

UNIVERSIDAD TÉCNICA FEDERICO SANTA MARÍA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA
VALPARAÍSO - CHILE



“MATERIA OSCURA Y NEUTRINOS EN
EL MODELO ESCOTOGÉNICO
CON TRIPLETE ESCALAR:
SCOTO-TRIPLET MODEL”

RAFAEL IGNACIO FUENTES JAMASMIE

TESIS PARA OPTAR AL GRADO DE MAGISTER EN
CIENCIAS, MENCIÓN FÍSICA.

PROFESORA GUÍA:
COTUTOR:
COMITÉ DE TESIS:

Dra. Carolina Arbeláez
Dr. Nicolás Neill
Dra. Carolina Arbeláez
Dr. Alfonso Zerwekh
Dr. Cesar Bonilla

MARZO - 2025

Resumen

El Modelo Estándar de la física de partículas es una teoría altamente exitosa, pero presenta limitaciones significativas, como la ausencia de un mecanismo viable para la generación de masas de neutrinos y la falta de un candidato viable para la materia oscura. En este contexto, se ha propuesto el modelo *Scototriplet*, una extensión del modelo escotogénico que introduce un triplete escalar neutro, proporcionando un mecanismo radiativo para la generación de masas de neutrinos y candidatos a materia oscura de distinta naturaleza: triplete escalar, doblete escalar, mezcla triplete-doblete escalar y singlete fermiónico.

En esta tesis, se ha realizado un análisis detallado del modelo *Scototriplet*, explorando su espacio de parámetros a través de simulaciones numéricas con herramientas como SARAH, MicrOmegas y SSP, y evaluando las restricciones tanto fenomenológicas como experimentales. Se ha demostrado que el acoplamiento trilineal h_1 , que involucra al doblete escalar, el triplete escalar y el bosón de Higgs, juega un rol central en la fenomenología del modelo. Este acoplamiento influye en la mezcla de los estados no físicos, modificando la estructura de la matriz de masa de los neutrinos y sus acoplamientos tipo Yukawa. Además, determina el grado de mezcla de la materia oscura, afectando el ajuste a la densidad de reliquia a través del Higgs portal, la sección eficaz de detección directa y el estudio del decaimiento de larga vida. Estas dependencias permiten evaluar regiones viables del espacio de parámetros bajo las restricciones impuestas por LZ y DARWIN.

En el contexto de la materia oscura, esta tesis postula que la componente escalar neutra mas ligera es una mezcla entre los escalares (χ_1), siendo este estado un candidato viable a DM que cumple con las restricciones cosmológicas y de detección directa impuestas por experimentos como LZ y DARWIN. Además, se ha encontrado que el modelo permite el estudio de partículas de larga vida, a través del decaimiento $\Gamma(\chi_1^+ \rightarrow \chi_1^0 \pi^+)$, proporcionando señales distintivas que podrían ser exploradas en colisionadores como el *LHC* y en experimentos específicos para LLPs, como *MATHUSLA* y *FASER*.

Los resultados obtenidos posicionan al modelo *Scototriplet* como un buen escenario alternativo para explicar simultáneamente la generación de masas de neutrinos, la materia oscura y la fenomenología de partículas de vida larga. Estos hallazgos motivan estudios adicionales tanto teóricos como experimentales, con el fin de validar las predicciones del modelo y explorar su impacto en la búsqueda de nueva física más allá del Modelo Estándar.

Índice general

| | |
|--|-----------|
| Introducción | 3 |
| 1. Modelo estandar y neutrinos | 7 |
| 1.1. QFT y sus simetrías | 7 |
| 1.2. Desintegración β y Oscilación de neutrinos | 8 |
| 1.2.1. Matriz de mezcla leptónica | 10 |
| 1.2.2. Oscilación de sabor | 10 |
| 1.3. Términos de masa y mecanismo de Higgs | 12 |
| 1.4. Términos de masa de Majorana | 14 |
| 2. Generación de masa de neutrinos | 16 |
| 2.1. Operador de Weinberg | 16 |
| 2.2. Mecanismo seesaw | 17 |
| 2.2.1. Mecanismo seesaw Tipo I | 18 |
| 2.2.2. Mecanismo seesaw Tipo II | 19 |
| 2.2.3. Mecanismo seesaw Tipo III | 20 |
| 2.3. Modelos radiativos en neutrinos | 22 |
| 2.3.1. Modelo Escotogénico | 22 |
| 3. Dark matter | 25 |
| 3.1. Materia en el universo | 25 |
| 3.1.1. Detección de materia oscura y densidad de energía | 26 |
| 3.2. Ecuación de Boltzmann | 27 |
| 3.2.1. Freeze-Out | 28 |
| 4. Modelo Scototriplet | 32 |
| 4.1. Lagrangiano y matriz de masa de los neutrinos | 33 |
| 4.2. Análisis de los Yukawas en el modelo Scototriplet | 36 |
| 5. Resultados | 38 |
| 5.1. Análisis del modelo y fenomenología de la DM | 38 |
| 5.2. Casos extremos del modelo | 39 |
| 5.2.1. Límite mayormente doblete | 40 |
| 5.2.2. Límite mayormente triplete | 41 |
| 5.3. ScTM como caso intermedio | 42 |
| 5.3.1. Higgs portal y su influencia en la densidad de reliquia | 44 |
| 5.3.2. Acoplamiento $h1$ y su importancia | 45 |
| 5.3.3. Branching ratio de $\mu \rightarrow e\gamma$ | 47 |
| 5.3.4. Splitting entre la componente cargada y neutra | 48 |

| | |
|---|-----------|
| 5.3.5. Partículas de larga vida en el ScTM | 48 |
| 5.4. Análisis Fenomenológico del Modelo a través de Scatter Plots | 51 |
| 5.4.1. Estudio del acoplamiento h_1 | 52 |
| 5.4.2. Estudio del acoplamiento λ_7 | 56 |
| A. Cálculos de la corrección a un loop al propagador del neutrino | 65 |
| B. Diagonalización de la matriz de masa y rotación de los campos | 68 |
| C. Cálculo del Splitting cargado | 70 |
| C.1. Corrección a un loop y tasa de decaimiento | 71 |
| D. Gráficos omitidos | 73 |
| E. Modelo y código | 75 |

Introducción

El Modelo Estándar (SM) de la física de partículas es una de las teorías más robustas y verificadas experimentalmente en la historia de la física moderna. Este modelo describe con éxito las interacciones fundamentales entre partículas elementales mediadas por los bosones de gauge: la fuerza electromagnética (mediada por el fotón), la fuerza débil (mediada por los bosones W^\pm y Z^0), y la interacción fuerte (mediada por los gluones). A pesar de su rotundo éxito en la reproducción de datos experimentales como muestra el grupo de datos de partículas (PDG) [15], el SM tiene limitaciones evidentes, dejando preguntas fundamentales sin responder. Entre estas preguntas, destacan dos problemas importantes: el origen de la masa de los neutrinos y la materia oscura (DM).

Por un lado, los neutrinos, que en el SM se consideran partículas sin masa debido a su naturaleza quiral, han sido el centro de uno de los avances más significativos en física de partículas: el descubrimiento de las oscilaciones de neutrinos en experimentos como Super-Kamiokande [18] y el observatorio de neutrinos (SNO) [19], mostrando que los neutrinos poseen masa. Este fenómeno no solo viola la predicción original del SM, sino que también evidencia la necesidad de introducir nuevos mecanismos de generación de masa, como términos de Majorana o de Dirac, que impliquen extensiones al SM. Diversos modelos se han propuesto para abordar este problema, entre los cuales se encuentra el mecanismo seesaw, que introduce neutrinos derechos estériles con una masa a escalas de energías enormes (del orden de las escalas de energía de gran unificación (GUT)) que están fuera del alcance experimental actual. Modelos de este estilo motivan el desarrollo de alternativas que incorporen mecanismos de generación de masa a escalas accesibles, como el caso de los modelos radiativos.

Por otro lado observaciones cosmológicas, como la expansión del Universo, la anisotropía de la radiación cósmica de fondo (CMB) [16], la dinámica de galaxias y cúmulos, y las curvas de rotación galáctica, indican que, basándose en el modelo Λ CDM, aproximadamente 84.4% de la densidad total de materia es materia oscura fría [16]. Esta materia no bariónica y eléctricamente neutra, no interactúa con la radiación electromagnética, lo que la hace detectable solo a través de sus efectos gravitatorios. A pesar de su abundancia y relevancia cosmológica, el SM tradicional no contiene ninguna partícula candidata a DM, lo que señala una importante deficiencia del modelo.

La búsqueda de un mecanismo que explique simultáneamente la generación de masa de los neutrinos y la naturaleza de la materia oscura no es fortuita. Ambos problemas plantean retos teóricos fundamentales que sugieren la necesidad de una extensión del Modelo Estándar (BSM), tanto en el ámbito de la física de partículas como en la cosmología. A lo largo de los años, diversas propuestas han explorado esta conexión mediante simetrías adicionales y nuevas partículas mediadoras, logrando unificar ambos fenómenos en un único marco teórico. Ejemplos notables incluyen el modelo escotogénico de Ernest Ma [26], el modelo ν MSM de Asaka y Shaposhnikov [5] y variantes del modelo de Zee [24].

En particular, el modelo escotogénico de Ernest Ma (ScM) [26] introduce un mecanismo radiativo a un loop para la generación de masas de neutrinos, incorporando un doblete escalar inerte (η) y fermiones singletes pesados. Estos nuevos campos, además de explicar la pequeña escala de masas de los neutrinos, actúan como posibles candidatos a DM gracias a la imposición de una simetría Z_2 , que garantiza la estabilidad de la materia oscura y explica la pequeña escala de masa de los neutrinos. La capacidad de estos modelos para relacionar dos de los mayores enigmas de la física moderna resalta su relevancia y motiva su exploración en el contexto de nuevas extensiones fenomenológicas del Modelo Estándar.

Desde el punto de vista experimental, los avances en detectores como LUX-ZEPLIN (LZ) [2] han demostrado ser extremadamente sensibles, especialmente en la búsqueda de partículas masivas que interactúan débilmente (WIMP), estableciendo límites de exclusión en el rango de masas ligeras. Adicionalmente está el experimento DARWIN [1], un proyecto propuesto para ser el detector definitivo de materia oscura mediante detección directa. Su objetivo principal es buscar WIMPs explorando secciones eficaces de interacción WIMP-núcleo extremadamente pequeñas. Reconociendo la importancia de estos avances, las colaboraciones entre los experimentos: DARWIN, XENON y LZ se han consolidado en el proyecto llamado: DARWIN/XLZD[6]. Este proyecto se diseñó para explorar interacciones de WIMPs en un rango de parámetros extremadamente amplio, mejorando la sensibilidad a secciones eficaces de interacción reduciéndola en un orden de magnitud por debajo de los límites actuales, y ampliando el rango de masas respecto a los experimentos previos.

Una extensión natural del modelo escotogénico es el modelo estudiado en esta tesis llamado: **modelo Scototriplet** (ScTM), el cual introduce un triplete escalar adicional en la teoría. Este modelo expande el espacio de parámetros del ScM y permite nuevas interacciones que afectan tanto la generación de masas de neutrinos como la fenomenología y detección de la materia oscura. La incorporación de un triplete escalar modifica la fenomenología del modelo al introducir acoplamientos adicionales que permiten la mezcla entre los estados escalares. En el límite donde la DM es puramente triplete, este modelo puede modificar los canales de interacción relevantes y reducir la sección eficaz de detección directa, lo que resulta particularmente interesante desde el punto de vista experimental, permitiendo que el candidato a materia oscura esté por debajo de los límites impuestos por LZ y DARWIN. Además, este modelo genera contribuciones adicionales a la matriz de masas de los neutrinos, introduciendo ángulos de mezcla y aumentando la supresión a nivel de loop. En el escenario donde la materia oscura está dominada por la componente neutra del triplete, se puede estudiar el decaimiento $\Gamma(\chi_1^+ \rightarrow \chi_1^0 \pi^+)$, este proceso puede situar a χ_1^+ en la región de partículas de larga vida, abriendo nuevas posibilidades fenomenológicas y proporcionando un marco interesante para su exploración experimental.

Este modelo utiliza la fenomenología de las partículas candidatas a DM para ajustar parámetros según sus restricciones observacionales y fenomenológicas, tales como la densidad de reliquia actual y la sección eficaz de DD. Adicionalmente, el modelo da lugar a nuevos canales de decaimiento que involucran al candidato a DM, los cuales podrían ser explorados en colisionadores como el *LHC*, ofreciendo señales distintivas que permitirían evaluar la viabilidad del modelo a través de búsquedas experimentales de nueva física.

Esquema

El presente trabajo se estructura en cinco capítulos principales, donde se desarrolla la base teórica, la propuesta del modelo y los resultados obtenidos. A lo largo de la tesis, se analizan en detalle las motivaciones para extender el SM, las características del modelo propuesto y las implicaciones fenomenológicas derivadas de su estudio.

El **Capítulo 1** está dedicado a una revisión de los conceptos fundamentales del SM y la fenomenología de los neutrinos. Se introducen las simetrías del SM, los mecanismos de interacción de las partículas fundamentales y se discute la evidencia experimental de la masa de los neutrinos, lo que implica la necesidad de extender el modelo. Se presentan las herramientas de la *Teoría Cuántica de Campos* (QFT), con énfasis en la formulación lagrangiana y su relación con las interacciones fundamentales. Se hace un recorrido por los experimentos clave que han confirmado la existencia de oscilaciones de neutrinos y se establecen las bases teóricas necesarias para comprender su dinámica. Finalmente, se discuten las limitaciones del SM, y las razones por las cuales se requieren nuevas extensiones.

En el **Capítulo 2**, se estudian los modelos más relevantes BSM que explican la generación de masa de los neutrinos. Se presentan los mecanismos de seesaw y ScM, enfatizando su importancia en la búsqueda de nuevos fenómenos físicos. Se detallan las variantes del mecanismo seesaw, desde el tipo-I hasta el tipo-III, mostrando sus diferentes mecanismos de producción de masa para neutrinos. Además, se realiza una comparación entre modelos radiativos y modelos de seesaw, destacando las ventajas del enfoque escotogénico en términos de testabilidad experimental y de su relación con la DM. Este capítulo sirve como preámbulo al modelo propuesto en esta tesis, proporcionando un marco teórico sólido sobre el cual se construye la extensión Scototriplet.

En el **Capítulo 3**, se presentan los fundamentos teóricos y experimentales de la materia oscura. Se discuten las evidencias observacionales que sustentan su existencia, desde curvas de rotación galácticas hasta estudios de lentes gravitacionales y anisotropías en la radiación cósmica de fondo. Se introduce el paradigma de las WIMPs como candidatos viables a materia oscura y se detallan los métodos empleados para su detección. En particular, se desarrolla el cálculo de la densidad de reliquia a partir de la ecuación de Boltzmann, estableciendo los principios que permiten evaluar la contribución del modelo Scototriplet a la composición de DM en el universo. Además, se examinan los mecanismos de producción térmica y sus implicancias en la fenomenología del modelo.

El **Capítulo 4** introduce el *modelo Scototriplet*, una extensión del modelo escotogénico que incorpora un triplete escalar neutro con hipercarga $Y = 0$. Se detalla la estructura del modelo, incluyendo sus simetrías fundamentales y el contenido adicional de partículas. Se expone el lagrangiano del modelo, con énfasis en los términos que generan la matriz de masa de los neutrinos y su impacto en la fenomenología del modelo. Además, se analiza cómo la simetría Z_2 juega un rol crucial en la estabilidad de la materia oscura, impidiendo su decaimiento hacia partículas del Modelo Estándar. Este capítulo establece el marco teórico necesario para comprender la fenomenología y las predicciones del modelo en los capítulos posteriores.

El **Capítulo 5** presenta los resultados obtenidos en la fenomenología del modelo *Scototriplet*, dividiéndose en dos secciones principales. La primera sección está dedicada al análisis teórico del modelo, donde se establecen las condiciones bajo las cuales el modelo satisface las restricciones experimentales actuales y se analiza su viabilidad en términos de los parámetros fundamentales, como la masa del triplete escalar y las constantes de

acoplamiento. Además, se exploran las implicaciones de los nuevos términos lagrangianos en la física de neutrinos y su relación con observables medibles.

La segunda sección del capítulo corresponde a los cálculos más robustos de la tesis, obtenidos mediante simulaciones numéricas utilizando *scatter plots* con un gran número de puntos en el espacio de parámetros. En este estudio, se variaron simultáneamente múltiples parámetros clave, como la masa m_η , el splitting de masa neutro entre los estados escalares y los acoplamientos h_1 y λ_7 . Se analizó la influencia del acoplamiento h_1 sobre distintos observables, como la densidad de reliquia, la sección eficaz de detección directa y la fenomenología de partículas de vida larga. Asimismo, se estudió la influencia del acoplamiento λ_7 , en particular su relación con el *Higgs portal*, estableciendo su impacto en la viabilidad del modelo. Adicionalmente, se explora el decaimiento de larga vida $\chi_1^+ \rightarrow \chi_1^0 \pi^+$, analizando su dependencia con el acoplamiento h_1 , e identificando regiones del espacio de parámetros donde el modelo permite este tipo de procesos, lo que abre nuevas posibilidades para su detección en colisionadores.

Estos análisis permitieron identificar regiones del espacio de parámetros donde el modelo es compatible con las restricciones experimentales y ofrece predicciones testables en futuras búsquedas de materia oscura y nueva física en colisionadores.

Capítulo 1

Modelo estandar y neutrinos

1.1. QFT y sus simetrías

La teoría cuántica de campos es un marco teórico que combina los principios de la mecánica cuántica y la relatividad especial para describir la dinámica de los campos físicos, la cual tiene como herramienta principal la mecánica lagrangiana desde el punto de vista cuántico. Esta teoría surge como una extensión natural de la mecánica cuántica tradicional, en ella se logra describir fenómenos fundamentales como la creación y aniquilación de partículas, y presenta una forma práctica de describir sistemas con un gran número de partículas. Además, soluciona un gran problema de la mecánica cuántica estándar al satisfacer plenamente los principios de la relatividad especial. Su gran éxito y sus robustos resultados, así como su gran número de comprobaciones experimentales hacen de ella una teoría bastante aceptada y constituye los cimientos de esta tesis.

En QFT los lagrangianos son parte fundamental de la teoría y son la herramienta matemática mayormente utilizada, ya que estos son invariantes bajo transformaciones de Lorentz. Para obtener la dinámica de los campos se utiliza el principio de mínima acción, el cual deriva en las ecuaciones de movimiento de los campos. La acción funcional, definida como[10]:

$$S = \int d^4x \mathcal{L}$$

Donde \mathcal{L} es la densidad lagrangiana que es una función de todos los campos de la teoría, y estos campos a su vez dependen de las coordenadas espacio-temporales. Si se toma por supuesto que la densidad lagrangiana depende únicamente de un campo ϕ y sus derivadas, osea $\mathcal{L}[\phi, \partial_\mu \phi]$. Ahora si se varía $\phi \rightarrow \phi + \delta\phi$ con $\delta\phi$ como cualquier campo se obtiene una variación en la acción:

$$\begin{aligned} \delta S &= \int d^4x \left[\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} \delta\phi + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi)} \delta(\partial_\mu \phi) \right] \\ &= \int d^4x \left(\left[\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} - \partial_\mu \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi)} \right] \delta\phi + \partial_\mu \left[\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi)} \delta\phi \right] \right) \end{aligned} \quad (1.1)$$

Para llegar a las ecuaciones de movimiento se utilizan condiciones de contorno en la cual los campos se anulan en los límites asintóticos, estas ecuaciones a su vez son insensible a pequeñas variaciones de los campos, osea $\frac{\delta S}{\delta \phi} = 0$. Si esto se cumple, entonces se deduce que:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} - \partial_\mu \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi)} = 0 \quad (1.2)$$

Esta es la ecuación de Euler-Lagrange para un campo, la cual proporciona las ecuaciones de movimiento de ese campo [31].

Como se muestra la dinámica de los campos depende del lagrangiano que describa la teoría, entonces emerge la pregunta, ¿existen restricciones sobre el lagrangiano de una teoría?. Las QFTs se rigen por las leyes de la relatividad especial, por tanto, el lagrangiano obedece ciertas simetrías espacio-temporales, es decir, debe ser invariante bajo transformaciones de lorentz, y obedecer las simetrías gauge[10]. La simetría de gauge es uno de los pilares fundamentales y clave para el éxito de la física de partículas moderna, ya que vincula directamente las simetrías locales (de gauge) y las fuerzas mediadas por partículas de espín-1 [34].

Se concluye que un lagrangiano físico debe presentar una invariancia bajo los grupos del SM:

$$U(1)_Y \times SU(2)_L \times SU(3)_C$$

donde:

- $U(1)_Y$ representa el grupo de simetría asociado con la hipercarga débil (Y), que tiene como consecuencia la conservación de la hipercarga.
- $SU(2)_L$ representa el grupo de simetría asociado con la interacción débil de quiralidad izquierda (L), que tiene como consecuencia la invariancia de isospin débil.
- $SU(3)_C$ representa el grupo de simetría asociado con la interacción fuerte, que tiene como consecuencia la conservación de color (C).

En el SM, las partículas se distinguen en base a las diferentes cargas que presentan bajo estos grupos, e incluso estas cargas gobiernan el comportamiento de las partículas cuando se impone la transformación de simetría asociada. Si una partícula permanece invariante frente a una transformación específica, se dice que es un singlete bajo el grupo correspondiente, ya que no posee la carga asociada. La construcción del lagrangiano consiste en construir términos que respeten todas las simetrías del sistema, asegurando que las ecuaciones de movimiento derivadas de este sean consistentes con dichas simetrías[10].

1.2. Desintegración β y Oscilación de neutrinos

El estudio del *decaimiento beta* ha sido fundamental para el desarrollo de la física de partículas y para el entendimiento de los neutrinos. En un decaimiento beta estándar, un neutrón se transforma en un protón con la emisión de un electrón y un antineutrino electrónico:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (1.3)$$

Este proceso, mediado por la interacción débil, conserva energía y momento al introducirse una partícula neutra adicional, el *neutrino*, cuya existencia fue inicialmente propuesta por Wolfgang Pauli en 1930.

Cuando se introdujo el neutrino al modelo estándar, se asumió como una partícula sin mas, hasta que, Bruno Pontecorvo (en 1957) propuso que los neutrinos podían oscilar

entre diferentes sabores y, por lo tanto, tener masa, lo que rompía con el planteamiento y conclusiones de Pauli [30].

Esta idea del neutrino masivo no tuvo mucho éxito hasta que surgió el *problema del neutrino solar*. Este problema surgió a partir de las observaciones realizadas en la década de 1960 por el experimento de Raymond Davis Jr. y John N. Bahcall, quienes midieron el flujo de neutrinos provenientes del Sol utilizando un detector subterráneo de cloro [19].

El modelo teórico de las reacciones nucleares que alimentan al Sol, conocido como el *modelo estándar solar*, predecía una mayor cantidad de neutrinos electrónico (ν_e) de la que fue detectada experimentalmente. En concreto, los experimentos detectaban solo aproximadamente un tercio del flujo esperado, lo que inicialmente generó incertidumbre sobre la precisión del modelo solar o la eficiencia de los detectores de neutrinos.

Fue entonces cuando toma relevancia la idea de Pontecorvo, la *oscilación de neutrinos*. Esta hipótesis sugiere que los neutrinos no son partículas estáticas en su identidad de sabor, sino que pueden cambiar entre los diferentes sabores mientras se propagan. En el caso del problema solar, una fracción significativa de los neutrinos electrónicos producidos en las reacciones nucleares del Sol habrían cambiado a neutrinos muónicos o tauónicos antes de llegar a la Tierra, lo que explicaría por qué los detectores, sensibles solo a ν_e , observaban un déficit de neutrinos.

En términos más formales, la oscilación ocurre porque los auto estados de sabor (ν_e, ν_μ, ν_τ) no coinciden con los autoestados estados de masa (ν_1, ν_2, ν_3). En otras palabras, un neutrino que se produce en un estado de sabor (ν_e) es una superposición cuántica de varios estados de masa (ν_1, ν_2, ν_3). Esta mezcla se describe mediante una matriz de mezcla conocida como matriz PMNS (Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata)[30].

Para que se produzcan oscilaciones, deben cumplirse dos condiciones importantes:

- **Los estados de masa (ν_1, ν_2, ν_3) deben ser distintos entre sí**, es decir, deben tener masas diferentes. La razón es que la diferencia de fase que causa la oscilación depende de la diferencia en masa entre los estados $\Delta m_{\nu_i, j}^2 = m_{\nu_i}^2 - m_{\nu_j}^2$. Si todas las masas fueran iguales (o cero), esta diferencia sería cero y no se produciría ninguna oscilación.
- **Los estados de sabor (ν_e, ν_μ, ν_τ) y los estados de masa (ν_1, ν_2, ν_3) deben estar mezclados**. Esto se describe mediante la matriz PMNS. La matriz de mezcla permite que los estados de sabor sean combinaciones lineales de los estados de masa, y viceversa. Esta mezcla es responsable de que un neutrino producido como, por ejemplo, un ν_e en un reactor nuclear, pueda ser detectado como un ν_μ en un detector lejano.

1.2.1. Matriz de mezcla leptónica

La matriz PMNS relaciona la base de sabor y la base de masa, de manera análoga a la matriz de mezcla CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) en el sector de quarks. Matemáticamente esta matriz de mezcla unitaria 3×3 , se entiende como la rotación que conecta ambas base, es decir:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U^{\text{PMNS}} \begin{pmatrix} \nu'_1 \\ \nu'_2 \\ \nu'_3 \end{pmatrix}$$

Para caracterizar la matriz PMNS debemos distinguir entre los casos de términos de masa de Dirac y de Majorana para los neutrinos. Como se verá mas adelante los neutrinos pueden adquirir masa a través de un mecanismo de Dirac o Majorana. Si hablamos de términos de masa de Dirac correspondientes a un modelo BSM, la matriz PMNS es parametrizada a través de tres ángulos de mezcla θ_{12}, θ_{13} y θ_{23} , incluyendo también una fase δ llamada fase de Dirac. Los términos de masa de Majorana por su parte no son invariantes bajo cambio de fase a diferencia de los términos de Dirac, así que se debe incluir dos fases adicionales llamadas fases de Majorana ϕ_1 y ϕ_2 [33].

Para parametrizar la matriz PMNS existen diversas formas, pero la más utilizada es la parametrización estándar definida como [4]:

$$U^{\text{PMNS}} = \text{diag}(e^{i\delta_e}, e^{i\delta_\mu}, e^{i\delta_\tau}) \cdot V \cdot \text{diag}(e^{-i\phi_1/2}, e^{-i\phi_2/2}, 1)$$

Esta matriz suele parametrizarse como el producto de tres rotaciones diferentes, donde $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ y $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$. Para el propósito de esta tesis, se considerará que las fases de Dirac y Majorana son despreciables, por tanto la matriz PMNS final será:

$$U_{\text{PMNS}} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}$$

1.2.2. Oscilación de sabor

Los neutrinos al propagarse por el espacio experimentan un cambio de sabor con una cierta probabilidad, pero, ¿de qué depende esa probabilidad?. En el vacío los estados propios de masa de los neutrinos son estados propios del hamiltoniano libre:

$$H_0|\nu_i\rangle = E_i|\nu_i\rangle,$$

con valores propios $E_i^2 = \mathbf{p}^2 + m_{\nu_i}^2$, entonces como el estado es un estado propio de este hamiltoniano, el operador de evolución temporal es simplemente e^{-iE_it} . Utilizando la matriz PMNS definida anteriormente, donde $|\nu_\alpha\rangle = U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle$ relaciona la base de sabor (α) con la base de masa (i), se puede encontrar la probabilidad de que un neutrino al propagarse en el vacío oscile entre sus sabores :

$$P_{\alpha\beta}(t) = |\langle \nu_\beta(t) | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 = \left| \sum_{i,j} U_{\alpha i} U_{\beta j}^* e^{-i(E_i - E_j)t} \langle \nu_j | \nu_i \rangle \right|^2. \quad (1.4)$$

Utilizando la aproximación relativista para los neutrinos, la energía se aproxima a:

$$E_i \approx E + \frac{m_{\nu_i}^2}{2E}.$$

Considerando que los neutrinos viajan cercano a la velocidad de la luz entonces se puede decir que $t = L$, siendo L la distancia recorrida. Finalmente la probabilidad de transición es:

$$P_{\alpha\beta}(L) = \sum_{i,j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{-i \frac{\Delta m_{\nu_i,j}^2}{2E} L}.$$

Siendo $\Delta m_{\nu_i,j}^2 = m_{\nu_i}^2 - m_{\nu_j}^2$ [12]. Esta fórmula será más fácil de entender si se considera la mezcla de dos neutrinos con un ángulo de mezcla θ , en este caso la matriz PMNS se reduce bastante:

$$U^{PMNS} = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

Consideremos un neutrino que se mueve por el espacio desde un tiempo inicial $t = 0$, con una posición inicial $L = 0$. Al analizar la probabilidad que ese neutrino sea detectado con el mismo sabor que fue emitido con la fórmula 1.4 se obtiene:

$$P_{\alpha\alpha}(x) = |\langle \nu_\alpha | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 = \left| \sum_i U_{\alpha i} U_{\alpha i}^* e^{-i(m_{\nu_i}^2/2E)x} \right|^2 \quad (1.6)$$

Reemplazando la ecuación 1.5 en 1.6 se obtiene que:

$$P_{\alpha\alpha}(x) = \left| \cos^2 \theta e^{-i(m_{\nu_1}^2/2E)x} + \sin^2 \theta e^{-i(m_{\nu_2}^2/2E)x} \right|^2. \quad (1.7)$$

Desarrollando un poco más esta ecuación 1.7, se puede simplificar aún más:

$$P_{\alpha\alpha}(x) = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{\nu_{1,2}}^2}{4E} x\right) \quad (1.8)$$

La ecuación ilustra que la existencia de masa en los neutrinos da lugar a la mezcla de sabores y, como consecuencia, a la **oscilación de sabor** en función de la distancia recorrida. Este fenómeno oscilatorio ocurre siempre que al menos uno de los estados propios de masa del neutrino sea distinto de cero y haya mezcla entre sabores, lo que se refleja en la presencia de términos no diagonales en la matriz de mezcla U^{PMNS} . Sin embargo, es importante destacar que las oscilaciones de neutrinos no permiten medir de forma directa las masas absolutas de los estados propios. Estas son sensibles únicamente a las diferencias cuadráticas de las masas, lo que constituye una limitación inherente a este tipo de observaciones. A consecuencia de esto se concluye también que la masa para los neutrinos no puede ser degenerada, ya que implicaría $\Delta m_{\nu_i,j}^2 = 0$, lo que se contradice con la oscilación de sabor de los neutrino[29, 20].

El tratamiento de las masas y la mezcla de sabores en los neutrinos contrasta significativamente con el caso de los quarks. En el caso de los quarks, las partículas se describen como estados propios de masa, confinados en hadrones cuyas masas están bien definidas. Por otro lado, los neutrinos se observan principalmente a través de procesos de desintegración débil, lo que permite caracterizarlos en términos de sus propiedades bajo esta interacción. No obstante, la mezcla de sabores que ocurre durante la propagación de los

neutrinos demuestra que existe una base de estados propios de masa (con valores diferentes para cada uno de los tres neutrinos) que es distinta de la base de estados propios de sabor [29].

1.3. Términos de masa y mecanismo de Higgs

El mecanismo de Higgs es el mecanismo por el cual las partículas típicamente adquieren masa. Este mecanismo se basa en la introducción de un campo escalar, conocido como el campo de Higgs, el cual rompe la simetría gauge del lagrangiano en un proceso llamado ruptura espontánea de la simetría electrodébil (EWSB), introduciendo así un término de masa en el lagrangiano.

El campo de Higgs Φ en el Modelo Estándar se representa como un doblete de $SU(2)$ de hipercarga débil $Y = 1$:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

donde ϕ^+ y ϕ^0 son las componentes del campo de Higgs. La componente neutra ϕ^0 al ser compleja se puede descomponer en dos componentes: real e imaginaria.

$$\phi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + h + i\chi) \quad (1.10)$$

aquí:

- v es el valor esperado o valor promedio del campo escalar del Higgs en el vacío (vev) $\approx 246[GeV]$.
- h es el bosón de Higgs.
- χ es el campo de Goldstone asociado.

Este valor del vev no nulo de la componente neutra del Higgs rompe la simetría gauge del lagrangiano. Ha esto se le conoce como rompimiento espontaneo de la simetría, en este caso la simetría que se rompe es la electrodébil.

$$SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y \xrightarrow{EWSB} SU(3)_c \times U(1)_{em}$$

En este proceso la componente neutra del Higgs adquiere vev: $\phi \rightarrow \langle \phi | \phi \rangle = v/\sqrt{2}$ Su consecuencia más importante radica en el acoplamiento de Yukawa.

$$Y \bar{\Psi} \tilde{\Phi} \Psi \xrightarrow{EWSB} Y \frac{(v+h)}{\sqrt{2}} \bar{\Psi} \Psi \equiv m \bar{\Psi} \Psi$$

Este término en el acoplamiento de dos campos se interpreta como un término de masa, ya que es cuadrático en los campos y no presenta derivadas. El término más simple que se puede construir para fermiones que se traslada en un espacio vacío (sin interacción) es el lagrangiano de Dirac, el cual presenta término cinético y de masa:

$$\mathcal{L}_{Dirac} = \bar{\Psi}(x)_\alpha (i\rlap{\not{\partial}} - m)_{\alpha\beta} \Psi(x)_\beta = \bar{\Psi}(x) (i\rlap{\not{\partial}} - m) \Psi(x) \quad (1.11)$$

Siendo $\rlap{\not{\partial}}$ la derivada parcial escrita en notación de Feynman definida como: $\rlap{\not{\partial}} \equiv \gamma^\mu \frac{\partial}{\partial x^\mu} = \gamma^\mu \partial_\mu$. El campo Ψ es el famoso campo de Dirac, un vector columna de cuatro componentes

que este describe a partículas de espín $\frac{1}{2}$ a través de un índice espinorial $\alpha = 1 \cdots 4$. El campo $\bar{\Psi}$ es el adjunto de Dirac :

$$\bar{\Psi}(x) \equiv \Psi^\dagger(x)\gamma^0$$

Las matrices γ^μ , mas conocidas como matrices de Dirac, son matrices 4×4 con un índice $\mu = 0 \cdots 3$, definidas por su relación de anti conmutación :

$$\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2g^{\mu\nu}$$

Producto de la densidad lagrangiana de Dirac se llama al término de masa como **masa de Dirac** definida por el acoplamiento de Yukawa de la siguiente forma:

$$m_D = \frac{Yv}{\sqrt{2}} \quad (1.12)$$

Como bien nos enseñó el experimento de madame Wu [35] la paridad no se conserva en procesos que involucran la interacción débil, y que los fermiones izquierdos son los que participan en la interacción débil, introduciendo el concepto de quiralidad en los fermiones, para así distinguir entre partículas izquierdas y derechas. Un campo fermiónico se descompone en sus componentes quirales como: $\Psi = \Psi_L + \Psi_R$ siendo Ψ_L y Ψ_R sus componentes quirales izquierda y derecha respectivamente, estas componentes son independientes y agregan dos grados de libertad a las ecuaciones. El término de Dirac en la densidad lagrangiana da cuenta de la masa de un fermión siempre que existan sus dos formas quirales. En resumen, la masa después la EWSB es:

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} \xrightarrow{EWSB} -\mathcal{L}_{\text{mass}} = m\bar{\Psi}\Psi = m(\bar{\Psi}_L\Psi_R + \bar{\Psi}_R\Psi_L) \quad (1.13)$$

Las componentes quirales se definen como:

$$\Psi_L = P_L\Psi = \frac{1 - \gamma^5}{2}\Psi, \quad \Psi_R = P_R\Psi = \frac{1 + \gamma^5}{2}\Psi$$

Del término de masa en la densidad lagrangiana se desprende que cualquier partícula fermiónica con masa de Dirac debe poseer necesariamente estados quirales derecho e izquierdo. Sin embargo, en la naturaleza, los neutrinos observados son exclusivamente de quiralidad izquierda [35]. Un término de masa de Dirac para los neutrinos solo sería viable si se introdujera un neutrino de quiralidad derecha, el cual tendría que ser un campo que no interactúe con ninguna de las fuerzas fundamentales de la naturaleza, es decir, un singlete bajo todos los grupos de gauge del SM.

Este hipotético neutrino derecho, que no interactuaría con ninguna partícula conocida, parecería existir únicamente para otorgar masa a los neutrinos mediante un acoplamiento de Yukawa. No obstante, esta propuesta enfrenta serios desafíos. En primer lugar, la existencia de un neutrino derecho resulta prácticamente imposible de observar debido a su naturaleza no interactuante. En segundo lugar, para que el término de masa de Dirac sea consistente con las masas extremadamente pequeñas de los neutrinos, del orden de los 10^{-14} [GeV], el acoplamiento de Yukawa asociado tendría que ser excepcionalmente pequeño. Esto plantea el problema de la naturalidad, ya que un valor tan diminuto para el acoplamiento de Yukawa no se explica naturalmente dentro del marco del Modelo Estándar, sino que parece ser un ajuste arbitrario de la teoría para reproducir las masas de los neutrinos. Este ajuste fino contradice los principios fundamentales de naturalidad

y sugiere la necesidad de explorar mecanismos alternativos para explicar el origen de la masa de los neutrinos.

Dado estos argumentos se concluye que los neutrinos no tienen el típico término de Yukawa que da masa a las partículas a través del mecanismo de Higgs, entonces ¿cómo adquieren masa los neutrinos?.

1.4. Términos de masa de Majorana

Una alternativa para proporcionar masa a los neutrinos es mediante un término de masa de Majorana. Ettore Majorana planteó la posibilidad de que un neutrino pudiera adquirir masa sin necesidad de incluir su componente de quiralidad derecha. Para ello, propuso una formulación en la que las ecuaciones de movimiento del neutrino se describen exclusivamente utilizando un campo de quiralidad izquierda. Aunque a primera vista esto parece inviable, ya que el término de masa de Dirac requiere explícitamente un campo diestro, Majorana logró desarrollar un enfoque que lo hace posible.

Partiendo del lagrangiano de Dirac (1.11), se aplican las ecuaciones de movimiento a través de la fórmula de Euler-Lagrange (1.2). Al descomponer los campos en sus componentes quirales, ψ_R y ψ_L , se obtiene una relación que fundamenta la construcción del término de masa de Majorana.

$$\begin{aligned} i\gamma^\mu \partial_\mu \psi_L &= m\psi_R \\ i\gamma^\mu \partial_\mu \psi_R &= m\psi_L \end{aligned} \quad (1.14)$$

Esta ecuación no describe nada nuevo, ya que es la forma tradicional de describir dos espinores de dos componentes independientes, los cuales son autovalores de helicidad que representan dos estados con helicidades definidas y opuestas. Sin embargo, dado que el campo del neutrino diestro no puede ser descrito utilizando este formalismo, Ettore Majorana se planteó si sería posible describir un neutrino masivo empleando únicamente un campo de quiralidad izquierda. Lo realmente nuevo es que, Majorana partiendo de la segunda ecuación (1.14) a través de la manipulación de estas ecuaciones y utilizando propiedades específicas de las matrices gamma, logró llegar a la siguiente relación:

$$i\gamma^\mu \partial_\mu C\bar{\psi}_R^T = mC\bar{\psi}_L^T \quad (1.15)$$

Esta ecuación tiene la misma estructura que la primera ecuación (1.14) pero redefiniendo la parte derecha:

$$\psi_R = C\bar{\psi}_L^T \quad (1.16)$$

Que efectivamente opera como un campo derecho. Esto rompe el esquema tradicional y toma una perspectiva completamente distinta, ya que no trata a las componentes quirales de manera independiente, sino que logra relacionarlas. El campo de Majorana estará definido como:

$$\psi = \psi_L + \psi_R = \psi_L + C\bar{\psi}_L^T$$

El cual define un campo conjugado de carga $\psi^C = C\bar{\psi}_L^T = \psi_R$. Esta redefinición de la parte derecha de un campo y expresando ambas quiralidades como un campo de Majorana tiene la peculiar propiedad que su conjugado de carga es el mismo campo:

$$\psi^C = (\psi_L + \psi_L^C)^C = \psi_L^C + \psi_L = \psi$$

Se concluye que una partícula de Majorana es su propia antipartícula, ya que la conjugación de carga dejó al campo invariante. Esto implica que cualquier partícula con esta propiedad debe ser eléctricamente neutra. En el caso de los fermiones, el único candidato que cumple ambas condiciones es el neutrino. Un término de Majorana en el lagrangiano sería del estilo:

$$\mathcal{L}_L^M = -\frac{1}{2}m_L\bar{\nu}_L^c\nu_L \quad (1.17)$$

Un término del tipo $\bar{\nu}_L^c\nu_L$ posee números cuánticos de isospin e hipercarga $T_3 = 1$ y $Y = -2$. Esto muestra claramente que dicho término no puede añadirse directamente al lagrangiano sin un mecanismo adicional de ruptura de simetría ya que por sí solo no es invariante de gauge. Si se considera que este término adquiere masa mediante un mecanismo de Higgs, el campo de Higgs involucrado debería tener $T_3 = -1$ y $Y = 2$, lo cual corresponde a un triplete de Higgs. Sin embargo, el Modelo Estándar no incluye un triplete de Higgs, y hasta ahora no existen evidencias experimentales que sugieran su existencia. Este término además presenta el mismo problema de naturalidad de los Yukawas, forzando a la teoría a incluir valores muy pequeños para estos. Este mecanismo por sí solo no es viable, por ende hay que ir más allá del modelo estándar para describir la masa del neutrino[20].

Capítulo 2

Generación de masa de neutrinos

2.1. Operador de Weinberg

Otra manera de otorgar masa a los neutrinos mediante el mecanismo de Higgs es a través del operador de Weinberg. Considerando el modelo estandar como una teoría efectiva de baja energía, es posible identificar al menos un operador de dimensión superior que sea invariante bajo el grupo de gauge del Modelo Estándar, pero que viole ciertas simetrías accidentales. En este contexto, el número leptónico se trata como una simetría global accidental en el Modelo Estándar. Bajo esta premisa, el único operador de menor dimensión ($d = 5$) que viola el número leptónico mientras conserva las demás simetrías fundamentales es el operador de Weinberg. Este operador combina dos dobletes de Higgs como un triplete de isospín (por ende de $SU(2)$) de la forma: $\vec{\Phi}_T \rightarrow \Phi^\dagger \vec{\sigma} \tilde{\Phi}$, el cual se agrega al lagrangiano al igual que cualquier triplete representado en $SU(2)$.

$$-\mathcal{L}_W = \frac{c_{\alpha\beta}}{2\Lambda} \left(\bar{L}_\alpha \vec{\sigma} \tilde{L}_\beta^C \right) \cdot \left(\Phi^\dagger \vec{\sigma} \tilde{\Phi} \right) + h.c. \quad (2.1)$$

Otra forma del operador de Weinberg captura la misma idea, pero combina un campo leptónico y un Higgs para formar un triplete de $SU(2)$ de la forma:

$$\mathcal{L}_W = \frac{c_{\alpha\beta}}{\Lambda} \left(\bar{L}_\alpha \vec{\sigma} \tilde{\Phi} \right) \cdot \left(\Phi^\dagger \vec{\sigma} \tilde{L}_\beta^C \right) + h.c. \quad (2.2)$$

Ambas expresiones (2.1,2.2) se simplifica si se utiliza la identidad de Fierz en una única expresión:

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_W &= \frac{c_{\alpha\beta}}{\Lambda} \left(\bar{L}_\alpha \tilde{\Phi} \right) \left(\Phi^\dagger \tilde{L}_\beta^C \right) + h.c. \\ -\mathcal{L}_W &= \frac{c_{\alpha\beta}}{\Lambda} \bar{L}_\alpha \begin{pmatrix} \phi^{0*} \phi^- & \phi^{0*} \phi^{0*} \\ -\phi^- \phi^- & -\phi^- \phi^{0*} \end{pmatrix} \tilde{L}_\beta^C + h.c. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Definiendo los vectores $\tilde{\Phi} = i\sigma_2 \Phi^*$, $\bar{L} = (\nu \quad -e^+)$, $\tilde{L} = (e^+ \quad -\nu)^T$ y C el conjugado de carga [25]. El segundo término de la identidad de Fierz se elimina, ya que es proporcional a $\Phi^\dagger \tilde{\Phi} = 0$. Antes de la EWSB, este operador representa un término de interacción entre los leptones L y el doblete de Higgs Φ . Este término en el lagrangiano adquiere la forma de un término de Majorana, ya que involucra un leptón izquierdo conjugado de carga en lugar de un leptón de quiralidad derecha. En este marco, Λ denota la escala de la nueva física donde se viola el número leptónico, mientras que $c_{\alpha\beta}$ es un coeficiente que depende del modelo.

El operador de Weinberg se define como un operador de dimensión $d = 5$ en unidades de energía, lo que implica que no es renormalizable dentro del contexto del Modelo Estándar. Para resolver esta limitación, se introduce un factor de escala Λ con $d = 1$, permitiendo que el término sea tratado de manera efectiva en el lagrangiano. Cuando la simetría electro-débil se rompe mediante el mecanismo de Higgs, este operador genera una matriz de masa de Majorana para los neutrinos. En este proceso, el término de interacción pasa a convertirse en un término de masa, con una dependencia de la forma:

$$m_{\alpha\beta} \sim v \frac{c_{\alpha\beta}}{\Lambda},$$

Este término plantea un escenario interesante, ya que evita el problema de naturalidad de los yukawas, y plantea nuevas soluciones al problema de la masa de los neutrinos. $c_{\alpha\beta}$ al ser un parámetro del modelo podría ser mucho menor que uno y incrementar la escala de energía de Λ [12]. La supresión de $c_{\alpha\beta}$ puede explicarse a través de tres mecanismos principales:

1. **Generación radiativa de masas:** Las masas de los neutrinos podrían originarse a través de procesos radiativos, donde c estaría suprimido como $c_{\alpha\beta} \sim (16\pi)^{-n}$, siendo n el número de bucles en la teoría.
2. **Operadores de dimensión superior:** El operador de Weinberg podría extenderse a dimensiones más altas, adoptando una forma como $O_W \sim (\Phi^\dagger \Phi)^{\frac{d-5}{2}}$, lo que introduce términos adicionales que suprimen $c_{\alpha\beta}$.
3. **Pequeños acoplamientos o simetrías:** El valor reducido de $c_{\alpha\beta}$ podría deberse a acoplamientos pequeños intrínsecos del modelo o a la conservación de alguna simetría específica.

2.2. Mecanismo seesaw

El mecanismo seesaw es una hipótesis teórica desarrollada en un intento de explicar las masas extremadamente pequeñas de los neutrinos. Este mecanismo representa la extensión mínima del operador de Weinberg a nivel árbol y se fundamenta en la incorporación de términos de masa adicionales que involucran neutrinos de quiralidad derecha. Estos neutrinos, al ser singletes bajo el Modelo Estándar, pueden adquirir una masa de Majorana muy elevada sin violar las simetrías de gauge observadas.

La esencia del mecanismo radica en la distinción entre los neutrinos izquierdos y derechos: mientras que los neutrinos izquierdos forman parte de dobletes bajo el grupo de simetría $SU(2)_L$, los neutrinos derechos son singletes y, por tanto, no participan en la interacción débil. Esta propiedad permite asignarles masas significativamente altas sin entrar en conflicto con los resultados experimentales, resolviendo así de manera natural el problema de la pequeñez de las masas de los neutrinos. De ahí su nombre “seesaw”, ya que la masa física de los neutrinos queda inversamente proporcional a la masa no física de los neutrinos pesados, entonces mientras una crece la otra decrece.

2.2.1. Mecanismo seesaw Tipo I

Este mecanismo de seesaw tipo I utiliza la apertura del operador de Weinberg (2.3) para introducir un neutrino derecho (N_R). Como se ilustra en el diagrama de Feynman (2.1), el proceso involucra interacciones entre los neutrinos izquierdos (L), los neutrinos derechos (N_R) y el Higgs (Φ).

$$\mathcal{L}_W = Y_{\alpha\beta} \bar{L}_\alpha \tilde{\Phi} N_{R\beta} + Y_{\alpha\beta} \Phi^\dagger \tilde{L}_\alpha^C N_{R\beta}^C + h.c. \quad (2.4)$$

Para conservar la invariancia de gauge del modelo, el campo N_R debe ser de hipercarga $Y = 0$. La suma de isospín de este nuevo campo dicta que el campo es singlete de $SU(2)$. Esto es crucial para garantizar que el acoplamiento de Yukawa respete las simetrías del Modelo Estándar.

$$QN_R = (T_3 + Y/2)N_R = 0 \quad (2.5)$$

Después de la ruptura espontánea de la simetría:

$$\mathcal{L}_{mass} \sim m_D N_R \nu_L + m_D \bar{\nu}_L^c N_R^c + M_R N_R N_R^c \quad (2.6)$$

Donde el término m_D es el término de acoplamiento que proviene del mecanismo de Higgs. Los primeros dos términos son términos de Majorana y el tercero corresponde a la masa del neutrino derecho de la teoría. Reescribiendo los términos del lagrangiano para formar la matriz de masa queda:

$$\mathcal{L}_{mass} \sim \begin{pmatrix} \bar{\nu}_L^c & N_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & M_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L \\ N_R^c \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

Donde la matriz de masa la denotamos por:

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & M_R \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

Esta matriz de masa no es una matriz diagonal, esto significa que los campos no son estados propios de masa, por ende, las masas que aparecen en el lagrangiano no corresponden a masas físicas directamente, primero hay que diagonalizar la matriz de masa, una vez hecho esto, los auto valores de la matriz serán las masas físicas del modelo.

$$\begin{aligned} m_1 &= \frac{1}{2} \sqrt{4m_D^2 + M_R^2} - \frac{1}{2} M_R \\ m_2 &= \frac{1}{2} \sqrt{4m_D^2 + M_R^2} + \frac{1}{2} M_R \end{aligned} \quad (2.9)$$

La masa del neutrino es la más ligera, en este caso m_1 . Ya que $m_D \ll M_R$ podemos aproximar las masas físicas de tal forma que:

$$\begin{aligned} m_1 &\approx \frac{m_D^2}{M_R} \\ m_2 &= M_R \left(1 + \frac{m_D^2}{M_R^2} \right) \approx M_R \end{aligned} \quad (2.10)$$

La masa explícita del neutrino es:

$$m_\nu = \frac{Y^2 v^2}{2M_R} \leq 10^{-14} [\text{GeV}] \quad (2.11)$$

En esta expresión se aprecia claramente el mecanismo de seesaw, donde la masa ligera del neutrino (m_ν) está inversamente relacionada con la masa del neutrino derecho (M_R), el cual solo aparece para dar masa a los neutrinos. El gran fuerte de este modelo es que logra explicar la masa de los neutrinos otorgando una escala de energía alta a la masa del neutrino derecho, otorgando una mayor naturalidad al modelo.

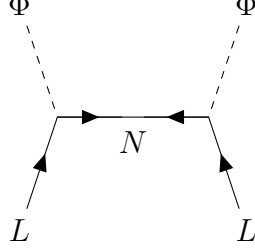


Figura 2.1: Diagrama de Feynman del mecanismo seesaw tipo I. En este modelo, se introducen neutrinos derechos (N) que son singletes de $SU(2)_L$. Estos neutrinos pesados interactúan con los neutrinos izquierdos (L) y el Higgs (Φ) a través de un acoplamiento de Yukawa Y , generando masas efectivas para los neutrinos ligeros después de la ruptura espontánea de simetría electrodébil.

2.2.2. Mecanismo seesaw Tipo II

El mecanismo seesaw tipo II ofrece una solución alternativa para explicar las pequeñas masas de los neutrinos al proponer que estas se originan a partir de la interacción con un nuevo campo escalar. A diferencia de los otros seesaw que incorporan fermiones, este extiende el sector escalar del SM mediante la incorporación de un triplete de $SU(2)_L$ de hipercarga $Y = 2$. Este triplete escalar, denotado como Δ , permite generar masas de neutrinos mediante interacciones de Majorana, como se ilustra en el diagrama de Feynman (2.2). Este campo se incorpora al modelo estándar mediante la apertura del operador de Weinberg (2.1):

$$-\mathcal{L}_W = Y_{\alpha\beta} \bar{L}_\alpha (\vec{\sigma} \cdot \vec{\Delta}) \tilde{L}_\beta^C + \frac{\mu}{\sqrt{2}} \tilde{\Phi}^\dagger (\vec{\sigma} \cdot \vec{\Delta})^\dagger \Phi + h.c.$$

La interacción de Δ con los leptones y el Higgs genera términos que violan el número leptónico y son responsables de las masas de los neutrinos a través de la ruptura espontánea de simetría. Su ecuación de Gell-MannNishijima es:

$$Q\vec{\Delta} = (T_3 + Y/2)\vec{\Delta} = \begin{pmatrix} 2 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \xi_1 \\ \xi_2 \\ \xi_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2 \cdot \xi^{++} \\ 1 \cdot \xi^+ \\ 0 \cdot \xi^0 \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

Mostrando que este nuevo escalar tiene dos componentes cargadas y una neutra a diferencia del Higgs que solo tiene una cargada y una neutra. Este campo tiene una representación en $SU(2)_L$ de la forma:

$$\vec{\sigma} \cdot \vec{\Delta} = \begin{pmatrix} \xi^+ & \sqrt{2}\xi^{++} \\ \sqrt{2}\xi^0 & -\xi^+ \end{pmatrix}$$

La generación de masa de los neutrinos ocurre cuando la componente neutra del triplete ξ^0 adquiere vev ($\langle \xi^0 \rangle = u \neq 0$), rompiendo espontáneamente la simetría asociada al número leptónico. Este vev introduce un término de masa de Majorana para los neutrinos, que

no depende de acoplamientos de Yukawa extremadamente pequeños, sino de la escala de energía asociada al triplete escalar. Para comprender mejor esto está el potencial escalar:

$$\begin{aligned}
V = & m^2 \Phi^\dagger \Phi + M^2 \Delta^\dagger \Delta \\
& + \frac{1}{2} \lambda_1 (\Phi^\dagger \Phi)^2 + \frac{1}{2} \lambda_2 (\Delta^\dagger \Delta)^2 + \lambda_3 (\Phi^\dagger \Phi) (\Delta^\dagger \Delta) \\
& + \mu (\bar{\xi}^0 \phi^0 \phi^0 + \sqrt{2} \xi^- \phi^+ \phi^0 + \xi^{--} \phi^+ \phi^+) + h.c.
\end{aligned}$$

Minimizando el potencial y obteniendo las relaciones entre las constantes, se puede obtener un término de masa para los neutrinos sabiendo que $\mu \neq 0$ viola explícitamente el número leptónico.

$$u \simeq -\frac{\mu v^2}{M_\Delta^2}$$

De esta relación del vev de la componente neutra del triplete se obtiene un término de masa para los neutrinos, que es inversamente proporcional a la masa del escalar.

$$m_\nu = -Y u \simeq Y \frac{\mu v^2}{M_\Delta^2}$$

Esta relación se cumple precisamente para valores de M_Δ muy grandes, y funciona perfectamente como un mecanismo de seesaw explicando la pequeñez de las masas de los neutrinos. Además que el vev de la componente escalar debe ser mucho menor que el vev del Higgs para no arruinar las observaciones experimentales [27, 12, 10].

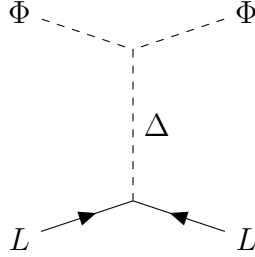


Figura 2.2: Diagrama de Feynman del mecanismo seesaw tipo II. En este modelo, las masas de los neutrinos se generan a través de un triplete escalar (Δ) introducido como una extensión del Modelo Estándar. Este triplete adquiere vev, ($\langle \xi^0 \rangle = u \neq 0$), que genera términos de masa para los neutrinos izquierdos. El acoplamiento μ entre el Higgs (Φ) y el triplete escalar Δ permite la ruptura espontánea de simetría electrodébil, mientras que las masas de los neutrinos son proporcionales al vev de Δ .

2.2.3. Mecanismo seesaw Tipo III

Este al igual que el seesaw tipo I, utiliza la apertura del operador de Weinberg (2.3) para introducir un triplete fermiónico cargado $\vec{\Sigma}$:

$$\mathcal{L}_W = Y_{\alpha\beta} \bar{L}_\alpha (\vec{\sigma} \cdot \vec{\Sigma})^C \tilde{\Phi} + Y_{\alpha\beta} \Phi^\dagger (\vec{\sigma} \cdot \vec{\Sigma}) \tilde{L}_\alpha^C + h.c. \quad (2.13)$$

Para conservar la invariancia de gauge del modelo, el campo $\vec{\Sigma}$ debe ser de hipercarga $Y = 0$. La suma de isospín de este nuevo campo dicta que el campo es triplete de $SU(2)$. Su ecuación de Gell-Mann-Nishijima es:

$$Q\vec{\Sigma} = (T_3 + Y/2)\vec{\Sigma} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Sigma_1 \\ \Sigma_2 \\ \Sigma_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \cdot \Sigma^+ \\ 0 \cdot \Sigma^0 \\ -1 \cdot \Sigma^- \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

Se observa que este campo tiene dos componentes cargadas y una neutra, lo cual va a distinguir su fenomenología del seesaw tipo I. Este campo tiene una representación en $SU(2)$ de la forma:

$$\vec{\sigma} \cdot \vec{\Sigma} = \begin{pmatrix} \Sigma^0 & \sqrt{2}\Sigma^+ \\ \sqrt{2}\Sigma^- & -\Sigma^0 \end{pmatrix}$$

Al igual que el seesaw tipo I, si se rompe la simetría el término de masa en el lagrangiano es:

$$\mathcal{L}_m = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \bar{\nu} & \Sigma^0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & M_\Sigma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu^C \\ \Sigma^{0C} \end{pmatrix} + h.c.$$

Con una matriz de masa no diagonal. Para el caso $m_D \ll M_\Sigma$, se puede obtener una buena aproximación para las masas físicas de las partículas.

$$\begin{aligned} m_1 &\approx \frac{m_D^2}{M_\Sigma} \\ m_2 &= M_\Sigma \left(1 + \frac{m_D^2}{M_\Sigma^2} \right) \approx M_\Sigma \end{aligned} \tag{2.15}$$

La masa explícita del neutrino es:

$$m_\nu = \frac{Y^2 v^2}{2M_\Sigma} \leq 10^{-14} [GeV] \tag{2.16}$$

Al igual que el seesaw tipo I se observa la relación inversa entre m_ν y M_Σ , relación característica de este modelo. La principal fortaleza de este modelo radica en su capacidad para explicar la generación de masa de los neutrinos, estableciendo una escala de energía elevada para la masa del neutrino derecho, lo que mejora la naturalidad del modelo y no fuerza acoplamientos tipo Yukawa demasiado pequeños.

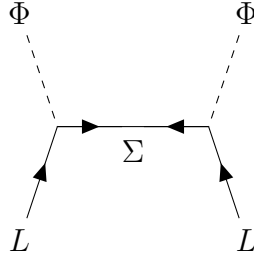


Figura 2.3: Diagrama de Feynman del mecanismo seesaw tipo III. En este modelo, las masas de los neutrinos se generan a nivel de árbol mediante la introducción de un triplete fermiónico Σ bajo $SU(2)_L$. Los neutrinos izquierdos (L) interactúan con el Higgs (Φ) y con Σ , que media el proceso.

2.3. Modelos radiativos en neutrinos

Los neutrinos destacan dentro del Modelo Estándar debido a la naturaleza única de su mecanismo de generación de masa. A diferencia de partículas como electrones o quarks, que adquieren sus masas mediante el acoplamiento directo al campo de Higgs, los neutrinos presentan masas significativamente más pequeñas, lo que sugiere la existencia de un mecanismo diferente y posiblemente más sofisticado para explicar este fenómeno. Una propuesta prometedora es que las masas de los neutrinos se originen en **modelos radiativos**, que constituyen extensiones naturales del Modelo Estándar. En lugar de introducir términos directos de masa en el lagrangiano, estos modelos generan las masas de los neutrinos mediante interacciones radiativas, aprovechando correcciones de loop en diagramas de Feynman. Estas correcciones, típicamente de un loop o más, producen términos efectivos que no están presentes a nivel árbol. La estructura de estos términos radiativos suprime de manera natural la escala de las masas de los neutrinos. Además de proporcionar una solución a la generación de masa de los neutrinos, los modelos radiativos son particularmente atractivos desde un punto de vista fenomenológico. Al introducir nuevos campos escalares o fermiónicos en los loops, estos modelos no solo enriquecen el contenido de partículas del Modelo Estándar, sino que también incluyen posibles candidatos a materia oscura. Un aspecto especialmente interesante de estos modelos es su capacidad para resolver el problema de los acoplamientos de Yukawa extremadamente pequeños. Las interacciones radiativas proporcionan una forma más natural de generar estos términos, eliminando la necesidad de valores arbitrariamente pequeños.

2.3.1. Modelo Escotogénico

El Modelo Escotogénico (ScM), propuesto por Ernest Ma [26], es una de las soluciones más sencillas para abordar las masas de neutrinos y la materia oscura a nivel radiativo. “Escotogénico” proviene del griego y significa “producido por la oscuridad”, reflejando la idea de que la materia oscura podría ser responsable de una masa de neutrinos generada radiativamente. Este mecanismo, como se ilustra en el diagrama de Feynman (2.4), genera masas de neutrinos mediante interacciones mediadas por los nuevos campos propuestos.

Este modelo se basa en introducir dos nuevos campos al modelo estándar: tres singletes fermiónicos derechos N_i y un nuevo doblete escalar hipotético llamado doblete escalar oscuro o doblete de Higgs inerte (η). Junto con estos campos, emerge una simetría de paridad llamada Z_2 , la cual es una simetría discreta y exacta, lo que implica que no puede romperse espontáneamente. Z_2 describe a las partículas del modelo estándar como pares, mientras que las nuevas partículas son impares bajo la misma. El modelo es elegante y versátil, ya que requiere una adición mínima al contenido de partículas del modelo estándar, mientras que permite a estas dos nuevas partículas ser candidatas a materia oscura.

El contenido de partículas de ScM, a nivel electrodébil, se verá representado por las simetrías del modelo estándar más la nueva simetría de paridad:

$$SU(2)_L \times U(1)_Y \times Z_2$$

El contenido de partículas y sus cargas respecto a las simetrías son:

$$\begin{aligned}
L = \begin{pmatrix} \nu \\ l \end{pmatrix} &\sim (2, -1/2, +), & l^c &\sim (1, 1, +), & \Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} &\sim (2, 1/2, +) \\
N_i &\sim (1, 0, -), & \eta = \begin{pmatrix} \eta^+ \\ \eta^0 \end{pmatrix} &\sim (2, 1/2, -)
\end{aligned} \tag{2.17}$$

Aquí se deja entrever que el nombre de Higgs inerte al campo η es debido a que es un campo muy similar al Higgs, pero con distinta paridad bajo Z_2 , la cual no permite a este nuevo campo adquirir vev. Estos campos se acoplan mediante los términos en el lagrangiano de la forma:

$$\mathcal{L}_{\text{Yuk}} = Y_{i,j} \Phi^\dagger L_i l_j^c + Y'_{i,j} N_i \tilde{\eta}^\dagger L_j + \text{h.c.}$$

Con un término de masa de Majorana:

$$\mathcal{L}_{\text{Maj}} = -\frac{1}{2} N_i M_{i,j} N_j + \text{h.c.}$$

La generación de masas para los neutrinos ocurre a nivel de bucle, como se muestra en el diagrama de Feynman (2.4), y requiere la contribución de las nuevas partículas propuestas. Los términos de interacción que se forman en base a las simetrías gauge del modelo son:

$$\begin{aligned}
V_{\text{scalar}} &= m_1^2 \Phi^\dagger \Phi + m_\eta^2 \eta^\dagger \eta + \frac{1}{2} \lambda_1 (\Phi^\dagger \Phi)^2 + \frac{1}{2} \lambda_2 (\eta^\dagger \eta)^2 + \\
&\lambda_3 (\Phi^\dagger \Phi) (\eta^\dagger \eta) + \lambda_4 (\Phi^\dagger \eta) (\eta^\dagger \Phi) + \frac{1}{2} \lambda_5 \left[(\Phi^\dagger \eta)^2 + \text{h.c.} \right]
\end{aligned} \tag{2.18}$$

Considerando la parte neutra del doblete η como compleja, donde $\eta^0 = \frac{\xi + i\zeta}{\sqrt{2}}$, se puede obtener la masa para cada componente después de la EWSB.

$$\begin{aligned}
m_R^2 &= m_\eta^2 + (\lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5) v^2, \\
m_I^2 &= m_\eta^2 + (\lambda_3 + \lambda_4 - \lambda_5) v^2.
\end{aligned} \tag{2.19}$$

De estas ecuaciones se puede obtener una relación para las masas de la parte real e imaginaria de la componente neutra $m_R^2 - m_I^2 = 2\lambda_5 v^2$. Aunque Z_2 prohíbe la contribución de η a nivel árbol, existen contribuciones a la masa del neutrino a un loop mediante la masa de la componente neutra y los vértices de la interacción. El lagrangiano de yukawa que involucra al neutrino y a este nuevo escalar es de la forma:

$$\mathcal{L}_{\text{Yuk}} = \frac{Y_{i,j} N_i}{\sqrt{2}} \nu_j (\xi + i\zeta)$$

Para realizar el cálculo de la contribución a la masa del neutrino a un loop se debe renormalizar la teoría para extrapolar el comportamiento de baja energía de los nuevos parámetros introducidos. Esta renormalización se realiza en el apéndice A, solo cambia el factor de acoplamiento entre los campos involucrados. El diagrama de Feynman (2.4) ilustra cómo estas partículas interactúan en el loop para generar la matriz de masa del neutrino.

$$\mathcal{M}_{i,j}^\nu = \frac{1}{32\pi^2} \sum_{k=1}^3 Y_{i,k} Y_{j,k} M_{N_k} \left[\frac{m_R^2}{m_R^2 - M_{N_k}^2} \log \left(\frac{m_R^2}{M_{N_k}^2} \right) - \frac{m_I^2}{m_I^2 - M_{N_k}^2} \log \left(\frac{m_I^2}{M_{N_k}^2} \right) \right] \tag{2.20}$$

Si se considera el acoplamiento $\lambda_5 \ll 1$, la matriz de masa se puede reescribir simplificando las expresiones de las masas ya que $m_R^2 \approx m_I^2 \equiv m_0^2$.

$$\mathcal{M}_{i,j}^\nu \approx \frac{\lambda_5 v^2}{16\pi^2} \sum_{k=1}^3 \frac{Y_{i,k} Y_{j,k}}{M_{N_k}} \left[\frac{M_{N_k}^2}{m_0^2 - M_{N_k}^2} + \frac{M_{N_k}^4}{(m_0^2 - M_{N_k}^2)^2} \log \left(\frac{M_{N_k}^2}{m_0^2} \right) \right] \quad (2.21)$$

En esta expresión se ve claramente que, a diferencia del mecanismo de seesaw, esta matriz de masa se ve suprimida por los factores del loop y el acoplamiento λ_5 . Son precisamente estos términos que vienen de correcciones radiativas a la teoría, los que le dan mayor naturalidad al modelo y permite ajustar las constantes que reproducen la masa de los neutrinos.

La Partícula candidata a materia oscura será la partícula sin carga más ligera del modelo. El ScM presenta dos partículas candidatas a materia oscura: el singlete fermiónico más ligero N y la componente neutra más ligera del escalar η , pasa que de esta componente neutra puede ser η_R o η_I dependiendo si el acoplamiento λ_5 es positivo o negativo [32].

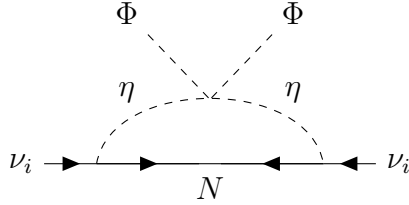


Figura 2.4: Diagrama de Feynman que muestra la generación de masas de neutrinos en el modelo escotogénico. El proceso ocurre a través de un loop donde los neutrinos izquierdos (ν_i) interactúan con el escalar inerte (η) y los fermiones derechos (N), a través de un acoplamiento tipo yukawa Y . La ruptura espontánea de la simetría electrodébil permite la aparición de términos de masa efectivos.

Capítulo 3

Dark matter

El universo se concibe hasta ahora construido principalmente por tres tipos de elementos: materia bariónica, materia oscura y energía oscura. Según observaciones de la radiación del fondo cósmico de microondas (CMB) y los datos obtenidos de experimentos como Planck [16], se estima que aproximadamente el 68% de la energía del universo corresponde a energía oscura, el 27% a materia oscura y solo un 5% a materia bariónica [9, 21]. Estas mediciones indican que la mayor parte del contenido del universo es de naturaleza no luminosa y, por ende, invisible a los métodos de detección directa basados en la radiación electromagnética.

La comprensión de la composición del universo es fundamental para explicar su evolución, desde la nucleosíntesis primordial hasta la formación de estructuras como galaxias y cúmulos de galaxias. Este capítulo está dedicado a explorar la naturaleza de la materia oscura, sus métodos de detección, y su densidad de reliquia actual, con énfasis en los cálculos relacionados con las partículas masivas que interactúan débilmente (WIMPs).

3.1. Materia en el universo

La materia bariónica está formada por bariones (protones, neutrones) y electrones, que constituyen los átomos de la materia como la conocemos. Aunque representa solo una fracción del contenido total del universo, la materia bariónica juega un papel crucial en la formación de estructuras y la emisión de radiación electromagnética.

Por otro lado, la materia oscura es una forma de materia no luminosa, con un alto porcentaje de concentración en el universo, y cuya existencia se infiere principalmente a partir de sus efectos gravitatorios sobre la materia visible y la radiación. Entre las evidencias más relevantes que apuntan a la existencia de materia oscura se encuentran:

- Las curvas de rotación de las galaxias, que muestran que la velocidad orbital de las estrellas no disminuye conforme se alejan del centro galáctico, sino que se mantiene constante a grandes distancias, contradiciendo la tercera ley de Kepler [9].
- La dinámica de cúmulos de galaxias, medida por Fritz Zwicky, donde se concluyó que la masa total estimada a partir de la velocidad de una galaxia, era muy superior a la masa observada considerando solo las estrellas que la conforman [21].
- Las anisotropías en la radiación de fondo de microondas (CMB), que proporcionan información sobre la distribución de materia y energía en el universo temprano [9].

Unos de los candidatos más populares para la materia oscura son las WIMPs. Estas partículas hipotéticas surgen naturalmente en muchas extensiones del modelo estándar, como teorías supersimétricas, donde se postula la existencia de una partícula estable y neutra, como el neutralino [21].

Las WIMPs interactúan gravitacionalmente y a través de la fuerza nuclear débil, pero no mediante la fuerza electromagnética. Esto las convierte en candidatas ideales para explicar la naturaleza no luminosa de la materia oscura, pero a la vez hace que sean muy difíciles de detectar.

La materia oscura está, sin duda, en el corazón de la cosmología moderna. Impregna el Universo, pero aún no ha sido detectada. Su identificación se ha convertido en una de las principales prioridades tanto en cosmología como en física de partículas. Esto se debe a su posible conexión con extensiones propuestas del Modelo Estándar, las cuales están siendo activamente investigadas.

3.1.1. Detección de materia oscura y densidad de energía

La búsqueda de materia oscura se basa en dos enfoques principales: detección directa e indirecta. La detección directa (DD) implica la observación de interacciones elásticas entre partículas de materia oscura y núcleos atómicos, la cual busca observar el retroceso de un núcleo que ha sido golpeado por una partícula de DM, en detectores terrestres extremadamente sensibles como los experimentos LUX-ZEPLIN (LZ) y DARWIN [1, 2]. La detección indirecta (ID), por su parte, busca identificar productos de aniquilación o decaimiento de partículas de materia oscura en el espacio, a través de mediciones a partículas del modelo estándar. La Fig.(3.1) ilustra los procesos que busca captar la DD e ID, indicando la flecha el orden temporal del diagrama.

Además de las búsquedas experimentales mediante detección directa e indirecta, la materia oscura también puede estudiarse a través de su abundancia cosmológica, caracterizada por su densidad de reliquia, representada por el parámetro Ω_{DM} . En las siguientes secciones se aborda el cálculo de esta cantidad a partir de la ecuación de Boltzmann, con el objetivo de comprender la densidad de reliquia y la evolución de la DM en el universo.

En el contexto cosmológico, interesa principalmente el universo homogéneo, por lo que las cantidades promedio son las que tienen relevancia. No existe un momento o velocidad promedio neto en este marco, ya que esto rompería la isotropía del universo. Por lo tanto, las únicas propiedades importantes de los diversos constituyentes son su densidad promedio de energía ρ y su presión \mathcal{P} . La densidad crítica actual representa la densidad necesaria para que el universo sea plano desde un punto de vista geométrico ($k = 0$) [21].

$$\rho_{cr} = \frac{3H_0^2}{8\pi G} = 3H_0^2 M_{Pl}^2, \quad (3.1)$$

Donde H_0 es la constante de Hubble actual, G es la constante de gravitación universal y M_{Pl} es la masa de Planck reducida. Para facilitar el análisis, todas las densidades de energía se expresan en las mismas unidades, dividiéndolas por la densidad de energía crítica actual, definida como:

$$\Omega_s \equiv \frac{\rho_s(t_0)}{\rho_{cr}}$$

Donde s denota cualquier componente del universo o especie, como materia bariónica, materia oscura o radiación. Este parámetro cuantifica la contribución relativa de cada

componente a la densidad total del universo. En cosmología, es común expresar las restricciones sobre las densidades de energía en términos del parámetro adimensional $\Omega_s h^2$, donde h es el parámetro reducido de Hubble, definido como $H_0 = 100 h [\text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}]$. Esto se debe a que H_0 no se conoce con precisión absoluta, pero la combinación como $\Omega_s h^2$ es una cantidad adimensional que permite comparar observaciones de distintas especies de manera consistente [9].

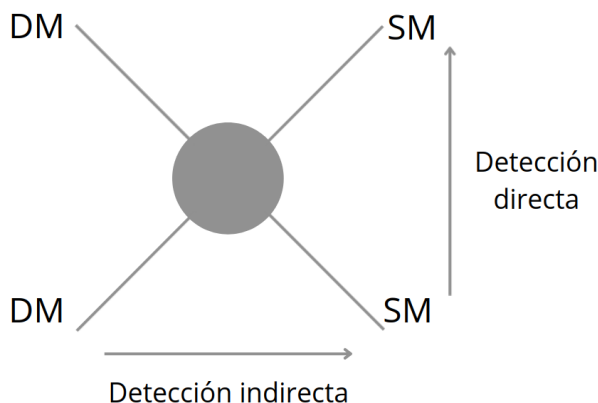


Figura 3.1: Representación de los métodos de detección directa e indirecta para partículas de materia oscura. El círculo del medio representa una interacción fundamental desconocida, la cual media estas interacciones entre partículas del modelo estándar y materia oscura.

3.2. Ecuación de Boltzmann

Tras el Big Bang, el universo temprano estaba extremadamente caliente y denso, con partículas interactuando constantemente entre sí. Cuando el universo tenía aproximadamente un segundo de edad, el camino libre medio de un fotón era comparable al tamaño de un átomo. En ese momento, la rápida frecuencia de interacciones entre los fotones y otras partículas aseguraba que los constituyentes del universo permanecieran en equilibrio térmico. Sin embargo, a medida que el universo continuó expandiéndose y enfriándose, algunas reacciones dejaron de ocurrir con la rapidez suficiente para preservar el equilibrio, esto desacopló la materia y llevó a la formación de estructuras que conocemos hoy. Estas condiciones fuera del equilibrio influyeron en:

- (i) La síntesis de los elementos ligeros en las primeras etapas del universo, un proceso conocido como nucleosíntesis primordial.
- (ii) La recombinación, donde electrones y protones se combinaron para formar átomos neutros de hidrógeno.
- (iii) La posible generación de materia oscura en el universo temprano.

Es fundamental reconocer que estos tres fenómenos son consecuencia de procesos fuera del equilibrio y que pueden analizarse utilizando un mismo marco teórico: *ecuación de Boltzmann* en un universo homogéneo. La ecuación de Boltzmann describe como evoluciona en el tiempo la densidad del número de partículas en un universo fuera del equilibrio y en expansión, esto permite modelar cómo cambia el número de partículas (en este caso de materia oscura) en el universo primitivo debido a procesos de creación y aniquilación.

Se analiza a continuación la evolución de la densidad numérica de una partícula 1, asumiendo que su abundancia se ve afectada únicamente por su interacción con una partícula 2, esta interacción da lugar a la producción de dos nuevas partículas, 3 y 4. Este proceso bidireccional, representado esquemáticamente como $1 + 2 \leftrightarrow 3 + 4$, como se ve en la Fig.(3.2), describe tanto la aniquilación de 1 y 2 produciendo 3 y 4, como la reacción inversa. La dinámica de este sistema está gobernada por la ecuación de Boltzmann [21].

$$a^{-3} \frac{d(n_1 a^3)}{dt} = -\langle \sigma v \rangle \left\{ n_1 n_2 - \left(\frac{n_1 n_2}{n_3 n_4} \right)_{eq} n_3 n_4 \right\} \quad (3.2)$$

Aquí las densidades n_s^{eq} son las densidades en equilibrio químico ($\mu_s = 0$), $a(t)$ es el factor de escala del universo, describe como cambia el tamaño del universo con el tiempo, $\langle \sigma v \rangle$ es la sección eficaz promediada térmicamente.

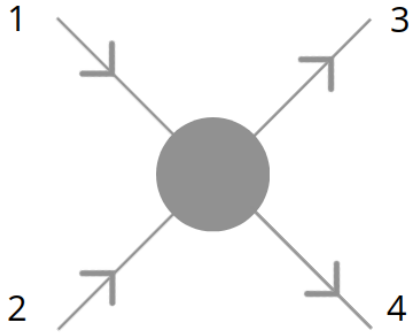


Figura 3.2: Esquema de la interacción entre partículas.

3.2.1. Freeze-Out

A medida que el universo se expandía y se enfriaba, ciertas partículas, como las WIMPs, dejaron de interactuar de manera efectiva con el plasma primordial. Esto llevó a un proceso de congelamiento térmico llamado: *thermal freeze-out*, en el que las partículas de materia oscura dejaron de aniquilarse y su densidad se “congeló” en un valor fijo. El valor remanente del enfriamiento es lo que se conoce como densidad de reliquia $\Omega_\chi h^2$.

El objetivo entonces, es resolver la ecuación de Boltzmann para dicha partícula (X), para determinar principalmente su abundancia de reliquia. Haciendo esto se podrá fijar valores a la masa y sección eficaz de la materia oscura según este observable, acotando los valores de los parámetros en el modelo ScTM.

Considere un proceso del estilo $X + \bar{X} \leftrightarrow l + \bar{l}$ con X partículas de materia oscura y l partículas ligeras del modelo estándar. Para simplificar la ecuación de Boltzmann se harán algunas simplificaciones:

- Se asume que las partículas ligeras están fuertemente acopladas al plasma primordial, como ocurriría si fueran partículas con carga eléctrica. En este caso, su densidad numérica permanece en equilibrio en todo momento, es decir, $n_l = n_l^{eq}$.
- Se considera que no existe una asimetría inicial entre la partícula X y su antipartícula, por lo que se cumple $n_X = n_{\bar{X}}$.
- Finalmente, se desprecia la contribución de otros procesos de aniquilación de partículas durante el congelamiento de la especie X , lo que permite asumir que la temperatura evoluciona como $T \propto a^{-1}$ en los tiempos relevantes para el freeze-out.

Aplicando estas suposiciones a la ecuación de Boltzmann (3.2) para las partículas X se puede simplificar a:

$$a^{-3} \frac{d(n_X a^3)}{dt} = -\langle \sigma v \rangle [n_X^2 - (n_X^{eq})^2] \quad (3.3)$$

Para facilitar el análisis, es útil definir la cantidad $Y_X \equiv n_X/T^3$, la cual es proporcional al número de partículas en un volumen comóvil. De manera equivalente, se puede utilizar la relación $N_X \equiv n_X/s \propto Y_X$, donde s es la entropía del universo. Mientras la temperatura evoluciona como $T \propto a^{-1}$, ambas cantidades N_X y Y_X son equivalentes en el desarrollo del análisis. Una nueva medida de tiempo definida como:

$$x \equiv \frac{M_X}{T}$$

Hace que la temperatura sea del orden de la masa de la partícula, lo que ayuda al análisis. En el caso de partículas que interactúan débilmente, el desacoplamiento ocurre en tiempos muy tempranos, durante la era dominada por la radiación. En este régimen, el parámetro de Hubble puede expresarse como $H = H(M_X)/x^2$. Redefiniendo los parámetros la ecuación de Boltzmann Ec.(3.3), se convierte en la *ecuación de Riccati*:

$$\frac{dY_X}{dx} = -\frac{\lambda}{x^2} [Y_X^2 - (Y_X^{eq})^2] \quad (3.4)$$

Con λ un parámetro adimensional definido como:

$$\lambda \equiv \frac{M_X^3 \langle \sigma v \rangle}{H(M_X)} \quad (3.5)$$

Desafortunadamente, la ecuación de Riccati Ec.(3.4) solo tiene solución numérica. Al utilizar la abundancia de equilibrio como condición inicial y suponiendo λ constante se puede graficar la ecuación Riccati como muestra la Fig.(3.3)

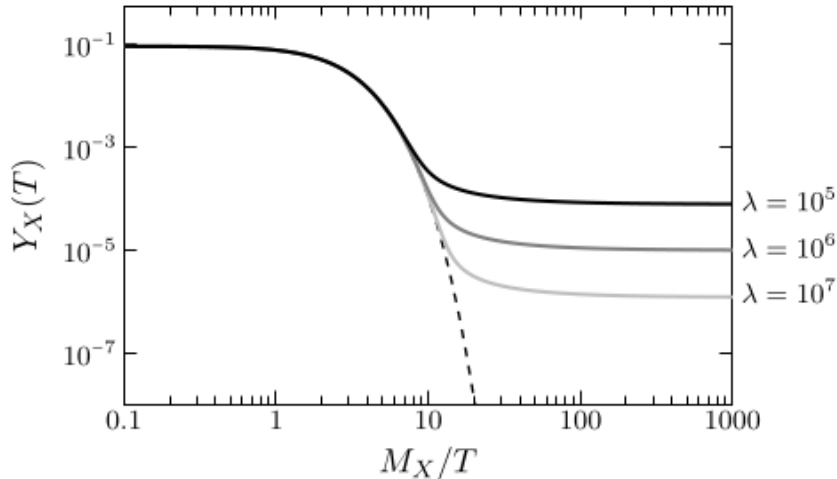


Figura 3.3: Gráfico de la ecuación de Riccati Ec.(3.4), la cual muestra como evoluciona la abundancia de la partícula en el tiempo x , mostrando el momento en el que ocurre el freeze-out para distintos λ . Gráfico extraído del texto [7]

En el universo temprano donde la temperatura era muy alta ($x \ll 1$), como es de esperar, la abundancia de la partícula es constante, ya que en esta etapa del universo reinaba el equilibrio químico, donde las tasa de creación y aniquilación de X eran iguales,

de modo que $Y_X \approx Y_X^{eq} \approx 0,1$. A medida que el universo se expande, la temperatura disminuye ($x \gg 1$) y la abundancia de equilibrio Y_X^{eq} se suprime exponencialmente. Esto se explica ya que a densidad de partículas masivas se reduce hasta tal punto que sus interacciones ya no son lo suficientemente frecuentes como para mantener el equilibrio químico. Es aquí cuando comienza el freeze-out, en $x_f \sim 10$, fijando la abundancia de partículas. La abundancia de reliquia final, definida como $Y_X^\infty \equiv Y_X(x = \infty)$, determina la densidad de congelamiento de las partículas masivas y su contribución a la densidad de materia oscura en el universo actual. Todo este procesos se observa en el gráfico de la figura Fig.(3.3), el cual da distintos valores finales dependiendo del parámetro λ que se asumió constante. Para tiempos mucho después del congelamiento, la abundancia de reliquia Y_X^∞ será mucho mayor que su valor en equilibrio, por tanto resolviendo la ecuación de Riccati Ec.(3.4) se obtiene que:

$$Y_X^\infty \approx \frac{x_f}{\lambda} \quad (3.6)$$

Este resultado aproximado para la abundancia de reliquia actual tiene el comportamiento que se espera, ya que Y_X es inversamente proporcional a λ y tiene un valor constante después del freeze-out, que es lo que se observa en la actualidad. Esta relación con λ es importante, ya que a medida que aumenta su valor, el freeze-out ocurre más tarde, lo que lleva a una menor abundancia de reliquia; esto es lógico ya que $\lambda \propto \langle \sigma v \rangle$, por lo que si aumenta lambda, aumenta la sección eficaz de aniquilación y menos cantidad de materia oscura habrá después del congelamiento. Precisamente este comportamiento constante es lo que se denomina “congelamiento”, ya que como se mencionó anteriormente, para esta etapa del universo la temperatura evolucione como $T \propto a^{-1}$ y $n_X \propto N_X a^{-3}$, esto equivale a que $Y_X \propto N_X$, esto hace que se pueda tratar a Y_X y a N_X de forma equivalente, por tanto que Y_X^∞ sea constante hace que el número de partículas de materia oscura actual se “congelara” en el tiempo. Ya habiendo resuelto la ecuación de Riccati (3.4), ahora queda determinar la expresión para la densidad de reliquia actual, para entender como influye la sección de aniquilación en el valor que fija la densidad de reliquia después de freeze-out.

La densidad de número de partículas decrece proporcional a a^{-3} después del freeze-out.

$$n_{X,0} = n_{X,1} \left(\frac{a_1}{a_0} \right)^3 = Y_X^\infty T_0^3 \left(\frac{a_1 T_1}{a_0 T_0} \right)^3$$

Aquí a_1 es un momento tardío, entre el tiempo en que la especie alcanzó su abundancia, pero aniquilaciones adicionales no se han vuelto relevantes. Utilizando la conservación de la entropía donde $g_*s(aT)^3 = \text{const}$, la expresión para la densidad de número de partículas se expresa como:

$$n_{X,0} = Y_X^\infty T_0^3 \frac{g_*s(T_0)}{g_*s(M_X)} \quad (3.7)$$

Con esta expresión para $n_{X,0}$ que depende de la abundancia de reliquia actual, y g_*s que es el número efectivo de grados de libertad en la entropía. Finalmente se obtiene una expresión para la densidad de energía normalizada:

$$\begin{aligned} \Omega_X &\equiv \frac{\rho_{X,0}}{\rho_{crit,0}} = \frac{M_X n_{X,0}}{3M_{Pl}^2 H_0^2} \\ &= \frac{\pi}{\sqrt{90}} \frac{T_0^3}{3M_{Pl}^3 H_0^2} \frac{x_f}{\langle \sigma v \rangle} \sqrt{g_*(M_X)} \frac{g_*s(T_0)}{g_*s(M_X)} \end{aligned} \quad (3.8)$$

Para llegar a esta expresión de la densidad de energía normalizada, se debe utilizar la expresión para la densidad de partículas actual Ec.(3.7), junto la expresión para la

abundancia de reliquia actual Ec.(3.6) y el parámetro λ Ec.(3.5). También se utiliza la expresión para la densidad crítica Ec(3.1) y una relación para la constante de Hubble H que viene de la ecuación de Friedmann sin curvatura ($k = 0$). La ecuación Ec.(3.8), se puede reducir al evaluar los valores de las constantes, quedando de la forma:

$$\Omega_X \sim 0,1 \frac{x_f}{\sqrt{g_*}} \frac{10^{-8} \text{GeV}^{-2}}{\langle \sigma v \rangle} \quad (3.9)$$

El valor de la densidad de reliquia de una partícula de materia oscura no depende de su masa, depende principalmente de su sección eficaz de aniquilación de manera inversa, lo que significa que, si la partícula tiene una alta tasa de aniquilación, su densidad de reliquia será baja, ya que la mayoría de las partículas se habrán aniquilado unas a otras a medida que el universo se expandía. Por otro lado, si la tasa de aniquilación es baja, quedarán más partículas de materia oscura sin aniquilarse, lo que genera una densidad de reliquia mayor [7].

Observaciones actuales como la colaboración Planck [16], fijan la densidad de reliquia de la materia oscura actual:

$$\Omega_{\text{DM}} h^2 = 0,120 \pm 0,001 \quad (3.10)$$

Este valor de la densidad de reliquia es importante ya que impone restricciones los valores de la DM de cualquier modelo. Este valor de la densidad de reliquia se tiene en cuenta para restringir el espacio de parámetros del modelo ScTM.

Capítulo 4

Modelo Scototriplet

El modelo a estudiar en esta tesis es una extensión del modelo ScM de Ernest Ma [26] y una variación del modelo Scotosinglet [8], llamado **modelo Scototriplet** (ScTM). La generación de masas para los neutrinos en este modelo está representada por el diagrama de Feynman de la Fig.(4.1). Al igual que el ScM, este presenta un contenido de partículas similar, pero introduce una diferencia clave: la adición de un triplete escalar T con hipercarga $Y = 0$. La Tab.(4.1) muestra el contenido de partículas del modelo junto con sus transformaciones bajo las simetrías del SM y Z_2 .

La carga eléctrica del triplete escalar está determinada por la ecuación de Gell-MannNishijima:

$$QT = (T_3 + Y/2)T = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t_1 \\ t_2 \\ t_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \cdot t^+ \\ 0 \cdot t^0 \\ 1 \cdot t^- \end{pmatrix}, \quad (4.1)$$

lo que indica que el triplete está compuesto por dos componentes cargadas (t^+ y t^-) y una neutra (t^0). El triplete escalar transforma bajo $SU(2) \times U(1)_Y$ y Z_2 como:

$$T = \begin{pmatrix} t^+ \\ t^0 \\ t^- \end{pmatrix} \sim (3, 0, -). \quad (4.2)$$

Se considera que la componente neutra t^0 de este triplete es completamente real, y esta es candidata a materia oscura. La representación bajo $SU(2)_L$ del triplete escalar será:

$$\vec{\sigma} \cdot \vec{T} = \begin{pmatrix} t^0 & \sqrt{2}t^+ \\ \sqrt{2}t^- & -t^0 \end{pmatrix}. \quad (4.3)$$

Es importante destacar que la simetría Z_2 impide que T adquiera vev, manteniendo al candidato a materia oscura t^0 estable. De lo contrario, la interacción mediada por el portal de Higgs en el potencial escalar generaría una mezcla con el bosón de Higgs del SM, lo que daría pie al decaimiento de t^0 en partículas del SM. [13]

| Multiplote | Partículas | SU(2) | U(1) _Y | Z ₂ |
|---------------------------|----------------------------------|-------|-------------------|----------------|
| Leptones | L:(ν , 1) | 2 | -1/2 | + |
| Leptón conjugado de carga | l^c | 1 | 1 | + |
| Singlete de Majorana | N | 1 | 0 | - |
| Doble Higgs | Φ : (ϕ^+ , ϕ^0) | 2 | 1/2 | + |
| Doble Escalar | η : (η^+ , η^0) | 2 | 1/2 | - |
| Triplete Escalar | T:(t^+ , t^0 , t^-) | 3 | 0 | - |

Cuadro 4.1: Contenido de partículas y sus transformaciones bajo las simetrías del modelo. El color de las partículas es en referencia al diagrama de Feynman Fig.(4.1)

4.1. Lagrangiano y matriz de masa de los neutrinos

Al igual que el modelo de Ma, este tiene un Lagrangiano para el campo fermiónico de Majorana:

$$\mathcal{L}_N = \frac{1}{2}\bar{N} \left(i\not{\partial} - M_N \right) N - Y_{i,j} N_i \bar{\eta}^\dagger L_j + h.c. \quad (4.4)$$

Con N como campo de Majorana. Este lagrangiano contiene términos cinéticos, de masa para N y de interacción entre los campos añadidos (N y η) y el doblete fermiónico estándar L_j . Las interacciones relevantes para las contribuciones radiativas a la masa de los neutrinos se escriben como:

$$\mathcal{L}_{interac} = Y_{i,j} N_i [\eta^0 \nu_j - \eta^+ l_j] + h.c. \quad (4.5)$$

El potencial escalar más general que se puede obtener para este contenido de partículas respetando todas las simetrías es:

$$\begin{aligned} V_{\text{Scalar}} = & -m_1^2 \Phi^\dagger \Phi + m_\eta^2 \eta^\dagger \eta + \frac{1}{2} \lambda_1 (\Phi^\dagger \Phi)^2 + \frac{1}{2} \lambda_2 (\eta^\dagger \eta)^2 + \lambda_3 (\Phi^\dagger \Phi) (\eta^\dagger \eta) + \\ & \lambda_4 (\Phi^\dagger \eta) (\eta^\dagger \Phi) + \frac{1}{2} \lambda_5 [(\Phi^\dagger \eta)^2 + h.c.] + \frac{1}{2} m_T^2 \text{Tr}(T^\dagger T) + \\ & \frac{1}{2} \lambda_6 \text{Tr}(T^\dagger T)^2 + \frac{1}{2} \lambda_7 \Phi^\dagger \Phi \text{Tr}(T^\dagger T) + \lambda_8 \eta^\dagger \eta \text{Tr}(T^\dagger T) + h_1 \Phi^\dagger T \eta + h.c. \end{aligned} \quad (4.6)$$

Para obtener los términos de masa, es necesario que el Higgs adquiriera un vev, lo que rompe espontáneamente las simetrías del Modelo Estándar. Como ya es sabido, el doblete inerte tiene una componente neutra compleja $\eta^0 = \frac{\xi + i\zeta}{\sqrt{2}}$, cuya parte real contribuye al cálculo de las masas físicas.

Al escribir la matriz de masa para las componentes neutras reales se obtiene una matriz de la forma:

$$\mathcal{M}^2 = \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 V}{\partial \xi^2} & \frac{\partial^2 V}{\partial \xi \partial t^0} \\ \frac{\partial^2 V}{\partial t^0 \partial \xi} & \frac{\partial^2 V}{(\partial t^0)^2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a & c \\ c & b \end{pmatrix}, \quad (4.7)$$

donde $a = m_\eta^2 + \frac{v^2}{2} (\lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5)$, $b = m_T^2 + \frac{v^2}{2} \lambda_7$, $c = -\frac{v}{\sqrt{2}} h_1$, términos obtenidos al derivar en las componentes de los campos como muestra la matriz. Al igual que la matriz de masa Ec.(2.8), esta matriz es no diagonal debido a que el acoplamiento $h_1 \neq 0$. Si se plantea resolver el problema de valores propios para esta matriz, sus auto valores (que

corresponden a las masas físicas) serán:

$$m_{\chi_2^0}^2 = \frac{1}{2} \left[a + b + \sqrt{(a-b)^2 + 4c^2} \right] \quad (4.8)$$

$$m_{\chi_1^0}^2 = \frac{1}{2} \left[a + b - \sqrt{(a-b)^2 + 4c^2} \right]$$

De manera explícita los términos de masa dependen de los acoplamientos del modelo de la siguiente forma:

$$m_{\chi_2^0}^2 = \frac{1}{4} \left(2m_\eta^2 + 2m_T^2 + \sqrt{8v^2h_1^2 + (2m_\eta^2 - 2m_T^2 + v^2(\lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5 - \lambda_7))^2} \dots \right. \\ \left. + v^2(\lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5 + \lambda_7) \right), \quad (4.9a)$$

$$m_{\chi_1^0}^2 = \frac{1}{4} \left(2m_\eta^2 + 2m_T^2 - \sqrt{8v^2h_1^2 + (2m_\eta^2 - 2m_T^2 + v^2(\lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5 - \lambda_7))^2} \dots \right. \\ \left. + v^2(\lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5 + \lambda_7) \right). \quad (4.9b)$$

La masa física con menor valor corresponde a la masa de la partícula candidata a materia oscura, en este caso $m_{\chi_1^0}$. Para posteriores cálculos, cuando se hable de la masa de materia oscura del modelo, se refiere precisamente a esta cantidad $m_{\chi_1^0}$.

Una vez realizado este cálculo, se procede al estudio de los campos. En el lagrangiano, los campos no necesariamente corresponden a los autoestados de masa, es decir, a los estados físicos. Para obtener estos estados, es necesario reescribir los campos en su base de masa, la cual diagonaliza la matriz de masa dada en la Ec.(4.7). Esto se logra aplicando una rotación del tipo:

$$\begin{pmatrix} \chi_2 \\ \chi_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ -\sin(\theta) & \cos(\theta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \xi \\ t^0 \end{pmatrix}. \quad (4.10)$$

El cálculo de la diagonalización de la matriz de masa Ec.(4.7) y la rotación de los campos se encuentra en el apéndice B.

De esta rotación, se obtiene una relación entre los campos físicos y no físicos de la forma: $\xi = \cos(\theta)\chi_2 - \sin(\theta)\chi_1$. Si se reemplazan estas expresiones en el término de Yukawa del lagrangiano Ec.(4.5), esta expresión se puede reescribir en términos de los campos físicos:

$$\mathcal{L}_{Yuk} = \frac{Y_{i,j}}{\sqrt{2}} N_i (\cos(\theta)\chi_2 - \sin(\theta)\chi_1 + i\zeta) \nu_j + h.c. \quad (4.11)$$

Aquí se observa la densidad lagrangiana que contribuye a la masa del neutrino a un loop. Los vértices de esta corrección a un loop presentes en el diagrama de Feynman de la Fig.(4.1), tienen como factores multiplicativos: $\cos(\theta)$, $-\sin(\theta)$ e i . Luego de renormalizar la teoría y de realizar el cálculo de la matriz de masa a un loop, desarrollado en el apéndice A, se obtiene:

$$\mathcal{M}_{i,j}^\nu = \frac{1}{32\pi^2} \sum_{k=1}^3 M_{N_k} Y_{i,k} Y_{j,k} \left[\cos^2(\theta) \frac{m_{\chi_2}^2}{m_{\chi_2}^2 - M_{N_k}^2} \ln \left(\frac{m_{\chi_2}^2}{M_{N_k}^2} \right) \right. \\ \left. + \sin^2(\theta) \frac{m_{\chi_1}^2}{m_{\chi_1}^2 - M_{N_k}^2} \ln \left(\frac{m_{\chi_1}^2}{M_{N_k}^2} \right) - \frac{m_\zeta^2}{m_\zeta^2 - M_{N_k}^2} \ln \left(\frac{m_\zeta^2}{M_{N_k}^2} \right) \right]. \quad (4.12)$$

Al igual que en el caso del modelo ScM, la matriz de masa se puede factorizar como una multiplicación de dos yukawas por una matriz Λ

$$\mathcal{M}_{i,j}^\nu = \left(Y^T \Lambda Y \right)_{i,j}. \quad (4.13)$$

Definiendo $\Lambda_{k,m}$ como una matriz diagonal:

$$\begin{aligned} \Lambda_{k,m} = \frac{M_{N_k}}{32\pi^2} \delta_{k,m} & \left[\cos^2(\theta) \frac{m_{\chi_2}^2}{m_{\chi_2}^2 - M_{N_k}^2} \ln \left(\frac{m_{\chi_2}^2}{M_{N_k}^2} \right) \right. \\ & \left. + \sin^2(\theta) \frac{m_{\chi_1}^2}{m_{\chi_1}^2 - M_{N_k}^2} \ln \left(\frac{m_{\chi_1}^2}{M_{N_k}^2} \right) - \frac{m_\zeta^2}{m_\zeta^2 - M_{N_k}^2} \ln \left(\frac{m_\zeta^2}{M_{N_k}^2} \right) \right] \end{aligned} \quad (4.14)$$

Transformando la matriz de masa en el estado de sabor al estado de masa, se ve envuelta la matriz PMNS de la forma:

$$U_{\text{PMNS}}^T \mathcal{M}^\nu U_{\text{PMNS}} = \hat{m}_\nu \equiv \begin{pmatrix} m_{\nu_1} & 0 & 0 \\ 0 & m_{\nu_2} & 0 \\ 0 & 0 & m_{\nu_3} \end{pmatrix}. \quad (4.15)$$

Aquí ya se obtiene una relación completa para obtener las expresiones de masa que se generan a un loop. El factor que queda por definir es la matriz de Yukawa, ya que no cualquier matriz reproduce la masa de los neutrinos. Para ajustar sus valores se utiliza una parametrización llamada: parametrización de Casas-Ibarra [11]

$$Y = \sqrt{\Lambda}^{-1} R \sqrt{\hat{m}_\nu} U_{\text{PMNS}}^\dagger. \quad (4.16)$$

Para esta parametrización se define una matriz R ortogonal compleja $R^T R = 1$. Para obtener Yukawas reales la matriz se puede simplificar utilizando tres ángulos reales. Definida como la matriz PMNS, esta matriz se puede escribir como la multiplicación de 3 matrices:

$$R_{12} = \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad R_{13} = \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13} & 0 & c_{13} \end{pmatrix}, \quad R_{23} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix}.$$

$$R = R_{23} R_{13} R_{12}.$$

Con notación $c_{ij} = \cos(\theta_{ij})$ y $s_{ij} = \sin(\theta_{ij})$. Este modelo permite que existan 3 candidatos a materia oscura, el candidato fermiónico N_k y dos escalares ξ y t^0 . Esta tesis se concentra en los dos escalares como candidatos a materia oscura, especialmente en t^0 que es la nueva y principal partícula del modelo.

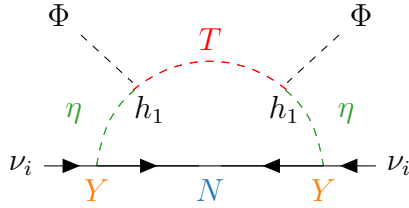


Figura 4.1: Diagrama de Feynman del modelo Scototriplet que muestra como las masas de los neutrinos se generan a través de un proceso radiativo mediado por el doblete inerte (η) y los singletes fermiónicos (N). En este diagrama se ve el nuevo término de interacción $h_1\eta T\Phi$, el cual es fundamental para la fenomenología del modelo.

4.2. Análisis de los Yukawas en el modelo Scototriplet

La parametrización de los acoplamientos tipo Yukawa en el modelo ScTM asegura reproducir la matriz de masa de los neutrinos. Se busca que estos acoplamientos sean perturbativos y naturales, evitando así valores arbitrariamente pequeños o grandes que carezcan de sentido físico. Para ello, se impone que la matriz de Yukawas sea real y que sus elementos cumplan la siguiente condición:

$$10^{-10} < |y_{i,j}| < 4\pi. \quad (4.17)$$

La Fig.(4.2a) muestra a los acoplamientos tipo Yukawa en función de la masa del neutrino pesado M_N para distintos valores de la masa de los neutrinos ligeros m_{ν_i} . Para esta representación, se fijaron los acoplamientos λ_i en 0,1 y se tomó $\lambda_5 = 10^{-5}$, un valor subdominante dada su conexión directa con el término que induce la masa de neutrinos a través del mecanismo escotogénico, en el que interviene el doblete inerte η . Esta gráfica muestra que se pueden tener Yukawas dentro del rango aceptable, que reproduzcan las masas de los neutrinos ligeros.

Por otro lado, las Fig.(4.2b) y Fig.(4.2c) exploran esta dependencia desde distintas perspectivas. La Fig.(4.2b) muestra cómo los Yukawas permanecen dentro del rango permitido al variar el acoplamiento trilineal h_1 mientras se incrementa la masa del neutrino pesado M_N . Este comportamiento refleja la estabilidad del modelo bajo variaciones de un parámetro clave en su estructura fenomenológica como lo es h_1 .

La Fig.(4.2c), en tanto, ilustra la relación entre los Yukawas y la masa de los neutrinos ligeros para diferentes valores de λ_5 . Se observa que, al mantener λ_5 en valores pequeños, los Yukawas permanecen dentro de un intervalo físicamente razonable, lo que permite explicar las masas de los neutrinos sin recurrir a ajustes artificiales.

Las tres gráficas presentadas son una muestra clara de que, dentro de la fenomenología del modelo, los acoplamientos tipo Yukawa se mantienen dentro del rango de perturbatividad y naturalidad, ajustándose a los límites teóricos esperados y reproduciendo las masas de los neutrinos. Este comportamiento es consistente con la estructura del modelo ScTM, el cual, a través de su mecanismo radiativo, genera masas de neutrinos a un loop sin introducir términos no naturales en el lagrangiano.

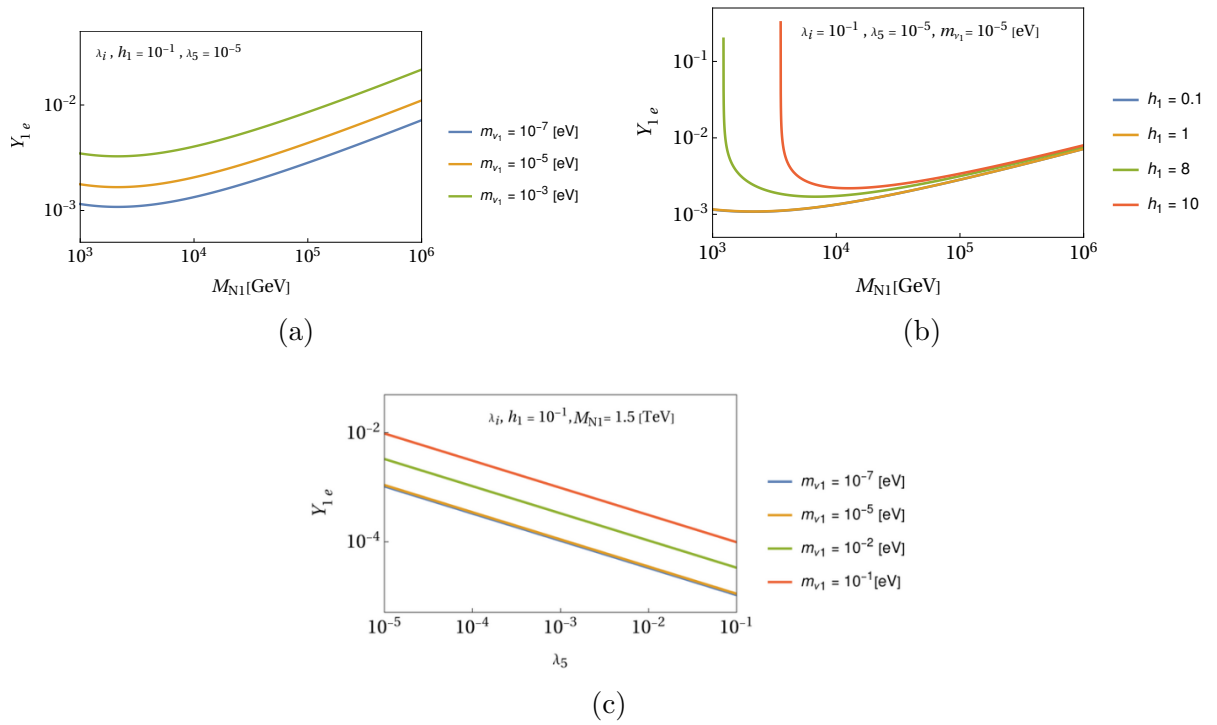


Figura 4.2: Estas gráficas muestran la dependencia de los acoplamientos tipo Yukawa con distintos parámetros del modelo. Se resalta que el modelo permite obtener valores de Yukawas perturbativos y compatibles con una jerarquía natural, los cuales reproducen correctamente la masa de los neutrinos.

Capítulo 5

Resultados

En esta sección se presenta el análisis fenomenológico del modelo, junto con los resultados obtenidos a partir del estudio de sus distintos acoplamientos. Este apartado abarca tanto cálculos preliminares como resultados finales. Inicialmente, se examina el comportamiento de los acoplamientos del modelo, su variación con distintos observables y las expectativas teóricas asociadas. Estos cálculos preliminares proporcionan una base introductoria para comprender la fenomenología del modelo y contextualizar el estudio detallado de los acoplamientos.

Posteriormente, se presentan los resultados fenomenológicos del modelo ScTM, los cuales muestran su dependencia con los distintos acoplamientos dentro de un rango específico de puntos. En esta sección, se analizan individualmente los acoplamientos h_1 y λ_7 , examinando su impacto en la fenomenología del modelo y la viabilidad de los puntos paramétricos que podrían ser explorados en colisionadores en la búsqueda de DM.

En ambas secciones se realizan cálculos relacionados con la DM, incluyendo la densidad de reliquia, y límites experimentales como lo son las secciones eficaces en los experimentos LZ y DARWIN. Además, se estudia el splitting de masa entre las componentes neutras χ_2^0 y χ_1^0 , así como el splitting de masa entre la componente cargada y la neutra χ_1^\pm y χ_1^0 , en relación con la densidad de reliquia y la tasa de decaimiento $\Gamma(\chi_1^\pm \rightarrow \chi_1^0 \pi^\pm)$ en el contexto de DM y LLP. Se lleva a cabo un breve análisis teórico del branching ratio $Br(\mu \rightarrow e\gamma)$, cuyos resultados fenomenológicos se presentan en un apéndice dedicado (D).

5.1. Análisis del modelo y fenomenología de la DM

El modelo ScTM tiene una serie de ventajas teóricas y fenomenológicas que justifican su análisis detallado.

Una característica destacada del ScTM es su versatilidad, ya que representa un caso intermedio entre el reconocido Inert Doublet Model (IDM) y un modelo en el que la materia oscura está constituida por un triplete escalar. Esta propiedad no solo permite analizar ambos modelos como casos límite, considerando una DM puramente doblete o triplete, sino que también posibilita la exploración de una región del espacio de parámetros que interpola entre estos regímenes fenomenológicos, proporcionando un marco novedoso aún no investigado en profundidad.

El modelo no solo aporta un triplete que es un sólido candidato a materia oscura, sino que, enriquece la fenomenología con sus componentes cargadas. Además, en su límite

mayormente triplete presenta la posibilidad de tener una baja sección eficaz de DD, lo que lo hace testeable para distintos los experimentos presentes y futuros.

Para finalizar lo dicho, es importante destacar que el modelo ScTM presenta términos de Yukawa naturales, con valores reales y perfectamente plausibles desde el punto de vista fenomenológico, evitando la necesidad de ajustes finos extremos. Estas propiedades lo convierten en un escenario teóricamente bien motivado y con potencial para ser contrastado con observaciones experimentales en la búsqueda de materia oscura. Esto se ve en detalle más adelante en la Sec.(5.3).

Con lo expuesto hasta ahora, es fundamental profundizar en las evidencias que respaldan al modelo ScTM como un candidato viable para describir la DM. Estas evidencias no solo justifican su estudio, sino que también orientan el análisis de los parámetros relevantes para comprender su fenomenología. En las siguientes secciones, se abordará detalladamente este estudio, trazando el camino hacia los resultados clave de esta tesis.

5.2. Casos extremos del modelo

En la exploración de los límites del modelo ScTM, es posible definir distintos regímenes según los valores de los acoplamientos, lo que determina si la materia oscura está compuesta predominantemente por el doblete o el triplete del modelo. Para el caso donde $m_\eta \ll m_T$ se dice que la materia oscura es mayormente doblete, de la misma forma $m_T \ll m_\eta$ es el caso donde la materia oscura es mayormente triplete.

La Fig.(5.1) ilustra la variación de la densidad de reliquia en función de la masa de la materia oscura. En el gráfico se presentan dos curvas correspondientes a los dos casos extremos mencionados. El valor de la masa de la materia oscura que reproduce la densidad de reliquia actual se encuentra en la intersección de estas funciones con el ajuste a la densidad de reliquia actual, representado por la línea horizontal gris. Para el caso mayormente doblete, este valor es aproximadamente $m_{DM} \approx 500$ [GeV], mientras que para el caso mayormente triplete, se encuentra en torno a $m_{DM} \approx 1900$ [GeV].

Como se observa en la gráfica, para un mismo valor de la m_{DM} el modelo mayormente doblete muestra una densidad de reliquia superior al modelo mayormente triplete, esto se debe a que la materia oscura mayormente triplete presenta más cantidad de canales de aniquilación, y dado que la densidad de reliquia es proporcional al inverso de la sección eficaz de aniquilación, su densidad de reliquia será menor que el caso mayormente doblete.

El pic de caída que muestra la gráfica (Fig. 5.1), es el fenómeno denominado resonancia, este ocurre cuando la masa de la materia oscura es $m_{DM} \approx m_h/2$, haciendo que el canal dominante para la aniquilación de DM sea el Higgs portal, maximizando la sección eficaz de aniquilación y por tanto disminuyendo bastante la densidad de reliquia.

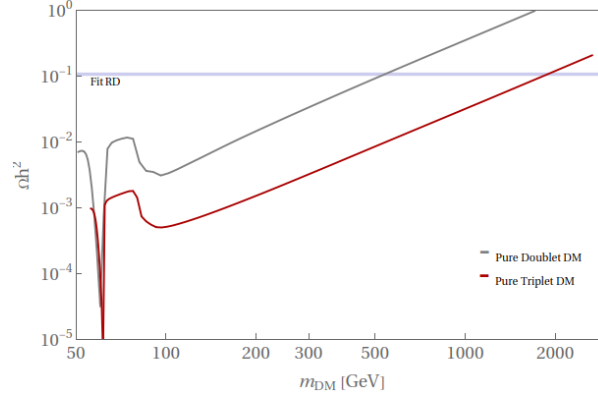


Figura 5.1: Gráfica de los casos extremos donde la materia oscura es mayormente doblete o triplete, este muestra los valores de masa para la DM que reproducen la densidad de reliquia actual. La función gris corresponde al caso extremo mayormente doblete, mientras que la función roja muestra el caso mayormente triplete

5.2.1. Límite mayormente doblete

La gráfica de la Fig.(5.2b) muestra la variación de la sección eficaz de detección directa independiente de spin (SI) en función de la masa de la materia oscura, para el caso mayormente doblete. Las líneas punteadas rosada y azul, son las cotas propuestas por los experimentos DARWIN y LZ respectivamente. Debido a la hipercarga no nula del doblete η , la sección eficaz de detección directa SI experimenta un aumento significativo. Esta sección eficaz es proporcional al módulo cuadrado de la amplitud total, la cual incorpora la contribución de todos los posibles canales de interacción. En otras palabras, el cálculo considera la suma de todos los diagramas de Feynman que median la interacción entre la materia oscura χ_1 y un nucleón N . Entre estos, el canal- t mediado por el bosón Z domina la interacción, actuando como el principal mediador, como se ilustra en el diagrama de Feynman de la Fig. (5.2a). Estas interacciones gauge tienen su origen en el término cinético del doblete escalar, específicamente [8].

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} &\supset (D_\mu \eta)^\dagger (D^\mu \eta) \\
&\supset -\frac{gY}{2 \cos \theta_W} Z_\mu (\xi \partial^\mu \zeta - \zeta \partial^\mu \xi) \\
&= -\frac{gY}{2 \cos \theta_W} Z_\mu [\cos \theta (\chi_2 \partial^\mu \zeta - \zeta \partial^\mu \chi_2) - \sin \theta (\chi_1 \partial^\mu \zeta - \zeta \partial^\mu \chi_1)].
\end{aligned} \tag{5.1}$$

Para que el modelo puramente doblete pase la cota experimental y reduzca su sección eficaz de DD, se elige el caso donde la masa de la componente imaginaria (CP-odd) de η es mucho mayor que la componente neutra (CP-even) ($m_{DM} \ll m_\zeta$). Esto prohíbe cinemáticamente el canal- t (por conservación del momento) de la Fig.5.2a, lo que deriva en probabilidades más bajas de dispersión elástica para partículas de materia oscura, o sea, la sección eficaz de DD disminuye como se observa en el gráfico Fig.5.2b.

El gráfico Fig.5.2b muestra una región sombreada donde la masa de la componente neutra del doblete (CP-even) es proporcional a la masa de la componente imaginaria (CP-odd), es en esta región predomina el canal- t de la Fig.5.2a. Los resultados indican que, en este escenario donde $m_{DM} \ll m_\zeta$, la masa de la materia oscura podría ser explorada por el experimento LZ.

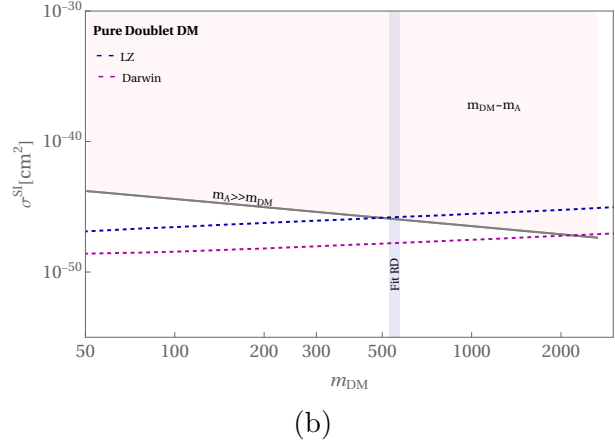
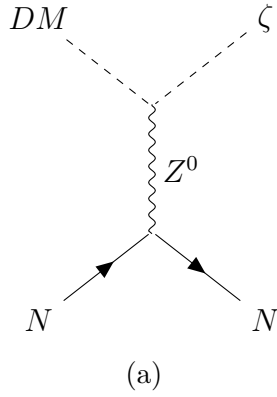


Figura 5.2: La Fig(a) representa el diagrama de feynman de la interacción entre la DM y un núcleo N mediado por el Z^0 . La Fig(b) muestra el gráfico de la sección eficaz de detección directa SI en función de la materia oscura del modelo, para el caso mayormente doblete. Las líneas horizontales punteadas azul y rosada, corresponden a las cotas de los experimentos LZ y DARWIN respectivamente.

5.2.2. Límite mayormente triplete

El gráfico Fig.(5.3) muestra la variación de la sección eficaz de detección directa SI en función de la masa de la materia oscura para el caso mayormente triplete. Dada la naturaleza del triplete T de hipercarga nula, el canal-t mediado por el bosón Z no está presente. Esto disminuye naturalmente la sección eficaz de DD, lo cual es una ventaja experimental. La gráfica indica que el valor de la m_{DM} que reproduce la densidad de reliquia actual (representada por la franja vertical gris), está por debajo de la cota propuesta por LZ y muy próximo a la sensibilidad proyectada de DARWIN, lo que indica que, existen valores para la masa que representa la materia oscura en el caso del triplete, que pueden ser testeados en el experimento LZ en la búsqueda de materia oscura.

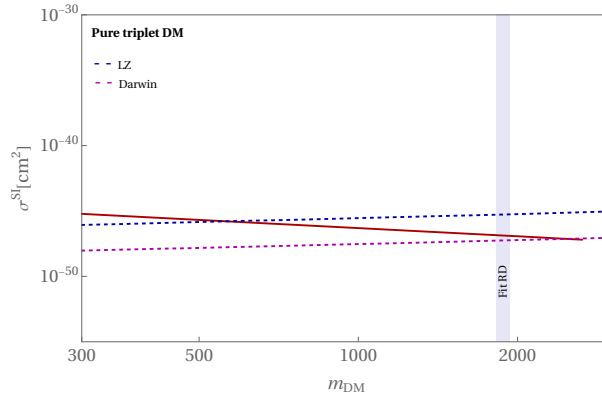


Figura 5.3: Gráfico de la sección eficaz de detección directa SI en función de la masa de la materia oscura del modelo, para el caso mayormente triplete. Las líneas horizontales punteadas azul y rosada, corresponden a las cotas de los experimentos LZ y DARWIN respectivamente.

5.3. ScTM como caso intermedio

En los estudios previos, se analizaron los casos extremos del modelo, en los que la materia oscura es puramente doblete o triplete. En esta subsección, se abordará el caso más general, que corresponde a un estado intermedio entre ambos extremos, es decir, una combinación de los estados η y T . Cuando se habla de mezcla de DM, se hace referencia al estado para el cual la materia oscura del modelo está conformada por ambos escalares, tanto η como T . Esta mezcla aumenta cuando el splitting de masa es pequeño.

La Fig. 5.4a muestra la variación de la densidad de reliquia del modelo en función de m_{DM} ($m_{\chi_1^0}$) para distintos valores de m_η . Aclarar que la masa no física m_η se encuentra presente ya que es un parámetro que se varía directamente en SSP y puede o no representar un valor aproximado de $m_{\chi_2^0}$. En este gráfico se ilustra la transición del modelo entre sus casos extremos, mostrando un aumento en la densidad de reliquia para valores pequeños de Δm . Este comportamiento se explica ya que a medida que Δm disminuye, la mezcla de DM adquiere una mayor componente doblete, esto implica que entre todos los canales posibles de aniquilación de la DM, la contribución relativa de aquellos que involucran los estados más pesados, χ_2^0 y χ_2^\pm (mayormente doblete), comienza a incrementarse, mientras que los canales asociados a los estados más ligeros, χ_1^0 y χ_1^\pm , pierden relevancia. Este efecto se ilustra en la Tab.(5.1), donde se observa que las aniquilaciones entre estados $\chi_1^0 + \chi_1^0$, que representan los procesos más eficientes, se vuelven progresivamente menos frecuentes en comparación con otros canales de aniquilación. Debido a este comportamiento, a medida que Δm disminuye, la sección eficaz total de aniquilación también se reduce progresivamente, tendiendo cada vez más al caso límite puramente doblete. Como resultado, la densidad de reliquia aumenta en este régimen.

La gráfica Fig.(5.4a) se puede dividir en dos regiones, separadas por la franja vertical que marca el valor de la masa de DM que reproduce la densidad de reliquia actual para el caso límite mayormente triplete, aproximadamente $m_{DM} \approx 1900$ [GeV]. En la región izquierda, se observa que la DM que satisface la densidad de reliquia actual siempre es una mezcla entre los escalares del modelo. Sin embargo, cuando la mezcla es baja, la densidad de reliquia actual solo se reproduce para valores de Δm que fijan la DM en 1900 [GeV].

Un análisis similar se puede realizar en la Fig(5.4b), donde la función verde representa el caso con $m_\eta < 1900$ [GeV], misma función que se encuentra graficada en la Fig(5.4a).

Por otro lado, en la región derecha de la Fig.(5.4a), se observa un comportamiento opuesto, donde la DM se mantiene fija mientras se permiten únicamente valores grandes de Δm .

Este mismo comportamiento se observa en la a Fig(5.4b) representado en la función azul, la cual fija $m_\eta = 2600$ [GeV]. A medida que la mezcla disminuye (Δm aumenta) la densidad de reliquia disminuye hasta alcanzar el valor actual que es justo cuando el splitting de las masas da como resultado una $m_{DM} \approx 1900$ [GeV].

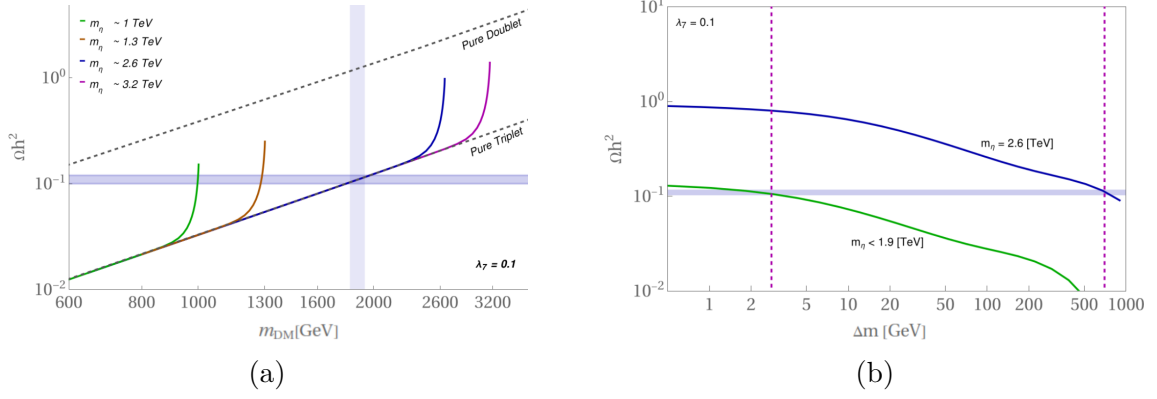


Figura 5.4: Fig.(a) muestra la relación entre la densidad de reliquia y la materia oscura del modelo, para distintos valores de m_η . La franja horizontal muestra el valor de la densidad de reliquia actual, mientras que la franja vertical indica el valor de la masa de DM que reproduce el valor de la densidad de reliquia actual en el caso puramente triplete. En la Fig(b) se observa el comportamiento de la densidad de reliquia en función del splitting. Esta gráfica es una extrapolación de la Fig.(a) para extender su análisis.

| Porcentaje de aniquilación (%) | Canal de Aniquilación | Porcentaje de aniquilación (%) | Canal de Aniquilación |
|--------------------------------|---|--------------------------------|---|
| 22 % | $\chi_1^0 + \chi_1^0 \rightarrow W^+ + W^-$ | 20 % | $\chi_1^0 + \chi_1^0 \rightarrow W^+ + W^-$ |
| 21 % | $\chi_1^+ + \chi_1^+ \rightarrow W^+ + W^+$ | 20 % | $\chi_1^+ + \chi_1^+ \rightarrow W^+ + W^+$ |
| 17 % | $\chi_1^0 + \chi_1^+ \rightarrow Z + W^+$ | 16 % | $\chi_1^0 + \chi_1^+ \rightarrow Z + W^+$ |
| 14 % | $\chi_1^+ + \chi_1^- \rightarrow Z + Z$ | 12 % | $\chi_1^+ + \chi_1^- \rightarrow Z + Z$ |
| 11 % | $\chi_1^+ + \chi_1^- \rightarrow W^+ + W^-$ | 10 % | $\chi_1^+ + \chi_1^- \rightarrow W^+ + W^-$ |
| 7 % | $\chi_1^+ + \chi_1^- \rightarrow \gamma + Z$ | 7 % | $\chi_1^+ + \chi_1^- \rightarrow \gamma + Z$ |
| 5 % | $\chi_1^0 + \chi_1^+ \rightarrow \gamma + W^+$ | 4 % | $\chi_1^0 + \chi_1^+ \rightarrow \gamma + W^+$ |
| 1 % | $\chi_1^+ + \chi_1^- \rightarrow \gamma + \gamma$ | 2 % | $\chi_2^+ + \chi_2^- \rightarrow \gamma + \gamma$ |
| | | 1 % | $\chi_2^0 + \chi_2^0 \rightarrow W^+ + W^-$ |
| | | 1 % | $\zeta + \zeta \rightarrow W^+ + W^-$ |

(a) Δm grande

(b) Δm pequeño

Cuadro 5.1: Tablas de los procesos de aniquilación de DM para cada caso. La columna izquierda indica el porcentaje de la contribución de cada canal a la sección eficaz total de aniquilación, mientras que la columna de la derecha indica el proceso involucrado.

Una extensión del análisis previo, considerando un rango más amplio de parámetros, revela nuevamente la dependencia del modelo con la mezcla de las masas que componen la DM.

La Fig. 5.5a muestra la relación entre la densidad de reliquia y el splitting para distintos valores de λ_7 en un gráfico de puntos. Para este caso donde $m_{DM} < 1900$ [GeV], se observa que los valores de DM que reproducen la densidad de reliquia actual corresponden a configuraciones con una alta mezcla entre los escalares.

Por otro lado, la Fig. 5.5b que muestra el caso 1900 [GeV] $< m_{DM}$, indica que los valores de DM que satisfacen la densidad de reliquia pueden abarcar un rango más amplio de masas, permitiendo diferentes grados de mezcla. Sin embargo, la mayor concentración de puntos que reproducen la densidad de reliquia actual se encuentra en la región con baja mezcla.

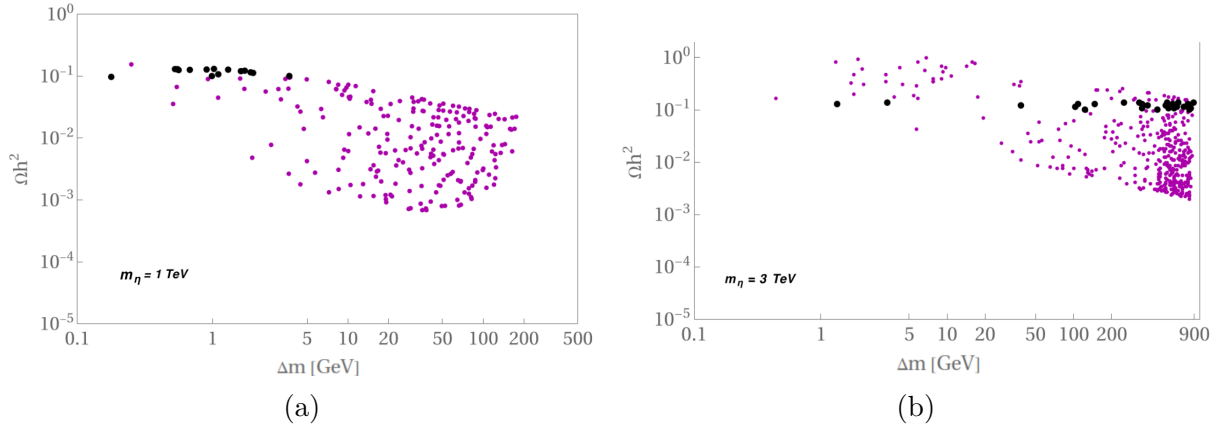


Figura 5.5: Estos gráficos muestran la variación de la densidad de reliquia en función del splitting de masa para distintos valores de λ_7 . la Fig.(a) representa el caso donde $m_{DM} < 1900$ [GeV], mientras que la Fig(b) representa el caso 1900 [GeV] $< m_{DM}$.

5.3.1. Higgs portal y su influencia en la densidad de reliquia

A grandes rasgos, el Higgs portal es el mecanismo mediante el cual la DM interactúa con el SM a través de términos de interacción con el Higgs. Este mecanismo es atractivo porque introduce interacciones adicionales de manera natural y restringida, sin necesidad de extender drásticamente el SM. En el modelo estudiado, el Higgs portal introduce correcciones a las masas de los campos no físicos, modificando los términos de la siguiente manera: $m_\eta^2 \rightarrow m_\eta^2 + \frac{v^2}{2} (\lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5) = a$ y $m_T^2 \rightarrow m_T^2 + \frac{v^2}{2} \lambda_7 = b$, siendo $\lambda_3, \lambda_4, \lambda_5$ y λ_7 los acoplamientos con el Higgs de los escalares η y T respectivamente.

La Fig.(5.6a) muestra la variación de la densidad de reliquia en función de la masa de la materia oscura y el acoplamiento λ_7 . Un aspecto relevante de este gráfico es la relación inversa entre la densidad de reliquia y λ_7 . Esto se debe a que el término $\frac{1}{2} \lambda_7 \Phi^\dagger \Phi \text{Tr}(T^\dagger T)$ actúa como un Higgs portal. A medida que λ_7 aumenta, el canal de aniquilación de DM a través del bosón de Higgs se hace más relevante, lo que aumenta la sección eficaz de aniquilación y disminuye la densidad de reliquia, de ahí esta relación inversa. En la misma gráfica se observa que al disminuir el splitting de masa, aumenta la densidad de reliquia, fenómeno explicado en la sección anterior.

Por otro lado, la Fig.(5.6b) es una extensión de la gráfica anterior pero variando los tres parámetros analizados simultáneamente.

Se observa una simetría especular aproximada en torno al eje $\lambda_7 = 0$. Esto se debe a que en el cálculo de la sección eficaz de aniquilación, el acoplamiento λ_7 aparece al cuadrado, lo que implica que sus valores positivos y negativos producen el mismo efecto en la densidad de reliquia para un valor fijo de m_{DM} . La zona triangular inferior derecha, es una zona prohibida por el modelo debido a las restricciones impuestas, asegurando que los Yukawas sean reales y naturales. La Fig.5.6b muestra los dos comportamientos vistos en la primera gráfica, ya que para la región en la cual λ_7 es constante, la densidad de reliquia crece a medida que aumenta el valor de la m_{DM} debido al aumento de mezcla, y para un mismo valor de m_{DM} , a medida que crece λ_7 , la densidad de reliquia disminuye.

La Fig.5.6b exhibe los dos comportamientos previamente analizados en la primera gráfica. En la región donde λ_7 permanece constante, se observa un incremento en la densidad de reliquia conforme aumenta m_{DM} . De manera similar, para un mismo valor de DM, al incrementar λ_7 , la densidad de reliquia disminuye, reflejando la influencia del Higgs portal en el modelo.

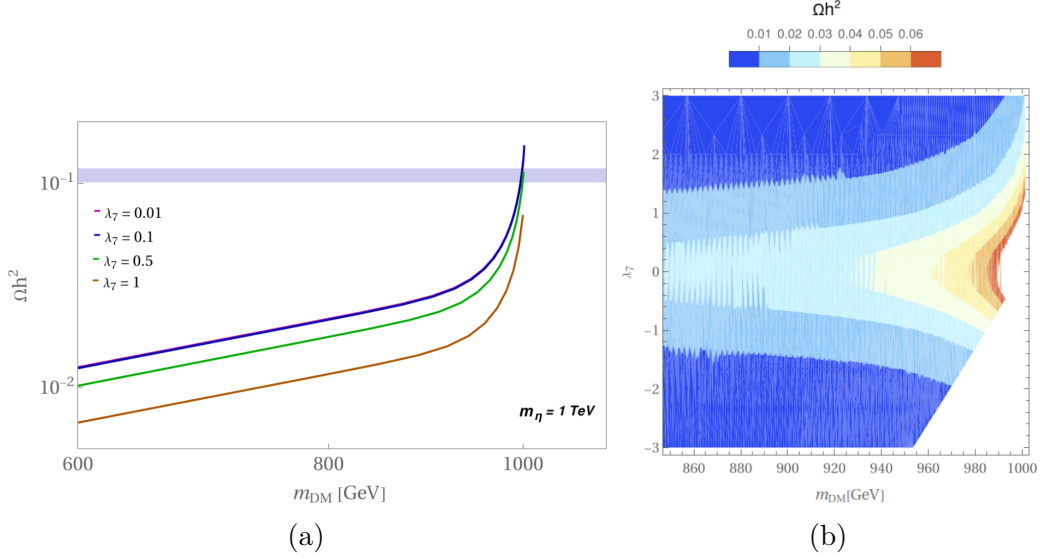


Figura 5.6: La Fig.(a) muestra como varía la densidad de reliquia con la masa de la DM del modelo, para distintos valores de λ_7 . La franja horizontal muestra el valor de la densidad de reliquia actual. Por su parte, la Fig.(b) muestra como varía la densidad de reliquia, indicando sus valores por color, en función de la masa de materia oscura del modelo, para un barrido λ_7 . El tono azul representa una densidad de reliquia baja, mientras que esta aumenta progresivamente al acercarse a la tonalidad roja la cual también contiene el valor de la densidad de reliquia actual.

5.3.2. Acoplamiento h_1 y su importancia

El acoplamiento más relevante del modelo ScTM es h_1 , el cual aparece en el lagrangiano a través del término $h_1 \Phi^\dagger T \eta$, representado en el diagrama de Feynman de la Fig.(4.1). Este acoplamiento desempeña un papel fundamental, ya que está directamente involucrado en la estructura de las masas del modelo, haciendo que la matriz de masa de las componentes neutras y cargadas Ec.(B.2) Ec.(C.1) sean no diagonal, lo que obliga a su diagonalización para obtener las masas físicas de los estados escalares.

El acoplamiento h_1 es un término trilineal entre campos escalares, lo que lo convierte en el único acoplamiento del modelo con unidades de energía. Esta característica lo distingue de los demás acoplamientos y hace necesario comprender su impacto en la fenomenología del modelo.

Para imponer restricciones sobre h_1 , se puede utilizar la expresión obtenida en el apéndice B (Ec.(B.9c)). En el límite donde $m_{\chi_1^0}^2 \ll m_{\chi_2^0}^2$, se obtiene una cota superior para $|h_1|$ dada por:

$$|h_1| \leq \frac{\sqrt{2}}{2v} m_{\chi_2^0}^2$$

Sin embargo, esta expresión no es aplicable directamente, ya que $m_{\chi_2^0}^2$ es desconocido. Otra forma de restringir h_1 es a través del estudio de las correcciones a la masa del Higgs a un loop. A este nivel de corrección, el acoplamiento trilineal genera una contribución aproximada de:

$$\delta m_H^2 \geq \frac{|h_1|^2}{16\pi^2},$$

donde el término $16\pi^2$ corresponde al factor de loop. Para evitar la necesidad de ajustes finos excesivos (fine-tuning), se impone la condición de naturalidad:

$$\frac{\delta m_H}{m_H} < \epsilon,$$

donde ϵ actúa como un regulador del ajuste fino. Esta condición asegura que las correcciones cuánticas no superen una fracción significativa de la masa física del Higgs. De estas dos últimas ecuaciones se obtiene la cota para el acoplamiento h_1 :

$$|h_1| < 4\pi\epsilon m_H \approx 1,5 [\text{TeV}].$$

El parámetro ϵ toma valores pequeños que restrinjan el ajuste fino, a modo de ejemplo $\epsilon = 0,1$, significa que solo se permite que las correcciones cuánticas sean un 10% de la masa física del Higgs. Este regulador a su vez también restringe los valores que h_1 puede tomar [8].

La importancia de h_1 en el modelo radica en su influencia directa sobre la densidad de reliquia de la materia oscura. La Fig.(5.7) muestra que, para valores pequeños de h_1 , su impacto sobre la densidad de reliquia es prácticamente nulo. No obstante, al aumentar su magnitud, el acoplamiento se vuelve más relevante, provocando una disminución en la densidad de reliquia.

Este comportamiento puede comprenderse analizando cómo h_1 afecta el acoplamiento efectivo entre el Higgs y la materia oscura, el cual se expresa como $\lambda_{\text{eff}} h \chi_1 \chi_1$. A partir de Ec. (B.4) y reescribiendo los términos dependientes del Higgs en el lagrangiano (Ec.(4.6)) en función de los campos físicos, se obtiene que el acoplamiento efectivo es:

$$\lambda_{\text{eff}} = \sqrt{2}h_1 \sin \theta \cos \theta + v \left(\sin^2 \theta \lambda_{345} + \cos^2 \theta \lambda_7 \right), \quad (5.2)$$

Definiendo $\lambda_{345} = \lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5$. Este λ_{eff} es el acoplamiento del Higgs portal para la DM, para el cual se ve claramente la dependencia que tiene con h_1 . Al ser el canal dominante el Higgs portal, a medida que aumente h_1 disminuirá la densidad de reliquia del modelo. [8]

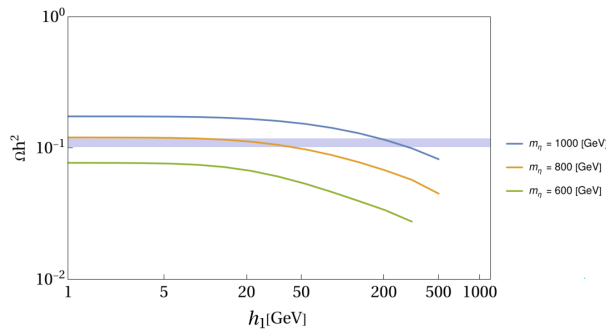


Figura 5.7: Gráfico de la densidad de reliquia en función de h_1 para distintos valores de m_{η} .

5.3.3. Branching ratio de $\mu \rightarrow e\gamma$

La fracción de decaimiento (*branching ratio*) del proceso $\mu \rightarrow e\gamma$ es un parámetro importante para el estudio de la fenomenología del modelo ScTM. Este representa la probabilidad relativa de que un muón se desintegre en un electrón y un fotón, en comparación con su desintegración total en todos los canales posibles. En términos matemáticos se describe como la división entre la tasa de decaimiento del proceso específico (en este caso del proceso $\mu \rightarrow e\gamma$) y la suma de las tasas de todos los posibles procesos de decaimiento.

En términos generales, una tasa de decaimiento diferencial describe la probabilidad de que una partícula con momento \mathbf{p}_1 se transforme en un estado de múltiples partículas con momentos $\{\mathbf{p}_j\}$ en un tiempo dado T . En mecánica cuántica, la tasa de decaimiento de un estado se describe mediante el ancho parcial $\Gamma(A \rightarrow f)$, el cual tiene unidades de energía y cuantifica la tasa de un proceso de desintegración específico. Una tasa de decaimiento diferencial es la probabilidad de que un estado de una partícula con momento \mathbf{p}_1 se transforme en un estado de múltiples partículas con momentos $\{\mathbf{p}_j\}$ durante un tiempo T :

$$d\Gamma(1 \rightarrow f) = \frac{dp}{T} = \frac{1}{2E_1} dL_{ips} |\langle f | \mathcal{M} | i \rangle|^2, \quad (5.3)$$

donde E_1 es la energía inicial de la partícula 1, dL_{ips} es el elemento de espacio de fase invariante y $\langle f | \mathcal{M} | i \rangle$ es el elemento de matriz asociado al proceso. El ancho total de una resonancia está dado por la suma de todos los anchos parciales correspondientes a los posibles modos de desintegración:

$$\Gamma_A = \sum_f \Gamma(A \rightarrow f).$$

El tiempo de vida promedio de la resonancia está relacionado con el ancho total a través de la relación $\tau = \hbar/\Gamma_A$. La fracción de decaimiento o *branching ratio* (BR) de un canal de decaimiento específico f se define como:

$$\text{Br}(A \rightarrow f) = \frac{\Gamma(A \rightarrow f)}{\Gamma_A}.$$

Esta magnitud representa la probabilidad de que una partícula A se desintegre en un estado final f en comparación con todas las posibles desintegraciones.

En el caso particular del proceso $\mu \rightarrow e\gamma$, el branching ratio se expresa como:

$$\text{Br}(\mu \rightarrow e\gamma) = \frac{\Gamma(\mu \rightarrow e\gamma)}{\Gamma_{\text{total}}(\mu)},$$

donde $\Gamma(\mu \rightarrow e\gamma)$ es el ancho de desintegración del muón en un electrón y un fotón y $\Gamma_{\text{total}}(\mu)$ es el ancho total de desintegración del muón en todos sus canales posibles.

La medición precisa del $\text{Br}(\mu \rightarrow e\gamma)$ es crucial en la búsqueda de física más allá del Modelo Estándar, ya que la violación del número leptónico en este tipo de desintegraciones puede proporcionar indicios de nuevas interacciones o partículas más allá del marco teórico convencional.

Límite experimental impuesto por MEGII

El experimento MEG II, ubicado en el Paul Scherrer Institut en Suiza, ha llevado a cabo una búsqueda de la transición $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$. En su análisis más reciente, basado en los datos de su primera corrida de 2021 y en combinación con los datos previos del experimento MEG original, se obtuvo el límite más restrictivo hasta la fecha [28]:

$$\text{Br}(\mu^+ \rightarrow e^+\gamma) < 3,1 \times 10^{-13}$$

Este límite es crucial porque restringe severamente muchos modelos de nueva física, como aquellos que incluyen nuevas partículas mediadoras, mecanismos de violación del sabor leptónico o contribuciones de sectores ocultos. Modelos que predicen tasas de decaimiento superiores a este umbral están fuertemente desafiados por la ausencia de una señal experimental. El modelo ScTM está muy por debajo de esta cota experimental. Por esta razón el análisis del branching ratio para este modelo pasa a segundo plano.

5.3.4. Splitting entre la componente cargada y neutra

Un análisis profundo de la ecuación Ec.(C.4) lleva a la conclusión expuesta en el apéndice C:

- Si $\lambda_4 + \lambda_5 = 0$, a nivel árbol no existe diferencia entre la masa física cargada y neutra ($\Delta m_{\pm 0}^2 = 0$).
- Si $\lambda_4 + \lambda_5 > 0$, la masa física neutra es mayor a la cargada ($\Delta m_{\pm 0}^2 < 0$).
- Si $\lambda_4 + \lambda_5 < 0$, la masa física cargada es mayor a la neutra ($\Delta m_{\pm 0}^2 > 0$).

Para el análisis de la fenomenología del modelo, se asume que el acoplamiento λ_5 es subdominante, dado que es el acoplamiento central en el ScM e implica que el doblete adquiera relevancia ($\lambda_5 \propto 10^{-5}$). Como consecuencia, λ_4 debe considerarse negativo para garantizar que la componente neutra de χ_1 sea la más ligera, lo que la convierte en un candidato viable para DM.

Como se explica en el Apéndice C, la contribución de la corrección a un loop al splitting de masa de las componentes cargada y neutra es de aproximadamente $\Delta\Sigma_{+0} \approx 166[MeV]$ en el límite puramente triplete. A partir de esto, en los gráficos del análisis fenomenológico se incorpora esta contribución a un loop, permitiendo comparar los efectos con y sin dicha corrección. Esta contribución del loop al splitting cargado es importante ya que aumenta el espacio de fase y posibilita que el canal de decaimiento tipo $\chi_1^+ \rightarrow \chi_1^0\pi^+$ sea cinemáticamente accesible, canal que a su vez permite el estudio de χ_1^+ como partículas de larga vida.

5.3.5. Partículas de larga vida en el ScTM

Las partículas de larga vida se caracterizan por tener una vida media lo suficientemente extensa como para recorrer distancias macroscópicas dentro de un detector antes de desintegrarse. Este término se emplea principalmente para referirse a partículas nuevas BSM, cuya existencia aún no ha sido confirmada experimentalmente. La vida media de una partícula depende de diversos factores, entre los cuales la masa y los acoplamientos

son los más relevantes. Mientras que partículas masivas, como el bosón Z , decaen rápidamente, aquellas partículas con tasa de decaimiento muy bajas, pueden tener tiempos de vida mucho más prolongados.

Las LLPs no son exclusivas de una única teoría y pueden surgir en prácticamente cualquier extensión del Modelo Estándar. Su existencia está fuertemente motivada, ya que suelen presentar interacciones débiles y podrían proporcionar respuestas a problemas abiertos en la física de partículas, como el origen de la materia oscura, el mecanismo responsable de las masas de los neutrinos, la bariogénesis y la cuestión de la naturalidad, entre otros. Además, los modelos que predicen la existencia de partículas de larga vida pueden ser probados no solo en colisionadores, sino también en aceleradores de partículas que operan sin colisiones frontales, como los experimentos de haces fijos, lo que convierte a este campo en un área propicia para la colaboración interdisciplinaria.[22]

El modelo también presenta una fenomenología distintiva en el contexto de partículas de vida larga. Se ha encontrado que, en ciertas regiones del espacio de parámetros, la inclusión de correcciones radiativas al *splitting* de masas entre los estados cargado y neutro permite explorar el decaimiento $\chi_1^+ \rightarrow \chi_1^0 \pi^+$, el cual presenta una tasa de decaimiento muy baja, correspondiente a la zona característica de las LLPs. Esta particularidad abre la posibilidad de investigar dichas señales tanto en colisionadores como el *LHC*, como en detectores específicos para LLPs, tales como *MATHUSLA* y *FASER* [3].

En el marco del presente modelo, la diferencia de masa a nivel árbol entre las componentes χ_1^+ y χ_1^0 no es nula y puede adquirir valores que permiten que el decaimiento $\chi_1^+ \rightarrow \chi_1^0 \pi^+$ sea cinemáticamente permitido. A continuación se estudiará este proceso y su dependencia con los acoplamientos del modelo, motivado en parte por el hecho de que el pión, debido a su masa y su relativamente largo tiempo de vida en comparación con otras interacciones débiles de mesones pesados, constituye una partícula especialmente interesante. En este contexto, la amplitud del decaimiento $\chi_1^+ \rightarrow \chi_1^0 \pi^+$ está descrita por la siguiente expresión (ver en detalle en la Ecuación (C.11)).

$$\Gamma(\chi_1^+ \rightarrow \chi_1^0 \pi^+) = \frac{2G^2}{\pi} f_\pi^2 V_{ud}^2 (\Delta m_{+0})^3 \sqrt{1 - \frac{m_\pi^2}{(\Delta m_{+0})^2}} \quad (5.4)$$

En esta ecuación, χ_1^+ y χ_1^0 representan los estados físicos cargado y neutro más livianos. El factor G está descrito por $G = \sqrt{2}g^2/8m_W^2$, m_W es la masa del bosón W y g corresponde al vértice $\chi_1^+ - \chi_1^0 - W^+$ descrito por el modelo como:

$$g = \frac{1}{2}g_2(R_{21}^0 R_{21}^{ch} - 2R_{22}^0 R_{22}^{ch}) \quad (5.5)$$

La constante $g_2 = 0,652$ es la constante de acoplamiento electrodébil. Las matrices R^0 y R^{ch} corresponden a las matrices de rotación de los estados neutros y cargados respectivamente, y cuyas componentes dependen de los parámetros de mezcla entre estos estados, entre los cuales se encuentra el acoplamiento h_1 . Par un determinado *benchmark point* en el espacio de parámetros, se presentan en la Fig.(5.8) tanto el comportamiento del vértice g en función de h_1 como el diagrama de Feynman correspondiente al decaimiento $\chi_1^+ \rightarrow \chi_1^0 \pi^+$.

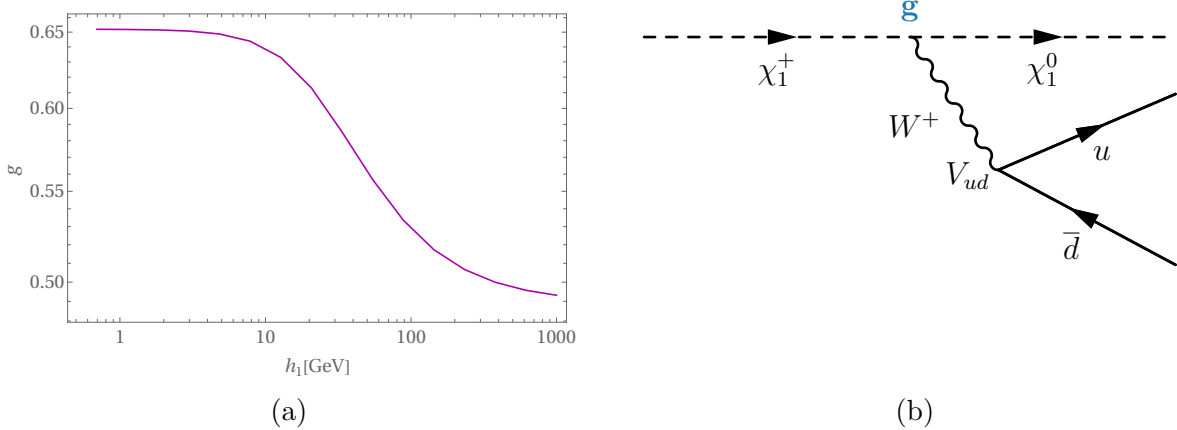


Figura 5.8: La Fig. (a) muestra el vértice $\chi_1^+ \chi_1^0 W^+$ del modelo ScTM en función de h_1 . La Fig. (b) muestra el diagrama de Feynman que describe el decaimiento estudiado.

Se observa que, para valores relativamente pequeños del acoplamiento h_1 , correspondientes al régimen en que la mezcla entre el triplete y el doblete es débil, el valor del vértice g tiende al valor de la constante de acoplamiento electrodébil $g_2 \approx 0,652$. Este caso límite describe un escenario en el cual los estados χ_1^+ y χ_1^0 son mayormente tripletes, acoplándose al bosón W^+ exclusivamente mediante g_2 .

Ya con la expresión completa para el decaimiento $\chi_1^+ \rightarrow \chi_1^0 \pi^+$, prosigue su análisis fenomenológico. En la gráfica Fig.(5.9a) la franja horizontal muestra la región de Γ para la cual χ_1^+ se considera de larga vida. Recordando que $c\tau = c/\Gamma$, es de esperar que la región de LLP esté en valores muy bajos de Γ . La Fig.(5.9b) está dedicada al estudio del impacto de los acoplamientos en la región de LLP. Esta gráfica analiza la variación del splitting a nivel árbol entre las componentes cargada y neutra en función del acoplamiento h_1 , considerando distintos valores de λ_7 . En la Fig.(5.9a) se identifica el rango de valores de Δm_{+0} que corresponde a la franja horizontal sombreada en color beige del panel derecho, que indica el rango de parámetros donde las partículas pueden exhibir tiempos de vida prolongados. La dependencia del splitting con λ_7 no es trivial y viene dada por la Ec.(C.4). Como observación, se extrapolaron los puntos de la Fig.(5.9a) a la Fig.(5.9b), en los cuales se conservó el color para indicar a que franja corresponden.

La Fig.(5.9b) examina en detalle la dependencia del splitting con λ_7 . Se extrapoló el fit de la densidad de reliquia junto con las cotas experimentales LZ y DARWIN, cuyos valores se superponen. El rango de puntos que reproduce la densidad de reliquia actual corresponde al tramo negro de la función, mientras que por encima, se encuentran los puntos rojos y amarillos que corresponden a los puntos que están por debajo de las cotas experimentales LZ y DARWIN, respectivamente.

Este análisis confirma que el modelo presenta regiones en las que el splitting de masa a nivel árbol es suficiente para situar al estado cargado en la región de larga vida, tanto para h_1 pequeño como para valores más grandes. Además, dentro de esta misma región de larga vida, se encuentran valores de h_1 suficientemente pequeños como para reproducir la densidad de reliquia actual, y al mismo tiempo, estando incluso por debajo de la cota experimental más restrictiva impuesta por DARWIN.

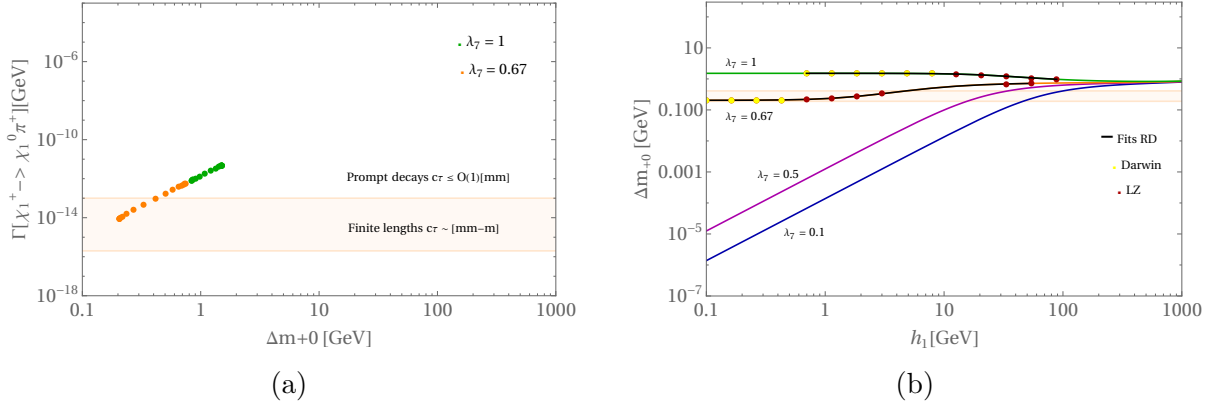


Figura 5.9: La Fig. (a) muestra la tasa de decaimiento $\chi_1^+ \rightarrow \chi_1^0 \pi^+$ en función del splitting a nivel árbol Δm_{+0} . La franja horizontal resalta la región correspondiente a partículas de larga vida. Los puntos en cada color representan un valor específico de λ_7 , código de colores que se conserva en la Fig.(b). La Fig. (b) ilustra la variación de Δm_{+0} con respecto a h_1 para distintos valores de λ_7 . Además incorpora el ajuste a la densidad de reliquia y las cotas experimentales de los experimentos LZ y DARWIN.

5.4. Análisis Fenomenológico del Modelo a través de Scatter Plots

Esta sección amplía el estudio del espacio de parámetros del ScTM, a través de Scatter Plots con mayor números de datos para un análisis más robustos. En este apartado se comienza con el estudio del acoplamiento h_1 , acoplamiento que entrega la nueva fenomenología del modelo, con un análisis de la relación del acoplamiento con los distintos observables como lo son la densidad de reliquia, la sección eficaz de detección directa y un estudio de la tasa de decaimiento $\Gamma(\chi_1^+ \rightarrow \chi_1^0 \pi^+)$ en el contexto de LLPs. Luego sigue un análisis del acoplamiento λ_7 el cual representa el Higgs portal asociado al triplete, se estudian observables similares al caso anterior y se analiza su comportamiento. Para este acoplamiento en particular se omite el estudio del decaimiento $\chi_1^+ \rightarrow \chi_1^0 \pi^+$ y se deja su resultado en el apéndice D, dado que el splitting de masa entre las componentes cargada y neutra no muestra dependencia con este acoplamiento en la región de parámetros estudiada. El análisis del branching ratio $Br(\mu \rightarrow e \gamma)$ tanto de h_1 como de λ_7 fue omitido en este estudio dado que en ambos casos los valores obtenidos se encuentran muy por debajo del límite experimental impuesto por MEG II, los resultados se presentan en el apéndice D. Para el estudio de la fenomenología se utilizaron las herramientas computacionales SARAH, MicrOmegas, SSP y Mathematica, los cuales permiten montar el modelo, explorar el espacio de parámetros de BSMs, calcular la densidad reliquia de materia oscura y realizar simulación de predicciones fenomenológicas. Los códigos relevantes se muestran en el apéndice E.

Al generar los datos utilizados en estos resultados, se realizó un Scatter Plot de valores arbitrarios, variando simultáneamente la masa no física m_η , el splitting neutro no físico de los escalares η y T , y dependiendo del caso, se varió h_1 o λ_7 . Para cada running de datos se impusieron restricciones sobre las masas físicas y Yukawas del modelo, teniendo como restricción que la masa física que representa la DM del modelo ($m_{\chi_1^0}$) sea siempre la menor, y que cada componente de la matriz Yukawa sea siempre real y perturbativa. En estos estudios se consideró la contribución del splitting a un loop entre las componentes cargada y neutra.

Para un apoyo visual de los resultados se utilizó notación de colores, mostrando un cambio gradual entre el naranja y el azul denotados por la leyenda al costado derecho de cada gráfico. Los puntos en negro son puntos que están por debajo de ambas cotas, tanto LZ como DARWIN, aquellos puntos que se encuentran por encima de ambas cotas están graficados de manera opaca, indicando que son puntos que están excluidos por los experimentos estudiados. Los puntos verdes están en el rango de la densidad de reliquia actual. Aquellos puntos que son negros con centro verde, son datos del modelo que pasan las restricciones de los observables estudiados, estos puntos son de gran interés ya que muestran que el modelo cumple las restricciones impuestas para presentar un candidato a DM, a la vez que es completamente viable para ser estudiado en los experimentos futuros. Como observación, en el análisis de h_1 se graficó mayor cantidad de puntos en el rango de parámetros con valores que están por debajo de las cotas experimentales impuestas y que reproducen la densidad de reliquia actual, como consecuencia de esto, los gráficos se verán con más densidad de puntos en cierta zona. Los gráficos en su mayoría se mostrarán duplicados, siendo el gráfico de la izquierda el mismo que el de la derecha, pero con la diferencia de opacidad mencionada anteriormente. Como observación se recalca que la masa que representa a la materia oscura, llamada m_{DM} en los gráficos, es la masa física neutra con menor valor, en este caso estudiado donde la materia oscura está conformada por una mezcla de los escalares del modelo es $m_{\chi_1^0}$.

5.4.1. Estudio del acoplamiento h_1

Densidad de reliquia

En el presente estudio se realizan 2 gráficos para la densidad de reliquia Fig.(5.10), estos gráficos muestran la variación de la densidad de reliquia en función de la m_{DM} y el acoplamiento h_1 , la franja opaca muestra el rango de la densidad de reliquia actual cuyo valor oscila entre $0,096 < \Omega h^2 < 0,14$, con una variación de color en el acoplamiento trilineal h_1 . La Fig.(5.10a) muestra como para un mismo valor de m_{DM} existe una relación inversa entre la densidad de reliquia y el acoplamiento h_1 , esto se condice con el análisis del Higgs portal de la Ec.(5.2).

Por otra parte, la Fig.(5.10b) muestra que valores pequeños de h_1 pertenecen a la región de interés del modelo. Esto tiene como consecuencia directa que valores bajos de la m_{DM} del modelo sean los que es reproduzcan la densidad de reliquia y estén por debajo de la cota experimental.

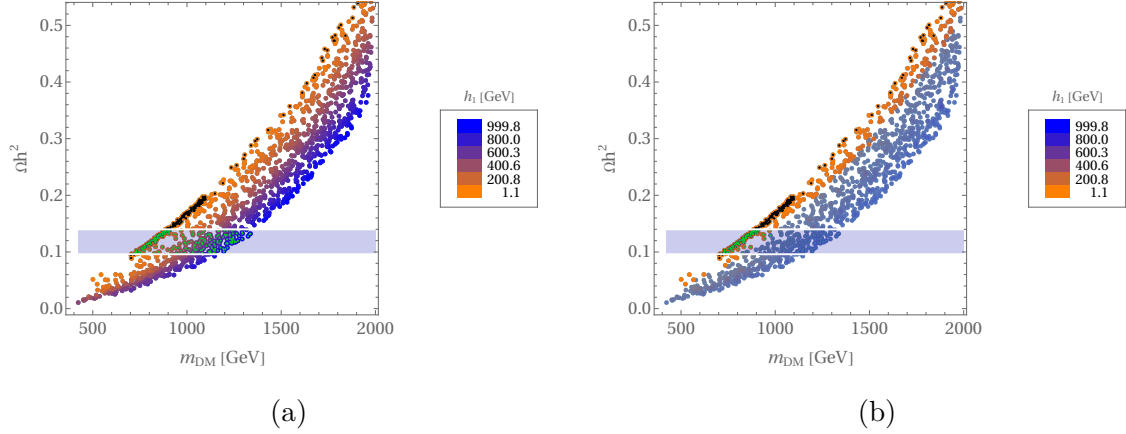


Figura 5.10: Gráficos de la densidad de reliquia en función de la m_{DM} para distintos valores de h_1 . La Fig.(a) muestra la variación completa en el rango de parámetros escogidos, mientras que la Fig.(b) resalta el rango de interés del modelo, indicado por los puntos de colores.

Splitting neutro

En el estudio de la relación entre el splitting físico y h_1 , se analizan los gráficos de la Fig(5.11). La Fig.(5.11a) muestra que para valores constantes de $m_{\chi_2^0}$, existe una correlación significativa entre Δm y h_1 . En particular, a medida que h_1 aumenta, Δm también crece, en concordancia con la expresión analítica dada en la Ec.5.6. Además, se observa que, para valores fijos de h_1 , el splitting físico entre las componentes neutras disminuye conforme $m_{\chi_2^0}$ se incrementa.

$$\Delta m = m_{\chi_2^0} \left[1 - \sqrt{1 - \frac{\sqrt{2}v}{\sin 2\theta} \frac{h_1}{m_{\chi_2^0}^2}} \right] \quad (5.6)$$

A partir de la Fig.(5.11b), se concluye que, al igual que en gráficos previos, los valores relevantes para el modelo corresponden a la región de mezcla entre las componentes de la DM, caracterizada por valores bajos de h_1 .

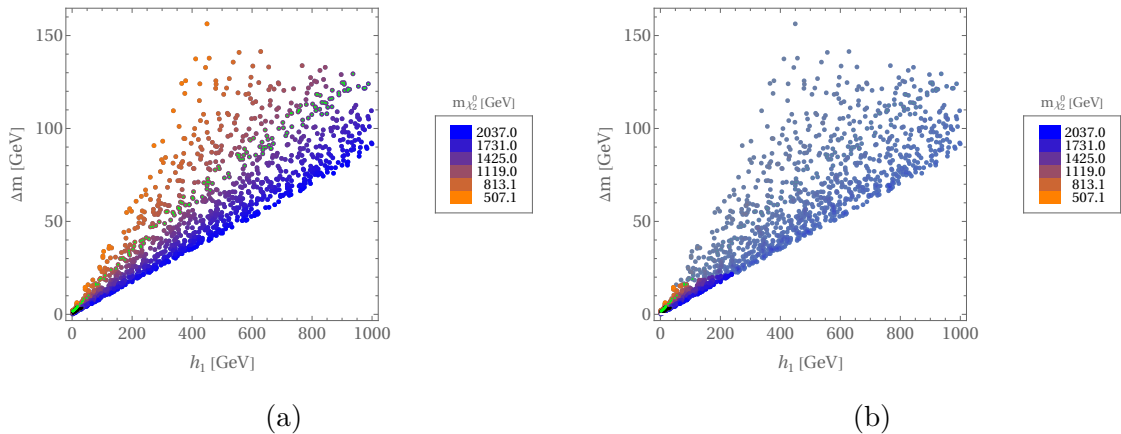


Figura 5.11: Gráficos del splitting de masa físico neutro Δm en función de h_1 para distintos valores de $m_{\chi_2^0}$. La Fig.(a) muestra la variación completa en el rango de parámetros escogidos, mientras que la Fig.(b) resalta el rango de interés del modelo, indicado por los puntos de colores.

Detección directa y decaimiento del χ_1^+

En el siguiente apartado se presentan y analizan los resultados obtenidos en el estudio de la fenomenología de la sección eficaz de detección directa SI y la tasa de decaimiento del proceso $\Gamma(\chi_1^+ \rightarrow \chi_1^0 \pi^+)$ en relación al acoplamiento h_1 . Los resultados se presentan en la Fig.(5.12).

El análisis de la sección eficaz de DD es importante ya que restringe los acoplamientos del modelo. La Fig.(5.12a) ilustra las principales restricciones experimentales que deben cumplirse. A partir de esta gráfica, se observa que el acoplamiento h_1 aumenta la sección eficaz de DD, lo cual se condice con los estudios previos.

El campo físico χ_1 que representa la materia oscura del modelo, es una mezcla entre los campo η y T con un cierto ángulo de mezcla θ como se muestra en la Ec.(4.10). Por otro lado la sección de eficaz de DD depende de todos los posibles canales de interacción entre χ_1 y N , entre los cuales predomina el canal- t mediado por el bosón Z cuya contribución disminuye a medida que el ángulo de mezcla se reduce ($\sin \theta \rightarrow 0$), como se muestra en la Ec.(5.1). El acoplamiento h_1 , a su vez, corresponde al término no diagonal de la matriz de masa de los estados neutros Ec.(4.7) y está directamente relacionado con el ángulo de mezcla Ec.(B.10). Es justamente el acoplamiento h_1 el término que fuerza la mezcla entre los escalares η y T , permitiendo la existencia de contribuciones no nulas mediadas por el bosón Z , lo que incrementa la sección eficaz de DD. Matemáticamente, esta relación se expresa como:

$$\sigma^{SI} \propto \sin^2 \theta \propto h_1^2$$

Por lo tanto, valores bajos del acoplamiento h_1 reducen la sección eficaz de DD, permitiendo que se sitúe por debajo de las cotas experimentales impuestas por LZ y DARWIN.

Los resultados de la Fig.(5.12a) reflejan este comportamiento. Además, se observa la existencia de una cantidad relevante de puntos que reproducen la densidad de reliquia actual (representados en verde) y que están por debajo de ambas cotas experimentales (puntos verdes con fondo negro). Este último punto es importante, ya que demuestra que el modelo ScTM posee una región de parámetros que reproduce la densidad de reliquia actual y es compatible con futuras pruebas experimentales.

Dentro de la fenomenología estudiada, se analiza la tasa de decaimiento del pión. Para este estudio, se generaron dos gráficos cuya diferencia radica en la consideración o no de la contribución a un loop en el splitting entre las componentes cargada y neutra. La Fig.(5.12b) incluye esta contribución, mientras que la Fig. (5.12c) no.

La clave de este análisis radica en la relación entre el splitting de las componentes cargada y neutra con la masa del pión. Como se muestra en la Ec. (5.4) (derivada en el apéndice C), esta relación se ajusta naturalmente de modo que el decaimiento $\chi_1^+ \rightarrow \chi_1^0 \pi^+$ es cinemáticamente accesible y, al mismo tiempo, su tasa de decaimiento es lo suficientemente pequeña para que χ_1^+ pueda considerarse una partícula de larga vida:

Como se discute apéndice C, de la ecuación para la tasa de decaimiento se desprenden dos conclusiones fundamentales:

- Si $\Delta m_{+0} < m_\pi$, la tasa de decaimiento es imaginaria, lo que es coherente, ya que en este escenario el decaimiento está prohibido cinemáticamente.
- Si $m_\pi < \Delta m_{+0}$, el decaimiento está permitido.

Se sabe que el splitting a nivel árbol entre estas componentes es pequeño pero no nulo. La Fig. (5.12c) refleja esta situación, ya que sin la contribución a un loop se cumple

que $\Delta m_{+0} < m_\pi$, impidiendo el decaimiento. En contraste, la Fig. (5.12b) muestra que la consideración de la contribución a un loop en el splitting de masa permite tener puntos dentro de la región long-lived. Dado que en el espacio de parámetros escogido el splitting de masa no depende fuertemente de h_1 , todos los puntos caen en la zona de la larga vida, incluyendo los puntos que están por debajo de las restricciones experimentales y reproducen la densidad de reliquia actual.

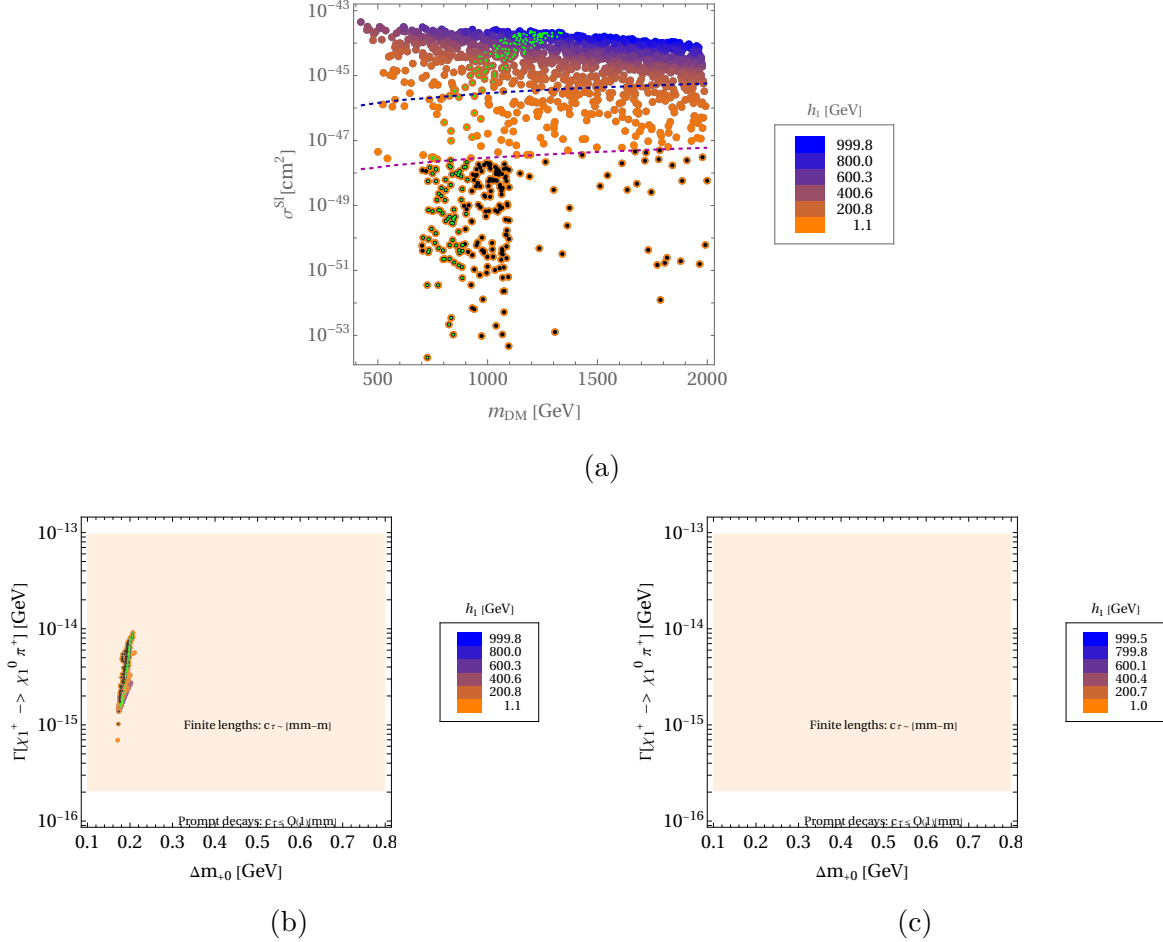


Figura 5.12: La Fig.(a) muestra la dependencia de la sección eficaz de DD en función de m_{DM} del modelo para distintos valores de h_1 . Las líneas horizontales punteadas azul y rosada, corresponden a las cotas de los experimentos LZ y DARWIN respectivamente. Las Fig. (b) y (c) presentan la tasa de decaimiento del pión en función del splitting de las componentes cargada y neutra. La diferencia entre ambas radica en la consideración de la contribución del splitting a un loop, la Fig.(b) lo considera, mientras que la Fig.(c) no. La región sombreada en color piel indica la zona de larga vida para este decaimiento, mientras que la curva azul representa la variación de la tasa de decaimiento en función del splitting de masa Δm_{+0} .

5.4.2. Estudio del acoplamiento λ_7

Densidad de reliquia

La Fig. (5.13) muestra la variación de la densidad de reliquia en función de la DM para distintos valores del acoplamiento λ_7 .

La Fig.(5.13a) muestra la fuerte dependencia de la densidad de reliquia con el acoplamiento estudiado. Este comportamiento se debe a la contribución del Higgs portal en el modelo, como se explica en la Sec.(5.3.1). A medida que λ_7 aumenta, el canal de aniquilación mediado por el bosón de Higgs gana relevancia, incrementando la eficiencia de aniquilación de la DM y, en consecuencia, la densidad de reliquia disminuye. Además, la Ec.(5.2) establece una relación directa entre λ_7 y el acoplamiento efectivo del Higgs con la DM, lo que refuerza la influencia de este parámetro en el comportamiento del modelo. La Fig.(5.13b) muestra que la región de interés para el modelo se encuentra en valores bajos de λ_7 .

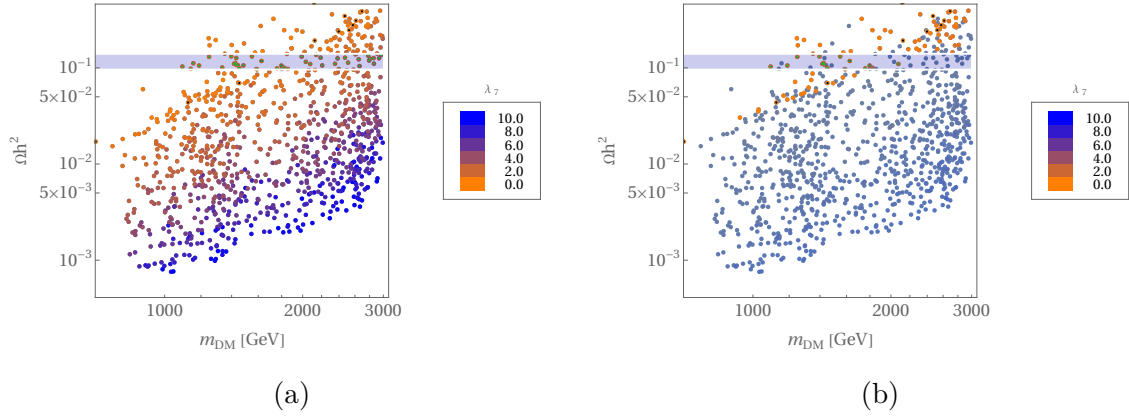


Figura 5.13: Gráficos de la densidad de reliquia en función de la m_{DM} para distintos valores de λ_7 . La Fig.(a) muestra la variación completa en el rango de parámetros escogidos, mientras que la Fig.(b) resalta el rango de interés del modelo, indicado por los puntos de colores.

Sección eficaz de detección directa

Este apartado se centra en el estudio de la sección eficaz de detección directa SI, ilustrada en la Fig. (5.14). Como se mencionó en la introducción de esta sección, la tasa de decaimiento del proceso $\Gamma(\chi_1^+ \rightarrow \chi_1^0 \pi^+)$ no se analiza para este acoplamiento, ya que todos los puntos se agrupan en un mismo valor del splitting de masa, determinado únicamente por la contribución del loop. En consecuencia, su análisis resulta trivial, pues el splitting de masa no presenta una dependencia significativa con λ_7 . Los resultados se muestran en el apéndice D.

El análisis de la sección eficaz de detección directa (DD) revela que, a medida que el acoplamiento λ_7 aumenta, también lo hace la sección eficaz. Este comportamiento se debe a que la interacción dominante es el canal mediado por el bosón de Higgs, cuyo acoplamiento efectivo está dado por:

$$\lambda_{\text{eff}} = \sqrt{2}h_1 \sin \theta \cos \theta + v \left(\sin^2 \theta \lambda_{345} + \cos^2 \theta \lambda_7 \right).$$

Este acoplamiento efectivo depende de múltiples parámetros, incluyendo el ángulo de mezcla y los acoplamientos escalares del modelo. En la región del espacio de parámetros

considerada, λ_7 adquiere un papel relevante en la determinación de la sección eficaz de DD. A medida que λ_7 aumenta, se incrementa la probabilidad de dispersión de la materia oscura con los nucleones del detector, lo que se traduce en un aumento de la sección eficaz. Esta relación impone una restricción en los valores permitidos de λ_7 en un modelo que pueda ser llevado al experimento. En particular, los puntos que se encuentran por debajo de las cotas experimentales y que, simultáneamente, reproducen la densidad de reliquia observada, tienden a presentar valores bajos del acoplamiento λ_7 , lo que sugiere una preferencia por escenarios con interacciones más débiles en el sector de Higgs portal.

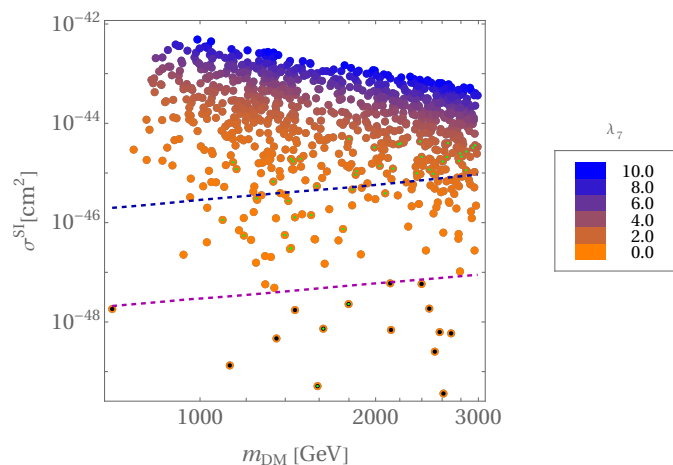


Figura 5.14: Esta gráfica muestra la dependencia de la sección eficaz de DD en función de m_{DM} del modelo para distintos valores de λ_7 . Las líneas horizontales punteadas azul y rosada, corresponden a las cotas de los experimentos LZ y DARWIN respectivamente. La gráfica muestra que para espacio de parámetros estudiado, los puntos que cumplen las restricciones experimentales corresponden a valores pequeños de λ_7

Conclusiones

En esta tesis se ha propuesto y analizado el modelo *Scototriplet*, una extensión del modelo escotogénico que incorpora un triplete escalar neutro con el objetivo de abordar simultáneamente la generación de masas de neutrinos y la naturaleza de la materia oscura. Se ha demostrado que el modelo permite la generación radiativa de masas de neutrinos a un loop, garantizando que los acoplamientos de Yukawa sean perturbativos y reales sin necesidad de ajustes arbitrarios. Este mecanismo preserva la naturalidad del modelo y lo posiciona como una alternativa viable dentro de los enfoques de nueva física más allá del Modelo Estándar.

Uno de los principales resultados obtenidos es que la partícula neutra más ligera del triplete escalar constituye un candidato sólido a materia oscura. Se ha analizado detalladamente el espacio de parámetros, verificando que existen regiones en las cuales la densidad reliquia de materia oscura es consistente con las observaciones cosmológicas y las restricciones de detección directa impuestas por experimentos como LZ y DARWIN. La presencia de interacciones específicas con el Higgs portal del Modelo Estándar permite una fenomenología rica, en la que la partícula candidata a DM puede ser explorada en futuros experimentos.

Un aspecto clave del modelo es el acoplamiento trilineal h_1 entre el doblete escalar, el triplete escalar y el Higgs del Modelo Estándar. Este acoplamiento juega un papel fundamental en la fenomenología del modelo, ya que impacta directamente en los campos físicos del modelo, en la generación de masas de neutrinos y en la aparición de procesos de desintegración de larga vida. Además, el análisis de este parámetro ha permitido identificar un espacio de parámetros nuevo, lo que amplía significativamente el alcance fenomenológico del modelo y abre nuevas posibilidades de exploración experimental.

El modelo también presenta una fenomenología distintiva en el contexto de partículas de vida larga. Se ha encontrado que, en ciertas regiones del espacio de parámetros, la inclusión de correcciones radiativas al *splitting* de masas entre los estados cargado y neutro permite explorar el decaimiento $\chi_1^+ \rightarrow \chi_1^0 \pi^+$, el cual presenta una tasa de decaimiento muy baja, correspondiente a la zona característica de las LLPs. Esta particularidad abre la posibilidad de investigar dichas señales tanto en colisionadores como el *LHC*, como en detectores específicos para LLPs, tales como *MATHUSLA* y *FASER* [3].

Comparado con modelos previos, el *Scototriplet* se distingue de enfoques tipo *seesaw* al proporcionar un mecanismo de generación de masas de neutrinos mediante interacciones radiativas en lugar de términos a nivel árbol. Asimismo, en contraste con el modelo escotogénico tradicional [26], la inclusión del triplete escalar amplía la fenomenología del modelo, permitiendo la aparición de nuevos procesos de decaimiento que pueden ser testeados experimentalmente. A diferencia del modelo *Scotosinglet* [8], el ScTM introduce un triplete de $SU(2)$ el cual contiene componentes cargadas que amplían la fenomenología del modelo y dan lugar a otro tipo de acoplamientos.

Si bien se han identificado regiones del espacio de parámetros compatibles con observaciones cosmológicas y experimentales, una exploración más amplia podría revelar nuevas configuraciones fenomenológicamente relevantes. En particular, sería interesante analizar la estabilidad y producción de la partícula de materia oscura en distintos escenarios térmicos del universo temprano y su interacción con otros sectores del modelo.

En cuanto a las LLPs, esta tesis se ha centrado en el decaimiento $\chi_1^+ \rightarrow \chi_1^0 \pi^+$, pero el modelo podría presentar otras regiones del espacio de parámetros donde se permitan canales de desintegración alternativos, como $\chi_1^+ \rightarrow \chi_1^0 W^+$. Ya que esto podría tener repercusiones sobre el estudio de LLP, es necesario realizar un estudio más amplio en la región de parámetros.

Si bien en esta tesis se ha explorado la DM en el contexto del triplete escalar o como mezcla de los escalares, el modelo *Scotriplet* también permite considerar otros candidatos viables. En particular, el doblete escalar η y el singlete fermiónico N podrían desempeñar un papel relevante en la fenomenología de la materia oscura.

Entre las mejoras teóricas que podrían implementarse, se destaca la inclusión de correcciones de orden superior en los cálculos de masas de neutrinos y en la fenomenología de LLPs. Asimismo, explorar mecanismos alternativos de producción de materia oscura más allá del freeze-out térmico permitiría evaluar el modelo en distintos contextos cosmológicos y compararlo con observaciones astrofísicas.

Finalmente, este trabajo sienta las bases para futuras investigaciones sobre modelos con tripletes escalares y sus implicaciones fenomenológicas. Extensiones naturales del modelo podrían incluir la exploración de nuevos estados de materia oscura, la incorporación de interacciones adicionales con el sector fermiónico del Modelo Estándar o la evaluación detallada de señales en colisionadores. La validación experimental del modelo requerirá estudios más detallados en experimentos de detección directa de materia oscura, así como en búsquedas de LLP en el *LHC* y futuros colisionadores. Estos desarrollos permitirán contrastar de manera más precisa las predicciones del *Scotriplet* con la realidad experimental, consolidando su relevancia dentro de la física de partículas más allá del Modelo Estándar.

Bibliografía

- [1] J. Aalbers et al. «DARWIN: Towards the ultimate dark matter detector». En: Journal of Cosmology and Astroparticle Physics 2016.11 (nov. de 2016), pág. 017. ISSN: 1475-7516. DOI: 10.1088/1475-7516/2016/11/017. URL: <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2016/11/017>.
- [2] J. Aalbers et al. «First Dark Matter Search Results from the LUX-ZEPLIN (LZ) Experiment». En: Physical Review Letters 131.4 (jul. de 2023), pág. 041002. ISSN: 1079-7114. DOI: 10.1103/PhysRevLett.131.041002. URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.131.041002>.
- [3] J. Alimena et al. «Searching for long-lived particles beyond the Standard Model at the Large Hadron Collider». En: Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics 47.9 (sep. de 2020), pág. 090501. ISSN: 1361-6471. DOI: 10.1088/1361-6471/ab4574. URL: <http://dx.doi.org/10.1088/1361-6471/ab4574>.
- [4] S. Antusch et al. Mixing Parameter Tools 1.1: Documentation. Add-on for Mathematica for extracting mixing parameters from mass and Yukawa matrices. Technical University of Munich. Jul. de 2015. URL: <https://www.ph.tum.de/~rge/MPT/>.
- [5] Takehiko Asaka y Mikhail Shaposhnikov. «The MSM, dark matter and baryon asymmetry of the universe». En: Physics Letters B 620.12 (jul. de 2005), págs. 17-26. ISSN: 0370-2693. DOI: 10.1016/j.physletb.2005.06.020. URL: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2005.06.020>.
- [6] Laura Baudis. DARWIN/XLZD: A future xenon observatory for dark matter and other rare interactions. 2024. arXiv: 2404.19524 [astro-ph.IM]. URL: <https://arxiv.org/abs/2404.19524>.
- [7] Daniel Baumann. Cosmology. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2022. ISBN: 978-1-108-83807-8. DOI: 10.1017/9781108937092. URL: <https://www.cambridge.org/highereducation/isbn/9781108838078>.
- [8] Ankit Beniwal et al. «The ScotoSinglet Model: A scalar singlet extension of the Scotogenic Model». En: Journal of High Energy Physics 2021.6 (jun. de 2021), pág. 136. ISSN: 1029-8479. DOI: 10.1007/JHEP06(2021)136. URL: [https://doi.org/10.1007/JHEP06\(2021\)136](https://doi.org/10.1007/JHEP06(2021)136).
- [9] Lars Bergström y Ariel Goobar. Cosmology and Particle Astrophysics. Second Edition. Springer Praxis Books in Astronomy and Planetary Sciences. Berlin, Germany: Springer, 2006. ISBN: 3-540-43128-4. DOI: 10.1007/3-540-37719-0.
- [10] Romain Bouchand. «Radiative Neutrino Mass Generation and Renormalization Group Running in the Ma-Model». Master of Science Thesis, Department of Theoretical Physics. Thesis. Stockholm, Sweden: Royal Institute of Technology (KTH), Sweden, 2012. URL: <https://kth.diva-portal.org/>.

- [11] J. A. Casas y A. Ibarra. «Oscillating Neutrinos and $\mu \rightarrow e\gamma$ ». En: Nuclear Physics B 618.1 (2001), págs. 171-204. ISSN: 0550-3213. DOI: 10.1016/S0550-3213(01)00475-8. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0550321301004758>.
- [12] Ricardo Cepedello. Radiative neutrino masses: A window to new physics. 2021. arXiv: 2105.01896 [hep-ph]. URL: <https://arxiv.org/abs/2105.01896>.
- [13] Cheng-Wei Chiang et al. «Collider probes of real triplet scalar dark matter». En: Journal of High Energy Physics 2021.1 (ene. de 2021), pág. 198. DOI: 10.1007/jhep01(2021)198. URL: [https://doi.org/10.1007/jhep01\(2021\)198](https://doi.org/10.1007/jhep01(2021)198).
- [14] Marco Cirelli, Nicolao Fornengo y Alessandro Strumia. «Minimal Dark Matter». En: Nuclear Physics B 753.12 (oct. de 2006), págs. 178-194. DOI: 10.1016/j.nuclphysb.2006.07.012. URL: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2006.07.012>.
- [15] Particle Data Group Collaboration et al. «Review of Particle Physics». En: Physical Review D 110 (3 ago. de 2024), pág. 030001. DOI: 10.1103/PhysRevD.110.030001. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.110.030001>.
- [16] Planck Collaboration et al. «Planck 2018 results: VI. Cosmological parameters». En: Astronomy & Astrophysics 641 (sep. de 2020), A6. ISSN: 1432-0746. DOI: 10.1051/0004-6361/201833910. URL: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833910>.
- [17] SNO Collaboration et al. «Measurement of the Rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ Interactions Produced by 8B Solar Neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory». En: Physical Review Letters 87.7 (jul. de 2001), pág. 071301. DOI: 10.1103/PhysRevLett.87.071301. URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.071301>.
- [18] Super-Kamiokande Collaboration et al. «Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos». En: Physical Review Letters 81.8 (ago. de 1998), págs. 1562-1567. DOI: 10.1103/PhysRevLett.81.1562. URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.1562>.
- [19] R. Davis, D. S. Harmer y K. C. Hoffman. «Search for Neutrinos from the Sun». En: Physical Review Letters 20.21 (mayo de 1968), págs. 1205-1209. DOI: 10.1103/PhysRevLett.20.1205. URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.20.1205>.
- [20] Aditya Dev. «Neutrino Mass Models». En: arXiv preprint 2310 (oct. de 2023), pág. 17685. arXiv: 2310.17685 [hep-ph]. URL: <https://arxiv.org/abs/2310.17685>.
- [21] Scott Dodelson y Fabian Schmidt. Modern Cosmology. Second Edition. Series in High Energy Physics, Cosmology, and Gravitation. San Diego, CA, USA: Academic Press, 2020. ISBN: 978-0-12-815948-4.
- [22] R. Gonzalez Suarez. «Long-lived Particles at Future Colliders». En: Acta Physica Polonica B 52.8 (2021), pág. 953. ISSN: 1509-5770. DOI: 10.5506/APhysPo1B.52.953. URL: <http://dx.doi.org/10.5506/APhysPo1B.52.953>.
- [23] Michael Gustafsson. The Inert Doublet Model and its Phenomenology. 2011. arXiv: 1106.1719 [hep-ph]. URL: <https://arxiv.org/abs/1106.1719>.

- [24] Lawrence M. Krauss, Salah Nasri y Mark Trodden. «Model for neutrino masses and dark matter». En: Physical Review D 67.8 (abr. de 2003), pág. 085002. ISSN: 1089-4918. DOI: 10.1103/PhysRevD.67.085002. URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.67.085002>.
- [25] Paul Langacker. «Models of Neutrino Mass». En: The Standard Model and Beyond. Second Edition. Series in High Energy Physics, Cosmology, and Gravitation. Boca Raton, FL, USA: CRC Press, Taylor & Francis Group, 2017. Cap. 9.5, págs. 413-419. ISBN: 978-1-4987-6321-9. DOI: 10.1201/b22175.
- [26] Ernest Ma. «Verifiable radiative seesaw mechanism of neutrino mass and dark matter». En: Physical Review D 73.7 (abr. de 2006), pág. 077301. ISSN: 1550-2368. DOI: 10.1103/PhysRevD.73.077301. URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.73.077301>.
- [27] Ernest Ma y Utpal Sarkar. «Neutrino Masses and Leptogenesis with Heavy Higgs Triplets». En: Physical Review Letters 80.26 (jun. de 1998), págs. 5716-5719. DOI: 10.1103/PhysRevLett.80.5716. URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.80.5716>.
- [28] K. MEG II Collaboration Afanaciev et al. A search for $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ with the first dataset of the MEG II 2024. arXiv: 2310.12614 [hep-ex]. URL: <https://arxiv.org/abs/2310.12614>.
- [29] Michael E. Peskin. Concepts of Elementary Particle Physics. Oxford Master Series in Physics. Version of April 2, 2019. Oxford, UK: Oxford University Press, 2019. ISBN: 978-0-19-881219-7. URL: <https://doi.org/10.1093/oso/9780198812197.001.0001>.
- [30] Bruno Pontecorvo. «Inverse beta processes and nonconservation of lepton charge». En: Zh. Eksp. Teor. Fiz. 33 (1957). Sov. Phys. JETP 6, 429 (1958), págs. 549-551.
- [31] Matthew D. Schwartz. Quantum Field Theory and the Standard Model. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2014. ISBN: 978-1-107-03473-0. DOI: 10.1017/CB09781139047562.
- [32] Avelino Vicente y Carlos E. Yaguna. «Probing the Scotogenic Model with Lepton Flavor Violating Processes». En: Journal of High Energy Physics 2015.2 (feb. de 2015), pág. 144. DOI: 10.1007/JHEP02(2015)144. URL: [https://doi.org/10.1007/JHEP02\(2015\)144](https://doi.org/10.1007/JHEP02(2015)144).
- [33] Michael Volpp. «Running of Radiative Neutrino Masses: A Study of the Zee-Babu Model». Masters Thesis submitted to the Theoretical and Mathematical Physics program at the Max-Planck-Institut für Physik. Thesis. Munich, Germany: Ludwig-Maximilians-Universität München, 2017. URL: <https://www.mpp.mpg.de/>.
- [34] R. L. Workman y others [Particle Data Group]. «Neutrino Masses, Mixing, and Oscillations». En: Progress of Theoretical and Experimental Physics 2022 (2022), pág. 083C01. DOI: 10.1093/ptep/ptac097. URL: <https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097>.
- [35] C. S. Wu et al. «Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay». En: Physical Review 105.4 (feb. de 1957), págs. 1413-1415. DOI: 10.1103/PhysRev.105.1413. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.105.1413>.

Glosario

- Λ CDM** Modelo cosmológico estándar, por sus siglas en inglés: Lambda Cold Dark Matter.. 3
- BSM** Abreviación para modelos que extienden el Modelo Estándar, por sus siglas en inglés: Beyond Standard Model.. 3, 5, 10, 48, 51
- CKM** Matriz de mezcla de quarks, nombrada en honor a Cabibbo, Kobayashi y Maskawa.. 10
- CMB** Radiación cósmica de fondo, por sus siglas en inglés: Cosmic Microwave Background.. 3, 25
- DARWIN** Experimento de detección de materia oscura mediante detección directa, por sus siglas en inglés: DARK matter WImp search with liquid xenON.. 1, 4, 26, 38, 40, 41, 50–52, 54, 55, 57, 58
- DARWIN/XLZD** Colaboración entre los experimentos DARWIN, XENON y LUX-ZEPLIN.. 4
- DD** Abreviación de detección directa de materia oscura, por sus siglas en inglés: Direct Detection.. 4, 26, 39–41, 54–57
- DM** Abreviación de materia oscura, por sus siglas en inglés: Dark Matter.. 1, 3–5, 26, 31, 38–46, 48, 51–53, 56, 58, 59
- EWSB** Ruptura espontánea de la simetría electrodébil, por sus siglas en inglés: Electroweak Symmetry Breaking.. 12, 13, 16, 23, 66, 68
- GUT** Teoría de la Gran Unificación, por sus siglas en inglés: Grand Unified Theory.. 3
- IDM** Modelo del doblete inerte, por sus siglas en inglés: Inert Doublet Model.. 38
- LLP** Partículas de larga vida, por sus siglas en inglés: Long-Lived Particles.. 1, 38, 49–51, 58, 59
- LZ** Abreviación del experimento de detección de materia oscura LUX-ZEPLIN.. 1, 4, 26, 38, 40, 41, 50–52, 54, 55, 57, 58
- MicrOmegas** Programa para el cálculo de la densidad reliquia de materia oscura y secciones eficaces, por sus siglas en inglés: Microscopic Omegas.. 1, 51

- PDG** Abreviación del Grupo de Datos de Partículas, por sus siglas en inglés: Particle Data Group.. 3
- PMNS** Matriz de mezcla de neutrinos, nombrada en honor a Pontecorvo, Maki, Nakagawa y Sakata.. 9–11, 35
- QFT** Teoría cuántica de campos, por sus siglas en inglés: Quantum Field Theory.. 5, 7, 8
- SARAH** Herramienta para la automatización de modelos en física de partículas, por sus siglas en inglés: Supersymmetric Analysis with Automated Routines for Handling.. 1, 51, 75, 76
- ScM** Abreviación del modelo escotogénico, por sus siglas en inglés: Scotogenic Model.. 4, 5, 22, 24, 32, 35, 48
- ScTM** Abreviación del modelo Scototriplet, por sus siglas en inglés: Scoto Triplet Model.. 2, 4, 28, 31, 32, 36, 38, 39, 45, 47, 48, 50, 51, 54, 58, 67–71, 73
- SI** Interacción independiente del espín en detección directa, por sus siglas en inglés: Spin-Independent.. 40, 41, 54, 56
- SM** Abreviación del Modelo Estándar de partículas, por sus siglas en inglés: Standard Model.. 3, 5, 8, 13, 19, 32, 44
- SNO** Experimento dedicado al estudio de neutrinos solares, por sus siglas en inglés: Sudbury Neutrino Observatory.. 3
- SSP** Herramienta computacional utilizada para el análisis fenomenológico de modelos más allá del Modelo Estándar, por sus siglas en inglés: Spectrum Solver Package.. 1, 42, 51, 75, 76
- vev** Valor de expectación del vacío, por sus siglas en inglés: Vacuum Expectation Value.. 12, 19, 20, 23, 32, 33
- WIMP** Partículas masivas que interactúan débilmente, por sus siglas en inglés: Weakly Interacting Massive Particles.. 4, 5, 25, 26, 28

Apéndice A

Cálculos de la corrección a un loop al propagador del neutrino

Como se menciona en los modelos radiativos, el cálculo de la masa del neutrino proviene de una corrección cuántica de 1^{er} orden al propagador del neutrino. Esta corrección desplazará el polo del propagador y, en consecuencia, la masa física del neutrino. Al escribir el lagrangiano en las masas físicas, los campos se desacoplan y quedan 3 diagramas de feynman del siguiente estilo:

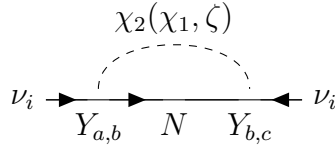


Figura A.1: Diagrama de Feynman que representa la generación radiativa de masas para los neutrinos. En este proceso, los neutrinos izquierdos (ν_i) interactúan con los campos escalares χ_2 , χ_1 , o ζ , y con fermiones intermedios (N), a través de los acoplamientos de Yukawa ($Y_{a,b}$ y $Y_{b,c}$).

Estos tres diagramas de feynman se resuelven por separado y cada uno contribuirá a la matriz de masa del neutrino:

$$\mathcal{M}_{i,j}^\nu = \mathcal{M}_{(\chi_2)i,j}^\nu + \mathcal{M}_{(\chi_1)i,j}^\nu + \mathcal{M}_{(\zeta)i,j}^\nu \quad (\text{A.1})$$

En este apéndice se resolverá una integral de loop ya que las otras dos se hacen de igual manera, solo cambian los coeficientes que irán en la expresión para la matriz de masa. Al diagrama de feynman (fig. A.1) se le asignan los momentos para cada línea y junto con las reglas de feynman se obtiene la corrección a un loop del propagador:

$$i\mathcal{M}_{(\chi_2)i,j}^\nu = \left(\frac{-i \cos(\theta)}{\sqrt{2}} \right)^2 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} Y_{i,k} \frac{i(\not{k} + M_N)}{k^2 - M_N^2 + i\epsilon} Y_{j,k} \frac{i}{(p-k)^2 - m_{\chi_2}^2 + i\epsilon} \quad (\text{A.2})$$

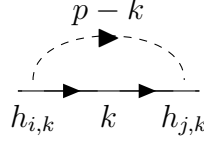


Figura A.2: Diagrama de Feynman que representa los momentos de las partículas. Estos se utilizan para calcular la matriz de masa renormalizada con $(p - k)$ el momento de la partícula 1 y k el de la partícula 2.

El término: $\cos^2(\theta)$ viene de los términos que acompañan a χ_2 en el lagrangiano al considerar al Yukawa y al $\cos(\theta)$ como términos del vértice en el diagrama de Feynman de la interacción (4.11). Para simplificar esta expresión y poder obtener una expresión para la integral, hay que notar dos cosas:

- La masa que se obtiene al resolver esta integral de loop, es independiente del momento de los neutrinos, por ende para facilitar el cálculo se escoge el sistema donde $p = 0$.
- La integral es impar en κ de $-\infty$ a $+\infty$, por ende: $\int d^4k \frac{\kappa}{k^2 - M_N^2 + i\epsilon} \frac{1}{k^2 - m_{\chi_2}^2 + i\epsilon} = 0$.

Aplicando estas observaciones, la integral del loop se simplifica:

$$i\mathcal{M}_{(\chi_2)i,j}^\nu = \frac{M_{N_k}}{(2\pi)^4} Y_{i,k} Y_{j,k} \frac{\cos^2(\theta)}{2} \int d^4k \frac{1}{(k^2 - M_{N_k}^2)(k^2 - m_{\chi_2}^2)} \quad (\text{A.3})$$

Esta integral es divergente, ya que el diferencial arrojará un término de $d\kappa \kappa^3$ mientras que el denominador es proporcional a κ^4 , lo que muestra que la integral tiene una divergencia logarítmica ($\int^\Lambda \frac{d\kappa}{\kappa} \sim \ln \Lambda$). Si se analizan los diagramas antes y después de la ruptura de simetría, se observará que esta divergencia se introduce después de EWSB con la división de los diagramas. Sin embargo la ruptura espontánea de simetría electrodébil no genera físicamente divergencias, por ende se debería obtener un resultado finito para la masa. Para tratar estas divergencias, se agregan parámetros que las regularicen y que luego el cálculo naturalmente las elimine. Es justamente aquí que aparece la función de **Passarino-Veltman**, la cual regulariza los parámetros divergentes de la teoría de la forma:

$$\begin{aligned} B_0(p^2, m_1^2, m_2^2) &= \frac{\mu^\epsilon}{i\pi^2} \int d^4k \frac{1}{[k^2 - m_1^2][(k+p)^2 - m_2^2]} \\ &= \Delta - \int_0^1 dx \ln \left(\frac{x(x-1)p^2 + xm_1^2 + (1-x)m_2^2}{\mu^2} \right). \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

Con $\Delta = \frac{2}{\epsilon} - \ln(\pi) + \gamma_E$ donde γ_E es la constante de *Euler-Mascheroni* y $\epsilon = 4 - d$ es la parte divergente. Se introduce un parámetro de escala μ para manejar las divergencias ultravioletas. Cuando se utiliza $p=0$ (sistema de laboratorio), la función queda:

$$\begin{aligned} B_0(0, m_1^2, m_2^2) &= \Delta + 1 + \frac{m_1^2}{m_1^2 - m_2^2} \ln \left(\frac{m_1^2}{\mu^2} \right) + \frac{m_2^2}{m_2^2 - m_1^2} \ln \left(\frac{m_2^2}{\mu^2} \right) \\ &= \Delta + 1 + \ln \left(\frac{m_1^2}{\mu^2} \right) + \frac{m_2^2}{m_2^2 - m_1^2} \ln \left(\frac{m_2^2}{m_1^2} \right). \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

Volviendo a la integral de loop, para eliminar las divergencias hay que convinar las ecuaciones (A,4) y (A,5), para reescribir la integral de loop en función de logaritmos:

$$\begin{aligned} \int d^4k \frac{1}{(k^2 - M_N^2)(k^2 - m_{\chi_2}^2)} &= \frac{i\pi^2}{\mu^\epsilon} B_0(0, M_N^2, m_{\chi_2}^2) \\ &= \frac{i\pi^2}{\mu^\epsilon} \left[\Delta + 1 + \ln\left(\frac{M_N^2}{\mu^2}\right) + \frac{m_{\chi_2}^2}{m_{\chi_2}^2 - M_N^2} \ln\left(\frac{m_{\chi_2}^2}{M_N^2}\right) \right] \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

Al reemplazar esta expresión en la ecuación para la matriz de masa (A,3) se obtiene que:

$$\mathcal{M}_{(\chi_2)i,j}^\nu = \frac{M_{N_k}}{32\pi^2} Y_{i,k} Y_{j,k} \cos^2(\theta) \frac{1}{\mu^\epsilon} \left[\Delta + 1 + \ln\left(\frac{M_{N_k}^2}{\mu^2}\right) + \frac{m_{\chi_2}^2}{m_{\chi_2}^2 - M_{N_k}^2} \ln\left(\frac{m_{\chi_2}^2}{M_{N_k}^2}\right) \right] \quad (\text{A.7})$$

Para obtener la matriz de masa total hay que realizar esta integral de loop para cada diagrama por separado (A.1). Si se sustituye la ecuación (A,7) y todos los demas términos en (A,1):

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{i,j}^\nu &= \sum_{k=1}^3 \frac{M_{N_k}}{32\pi^2} Y_{i,k} Y_{j,k} \cos^2(\theta) \frac{1}{\mu^\epsilon} \left[\Delta + 1 + \ln\left(\frac{M_{N_k}^2}{\mu^2}\right) + \frac{m_{\chi_2}^2}{m_{\chi_2}^2 - M_{N_k}^2} \ln\left(\frac{m_{\chi_2}^2}{M_{N_k}^2}\right) \right] \\ &+ \sum_{k=1}^3 \frac{M_{N_k}}{32\pi^2} Y_{i,k} Y_{j,k} \sin^2(\theta) \frac{1}{\mu^\epsilon} \left[\Delta + 1 + \ln\left(\frac{M_{N_k}^2}{\mu^2}\right) + \frac{m_{\chi_1}^2}{m_{\chi_1}^2 - M_{N_k}^2} \ln\left(\frac{m_{\chi_1}^2}{M_{N_k}^2}\right) \right] \\ &+ \sum_{k=1}^3 \frac{M_{N_k}}{32\pi^2} Y_{i,k} Y_{j,k} \frac{i^2}{\mu^\epsilon} \left[\Delta + 1 + \ln\left(\frac{M_{N_k}^2}{\mu^2}\right) + \frac{m_\zeta^2}{m_\zeta^2 - M_{N_k}^2} \ln\left(\frac{m_\zeta^2}{M_{N_k}^2}\right) \right] \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

Al sumar todo, los términos constantes y que dependen de la escala de renormalización se aniquilan debido al factor i^2 que aporta un signo menos. Simplificando la expresión y reemplazando la parte divergente para el límite $\epsilon \rightarrow 0$, resulta un término más compacto para la matriz de masa [10, 32]:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{i,j}^\nu &= \sum_{k=1}^3 \frac{M_{N_k}}{32\pi^2} Y_{i,k} Y_{j,k} \left[\cos^2(\theta) \frac{m_{\chi_2}^2}{m_{\chi_2}^2 - M_{N_k}^2} \ln\left(\frac{m_{\chi_2}^2}{M_{N_k}^2}\right) + \sin^2(\theta) \frac{m_{\chi_1}^2}{m_{\chi_1}^2 - M_{N_k}^2} \ln\left(\frac{m_{\chi_1}^2}{M_{N_k}^2}\right) \right. \\ &\quad \left. - \frac{m_\zeta^2}{m_\zeta^2 - M_{N_k}^2} \ln\left(\frac{m_\zeta^2}{M_{N_k}^2}\right) \right] \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

Finalmente se obtiene la matriz de masa finitamente renormalizada para los neutrinos. Este modelo es inherentemente finito, ya que las contribuciones divergentes de los distintos diagramas se cancelan entre sí. Esta propiedad representa una ventaja significativa, dado que los resultados obtenidos son naturalmente finitos y no dependen de una escala de renormalización arbitraria.

El modelo ScTM al ser un modelo radiativo, solo explica la masa del neutrino a nivel de loop; esta matriz por tanto representa la contribución más relevante a la masa de las partículas del modelo.

Apéndice B

Diagonalización de la matriz de masa y rotación de los campos

El cálculo de las masas de los campos físicos es un aspecto fundamental en la caracterización del modelo ScTM. En esta sección, se abordará en mayor detalle la diagonalización de los campos y la obtención de las expresiones para las masas físicas. Los términos de masa en el lagrangiano corresponden a contribuciones cuadráticas en los campos de la teoría. En particular, la matriz de masa neutra se construye a partir de las componentes neutras de los escalares presentes en el modelo. Tras la EWSB, los términos de masa pueden reorganizarse en una matriz cuyas entradas dependen de los acoplamientos del potencial escalar y de los parámetros de la teoría. Esta matriz, denominada matriz de masa neutra \mathcal{M}^2 determinará la masa de los campos físicos de la teoría.

$$\mathcal{L}_{mass} = -\frac{1}{2}\mathcal{A}^T\mathcal{M}^2\mathcal{A}$$

El vector $\mathcal{A}^T = (\xi \ t^0)$ contiene los escalares neutros, los cuales son los candidatos a materia oscura del modelo ScTM. La matriz de masa \mathcal{M}^2 se puede obtener mediante la derivación de los campos de la teoría de la forma:

$$\mathcal{M}^2 = \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 V}{\partial \xi^2} & \frac{\partial^2 V}{\partial \xi \partial t^0} \\ \frac{\partial^2 V}{\partial t^0 \partial \xi} & \frac{\partial^2 V}{(\partial t^0)^2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a & c \\ c & b \end{pmatrix} \quad (\text{B.1})$$

Con términos del estilo $a = m_\eta^2 + \frac{v^2}{2}(\lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5)$, $b = m_T^2 + \frac{v^2}{2}\lambda_7$, $c = -\frac{v}{\sqrt{2}}h_1$. La expresión completa para el término de masa del lagrangiano es:

$$(\xi \ t^0) \begin{pmatrix} m_\eta^2 + \frac{v^2}{2}(\lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5) & -\frac{vh_1}{\sqrt{2}} \\ -\frac{vh_1}{\sqrt{2}} & m_T^2 + \frac{v^2}{2}\lambda_7 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \xi \\ t^0 \end{pmatrix} \quad (\text{B.2})$$

Aquí se ve de manera clara los acoplamiento de los escalares y la mezcla en las expresiones. Los términos no diagonales indican que la base en la que están los campos no es la base de masa, por tanto los campos no son campos físicos. Para diagonalizar la matriz de masa hay que reescribir los campos en sus estados propios de masa:

$$\begin{pmatrix} \chi_2 \\ \chi_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ -\sin(\theta) & \cos(\theta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \xi \\ t^0 \end{pmatrix} = \mathcal{O}^T \begin{pmatrix} \xi \\ t^0 \end{pmatrix} \quad (\text{B.3})$$

Donde θ es el ángulo de mezcla. \mathcal{O} es una matriz unitaria tal que: $\mathcal{O}^T \mathcal{O} = I$. De esta propiedad es fácil deducir que:

$$\begin{pmatrix} \xi \\ t^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & -\sin(\theta) \\ \sin(\theta) & \cos(\theta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \chi_2 \\ \chi_1 \end{pmatrix} = \mathcal{O} \begin{pmatrix} \chi_2 \\ \chi_1 \end{pmatrix} \quad (\text{B.4})$$

En la base de masa, la matriz de masa es diagonal, de tal manera que reemplazando los campos en la base de masa en la ecuación (B.2):

$$\begin{pmatrix} \chi_2 & \chi_1 \end{pmatrix} \mathcal{O}^T \mathcal{M}^2 \mathcal{O} \begin{pmatrix} \chi_2 \\ \chi_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi_2 & \chi_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_{\chi_2^0}^2 & 0 \\ 0 & m_{\chi_1^0}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \chi_2 \\ \chi_1 \end{pmatrix} \quad (\text{B.5})$$

Al diagonalizar la matriz se pueden utilizar distintas rotaciones en los campos, esto tiene como consecuencia directa que el signo de la constante c cambie según la rotación utilizada. Para el caso general se utiliza el valor absoluto $|c|$, que equivale a ambas rotaciones. Las expresiones para las masas físicas quedan en términos de los valores a, b y c del modelo:

$$m_{\chi_2^0}^2 = a \cos^2 \theta + b \sin^2 \theta + |c| \sin 2\theta \quad (\text{B.6a})$$

$$m_{\chi_1^0}^2 = a \sin^2 \theta + b \cos^2 \theta - |c| \sin 2\theta \quad (\text{B.6b})$$

$$0 = -\frac{1}{2}(a - b) \sin 2\theta + |c| \cos 2\theta \quad (\text{B.6c})$$

De esta última relación (B.6c) se obtiene la condición que:

$$\tan(2\theta) = \frac{2|c|}{a - b} \quad (\text{B.7})$$

Esta asegura que la matriz de masa (B.1) sea diagonal después del cambio de base. Rotando los ángulos $\theta \rightarrow -\theta$ se pueden modificar las ecuaciones (B.6) para expresar (a, b y c) en función de ($m_{\chi_2^0}^2, m_{\chi_1^0}^2$ y θ):

$$a = m_{\chi_2^0}^2 \cos^2 \theta + m_{\chi_1^0}^2 \sin^2 \theta \quad (\text{B.8a})$$

$$b = m_{\chi_2^0}^2 \sin^2 \theta + m_{\chi_1^0}^2 \cos^2 \theta \quad (\text{B.8b})$$

$$|c| = (m_{\chi_2^0}^2 - m_{\chi_1^0}^2) \sin \theta \cos \theta \quad (\text{B.8c})$$

Finalmente reemplazando las expresiones de (a, b y c) obtenidas anteriormente, se puede expresar las masas de los campos no físicos en función de las masas físicas del modelo:

$$m_\eta^2 = m_{\chi_2^0}^2 \cos^2 \theta + m_{\chi_1^0}^2 \sin^2 \theta - \frac{v^2}{2} (\lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5) \quad (\text{B.9a})$$

$$m_T^2 = m_{\chi_2^0}^2 \sin^2 \theta + m_{\chi_1^0}^2 \cos^2 \theta - \frac{v^2}{2} \lambda_7 \quad (\text{B.9b})$$

$$h_1 = \frac{\sqrt{2}}{v} (m_{\chi_2^0}^2 - m_{\chi_1^0}^2) \sin \theta \cos \theta \quad (\text{B.9c})$$

En este apéndice se obtuvieron distintas relaciones para las masas no físicas y el acoplamiento h_1 del modelo ScTM. Estos cálculos se realizaron siguiendo el apéndice A del modelo ScotoSinglet [8]. Antes de cerrar este apéndice, una relación que es importante para el análisis de la fenomenología es la Ec.(B.9c), ya que da pie al estudio del splitting neutro mediante la siguiente relación:

$$\Delta m = m_{\chi_2^0} \left[1 - \sqrt{1 - \frac{\sqrt{2}v}{\sin 2\theta} \frac{h_1}{m_{\chi_2^0}^2}} \right] \quad (\text{B.10})$$

Apéndice C

Cálculo del Splitting cargado

Este apéndice presenta el cálculo a un loop de la corrección a la masa de las componentes cargadas y neutras del triplete T en el modelo ScTM. La masa de las componentes del triplete escalar T está determinada por los términos del potencial escalar dados en la ecuación (4.6). Para analizar el splitting de masas entre la componente cargada y la neutra del triplete, se deben considerar los términos de interacción que podrían inducir una diferencia de masa entre ambas componentes.

$$\begin{pmatrix} \eta^+ & t^+ \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_\eta^2 + \frac{v^2}{2}\lambda_3 & \frac{vh_1}{\sqrt{2}} \\ \frac{vh_1}{\sqrt{2}} & m_T^2 + \frac{v^2}{2}\lambda_7 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta^- \\ t^- \end{pmatrix} \quad (\text{C.1})$$

La matriz mostrada es la matriz de masa de las componentes cargadas, obtenida de manera similar a la Ec. (B.2). Al ser una matriz no diagonal debido a $h_1 \neq 0$, implica que las masas de las componentes cargadas del doblete y el triplete están mezcladas. A nivel árbol las expresiones para las masas físicas de las componentes cargadas son:

$$m_{\chi_2^\pm}^2 = \frac{1}{2} \left[a + b + \sqrt{(a-b)^2 + 4c^2} \right] \quad (\text{C.2})$$

$$m_{\chi_1^\pm}^2 = \frac{1}{2} \left[a + b - \sqrt{(a-b)^2 + 4c^2} \right]$$

Con $a = m_\eta^2 + \frac{v^2}{2}\lambda_3$, $b = m_T^2 + \frac{v^2}{2}\lambda_7$, $c = \frac{v}{\sqrt{2}}h_1$. De manera explícita, las masas físicas cargadas dependen de los acoplamientos del modelo de la forma:

$$m_{\chi_2^\pm}^2 = \frac{1}{4} \left(2m_\eta^2 + 2m_T^2 + (\lambda_3 + \lambda_7)v^2 + \sqrt{8h_1^2v^2 + (2m_\eta^2 - 2m_T^2 + (\lambda_3 - \lambda_7)v^2)^2} \right) \quad (\text{C.3a})$$

$$m_{\chi_1^\pm}^2 = \frac{1}{4} \left(2m_\eta^2 + 2m_T^2 + (\lambda_3 + \lambda_7)v^2 - \sqrt{8h_1^2v^2 + (2m_\eta^2 - 2m_T^2 + (\lambda_3 - \lambda_7)v^2)^2} \right) \quad (\text{C.3b})$$

A nivel árbol el splitting de la componente cargada y neutra se puede expresar comparando la ecuación obtenida Ec.(C.3) con la expresión explícita para las masas neutras Ec.(4.9) obteniendo un splitting que depende de los acoplamientos del modelo:

$$\begin{aligned}
\Delta m_{\pm 0} &= m_{\chi_1^\pm} - m_{\chi_1^0} \\
\Delta m_{\pm 0} &= \frac{v}{2} \left(\sqrt{\frac{4m_\eta^2}{v^2} - \frac{4\sqrt{m_\eta^2}\Delta}{v^2} + \frac{2\Delta^2}{v^2} + (\lambda_3 + \lambda_7) - \sqrt{\frac{8h_1^2}{v^2} + \left((\lambda_3 - \lambda_7) + \frac{4\sqrt{m_\eta^2}\Delta}{v^2} - \frac{2\Delta^2}{v^2} \right)^2}} \dots \right. \\
&\quad \left. \dots - \sqrt{\frac{4m_\eta^2}{v^2} - \frac{4\sqrt{m_\eta^2}\Delta}{v^2} + \frac{2\Delta^2}{v^2} + (\lambda_3 + \lambda_7 + \lambda_{45}) - \sqrt{\frac{8h_1^2}{v^2} + \left((\lambda_3 - \lambda_7 + \lambda_{45}) + \frac{4\sqrt{m_\eta^2}\Delta}{v^2} - \frac{2\Delta^2}{v^2} \right)^2}} \right) \tag{C.4}
\end{aligned}$$

Como notación si tiene a $\lambda_{45} = \lambda_4 + \lambda_5$ y $\Delta = m_\eta - m_T$. Notar también que para mostrar la dependencia explícita de los parámetros variados en el modelo, se utilizó: $2(m_\eta^2 + m_T^2) = 4m_\eta^2 - 4\sqrt{m_\eta^2}\Delta + 2\Delta^2$ y $2(m_\eta^2 - m_T^2) = 4\sqrt{m_\eta^2}\Delta - 2\Delta^2$.

Un análisis exhaustivo de esta ecuación revela que existen tres condiciones para el splitting de masa:

- Si $\lambda_4 + \lambda_5 = 0$, a nivel árbol no existe diferencia entre la masa física cargada y neutra ($\Delta m_{\pm 0}^2 = 0$).
- Si $\lambda_4 + \lambda_5 > 0$, la masa física neutra es mayor a la cargada ($\Delta m_{\pm 0}^2 < 0$).
- Si $\lambda_4 + \lambda_5 < 0$, la masa física cargada es mayor a la neutra ($\Delta m_{\pm 0}^2 > 0$).

De este análisis se desprende que la diferencia de masas radica en la dependencia de los acoplamientos λ_4 y λ_5 . Dado que estos acoplamiento no son predominantes en el estudio del modelo ScTM, con valores de $\lambda_4 \propto -10^{-3}$ y $\lambda_5 \propto 10^{-5}$, se puede decir que a nivel árbol, el splitting de masa entre las componentes cargadas y neutras es pequeño.

C.1. Corrección a un loop y tasa de decaimiento

Las correcciones de masa al modelo ScTM a nivel de loop, también introducen una corrección a la masa de χ_1^0 y χ_1^\pm :

$$(m_{\chi_1^\pm}^{Phys})^2 = m_{\chi_1^\pm}^2 + \Sigma_{\chi_1^\pm}^2 \tag{C.5}$$

$$(m_{\chi_1^0}^{Phys})^2 = m_{\chi_1^0}^2 + \Sigma_{\chi_1^0}^2 \tag{C.6}$$

La combinación de estas ecuaciones da una expresión aproximada para el splitting de ambas componentes, en el límite para el cual el splitting a nivel de árbol es mucho menor que la corrección de loop ($\Delta m_\pm^2 \ll \Delta \Sigma_\pm^2$):

$$(m_{\chi_1^\pm}^{Phys})^2 - (m_{\chi_1^0}^{Phys})^2 \approx \Sigma_{\chi_1^\pm}^2 - \Sigma_{\chi_1^0}^2$$

El término Σ^2 proviene de correcciones de loop e incluye contribuciones de loops que generan correcciones radiativas en los términos de masa. Siguiendo los resultados de [13, 14], se obtiene una expresión general para el splitting de masa cargado:

$$\begin{aligned}
m_Q - m_{Q'} &= \frac{\alpha_2 M}{4\pi} \left[(Q^2 - Q'^2) s_W^2 f\left(\frac{M_Z}{M}\right) \dots \right. \\
&\quad \left. \dots + (Q - Q')(Q + Q' - 2Y) \left(f\left(\frac{M_W}{M}\right) - f\left(\frac{M_Z}{M}\right) \right) \right] \tag{C.7}
\end{aligned}$$

Aquí s_W es el ángulo de Weinberg, $\alpha_2 = g_2^2/4\pi$ que es un factor de la constante de acoplamiento electro débil, M_Z y M_W son la masa de los bosones Z y W respectivamente, M es la masa física a un loop $m_{\chi_1}^{Phys} \equiv M$. Esta ecuación obtenida del artículo [14], define las funciones de loop $f(r)$ para partículas escalares como:

$$f(r) = -r \left[2r^3 \ln r - kr + \sqrt{r^2 - 4}^3 \ln A \right] / 4$$

Con

$$A(r) = \frac{1}{2}(r^2 - 2 - r\sqrt{r^2 - 2}).$$

Aquí la constante k es divergente en UV, la cual se absorbe en la renormalización de M . En el caso $Y = 0$ el término k no contribuye. Para el escenario de materia oscura en estudio, se aplican las condiciones $Y = 0$, $Q = 1$, $Q' = 0$, lo que simplifica la Ec. (C.7) a la expresión obtenida en [13]:

$$\Delta\Sigma_{+0} \approx \frac{\alpha_2 M}{4\pi} \left[f\left(\frac{M_W}{M}\right) - c_W^2 f\left(\frac{M_Z}{M}\right) \right] \quad (C.8)$$

En el límite $M \gg M_{W,Z}$, la función $\lim_{r \rightarrow 0} f(r) \simeq 2\pi r$ y, usando $M_Z = M_W/c_W$, se obtiene una corrección a un loop al splitting cargado:

$$\Delta\Sigma_{+0} = \alpha_2 M_W \sin^2 \frac{\theta_W}{2} = (166 \pm 1)[MeV] \quad (C.9)$$

Esta diferencia de masa permite que el canal de decaimiento $\chi_1^+ \rightarrow \chi_1^0 \pi^+$ sea cinemáticamente accesible. Su tasa de decaimiento $1 \rightarrow 2$ se define:

$$d\Gamma_{1 \rightarrow 2} = \frac{1}{32\pi^2} |\mathcal{M}|^2 \frac{|\mathbf{p}_1|}{M^2} d\Omega \quad (C.10)$$

Con Ω siendo el ángulo sólido de la partícula 1 y $M = E_{cm}$. Si se resuelve esta ecuación para este proceso se obtiene la tasa de decaimiento de los artículos [13, 14]

$$\Gamma(\chi_1^+ \rightarrow \chi_1^0 \pi^+) = \frac{2G^2}{\pi} f_\pi^2 V_{ud}^2 (\Delta m_{+0})^3 \sqrt{1 - \frac{m_\pi^2}{(\Delta m_{+0})^2}} \quad (C.11)$$

El factor G está descrito por $G = \sqrt{2}g^2/8m_W$, g corresponde al vértice $\chi_1^+ - \chi_1^0 - W^+$ descrito por el modelo y m_W es la masa del bosón W . $f_\pi = 131[MeV]$ es la constante de desintegración del pión, V_{ud} es el elemento correspondiente de la matriz CKM y m_π es la masa del pión.

Apéndice D

Gráficos omitidos

En esta sección se presentan gráficos que fueron omitidos del análisis principal del modelo. Estos gráficos corresponden a exploraciones adicionales del espacio de parámetros, pero no aportan información significativa para la discusión central del ScTM.

Las gráficas de la Fig. (D.1) son el zoom de las gráficas Fig. (5.12b) y Fig. (D.2c). Estas se presentan en esta sección como completitud del análisis de estos decaimientos.

La Fig. (D.2a) y Fig. (D.2b) representan el análisis del *branching ratio* del decaimiento $\mu \rightarrow e\gamma$ tanto para h_1 como para λ_7 . Sus estudios fueron omitidos ya que, en el espacio de parámetros considerado, todos los puntos de ambos gráficos se encuentran muy por debajo del límite experimental impuesto por MEG II, por lo que no imponen restricciones relevantes al modelo.

Las Fig. (D.2c) y Fig. (D.2d) muestran la tasa de decaimiento del proceso $\Gamma(\chi_1^+ \rightarrow \chi_1^0 \pi^+)$. Su estudio fue omitido, ya que en la región de parámetros estudiada esta tasa de decaimiento no muestra dependencia con λ_7 , por lo que su análisis se vuelve trivial.

Estos gráficos, aunque no aportan nueva información en el contexto del análisis central, pueden ser útiles como referencia para estudios de futuros parámetros.

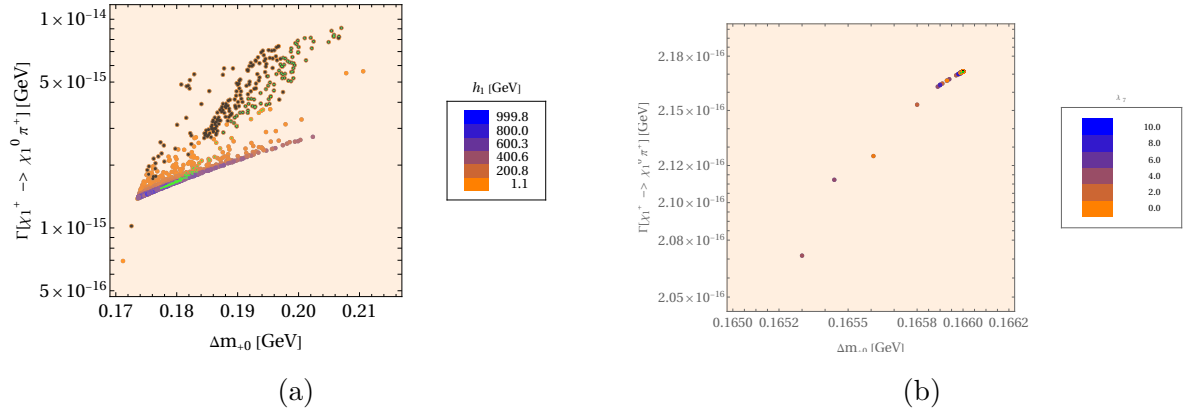


Figura D.1: Las Fig. (a) y (b) muestran un zoom del decaimiento $\Gamma(\chi_1^+ \rightarrow \chi_1^0 \pi^+)$ para h_1 y λ_7 respectivamente.

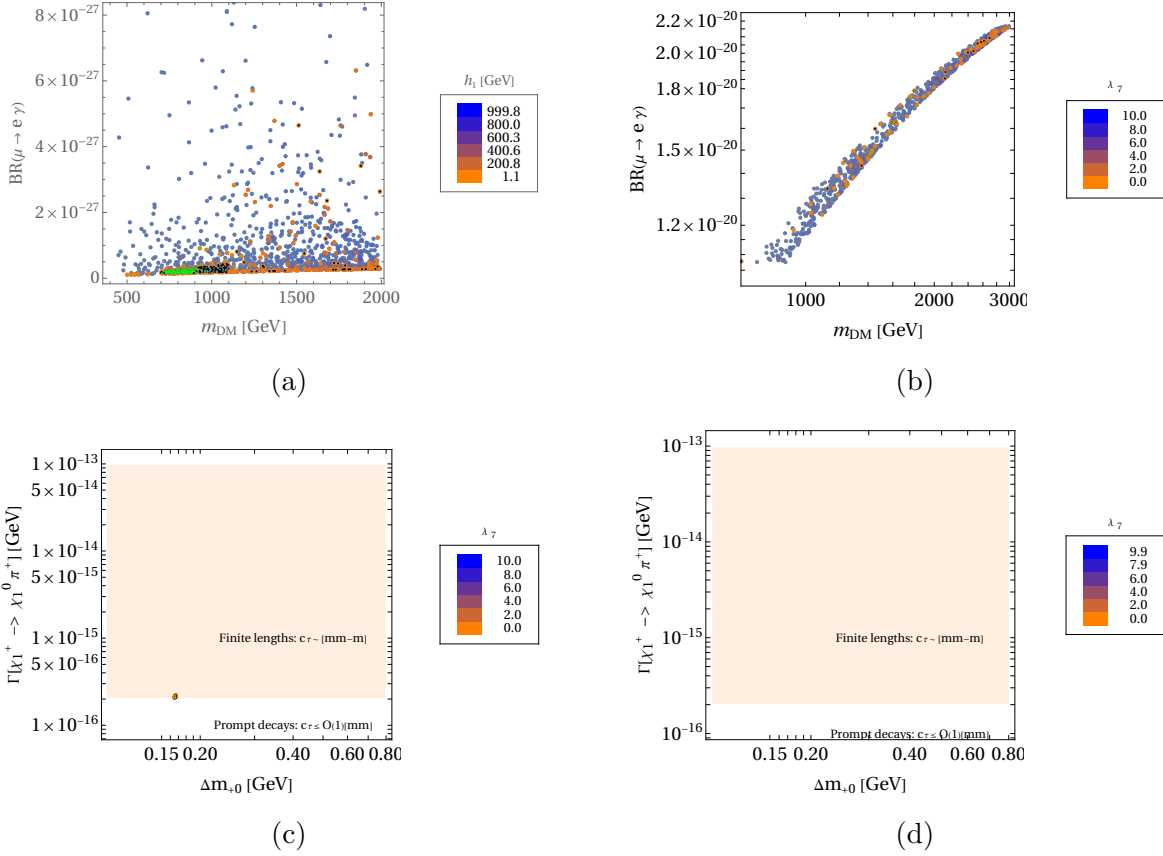


Figura D.2: Las Fig.(a) y (b) representan el branching del decaimiento $\mu \rightarrow e\gamma$, en función de la m_{DM} variando h_1 y λ_7 respectivamente. Las Fig. (c) y (d) presentan la tasa de decaimiento de χ_1^+ en función del splitting de las componentes cargada y neutra. La diferencia entre ambas radica en la consideración de la contribución del splitting a un loop, la Fig.(c) lo considera, mientras que la Fig.(d) no. La región sombreada en color piel indica la zona de larga vida para este decaimiento, mientras que la curva azul representa la variación de la tasa de decaimiento en función del splitting de masa Δm_{+0} .

Apéndice E

Modelo y código

En esta sección se muestra a grandes rasgos el modelo implementado en SARAH, el cual muestra el lagrangiano utilizado, y el código implementado en SSP para parametrizar los Yukawas, junto con las restricciones impuestas. También se muestra la implementación de la corrección a un loop del splitting entre las componentes cargada y neutra $\Delta\Sigma_{+0}$ en SPHENO.

```
Do i1=1,2
  If (Abs(MSpm2(i1)).Le.MaxMassNumericalZero) MSpm2(i1) = 1.E-10_dp
  If (MSpm2(i1).ne.MSpm2(i1)) Then
    Write(*,*) 'NaN appearing in '//NameOfUnit(Iname)
    Call TerminateProgram
  End If
  If (MSpm2(i1).Ge.0._dp) Then
    MSpm(1)=Sqrt(MSpm2(1) ) * 0.166_dp
    MSpm(2)=Sqrt(MSpm2(2) )
  Else
    If (ErrorLevel.Ge.0) Then
      Write(10,*) 'Warning from Subroutine '//NameOfUnit(Iname)
      Write(10,*) 'a mass squared is negative: ',i1,MSpm2(i1)
    End If
    MSpm(i1) = 1._dp
    Write(ErrCan,*) 'Warning from routine '//NameOfUnit(Iname)
    Write(ErrCan,*) 'in the calculation of the masses'
    Write(ErrCan,*) 'occurred a negative mass squared!'
    Write(ErrCan,*) i1,MSpm2(i1)
    Write(*,*) 'Warning from routine '//NameOfUnit(Iname)
    Write(*,*) 'in the calculation of the masses'
    Write(*,*) 'occurred a negative mass squared!'
    Write(*,*) i1,MSpm2(i1)
  End If
  MSpm2(i1) = 1._dp
  SignOfMassChanged = .True.
! kont = -104
End If
End Do
Iname = Iname - 1
End Subroutine CalculateMSpm
```

(a)

```
End If
Do i1=1,2
  If (MSpm2(i1).ne.MSpm2(i1)) Then
    Write(*,*) 'NaN appearing in '//NameOfUnit(Iname)
    Call TerminateProgram
  End If
  If (MSpm2(i1).Ge.0._dp) Then
    MSpm(1)=Sqrt(MSpm2(1) ) * 0.166_dp
    MSpm(2)=Sqrt(MSpm2(2) )
  Else
    MSpm(i1) = 1._dp
    ! kont = -104
  End If
End Do
Iname = Iname - 1
End Subroutine CalculateMSpmEffPot
Subroutine CalculateMFvEffPot(UV,MFv,kont)
Integer, Intent(inout) :: kont
Integer :: i1,i2,i3,i4, ierr, pos
Integer :: j1,j2,j3,j4
Logical :: SecondDiagonalisationNeeded
Real(dp), Intent(out) :: MFv(3)
Complex(dp), Intent(out) :: UV(3,3)
Complex(dp) :: mat(3,3), mat2(3,3), phaseM, E3(3)
```

(b)

Figura E.1: Las Fig.(a y b) muestran de manera subrayada la implementación de la corrección $\Delta\Sigma_{+0}$ en SPHENO.

