R^{\nu}. \end{aligned} \quad (2.79)$$

A V_q se le llama la matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) y a V_l Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS). Las matrices CKM y PMNS aparecen en el término de interacción de neutrinos con leptones y los bosones de norma cargados W^\pm , y las interacciones de quarks up con down y W^\pm respectivamente, es decir, codifican la intensidad de interacciones que dan lugar a procesos que violan conservación de sabor.

La parametrización más común de las matrices CKM y PMNS consiste en parametrizar la rotación con los 3 ángulos de Euler θ_{12}, θ_{13} y θ_{23} y tres fases de violación de CP δ, ρ y σ . Para fermiones de Dirac las fases ρ y σ pueden ser eliminadas con redefiniciones de los campos, por lo que no tienen significado físico y pueden obviarse. Esta parametrización tiene la forma

$$V = AB, \quad (2.80)$$

donde la matriz A es

$$A = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & -s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{13}e^{-i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{-i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{-i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}, \quad (2.81)$$

con la notación $s_{\alpha\beta} = \sin(\theta_{\alpha\beta})$, $c_{\alpha\beta} = \cos(\theta_{\alpha\beta})$. La matriz B de fases de Majorana es

$$B = \begin{pmatrix} e^{i\rho} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\sigma} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.82)$$

En el ME la matriz R^ν es la identidad y la matriz R^l se puede absorber en la definición de los leptones e_α , así que en el sector leptónico se conserva sabor y se

respeto CP. Sin embargo, las mediciones de oscilaciones de neutrinos indican que en realidad la matriz PMNS no es diagonal, pero no diferencian aún la naturaleza de Dirac o Majorana de los neutrinos o el valor de las fases complejas de la matriz. En cambio la fase compleja de la matriz CKM del ME tiene efecto físico observable, que se manifiesta por ejemplo de manera medible en asimetrías en decaimientos de mesones K^0 [28]

$$\frac{\Gamma(K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) - \Gamma(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{\Gamma(K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) + \Gamma(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)} = (5.16 \pm 0.71)10^{-6}. \quad (2.83)$$

En este capítulo se introdujo al ME, describiendo su contenido de materia y función lagrangiana. Como se ha mencionado antes, en el ME no hay candidatos a materia oscura, es decir, alguna partícula masiva, neutra y estable¹, ni términos de masas para los neutrinos. Este modelo es la base sobre la cual se construyen los modelos presentados en el siguiente capítulo, que contienen candidatos a materia oscura y masas de neutrinos.

¹PORQUE LOS NEUTRINOS NO SON DM?

Capítulo 3

Modelos de materia oscura y neutrinos masivos

Usando al ME como base sobre la cual añadir partículas y simetrías podemos construir modelos que contengan candidatos a Materia Oscura y términos de masa para los neutrinos, cuidando que respeten ciertas limitaciones experimentales sobre detección de materia oscura o sobre los parámetros de mezcla de los neutrinos. En esta sección presentamos algunos modelos sencillos que incorporan estos conceptos y los contrastamos con restricciones experimentales.

3.1. Modelos de Materia Oscura

Una manera simple de extender el ME para que contenga partículas candidatas a materia oscura es extender el sector escalar con campos impares bajo una simetría Z_2 de tal manera que los nuevos campos contengan solamente términos de interacción con el Higgs del ME, con los bosones W^\pm y Z^0 , y entre ellos. Esta simetría protege a la materia oscura de decaer, obteniéndose la densidad de reliquia correcta únicamente a través de procesos de aniquilación de partículas impares bajo Z_2 .

3.1.1. Materia Oscura con un singulete escalar

La manera más sencilla de extender el sector escalar del ME, para que contenga una partícula neutra, masiva y estable, consiste en la adición de un singulete de G_{SM} escalar y real S , con una simetría Z_2 , bajo la cual todas las partículas del ME

24CAPÍTULO 3. MODELOS DE MATERIA OSCURA Y NEUTRINOS MASIVOS

transforman invariamente y el escalar transforma

$$S \xrightarrow{Z_2} -S. \quad (3.1)$$

La Lagrangiana del modelo consiste en la Lagrangiana del ME, con la adición del término cinético de S y de una extensión del potencial escalar. La Lagrangiana es, entonces

$$\mathcal{L}_{SDM} = \mathcal{L}_N + \mathcal{L}_F + \mathcal{L}_Y + \mathcal{L}_{S'}, \quad (3.2)$$

donde \mathcal{L}_N , \mathcal{L}_F y \mathcal{L}_Y son los términos definidos en las ecs. (2.4), (2.8) y (2.16) respectivamente, y la parte escalar $\mathcal{L}_{S'}$ es

$$\mathcal{L}_{S'} = (D^\mu \Phi)^\dagger D_\mu \Phi + \partial^\mu S \partial_\mu S - V(\Phi, S), \quad (3.3)$$

con V el potencial escalar definido por

$$V(\Phi, S) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \frac{\mu'^2}{2} S^2 + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 + \lambda' \frac{S^4}{4} + \frac{\lambda_i}{2} (\Phi^\dagger \Phi) S^2. \quad (3.4)$$

La simetría Z_2 asegura la estabilidad de S , por lo que el VEV de S es

$$\langle 0 | S | 0 \rangle = 0, \quad (3.5)$$

de manera que la simetría Z_2 no se rompe espontáneamente y S sólo puede crearse y aniquilarse en pares, por lo que S es estable. Debido a que es singlete del grupo de norma no interactúa con el campo electromagnético, por lo que es candidato a materia oscura.

La condición de mínimo del potencial escalar es

$$\frac{\partial V}{\partial v} \Big|_{\Phi=v, S=0} = 0, \quad (3.6)$$

donde v es el VEV de Φ . Esta condición relaciona al parámetro μ^2 con λ y v

$$\mu^2 = -\frac{v^2 \lambda}{4}. \quad (3.7)$$

También debemos considerar las condiciones de estabilidad del potencial escalar

$$\lambda, \lambda' > 0, \quad (3.8)$$

las cuales aseguran que

$$V|_{\Phi, S \rightarrow \infty} > 0. \quad (3.9)$$

Debido a que el VEV de S es cero, no hay mezcla entre los campos escalares. Los campos físicos escalares son dos, el Higgs del ME ϕ_0 y un escalar adicional S , ambos neutros y con masas cuadráticas

$$m_{\phi_0}^2 = \frac{v^2 \lambda}{2} \quad , \quad m_S^2 = \mu'^2 + \frac{1}{2} \lambda_i v^2, \quad (3.10)$$

respectivamente, de manera que podemos utilizar como parámetros libres del modelo a m_S , λ_i y λ' .

Los procesos que nos interesan para determinar el espacio de parámetros viable son aniquilación de la materia oscura

$$SS \xrightarrow{\phi_0} ME, \quad (3.11)$$

detección directa e indirecta de S

$$S_{\text{nucleón}} \rightarrow S_{\text{nucleón}}, \quad (3.12)$$

$$SS \rightarrow \gamma\gamma, \quad (3.13)$$

respectivamente, y decaimiento invisible de ϕ_0

$$\phi_0 \rightarrow SS, \quad (3.14)$$

cuando $2m_S < m_{\phi_0}$. El parámetro λ' controla la autointeracción de S , que no está involucrada a nivel árbol en la aniquilación de S o la dispersión con nucleones, por lo que bastará considerar el espacio de parámetros $\{m_S, \lambda_i\}$.

Para determinar el espacio de parámetros viable del modelo utilizamos las herramientas computacionales *LanHEP* [29–31] y *MicrOMEGAS* [32].

LanHEP es un software que genera las reglas de Feynman de un modelo, a partir de una Lagrangiana escrito en notación compacta, para utilizarse en software de cálculo numérico como *MicrOMEGAS* o *CalcHEP*. *MicrOMEGAS* es un software que calcula la densidad de reliquia del candidato a materia oscura de un modelo y las secciones eficaces de procesos de detección directa e indirecta. Los resultados de un *scan* de los parámetros $\{m_S, \lambda_i\}$ en los rangos

$$m_S \in [1 \text{ GeV}, 1 \text{ TeV}], \quad \lambda_i \in [1 \times 10^{-3}, 10], \quad (3.15)$$

se muestran en la Figura 3.1. Se observa una fuerte restricción debida al límite experimental del decaimiento invisible del bosón de Higgs ϕ_0 , $\Gamma_{\phi_0 \rightarrow inv}$. [33] para masas m_S menores a $m_{\phi_0}/2$, mientras que los límites de densidad de reliquia y detección directa [34] solamente permiten dos regiones, una alrededor de 60 GeV y otra para masas mayores de 600 GeV.

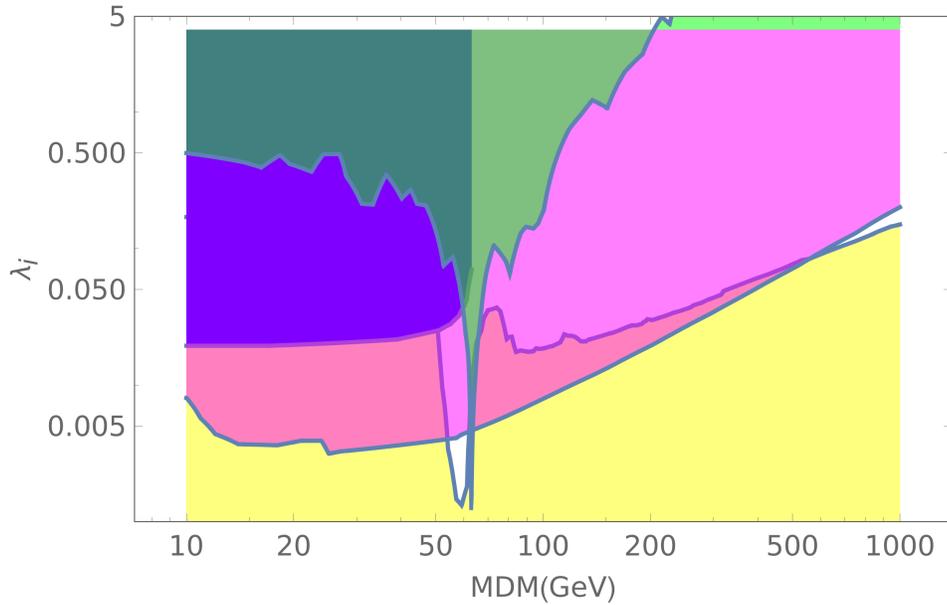


Figura 3.1: Resultados del *scan* del modelo de singulete oscuro. La región amarilla esta excluida por sobreabundancia de materia oscura. La región magenta esta excluida por límites de detección directa con LUX [34]. La región azul esta excluida por límites del decaimiento invisible del Higgs. La región verde esta excluida por límites de observación indirecta [35].

3.1.2. Materia oscura con un doblete escalar

El modelo de doblete de Higgs inerte extiende al sector escalar del ME con un doblete de $SU(2)_L$, η con hipercarga débil $Y = 1/2$ [36–38]. Definimos el doblete inerte como

$$\eta = \begin{pmatrix} \eta^+ \\ \frac{\eta_R^0 + i\eta_I^0}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \quad (3.16)$$

De la misma forma que con el modelo de singulete real, proponemos una simetría Z_2 bajo la cual las partículas del ME transforman invariamente, y η transforma como

$$\eta \xrightarrow{Z_2} -\eta, \quad (3.17)$$

el potencial escalar mas general, simétrico bajo $G_{SM} \times Z_2$ es

$$V = \mu_1^2 \Phi^\dagger \Phi + \mu_2^2 \eta^\dagger \eta + \lambda_1 (\Phi^\dagger \Phi)^2 + \lambda_2 (\eta^\dagger \eta)^2 \\ + \lambda_3 \Phi^\dagger \Phi \eta^\dagger \eta + \lambda_4 (\eta^\dagger \Phi)^2 + \frac{\lambda_5}{2} [(\eta^\dagger \Phi)^2 + h.c.]. \quad (3.18)$$

De nuevo, para conservar la simetría Z_2 el segundo escalar no adquiere VEV, entonces no hay mezcla entre los escalares Φ y η , las partículas físicas adicionales son η^\pm , η_R^0 y η_I^0 . Después del rompimiento espontáneo de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ por el VEV v de Φ , los campos escalares adquieren las masas

$$m_{\phi_0}^2 = -2\mu_1^2 \quad , \quad m_{\eta^\pm}^2 = \mu_2^2 + \frac{\lambda_3}{2} v^2 \quad , \quad m_{\eta_R/\eta_I}^2 = \mu_2^2 + \frac{\lambda_3 + \lambda_4 \pm \lambda_5}{2} v^2. \quad (3.19)$$

La partícula más ligera entre los escalares neutros η_R y η_I es un buen candidato para materia oscura. Aquí tomamos η_R como la más ligera. Para analizar los efectos de los parámetros del potencial en la densidad de reliquia de la partícula es más conveniente utilizar como parámetros las masas m_{ϕ_0} , m_{η_R} , el VEV v del Higgs, las diferencias de masas δ_1 y δ_2

$$\delta_1 = m_{\phi_0} - m_{\eta_R}, \quad (3.20)$$

$$\delta_2 = m_{\eta_I} - m_{\eta_R}, \quad (3.21)$$

y los parámetros del potencial λ_2 y $\lambda_L = \lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5$. La estabilidad del potencial escalar requiere

$$\lambda_{1,2} > 0, \quad (3.22)$$

$$\lambda_3 > -2\sqrt{\lambda_1 \lambda_2}, \quad (3.23)$$

$$\lambda_3 + \lambda_4 - |\lambda_5| > -2\sqrt{\lambda_1 \lambda_2}. \quad (3.24)$$

La condición de perturbabilidad de la Lagrangiana es

$$\lambda_i \leq 4\pi. \quad (3.25)$$

El doblete inerte se acopla a los bosones W y Z mediante acoplamientos de norma, por lo que es posible el decaimiento de estos bosones de norma a un par de partículas del doblete. Debido a que los ajustes globales de datos experimentales muestran que el ancho de decaimiento de los bosones de norma tiene una desviación máxima del valor del ME menor al 0.5%, prohibimos cinemáticamente este canal de decaimiento imponiendo sobre las masas escalares

$$m_{\phi_0} + m_{\eta_R/\eta_I} > m_W, \quad (3.26)$$

$$m_{\eta_R} + m_{\eta_I} > m_Z, \quad (3.27)$$

$$2m_{\phi_0} > m_Z. \quad (3.28)$$

Los experimentos de detección directa de materia oscura limitan el valor de sección eficaz de la dispersión DM-nucleón mediada por un ϕ_0 , que es dada por la ecuación

$$\sigma = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{m_r m_N}{m_{\eta_R}} \right)^2 \left(\frac{\lambda_L f}{m_{\phi_0}^2} \right)^2, \quad (3.29)$$

hasta el valor aproximado de 10^{-46}cm^2 [34].

El modelo debe resultar en densidades de reliquia consistentes con los datos observacionales, lo que restringe los valores de la masa m_{η_R} . Hay dos tipos de interacciones que conectan a η con partículas de ME. La primera proviene del término cinético del doblete, que da lugar a aniquilaciones de η_R

$$\eta_R \eta_R \rightarrow W^+ W^-, \quad (3.30)$$

$$\eta_R \eta_R \rightarrow ZZ. \quad (3.31)$$

También a través de aniquilaciones en canal S mediadas por los bosones de norma W y Z se tienen los procesos

$$\eta_R \eta_I \xrightarrow{Z} \mathbf{ME}, \quad (3.32)$$

$$\eta_R \eta^\pm \xrightarrow{W^\pm} \mathbf{ME}, \quad (3.33)$$

donde ME es un estado final solo con partículas del ME.

La segunda fuente de aniquilaciones proviene del acoplamiento con el Higgs del ME, que resulta en la aniquilación a Higgs

$$\eta_R \eta_R \rightarrow \phi_0 \phi_0, \quad (3.34)$$

y la aniquilación en canal s a partículas del ME mediada por el Higgs

$$\eta_R \eta_R \xrightarrow{\phi_0} \mathbf{ME}. \quad (3.35)$$

La importancia de la contribución de cada proceso a la sección eficaz de aniquilación de WIMPs, σ , dependerá de los parámetros de masas, gaps y el acoplamiento λ_L .

3.2. Masa de neutrinos a nivel árbol

3.2.1. Mecanismo de Seesaw

Consideremos un modelo con N neutrinos estériles, sin operadores efectivos de dimensión 5 de Weinberg. Tenemos entonces que la matriz de masas de Majorana de los neutrinos izquierdos es $m_L = 0$, y consideremos que los eigenvalores de las matrices de masas de Dirac y de Majorana de los estériles, $m_D \ll m_R$. La matriz de masas de neutrinos de la ec. (2.77) queda como

$$M = \begin{bmatrix} 0 & M^{vD} \\ (M^{vD})^T & M^{RM} \end{bmatrix}. \quad (3.36)$$

Para transformar la Lagrangiana a la base de masas, realizamos el proceso en 2 etapas, primero diagonalizamos la matriz M en bloques, con la transformación

$$N' = WN, \quad (3.37)$$

de tal forma que la matriz M' es diagonal por bloques

$$M' = W^T M W = \begin{pmatrix} M_l & 0 \\ 0 & M_h \end{pmatrix}. \quad (3.38)$$

Proponemos a W como la parte angular de la descomposición polar de la matriz diagonalizante, por lo que podemos escribirla como

$$W = \exp(iH), \quad (3.39)$$

y utilizamos la ansatz de H

$$H = \begin{pmatrix} 0 & S \\ S^\dagger & 0 \end{pmatrix}, \quad (3.40)$$

entonces a primer orden en H la matriz W es

$$W \approx I + iH, \quad (3.41)$$

por lo que a primer orden de la condición de diagonalidad de M' obtenemos una expresión explícita de S

$$S = iM^{vD}(M^{RM})^{-1}, \quad (3.42)$$

y las submatrices de M' en términos de las submatrices de M son

$$M_l \approx -(M^{vD})^T (M^{RM})^{-1} M^{vD} + \mathcal{O}(((M^{RM})^{-1} M^{vD})^2), \quad (3.43)$$

$$M_h \approx M^{RM} + \mathcal{O}(((M^{RM})^{-1}M^{vD})^2), \quad (3.44)$$

por lo que los eigenvalores de M_h son los de M^{RM} y los de M_l son del orden de $(M^{vD})^2(M^{RM})^{-1}$. Esto significa que $M_l \ll M_h$, y mientras mas grandes sean los eigenvalores de M^{RM} respecto a los de M^{vD} aumentan los de M_h respecto a los de M_l .

3.3. Masa de neutrinos radiativa

3.3.1. Modelo *Scotogenic*

El modelo de masas de neutrinos y materia oscura *Scotogenic*¹ [39] propone una extensión del ME, la cual consiste en un doblete escalar η y 3 neutrinos singuletes derechos N_i (con $i = 1, 2, 3$). Tanto η como N_i son impares bajo una simetría Z_2 , mientras que los campos del ME son pares. La simetría Z_2 de la Lagrangiana, de la misma manera que en los modelos de singulete escalar e IHDM, estabiliza a la partícula más ligera del sector oscuro. Cuando esta tiene carga eléctrica nula es candidata a materia oscura. Entonces en este modelo existe la posibilidad de que la materia oscura sea escalar o fermiónica.

La Lagrangiana del modelo consiste en la Lagrangiana del IHDM (la Lagrangiana del ME con el potencial 3.18) con la adición de los términos que involucran a los neutrinos singuletes,

$$\mathcal{L}_N = \bar{N}_i \gamma^\mu \partial_\mu N_i - \frac{M_{Ni}}{2} \bar{N}_i^c P_R N_i + Y_{i\alpha}^N \bar{N}_i \eta P_L L_\alpha + h.c., \quad (3.45)$$

donde M_{Ni} es la matriz diagonal de masas de N_i , y Y^N es la matriz de Yukawa de los neutrinos.

Las masas de los escalares son las mismas del modelo IHDM, escritas en la ec. (3.19).

En este modelo es posible la generación de masas de neutrinos ligeros mediante correcciones radiativas a un lazo, con el diagrama de la Figura 3.2.

¹El nombre *Scotogenic* se refiere a la generación de masas de neutrinos a través de los acoplamientos de estos con el sector *oscuro*, *scotos* en griego. Usaremos el término en inglés debido a su uso común en la literatura.

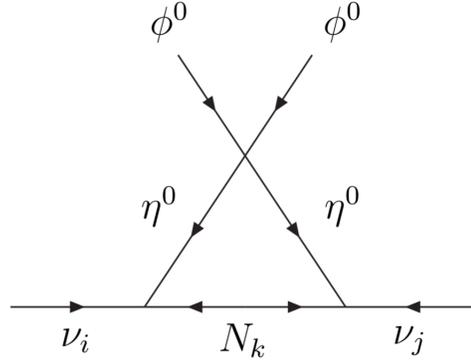


Figura 3.2: Diagrama de Feynman que da lugar a las masas de neutrinos en el modelo Scotogenic [39].

La matriz de masa de neutrinos resultante de esta corrección está dada por

$$(\mathcal{M}_\nu)_{ij} = \sum_k \frac{Y_{ik}^N Y_{jk}^N M_k}{16\pi^2} \left[\frac{m_{\eta_R}^2}{m_{\eta_R}^2 - M_k^2} \ln \frac{m_{\eta_R}^2}{M_k^2} - \frac{m_{\eta_I}^2}{m_{\eta_I}^2 - M_k^2} \ln \frac{m_{\eta_I}^2}{M_k^2} \right], \quad (3.46)$$

donde M_k son las masas de los neutrinos N_k y m_{η_R} , m_{η_I} las masas de los escalares neutros η_R y η_I respectivamente. La generación de masas de neutrinos a través de correcciones de un lazo explica de manera natural la escala de la masa de los neutrinos activos.

Cuando la materia oscura es un escalar, su aniquilación se da a través de procesos del modelo IHDM, con la adición de un canal $\eta\eta \rightarrow L\bar{L}$ mediado por N_i . Si la materia oscura es el neutrino estéril N_i más ligero se aniquila a través del diagrama de la Figura (3.3) y se coaniquila a partículas del ME con η a través de un canal mediado por L .

Debido a la naturaleza de Majorana de los neutrinos activos, en este modelo se viola la simetría de sabor, lo cual restringe los valores permitidos para los parámetros del modelo, a través de los límites de las tasas de ramificación (BR) de decaimientos que no conservan sabor, como

$$\mu \rightarrow e\gamma \quad , \quad \mu \rightarrow 3e, \quad (3.47)$$

ver por ejemplo [40]. Los límites experimentales de estas BR imponen restricciones sobre los valores permitidos de la matriz de Yukawa Y^N . Estas restricciones,

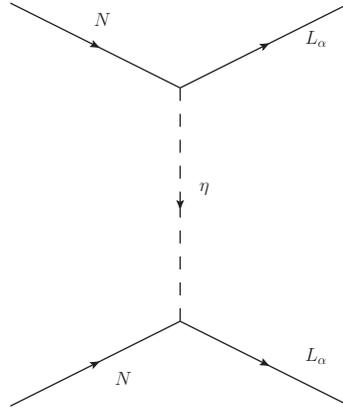


Figura 3.3: Diagrama de Feynman de aniquilación de materia oscura en el modelo Scotogenic.

	L_α	η	N_i	σ
$SU(3)_C$	1	1	1	1
$SU(2)_L$	2	2	1	1
$U(1)_Y$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	0
Z_2	1	-1	-1	1
$U(1)_L$	1	1	1	2

Tabla 3.1: Propiedades de transformación de los campos del modelo Scotogenic con singlete escalar.

combinadas con las restricciones derivadas de los límites de densidad de reliquia de materia oscura, restringen severamente el espacio de parámetros viable del modelo.

3.3.2. Modelo *Scotogenic* con un singlete escalar

El modelo Scotogenic con un singlete escalar consiste en una extensión del modelo Scotogenic con un singlete escalar y una simetría global $U(1)_L$. En la Tabla 3.1 se muestran las nuevas partículas con los dobletes leptónicos del ME L_α y sus propiedades de transformación bajo el grupo de norma del ME, Z_2 y número leptónico de $U(1)_L$.

La Lagrangiana del modelo consiste en la Lagrangiana del Scotogenic, salvo el término de masa de N_i , que contiene la Lagrangiana del ME de las ecs. (2.4), (2.8), (2.16), el potencial del IHDM de la ec. (3.18), y los términos de interacción de N_i de la ec. (3.45), con la adición de los términos del singulete escalar complejo σ

$$\sigma = \frac{v_\sigma + s + i\phi_{maj}}{\sqrt{2}}. \quad (3.48)$$

El singulete escalar se introduce de manera que se acopla con los neutrinos N_i y los dota de masa al adquirir un VEV distinto de cero, abriendo un canal de aniquilación de N_i mediado por σ . Los términos provenientes del modelo Scotogenic son

$$\mathcal{L}'_N = \bar{N}_i \gamma^\mu \partial_\mu N_i + Y_{i\alpha}^N \bar{N}_i \eta P_L L_\alpha + h.c. \quad (3.49)$$

Los términos permitidos por las simetrías Z_2 y $U(1)_L$ para σ son

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_\sigma = & (\partial^\mu \sigma)^\dagger \partial_\mu \sigma - \frac{\mu_\sigma^2}{2} \sigma^\dagger \sigma + \lambda_\sigma (\sigma^\dagger \sigma)^2 + \\ & \lambda_{\Phi\sigma} (\sigma^\dagger \sigma) (\Phi^\dagger \Phi) + \lambda_{\eta\sigma} (\sigma^\dagger \sigma) (\eta^\dagger \eta) + \lambda_{N\alpha\beta} \bar{N}_\alpha^c \sigma N_\beta. \end{aligned} \quad (3.50)$$

En la base de masas de N_α la matriz Y_N es diagonal, por lo que consiste de 3 elementos $Y_{N\alpha}$. Cuando se tiene que $\mu_\sigma^2 < 0$, σ adquiere un VEV, rompiendo $U(1)_L$, generando un bosón de Goldstone sin masa, el majoron ϕ_{maj} , e induciendo una mezcla entre los componentes de Φ y σ . Las partículas físicas que resultan de esta mezcla son h y H , donde tomamos a h como el escalar físico del ME con masa $m_h = 126$ GeV, y la mezcla esta determinada por el ángulo de mezcla escalar θ_s

$$\begin{pmatrix} \phi \\ s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_s & \sin\theta_s \\ -\sin\theta_s & \cos\theta_s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h \\ H \end{pmatrix}. \quad (3.51)$$

Las masas cuadráticas de estos escalares son

$$m_{h/H}^2 = v^2 \lambda_1 + v_\sigma^2 \lambda - \sigma \mp \sqrt{v^2 v_\sigma^2 \lambda_\Phi^2 + v^4 \lambda_1^2 - 2v^2 v_\sigma^2 \lambda_1 \lambda_\sigma + v_\sigma^4 \lambda_\sigma^2}, \quad (3.52)$$

mientras que las masas cuadráticas de los elementos del doblete η son

$$m_{\eta^\pm}^2 = \mu_2^2 + \frac{\lambda_3}{2} v^2 + \frac{\lambda_{\eta\sigma}}{2} v_\sigma^2, \quad m_{\eta_R/\eta_I}^2 = \mu_2^2 + \frac{\lambda_3 + \lambda_4 \pm \lambda_5}{2} v^2 + \frac{\lambda_{\eta\sigma}}{2} v_\sigma^2. \quad (3.53)$$

Esta extensión del Scotogenic no modifica los procesos que violan la conservación de número leptónico, por lo que la ecuación para la matriz de masa de neutrinos

es la misma del Scotogenic, es decir la ec. (3.46). Mas aún, debido a que el mismo diagrama que da lugar a las masas de neutrinos da lugar a los decaimientos que violan conservación de sabor, los límites a los Yukawas derivados de los límites experimentales a los observables de violación de sabor son los mismos que los del Scotogenic.

Las condiciones de perturbabilidad sobre los acoplamientos son

$$\lambda_k, Y_k \leq 4\pi, \quad (3.54)$$

mientras que las restricciones de estabilidad del potencial escalar son [41]

$$\lambda_1, \lambda_2, \lambda_\sigma \geq 0, \quad (3.55)$$

$$\lambda_3 \geq -2\sqrt{\lambda_1\lambda_2}, \quad (3.56)$$

$$\lambda_3 + \lambda_4 - |\lambda_5| \geq -2\sqrt{\lambda_1\lambda_2}, \quad (3.57)$$

$$4\lambda_1\lambda_\sigma \geq \lambda_{\Phi\sigma}^2, \quad (3.58)$$

$$4\lambda_2\lambda_\sigma \geq \lambda_{\eta\sigma}^2. \quad (3.59)$$

En adición del canal de aniquilación de materia oscura del diagrama de Feynman de la Figura (3.3) esta extensión del modelo Scotogenic contiene los canales de aniquilación

$$N_i N_i \xrightarrow{h, H} AA', \quad (3.60)$$

dónde A y A' son partículas, no necesariamente distintas, del ME, mediante el diagrama de la Figura (3.4), que contribuye a la disminución de la densidad de reliquia, cuando N_i es la partícula impar bajo Z_2 mas ligera disminuyendo el espacio de parámetros del Scotogenic dónde hay sobreabundancia de Materia Oscura fermiónica.

En las Figuras (3.5)-(3.11) se muestran los resultados de un *scan* realizado con MicrOMEGAS, variando los parámetros libres del modelo entre los rangos mostrados en la Tabla (3.2). Se muestran puntos que cumplen las restricciones de abundancia de materia oscura y ancho de decaimiento del escalar del ME, considerando una jerarquía normal para neutrinos, utilizando los parámetros de la tabla (1.1).

El candidato a materia oscura es N_4 , lo que requiere que sea la partícula más

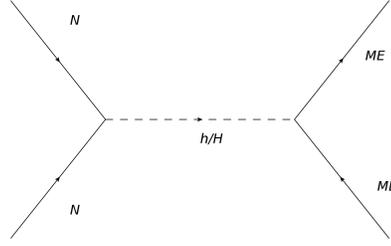


Figura 3.4: Diagrama de Feynman del modelo Scotogenic con un singlete escalar que contribuye a la aniquilación de materia oscura.

Parámetro	Rango
m_{ν_i} (eV)	0.0001 – 1
$\sin(\theta_A)$	$10^{-5} - 1$
m_{N_4} (GeV)	1-1000
m_{N_5} (GeV)	2-2000
m_{N_6} (GeV)	3-3000
$m_{\eta^\pm}/\eta_R/\eta_I$ (GeV)	2-2000
m_H (GeV)	63-1000
μ_2^2 (GeV ²)	1-5000
λ_i	$10^{-5} - 1$
v_ϕ (GeV)	$1 - 10^8$

Tabla 3.2: Rango de los parámetros libres del *scan* del modelo Scotogenic con singlete escalar.

ligera del sector oscuro, es decir,

$$m_{N_4} < m_{N_5}, m_{N_6}, m_{\eta^\pm}, m_{\eta_R}, m_{\eta_I}. \quad (3.61)$$

Además utilizamos las restricciones sobre las masas de neutrinos de la tabla (1.1), utilizando la jerarquía normal.

Este modelo, a diferencia del Scotogenic, contiene interacciones con quarks a nivel árbol, a través del diagrama de la Figura (3.4), lo que aumenta la sección eficaz de dispersión con nucleones, pero como se nota en la Figura (3.5), gran parte de los puntos generados respetan el límite experimental de detección directa del experimento LUX. En la Figura se muestran puntos con Sección Eficaz en el rango

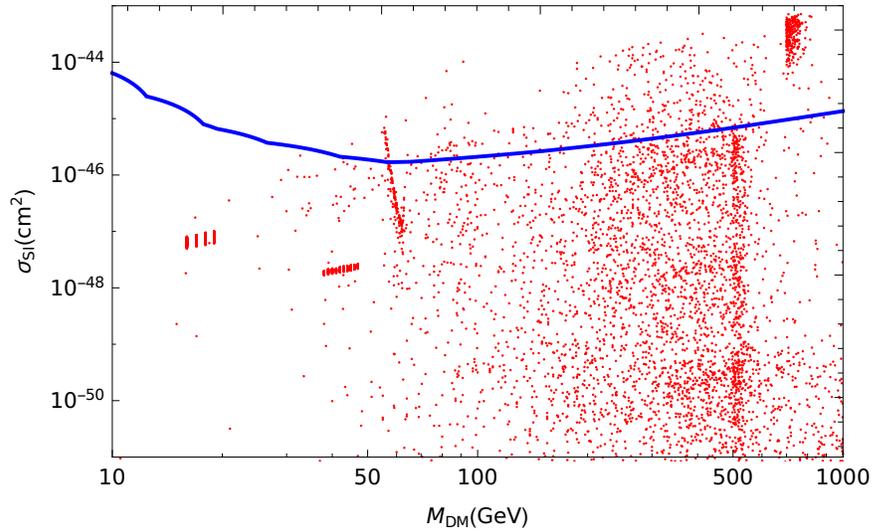


Figura 3.5: Resultados del *scan* del modelo Scotogenic con singulete escalar. En el eje horizontal se muestra la masa del candidato a materia oscura N_4 y en el eje vertical la sección eficaz de dispersión de materia oscura con nucleones. La curva azul es la curva de exclusión del experimento LUX ([34]).

de $10^{-51} - 10^{-43} \text{cm}^2$ para mostrar la región donde se encuentra la restricción experimental a detalle, pero los puntos generados tienen una sección eficaz de dispersión con nucleones en el rango de $10^{-57} - 10^{-43} \text{cm}^2$. También se observa un efecto de resonancia en la región alrededor de 63 GeVs, la mitad de la masa del Higgs. Este se produce debido a una aniquilación resonante más eficiente de materia oscura en el canal S mediado por el Higgs (Figura (3.3)) para masas en esta región, por lo que los puntos dentro del 'valle' son descartados por tener una abundancia demasiado baja de materia oscura.

De manera similar en la Figura (3.6) se nota que todos los puntos generados respetan el límite para el promedio de la sección eficaz de aniquilación a fotones derivado del experimento de detección indirecta Fermi [35]. También observamos en este observable el efecto de resonancia alrededor de 63 GeVs. En la Figura (3.10) se nota que, dentro de los límites permitidos para las masas de neutrinos del ME, el modelo no tiene un límite superior para el valor de las masas de estos. En la Figura (3.11) observamos que, como esperábamos del diagrama (3.4), el parámetro introducido al modelo λ_{N_4} modula la interacción de la materia oscura con el Modelo Estándar, por lo que al disminuir el valor de este se disminuye el valor máximo de la sección eficaz de dispersión de materia oscura con nucleones.

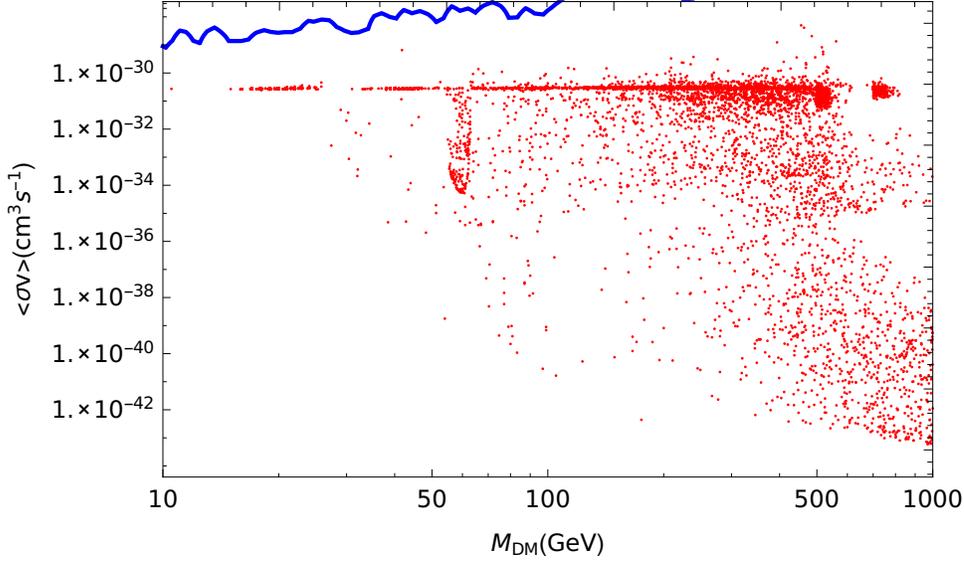


Figura 3.6: Resultados del *scan* del modelo Scotogenic con singlete escalar. En el eje horizontal se muestra la masa del candidato a materia oscura N_4 y en el eje vertical el promedio de sección eficaz de aniquilación a fotones. La curva azul es la curva de exclusión de Fermi ([35]).

De igual forma se observa que el ángulo de mezcla escalar modula este mismo proceso en la figura (3.12), ya que al igual que λ_{N_4} aparece en un vértice del diagrama de la Figura (3.3), que es el nuevo canal de aniquilación del modelo.

En la Figura (3.7) se nota el rango del ancho de decaimiento del Higgs, las constricciones experimentales sobre el decaimiento del Higgs son 2: el ancho total Γ_h es menor a 17.4 MeV [42] y la fracción de ramificación de decaimientos invisibles es menor a 23 % [43]. En los resultados mostrados usamos ambas constricciones para filtrar los datos. Observamos que en este observable también aparece el fenómeno de resonancia en la región alrededor de 63 GeV.

En la Figura (3.8) se muestra la dependencia entre el seno del ángulo de mezcla escalar y el ancho de decaimiento del Higgs, observándose que el ángulo impone un límite inferior al ancho de decaimiento, y que al aumentar este parámetro también aumenta el máximo del ancho de decaimiento.

En la Figura (3.9) se muestra el rango viable obtenido de los acoplamientos de Yukawa Y^N , que se encuentra entre 10^{-7} y 10^{-3} . Esto se debe a la existencia del canal adicional de aniquilación de materia oscura mediado por el Higgs. Contrastemos esto con los resultados para el Scotogenic original [40], donde la restricción de

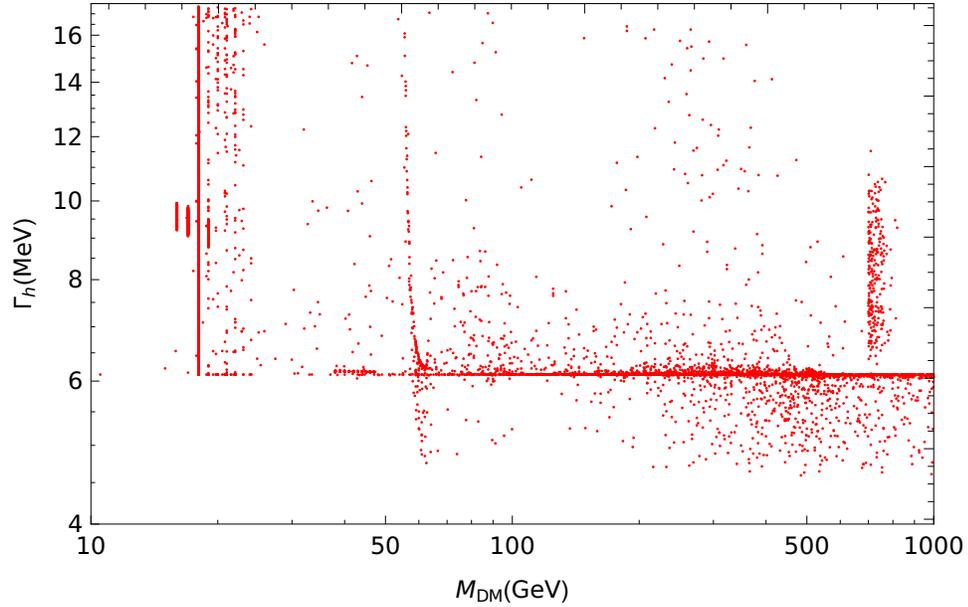


Figura 3.7: Resultados del *scan* del modelo Scotogenic con singulete escalar. En el eje horizontal se muestra la masa del candidato a materia oscura N_4 y en el eje vertical el ancho del decaimiento del escalar h del ME.

densidad de reliquia impone un límite inferior para estos acoplamientos de 10^{-4} . En la Figura (3.10) se observa el rango que consideramos para las masas de neutrinos, que es para el neutrino más ligero $10^{-6} - 1$, y notamos que no hay relación entre la escala de masa de los neutrinos y la masa del candidato a materia oscura. A diferencia del Scotogenic los valores de los acoplamientos de Yukawas Y^N pueden alcanzar valores tan bajos como 10^{-7} , debido a la adición del escalar σ , que a través del acoplamiento de Yukawa con N_i y su mezcla con Φ crea el canal de aniquilación tipo portal de Higgs, lo que desacopla parcialmente a los acoplamientos Y^N del proceso de aniquilación de materia oscura. Esto potencialmente colocaría a los puntos con Yukawas bajos por debajo de los límites derivados de decaimientos que violan sabor, como $\mu \rightarrow e\gamma$ o $\mu \rightarrow 3e$. También podemos ver en la Fig. (3.10) que se encontraron puntos en todo el rango considerado de las masas de neutrinos, por lo que el modelo acomoda cualquier valor posible para la masa del neutrino más ligero.

Un análisis adicional que necesita este modelo para constreñir el espacio de parámetros es el análisis de tasas de ramificación de decaimientos que violan sabor leptónico, como los hechos para el Scotogenic original en [40]. Nuestra hipótesis es que

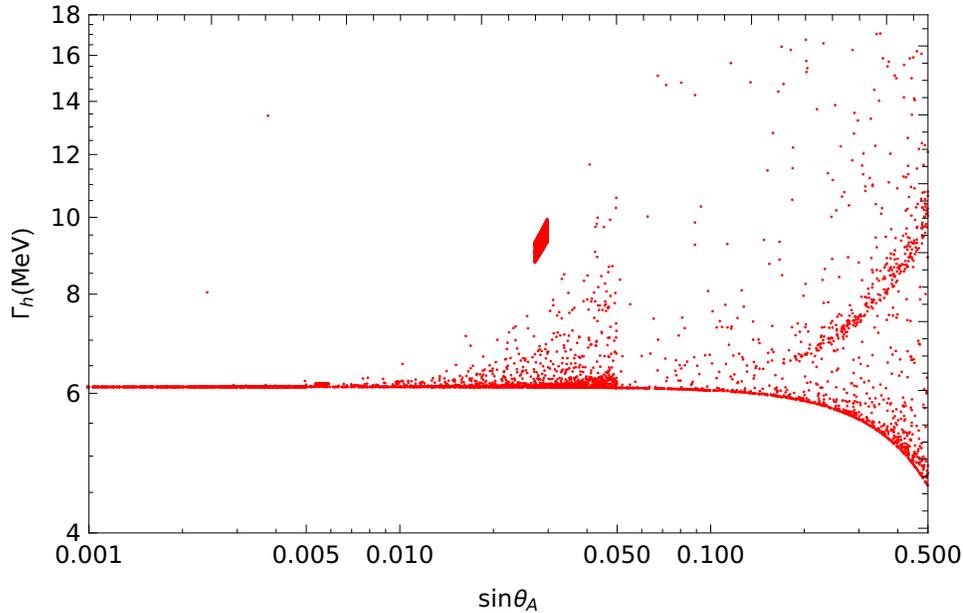


Figura 3.8: Resultados del *scan* del modelo Scotogenic con singlete escalar. En el eje horizontal se muestra el valor del seno del ángulo de mezcla de escalares y en el eje vertical el ancho de decaimiento del escalar h del ME.

el valor obtenido para los Yukawas relevantes en este modelo es suficientemente bajo para poner a la mayoría de los puntos debajo de las cotas experimentales de estos observables, pero el análisis completo determinaría si esto es correcto. En resumen, dentro del espacio de parámetros considerado encontramos regiones donde el modelo respeta los límites de detección directa e indirecta, además de permitir todos los valores para las masas de neutrinos solamente imponiendo que N_4 conforme la totalidad de la materia oscura del Universo, y que el modelo no modifique el ancho del bosón de Higgs del ME mas allá del límite experimental.

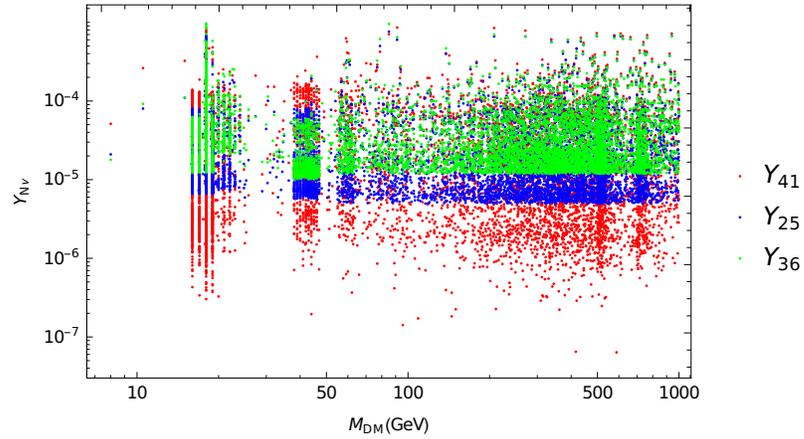


Figura 3.9: Resultados del *scan* del modelo Scotogenic con singulete escalar. En el eje horizontal se muestra la masa del candidato a materia oscura N_4 y en el eje vertical el valor de los Yukawas del acoplamiento $\eta - N_\alpha - L_\alpha$.

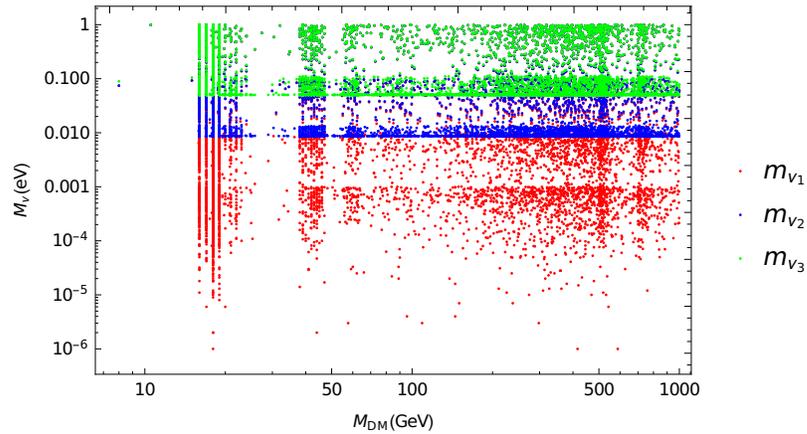


Figura 3.10: Resultados del *scan* del modelo Scotogenic con singulete escalar. En el eje horizontal se muestra la masa del candidato a materia oscura N_4 y en el eje vertical las masas de los neutrinos del ME.

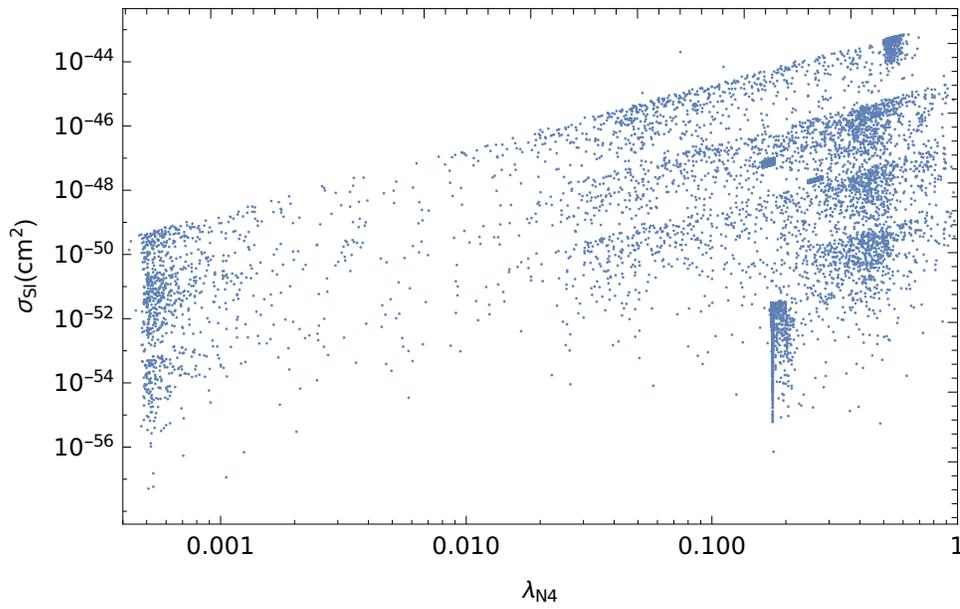


Figura 3.11: Resultados del *scan* del modelo Scotogenic con singlete escalar. En el eje horizontal se muestra el valor del Yukawa del vértice $N_4 - \sigma - N_4$ y en el eje vertical la sección eficaz de dispersión de materia oscura con nucleones.

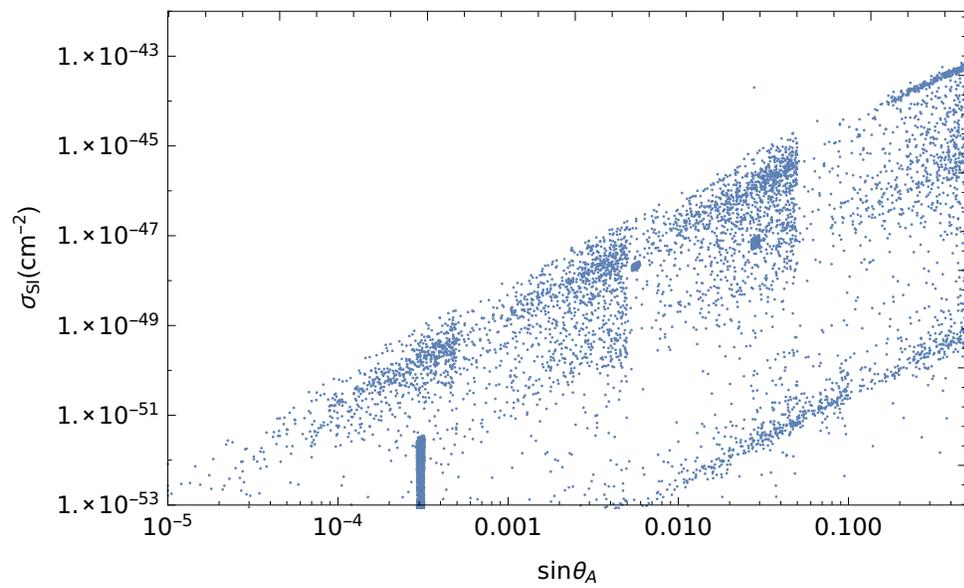


Figura 3.12: Resultados del *scan* del modelo Scotogenic con singulete escalar. En el eje horizontal se muestra el valor del seno del angulo de mezcla escalar y en el eje vertical la sección eficaz de dispersión de materia oscura con nucleones.

Capítulo 4

Conclusiones

Hemos analizado dos extensiones del ME, el modelo de materia oscura de singulete escalar y el modelo de materia oscura y masas de neutrinos, el Scotogenic extendido.

Para el primer modelo encontramos dos regiones consistentes con las restricciones experimentales de detección directa e indirecta de materia oscura, abundancia de materia oscura y decaimiento del escalar del ME. Ambas regiones tienen masas de materia oscura accesibles para experimentos de detección en un futuro cercano.

En el segundo modelo encontramos puntos consistentes con las mismas restricciones experimentales, en adición de generar masas de neutrinos en un rango permitido por las restricciones cosmológicas y respetando las observaciones de oscilaciones de neutrinos. En ambos casos hemos encontrado regiones viables pero sensibles a detección directa en un futuro cercano, con nueva física en la escala electrodébil. En el caso del modelo Scotogenic extendido se encuentra una región viable en la zona de acoplamientos de Yukawa Y^N en el rango $10^{-6} - 10^{-3}$, que no es viable en el modelo Scotogenic original, debido al canal adicional de aniquilación de materia oscura mediado por el singulete escalar nuevo. Así desacoplamos parcialmente el mecanismo de aniquilación de materia oscura del mecanismo de generación de masas de neutrinos del Scotogenic, lo que era el objetivo de la extensión del modelo. Entonces se disminuye la tensión entre las restricciones de abundancia de materia oscura y observables de violación de sabor leptónico, como decaimientos $\mu \rightarrow \gamma e$ o $\mu \rightarrow 3e$.

En general comprobamos mediante métodos computacionales la viabilidad de extensiones sencillas del ME, que incorporan solo un número muy bajo de campos adicionales al ME, y verificables, mediante experimentos de detección directa e indirecta, que incorporan neutrinos masivos y materia oscura.

Bibliografía

- [1] J. Silk et al. *Particle Dark Matter: Observations, Models and Searches*. 2010.
- [2] V. C. Rubin, N. Thonnard, and W. K. Ford, Jr. Rotational properties of 21 SC galaxies with a large range of luminosities and radii, from NGC 4605 /R = 4kpc/ to UGC 2885 /R = 122 kpc/. *Astrophys. J.*, 238:471, 1980.
- [3] N. Aghanim et al. Planck 2015 results. XI. CMB power spectra, likelihoods, and robustness of parameters. *Astron. Astrophys.*, 594:A11, 2016.
- [4] Richard Massey, Thomas Kitching, and Johan Richard. The dark matter of gravitational lensing. *Rept. Prog. Phys.*, 73:086901, 2010.
- [5] Joel R. Primack. Dark matter and structure formation. In *Midrasha Mathematicae in Jerusalem: Winter School in Dynamical Systems Jerusalem, Israel, January 12-17, 1997*, 1997.
- [6] R. Davis, B. T. Cleveland, and J. K. Rowley. Report on solar neutrino experiments. *AIP Conf. Proc.*, 123:1037–1050, 1984.
- [7] T. Tanimori. Recent results on solar neutrinos from Kamiokande-II. In *Electroweak interactions and unified theories. Proceedings, Leptonic Session of the 26th Rencontres de Moriond, Les Arcs, France, March 11-17, 1991*, pages 183–191, 1991.
- [8] V. N. Gavrin et al. Solar neutrino results from SAGE. *Part. Nucl. Lett.*, 108:18–26, 2001.
- [9] M. Cribier. Results of the whole GALLEX experiment. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 70:284–291, 1999.

- [10] K. S. Hirata et al. Observation of a small atmospheric muon-neutrino / electron-neutrino ratio in Kamiokande. *Phys. Lett.*, B280:146–152, 1992.
- [11] R. Becker-Szendy et al. Atmospheric neutrinos: Results from IMB. In *Frontiers of neutrino astrophysics. Proceedings, International Symposium, Takayama, Japan, October 19-22, 1992*, pages 303–308, 1992.
- [12] Donald M. Roback. Search for atmospheric neutrino oscillations with the SOUDAN-2 detector. In *Long-Baseline Neutrino Oscillation Batavia, Illinois, November 17-20, 1991*, 1991.
- [13] Ziro Maki, Masami Nakagawa, and Shoichi Sakata. Remarks on the unified model of elementary particles. *Prog. Theor. Phys.*, 28:870–880, 1962.
- [14] V. N. Gribov and B. Pontecorvo. Neutrino astronomy and lepton charge. *Phys. Lett.*, 28B:493, 1969.
- [15] T. Kajita. Atmospheric neutrino observation in Super-Kamiokande: Evidence for ν/μ oscillations. In *New era in neutrino physics. Proceedings, Satellite Symposium after Neutrino'98, Tokyo, Japan, June 11-12, 1998*, pages 107–122, 1998.
- [16] C. Patrignani et al. Review of Particle Physics. *Chin. Phys.*, C40(10):100001, 2016.
- [17] Paul Langacker. *The standard model and beyond*. 2010.
- [18] F. Englert and R. Brout. Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 13:321–323, 1964.
- [19] Peter W. Higgs. Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons. *Phys. Rev. Lett.*, 13:508–509, 1964.
- [20] G. S. Guralnik, C. R. Hagen, and T. W. B. Kibble. Global Conservation Laws and Massless Particles. *Phys. Rev. Lett.*, 13:585–587, 1964.
- [21] S. L. Glashow. Partial Symmetries of Weak Interactions. *Nucl. Phys.*, 22:579–588, 1961.
- [22] Abdus Salam. Weak and Electromagnetic Interactions. *Conf. Proc.*, C680519:367–377, 1968.

- [23] Steven Weinberg. A Model of Leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19:1264–1266, 1967.
- [24] Michael E. Peskin and Daniel V. Schroeder. *An Introduction to quantum field theory*. 1995.
- [25] Carlo Giunti and Chung W. Kim. *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics*. 2007.
- [26] R. N. Mohapatra and P. B. Pal. Massive neutrinos in physics and astrophysics. Second edition. *World Sci. Lect. Notes Phys.*, 60:1–397, 1998. [World Sci. Lect. Notes Phys.72,1(2004)].
- [27] Steven Weinberg. Baryon and Lepton Nonconserving Processes. *Phys. Rev. Lett.*, 43:1566–1570, 1979.
- [28] Ikaros I. Bigi. *CP violation*. 2009.
- [29] A. V. Semenov. LanHEP: A Package for automatic generation of Feynman rules in gauge models. 1996.
- [30] A. V. Semenov. Automatic generation of Feynman rules from the Lagrangian by means of LanHEP package. *Nucl. Instrum. Meth.*, A389:293–294, 1997.
- [31] A. Semenov. LanHEP: A Package for the automatic generation of Feynman rules in field theory. Version 3.0. *Comput. Phys. Commun.*, 180:431–454, 2009.
- [32] G. Blanger, F. Boudjema, A. Pukhov, and A. Semenov. micrOMEGAs4.1: two dark matter candidates. *Comput. Phys. Commun.*, 192:322–329, 2015.
- [33] Vernon Barger, Muneyuki Ishida, and Wai-Yee Keung. Total Width of 125 GeV Higgs Boson. *Phys. Rev. Lett.*, 108:261801, 2012.
- [34] D. S. Akerib et al. Results from a search for dark matter in the complete LUX exposure. *Phys. Rev. Lett.*, 118(2):021303, 2017.
- [35] M. Ackermann et al. Search for Gamma-ray Spectral Lines with the Fermi Large Area Telescope and Dark Matter Implications. *Phys. Rev.*, D88:082002, 2013.

- [36] Michael Gustafsson. The Inert Doublet Model and Its Phenomenology. *PoS, CHARGED2010:030*, 2010.
- [37] Seungwon Baek and Takaaki Nomura. Dark matter physics in neutrino specific two Higgs doublet model. 2016.
- [38] Erik Lundstrom, Michael Gustafsson, and Joakim Edsjo. The Inert Doublet Model and LEP II Limits. *Phys. Rev.*, D79:035013, 2009.
- [39] Ernest Ma. Verifiable radiative seesaw mechanism of neutrino mass and dark matter. *Phys. Rev.*, D73:077301, 2006.
- [40] Avelino Vicente and Carlos E. Yaguna. Probing the scotogenic model with lepton flavor violating processes. *JHEP*, 02:144, 2015.
- [41] Mario Kadastik, Kristjan Kannike, and Martti Raidal. Dark Matter as the signal of Grand Unification. *Phys. Rev.*, D80:085020, 2009. [Erratum: *Phys. Rev.* D81,029903(2010)].
- [42] CMS Collaboration. Constraints on the Higgs boson width from off-shell production and decay to ZZ to $llll$ and $ll\nu\nu$. 2014.
- [43] Vardan Khachatryan et al. Searches for invisible decays of the Higgs boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 7, 8, \text{ and } 13 \text{ TeV}$. *JHEP*, 02:135, 2017.